



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

98-155

P1-98-155

А.И.Бондаренко, Р.А.Бондаренко, Е.Н.Кладницкая,
Ж.Мусульманбеков, Г.П.Тонеева

ПОЛНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ЯДРА-МИШЕНИ
И МОДИФИЦИРОВАННАЯ
КАСКАДНО-ИСПАРИТЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ
ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

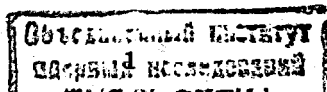
1998

1 Введение

В работе [1] на материале с 2 м пропановой камеры, помещенной в магнитное поле, исследовались характеристики pC^- , dC^- , αC^- и CC -взаимодействий с полным разрушением ядра-мишени (ПРМ) при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон. Полученные в этой работе данные по множественностям пионов и протонов, их распределения по кинематическим переменным (p , p_{\perp} , θ , y) и зависимости от атомной массы ядра-снаряда качественно вписываются в сценарий каскадно-испарительной модели (КИМ). На основе этого в [1] был сделан вывод о том, что в процессе полного разрушения ядра углерода реализуются, по крайней мере, два механизма ядро-ядерных взаимодействий: каскад и испарение фрагментов мишени.

Настоящая работа посвящена количественной проверке согласия экспериментальных данных по ПРМ, на существенно большей, чем в [1] статистике, с расчетами по модифицированной каскадно-испарительной модели (МКИМ) [2].

Напомним, что к сравнению с расчетами по каскадно-испарительной модели прибегали авторы многих работ, в которых изучались взаимодействия адронов и ядер с ядрами, как в пузырьковой камере, так и в фотоэмульсии [3]–[11]. Выводы, сделанные в этих работах, весьма неоднозначны, а порой противоречивы: от полного отрицания КИМ [6, 7] из-за несогласия эксперимента с моделью до заключения, что модель удовлетворительно описывает экспериментальные данные [3],[8]–[11] и даже [4], что только КИМ может претендовать на описание как событий с полным разрушением тяжелых ядер Ag и Br , так и всех неупругих $A-Et$ взаимодействий, несмотря на ряд количественных расхождений.



2 Каскадно-испарительная модель ядро-ядерных взаимодействий с учетом времени формирования (МКИМ)

Сталкивающиеся ядра рассматриваются в модели вырожденно-го ферми-газа нуклонов. Координаты нуклонов разыгрываются по стандартным ядерным распределениям

$$\rho(r) = \frac{2}{Z\pi^{3/2}R_0^3} \left[1 + \frac{Z-2}{3}(r/R_0)^2 \right] \exp(-r^2/R_0^2) \quad \text{для } 3 < A < 10, \quad (1)$$

где Z – заряд ядра; R_0 – параметр гауссового распределения, зависящий от атомного номера ядра A и определяемый из эксперимента [12], и

$$\rho(r) = \rho_0 / (1 + \exp(\frac{r-a}{b})) \quad \text{для } A \geq 10, \quad (2)$$

где параметры $b = 0,545$ фм и $a = r_0 A^{1/3}$ при $r_0 = 1,07$ фм. В случае дейтрона координаты протона и нейтрона разыгрываются по распределению, соответствующему потенциалу Рейда с мягким кором.

Импульсы нуклонов внутри ядер \mathbf{p} разыгрываются равномерно в пространстве $0 \leq |\mathbf{p}| \leq p_F$. Граничный фермиевский импульс p_F выражается через локальную ядерную плотность как

$$p_F = (3\pi^2)^{1/3} \cdot h \cdot \rho^{1/3}(r), \quad h = 0,197 \text{ фм} \cdot \text{ГэВ}/c. \quad (3)$$

В общем случае ядро-ядерное взаимодействие представляет собой некогерентную суперпозицию барион-барионных, мезон-барионных и мезон-мезонных упругих и неупругих столкновений, упорядоченных во времени. Все возможные столкновения могут быть условно разделены на четыре группы:

- взаимодействия нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени;
- взаимодействия вторичных частиц с нуклонами ядра-мишени;
- взаимодействия вторичных частиц с нуклонами ядра-снаряда;
- взаимодействия вторичных частиц между собой.

Вероятность взаимодействия частиц i и j внутри ядра определяется приближением "черного диска":

$$P(b^2) = \Theta(b^2 - \frac{\sigma_{tot}}{\pi}), \quad (4)$$

где b – прицельный параметр между частицами i и j , σ_{tot} – полное сечение рассеяния, Θ – ступенчатая функция. Характеристики упругого рассеяния параметризуются с помощью экспериментальных распределений. В результате неупругого взаимодействия среди вторичных частиц образуются также и s -волновые резонансы (Δ -изобары, ρ - и ω -мезоны). Кинематика рожденных частиц разыгрывается по модели цилиндрического фазового объема. Более подробно генератор неупругих взаимодействий описан в работе [2].

Для нуклон-нуклонных и пион-нуклонных сечений (упругих, неупругих и полных) мы используем экспериментальные данные; сечения взаимодействия резонансов внутри ядер берутся такими же, как для пионов (в случае ρ и ω) и нуклонов (в случае Δ -изобар). Все взаимодействия и распады резонансов проверяются на соответствие принципу Паули.

При высоких энергиях рассмотрение внутриядерных взаимодействий на языке адронов (классический внутриядерный каскад) становится неудовлетворительным: модель переоценивает множественное рождение в адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях. Основной причиной этого расхождения является неучет в модели пространственно-временной эволюции процесса множественного рождения в адрон-адронном столкновении. Обычно при этих энергиях используются различные версии партонных и струнных моделей, в рамках которых пространственно-временная эволюция процесса рассматривается в две стадии: сначала в процессе взаимодействия образуется партон (струна), который затем фрагментирует на вторичные партоны (струны) или конечные адроны.

Идея нашего подхода заключается в том, чтобы, оставаясь в рамках адронных представлений, учесть пространственно-временную эволюцию рожденных частиц путем введения концепции времени формирования. Время формирования адрона влияет на сечение его последующих перерассеяний на внутриядерных нуклонах. Полагая, что адроны являются протяженными объектами, мы применяем для момента неупругого столкновения следующее правило сумм для сечений адронов, излучаемых в переднюю (заднюю) полусферу в с.д.м.:

$$x_F^l \sigma_{in}^l + \sum x_F^m \sigma_{in}^m = \sigma_{in}^l, \quad (5)$$

где x_F^l – фейнмановская переменная вторичной частицы, несущей квантовые числа первичного адрона (лидирующий адрон); x_F^m – то же, для вновь рожденных адронов; σ_{in}^l – неупругое сечение взаимодействия для сталкивающихся частиц; индекс l относится к первичному адрону, l – к лидирующему, а m – к вновь рожденным частицам. Первый член в этом тождестве представляет собой геометрическое сечение лидирующего адрона $\sigma^l = \sigma_{in}^l x_F^l$, а второй член – сумму геометрических сечений $\sigma^m = \sigma_{in}^m x_F^m$, $m = 1, 2, \dots$, рожденных частиц на момент столкновения; их сумма равна геометрическому сечению первичного адрона σ_{in}^l . В этот момент все вторичные частицы обладают существенно меньшими сечениями, чем соответствующие адроны, и они могут рассматриваться как "голые" или "полуголые" адроны. При последующем движении их сечения взаимодействия с внутриядерными нуклонами начинают асимптотически расти до нормальных адронных значений. Параметр, характеризующий время формирования, $\tau_0 = 1,0 \cdot 10^{-23}$ с подбирается из сравнения результатов расчета с экспериментом.

Вычисление каскадной стадии заканчивается, когда ядра расходятся, их потенциальные ямы перестают перекрываться, а каскадные частицы покидают оба ядра. Подсчет оставшихся в ядре (мишени или снаряде) нуклонов и их изотопического состава дает массовое и зарядовое числа остаточного возбужденного ядра. Энергия возбуждения остаточного ядра определяется энергией поглощенных частиц и "дырок", образованных на месте выбитых нуклонов. Импульс и угловой момент остаточного ядра находятся из закона сохранения импульса и углового момента, последовательно применяемых в каждом акте соударения частиц внутри ядра. Распад возбужденных ядер рассчитывается с помощью стандартной испарительной модели с параметром плотности уровней $a = A/10 \text{ МэВ}^{-1}$ [3]. Продуктами испарения ядра могут быть протоны, нейтроны, дейтроны, и ядра t , He^3 и He^4 .

3 Экспериментальный материал

Из полных ансамблей взаимодействий ядер в пропановой пузырьковой камере по критериям, описанным в [13], были выделены неупругие взаимодействия с ядрами углерода (pC , dC , αC и CC). Экспериментальные данные, приведенные в настоящей работе, получены на значительно большей статистике, чем в [1] (для αC - и CC -взаимодействий статистика увеличена более чем в два раза, см. табл.1). При обработке экспериментального материала для каждой измеренной частицы были введены:

- геометрические веса, компенсирующие потери частиц, испущенных под большими углами к плоскости фотографирования [10, 11];
- веса, учитывающие поправки на частицы, импульсы которых не могли быть измерены из-за малой длины трека до вторичного взаимодействия;
- все положительные частицы с импульсом выше 0.5 ГэВ/с получили веса, определяющие вероятность того, что данная частица является протоном или π^+ -мезоном (до 0.5 ГэВ/с протоны или π^+ -мезоны достаточно надежно идентифицируются по ионизации).

Как и в предыдущих работах [1, 11], протоны разделялись на: испарительные ($p_p < 0,3 \text{ ГэВ/с}$), стриппинговые фрагменты ядра-снаряда ($p_{aab} > 3 \text{ ГэВ/с}$, $\Theta_{aab} < 4^\circ$) и все остальные, называемые в дальнейшем протонами-участниками.

При отборе событий с полным разрушением ядра-мишени использовались те же критерии, что и в [1], но с учетом весов. Это привело к некоторому увеличению доли событий с ДРМ среди всех неупругих событий (см. табл.1).

4 Сравнение характеристик ядро-ядерных взаимодействий с расчетами по МКИМ

Прежде чем сравнивать характеристики AC -событий с полным разрушением ядра-мишени с МКИМ, проведем сравнение с

этой моделью характеристик неупругих pC -, dC -, αC - и CC -взаимодействий.

В таблице 2 и на рис.1 приведены средние множественности различных типов вторичных заряженных частиц в зависимости от массы ядра-снаряда и их значения, рассчитанные по МКИМ (о модельных расчетах, приведенных в скобках см. ниже). Видно, что моделированные по МКИМ события в среднем более периферические, чем экспериментальные. В них участвует в среднем меньшее число протонов из взаимодействующих ядер. Протоны-участники из ядра-снаряда тратят в среднем меньше энергии на возбуждение ядра-мишени, об этом свидетельствует большая, чем в эксперименте, множественность испарительных протонов в интервале импульсов $p < 0,15$ ГэВ/с¹ и намного более низкая в интервале $0,15 \leq p \leq 0,3$ ГэВ/с, а для pC -, dC - и αC -взаимодействий и больший средний импульс протонов-участников (за счет протонов с $p_p > 0,75$ ГэВ/с (см. табл. 3)). Вместе с тем средние множественности π^- - и π^+ -мезонов, полученные по МКИМ для AC -соударений, близки к экспериментальным (см. табл.2), т.е. на один протон-участник моделированного взаимодействия в среднем приходится больше пионов (0,44), чем в эксперименте (0,32). Необходимо отметить, что в МКИМ все характеристики множественного рождения на внутриядерных нуклонах рассчитываются как на свободных.

На рис.2 и в таблице 3 приведены средние значения кинематических характеристик вторичных частиц в зависимости от A_p в сравнении с расчетами по МКИМ. Видно, что для пионов и протонов с импульсом $p_p \geq 0,75$ ГэВ/с средние импульсы в эксперименте и в модели отличаются не более чем на 10% (кроме pC -событий), для протонов-участников из мишени ($0,3 \leq p_p \leq 0,75$ ГэВ/с) это отличие не превышает 5%, но тем не менее остается вполне значимым.

МКИМ дает удовлетворительное описание быструхих и угловых распределений пионов и протонов-участников (см.рис.3-6). Наибольшее расхождение (15-20%) между экспериментом и МКИМ наблюдается в средних поперечных импульсах пионов (см.табл.3).

¹Протоны с $p < 0,15$ ГэВ/с имеют в пропановой камере пробег менее 2 мм, и поэтому не регистрируются. Их среднее число оценивалось по недостающему заряду в событии [8].

Из всех смоделированных AC -событий по критериям, использованным для отбора событий с ПРМ из экспериментальных данных (наличие в событии 5 и более протонов с импульсом $p < 0,75$ ГэВ/с [1]), были выделены события с полным разрушением ядра-мишени. Оказалось, что относительный выход таких событий в МКИМ значительно меньше, чем в эксперименте: в pC -событиях всего 0,14% и возрастает до 2,5% в CC -событиях, в то время как соответствующие экспериментальные значения составляют 2,7 и 5,1% (см.табл.1).

Для сравнения характеристик экспериментальных AC -событий с полным разрушением ядра-мишени с моделированными AC -событиями было специально получено по ~ 900 pC -, dC -, αC - и CC -событий с ПРМ. Множественности вторичных частиц, рассчитанные по МКИМ, в зависимости от массы ядра-снаряда вместе с экспериментальными данными представлены в табл.4 и на рис.1, а распределения AC -событий по числу пионов и протонов - на рис.7-10. Модель вполне удовлетворительно описывает распределения AC -событий с ПРМ по полной множественности ($n_{зар}$) (рис.11) и числу протонов-участников (кроме CC) (рис.9,10), чего нельзя сказать о распределениях π^- - и π^+ -мезонов (рис.7,8). Во всех исследуемых типах AC -взаимодействий с ПРМ средняя множественность пионов в экспериментальных событиях меньше, чем в моделированных. Как и во всех неупругих AC -взаимодействиях, в моделированных событиях с ПРМ на один протон-участник приходится в среднем больше пионов, чем в эксперименте. Характерной особенностью всех AC -событий с ПРМ оказалось существенное превышение средней множественности π^- -мезонов над $\langle n_{\pi^+} \rangle$. Этот результат указывает на то, что идущие в каскадном процессе реакции $pp \rightarrow pp\pi^-$ и $pn \rightarrow pn\pi^-$ дают значительный вклад (особенно в МКИМ) в события с ПРМ при наших критериях отбора. Взаимодействия с симметричными реакциями $pp \rightarrow pp\pi^+$ и $pn \rightarrow pn\pi^+$ в большинстве своем в отобранные события с ПРМ не входят. Кроме того, как отмечалось в [1], малоэнергичные π^+ -мезоны могут провзаимодействовать в ядре углерода с квазидейтронной парой ($\pi^+ + (np) \rightarrow p + p$) и тем самым тоже увеличить число протонов в конечном состоянии и, следовательно, увеличить число событий с $n_p \geq 5$.

Данные, приведенные в табл.5 и на рис.3-6, позволяют заключить, что средние характеристики и распределения частиц, участвующих в быстрой (каскадной) стадии взаимодействия ядер, в большинстве своем удовлетворительно воспроизводятся моделью. Заниженными оказались поперечные импульсы пионов во всех моделированных АС-событиях.

Испарительную стадию процесса с полным разрушением ядра-мишени можно охарактеризовать множественностью испарительных протонов (в нашем случае $\langle n_p \rangle$ с импульсом меньше 0,15 ГэВ/с и $\langle n_p \rangle$ с импульсом в интервале от 0,15 до 0,3 ГэВ/с) и их распределениями по кинематическим переменным.

Из табл.4 видно, что в экспериментальных pC - и dC -взаимодействиях с ПРМ лишь небольшая доля протонов имеет импульс менее 0,15 ГэВ/с, а в αC - и CC -событиях их нет совсем. В моделированных АС-событиях доля самых медленных протонов сохраняется на уровне 20-30% от числа протонов в углеродной мишени, а среднее число испарительных протонов с $0,15 \leq p \leq 0,3$ ГэВ/с гораздо меньше экспериментальной множественности протонов в этом интервале импульсов.

Модель хорошо воспроизводит импульсные распределения протонов ($0,15 \leq p \leq 0,3$ ГэВ/с): $\langle p_p \rangle \sim 220$ МэВ/с.

Итак, сравнение экспериментальных данных, полученных при исследовании неупругих pC -, dC -, αC - и CC -взаимодействий и части их взаимодействий, сопровождаемых полным разрушением ядра-мишени, с расчетами по модифицированной каскадно-испарительной модели (МКИМ) выявило удовлетворительное согласие импульсных и угловых распределений π^- - и π^+ -мезонов, а также протонов-фрагментов углеродной мишени, как быстрых ($0,3 \leq p \leq 0,75$ ГэВ/с), так и медленных ($0,15 \leq p \leq 0,3$ ГэВ/с). Вместе с тем имеют место и существенные расхождения между экспериментом и моделью. Отметим некоторые из них:

1. События с полным разрушением ядра-мишени составляют существенно меньшую долю среди моделированных неупругих событий.
2. Моделированные неупругие АС-события отличаются большей периферичностью.

3. В модели большая средняя множественность пионов на один протон-участник (как в неупругих событиях, так и во взаимодействиях с ПРМ).

В связи с такими расхождениями модели с экспериментом уместно предположить, что эти расхождения могут быть обусловлены вкладом коллективных эффектов, не учитываемых в модели. К ним могут быть отнесены

торможение налетающего ядра (частицы) в (среднем) поле ядра-мишени;

связанное с торможением возможное образование ударной волны;

отклик соседних нуклонов на взаимодействие нуклона налетающего ядра или рожденных частиц с нуклоном внутри ядра-мишени, обусловленный корреляциями внутриядерных нуклонов.

Для проверки одного из предположений в модель был включен механизм торможения. Предполагалось, что при столкновении двух ядер нуклоны налетающего ядра в области перекрытия ядерных плотностей теряют в среднем 6-8 МэВ/фм вследствие торможения в ядерной среде мишени. Это приводит к передаче определенной доли кинетической энергии ядру-мишени. Кроме того, при ненулевом значении прицельного параметра ядро-мишень приобретает дополнительный угловой момент. В таблицах 1, 2, 4 и 5 в скобках приведены также результаты расчетов с учетом эффектов торможения. Из таблицы 1 видно, что доля событий с ПРМ заметно возросла и для CC -взаимодействий сравнялась с экспериментом. Однако остаются расхождения с экспериментом для легких снарядов, особенно для pC -столкновений. Также существенно улучшится согласие расчетных характеристик вторичных частиц с экспериментом для событий с ПРМ (табл.4,5). Однако включение механизма торможения налетающих ядер в ядро-мишени в АС-взаимодействиях привело к незначительным изменениям в средних множественностях пионов и протонов-участников (правда, в сторону сближения с экспериментальными данными) в неупругих взаимодействиях (см.

табл.2) (на рисунках не приводится). В большей степени изменения коснулись средних множественностей испарительных протонов ($p_p < 0,3$ ГэВ/с). Так что большая периферичность моделированных АС-взаимодействий и большая средняя множественность протонов на один протон-участник сохраняются по сравнению с экспериментальными данными.

Влияние введения дополнительного механизма в каскадную модель на импульсные и угловые характеристики вторичных частиц для неупругих АС-соударений настолько незначительно, что результаты расчетов в табл.3 и на рис.2-6, не приводятся.

5 Заключение

Проведенное сравнение экспериментальных результатов, полученных при анализе АС-взаимодействий, с двумя вариантами модифицированной каскадно-испарительной модели МКИМ, позволяет сделать следующие выводы:

- Для исследованных реакций доминирующим механизмом является каскадирование частиц внутри ядра с последующим испарением возбужденного остаточного ядра.
- МКИМ описывает изучаемые характеристики неупругих АС-взаимодействий со средней точностью 20–30%. С ростом A снаряда описание улучшается.
- Обращает на себя внимание систематически меньший на $\sim 20\%$ средний поперечный импульс π -мезонов, как в неупругих событиях, так и в событиях с полным разрушением ядра-мишени.
- Учет в модели торможения налетающего ядра в ядерной среде мишени существенно сближает расчеты с экспериментом для событий с ПРМ и практически не сказывается на характеристиках всего ансамбля неупругих АС-взаимодействий.

Таблица 1: Статистика событий и вероятности полного разрушения мишени (Θ – эксперимент, M – модель).

	Взаимодействия			
	pC	dC	αC	CC
$N_{\text{соб}}^{\text{неупр}}, \Theta$	8130	6945	11248	20407
$N_{\text{соб}}^{\text{ПРМ}}, \Theta$	223	216	521	1042
$W, \%$	2.74 ± 0.18	3.11 ± 0.21	4.63 ± 0.20	5.11 ± 0.16
$N_{\text{соб}}^{\text{неупр}}, M$	19960 (19891)	19984 (9974)	19956 (9963)	19725 (19664)
$N_{\text{соб}}^{\text{ПРМ}}, M^1$	910 (639)	921 (658)	862 (714)	858 (751)
$W^2, \%$	0.14 ± 0.03 (0.66 ± 0.06)	0.29 ± 0.04 (1.49 ± 0.12)	0.72 ± 0.06 (3.23 ± 0.18)	2.47 ± 0.11 (5.35 ± 0.16)

¹События с ПРМ получены путем прямой генерации по критериям, а не путем выделения из всех моделированных неупругих событий.

²Доли событий с ПРМ определялись по числу событий с ПРМ среди неупругих моделированных событий.

Таблица 2: Средние множественности частиц в неупругих АС-событиях: (эксперимент (Э) и расчет по МКИМ (М)).

Характеристика		Взаимодействия			
		pC	dC	αC	CC
$\langle n_{зар.} \rangle$	Э	3.550±.019	4.415±.023	6.451±.023	10.219±.027
	М	2.582±.009 (2.576±.010)	3.298±.012 (3.363±.019)	5.181±.018 (5.274±.027)	9.275±.036 (9.333±.038)
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	Э	0.405±.006	0.653±.008	0.981±.007	1.439±.008
	М	0.349±.004 (0.331±.004)	0.612±.005 (0.606±.007)	0.916±.007 (0.887±.009)	1.474±.010 (1.440±.010)
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	Э	0.653±.006	0.672±.007	0.995±.007	1.458±.007
	М	0.626±.004 (0.611±.004)	0.612±.005 (0.608±.007)	0.903±.006 (0.893±.009)	1.457±.010 (1.420±.010)
$\langle n_p \rangle$ $p_p < 0.15, \Gamma \Delta B/c$	Э	4.260±.023	3.891±.028	3.382±.027	3.004±.031
	М	5.115±.012 (5.086±.013)	4.925±.016 (4.849±.023)	4.471±.023 (3.529±.032)	4.052±.037 (3.900±.039)
$\langle n_p \rangle$ $.15 \leq p_p < 3, \Gamma \Delta B/c$	Э	0.641±.009	0.703±.009	0.793±.008	0.740±.005
	М	0.233±.004 (0.252±.004)	0.252±.004 (0.289±.006)	0.270±.004 (0.350±.007)	0.324±.004 (0.436±.006)
$\langle n_p \rangle$ $.3 \leq p_p < 75, \Gamma \Delta B/c$	Э	0.752±.009	0.899±.010	1.066±.008	1.195±.006
	М	0.463±.005 (0.468±.005)	0.532±.005 (0.552±.008)	0.657±.006 (0.715±.010)	0.917±.008 (0.978±.008)
$\langle n_p^{*+} \rangle$	Э	1.852±.011	2.051±.014	2.918±.014	4.468±.016
	М	1.308±.005 (1.383±.006)	1.405±.008 (1.438±.011)	2.053±.011 (2.102±.016)	3.283±.019 (3.374±.019)
$\langle n_p \rangle$ $p_p \geq 0.75, \Gamma \Delta B/c$	Э	1.100±.008	1.153±.009	1.852±.010	3.273±.013
	М	0.913±.004 (0.915±.004)	0.873±.006 (0.886±.006)	1.396±.008 (1.387±.012)	2.366±.015 (2.396±.015)
$\langle \nu_N^p \rangle$	Э	1	1.330±.010	2.214±.011	4.468±.016
	М	1	1.166±.008 (1.160±.008)	1.880±.010 (1.858±.017)	3.283±.019 (3.374±.019)

Таблица 3: Средние значения кинематических характеристик вторичных частиц из неупругих АС-взаимодействий: эксперимент (Э) и расчет по МКИМ (М).

Характеристика		Взаимодействия			
		pC	dC	αC	CC
$\langle p_{\pi^-} \rangle, \Gamma \Delta B/c$	Э	0.507±.007	0.565±.007	0.586±.005	0.591±.003
	М	0.460±.005	0.529±.004	0.560±.001	0.584±.003
$\langle p_{\pi^+} \rangle, \Gamma \Delta B/c$	Э	0.248±.003	0.256±.003	0.249±.002	0.241±.001
	М	0.213±.002	0.206±.001	0.207±.001	0.210±.001
$\langle p_{\pi^*} \rangle, \Gamma \Delta B/c$	Э	0.539±.003	0.540±.003	0.596±.002	0.584±.001
	М	0.560±.002	0.536±.002	0.558±.002	0.585±.001
$\langle p_{\pi^*+} \rangle, \Gamma \Delta B/c$	Э	0.268±.001	0.271±.001	0.276±.001	0.271±.001
	М	0.210±.001	0.209±.001	0.209±.001	0.209±.000
$\langle p_{p^*} \rangle, \Gamma \Delta B/c$	Э	1.316±.007	1.296±.008	1.525±.006	1.852±.001
	М	1.708±.007	1.566±.007	1.723±.006	1.849±.005
$\langle p_{\pi^*+} \rangle, \Gamma \Delta B/c$	Э	0.445±.002	0.436±.002	0.463±.001	0.176±.001
	М	0.458±.001	0.454±.001	0.458±.001	0.161±.001
$\langle p_p \rangle$ $.3 \leq p_p < 75, \Gamma \Delta B/c$	Э	0.478±.001	0.480±.001	0.480±.001	0.191±.001
	М	0.497±.002	0.499±.001	0.506±.001	0.511±.001
$\langle p_{\pi^*} \rangle$ $.3 \leq p_p < 75, \Gamma \Delta B/c$	Э	0.329±.001	0.328±.001	0.331±.001	0.330±.001
	М	0.350±.002	0.347±.001	0.347±.001	0.315±.001
$\langle p_p \rangle$ $p_p > 0.75, \Gamma \Delta B/c$	Э	1.917±.010	1.931±.010	2.127±.007	2.319±.005
	М	2.370±.008	2.216±.008	2.297±.006	2.367±.005
$\langle p_{\pi^*} \rangle$ $p_p > 0.75, \Gamma \Delta B/c$	Э	0.529±.003	0.520±.003	0.539±.002	0.529±.001
	М	0.517±.002	0.519±.002	0.511±.001	0.506±.001

Таблица 4: Средние множественности частиц в АС-событиях с полным разрушением мишени (ПРМ): (эксперимент (Э) и расчет по МКИМ (М)).

Характеристика		Взаимодействия			
		pC	dC	aC	cC
$\langle n_{зар.} \rangle$	Э	7.984±.103	8.879±.139	11.154±.115	15.719±.131
	М	7.690±.048 (8.260±.060)	8.770±.060 (9.404±.073)	11.288±.084 (11.710±.087)	17.700±.132 (17.049±.125)
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	Э	0.834±.052	1.061±.061	1.585±.051	2.248±.050
	М	1.198±.026 (0.926±.029)	1.705±.032 (1.412±.035)	2.327±.041 (2.003±.041)	3.527±.056 (2.916±.054)
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	Э	0.610±.043	0.873±.060	1.128±.042	1.795±.044
	М	0.822±.024 (0.941±.027)	0.974±.027 (1.032±.031)	1.596±.037 (1.570±.040)	2.723±.052 (2.386±.052)
$\langle n_p \rangle$ $p_p < 0.15, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	0.684±.146	0.243±.185	-0.046±.154	-0.128±.165
	М	1.705±.071 (0.592±.083)	1.640±.088 (0.420±.101)	1.363±.117 (0.275±.120)	1.000±.173 (0.235±.165)
$\langle n_p \rangle$ $.15 \leq p_p < 3, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	2.840±.093	2.799±.101	2.949±.072	2.633±.052
	М	2.133±.039 (2.995±.056)	1.926±.039 (2.831±.054)	1.636±.038 (2.489±.052)	1.406±.036 (1.992±.048)
$\langle n_p \rangle$ $.3 \leq p_p < 75, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	2.862±.095	3.042±.101	3.007±.067	3.403±.050
	М	3.041±.040 (2.703±.056)	3.288±.040 (2.916±.056)	3.647±.040 (3.246±.055)	3.995±.039 (3.606±.049)
$\langle n_p^{*} \rangle$	Э	3.683±.107	3.956±.118	4.920±.091	7.077±.093
	М	3.537±.043 (3.390±.057)	4.041±.047 (3.951±.066)	5.298±.056 (5.167±.072)	7.605±.078 (7.016±.088)
$\langle n_p \rangle$ $p_p \geq 0.75, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	0.820±.049	0.915±.059	1.913±.057	3.674±.073
	М	0.497±.019 (0.687±.026)	0.754±.023 (1.035±.034)	1.651±.038 (1.920±.043)	3.610±.063 (3.410±.069)
$\langle \nu_N^p \rangle$	Э	1	1.620±.056	2.734±.060	6.520±.083
	М	1	1.752±.022	2.966±.040	6.608±.069
	М	1	(1.662±.030)	(2.994±.047)	(5.423±.109)

Таблица 5: Средние значения кинематических характеристик вторичных частиц из АС-взаимодействий с ПРМ: эксперимент (Э) и расчет по МКИМ (М).

Характеристика		Взаимодействия			
		pC	dC	aC	cC
$\langle p_{\pi^-} \rangle, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	0.429±.026	0.504±.025	0.566±.024	0.557±.010
	М	0.431±.011 (0.421±.016)	0.475±.011 (0.486±.015)	0.549±.011 (0.540±.012)	0.584±.009 (0.564±.010)
$\langle p_{\pi^+} \rangle, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	0.241±.014	0.249±.013	0.242±.006	0.235±.004
	М	0.213±.004 (0.215±.006)	0.205±.003 (0.212±.005)	0.206±.003 (0.213±.004)	0.205±.002 (0.212±.003)
$\langle p_{\pi^+} \rangle, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	0.472±.011	0.474±.010	0.559±.008	0.566±.004
	М	0.379±.012 (0.424±.014)	0.429±.013 (0.450±.015)	0.498±.012 (0.497±.013)	0.542±.010 (0.536±.011)
$\langle p_{\pi^+} \rangle, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	0.273±.006	0.263±.005	0.279±.003	0.267±.002
	М	0.203±.005 (0.220±.005)	0.203±.004 (0.209±.005)	0.206±.004 (0.204±.004)	0.204±.003 (0.205±.003)
$\langle p_{p^*} \rangle, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	0.690±.019	0.769±.024	1.088±.020	1.458±.016
	М	0.653±.009 (0.720±.014)	0.779±.012 (0.854±.016)	1.025±.015 (1.132±.018)	1.445±.016 (1.452±.017)
$\langle p_i^p \rangle, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	0.394±.008	0.372±.007	0.415±.005	0.432±.003
	М	0.355±.003 (0.355±.005)	0.363±.003 (0.364±.004)	0.388±.003 (0.384±.004)	0.406±.003 (0.405±.003)
$\langle p_p \rangle$ $.3 \leq p_p < 75, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	0.463±.005	0.472±.005	0.477±.003	0.493±.002
	М	0.480±.002 (0.497±.001)	0.490±.002 (0.498±.002)	0.501±.002 (0.505±.002)	0.512±.002 (0.507±.001)
$\langle p_i^p \rangle$ $.3 \leq p_p < 75, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	0.332±.005	0.322±.005	0.328±.003	0.329±.002
	М	0.326±.003 (0.347±.002)	0.334±.003 (0.338±.002)	0.342±.003 (0.329±.002)	0.340±.003 (0.328±.001)
$\langle p_p \rangle$ $p_p \geq 0.75, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	1.479±.051	1.755±.067	2.050±.036	2.352±.023
	М	1.716±.037 (1.741±.040)	2.040±.038 (1.925±.038)	2.183±.029 (2.219±.029)	2.477±.021 (2.455±.023)
$\langle p_i^p \rangle$ $p_p \geq 0.75, \Gamma \text{эВ}/c$	Э	0.608±.024	0.539±.022	0.551±.010	0.527±.005
	М	0.533±.013 (0.586±.014)	0.491±.010 (0.541±.011)	0.489±.007 (0.527±.007)	0.478±.005 (0.501±.005)

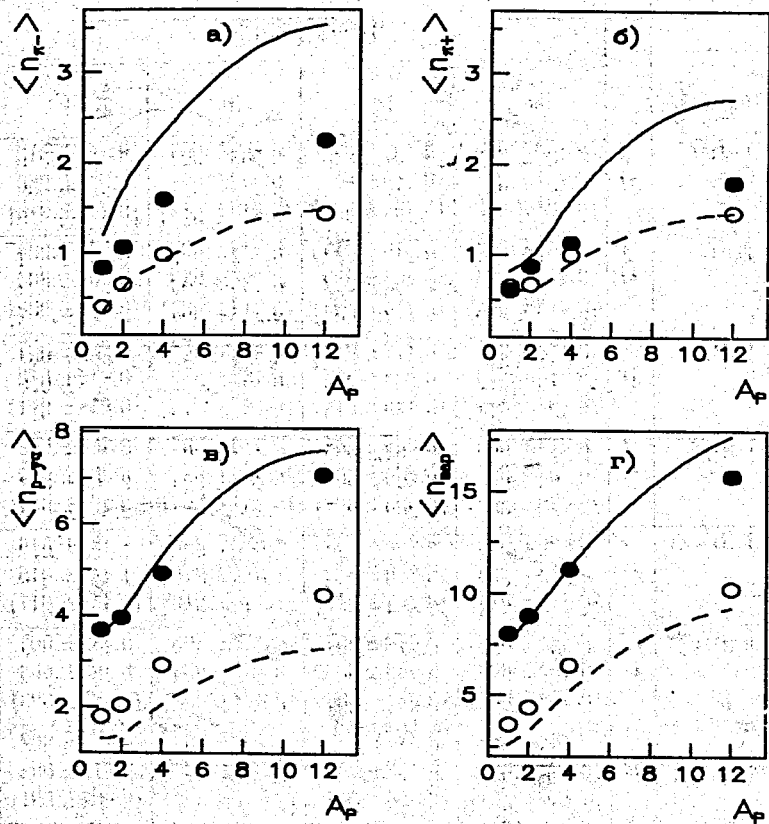


Рис.1. Зависимость средних множественностей π^- -мезонов (а), π^+ -мезонов (б), протонов-участников (в) и заряженных частиц (г) от атомного номера ядра-снаряда (A_p). (о) – неупругие события, (●) – события с ПРМ. Кривые – расчет по МКИМ: пунктирная – для неупругих взаимодействий, сплошная – для событий с ПРМ.

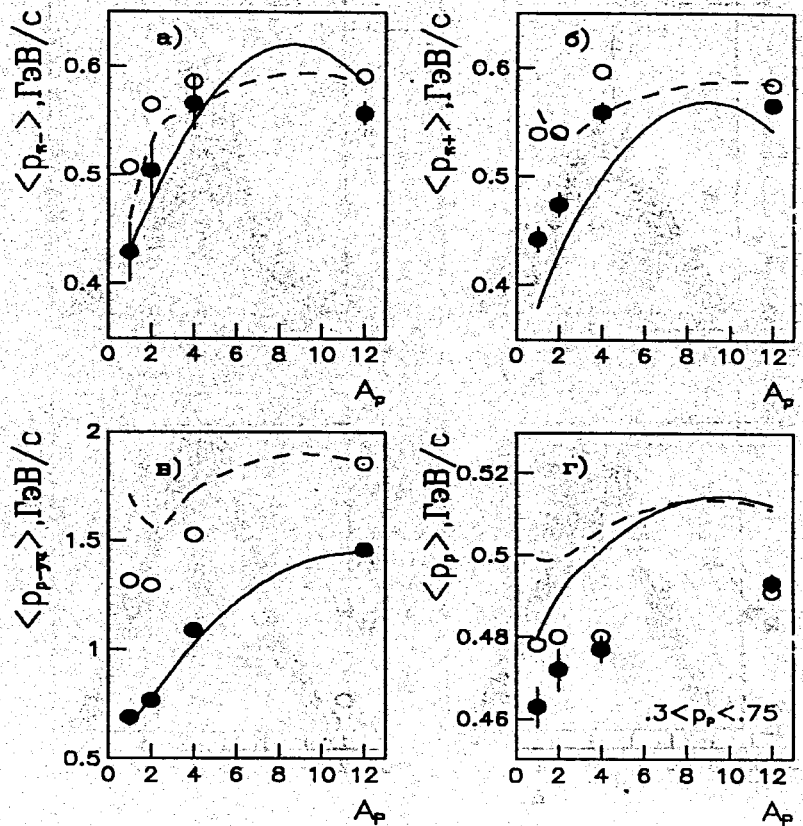


Рис.2. Зависимость среднего импульса π^- -мезонов (а), π^+ -мезонов (б), протонов-участников (в) и протонов с импульсом $0.3 \leq p_p \leq 0.75$ (г) от A_p . Обозначения те же, что и на рис.1.

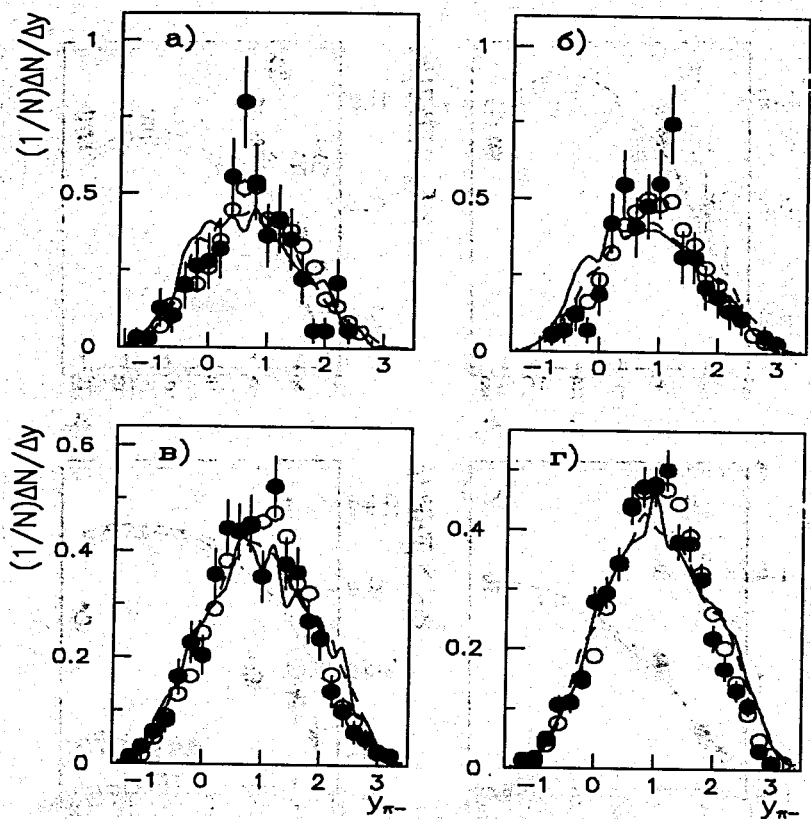


Рис.3. Распределения по быстроте π^- -мезонов в pC - (а), dC - (б), αC - (в) и CC -взаимодействиях (г). (o) - неупругие события, (●) - события с ПРМ. Кривые - расчет по МКИМ: пунктирная - для неупругих взаимодействий, сплошная - для событий с ПРМ. Все распределения нормированы на единичную площадь.

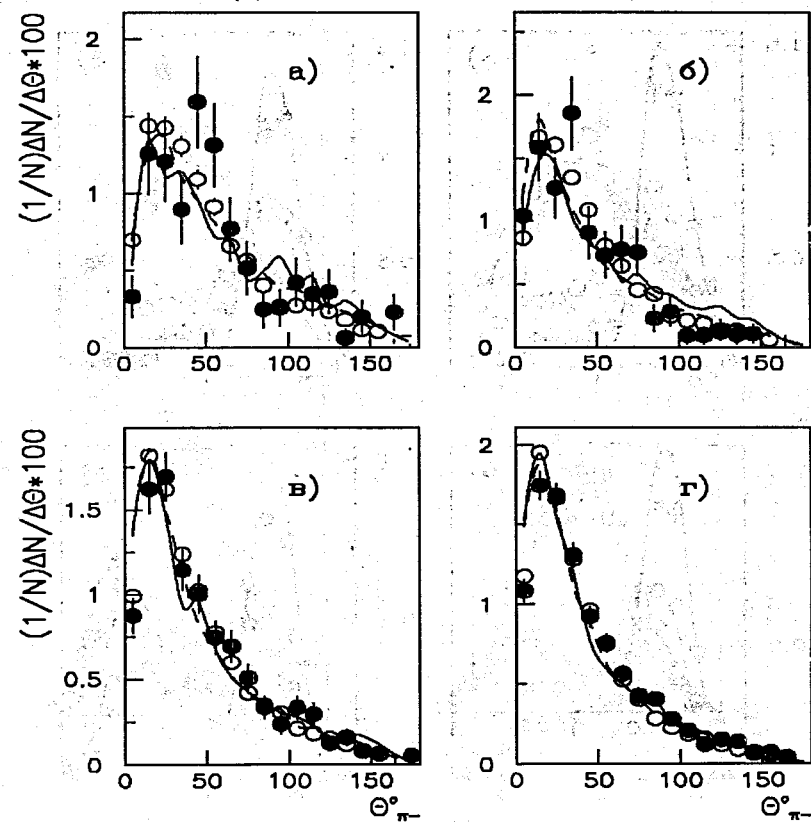


Рис.4. Распределения по полярному углу Θ π^- -мезонов в pC - (а), dC - (б), αC - (в) и CC -взаимодействиях (г). Обозначения и нормировка те же, что и на рис.3.

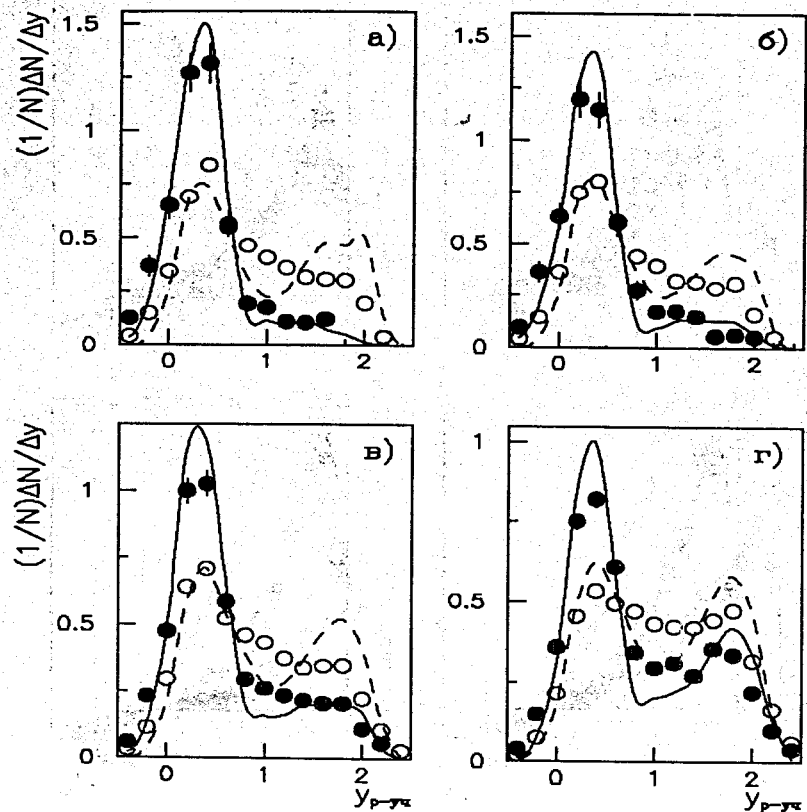


Рис.5. Распределения по быстроте протонов-участников в pC - (а), dC - (б), αC - (в) и CC -взаимодействиях (г). Обозначения и нормировка те же, что и на рис.3.

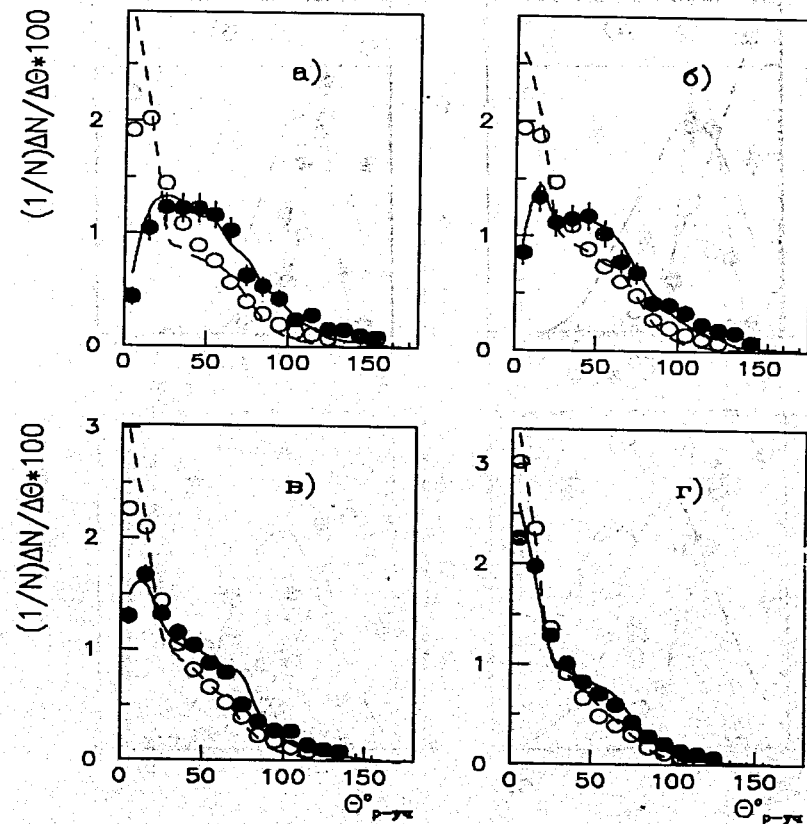


Рис.6. Распределения по полярному углу θ протонов-участников в pC - (а), dC - (б), αC - (в) и CC -взаимодействиях (г). Обозначения и нормировка те же, что и на рис.3.

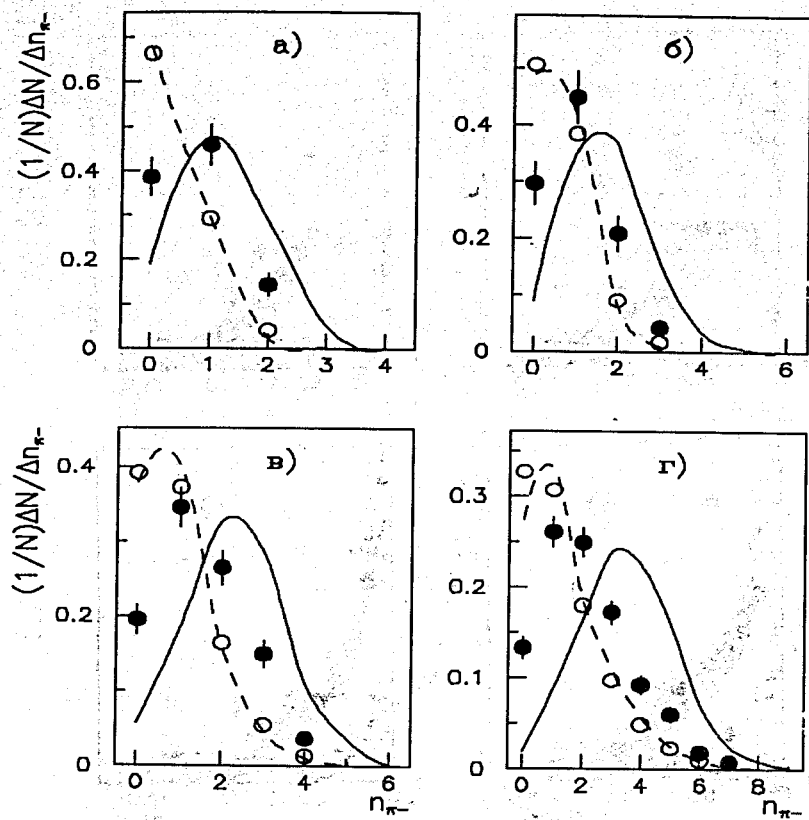


Рис.7. Распределения по множественности π^- -мезонов в pC - (а), dC - (б), αC - (в) и CC -взаимодействиях (г). Обозначения те же, что и на рис.3.

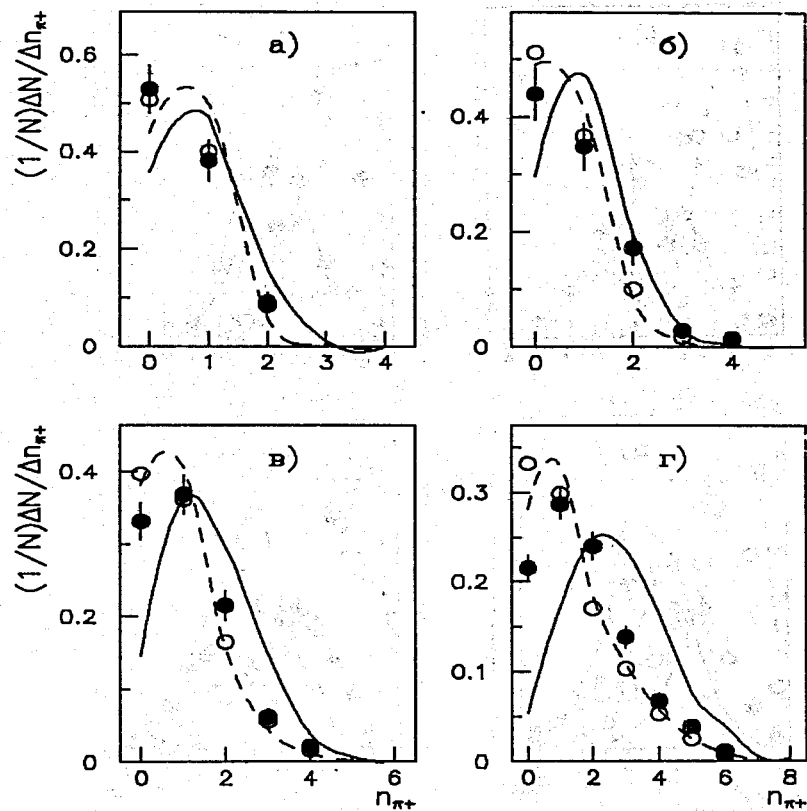


Рис.8. Распределения по множественности π^+ -мезонов в pC - (а), dC - (б), αC - (в) и CC -взаимодействиях (г). Обозначения те же, что и на рис.3.

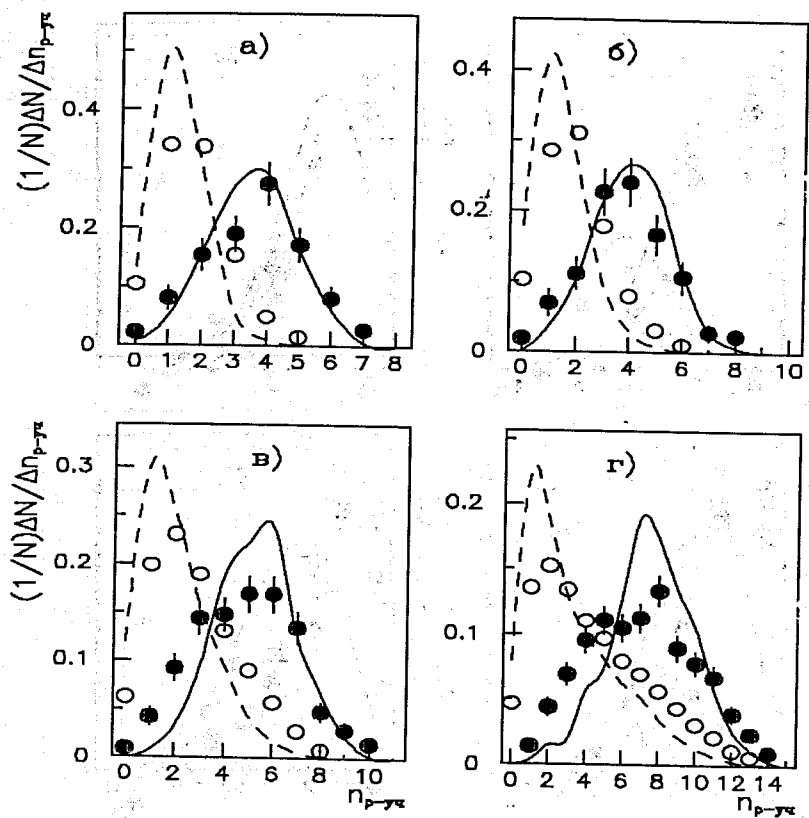


Рис.9. Распределения по множественности протонов-участников в pC - (а), dC - (б), αC - (в) и CC -взаимодействиях (г). Обозначения те же, что и на рис.3.

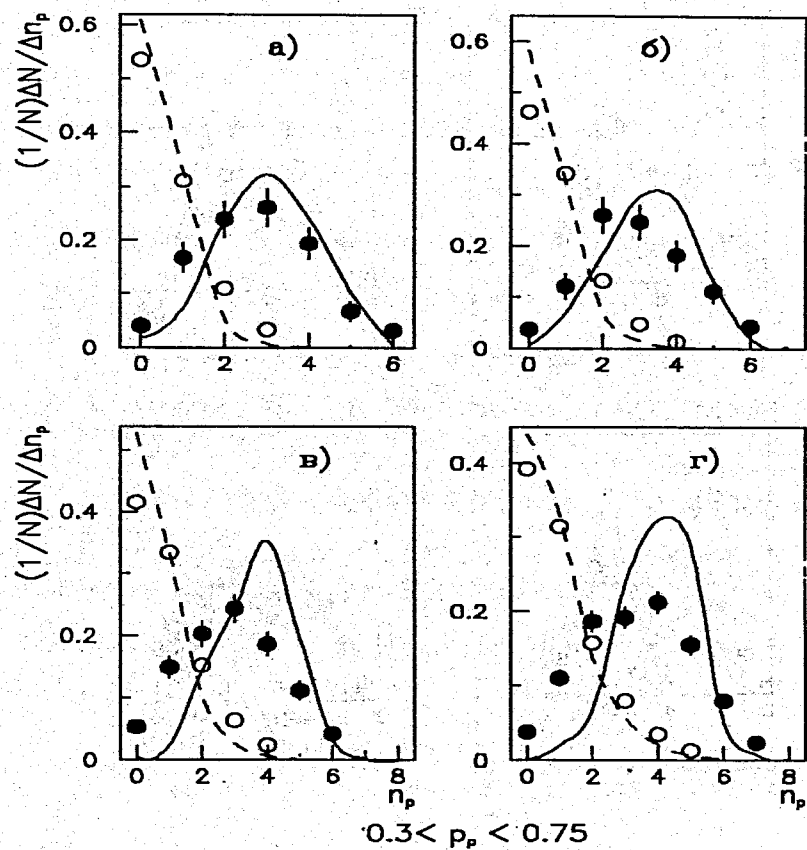


Рис.10. Распределения по множественности протонов с импульсом $0,3 < p_p < 0,75$ ГэВ/с в pC - (а), dC - (б), αC - (в) и CC -взаимодействиях (г). Обозначения те же, что и на рис.3.

Литература

- [1] Бондаренко А.И. и др. ЯФ, 1997, т.60, N10.
- [2] G. Musulmanbekov Proceed. 11-th Int. Symp. on High Energy Spin Phys., AIP conf. proceed. 1995, 343, p.428.
- [3] Барашенков В.С. и др. УФН, 1973, т.109, с.91.
- [4] Богданов В.Г. и др. ЯФ, 1983, т.38, с.1493.
- [5] Андреева Н.П. и др. ЯФ, 1992, т.55, с.1010.
- [6] Андреева Н.П. и др. ЯФ, 1995, т.58, с.1024.
- [7] Андреева Н.П. и др. Препр. ИФВЭ 87-09, Алма-Ата.
- [8] Марин А. др. ЯФ, 1979, т.29, с.105.
- [9] Барашенков В.С. и др. ЯФ, 1981, т.33, с.1061.
- [10] Агакишиев Г.Н. и др. ЯФ, 1984, т.40, с.1209; Z.Phys. C. 1985, v.27, p.177.
- [11] Армутлийски Д. и др. ЯФ, 1987, т.45, с.1047; Z.Phys. A. 1985, v.328, p.455.
- [12] Элтон Л. Размеры ядер, ИИЛ, Москва, 1962.
- [13] Агакишиев Г.Н. и др. Сообщ. ОИЯИ, 1983, 1-83-662

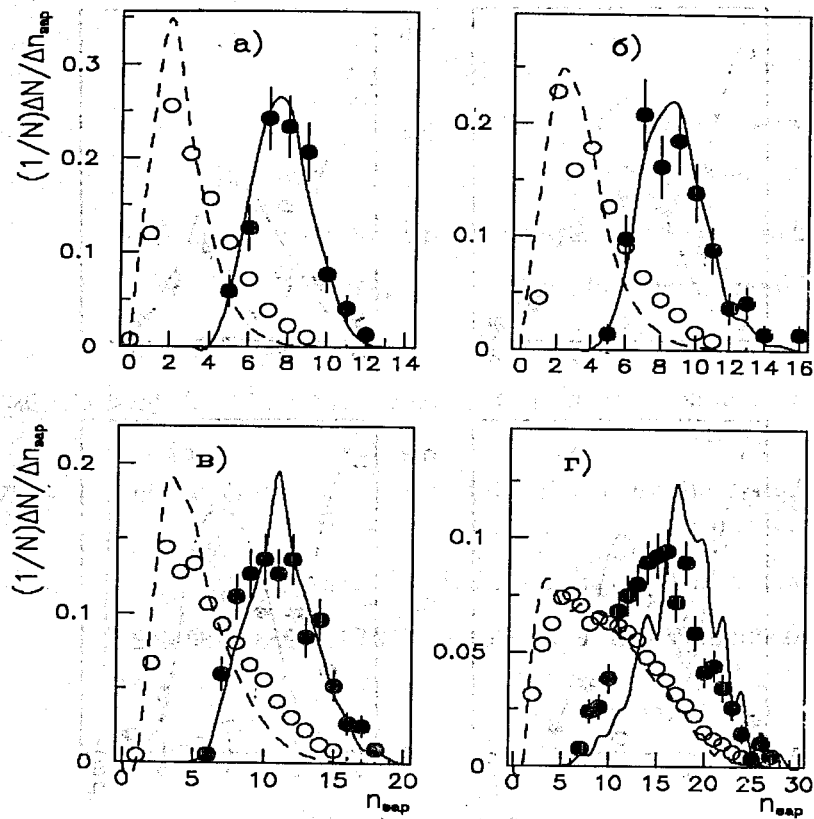


Рис.11. Распределения по множественности заряженных частиц в pC - (а), dC - (б), αC - (в) и CC -взаимодействиях (г). Обозначения те же, что и на рис.3.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 июня 1998 года.