

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

У235/83

15/8-83

P1-83-309

Н.Ангелов, Н.Ахабабян, В.Г.Гришин, Л.А.Диденко,
З.В.Метревели

ФОРМА И РАЗМЕРЫ
ОБЛАСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ π^- -МЕЗОНОВ,
ОБРАЗОВАННЫХ В π^-p -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 40 ГэВ/с,
В ЗАВИСИМОСТИ
ОТ СТРУЙНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОБЫТИЙ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

§1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование в различных системах отсчета пространственно-временных характеристик области излучения пионов, образованных в пион-нуклонных взаимодействиях, позволило получить новую интересную информацию, связанную с динамикой процесса множественного образования и проявлением кварковой структуры взаимодействующих адронов^{1,2,3/}. С другой стороны, анализ этих процессов с помощью коллективных переменных позволил получить хорошо выработанные струйные характеристики этих событий^{4/}. В настоящей работе исследуются пространственные размеры и форма области излучения вторичных отрицательных пионов, образованных во взаимодействиях

$$\pi^- + p \rightarrow \pi_1^- + \pi_2^- + X \quad /1/$$

при 40 ГэВ/с, в зависимости от струйных характеристик этих событий^{5/}. Экспериментальный материал получен на 2-метровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ, облученной на ускорителе ИФВЭ /Серпухов/. Методические проблемы, связанные с обработкой около 14000 π^-p -взаимодействий, точности измерения и общие характеристики этих событий представлены в^{6/}.

Пространственно-временные характеристики области излучения вторичных пионов определяются методом интерференции тождественных частиц в движущихся системах координат^{7/}. Как было показано в предположении о независимом гауссовом распределении излучателей, вероятность обнаружения пары пионов с импульсами \vec{P}_1 и \vec{P}_2 можно представить в виде

$$W[\pi_1(\vec{P}_1), \pi_2(\vec{P}_2)] = \\ = 1 + \exp\{-q_x^2 R^2 - q_y^2 \bar{R}^2 - \gamma [q_x(1 - \beta\beta) - q_x \beta\beta]^2 \bar{R}^2 - \\ - \gamma^2 [q_z(\beta - \beta_z) - q_x \beta_x]^2 T^2\}, \quad /2/$$

где $\vec{q} = \vec{P}_1 - \vec{P}_2$, R , \bar{R} и T - пространственные и временной параметры области излучения в системе, где источник покоится, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ - лоренц-фактор движущейся системы отсчета, $\beta_i = v_i/c$, $i = x, y, z$. Из-за недостатка экспериментального материала параметры ℓ_i , связанные с R , \bar{R} и T , определяются при аппроксимации одномерных распределений, которые получаются из /2/ при $q_k = q_\ell = 0$:

$$R_i(q_i^2) = \frac{n_\phi}{n} \frac{dN(q_i^2)}{dN_\phi(q_i^2)} - a\{1 + \lambda \exp(-q_i^2 \ell_i^2)\}. \quad /3/$$

Здесь $\frac{1}{n_\phi} dN_\phi(q_i^2)$ - фоновые распределения, которые, как обычно, получаются из двухчастичных комбинаций пионов из разных событий; a - нормировочный коэффициент; λ - множитель, учитывающий влияние ряда методических факторов и возможные специфические корреляции^{8/}.

Струйное поведение адронов в конечном состоянии характеризуется величинами "сферисити" S и "траст" T ^{9/}. Величина сферисити S определяется как

$$S = \frac{3}{2} \min \frac{\sum_{k=1}^{n_\pm} P_{\perp k}^2}{\sum_{k=1}^{n_\pm} P_k^2}, \quad /4/$$

где $\vec{P}_{\perp k}$ - поперечный импульс частиц относительно оси струи, для которой $\sum_{k=1}^{n_\pm} \vec{P}_{\perp k}^2$ минимальна, \vec{P}_k - полный импульс частиц. Переход в эту систему координат производится путем диагонализации матрицы $M_{\alpha\beta}$, составленной из произведений компонент импульсов вторичных заряженных частиц.

$$\sum M_{\alpha\beta} = \sum_{k=1}^{n_\pm} \vec{P}_{k\alpha} \vec{P}_{k\beta}, \quad \alpha, \beta = x, y, z. \quad /5/$$

Диагональным элементам матрицы $Q_j = \sum_{k=1}^{n_\pm} P_{jk}^2$ / $j = 1, 2, 3$ / соответствуют единичные векторы \vec{n}_j , задающие направления "главных осей" событий. Величина S принимает значения от 0 для коллинеарных событий ($Q_1 \gg Q_2, Q_3$) до 1 для сферически-симметричных конфигураций векторов импульсов вторичных частиц ($Q_1 \approx Q_2 \approx Q_3$). Величина "траст" T определяется как

$$T = \frac{\max_{k=1}^{n_\pm} \sum_{j=1}^3 |P_{jk}|}{\sum_{k=1}^{n_\pm} |P_k|}, \quad /6/$$

где \vec{P}_{jk} - продольный импульс вторичных частиц относительно оси, для которых сумма $\sum_{k=1}^{n_\pm} |P_{jk}|$ имеет максимальное значение. Переменная T меняется от 0,5 для сферически-симметричных событий до 1 для коллинеарных событий.

§2. ЗАВИСИМОСТЬ РАЗМЕРА И ФОРМЫ ИСТОЧНИКА π^- -МЕЗОНОВ ОТ СТРУЙНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОБЫТИЙ

Таблица 1

В табл. 1 представлены значения пространственных компонент l_i^B ($i = x, z, y$) области излучения π^- -мезонов, образованных в процессе /1/, для всех событий с множественностью заряженных частиц $n_{\pm} \geq 4$ при различных симметричных значениях лоренц-фактора γ относительно с.ц.и. "пр" / $\gamma = 1,0^*$ /. Приведенные значения получены путем аппроксимации экспериментальных распределений функциями вида /3/ при $q_k^2 \leq 0,200$ /ГэВ/с/². В соответствии с теоретическими требованиями координатная система ориентирована так, что положительное направление оси z совпадает с направлением первичного π^- -мезона, и в этом случае $\beta > 0$, вектор $\vec{P} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2$ лежит в плоскости $\{x, z\}$, а ось y перпендикулярна этой плоскости. Как видно из таблицы, при принятых слабых ограничениях по q_k^2 и для всех углов вылета вторичных π^- -мезонов значения l_i^B практически не зависят от γ и в среднем составляют: $l_x^B \approx /1,5 \pm 0,2/$ Фм, $l_z^B \approx /0,9 \pm 0,1/$ Фм и $l_y^B \approx /1,3 \pm 0,2/$ Фм.

Ориентация координатной системы по "главным осям" (\vec{n}_j) событий дает для компонент l_j^J области излучения значения, приведенные в 5-й и 6-й колонках табл.1. В этом случае "поперечная" компонента l_x^J и "продольная" компонента l_z^J имеют примерно одинаковые значения $\approx /0,9 \pm 0,1/$ Фм, а "поперечная" компонента $l_y^J \leq 0,6$ Фм**. Эти значения l_j^J определяют "сплюснутую" форму области излучения пионов при двухструйной конфигурации импульсов вторичных заряженных частиц.

Если вычислить среднеквадратичные радиусы $\langle r_{B,J}^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{l_x^2 + l_y^2 + l_z^2}$ в с.ц.и. "пр" в двух координатных системах, то получаемые значения $\langle r_B^2 \rangle^{1/2} \approx /2,2 \pm 0,4/$ Фм и $\langle r_J^2 \rangle^{1/2} \approx /1,3 \pm 0,3/$ Фм показывают, что средние размеры области излучения в координатной системе, связанной с осью столкновения, больше, чем средний размер этой области, определенный в системе, связанной с осями струй.

В табл.2 приведены средние значения струйных характеристик $\langle S \rangle$ и $\langle T \rangle$ и соответствующих углов $\langle \theta_S \rangle$ и $\langle \theta_T \rangle$ между осью столкновения z и осью \vec{n}_1 , определяющей направление вылета струи, для различных рассматриваемых значений γ . В качестве иллюстрации

Значения параметров l_i^B и l_i^J /Фм/ в области излучения π^- -мезонов для различных значений γ относительно с.ц.и. "пр". Для всех значений $\gamma - l_y^J \leq 0,6$ Фм

γ	l_x^B	l_z^B	l_y^B	l_x^J	l_z^J
4,7	$1,9 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,3$	*	$0,7 \pm 0,2$	*
1,8	$1,4 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,5	$1,5 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,1$
1,2	$1,6 \pm 0,4$	$0,8 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$0,6 \pm 0,1$
1,1	$1,6 \pm 0,4$	$0,8 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,1$
1,05	$1,5 \pm 0,4$	$0,8 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,1$
1,02	$1,6 \pm 0,4$	$0,8 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,1$
1,00	$1,5 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,1$
1,02	$1,4 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,1$
1,05	$1,5 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$
1,1	$1,4 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,2$	$0,7 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,2$
1,2	$1,5 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,2$
1,5	$1,4 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$
1,8	$1,4 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$
4,7	$1,7 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,2$	*	$1,1 \pm 0,2$	*
$\langle \lambda \rangle$	$0,18 \pm 0,3$	$0,27 \pm 0,04$	$0,22 \pm 0,03$	$0,16 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,04$

* Значения $l_{i,J}^B \leq 0,6$ Фм.

* Ось z совпадает с осью столкновения первичных адронов, а направление движения падающего π^- -мезона принято за положительное / $\beta > 0$ /; значения $\gamma = 4,7$ и $\beta < 0$ соответствуют лабораторной системе координат, где протон покоится.

** Как показано в /10/, разрешающая способность использованной методики позволяет определять значения l_i только в диапазоне от 0,6 до 4 Фм.

на рис.1 представлены зависимости $\langle S \rangle$ и $\langle T \rangle$ от γ для нескольких симметричных значений γ , близких к с.ц.и. "пр". Как видно, все эти величины имеют экстремальные значения не в с.ц.и. взаимодействующих адронов / $\gamma = 1,0, \beta = 0$ /, а при $\gamma = 1,02$ и $\beta > 0$, что в представлениях аддитивной кварковой модели

Таблица 2

Средние значения $\langle S \rangle$, $\langle \theta_s \rangle$, $\langle T \rangle$ и $\langle \theta_T \rangle$ для различных значений γ относительно с.ц.и. "пр" для событий с $n_{\pm} \geq 4$

γ	$\langle S \rangle$	$\langle \theta_s \rangle$	$\langle T \rangle$	$\langle \theta_T \rangle$
4,7	0,017±0,00	2,3±0,1	0,983±0,002	2,1±0,1
1,8	0,112±0,001	7,8±0,1	0,910±0,002	8,3±0,1
1,5	0,168±0,001	9,5±0,1	0,891±0,001	10,4±0,2
1,2	0,204±0,001	14,2±0,1	0,855±0,001	15,0±0,2
1,1	0,233±0,001	16,4±0,2	0,840±0,001	17,8±0,2
1,05	0,251±0,001	17,6±0,2	0,836±0,001	19,6±0,2
1,02	0,262±0,001	19,8±0,2	0,830±0,001	21,0±0,3
1,00	0,276±0,001	20,9±0,2	0,826±0,001	22,8±0,3
1,02	0,279±0,001	22,1±0,2	0,823±0,001	23,4±0,3
1,05	0,274±0,001	21,4±0,2	0,826±0,001	23,1±0,3
1,1	0,263±0,001	20,8±0,2	0,830±0,001	22,3±0,3
1,2	0,242±0,001	18,3±0,2	0,838±0,001	20,0±0,2
1,5	0,188±0,001	14,3±0,2	0,862±0,001	15,9±0,2
1,8	0,142±0,001	11,7±0,2	0,894±0,001	13,1±0,1
4,7	0,030±0,001	3,4±0,1	0,988±0,002	3,2±0,1

соответствует так называемый "кварковой" системе отсчета, когда $\vec{P}_p = -\frac{3}{2} \vec{P}_{\pi^-} / 11^*$.

Дополнительную информацию об области излучения можно получить из определения направления вектора \vec{n}_3 / связанного с пространственной компонентой l_y^J / относительно плоскости, определяемой осью столкновения адронов z и осью струи \vec{n}_1 . На рис. 2 представлено это распределение, которое имеет максимум при $\theta_3 \sim 90^\circ$

* Аналогичные выводы на основе анализа асимметрии одночастичных спектров инклюзивных вторичных частиц и асимметричного рождения частиц в отдельных событиях получены в [12, 13].

Рис. 1. Значения $\langle S \rangle$ (●) и $\langle T \rangle$ (○) для событий с $n_{\pm} \geq 4$ для различных значений γ , близких к с.ц.и. "пр" / $\gamma = 1,0$ /. Кривые проведены от руки.

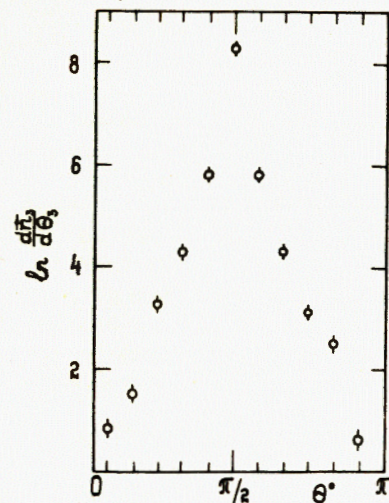
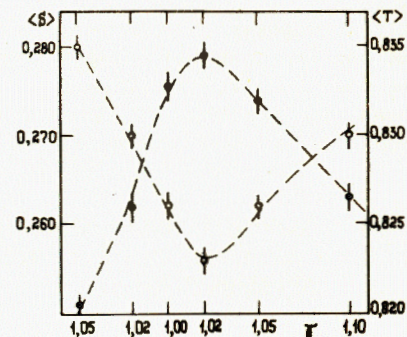


Рис. 2. Распределения $dN/d\theta_3$ для событий с $n_{\pm} \geq 4$.

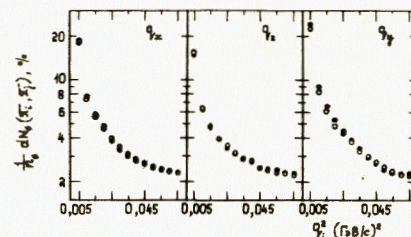


Рис. 3. "Фоновые" распределения $\frac{1}{n_{\Phi}} \frac{dN_{\Phi}(\pi_i^-, \pi_j^-)}{dq_i^2}$ для трех компонент, q_x, q_z, q_y , в координатной системе оси столкновения (○) и координатной системе, связанной с "главными осями" струи (●).

с полушириной $\sim 10^\circ$, т.е. направление \vec{n}_3 наименьшего размера области излучения пионов в основном перпендикулярно плоскости рождения струи $\{z, \vec{n}_1\}$.

Как известно, при определении пространственно-временных характеристик методом интерференции тождественных частиц существенным является выбор и построение фонового распределения

$\frac{1}{n_{\Phi}} \frac{dN_{\Phi}(\pi_i^-, \pi_j^-)}{dq_i^2}$. В [10] были детально рассмотрены различные фоновые распределения для изучаемых нами процессов в пион-нуклонных и пион-ядерных взаимодействиях при 40 ГэВ/с. В настоящей работе при переходе от координатной системы, связанной с осью столкновения адронов, к координатной системе, ориентированной по осям струи, снова были проанализированы используемые фоновые распределения. Для иллюстрации на рис. 3 представлены распределения для трех компонент, q_x, q_z, q_y , полученные как двухчастичные комбинации пионов из различных событий в двух рассматриваемых систе-

мах координат. Как видно, они практически не отличаются, хотя для разных компонент имеют различный вид. Это дает нам основание считать, что обнаруженные изменения размеров области излучения при переходе от одной координатной системы к другой связаны с динамикой процессов множественного образования.

§3. РАЗМЕРЫ И ФОРМА ОБЛАСТИ ОБРАЗОВАНИЯ π^- -МЕЗОНОВ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Приведенные выше зависимости формы источника пионов от струйных характеристик событий вместе с полученными ранее данными о минимуме среднеквадратичного радиуса и об экстремумах различных пространственных компонент источника в кварковой системе отсчета ^{1,2/} дают основания для более детального изучения связей между этими характеристиками. Одной из таких возможностей является изучение зависимости струйных характеристик, пространственных компонент и формы области излучения пионов от множественности вторичных заряженных частиц n_{\pm} . Как известно, такие характеристики являются существенным критерием для различных моделей процессов множественного образования частиц при высоких энергиях ^{12/}.

В табл.3 приведены полученные значения параметров l_i^B, l_j^J и $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ для области излучения π^- -мезонов, образованных в рассматриваемом процессе ^{1/}, при множественностях вторичных заряженных частиц $n_{\pm} = 4^*$; $n_{\pm} = 6,8$ и $n_{\pm} \geq 10$. Как было отмечено в предыдущем параграфе, для событий с $n_{\pm} \geq 4$ при использованных ограничениях по $q_{k,l}^2 \leq 0,200$ /ГэВ/с² нет зависимости $l_i^B, l_j^J = f(y)$. Поэтому в таблице приведены значения l_i^B, l_j^J только для с.ц.и. "пр". При всех остальных значениях y , близких к этой системе отсчета, значения l_i^B, l_j^J не отличаются больше чем на одну стандартную ошибку. Как видно из таблицы, события с различными множественностями имеют различающиеся между собой пространственные компоненты: для событий с малой множественностью $n_{\pm} = 4$ в обеих системах координат "поперечные" компоненты $l_x^{B,J}$ и $l_y^{B,J} = 10,7 \pm 0,2$ /Фм/ и меньше, чем "продольные" компоненты $l_z^{B,J} = 2,0 \pm 0,3$ /Фм/, при этом форма области излучения имеет вид "сигары". Для событий со средней множественностью $n_{\pm} = 6,8$ в системе столкновения первичных частиц "поперечная" компонента l_x^B , содержащая временной фактор T , больше компонент l_z^B и l_y^B , а в системе струи $l_x \sim l_z \geq l_y$. Для событий с большой множественностью $n_{\pm} \geq 10$ в обеих системах координат область излучения π^- -мезонов имеет одинаковую форму.

* События дифракционного типа исключены из рассмотрения.

Таблица 3

Значения пространственных компонент l_i^B и l_j^J /Фм/ ($i, j = x, z, y$) и среднеквадратичные радиусы $\langle r_{B,J}^2 \rangle^{1/2}$ области образования π^- -мезонов для событий с различной множественностью вторичных заряженных частиц n_{\pm}

n_{\pm}	$N_{\text{с.о.}}$		l_x	l_z	l_y	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$
= 4	3315	B	$0,6 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,5$	$0,6 \pm 0,2$	$2,3 \pm 0,5$
		J	$0,8 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,4$	*	$1,9 \pm 0,5$
= 6,8	5362	B	$1,8 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,5$
		J	$0,7 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	*	$1,3 \pm 0,3$
≥ 10	1071	B	$1,4 \pm 0,3$	$0,7 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,3$	$2,0 \pm 0,5$
		J	$1,4 \pm 0,4$	$0,7 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,2$

* $l_y^J \leq 0,6$ Фм.

В последней колонке табл.3 приведены значения среднеквадратичных радиусов ($\langle r_{B,J}^2 \rangle^{1/2}$) области излучения пионов для событий с различными множественностями. Видно, что существенное изменение $\langle r_{B,J}^2 \rangle^{1/2}$ связано в основном с событиями со средними множественностями $n_{\pm} = 6,8$. Они составляют основную долю рассматриваемых процессов, и этим объясняется аналогичное поведение $\langle r_{B,J}^2 \rangle^{1/2}$ для всех событий с $n_{\pm} \geq 4$ ^{2/}. Уменьшение размера среднеквадратичных радиусов в системе струи связано в основном с компонентой l_x , в которую дает вклад временной фактор T ^{7/}, что, вероятно, можно связать с влиянием образования резонансов в этих процессах.

В табл.4, 5 и 6 приведены "струйные" характеристики $\langle S \rangle$, $\langle \theta_S \rangle$, $\langle T \rangle$ и $\langle \theta_T \rangle$ для событий с различными множественностями вторичных заряженных частиц при различных значениях лоренц-фактора γ движущейся системы отсчета. Для иллюстрации на рис. 4 представлены зависимости $\langle S \rangle$ и $\langle T \rangle$ от γ для нескольких симметричных значений y , близких к с.ц.и. "пр". Как ясно видно, эти зависимости отличаются друг от друга. При этом, если для событий с большой множественностью $n_{\pm} \geq 10$ экстремумы средних значений рассматриваемых величин достигаются при $\gamma = 1,0$,

Таблица 4

Средние значения струйных характеристик $\langle S \rangle$, $\langle \theta_s \rangle$, $\langle T \rangle$ и $\langle \theta_T \rangle$ в зависимости от y относительно с.ц.и. "пр" для событий с $n_{\pm} = 4$

y	$\langle S \rangle$	$\langle \theta_s \rangle$	$\langle T \rangle$	$\langle \theta_T \rangle$
4,7	0,018±0,001	2,7±0,1	0,983±0,001	2,6±0,06
1,8	0,074±0,001	7,7±0,1	0,930±0,001	9,4±0,2
1,5	0,103±0,002	10,7±0,2	0,916±0,001	11,7±0,2
1,2	0,142±0,002	12,5±0,2	0,897±0,001	15,4±0,3
1,1	0,172±0,002	15,8±0,2	0,889±0,001	17,1±0,3
1,05	0,184±0,002	16,7±0,2	0,884±0,001	18,1±0,3
1,02	0,191±0,002	17,8±0,2	0,879±0,001	18,9±0,3
1,00	0,207±0,002	19,2±0,3	0,874±0,001	20,1,0,3
1,02	0,213±0,002	20,1±0,3	0,871±0,001	21,0±0,3
1,05	0,214±0,002	20,4±0,3	0,871±0,001	21,2±0,3
1,1	0,211±0,002	20,2±0,3	0,872±0,001	21,2±0,3
1,2	0,201±0,002	19,1±0,3	0,875±0,001	21,0±0,3
1,5	0,161±0,002	17,3±0,3	0,934±0,001	9,6±0,2
1,8	0,130±0,002	14,9±0,3	0,954±0,001	6,7±0,1
4,7	0,044±0,02	4,8±0,1	0,995±0,002	1,6±0,03

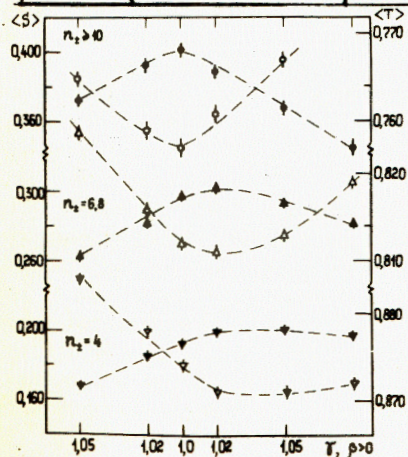


Рис. 4. Значения $\langle S \rangle$ и $\langle T \rangle$ для событий с $n_{\pm} = 4$ (∇, ∇), $n_{\pm} = 6,8$ (Δ, Δ) и $n_{\pm} \geq 10$ (\bullet, \circ) для различных значений y , близких к с.ц.и. "пр". Кривые проведены от руки.

Таблица 5

Средние значения струйных характеристик $\langle S \rangle$, $\langle \theta_s \rangle$, $\langle T \rangle$ и $\langle \theta_T \rangle$ для различных y относительно с.ц.и. "пр" для событий с $n_{\pm} = 6,8$

y	$\langle S \rangle$	$\langle \theta_s \rangle$	$\langle T \rangle$	$\langle \theta_T \rangle$
4,7	0,016±0,001	2,1±0,03	0,984±0,001	1,9±0,02
1,8	0,105±0,002	7,3±0,01	0,913±0,001	7,2±0,1
1,5	0,139±0,002	9,0±0,2	0,887±0,001	9,9±0,1
1,2	0,198±0,003	13,2±0,3	0,851±0,001	14,8±0,2
1,1	0,241±0,003	16,4±0,3	0,835±0,001	17,5±0,2
1,05	0,266±0,003	18,0±0,3	0,825±0,001	19,6 ±0,4
1,02	0,278±0,003	20,1±0,3	0,819±0,001	21,1±0,4
1,00	0,297±0,003	22,2±0,4	0,812±0,001	23,3±0,4
1,02	0,300±0,003	22,7±0,4	0,811±0,001	24,2±0,4
1,05	0,293±0,003	22,0±0,4	0,813±0,001	23,9±0,4
1,1	0,281±0,003	21,1±0,3	0,817±0,001	22,9 ± 0,4
1,2	0,248±0,003	17,8±0,3	0,825±0,001	20,7±0,4
1,5	0,197±0,002	13,3±0,2	0,927±0,001	7,1±0,1
1,8	0,166±0,002	10,9±0,2	0,944±0,001	5,8±0,1
4,7	0,025±0,001	2,8±0,4	0,988±0,002	2,0±0,3

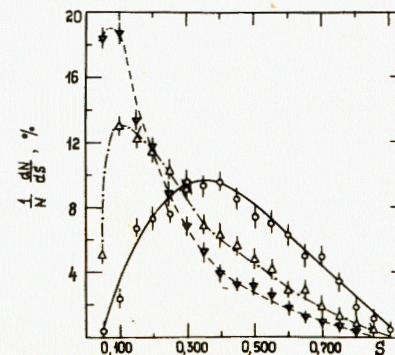


Рис. 5. Распределения $\frac{1}{N} \frac{dN}{dS}$ для событий с $n_{\pm} = 4$ (Δ), $n_{\pm} = 6,8$ (Δ) и $n_{\pm} \geq 10$ (\circ).

Таблица 6

Средние значения струйных характеристик $\langle S \rangle$, $\langle \theta_s \rangle$, $\langle T \rangle$ и $\langle \theta_T \rangle$ для различных γ относительно с.ц.и. π^0 для событий с $n_{\pm} \geq 10$

γ	$\langle S \rangle$	$\langle \theta_s \rangle$	$\langle T \rangle$	$\langle \theta_T \rangle$
4,7	$0,020 \pm 0,001$	$2,1 \pm 0,04$	$0,980 \pm 0,001$	$1,7 \pm 0,04$
1,8	$0,140 \pm 0,002$	$8,0 \pm 0,1$	$0,884 \pm 0,001$	$6,4 \pm 0,1$
1,5	$0,198 \pm 0,004$	$9,1 \pm 0,2$	$0,847 \pm 0,001$	$9,8 \pm 0,1$
1,2	$0,291 \pm 0,005$	$14,8 \pm 0,3$	$0,795 \pm 0,002$	$16,1 \pm 0,2$
1,1	$0,351 \pm 0,005$	$20,0 \pm 0,5$	$0,775 \pm 0,002$	$20,4 \pm 0,4$
1,05	$0,384 \pm 0,005$	$21,3 \pm 0,5$	$0,765 \pm 0,002$	$23,4 \pm 0,4$
1,02	$0,394 \pm 0,005$	$24,1 \pm 0,5$	$0,759 \pm 0,002$	$25,9 \pm 0,5$
1,00	$0,402 \pm 0,005$	$26,1 \pm 0,5$	$0,757 \pm 0,002$	$27,5 \pm 0,5$
1,02	$0,388 \pm 0,005$	$25,0 \pm 0,5$	$0,761 \pm 0,002$	$26,3 \pm 0,5$
1,05	$0,372 \pm 0,005$	$22,9 \pm 0,5$	$0,767 \pm 0,002$	$24,9 \pm 0,5$
1,1	$0,345 \pm 0,005$	$20,7 \pm 0,5$	$0,776 \pm 0,002$	$22,5 \pm 0,4$
1,2	$0,282 \pm 0,004$	$17,2 \pm 0,4$	$0,793 \pm 0,002$	$18,0 \pm 0,4$
1,5	$0,205 \pm 0,004$	$9,8 \pm 0,3$	$0,931 \pm 0,002$	$5,1 \pm 0,1$
1,8	$0,156 \pm 0,003$	$7,1 \pm 0,2$	$0,949 \pm 0,001$	$4,1 \pm 0,1$
4,7	$0,021 \pm 0,001$	$2,1 \pm 0,04$	$0,990 \pm 0,001$	$1,4 \pm 0,03$

т.е. в с.ц.и. π^0 , то для событий со средней множественностью $n_{\pm} = 6,8$ они проявляются при $\gamma = 1,02$, $\beta > 0$, что соответствует кварковой системе отсчета. Для событий с малой множественностью $n_{\pm} = 4$ зависимости этих величин от γ более плавные и экстремумы достигаются при $\gamma = 1,06 \pm 1,08$, что соответствует системе отсчета, в которой оба кварка первичного π^- -мезона взаимодействовали с кварком протона - мишени.

§4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные в настоящей работе исследования показывают, что полученные пространственно-временные характеристики области

излучения методом интерференции тождественных частиц в сочетании с современными представлениями о множественных процессах /кварковые взаимодействия, струйные характеристики событий и др./ могут давать новую интересную информацию о природе исследуемых взаимодействий.

Так, оказывается, что в координатной системе, связанной с "главными осями" струи вторичных заряженных частиц, пространственные компоненты области излучения π^- -мезонов, образованных в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, существенно отличаются и их значения меньше, чем соответствующие значения компонент, определенных в координатной системе, связанной с осью столкновения первичных адронов. Это отличие лучше выражено для событий со средней множественностью и сказывается в основном на компоненте l_x , в которую входит параметр, связанный с временем жизни источника частиц. Область излучения π^- -мезонов для событий с малой множественностью имеет продольную компоненту большую, чем обе поперечные компоненты. В событиях с большой множественностью обратная ситуация: большие поперечные компоненты и относительно небольшая продольная компонента.

Уменьшение статистики событий при разделении по множественности вторичных заряженных частиц не позволяет наблюдать зависимость пространственных компонент l_x^B, l_y^J от лоренц-фактора γ относительно движения системы отсчета. Зато хорошо выражены зависимости от γ струйных характеристик событий. Для событий со средней множественностью экстремумы значений рассматриваемых струйных характеристик достигаются не в с.ц.и. π^0 , а в так называемой "кварковой" системе отсчета, что дает основания рассматривать эти процессы как результат однокварковых взаимодействий первичных адронов. Для событий с большой множественностью экстремумы значений рассматриваемых струйных характеристик достигаются в с.ц.и. π^0 , что можно объяснить преобладающим вкладом многокварковых взаимодействий в эти события. В случае процессов малой множественности экстремальной системой для этих величин оказывается система отсчета с $\gamma = 1,06 \pm 1,08$ и $\beta > 0$, что можно интерпретировать как проявление взаимодействия обоих кварков пиона с кварком протона. При рассмотрении этих зависимостей для всей совокупности событий с $n_{\pm} \geq 4$ можно заметить, что экстремумы проявляются в кварковой системе отсчета. Это связано с преобладающей ролью кварк-кварковых взаимодействий в исследуемых процессах.

Авторы выражают свою благодарность М.И.Подгорецкому, А.Б.Кайдалову и Ю.М.Шабельскому за плодотворные обсуждения и участникам международного сотрудничества по обработке снимков с 2-метровой пропановой камеры за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ангелов Н., Ахабабян Н., Гришин В.Г. Докл. Болг. АН, 1982, 35, с. 1061.
2. Ангелов Н., Ахабабян Н., Гришин В.Г. ЯФ, 1983, 37, с. 338.
3. Ангелов Н., Ахабабян Н., Гришин В.Г. ОИЯИ, P1-82-908, Дубна, 1982.
4. Гришин В.Г. и др. ОИЯИ, P1-81-542, Дубна, 1981; ЯФ, 1983, т. 37, с. 915.
5. Aghababian N., Angelov N., Grishin V.G. Compt.R.d'Acad. Bulg. 1983, 36, p. 635.
6. Абдурахманов А.У. и др. ЯФ, 1973, 18, с. 545.
7. Подгорецкий М.И. ЯФ, 1983, 37, с. 455.
8. Ледницкий Р., Подгорецкий М.И. ОИЯИ, P2-2205, Дубна, 1979.
9. Brandt S., Dahamen H.D. Z.Physik C, 1979, 1, p. 61.
10. Ангелов Н. и др. Болг.физ.ж., 1982, 9, с. 119.
11. Anisovich V.V., Shekhter V.M. Nucl.Phys., 1973, B55, p. 455.
12. Диденко Л.А., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Асимметрия адронных взаимодействий. Изд-во "Наука", М., 1981.
13. Elbert J.W., Erwin A.R., Walker W.D. Phys.Rew. D3, 1973, p. 2042.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1983 года.

Ангелов Н. и др. P1-83-309
Форма и размеры области излучения вторичных π^- -мезонов, образованных в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, в зависимости от струйных характеристик событий

По интерференции тождественных пионов определены форма и размеры области излучения вторичных π^- -мезонов в событиях с различными множественностями заряженных частиц, образованных в π^-p -взаимодействиях при 40 ГэВ/с. Показано, что в системе координат, связанной со струйными характеристиками событий, пространственные размеры области излучения существенно отличаются от размеров, определенных в координатной системе, связанной с осью столкновения первичных адронов. Экстремумы средних значений величин, характеризующих "струйность" рассматриваемых взаимодействий, проявляются в системах отсчета, которые, вероятно, связаны с кварк-кварковыми столкновениями первичных адронов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Aghababian N. et al. P1-83-309
Shape and Size of the Radiation Region of Secondary π^- -Mesons Produced in π^-p -Interactions at 40 GeV/c Versus Jet Characteristics of Events

The shape and size of the radiation region of secondary π^- -mesons in events with different multiplicities of secondary charged particles produced in π^-p interactions at 40 GeV/c have been determined using the interference of like pions. In the coordinate system related to jet characteristics of events the space size of the radiation region significantly differs from these in the coordinate system related to the axis of interaction of primary hadrons. Extremes of mean values, which determine "jetness" of the interactions being considered, manifest themselves in the reference frames probably associated with quark-quark collisions of primary hadrons.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.
Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.