

Министерство высшего и среднего специального образования

Узбекской ССР

Ташкентский ордена Трудового Красного Знамени государственный
университет имени В.И.Ленина

Кафедра ядерной физики и космических лучей

С.О.КИГОРОВ

ДИПЛОМНАЯ РАБОТА

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ ($^{12}\text{C} +$) -

ВЗАИМОДЕЙСТВИИ 4,2 ГэВ/с НА ЯДРО

Научный руководитель:

канд. ф.м. наук, м.н.с.

Ш.В.ИНОГАНОВ

Рецензент

Работа допущена к защите

Зав. кафедрой

Ташкент - 1979 г.

Содержание

Глава I. Введение 1

1.1. Актуальность темы исследования 1

1.2. Цели и задачи исследования 2

Настоящая дипломная работа

выполнена в период с

23/1-79 по 25/8-79 гг.

в лаборатории множественных

процессов физико-технического

института им. С. В. Стеродубцова

АН УССР

2.1. Математическая модель 3

Глава II. Математическая модель 3

2.1. Описание процесса 3

2.2. Граничные условия 4

2.3. Математическая модель 5

Заключение 6

Литература 7

О Г Л А В Л Е Н И Е

	стр.
ВВЕДЕНИЕ	
Глава I. Основные экспериментальные и теоретические сведения о ядро-ядро соударениях при высоких энергиях (краткий обзор)	3
§ 1.1. Основные экспериментальные данные по множественности вторичных частиц в ядро-ядро взаимодействиях при высоких энергиях	3
§ 1.2. Модельное описание ядро-ядерных соударений при высоких энергиях	6
§ 1.3. Каскадно-испарительная модель	7
§ 1.4. Гидродинамическая модель	8
§ 1.5. Кластерная модель	9
§ 1.6. Модели периферических столкновений	10
Глава II. Методика эксперимента	11
§ 2.1. Пучок и камера	11
§ 2.2. Обработка данных с пузырьковых камер	12
§ 2.3. Методика и правила просмотра. Отбор событий	15
Глава III. Экспериментальные данные по множественности вторичных частиц в (C+Ta) взаимодействиях	20
§ 3.1. Средние множественности вторичных частиц	20
§ 3.2. Распределения по множественности вторичных частиц	22
§ 3.3. Корреляция между множественностями вторичных частиц	23
Заключение	25
Литература	27

ВВЕДЕНИЕ

Основной целью данной дипломной работы является изучение взаимодействия релятивистских ядер углерода с ядрами тантала при импульсе $4,2 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон.

Сведения о свойствах неупругих столкновений релятивистских ядер, которыми мы располагаем отрывочны и очень неполны.

В настоящее время изучением ядро-ядро взаимодействий занимаются в лабораториях высоких энергий многих стран, но полученных данных пока мало.

К сожалению существенные изменения свойств падающего ядра и ядра — мишени в процессе столкновения и необходимость одновременного учета очень большого числа частиц участвующих во взаимодействии, приводят к тому, что у нас сейчас нет последовательной теории неупругих столкновений высокоэнергетических ядер, если только одно из них не является дейтоном или в крайнем случае — частицей.

В работе приводятся данные по массовым числам и зарядным числам вторичных частиц

, образованных в взаимодействиях. Данные настоящей работы сравниваются с результатами полученными при облучении ядер пучками релятивистских ядер при том же импульсе на нуклон ускоренного ядра.

Первая глава дипломной работы представляет собой краткий обзор экспериментальной и теоретической ситуации в физике неупругих ядро-ядерных соударений при высоких энергиях. Во второй главе описаны методики эксперимента.

Третья глава посвящена рассмотрению экспериментальных данных данной дипломной работы.

В заключении представлены выводы дипломной работы.

ГЛАВА I

ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ О ЯДРО-ЯДРО СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ.

§ 1.1. Основные экспериментальные данные по множественности вторичных частиц в ядро-ядро взаимодействиях при высоких энергиях.

Большая часть экспериментальных работ по неупругим "ядро-ядро" взаимодействиям выполнялась с помощью трековых приборов (фотоэмульсии, пузырьковые камеры, стримерные камеры) / 2 /.

Из экспериментов по взаимодействию космических ядер с ядрами эмульсии в широком интервале энергий (от нескольких ГэВ до 100 ГэВ на ядро) можно выделить следующие особенности /1/

1) ливневые — частицы состоят, в основном, из пионов, образованных во время столкновения, и протонов налетающего ядра. Медленные — частицы где для — частиц 1,4 и для — частиц или пробег "черных" частиц в эмульсии 3 мм), в основном, связаны с ядром-мишенью;

2) средние множественности сильноионизирующих частиц для взаимодействий нуклон-ядро и ядро-ядро () приблизительно одинаковы. Переход от нуклон-ядерных взаимодействий к ядро-ядерным в определенном смысле есть переход к более высоким энергиям;

3) средние множественности ливневых частиц
и "центральных" и "периферических"
взаимодействий с легкими ядрами эмульсии сильно от-
личаются. Это связано с рождением большого числа заряженных
пионов в центральных столкновениях ядер:

4) в распределении наблюдается две пика
это связано с наличием в ядерной фторэмульсии двух сильно-
различающихся групп ядер

В работах / 3, 4 / обнаружено, что средние множествен-
ности релятивистских серых, черных, сильноионизирующих час-
тиц и мезонов, при взаимодействии ядер с зарядом
с ядрами эмульсии в интервале энергий

$2 \div 4$ Гэв/нуклон, растут с ростом массы мишени, но средняя мно-
жественность релятивистских протонов остается
постоянной. Расчеты, сделанные в каскадно-испарительной мо-
дель / 5 / хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Госсет и др. / 6 / показали, что при взаимодействии
с мишенями

и с энергией 0,4 и 1,05 Гэв/нуклон, средняя множественность
заряженных частиц дается выражением, вытекающим

из простой геометрической модели:

т.е. связано с полным числом участвующих в реакции протонов из мишени и снаряда.

В работе (?) сравнивая средние множественности вторичных частиц, в взаимодействиях показали, что в мишени и снаряде. Вуллоны - частицы при неупругом столкновении оказывают влияние друг на друга. Увеличение средней множественности - мезонов, - частиц и быстрых протонов в столкновениях различно. Возможно, что большой рост средней множественности быстрых протонов связан с увеличением энергии протонов, выходящих из ядра вольфрама.

В работе (8,9) показали:

а) с ростом массового числа ядра-снаряда средняя множественность однозарядных релятивистских частиц быстро возрастает, при этом существенно увеличивается и число "се-рых" тронов.

б) множественность наиболее медленных фрагментов мишени (- частиц) в соударениях с ядрами эмульсии слабо уменьшается с ростом

Интересная информация о динамике рождения частиц в
— соударениях может быть получена из изучения корреляций меж-
ду множественностями различных типов вторичных частиц /10/.

Данные по корреляциям
показывают рост возбуждения ядра-мишени с ростом
числа столкновений . В области рост
превращается (эффект "насыщения"). Корреляция
имеет линейный характер, т.е. число рожденных ливневых частиц
— линейная функция от числа внутриядерных столкновений
. Указанная тенденция сохраняется
как для легких, так и для тяжелых ядер мишеней.

§ 1.2. Модельное описание ядро-ядерных соударений при высоких энергиях.

Ядро-ядерные взаимодействия при высоких энергиях вызы-
вают значительный и все возрастающий интерес, связанный с поис-
ком возможных проявлений коллективных свойств ядерной материи
при высоких плотностях и изучением масштабной инвариантности
в соударениях составных систем /9/. Эксперименты по кумулятив-
ному массоразрушению и фрагментации релятивистских ядер, а
также гипотезы об образовании ядерных изомеров плотности и
формирования ядерных ударных волн указывают на то, что иссле-
дование соударений релятивистских ядер весьма привлекательно с

точки зрения получения новых важных сведений о динамике сильных взаимодействий /8/. Теоретический анализ ядро-ядерных взаимодействий в чрезвычайной степени осложнен отсутствием последовательной теории сильных взаимодействий и очень большим числом частиц в конечном состоянии акта рождения. К настоящему времени предложено большое число моделей процесса, предназначенных для описания определенных его черт. Условно их можно разделить на 2 группы:

- а) микроскопические модели (каскадно-испарительная модель, модели типа Глеубера, составные модели (кварки, партоны) и т.д.
- б) макроскопические модели (статистические, термодинамическая модель "когерентной трубки" и т.д.) ;

Основные физические отличия между этими двумя группами моделей, в грубых чертах, состоят в том, что в о — первых ядро-ядерное взаимодействие "раскладывается" на более простые (нуклон-нуклонные или, скажем, кварк-кварковые) соударения, во-вторых, не отдают предпочтение коллективному характеру взаимодействия. Ниже рассмотрим кратко некоторые наиболее характерные модели.

§ 1.3. Каскадно-испарительная модель.

В рамках каскадной модели /8 /, каждое из сталкивающихся ядер в собственной системе координат рассматривается как форми-

газ нуклонов в потенциальной яме Вудса-Сексона . Пред-
полагается, что нуклоны влетающего ядра могут быть описаны
в лабораторной системе как независимые частицы, характеризуе-
мые 4-вектором пространства - времени и 4-векто-
ром энергии - импульса с эффективной массой

, где - масса
свободного нуклона, - энергия связи нуклона в ядре. Модель
на равных основаниях рассматривает ядро-снаряд и ядро-мишень,
учитывая одновременно развитие внутриядерного каскада в обоих
ядрах. При этом учитываются процессы мезонороброзования, до-
роцевского сжатия, влияние принципа Паули, эффект изменения
ядерной плотности по мере развития каскада. Физическая картина
первой стадии взаимодействия напоминает задачу столкновения
двух облаков газа.

§ 1.4. Гидродинамическая модель.

В основе этой модели / 12 / лежат следующие гипотезы:

- а) в начальный момент образуется составная система, на-
ходящаяся в статистическом равновесии;
- б) объем системы в начальный момент совпадает с тем,
который используется в статистической теории со сжатым объемом;
- в) процесс взаимодействия ядер приводит к трехфазному пе-

переходу в составной системе.

Во второй фазе происходит гидродинамическое расширение системы (гидродинамика используется именно, начиная с этого момента). Расширение в пустоту происходит не изотропно. Третья фаза начинается при температуре (тоны являются выделенными частицами в этой модели) — происходит распад элемента гидродинамической системы (обрезаются избыточные реальные частицы).

Средняя множественность в гидродинамических моделях для столкновения одинаковых ядер имеет вид:

где $\sigma_{\text{столк}} = \pi R^2$ — столк. сечение налетающего нуклона в лабораторной системе;
 A — масса ядра.

§ 1.5. Кластерная модель.

В модели Калинкина-Шмидта /11/ ядро-ядерного соударения рассмотрен процесс прохождения через ядро одного медленного и расширяющегося до размеров кластера ступки (лидирующая частица в этой модели вообще говоря, возбужденная, оказывается после первого соударения "обрубленной" и далее с ядром не взаимодействует; — средняя множественность в элементарном акте). При неклассическом дви-

жения через ядро кластер теряет энергию на соударения с внутри-ядерными нуклонами и, с другой стороны, изменяет свою внутреннюю энергию. Уравнения движения кластера и изменения его внутренней энергии; его эволюция и распад рассматриваются в рамках статистической модели Померанчука.

Недавно в работах Каланидзе -Имоние (13-14) кластерная модель использована для описания ядро/- ядро взаимодействий.

§ 1.6. Модели периферических столкновений.

Для объяснения периферических отклонений "ядро-ядро" было предложено несколько теоретических моделей /15,16,17/. Хотя эти модели отличаются в деталях, но большинство из них основывается на двухстадийном механизме реакции. На первой стадии релятивистский тяжелый ион сталкивается при большом прицельном параметре с ядром мишенью, которая возмущается и в некоторой степени возбуждается. На второй стадии происходит распад возбужденных остатков снаряда и мишени.

В заключение этой главы отметим, что имеется также ряд частных конкретных расчетов тех или иных характеристик ядро-ядерных взаимодействий, основанных на самых различных предположениях.

ГЛАВА II

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

§ 2.1. Камера и пучок.

В настоящей дипломной работе использовались стереофотографии, полученные с помощью двухметровой пузырьковой пропановой камеры лаборатории высших энергий ОИЯИ (ДТК-500). В рабочем объеме двухметровой пропановой пузырьковой камеры было размещено мишень, состоящая из трех tantalumовых пластинок толщиной 1 мм. Расстояние между соседними пластинками было равно 10 см. Пластины мишени располагались в первой половине камеры параллельно стереобазе фотографической системы (рис. 2.1.)

Рабочая жидкость камеры — пропан. Освещение рабочего объема камеры производится импульсными лампами НК — 200 по 13 ламп с каждой стороны. Фотографирование производится на 50 мм пленку двумя оптическими системами из трех объективов каждая.

Камера экспонировалась в пучке релятивистских ядер углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на пучок на Дубненском ускорителе. Размеры камеры (210 x 65 x 40) см³. Прямая часть пучка другого сорта и первичному пучку релятивистских ядер углерода 1 %

§ 2.2. Обработка данных с пузырьковых камер.

Цель просмотра — нахождение и регистрация событий зафиксированных на фотопленке и удовлетворяющих критериям определенной физической задачи. Изображения треков проецируются на обычный матовый экран. При этом следует использовать по крайней мере две проекции каждого кадра, чтобы не пропустить интересные случаи взаимодействия или распада. Вследствие большого числа кадров обычный просмотр осуществляют просматривающие, имеющие необходимую подготовку. Затем специалисты, т.е. физики, просматривают необычные и интересные события.

При просмотре важен способ регистрации результатов, потому, что эта информация является путеводным листом эксперименте. Поэтому информация должна храниться для каждого события. При регистрации указывается порядковый номер пленки и кадра, месторасположения события, тип события, а также дополнительную физическую информацию, которая может потребоваться.

Для определения эффективности просмотра заново просматривают весь ролик пленки или часть его. Затем сравнивая результаты обоих просмотров, определяется эффективность двойного просмотра / 18 /:

Препитически величине (или) составляет более 0,9 для большинства топологических типов событий, а эффективность двойного просмотра близка 0,99 (99 %). Поэтому в некоторых экспериментах все кадры просматривают дважды, но для больших экспериментов это экономически невыгодно.

Наиболее частая причина неэффективности - пропуск событий, их неправильная идентификация и пропуски при записи результатов. Первая причина имеет случайный характер и, вероятно связана с усталостью и общим состоянием просмотрщика. Две другие чаще всего являются результатом плохо составленной инструкции просмотра и недостаточной тренированности персонала. Последнее особенно справедливо в отношении длительной информации, для которой эффективность записи иногда падает до 50 % - просмотрщики просто не понимают важности этой информации для физиков.

Основной целью измерений является перевод содержащейся в фотоснимке информации в цифровую форму. Цифровая информация используется для идентификации событий путем восстановления пространственной картины события и кинематического анализа, потому что идентифицировать события при просмотре невозможно. Кроме того, эти же данные служат для получения физических результатов, составляющих цель эксперимента.

При анализе данных с пузырьковых камер широко используют

ся цифровые вычислительные машины (ЦВМ). Включение ЦВМ в качестве звена измерительного комплекса явилось исключительно важным шагом в технике измерения фотографий. Объем данных столь велик, что использование методики пузырьковых камер без мощных универсальных цифровых вычислительных машин стало невозможным. Обработка результатов, полученных после измерений, условно делится на шесть этапов:

- 1) пространственное восстановление каждого трека события;
- 2) кинематический анализ каждой вершины;
- 3) интерпретация каждого события;
- 4) вычисление физических величин для каждого события;
- 5) анализ эксперимента в целом, включая воспроизведение данных;
- 6) составление библиотеки данных эксперимента, которая может пополняться по мере появления новых данных;

Существует несколько больших систем обработки и анализа данных.

Автоматизированная система обработки снимков с пузырьковых камер используется в лаборатории элементарных процессов ИГиЛ АН УССР была создана на базе просмотра столов, измерительных установок ПК, комплекса программ геометрической

реконструкции и кинематической обработки на ЭИМ И -222 /19/.

Связь измерительных установок с ЭИМ осуществляется через электронную стойку связи -мультиплексор, позволяющую четырем абонентам обмениваться с ЭИМ в режиме прерывания потенциальным кодом.

§ 2.3. Методика и правила просмотра.

Просмотр стереофотографий производился на репроекторах РП-1 и РП-2, изготовленных в лаборатории нестационарных процессов ФТИ АН УзССР. Масштаб увеличения изображения на обоих репроекторах составил 1 х 10. Одновременно на одном столе могут просматриваться стереофотографии с двух проекций. В сложных случаях просматривались и третьи проекции стереофотографий. Это дает возможность одновременно просматривать весь рабочий объем камеры.

Теперь приведем некоторые правила просмотра для изучения неупругого взаимодействия релятивистских ядер углерода с ядром тантала / 20 /:

1. При просмотре используются I и II проекции. Основным выбран объектив I.

2. Кадр бракуется по следующим причинам:

а) нет одной из двух проекций, либо она в нерабочем состоянии;

б) пучок пластины пересекает больше 10 первичных и вторичных треков;

в) кинематика в камере не позволяет определить, где произошло событие;

г) — электроны по первичным следам практически не видны;

3. Пучком считать трек:

а) если число первичных треков $n_{\text{пк}} \geq 2$, то они должны быть параллельны.

Расходимость по длине от входного окна до I пластины мишени не больше 3 мм. Первичным считается трек пересекающий все три пластины в выбранной эффективной области;

б) если входной трек один, то его можно сравнить с первичными треками на другом кадре, где $n_{\text{пк}} \geq 2$

в) первичные треки от ядер углерода имеют большое количество 8 — электронов.

4. Эффективная область для звезд в пластинках задается расположением мишени (рис. 2.2, заштрихована).

По пучку эффективная область ограничена I и II пластиной. В поперечном направлении область задается расстояниями от линии проходящей через кресты на I проекции. Расстояния от крестов В равны 80 мм и 150 мм при увеличении в натуральном размере. Эффективная область отсекает часть дли-

ны пластин, где кипение минимально.

5. Если звезда возникла в тентане, то ее вершина расположена в зоне тонкой белой полосы с точностью 1 мм.

После визуального отбора звезд в пластинках, экспортированных материал содержал следующие погрешности (в скобках приводятся оценочная величина соответствующей погрешности) /21/

1. Примесь событий от взаимодействия в проеме vicino пластин - $(6 \pm 10) \%$

2. Примесь событий негерметичного типа $(3-5) \%$

3. Потеря случаев квазиупругого рассеяния протонов налетающего ядра на нуклонах ядре мишени - 2% ;

4. Потеря случаев квазиупругого рассеяния нейтронов налетающего ядра на нуклонах ядре мишени - $(2 \pm 3) \%$

5. Потеря малоэнергичных отрицательных треков состоящих в основном из - мезонов - $(2 \pm 5) \%$;

6. Примесь электронов и отрицательных странных частиц и - мезонов - 3% .

7. Изменение величины средней множественности из-за взаимодействия вторичных частиц в пластине:

а) Изменение первичной и вторичной звезд в пластине из-за взаимодействия быстрых вторичных частиц не превышает 2%

для всех облучений.

б) При прохождении пластины и слоя пропана 3 мм задерживаются практически все тяжелые ядра с кинетической энергией MeV/нуклон (α -частицы в эмulsionной терминологии). Перерелятивистские треки с повышенной ионизацией считаются α -следами. Плотность ионизации соответствует протолам с импульсом

. Примесь α -частиц и α -следов в поперечном сечении составляет 3 %. Примесь идентифицируемых коротких треков от α -мезонов незначительна.

в) Вторичное взаимодействие перерелятивистских треков не изменяет существенно множественность α -частиц, т.е. продукты взаимодействия отчасти поглощаются пластиной и пропаном.

В результате анализа возможных искажений и введения поправки средние множественности положительных, отрицательных и релятивистских частиц отличается от первоначально наблюдаемых не больше, чем на 5 %

При просмотре отличались стриптизовые частицы.

Число стриптизовых частиц (фрагмент налетающего ядра, вылетевший из ядра по отношению к первичному пучку под углом θ и импульсом p /нуклон. Для ядра углерода с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон $\theta = 4^\circ$.

на нуклон) определялось путем подсчета положительных треков с импульсом ГэВ/с на нуклон и углом 40° при вычитании определенной доли примесных случаев для однозарядовых частиц. Импульс определялся пеллоном, а угол транспортиром. Измерения проводились, во время просмотра на просмотровых столах.

При просмотре регистрировались также кванты, Делит-пары и π -частицы. Регистрация π -квантов проводилась по π -парам. Если линия, соединяющая вершину звезды и пары проходила между треками электрона и позитрона, то считалось, что π -квант "смотрит" в данную звезду. Частица относилась к звезде, если линия соединяющая вершину звезды и π -частицы находилась в пределах угла раствора π -частиц. Было дважды просмотрено 2000 ядер. При просмотре было отобрано 43 взаимодействия, в которых найдено 46 гамма-квантов и 4 π -частицы.

ГЛАВА III

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В () ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4.2 ГэВ/с НА НУКЛОН

§ 3.1. Средние множественности вторичных частиц.

Сводные данные по средним множественностям вторичных частиц приведенные в таблице 3.1, там же приведены данные для () взаимодействий при одинаковом импульсе на нуклон ускоренного ядра /21/. Из приведенных следует, что средняя множественность отрицательных частиц в () взаимодействиях выше, чем для () - взаимодействий. Отношение оказалось равным (7.18 ± 0.82) . Эта величина в первом приближении, определяет число нуклонов ядра свереаде, произведенных взаимодействием с мишенью. Близкая величина была получена в работе /22/, при исследовании взаимодействий ядер с ядрами эмульсии, при близких значениях импульсов.

Средняя множественность сильноионизирующих треков с ростом , растет примерно в три раза. Но этот рост существенно слабее, чем рост множественности отрицатель-

ных частиц (а они относятся к рождающимся частицам).

Проверка зависимости средней множественности отрицательных частиц от массового числа налетающего ядра показала, что зависимость вида $(\dots)$ хорошо описывает имеющиеся данные. Значения параметров:

(фитирование экспериментальных данных проводилось методом наименьших квадратов по программе, созданной Силиным И.И. /23/).

На рис. 3.1. приведены данные по $(\dots)$ для $(\dots)$ взаимодействий $(\dots)$ при одном импульсе на нуклон / 21/.

Аналогичная проверка для средней множественности медленных нуклонов $(\dots)$ показала, что зависимость вида $(\dots)$ неудовлетворительно описывает экспериментальные данные (см. рис. 3.2.). Значения параметров:

$$= 2,88 \pm 0,11 ; \quad = 0,41 \pm 0,03.$$

Таким образом видно, что зависимости от атомного номера налетающего ядра отличаются. Отметим, что при анализе адрон - ядерных взаимодействий наблюдалась разная степень зависимости $(\dots)$ от атомного ядра мишени $(\dots)$.

При просмотре было обнаружено 46 $(\dots)$ - квантов, которые были отнесены к стобренным случаям взаимодействия $(\dots)$

Средняя множественность $(\dots)$ - квантов приведена в таблице 3.1.

Для определения средней множественности $\bar{n}$ мезонов (продуктов распада которых и являются большинство зарегистрированных π -квантов) необходимо измерения $\bar{n}$ π -квантов. Но характер поведения множественности $\bar{n}$ π -квантов, от множественности вторичных заряженных частиц, отражает поведение $\bar{n}$ мезонов.

§ 3.2. Распределения по множественности вторичных частиц.

Распределения по множественности вторичных отрицательных частиц представлены на рис. 3.3.

Распределение описывается функцией Пуассона:

(3.2.1)

Результаты фитирования следующие:

$$2.58 \pm 0.26$$

$\chi^2 = 13.3$, при 8 степенях свободы.

Таким образом экспериментальное распределение плохо аппроксимируется функцией (3.2.1) Иначе говоря предположение о генерации частиц в независимых столкновениях нуклонов соударяющихся ядер не согласуется с экспериментом. Интересен вопрос о скейлинговых свойствах распределения по множественности вновь ро-

денных частиц из ядро-ядерных взаимодействий. Данные работ /24, 25/ показывают, что KNO - функция для π -мезонов, для столкновений ядро-ядро, одинаковы при различных налетающих ядрах и для различных ядер мишени. На рис. 3.4. представлены KNO -зависимости для π -мезонов, образованных в взаимодействиях и в столкновениях () при $\sqrt{s}$ на нуклон / 24/.

Видно, что в пределах экспериментальных ошибок, наблюдаемые зависимости одинаковы и следовательно предположение о скейлинге по множественности для столкновений ядро-ядро не противоречит экспериментальным данным.

§ 3.3. Корреляции между множественностями вторичных частиц.

Одной из важных характеристик ядро-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий являются корреляции существующие между вторичными частицами.

На рис. 3.5. приведена зависимость от множественности протонов . Видно, что имеет место линейный рост с ростом . К сожалению большие ошибки не позволяют строго определить характер роста.

На рис. 3.6. приведена зависимость средней множественности π -квантов от множественности отрицательных частиц. Указанная зависимость для ядрон ядерных и ядрон-нуклон-

ных взаимодействий характерна при 10 ГэВ/с /27/
Нилон узловой линейной зависимости растер с ростом первоначального импульса. В области данные по обну-
ривают этой зависимости, а при импульсе имеет место
то уменьшение / 28/ с ростом множественности вторичных
заряженных частиц. В нашем эксперименте при $4,2 \text{ ГэВ/с}$ на нилон
уже имеет место, то, что наблюдается в адрон-адронных взаимо-
действиях при больших энергиях.

Таким образом, из приведенных данных следует, что харак-
теристики ядро-ядро- взаимодействий похожи на аналогичные ха-
рактеристики в адрон-адронных столкновениях при высоких энерги-
ях. Переход к столкновениям релятивистских ядер в определенной
многократности связан с переходом к высоким энергиям.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе исследовано множественное рождение частиц в столкновениях ядер углерода с импульсом на нуклон с ядрами тентала ().

Сформулируем основные результаты работы:

1. С помощью двухметровой пропановой камеры ДПК-500 исследовано образование вторичных частиц в столкновениях ядер углерода с ядрами тентала. При просмотре из 2000 кадров было отобрано 43 события.

2. Определены средние множественности отрицательных релятивистских частиц, медленных протонов и гамма квантов. Они оказались равными $= 3,23 \pm 0,34$; $= 8,34 \pm 0,02$,
 $= 1,05 \pm 0,17$

3. Исследована зависимость средних множественностей от атомного номера ядра-снаряда. Зависимость аппроксимировалась функцией вида: . Данные хорошо описываются указанной зависимостью. Значения параметров равны для ; $= 0,46 \pm 0,02$; $= 0,78 \pm 0,03$;
для : $= 2,92 \pm 0,11$, $= 0,39 \pm 0,03$.

4. Распределения по множественности отрицательных частиц не описываются функцией Пуассона.

5. Данные обнаруживают существование корреляции в распадах отрицательных частиц и протонов.

6. Данные по множественности отрицательных частиц, образующихся в () взаимодействиях удовлетворяют КНО своей линии.

ВНО функции для них совпадает с соответствующей зависимостью для отклоненных релятивистских ядер при других значениях импульсов.

7. В отличие от данных для адрон-адронных отклоненных, при том же значении импульса приходящегося на нуклон ускоренного ядра, данные по () взаимодействиям обнаруживают существование корреляции между и множественностью . Величина слабо растет, с ростом .

В течение дипломной практики мне оказал большую помощь своими ценными советами и замечаниями мой руководитель
И. В. Ивченко.

Большую помощь также мне оказал и весь коллектив лаборатории множественных процессов, заведующий лабораторией
А. А. Олдов.

Я выражаю им всем свою глубокую благодарность.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Берашенков В.С., Тонеев В.Д. "Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами". Москва, Атомиздат, 1972.
2. Р.А.Бондаренко, К.Г.Гулямов, У.Г.Гулямов, Ш.З.Носыров, Л.Н.Свечников, Г.М.Чернов. "Изв. АН УзССР", сер. физ.-мат. науки. № 5, 60, 1977.
3. 31, 527, 1966.
4. 38, 467, 1968.
5. К.К.Гудимов, В.Д.Тонеев, Сб. "Образование и распад возбужденных ядер", "Штинци", Кишинев, 1976.
- 6.
7. Сотрудничество: Алиш-Ате, Будапешт, Бухарест, Варна, Варшава, Дубна, Брезев, Кракков, Москва, Прага, София, Ташкент, Тбилиси, Улан-Батор. Препринт - 1977.
8. ЯФ, т. 29, вып. 1, стр. 105 + 116, 1979.
9. А.И.Бондаренко, К.Г.Гулямов, У.Г.Гулямов, Ш.З.Носыров, Л.Н.Свечников, Г.М.Чернов. "Изв. АН УзССР", сер. физ.-мат. науки, № 2, 73, 1979.
10. К.Г.Гулямов, У.Г.Гулямов, Ш.З.Носыров, Л.Н.Свечников, Г.М.Чернов. "Доклад на 18-Международную конференцию по фи-

эние высоких энергий". Тбилиси, июль, 1976.

11. Б.Н.Килинцев, В.Л.Шмидт. "Препринт, P2-7870", Дубна, 1974.

12. Л.Д.Лендэу, С.З.Белонский. "УФН", 56, 309, 1955.

13. "УФН", 61-77 "

1977.

14. Д.Г.Березов и др. "Препринт АН СССР", ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 562, Ленинград, 1977.

15. 47, 300, 1973.

16. 608, 327, 1976

17. 37, 1202, 1976.

18. Автоматическая обработка данных с пузырьковых и искровых камер". Атомиздат, 1971.

19. "Многочастотные процессы при высоких энергиях". Изд. "ОАН" УзССР, Ташкент, 1976.

20. "Правила просмотра для определения неупругого сечения взаимодействия ядер () с ядром тантала и пропаном". ЛВЗ ОИИИ, декабрь, 1977.

21.

Б1-11517, 1978.

22. К.Г.Гулямов, У.Г.Гулямов, Ш.З.Насилов и др. ДАН УзССР, № 2, 1977.

23. И.Н.Силин. Сообщения ОИЯИ, Дубна, 1968.

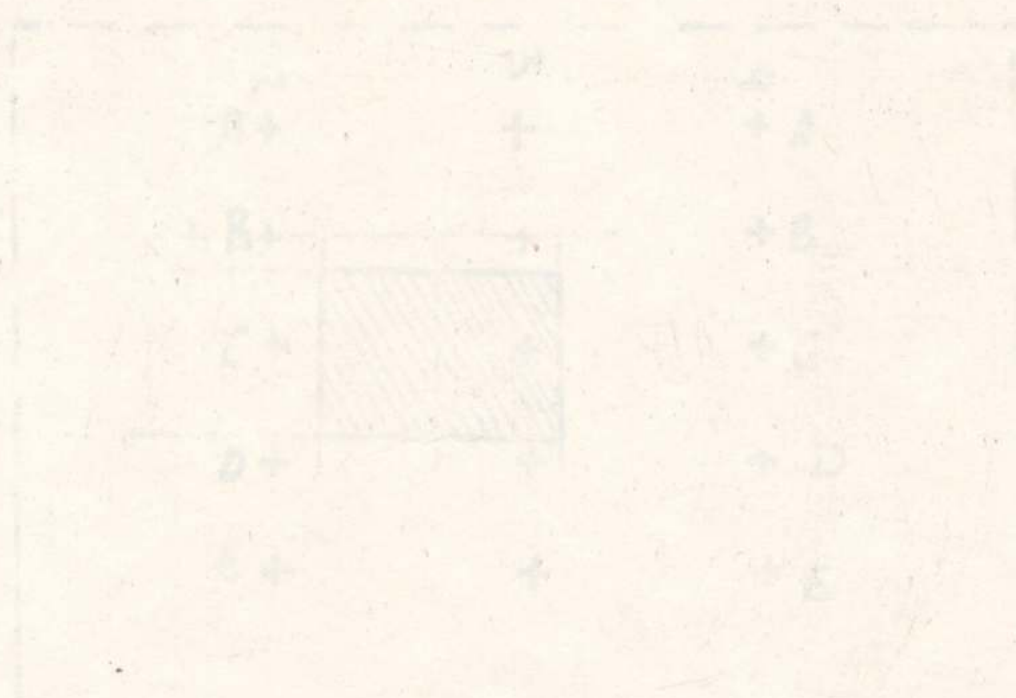
24. 40, № 5, 392, 1978

25. М.Х.Анижина и др. Я.Ф. 27, 724, 1978.

26. Ш.З.Насыров. Диссертация, Ташкент, 1979.

27.

28.



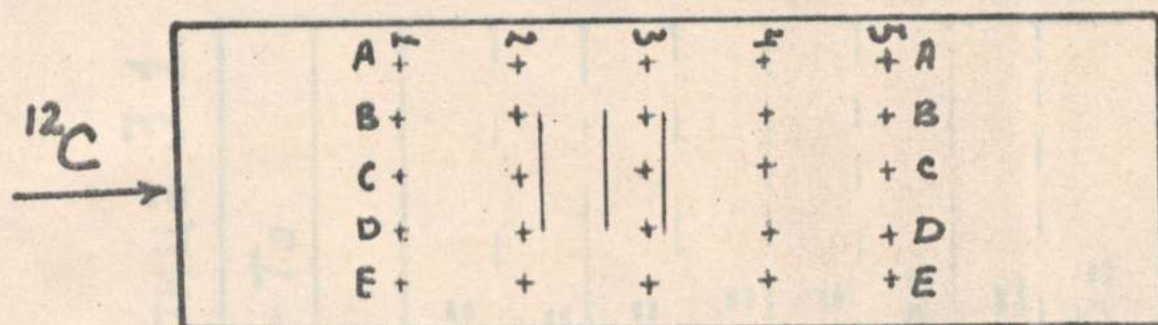


Рис. 2.1. Схема расположения мишеней из тантала в пузырьковой камере ДТПК-500

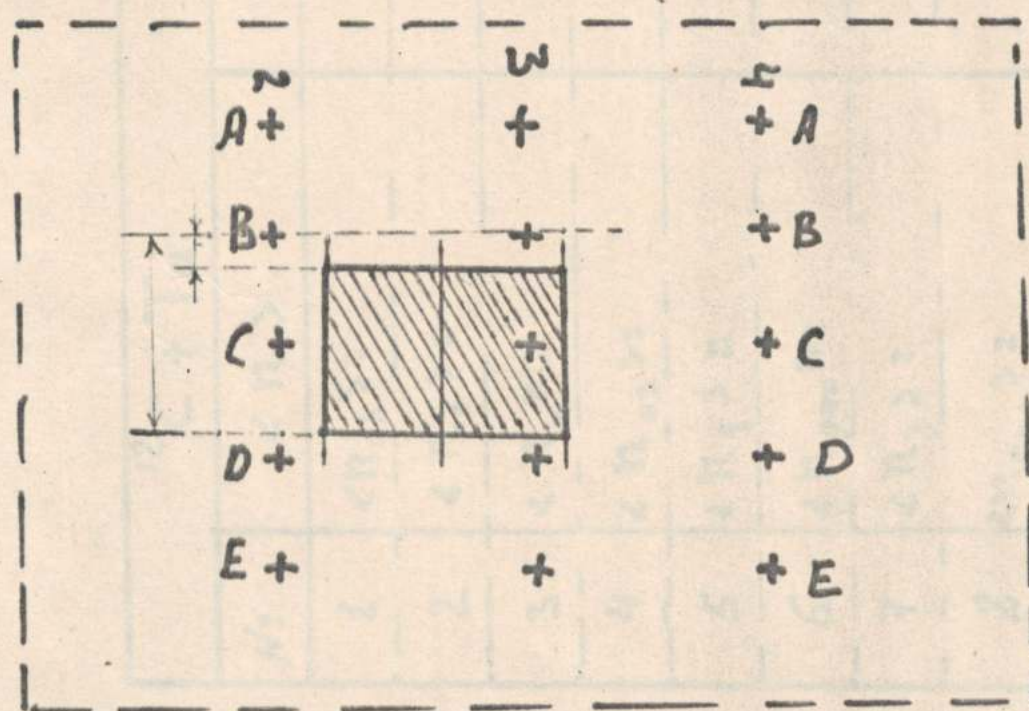


Рис. 2.2.

Таблица 3.1.

$^{12}\text{C} + \text{Ta}$		$D = \sqrt{\langle n^2 \rangle - \bar{n}^2}$	$P + \text{Ta}$
№	$\langle n \rangle$		
1	$\langle n_{ch} \rangle =$		$\langle n_{ch} \rangle =$
2	$\langle n_+ \rangle =$		$\langle n_+ \rangle =$
3	$\langle n_- \rangle =$		$\langle n_- \rangle =$
4	$\langle n_{o3} \rangle =$		$\langle n_g \rangle =$
5	$\langle n_g \rangle =$		$\langle n_p \rangle =$
6	$\langle n_{pen} \rangle =$		$\langle n_{pen} \rangle =$
7	$\langle n_y \rangle =$		$\langle n_{sp2} \rangle =$
8	$\langle n_{so3} \rangle =$		$\langle n_{so3} \rangle =$

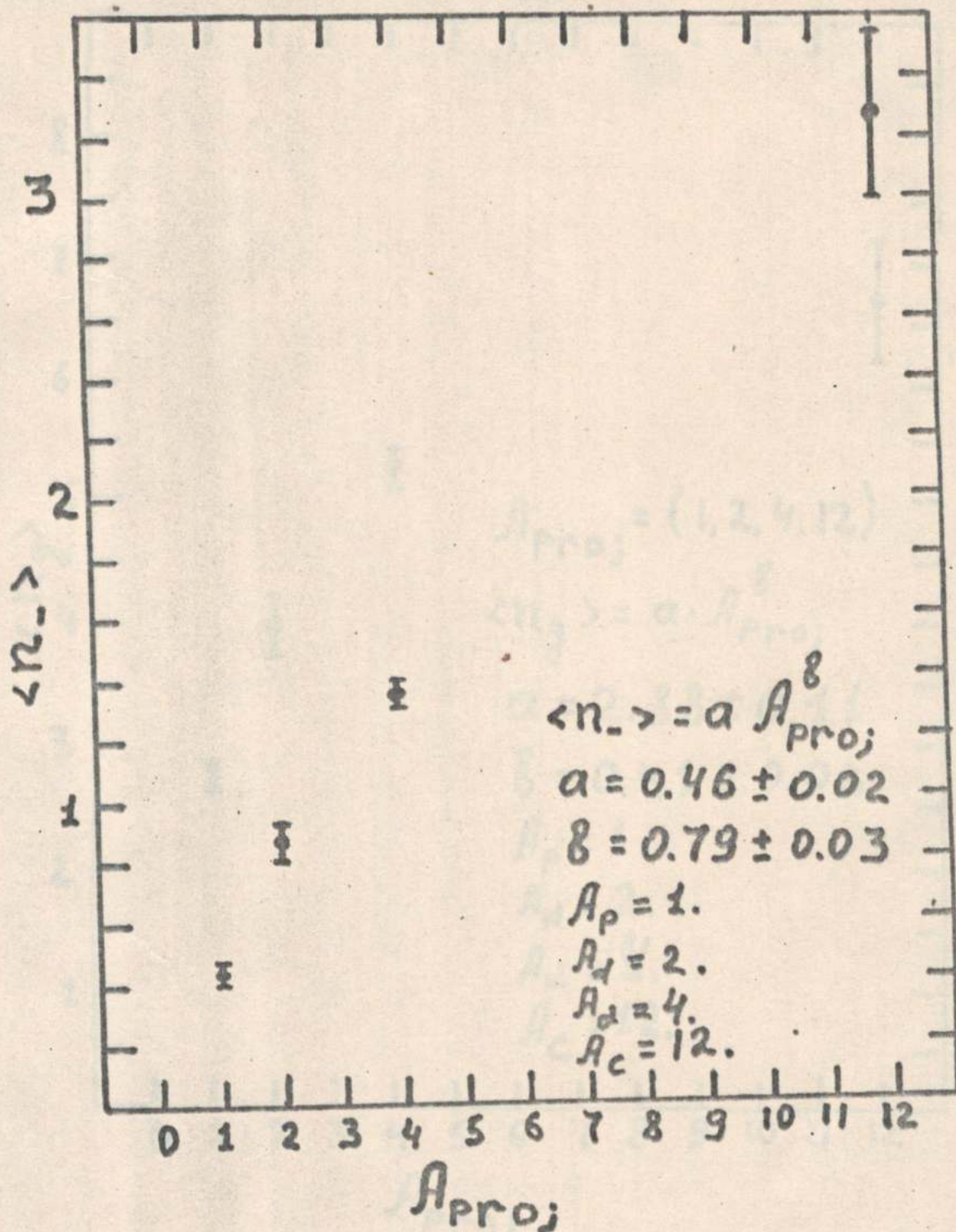


Рис. 3.1.

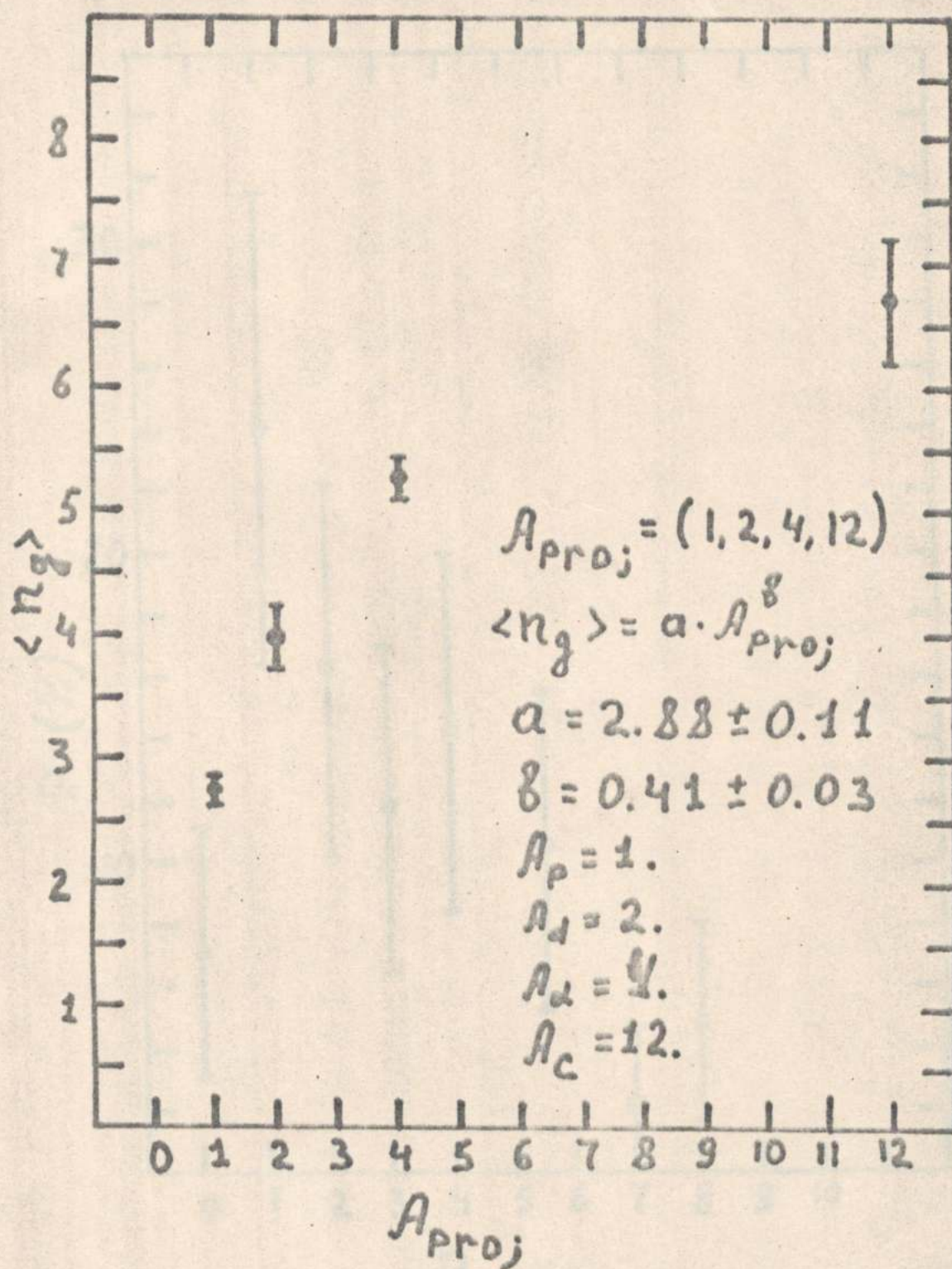


Рис. 3.2.

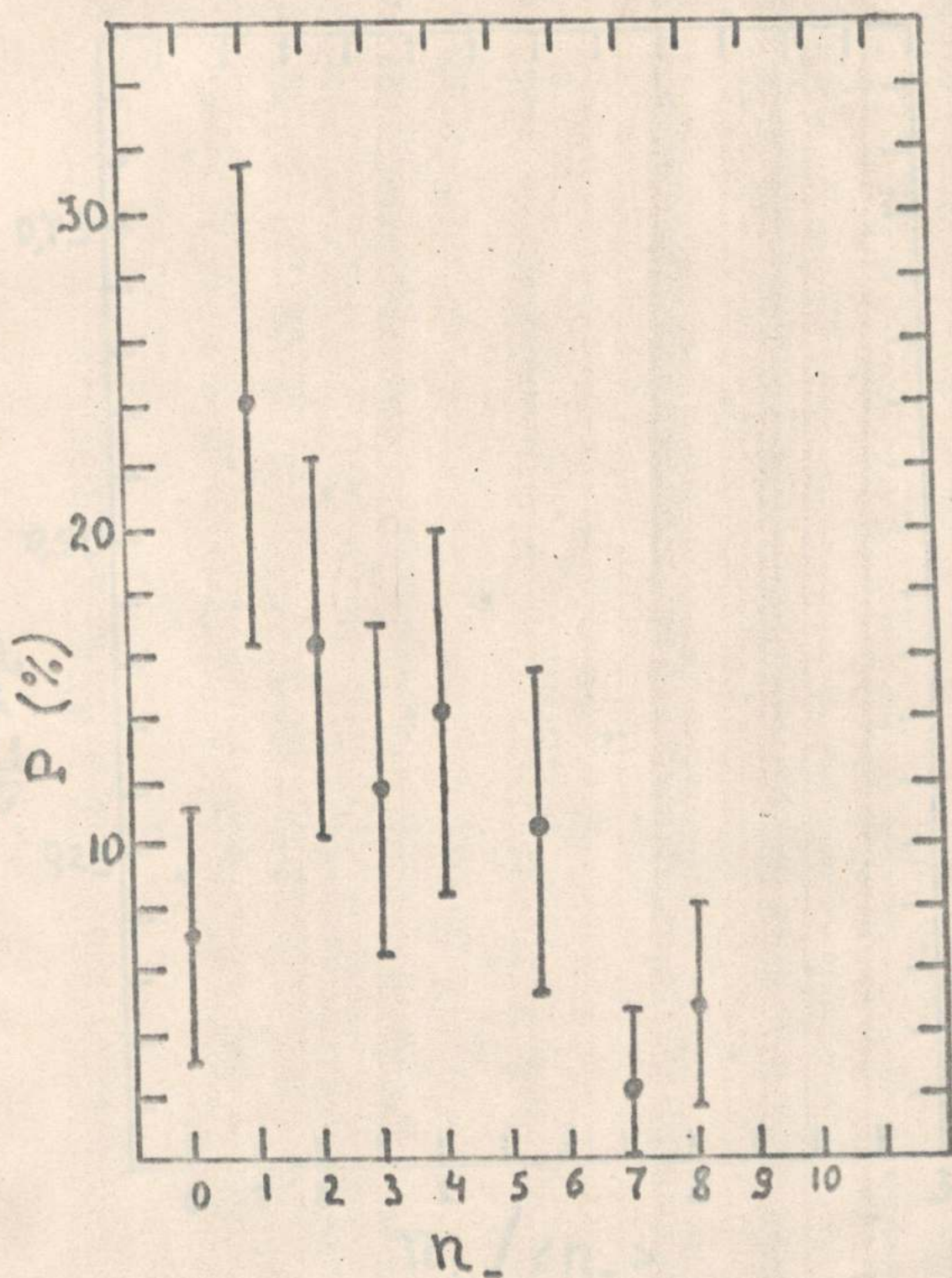


Рис. 3.3.

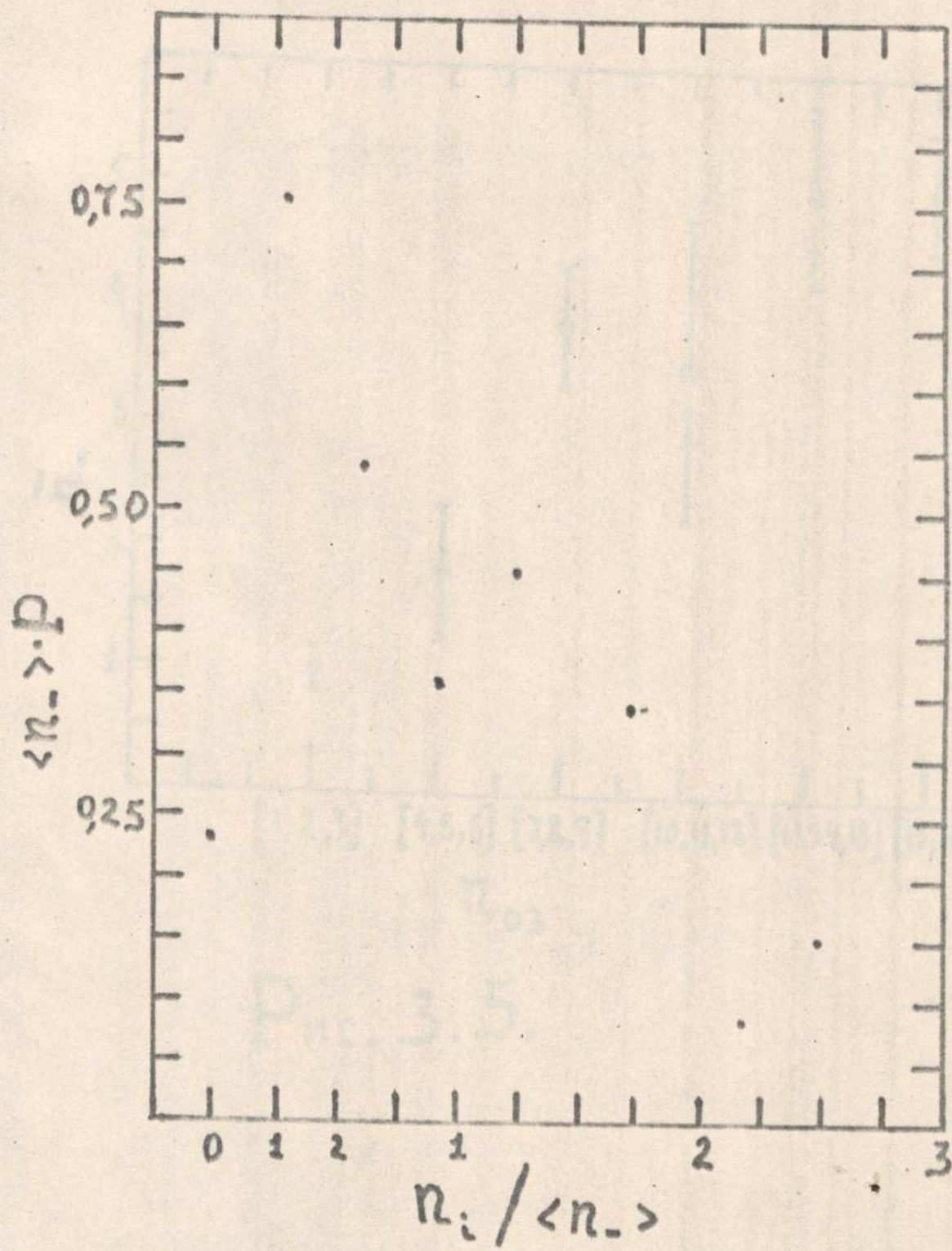


Рис. 3. 4.

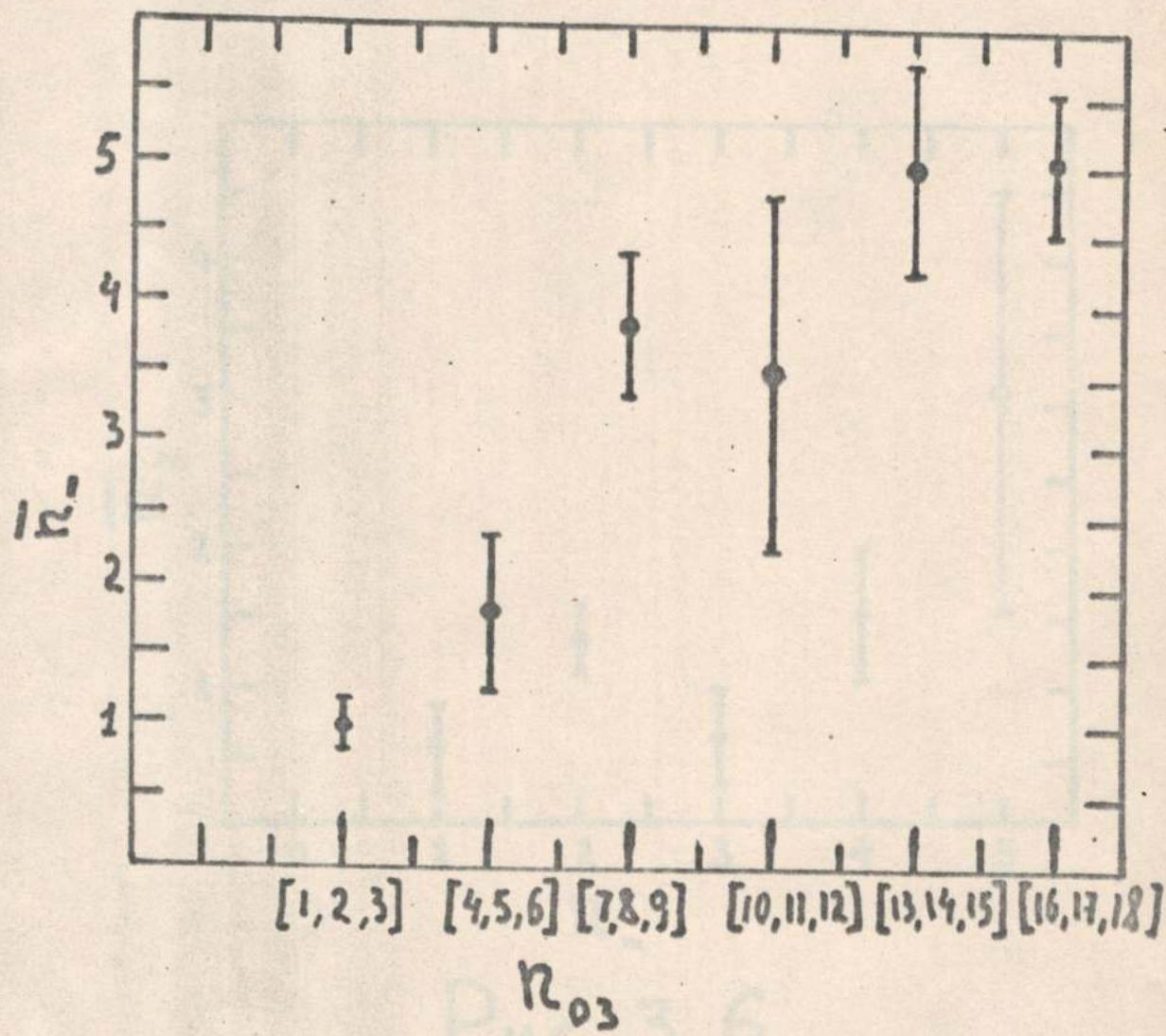


Рис. 3.5.

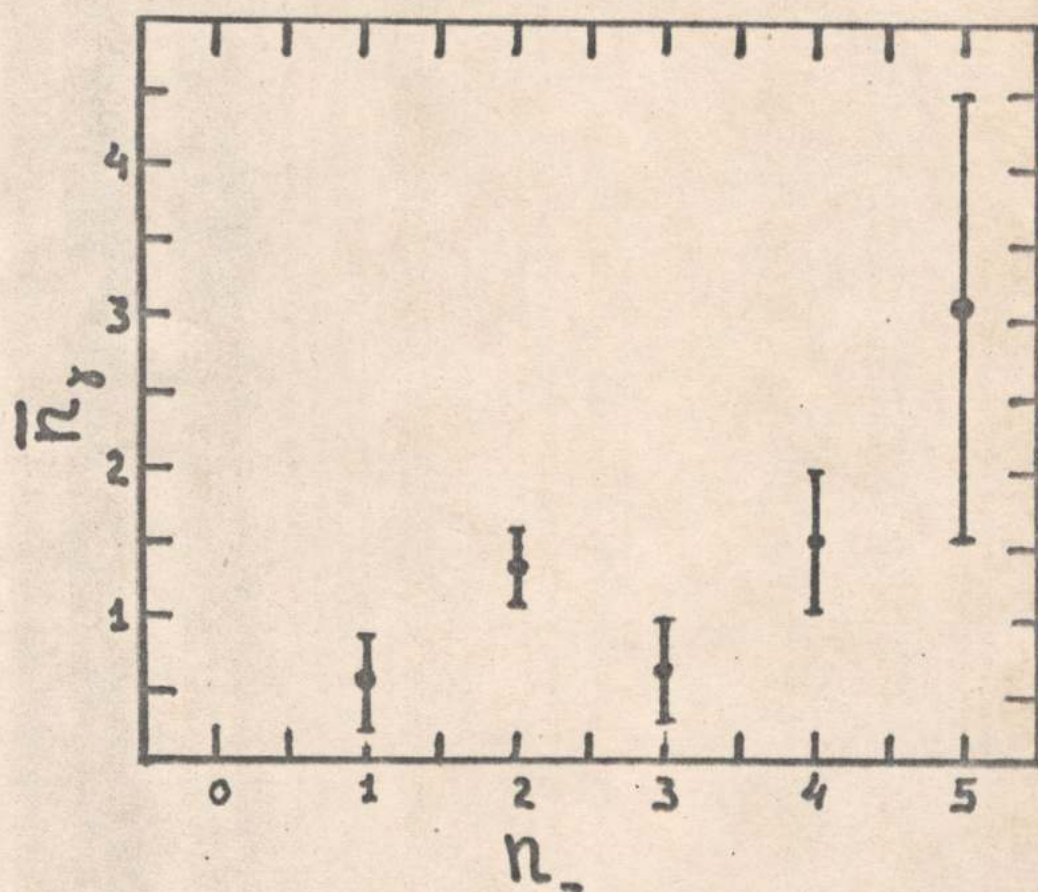


Рис. 3.6.