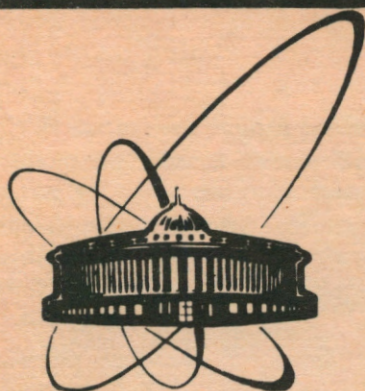


89-272



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

A139

P1-89-272

А.У.Абдурахимов, С.В.Мухин, Н.Н.Нургожин*,
Э.О.Оконов, Я.Плюта, Е.К.Хусаинов*

ПРОДОЛЬНЫЕ И ПОПЕРЕЧНЫЕ РАЗМЕРЫ
ОБЛАСТИ ИСПУСКАНИЯ π^- -МЕЗОНОВ
В ЦЕНТРАЛЬНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ $^{12}\text{C}+\text{Cu}$
ПРИ ЭНЕРГИИ 3,66 А ГэВ

* Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

1989

В последнее время интенсивно проводятся исследования пространственно-временных характеристик процесса испускания вторичных частиц в столкновениях релятивистских ядер¹¹⁻⁷. Для этой цели применяется метод так называемых интерференционных корреляций¹⁸. Особое внимание привлекают результаты, полученные в эксперименте NA-35, где были определены размеры области испускания вторичных π^- -мезонов в центральных столкновениях $^{16}\text{O} + \text{Au}$ для энергии налетающего ядра 200 А ГэВ¹⁷. Эти исследования проводились с использованием 2-метровой стримерной камеры, оснащенной триггерной электронной аппаратурой. Наиболее ярким результатом этой работы является наблюдение увеличения поперечных размеров области испускания вторичных пионов для центрального интервала их быстрой распределения по отношению к другим быстрой интервалам. Этот результат является отклонением от установленной закономерности, что размеры области испускания пионов в столкновениях релятивистских ядер определяются размерами более легкого ядра¹⁹. Полученная информация весьма полезна для оценки условий наблюдения кварк-глюонной плазмы в столкновениях релятивистских ядер¹¹⁰.

Возникает вопрос, является ли этот эффект новым свойством ядерных столкновений, достигаемым только для самых высоких в настоящее время энергий налетающего ядра, или это типичное явление, характерное для частиц из центральной области быстрой в центральных ядерных столкновениях. До сих пор нет аналогичных результатов для других энергий сталкивающихся ядер.

Настоящая работа посвящена определению размеров и формы области испускания вторичных π^- -мезонов в центральных столкновениях ядер углерода с ядрами меди при энергии 3,66 А ГэВ. Первые результаты для данной реакции опубликованы в нашей работе¹¹¹. Эксперимент выполнен с использованием 2-метровой стримерной камеры ОИЯИ, оснащенной триггерной электронной аппаратурой (установка СКМ-200)¹¹². Триггерная система отбирала центральные взаимодействия по отсутствию заряженных фрагментов и спектров нейтронов налетающего ядра в пределах угла запрета $\theta_{\text{ch}} = \theta_n = 3^\circ$, что дает жесткость отбора центральных столкновений по сечению $\sigma_{\text{ц}}/\sigma_{\text{ин}} = 0,1$. Точность измерения импульсов пионов составила 3-4%, углов $-5 \cdot 10^{-3}$ рад. Так же, как в анализе, проведенном в эксперименте NA-35, мы поставили своей целью получить информацию о поперечном и продольном размерах области испускания пионов в интервале средних быстрой.

Интерференционные корреляции приводят к увеличению вероятности наблюдения пар пионов, испускаемых с близкими импульсами, по отношению к случаю, когда интерференция отсутствует. Предполагая, что пространственное расположение источников, излучающих пионы, имеет форму распределения Гаусса, можно получить следующий вид параметризации двухчастичной корреляционной функции^{17,13/}:

$$C(Q_T, Q_L) = A [1 + \lambda \exp(-Q_T^2 R_T^2 / 2) \exp(-Q_L^2 R_L^2 / 2)] , \quad (1)$$

где Q_T (Q_L) — поперечная (продольная) составляющая разницы импульсов пионов относительно направления налетающего ядра, R_T (R_L) — параметр распределения, характеризующий поперечный (продольный) радиус области, излучающей пионы, A — нормировочный множитель, λ — феноменологический параметр, характеризующий "силу" эффекта.

Определение двухчастичной корреляционной функции в эксперименте сводится к построению распределения:

$$C(Q_T, Q_L) = \frac{N_\Phi}{N} \frac{N(Q_T, Q_L)}{N_\Phi(Q_T, Q_L)} , \quad (2)$$

где $N(Q_T, Q_L)$ — число пар пионов, испускаемых в одних и тех же событиях в данных интервалах Q_T и Q_L , $N_\Phi(Q_T, Q_L)$ — аналогично, число пар из разных событий; N и N_Φ — нормировочные множители. Одновременное определение параметров R_T и R_L требует построения двумерного распределения в переменных Q_T и Q_L . Из-за ограниченной статистики экспериментальных данных анализировались одномерные распределения: $R(Q_T)$ при $Q_L < 0,1$ ГэВ/с и $R(Q_L)$ при $Q_T < 0,1$ ГэВ/с. Экспериментальные распределения аппроксимировались функциями

$$R(Q_T) = A [1 + \lambda_T \exp(-Q_T^2 R_T^2 / 2)] , \quad (3)$$

$$R(Q_L) = A [1 + \lambda_L \exp(-Q_L^2 R_L^2 / 2)] .$$

Анализ проводился как для всех зарегистрированных π^- -мезонов, так и для пионов, попадающих в выделенную область их быстройного распределения.

Рис.1 представляет распределение по быстротам всех π^- -мезонов. Среднее значение быстроты равно $\langle y \rangle = 0,90 \pm 0,05$. Этому значению соответствует скорость системы центра масс ($\beta_c = 0,716$), в которой снаряд ^{12}C с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон сталкивается с 22 нуклонами мишени, что приблизительно соответствует числу нуклонов, "выре-

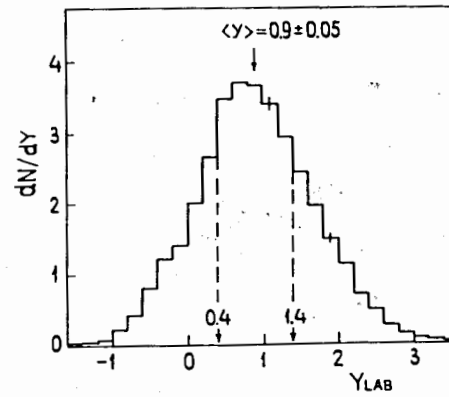


Рис.1. Быстрое распределение π^- -мезонов. Стрелками выделена центральная область распределения.

заемых" ядром углерода при прохождении через центральную часть ядра меди. В этой системе центра масс проводился в дальнейшем анализ интерференционных корреляций. На рисунке стрелками выделена центральная часть быстрого распределения ($0,4 < y < 1,4$).

Анализ проводился отдельно для двух ансамблей: для всех отрицательных пионов и для тех, быстроты которых находились в указанном выше интервале.

На рис.2 приведены экспериментальные распределения $R(Q_T)$ и $R(Q_L)$, а также кривые, полученные в результате фитирования. Численные результаты фитирования приведены в табл.1. Для проверки устойчивости результатов относительно выбора интервалов распределения были построены распределения с более крупным шагом. Результаты фитирования этих распределений также приведены в табл.1.

Для поперечной компоненты значения разности импульсов корреляционные распределения подобны для обеих ансамблей проанализированных пионов, что находит отражение в результатах фитирования. Для продольной же компоненты пик корреляционного эффекта, наблюдаемый для пионов из центрального быстрого интервала, оказался заметно уже, чем во всей области быстрот, что приводит к существенно большему значению R_L . Этот результат можно рассматривать как указание на несферическую (вытянутую) форму области испускания пионов.

Недавно был предложен новый метод^{11,4/}, который позволяет получить информацию о форме области испускания, определяя непосредственное отношение R_T/R_L . Суть этого метода основана на констатации следующих фактов:

- если распределения продольной и поперечной компонент вектора разности импульсов \vec{q} коррелированных пионов различаются, то угловое распределение этого вектора должно быть анизотропным;
- для определения вышеуказанного отношения достаточно найти какую-либо интегральную характеристику углового распределения вектора \vec{q} .

Если ввести определение $a = A/B$, где A и B характеризуют поперечные и продольные размеры области излучения соответственно, то по-

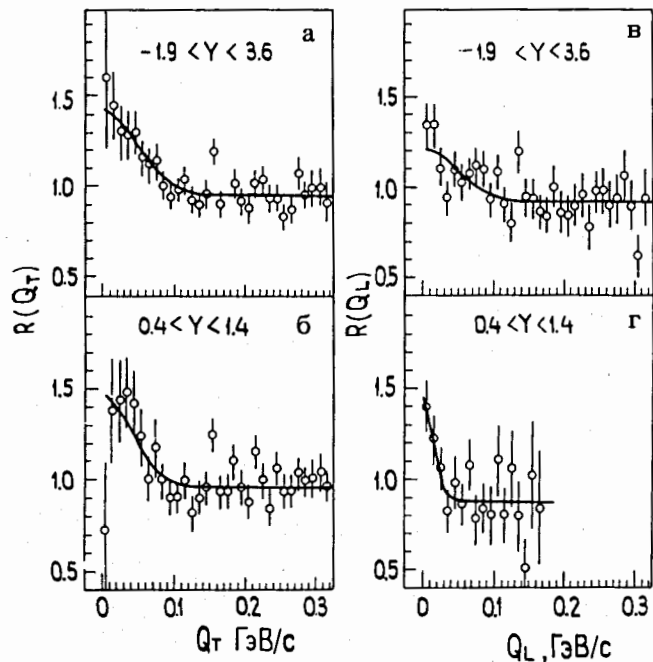


Рис.2. Экспериментальные распределения $R(Q_T)$ и $R(Q_L)$. Кривые представляют результаты фитирования по формулам (3).

Таблица 1. Результаты фитирования экспериментальных распределений по формулам (3)

Интервал y	Интервал Q_T, Q_L	λ_T	R_T	λ_L	R_L
$-1,9 < y < 3,6$	10 МэВ/с	$0,49 \pm 0,11$	$4,3 \pm 0,8$	$0,32 \pm 0,08$	$4,1 \pm 1,1$
	20 МэВ/с	$0,47 \pm 0,11$	$4,3 \pm 0,8$	$0,30 \pm 0,08$	$3,9 \pm 1,2$
$0,4 < y < 1,4$	10 МэВ/с	$0,52 \pm 0,18$	$4,7 \pm 1,1$	$0,65 \pm 0,19$	13 ± 4
	20 МэВ/с	$0,57 \pm 0,18$	$4,9 \pm 1,1$	$0,59 \pm 0,25$	15 ± 9

лучается следующее выражение для углового распределения вектора \vec{q} :

$$\phi(\cos\Theta) = \frac{a^2}{2[a^2 + (1 - a^2)\cos^2\Theta]^{3/2}}, \quad (4)$$

где Θ — угол между направлением вектора \vec{q} и осью реакции. В качестве интегральной характеристики авторы предлагают величину

$$\Delta = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}, \quad (5)$$

где N_1 — число пар пионов из области интерференционного пика, для которых $0 < |\cos\Theta| < 1/2$, N_2 — число пар, для которых $1/2 < |\cos\Theta| < 1$. Связь между величиной Δ и отношением a определяет выражение

$$a^2 = \frac{1}{3} \left[\frac{4}{(1 + \Delta)^2} - 1 \right]. \quad (6)$$

Процедура экспериментального определения значения a учитывает тот факт, что угловое распределение фоновых пар также может быть анизотропным. Детальное описание этого метода содержится в упомянутой работе [14].

Согласно этому методу было построено угловое распределение вектора \vec{q} для пар пионов из обоих рассматриваемых областей быстрого распределения. В распределения вошли пары пионов из области интерференционного пика, то есть

те, для которых $|\vec{q}| < 0,1$ ГэВ/с. Рис.3 представляет вид этих распределений вместе с соответствующими фоновыми распределениями.

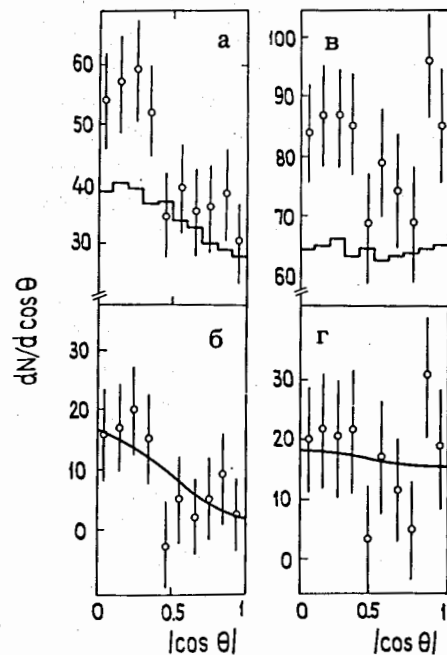


Рис.3. Угловые распределения вектора разности импульсов коррелированных пионов (\vec{q}) для области интерференционного пика ($|\vec{q}| < 0,1$ ГэВ/с). Точки — распределения для пионов из одних и тех же событий, гистограмма — фоновые распределения. В нижней части рисунка — распределения, полученные после вычитания фона. Кривые, полученные по формуле (5), для значений величины a , приведенных в табл.2. а, б — ($0,4 < y < 1,4$), в, г — ($-1,9 < y < 3,6$).

Таблица 2. Значения параметров Δ и a

Интервал y	Δ	a
$-1,9 < y < 3,6$	$0,04 \pm 0,17$	$0,95 \pm 0,20$
$0,4 < y < 1,4$	$0,44 \pm 0,27$	$0,56 \pm 0,21$

В нижней части рисунка показаны распределения, полученные после вычитания фоновых распределений. Несмотря на значительные статистические ошибки наблюдается анизотропия углового распределения для пионов из центральной части быстротного распределения. Соответствующие значения Δ и a приведены в табл.2.

Полученные результаты качественно согласуются с результатами прямого определения значений продольных и поперечных размеров области генерации пионов (см. табл. 1). В случае полного быстротного интервала продольные и поперечные размеры близки, что соответствует сферически-симметричной форме; для центральной части быстротного распределения продольные размеры больше поперечных, чему соответствует вытянутая форма области генерации пионов.

Таким образом, абсолютные значения R_T и R_L области испускания пионов, взятых во всей области быстрот, совпадают в пределах ошибок с соответствующими значениями при 200 А ГэВ. Что же касается пионов из центрального интервала быстротного распределения, то здесь, в отличие от результатов эксперимента NA-35, мы не наблюдаем увеличения поперечного размера области испускания. Это различие можно было бы, в принципе, отнести за счет разницы в массовых числах ядер-мишени. Однако значение R_T , полученное в эксперименте NA-35, превышает даже геометрические размеры ядра Au ($R_g(\text{Au}) \cong 7$ фм) и, по-видимому, не они определяют в этом случае размеры области генерации пионов. Анализируя результаты, полученные для продольных размеров, следует иметь в виду, что они определялись без учета временной компоненты интерференционного эффекта. Предполагалось также, что система отсчета, в которой проводится анализ, совпадает с системой покоя источников. Полученные результаты указывают на возможное изменение пространственно-временных характеристик, связанных с продольным размером области генерации пионов для центральной части быстротного распределения.

Для окончательных выводов необходимы статистически более обеспеченные исследования и выяснение влияния временного фактора на размеры области испускания пионов.

Авторы выражают глубокую благодарность М.И.Подгорецкому за постоянное внимание к работе и плодотворные обсуждения. Выражаем также благодарность Г.Н.Агакишиеву за содействие в проведении дополнительного фитирования части распределений.

Мы признательны всем сотрудникам, участвовавшим в получении на установке экспериментальных данных (DST), проанализированных в настоящей работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zajc W.A. et al. – *Phys.Rev. C*, 1984, 29, p.2173.
2. Агакишиев Г.Н. и др. – *ЯФ*, 1984, 39, с. 543.
3. Akhbabian N. – *Z. Phys. C*, 1984, 26, p. 245.
4. Åkesson T. et al. – *Phys.Lett.*, 1983, 129B, p.269.
5. Beavis D. et al. – *Phys.Rev. C*, 1983, 27, p. 910.
6. Peitzmann T. et al. – *Preprint GSI-89-85*, 1989.
7. Bamberger A. et al. – *Phys. Lett. B*, 1988, 203, p. 320.
8. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. – *ЯФ*, 1972, 15, с. 392; *ЯФ*, 1974, 19, с. 434; *ЖЭТФ*, 1975, 69, с. 414.
9. Bartke J. – *Phys. Lett. B*, 1986, 174, p. 32.
10. Stock R. – In: *Proc. of the Third Int. Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Saint Malo, June 6-11, 1988*, p. 599 c.
11. Абдурахимов А.У. и др. – *ОИЯИ, P1-88-406*, Дубна, 1988.
12. Абдурахимов А.У. и др. – *ПТЭ*, 1978, 5, с.53.
13. Yano F.B., Koonin S.E. – *Phys. Lett.*, 1978, 78B, p. 556.
14. Подгорецкий М.И., Чеплаков А.П. – *ОИЯИ, P2-85-603*, Дубна, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 апреля 1989 года.