

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

79/83

3/1-83
P1-82-559

Н.С.Ангелов, Н.О.Ахабабян, В.Г.Гришин

ИЗМЕНЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ
ХАРАКТЕРИСТИК
ОБЛАСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ π^- -МЕЗОНОВ,
ОБРАЗОВАННЫХ
В ПИОН-НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 40 ГэВ/с,
В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1982

§1. ВВЕДЕНИЕ

В работах^{/1,2/} по интерференции тождественных частиц были исследованы размеры области излучения вторичных π^- -мезонов, образованных в π^-p^- , π^-n^- и π^-C^- взаимодействиях при 40 ГэВ/с, в различных системах отсчета. Полученные результаты показывают, что пространственно-временные характеристики области генерации вторичных частиц существенно зависят от выбранной системы координат. Для пион-нуклонных соударений значения среднеквадратичного радиуса исследуемой области имеют минимум в системе отсчета, совпадающей с системой центра инерции взаимодействующих кварков, что в аддитивной кварковой модели можно интерпретировать как проявление кварковой структуры первичных адронов во множественных процессах. Для π^-C^- столкновений минимум размера области генерации смещен в сторону с.ц.и. "пион-нуклон", что можно объяснить значительным вкладом многокварковых взаимодействий или перерасеянием в пион-ядерных столкновениях.

Однако использование стандартного метода^{/3,4/} определения размеров области излучения частиц с помощью переменных $\vec{q} =$

$$= \vec{q} - (\vec{q}\vec{n})\vec{n} \quad \text{и} \quad q_0 = E_1 - E_2 \left(\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2, \vec{n} = \frac{\vec{p}_1 + \vec{p}_2}{|\vec{p}_1 + \vec{p}_2|}, E_1, E_2, \vec{p}_1, \vec{p}_2 - \right.$$

энергии и импульсы вторичных частиц) не позволяет детально и адекватно изучить установленный эффект. В работе^{/5/} был развит теоретический аппарат для исследования интерференции тождественных частиц в движущихся системах отсчета. Показано, что можно выделить такую систему отсчета, в которой процесс множественного образования частиц имеет кинематическую симметрию, а пространственно-временные параметры области излучения вторичных частиц имеют экстремальные значения.

В настоящей работе на основе этого подхода анализируется экспериментальный материал по π^-N^- взаимодействиям при $p = 40$ ГэВ/с, зарегистрированным с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ^{/6,7/*}.

* Как показано в^{/2/}, в пределах статистических ошибок значения определяемых величин для π^-p^- и π^-n^- взаимодействий не отличаются друг от друга. Поэтому для увеличения статистики в дальнейшем используются все пион-нуклонные взаимодействия.

§2. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ТОЖДЕСТВЕННЫХ ЧАСТИЦ В РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМАХ ОТСЧЕТА

Как известно^{/8/}, некоторые асимметрии, наблюдаемые в инклюзивных распределениях вторичных частиц, образованных во множественных процессах при высоких энергиях, снимаются, если перейти в другую систему отсчета. Выделение такой "симметричной" системы может представлять определенный интерес, поскольку различные физические процессы могут обладать свойством симметрии в различных системах отсчета. Например, когда переход от одной системы к другой осуществляется вдоль оси столкновения частиц, кинематические характеристики процесса будут иметь экстремальные значения, если скорость движения источника вторичных пионов $\vec{v} = 0$. Как показано в^{/5/}, экстремальные свойства должны иметь и пространственно-временные характеристики области излучения вторичных частиц.

Для анализа экспериментальных данных в начальном приближении можно использовать достаточно простую модель пространственно-временного распределения источников в области излучения, которая в общих чертах соответствует реальной ситуации^{/5/}. Пусть в системе (*), в которой точечные излучатели покоятся, область излучения имеет пространственно-временные параметры, R , \tilde{R} и T , а излучатели с координатами x^* , y^* и z^* и соответствующими временами генерации τ^* независимы и распределены по закону

$$\phi(x^*, y^*, z^*) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} R^2 \tilde{R}} e^{-\frac{x^{*2}}{2R^2} - \frac{y^{*2}}{2R^2} - \frac{z^{*2}}{2\tilde{R}^2}} \quad /1/$$

$$\chi(\tau^*) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} T} e^{-\frac{\tau^{*2}}{2T^2}} \quad /2/$$

В этом случае вероятность обнаружения пары тождественных пионов с разностью импульсов $\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$ в системе отсчета, движущейся с лоренц-фактором $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$ относительно системы

(*) по направлению оси столкновения z , будет иметь вид

$$W = 1 + \exp \{ -q_x^2 R^2 - q_y^2 R^2 - \gamma^2 [q_z(1 - \beta\beta_z) - q_x\beta_x]^2 R^2 - \gamma^2 [q_z(\beta - \beta_z) - q_x\beta_x]^2 \rho^2 \}, \quad /3/$$

где $\beta_i = \frac{v_i}{c}$; \vec{v} - скорость (π, π^-) -системы, $i = x, y, z$, $\rho = cT$; здесь ось x выбрана в плоскости рождения пары, ось столкнове-

ния перпендикулярна оси z, ось y перпендикулярна плоскости {x, z}; для исследуемых нами процессов π^-N -взаимодействий направление импульса первичного пиона принимается за положительное направление оси z ($\beta > 0$).

Современный эксперимент из-за недостаточной статистики все еще не позволяет анализировать такие многомерные распределения, и поэтому рассматриваются пары пионов, для которых компоненты $q_k \approx q_l \approx 0$. Тогда из /3/ можно получить /5/:

$$W(q_x) \approx 1 + \exp \{-[R^2 + \gamma^2 \beta^2 \beta_x^2 \tilde{R}^2 + \gamma^2 \beta_x^2 \rho^2] q_x^2\} \quad /4/$$

при $q_y \approx q_z \approx 0$;

$$W(q_y) \approx 1 + \exp \{-R^2 q_y^2\} \quad /5/$$

при $q_x \approx q_z \approx 0$;

$$W(q_z) \approx 1 + \exp \{-[\gamma^2 (1 - \beta \beta_x)^2 R^2 + \gamma^2 (\beta - \beta_x)^2 \rho^2] q_z^2\} \quad /6/$$

при $q_x \approx q_z \approx 0$.

Как видно из /4/-/6/, при выбранной ориентации координатной системы от лоренц-фактора γ зависят только пространственные компоненты в направлениях x и z. Они имеют экстремальные значения при $\beta = 0$. "Поперечный" размер в направлении y не зависит от γ . В этом случае размер области излучения в направлении x всегда больше размера в направлении y или равен ему - в зависимости от проявления временного фактора ρ в /4/.

Экспериментальное исследование сводится к построению и соответствующей аппроксимации одномерных распределений вида

$$R_i(q_i^2) = \frac{n_\Phi}{n} \cdot \frac{dN(q_i^2)}{dN_\Phi(q_i^2)} \approx 1 + \lambda \exp \{-q_i^2 \rho_i^2\} \quad /7/$$

при $q_{k,l}^2 \leq \text{const}$ для различных систем отсчета, движущихся с лоренц-фактором γ относительно выбранной системы (*). Фоновые распределения $\frac{1}{n_\Phi} dN_\Phi(\pi_i, \pi_j)$, как обычно, получаются из двучастичных комбинаций пионов из разных событий.

§3. РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ π^- -МЕЗОНОВ В РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМАХ ОТСЧЕТА

В табл.1 и 2 представлены значения параметров λ_i /Фм/, полученные путем аппроксимации экспериментальных распределений функцией вида /7/ при ограничениях на $q_{k,l}^2 \leq 0,200$ /ГэВ/с/2 и $q_{k,l}^2 \leq 0,020$ /ГэВ/с/2, в зависимости от γ системы, движущейся

Таблица 1

Значения параметров λ_i /Фм/ для π^-N -взаимодействий при $q_{k,l}^2 \leq 0,200$ /ГэВ/с/2

γ	λ_x	λ_z	λ_y
4,7	1,6±0,3	-	-
1,8	1,5±0,3	0,9±0,2	1,1±0,2
1,5	1,7±0,3	0,8±0,4	1,1±0,2
1,2	1,8±0,3	0,8±0,1	1,2±0,2
1,1	1,9±0,4	0,8±0,1	1,4±0,3
1,05	2,0±0,4	0,8±0,1	1,5±0,3
1,02	1,9±0,4	0,9±0,1	1,4±0,2
1,00	1,8±0,3	1,1±0,2	1,3±0,2
1,02	1,9±0,4	1,3±0,2	1,3±0,2
1,05	1,8±0,3	1,4±0,8	1,3±0,2
1,1	1,9±0,4	1,4±0,2	1,3±0,2
1,2	1,8±0,4	1,3±0,2	1,3±0,2
1,5	1,6±0,3	1,0±0,1	1,2±0,2
1,8	1,6±0,3	0,9±0,1	1,2±0,2
4,7	1,5±0,2	-	1,2±0,2
$\langle \lambda_i \rangle$	0,20±0,04 ^{**}	0,23±0,03	0,18±0,02 ^{**}

* Кроме $\lambda_{(4,7)} = 0,33 \pm 0,05$.

** Кроме $\lambda_{(4,7)} = 0,30 \pm 0,05$.

Таблица 2

Значения параметров λ_i /Фм/ для π^-N -взаимодействий при $q_{k,l} \leq 0,020$ /ГэВ/с/2

γ	λ_x	λ_z	λ_y
4,7	$1,6 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,8	$1,4 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,3$
1,5	$1,6 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,2	$1,7 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,1	$1,6 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$
1,05	$1,6 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$
1,02	$1,8 \pm 0,4$	$1,3 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$
1,0	$1,8 \pm 0,4$	$1,4 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$
1,02	$1,9 \pm 0,4$	$2,1 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,2$
1,05	$2,1 \pm 0,4$	$2,3 \pm 0,4$	$1,2 \pm 0,3$
1,1	$2,3 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,5$	$1,0 \pm 0,2$
1,2	$2,2 \pm 0,05$	$1,7 \pm 0,4$	$1,2 \pm 0,2$
1,5	$2,0 \pm 0,4$	$1,3 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,2$
1,8	$1,3 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,3$
4,7	$1,0 \pm 0,1$	$1,0 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,3$
$\langle \lambda_i \rangle$	$0,48 \pm 0,05^*$	---	$0,33 \pm 0,04^{***}$

* Кроме $\lambda_{(4,7)} = 0,60 \pm 0,08$.

** Систематическая зависимость $\lambda_i = f(\gamma)$.

*** Кроме $\lambda_{(4,7)} = 0,64 \pm 0,12$.

относительно с.ц.и. π^-N *. Несмотря на значительные ошибки ** для некоторых значений λ_i , видно, что "поперечная" компонента λ_y постоянна и не зависит от γ и ограничений на $q_{k,l}$. Другая "поперечная" компонента λ_x также практически постоянна, хотя при $q_{y,z}^2 \leq 0,020$ /ГэВ/с/2 имеется некоторая зависимость от γ .

Самая заметная зависимость $\lambda_i = f(\gamma)$ проявляется в "продольной" компоненте λ_z , особенно при $q_{x,y}^2 \leq 0,020$ /ГэВ/с/2. При этом в обоих случаях максимум λ_z смещен относительно с.ц.и. π^-N в направлении с.ц.и. кварков. Кроме этого, надо отметить, что всегда $\lambda_x \geq \lambda_y$, что указывает на явное проявление временного фактора ρ в процессе образования вторичных отрицательных пионов. В последних строках таблиц представлены средние значения параметра λ_i для исследуемых зависимостей, когда изменения этого параметра не больше одной стандартной ошибки; значительные отклонения, которые проявляются при больших значениях γ для некоторых компонент, приведены внизу таблиц. В настоящей работе мы не будем анализировать зависимость $\lambda_i = f(\gamma)$.

§4. РАЗМЕРЫ ОБЛАСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ π^- -МЕЗОНОВ, ВЫЛЕТАЮЩИХ В РАЗЛИЧНЫХ УГЛОВЫХ ИНТЕРВАЛАХ, В РАЗНЫХ СИСТЕМАХ ОТСЧЕТА

Как было отмечено в работе^{/5/}, наиболее четко особенности в зависимости $\lambda_i = f(\gamma)$ проявляются при изучении интерференции пионов, вылетающих под углами $\theta(\pi, \pi) \approx 0$ и $\theta(\pi, \pi) \approx \pi/2$ к оси столкновения первичных адронов / $\theta(\pi, \pi)$ - угол между $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ и осью z /. Так, для пар пионов с $\theta(\pi, \pi) \approx 0$, $\beta_x = 1$, $\beta_y = 0$ из /4/-/6/ получается

$$\lambda_z^2 = \gamma^2 (1-\beta)^2 (R^2 + \rho^2) \quad /8/$$

и

* Значения λ_i приведены для одинаковых значений γ относительно системы (*). При выбранной ориентации осей координатной системы и направления движения для π^-N -взаимодействий при 40 ГэВ/с значения $\gamma = 4,7$ и $\beta < 0$ соответствуют л.с.к.; $\gamma = 1,02$ и $\beta > 0$ в аддитивной кварковой модели соответствуют с.ц.и. взаимодействующих кварков.

** Следует отметить, что приведенные ошибки в определении λ_i в разных системах отсчета сильно скоррелированы, и поэтому на самом деле относительные изменения λ_i определены с меньшими ошибками.

$$l_x^2 \approx l_y^2 \approx R^2. \quad /9/$$

Таким образом, в этом случае лишь "продольная" компонента l_x зависит от γ , а "поперечные" компоненты l_x и l_y равны между собой и постоянны. Для пар пионов с $\theta(\pi, \pi) \approx \rho/2$, $\beta_x \approx 1$,

$$\beta_z = 0 \text{ имеем} \quad l_x^2 \approx R^2 + \gamma^2(\beta^2 \tilde{R}^2 + \rho^2), \quad /10/$$

$$l_z^2 \approx \gamma^2(\tilde{R}^2 + \beta^2 \rho^2), \quad /11/$$

$$l_y^2 \approx R^2. \quad /12/$$

В этом случае от γ зависят две компоненты, l_x и l_z , а поперечная компонента l_y - постоянна.

В связи с этим анализировались экспериментальные данные для пар π^- -мезонов, вылетающих в направлении "вперед-назад" с $\theta(\pi, \pi) \leq 30^\circ$ и $\theta(\pi, \pi) \geq 150^\circ$. Полученные значения параметров в зависимости от γ -фактора движения относительно системы (*) приведены в табл.3 и 4 при ограничениях на $q_{k,l}^2 \leq 0,200$ /ГэВ/с/2 и $q_{k,l}^2 \leq 0,020$ /ГэВ/с/2 соответственно.

В общих чертах поведение $l_i = f(\gamma)$ такое же, как и без ограничения на угол вылета пары пионов: примерное постоянство поперечных размеров l_x и l_y и указание на широкий максимум по l_z , который более заметно проявляется при $q_{x,y}^2 \leq 0,020$ /ГэВ/с/2. При этом экспериментальные значения l_z достигаются в случае $\gamma > 1$ и $\beta > 0$.

Более четкие зависимости $l_i = f(\gamma)$ обнаруживаются при анализе пар пионов, летящих в интервале углов $60^\circ \leq \theta(\pi\pi) \leq 120^\circ$ /табл.5 и 6/. При $q_{k,l}^2 \leq 0,200$ /ГэВ/с/2 поперечные компоненты l_x и l_y переходят через широкие максимумы, а продольная компонента l_z - постоянна. В случае $q_{k,l}^2 \leq 0,020$ /ГэВ/с/2 имеется явно выраженный минимум для l_x и плавный максимум для l_z ; компонента l_y изменяется от 0,8 до 2,8 Фм*. При этом экстремумы зависимостей $l_i = f(\gamma)$ всегда смещены относительно системы (*) /с.ц.и. πN / в сторону $\gamma > 1$ и $\beta > 0$.

Как уже упоминалось /1,2/, минимальный размер области генерации вторичных отрицательных частиц, образованных в пион-нуклонных взаимодействиях, получается в системе отсчета, в которой отношение импульсов сталкивающихся адронов $R = p_p/p_\pi = 3/2$. В ад-

* К сожалению, экспериментальные ошибки в определении l_i и ограниченная разрешающая способность использованной методики /7/ не позволяют более четко определить характер этих зависимостей.

Таблица 3

Значения параметров l_i /Фм/ для $\pi^- N$ -взаимодействий при $q_{k,l}^2 \leq 0,200$ /ГэВ/с/2 для пар π^- -мезонов, летящих в угловых интервалах $\theta(\pi, \pi) \leq 30^\circ$ и $\theta(\pi, \pi) \geq 150^\circ$

γ	l_x	l_z	l_y
4,7	$1,4 \pm 0,2$	-	-
1,8	$1,8 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$
1,5	$2,1 \pm 0,4$	$0,8 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,3$
1,2	$2,2 \pm 0,4$	$0,8 \pm 0,2$	$1,1 \pm 0,3$
1,1	$2,3 \pm 0,5$	$1,1 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$
1,05	$2,5 \pm 0,6$	$1,3 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,3$
1,02	$2,4 \pm 0,4$	$1,6 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$
1,00	$2,4 \pm 0,5$	$1,7 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,3$
1,02	$2,7 \pm 0,5$	$2,6 \pm 0,6$	$1,0 \pm 0,2$
1,05	$2,4 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,5$	$0,9 \pm 0,2$
1,1	$2,3 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$
1,2	$2,1 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$
1,5	$1,9 \pm 0,3$	$1,4 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$
1,8	$1,4 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
4,7	$1,3 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,3$
$\langle l_i \rangle$	$0,22 \pm 0,04$	$0,26 \pm 0,05$	$0,25 \pm 0,05$

Таблица 4

Значения параметров ℓ_i /Фм/ для π^-N -взаимодействий при $q_{k,\ell}^2 \leq 0,020$ /ГэВ/с/2 для пар π^- -мезонов, летящих в угловых интервалах $\theta(\pi, \pi) \leq 30^\circ$ и $\theta(\pi, \pi) \geq 150^\circ$

γ	ℓ_x	ℓ_z	ℓ_y
4,7	$1,9 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$
1,8	$1,6 \pm 0,3$	$1,2 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$
1,5	$1,8 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$
1,2	$1,9 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$
1,1	$2,3 \pm 0,5$	$1,1 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,3$
1,05	$2,4 \pm 0,4$	$1,3 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$
1,02	$2,6 \pm 0,5$	$1,4 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$
1,00	$2,3 \pm 0,5$	$1,3 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,02	$2,6 \pm 0,6$	$2,2 \pm 0,6$	$0,8 \pm 0,2$
1,05	$2,4 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,6$	$0,8 \pm 0,2$
1,1	$2,5 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,6$	$0,9 \pm 0,2$
1,2	$2,6 \pm 0,5$	$2,2 \pm 0,6$	$1,0 \pm 0,2$
1,5	$2,4 \pm 0,5$	$2,1 \pm 0,5$	$0,8 \pm 0,2$
1,8	$2,5 \pm 0,5$	$1,9 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$
4,7	$2,6 \pm 0,6$	$0,9 \pm 0,3$	$1,3 \pm 0,4$
$\langle \lambda_i \rangle$	жж	$0,60 \pm 0,10^{жж}$	жж

Таблица 5

Значения параметров ℓ_i /Фм/ для π^-N -взаимодействий при $q_{k,\ell}^2 \leq 0,200$ /ГэВ/с/2 для пар π^- -мезонов, летящих в угловом интервале $60^\circ \leq \theta(\pi, \pi) \leq 120^\circ$

γ	ℓ_x	ℓ_z	ℓ_y
4,7	-	-	-
1,8	-	-	-
1,5	$1,2 \pm 0,2$	$1,0 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$
1,2	$1,3 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,1	$1,2 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,05	$1,2 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,02	$1,3 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,3$
1,00	$1,4 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,4$
1,02	$1,4 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,1$	$1,9 \pm 0,5$
1,05	$2,0 \pm 0,3$	$1,0 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,5$
1,1	$2,4 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,2$	$2,1 \pm 0,5$
1,2	$2,6 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,4$
1,5	$2,5 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,3$
1,8	$1,6 \pm 0,4$	$1,0 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
4,7	-	-	-
$\langle \lambda_i \rangle$	$0,21 \pm 0,03$	$0,28 \pm 0,03$	$0,22 \pm 0,04$

* Кроме $\lambda(4,7) = 0,33 \pm 0,07$.

** Систематическая зависимость $\lambda_i = f(\gamma)$.

Таблица 6

Значения параметров l_i /Фм/ для $\pi^- N$ -взаимодействий при $q_{k,\ell}^2 \leq 0,020$ /ГэВ/с/ для пар π^- -мезонов, летящих в угловом интервале $60^\circ \leq \theta(\pi, \pi) \leq 120^\circ$

γ	l_x	l_z	l_y
4,6	-	-	-
1,8	-	-	-
1,5	$1,6 \pm 0,4$	$0,8 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,2	$1,3 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,1	$1,1 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,05	$1,2 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$
1,02	$1,1 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,00	$0,9 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,2$
1,02	$0,7 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,3$	$1,1 \pm 0,2$
1,05	$0,8 \pm 0,2$	$1,4 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,3$
1,1	$1,1 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,3$	$1,7 \pm 0,4$
1,2	$2,0 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,02$	$2,1 \pm 0,5$
1,5	$2,6 \pm 0,5$	$0,8 \pm 0,2$	$2,1 \pm 0,6$
1,8	-	-	-
4,7	-	-	-
$\langle \lambda_i \rangle$	*	$0,50 \pm 0,06$	$0,45 \pm 0,10$

* Систематическая зависимость $\lambda_i = f(\gamma)$.

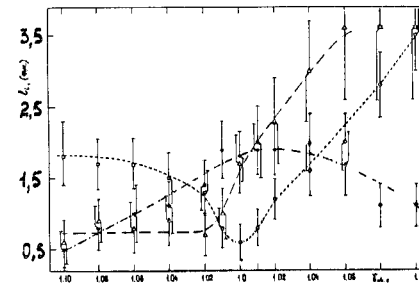


Рис.1. Значения параметров $l_x(\circ)$, $l_z(\Delta)$ и $l_y(\square)$ для пар π^- -мезонов, летящих в интервале углов $60^\circ \leq \theta(\pi, \pi) \leq 120^\circ$ при $q_{k,\ell}^2 \leq 0,020$ /ГэВ/с/², для различных значений γ -фактора относительно кварковой системы отсчета. Для наглядности экспериментальные значения соединены кривыми, проведенными от руки.

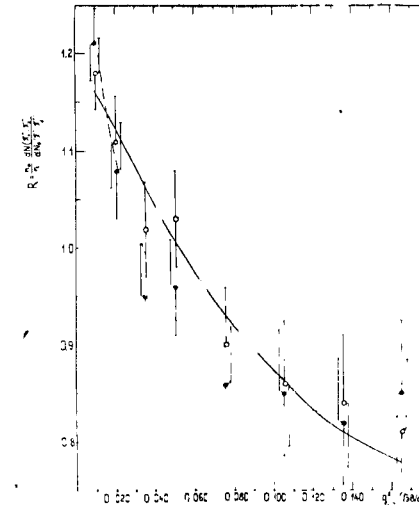


Рис.2. Экспериментальные значения $R(q^2)$ и аппроксимирующие кривые [7] для поперечной компоненты l_x области излучения при $q_{z,y}^2 \leq 0,020$ /ГэВ/с/² для $\gamma(q, q) = 1,0$ и $\gamma(q, q) = 1,1$.

диффузионной кварковой модели взаимодействия частиц эта система является системой центра инерции взаимодействующих кварков. В связи с тем, что в приведенных в настоящей работе результатах экстремумы зависимостей $l_i = f(\gamma)$ смещены в сторону движения "вперед" $/\beta > 0/$ относительно с.ц.и. πN , некоторые из полученных зависимостей были пересчитаны относительно "кварковой" системы отсчета /система (qq) /. На рис.1 представлены значения параметров l_i для пар π^- -мезонов, летящих в угловом интервале $80^\circ \leq \theta(\pi, \pi) \leq 120^\circ$, при $q_{k,\ell}^2 \leq 0,020$ /ГэВ/с/², определенные относительно этой системы (qq) . Виден хорошо выраженный минимум для компоненты l_x и широкий максимум для l_z при $\gamma(qq) = 1$. В качестве иллюстрации на рис.2 представлены экспериментальные значения отношения [7] для компоненты l_z при $q_{z,y}^2 \leq 0,020$ /ГэВ/с/² при двух значениях γ : $\gamma(q, q) = 1,0$ и $1,1$ /относительно системы $(qq)/$.

§5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный анализ экспериментальных данных по множественному рождению π^- -мезонов в пион-нуклонных взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с указывает на существенную зависимость пространственно-временных характеристик области генерации вторичных

частиц от рассматриваемой системы отсчета. В общих чертах установленные зависимости $l_i = f(\gamma)$ подтверждают теоретические предсказания, полученные в работе^{/5/}. При разных ограничениях на компоненты импульсов и углы вылета пары пионов в $l_i = f(\gamma)$ проявляются экстремумы, которые, как правило, смещены относительно с.ц.и. πN в сторону кварковой системы отсчета. Полученные результаты можно интерпретировать как проявление кварковой структуры взаимодействующих адронов во множественных процессах при высоких энергиях^{/1,2/}. Отмеченный результат ($l_x > l_y$), связанный с проявлением временной компоненты в l_x , вероятно, определяется существенным влиянием резонансов в рассматриваемом процессе, что было показано в предыдущих работах^{/9,10/}.

На данном этапе исследований мы не можем дать более полной интерпретации полученных результатов. Ясно, что действительность намного сложнее, чем предположения простой модели, лежащей в основе теоретических рассмотрений. Поэтому необходимы как аналогичный анализ других типов частиц и первичных адронов, так и дальнейшие теоретические рассмотрения более конкретных моделей множественного образования частиц.

Авторы глубоко благодарны М.И.Подгорецкому за постоянный интерес к работе и стимулирующие обсуждения во время проведения исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ангелов Н., Ахабабян Н., Гришин В.Г. Докл. Болг.АН, 1982, 35, с. 620.
2. Ангелов Н., Ахабабян Н., Гришин В.Г. ОИЯИ, P1-82-334, Дубна, 1982.
3. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. ЯФ, 1972, 15. с. 392.
4. Корюлов Г.И. Phys.Lett., 1974, 50B, p.412.
5. Подгорецкий М.И. ОИЯИ, P1-82-398, Дубна, 1982.
6. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1975, 21, с. 328.
7. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-81-496, Дубна, 1981.
8. Диденко Л.А., Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Асимметрия адронных взаимодействий. "Наука", М., 1981.
9. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1982, 35, с. 76.
10. Ахабабян Н., Гришин В.Г., Ковальски М. ОИЯИ, 1-81-723, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 сентября 1982 года.

Ангелов Н.С., Ахабабян Н.О., Гришин В.Г. P1-82-559
Изменение пространственно-временных характеристик области излучения вторичных π^- -мезонов, образованных в пион-нуклонных взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с, в зависимости от системы отсчета

На основе анализа экспериментальных данных по множественному образованию частиц в пион-нуклонных взаимодействиях при 40 ГэВ/с установлена зависимость параметров l_i области образования вторичных π^- -мезонов от γ -фактора рассматриваемой системы отсчета. В установленных зависимостях $l_i = f(\gamma)$ проявляются экстремумы, которые смещены относительно с.ц.и. πN в сторону с.ц.и. взаимодействующих кварков, что можно интерпретировать как проявление кварковой структуры первичных адронов во множественных процессах.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Angelov N., Akhababian N., Grishin V.G. P1-82-559
Dependence of Space-Time Characteristics of Radiation Region of Secondary π^- -Mesons, Produced in Pion-Nucleon Interactions at 40 GeV/c, on Reference Frame

From an analysis of the experimental data on multiparticle production in pion-nucleon interactions at 40 GeV/c a dependence of the space-time dimensions of the secondary π^- -emission region of the γ factor of a given reference frame is established. The obtained dependences $l_i = f(\gamma)$ of the parameters l_i , describing the radiation region, show up extrema, shifted from the " π -N" c.m.s. towards the c.m.s. of the colliding quark. This fact may be interpreted as a manifestation of the quark structure of the primary hadrons in multiple processes.

The investigation has been carried out in the High Energy Laboratory, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research

Перевод О.С.Викторовой.