

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-86-238

Т.Павляк, Я.Плота, В.Пэрыт, В.Б.Радоманов

**КОРРЕЛЯЦИИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ
В Π^- Хе-ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
Множественности вторичных частиц**

1986

§1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе представлены результаты экспериментального анализа взаимодействия релятивистских частиц - пионов с тяжелым ядром ^{131}Xe методом изучения корреляций по множественностям излучаемых частиц. Эта работа является логическим продолжением исследования, проведенного ранее для простейшего ядра - дейтрона^{/1/}.

Энергия первичного π^- -мезона $E_0 = 3,5$ ГэВ и исследуемый процесс излучения частиц в заданную полусферу таковы, что выполняется условие предельной фрагментации ядер^{/2/}: $|y_0 - y_i| > 2$, где $y_{0(i)}$ - продольная быстрота первичной /соответственно, вторичной/ частиц.

Параметрам, характеризующим выход в область, кинематически запрещенную для взаимодействия с отдельным нуклоном ядра /КЗ0/, служит минимальная эффективная масса мишени $Q(E, E, \theta)$, где E и θ - полная энергия и угол вылета вторичной частицы^{/3/}. В рассматриваемом случае, когда величина $(E_0 - p_0)/m \approx \mu^2/2mE_0$, в которой μ и m - массы пиона и нуклона соответственно, пренебрежимо мала,

$$Q_p \approx \beta_p / \left(1 - \frac{E_p - m}{E_0}\right), \quad /1/$$

где $\beta_p = (E - p_{\parallel})/m$, p_{\parallel} - продольная компонента импульса нуклона. Для пиона

$$Q_{\pi} \approx \beta_{\pi} / (1 - E_{\pi}/E_0), \quad /2/$$

где β_{π} определена по формуле, аналогичной приведенной выше для нуклона. Обратим внимание на то, что в определение параметра Q_p входит кинетическая энергия нуклона, а параметра Q_{π} - полная энергия мезона.

Среди всех вторичных протонов выберем тот, у которого параметр $Q_s = \max \{Q_i\}_{i=1}^{N_p}$, и назовем его s-протоном. Аналогичным образом определим пион с параметром Q_k . Обе частицы и их параметры Q_s и Q_k определены независимо в своем классе частиц. Если параметр $Q_{p,\pi}$ характеризует отдельную частицу, то параметр $Q_{s(k)}$ становится, по определению, характеристикой всего процесса или, иначе говоря, коллективной переменной.

Существенной трудностью при исследовании процессов на ядре, тем более тяжелом, оказывается ненаблюдаемость около 60% всех

нуклонов. В нашем случае анализ еще осложнен тем, что по условиям эксперимента измерялись энергии только нейтральных пионов. Наблюдаемые частицы, а тем более те, у которых измерялись энергии, заполняют только часть фазового объема. Так что в каждом отдельном событии величина $Q^{(N)}$, максимальная для всех N излучаемых в событии нуклонов, неизвестна, и может отличаться от Q_s . Аналогичная ситуация наблюдается и для мезонов.

В отличие от случая, рассмотренного в /1/, где все параметры детерминированы в каждом событии, наш анализ вынужденно опирается на статистические методы обработки информации с параметрами, определяемыми как средние величины в распределениях.

§2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В результате просмотра 75000 снимков было отобрано 6301 неупругое событие /4/. У протонов с кинетической энергией выше 20 МэВ, т.е. с заведомо малой примесью "испарительных" нуклонов, и до 200 МэВ производились измерения энергии с точностью, которая составляла в среднем 4%, а ошибка в определении угла испускания - около 3° . Приведенная здесь верхняя граница определена в среднем по большому числу событий. Для отдельных треков предельное значение может составлять 400 МэВ. У нейтральных пионов точность измерения энергии составляла 12%. Точность определения угла испускания пионов любого заряда равна 1° . Среди частиц, идентифицированных в качестве "протонов", примесь π^- -мезонов составляла $1 \div 2\%$ и не более 10% фрагментов, более тяжелых, чем протон. Не более 10% составляет и примесь протонов среди частиц, идентифицированных как " π^\pm -мезоны".

Все релятивистские частицы, которые не останавливались в камере и не могли быть идентифицированы, отнесены нами к классу " π^\pm -мезонов". Среди всех событий случаи, в которых встречались неразличимые протоны и π^- -мезоны, не превышают 5%.

Идентифицированные частицы, энергия которых измерялась, преимущественно относятся к так называемой "медленной" компоненте излучения ядра /см. по этому поводу /5,6/. Помимо этой компоненты, при столкновении релятивистской частицы с ядром образуется проникающая "быстрая" компонента, состоящая из лидирующей частицы и ее сопровождения, коллимированных в области малых углов. Как следует из анализа /8/ кинематических характеристик этой последней компоненты, она обязана своим происхождением рассеянию первичной частицы на отдельном нуклоне ядра.

На рис.1 представлено распределение событий по параметрам Q_s и Q_k . Для сравнения там же приведено распределение всех зарегистрированных протонов M_p и π^0 -мезонов M_π по параметрам Q_p и Q_π соответственно:

$$M_p = \left(\frac{\Delta N_p}{\Delta Q_p} \right) N_{\text{соб}} \quad \text{и} \quad M_\pi = \left(\frac{\Delta N_\pi}{\Delta Q_\pi} \right) N_{\text{соб}}. \quad /3/$$

где $\Delta Q_{p(\pi)} = 0,1$; $\overline{\Delta N_{p(\pi)}}$ - среднее /в событии/ число протонов / π^0 -мезонов/, попавших в указанный интервал. При $Q_k > 0,4$ и $Q_s > 1,5$ в этот интервал попадает только одна частица /см. рис.1/. Как видно из рисунка, примерно в половине случаев наблюдаются протоны в К30, т.е. с параметром $Q_p > 1$, и, следовательно, излучение частиц в К30 - это не исключительное событие, а вполне обычное явление.

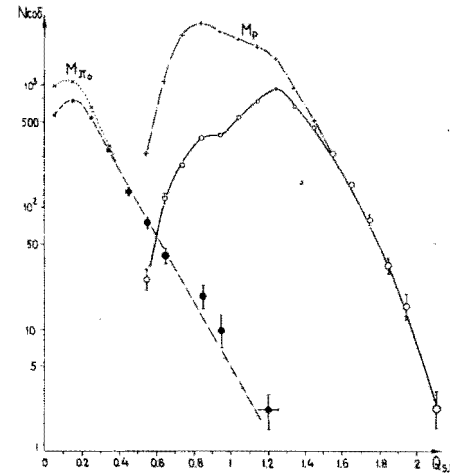


Рис.1. Распределение событий по параметрам Q_s (O) и Q_k (●), M_p и M_π - распределение всех зарегистрированных протонов и π^0 -мезонов по параметрам Q_p и Q_π соответственно /все кривые здесь и в дальнейшем проведены от руки/.

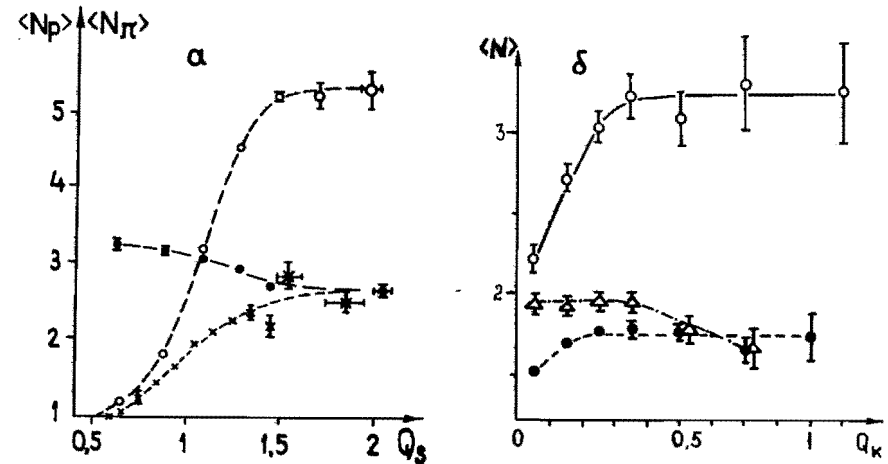


Рис.2. Зависимости средних множественностей: а - протонов, испущенных ядрами ^{131}Xe (O) и ^{12}C (x) и пионов (●), излученных ядром ^{131}Xe , от параметра Q_s ; б - протонов (O), π^0 -мезонов (●) и заряженных π -мезонов (Δ) от параметра Q_k .

На рис.2 представлены зависимости от параметров Q_s и Q_k средних множественностей эмиттированных ядрами ^{131}Xe и ^{12}C протонов N_p /в случае $\pi^-^{12}\text{C}$ импульсы протонов $p \geq 140$ МэВ/ и пионов N_π . Обращает на себя внимание пороговый рост множественности $\langle N_p \rangle$ при переходе в КЗ0 с выходом на плато при $Q_s > 1,5$ и $Q_k > 0,4$.

Если сделать естественное предположение о пропорциональности состава нуклонов, излучаемых ядром, изотопическому составу ядра, то средняя множественность вторичных нуклонов будет примерно в 2,5 раза выше на плато: $\langle N \rangle_{\text{max}} \approx 13$. Плато в зависимости от параметра Q_k наблюдается как для средней множественности протонов, так и для π^0 -мезонов, а множественность нуклонов, сопутствующих k-пиону, в 1,5 раза меньше: $\langle N \rangle \approx 8$.

Пороговые значения параметров Q_p и Q_π для КЗ0, согласно приведенным на рис.2 данным, в соответствии с установившейся традицией, выберем равными $Q_p^{\text{пор}} = 1$, а $Q_k^{\text{пор}} = 0,3$ таким образом, чтобы обеспечить необходимую статистику событий ниже и выше этого порога. Число всех протонов с параметром выше порога обозначим N_s , а π^0 -мезонов - N_k . Отметим, что по условиям отбора событий в эксперименте и из физического смысла параметров Q_s и Q_k , ниже порогового значения должно быть $N_{s(k)} \equiv 0$ /см. рис.3/ и $N_p \geq 1$ /см. рис.2/. Пороговый рост средних множественностей N_s -протонов и N_k -пионов наблюдается в зависимостях от параметров Q_s и Q_k соответственно /см. рис.3/. Сопоставляя рис.1÷3, легко заметить, что функциональные зависимости от параметров Q_s и Q_k подобны с точностью до сдвига $\Delta Q = Q_s - Q_k \approx 1$.

На рис.2 видно, что средние множественности пионов всех сортов уменьшаются с ростом Q_s , так же падает и средняя множественность заряженных пионов с ростом параметра Q_k .

На рис.4 приведена зависимость средней множественности нейтральных пионов от числа эмиттированных протонов, а на рис.5 - обратная зависимость /приведенные на рис.4в и 5в данные ранее были опубликованы в [7]. Форма зависимости не меняется, если рассматривать те же зависимости с множественностью всех пионов /см. рис.5в,г/. Оказывается, что излучение вторичных частиц разного сорта коррелировано, т.е. наблюдаются зависимости между параметрами, описывающими распределения вторичных частиц. Рис.4а,б и рис.5а,в демонстрируют связь корреляций по множественностям с параметром Q_s , а именно: отсутствие корреляций при $Q_s < 1$ и их усиление с ростом параметра Q_s в КЗ0. Независимость приведенных корреляций от изотопического состава мезонной компоненты излучения ядра /рис.4,5/ приводит к естественному предположению о независимости от изотопического состава

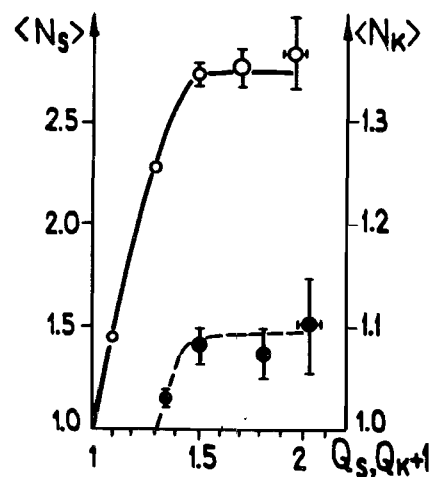
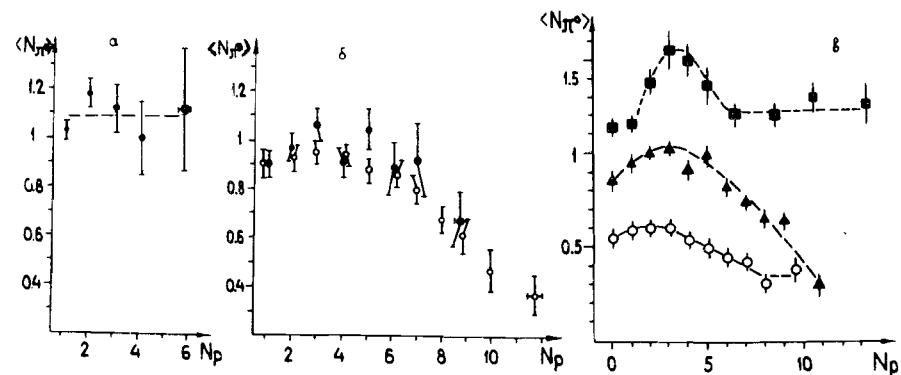


Рис.3. Зависимости средних множественностей k-частиц: протонов (O) и π^0 -мезонов (●) от параметров Q_s и Q_k соответственно.

Рис.4. Зависимости средних множественностей π^0 -мезонов от числа вторичных протонов в событии в различных диапазонах значений параметра Q_s : а - $Q_s < 1$; б - $1 < Q_s < 1,5$ (●) и $Q_s > 1,5$ (O); в - для различных энергий первичной частицы: $E_0 = 2,34$ (O), $E_0 = 3,5$ (▲) и $E_0 = 9/\text{ГэВ}$ (■) для всех значений параметра Q_s .



нуклонной компоненты. В дальнейших наших исследованиях справедливость этого предположения будет подтверждена.

Из рис.4в видно, что максимум функции $\langle N_\pi \rangle$ от множественности N_p слабо смещается в сторону больших значений N_p с увеличением энергии первичной частицы. Данные при $E_0 = 9$ ГэВ могут рассматриваться как свидетельство большого вклада резонансного рождения частиц, что согласуется с результатами работ [1,8]. В таком случае максимум, появляющийся в приведенной на рис.4в зависимости и при средних энергиях, обязан своим происхождением вкладу того же канала реакции с рождением резонанса.

Наблюдаемое на рис.4,5 взаимное подавление нуклонной и мезонной компонент излучения ядра не определяется близостью кинематической границы реакции. Это следует из рис.5г, на котором

*) Данные для $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействия получены при энергии π^- -мезона 40 ГэВ.

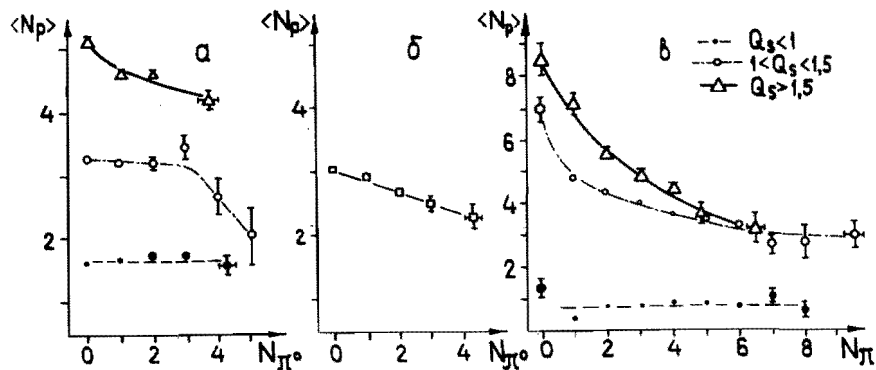
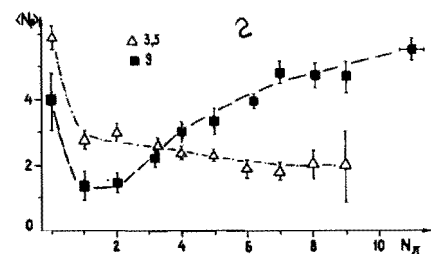


Рис.5. Зависимости средних множественностей протонов от: а - числа вторичных π^0 -мезонов в различных диапазонах значений параметра Q_s : $Q_s < 1$ (\bullet); $1 < Q_s < 1,5$ (\circ) и $Q_s > 1,5$ (Δ); б - для всех значений параметра Q_s ; в - от числа всех вторичных пионов в событии в указанных диапазонах параметра Q_s ; г - то же, что и в, но для всех значений параметра Q_s и для двух энергий первичной частицы.



приведены средние множественности $\langle N_p \rangle$ в событиях с разной множественностью пионов N_{π} ; для сравнения - в случае высокой энергии $E_0 = 9$ ГэВ первичной частицы и при средней энергии $E_0 = 3,5$ ГэВ. При небольших множественностях N_{π} в обоих случаях наблюдается одинаковая по форме зависимость. Для больших значений N_{π} вероятность эмиссии нуклонов продолжает монотонно уменьшаться при средней энергии, а при высоких энергиях растет вместе с ростом числа пионов. Множественность пионов не зависит от эмиссии нуклонов при энергии 9 ГэВ /как видно из рис.4в/, за исключением области предполагаемого возбуждения резонансов.

Для объяснения представленных экспериментальных данных удобно рассматривать процесс множественного рождения /ПМР/ частиц состоящим из двух подпроцессов - основного и вспомогательного. В работах^{/9/} ПМР был представлен двухстадийным механизмом с "быстрой" и "медленной" стадиями, предполагающими разделение подпроцессов во времени. Такое представление имеет скорее условно-теоретический характер, чем это реально происходит в процессе. Имея это в виду, будем и в дальнейшем для краткости придержи-

живаться введенной в работах^{/9/} терминологии. В доминирующем при средних энергиях варианте механизма пионы излучаются на второй стадии, и это излучение оказывает деструктивное влияние на эмиссию нуклонов в КЗ0.

Изменение характера корреляций /рис.4,5/ при увеличении энергии первичной частицы и множественности вторичных мезонов можно рассматривать как проявление активного участия мезонов или их возбужденных состояний на "быстрой" стадии процесса. При этом нуклоны и мезоны как бы меняются ролями. Таким образом, в исследуемом процессе обнаруживается два механизма, или, вернее, два варианта одного механизма, в которых нуклоны в одном случае, а мезоны в другом, играют определяющую роль.

Из приведенных данных /см. рис.2,3/ следует, что средние множественности вторичных частиц разного сорта достигают предельных величин насыщения в КЗ0 при достаточно больших значениях параметров Q_s и Q_k . Нарушение баланса при отборе событий с повышенной множественностью частиц какого-либо сорта в области средних энергий, как следует из рис.4,5, приводит к уменьшению числа частиц другого сорта. Так что вероятность события с суммарной множественностью, сильно отличающейся от средней величины, оказывается довольно малой величиной. Назовем указанное свойство эффектом стабилизации /ЭС/.

На рис.6 показано, что ЭС числа вторичных частиц действует и "внутри" мезонной компоненты^{*)}, откуда следует, что ЭС выполняется для каждой из компонент излучения: мезонной и нуклонной - раздельно. Можно ожидать, что ЭС действует и "внутри" нуклонной компоненты, регулируя отношение числа протонов и нейтронов.

Так как среди вторичных частиц одновременно несколько могут излучаться в КЗ0 /см. рис.3/, то для краткости будем называть их k -частицами. На рис.7 представлена зависимость среднего числа k -протонов $\langle N_s \rangle$ в событии от полного числа протонов N_p , и для сравнения - зависимость числа протонов, излучаемых на угол, больший заданного, от той же множественности N_p . Обращает на себя внимание строго линейная связь числа $\langle N_s \rangle$ с N_p , такая, что примерно половину /!/ всех быстрых /т.е. с импульсами $p \geq 200$ МэВ/ протонов составляют протоны с $Q_p > 1$.

На рис.8 приведена зависимость $\langle N_s \rangle$ от множественности N_{π} и обратная зависимость $\langle N_{\pi} \rangle$ от числа N_s , подобные показанным на рис.5 г и 4в. Взаимное подавление k -нуклонной и пионной компонент излучения могло бы рассматриваться как простое следствие рассмотренных выше зависимостей /см. рис.4,5,7/. Обращает на себя внимание форма зависимости, показанная на рис.8, кото-

*) Зависимость $\langle N_{\pi^0} \rangle$ от числа $N_{\pi^{\pm}}$, обратная приведенной, совершенно аналогична, и мы ее здесь опускаем.

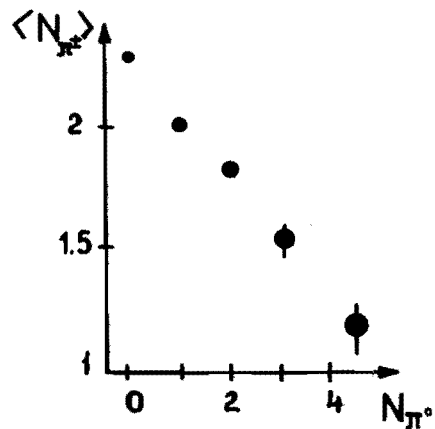
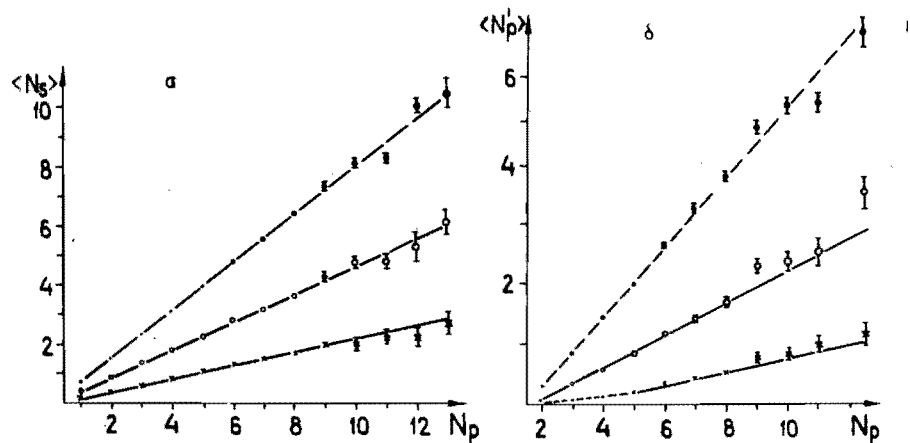


Рис.6. Зависимость средней множественности заряженных пионов от числа нейтральных пионов.

Рис.7. Зависимости средней множественности k -протонов: а - с параметром $Q_p > 0,8$ (\bullet), $Q_p > 1$ (\circ) и $Q_p > 1,2$ (\times), б - с углами излучения $\theta_p > 60^\circ$ (\bullet), $\theta_p > 90^\circ$ (\circ) и $\theta_p > 120^\circ$ (\times) от числа всех протонов в событии.



рая подобна представленной на рис.5г и свидетельствует о жесткой связи эмиссии k -нуклонов с эмиссией всех остальных нуклонов. Этот последний вывод является общим следствием рис.7 и 8.

На рис.9 представлена зависимость $\langle N_k \rangle$ от среднего числа π^0 -мезонов с $Q_\pi > 0,3$ от числа вторичных частиц различного сорта. Обратим внимание на аналогичность зависимостей, приведенных на рис.7а и 9а, которые вместе со свойствами подобия рассмотренных выше зависимостей и корреляций могут быть представлены как проявление единства механизмов излучения k -частиц, независимо от их сорта. Сравнивая рис.8 и 9б, нетрудно заметить и различие, состоящее в том, что вероятность излучения k -пионов пропорциональна числу как вторичных нуклонов, так и мезонов, в то время как эмиссия k -нуклонов - только числу вторичных нуклонов.

Отметим, что смена режима линейного роста множественности $\langle N_k \rangle$ на убывание /рис.9б/ происходит при значениях $N_p > 6$, т.е. превышающих величину $\langle N_p \rangle_{\max} \approx 5,2$ /рис.2а/. Из рис.9в следует, что при больших множественностях излучаемых пионов $N_{\pi^0} > 3$, что соответствует $N_\pi > 9$ на рис.9а/ оказываются существенными некие дополнительные факторы.

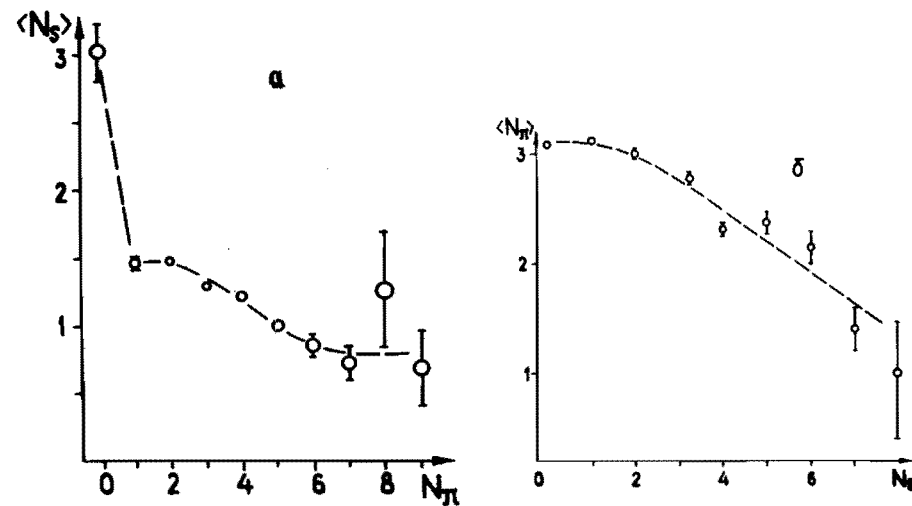


Рис.8. Зависимость средней множественности k -протонов от числа пионов в событии /а/ и обратная зависимость /б/.

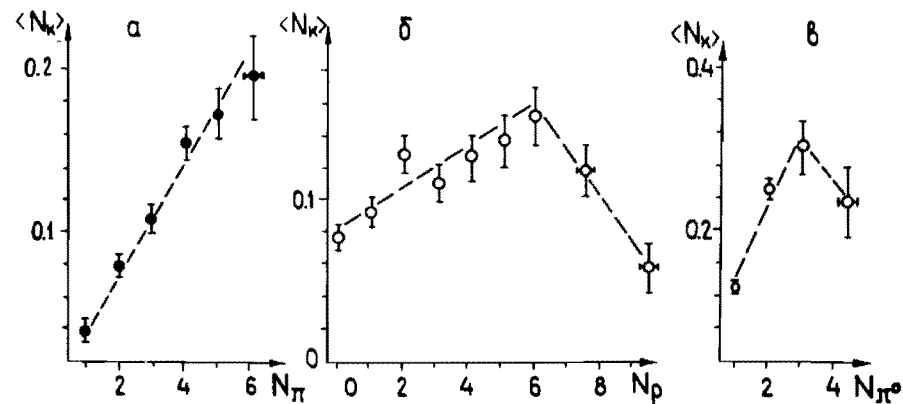


Рис.9. Зависимости средней множественности k -пионов от числа: а - всех пионов; б - всех протонов; в - нейтральных пионов.

Линейные зависимости, представленные на рис.7,9, могли бы интерпретироваться для процессов излучения в КЗ0 как проявление флуктуаций какого-то основного процесса, развивающегося при взаимодействии релятивистской частицы с ядром^{10/}, если бы такому предположению не противоречил вывод, сделанный выше /в связи с обсуждением данных, представленных на рис.1/, а именно: процесс излучения в КЗ0 - это основной процесс /а не "хвост", соответствующий статистическим флуктуациям в распределениях/, описывающий основной процесс. В качестве примера модели, использующей флуктуационную гипотезу, можно указать на модель предравновесного распада^{11/}.

Из рис.7,9 следует, что в полной выборке частиц данного сорта /протонов или π^0 -мезонов/ k -частицы составляют постоянную долю, для протонов она настолько велика, что исключается возможность механизма статистических флуктуаций для излучения в КЗ0.

При исследовании корреляций излучаемых частиц авторами^{12/} был сделан следующий вывод: "Рождение кумулятивного пиона^{*)} не связано /т.е. не может быть обусловлено**)/ с тривиальным фактором увеличения общей множественности пионов в задней полусфере".

Зависимости, приведенные на рис.9, может показаться, противоречат этому выводу. Для правильной интерпретации рис.7,9 необходимо их сопоставить с рис.2,3. Поясним это на примере рис.7. В области $Q_s < 1,4$ отбор событий с возрастающей множественностью N_p , очевидно, соответствует выбору событий с возрастающей же /хотя, быть может, и не пропорционально числу N_p / множественностью всех нуклонов. При дальнейшем увеличении параметра Q_s средняя множественность нуклонов остается постоянной величиной. Линейные зависимости /рис.7/ не обнаруживают никаких особенностей, которые можно было ожидать при множественностях $N_p \approx 5$, соответствующих значениям параметров $Q_s > 1,5$ /см. рис.2/, за исключением угловых зависимостей /рис.7б/ нуклонов, вылетевших в область $\theta > 120^\circ$, в которых обнаруживается излом в монотонной функции по переменной N_p при $N_p \approx 5$. Для других областей углов эмиссии линейность сохраняется во всем диапазоне множественностей N_p . Как будет показано в дальнейших наших исследованиях, область $\theta > 120^\circ$ выделена как по динамике излучения, так и по кинематическим параметрам частиц, в нее попавших. Линейность зависимостей, представленных на рис.7 и 9, - это отражение жесткости связи изотопического состава излучения k -частиц с изотопическим составом вторичных частиц. В самом деле, при $N_p \geq 6$ можно ожидать, на основании зависимости, приведенной на рис.2, что с увеличением N_p меняется, главным образом, изотопический состав барионной компоненты излучения, а не множественность

*) В данном случае пионы с параметром $Q_\pi > 0,4$.

**) Примечание в скобках наше.

венность всех вторичных нуклонов. Аналогичное соображение можно привести и о той части нуклонов, которые попадают в КЗ0, как следует из рис.3 и 7.

В отличие от эмиссии нуклонов в КЗ0, для которых вероятность ее уменьшается с увеличением числа пионов в событии /рис.8/, вероятность излучения k -пионов прямо пропорциональна числу вторичных частиц с разными квантовыми числами для не слишком больших множественностей последних /рис.9/, причем деструктивные корреляции, проявляющиеся во взаимном подавлении излучений частиц разного сорта /протонов, нейтральных и заряженных пионов/ в распределениях по множественностям /рис.4÷6/, не влияют на линейность зависимости, показанной на рис.9. Только для больших множественностей вторичных частиц, образующихся вблизи границы фазового объема, обнаруживаются деструктивные для процесса излучения в КЗ0 эффекты. Из сравнения зависимостей, представленных на рис.9а и 9б, следует, что неупругие зарядово-обменные взаимодействия играют существенную роль в формировании излучения нейтральных k -пионов. Таким взаимодействием, в частности, может быть реакция перезарядки $\pi^\pm \rightarrow \pi^0$ на нуклонах ядра при выходе рождающихся пионов из ядра.

Исследуемые корреляции можно условно разделить на энергетические и изотопические в соответствии с тем, какой из законов сохранения - энергии или электрического заряда - определяет наблюдаемый эффект. Выше был рассмотрен ряд изотопических эффектов, которые проявляются преимущественно при множественностях протонов N_p , превышающих величину $\langle N_p \rangle_{\max} \approx 5,2$ /см.рис.2а/.

В предположении резонансной природы максимума, наблюдаемого в зависимостях, представленных на рис.4в, можно сформулировать следующее простое заключение: при $N_p = 2 \div 3$ кинематика процесса оптимальна для образования резонанса /или резонансов/ с последующим его распадом. Отметим совпадение величины $\langle N_p \rangle_{\max} \approx 3,2$ /рис.2б/ с положением максимума, показанного на рис.4в. Согласно зависимостям, представленным на рис.2а, множественности $\langle N_p \rangle \approx 2 \div 3$ наблюдаются в событиях с параметром $Q_s = 0,9 \div 1$. При этих значениях параметра Q_s в распределениях на рис.1 присутствует особенность типа "плечо" для $N_{\text{Соб}}(Q_s)$. Из формы распределений, приведенных на рис.1, видно, что они могут быть представлены суммой двух распределений пуассоновского типа с максимумами при $Q_s = 0,9$ и $Q_s = 1,2$. Таким образом, отмеченные на рис.1 и 4в особенности связаны между собой и имеют общее происхождение. Изложенное можно сформулировать в виде следующего вывода: по сравнению с эмиссией в КЗ0 нуклона излучение k -пиона - это неразвившийся, оборвавшийся по причине распада резонанса, процесс.

Альтернативное предположение о прямом поглощении пионов парами нуклонов в ядре успешно используется в теоретических расчетах^{13/} рождения частиц в КЗ0. Однако, как показано в работах^{14,15/}, результаты корреляционных экспериментов, в которых ре-

гистрировались два протона, вылетающих - один на большой угол, а другой с малым углом относительно первичной частицы, не могут быть объяснены в рамках механизма парного поглощения пионов. Согласие с экспериментальными данными, полученное в расчетах^{/13/} по-видимому, объясняется тем, что упомянутый трехчастичный процесс имитирует другой процесс - с рождением изобары в промежуточном состоянии, который играет важную роль при излучении частиц в КЗ0^{/1/}. В работе^{/18/} показано, что корреляции^{/14/} также объясняются при учете изобары во внутриядерном каскаде.

§3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сформулируем некоторые выводы на основе рассмотренной информации, которой, конечно, еще недостаточно для однозначных заключений о механизме процесса. Выше было отмечено свойство подобия, проявляющееся во всех представленных зависимостях при замене параметров

$$Q_s \leftrightarrow Q_k \quad / \text{с учетом сдвига } \Delta Q \approx 1/. \quad /4/$$

Свойство подобия энергетических спектров различных частиц, излучаемых ядром, известно давно^{/17/}. Специально для области КЗ0 оно известно как проявление так называемого "ядерного скейлинга"^{/18/}. Наше исследование распространяет его на более широкий класс характеристик.

Еще одна симметрия наблюдается в событиях с излучением π^0 -мезонов в КЗ0: эта симметрия проявляется при замене параметров согласно условию /4/ как свойство подобия, наблюдающееся в зависимостях:

$$\langle N_p \rangle(Q_s) \leftrightarrow \langle N_{\pi^0} \rangle(Q_k) \text{ и } \langle N_{\pi^+} \rangle(Q_s) \leftrightarrow \langle N_{\pi^+} \rangle(Q_k). \quad /5/$$

Функциональную зависимость множественности $\langle N_p \rangle(Q_s)$ /см. рис. 2/, как может показаться на первый взгляд, естественно интерпретировать в рамках кластерных моделей: с увеличением параметра Q_s отбираются события с уменьшающимся прицельным параметром удара первичной частицы о кластер в ядре, и при $Q_s > 1,5$ реализуются только центральные столкновения, разрушающие кластер.

В рамках кластерных моделей, как и всяких других, представленные данные создают ряд ограничений на возможный механизм процесса. Прежде всего обращает на себя внимание довольно высокая множественность вторичных нуклонов в КЗ0. Сравним ее с предсказаниями некоторых наиболее популярных моделей. Как показано в работах^{/19-20/} для объяснения экспериментальных данных по излучению в КЗ0 частиц с импульсом $p \leq 1$ ГэВ в механизме перерасеяний достаточно 3÷4 "жестких", т.е. минимально необходимого по кинематике числа, перерасеяний. Истинное число перерас-

сеяний только для легких ядер по необходимости близко к этому числу, а для средних и, тем более, тяжелых - оно намного больше. В работе^{/21/}, в которой впервые было обнаружено испускание барионов из ядра в КЗ0, для объяснения эффекта предлагалось существование "реджеона" с массой α -частицы. В партонных моделях масса "струи партонов"^{/22/} или "мешка" с партонами^{/23/} также оказывалась равной четырем массам нуклона. В модели коррелированных малонуклонных кластеров^{/24/}, в которой вылет частицы в КЗ0 обусловлен разрушением корреляций, средняя масса кластера, естественно, даже несколько меньше указанной. Учет взаимодействия в конечном состоянии частиц, вылетающих из ядра, не может привести к столь высокой множественности вторичных частиц, как наблюдается в эксперименте, в моделях с компактным кластером. Тот факт, что число излученных пионов уменьшается в КЗ0 по параметру Q_s , в то время как число нуклонов возрастает на порядок, также создает трудности для моделей с кластерами, существующими в ядре^{/22-26/}, либо образовавшимися в процессе взаимодействия^{/27-29/}.

Достаточно большая множественность вторичных нуклонов может быть получена только в рамках модели квазикластера^{*)}, в котором нуклоны расположены на расстояниях, близких к своим обычным в ядре^{/29/}.

Механизм эмиссии нуклонов в КЗ0 по каким-то причинам оказался более "простым", т.е. связан с ростом только числа вторичных нуклонов, в то время как излучение k -пионов связано с ростом множественности как нуклонов, так и π -мезонов. Если еще сопоставить это с тем, что характеристики распределений k -пионов сдвинуты относительно соответствующих параметров k -нуклонов в сторону меньших значений Q , т.е. так же, как и энергетические спектры^{/17,18/}, то нетрудно прийти к выводу о вторичности процесса излучения мезонов в двухстадийном механизме процесса. Быстрые релятивистские мезоны, вылетающие под малыми углами, как уже отмечалось, относятся к проникающей компоненте излучения и рождаются при взаимодействии первичной частицы с отдельным нуклоном ядра. Кроме того, в изучаемом процессе наблюдаются пионы, относящиеся к "медленной" компоненте излучения. В рамках представления о двухстадийном механизме при средних энергиях мезоны последнего типа рождаются во второй "медленной" стадии. Сравнив рис. 8 и 9б, обратим внимание на подтверждающую сделанный вывод асимметрию поведения корреляций при замене параметров $Q_s \leftrightarrow Q_k$. Сопоставляя зависимости, показанные на рис. 4 и 9б, нетрудно сделать вывод о том, что двухстадийность механизма проявляется именно в излучении k -пионов, т.е. пионов, испускаемых на большие углы.

*) Феноменологический подход к описанию процесса в модели^{/29/} допускает произвольную микродинамику процесса и не связан жестко с кластерной интерпретацией его механизма.

Из отмеченной выше асимметрии корреляций следует, что хотя излучение пионов является процессом, производным от эмиссии нуклонов, оба процесса взаимосвязаны. Следовательно, двухстадийное представление с разделением подпроцессов во времени не отражает некоторых существенных структурных особенностей процесса. Более адекватно представление о двух одновременно развивающихся, однотипных по механизму подпроцессов.

В заключение отметим, что интерпретация наших данных представляется вполне естественной в картине многократных взаимодействий^{/19,20/}. Расчет по каскадной модели^{/30/} дает согласие с общими характеристиками процесса, полученными в настоящем эксперименте. То, что при переходе в КЗ0 резко возрастает число вторичных нуклонов, - факт вполне тривиальный в этой модели. Менее тривиален факт довольно быстрого, в интервале шириной $\Delta Q \approx 0,5$ за "порогом" КЗ0, выхода процесса в режим насыщения и уменьшения множественности излучаемых пионов. Иначе говоря, в рамках механизма перерасеяния процесс излучения нуклона в КЗ0 носит квазиупругий характер. В отличие от взаимодействия частиц, где при средних энергиях $E_0 \sim 1$ ГэВ/ происходит резкий пороговый рост числа пионов, в изучаемом процессе с выходом частиц в КЗ0 резко растет множественность только нуклонов. По сравнению с эмиссией k -нуклонов излучение k -пионов - процесс существенно неупругий, в котором необходимость передачи энергии излучаемым пионам приводит к сокращению цепочки перерасеяний в "быстрой" стадии.

Двухстадийное представление механизма процесса в механизме перерасеяний соответствует выделению цепочки жестких перерасеяний^{/20/} в качестве основного подпроцесса. Имеющиеся экспериментальные данные, включая ранее опубликованные^{/1/}, позволяют определить основной переносчик энергии в цепочке перерасеяний. При средних энергиях - это образующийся при взаимодействии первичной частицы нуклон отдачи в основном или возбужденном состоянии. В области высоких энергий наблюдаемые зависимости при повышенной множественности излучаемых пионов /см. рис.4,5/ могут интерпретироваться как проявление варианта механизма, в котором перерасеиваются пион или пионные резонансы^{/31/}.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, P1-12907, Дубна, 1979; ЯФ, 1979, 30, с.1569.
2. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
3. Биргер Н.Г., Смородин Ю.А. ЖЭТФ, 1959, 36, с.1159. ЖЭТФ, 1959, 37, с.1355.
4. Стругальский З. и др. ОИЯИ, P1-83-68, Дубна, 1983.
5. Андреев И.В., Дремин И.М. УФН, 1977, 122, вып.1, с.37; Аношин А.И. и др. ЯФ, 1979, 29, с.674.

6. Аношин А.И. и др. ЯФ, 1978, 27, с.1001.
7. Strugalski Z. et al. JINR, E1-81-578, Dubna, 1981.
8. Аношин А.И. и др. ОИЯИ, P1-80-69, Дубна, 1980; Гришин В.И. и др. ЯФ, 1981, 34, с.1265.
9. Anderssen B. et al. Phys.Lett., 1978, B73, p.343; Азимов С.А. и др. ЯФ, 1981, 33, с.1562; Аношин А.И. и др. ОИЯИ, 1-83-192, Дубна, 1983.
10. Никитин Ю.П., Розенталь И.Л. Ядерная физика высоких энергий. Атомиздат, М., 1980, с.146.
11. Зайдель К. и др. ЭЧАЯ, 1976, 7, с.499.
12. Агакишиев Г.Н. и др. ОИЯИ, P1-84-235, Дубна, 1984.
13. Гудима К.К. и др. ОИЯИ, E2-11307, Дубна, 1978; P2-80-774, Дубна, 1980; Абдинов О.Б. и др. ЯФ, 1982, 35, с.1181.
14. Komarov V.I. et al. Nucl.Phys., 1979, A326, p.297.
15. Вольнин Е.Н. Материалы 13-й Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1983, с.63; Машник С.Г. Материалы 13-й Зимней школы ЛИЯФ. Л., 1983, с.172.
16. Амелин Н.С., Барашенков В.С., Лыкасов Г.И. ОИЯИ, P2-83-768, Дубна, 1983.
17. Fowler P.H. et al. Phil.Mag., 1950, 41, p.169; 1950, 41, p.413.
18. Лексин Г.А. В кн.: II школа физики ИТЭФ. М., 1973, вып.1, с.90.
19. Копелиович В.Б. ЯФ, 1977, 26, с.168; в кн.: V школа физики ИТЭФ. /Элементарные частицы/. М., 1977, вып.2, с.62.
20. Копелиович В.Б., Радоманов В.Б. ЯФ, 1984, 40, с.1078.
21. Баяков Ю.Д. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1966, 30, с.521.
22. Ефремов А.В. ЯФ, 1976, 24, с.1208.
23. Кондратюк Л.А., Шматиков М.Ж. ЯФ, 1985, 41, с.498.
24. Франкфурт Л.Л., Стрикман М.И. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.571.
25. Лукьянов В.К., Титов А.И. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.815.
26. Симонов Ю.А. ЯФ, 1982, 36, с.772.
27. Горенштейн М.И. и др. ЯФ, 1977, 26, с.786; ЯФ, 1980, 34, с.1630.
28. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.630.
29. Комаров В.И., Мюллер Г. ЯФ, 1980, 32, с.313; 1980, 32, с.1476.
30. Peryt W. et al. JINR, E1-81-803, Dubna, 1981.
31. Браун М.А., Вечернин В.В. ЯФ, 1978, 28, с.1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 апреля 1986 года.

·НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам, аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия. 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Павляк Т. и др. P1-86-238
Корреляции вторичных частиц в π^- Xe-взаимодействии.
Множественности вторичных частиц

Представлены результаты исследования взаимодействия релятивистской частицы с тяжелым ядром ксенона при энергии 3,5 ГэВ/с с излучением вторичных частиц - протонов и пионов - в область, кинематически запрещенную для взаимодействия с отдельным нуклоном ядра. Анализируются множественности вторичных частиц. Результаты анализа показывают, что процесс излучения вторичных частиц может быть представлен состоящим из двух подпроцессов - основного и дополнительного. Эмиссия быстрых нуклонов при средних энергиях первичной частицы происходит в основном подпроцессе, а излучение пионов - в дополнительном.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Pawljak T. et al. P1-86-238
Secondary Particle Correlations in π^- Xe-Interaction.
Secondary Particle Multiplicities

The results are presented on the study of interactions of relativistic particles with the heavy xenon nucleus at 3.5 GeV/c energy when secondary particles (protons and pions) are emitted in the region kinematically forbidden for the one-nucleons interaction in the nucleus. The multiplicities of the secondary particles are analyzed. The results demonstrate that the process of emitting the secondary particles can be presented as that involving two subprocesses (basic and additional). The emission of fast nucleons occurs in the basic subprocesses and the radiation of pions - in the additional one for mean energies of the primary particle.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.
Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986