

сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

829 / 2-80

25/2-80
P1 - 12907

В.В.Глаголев, Л.И.Журавлева, В.Б.Радоманов,
В.Н.Стрельцов, А.Н.Горбунов, К.У.Хайретдинов,
Б.С.Аладашвили, М.С.Ниорадзе, В.Пэрыт

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
В РЕАКЦИИ ТРЕХЧАСТИЧНОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ $pd \rightarrow ppn$

1979

P1 - 12907

В.В.Глаголев, Л.И.Журавлева, В.Б.Радоманов,
В.Н.Стрельцов, А.Н.Горбунов,¹ К.У.Хайретдинов,¹
Б.С.Аладашвили,² М.С.Ниорадзе,² В.Пэрыт³

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
В РЕАКЦИИ ТРЕХЧАСТИЧНОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ $pd \rightarrow ppn$

¹ Физический институт АН СССР, Москва.

² Тбилисский государственный университет.

³ Институт физики Варшавского технического университета.

Глаголев В.В. и др.

PI - 12907

Пространственные корреляции в реакции
трехчастичного взаимодействия

Исследовались угловые распределения и корреляции вторичных частиц в реакции развала дейтрона протоном при импульсе 1,67 ГэВ/с.

Показано, что в области импульсов нуклона-спектатора, кинематически запрещенной для квазидвухчастичного взаимодействия, механизм процесса может быть описан треугольной диаграммой двукратного рассеяния с возбуждением изобары $\Delta(3,3)$ в промежуточном состоянии.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Glagolev V.V. et al.

PI - 12907

Space Correlations in the Three-Particle
Interaction Reaction

Angular distributions and secondary particle correlations are investigated in the reaction of deuteron decay by a proton at $p = 1.67$ GeV/c. It is shown that in the region of the nucleon-spectator momenta, kinematically forbidden for the quasitwoparticle interaction, the process mechanism could be described by a triangular diagram of double scattering with $\Delta(3,3)$ isobar excitation in the intermediate state.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

§1. Вопрос о том, существуют ли трехчастичные взаимодействия, неприводимые к двухчастичным, принципиально важен для физики элементарных частиц, и в настоящее время остается открытым. Согласно различным теоретическим моделям, трехчастичные силы могут привести к изменению энергии связи нуклонов в ядре на величину, составляющую до 6% от полной энергии связи. Трехчастичные взаимодействия, о которых здесь идет речь, принципиально отличаются от обычных многочастичных корреляций, которые сводятся к двухчастичным взаимодействиям.

Для глубоконеупругих инклюзивных процессов были предложены методы учета ^{1/} глауберовского перерассеяния /эйкональное приближение/, основанные на модельных представлениях амплитуды элементарного процесса.

В физике высоких энергий общепринятая точка зрения на ядро как систему слабосвязанных нуклонов приводит к представлению о взаимодействии релятивистских частиц с ядром как сумме отдельных актов взаимодействия с нуклонами. Стало традицией экспериментальные факты, не укладывающиеся в эти представления, рассматривать как нарушение основных теоретических представлений. Экспериментальное наблюдение большого числа частиц /ливни/, образующихся во взаимодействии космических лучей с ядрами, первоначально трактовалось как противоречащее квантовой электродинамике. Переход от рассмотрения локальных, не связанных между собой, актов взаимодействия к каскадной модели устранил кажущееся противоречие. Уже в этом случае проявились основные черты повторяющихся впоследствии ситуаций.

Обнаружение относительно большой вероятности выхода легких ядер /дейтронов/ при взаимодействии релятивистских нуклонов с ядрами и образование вторичных частиц с энергией за кинематическим порогом элементарного взаимодействия ^{2/} также привело первоначально к гипотезе ^{3/} о существовании в ядре флуктуаций ядерной материи /"флуктуонов"/ с массой двух и более нуклонов, на которых и происходит рассеяние первичной частицы пучка.

Обстоятельством, приведшим к гипотезе о существовании внутри ядра компактной группы нуклонов /кластера/, была общность кинематики выхода фрагментов из ядра и кинематики упругого процесса, что показалось, на первый взгляд, нетривиальным проявлением внутренней структуры ядра. Чтобы согласовать гипотезу с экспериментальными данными, необходимо предположить существование в ядре с относительной вероятностью 10% флюктуонов, объединяющих два нуклона в объеме с радиусом 1 Фм. Впоследствии расчеты, проведенные в рамках теории прямых ядерных реакций и модели независимых частиц, вполне удовлетворительно объяснили экспериментальные данные^{/2/} по измерению высокоимпульсных спектров вторичных частиц, образовавшихся в области фрагментации частиц пучка. Обнаруженные в спектрах квазиупругие пики получили естественное объяснение^{/4/} в модели многократного дифракционного рассеяния, в котором процесс взаимодействия релятивистских частиц с ядром представлен суммой процессов NN-рассеяния различной кратности.

Дальнейшие попытки обнаружить принципиально новые закономерности взаимодействия элементарных частиц и структуры ядра связаны с изучением фрагментации ядра-мишени, когда вторичные частицы вылетают против движения частицы пучка. Процессы образования на ядрах частиц с импульсами, кинематически запрещенными для взаимодействия с отдельным нуклоном ядра, получивших название кумулятивного эффекта, вызвали в последнее время повышенный интерес в связи с надеждами получить информацию о поведении ядерной материи на малых расстояниях. Теоретическое описание таких экспериментов представляет собой более сложную задачу, так как прекрасно согласующиеся с экспериментом расчеты, проведенные в эйконоальном приближении модели перерассеяния, в этом случае неприменимы /встречающееся в литературе^{/1/} противоположное мнение, очевидно, основано на недоразумении/.

Данные, полученные в вышеуказанной постановке эксперимента, сначала трактовались^{/5/} как обнаружение "реджионов с массой альфа-частицы". Позднее была предложена гипотеза^{/6/} о наличии локального взаимодействия релятивистских частиц с ядром как целым /трансформировавшаяся впоследствии во флюктуонную гипотезу/, идейно связанная с гипотезой о существовании сверхплотного состояния ядра^{/7/}. Последняя гипотеза не была подтверждена в эксперименте. Экспериментально наблюдавшиеся закономерности^{/8/}, получившие название "ядерного скейлинга"^{/9/}, рассматривались как подтверждение гипотезы^{/8/}.

Дальнейшее свое развитие гипотезы^{/8,6/} нашли в рамках партон-кварковой модели^{/10,11/}, в которой адроны представля-

ются как "мешки" с квазисвободными партонами, и предлагает-ся, что в ядре партоны нескольких нуклонов могут объединить-ся в одном "мешке".

Отличительной чертой взаимодействия релятивистских час-тиц с ядром является то, что время с начала взаимодействия до выхода быстрых частиц из ядра много меньше времени, в те-чение которого внутриядерные нуклоны смещаются на расстоя-ние, равное радиусу ядра. Такие взаимодействия позволили бы получить как бы мгновенную фотографию состояния ядра, если бы не процессы перерасеяния, которые в ряде важных случаев /в частности, "кумулятивного" эффекта/ смазывают картину так, что трудно понять, действительно ли в ядре существуют массивные объекты. Тем более интересным оказывается, что в обоих случаях низких и высоких энергий во взаимодействии частиц с ядрами проявляется ряд общих свойств. Свойство "ядерного скейлинга" начинает проявляться еще в области низ-ких энергий /десятки МэВ/.

Так как отношение комптоновской длины волны λ рассеиваю-щейся на ядре частицы к радиусу ядра при низких энергиях $/E_0 \leq 0,1 \text{ ГэВ}/$ велико ($\lambda/R > 1$), а при высоких - мало ($\lambda/R \ll 1$), то, очевидно, универсальность формы спектров при низких и при высоких энергиях обязана различным меха-низмам процесса.

Многочисленные теоретические поиски новых подходов к опи-санию многочастичных взаимодействий, инициированные выше-упомянутыми экспериментальными результатами, продолжили избранное направление, связанное с гипотетическим механизмом объединения нескольких нуклонов в кластер, образующийся в процессе взаимодействия ^{/12,13/} или существующий в гото-вом виде в ядре.

В последнем случае под кластером понимают как сверхплот-ное состояние ядерной материи /флюктуоны/, так и аномально жесткие корреляции между нуклонами в ядре ^{/14-16/}.

В рамках другой, противоположной в некотором смысле, модели ^{/17/}, в которой взаимодействие связано с механизмом рассеяния на отдельном нуклоне ядра, было обнаружено еще одно интересное свойство инклюзивных процессов - квазидвухчастич-ный скейлинг ^{/18/} по переменной минимального импульса, по-лученного остаточным ядром или группой нуклонов. При таком механизме следует ожидать, что нуклоны, образовавшиеся после развала ядра, вылетают с малыми - как относительными импуль-сами, так и импульсами самих частиц. Переменная, в которой осуществляется скейлинг, зависит от числа нуклонов, среди которых распределяется импульс отдачи, что свидетельствует о многонуклонном характере взаимодействия. Заметим, что ин-

терпретация скейлинга в рамках модели ^{/17/} противоречит экспериментальным данным работ ^{/19,20/}, из которых следует, что протоны, вылетающие в заднюю полусферу, составляют постоянную долю всех быстрых нуклонов в событии. На рис. 1 представлены экспериментальные данные по множественности протонов в реакциях π^-C при импульсе первичной частицы

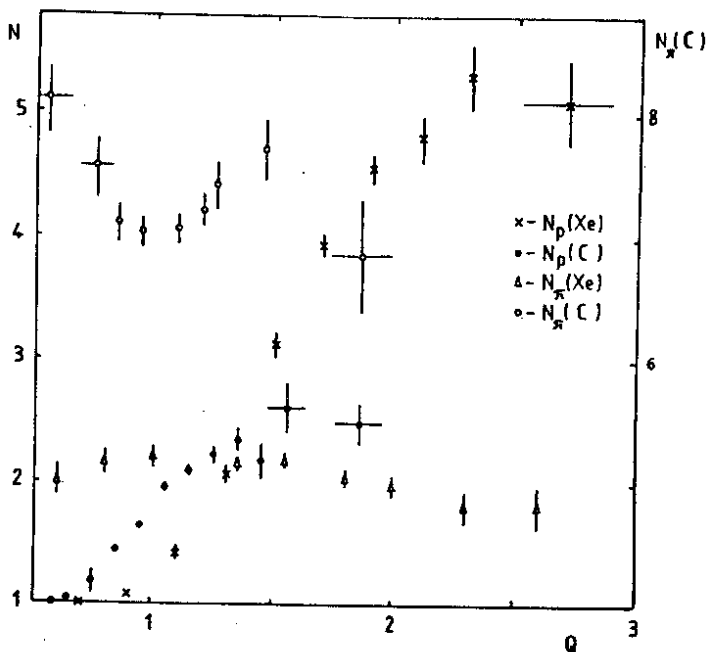


Рис. 1. Множественность протонов и π -мезонов, зарегистрированных в реакциях π^-C и π^-Xe , в зависимости от Q .

40 ГэВ/с и π^-Xe - при 3,5 ГэВ/с в зависимости от максимального значения эффективной массы мишени Q , выраженной через массу протона. Там же представлены данные по ассоциативной множественности π -мезонов. Монотонный рост множественности протонов в области, кинематически запрещенной для двухчастичного взаимодействия, /К30/, резко замедляется при некотором значении параметра Q , который увеличивается с ростом атомного номера ядра. Для π -мезонов наблюдается медленное уменьшение множественности с ростом Q вдали от кинематической границы реакции. Вблизи границы вероятность выхода π -мезонов резко падает, как видно из рис. 2 для реакции $p d \rightarrow p p p \pi^-$ при 1,67 ГэВ/с. Сопоставляя приведен-

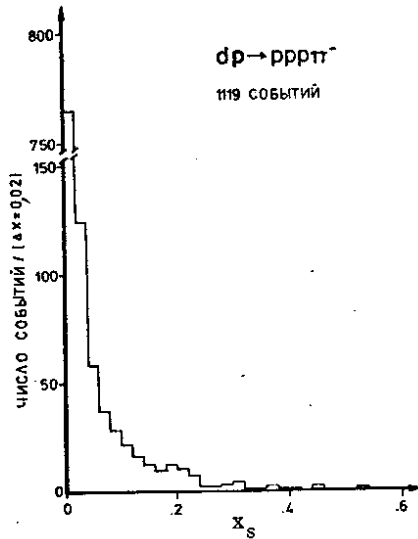


Рис. 2. Вероятность выхода π^- -мезонов в реакциях $pd \rightarrow ppp\pi^-$ в зависимости от $x = T_S / T_{\max} (\Theta_S)$.

ные результаты с данными по импульсным и угловым распределениям частиц в адрон-ядерных реакциях, нетрудно заметить, что экспериментально наблюдаемая картина не согласуется с моделью^{/17/}, а также с моделью коррелированной нуклонной пары /квизидейтрон/^{/15/}. Тем самым подтверждается вывод о рискованности гипотез, основанных на данных инклюзивных экспериментов.

Вопрос о механизме процессов взаимодействия адронов с ядрами в КЗО может быть решен только на основании полной информации о реакции, в частности, полученной в экспериментах с трековыми камерами.

§2. Дейтрон - уникальное ядро для исследования механизма взаимодействия, так как только для него волновая функция изучена достаточно хорошо, чтобы проверить справедливость тех или иных модельных предложений. Кратность перерассеяний в этом случае задана и минимальна, что существенно облегчает расчет.

Исследуемая реакция развала дейтрона удобна тем, что, как следует из представления сталкивающихся "партоновых струй"^{/10/}, масса кластера фиксирована, т.е. оба нуклона объединяются в один б-кварковый кластер /рис. 3/.

Традиционная точка зрения на ядро как систему слабосвязанных нуклонов объясняет выход частиц в КЗО последовательными перерассеяниями нуклонов или рождающихся частиц на нуклонах ядра^{/21-23/}.

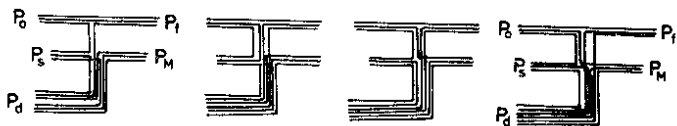


Рис. 3. Диаграммы модели "партонных струй".

Для реакции $pd \rightarrow ppn$ соответствующие диаграммы приведены на рис. 4.

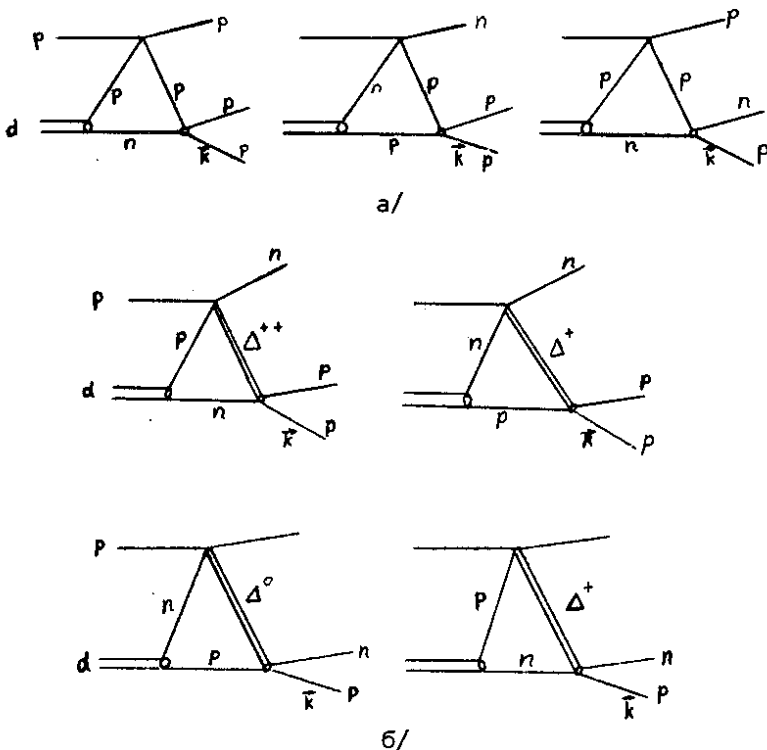


Рис. 4. Диаграммы модели перерассеяний: а/ упругое взаимодействие, б/ взаимодействие с образованием изобары в промежуточном состоянии.

Обсуждаемые ниже данные были получены при облучении 100-сантиметровой водородной пузырьковой камеры дейтронами с импульсом 3,33 ГэВ/с, что соответствует импульсу протона в системе покоя дейтрона / d-системе/ 1,67 ГэВ/с, на ма-

териале 5×10^4 dp -взаимодействий, среди которых идентифицировано 21 700 событий $dp \rightarrow ppp$. Согласно принятому определению, самый медленный из нуклонов в d -системе будем считать спектатором (s).

Безразмерная переменная $x = T_s / T_{\max}(\Theta_s)$, где T_{\max} - максимальное возможное значение кинетической энергии частицы, вылетающей под углом Θ_s к импульсу первичного протона P_B , удобна тем, что инклюзивные спектры по этой переменной не зависят от угла вылета частиц, а выходу в КЗО можно в хорошем приближении поставить в соответствие простое условие $x > 1/2$. Точность этого условия ограничена тем обстоятельством, что инклюзивные спектры из области, разрешенной для квазидвухчастичной реакции, и из КЗО частично перекрываются. В d -системе образуется два медленных нуклона m - и s -нуклоны/ с сильно различающимися между собой угловыми распределениями /рис. 5/. Угловое распределение спектаторов (s) в области малых переданных импульсов близко к изотропному, а в КЗО - анизотропно. С увеличением энергии спектатора

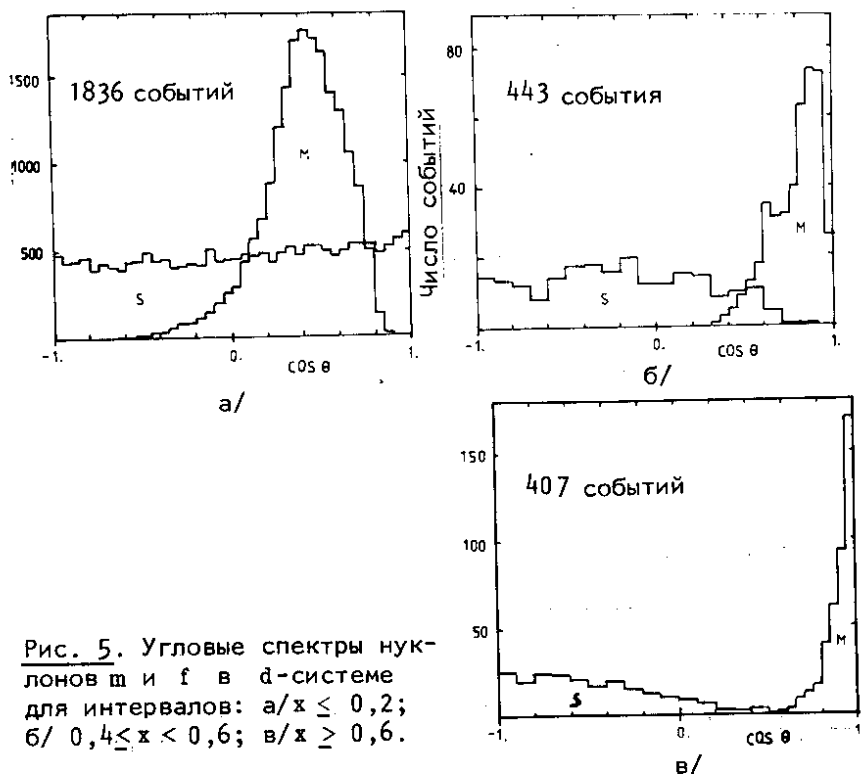


Рис. 5. Угловые спектры нуклонов m и s в d -системе для интервалов: а/ $x \leq 0,2$; б/ $0,4 \leq x < 0,6$; в/ $x \geq 0,6$.

анизотропия возрастает. Представленная угловая зависимость выхода частиц-спектаторов в К30 характерна для области фрагментации мишени.

Угловые распределения f - и m -нуклонов указывают на квазиупругий характер взаимодействия. Угловое распределение f -нуклона резко вытянуто вперед и слабо зависит от передачи импульса в реакции. Колоколообразная форма углового распределения второго медленного нуклона (m) тоже слабо меняется с переданным импульсом, но положение максимума сдвигается в область малых углов при увеличении значения переменной x спектатора.

Разделение нуклонов по категориям f , m и s становится неоднозначным в тех случаях, когда пара нуклонов вылетает с относительно близкими импульсами.

Квазиупругий характер спектров нуклонов из реакции $pd \rightarrow ppp$ удобно просматривается на диаграмме $p_{\text{лаб}}$ в зависимости от $\Theta_{\text{лаб}} / p_{\text{лаб}}$ - импульс вторичного нуклона в системе, где дейтрон падает, $\Theta_{\text{лаб}}$ - угол вылета нуклона в той же системе координат/. На рис. 6 представлены данные

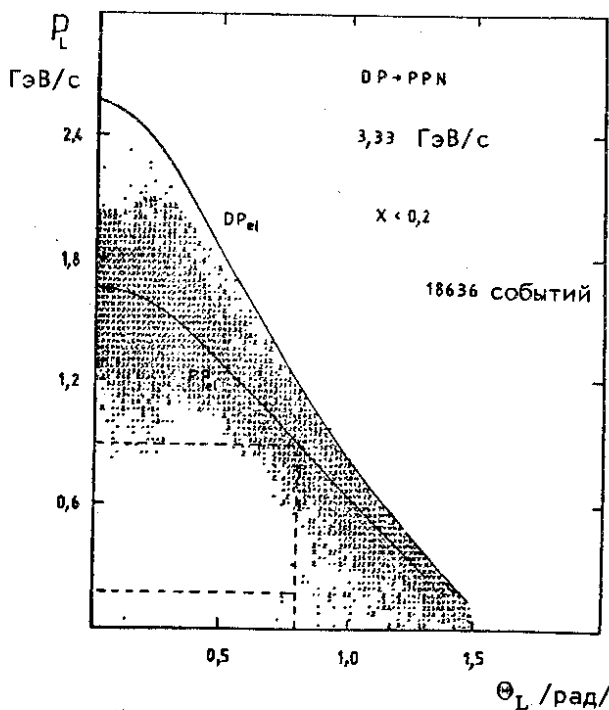


Рис. 6. Двумерное распределение нуклонов по углам $\Theta_{\text{лаб}}$ и импульсам $p_{\text{лаб}}$ в интервале $x \leq 0,2$.

для $x < 0,2$. Наблюдается значительная концентрация событий вблизи $pp(\bar{p}p)$ -упругой кинематики. Сгущение точек при малых углах $\Theta_{\text{лаб}}$ соответствует медленным n и s -нуклонам, в то время как точки, соответствующие f -нуклону, широко распределены вдоль кинематической кривой. В области $x > 0,8$ /рис. 7/ наблюдается сосредоточение s -нуклонов вблизи кривой упругого dp -рассеяния. С ростом x происходит кинематическое отделение нуклонов s от нуклонов f и n , которые распределяются в широкой области, отмеченной на рис. 7 пунктиром, под предельной кинематической кривой. При $x < 0,2$ в этой области события отсутствуют. Еще отчетливее "квазидвухчастичность" процесса вблизи кинематической границы видна на аналогичной диаграмме угол-импульс в сис-

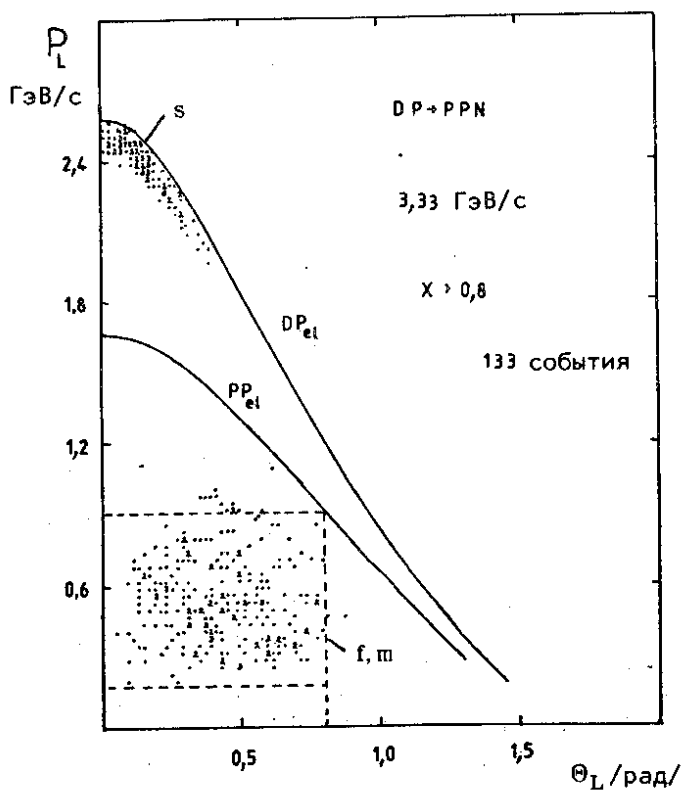


Рис. 7. Двумерное распределение нуклонов для $0,8 \leq x$ в лабораторной системе координат.

теме покоящегося дейтрона /рис. 8/. Для $x > 0,6$ s -нуклоны, вылетающие в заднюю полусферу, сгруппированы вдоль кривой $p d$ -упругого рассеяния.

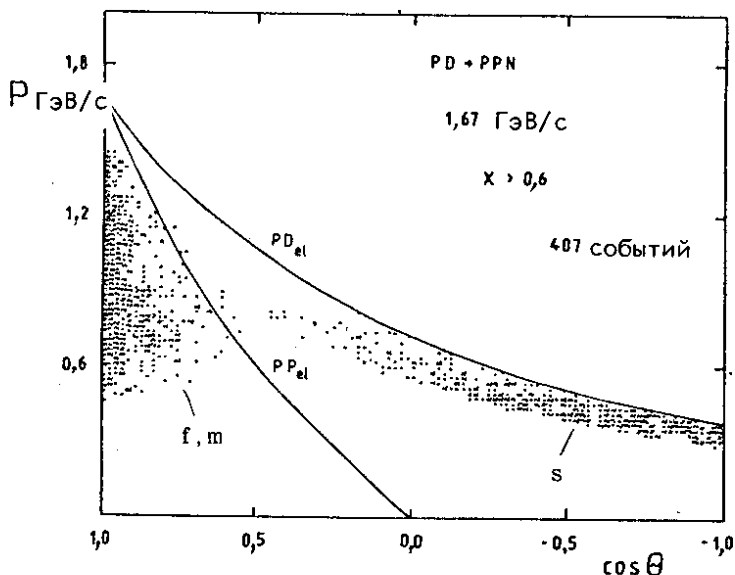


Рис. 8. Двумерное распределение нуклонов в d -системе для $x \geq 0,6$.

Особенности кинематики процесса столь характерны в областях двух- и трехчастичного взаимодействия, что, как легко видеть из рис. 7 и 8, разделение событий из этих областей возможно уже на стадии первичного просмотра снимков.

Прямым подтверждением механизма рис. 4 исследуемой реакции может служить распределение по массе промежуточной частицы $M_X^2 = (E_m + E_s - m)^2 - (\vec{p}_m + \vec{p}_s)^2$, представленное на рис. 9. В спектрах отчетливо наблюдается максимум при $M_X^2 = m^2$ и в КЗО второй максимум при $M_X^2 = m_\Delta^2$. Образование изобары в реакции $pd \rightarrow ppp$ с необходимостью приводит к механизму диаграммы рис. 4.

Проведенные исследования по изучению корреляций вторичных частиц по углу Треймана-Янга /ТЯ/ в реакции развала дейтрона показали хорошее согласие теории с экспериментом^{/24/} в области квазидвухчастичного взаимодействия $/p_s \leq 0,2$ ГэВ/с, где p_s - импульс нуклона-спектатора/. В той области, где преобладает вклад треугольной диаграммы /рис. 4/, модель перерассеяний предсказывает резкое усиление асимметрии по

ТЯ. Для релятивистского случая эта корреляция переходит в корреляцию по азимутам вторичных частиц. Указанная асимметрия означает, что с увеличением энергии вторичных частиц векторы импульсов будут иметь тенденцию располагаться в одной плоскости. Такая ситуация, как показано в работах^{21/} характерна для взаимодействия с любым ядром с выходом частиц в КЗ0 в результате последовательного ряда соударений. Там же было показано, что в процессе упругого перераспределения оптимальный угол поворота в отдельном акте $\Delta\theta$ должен быть близок к Θ_s/π , где Θ_s - угол вылета спектатора в КЗ0, π - кратность взаимодействия. Возбуждение резонанса в промежуточном состоянии приведет к уменьшению угла поворота в том акте, в котором образуется резонанс. Следовательно, на легких ядрах в угловых распределениях нуклонов должны наблюдаться характерные максимумы, соответствующие процессам

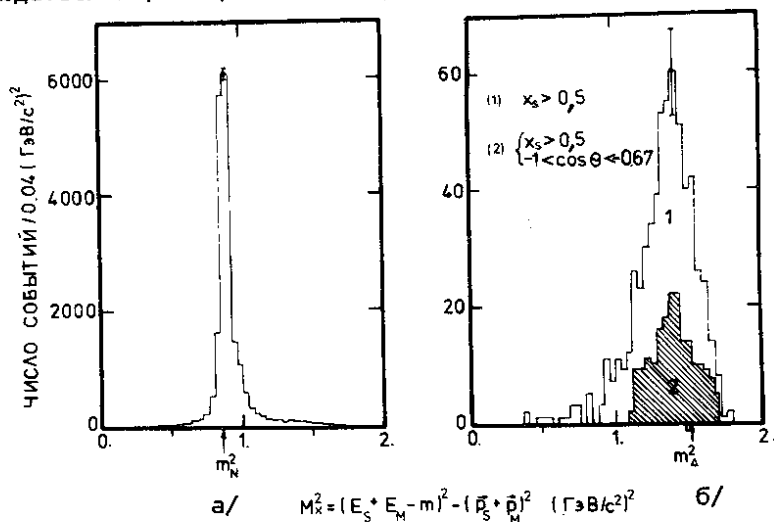


Рис. 9. Распределение по M_x^2 -массе промежуточной частицы в интервалах: а/ $x \leq 1/2$; б/ $x > 1/2$.

с различной кратностью рассеяния. На более тяжелых ядрах вторичное взаимодействие при выходе нуклонов из ядра замаскирует этот эффект.

При изучении пространственных корреляций следует учитывать то обстоятельство, что на кинематической границе любая многочастичная реакция переходит в квазидвухчастичную таким образом, что все частицы, кроме выделенной, летят в сторону, противоположную этой последней, а их относительные импульсы близки нулю.

Пространственные корреляции, предсказанные в модели перерассеяний, обусловлены довольно жесткими кинематическими ограничениями на передачу энергии и импульса в цепи последовательных соударений, необходимыми для выхода частиц в КЗ0. Таким образом, энергия транспортируется с минимальными потерями. Оптимальная траектория нуклона, рассеивающегося в ядре, представляет собой плоскую выпуклую ломаную линию. Одним из следствий модели должно быть уменьшение выхода π -мезонов при увеличении импульса в КЗ0. В кинематически выгодном для выхода частиц в КЗ0 процессе возбуждения резонанса в промежуточном состоянии образование свободных мезонов при поглощении энергии возбуждения должно быть подавлено. Излучение свободных мезонов может происходить преимущественно в первом акте. С ростом энергии первичной частицы область импульсов вторичных частиц, начиная с которой, происходит подавление мезообразования, сдвигается к кинематической границе реакции. В области высоких энергий $/p_B \geq 10$ ГэВ/с/ при небольших кратностях перерассеяния выход мезонов, ассоциативных нуклону в КЗ0, разрешен не только в первом акте и, следовательно, может превышать выход пионов в элементарном процессе. Отметим, что на ядрах более сложных, чем дейтрон, картина осложняется эффектом резонансного поглощения мезонов.

В моделях ^{10,12/} выход в КЗ0 должен сопровождаться повышенной ассоциативной множественностью π -мезонов.

В инклюзивных спектрах нуклонов ^{24,25/}, вылетающих из ядер в КЗ0 при одной и той же энергии $/T = 80$ МэВ/, наблюдается особенность, которая, как показано в работах ^{21-23/}, обязана своим происхождением резонансам. В спектрах π -мезонов ^{24/} наблюдается та же особенность, сдвинутая относительно своего положения в нуклонном спектре. Из диаграммы легко видеть, что в КЗ0 выход нейтронов в изучаемой реакции развала дейтрона составляет экспериментально подтверждаемую величину ^{24/}, равную $1/5 + 1/20$ от выхода протонов /см. рис. 10/.

В работе ^{26/} было замечено, что в реакции $pC \rightarrow ppN + \dots$ с вылетом одного из протонов в КЗ0 в направлении, противоположном импульсу первичного протона, при энергии этого последнего $E = 640$ МэВ отношение каналов с нейтроном и протоном в качестве нуклона N составляет величину 30 ± 12 , что также согласуется с диаграммами рис. 4.

Отметим, что последние результаты противоречат представлению о том, что рассматриваемый процесс /выход частиц в КЗ0/ принадлежит области фрагментации ядра-мишени.

Экспериментальные данные по рождению заряженных π -мезонов в КЗ0 на ядре углерода ^{27-29/} также указывают на преимущественное рождение положительных мезонов в экзотическом

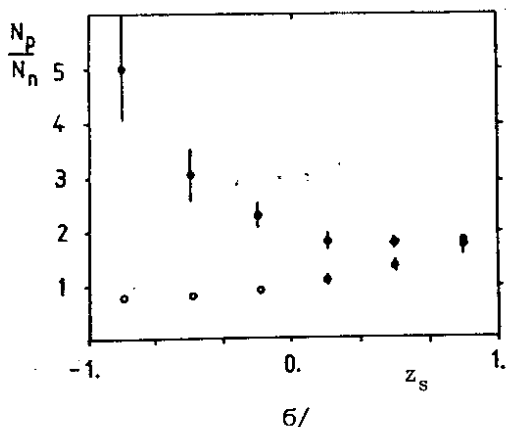
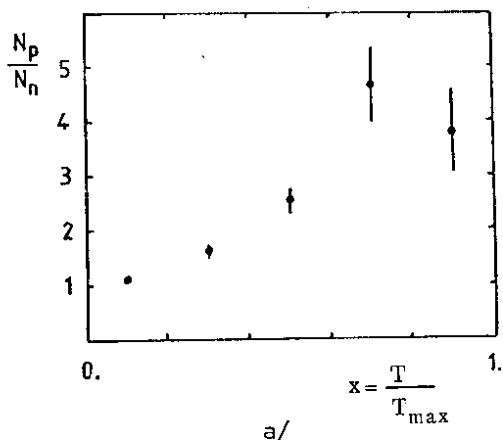


Рис. 10. Отношение вероятностей выходов протонов и нейтронов в зависимости от: а/ x ; б/ $z_s = \cos \Theta_s$ для интервалов $x \leq 1/2$ (○) и $x > 1/2$ (●).

канале $\pi^- C \rightarrow \pi^+ + \dots$ по сравнению с каналом $\pi^- C \rightarrow \pi^- + \dots$. С этими результатами находятся в противоречии данные эксперимента^{30/}. Для прояснения этого важного вопроса необходимо произвести тщательное экспериментальное исследование выхода частиц различного знака в К30.

При исследовании корреляций по азимутальным углам частиц была обнаружена планарная корреляция вторичных частиц относительно плоскости реакции. В представленных данных использовано определение плоскости реакции через пару векторов $[\vec{p}_B, \vec{p}_s]$. Азимутальные углы частиц m и f отсчитываются относительно спектра s . Как показали наши исследования, определение плоскости реакции через пару $[\vec{p}_B, \vec{p}_f]$ приводит к идентичным результатам.

В К30 нуклоны f и m вылетают преимущественно под большими углами относительно азимута спектра. При этом /рис. 11/ импульс относительного движения f и m все еще велик $|\Delta p| \sim 1$ ГэВ/с/ даже в той области, где азимутальные углы f - и m -нуклонов, отсчитываемые относительно s , максимальны.

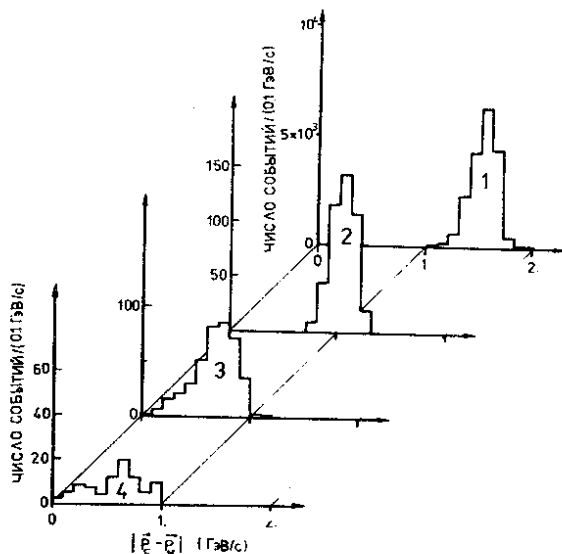


Рис. 11. Распределение по импульсу $p = |\vec{p}_f - \vec{p}_m|$ для: 1/ $x \leq 0,2$; 2/ $0,4 \leq x < 0,6$; 3/ $x \geq 0,6$; 4/ области азимутальных углов ($\phi_f - \phi_s \geq 0,8$, $\phi_m - \phi_s \geq 0,8$).

Следовательно, большая часть событий находится вдали от кинематической границы реакции.

Частный случай двухчастичных корреляций ранее исследовался в работе^{/81/}, результаты которой согласуются с нашими данными.

На рис. 12 приведены распределения событий по углу между плоскостью (\vec{p}_f, \vec{p}_m) и плоскостью реакции. Корреляция, наблюдающаяся при $x < 0,2$, соответствует представлению в d -системе ранее исследованной корреляции по ТЯ^{/24/}, а для $x > 1/2$ демонстрируется планарная корреляция^{/21/}. Для угла вылета спектатора, равного 180° , теряет смысл определение плоскости реакции и, соответственно, вблизи этого угла корреляция уменьшается, как видно из представленных данных.

С исследуемым эффектом планарных корреляций связаны два других, предсказанных в работах^{/21/} и обнаруженных экспе-

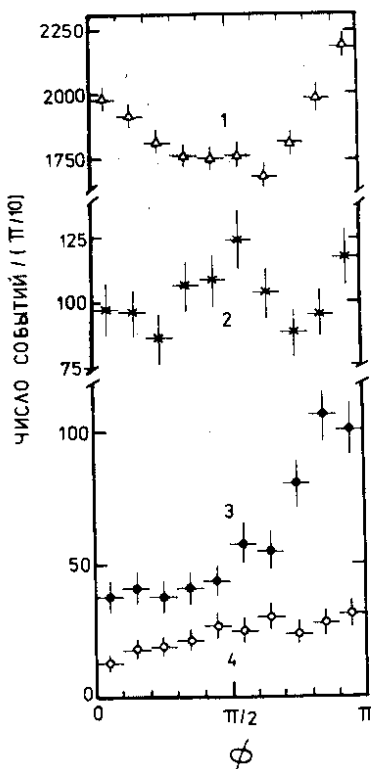


Рис. 12. Распределение по углу между плоскостями (p_f, p_m) и (p_B, p_s) . Приведены распределения для: 1/ $x \leq 0,2$; 2/ $0,4 \leq x < 0,6$; 3/ $x \geq 0,6$; $-2/3 \leq z_s \leq 1$; 4/ $x \geq 0,6$; $-1 \leq z_s < -2/3$.

риментально ^{/80,82/}. Один из них - "эффект фокусировки", состоящий в том, что инклюзивное сечение в K30 перестает уменьшаться ^{/80/} с увеличением угла в области углов $160-180^\circ$, так как в этой области увеличивается область допустимых азимутальных углов выхода частиц, ассоциативных спектра. Другой эффект - обнаруженное в работе ^{/82/} увеличение поляризации вторичных нуклонов при увеличении их импульсов, противоречащее предсказанию модели локального взаимодействия ^{/83/}.

§3. Обнаруженная в представляемой работе корреляция изучалась при высокой энергии $p_B = 1,67$ ГэВ/с/ первичной частицы, т.е. в той области, где комptonовская длина волны налетающей частицы много меньше межнуклонного расстояния в дейтроне.

В последнее время получены важные экспериментальные результаты по многочастичным взаимодействиям на ядрах, которые в сопоставлении с предсказаниями теоретических моделей

позволяют сделать выбор наиболее реальной из них. Это, прежде всего, эксперименты с поляризованными барионами в КЗО^{32/} данные по ассоциативной множественности частиц в КЗО и вне ее^{19,20,27/} и исследования корреляций вторичных частиц, вылетающих из ядра.

Исследования процессов взаимодействия элементарных частиц высокой энергии с ядром дают основания для заключения о том, что основной механизм взаимодействия в реакции с выходом частиц в КЗО - это механизм перерассеяния /упругого и неупругого/. Все остальные модели не согласуются с экспериментальными данными.

Процессы изучаемого в настоящей работе типа могли бы дать ценную информацию о высокоимпульсном компоненте волновой функции при условии детального учета всех свойств элементарных амплитуд, входящих в отдельные акты перерассеяния.

В заключение авторы выражают благодарность В.Б.Любимову за предоставленные материалы экспериментальных исследований и М.К.Сулейманову за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bertocchi L. North-Karelian Summer School (1974), Helsinki. Nuovo Cimento, 1974, 21A, p.201.
2. Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1957, 33, с.1185.
Ажгирей Л.С. и др. ЖЭТФ, 1959, 36, с.1631; ЯФ, 1978, 27, с.1027.
3. Блохинцев Д.И. ЖЭТФ, 1957, 33, с.1295.
4. Franco V. Phys.Rev., 1968, 175, p.1376; Kofoed-Hanson O. Nucl.Phys., 1972, B39, p.61.
5. Баюков Ю.Д. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1966, 30, с.521.
6. Балдин А.М. ОИЯИ, P7-5769, Дубна, 1971; Краткие сообщения по физике, 1. Изд. АН СССР, 1971, с.35; ОИЯИ, P7-5808, Дубна, 1971.
7. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1971, 61, с.2209.
8. Балдин А.М. и др. ЯФ, 1973, 18, с.29; ЯФ, 1974, 20, с.1201; ЯФ, 1975, 21, с.1008.
9. Лексин Г.А. В кн.: Материалы II школы физики ИТЭФ. Атомиздат, М., 1973, с.90.
10. Ефремов А.В. ЯФ, 1976, 24, с.1208.
11. Лукьянов В.К. и др. ОИЯИ, P2-11049, Дубна, 1977; Phys.Lett., 1977, B67, p.46.
12. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ЯФ, 1975, 21, с.628; Горенштейн М.И. и др. ЯФ, 1977, 26, с.788.

13. Комаров В.И., Мюллер Г. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с.501.
14. Levinger J.S. Phys.Rev., 1951, 84, p.43.
15. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. В кн.: Материалы X зимней школы ЛИЯФ по физике высоких энергий, 1975, 2, с.449; ЯФ, 1979, 29, с.490.
16. Weber H.S., Miller L.D. Phys.Rev., 1977, C16, p.726.
17. Amado R.D., Woloshin R.M. Phys.Lett., 1976, B62, p.253.
18. Frankel S.S. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.1338; Frankel S. Phys.Rev., 1978, C17, p.694.
19. Горнов М.Г. и др. ЯФ, 1977, 25, с.606.
20. Плюта Я., Стругальский З. ЯФ, 1974, 20, с.504; ЯФ, 1976, 24, с.766.
21. Копелиович В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с.348; 1977, 26, с.168; Копелиович В.Б., Радоманов В.Б. ОИЯИ, P2-11938, Дубна, 1978.
22. Браун М.А., Вечернин В.В. ЯФ, 1977, 25, с.1276; Браун М.А. и др. ЯФ, 1978, 27, с.1329.
23. Кондратюк Л.А., Лев Ф.М. ЯФ, 1976, 23, с.1056; ЯФ, 1978, 27, с.831.
24. Aladashvili V.S. et al. Journ.Phys. G.(Nucl.Phys.), 1977, 3, p.7; 1978, 3, p.1225. Аладашвили В.С. и др. ЯФ, 1976, 24, с.1291.
25. Темников П.П., Шахбазян Б.А. ОИЯИ, P1-12139, Дубна, 1979.
26. Komarov V.I. et al. JINR, E1-12393, Dubna, 1979.
27. Аношин А.И. и др. ОИЯИ, P1-12425, Дубна, 1979.
28. Будагов Ю.А. и др. ОИЯИ, P1-9720, Дубна, 1976.
29. Азимов С.А. и др. ЯФ, 1978, 28, с.112.
30. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, P1-1168, Дубна, 1977.
31. Komarov V.T. et al. JINR, E1-11564, Dubna, 1978.
32. Горнов М.Г. и др. ОИЯИ, P1-12183, Дубна, 1979.
33. Ефремов А.В. ЯФ, 1978, 27, с.166.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 ноября 1979 года.