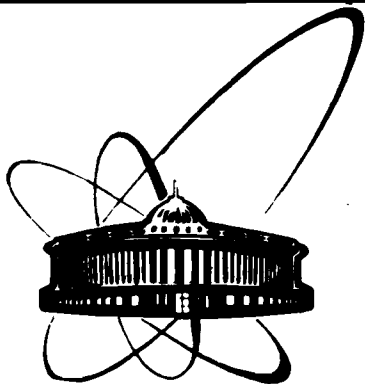


89-838



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Г 859

P1-89-838

В.Г.Гришин, Л.А.Диденко, А.А.Кузнецов,
Т.Б.Прогулова

СВОЙСТВА 4-МЕРНЫХ СТРУЙ
В e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ И ЛУНД-МОДЕЛЬ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1989

1. ВВЕДЕНИЕ

Анализ множественного рождения частиц в разного типа взаимодействиях в широкой области энергий показал, что в 4-мерном пространстве скоростей эти сложные процессы можно описать относительно простыми универсальными закономерностями с небольшим числом релятивистски-инвариантных параметров /1-3/. Эти закономерности являются следствием общих принципов ослабления корреляций и автомодельности /4-7/.

Изучение процессов множественного рождения проводилось в пространстве относительных 4-мерных скоростей:

$$b_{ik} = - \left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_k}{m_k} \right)^2 = - (u_i - u_k)^2 \quad /1/$$

Здесь P_i, P_k - четырехимпульсы, m_i, m_k - массы рассматриваемых частиц. Струи в этом подходе определяются релятивистски-инвариантным образом как кластеры частиц в пространстве 4-скоростей. Ось струи /центр кластера/ - единичный четырехмерный вектор:

$$V_\alpha = \sum_i u_i / \sqrt{(\sum_i u_i)^2} \quad /2/$$

Суммирование ведется по всем частицам, принадлежащим струе. Изучалось распределение пионов в струях по переменной b_k :

$$b_k = - (V_\alpha - u_k)^2, \quad /3/$$

которая определяет 4-скорость частицы k в струе относительно ее центра V_α .

Принцип автомодельности второго рода применительно к процессам рождения двух струй в пространстве 4-скоростей формулируется следующим образом:

$$W(b_{\alpha k}, b_{\beta k}, b_{\alpha\beta}, \dots, b_{\beta i}, b_{\alpha i})_{b_{\alpha\beta} \rightarrow \infty} \rightarrow \frac{1}{b_{\alpha\beta}^m} W^\alpha(b_{\alpha k}, x_k^\alpha = \frac{b_{\beta k}}{b_{\alpha\beta}}) \cdot W^\beta /4/$$

Здесь W - сечение процесса множественного рождения; α и β обозначают две струи; k - частицы, относящиеся к струе α , i - частицы струи β ; величина $b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2$. Эта запись означает, что сечение рождения двух струй W при достаточно больших $b_{\alpha\beta}$ можно описать двумя независимыми функциями W^α и W^β /что вытекает из принципа ослабления корреляций/, каждая из которых зависит от двух типов переменных: масштабнo-инвариантных x_k и масштабнo-неинвариантных b_k . От величины $b_{\alpha\beta}$ рассматриваемые функции при этом не зависят, т.е. обладают по этой переменной автомодельностью.

В работах /1-3,8/ на большом экспериментальном материале было показано, что адронные струи, образующиеся в мягких адронных, адрон-ядерных и жестких $\bar{p}N$ -столкновениях, действительно характеризуются универсальным в пределах ошибок экспериментов распределением по переменным b_k и x_k в интервале энергий $P_{\text{лаб.}} = 22 \div 205 \text{ ГэВ/с} / \sqrt{S} \approx 6 \div 20 \text{ ГэВ/}$. Распределение по величине $b_{\alpha\beta}$ во всех взаимодействиях в соответствии с гипотезой автомодельности описывается степенной зависимостью $A/b_{\alpha\beta}^m$ с параметрами $m \approx 3$.

В рамках кварк-глюонных модельных представлений об этих процессах обнаруженные закономерности множественного рождения означают, что адронизация цветных кварковых систем /кварков, дикварков и т.д./ в мягких и жестких взаимодействиях частиц имеет универсальный характер в пространстве 4-мерных скоростей, не зависящий от происхождения и свойств цветной кварковой системы. Эта универсальность указывает на то, что адронизация цветных зарядов определяется динамикой их взаимодействий с КХД-вакуумом.

Полная теория сильных взаимодействий должна описать наблюдаемые закономерности. Однако КХД на больших расстояниях неприменима. Это связано с фундаментальными нерешенными проблемами сильных взаимодействий - конфайнментом и структурой вырожденного и нестабильного вакуума.

В связи с этим представляет интерес провести аналогичный анализ множественных процессов в новых переменных на примере модели, в которой используется феноменологическая картина конфайнмента и структуры КХД-вакуума. Наиболее адекватной эксперименту является так называемая Лунд-модель, которая успешно описывает как мягкие, так и жесткие соударения частиц высоких энергий. Наиболее "простым" процессом с этой точки зрения является e^+e^- -аннигиляция, которая описывается Лунд-моделью до энергий 50 ГэВ в с.ц.и. В настоящее время получены первые данные по этим процессам на ускорителе LEP при $W \lesssim 100 \text{ ГэВ}$. Поэтому для проверки нового подхода мы использовали генерацию процессов e^+e^- -аннигиляции по Лунд-модели в интервале энергий W от 6 до 100 ГэВ в с.ц.и.

Основные положения Лунд-модели изложены в работах /9-11/. Мы отметим лишь некоторые ее черты. В e^+e^- -аннигиляции сначала образуется $(q\bar{q})$ -пара с $E_{q(\bar{q})} = W/2$. При их разлете в результате интенсивного обмена глюонами между ними образуется струна. Энергия на единицу длины струны $k = 1 \text{ ГэВ/фм} \approx 0,2 \text{ ГэВ}^2$ и ее полная энергия $E = kx$, где x - расстояние между кварками. Таким образом, в этой модели формулируется конфайнмент кварков / $E \rightarrow \infty$ при $x \rightarrow \infty$ /, т.е. кварки не существуют в свободном состоянии. При $x \geq X_0 / X_0 \approx 1 \text{ фм/}$ происходит "разрыв" струны с образованием двух струн: $q\bar{q}_s$ и $\bar{q}q_s$, где q_s - морские цветные кварки, возникшие из КХД-вакуума. Образование морской пары кварков /или дикварков $q_s\bar{q}_s$, $\bar{q}_s q_s$ / из КХД-вакуума происходит за счет туннельного эффекта в поле цветных сил с вероятностью

$$W(m_\perp^2) \sim \exp(-\pi m_\perp^2/k),$$

где $m_\perp^2 = m_q^2 + P_\perp^2$, что приводит к следующему соотношению между выходами различных ароматов морских кварков: $u:d:s=1:1:0,3$, которое соответствует эксперименту. При этом массы составляющих кварков полагаются равными: $m_u = m_d = 0,32 \text{ ГэВ}$ и $m_s = 0,5 \text{ ГэВ}$. Для образования морских дикварков бралось соотношение: $P(q_s\bar{q}_s):P(\bar{q}_s q_s) \approx 0,07:1$. Генерация глюонных струй в событии осуществлялась в том случае, если для двух партонов i и j в модели выполнялось условие

$$Y_{ij} = (M_{ij}/W)^2 > Y_0.$$

Здесь M_{ij} - эффективная масса двух партонов. В соответствии с анализом, проведенным в работе /12/, минимальное значение M_{ij} при моделировании выбиралось равным: $M_{ij} = 6,8 \text{ ГэВ}$ для $W \lesssim 40 \text{ ГэВ}$. При $W = 100 \text{ ГэВ}$ значение Y_0 задавалось равным $Y_0 = 0,01$, согласно данным работы /13/. Таким образом, в Лунд-модели феноменологическим образом учитывается конфайнмент кварков и нестабильный вырожденный вакуум КХД. В связи с этим и возникает наша постановка задачи: на примере этой модели проверить наши предположения и обнаруженные в эксперименте универсальные закономерности. В этой работе мы используем новое релятивистски-инвариантное определение струй и на основании этого подхода изучим поведение струй по переменным $b_{\alpha\beta}$ и b_k . Кроме того, рассмотрим влияние нейтральной компоненты / π^0 -мезонов/ на эти характеристики. В дальнейшем мы планируем рассмотреть и другие переменные, существенные при автомодельном поведении процессов / x_k и др./.

2. УНИВЕРСАЛЬНОСТЬ СВОЙСТВ АДРОННЫХ СТРУЙ В ПРОСТРАНСТВЕ 4-СКОРОСТЕЙ

2.1. Анализ средних значений $\langle b_k \rangle$ частиц в струях

На рис.1а приводятся средние значения $\langle b_k \rangle$, определенные по спектрам dN/db_k для заряженных пионов в кварковых и антикварковых струях при $b_{\alpha\beta} \geq 10$ в e^+e^- -взаимодействиях, смоделированных в интервале энергий $W = 6 \div 100$ ГэВ. В табл.1 представлены множественности пионов в отобранных струях при различных энергиях. В данном случае все события анализировались по двухструйной гипотезе, т.е. все частицы относились либо к кварковой струе, либо к антикварковой. Из рисунка можно видеть, что в интервале энергий $W = 6 \div 17$ ГэВ значения $\langle b_k \rangle$ в од-

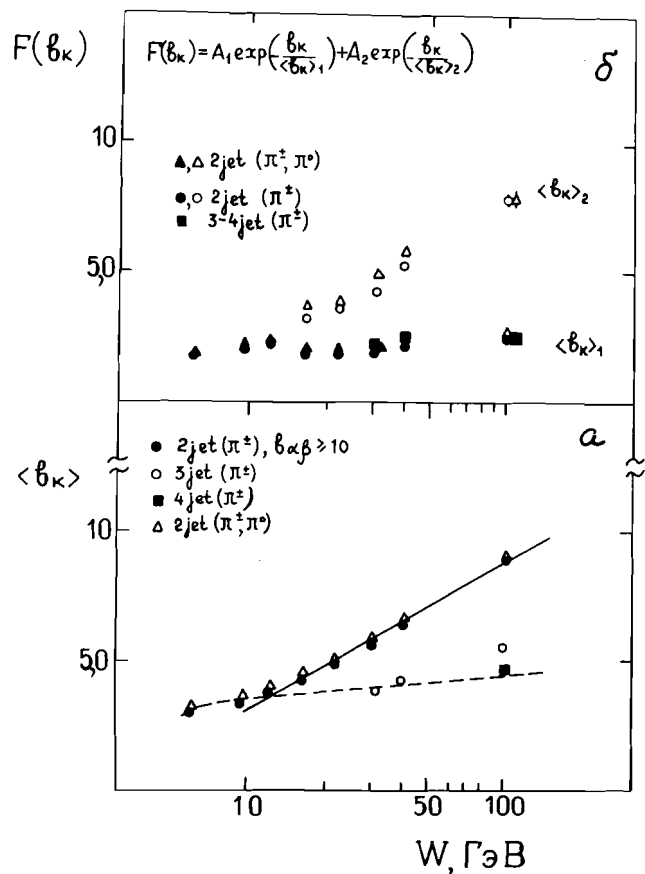


Рис.1. Зависимость средних значений переменной b_k и параметров аппроксимации $\langle b_k \rangle_1$ и $\langle b_k \rangle_2$ от энергии взаимодействия W .

Таблица 1

Средняя множественность заряженных пионов в струях при $b_{\alpha\beta} \geq 10$ для различных энергий

W, ГэВ	6	9	12	17	22	30	41	100
n_{\pm}	2,4	2,8	3,2	3,7	4,1	4,8	5,4	7,6

ной струе остаются приблизительно постоянными. В этом же интервале энергий наблюдалось постоянство величины $\langle b_k \rangle^{1,2}$ в мягких адрон-адронных и глубоконеупругих $\bar{\nu}N$ -взаимодействиях, полученных в эксперименте.

В области $W > 17$ ГэВ начинается логарифмический рост величины $\langle b_k \rangle$ с ростом W . Естественно предположить, что такое поведение переменной b_k может быть обусловлено возрастающим вкладом жесткого глюонного излучения при увеличении энергии W от 17 до 100 ГэВ.

В табл.2 приводится доля 3- и 4-струйных событий /событий типа $q\bar{q}G$ и $q\bar{q}GG$ / для e^+e^- -взаимодействий при различных энергиях. Видно, что при энергиях $W \leq 17$ ГэВ жесткое глюонное излучение практически отсутствует. Мягкое и коллинеарное излучение глюонов в данном варианте модели учитывается во всем энергетическом интервале. С увеличением энергии e^+e^- -взаимодействий до 100 ГэВ доля 3- и 4-струйных событий увеличивается

Таблица 2

Доля 2-, 3- и 4-струйных событий в LUND-модели для e^+e^- -взаимодействий

W, ГэВ	$q\bar{q}$	$q\bar{q}G$	$q\bar{q}GG$
6	1,0	-	-
9	1,0	-	-
12	1,0	-	-
17	0,92	0,08	-
22	0,80	0,20	-
30	0,64	0,36	-
41	0,43	0,53	0,04
100	0,13	0,72	0,14

до ~86%. Если рассчитать значения $\langle b_k \rangle$ для каждой струи в таких событиях, то ее величина остается приблизительно постоянной во всем рассматриваемом интервале энергий /рис.1а/.

Таким образом, рост значений $\langle b_k \rangle$ в первом случае обусловлен тем, что 3- и 4-струйные события обсчитывались по двухструйной гипотезе, т.е. к кварк-антикварковым струям добавлялись частицы, не принадлежащие им.

Значения $\langle b_k \rangle$ для одной струи остаются приблизительно постоянными в широком интервале энергий $W = 6 \div 100$ ГэВ, что согласуется с принципом автомодельности, сформулированным для процессов адронизации кварковых систем в пространстве 4-скоростей.

2.2. Анализ инвариантных функций $F(b_k)$

Зависимость инвариантных функций пионов в струях $E \frac{d^3\sigma}{dp}$

от переменной b_k $F(b_k)$ описывается простыми экспоненциальными функциями, что делает их удобными для анализа и интерпретации. Инвариантные функции $F(b_k)$ выражаются следующим образом:

$$F(b_k) = \frac{2}{m_\pi^2} \int \frac{1}{\sqrt{b_k + b_k^2/4}} \frac{d\sigma}{db_k d\Omega} d\Omega. \quad /5/$$

На рис.2а,б показаны нормированные функции $F(b_k)$ для заряженных пионов в кварк-антикварковых струях в e^+e^- -взаимодействиях при энергиях $W = 9$ и 30 ГэВ соответственно. Видно, что в первом случае функцию можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью:

$$F(b_k) = A \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1) \quad /6/$$

с величиной параметра $\langle b_k \rangle_1$, равной ~2. Такой же характер имеет функция $F(b_k)$ и при энергиях $6 \leq W < 17$ ГэВ. При энергии $W = 30$ ГэВ инвариантная функция $F(b_k)$ описывается выражением, состоящим из суммы двух экспоненциальных зависимостей:

$$F(b_k) = A_1 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_1) + A_2 \exp(-b_k / \langle b_k \rangle_2). \quad /7/$$

Величина параметра $\langle b_k \rangle_1 \approx 2$ такая же, как и при энергии $W = 9$ ГэВ, а значение второго параметра $\langle b_k \rangle_2$ больше: $\langle b_k \rangle_2 \approx 4$.

Значения параметров $\langle b_k \rangle_1$ и $\langle b_k \rangle_2$ во всем рассматриваемом интервале энергий $W = 6 \div 100$ ГэВ приведены на рис.1б. Видно, что величина $\langle b_k \rangle_1$ приблизительно постоянна во всем интервале

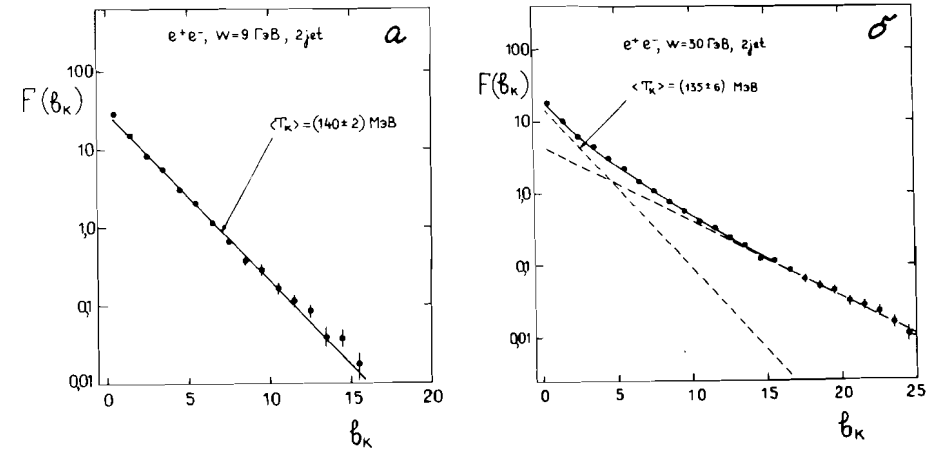


Рис.2. Инвариантные функции $F(b_k)$ для струй пионов в e^+e^- -взаимодействиях при энергиях: а/ $W = 9$ ГэВ и б/ $W = 30$ ГэВ в предположении двухструйной структуры событий. Сплошные и пунктирные линии – результат аппроксимации данных экспоненциальными зависимостями.

W , а величина $\langle b_k \rangle_2$ растет. Появление второго слагаемого в равенстве /7/ связано с жестким глюонным излучением, вклад которого растет с увеличением энергии W .

Если построить инвариантную функцию $F(b_k)$ для каждой струи из 3- и 4-струйных событий при $W = 30 \div 100$ ГэВ, то в этом случае она описывается экспоненциальной зависимостью /6/ с параметром $\langle b_k \rangle_1 \approx 2$ /рис.3/. Величина параметра $\langle b_k \rangle$ однозначно связана со средней кинетической энергией $\langle T_k \rangle$ частиц в системе покоя струи, которая обычно называется "температурой":

$$\langle b_k \rangle = \langle \frac{2E_k}{m_k} - 2 \rangle = \frac{2 \langle T_k \rangle}{m_k}. \quad /8/$$

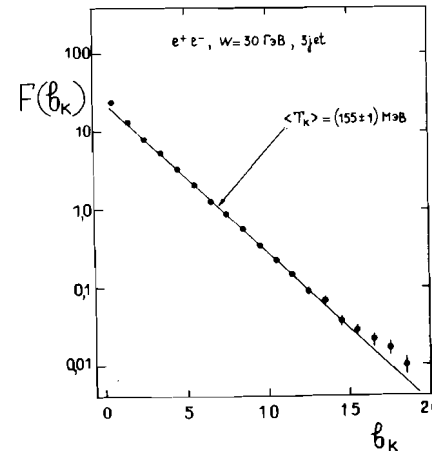


Рис.3. Инвариантная функция $F(b_k)$ для струй пионов в 3-струйных событиях в e^+e^- -взаимодействиях при $W = 30$ ГэВ. Сплошная линия – результат аппроксимации данных экспоненциальной зависимостью.

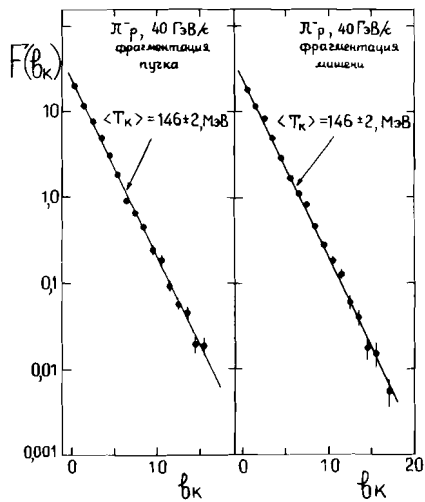
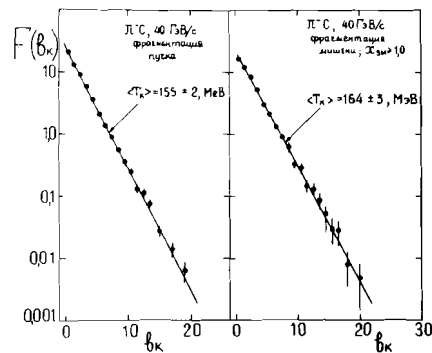


Рис.4. Инвариантные функции $F(b_k)$ для струй пионов, образующихся в процессах фрагментации кварков и дикварков в π^-p -взаимодействиях при $P_{\text{лаб.}} = 40$ ГэВ/с. Сплошные линии - результат аппроксимации данных экспоненциальной зависимостью.

Рис.5. Инвариантные функции $F(b_k)$ для струй пионов, образующихся в кумулятивных процессах в π^-C -взаимодействиях при $P_{\text{лаб.}} = 40$ ГэВ/с в области фрагментации пучка и мишени. Сплошные линии - результат аппроксимации данных экспоненциальной зависимостью.



Из соотношения /8/ следует, что средняя температура пионов в одной струе равна $\langle T_k \rangle \approx 140$ МэВ. Ее величина остается приблизительно постоянной в широком энергетическом интервале e^+e^- -взаимодействий $W = 6 \div 100$ ГэВ.

Аналогичные функции $F(b_k)$ были построены для струй пионов, образующихся в мягких π^-p - и кумулятивных π^-C -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с /рис.4, 5/.

Данные по этим взаимодействиям получены с пропановой пузырьковой камеры. Метод обработки событий и выделения струй в пространстве 4-мерных скоростей описаны в работах /1,3/. Анализ инвариантных функций $F(b_k)$ в мягких π^-p - и кумулятивных π^-C -соударениях показал, что эти функции также можно описать экспоненциальной зависимостью /6/ с величиной параметра $\langle b_k \rangle \approx 2$. Как видно из рисунков, средняя "температура" пионов в струях примерно такая же, как и в e^+e^- -аннигиляции, и составляет $\langle T_k \rangle = 140 \div 160$ МэВ.

2.3. Изучение распределений струй по величине $b_{\alpha\beta}$

Из принципа автомодельности /4/ следует, что распределение струй по величине $b_{\alpha\beta}$ описывается степенной зависимостью типа

$$dN/db_{\alpha\beta} = A/b_{\alpha\beta}^m \quad /9/$$

Такой характер зависимости наблюдался в экспериментах /2,3/ в распределениях струй, образующихся в мягких адрон-адронных, адрон-ядерных и глубоконеупругих $\bar{\nu}N$ -соударениях. Величина параметра m оказалась не зависящей от типа и энергии взаимодействия и равной для всех соударений $m \approx 3$.

Распределение струй пионов в e^+e^- -взаимодействиях по величине $b_{\alpha\beta}$ при $W = 9$ ГэВ приведено на рис.6. Из рисунка видно, что в области $b_{\alpha\beta} > 10$ это распределение также описывается функцией /9/ с величиной $m = 2,7 \pm 0,1$. Аналогичная зависимость /9/ с параметром $m \approx 3$ в распределениях струй по переменной $b_{\alpha\beta}$ наблюдается в e^+e^- -взаимодействиях при энергии $6 \leq W < 17$ ГэВ.

На рис.7 показано распределение попарно всех струй пионов по относительным скоростям $b_{\alpha\beta}$ в 3-струйных e^+e^- -событиях при $W = 30$ ГэВ. Представленное распределение также описывается степенной зависимостью /9/. Несколько меньшее значение параметра $m = 2,3 \pm 0,1$ может быть связано с погрешностями в выделении 3 струй.

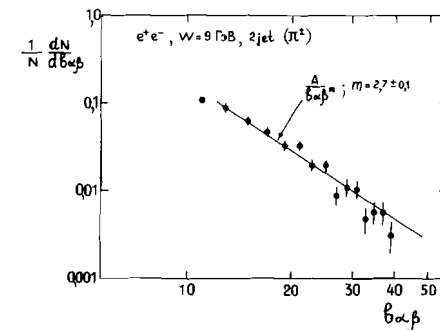
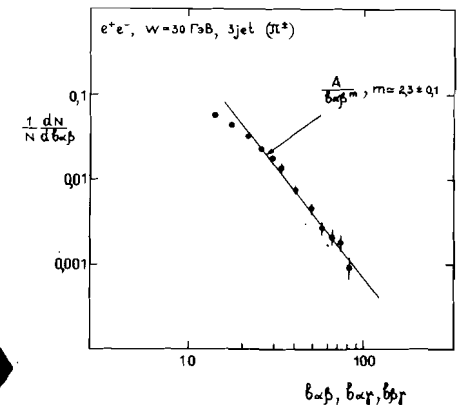


Рис.6. Распределение 2 струй заряженных пионов по переменной $b_{\alpha\beta}$ в e^+e^- -взаимодействиях при $W = 9$ ГэВ. Сплошная линия - результат аппроксимации данных степенной зависимостью.

Рис.7. Распределение струй заряженных пионов по переменным $b_{\alpha\beta}$ ($b_{\alpha\gamma}, b_{\beta\gamma}$) в 3-струйных событиях e^+e^- -взаимодействий при $W = 30$ ГэВ. Сплошная линия - результат аппроксимации данных степенной зависимостью.



Таким образом, проделанный анализ дает основания ожидать, что в e^+e^- -взаимодействиях в эксперименте вплоть до энергий $W = 100$ ГэВ будут выполняться основные закономерности, вытекающие из принципа автоматичности второго рода и характеризующие процесс адронизации кварк-глюонных систем. Наиболее интересным свойством процессов адронизации является тот факт, что средняя "температура" пионов в одной партонной струе остается приблизительно постоянной в интервале энергий $W=6\div 100$ ГэВ.

3. ВЛИЯНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ НА РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

В работах /1-3/ изучение свойств струй в различных взаимодействиях проводилось на основе экспериментальных данных, полученных с пузырьковых камер, в которых нейтральные пионы не регистрируются. Универсальность свойств адронных струй в пространстве 4-скоростей установлена по распределениям заряженных частиц. Целесообразно проанализировать, в какой степени нейтральные частицы, которые не регистрируются в камерных экспериментах, будут искажать наблюдающиеся закономерности в свойствах струй. Имеет смысл также изучить, как влияют нейтральные частицы на результаты выделения струй с помощью релятивистски-инвариантного метода, предложенного в работах /1-3/ : минимизации суммы квадратов относительных 4-скоростей.

На рис. 1а,б представлены средние по спектру dN/db_k значения $\langle b_k \rangle$, определенные для π^+ - и π^0 -мезонов в кварк-антикварковых струях, а также результаты анализа инвариантных функций $F(b_k)$ для этих же частиц. Здесь же приведены данные для всех пионов из 3- и 4-струйных событий. Как видно из представленных

результатов, средние значения $\langle b_k \rangle$ и параметров, полученные при аппроксимации функций $F(b_k)$ экспоненциальными зависимостями, в струях, выделяемых только по заряженным пионам, при-

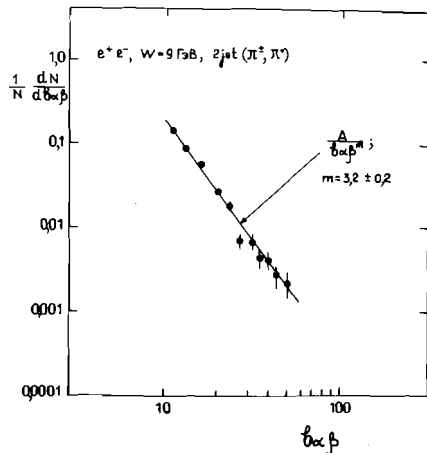


Рис.8. Распределение струй пионов, определенных с учетом π^0 -мезонов, по переменной $b_{\alpha\beta}$ в e^+e^- -взаимодействиях при $W = 9$ ГэВ. Сплошная линия - результат аппроксимации данных степенной зависимостью.

мерно равны тем же величинам, определенным с учетом π^0 -мезонов. Иными словами, учет π^0 -мезонов в этом анализе не изменяет закономерностей, наблюдающихся в образовании заряженных пионов в процессах адронизации кварковых систем.

На рис.8 показано распределение струй пионов в e^+e^- -столкновениях при $W = 9$ ГэВ по величине $b_{\alpha\beta} = -(V_\alpha - V_\beta)^2$, где V_α и V_β определялись с учетом π^\pm - и π^0 -мезонов. Видно, что это распределение, так же как и приведенное на рис.6, описывается степенной зависимостью /9/ с параметром $m = 3,2 \pm 0,2$, то есть и в данном случае учет π^0 -мезонов не изменяет наблюдающейся закономерности в распределении $dN/db_{\alpha\beta}$.

4. НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ, СВЯЗАННЫЕ С ВЫДЕЛЕНИЕМ И ОТБОРОМ СТРУЙ

В рамках Лунд-модели можно провести методический анализ, позволяющий установить, как влияют нейтральные пионы на результаты выделения струй по заряженным частицам в пространстве относительных 4-мерных скоростей. Возможно также провести сравнение традиционных методов выделения струй в импульсном пространстве /с помощью переменных сферисити S и траст T / с методом минимизации суммы квадратов относительных 4-скоростей, предложенным в работах /1-3/, т.е. минимизации величины A_2 :

$$A_2 = \min [- \sum_k (V_\alpha - u_k^\alpha)^2 - \sum_i (V_\beta - u_i^\beta)^2] \quad /10/$$

Такой методический анализ проводился в работе /14/. Однако этот анализ некорректен, поскольку такие сравнения необходимо производить при одинаковых условиях отбора выделенных струй с помощью различных переменных, например, отбора по доле 4-импульсов, уносимых струями относительно первичных частиц. Такой отбор имеет смысл рассматривать для адронных или ядерных взаимодействий, но не имеет смысла - для e^+e^- -столкновений. Можно производить сравнение, не накладывая никаких дополнительных условий отбора на выделенные струи. Авторы же работы /14/ сравнивают различные методы выделения струй при неодинаковых условиях их отбора и, естественно, получают различия.

На рис.9 показано распределение струй пионов по углу θ между осями, восстановленными с помощью переменной сферисити и путем минимизации величины A_2 :

$$\theta = \arccos(\vec{n}_S \cdot \vec{n}_{A_2}),$$

где \vec{n}_S и \vec{n}_{A_2} - единичные векторы, определяющие направление осей.

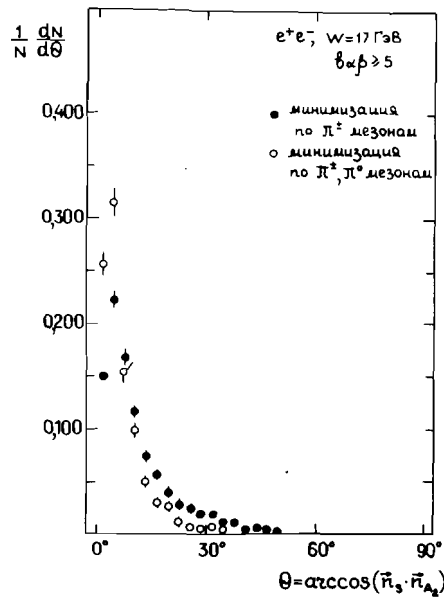


Рис.9. Распределение струй пионов, выделенных двумя различными методами /с помощью переменной S и путем минимизации величины A_2 / по углу θ между их осями в e^+e^- -взаимодействиях при $W = 17$ ГэВ.

Такие распределения приводятся для случая, когда струи выделяются только по заряженным пионам, и в том случае, когда в анализ добавляются нейтральные пионы. Как видно из представленных данных, наиболее вероятное значение угла θ в обоих случаях составляет $\theta_{н.в.} = 4 \div 5$. Среднее значение $\langle \theta \rangle$ равно 13° и 8° для двух случаев

соответственно. Эти данные приведены для энергии e^+e^- -столкновений $W = 17$ ГэВ. С увеличением энергии W величины $\langle \theta \rangle$ и $\theta_{н.в.}$ уменьшаются, т.е. уменьшается разница в выделении струй двумя методами.

Из приведенных данных также видно, что хотя π^0 -мезоны и влияют на точность восстановления осей струй, но это влияние в среднем не превышает $5^\circ \div 6^\circ$.

Целесообразно рассмотреть еще один методический вопрос, связанный с отбором струй по величине $b_{\alpha\beta}$. При формулировке принципа автомодельности важной величиной является то значение $b_{\alpha\beta}$, начиная с которого проявляется универсальность свойств адронных струй. В этой работе все данные представлены для значений $b_{\alpha\beta} \geq 10$, так же как и в работе^{/3/}, однако те же закономерности справедливы и при $b_{\alpha\beta} \geq 5$. В табл.3 приводится доля событий, которая удовлетворяет этим двум условиям отбора. Рассматриваются случаи, когда струи выделяются только по заряженным пионам и с участием π^0 -мезонов. Из табл.3 видно, что влияние π^0 -мезонов на отбор событий проявляется только при низких энергиях $W \leq 9$ ГэВ и не превышает $10 \div 15\%$. При энергиях $W > 17$ ГэВ рассматриваемым условиям отбора удовлетворяет более 80% всех событий и их доля растет с ростом энергии.

Таблица 3

W, ГэВ	Доля событий с $b_{\alpha\beta} \geq b_{\min}$			
	Минимизация по π^\pm -мезонам		Минимизация по π^\pm, π^0 -мезонам	
9 ГэВ	$b_{\alpha\beta} \geq 5$	$b_{\alpha\beta} \geq 10$	$b_{\alpha\beta} \geq 5$	$b_{\alpha\beta} \geq 10$
	90%	64%	87%	53%
17 ГэВ	95%	79%	95%	80%

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, подведя итог проделанной работе, можно кратко сформулировать следующие основные выводы:

1. Результаты анализа автомодельных свойств струй в e^+e^- -столкновениях в рамках Лунд-модели указывают на то, что в этих взаимодействиях, так же как и в адронных, ядерных и глубоко-неупругих $\nu(\bar{\nu})N$ -столкновениях, можно ожидать универсальность свойств струй в пространстве 4-скоростей в интервале энергий $W = 6 \div 100$ ГэВ.

2. Полученные данные указывают также на то, что с ростом энергии столкновения частиц будет увеличиваться множественность образования струй, но средняя температура одной струи при этом существенно меняться не будет.

3. Нейтральные пионы, которые не регистрируются в экспериментах, практически не будут влиять на характер закономерностей, обнаруженных для струй заряженных частиц, и средние значения определяемых переменных.

В заключение авторы благодарят А.М.Балдина за ценные замечания, а также Б.В.Батюню за помощь в расчетах по Лунд-модели и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. и др. - ЯФ, 1986, т.44, с.1209.
2. Baldin A.M. et al. - В сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ" № 1/21/-87, 1987, Дубна, с.17.
3. Балдин А.М. и др. - ЯФ, 1988, т.48, с.995.
4. Балдин А.М., Балдин А.А. - В сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ", № 17-86, Дубна, 1986, с.19.

5. Балдин А.М., Диденко Л.А. - В сб.: "Краткие сообщения ОИЯИ" № 3-84, Дубна, 1984, с.5.
6. Седов Л.И. - Механика сплошной среды. М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1953, т.1.
7. Бренблатт Г.И. - Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеиздат, 1982.
8. Baldin A.M. et al. - Z.Phys.C., 1987, 33, p.363.
9. Andersson B. et al. - Phys. Rep., 1983, v.97, N.2,3; p.31.
10. Sjostrand T. - Comput. Phys. Commun., 1986, v.39, p.347. Preprint LUTP-85-10; 86-11, LUND University, LUND, Sweden, 1985.
11. Andersson B. et al. - Preprint LUTP-86-3, LUND, Sweden, 1986.
12. Bartel W. et al. - DESY Preprint, 86-086, 1986.
13. Bengtsson M. - PITNA 88/12, 1988.
14. Боголюбский Н.Б., Бумажной В.А. и др. - Препринт ИФВЭ 89-33, Серпухов, 1989.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 декабря 1989 года.

Гришин В.Г. и др. P1-89-838
Свойства 4-мерных струй
в e^+e^- -аннигиляции и Лунд-модель

Изучаются автомодельные свойства струй в e^+e^- -аннигиляции, смоделированной в рамках Лунд-модели в интервале энергий $W = 6 \div 100$ ГэВ. Анализ ведется в пространстве относительных 4-мерных скоростей и основан на новом определении струй как кластеров адронов в этом пространстве. Результаты анализа указывают на то, что в e^+e^- -взаимодействиях, так же как и в изученных ранее мягких адрон-адронных, адрон-ядерных и глубоконеупругих $\bar{\nu}N$ -столкновениях, наблюдается универсальность свойств струй в пространстве 4-скоростей в интервале энергий $W = 6 \div 100$ ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1989

Перевод авторов

Grishin V.G. et al. P1-89-838
Properties of Four-Dimensional Jets
in e^+e^- -Annihilation and LUND-Model

The automodel properties of jets are studied in e^+e^- -annihilation simulated by LUND-model for energy range $W = 6 \div 100$ GeV. The analysis is made in the relative four-velocity space and is based on the new definition of the jets as hadron clusters in this space. The results obtained show the universality of jet properties in e^+e^- -interactions at $W = 6 \div 100$ GeV as well as in soft hadron-hadron, hadron-nucleus and deep inelastic $\bar{\nu}N$ -interactions that have been observed previously.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1989