

объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

1838/2-80

21/IV-80

P1-80-55

Н.Ангелов, Н.Ахабабян, О.Балеа, В.Болдеа,  
В.Г.Гришин, Р.Назаргулов, Т.Понта, С.Хакман

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ  
В  $\pi^{-12}\text{C}$  - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ 40 ГЭВ/С

Направлено в ЯФ

1980

## §1. ВВЕДЕНИЕ

Важная информация о пространственно-временном протекании процессов адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействий была получена на основе изучения двухчастичных корреляций вторичных частиц. В этом направлении эффективным оказался метод, предложенный и разработанный Подгорецким и Копыловым<sup>/1/</sup>, основанный на интерференции между тождественными бозонами, образованными при соударениях адронов высокой энергии. Как было показано для одноименно заряженных пионов, взаимодействие в конечном состоянии - кулоновское отталкивание и ядерное притяжение - пренебрежимо мало по сравнению с эффектом статистической неразличимости бозе-частиц, который приводит к конструктивной интерференции между парами пионов с близкими кинематическими характеристиками. Таким путем был получен богатый набор экспериментальных данных о размерах области и времени жизни источника, генерирующего вторичные пионы при различных типах сталкивающихся частиц в широком интервале энергий<sup>/2/</sup>. В<sup>/3/</sup> и<sup>/4/</sup> этот метод был успешно применен и для случая взаимодействия релятивистских ядер.

В работе<sup>/5/</sup> рассмотрена корреляция между двумя протонами, образованными в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. В нерелятивистском квантово-механическом приближении показано, что в этом случае взаимодействие в конечном состоянии существенно, и корреляционная функция  $R(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$  зависит только от разности импульсов

$$\Delta p = |\vec{p}_1 - \vec{p}_2| \quad /1/$$

двух протонов. Она имеет сложную форму: деструктивная корреляция из-за фермионной природы частиц /вместе с кулоновским отталкиванием при малых  $\Delta p$ / переходит при увеличении разности импульсов в конструктивную корреляцию за счет действия ядерных сил и, конечно, исчезает при дальнейшем увеличении  $\Delta p$ . Расстояние между испущенными протонами и время жизни источника связаны сложным образом с другими характеристиками процесса излучения.

Появились и первые попытки экспериментально исследовать корреляции между протонами, образованными в адрон-ядерных взаимодействиях. В работе<sup>/6/</sup> были изучены  $pp$ -корреляции в  $\pi^-$   $^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при 5 ГэВ/с. Авторы пришли к выводу о качест-

венном согласии экспериментальных данных с расчетами Кунина<sup>15/</sup>. В работе<sup>17/</sup> изучались корреляции протонов, летящих назад в лабораторной системе координат, для  $\pi^-$ -А-соударений при импульсе 3,9 ГэВ/с.

В настоящей работе изучены двухчастичные корреляции протонов, образованных в  $\pi^-^{12}\text{C}$ -соударениях при импульсе 40 ГэВ/с.

## §2. МЕТОДИКА ПОЛУЧЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МАТЕРИАЛА

Экспериментальный материал получен на основе облучения 2-метровой пузырьковой камеры ЛВЗ ОИЯИ на Серпуховском ускорителе в пучке отрицательных пионов с импульсами 40 ГэВ/с. Из 18000 измеренных  $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействий были отобраны события типа:

$$\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow k\text{p} + \text{X}, \quad k \geq 2. \quad /2/$$

Методические особенности, точности измерения, распределения по множественности и инклюзивные импульсные спектры вторичных протонов, образованных в  $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при  $p_{\pi^-} = 40$  ГэВ/с,

изложены в<sup>18/</sup>. В этой же работе представлены распределения

$\frac{E}{p^2} \frac{dN}{dp}$  протонов в зависимости от квадрата импульса в лабораторной системе координат. Хорошую аппроксимацию этих распределений двумя экспонентами можно интерпретировать как проявление двух различных механизмов образования этих частиц. Отсюда можно принять, что протоны с импульсами  $p_p < 200$  МэВ/с связаны с развалом ядра углерода /"испарительные" протоны/, а протоны с  $p_p > 200$  МэВ/с в основном образуются в актах неупругих соударений пионов с нуклонами ядра-мишени. Поэтому во всех дальнейших исследованиях эффекты корреляции между протонами рассматривались отдельно для этих двух механизмов. Примесь "испарительных" пар протонов в событии с двумя протонами с  $p_p > 200$  МэВ/с, по нашим оценкам, не превышает нескольких процентов.

В значительной степени успех в выделении эффекта корреляции, который проявляется в очень узком интервале переменных, связан с точностью измерения импульсов вторичных частиц. В пропановой пузырьковой камере идентификация протонов в импульсном интервале от 140 до 700 МэВ/с проводится на основе ионизации треков в камере. Большинство протонов с такими импульсами останавливаются в рабочем объеме камеры, поэтому их импульс измеряется по пробегу с хорошей точностью. Экспериментальные значения средней величины точности измерения импульсов для двух групп составля-

ют:  $\langle \delta p \rangle_{p < 200} \approx 7$  МэВ/с и  $\langle \delta p \rangle_{p > 200} \approx 9$  МэВ/с; соответствующие средние значения самих импульсов  $\langle p \rangle_{p < 200} / 170 \pm 2$  МэВ/с и  $\langle p \rangle_{p > 200} = 1335 \pm 3$  МэВ/с. Это и определяет "разрешающую способность" эксперимента по переменной  $\Delta p$ :  $\langle \delta(\Delta p) \rangle = 10$  МэВ/с и  $\langle \delta(\Delta p) \rangle = 13$  МэВ/с. В действительности истинные ошибки в  $\Delta p$  должны быть меньше из-за того, что в области проявления эффекта /малые  $\Delta p$ / протоны имеют одинаковые пространственные характеристики, что уменьшает различные систематические погрешности.

### §3. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО $\Delta p$

Экспериментальное исследование корреляционной функции сводится к построению распределения

$$R(\Delta p) = \frac{N_1}{N_2} \frac{dN_1(\Delta p)}{dN_2(\Delta p)}, \quad /3/$$

где  $dN_1(\Delta p)$  — количество пар протонов из одних и тех же событий с данными  $\Delta p$ ,  $dN_2(\Delta p)$  — количество пар протонов из разных событий с таким же  $\Delta p$ ;  $N_1$  и  $N_2$  — нормировочные коэффициенты.

На рис. 1 и 2 представлены эти распределения для протонов с импульсами меньше и больше 200 МэВ/с, соответственно. Видно, что в обоих случаях при  $\Delta p < 100$  МэВ/с наблюдается отклонение от "фоновое" распределение. В случае "испарительных" протонов с  $p_p \leq 200$  МэВ/с проявляется деструктивная корреляция, связанная в основном с кулоновским отталкиванием и тождественностью протонов. Для протонов с  $p_p \geq 200$  МэВ/с эффект дает конструктивный вклад, связанный с ядерным притяжением двух протонов. На этих же рисунках для сравнения сплошной линией показаны теоретические распределения, полученные в работе <sup>5/</sup>. Видно качественное согласие экспериментальных данных с предсказанием модели при разных значениях размеров области излучения протонов. В рассматриваемом нами случае можно утверждать, что расстояния между медленными протонами, вылетающими, в основном, с поверхности ядра, больше, чем расстояния между быстрыми протонами, выбитыми при столкновении падающего пиона с нуклонами ядра-мишени.

Принятая граница импульсов протонов  $p_p \approx 200$  МэВ/с для разделения двух механизмов образования протонов в  $\pi^- 12\text{C}$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с является условной. Различие в корреляциях протонов остается и при изменении  $p_p$  до 300 МэВ/с.

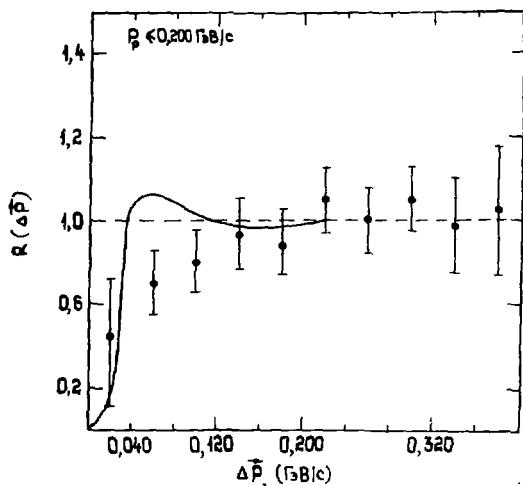


Рис.1. Распределение  $R(\Delta p)$  для протонов с импульсами  $p < 200$  МэВ/с. Сплошная линия соответствует расчетам Кунина<sup>15/</sup> для расстояния между протонами  $r = 6$  фм.

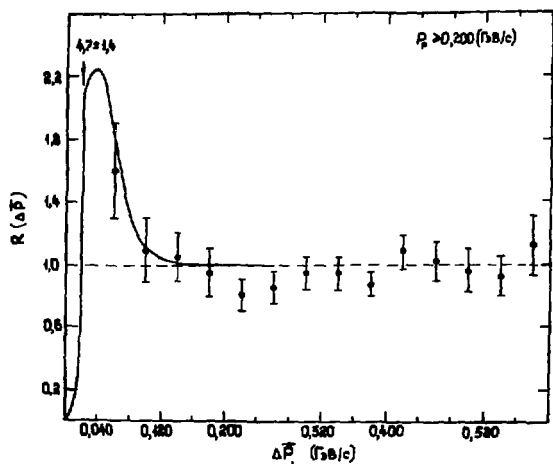


Рис.2. Распределение  $R(\Delta p)$  для протонов с  $p > 200$  МэВ/с. Сплошная линия соответствует расчетам Кунина для  $r = 3$  фм.

#### §4. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО Q

Теоретическое указание на возможное существование взаимодействия протонов в конечном состоянии было получено давно<sup>/9/</sup>, но тогда поиск коррелированного испускания пар протонов проводился путем анализа спектра эффективных масс:

$$M_{pp} = \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2}, \quad /4/$$

где  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $\vec{p}_1$ ,  $\vec{p}_2$  - энергия и импульсы двух протонов. Эффект искался в области малых относительных энергий двух протонов:

$$Q = M_{pp} - 2m_p, \quad /5/$$

а его количественная оценка определялась как отношение сечения образования таких пар к сечению образования двух протонов при отсутствии взаимодействия в конечном состоянии. Экспериментальные исследования в области энергии взаимодействия меньше 10 ГэВ не дали однозначного ответа: в одних работах<sup>/10,11/</sup> наблюдали такой эффект, в других<sup>/12,13/</sup> - он не проявлялся.

Легко показать, что между переменными  $\Delta p$  и  $Q$  существует однозначная связь:

$$Q = \frac{\Delta p^2}{4m_p}. \quad /6/$$

В этом случае установленный эффект в переменных  $\Delta p$  должен проявляться и в области малых эффективных масс двух протонов.

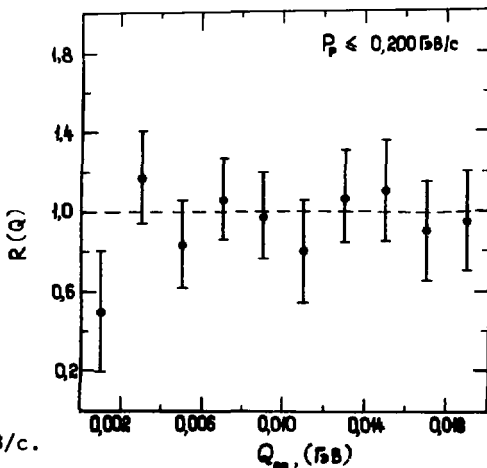


Рис.3. Распределение  $R(Q)$  для протонов с  $p_p < 200$  МэВ/с.

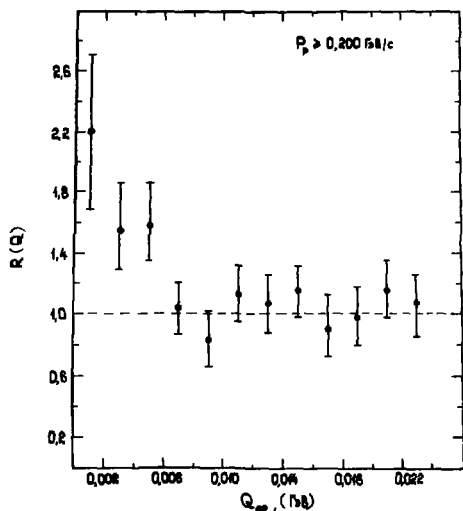


Рис. 4. Распределение  $R(Q)$  для протонов с  $p_p > 200$  МэВ/с.

На рис. 3 и 4 представлены распределения

$$R(Q) = \frac{N_3}{N_4} \frac{dN_3(Q)}{dN_4(Q)}, \quad (77)$$

где  $dN_3(Q)$  - количество пар протонов из одних и тех же событий с данными  $Q$ ,  $dN_4(Q)$  - количество пар протонов из разных событий с таким же  $Q$ ,  $N_3$  и  $N_4$  - нормировочные коэффициенты. Как и в распределениях  $R(\Delta p)$ , виден "недостаток" пар для  $p_p \leq 200$  МэВ/с и "избыток" для протонов с  $p_p > 200$  МэВ/с по сравнению с "фоновым распределением".

#### §5. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО $q_{\perp}^2$

При исследовании интерференции тождественных бозонов были введены переменные <sup>/14/</sup>:

$$q_0 = E_1 - E_2, \quad \vec{q} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2, \quad (78)$$

$$\vec{q}_{\perp} = \vec{q} - \vec{n}(\vec{q}, \vec{n}), \quad \vec{n} = \frac{\vec{p}_1 + \vec{p}_2}{|\vec{p}_1 + \vec{p}_2|}, \quad (79)$$

в которых выражается вероятность обнаружения пар таких частиц  $W(q_0, q_{\perp}^2)$ . Связь переменной  $q_{\perp}$  с переменной  $\Delta p$ , в которой выражено нерелятивистское квантово-механическое представление

влияния взаимодействия в конечном состоянии между протонами, показана на рис. 5. Видно, что

$$\Delta p^2 = q_{\perp}^2 + q_n^2, \quad /10/$$

и  $\Delta p^2 = q_{\perp}^2$ , когда  $q_n^2 \approx 0$ , т.е. когда

$$\vec{p}_1 \approx \vec{p}_2. \quad /11/$$

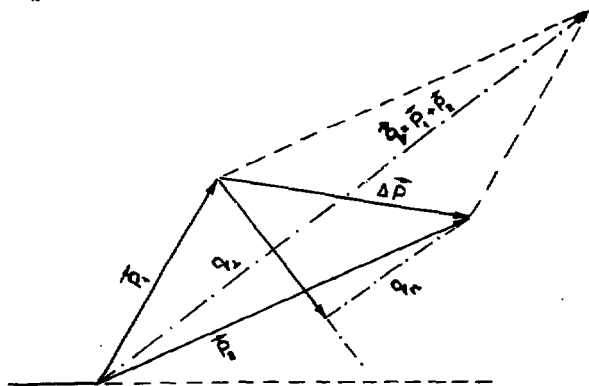


Рис. 5. Связь переменных  $\Delta p$  и  $q_{\perp}$ .

В таком случае можно видеть проявление эффекта взаимодействия в конечном состоянии и в переменных  $q_{\perp}$ . Экспериментально полученные распределения

$$R(q_{\perp}^2) = \frac{N_5}{N_6} \frac{dN_5(q_{\perp}^2)}{dN_6(q_{\perp}^2)} \quad /12/$$

представлены на рис. 6 - для протонов с импульсами меньше 200 МэВ/с и на рис. 7 - для протонов с импульсами больше 200 МэВ/с. Видно четкое проявление эффекта взаимодействия в конечном состоянии: деструктивная корреляция для протонов с импульсами меньше 200 МэВ/с и конструктивная - для протонов с  $p_p \geq 200$  МэВ/с. На рис. 7 представлено распределение  $R(q_{\perp})$  для протонов с импульсами больше 300 МэВ/с, где эффект ядерного притяжения проявляется еще сильнее.

## §6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ экспериментальных данных по взаимодействию  $\pi^-$ -мезонов с импульсами 40 ГэВ/с с ядрами углерода в пропановой пу-



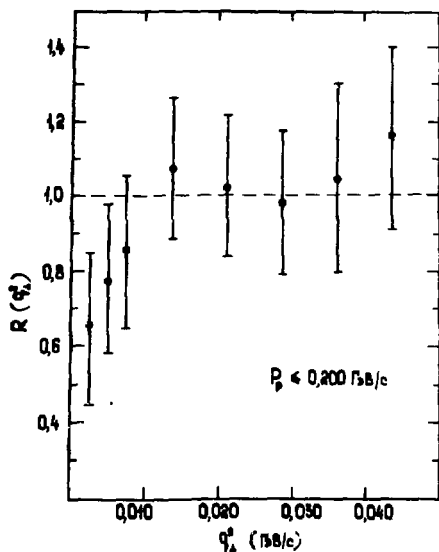


Рис. 6. Распределение  $R(q_{\perp}^2)$  для протонов с  $p_p < 200$  МэВ/с.

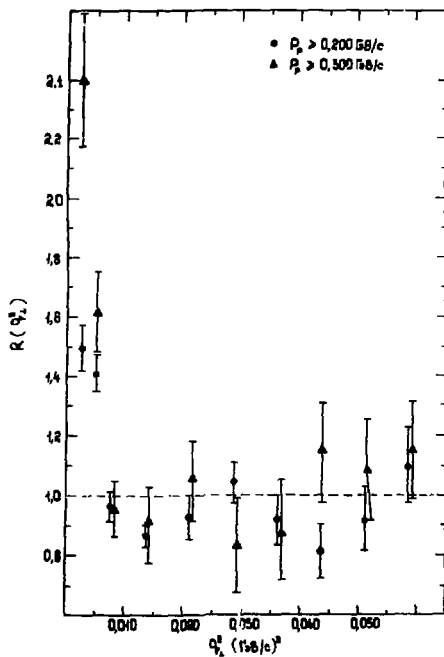


Рис. 7. Распределение  $R(q_{\perp}^2)$  для протонов с  $p_p > 200$  МэВ/с (●) и для  $p_p > 300$  МэВ/с (▲).

зырьковой камере позволяет установить проявление разных эффектов взаимодействия в конечном состоянии между вторичными протонами, образованными в этих столкновениях. Для протонов с импульсами меньше 200 МэВ/с, образованных при развале ядра и испарении их с поверхности, наблюдается деструктивная корреляция, связанная с тождественностью и кулоновским отталкиванием между протонами. Для протонов с импульсами больше 200 МэВ/с, выбитых в основном при многократных неупругих соударениях падающих пионов с нуклонами ядра-мишени, проявляется конструктивная корреляция, связанная с преобладанием ядерного притяжения между протонами. Эти эффекты взаимодействия в конечном состоянии проявляются как при малых значениях переменной  $Q$  /относительная энергия двух протонов/, так и в переменной  $q_{\perp}^2$ , обычно используемой для выделения эффектов интерференции между тождественными бозонами. Увеличение импульса вторичных протонов ведет к увеличению эффекта конструктивной корреляции между ними.

Сопоставление экспериментальных распределений находится в качественном согласии с расчетами Кунина. Статистическая точность полученных распределений не позволяет найти расстояния между протонами, взаимодействующими в конечном состоянии. Однако качественно можно сказать, что расстояния между медленными протонами, взаимодействующими в конечном состоянии, больше, чем расстояния между быстрыми протонами ( $p_p > 200$  МэВ/с), образованными в неупругих  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с. В этом отношении интересно провести аналогичные исследования на тяжелых ядрах, где расстояния и механизмы образования вторичных протонов резко отличаются от процессов на легких ядрах.

Авторы благодарны В.Любошицу, М.Подгорецкому за плодотворные обсуждения, и участникам Сотрудничества за помощь в обработке экспериментального материала.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Копылов Г., Подгорецкий М. ЯФ, 1973, 18, с.656.
2. Гришин В. УФН, 1979, 127, с.51.
3. Fung S. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.1592.
4. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1980, 81, с.411.
5. Koonin S. Phys.Lett., 1977, 70B, p.43.
6. Абдинов О. и др. ЯФ, 1979, 30, с.1043.
7. Горнов М. и др. ОИЯИ, P1-12183, Дубна, 1979.
8. Ангелов Н. и др. ЯФ, 1979, 80, с.400.
9. Watson K. Phys.Rev., 1956, 83, p.1163.
10. Siemearsuk T., Zelinski P. Phys.Rev.Lett., 1967, 248, p.675.

11. Азимов С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с.231; Азимов С. и др. ЯФ, 1974, 19, с.317.
12. Баюков Ю. и др. Препринт ИТЭФ-103, М., 1976.
13. Горнов М. и др. ЯФ, 1978, 25, с.606.
14. Korylov G. Phys.Lett., 1974, 50B, p.472.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 января 1980 года.