

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1-84-312

А.П.Гаспарян, А.Н.Соломин\*, А.П.Чеплаков

КОРРЕЛИРОВАННОЕ ИСПУСКАНИЕ  $\pi$ -МЕЗОНОВ  
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР УГЛЕРОДА  
С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА И ТАНТАЛА  
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГэВ/с на нуклон

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\* НИИЯФ МГУ

1984

## ВВЕДЕНИЕ

Ранее отмечалось<sup>/1/</sup>, что столкновения ядер при высоких энергиях создают принципиальные предпосылки для наблюдения новых, необычных явлений. Во многих теоретических моделях рассматривается проявление механизмов коллективного типа в характеристиках вторичных частиц. Это стимулирует интерес к анализу корреляционных эффектов в ядро-ядерных соударениях.

Так, в работе<sup>/2/</sup> исследуется возможный механизм когерентного рождения пионов во взаимодействиях тяжелых ионов. При энергиях в несколько ГэВ значительную часть неупругого нуклон-нуклонного сечения составляют процессы возбуждения  $\Delta$ -изобар<sup>/3/</sup>. Предполагается, что в центральных взаимодействиях тяжелых ионов может образоваться область сильного сжатия ядерной материи ( $\rho \geq 2,5 \rho_0$ ), где изобары рождаются в реакциях  $NN \rightarrow N\Delta$  и  $N\Delta \rightarrow \Delta\Delta$ . Если процессы возбуждения изобар идут быстрее процессов их распада  $\Delta \rightarrow N\pi$ , то в области сжатия число  $\Delta$ -изобар может, в принципе, превысить число нуклонов. Таким образом, возникает неравновесное мультиизобарное состояние, распад которого приводит к когерентному испусканию большого числа  $\pi$ -мезонов.

Экспериментальное изучение многопионных корреляций проводилось ранее в адрон-адронных взаимодействиях<sup>/4/</sup> в системах тождественных пионов в терминах R-, S-функций<sup>/5,6/</sup>, а также с использованием переменных  $\Delta q$ <sup>/7/</sup>-разностей 4-импульсов пар частиц. Наблюдались корреляции между направлениями вылета мезонов 'одного знака'<sup>/8/</sup>, что связано с проявлением бозе-статистики в многомезонных системах. Одним из результатов работ<sup>/5,8/</sup> был вывод о том, что корреляции в системах трех и четырех пионов обусловлены хорошо изученными двухчастичными корреляциями.

Двухпионные корреляции в ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях анализировались ранее в<sup>/9,10/</sup>, где были получены размеры области излучения пионов.

В настоящей работе приводятся результаты исследования многопионных корреляций в центральных углерод-углеродных столкновениях и в неупругих взаимодействиях ядер углерода с ядрами тантала при импульсе  $P_0 = 4,2$  ГэВ/с на нуклон. Предварительные данные ранее опубликованы в<sup>/11/</sup>.

## МЕТОДИКА

Экспериментальный материал получен с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЗ ОИЯИ, в рабочем объеме которой

размещена мишень, состоящая из трех танталовых пластин толщиной 1 мм. Камера облучалась на дубненском синхрофазотроне ядрами углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Было обработано около 1600 неупругих СТа -взаимодействий и 1400 центральных СС -столкновений. Центральные СС-соударения удовлетворяли следующим критериям<sup>/12/</sup>: 1/ отсутствие спектаторных фрагментов налетающего ядра с зарядом  $Z_{\phi} \geq 2$ ; 2/ количество однозарядных спектаторных фрагментов  $n_S \leq 2$ ; 3/ полный заряд вторичных частиц  $Q > 7$ . В событии, как правило, измерялись все треки, за исключением СТа -взаимодействий, где не измерялись протоны с импульсом  $p_p < 700$  МэВ/с. Все отрицательные частицы в событии, кроме идентифицированных электронов, считались  $\pi^-$ -мезонами /примесь электронов не превышала 5%<sup>/13/</sup>. Область надежной идентификации  $\pi^+$ -мезонов ограничена сверху импульсом ~ 600 МэВ/с.

Полное число взаимодействующих нуклонов  $\langle \nu_N \rangle$  налетающего ядра и мишени можно оценить<sup>/12/</sup>, основываясь на величинах средних множественностей  $\pi^-$ -мезонов  $\langle n_- \rangle_{NC}$ ,  $\langle n_- \rangle_{NTa}$ ,  $\langle n_- \rangle_{CC}$  и  $\langle n_- \rangle_{CTa}$  в нуклон-ядерных и в отобранных для анализа многопионных корреляций ядро-ядерных столкновениях /с числом  $\pi^-$ -мезонов  $n_{\pi} \geq 2$ . Среднее полное число нуклонов  $\langle \nu_N \rangle \approx 2 \cdot \frac{\langle n_- \rangle_{AA}}{\langle n_- \rangle_{NA}}$ .

Оценка дает  $\langle \nu_N \rangle_{CC} \sim 20$  и  $\langle \nu_N \rangle_{CTa} \sim 25$ .

Таким образом, мы исследуем корреляции в существенно многопионных взаимодействиях ядер при высокой энергии.

### МНОГОПИОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ

Были проанализированы спектры эффективных масс  $M_{n\pi}$  групп, состоящих из  $n$  пионов одного знака / $n = 2, 3, 4$ /. Величина одного интервала для построения распределения по  $M_{n\pi}$  выбиралась равной среднему значению экспериментального разрешения в области малых масс. Полученное разрешение<sup>/11/</sup> составляло /20, 40 и 60/ МэВ для  $n = 2, 3, 4$  соответственно.

Экспериментальное распределение по эффективной массе  $M_{n\pi}$  группы из  $n$  пионов сравнивалось с фоновым распределением. Существенное различие экспериментального и фонового распределений в области малых масс свидетельствовало бы о наличии корреляций между направлениями испускания пионов с близкими импульсами.

Фоновые распределения получались путем комбинирования  $\pi^-$ -мезонов, взятых случайным образом из разных событий. Применение такой процедуры приводит, вообще говоря, к формальному нарушению законов сохранения энергии-импульса, что влечет за собой искажение фонового распределения и ложное указание на присутствие корреляций<sup>/11/</sup>. Импульсные и угловые характеристики  $\pi^-$ -мезонов зависят от числа пионов в событии<sup>/11/</sup>, поэтому для уменьшения искажений фоновых распределений случайные выборки осу-

ществлялись только из событий с одинаковым числом  $n_{\pi}$  рожденных  $\pi^-$ -мезонов. Для каждого класса событий с определенным значением  $n_{\pi}$  наигрывалось 50000 случайных комбинаций, которые затем суммировались с весом, пропорциональным вкладу этого класса событий в экспериментальное распределение. Фоновые распределения нормировались на число комбинаций в экспериментальных, начиная с некоторого граничного значения массы  $M_{n\pi}$ , т.е. по "хвосту" распределения. Экспериментальные и фоновые распределения в этой области масс оказались подобными. На рис.1,2 представлены /открытые кружки/ величины отношений экспериментальных распределений по эффективной массе  $M_{n\pi}$  к фоновым:

$$R_n = M_{n\pi}^{\text{Эксп}} / M_{n\pi}^{\text{Фон}}$$

/1/

для систем  $n$  тождественных пионов в зависимости от массы системы  $M_{n\pi}$  /в единицах массы пиона  $m_{\pi} = 139$  МэВ/. Горизонтальные линии указывают на объединение нескольких интервалов.

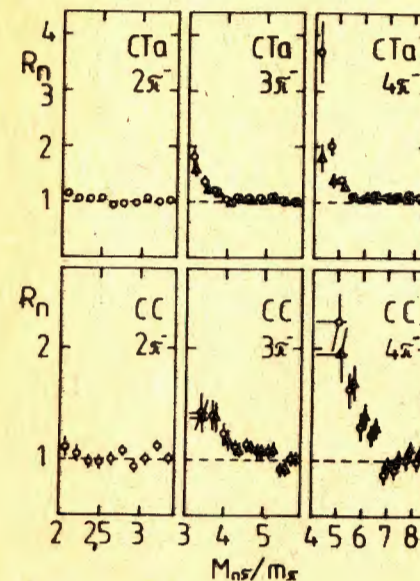


Рис.1. Отношения  $R_n$  экспериментальных распределений по эффективной массе  $M_{n\pi}$  к фоновым для систем  $n$  / $n = 2, 3, 4$ / отрицательных пионов в зависимости от массы системы для двух вариантов фона /о - все  $n$  пионов берутся из разных событий,  $\Delta$  -  $(n-1)$   $\pi^-$ -мезон взят из одного события, а один пион - из другого/.

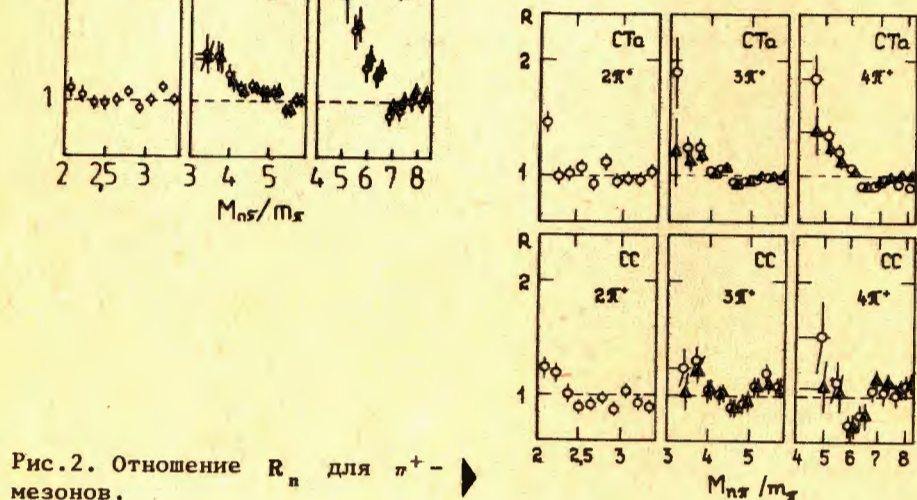


Рис.2. Отношение  $R_n$  для  $\pi^+$ -мезонов.

Видно, что экспериментальные распределения превышают фоновые в области малых эффективных масс  $M_{n\pi}$ , причем эффект становится более заметным с ростом  $n$ . Превышение экспериментальных распределений над фоновыми указывает на наличие корреляций в испускании двух, трех и четырех пионов, рожденных в неупругих СТа- и центральных СС-взаимодействиях при первичном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон.

Так как при этих энергиях в нуклон-нуклонных столкновениях сечение рождения двух и более  $\pi$ -мезонов не превышает 3% неупругого сечения<sup>/14/</sup>, наблюдаемый эффект отражает особенности процесса многонуклонных взаимодействий релятивистских ядер с ядрами.

Черные треугольники на рис.1,2 представляют экспериментальные значения отношения  $R_n / n = 3,4/$  для фона, когда  $(n-1)$  пион был взят из одного события, а один пион - из другого. Заметное отличие  $R_n$  от единицы в области малых масс  $M_{n\pi}$  для такой процедуры построения фона говорит о существовании в группах из трех и четырех пионов корреляций, которые нельзя объяснить соответственно двух- и трехпионными корреляциями.

Ранее<sup>/7/</sup>, при анализе интерференционных эффектов в системах тождественных частиц в рамках модели независимых осцилляторов уже было показано, что с ростом числа частиц в системе  $n\pi$  высота интерференционного максимума в точке  $\vec{p}_1 = \vec{p}_2 = \dots = \vec{p}_n / \vec{p}_i$  - импульс частицы/ увеличивается. Там же утверждалось, что парные корреляции не могут симулировать весь интерференционный максимум в системе, а только лишь  $1/[2 \cdot (n-2)!]$  часть его высоты. Как видно, наши выводы согласуются с результатами<sup>/7/</sup>.

С целью проверки корректности способа выявления многочастичных корреляций были выполнены расчеты отношения  $R_n / n$  в СС-центральных соударениях, сгенерированных по каскадной модели<sup>/15/</sup>. Результаты, полученные для  $\pi^+$ -мезонов, представлены на рис.3 /обозначения аналогичны рис.1/. Существенного отклонения величины отношения  $R_n / n = 2,3,4/$  от единицы не наблюдается. Это свидетельствует о правильности выбора процедуры построения фоновых распределений.

Для дальнейшего анализа использовали  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны, давшие вклад в "область корреляции", т.е. вошедшие хотя бы в одну из групп  $n\pi$  с малым значением массы  $M_{n\pi}$  из области масс, где имеется превышение экспериментальных распределений над фоновыми ( $R_n(M_{n\pi}) > 1$ ). Всего

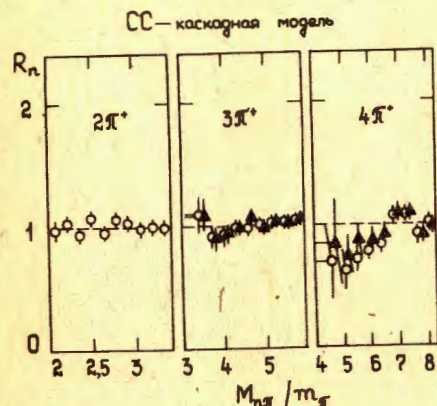


Рис.3. Отношение  $R_n$  для  $\pi^+$ -мезонов в СС-центральных соударениях, сгенерированных по каскадной модели.

Всего

в данный набор в СС-центральных взаимодействиях вошло 1076 отрицательных пионов, что составляет около 30% общего числа  $\pi^-$ -мезонов в событиях с  $n \geq 2$ . Для надежно идентифицированных  $\pi^+$ -мезонов /с импульсом  $p_{\pi^+} \leq 600$  МэВ/с/ соответствующие величины равны: 874  $\pi^+$ -мезона, или 40%.

Следует отметить, что пионы, давшие вклад в область корреляции, имеют малые поперечные импульсы<sup>/11/</sup>. Распределение по квадрату поперечного импульса таких  $\pi^-$ -мезонов в неупругих СТа-взаимодействиях удовлетворительно аппроксимируется одной экспонентой с наклоном  $/45+3/ / \text{ГэВ/с}^{-2}$ , в то время как в распределении для всех  $\pi^-$ -мезонов из СТа-соударений хорошо виден вклад двух экспонент:

$$\frac{\Delta N}{\Delta p_{\perp}^2} = 0,85 \cdot e^{-44 p_{\perp}^2} + 0,15 \cdot e^{-8,5 p_{\perp}^2}, \quad /2/$$

где  $p_{\perp}^2$  измеряется в  $/ \text{ГэВ/с}^2$ . Существенный вклад экспоненты с большим наклоном свидетельствует, по-видимому, о преимущественно изобарном механизме рождения  $\pi$ -мезонов при наших энергиях<sup>/3/</sup>.

#### ОБРАЗОВАНИЕ $\Delta$ -ИЗОБАР В СС-ЦЕНТРАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Для определения вклада  $\Delta$ -изобар в рождение пионов в СС-центральных соударениях изучались спектры эффективных масс  $M_{\pi p}$ . При этом из анализа были исключены протоны - спектаторные фрагменты налетающего ядра и испарительные протоны, а также  $\pi^+$ -мезоны с импульсом  $p_{\pi^+} > 600$  МэВ/с.

Учет периферического механизма возбуждения изобар позволяет существенно уменьшить относительный вклад ложных комбинаций в распределение по эффективной массе  $M_{\pi p}$ . Для этого пары  $(\pi, p)$  в событии подбирались таким образом, чтобы угол разлета пиона и протона в азимутальной плоскости, перпендикулярной пучку, был наибольшим. При этом каждому  $\pi$ -мезону ставился в соответствие только один протон и не проводилось разделения между  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонами.

На рис.4 в виде гистограммы приведено распределение по эффективной массе  $M_{\pi p}$  подобранных таким образом пион-протонных пар в СС-центральных соударениях. Кружками представлены два варианта фонового распределения. В одном случае /закрытые кружки/ описанная выше процедура подбора пар  $(\pi, p)$  применялась к центральным СС-взаимодействиям, сгенерированным по каскадной модели, и полученное распределение нормировалось на число комбинаций в экспериментальном. В другом варианте /открытые кружки/ - многократно, случайным образом,  $\pi$ -мезоны и протоны выбирались из разных событий, после чего так же подбирались

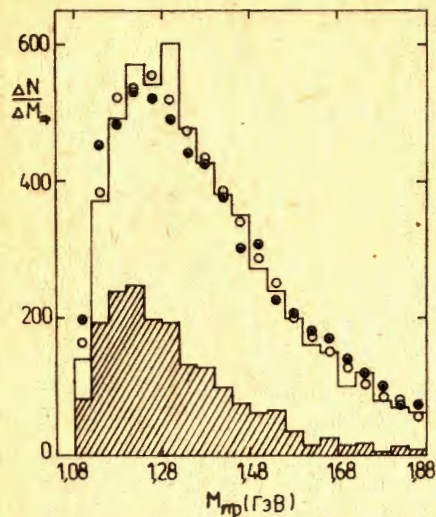


Рис.4. Распределение по эффективной массе  $M_{\pi p}$  пар частиц  $\pi^{\pm}$ -мезон, протон - в СС-центральных взаимодействиях /гистограмма/. Заштрихованная область представляет вклад от пионов, испущенных из области корреляции. Кружки - фоновые распределения /  $\bullet$  - каскадная модель,  $\circ$  - частицы берутся из разных событий /.

пары  $(\pi, p)$  и производилась нормировка. В обоих случаях фоновые распределения неплохо описывают эксперимент.

Заштрихованной областью на рис.4 представлен вклад в экспериментальное распределение по  $M_{\pi p}$  пар, содержащих пионы, попавшие в область корреляции.

Спектр эффективных масс  $M_{\pi p}$  для таких пионов существенно отличается от фоновых распределений и от соответствующего спектра для всех пионов: он уже и сдвинут в область малых масс  $M_{\pi p}$ . Отметим, что положение пика спектра соответствует массе изобары  $\Delta / 1232 /$ .

Чтобы вычислить вклад  $\Delta$ -изобары, необходимо знать функцию разрешения  $M_{\pi p}$ . Для этого в разных интервалах  $M_{\pi p}$  строились распределения отклонений от экспериментальной величины эффективной массы значений масс, получающихся при "размазке" величин импульсов и углов вылета частиц в пределах их экспериментальных ошибок. Предполагалось, что ошибки подчиняются статистическому гауссовому распределению. Полученные значения ошибок в определении величины эффективной массы аппроксимируются функцией

$$\sigma(M_{\pi p}) = 0,113 \cdot M_{\pi p} - 0,115, \quad /3/$$

где  $M_{\pi p}$  выражено в ГэВ. Затем, с учетом экспериментального разрешения, можно вычислить резонансную функцию:

$$F_{BW}(M) = \int_{m_{\pi} + m_p}^{\infty} \tilde{F}_{BW}(m) \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2(m)}} \exp\left\{-\frac{(m-M)^2}{2\sigma^2(m)}\right\} dm, \quad /4/$$

где  $\tilde{F}_{BW}(m)$  - модифицированная резонансная функция Брейта-Вигнера.

В настоящей работе использовался следующий вид резонансной функции /16/:

$$\tilde{F}_{BW}(M) = \frac{M}{q} \frac{\Gamma}{(M^2 - M_{\Delta}^2)^2 + M_{\Delta}^2 \Gamma^2}, \quad \Gamma = \Gamma_{\Delta} \cdot \left(\frac{q}{q_{\Delta}}\right)^3 \cdot \frac{\rho(M)}{\rho(M_{\Delta})}, \quad \rho(M) = [(M + m_p)^2 - m_{\pi}^2]. \quad /5/$$

Здесь  $M_{\Delta} = 1232$  МэВ и  $\Gamma_{\Delta} = 120$  МэВ - масса и ширина резонанса,  $q$  - импульс одной из двух частиц пары  $(\pi, p)$  в собственной системе отсчета пары с массой  $M$ ,  $q_{\Delta}$  - импульс одной из двух частиц в собственной системе при  $M = M_{\Delta}$ .

Экспериментальное распределение по эффективной массе  $M_{\pi p}$  для пионов, давших вклад в область корреляции, аппроксимировалось с помощью метода наименьших квадратов зависимостью

$$\frac{\Delta N}{\Delta M} = b \cdot F_{\text{фон}}(M) \cdot (1 + a F_{BW}(M)), \quad /6/$$

где  $F_{\text{фон}}(M)$  - фоновое распределение,  $a$  и  $b$  - подгоночные параметры. Тогда вклад  $\Delta$ -изобары определяется /17/ величиной отношения

$$a \int F_{\text{фон}}(M) \cdot F_{BW}(M) dM / \int \frac{dN}{dM} dM. \quad /7/$$

Чтобы достичь наилучшего описания, было использовано несколько вариантов распределений /18/  $F_{\text{фон}}(M)$ , форм записи резонансной функции Брейта-Вигнера  $\tilde{F}_{BW}(M)$  и видов аппроксимирующей зависимости /6/. Так, использование в качестве фонового распределения, полученного при "смешивании" пионов и протонов из разных событий /открытые кружки на рис.4/, дает величину вклада /7/, равную  $0,39 \pm 0,20 / \chi^2_{\text{ст.св.}} = 1,6 /$ . Наименьшее значение  $\chi^2_{\text{ст.св.}}$  было достигнуто, когда фоновым служило распределение по  $M_{\pi p}$ , полученное в событиях, сгенерированных по каскадной модели для пионов, давших вклад в область корреляции. Ограничения на величины малых масс  $M_{\pi p}$  для отбора таких пионов в каскадной модели выбирались такими же, как и в эксперименте.

На рис.5 в виде гистограммы представлено распределение по эффективной массе  $M_{\pi p}$  для пионов, давших вклад в область корреляции в СС-центральных взаимодействиях. Сплошная линия - аппроксимирующая кривая /6/.

В результате аппроксимации экспериментального распределения для отношения /7/ получено значение  $0,24 \pm 0,04 / \chi^2_{\text{ст.св.}} = 0,86 /$ . Процедура подбора пар  $(\pi, p)$  такова, что пион берется в распределение только один раз. Поэтому величина отношения /7/, определяющего вклад  $\Delta$ -изобар, равна фактически доле пионов, испущенных в распадах  $\Delta^{++}$ -и  $\Delta^0$ -изобар относительно всех  $\pi^{\pm}$ -мезонов, взятых в распределение по  $M_{\pi p}$ .

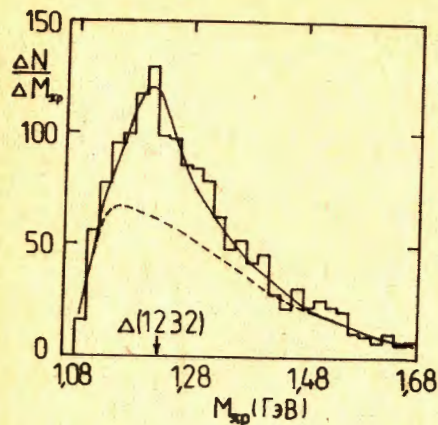


Рис.5. Распределение по эффективной массе  $M_p$  для пионов, дающих вклад в область корреляции. Сплошная линия - аппроксимирующая кривая /6/ с учетом резонансной функции Брейта-Вигнера /5/. Штриховая линия - фоновое распределение /каскадная модель/.

Как уже говорилось, для аппроксимации применялся также иной вид функции /6/:

$$\frac{\Delta N}{\Delta M} = a \cdot F_{BW}(M) + (1-a) F_{фон}(M) \quad /8/$$

/для этого случая вклад фона отмечен на рис.5 штриховой линией/ и другие формы записи резонансной функции Брейта-Вигнера /19/

$$\tilde{F}_{BW}(M) = \frac{M_{\Delta} \cdot M \cdot \Gamma}{(M^2 - M_{\Delta}^2)^2 + M_{\Delta}^2 \Gamma^2} \quad /9/$$

или

$$\tilde{F}_{BW}(M) = \frac{M_{\Delta} \cdot \Gamma}{(M^2 - M_{\Delta}^2)^2 + M_{\Delta}^2 \Gamma^2} \quad /10/$$

Для ширины резонанса использовалось также выражение

$$\Gamma = \Gamma_{\Delta} \cdot \left(\frac{q}{q_{\Delta}}\right)^3 \quad /11/$$

Доля пионов от распадов  $\Delta$ -изобар во всех случаях менялась в пределах /24÷33%/ при  $\chi_{ст.св.} = /0,8 \pm 1,5/$ .

Образование изобар в ядро-ядерных соударениях наблюдается впервые.

Анализ спектров поперечных импульсов пионов в СС-центральных взаимодействиях /12/ свидетельствует о том, что полученная величина является нижней оценкой полного вклада /~70%/  $\Delta^{++}$  и  $\Delta^0$ -изобар в рождение, соответственно,  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов.

Отметим, что возможность дополнительной проверки правильности примененных алгоритмов отбора пар ( $\pi$ , p) дает естественное предположение об изотопической однородности взаимодействующих ядер. В этом случае отношение числа наблюдаемых распадов  $\Delta^{++} \rightarrow \pi^+ p$  к числу распадов  $\Delta^0 \rightarrow \pi^- p$  должно быть равно 3. Если те-

перь в измеренных событиях одинаковым образом ограничить импульсы  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов /в области  $p_{\pi^{\pm}} \leq 600$  МэВ/с у них приблизительно одинаковые условия идентификации/, то, хотя малая статистика не позволяет осуществить аппроксимацию, получается качественное согласие: отношение числа комбинаций в области массы изобары /1230±60/ МэВ  $N_{\pi^+} / N_{\pi^-} \sim 2$ .

Анализ многочастичных корреляций, сравнение с теоретическими расчетами, выполненными, например, по каскадной модели, учитывающей, наряду с ограничением доступного фазового объема, также искажения, вносимые процедурами различных выборок, может быть полезным для изучения динамики множественных процессов. При этом для дальнейших исследований необходимо, в частности, учитывать в теоретических моделях эффекты интерференции тождественных частиц, взаимодействия в конечном состоянии.

## ВЫВОДЫ

В неупругих СТа и центральных СС-столкновениях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон наблюдается коррелированное испускание пионов. Экспериментальные распределения по эффективной массе групп из двух, трех и четырех тождественных  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонов, превышают фоновые распределения в области малых масс.

Корреляции в системах  $3\pi$  и  $4\pi$  не удается объяснить двух- и трехчастичными корреляциями.

Пионы, давшие вклад в область корреляции, имеют, в основном, малые поперечные импульсы, что указывает на преимущественно изобарный механизм рождения  $\pi^{\pm}$ -мезонов.

Анализ совокупности экспериментальных данных свидетельствует об образовании мультиизобарных систем в многонуклонных ( $\nu_N \sim 20$ ) ядро-ядерных взаимодействиях.

Авторы признательны М.И.Подгорецкому за полезные дискуссии и замечания, а также участникам сотрудничества по обработке फिल्मовой информации за помощь в получении экспериментального материала.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
2. Wakamatsu M. Nuovo Cim., 1980, 56A, p.336.
3. Flaminio V. et al. CERN-HERA, 79-03, Geneva, 1979.
4. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1980, 31, с.640.
5. Бумажнов В.А. и др. ЯФ, 1980, 32, с.1020.
6. Бацкович С. и др. ЯФ, 1980, 31, с.1234.
7. Копылов Г.И. ОИЯИ, P2-7211, Дубна, 1973; Kopylov G.I. et al. JINR, E2-9249, Dubna, 1975.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Гаспарян А.П., Соломин А.Н., Чеплаков А.П. 1-84-312  
Коррелированное испускание  $\pi$ -мезонов  
во взаимодействиях ядер углерода с ядрами углерода и тантала  
при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон

В неупругих СТa и центральных СС-взаимодействиях наблюдалось коррелированное испускание  $\pi$ -мезонов, имеющих малые поперечные импульсы. Корреляции в системах трех и четырех тождественных пионов не удается объяснить соответственно двух- и трехчастичными корреляциями. Полученные данные сопоставлены с результатами расчетов, выполненных в рамках каскадной модели. Показано, что заметная доля скоррелированных пионов образуется в распадах  $\Delta/1232/$  изобар.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Gasparian A.P., Solomin A.N., Cheplakov A.P. 1-84-312  
The Correlated Emission of  $\pi$ -Mesons in C-Ta  
and C-C Collisions at 4.2 GeV/c per Nucleon

The correlated emission of charged pions has been studied in inelastic C-Ta and central C-C collisions. The correlations of three and four identical pions cannot be reduced to  $2\pi$  and  $3\pi$  correlations, respectively. Low  $P_T$ -mesons are observed to be correlated. A comparison with cascade model calculations has been made. It is shown that a significant part of pions is produced in  $\Delta$ 's decays.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984