

1-2001-78

На правах рукописи  
УДК 539.171.016; 539.171.017

Р-167

ГАЛОЯН  
Аида Сергеевна

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ  
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ  
ПРИ УМЕРЕННО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ ВБЛИЗИ  
И ЗА КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ГРАНИЦЕЙ СВОБОДНЫХ  
NN-СОУДАРЕНИЙ

Специальность: 01.04.16 — физика ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Объединенном институте ядерных исследований,  
в Лаборатории высоких энергий.

Научные руководители:

кандидат физико-математических наук,

старший научный сотрудник

МЕЛКУМОВ

Георгий Левонович

доктор физико-математических наук,

старший научный сотрудник

УЖИНСКИЙ

Владимир Витальевич

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,

старший научный сотрудник

ЕЛИСЕЕВ

Сергей Максимович

доктор физико-математических наук,

старший научный сотрудник

ТИХОНОВА

Лариса Александровна

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета.

Защита диссертации состоится "\_\_\_" \_\_\_" 2001 года в "\_\_\_" часов

на заседании диссертационного совета Д 720.001.02 Объединенного института ядерных исследований в Лаборатории высоких энергий, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "\_\_\_" \_\_\_" 2001 года

Ученый секретарь

диссертационного совета,

доктор физико-математических наук, профессор

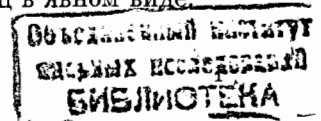
М.Ф.Лихачев

# 1 ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы При современном состоянии физики высоких энергий только небольшая часть экспериментальной информации может быть непосредственным образом сопоставлена с предсказаниями новых и активно изучаемых теоретических и феноменологических моделей. Аналогичная ситуация имеет место и с изучением кумулятивного эффекта, т. е. процесса образования частиц в областях предельной фрагментации ядер вне кинематических границ свободных нуклон-нуклонных столкновений.

Исследование кумулятивного эффекта является актуальной проблемой физики высоких энергий, как с точки зрения определения кварк-глюонного строения ядра, так и для выяснения механизма процесса множественного рождения. Несмотря на обширный экспериментальный материал по кумулятивным процессам и множество теоретических подходов, объясняющих это интереснейшее явление, нет единого, целостного понимания этого эффекта. Так называемые "холодные" модели объясняют образование кумулятивных частиц за счет флуктуаций плотности ядра - "флуктонов", малонуклонных коррелиций, многокварковых образований и т.д. В "горячих" моделях кумулятивные процессы обусловлены цветовой перезарядкой кварков, многократными перерассеяниями вторичных частиц или образованием массивных объектов в ядре в процессах адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий. Существующие теоретические подходы, претендующие на описание кумулятивного эффекта, имеют аналитическую форму и их результаты трудно воспроизводимы. Кроме того аналитические модели не допускают эксклюзивного анализа адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий.

В физике высоких энергий в настоящее время существует целый ряд монтекарловских моделей, позволяющих эксклюзивный анализ ядро-ядерных реакций и прямое сопоставление расчетов с экспериментальными данными. Такие программы-генераторы событий дают возможность оценить фоновые условия, разработать методы выделения сигналов, смоделировать энергетическую и геометрическую реконструкцию событий, что необходимо для планирования и проведения экспериментов. Имеется большое количество монтекарловских моделей множественного рождения, но ни одна из них не учитывает образования кумулятивных частиц в явном виде.



Исходя из вышесказанного, представляется актуальным усовершенствование монтекарловских моделей, позволяющих эксклюзивный анализ адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий, сопровождаемых рождением кумулятивных частиц.

В релятивистской ядерной физике за последние 30 лет накоплен большой объем данных о рождении заряженных кумулятивных частиц. Данные о кумулятивных нейтральных частицах –  $\pi^0$ - мезонах,  $\eta$ -мезонах, нейтронах и т.д. – фрагментарны. Сравнительно мало экспериментальной информации о корреляциях между кумулятивными частицами и характеристиками процессов множественного рождения. Поэтому представляется важным получение новой экспериментальной информации о рождении нейтральных кумулятивных частиц и данных о корреляциях характеристик частиц в процессах множественного рождения.

Целью диссертационной работы является:

- Получение и анализ новой экспериментальной информации о рождении  $\pi^0$ - мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях;
- Получение и анализ новых экспериментальных данных о корреляциях характеристик вторичных частиц в  $CC$ - взаимодействиях с разной степенью центральности соударений ядер;
- Анализ экспериментальных данных о кумулятивном рождении  $\pi^0$ - мезонов в адрон-ядерных и в ядро-ядерных соударениях в рамках монтекарловских моделей множественного рождения;
- Систематический анализ экспериментальной информации о характеристиках заряженных частиц, образованных вблизи и за кинематической границей свободных нуклон-нуклонных столкновений.

Научная новизна и положения, выносимые на защиту:

- Представлены новые экспериментальные данные о рождении нейтральных  $\pi$ - мезонов вблизи и за кинематической границей свободных нуклон-нуклонных столкновений в  $CC$ - и  $CCu$ -взаимодействиях при импульсе 4.5 ГэВ/с/нуклон;
- Представлены новые экспериментальные данные о характеристиках рожденных частиц в  $CC$ - взаимодействиях с разной степенью центральности при энергии 3.36 ГэВ/нуклон;

- Впервые в рамках модели релятивистской квантовой молекулярной динамики (RQMD) воспроизведены общие характеристики  $\pi$ - мезонов, рождающихся в адрон-адронных и ядро-ядерных соударениях при умеренно высоких энергиях;
- Впервые в рамках монтекарловских моделей FRITIOF и RQMD достигнуто качественное описание сечений образования кумулятивных  $\pi^0$ - мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях при импульсе 4.5 ГэВ/с/нуклон;
- В модели FRITIOF учтены упругие перерасеяния нуклонов и достигнуто согласие, качественное и количественное, с экспериментальными характеристиками протонов и мезонов, образованных в ядро-ядерных взаимодействиях при умеренно высоких энергиях;
- Впервые модель FRITIOF применена для описания характеристик заряженных частиц, вылетающих в заднюю полусферу. Достигнуто удовлетворительное описание зависимостей спектров мезонов от кинетической энергии, угла вылета и масс сталкивающихся ядер.

### Практическая ценность

Научное значение полученных результатов определяется тем, что показана возможность рассмотрения на единой основе различных процессов во взаимодействиях ядер с ядрами при умеренно высоких энергиях, что важно для понимания механизмов реакций и построения теории сильных взаимодействий. Результаты исследования создают базу для развития новых подходов к проблеме изучения процессов, протекающих в ядрах.

Полученные в диссертации результаты могут быть использованы при анализе данных других экспериментов, для оценки радиационной защиты действующих и планируемых ускорителей ядер, при создании электроядерных установок и решении задач трансмутации радиоактивных отходов.

Модифицированная модель FRITIOF, учитывающая упругие перерасеяния нуклонов, может быть применена для анализа экспериментальных данных, полученных на установке СФЕРА, в частности для исследования зависимостей спектров кумулятивных частиц от множественности сопровождающих заряженных частиц.

Вся совокупность полученных результатов может использоваться при планировании новых экспериментальных исследований адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий.

### Апробация работы и публикации

Основные результаты исследования, изложенного в диссертации, опубликованы в журналах "Ядерная физика", "Краткие сообщения ОИЯИ", в препринтах и сообщениях ОИЯИ, в материалах международных конференций и рабочих совещаний. Работы, вошедшие в диссертацию, докладывались и обсуждались на научных семинарах в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, Лаборатории Информационных Технологий ОИЯИ, в Ереванском Физическом Институте; на XIII и XV Международных Семинарах по Проблемам физики высоких энергий: "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics", Дубна(1996), Дубна(2000); на Международных конференциях: NUPPAC'99, Cairo, Egypt, 1999; "Monte-Carlo 2000", Лиссабон, Португалия (2000); на V Международной школе-семинаре "Actual Problems of Particle Physics", Гомель, Р. Беларусь (1999).

По материалам диссертации опубликовано 8 работ, список которых приводится в конце автореферата.

### Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения, содержит 120 страниц, включая 42 рисунка, 3 таблицы и библиографию из 112 наименований.

## 2 СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении сформулированы цели и задачи диссертационной работы, подчеркнута актуальность исследований и представлена общая структура диссертации.

В первой главе диссертации изложены основные положения исследуемых теоретических моделей.

Многие современные модели множественного рождения частиц используют теорию многократного рассеяния (ТМР) Глаубера-Ситенко. В §1.1 рассматриваются основные моменты глауберовской теории взаимодействий ядер с ядрами.

В ТМР сечение рождения новых частиц в ядро-ядерных взаимодействиях дается выражением

$$\sigma_{AB}^{prod} = \int d^2b \{ 1 - \langle \psi_A^i; \psi_B^i | \prod_{i,j=1}^{A,B} [1 - \sigma p_{ij}] | \psi_B^i; \psi_A^i \rangle \}, \quad (1)$$

$$\sigma p_{ij} = \gamma(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{\tau}_j) + \gamma^*(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{\tau}_j) - \gamma(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{\tau}_j) \gamma^*(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{\tau}_j).$$

где

$$\gamma(\vec{b}) = \left( \frac{1}{2\pi i k} \right) \int d^2b e^{-i(\vec{q}\vec{b})} f(\vec{q}), \quad (2)$$

а  $f(\vec{q})$  - амплитуда упругого нуклон-нуклонного рассеяния,  $\vec{q}$  - переданный импульс.

Подынтегральное выражение в (1) пропорционально распределению по прицельному параметру, которое вычисляется методами стохастического усреднения (с помощью программы DIAGEN).

Сечение рождения  $\sigma_{AB}^{prod}$  можно представить в виде суммы сечений различных процессов.

$$\sigma_{AB}^{prod} = \int d^2b \langle \psi_A^i; \psi_B^i | \sigma \sum_{i,j=1}^{A,B} p_{ij} \prod_{\substack{(k,l) \in I_A \otimes I_B \\ (k,l) \neq (i,j)}} (1 - \sigma p_{kl}) + \quad (3)$$

$$+ \frac{\sigma^2}{2!} \sum_{\substack{(i,j),(k,l) \in I_A \otimes I_B \\ (i,j) \neq (k,l)}} p_{ij} p_{kl} \prod_{\substack{(m,n) \in I_A \otimes I_B \\ (m,n) \neq (i,j),(k,l)}} (1 - \sigma p_{mn}) + \dots | \psi_B^i; \psi_A^i \rangle.$$

Используя вероятностную интерпретацию членов ряда (3), нетрудно установить, что первый член (3) представляет сечение всех процессов, в которых имело место одно неупругое взаимодействие, второй - сечение процессов с двумя неупругими взаимодействиями, и т.д. Вычисление сечений различных процессов также осуществляется методами стохастического моделирования.

В §1.2 представлены основные положения модели FRITIOF, широко применяемой в физике высоких энергий. Модель FRITIOF предполагает, что адрон-адронные взаимодействия имеют двухчастичный характер -  $a + b \rightarrow a' + b'$ , где  $a'$  и  $b'$  - возбужденные состояния адронов  $a$  и  $b$ . Возбужденные адроны характеризуются переменными светового конуса:  $P_{a'}^- = E_{a'} - p_{za'}$ ,  $P_{b'}^+ = E_{b'} + p_{zb'}$ . Распределения по  $P_{a'}^-$  и  $P_{b'}^+$  имеют вид:

$$dW \sim dP_{a'}^- / P_{a'}^-, \quad dW \sim dP_{b'}^+ / P_{b'}^+. \quad (4)$$

Пределы изменений  $P_a^-$  и  $P_b^+$  определяются как:

$$[P_a^-, P_b^-], [P_b^+, P_a^+]. \quad (5)$$

Зная  $P_a^-, P_b^+$  и переданный поперечный импульс  $p_{a\perp}^+ = -\vec{p}_{b\perp}^-$ , который разыгрывается по закону  $dW \sim \exp(-p_{a\perp}^2 / \langle p_{\perp}^2 \rangle) d^2 p_{a\perp}$ , и используя закон сохранения энергии-импульса, можно определить массы возбужденных адронов  $a'$  и  $b'$ . Возбужденные адроны рассматриваются как КХД-струны, и соответствующая кварковая модель фрагментации применяется для моделирования их распадов.

В случае адрон-ядерных взаимодействий кинематика, описываемая выше приведенными уравнениями, применяется к первому столкновению налетающего нуклона с одним из нуклонов мишени ( $a + N_1 \rightarrow a' + N_1'$ ). Для второго соударения ( $a' + N_2 \rightarrow a'' + N_2'$ ) используются аналогичные выражения, но (5) заменяется на

$$[P_{a'}^-, P_{N_2}^-], [P_{N_2}^+, P_{a'}^+]. \quad (6)$$

В результате, в последовательных столкновениях происходит увеличение массы адрона  $a$ , если передачи поперечных импульсов малы.

Подобный подход также применяется для моделирования ядро-ядерных взаимодействий. Выше приведенные распределения по  $P_a^-$  и  $P_b^+$  дополняются распределениями по  $P_{a''}^-$  и  $P_{b''}^+$ , а границы  $P_{a''}^-$  и  $P_{b''}^+$  определяются как

$$[P_{a'}^-, P_{b'}^-], [P_{b'}^+, P_{a'}^+]. \quad (7)$$

Вероятности многократных столкновений вычисляются в рамках глауберовской модели.

В работе используется вариант модели, учитывающий де-возбуждение адронов в многократных столкновениях. Параметры модели FRITIOF были уточнены при анализе  $np$ -взаимодействий при  $P_n = 1.25-5.1$  ГэВ/с.

В модифицированной программе FRITIOF для описания разрушений ядер на быстрой стадии взаимодействий используется реджеонная модель, кратко описанная в §1.2.2. Предполагается, что реджеонный "каскад" инициируется первичными, ранеными нуклонами. Вероятность "вовлечения"  $j$ -го spectatorного нуклона в "каскад"  $i$ -ым раненым нуклоном определяется как:

$$P(|\vec{b}_i - \vec{b}_j|) = C_{nd} \exp(-(\vec{b}_i - \vec{b}_j)^2 / r_{nd}^2). \quad (8)$$

где  $\vec{b}_i$  и  $\vec{b}_j$  проекции радиусов-векторов  $i$ -го и  $j$ -го нуклонов на плоскость прицельного параметра. Предполагается, что все вовлеченные и раненные нуклоны выбиваются из ядер.

Модель релятивистской квантовой молекулярной динамики (RQMD), основные положения которой представлены в §1.3, отличается от модели FRITIOF учетом потенциальных взаимодействий адронов, времени формирования адронов, образования адронных резонансов и кварковых струн. При низких энергиях (меньше 300 МэВ) RQMD переходит в широко известную в физике промежуточных энергий модель квантовой молекулярной динамики. При высоких – в модель FRITIOF. При энергиях  $\sim 1-10$  ГэВ модель учитывает широкий спектр мезонных и барионных резонансов и их потенциальные и каскадные взаимодействия. Потенциальные взаимодействия в модели трактуются в рамках теории релятивистски-инвариантной динамики частиц.

Считается, что 2-х частичные соударения происходят, когда две частицы оказываются на расстоянии  $d = \sqrt{-q_{ijT}^2} \leq \sqrt{\sigma_{ij}/\pi}$ , где  $\sigma_{ij}$  - полное сечение взаимодействий частиц. В результате столкновения частицы могут испытать упругое рассеяние, образовать  $s$ -канальный резонанс, проаннигилировать с образованием одной кварковой струны, испытать неупругое рассеяние с образованием одного или двух резонансов или возбужденных адронов.

Процессы упругого рассеяния или распадов с участием барионов бракуются, если барионы "попадают" в область занятых состояний (используется паулевская блокировка). В модели RQMD с каждым барионом ассоциируется сфера в координатном и импульсном пространствах в системе покоя бариона для вычисления вероятности браковки. Паулевская блокировка несущественна при высоких энергиях.

Во второй главе представлен анализ общих характеристик процессов множественного рождения частиц в ядро-ядерных взаимодействиях. В § 2.1 рассматривается описание  $np$ -взаимодействий при импульсах нейтронов от 1.25 – 5.1 ГэВ/с в рамках моделей FRITIOF и RQMD. На рис. 1 представлены экспериментальные данные, полученные на водородной камере ЛВЭ ОИЯИ группой Трояна, о распределениях  $\pi^-$ -мезонов по быстротам в нейтрон-протонных ( $np$ ) взаимодействиях при импульсах нейтронов  $P_n = 1.25, 1.73, 2.23$  и  $5.1$  ГэВ/с. Как видно, при  $P_n = 1.25$  ГэВ/с модель RQMD предсказывает странную структуру в распределении. При  $P_n = 1.73$  ГэВ/с в модели не рождается  $\pi^-$ -мезонов. Согласие с данными при  $P_n = 2.23$  и  $5.1$  ГэВ/с удовлетворительное. Для сравнения на рис. 1 приведены расчеты, выполненные с помощью модели FRITIOF. Для достижения согласия с экспериментальными данными параметры модели FRITIOF были изменены.

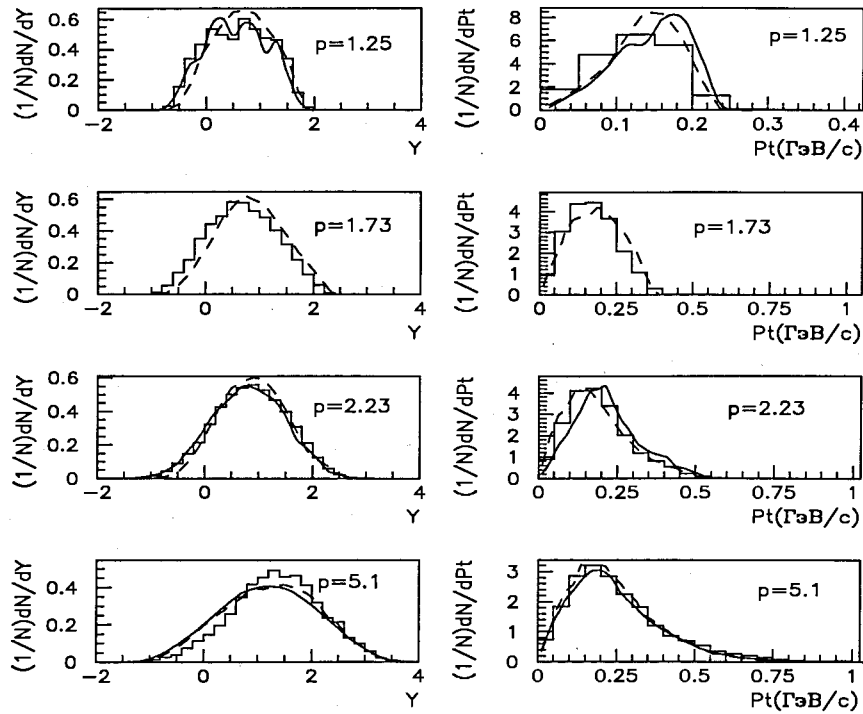


Рис. 1: Распределения по быстроте и поперечному импульсу  $\pi^-$ -мезонов в  $np$ -взаимодействиях. Гистограммы - экспериментальные данные. Сплошные и пунктирные кривые - расчеты по моделям RQMD и FRITIOF соответственно.

На рис. 2 представлены экспериментальные и расчетные распределения протонов по быстротам в  $np$ -взаимодействиях в реакциях  $np \rightarrow ppp\pi^-$  (рис. 2a, 2d),  $np \rightarrow ppp\pi^-\pi^0$  (рис. 2b, 2e),  $np \rightarrow ppp\pi^+\pi^-$  (рис. 2c, 2f) при  $P_n = 3.83$  и  $5.1$  ГэВ/с. Как видно, трудно говорить о согласии расчетов по модели RQMD с экспериментальными данными. В модели предполагается значительный перенос заряда из задней полусферы в переднюю полусферу в системе центра масс  $np$ -взаимодействий. Расчеты по модели FRITIOF согласуются с экспериментальными данными.

В §2.2 исследуются  $CC$ -взаимодействия при импульсе  $4.2$  ГэВ/с на нуклон с различной степенью центральности соударения ядер. Для описания распределений протонов в областях фрагментации ядер учтены упругие перерасеяния нуклонов в модели FRITIOF.

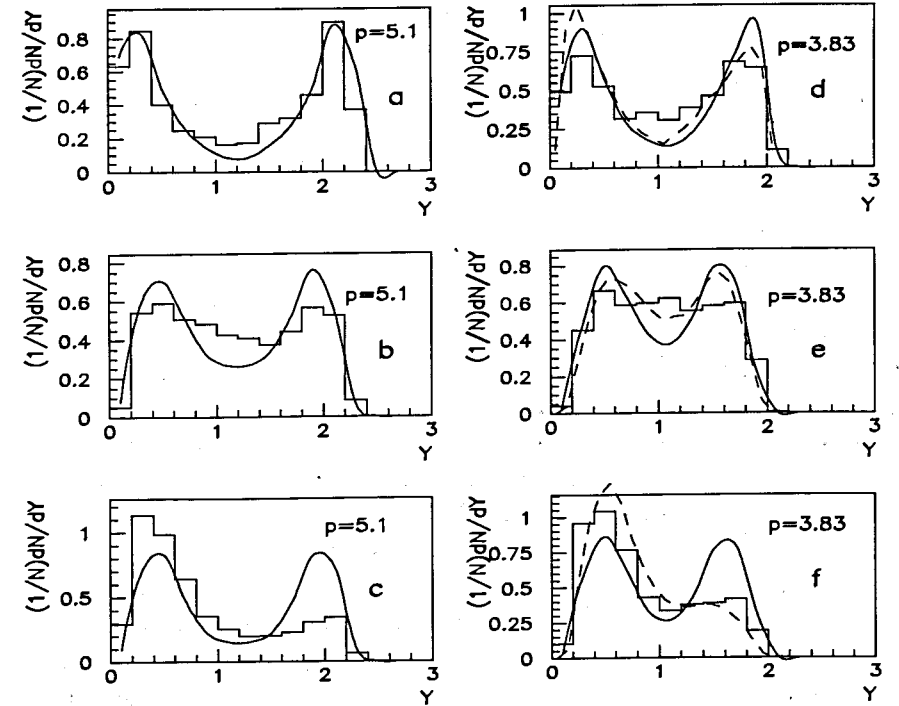


Рис. 2: Распределения протонов по быстротам в  $np$ -взаимодействиях. Гистограммы - экспериментальные данные. Сплошные и пунктирные кривые - расчеты по моделям RQMD и FRITIOF, соответственно.

В выражении для неупругого сечения (1) величина  $\sigma p_{ij}$  заменена на

$$\sigma p_{ij} = \Theta(|\vec{b}_i - \vec{b}_j|) - \Theta(|\vec{b}_i - \vec{b}_j| - r_{NN}),$$

где  $r_{NN} = \sqrt{\sigma_{NN}^{tot}/\pi}$ . Вероятность упругого рассеяния равна  $\sigma_{NN}^{el}/\sigma_{NN}^{tot}$ .

В работе использован экспериментальный материал, полученный на двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ, помещенной в магнитное поле с напряженностью  $1.5$  Т и облученной в пучке ядер  $^{12}\text{C}$  с импульсом  $4.2$  ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ. В пропановой камере не регистрируются из-за малой длины пробега ( $< 2$  мм) протоны с импульсом ниже  $150$  МэВ/с и  $\pi$ -мезоны с импульсом до  $40$  МэВ/с. В анализируемом ансамбле  $CC$ -взаимодействий среди вторичных частиц выделялись  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезоны, медленные испарительные протоны ( $p < 0.3$  ГэВ/с), стриппинговые фрагменты ядра-снаряда ( $p > 3$  ГэВ/с и  $\theta < 4^\circ$ ) и протоны-участники ( $p > 0.3$  ГэВ/с, без стриппинговых частиц). Весь ансамбль неупругих  $CC$ -взаимодействий

был разделен на три группы. События с числом протонов-участников менее или равным 4 отнесены к периферическим. Ко второй группе отнесены события с  $4 < n_p^{уч} \leq 9$ , к третьей группе – события с числом протонов-участников больше 9, к четвертой группе – события, в которых суммарный заряд стриппинговых фрагментов ядра-снаряда равен нулю.

При сравнение экспериментальных данных по множественности вторичных частиц с расчетами по модели FRITIOF получено, что модель удовлетворительно (расхождение не более 10%) воспроизводит средние множественности всех заряженных частиц, протонов-участников и испарительных протонов ( $p < 0.3$  ГэВ/с) во всех анализируемых группах  $CC$ -взаимодействий. Наибольшее расхождение между экспериментом и моделью наблюдается при сравнении множественностей  $\pi^-$ -мезонов и испарительных протонов в подгруппах с импульсами  $p < 0.15$  ГэВ/с и  $0.15 \leq p < 0.3$  ГэВ/с. В модели импульсный спектр испарительных протонов отличается от экспериментального, он более мягкий. Расхождение между расчетами и экспериментальными данными о множественностях испарительных протонов с импульсами от 0.15 до 0.3 ГэВ/с, стриппинговых протонов и многозарядных фрагментов налетающего ядра ( $\langle n \rangle_{стр}^{Z=1}$  и  $\langle n \rangle_{стр}^{Z \geq 2}$ , соответственно) связано с использованием испарительной модели. Испарительная модель, как правило, дает много однозарядных фрагментов и один многозарядный фрагмент. Для улучшения воспроизведения экспериментальных данных необходим учет мультифрагментации ядер.

Сравнительный анализ импульсных и угловых характеристик вторичных частиц в зависимости от степени центральности  $CC$ -взаимодействий, определяемой числом протонов-участников, показал, что для  $\pi^-$ -мезонов эти характеристики практически не зависят от величины параметра удара сталкивающихся ядер. Так, средние импульсы  $\pi^-$ -мезонов, их поперечные импульсы и углы вылета изменяются не более, чем на 5% при переходе от периферических взаимодействий к центральным. Не изменяется и форма соответствующих распределений.

Распределения  $\pi^-$ -мезонов по быстроте, полученные в рамках модели FRITIOF, и соответствующие экспериментальные данные представлены на рис. 3. Можно видеть хорошее описание экспериментальных распределений в периферических взаимодействиях (рис.3а).

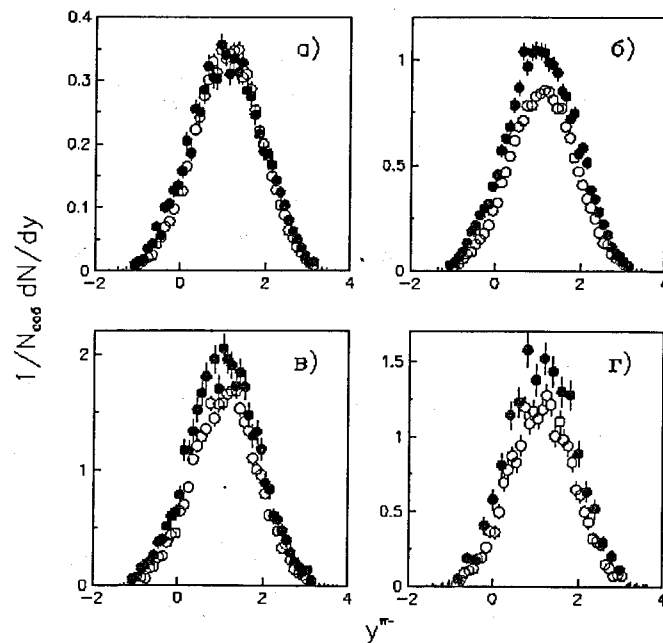


Рис. 3: Быстротные распределения  $\pi^-$ -мезонов для  $CC$ -событий с разной степенью центральности: а -  $n_p^{уч} \leq 4$ , б -  $4 < n_p^{уч} \leq 9$ , в -  $n_p^{уч} > 9$ , г -  $Q_{стр} = 0$ . • - эксперимент, о - модель.

и заметные расхождения в  $y$ -распределениях для  $\pi^-$ -мезонов в других подгруппах (рис. 3б-3г), обусловленные меньшей расчетной множественностью  $\pi^-$ -мезонов в этих подгруппах.

У протонов с увеличением степени центральности  $CC$ -взаимодействий возрастают средние значения полного и поперечного импульсов протонов-участников и существенно изменяются их быстротные распределения (см. рис. 4), а также распределения по поперечному импульсу. Согласно модифицированной модели FRITIOF, пики при  $y \sim 0.2$  и  $y \sim 1.8$  в значительной мере обусловлены упруго рассеянными протонами. Распределения протонов, принявших участие в неупругих соударениях, таких пиков не имеют. Вклад упруго рассеянных протонов уменьшается по мере роста центральности взаимодействий. В центральных взаимодействиях пики при  $y \sim 0.2$  и  $y \sim 1.8$  практически отсутствуют. Суммируя, можно сказать, что модифицированная модель FRITIOF с учетом упругих перерассеяний удовлетворительно воспроизводит экспериментальные характеристики мезонов и протонов-участников во всех рассматриваемых группах событий.

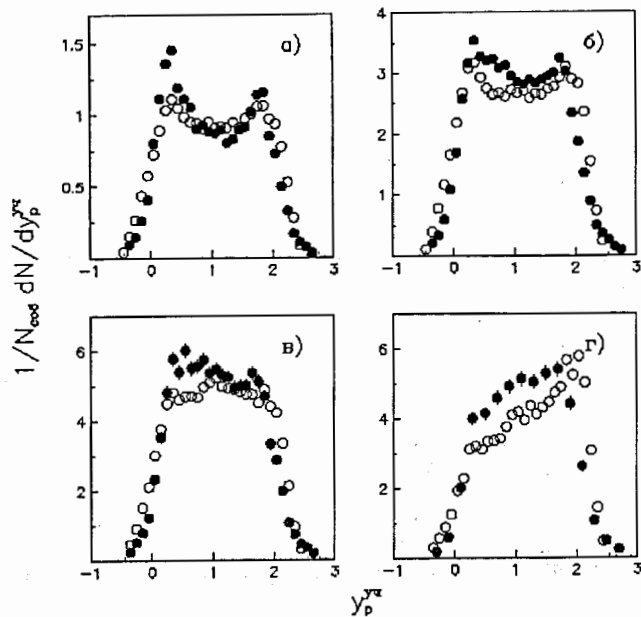


Рис. 4: Быстротные распределения протонов-участников для  $CC$ -событий с разной степенью центральности: а -  $n_{pr}^{pr} \leq 4$ , б -  $4 < n_{pr}^{pr} \leq 9$ , в -  $n_{pr}^{pr} > 9$ , г -  $Q_{стр} = 0$ . • - эксперимент, о - модель.

Множественности медленных, испарительных протонов воспроизводятся плохо, что обусловлено использованием испарительной модели де-возбуждения ядер-остатков.

В §2.3 дано описание  $CC$ -взаимодействий в рамках модели RQMD. Как было показано, модель RQMD хорошо описывает характеристики мезонов в  $pr$ -соударениях. Поэтому для детального анализа предсказаний модели, все  $CC$ -взаимодействия были разделены на группы по числу рожденных  $\pi^-$ -мезонов. В §2.3 показано, что модель RQMD переоценивает выход  $\pi^-$ -мезонов в областях фрагментаций ядер при  $y = -0.5 \div 0.5$  и  $y = 2 \div 3$ . В то же время в центральной области наблюдается недостаточный выход мезонов. Модифицированная модель FRITIOF правильно воспроизводит экспериментальные распределения по быстротам при различных множественностях мезонов.

На рис. 5 представлены распределения протонов-участников по быстротам в событиях с различной множественностью  $\pi^-$ -мезонов в  $CC$ -взаимодействиях ( $n_{\pi^-} = 0$  - рис. 5а,  $n_{\pi^-} = 1$  - рис. 5б,  $n_{\pi^-} = 2 \div 3$  - рис. 5с,  $n_{\pi^-} > 3$  - рис. 5д). Как видно из рисунка, бимодальная

структура распределений, предполагаемая моделью RQMD для  $pr$ -соударений, наблюдается и в  $CC$ -взаимодействиях независимо от множественности  $\pi^-$ -мезонов в противоречии с экспериментальными данными. Кроме того, модель значительно недооценивает выход протонов.

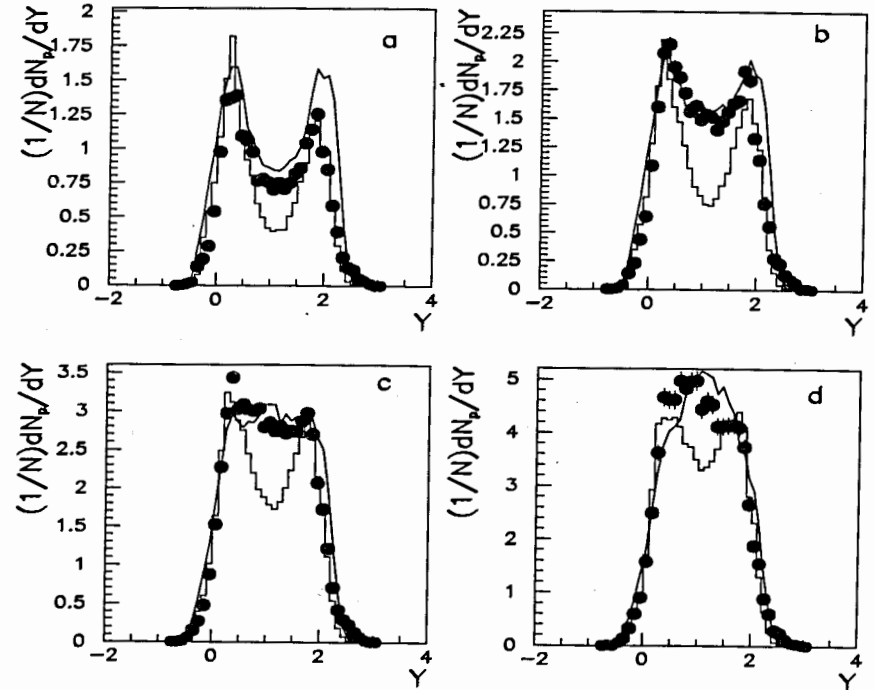


Рис. 5: Распределения по быстротам протонов в  $CC$ -взаимодействиях. Точки - экспериментальные данные. Гистограммы и сплошные кривые - расчеты по моделям RQMD и FRITIOF соответственно.

Модель FRITIOF удовлетворительно описывает экспериментальные данные и может быть использована для дальнейшего детального анализа ядро-ядерных взаимодействий.

В третьей главе диссертации представлено исследование процессов рождения кумулятивных  $\pi^0$ -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях

$$A_p + A_T \rightarrow \pi^0 + x, \quad A_p = p, \alpha, d, C, \quad A_T = C, Cu. \quad (9)$$

Эксперимент проводился на пучке налетающих ядер с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон ( $\Delta p/p = \pm 2\%$ ) и интенсивностью до  $\sim 100$  тыс. частиц/цикл. Экспериментальная аппаратура позволяла измерять как



энергии, так и направления вылета  $\gamma$ -квантов, образующихся в результате распада  $\pi^0$ -мезонов. Толщина углеродной мишени по пучку составляла  $12,6 \text{ г/см}^2$  (0,3 рад. ед.), толщина медной мишени –  $5,4 \text{ г/см}^2$  (0,4 рад. ед.). События типа  $n\gamma$ , где  $n=2,3,\dots$ , генерируемые в мишени, регистрировались черенковским  $\gamma$ -спектрометром, содержащим 90 детекторов из свинцового стекла. Детекторы  $\gamma$ -спектрометра работали независимо и были собраны в матрицу  $7 \times 13$  размерами  $140 \times 215 \text{ см}^2$ .

Первичная информация обрабатывалась по программе геометрической и энергетической реконструкции событий. На ленту суммарных результатов (DST) были записаны события, удовлетворяющие следующим критериям:  $N_\gamma \geq 2$ ,  $E_\gamma \geq 500 \text{ МэВ}$ ,  $p_{\gamma T} \geq 150 \text{ МэВ}$ .

$\pi^0$ -мезоны регистрировались по распадам на два  $\gamma$ -кванта и отбирались из пика в распределении по инвариантной массе. Величины инклюзивных сечений образования нейтральных пионов вычислялись для углов  $\theta_{\pi^0} \leq 16^\circ$  (л.с.) и энергий  $E_{\pi^0} \geq 2 \text{ ГэВ}$ . Изучались инклюзивные сечения образования  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от кумулятивного числа  $X$  и от квадрата поперечного импульса  $p_T^2$ . Переменная  $X$ , определяется из законов сохранения энергии-импульса для реакции  $XN_i + N_i \rightarrow (X+1)N_f + \pi^0$  и равна:

$$X = \frac{M_N E_{\pi^0} - \frac{1}{2} M_{\pi^0}^2}{E_N M_N - E_N E_{\pi^0} - M_N^2 + P_N P_{\pi^0} \cos \theta_{\pi^0}},$$

где  $M_N$ ,  $M_{\pi^0}$ ,  $P_N$ ,  $P_{\pi^0}$ ,  $E_N$ ,  $E_{\pi^0}$  – соответственно массы, импульсы и энергии нуклона и  $\pi^0$ -мезона;  $\theta_{\pi^0}$  – угол вылета  $\pi^0$ -мезона в л.с.;  $P_N = 4.5 \text{ ГэВ/с}$ .

В §3.2 приведен анализ рождения кумулятивных  $\pi^0$ -мезонов с  $E_{\pi^0} \geq 2 \text{ ГэВ}$  и  $\theta_{\pi^0} \leq 16^\circ$  (л.с.) в ядро-ядерных взаимодействиях при импульсе налетающего ядра  $4.5 \text{ ГэВ/с/нуклон}$  в моделях FRITIOF и RQMD.

Согласно весьма распространенной точке зрения, рождение кумулятивных частиц связано с существованием в ядрах тяжелых компактных объектов – флуктонов. Альтернативная возможность образования кумулятивных частиц в результате, так называемого, "горячего" процесса в настоящее время практически не обсуждается, хотя представления "горячих" моделей в несколько измененном виде нашли исключительно широкое применение в физике высоких энергий, в частности, в популярных моделях множественного рождения частиц таких, как FRITIOF и RQMD. Поэтому можно ожидать, что в этих моделях также должны образовываться кумулятивные частицы. На рис. 6, 7 представлены

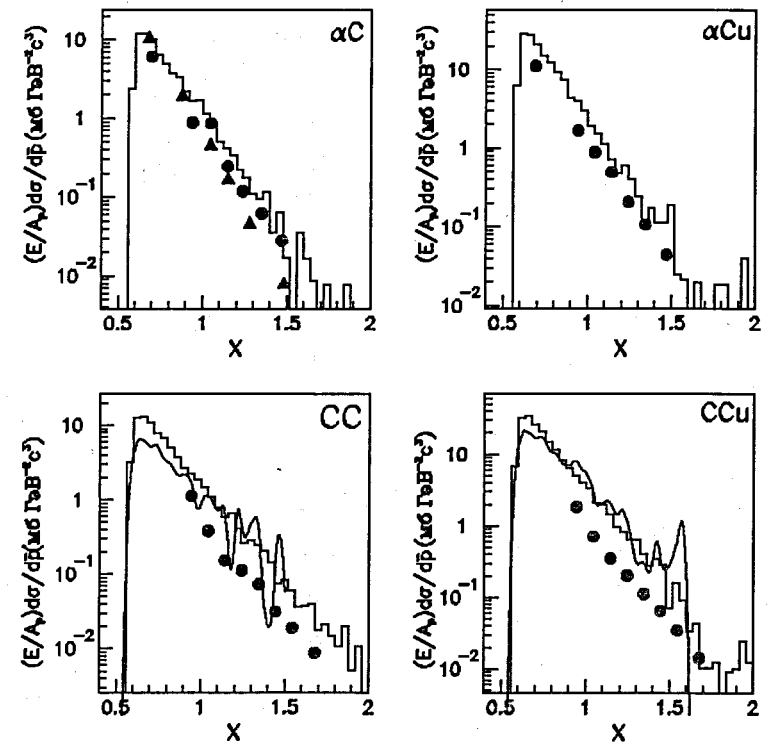


Рис. 6: Инвариантные инклюзивные сечения образования  $\pi^0$ -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях при  $4.5 \text{ ГэВ/с/нуклон}$ . Точки – экспериментальные данные, гистограммы – расчеты по модели FRITIOF, сплошные линии – расчеты по модели RQMD.

экспериментальные данные о рождении быстрых  $\pi^0$ -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях при  $P = 4.5 \text{ А ГэВ/с}$  вместе с расчетами по моделям RQMD и FRITIOF. Расчеты нормированы на неупругие сечения ядро-ядерных взаимодействий, вычисленные в глауберовском приближении. Как видно из рисунка, наклоны экспериментальных и расчетных кривых близки, однако расчетные величины сечений в 2 – 3 раза превосходят экспериментальные значения.

Лучшее согласие между расчетами и экспериментальными данными наблюдается на рис. 7, на котором представлены дифференциальные сечения образования  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от квадрата поперечного импульса  $\pi^0$ -мезонов. Модели воспроизводят не только форму спектров, но и абсолютные значения сечений. Как видно, модели RQMD и FRITIOF предсказывают рождение кумулятивных частиц.

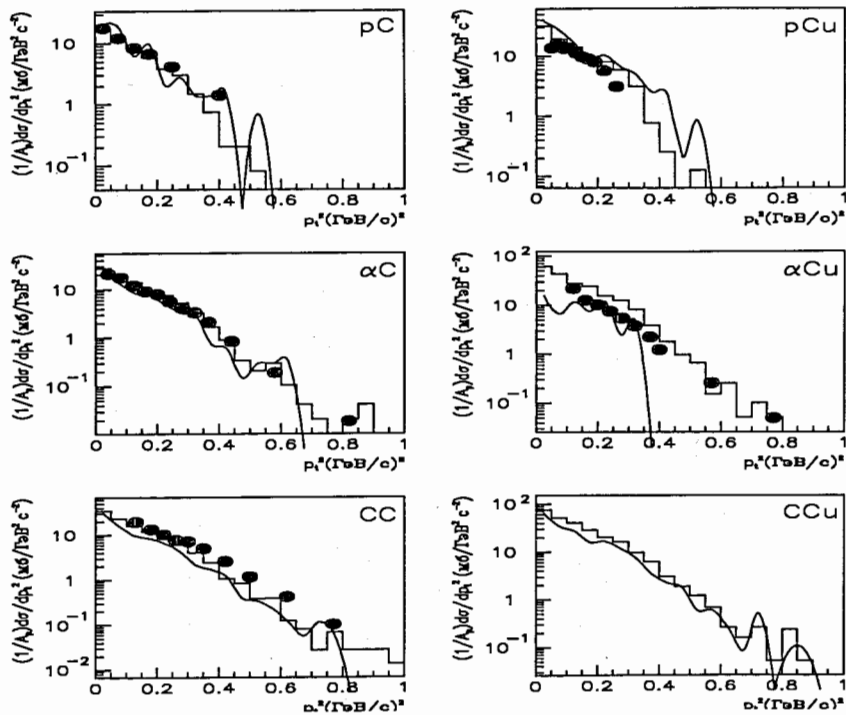


Рис. 7: Дифференциальные сечения образования  $\pi^0$ -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях при 4.5 ГэВ/с/нуклон. Точки – экспериментальные данные, гистограммы – расчеты по модели FRITIOF, сплошные линии – расчеты по модели RQMD.

В §3.2 дано детальное исследование механизма рождения кумулятивных  $\pi^0$ -мезонов с энергиями  $E_\pi^0 > 2$  ГэВ и углами  $\theta_\pi^0 < 16^\circ$ , образующихся в  $CC$ -взаимодействиях при импульсе 4.5 ГэВ/с/нуклон, в рамках модели FRITIOF. Показано, что вклады нуклонов ядра-мишени в инклюзивное сечение рождения указанных мезонов составляют величину  $\sim 25\%$ . С увеличением порядка кумулятивности мезонов из налетающего ядра отбираются все более и более энергичные нуклоны. Вклады в области с большими значениями кумулятивной переменной  $X$   $\pi^0$ -мезонов дают нуклоны, приобретающие импульсы, превосходящие импульсы налетающих нуклонов. Эффект ускорения нуклонов налетающего ядра является специфической чертой предполагаемого механизма ядро-ядерных взаимодействий.

В §3.2 представлено сравнение экспериментальных и рассчитанных

по модели FRITIOF инвариантных инклюзивных сечений  $\pi^0$ -мезонов, образованных в реакции  $d + C$ , в зависимости от энергии пионов для фиксированных угловых диапазонов от  $4^\circ$  до  $16^\circ$ . Показано, что модель FRITIOF качественно описывает инклюзивные сечения рождения нейтральных пионов в  $dC$ -взаимодействиях. А именно, воспроизводятся угловая и энергетическая зависимости спектров. Модель описывает постоянство сечений при малых энергиях и  $\theta$  от  $4^\circ$  до  $7^\circ$  и экспоненциальный спад при больших энергиях и углах, а также смягчение спектров с ростом углов вылета  $\pi^0$ -мезонов. Суммируя, можно заключить, что модели FRITIOF и RQMD удовлетворительно описывают характеристики  $\pi^0$ -мезонов, наблюдаемых на установке ФОТОН вблизи и за кинематической границей свободных  $NN$ -столкновений.

В четвертой главе проведен анализ рождения зараженных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях вблизи и за кинематической границей свободных  $NN$ -соударений в рамках модели FRITIOF. Показано, что модель FRITIOF удовлетворительно воспроизводит инвариантные инклюзивные сечения образования  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от кинетической энергии и угла вылета для  $p, d, \alpha, C + C$  и  $d, \alpha, C + Ta$ -взаимодействий при энергии 3.36 ГэВ/нуклон. Согласно расчетам

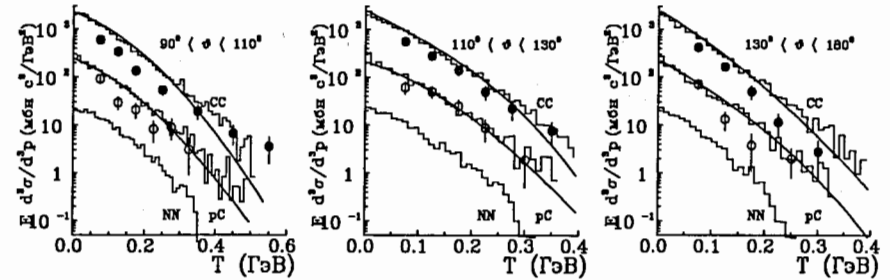


Рис. 8: Инвариантные инклюзивные сечения рождения  $\pi^-$ -мезонов в  $NN$ -,  $pC$ - и  $CC$ -взаимодействиях при энергии 3.36 ГэВ/нуклон. Точки – экспериментальные данные, гистограммы – наши расчеты в рамках модели FRITIOF, линии – расчеты без учета ферми-движения нуклонов.

(см.рис.8), спектры  $\pi^-$ -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях подобны спектрам мезонов в  $NN$ -соударениях. Описание спектров пионов в  $AA$ - взаимодействиях было достигнуто без использования свободных, подгоночных параметров. В рамках рассматриваемого подхода подобие спектров частиц в адрон-ядерных и нуклон-нуклонных соударениях объясняется просто. В  $NN$ -соударениях при достаточно высоких энер-

гих спектры в областях фрагментации не зависят от энергии взаимодействий. В адрон-ядерных соударениях нуклоны ядра, участвующие в соударении, фрагментируют независимо от налетающей частицы также, как и в  $NN$ -взаимодействиях. Поскольку каждый нуклон-участник дает независимый вклад в сечение, а среднее число таких нуклонов  $\langle \nu \rangle \sim A^{1/3}$ , сечение процесса  $\sigma \sim \langle \nu \rangle \sigma_{hA}^{in} \sim A^{1/3} A^{2/3} = A$ . В ядро-ядерных взаимодействиях подобие может иметь место, если нуклоны ядра-мишени испытывают не более одного соударения. В рассмотренных взаимодействиях легких ядер с легкими и тяжелыми ядрами дело обстоит именно так. Поэтому инклюзивные сечения должны быть пропорциональны  $A^1$ , а за воспроизведение абсолютных значений сечений должно "отвечать" только глауберовское приближение, согласно которому определялась множественность нуклонов-участников ядра-мишени и сечения взаимодействий.

Согласно рис. 8, спектры  $\pi^-$ -мезонов незначительно изменяются при учете "ферми - движения" нуклонов в кинематической области, доступной в  $NN$ -взаимодействиях.

В §4.2 приведен анализ процессов  $d + A \rightarrow \pi^-(0) + X$  при  $P_d = 8.9$  ГэВ/с.

На рис. 9 представлены инвариантные инклюзивные сечения образования  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от кумулятивной переменной  $X$  в  $dp$ -взаимодействиях при  $P_d = 8.9$  ГэВ/с, полученные на установке СФЕРА и рассчитанные по модели FRITIOF. На рис. 9а сплошной кривой представлены расчеты сечений реакции  $d + p \rightarrow \pi^-(0) + X$  в стандартном варианте модели. В расчетах имеется нерегулярность при  $x \sim 1$ , обусловленная тем, что не учтено ферми-движение нуклонов в ядрах дейтерия. За исключением этой области форма расчетного спектра близка к форме экспериментального распределения, однако расчеты лежат выше экспериментальных данных. Простейший путь достичь согласия с экспериментом – уменьшить расчетное сечение неупругих взаимодействий. Альтернативная возможность изменения параметров модели FRITIOF приводит к изменению наклонов спектров. В качестве примера на рис. 9б сплошной кривой представлен расчет по варианту модели, не учитывающему де-возбуждение нуклонов. При уменьшении неупругого сечения  $NN$ -взаимодействий на 50 % была получена нижняя кривая рис. 9а. Гистограмма, наиболее близко подходящая к экспериментальным точкам и повторенная на рис. 9б, рассчитана при уменьшении сечения на 30 %.

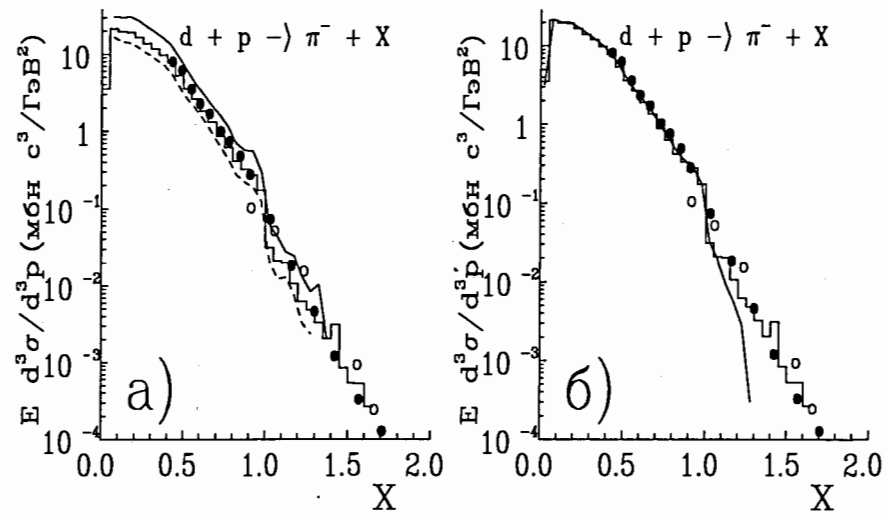


Рис. 9: Инвариантные инклюзивные сечения образования  $\pi^-$ -мезонов в  $dp$ -взаимодействиях при  $P_d = 8.9$  ГэВ/с. Точки - экспериментальные данные, кривые - расчет по модели FRITIOF.

В §4.3 рассмотрены экспериментальные и рассчитанные по модели FRITIOF спектры протонов, вылетающих в заднюю полусферу в лабораторной системе, в  $AA$ -взаимодействиях. В данном разделе сделано заключение, что в модели FRITIOF учет разрушения ядра, дополнительного к предсказываемому глауберовским приближением, является необходимым для объяснения выхода протонов. Из сравнения экспериментальных и расчетных спектров сделан вывод, что используемая реджеонная модель разрушения ядер не позволяет с одним и тем же набором параметров описать выход протонов в соударениях легких и тяжелых ядер. Возможно это обусловлено неучетом специфической структуры легких ядер. В то же время, использованный в модели метод учета "ферми-движения" позволяет описать мягкую часть спектров протонов, вылетающих назад. Понимание жесткой части спектров требует привлечения новых подходов. По-видимому, наиболее перспективный путь – учесть наличие многокварковых конфигураций в ядрах.

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации, дано их краткое обсуждение, указаны нерешенные проблемы.

## Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. A.S. Galoyan, A. Polanski, V.V. Uzhinskii // Simulation of nucleus-nucleus interactions in the framework of an event generator with resonance graduation at 3.3 GeV/nucleon. Preprint JINR E2-2000-306; nucl-th/0010083; (направлено в журнал "Phys. Rev. C")
2. А.И. Бондаренко, Р.А. Бондаренко, А.С.Галоян и др. // Характеристики  $CC$ -взаимодействий при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон с различной степенью центральности соударения ядер. Препринт ОИЯИ P1-2000-138. Принято к публикации в ЯФ, N 11, 2001.
3. A.S. Galoyan, E.N. Kladnickaya, O.V. Rogachevskii, V.V. Uzhinskii // Application of RQMD and FRITIOF Models for Description of Nucleus-Nucleus Interactions at Energy of 3.36 GeV/nucleon. XV International Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, "ISHEPP 2000"; Сообщ. ОИЯИ E1-2001-68.
4. Х.У. Абраамян, А.С. Галоян и др. // Инклюзивное образование  $\pi^0$ - мезонов в  $CC$ - и  $CCu$ - взаимодействиях при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон. Препринт ОИЯИ P1-96-493, 1996; ЯФ, 1997, Т. 60, N 11, С. 2014.
5. Kh.U. Abraamyan, A.S. Galoyan et al. // Inclusive Neutral Pion Production in Proton-Nucleus and Nucleus-Nucleus Interactions at a Momentum of 4.5GeV/c per nucleon. Proceedings of XIII International Seminar on High Energy Physics Problems, E1,2-96-314. P. 47.
6. А.С. Галоян, В.В. Ужинский // Рождение кумулятивных частиц в модели FRITIOF. Краткие сообщения ОИЯИ N 2[94], 1999.
7. A.S. Galoyan, V.V. Uzhinskii // Study of cumulative particle production within the framework of FRITIOF model. Proceedings of Nuclear and Particle Physics Conference, NUPPAC'99, Cairo, Egypt, November 1999, P. 165.
8. А.С. Галоян, Г.Л. Мелкумов, В.В. Ужинский // Анализ рождения зараженных частиц в ядро-ядерных взаимодействиях вблизи и за кинематической границей свободных NN-соударений в рамках модели FRITIOF. Препринт ОИЯИ P2-2001-69; (направлено в журнал ЯФ).

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 апреля 2001 года.