

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-86-239

Т.Павляк, В.Пэрыт, В.Б.Радоманов

**КОРРЕЛЯЦИИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ
В Π^- Хе-ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
Распределения по множественности**

1986

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие сформировалась и стала распространенной точка зрения на процессы множественного рождения частиц /ПМР/ как на процессы, в которых проявляются эффекты, связанные с высокими температурами и плотностями ядерной материи. В частности, предпринимаются попытки обнаружить при высоких барионных плотностях проявление партонных степеней свободы и новые формы ядерной материи на основании представления о локальности взаимодействия, в котором участвует группа нуклонов^{/1/}. Только при этом условии "измерение инклюзивных спектров кумулятивных протонов*" практически эквивалентно измерению однонуклонной матрицы плотности^{/3/}. Однако реальная ситуация оказалась не столь однозначной и простой. На основании большого опыта анализа экспериментальных данных выяснилось, что "во многих случаях экспериментальные данные по ПМР нечувствительны к динамическому механизму процесса"^{/4/}, и кажущееся согласие различных по своей природе моделей с экспериментальными данными означает только, что "не были найдены адекватные тесты проверки этих моделей"^{/4/}. Причина такого положения состоит в том, что наблюдаемая система вторичных частиц S' описывается распределением, представляющим собой суперпозицию парциальных распределений, образующихся при столкновениях частиц в промежуточных процессах. Это усреднение приводит к "рандомизации во "внутренних" движениях и, следовательно, к термализации**" подсистемы S' в полной неравновесной системе S частиц", участвующих во взаимодействии^{/4/}.

Математическая некорректность /по Адамару/ задачи описания динамики ПМР по экспериментальным данным состоит не столько в многочастичности взаимодействия и квантовой природе рассматриваемой системы, сколько в неполноте информации, получаемой в реальном эксперименте. Рассмотрение такой некорректной задачи эквивалентно рассмотрению процесса как необратимого и приводит к проявлению "бесстолкновительных" флуктуаций, само существова-

*) Имеется в виду эмиссия нуклонов в область, кинематически запрещенную для взаимодействия с отдельным нуклоном ядра /КЗО/.
О последнем по времени определении кумулятивного эффекта см.^{/2/}.

**) Употребляемые термины следует понимать только как условные аналоги соответствующих термодинамических понятий. "Термализация" означает достижение подсистемой S' наиболее вероятного состояния в фазовом пространстве полной системы S .

ние которых есть следствие именно неполноты информации^{/5/}. Параметром малости, ограничивающим амплитуду этих флуктуаций, служит близость к полному описанию. Заметим в связи с этим, что увеличение неполноты описания в условиях реального эксперимента приводит к тому, что экспериментальные данные все в меньшей степени отражают динамику процесса. Следовательно, проблема состоит не в том, чтобы в рамках той или иной модели получить квази-решение, а прежде всего в том, какую информацию о динамике процесса можно извлечь из имеющегося набора экспериментальных данных. Эта проблема рассматривается нами на примере распределений по множественности.

Независимо от причины, обусловившей наличие упомянутых выше флуктуаций, закономерности, которым они подчиняются, отражают динамические особенности процесса. В данном случае это корреляции моментов различного порядка - дисперсий и средних значений множественностей.

Некоторые из наблюдаемых в ПМР закономерностей хорошо известны и встречались ранее при изучении различных физических процессов. Это позволяет по аналогии выделить общие структуры в сопоставляемых процессах. Теоретическое описание выявляемых таким образом структурных особенностей требует построения феноменологических моделей, отражающих те или иные стороны исследуемых процессов. В таком качестве здесь рассматривается модель ветвящихся процессов /ВП/^{/6/}. По определению ВП - это процесс рождения, эволюции и превращения частиц, в котором их размножение происходит независимо друг от друга. Типичным примером ВП служит цепная реакция. ВП подразделяются в соответствии с терминологией этого частного случая на подкритические, критические и надкритические. В близких к критическим ВП в качестве предельного распределения чаще всего возникает геометрическое распределение /ГР/^{/7/} или его непрерывный аналог - экспоненциальное распределение.

В физике высоких энергий при столкновениях пучков релятивистских частиц и ядер нередко встречается другой случай, когда возникающие группы элементарных частиц описываются пуассоновским распределением /ПР/. ПР называют распределение редких событий, так как оно описывает вероятность появления редкого события в заданном интервале параметров физического процесса. В предельном случае для вероятности события за пределами заданной области ПР переходит в ГР. Естественно, что при описании пороговых процессов в распределениях по множественностям частиц /от распада кластера, например/ возникает ГР.

Следующее свойство относительной дисперсии этих распределений полезно для практических приложений: $D/\langle N \rangle = \text{const} = 1$ для ГР и $D/\langle N \rangle = 1/\langle N \rangle^{1/2}$ для ПР, где $\langle N \rangle$ - средняя множественность. Это свойство сохраняется и для ВП, состоящего из "элементарных" подпроцессов, описываемых указанными распределениями. В случае ГР в качестве "элементарного" распределения: $D/\langle N \rangle = \text{const} = 1/k$,

где k - число источников^{*}) излучаемых вторичных частиц^{/8/}. Формы распределений, получаемых в ВП с ГР и ПР в качестве исходных, внешне похожи, и различать их удобно по отмеченному свойству. Из вышеизложенных теоретических соображений следует два практических способа или приема определения числа наблюдаемых источников излучения: по внешнему виду форм распределений и по величине относительной дисперсии. Определяемые таким образом источники излучения представляют собой, вообще говоря, нелокальный объект или процесс /т.е. четырехмерный объект/, состоящий из нескольких локальных источников, излучение которых коррелировано. ГР в представлении ВП может быть связано с излучением одиночного источника, образовавшегося в результате элементарного субпроцесса. Число наблюдаемых, т.е. определяемых указанным методом источников может быть меньше истинного числа из-за корреляционных сил, связывающих источники, так что в случае когерентного излучения $k = 1$ при любом числе источников. Вследствие того, что коэффициенты корреляции заранее неизвестны, оба способа дают только качественное представление о структуре исследуемого процесса, а не его количественную характеристику.

§ 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Распределения вторичных частиц, полученные в π - ^{40}Xe -взаимодействии при энергии первичной частицы 3,5 ГэВ, изучаются при различных значениях параметра Q - выраженной в массах нуклона минимальной эффективной массы мишени, необходимой для изучения частицы с импульсом p под углом θ . Импульс измерялся только у протонов и π^0 -мезонов. В каждом событии определяется коллективный параметр $Q_s = \max\{Q_i^{(p)}\}_{i=1}^{N_p}$, где N_p - число протонов в событии, и протон с этим параметром называется s -протоном^{/9/}. Аналогичным образом определяется и пион с параметром $Q_k = \max\{Q_i^{(\pi^0)}\}_{i=1}^{N_{\pi^0}}$.

Область, кинематически запрещенная для взаимодействия с отдельным нуклоном ядра /K30/, соответствует, очевидно, значениям параметра $Q > 1$. Все нуклоны с параметром $Q^{(N)} > 1$, а также пионы $Q^{(\pi)} > 0,3$, будем называть k -частицами в соответствии с ранее введенным нами определением^{/9/}. Для множественности k -протонов будем использовать обозначение N_s , а для k -пионов - N_k .

Условия регистрации частиц в эксперименте были подробно описаны в публикации^{/9/}, с которой начинается данный цикл работ, посвященный исследованию механизма ПМР во взаимодействии релятивистской частицы с ядром.

^{*}) Термин "файербол", используемый в работе^{/8/}, можно понимать в более общем смысле как источник излучения, т.к. в модели не используется конкретная динамическая структура "файербола".

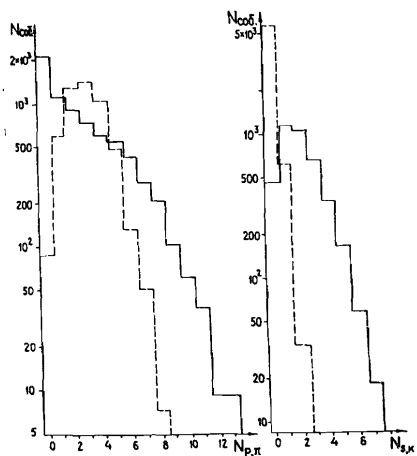
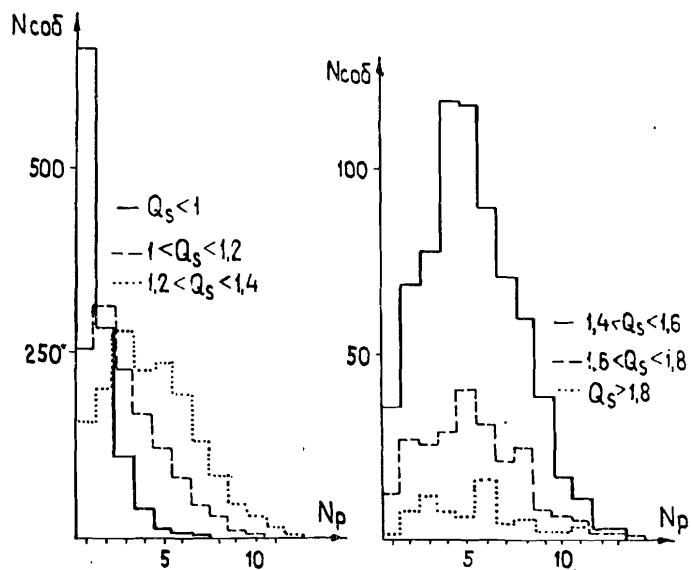


Рис.1. Распределения событий по множественностям протонов N_p , пионов N_π , k -протонов N_s и k -пионов. Сплошной линией проведена гистограмма для протонов, пунктирной — для пионов. Статистические ошибки, равные $\sqrt{N_{\text{cob}}}$, здесь и в дальнейшем на гистограммах не приводятся. Линии, соединяющие точки на гистограммах, на всех рисунках проведены от руки.

Рис.2. Распределения событий по множественностям протонов в различных интервалах параметра Q_s .



На рис.1 представлены распределения протонов, π^- -мезонов, k -протонов и нейтральных k -пионов по множественностям во всех зарегистрированных событиях, число которых составляет 6301. На рис.2, 3 приведены распределения для тех же частиц в различных интервалах параметра Q_s , на рис.4 — в логарифмическом масштабе для наглядной демонстрации ГР в тех случаях, когда оно встречается.

Рис.5, 6 представляют распределения k -частиц в событиях с фиксированной множественностью вторичных протонов и пионов.

Во всех случаях для распределения по множественности π^- -мезонов в событиях характерна колоколообразная форма функциональной

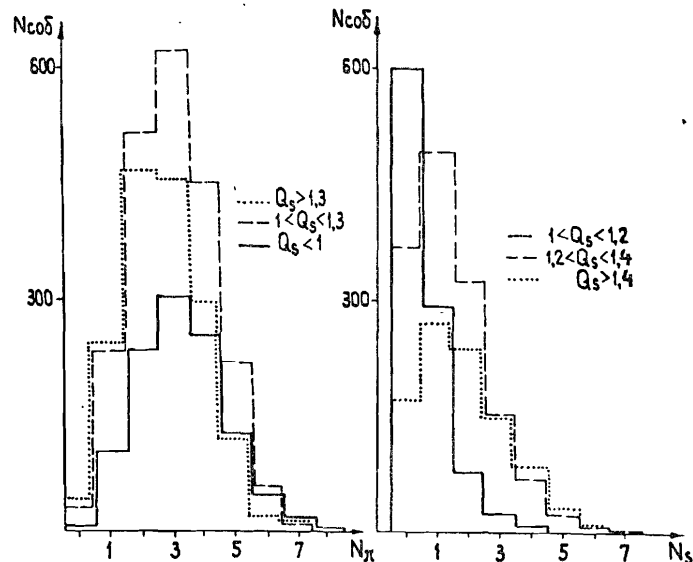


Рис.3. Распределения событий по множественностям пионов и k -протонов в различных интервалах параметра Q_s .

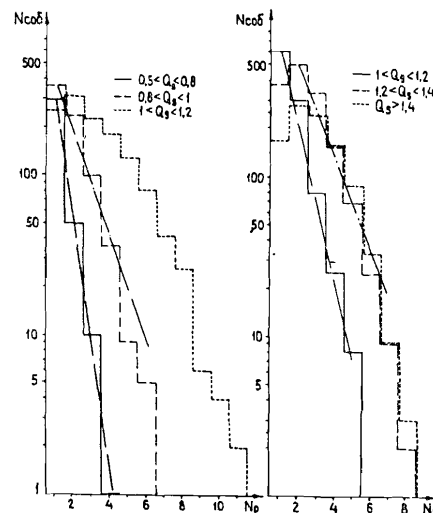


Рис.4. То же, что на рис.2 и 3, но в логарифмическом масштабе.

зависимости, подобная пуассоновскому распределению. Распределение по множественности протонов в области $Q_s < 0,8$, т.е. там же, где $\langle N_p \rangle = 1$, описывается в ГР. То же самое верно и для распределения по множественности k -протонов в "начальном" интервале КЗО: $1 < Q_s < 1,2$.

Как было установлено ранее¹⁹⁾, число вторичных нуклонов и, в частности, k -нуклонов N_s резко /пороговым образом/ возрастает при переходе в КЗО. Из рис.3 видно, что вероятность эмиссии одиночного k -нуклона быстро уменьшается с ростом Q_s не только по абсолютной величине, но и относительно вероятности эмиссии среднего числа нуклонов $\langle N_s \rangle$, определенного при фиксированном значении параметра Q_s . Проще говоря, переход в КЗО связан с эмиссией "группы" k -нуклонов, число членов которой при этом увеличивается пропорционально величине Q_s , а ее состав фиксирован

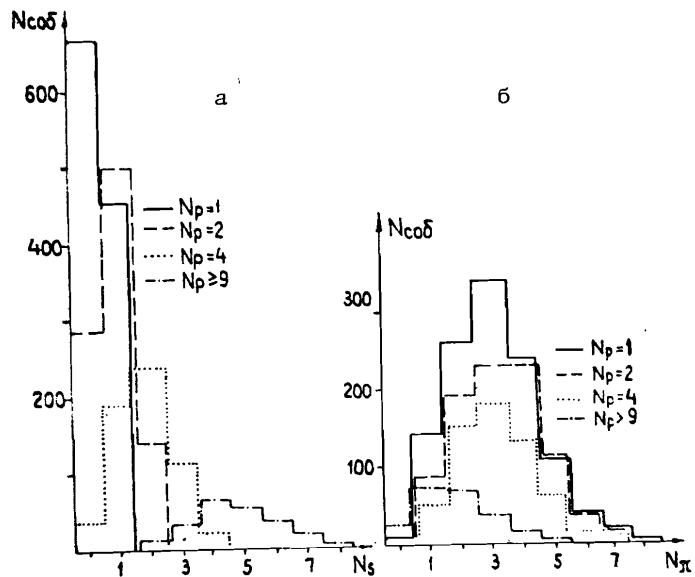


Рис.5. Распределения по множественностям k -протонов /а/ и пионов /б/ при различных множественностях протонов в событиях.

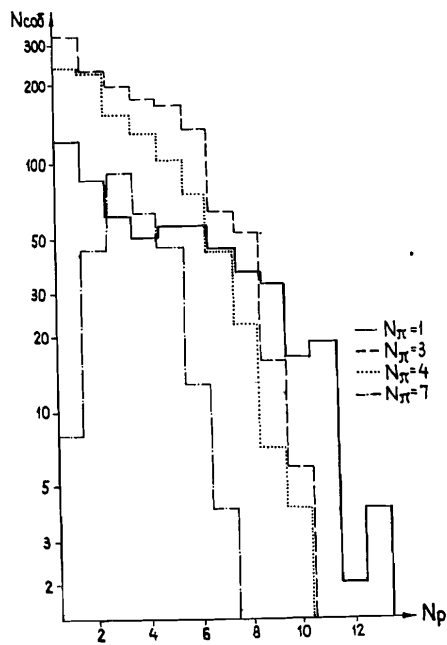


Рис.6. Распределения по множественностям протонов при различных множественностях излучаемых пионов.

с точностью до флуктуаций в некоторых пределах. То же самое относится и ко всем нуклонам, испускаемым при $Q_s < 1,6$ /рис.2/. Вопрос о том, что представляет собой "группа" нуклонов, т.е. существуют ли динамические связи между членами "группы", требует исследования корреляций по кинематическим параметрам.

Рис.5 демонстрирует установленный ранее /9/ по критериям средних множественностей излучаемых частиц эффект подавления излучения пионов при увеличении множественности N_p и одновременный рост числа k -нуклонов. Зависимость, показанная на рис.6, обратная в некотором смысле представленной на рис.5, не обнаруживает заметной свя-

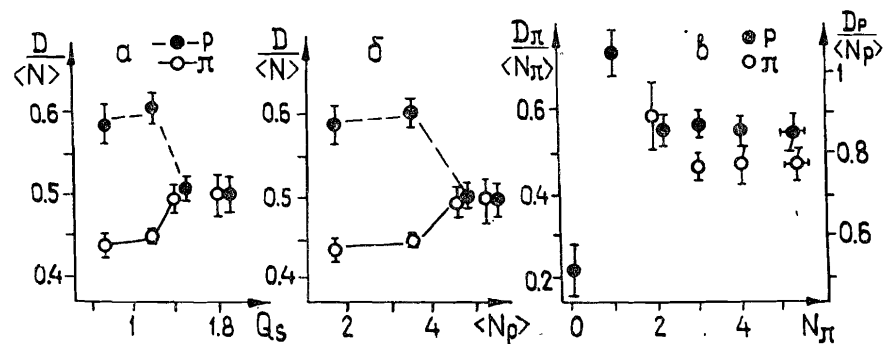


Рис.7. Зависимость относительной дисперсии вторичных частиц от параметра Q_s/a , средних множественностей вторичных частиц /б,в/ и параметра Q_k/γ . На рис.7б представлены те же данные, что и на рис.7а, но в зависимости от средней множественности $\langle N_p \rangle$ в интервалах: $Q_s < 1$; $1 < Q_s < 1,3$; $1,3 < Q_s < 1,6$ и $Q_s > 1,6$. Данные на рис.7в для пионов получены при различных энергиях первичной частицы: 2,34; 3,5; 5 и 9 ГэВ.

зи формы распределений с множественностью N_π . Как следует из сравнения рис.1 и 6, фиксируя множественности N_π как параметра исследуемого процесса, мы не приходим к разделению процесса на однотипные subprocessы, за исключением, быть может, случая больших множественностей $N_\pi \geq 7$. И в этом обнаруживается асимметрия эффекта взаимного подавления мезонной и нуклонной компонент вторичных частиц. В самом деле, из рис.6 видно, что распределения при фиксированном в событиях числе N_π не могут быть описаны каким-либо одним каноническим распределением /за исключением $N_\pi \geq 7$ /, в отличие от случая фиксации множественности N_p или параметра Q_s . Все известные из теории вероятностей канонические распределения имеют экспоненциальную или колоколообразную форму с одним максимумом. Отмеченные особенности можно рассматривать как подтверждение гипотезы о вторичности процесса излучения мезонов относительно основного процесса - эмиссии нуклонов, так как, в отличие от множественности протонов N_p , число N_π не является структурным параметром исследуемого процесса.

Зависимости относительных дисперсий от параметра Q_s/a и средних множественностей $\langle N_p \rangle$ и $\langle N_\pi \rangle$, приведенные *) на рис.7, позволяют сделать несколько простых выводов. Прежде всего, это уже хоро-

*) Приведенные на рис.7в и рис.8 данные уже были опубликованы в работах /10/

шо известное^{9/} наличие порога в динамике исследуемого процесса при $Q_s = 1,3$ и $Q_k = 0,3$, а также подобие зависимостей для нуклонов $\frac{D_p}{\langle N_p \rangle} (Q_s)$ и мезонов $\frac{D_\pi}{\langle N_\pi \rangle} (Q_k)$ с учетом сдвига $\Delta Q = Q_s - Q_k = 1$

/см.рис.7а,г/. Здесь важно отметить, что дисперсии распределений чувствительны к динамике процесса и отражают те же особенности механизма, что и средние множественности и энергетические спектры.

То, что в разных областях параметров Q_s и Q_k /до и после порога/ относительная дисперсия постоянна /график Вроблевского^{11/}, указывает на ГР как на наиболее вероятную производящую функцию, описывающую элементарный субпроцесс. Этот вывод согласуется с формой самих распределений, получаемых в тех случаях, когда удается выделить кинематическую область, в которую попадает продукция одного источника, представляющего такой субпроцесс.

То, что большие флуктуации встречаются в ПМР чаще, чем в пуассоновском процессе, было впервые обнаружено при изучении взаимодействия космических лучей с тонким слоем тяжелого вещества^{12/}. Соответствующие распределения, удовлетворяющие графику Вроблевского: $D = N/k$, получаемые при описании ВП с k -источниками, называются распределениями Фарри^{13/}. В самых разных по физическому смыслу моделях^{8,14-16/} были получены эти распределения с ГР в качестве исходных /т.е. при $k=1/$ производящих функций.

Фактически дело сводится к построению ВП, независимо от механизма образования источников, их структуры и природы частиц, участвующих во "внутренних" стадиях процесса. Для КЗ0 характерно наличие корреляций излучения различных частиц по множественностям^{8/}, следовательно, в КЗ0 число определяемых источников меньше их истинного числа. Увеличение числа вторичных нуклонов на порядок при переходе в КЗ0 по параметру Q_s /см.рис.7а/, в то время как число наблюдаемых источников увеличивается слабо / $\Delta k^{(p)} = 0,3/$ - это свидетельство того, что эмиссия большей части нуклонов связана с появлением в КЗ0 дополнительного эффективного источника; причем этот источник динамически коррелирован с источником вторичных частиц, образующихся при взаимодействии первичной частицы /т.е. "первичным" источником частиц/, который существует и при $Q_s < 1$ и в КЗ0. Число источников пионов, сопутствующих k -нуклонам, то же, что и для сопутствующих нуклонов, как видно из рис.7а,б/. Интересно, что это число сокращается для пионов при переходе в КЗ0 /по параметру Q_s /, т.е. происходит уже известный^{9/} эффект подавления излучения "лишних" мезонов, не связанных с источником эмиссии k -нуклона. При излучении k -пиона множественность сопутствующих нуклонов уменьшается в 1,5 раза по сравнению с процессом эмиссии k -нуклона^{9/}. Число же источников пионов в КЗ0: $k^{(\pi)} = 3$ /см.рис.7г/, что больше соответствующего числа источников протонов /см.рис.7а/ примерно на единицу, и при этом число излучаемых пионов $\langle N_\pi \rangle \approx 3,7$, что так же, как

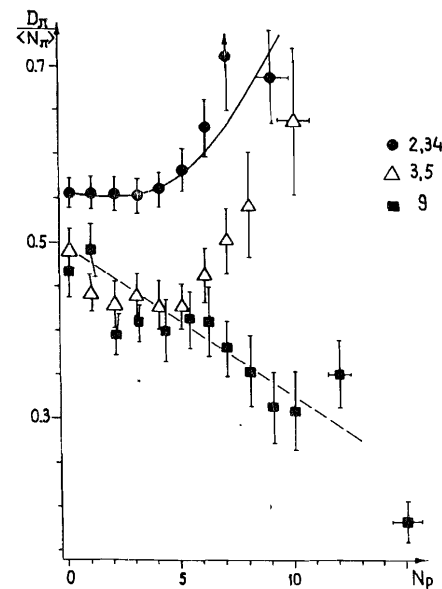


Рис.8. Зависимость относительной дисперсии пионов от множественности протонов при различных энергиях первичной частицы.

и число их источников, на единицу больше числа пионов, сопутствующих k -нуклонам. Дополнительный источник π -мезонов, появляющийся в КЗ0 /по параметру Q_k /, независим от остальных источников пионов /так как увеличение числа источников при переходе в КЗ0 $\Delta k^{(\pi)} = 1/$, а также от первичного источника нуклонов: $k^{(\pi)} - k^{(p)} = 1$ при $Q_k < 0,2$ и $k^{(\pi)} - k^{(p)} = 1,5$ в КЗ0. То, что последнее число нецелое, означает наличие связи излучения k -пионов с источником нуклонов,

появляющимся в КЗ0. Такая картина согласуется с представлением о двухстадийном механизме процесса, в котором недифракционные пионы излучаются во второй "медленной" стадии^{9/} или, точнее, в производном подпроцессе. Увеличение числа источников при излучении пионов /относительно эмиссии протонов/ означает ослабление корреляций в производном подпроцессе.

Для квазиупругого безмезонного процесса характерна высокая множественность вторичных протонов / $\langle N_p \rangle \approx 6/$ с большой вероятностью / $P=90\%$ / попадания одного из них в КЗ0^{9/}. При этом эмиссия протонов, как видно из рис.7в, происходит из $k^{(p)} = 2$ источников, т.е. из того же числа, что и в КЗ0 /см.рис.7а/. Излучение хотя бы одного пиона приводит к уменьшению числа источников нуклонов, причем число их слабо зависит от числа излучаемых пионов. Следовательно, квазиупругий безмезонный процесс - это исключительный случай, связанный с выделением КЗ0 без задания параметра Q_s . В остальных случаях задание множественности N_π не определяет динамики ПМР в отличие от N_p /см.рис.8/.

На рис.8 приведена зависимость относительной дисперсии излучаемых пионов от множественности протонов в событии, из которой следует, что рост числа вторичных нуклонов при средних энергиях и больших множественностях нуклонов приводит к уменьшению числа излучаемых пионов^{9/} и числа источников их излучения /см.также рис.7б/. В области высоких энергий $E_0 \geq 10$ ГэВ число источников пионов возрастает с ростом множественности протонов N_p . Отмеченные эффекты связаны с КЗ0, так как большие множественности N_p характерны именно для этой области. Для объяснения зависимости от энергии первичной частицы ранее^{9/} было высказано предположение

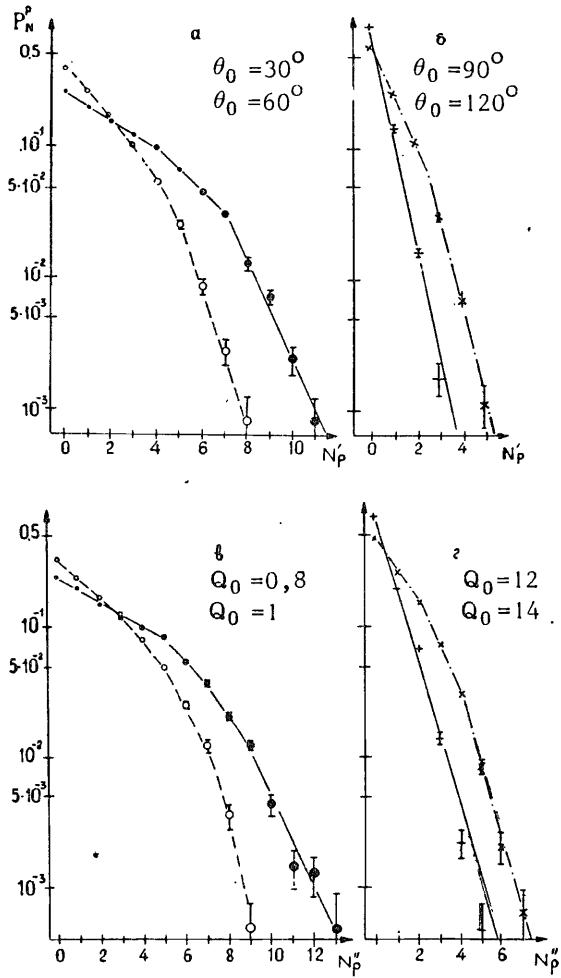


Рис.9. Вероятность эмиссии протонов: на угол, больший заданного θ_0 , /а,б/, и с параметром $Q^{(p)}$, превышающим величину Q_0 /в,г/ в зависимости от числа вторичных протонов.

о том, что механизм излучения вторичных частиц, связанный с участием в "быстрой" стадии процесса барионов, дополняется при высоких энергиях и больших множественностях излучаемых пионов другим механизмом, связанным с участием мезонов во взаимодействии в "быстрой" стадии.

На рис.9 представлены распределения вероятностей эмиссии протонов в изучаемом процессе для углов вылета $\theta^{(p)} > \theta_0$ и значений параметра $Q^{(p)} > Q_0$ при нескольких избранных значениях θ_0 и Q_0 . Эти распределения, очевидно, отличаются от приведенных на

рис.2 и 4 распределений по множественностям N_p для разных интервалов параметра Q_s тем, что они детализируют эти последние.

Рис.10 дополняет приведенную на рис.9 информацию о зависимости средней множественности $\langle N_p \rangle$ от величин θ_0 и Q_0 . На рис.11 представлена аналогичная информация для излучаемых пионов.

Из этих данных следует, что для углов $\theta > 120^\circ$ и параметров $Q^{(p)} > 1,4$ рождение частиц происходит из одного источника. При этом множественности частиц, попадающих в указанные области, малы: $\langle N_p \rangle \leq 0,4$; $\langle N_s \rangle \leq 0,2$ и $\langle N_\pi \rangle \leq 0,2$. Совпадение областей излучения пионов и протонов из одного источника при сильно различающихся множественностях этих частиц - свидетельство в пользу одного и того же механизма излучения всех частиц в этой области. Следовательно, все нуклоны, попадающие в ту же область со средней множественностью $\langle N \rangle \approx 2,5$ $\langle N_p \rangle = 1$, испускаются из

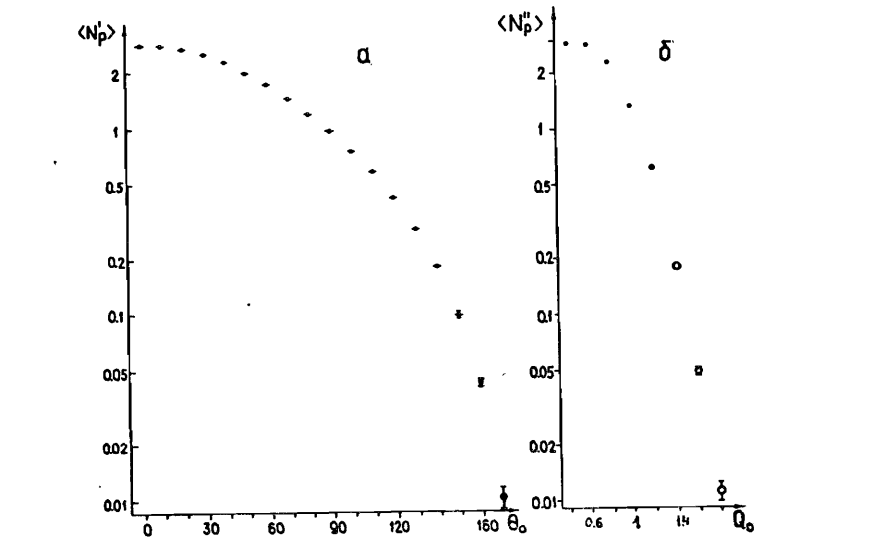


Рис.10. Средние множественности протонов: испущенных на угол, больший заданного θ_0 /а/, и с параметром $Q^{(p)} > Q_0$ /б/.

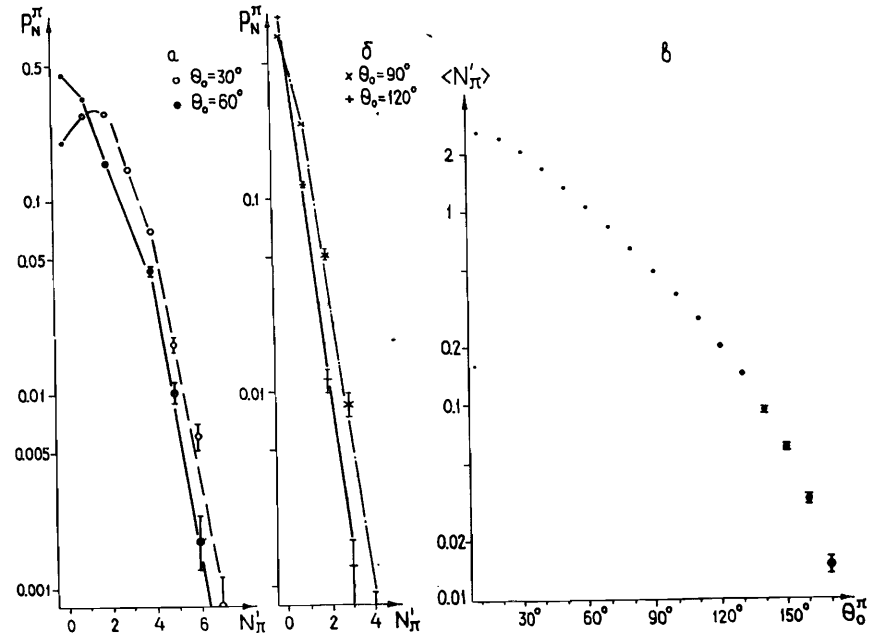


Рис.11. Вероятность излучения пионов на угол, больший заданного /а,б/, и средние множественности пионов, излучаемых на угол $\theta > \theta_0$ /в,г/.

одного и того же источника. Остальные нуклоны в числе $\langle N \rangle = 12$ вылетают в область углов $\theta < 120^\circ$.

§ 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Резюме полученной информации сводится к ряду следствий из анализа проведенного в модели ВП числа наблюдаемых источников излучения вторичных частиц в различных кинематических областях. Используемый метод анализа не позволяет определить в настоящее время истинное число источников из-за недостаточно разработанной теоретической модели, положенной в его основу. Можно только сделать качественные выводы об относительных изменениях числа источников в разных кинематических областях и о наличии довольно сильных динамических корреляций излучений различных источников. Последний вывод противоречит выводам работы^{/17/} и предположениям, сделанным в рамках полуэмпирических моделей^{/18,19/}. Очевидно, экспериментальные данные, используемые в качестве тестов в этих работах, нечувствительны к рассматриваемым корреляциям.

Перечислим те кинематические области, в которые попадают частицы из одного, но не обязательно одного и того же источника. Прежде всего, это области $Q_s < 0,8$ и $Q_s > 1,4$, в которые попадают нуклоны, вылетевшие из двух источников, единственных для каждой из указанных областей. Сопоставляя полученный результат с результатом работы^{/20/}, нетрудно прийти к выводу о том, что источник частиц в области $Q_s < 0,8$ образуется в результате взаимодействия первичной частицы с отдельным нуклоном ядра. Причем этот источник существует как источник проникающей "быстрой" компоненты излучения^{/21,22/} во всем диапазоне кинематических переменных, независимо от значений параметра Q_s .

Источник вторичных частиц в области, определенной условием $\theta > 120^\circ$, по-видимому, является общим для нуклонов и пионов и может быть также задан условием $Q_s > 1,4$.

В переходной области: $1 < Q_s < 1,5$ резко возрастает до $\langle N \rangle = 13$ средняя множественность нуклонов, и там же увеличивается число источников излучения нуклонов, хотя и не пропорционально множественности. Представляет интерес и динамика увеличения числа источников в КЗ0. На "пороге" КЗ0, т.е. в области $1 < Q_s < 1,2$, эмиссия k -нуклонов происходит из одного источника. По мере увеличения параметра Q_s число источников растет и стабилизируется в области $Q_s > 1,4$.

Динамика развития процесса по числу источников при увеличении параметра Q_k та же, что и по параметру Q_s /с учетом сдвига $\Delta Q = Q_s - Q_k = 1/$, но с той разницей, что число источников пионов повсюду больше, чем у протонов, хотя множественность пионов существенно меньше множественности нуклонов.

В отличие от нуклонов большинство пионов /но не все/ испускаются раздельно, каждый из "своего" независимого источника.

Один из результатов нашего исследования состоит в том, что эффект стабилизации множественности наблюдаемых вторичных^{/9/} частиц по параметрам Q_s и Q_k распространяется на число источников тех же частиц. В целом анализ распределений по множественностям показал, что вторичные частицы излучаются из нескольких частично-коррелированных источников в результате двухстадийного процесса. Ранее обнаруженное^{/9/} влияние процесса излучения пионов в производном подпроцессе на эмиссию нуклонов в основном "быстром" подпроцессе означает, что образование источников излучения как реальных объектов происходит последовательно во времени, так что излучение одного источника возбуждает излучение другого. Нетрудно заметить подобие пространственно-временной структуры исследуемого процесса каскадному процессу. Асимметрия корреляций состоит в том, что эмиссия нуклонов в "быстрой" или основной стадии процесса инициирует излучение k -пионов в производном подпроцессе, а обратная корреляция деструктивна, т.е. эмиссия k -нуклонов подавляется излучением мезонов. Деструктивные корреляции в изложенной выше картине ПМР противоречат представлению о том, что вторичные частицы уносят энергию, запасенную в кластере и выделяющуюся в его распаде. Жесткость корреляций скорее свидетельствует в пользу иного механизма, в котором энергия передается последовательно от одного объекта - источника вторичных частиц - к другому. Подобная ситуация со всеми отмеченными особенностями была предсказана в механизме перерасеяния^{/23/} с нуклоном в роли перерасеивающегося объекта.

Очень большое число моделей, самых разнообразных по заложенным физическим принципам, было разработано, и нередко в хорошем согласии с отдельными экспериментальными характеристиками /см. обзорные публикации^{/24-29/}. Наш анализ, который, разумеется, нельзя считать завершенным без наиболее важных для динамики исследуемого процесса энергетических характеристик, показал, что, не прибегая к количественному сравнению с результатами той или иной теоретической модели, по ряду характерных признаков можно сделать некоторые важные заключения о макроструктуре исследуемого процесса. Для понимания возможностей качественного анализа необходимо учитывать, что описание процесса включает как бы два уровня: "внутренний" микродинамический, о котором нам пока мало что удалось установить, не исключая и факта его существования, и "внешний", в котором и появляются крупномасштабные флуктуации. Для динамики процесса эти флуктуации не менее важны, чем средние значения измеряемых величин. Рассматриваемый процесс согласно приведенным экспериментальным данным состоит как бы из двух, резко различающихся по своим свойствам, "фаз", которые можно разделить с помощью параметров Q_s и Q_k . Причем "фазе" КЗ0 соответствует процесс множественного рождения нуклонов, и различные компоненты излучения связаны между собой корреляциями, в чем

и состоит отличие этой "фазы" от "хаотической фазы". Макроскопическое значение величины определяется как наиболее вероятное, за которое обычно принимают среднее значение. В том случае, когда дисперсия сравнима со средним значением $D/\langle N \rangle \geq 1$ и, тем более, если $D/\langle N \rangle \rightarrow \infty$, как в данном случае, то оказывается

неприменимой основная теорема теории вероятности - закон больших чисел, и невозможно ввести однозначно корректное определение наиболее вероятного состояния. То обстоятельство, что "флуктуации ведут себя критическим образом обычно вблизи точек бифуркации, неравновесных фазовых переходов и т.п."^{4/}, служит указанием на неравновесность процесса. В таком случае к исследуемому процессу могут быть применены некоторые общие положения теории неравновесных процессов - синергетики. Интерпретация процесса при этом уже не ограничивается рамками представления ВП. Заметим, что появление "больших" флуктуаций не означает непременно перехода к хаотическому состоянию системы. При перестройке неустойчивых физических систем, как правило, образуются так называемые "диссипативные структуры"^{11/ДС/30/}. Возникающая неопределенность нередко бывает связанной с наличием нескольких равноправных состояний, и "большие флуктуации" определяют саму возможность неравновесных фазовых переходов, в результате которых возникают ДС^{4/}.

На новом макродинамическом уровне рассматриваемый процесс может быть описан с помощью "параметров порядка", являющихся обобщением соответствующих термодинамических величин^{182/}. Эти параметры, как и сам процесс, имеют весьма мало общего с классической термодинамикой. Именно в таком обобщенном смысле*) и надо, по нашему мнению, понимать параметры в модели^{18/}. ДС рассматриваемого процесса, согласно результатам теоретического анализа^{18/}, состоит из системы излучающих вторичные частицы центров, образующихся в ходе процесса. Дальнейший анализ должен выяснить, что представляют собой эти объекты.

В качестве прямого экспериментального указания на наличие в изучаемом процессе структуры типа ДС можно рассматривать обнаруженные в работах^{182/} осцилляции в угловых спектрах частиц, сопутствующих к-частицам. Такого рода осцилляции характерны для ДС. В рассмотренном здесь представлении ПМР эти осцилляции указывают на то, что появляющийся в КЗЭ эффективный источник нуклонов состоит из нескольких элементарных источников, излучение которых коррелировано.

*) Т.е. в информационно-вероятностном смысле в отличие от классической термодинамики, где эти параметры представляют собой среднестатистические величины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
2. Балдин А.М. и др. ДАН СССР, 1984, 276, с.1359.
3. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с.373.
4. I.Van.Hove. Z.Phys. 1983; C21, p.93.
5. Климантович Ю.Л. В кн.: Пригожин И. От существующего к возникающему, "Наука", М., 1985, с.287.
6. Севастьянов Б.А. Ветвящиеся процессы, "Наука", М., 1971; Математическая энциклопедия, "Сов.энциклопедия", М., 1977, т.1, с.683.
7. Уиттл П. Вероятность, "Наука", М., 1982, с.79.
8. Mrowczyński S. Z.Phys., 1985, C27, p.131.
9. Павляк Т. и др. ОИЯИ, 1-86-238, Дубна, 1986.
10. Strugański Z., JINR, E1-81-577, E1-81-578, Dubna, 1981.
11. Wroblewski A. In Proceedings of the IV-th Int.Symposium on Multiparticle Hadrodynamics, 1973, p.625. Pavia, Italia.
12. Furry W. Phys.Rev., 1937, 52, p.569.
13. Ballestrero A. et al. Nuovo Cim., 1971, A5, p.197.
14. Suzuki A. Prog.Theor.Phys. 1974, 51, p.1629.
15. Giovanini A. Nuovo Cim. 1976, A34, p.647.
16. Carruthers P., C.C.Chin.Phys.Lett., 1983, B127, p.242.
17. Агакишиев Г.Н. и др.ОИЯИ, P1-84-235, Дубна, 1984.
18. Комаров В.И., Мюллер Г., ЯФ, 1980, 32, с.313; ЯФ, 1980, 32, с.1476.
19. Азимов С.А. и др. ЯФ, 1981, 33, с. 1562; Аношин А.И. и др. ОИЯИ, 1-83-182, Дубна, 1983.
20. Аношин А.И. и др. ЯФ, 1979, 29, с.674.
21. Андреев И.В., И.М.Дремин. УФН, 1977, 122, в.1, с.37.
22. Аношин А.И. и др. ЯФ, 1979, 27, с.1001.
23. Копелиович В.Б. ЯФ, 1977, 26, с.168; V школа физики ИТЭФ, М., 1977, в.2, с.62.
24. Иванилов А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, с.390.
25. Лукьянов В.К., Титов А.К. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.815.
26. Стрикман М.И., Франкфурт Л.Л. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.571.
27. Калинин Б.Н. и др. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.630.
28. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, 13, с.614.
29. Кондратьев Л.А., Шматиков М.Ж. ЯФ, 1985, 41, 498.
30. Пригожин И. От существующего к возникающему, "Наука", М., 1985, с.99.
31. Хакен Г. Синергетика, "Мир", М., 1985, с.361.
32. Аношин А.И. и др. ЯФ, 1981, 33, с.164; ЯФ, 1982, 36, с.409; Кузнецов А.А., ОИЯИ, E1-83-334, Дубна, 1983.

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., Пэрыт В., Радоманов В.Б. P1-86-239
Корреляции вторичных частиц в π^- Xe-взаимодействии.
Распределения по множественности

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 экспериментальные распределения по множественностям вторичных частиц. Результаты анализа показывают, что излучение вторичных частиц происходит из нескольких, разделенных в пространстве и последовательно возникающих во времени, центров.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Pawlyak T., Peryt W., Radomanov V.B. P1-86-239
Secondary Particle Correlation in π^- Xe-Interaction.
Multiplicity Distributions

The results are presented on the study of interaction 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 of the analysis show that the secondary particles are emitted from several centres separated in space and arising successively in time.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986