

АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН

НПО "ФИЗИКА - СОЛНЦЕ"

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Введение

Глава 1. Методика эксперимента

На правах рукописи

1.1. Введение

1.2. Характеристика ЕДГОРОВ САДРИДДИН ОЧИЛОВИЧ

1.3. Пузырьковые камеры

УДК 539-12

1.3.1. Давидовская пузырьковая камера ДПК-500

1.3.2. ОБРАЗОВАНИЕ ПРОТОНОВ В $(p, d, \alpha, C)C-$

1.4. ПРОТОНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 4.2 ГЭВ/С НА НУКЛОН

1.5. ПОЛЫ В pHe -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 300 ГЭВ/С

1.6. Взаимодействие протонов на ядрах

1.6.1. $p^{20}Na$ -взаимодействия

1.6.2. $(p, d, He, C)C$ Д И С С Е Р Т А Ц И Я

1.7. Статистика обработанного материала

Глава 2. на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук

Специальность: 01.04.16 - "Физика ядра и
элементарных частиц".

2.1. Множественности протонов Научные руководители:

2.1.1. Множественности протонов доктор физико-математических

2.1.2. Множественности протонов наук, профессор Б. С. ЮЛДАШЕВ

2.1.3. Ядро-ядерных взаимодействий кандидат физико-математических

2.2. Корреляции "Вперед-назад" наук С. Л. ЛУТПУЛЛАЕВ

ядерных взаимодействий

2.3. Импульсные и угловые спектры протонов

2.3.1. pHe -взаимодействия ТАШКЕНТ-1992

О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение.	4
Глава I. Методика эксперимента.	10
I. I. Введение.	10
I. 2. Характеристики пучков первичных частиц.	11
I. 3. Пузырьковые камеры.	12
I. 3. I. Двухметровая пузырьковая камера ДТМК-500.	13
I. 3. 2. 30-дюймовая пузырьковая камера.	15
I. 4. Просмотр и измерения событий.	15
I. 5. Получение ленты суммарных результатов (DST).	19
I. 6. Выделение взаимодействий на ядрах.	20
I. 6. I. $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействия.	21
I. 6. 2. $(p, d, \text{He}, \text{C})\text{C}$ -взаимодействия.	22
I. 7. Статистика обработанного материала.	22
Глава 2. Множественности, импульсные и угловые спектры протонов, образованных в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с и во взаимодействиях релятивистских ядер $(p, d, {}^4\text{He}, {}^{12}\text{C})$ с ядрами углерода при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон.	24
2. I. Множественности протонов.	24
2. I. 1. Множественности протонов в $p\text{Ne}$ -взаимодействиях.	24
2. I. 2. Множественности протонов в ядро-ядерных взаимодействиях.	31
2. 2. Корреляции "Вперед-назад" в адрон-ядерных взаимодействиях	36
2. 3. Импульсные и угловые спектры протонов.	39
2. 3. I. $p\text{Ne}$ -взаимодействия	39

Введение.

Интерес к исследованию взаимодействий адронов и ядер с ядрами обусловлен возможностью изучения пространственно-временной структуры процесса множественного рождения частиц на коротких пространственно-временных интервалах, сравнимых с межнуклонными расстояниями в ядрах. Другими словами, речь идет о том, каким образом развивается пространственно-временной процесс адронизации образованных во взаимодействиях цветных кварков и глюонов в наблюдаемые на опыте "белые" адронные состояния.

Кроме того, интерес к изучению hA - и AA -соударений связан с исследованием коллективных свойств ядерной материи - проявлений кварковых степеней свободы, с существованием мультикварковых резонансных систем с барионными зарядами $B \geq 2$ и др.

Исследование взаимодействий ядер с ядрами также дает ответ на вопрос о сводимости ядро-ядерных взаимодействий к адрон-нуклонному или адрон-ядерному соударению.

В прямой связи с этими проблемами актуальнейшей задачей является поиск фазовых переходов (адроны - кварк глюонная плазма или жидкость - пионный конденсат, или жидкость - газ), которые пока не обнаружены, хотя предпринимаются серьезные попытки и есть указания на эффект.

Таким образом, из изложенного выше следует, что адрон-ядерные и ядро-ядерные взаимодействия представляют собой весьма сложное и многоплановое явление. По этому исследование hA - и AA -взаимодействий является одной из перспективных задач релятивистской ядерной физики.

В настоящей работе представлены результаты исследований взаимодействия протонов и релятивистских ядер d , ^4He , ^{12}C с яд-

рами углерода и неона в интервале энергии $4+300$ ГэВ. Экспериментальные данные сравниваются с расчетами моделей (ДПМ, ЛМ, ДЮ), предложенных для описания адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий. В кратце напомним основные предположения использованных в настоящей работе моделей.

Дуальная партонная модель.

Дуальная партонная модель (ДПМ), в версии предложенной в Лубне [1], является моделью многократного рассеяния (в эйковальном приближении), которая учитывает кварк-глюонную структуру адронов [2+6]. Она базируется на идее дуальной топологической унитаризации, основанной на трех теоретических концепциях:

- 1) топологическом I/N расширении, которое пытается объединить три теоретические структуры для описания сильных взаимодействий: калибровочные теории (КХД), дуальные резонансные модели и реджеонные теории поля;
- 2) унитарности;
- 3) реджевском поведении амплитуд рассеяния.

Модели многократного рассеяния, традиционно сформулированные в теории S-матрицы, могут быть сформулированы в модифицированной теории I/N расширения [7,8], которое имеет силу в любой теории поля с N степенями свободы. В КХД $N=3$, что соответствует трем цветам кварков.

Модель, более подробно, описана в [9,10].

Лундская модель.

В модели FRITIOF [11,12], разработанной в Лундском университете (именуемая в тексте Лундской моделью - ЛМ), два сталкивающихся адрона превращаются в две продольные струны посредством бесцветного импульсного обмена между их конституентами. В отличие от ДПМ и от первоначальных версий ЛМ [13], нет никакого об-

мена цветом и струны содержат конститuentы первичных адронов. Каждая струна затем фрагментирует в соответствии с Лундской схемой.

В отличие от ДПМ, ЛМ не имеет мультицепочечных конфигураций с короткими струнами (цепочками), но она включает глюонную радиацию, которая вызывает изломы на струнах приводя к большому количеству частиц и большим поперечным импульсам p_T . Кроме того, модель включает в себя жесткое партонное рассеяние и изначальные поперечные импульсы k_T образующихся партонов. Все эти особенности обеспечивают описание наблюдаемых свойств поперечных импульсов адронов в конечном состоянии и позволяют плавно перейти от мягких к жестким процессам.

Дубненская каскадно-испарительная модель.

Дубненская каскадно-испарительная модель ядро-ядерных взаимодействий [14], является развитием модели внутриядерных каскадов для адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях. Общая физическая картина модели напоминает столкновение двух облаков газа.

Каждое из сталкивающихся ядер в собственной системе координат рассматривается как ферми-газ нуклонов, заключенный в потенциальную яму $V(r) = B + p_F^2/2m$, где p_F - граничный ферми-импульс нуклона, m - масса свободного нуклона, B - усредненная энергия связи нуклона в ядре, принятая равной 7 МэВ. В модели учитывается ферми-импульс внутриядерных нуклонов. Максимальное значение фермиевского импульса выражается через ядерную плотность, которая была определена из опытов по упругому рассеянию электронов на ядрах. На размещение точечных нуклонов в ядре накладывается условие: расстояние между ними не должно быть меньше $2r_0$, где $r_0 = 0.4$ Фм - радиус керна нуклона.

Предполагается, что нуклоны налетающего ядра в лабораторной системе могут быть описаны как независимые частицы, характеризующиеся 4-вектором пространства-времени $\langle \vec{r}, t \rangle$ и 4-вектором импульса-энергии $\langle \vec{p}, E \rangle$ с эффективной массой $m_{\text{эфф}} = \sqrt{E^2 - \vec{p}^2} = m - V(r)$. Введение приближения независимых частиц с эффективными массами позволяет последовательно использовать релятивистскую кинематику, приняв во внимание, в частности, эффект релятивистского сжатия ядер. Динамика взаимодействия прослеживается во времени с помощью метода Монте-Карло. При прослеживании методом Монте-Карло временной эволюции системы из двух взаимодействующих ядер учтено локальное обеднение плотности ядерных нуклонов за счет внутриядерных столкновений. Этот эффект обуславливает взаимозависимость каскадов, инициируемых в ядре-мишени (снаряде) отдельными нуклонами ядра-снаряда (мишени). При каждом внутриядерном взаимодействии требуется выполнение принципа Паули и законов сохранения энергии - импульса.

Поведение возбужденных ядер, оставшихся после завершения каскадной стадии, описывается также методом Монте-Карло в рамках равновесной статистической теории ("испарительное" приближение). Система с $A \leq 4$ и возбуждением выше энергии связи нуклона, по предположению, разваливается на отдельные нуклоны с равными абсолютными значениями импульса.

Остальные детали модели можно найти в [14,15].

Диссертация состоит из 4 глав и заключения.

В первой главе описаны основные характеристики камер, с помощью которых были получены экспериментальные результаты. Рассмотрены методические вопросы отбора, идентификации и измерения событий. Описана процедура выделения событий на ядрах.

Представлен статистический материал, на котором основаны полученные данные.

Во второй главе изложены результаты изучения множественностей, корреляций и инклюзивных спектров вторичных протонов, образованных во взаимодействиях протонов и релятивистских ядер (d , α , C) с ядрами углерода и неона в интервале энергии $(4-300)$ ГэВ. Представлены результаты исследований зависимости множественностей и дифференциальных сечений протонов от массового числа ядра снаряда. Приводятся результаты сравнения экспериментальных данных с предсказаниями моделей, предложенных для описания адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий.

Третья глава посвящена изучению механизма образования кумулятивных частиц в pNe -взаимодействиях при 300 ГэВ/с. Исследованы процессы поглощения медленных пионов квазидейтронными системами в ядрах, приводящих к образованию кумулятивных протонов. Изучены корреляционные эффекты в кумулятивных pNe -взаимодействиях.

В четвертой главе рассмотрены результаты исследований корреляций вторичных протонов, образованных во взаимодействиях адронов и релятивистских ядер с ядрами. Представлены данные исследований спектров эффективных масс многопротонных систем с целью поиска многобарионных резонансов.

Основные результаты и выводы работы приведены в заключении.

Результаты настоящей работы представлялись на XVIII Международном симпозиуме по многочастичной динамике (Ташкент, 1987 г.), на научных семинарах Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (Батавия), Висконсинского, Орегонского, Вашингтонского, Нотрдамского, Варшавского Университетов, Физико-технического института НПО "Физика-Солнце" АН РУз. и лаборатории высоких энергий ОИЯИ (Дубна), а также на научных сессиях Отделения

ядерной физики АН СССР (1988, 1990, 1991 г.)

Основные результаты, вошедшие в диссертационную работу, опубликованы в работах [16-23].

Экспериментальный материал, охватываемый в настоящей работе, получен с помощью методики пузырьковых камер, помещенных в магнитное поле.

Хорошо известно, что основная масса данных о множественном образовании частиц в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях была получена с помощью фотоэмульсионной методики, к достоинствам которой относятся высокое угловое и пространственное разрешение. Существенными недостатками такого метода является неоднородность состава ядер, что делает проблематичным исследование зависимости характеристик вторичных частиц от массового числа ядра-мишени (A).

В настоящее время основная масса данных о множественном рождении вторичных частиц при высоких энергиях получают в экспериментах, где регистрация частиц осуществляется в электронике. В этих экспериментах, где имеется хорошее разрешение по углам и импульсам, можно, как правило, изучать характеристики вторичных частиц в довольно узком интервале углов. Главным недостатком такой методики - это ненадежность акта взаимодействия.

От таких недостатков в какой-то мере избавлена методика пузырьковых камер. Действительно, в этом случае эксперимент проводится в условиях 4 π -геометрии с мишенью по существу оправадного сорта. Практически все пузырьковые камеры находятся в магнитном поле, что делает возможным разделение вторичных частиц по зарядам, определять их импульсы и эффективно идентифицировать вторичные протоны до импульсов ~ 1.0 ГэВ/с. Отсутствуют также

Глава I. Методика эксперимента.

I. I. Введение.

Экспериментальный материал, обсуждаемый в настоящей работе, получен с помощью методики пузырьковых камер, помещенных в магнитное поле.

Хорошо известно, что основная масса данных о множественном образовании частиц в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях была получена с помощью фотоэмульсионной методики, к достоинствам которой относится высокое ионизационное и пространственное разрешение. Существенным недостатком такого метода является неоднородность состава мишени, что делает проблематичным исследование зависимости характеристик вторичных частиц от массового числа ядра-мишени (A).

В настоящее время основная масса данных о множественном рождении вторичных частиц при высоких энергиях получают в экспериментах, где регистрация частиц осуществляется электроникой. В этих экспериментах, где имеется хорошее разрешение по углам и импульсам, можно, как правило, изучать характеристики вторичных частиц в довольно узком интервале углов. Главный недостаток такой методики — это ненаблюдаемость акта взаимодействия.

От таких недостатков в какой-то мере лишена методика пузырьковых камер. Действительно, в этом случае эксперимент проводится в условиях 4π -геометрии с мишенью по существу определенного сорта. Практически все пузырьковые камеры находятся в магнитном поле, что делает возможным разделение вторичных частиц по зарядам, определять их импульсы и эффективно идентифицировать вторичные протоны до импульсов ~ 1.0 ГэВ/с. Отметим также,

что в последнее время ведутся также ряд экспериментов с ядерными мишенями, размещенными внутри пузырьковых камер.

К недостаткам методики пузырьковых камер можно отнести невозможность регистрации слишком медленных протонов отдачи или продуктов испарения ядра, не имеется также возможности идентифицировать быстрые протоны с импульсами $p \geq 1.0$ ГэВ/с. Несмотря на это, достоинства методики пузырьковой камеры очевидны.

Ниже будут обсуждены характеристики пропановой и неон-водородной пузырьковых камер, методика обработки снимков, использованные нами при выполнении настоящей работы.

I. 2. Характеристики пучков первичных частиц.

Экспериментальные материалы, использованные в настоящей диссертации, получены в пучках протонов при импульсе 300 ГэВ/с на ускорителе национальной ускорительной лаборатории имени Э. Ферми (Батавия, США) и в пучках релятивистских протонов, дейтонов, альфа-частиц, ядер углерода при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон.

Для определения импульсов пучковых ядер было измерено по несколько сотен следов первичных частиц на длине ~ 1 м, для каждого типа облучения [24]. Для первичных протонов среднее значение импульса оказалось:

$$\bar{P}_p = (4.18 \pm 0.02) \text{ ГэВ/с},$$

а для первичных ядер дейтерия, альфа-частиц и ядер углерода получено следующее значение среднего импульса на нуклон:

$$\bar{P}/N = (4.20 \pm 0.05) \text{ ГэВ/с}$$

Указанные ошибки отражают, кроме ошибки измерения, некоторое изменение среднего импульса от одного сеанса облучения к другому.

Идентификация первичных частиц проводилась по визуальным критериям: направлению пучкового трека, ионизации и по числу δ -электронов [25], которые гарантируют надежность визуального отделения пучковых ядер He и C от p и d.

Примесь непучковых частиц в случае облучения протонами и ядрами углерода практически отсутствует - $<1\%$, а в случае облучения ядрами d и He примесь заметна, хотя и невелика: $(1,7 \pm 0,3)\%$ и $(2,1 \pm 0,4)\%$ соответственно [24]. При прохождении слоя пропана в выбранной эффективной области в камере первичное ядро может провзаимодействовать и образовать однолучевую звезду с малым углом отклонения ($\theta \leq 2^\circ$), которую визуальное невозможно обнаружить на длине <30 см. Оценка показала, что примесь непучковых частиц, вызываемая такими процессами, незначительна, $\leq (1 \pm 3)\%$ [24]. Среднее число пучковых частиц, входящих в камеру, оказалось равным $\langle n_0 \rangle = 3,0 \pm 0,5$ на кадр.

В первичном дифракционном пучке протонов, выводимых из главного кольца ускорителя Национальной ускорительной лаборатории имени Э. Ферми с импульсом 300 ГэВ/с, фоновый примесь μ^+ , π^+ и K^+ по оценкам [26] не превышала 0,2%. Среднее число пучковых частиц, входящих в камеру, составило $\langle n_0 \rangle = 2,62 \pm 0,01$ на кадр.

1.3. Пузырьковые камеры.

Настоящая диссертационная работа выполнена на экспериментальном материале, полученном при облучении двухметровой пропановой пузырьковой камеры ДТПК-500 [27] ЛВЭ ОИЯИ в пучках релятивистских протонов, дейтонов, альфа-частиц и ядер углерода при первичном импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон, на синхрофазатроне ЛВЭ ОИЯИ и 30-дюймовой неон-водородной пузырьковой камеры, облучен-

ной на ускорителе Национальной ускорительной лаборатории имени Э. Ферми в пучке протонов с импульсом 300 ГэВ/с [29].

1.3.1. Двухметровая пузырьковая камера ДТПК-500.

Двухметровая пузырьковая камера ДТПК-500 [27] имеет форму параллелепипеда (рис. 1.1). Направление первичных пучков релятивистских частиц совпадает с направлением Y .

Камера была наполнена пропаном (C_3H_8), с плотностью $\rho=0,43$ г/см³ и радиационной длиной $X_0=106$ см. Камера, размерами $(X \times Y \times Z)=(65 \times 210 \times 43)$ см³, облучалась легкими релятивистскими ядрами p , d , 4He и ^{12}C с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. Фотографирование проводилось двумя системами фотокамер, каждая из которых включала по 3 объектива, на пленку шириной 50 мм. Расстояние между боковыми (I и II) объективами составляло 380 мм, а между одним из боковых и третьим (вспомогательным) объективами расположенными в вершине равнобедренного треугольника - 250 мм. Каждая система фотографировала одну половину камеры, размером $(65 \times 120 \times 43)$ см³.

В рабочем объеме первой половины камеры была размещена мишень, состоящая из трех танталовых ($A=181$, $Z=73$) пластин толщиной ~ 1 мм. Расстояние между соседними пластинами было равным ~ 10 см.

Пузырьковая камера располагалась в магнитном поле со средней напряженностью 1.5 Тесла, которое имело большую неоднородность. В связи с этим были проведены [28] измерения магнитного поля по трем составляющим компонентам (H_x, H_y, H_z) . В дальнейшем при измерениях эта неоднородность была учтена путем введения поправок в геометрическую программу реконструкции - на основании данных

1.3.2. 30-литровая пузырьковая камера

30-литровая пузырьковая камера Национальной ускорительной лаборатории имени Э. Ферми (29) представляет собой цилиндрический сосуд (рис. 1.2) высотой 37 см и с осью симметрии, сделанной из оптических стекол толщиной 10,6 см и радиусом 38 см. Система экранов выбрана так, что направление пучка совпадает с осью Z , а ось X — направлена вглубь камеры. Конструкция камеры и ее оптическая система подробно описаны в работе [29].

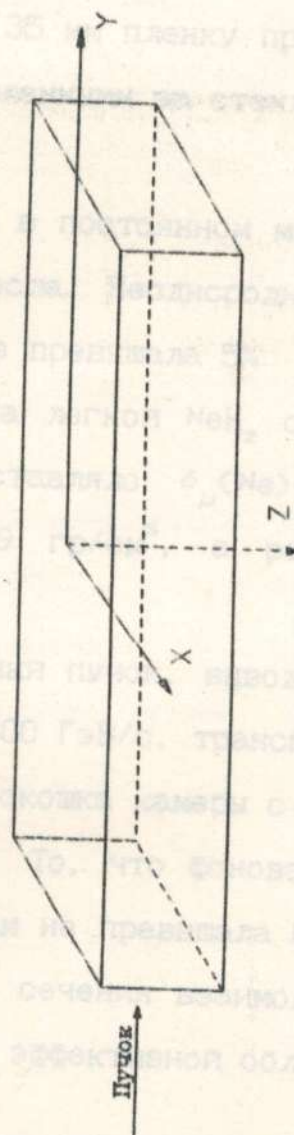


Рис. 1.1. Схема двухметровой пузырьковой камеры ДПК-500 и принятая на ней система координат.

1.4. Просмотр и измерения событий

В данной работе описана процедура обработки экспериментальных данных.

измерений магнитного поля по трем компонентам H_x , H_y , H_z [29].

1.3.2. 30-дюймовая пузырьковая камера.

30-дюймовая пузырьковая камера Национальной ускорительной лаборатории имени Э. Ферми [29] представляет собой цилиндрический сосуд (рис. 1.2) высотой 37 см и с основаниями, сделанными из оптических стекол толщиной 10.6 см и радиусом 38 см. Система координат выбрана так, что направление пучка совпадает с осью X , а ось Z - направлена вглубь камеры. Конструкция камеры и ее оптическая система подробно описаны в работе [29].

Фотографирование на 35 мм пленку проводилось тремя из четырех объективов, установленными за стеклом на расстоянии $L = 1430$ мм.

Камера располагалась в постоянном магнитном поле со средней напряженностью $H = 2.5$ Тесла. Неоднородность магнитного поля по всему рабочему объему не превышала 5%.

Камера была наполнена легкой NeH_2 смесью. Содержание неона по молярному весу составляло $\delta_\mu(Ne) = (30.9 \pm 0.7)\%$. Плотность смеси равнялась $\rho = 0.249$ гр/см³, а радиационная длина смеси $X_0 = 128.1$ см.

Первичный дифракционный пучок, выводимый из главного кольца ускорителя с импульсом 300 ГэВ/с, транспортировался на расстояние ~ 1200 м до входного окошка камеры с помощью системы магнитных линз и коллиматоров. То, что фоновая примесь μ^+ , π^+ и K^+ в пучке протонов по оценкам не превышала 0.2%, позволяет с хорошей точностью определить сечения взаимодействия по числу зарегистрированных событий в эффективной области камеры.

1.4. Просмотр и измерения событий.

Ниже описана процедура обработки экспериментального материала.

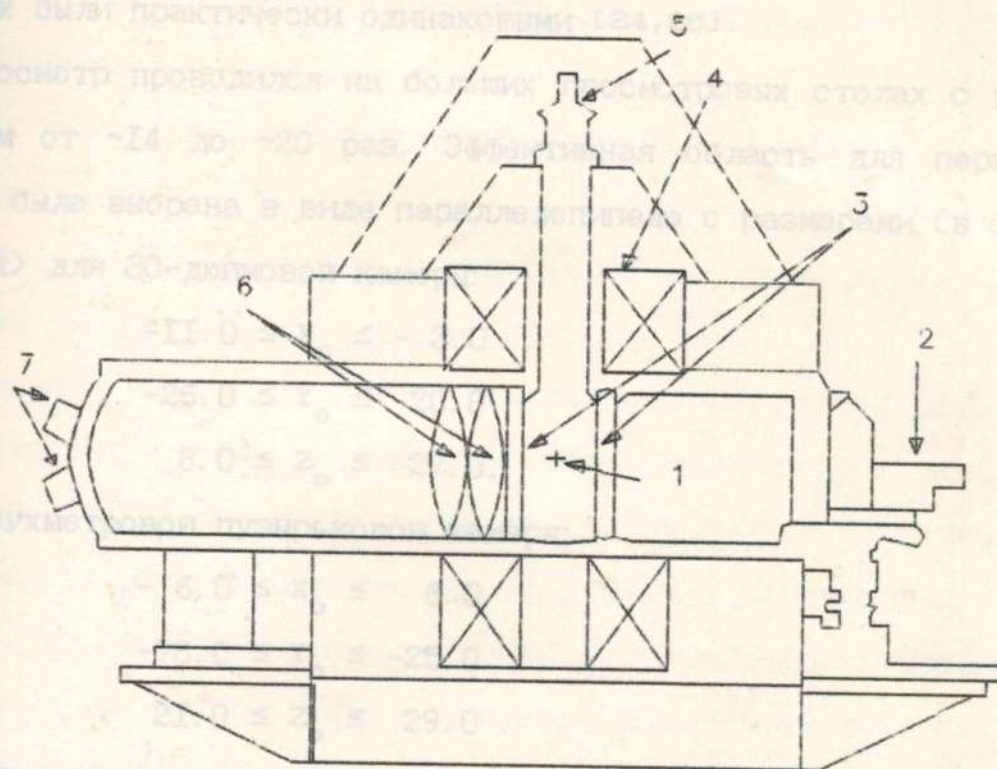


Рис. I.2. Схематическое изображение 30-дюймовой пузырьковой камеры: 1 - пучок, 2 - фотокамеры, 3 - окна камеры, 4 - охлаждаемые магниты, 5 - поршень системы компрессии, 6 - конденсорные линзы, 7 - импульсные ксеноновые лампы.

При изучении $p\bar{p}$ -взаимодействий при 300 ГэВ/с зарегистрированные события разделялись по типам взаимодействий в соответствии со стандартными критериями для пузырьковой камеры, позволяющими

полученного с облучений перечисленных выше пузырьковых камер в пучках протонов и легких релятивистских ядер (в дальнейшем для краткости будем называть АА-взаимодействиями)

Правила просмотра стереоснимков в рНе- и ядро-ядерных соударениях были практически одинаковыми [24,26].

Просмотр проводился на больших просмотровых столах с увеличением от ~ 14 до ~ 20 раз. Эффективная область для первичных звезд была выбрана в виде параллелепипеда с размерами (в сантиметрах) для 30-дюймовой камеры:

$$-11.0 \leq x_0 \leq -3.0$$

$$-26.0 \leq y_0 \leq 20.0$$

$$8.0 \leq z_0 \leq 27.0,$$

для двухметровой пузырьковой камеры:

$$-6.0 \leq x_0 \leq 6.0$$

$$-78.0 \leq y_0 \leq -25.0$$

$$21.0 \leq z_0 \leq 29.0.$$

В процессе просмотра проводилась регистрация всех взаимодействий в выбранном эффективном объеме камеры. В основном для каждой найденной звезды определялись следующие характеристики:

n_{ch} - число заряженных частиц;

n_+ - число положительно заряженных частиц;

n_- - число отрицательно заряженных частиц;

n_p или n_{oz} - число идентифицированных протонов ($p_p \leq 1,2$) ГэВ/с в рНе-соударениях; $p_p \leq 0,75$ ГэВ/с в ядро-ядерных взаимодействиях;

n_γ или n_{ν^0} - число нейтральных частиц - γ -кванты и нейтральные странные частицы, соответственно.

При изучении рНе-взаимодействий при 300 ГэВ/с зарегистрированные звезды разделялись по типам взаимодействий в соответствии со стандартными критериями для пузырьковых камер, наполнен-

ных тяжелыми смесями (см., например, [30]):

тип "pp" - соударения с протонами; где число идентифицированных протонов $n_p = 0$ или 1; в событии не должно быть идентифицированного протона, вылетающего назад в л.с.к., т.е. $n_p^b = 0$; число заряженных вторичных частиц, n_{ch} , четно; сумма зарядов вторичных частиц $\Sigma Q = +2$;

тип "pn" - соударения с нейтронами; $n_p = 0$ или 1; $n_p^b = 0$; n_{ch} - нечетно; $\Sigma Q = +1$;

тип "pA" - соударения с ядрами неона; сюда относятся все звезды, не относящиеся к типам "pp" и "pn".

Для всех видов облучений просмотр кадров велся дважды на просмотрных столах с эффективностью двойного просмотра ϵ_{12} близкой к 100%, за исключением малолучевых ($n_{ch} \leq 2$) звезд. Эффективность двойного просмотра, $\epsilon_{12} = (97 \pm 3)\%$ для протонного облучения при 300 ГэВ/с и $\epsilon_{12} = (94 \pm 3)\%$ для ядерного облучения при 4.2 ГэВ/с на нуклон. При дальнейшем анализе на все найденные события были введены поправки на эффективность двойного просмотра.

Измерение отобранных событий проводилось с помощью полуавтоматических микроскопов "ПУОС" [31, 32], работающих на линии связи с ЭВМ СМ-4. На каждом треке измерялись от 6 до 20 точек в зависимости от длины трека. Обработка измеренных событий производилась с помощью программ геометрической реконструкции "ГЕОFIT" на ЭВМ ЕС-1061. Эта программа осуществляет пространственное восстановление события и определяет параметры вторичных частиц, а также производит кинематическую обработку V^0 -частиц и γ -квантов. Геометрическое восстановление траектории частиц осуществляется по результатам измерений координат точек на двух проекциях. По результатам измерений и обсчета по программе "ГЕОFIT" определялись следующие параметры: p - импульс частицы

в л.с.к., $\text{tg}\alpha$ - тангенс глубинного угла (угол между плоскостью XU и касательной к следу в первой ее точке), β - широтный угол (угол между осью X и проекцией касательной к следу в плоскости XU). Импульс частицы, кроме останавливающихся протонов, вычисляется по кривизне следа в магнитном поле в камере с учетом ионизационных и радиационных потерь. Эти значения являются начальным приближением. Оптимальные значения параметров ρ , $\text{tg}\alpha$ и β находятся путем минимизации функционала:

$$\chi^2 = \sum_{ij}^N (U_{\alpha i} - U_i) G_{ij}^{-1} (U_{\alpha j} - U_j),$$

где $U_{\alpha i}$ и $U_{\alpha j}$ - измеренные, а U_i и U_j - определяемые значения параметров, G_{ij}^{-1} - матрица содержащая ошибки измерения и поправки на многократное кулоновское рассеяние, ионизационные потери, флуктуации тормозного излучения и неоднородность магнитного поля, N - число измеренных точек [33]. Измерение каждого трека характеризуется двумя значениями функционала - χ_{xy}^2 и χ_z^2 [34]. Значение χ_{xy}^2 характеризует оптимальность определения ρ и β , а χ_z^2 - оптимальность определения $\text{tg}\alpha$. Для выбора критерия хорошего измерения были построены распределения следов вторичных частиц по χ^2 . На их основе было выбрано $\chi_{xy}^2 \leq 1.0$ и $\chi_z^2 \leq 1.0$ для pHe -соударений при 300 ГэВ/с и $\chi_{xy}^2 \leq 3.5$ и $\chi_z^2 \leq 3.5$ для ядро-ядерных облучений при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон.

1.5. Получение ленты суммарных результатов (DST).

Для физического анализа большого экспериментального материала необходимо, чтобы вся информация о характеристиках событий и параметрах частиц надежно хранилась и эффективно обрабатывалась с помощью ЭВМ. В качестве носителя этой информации используют магнитные диски или магнитные ленты. В таком случае массив дан-

ных называют лентой суммарных результатов - DST (Data Summary Tape). Для формирования DST создан пакет программ, основу которой составляет программа GEOFIT [34,35]. Вычисленные по этой программе параметры частиц записываются на магнитную ленту предварительных результатов. Анализ результатов вычислений проводится при методическом просмотре пленки, где проверяется качество измерений, производится идентификация и т. д. При неудовлетворительном измерении данного трека производится перемер его параметров и повторяется методический просмотр.

После завершения измерений событий на данной пленке вся информация корректируется, если это необходимо, с учетом замечаний, сделанных при методическом просмотре. Откорректированные экспериментальные данные записываются в файл DST. Информация для каждого события состоит из трех уровней. Первый уровень содержит величины, характеризующие событие в целом. Вторым уровнем содержит информацию о заряженных частицах, а третий уровень - о нейтральных частицах.

Дальнейший анализ данных производится при чтении окончательного DST. Статистическая обработка результатов измерений проводится на ЭВМ с помощью пакета программ HIST или HBOOK [36]. Пакеты состоят из следующих блоков: чтение тестов, чтение DST, заполнение гистограмм и печать (или запись на внешнее устройство) гистограмм со статистическими характеристиками распределений: средних значений, ошибок, дисперсий и т. д. Т. о., с помощью этих программ можно получить необходимые физические результаты.

1.6. Выделение взаимодействий на ядрах.

Как уже отмечалось выше, экспериментальные данные настоящей диссертации были получены с пузырьковых камер, наполненных различными смесями: неон-водородная (NeH_2) смесь и пропан (C_3H_8).

В связи с этим возникает вопрос о выделении событий, относящихся к соударениям с ядрами. Ниже описана методика выделения взаимодействий на ядрах неона и углерода.

1.6.1. $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействия.

В работе [26] было измерено сечение взаимодействия протонов с легкой ($\rho_A=0.181$ или $\rho_M=0.309$) NeH_2 -смесью из выражения:

$$\sigma(p\text{NeH}_2) = \frac{A}{\rho n_0 L} \ln(1 - N_{\text{вз}}/N_0), \quad (1.1)$$

где A - атомный вес NeH_2 -смеси; $\rho=0.249 \text{ г/см}^3$ - плотность среды; $n_0=6.02 \times 10^{23}$ - число Авогадро; L - длина эффективной области (при определении $\sigma(p\text{NeH}_2)$ значение L было выбрано равным 40.45 см); $N_{\text{вз}}$ - число взаимодействий, зарегистрированных в эффективной области и N_0 - полное число первичных протонов.

В результате для $\sigma(p\text{NeH}_2)$ получено:

$$\sigma(p\text{NeH}_2) = \rho_A \sigma_{\text{in}}(p\text{Ne}) + 2(1-\rho_A) \sigma_{\text{vis}}(pp) = (162.8 \pm 2.5) \text{ мбн} \quad (1.2)$$

Отсюда, используя измеренные значения $\sigma_{\text{tot}}(pp)$ и $\sigma_{\text{el}}(pp)$ при 300 ГэВ/с [37] и учитывая потери упругих pp -событий, получим: $\sigma_{\text{in}}(p\text{Ne}) = (356.0 \pm 8.0) \text{ мбн}$.

Этот результат находится в хорошем согласии с измерениями сечений неупругих nA - и pA -взаимодействий - интерполируя данные [38+40] для ядра неона, приходим к: $\sigma_{\text{in}}(n\text{Ne}) \approx \sigma_{\text{in}}(p\text{Ne}) = (349 \pm 5) \text{ мбн}$ - ядро неона является изосин-глетом и $\sigma_{\text{prod}}(p\text{Ne}) = (343 \pm 8) \text{ мбн}$. Здесь $\sigma_{\text{prod}} = \sigma_{\text{in}} - \sigma_{\text{coh}}$, где σ_{coh} - сечение неупругих когерентных взаимодействий. По оценкам $\sigma_{\text{coh}}(p\text{Ne}) = (13.0 \pm 0.5) \text{ мбн}$ [26].

Таким образом, как следует из измерений $\sigma_{\text{in}}(p\text{Ne})$, в легкой NeH_2 -смеси, доля $p\text{Ne}$ -взаимодействий составила $(67.5 \pm 1.8)\%$.

1.6.2. (p, d, He, C) ^{12}C -взаимодействия.

Взаимодействия первичных ядер p, d, He и C с ядром углерода нужно было выделить из всех взаимодействий в пропане (C_3H_8). Считалось, что взаимодействие произошло на ядре углерода, если выполнялось хотя бы одно из следующих условий: 1) $(n_+ - n_-) > (Z_A + 1)$; 2) $n_p' > 1$; 3) $n_p^b > 0$; 4) $n_- > 1$ для pC-событий; $n_- > 2$ для dC-, HeC- и CC- взаимодействий; 5) $n_{\pm}$ - нечетное для pC- и dC-событий; 6) $m_t = \sum_i (E_i - p_i^{\parallel}) > 1 \cdot Im_p$. Здесь n_{+-} - число положительных (отрицательных) частиц в событии; Z_A - заряд налетающего ядра A; n_p' - число медленных ($p_p^{\text{л.с.к.}} < 0.75 \text{ ГэВ/с}$) протонов в событии; n_p^b - число протонов, вылетающих в заднюю полусферу в л.с.к.; $n_{\pm}$ - число заряженных частиц в событии; m_t - т.н. масса мишени, m_p - масса протона; $E_i, p_i^{\parallel}$ - энергия и продольный импульс i-й частицы, суммирование идет по всем заряженным частицам, кроме стриппинговых фрагментов. Эти критерии позволили выделить 96-98% всех взаимодействий с ядром углерода [17,41].

1.7. Статистика обработанного материала.

В таблице I.1 приводятся общие статистические данные по обработанному материалу по типам взаимодействий и по типам облучений.

Некоторые методические вопросы, в силу их специфичности, будут изложены в дальнейшем по мере обсуждения конкретных физических результатов.

Таблица I. I. Статистика обработанного материала.

Первич. пучок	Импульс ГэВ/с	Наполнение камеры	Число найден. вз-вий	Тип и число взаимодействий на ядрах
p	300	NeH ₂	9400	pNe, 5800
p	4.2	C ₃ H ₈	8295	pC, 5578
d	4.2 на нуклон	C ₃ H ₈	II325	dC, 7314
α	4.2 на нуклон	C ₃ H ₈	8189	α C, 4547
C	4.2 на нуклон	C ₃ H ₈	I4545	CC, 7874
π^-	40	C ₃ H ₈	8300	π^- C, 6200
Всего:			60054	37313

Одной из наиболее доступной характеристикой процесса множественного рождения в экспериментах с использованием трековых приборов является множественность вторичных частиц. Изучая форму распределения по множественности, а также анализируя энергетическую и A -зависимость моментов распределения по множественности можно получить ценную информацию о динамике множественного рождения. Кроме того, множественность частиц различного типа является весьма важным параметром многих моделей hA - и AA -взаимодействия.

2. I. I. Множественности протонов в pNe -взаимодействии

На рис. 2. I представлено распределение по множественности идентифицированных протонов в pNe -взаимодействиях при импульсе 300 ГэВ/с. Идентифицированными протонами считались протоны с $0.13 < p_p \leq 1.2$ ГэВ/с. Сплошная кривая соответствует расчетам по модели [42, 43], в которой вторичные протоны в hA -взаимодействиях рассматриваются как продукты независимого выброса внутренних нуклонов в процессах перераспределения первичной и вторичных частиц. При этом распределение по множественности прото-

Глава 2. Множественности, импульсные и угловые спектры протонов, образованных в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с и во взаимодействиях релятивистских ядер ($p, d, {}^4\text{He}, {}^{12}\text{C}$) с ядрами углерода при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон.

2. I. Множественности протонов.

Одной из наиболее доступной характеристикой процессов множественного рождения в экспериментах с использованием трековых приборов является множественность вторичных частиц. Изучая форму распределения по множественности, а также анализируя энергетическую и A -зависимость моментов распределения по множественности можно получить ценную информацию о динамике множественного рождения. Кроме того, множественность частиц различного типа является весьма важным параметром многих моделей hA - и AA -соударений.

2. I. I. Множественности протонов в $p\text{Ne}$ -взаимодействиях.

На рис. 2. I представлено распределение по множественности идентифицированных протонов в $p\text{Ne}$ -взаимодействиях при импульсе 300 ГэВ/с. Идентифицированными протонами считались протоны с $0.13 \leq p_p \leq 1.2$ ГэВ/с. Сплошная кривая соответствует расчетам по модели [42, 43], в которой вторичные протоны в hA -взаимодействиях рассматриваются как продукты независимого выбивания внутриядерных нуклонов в процессах перерассеяния первичной и вторичных частиц. При этом распределение по множественности прото-

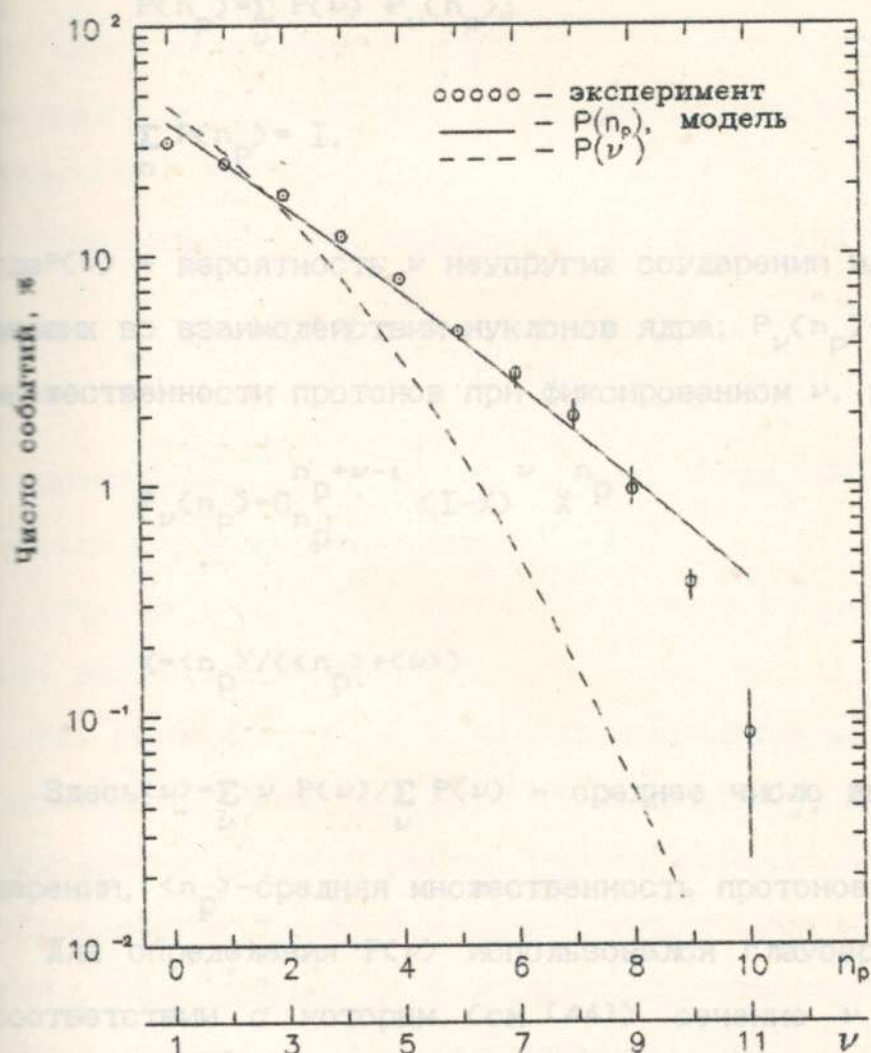


Рис. 2.1. Распределение по множественности протонов в pHe-взаимодействиях. Сплошная кривая - результат расчета по модели, описанной в тексте. Штриховая кривая соответствует предсказанию модели Глаубера для распределения по числу внутриядерных соударений, ν (нижняя шкала).

зов, $P(n_p)$, можно определить посредством следующего соотношения:

$$P(n_p) = \sum_{\nu} P(\nu) P_{\nu}(n_p);$$

$$\sum_n P(n_p) = 1. \quad (2.1)$$

где $P(\nu)$ - вероятность ν неупругих соударений или число участвовавших во взаимодействии нуклонов ядра; $P_{\nu}(n_p)$ - распределение по множественности протонов при фиксированном ν , равное:

$$P_{\nu}(n_p) = C_{n_p}^{n_p + \nu - 1} (1-X)^{\nu} X^{n_p} \quad (2.2)$$

$$X = \langle n_p \rangle / (\langle n_p \rangle + \langle \nu \rangle) \quad (2.3)$$

Здесь $\langle \nu \rangle = \sum_{\nu} \nu P(\nu) / \sum_{\nu} P(\nu)$ - среднее число внутриядерных соударений, $\langle n_p \rangle$ - средняя множественность протонов в nA -соударении.

Для определения $P(\nu)$ использовался глауберовский подход, в соответствии с которым (см. [44]) сечение ν соударений $\sigma(\nu)$ выражается через интеграл по прицельному параметру b :

$$\sigma_{\nu} = C_{\nu}^A \int_0^{\infty} d^2b [\sigma_N T(b)]^{\nu} [1 - \sigma_N T(b)]^{A-\nu}, \quad (2.4)$$

а "ядерная толщина" $T(b)$ зависит от плотности распределения нуклонов в ядре $\rho(b, z)$ следующим образом:

$$T(b) = A \int_{-\infty}^{\infty} \rho(b, z) dz \quad (2.5)$$

где A - массовое число ядра-мишени.

При расчетах $\rho(b, z)$ было выбрано в виде гауссового:

$$\rho(b, z) \sim \exp(-(b^2 + z^2)/a^2), \quad (2.6)$$

что является хорошим приближением для легких ядер. Параметр "а" выбирался в соответствии с данными по рассеянию электронов на ядрах [45]: $a = 2.45$ фм.

Использование фермиевской плотности для неона

$$\rho(r) = \rho_0 [1 + \exp((r - c_1)/c_2)]^{-1} \quad (2.7)$$

с параметрами $c_1 = 1.15 A^{1/3}$ фм и $c_2 = 0.51$ фм [46] приводило практически к тем же результатам.

Сечение неупругого протон-нуклонного взаимодействия полагалось равным $\sigma_N = 32$ мб.

Как видно из рис. 2.1, экспериментальные данные неплохо воспроизводятся моделью, хотя следует отметить систематическое расхождение (статистически обеспеченное) между моделью и экспериментом при $n_p = 0$ и $n_p \geq 9$. С одной стороны, это расхождение может быть связано с невозможностью регистрации (в условиях данного эксперимента) слишком медленных ($p < 0.13$ ГэВ/с) и идентификации быстрых ($p > 1.2$ ГэВ/с) протонов. С другой стороны, в самой модели имеется параметр $\langle n_p \rangle$ (средняя множественность протонов), определяемый экспериментально. Это число может включать в себя также и испарительные протоны, не рассматриваемые в модели (по оценкам доля испарительных протонов не превышает 10%).

С целью исключения указанных неоднозначностей были введены ограничения на импульсы протонов: $0.2 \leq p \leq 0.7$ ГэВ/с. На рис. 2.2 представлены распределения по множественности протонов с им-

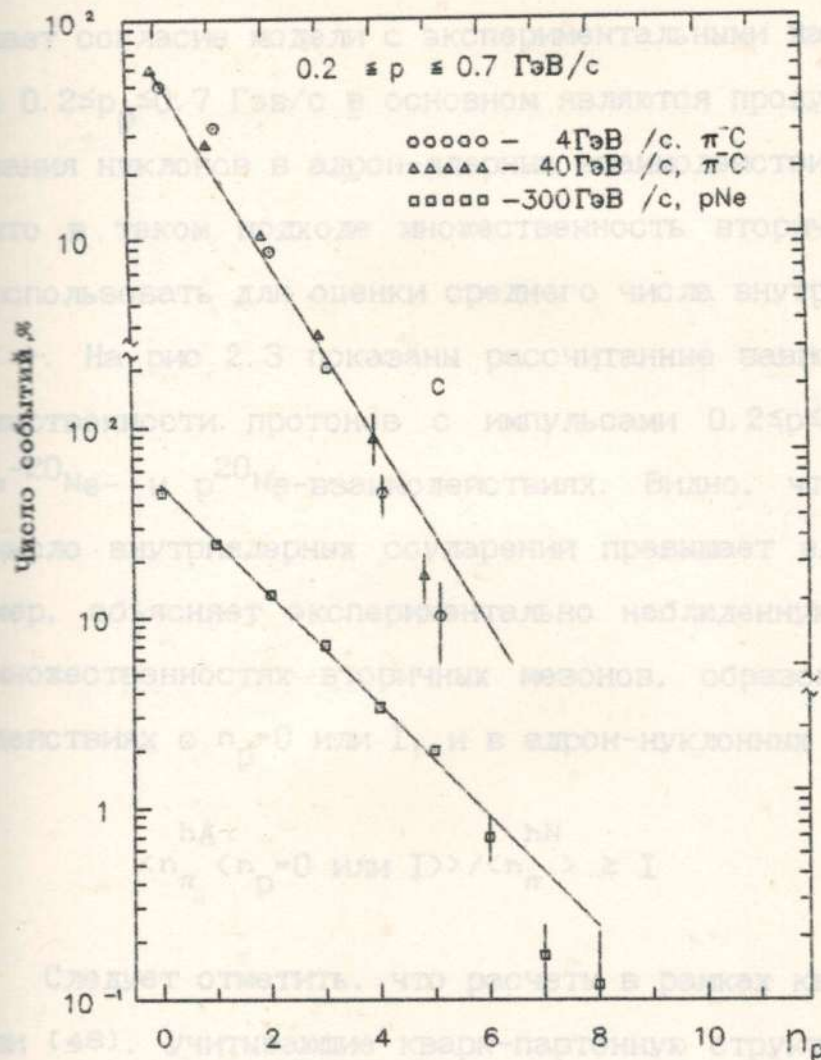


Рис. 2.2. Распределение по множественности протонов с импульсами $0.2 \leq p \leq 0.7$ ГэВ/с. Кривые — результат расчета по модели, описанной в тексте.

пульсами $0.2 \leq p \leq 0.7$ ГэВ/с в $p\text{Ne}$ -соударениях. Для сравнения здесь же показаны данные для π^-C -взаимодействий при 4 и 40 ГэВ/с. Видно, что исключение протонов с $p < 0.2$ ГэВ/с существенно улучшает согласие модели с экспериментальными данными, т.е. протоны с $0.2 \leq p_p \leq 0.7$ ГэВ/с в основном являются продуктами прямого выбивания нуклонов в адрон-ядерных взаимодействиях. Очевидно также, что в таком подходе множественность вторичных протонов можно использовать для оценки среднего числа внутриядерных соударений $\langle \nu \rangle$. На рис 2.3 показаны рассчитанные зависимости $\langle \nu \rangle$ от множественности протонов с импульсами $0.2 \leq p \leq 0.7$ ГэВ/с в $\pi^{-12}C$, $\pi^{-20}\text{Ne}$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях. Видно, что при $n_p = 0$ среднее число внутриядерных соударений превышает единицу. Это, например, объясняет экспериментально наблюдаемую разницу в средних множественностях вторичных мезонов, образованных в hA -взаимодействиях с $n_p = 0$ или I, и в адрон-нуклонных соударениях [47]:

$$\frac{n_A}{\langle n_\pi \rangle (n_p = 0 \text{ или } I)} / \frac{n_N}{\langle n_\pi \rangle} \geq 1$$

Следует отметить, что расчеты в рамках кварк-партонной модели [48], учитывающие кварк-партонную структуру частиц, качественно описывают экспериментальные данные в $p\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с.

Средние множественности и дисперсии распределений по множественности протонов в разных импульсных интервалах приведены в таблице 2. I.

Видно, что предсказание модели [48] отличается от экспериментальных данных на ~15%.

Интервал импульсов протонов	$\langle \nu \rangle$	ρ	Примечания
-----------------------------	-----------------------	--------	------------

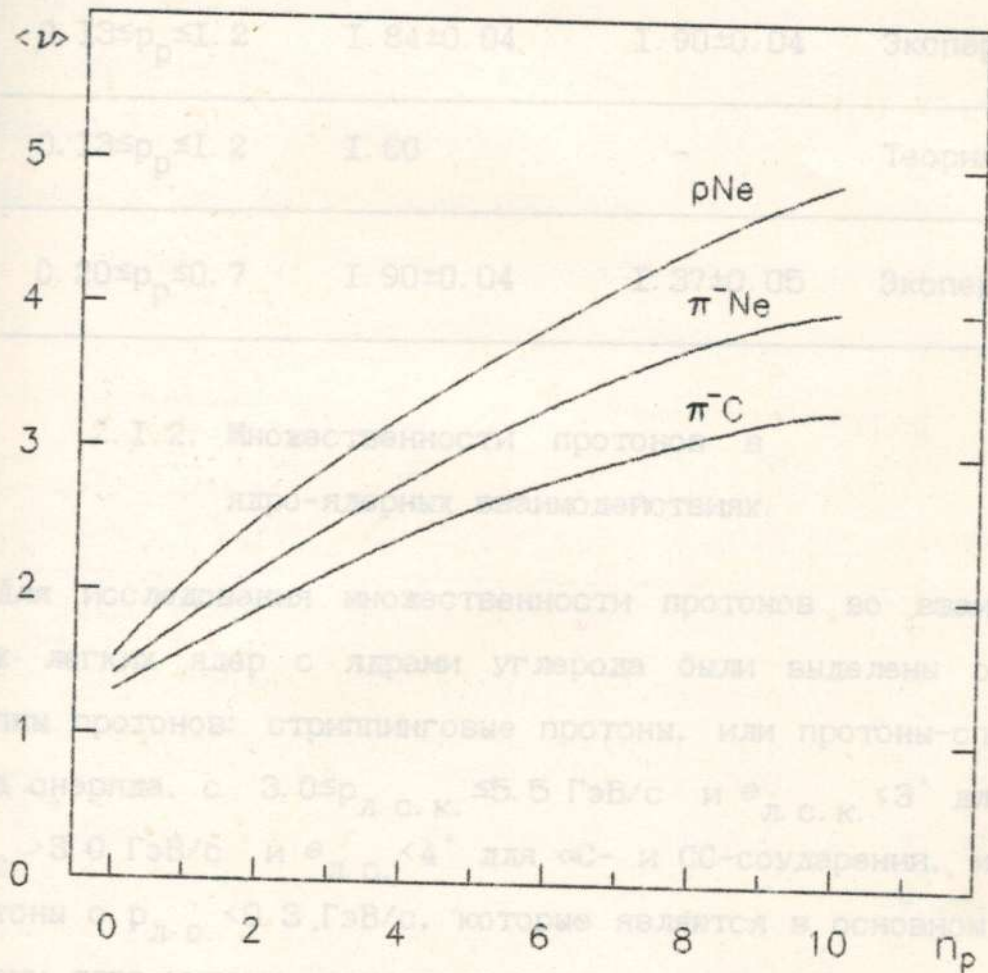


Рис. 2.3. Зависимости среднего числа внутриядерных соударений, $\langle \nu \rangle$, от множественности протонов с импульсами $0.2 \leq p \leq 0.7$ ГэВ/с.

Таблица 2. I. Средние множественности и дисперсии распределений по множественности протонов.

Интервал импульсов протонов	$\langle n_p \rangle$	D_p	Примечание
$0.13 \leq p_p \leq 1.2$	1.84 ± 0.04	1.90 ± 0.04	Эксперимент
$0.13 \leq p_p \leq 1.2$	1.60	-	Теория [48]
$0.20 \leq p_p \leq 0.7$	1.90 ± 0.04	1.37 ± 0.05	Эксперимент

2. I. 2. Множественности протонов в ядро-ядерных взаимодействиях.

Для исследования множественности протонов во взаимодействиях легких ядер с ядрами углерода были выделены отдельные группы протонов: стриппинговые протоны, или протоны-спектаторы ядра снаряда, с $3.0 \leq p_{\text{л.с.к.}} \leq 5.5$ ГэВ/с и $\theta_{\text{л.с.к.}} < 3^\circ$ для dC-, и $p_{\text{л.с.к.}} > 3.0$ ГэВ/с и $\theta_{\text{л.с.к.}} < 4^\circ$ для α C- и CC-соударений, медленные протоны с $p_{\text{л.с.к.}} < 0.3$ ГэВ/с, которые являются в основном спектаторами ядра-мишени, остальные протоны названы протонами-участниками. Для каждой указанной выше группы определены средние множественности протонов $\langle n_p^{\text{СТ}} \rangle$, $\langle n_p^{\text{М}} \rangle$, $\langle n_p^{\text{Уч}} \rangle$ соответственно (см. табл. 2.2). Следует отметить, что определение спектаторного протона (d, t) в силу ряда неопределенностей не совсем однозначно. Упругое рассеяние нуклонов из налетающего ядра на нуклонах ядра-мишени, дифракционная диссоциация ядер-снарядов, упругая перезарядка нейтронов в протоны дают вклад в импульсные и угловые распределения, характерные для спектаторных частиц. Такого рода "фон" в стриппинговой области оценен только для dC-взаимо-

действий, по данным для pC-событий. При определении $\langle n_p^{CT} \rangle_{dC}$ предполагалось, что половина dC-событий, потерянных при просмотре, содержит стриппинговый протон. При определении средних множественностей протонов вводились поправки на потерю протонов, вылетающих под большими углами к плоскости фотографирования. Поправки составили 2-3% для $\langle n_p^{YЧ} \rangle$ и 10-20% для $\langle n_p^M \rangle$ в зависимости от типа ядра-снаряда. Из таблицы 2.2 видно, что с увеличением массового числа ядра-снаряда $\langle n_p^{YЧ} \rangle$ возрастает. В

Таблица 2.2. Средние множественности протонов в неупругих ядро-ядерных взаимодействиях.

	pC	dC	αC	CC
$\langle n_p \rangle$ экс.	2.44 ± 0.11	2.85 ± 0.05	4.46 ± 0.06	6.23 ± 0.08
$\langle n_p^{YЧ} \rangle$ экс.	1.83 ± 0.10	1.95 ± 0.08	3.06 ± 0.10	4.30 ± 0.10
ДКМ	1.79 ± 0.01	1.97 ± 0.01	2.83 ± 0.02	4.12 ± 0.03
$\langle n_p^{CT} \rangle$ экс.		0.25 ± 0.05	0.60 ± 0.05	1.18 ± 0.05
ДКМ		0.35 ± 0.02	0.75 ± 0.04	1.96 ± 0.05
[51]				1.12 ± 0.04
[50]			0.63 ± 0.03	
$\langle n_p^M \rangle$ экс.	0.61 ± 0.04	0.65 ± 0.04	0.80 ± 0.06	0.75 ± 0.04
[50]			0.65 ± 0.03	

исследованиях ядро-ядерных взаимодействий часто используется параметризация зависимости средних множественностей частиц от атомного веса налетающего ядра в виде:

$$\langle n \rangle = \alpha A^\beta \quad (2.8)$$

Например, в работе [49] показано, что такая аппроксимация адекватно отражает истинную зависимость множественностей b -, g - и s -частиц от атомного веса ядра-снаряда во взаимодействиях легких ядер ($A=I+I6$) с ядрами фотоэмульсии. При этом показатель степени β в (2.8) различен для средних множественностей b -, g - и s -частиц: $\beta_b=0.076\pm0.016$, $\beta_g=0.32\pm0.02$ и $\beta_s=0.63\pm0.01$. В нашем случае зависимость $\langle n_p^M \rangle$ от A тоже слабая (см. таблицу 2.3 и рис. 2.4). Средняя множественность протонов с $0.3 < p_{\text{л.с.}} < 1.0$ ГэВ/с (этот интервал по импульсам примерно соответствует g -частицам в фотоэмульсионной терминологии) растет как $\sim A^{0.24}$. Средняя множественность самых быстрых протонов $p_{\text{л.с.}} > 1.0$ ГэВ/с аппроксимируется функцией (2.8) с параметрами приведенными в таблице 2.3. На рис. 2.4 показана также зависимость от A среднего числа нуклонов из ядер d , α и C , участвующих во взаимо-

Таблица 2.3. Параметры аппроксимации зависимости средних множественностей от атомного веса ядра-снаряда по функции (2.8).

Средние множественности		α	β	A
$\langle n_p \rangle < 0.3 < p_{\text{л.с.}} < 1.0$ ГэВ/с	эксп.	0.82 ± 0.02	0.24 ± 0.01	$2+I2$
	ДКМ	0.85 ± 0.01	0.26 ± 0.01	$2+I2$
$\langle n_p \rangle < p_{\text{л.с.}} > 1.0$ ГэВ/с	эксп.	0.72 ± 0.02	0.56 ± 0.01	$2+I2$
	ДКМ	0.65 ± 0.01	0.55 ± 0.01	$2+I2$
$\langle n_p^M \rangle$		0.61 ± 0.02	0.094 ± 0.004	$I+I2$
$\langle \nu \rangle$	эксп.	1.00 ± 0.05	0.59 ± 0.01	$I+I2$
	ДКМ	0.90 ± 0.05	0.56 ± 0.01	$2+I2$
	ММР[53]	0.90 ± 0.06	0.55 ± 0.01	$2+I2$

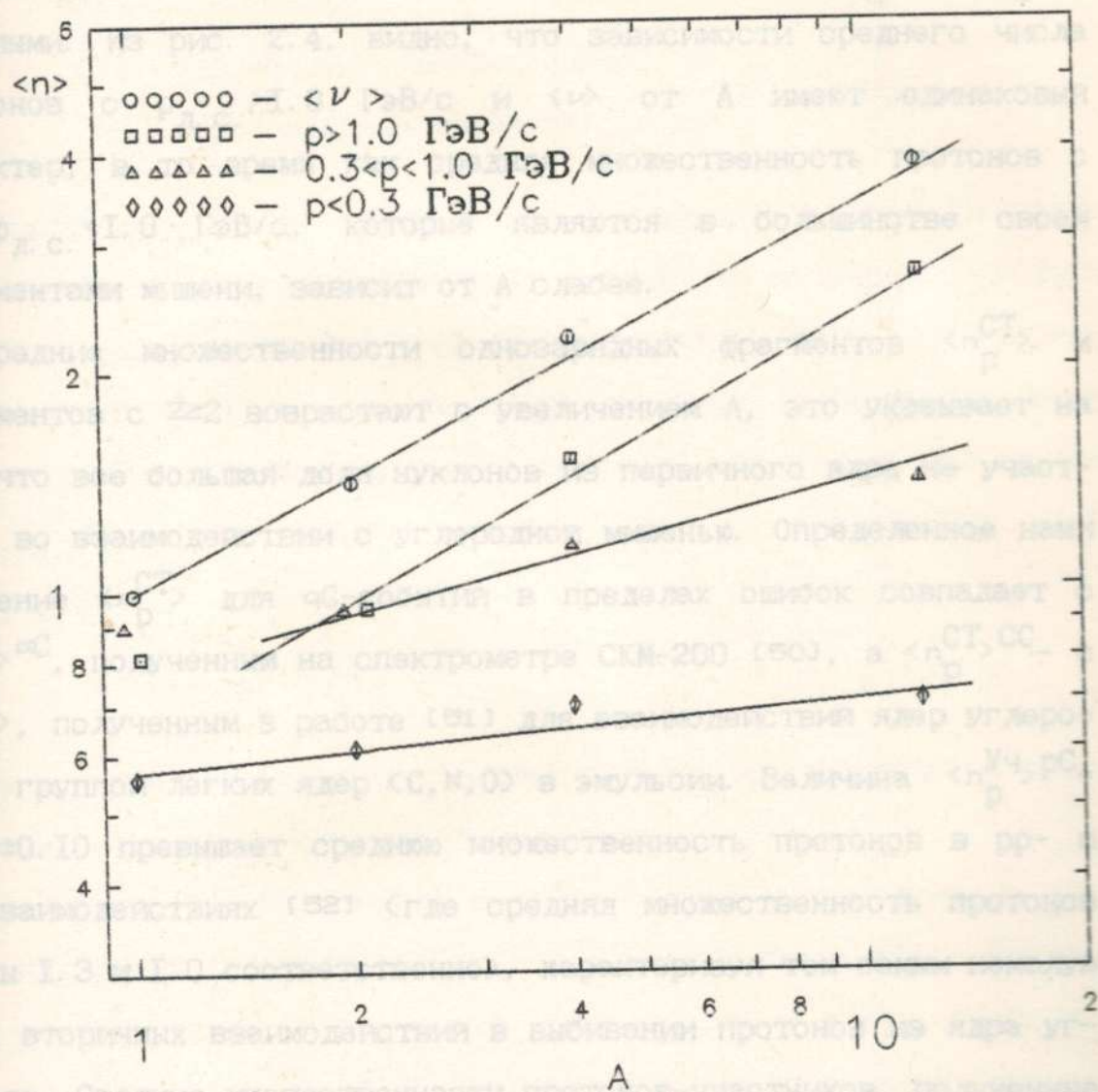


Рис. 2.4. Зависимость средней множественности протонов от атомного веса налетающего ядра.

взаимодействиях с ядром углерода, $\langle \nu \rangle$. Показатель степени β близок к величине $2/3$, ожидаемой для соударений легких ядер с более тяжелыми. Из рис. 2.4, видно, что зависимости среднего числа протонов с $p_{д.с.} > 1.0$ ГэВ/с и $\langle \nu \rangle$ от A имеют одинаковый характер, в то время как средняя множественность протонов с $0.3 < p_{д.с.} < 1.0$ ГэВ/с, которые являются в большинстве своем фрагментами мишени, зависит от A слабее.

Средние множественности однозарядных фрагментов $\langle n_p^{ST} \rangle$ и фрагментов с $Z \geq 2$ возрастают с увеличением A , это указывает на то, что все большая доля нуклонов из первичного ядра не участвует во взаимодействии с углеродной мишенью. Определенное нами значение $\langle n_p^{ST} \rangle$ для α -событий в пределах ошибок совпадает с $\langle n_p^{ST} \rangle^{\alpha C}$, полученным на спектрометре СКМ-200 [50], а $\langle n_p^{ST} \rangle^{CC}$ с $\langle n_p^{ST} \rangle$, полученным в работе [51] для взаимодействий ядер углерода с группой легких ядер (C, N, O) в эмульсии. Величина $\langle n_p^{уч} \rangle_{pC} = 1.83 \pm 0.10$ превышает среднюю множественность протонов в pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействиях [52] (где средняя множественность протонов равны 1.3 и 1.0 соответственно), характеризуя тем самым немалую роль вторичных взаимодействий в выбивании протонов из ядра углерода. Средние множественности протонов-участников, полученные в ДКМ, находятся в хорошем согласии с экспериментальными значениями (табл. 2.2). Модель адекватно воспроизводит A -зависимости средних множественностей протонов с $p_{д.с.} > 1.0$ ГэВ/с и протонов с $0.3 < p_{д.с.} < 1.0$ ГэВ/с (см. табл. 2.3). A -зависимость $\langle \nu \rangle$ в ДКМ несколько слабее (см. табл. 2.3) экспериментальной. Аналогичный результат получается в модели многократного рассеяния [53] для того же набора сталкивающихся ядер (табл. 2.3). Расхождение с ДКМ в среднем числе стриппинговых фрагментов отражает некорректность использованного в модели "испарительного механизма", де-

возбуждения ядер, т. е. неприменимость модели испарения к описанию поведения легкого остаточного ядра при высоком возбуждении.

2.2. Корреляции "Вперед-назад" в адрон-ядерных взаимодействиях.

В работах [54+56] сообщалось о наблюдении корреляций между вторичными частицами, испущенными в переднюю и заднюю полусферы в с.ц.м. адрон-нуклонных (hN) взаимодействий. Суть этих корреляций заключается в существовании линейной зависимости между средней множественностью ($\langle n^B \rangle$) адронов, испущенных под углами $\theta_{с.ц.м.} > 90^\circ$, и числом частиц (n^F), образованных при $\theta_{с.ц.м.} < 90^\circ$:

$$\langle n^B \rangle = a + b n^F \quad (2.9)$$

Параметр наклона b линейно растет с первичной энергией и практически не зависит от типа налетающего адрона.

Интересно то, что такого рода корреляции отсутствуют в лептон-нуклонных взаимодействиях и e^+e^- -аннигиляции [54]. Последнее обстоятельство качественно можно понять в рамках геометрических представлений [57], согласно которым корреляции "вперед-назад" ($B-N$) возникают при больших прицельных параметрах соударения, отсутствующих в e^+e^- -аннигиляции.

В связи с тем, что ядерные мишени являются достаточно протяженными объектами, в рамках указанных приближений следует очевидно ожидать, что корреляции "В-Н" должны проявляться и в соударениях адронов с ядрами. Нами [18] на примере $p^{12}C^-$, $\pi^{-12}C^-$ и $p^{20}Ne$ -взаимодействий в интервале $E_0 = (4+300)$ ГэВ показано, что корреляции типа (2.9) имеют место и в адрон-ядерных (hA) взаимодействиях и при этом характер зависимости (2.9) аналогичен

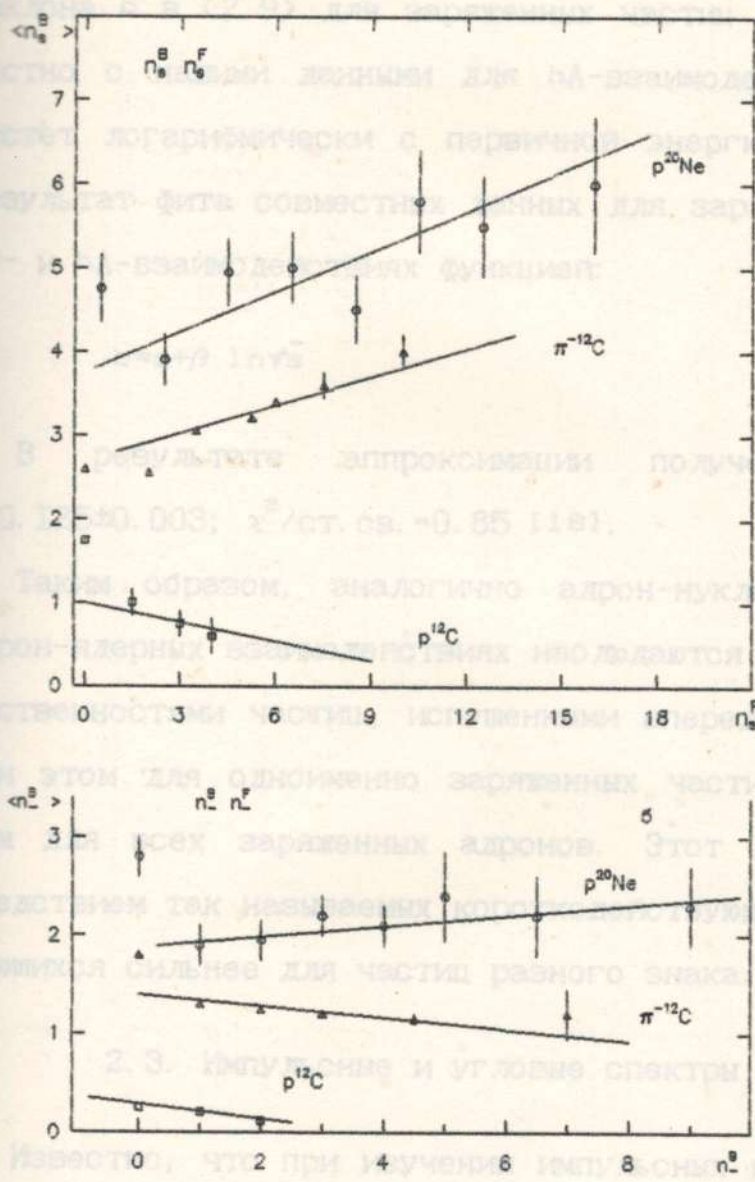


Рис. 2.5. а) Зависимость средних множественностей релятивистских частиц, образованных под углами $\theta_{\text{с.ц.м.}} > 90^\circ$, от числа s -частиц, испущенных вперед в $p^{20}\text{Ne}$ -, $\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{12}\text{C}$ -взаимодействиях; б) То же самое для отрицательно заряженных частиц. Прямые - аппроксимация данных функцией (2.9).

2.3.1. $p\text{He}$ -взаимодействия.

Импульсные спектры вторичных протонов в реакциях

На рис. 2.6 показана энергетическая зависимость параметра наклона b в (2.9) для заряженных частиц в hN -соударениях совместно с нашими данными для hA -взаимодействий. Видно, что b растет логарифмически с первичной энергией. Сплошная линия - результат фита совместных данных для заряженных и s - частиц в hN - и hA -взаимодействиях функцией:

$$b = \alpha + \beta \ln \sqrt{s} \quad (2.10)$$

В результате аппроксимации получено: $\alpha = -0.202 \pm 0.012$; $\beta = 0.125 \pm 0.003$; $\chi^2/\text{ст. св.} = 0.85$ [18].

Таким образом, аналогично адрон-нуклонным соударениям, в адрон-ядерных взаимодействиях наблюдаются корреляции между множественностями частиц, испущенными вперед и назад в с.ц.м., и при этом для одноименно заряженных частиц корреляции слабее, чем для всех заряженных адронов. Этот результат может быть следствием так называемых короткодействующих корреляций, проявляющихся сильнее для частиц разного знака.

2.3. Импульсные и угловые спектры протонов.

Известно, что при изучении импульсных и угловых характеристик можно получить более детальную и полную информацию о динамике множественного рождения частиц, чем при анализе только множественностей. Ниже обсуждаются импульсные и угловые спектры вторичных идентифицированных протонов, образованных в неупругих pNe - и $(p, d, \alpha, C)C$ -взаимодействиях.

2.3.1. pNe -взаимодействия.

Импульсные спектры вторичных протонов в реакциях:

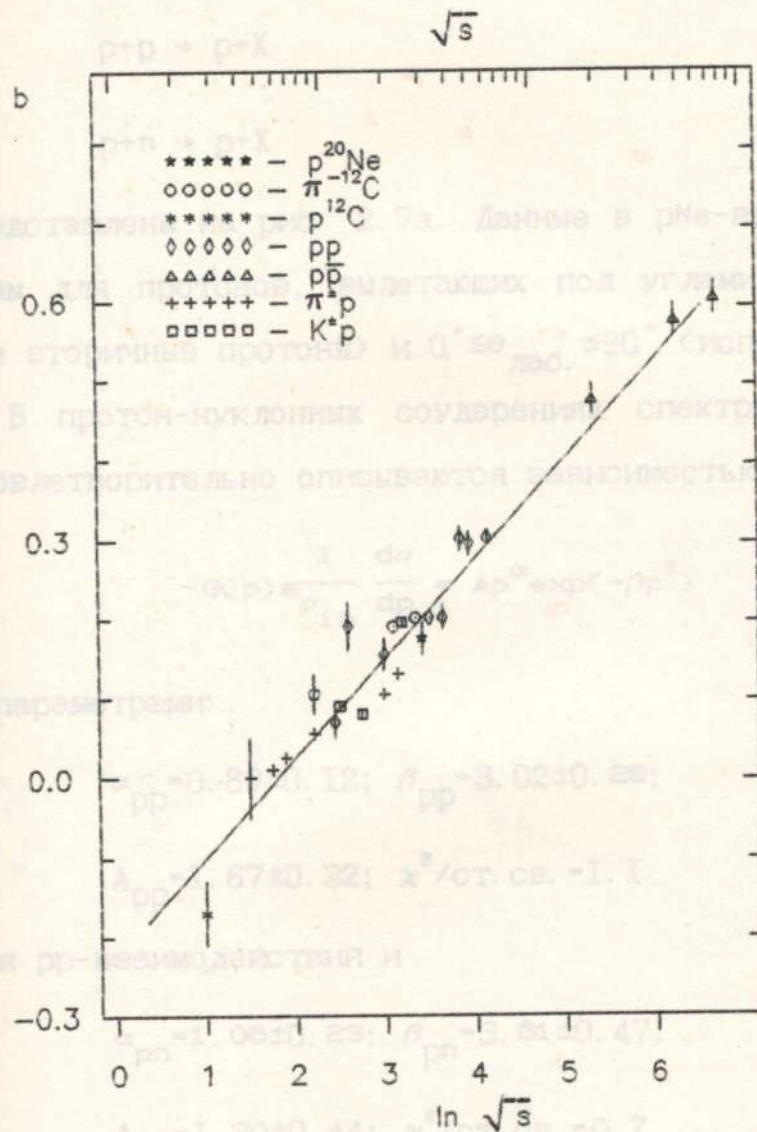


Рис. 2.6. Энергетическая зависимость средних наклона b в соотношении (2.9) для заряженных частиц в адрон-нуклонных соударениях [54] и s -частиц в адрон-ядерных взаимодействиях.

$$p + {}^{20}\text{Ne} \rightarrow p + X \quad (2.11)$$

$$p + p \rightarrow p + X \quad (2.12)$$

$$p + n \rightarrow p + X \quad (2.13)$$

представлены на рис. 2.7а. Данные в рNe-взаимодействиях приведены для протонов, вылетающих под углами $0^\circ \leq \theta_{\text{лаб.}} \leq 180^\circ$ (т.е. все вторичные протоны) и $0^\circ \leq \theta_{\text{лаб.}} \leq 90^\circ$ (испущенные вперед).

В протон-нуклонных соударениях спектры вторичных протонов удовлетворительно описываются зависимостью:

$$G(p) \equiv \frac{1}{\sigma_{\text{in}}} \frac{d\sigma}{dp} = A p^\alpha \exp(-\beta p^2) \quad (2.14)$$

с параметрами:

$$\alpha_{pp} = 0.89 \pm 0.12; \quad \beta_{pp} = 3.02 \pm 0.28;$$

$$A_{pp} = 1.67 \pm 0.32; \quad \chi^2/\text{ст. св.} = 1.1$$

для pp-взаимодействий и

$$\alpha_{pn} = 1.06 \pm 0.23; \quad \beta_{pn} = 3.61 \pm 0.47;$$

$$A_{pn} = 1.30 \pm 0.44; \quad \chi^2/\text{ст. св.} = 0.7$$

для pn-событий.

Из данных для рNe-взаимодействий видно, что в импульсном спектре протонов имеются статистически обеспеченные отклонения от монотонного убывания в области $p = 0.3 \div 0.5$ ГэВ/с. Наличие такой структуры ("плечо") наблюдалось в π^- -C-взаимодействиях при 40 ГэВ/с [58], а также в ряде работ при низких энергиях по фотоядерным [59+61], протон- и ядро-ядерным взаимодействиям [62]. Это явление, которое имеет тенденцию к более сильному проявлению на относительно легких ядрах, довольно интенсивно обсужда-

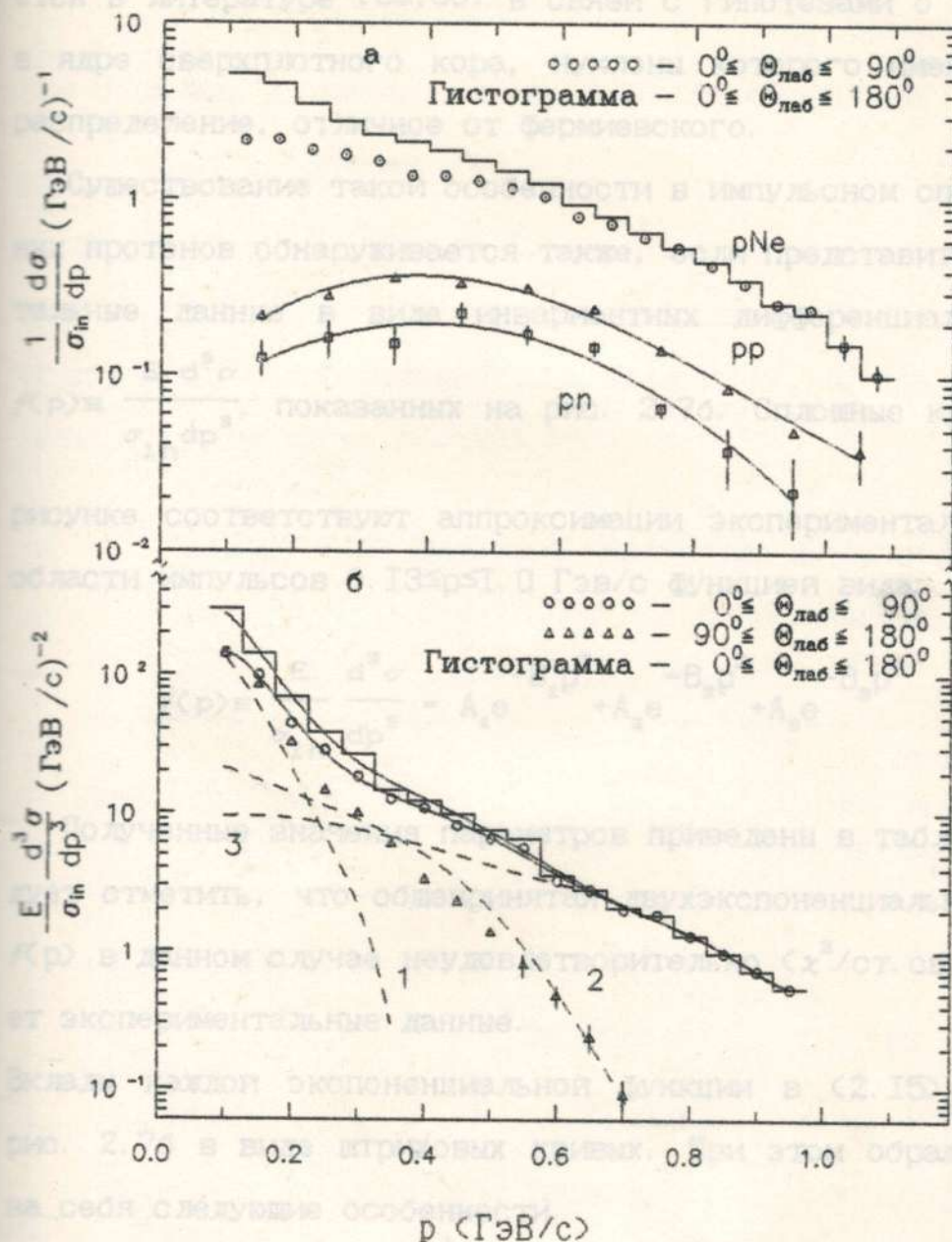


Рис. 2.7. а) Импульсные спектры вторичных протонов в соударениях $p\text{Ne}$, pp и pn при 300 ГэВ/с. Кривые - результаты аппроксимации $p\text{N}$ -данных функцией $G(p) = A p^\alpha \exp(-\beta p^2)$. б) Инвариантные дифференциальные сечения протонов в $p\text{Ne}$ -взаимодействиях. Сплошные кривые - результаты аппроксимации функцией $f(p) = \sum_{i=1}^3 A_i \exp(-B_i p^2)$. Штриховые кривые - вклады каждого экспоненциального члена.

ется в литературе [59,60] в связи с гипотезами о существовании в ядре сверхплотного ядра, нуклоны которого имеют импульсное распределение, отличное от фермиевского.

Существование такой особенности в импульсном спектре вторичных протонов обнаруживается также, если представить экспериментальные данные в виде инвариантных дифференциальных сечений

$$f(p) \equiv \frac{E}{\sigma_{in}} \frac{d^3\sigma}{dp^3}, \text{ показанных на рис. 2.7б. Сплошные кривые на этом}$$

рисунке соответствуют аппроксимации экспериментальных точек в области импульсов $0.13 \leq p \leq 1.0$ Гэв/с функцией вида:

$$f(p) \equiv \frac{E}{\sigma_{in}} \frac{d^3\sigma}{dp^3} = A_1 e^{-B_1 p^2} + A_2 e^{-B_2 p^2} + A_3 e^{-B_3 p^2} \quad (2.15)$$

Полученные значения параметров приведены в таблице 2.5. Следует отметить, что общепринятая двухэкспоненциальная форма для $f(p)$ в данном случае неудовлетворительно ($\chi^2/\text{ст. св.} \approx 5$) описывает экспериментальные данные.

Вклады каждой экспоненциальной функции в (2.15) показаны на рис. 2.7б в виде штриховых кривых. При этом обращают внимание на себя следующие особенности.

Значение параметра B_1 оказывается очень близким к величине параметра наклона импульсного спектра нуклонов вследствие фермиевского движения. Действительно, если воспользоваться гауссовой функцией:

$$\rho(r) \sim \exp(-\alpha^2 r^2), \quad (2.16)$$

для распределения плотности нуклонов в ядре неона, то импульсные спектры внутриядерных нуклонов, как нетрудно показать через фурье-преобразование, будет иметь вид

$$f(p) \sim \exp(-\kappa p^2), (2.17)$$

где параметр κ связан с α^2 в (2.16) соотношением:

$$\kappa = 1/4\alpha^2. (2.18)$$

Подставляя $\alpha^2 = 0.166 \text{ Фм}^{-2}$ [45, 46] в выражение (2.18), получим $\kappa = 38.8 (\text{ГэВ/с})^{-2}$, что практически совпадают с параметром B_1 , если учесть неопределенности в задании α^2 , которые могут достигать для ядра неона $\approx 10 \pm 20\%$ [45].

Таблица 2.5. Значение параметров функции (2.15), полученные при аппроксимации экспериментальных данных.

Параметры	Все протоны $0^\circ < \theta_{\text{лаб}} < 180^\circ$	Протоны, испущенные вперед в л.с. $90^\circ < \theta_{\text{лаб}} < 180^\circ$
$A_1/4\pi$	50.11 ± 2.44	20.53 ± 1.63
B_1	56.66 ± 2.61	49.19 ± 4.29
$A_2/4\pi$	4.21 ± 0.42	1.93 ± 0.43
B_2	10.39 ± 0.92	10.19 ± 2.41
$A_3/4\pi$	0.65 ± 0.11	0.77 ± 0.15
B_3	3.12 ± 0.18	3.30 ± 0.19
$\chi^2/\text{ст. св.}$	1.41	1.01

Таким образом, можно утверждать, что подавляющая ($\approx 80\%$) часть наблюдаемых протонов, испущенных как вперед, так и назад в л.с.к. и имеющих импульсы $p \leq 0.25 \text{ ГэВ/с}$, образуется от развала ядра неона или от процессов испарения возбужденных остаточных

ядер. Такие нуклоны, согласно общепринятой точки зрения, весьма слабо коррелированы с процессами рождения пионов и подтверждением этому служит, например, очень слабая зависимость средних множественностей π^- -мезонов от числа протонов с импульсами $p \leq 0.25$ ГэВ/с (см. табл. 2.6). Напомним, что $\langle n_{\pi^-} \rangle$ растет с n_p довольно сильно, $\langle n_{\pi^-} \rangle \approx 3.8 + 0.6n_p$, если учитывать все (т.е. включая энергичные, $p > 0.3$ ГэВ/с) вторичные протоны в рНе-соударениях при 300 ГэВ/с [26].

Таблица 2.6. Средние множественности π^- -мезонов в зависимости от числа протонов с импульсами $0.13 \leq p \leq 0.25$ ГэВ/с в рНе-взаимодействиях при 300 ГэВ/с.

n_p	1	2	3	≥ 4
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	5.69 ± 0.12	6.38 ± 0.20	6.34 ± 0.32	6.95 ± 0.80

Кривая 3 на рис. 2.76 соответствует вкладу третьего экспоненциального члена в выражении (2.15). Значение параметра B_3 оказывается совпадающим в пределах погрешностей с данными для протон-нуклонных соударений (см. выше β_{pp} и β_{pn}). Этот результат, следовательно, означает, что третья функция в (2.15) отражает импульсный спектр протонов, являющихся продуктами выбивания внутриядерных нуклонов в процессах перерассеяния первичной и вторичных частиц. Вклад таких протонов, как видно из рис. 2.76, становится доминирующим при импульсе $0.4 \leq p \leq 1.0$ ГэВ/с.

Наконец особый интерес вызывает кривая 2. На рис. 2.76 в

виде светлых треугольников показан импульсный спектр протонов, вылетающих назад в л.с., и видно, что второй экспоненциальный член в (2.15) хорошо воспроизводит данные в области $0.3 \leq p \leq 0.7$ ГэВ/с. при этом значение параметра B_2 полученное при аппроксимации спектра протонов, вылетающих вперед в л.с., в пределах погрешностей совпадает с данными других экспериментов по изучению спектров протонов, вылетающих назад в л.с., в широком интервале первичных энергий [63]. Следовательно, можно утверждать, что за часть протонов, вылетающих в переднюю полусферу, и протонов, испущенных назад в л.с. с импульсами $0.3 \leq p \leq 0.7$ ГэВ/с, может быть ответствен единый механизм. В принципе не исключено, что основная доля таких нуклонов образуется в процессах поглощения пионов или медленных резонансов малонуклонными системами и короткодействующими межнуклонными корреляциями (см. [64] и III главу настоящей работы).

Таким образом, экспериментальные данные показывают, что импульсные спектры протонов в рНе-взаимодействиях являются суперпозицией по крайней мере трех механизмов образования нуклонов, относительный вклад которых в значительной степени зависит от импульсов вторичных протонов.

Как известно, быстрая релятивистская частица в центральном соударении с ядром (если предположить, что ядерная материя обладает коллективными свойствами) может вызвать в ядерной среде возмущение, приводящее к образованию ядерных ударных волн. Ядерные ударные волны (ЯУВ) могут проявляться, например, в угловых спектрах фрагментов ядра. При этом ожидается, что вылет фрагментов будет происходить преимущественно по направлению, перпендикулярному к фронту распространения ударной волны, т.е. конуса Маха. В частности, в области углов $\theta_{л.с.} \approx (50+90)^\circ$ в

лабораторной системе ожидается появление максимума, ширина и высота которого определяются импульсами фрагментов ядра.

Для поиска ЯУВ нами были отобраны центральные рНе-взаимодействия с большими множественностями идентифицированных протонов, $n_p \geq 5$, а также положительно и отрицательно заряженных релятивистских частиц $n_+ \geq 7$ и $n_- \geq 5$, что больше средних $\langle n_+ \rangle$ и $\langle n_- \rangle$ соответственно. В число положительно заряженных релятивистских частиц были включены также протоны с импульсами $p > 1.0$ ГэВ/с. Введен дополнительный критерий, налагаемый условиями полного развала ядра [26,65,66], для выполнения следующих соотношений для "суммарного заряда" вторичных частиц

$$\Sigma Q = n_p + n_+ - (n_- + 1) \geq 6.$$

Угловое распределение протонов в таких событиях показано на рис. 2.8. Видно, что в угловом спектре протонов-фрагментов ядра не наблюдаются статистически обеспеченные особенности, которые могут быть вызваны процессами ядерных ударных волн [16].

Кривая на рис. 2.8 соответствует расчетам по аддитивной кварковой модели [48], в которой не учтены процессы образования ЯУВ. Видно, что расчеты по модели хорошо воспроизводят экспериментальный спектр.

2.3.2. Ядро-ядерные взаимодействия.

Импульсные спектры протонов-участников (см. раздел 2.1.2) в рС-, dС-, HeС- и СС-взаимодействий показаны на рис. 2.9. Видно, что значительную долю составляет относительно медленные протоны ($p_{\text{д.с.к.}} < 1.0$ ГэВ/с). Выше 1.0 ГэВ/с распределения становятся более пологими и тем сильнее, чем тяжелее ядро-снаряд. В спектре протонов в рС-взаимодействиях виден пик при 4 ГэВ/с от квазиупругого рассеяния протонов на нуклонах ядра углерода. В

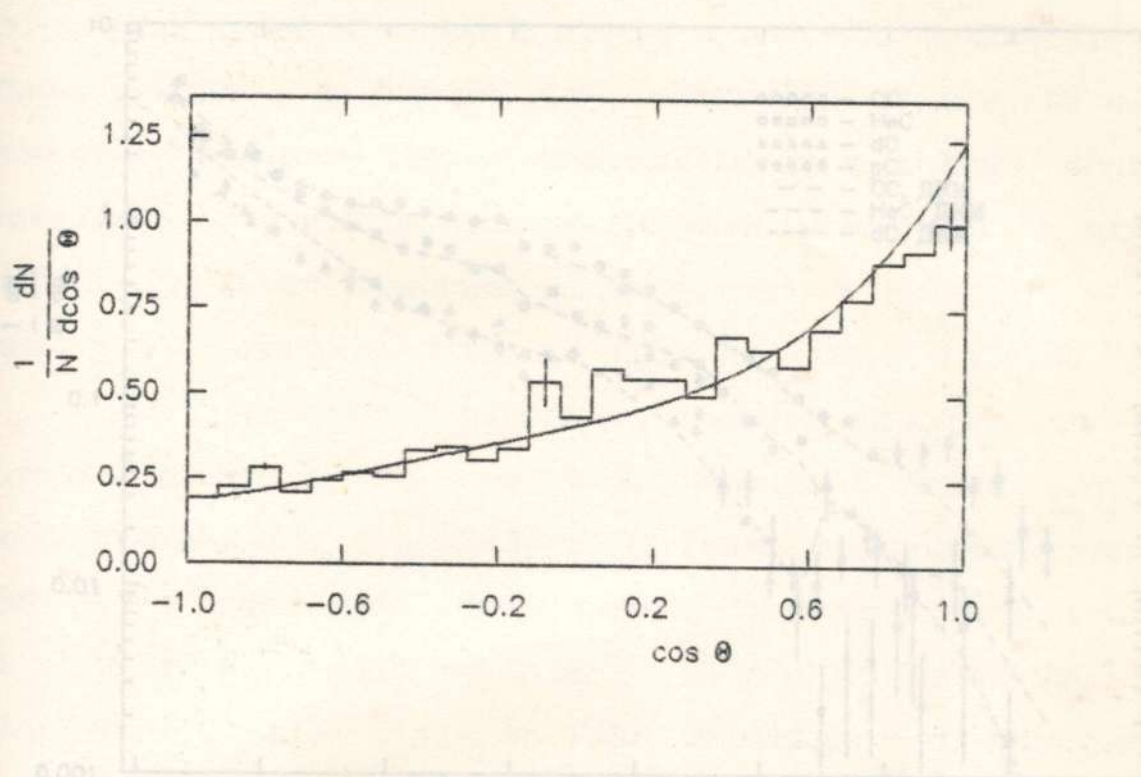


Рис. 2.8. Угловой спектр протонов в рNe-взаимодействиях при 300 ГэВ/с, отобранных по критериям полного развала ядра. Кривой соответствует расчетам по аддитивной кварковой модели [48].

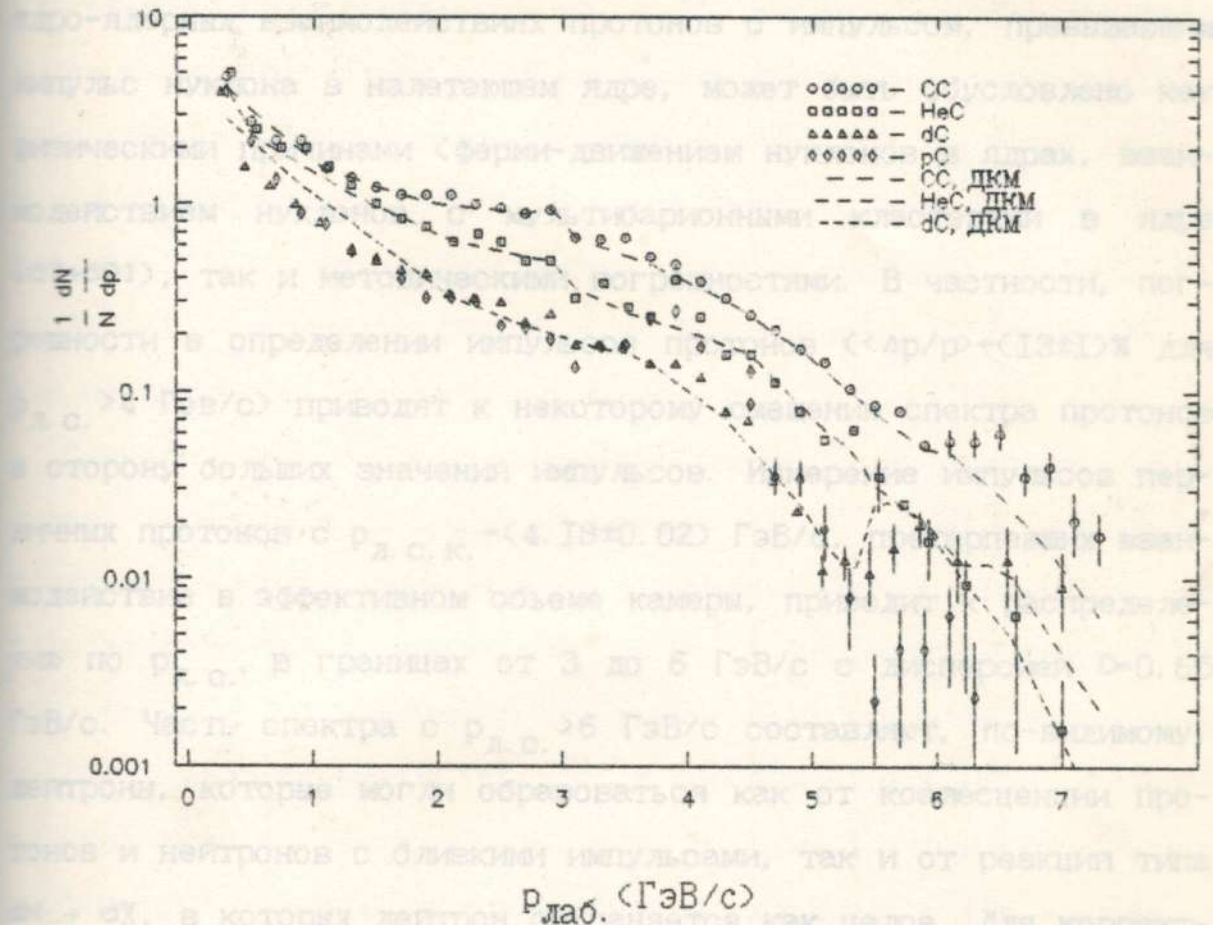


Рис. 2.9. Импульсные спектры протонов-участников, нормированные на число событий, для pC -, dC -, αC - и CC -взаимодействий.

Можно представить по следующим данным: в αC -взаимодействии по ДКМ доля протонов с $p_{\text{лаб.}} > 4$ ГэВ/с равна 1.7% до учета экспоненциальных сдвигов и составляет 2.8% после их введения. Для CC -соударения это 6.5 и 8.7% соответственно. Из рис. 2.9 видно, что спектры протонов из dC -, αC - и CC -взаимодействий хорошо воспроизводятся моделью с учетом экспериментальных погрешностей в определении импульсов протонов. Наблюдаемое для CC -событий расхождение в области $p_{\text{лаб.}} > 6$ ГэВ/с, возможно, обусловлено не-

спектрах протонов наблюдается высокоимпульсная часть ($p_{л.с.} > 4$ ГэВ/с), которая составляет $(3 \pm 1)\%$ от числа протонов в pC- и $(10 \pm 1)\%$ в CC-взаимодействиях. Появление в протон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях протонов с импульсом, превышающим импульс нуклона в налетающем ядре, может быть обусловлено как физическими причинами (ферми-движением нуклонов в ядрах, взаимодействием нуклонов с мультибарионными кластерами в ядре $[67+69]$), так и методическими погрешностями. В частности, погрешности в определении импульсов протонов ($\langle \Delta p/p \rangle = (13 \pm 1)\%$ для $p_{л.с.} > 4$ ГэВ/с) приводят к некоторому смещению спектра протонов в сторону больших значений импульсов. Измерение импульсов первичных протонов с $p_{л.с.к.} = (4.18 \pm 0.02)$ ГэВ/с, претерпевших взаимодействие в эффективном объеме камеры, приводит к распределению по $p_{л.с.}$ в границах от 3 до 6 ГэВ/с с дисперсией $D=0.65$ ГэВ/с. Часть спектра с $p_{л.с.} > 6$ ГэВ/с составляют, по-видимому, дейтроны, которые могли образоваться как от коалесценции протонов и нейтронов с близкими импульсами, так и от реакций типа $dN \rightarrow dX$, в которых дейтрон сохраняется как целое. Для корректного сравнения экспериментальных результатов с предсказаниями ДКМ использовались распределения, полученные в модели с учетом измерительных ошибок (см. кривые на рис. 2.9). Масштаб изменений можно представить по следующим данным: в α C-взаимодействиях по ДКМ доля протонов с $p_{л.с.} > 4$ ГэВ/с равна 1.7% до учета экспериментальных ошибок и составляет 2.8% после их введения. Для CC-соударений это 6.5 и 8.7% соответственно. Из рис. 2.9 видно, что спектры протонов из d C-, α C- и CC-взаимодействий хорошо воспроизводятся моделью с учетом экспериментальных погрешностей в определении импульсов протонов. Наблюдаемое для CC-событий расхождение в области $p_{л.с.} > 6$ ГэВ/с, возможно, обусловлено вк-

задом дейтронов из реакций, которые не учтены в модели, например $dN \rightarrow dX$. Спектр протонов для pC -взаимодействий по ДКМ (не показан на рис. 2.9) удовлетворительно согласуется с экспериментальным. При переходе от dC - к CC -соударениям спектры протонов становятся более жесткими и, как следствие этого, возрастает средний импульс протонов. Эта особенность проявляется как в экспериментальных данных, так и в расчетах (см. табл. 2.7). В таблице 2.7 приведены два набора средних значений, полученных по ДКМ: 1 - строго по ДКМ; 2 - по ДКМ с учетом экспериментальных погрешностей (приведены в скобках).

С увеличением массы ядра-снаряда растет доля протонов-участников, вылетающих под малыми углами $10^\circ + 40^\circ$ (рис. 2.10), т.е. усиливается направленность потока вторичных протонов, в результате уменьшается значение $\langle \theta_{л.с.} \rangle^{CC}$ по сравнению с $\langle \theta_{л.с.} \rangle^{dC}$ (см. табл. 2.7). Отношение среднего числа протонов-участников из CC -взаимодействий к $\langle n_p^{уч} \rangle^{dC}$, в пределах ошибок, не зависит от угла вылета в интервале $50^\circ + 130^\circ$ и равно 1.4 ± 0.2 . Отмеченные особенности угловых распределений наблюдаются и для моделированных событий (рис. 2.10, сплошная кривая). Для примера на рис. 2.11 показано угловое распределение протонов для CC -взаимодействий.

Влияние ядра-снаряда в AC -столновениях на распределения по быстроте протонов-участников представлено на рис. 2.12. Заштрихованные области соответствует вкладу протонов с $p_{л.с.} < 0.3$ ГэВ/с. В pC -взаимодействиях наблюдается избыток протонов в области фрагментации ядра-мишени, по которому можно судить о роли вторичных процессов в ядре углерода. По мере увеличения атомного веса ядра-снаряда растет вклад протонов в центральную область и область фрагментации налетающего ядра, пока распределе-

Таблица 2.7. Средние значения импульсных и угловых характеристик протонов.

Тип вз.	$\langle p_{\text{лаб}} \rangle$ (ГэВ/с)	$\langle p_{\perp} \rangle$ (ГэВ/с)	$\langle y_{\text{лаб}} \rangle$	$\langle \cos \theta_{NN}^* \rangle$	$\langle \theta_{\text{лаб}} \rangle$ (град.)	
pC	экс.	1.440 ± 0.060	0.463 ± 0.010	0.810 ± 0.030	-0.310 ± 0.030	38.2 ± 1.0
	ДКМ	1.229 ± 0.006	0.459 ± 0.0003	0.751 ± 0.004	-0.392 ± 0.004	38.6 ± 0.2
dC	экс.	1.500 ± 0.040	0.466 ± 0.007	0.790 ± 0.020	-0.330 ± 0.020	38.0 ± 0.7
	ДКМ	1.328 ± 0.005	0.444 ± 0.002	0.749 ± 0.002	-0.397 ± 0.004	37.8 ± 0.2
α C	экс.	1.630 ± 0.040	0.525 ± 0.007	0.890 ± 0.020	-0.230 ± 0.020	34.7 ± 0.5
	ДКМ	1.563 ± 0.007	0.470 ± 0.002	0.911 ± 0.004	-0.183 ± 0.004	33.1 ± 0.2
		$\langle 1.626 \rangle$	$\langle 0.493 \rangle$	$\langle 0.920 \rangle$		
CC	экс.	2.000 ± 0.030	0.513 ± 0.003	1.080 ± 0.020	-0.020 ± 0.020	28.1 ± 0.4
	ДКМ	1.745 ± 0.006	0.470 ± 0.002	0.991 ± 0.003	-0.042 ± 0.024	30.6 ± 0.2
		$\langle 1.813 \rangle$	$\langle 0.490 \rangle$	$\langle 1.012 \rangle$		

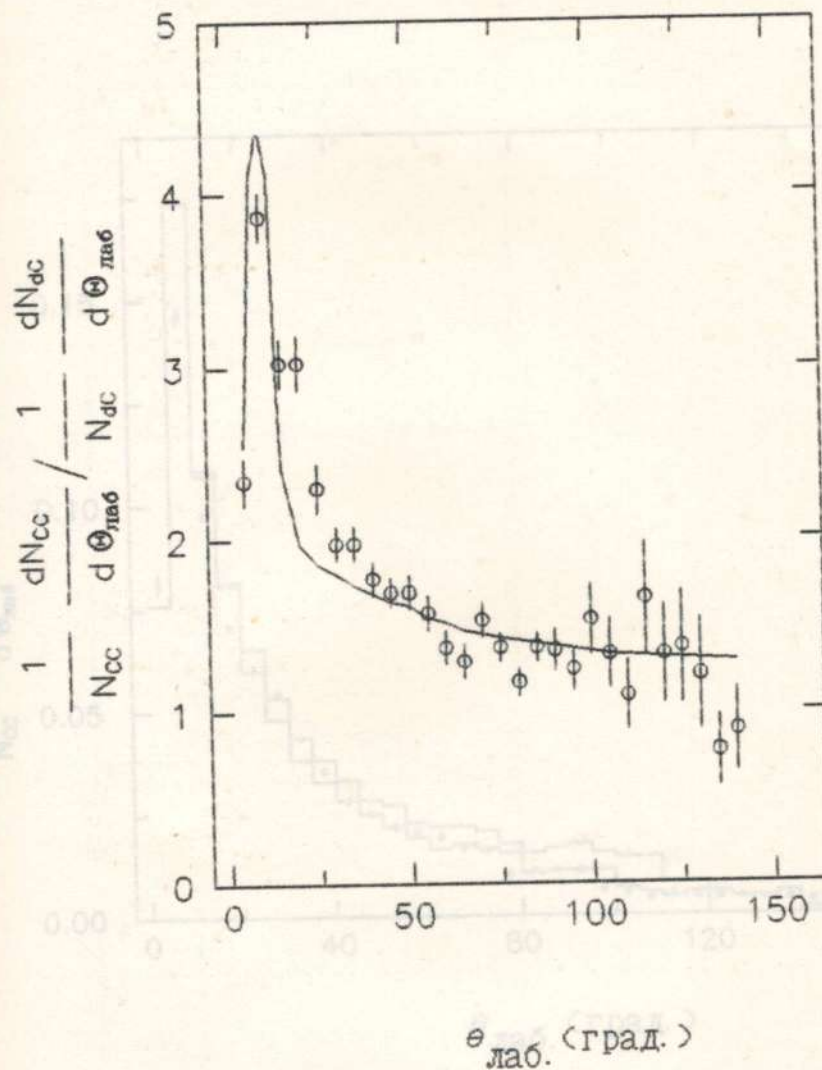


Рис. 2.10. Отношение распределений протонов-участников по $\theta_{\text{лаб.}}$ (нормированных на число событий в CC- и DC-взаимодействиях). Сплошная линия - результат расчета по ДКМ.

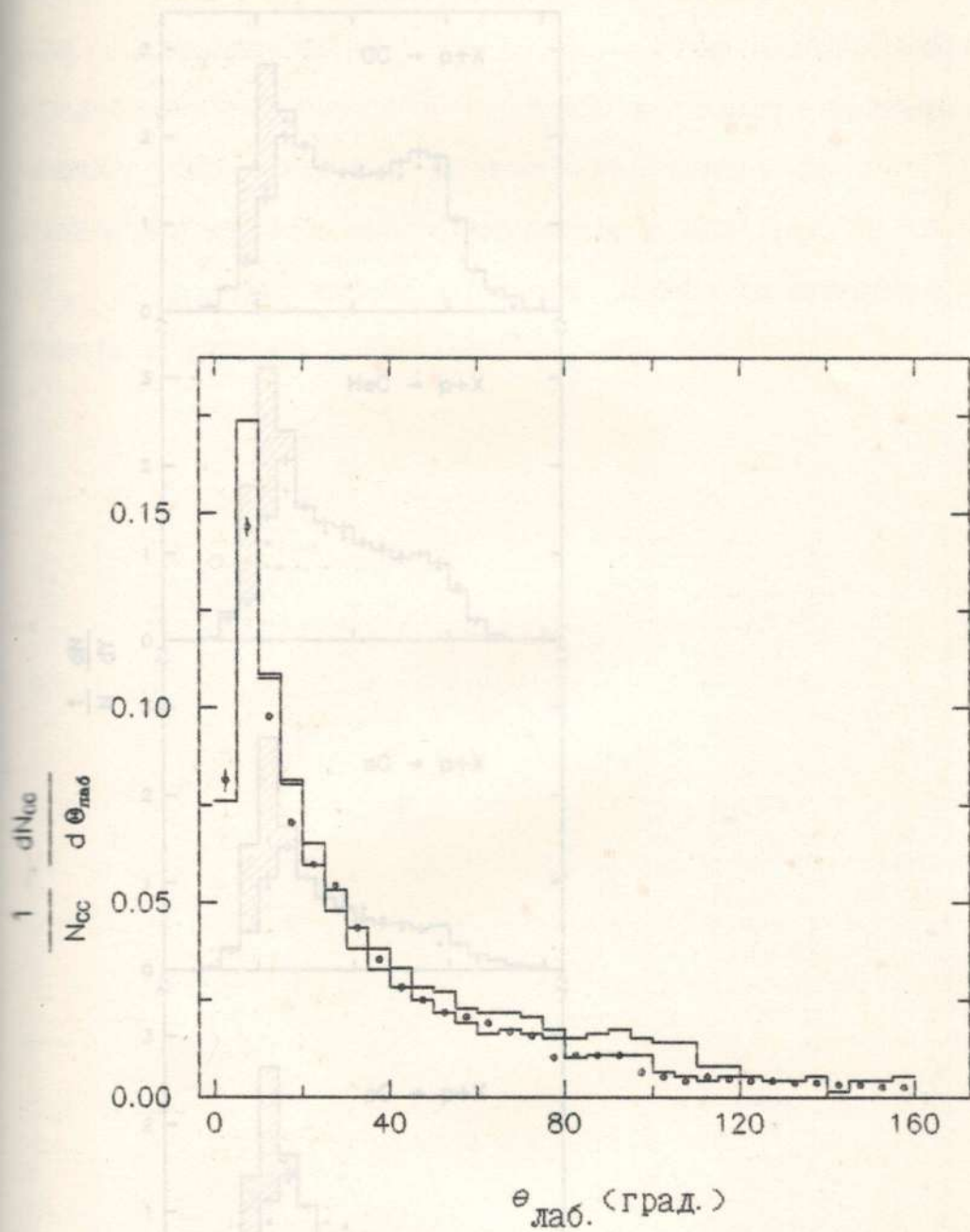


Рис. 2.11. Распределение протонов-участников по $\theta_{\text{лаб.}}$ (нормированное на число событий) для СС-взаимодействий. Гистограмма - эксперимент. $\circ$ - ДКМ.

Рис. 2.12. Нормированное на число событий распределения протонов-участников для рС-, рС-, рС-, СС-взаимодействий по продольной быстрой. Обозначения те же, что и на рис. 2.11.

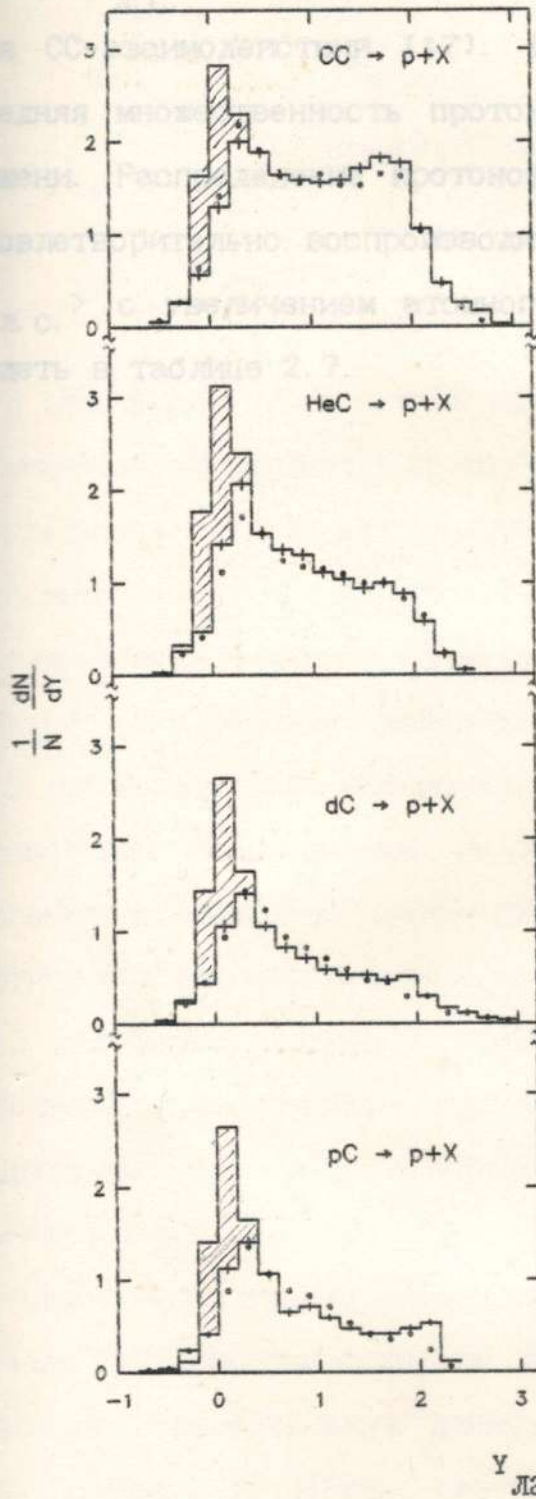


Рис. 2.12. Нормированное на число событий распределения протонов-участников для pC-, dC-, α C-, CC-взаимодействий по продольной быстрой. Обозначения те же, что и на рис. 2.11.

по $Y_{\text{д.с.}}$ не становится симметричным относительно $Y_{\text{д.с.}} = 0$. Взаимодействий [17]. При этом незначительно меняется средняя множественность протонов в области фрагментации ядра-мишени. Распределение протонов-участников по $Y_{\text{д.с.}}$ в основном удовлетворительно воспроизводится в ДКМ (рис. 2.12). Изменение $\langle Y_{\text{д.с.}} \rangle$ с увеличением атомного номера налетающего ядра можно видеть в таблице 2.7.

В результате многолетних исследований накоплен большой экспериментальный материал по изучению образования различных типов кумулятивных частиц для широкого диапазона первичных энергий и ядер мишеней. Экспериментально выявлены основные закономерности кумулятивного эффекта: универсальность наклонов инклюзивных спектров, объемная A -зависимость и т.д.

В последние годы интенсивно разрабатываются модели, связывающие образование кумулятивных частиц с наличием в ядрах кварковых степеней свободы, т.е. рассматривается взаимодействие налетающей частицы с многоуклонными конфигурациями в ядре.

В некоторых моделях рассматривается возможность необарного источника происхождения кумулятивных адронов, которая непосредственно связана с вопросом о существовании этих объектов внутри ядра.

Однако ни один из существующих модельных подходов, представленных в последние годы, не в состоянии описать всю совокупность экспериментальных данных по рождению кумулятивных адронов. Поэтому, во-первых, необходимо дальнейшее развитие модельных подходов на основе новых экспериментальных данных и, во-вторых, нужны новые экспериментальные результаты, дающие информацию о корреляционных явлениях в процессах кумулятивного рождения мезонов и барионов.

Глава 3. Изучение механизма образования кумулятивных частиц в $p\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с.

3.1. Введение.

В результате многолетних исследований накоплен большой экспериментальный материал по изучению образования различных типов кумулятивных частиц для широкого диапазона первичных энергий и ядер мишеней. Экспериментально выявлены основные закономерности кумулятивного эффекта: универсальность наклонов инклюзивных спектров, объемная A -зависимость и т. д.

В последние годы интенсивно развиваются модели, связывающие образование кумулятивных частиц с наличием в ядрах кварковых степеней свободы т. е. рассматривается взаимодействие налетающей частицы с многонуклонными конфигурациями в ядре.

В некоторых моделях рассматривается возможность изобарного источника происхождения кумулятивных адронов, которая непосредственно связана с вопросом о существовании этих объектов внутри ядра.

Однако ни один из существующих модельных подходов, предложенных в последние годы, не в состоянии описать всю совокупность экспериментальных данных по рождению кумулятивных адронов. Поэтому, во первых, необходимо дальнейшее развитие модельных подходов на основе новых экспериментальных данных и, с другой стороны, нужны новые экспериментальные результаты, дающие информацию о корреляционных явлениях в процессах кумулятивного рождения мезонов и барионов.

В этой главе настоящей диссертационной работы представлены новые экспериментальные данные, где, не применяя модельных подходов, экспериментально определены вклады различных механизмов в образование кумулятивных адронов.

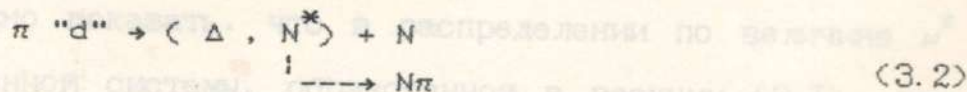
3.2. Кумулятивные нуклоны и процессы внутриядерного поглощения пионов двухнуклонными системами.

В соударениях частиц и ядер с ядрами одним из возможных процессов, приводящих к образованию энергичных нуклонов, вылетающих в заднюю полусферу в лабораторной системе, могут быть реакции поглощения медленных пионов кваздейтронными парами нуклонов в ядрах :



При этом часть нуклонов от таких реакций может вылетать в кинематическую область, запрещенную законами сохранения энергии и импульса для рассеяния частиц (первичных и вторичных) на связанном одиночном нуклоне ядра, т.е. с некоторой вероятностью процессы типа (3.1) будут приводить к образованию так называемых кумулятивных нуклонов [63,70,71]].

Если энергия пиона достаточно велика, то, наряду с (3.1), могут протекать и реакции поглощения с образованием изобар в конечном состоянии :



В настоящем разделе на примере $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействий при 300 ГэВ показано, что указанные выше процессы дают ощутимый вклад в образование кумулятивных протонов.

3.2.I. Кинематика процесса.

В связи с низкой эффективностью регистрации нейтронов [72, 73] в настоящем эксперименте мы рассматривали только реакции типа (3.1) и (3.2), приводящие к образованию двух протонов в конечном состоянии.

Нетрудно показать что для протонов из реакции типа (3.1), при пренебрежении ферми-движением и энергией связи в ядре, должен наблюдаться пик в распределении по величине

$$\mu^2 = (T_1 + T_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \approx m_\pi^2, \quad (3.3)$$

где $T_{1,2}$ и $\vec{p}_{1,2}$ - соответственно кинетические энергии и вектора импульсов протонов в л.с.; m_π - масса пиона.

Если учесть энергию связи нуклонов ("d"-систем) в ядрах, то, как показано в [74+76], пик в распределении по μ^2 должен сместиться в область значений $\mu^2 < m_\pi^2$ и ширина его при этом возрастает.

Следует, однако, отметить, что в реакции типа (3.1) - могут давать вклад и процессы с образованием изобар (3.2), в которых максимум должен наблюдаться в распределении по величине:

$$\mu_1^2 = (T_p + T_{\Delta, N^*})^2 - (\vec{p}_p + \vec{p}_{\Delta, N^*})^2 \approx m_\pi^2, \quad (3.4)$$

где $T_p(\vec{p}_p)$ и $T_{\Delta, N^*}(\vec{p}_{\Delta, N^*})$ - кинетические энергии (импульсы) протона и изобары (Δ, N^*) в конечном состоянии.

Отсюда можно показать, что в распределении по величине μ^2 для двухнуклонной системы, образованной в реакции (3.1), при наличии конкурирующего процесса типа (3.2) пик в распределении по μ^2 (3.3) должен сместиться в область меньших значений на величину :

$$\delta(\mu^2) = \mu_1^2 + \mu_2^2 \approx 2T_\pi(T_1 + T_2) - T_\pi^2 + 2\vec{p}_\pi(\vec{p}_1 + \vec{p}_2) + p_\pi^2, \quad (3.5)$$

где $T_\pi(\vec{p}_\pi)$ — кинетическая энергия (импульс) пиона от распада изобары в (3.2).

3.2.2. Вклад реакции $\pi^- d \rightarrow pp$.

Для изучения возможного вклада реакций типа (3.1) и (3.2) в процессы образования кумулятивных протонов были отобраны $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействия, содержащие в конечном состоянии два и более идентифицированных протона с импульсами $0.25 \leq p \leq 1.2$ ГэВ/с. При этом требовалось, чтобы хотя бы один протон вылетал под углом $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$. Общее число таких событий составило 718, что соответствует сечению (5.4 ± 2.0) мбн при полном неупругом сечении $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействий при 300 ГэВ [18] $\sigma_{\text{in}}(p^{20}\text{Ne}) = (356 \pm 8)$ мбн.

В таблице 3.1 приводятся средние множественности всех протонов (n_p), а также вылетающих вперед (n_p^B) и назад (n_p^H) с импуль-

Таблица 3.1. Средние множественности протонов с импульсами $0.25 \leq p \leq 1.2$ ГэВ/с и "кумулятивных" π^- -мезонов

Тип частицы	Все события	События с $n_p^B \geq 1, n_p^H \geq 1$
Все протоны	0.990 ± 0.010	3.100 ± 0.050
$n_p^B, \theta_{\text{лаб.}} < 90^\circ$	0.780 ± 0.010	1.910 ± 0.040
$n_p^H, \theta_{\text{лаб.}} > 90^\circ$	0.210 ± 0.010	1.190 ± 0.020
$n_{\pi^+}^H, \theta_{\text{лаб.}} > 90^\circ$	0.102 ± 0.003	0.196 ± 0.016
$n_{\pi^-}^H, \theta_{\text{лаб.}} > 90^\circ$	0.097 ± 0.003	0.194 ± 0.017

в области $0.25 \leq p \leq 1.2$ ГэВ/с во всех $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях и в отобранных событиях. Здесь же даются средние множественности $\pi^{\pm}$ -на-
 120
 121. испущенных под углами $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$ в л.с. в соответствующих
 событиях. Обращает на себя внимание тот факт, что в отобранных
 событиях $\langle n_p^B \geq 1, n_p^H \geq 1 \rangle$ средние множественности "кумулятивных"
 пионов почти в два раза больше, чем во всех $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодейст-
 122
 123
 124
 125
 126
 127
 128
 129
 130
 131
 132
 133
 134
 135
 136
 137
 138
 139
 140
 141
 142
 143
 144
 145
 146
 147
 148
 149
 150
 151
 152
 153
 154
 155
 156
 157
 158
 159
 160
 161
 162
 163
 164
 165
 166
 167
 168
 169
 170
 171
 172
 173
 174
 175
 176
 177
 178
 179
 180
 181
 182
 183
 184
 185
 186
 187
 188
 189
 190
 191
 192
 193
 194
 195
 196
 197
 198
 199
 200
 201
 202
 203
 204
 205
 206
 207
 208
 209
 210
 211
 212
 213
 214
 215
 216
 217
 218
 219
 220
 221
 222
 223
 224
 225
 226
 227
 228
 229
 230
 231
 232
 233
 234
 235
 236
 237
 238
 239
 240
 241
 242
 243
 244
 245
 246
 247
 248
 249
 250
 251
 252
 253
 254
 255
 256
 257
 258
 259
 260
 261
 262
 263
 264
 265
 266
 267
 268
 269
 270
 271
 272
 273
 274
 275
 276
 277
 278
 279
 280
 281
 282
 283
 284
 285
 286
 287
 288
 289
 290
 291
 292
 293
 294
 295
 296
 297
 298
 299
 300
 301
 302
 303
 304
 305
 306
 307
 308
 309
 310
 311
 312
 313
 314
 315
 316
 317
 318
 319
 320
 321
 322
 323
 324
 325
 326
 327
 328
 329
 330
 331
 332
 333
 334
 335
 336
 337
 338
 339
 340
 341
 342
 343
 344
 345
 346
 347
 348
 349
 350
 351
 352
 353
 354
 355
 356
 357
 358
 359
 360
 361
 362
 363
 364
 365
 366
 367
 368
 369
 370
 371
 372
 373
 374
 375
 376
 377
 378
 379
 380
 381
 382
 383
 384
 385
 386
 387
 388
 389
 390
 391
 392
 393
 394
 395
 396
 397
 398
 399
 400
 401
 402
 403
 404
 405
 406
 407
 408
 409
 410
 411
 412
 413
 414
 415
 416
 417
 418
 419
 420
 421
 422
 423
 424
 425
 426
 427
 428
 429
 430
 431
 432
 433
 434
 435
 436
 437
 438
 439
 440
 441
 442
 443
 444
 445
 446
 447
 448
 449
 450
 451
 452
 453
 454
 455
 456
 457
 458
 459
 460
 461
 462
 463
 464
 465
 466
 467
 468
 469
 470
 471
 472
 473
 474
 475
 476
 477
 478
 479
 480
 481
 482
 483
 484
 485
 486
 487
 488
 489
 490
 491
 492
 493
 494
 495
 496
 497
 498
 499
 500
 501
 502
 503
 504
 505
 506
 507
 508
 509
 510
 511
 512
 513
 514
 515
 516
 517
 518
 519
 520
 521
 522
 523
 524
 525
 526
 527
 528
 529
 530
 531
 532
 533
 534
 535
 536
 537
 538
 539
 540
 541
 542
 543
 544
 545
 546
 547
 548
 549
 550
 551
 552
 553
 554
 555
 556
 557
 558
 559
 560
 561
 562
 563
 564
 565
 566
 567
 568
 569
 570
 571
 572
 573
 574
 575
 576
 577
 578
 579
 580
 581
 582
 583
 584
 585
 586
 587
 588
 589
 590
 591
 592
 593
 594
 595
 596
 597
 598
 599
 600
 601
 602
 603
 604
 605
 606
 607
 608
 609
 610
 611
 612
 613
 614
 615
 616
 617
 618
 619
 620
 621
 622
 623
 624
 625
 626
 627
 628
 629
 630
 631
 632
 633
 634
 635
 636
 637
 638
 639
 640
 641
 642
 643
 644
 645
 646
 647
 648
 649
 650
 651
 652
 653
 654
 655
 656
 657
 658
 659
 660
 661
 662
 663
 664
 665
 666
 667
 668
 669
 670
 671
 672
 673
 674
 675
 676
 677
 678
 679
 680
 681
 682
 683
 684
 685
 686
 687
 688
 689
 690
 691
 692
 693
 694
 695
 696
 697
 698
 699
 700
 701
 702
 703
 704
 705
 706
 707
 708
 709
 710
 711
 712
 713
 714
 715
 716
 717
 718
 719
 720
 721
 722
 723
 724
 725
 726
 727
 728
 729
 730
 731
 732
 733
 734
 735
 736
 737
 738
 739
 740
 741
 742
 743
 744
 745
 746
 747
 748
 749
 750
 751
 752
 753
 754
 755
 756
 757
 758
 759
 760
 761
 762
 763
 764
 765
 766
 767
 768
 769
 770
 771
 772
 773
 774
 775
 776
 777
 778
 779
 780
 781
 782
 783
 784
 785
 786
 787
 788
 789
 790
 791
 792
 793
 794
 795
 796
 797
 798
 799
 800
 801
 802
 803
 804
 805
 806
 807
 808
 809
 810
 811
 812
 813
 814
 815
 816
 817
 818
 819
 820
 821
 822
 823
 824
 825
 826
 827
 828
 829
 830
 831
 832
 833
 834
 835
 836
 837
 838
 839
 840
 841
 842
 843
 844
 845
 846
 847
 848
 849
 850
 851
 852
 853
 854
 855
 856
 857
 858
 859
 860
 861
 862
 863
 864
 865
 866
 867
 868
 869
 870
 871
 872
 873
 874
 875
 876
 877
 878
 879
 880
 881
 882
 883
 884
 885
 886
 887
 888
 889
 890
 891
 892
 893
 894
 895
 896
 897
 898
 899
 900
 901
 902
 903
 904
 905
 906
 907
 908
 909
 910
 911
 912
 913
 914
 915
 916
 917
 918
 919
 920
 921
 922
 923
 924
 925
 926
 927
 928
 929
 930
 931
 932
 933
 934
 935
 936
 937
 938
 939
 940
 941
 942
 943
 944
 945
 946
 947
 948
 949
 950
 951
 952
 953
 954
 955
 956
 957
 958
 959
 960
 961
 962
 963
 964
 965
 966
 967
 968
 969
 970
 971
 972
 973
 974
 975
 976
 977
 978
 979
 980
 981
 982
 983
 984
 985
 986
 987
 988
 989
 990
 991
 992
 993
 994
 995
 996
 997
 998
 999
 1000

На рис. 3.1 показано распределение по величине μ^2 (3.3) для
 выбранных событий с $n_p^B \geq 1$ и $n_p^H \geq 1$. Сплошная кривая соответствует
 фоновому спектру, полученному случайным перемешиванием протонов
 из разных событий и удовлетворяющих экспериментальным критериям
 отбора. Нормировка фонового спектра проводилась на полное число
 экспериментальных комбинаций при $\mu^2 \leq -0.36$ ГэВ².

Как видно из рис. 3.1, в области $\mu^2 \approx m_{\pi}^2 \approx 0.02$ ГэВ² наблю-
 120
 121
 122
 123
 124
 125
 126
 127
 128
 129
 130
 131
 132
 133
 134
 135
 136
 137
 138
 139
 140
 141
 142
 143
 144
 145
 146
 147
 148
 149
 150
 151
 152
 153
 154
 155
 156
 157
 158
 159
 160
 161
 162
 163
 164
 165
 166
 167
 168
 169
 170
 171
 172
 173
 174
 175
 176
 177
 178
 179
 180
 181
 182
 183
 184
 185
 186
 187
 188
 189
 190
 191
 192
 193
 194
 195
 196
 197
 198
 199
 200
 201
 202
 203
 204
 205
 206
 207
 208
 209
 210
 211
 212
 213
 214
 215
 216
 217
 218
 219
 220
 221
 222
 223
 224
 225
 226
 227
 228
 229
 230
 231
 232
 233
 234
 235
 236
 237
 238
 239
 240
 241
 242
 243
 244
 245
 246
 247
 248
 249
 250
 251
 252
 253
 254
 255
 256
 257
 258
 259
 260
 261
 262
 263
 264
 265
 266
 267
 268
 269
 270
 271
 272
 273
 274
 275
 276
 277
 278
 279
 280
 281
 282
 283
 284
 285
 286
 287
 288
 289
 290
 291
 292
 293
 294
 295
 296
 297
 298
 299
 300
 301
 302
 303
 304
 305
 306
 307
 308
 309
 310
 311
 312
 313
 314
 315
 316
 317
 318
 319
 320
 321
 322
 323
 324
 325
 326
 327
 328
 329
 330
 331
 332
 333
 334
 335
 336
 337
 338
 339
 340
 341
 342
 343
 344
 345
 346
 347
 348
 349
 350
 351
 352
 353
 354
 355
 356
 357
 358
 359
 360
 361
 362
 363
 364
 365
 366
 367
 368
 369
 370
 371
 372
 373
 374
 375
 376
 377
 378
 379
 380
 381
 382
 383
 384
 385
 386
 387
 388
 389
 390
 391
 392
 393
 394
 395
 396
 397
 398
 399
 400
 401
 402
 403
 404
 405
 406
 407
 408
 409
 410
 411
 412
 413
 414
 415
 416
 417
 418
 419
 420
 421
 422
 423
 424
 425
 426
 427
 428
 429
 430
 431
 432
 433
 434
 435
 436
 437
 438
 439
 440
 441
 442
 443
 444
 445
 446
 447
 448
 449
 450
 451
 452
 453
 454
 455
 456
 457
 458
 459
 460
 461
 462
 463
 464
 465
 466
 467
 468
 469
 470
 471
 472
 473
 474
 475
 476
 477
 478
 479
 480
 481
 482
 483
 484
 485
 486
 487
 488
 489
 490
 491
 492
 493
 494
 495
 496
 497
 498
 499
 500
 501
 502
 503
 504
 505
 506
 507
 508
 509
 510
 511
 512
 513
 514
 515
 516
 517
 518
 519
 520
 521
 522
 523
 524
 525
 526
 527
 528
 529
 530
 531
 532
 533
 534
 535
 536
 537
 538
 539
 540
 541
 542
 543
 544
 545
 546
 547
 548
 549
 550
 551
 552
 553
 554
 555
 556
 557
 558
 559
 560
 561
 562
 563
 564
 565
 566
 567
 568
 569
 570
 571
 572
 573
 574
 575
 576
 577
 578
 579
 580
 581
 582
 583
 584
 585
 586
 587
 588
 589
 590
 591
 592
 593
 594
 595
 596
 597
 598
 599
 600
 601
 602
 603
 604
 605
 606
 607
 608
 609
 610
 611
 612
 613
 614
 615
 616
 617
 618
 619
 620
 621
 622
 623
 624
 625
 626
 627
 628
 629
 630
 631
 632
 633
 634
 635
 636
 637
 638
 639
 640
 641
 642
 643
 644
 645
 646
 647
 648
 649
 650
 651
 652
 653
 654
 655
 656
 657
 658
 659
 660
 661
 662
 663
 664
 665
 666
 667
 668
 669
 670
 671
 672
 673
 674
 675
 676
 677
 678
 679
 680
 681
 682
 683
 684
 685
 686
 687
 688
 689
 690
 691
 692
 693
 694
 695
 696
 697
 698
 699
 700
 701
 702
 703
 704
 705
 706
 707
 708
 709
 710
 711
 712
 713
 7

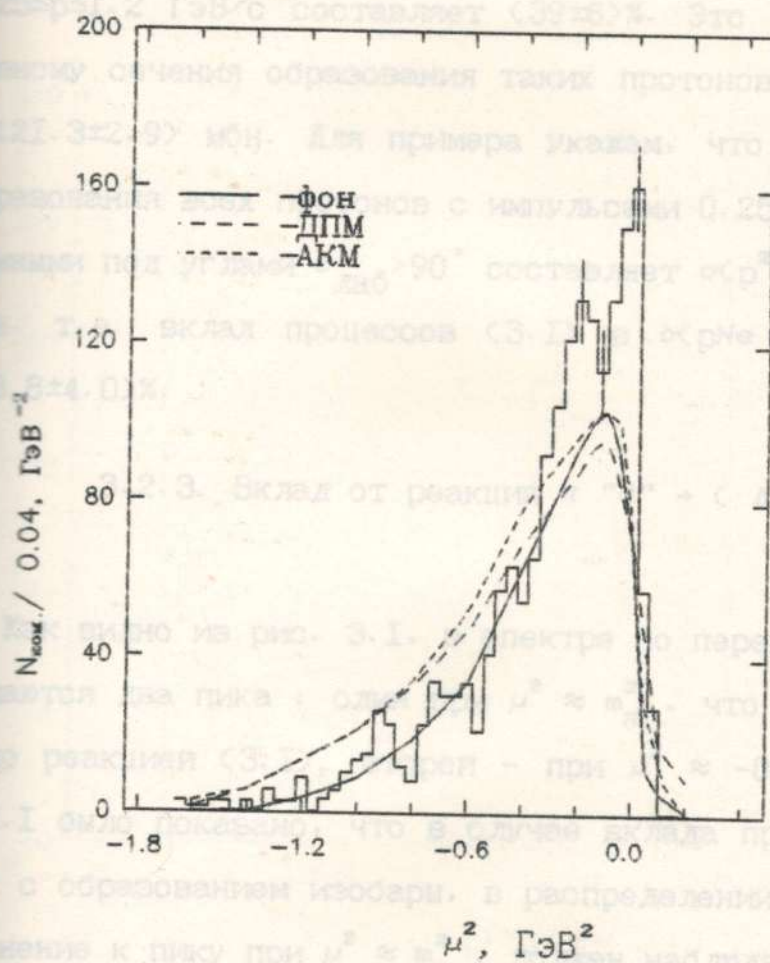


Рис. 3.1. Распределение по μ^2 (3.3) для событий с $n_B \geq 1$ и $n_P \geq 1$.

В работе [78] сообщалось о первом наблюдении энергетических $\pi^{\pm}$ (1232)- и, возможно, $\pi^{\pm}$ (1440)-изобар, испущенных под углами $\theta_{\text{л.с.}} > 90^\circ$ и приводящих к образованию кумулятивных протонов и нейтронов. Ниже будет показано, что наблюдаемая структура (пик при $\mu^2(3.3) \approx 0.22 \text{ ГэВ}^2$) может быть обусловлена реакциями типа (3.2) с вылетом изобары в заднюю полусферу в л.с.

На рис. 3.2 показано распределение по μ^2 (3.3) для $p^{\text{то}}\text{-изобар}$ с $n_B \geq 1$, $n_P \geq 1$ и при условии, что бы в событии не возник $\pi^{\pm}$ -мезон, испущенный назад в л.с.к., т.е. $n_{\pi^{\pm}} = 0$.

Видно, что для таких событий в распределении по μ^2 пик при $\mu^2 \approx \mu_0^2$ остается - превышение над фоном составляет (115±40)

число кумулятивных протонов ($n_p^H \geq 1$) с импульсами $0.25 \leq p \leq 1.2$ ГэВ/с составляет $(39 \pm 6)\%$. Это соответствует инклюзивному сечению образования таких протонов в $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях (21.3 ± 2.9) мбн. Для примера укажем, что инклюзивное сечение образования всех протонов с импульсами $0.25 \leq p \leq 1.2$ ГэВ/с и испущенными под углами $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$ составляет $\sigma(p^{20}\text{Ne} \rightarrow pX) = (74.0 \pm 1.8)$ мбн, т.е. вклад процессов (3.1) в $\sigma(p\text{Ne} \rightarrow pX)$ - составляет $(28.8 \pm 4.0)\%$.

3.2.3. Вклад от реакций $\pi^- d \rightarrow (\Delta^-, N^*) + p$ $\downarrow \quad \quad \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \pi p$

Как видно из рис. 3.1, в спектре по переменной μ^2 (3.3) наблюдаются два пика: один при $\mu^2 \approx m_\pi^2$, что может быть обусловлено реакцией (3.1), второй - при $\mu^2 \approx -0.22$ ГэВ². В разделе 3.2.1 было показано, что в случае вклада процессов (3.2), идущих с образованием изобар, в распределении по μ^2 (3.3), в дополнение к пику при $\mu^2 \approx m_\pi^2$, должен наблюдаться также и максимум, смещенный на величину $\delta(\mu^2)$ (3.5).

В работе [78] сообщалось о первом наблюдении энергичных $\Delta^{++}, 0(1232)$ - и, возможно, $N^*(1440)$ -изобар, испущенных под углами $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$ и приводящих к образованию кумулятивных протонов и пионов. Ниже будет показано, что наблюдаемая структура (пик при $\mu^2(3.3) \approx -0.22$ ГэВ²) может быть обусловлена реакциями типа (3.2) с вылетом изобары в заднюю полусферу в л.с.

На рис. 3.2 показано распределение по $\mu^2(3.3)$ для $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействий с $n_p^B \geq 1$, $n_p^H \geq 1$ и при условии, чтобы в событии не имелся $\pi^\pm$ -мезон, испущенный назад в л.с.к., т.е. $n_{\pi^\pm} = 0$.

Видно, что для таких событий в распределении по μ^2 пик при $\mu^2 \approx m_\pi^2$ остается - превышение над фоном составляет (215 ± 40)

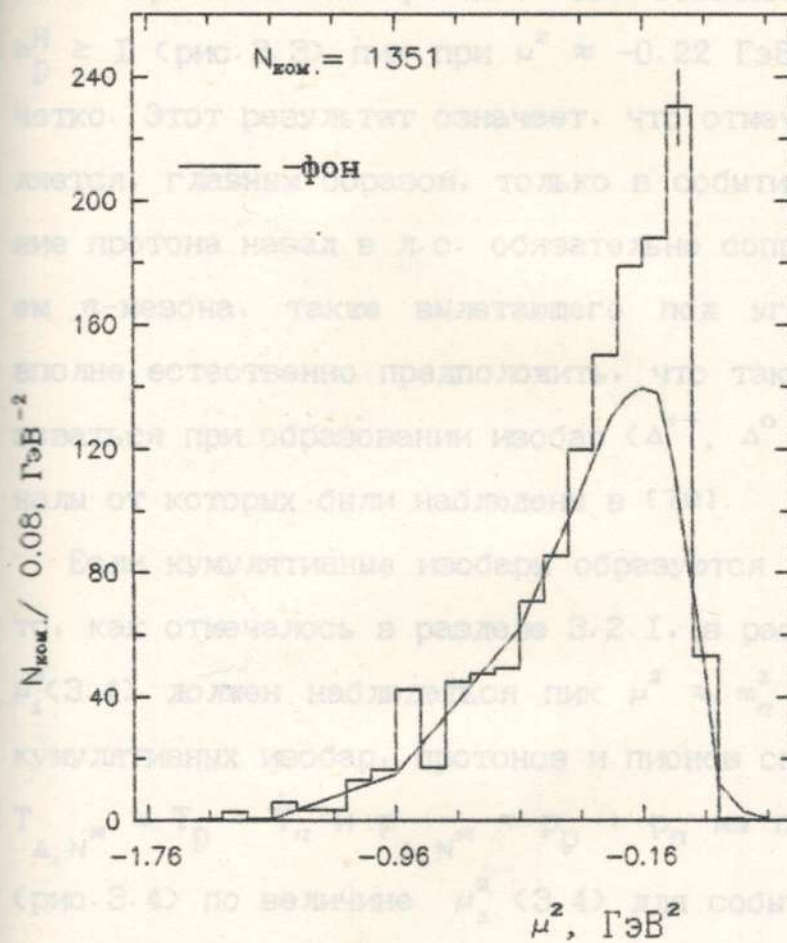


Рис. 3.2. Спектр μ^2 (3.3) для событий с $n_p^B \geq 1$, $n_p^H \geq 1$ и $n_{\pi^H} = 0$.

Чтобы оценить вклад реакции типа (3.2) была использована следующая процедура. Из рис. 3.3 видно, что в спектре по μ^2 наблюдается также пик при $\mu^2 \approx \mu_{\pi}^2$, который, скорее всего, обусловлен реакциями (3.1), сопровождаемых случайным испусканием пионов назад в л.с.к. и не имеющих отношения ни к каналу (3.1), ни к каналу (3.2) — например пион может вылететь назад при неупругом рассеянии π^0 на отдельных внутриядерных нуклонах. Предполагая, что форма спектра по μ^2 для реакции типа (3.1) не зависит от наличия или отсутствия π^0 -мезона с $\theta_{\text{л.с.к.}} > 90^\circ$ (в данном случае фонового), мы отнормировали спектр на рис. 3.2 на распре-

событий, тогда как структура при $\mu^2 \approx -0.22 \text{ ГэВ}^2$ исчезает. В то же время, в спектре по μ^2 для событий с $n_{\pi\pm} \neq 0$, $n_D^B \geq 1$ и $n_D^H \geq 1$ (рис. 3.3) пик при $\mu^2 \approx -0.22 \text{ ГэВ}^2$ проявляется наиболее четко. Этот результат означает, что отмеченная структура проявляется, главным образом, только в событиях, в которых испускание протона назад в л.с. обязательно сопровождается образованием π -мезона, также вылетающего под углом $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$. Поэтому вполне естественно предположить, что такие случаи могут реализовываться при образовании изобар (Δ^{++} , Δ^0 и N^*) с $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$, сигналы от которых были наблюдаемы в [78].

Если кумулятивные изобары образуются от реакции типа (3.2), то, как отмечалось в разделе 3.2.1, в распределении по величине μ_1^2 (3.4) должен наблюдаться пик $\mu^2 \approx m_\pi^2$. Предполагая, что для кумулятивных изобар, протонов и пионов справедливы соотношения: $T_{\Delta, N^*} \approx T_p + T_\pi$ и $p_{\Delta, N^*} = p_p + p_\pi$ мы построили распределение (рис. 3.4) по величине μ_1^2 (3.4) для событий с $n_{\pi\pm} \neq 0$, $n_D^B \geq 1$ и $n_D^H \geq 1$. Как видно из рис. 3.4, распределение по μ_1^2 имеет широкий максимум при $\mu_1^2 \approx m_\pi^2$, превышающий фоновый спектр.

Чтобы оценить вклад реакций типа (3.2) была использована следующая процедура. Из рис. 3.3 видно, что в спектре по μ^2 наблюдается также пик при $\mu^2 \approx m_\pi^2$, который, скорее всего, обусловлен реакциями (3.1), сопровождаемых случаями испускания пионов назад в л.с.к. и не имеющих отношения ни к каналу (3.1), ни к каналу (3.2) — например пион может вылетать назад при перерассеянии [79] на отдельных внутриядерных нуклонах. Предполагая, что форма спектра по μ^2 для реакций типа (3.1) не зависит от наличия или отсутствия $\pi^\pm$ -мезона с $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$ (в данном случае фонового), мы отнормировали спектр на рис. 3.2, на распре-

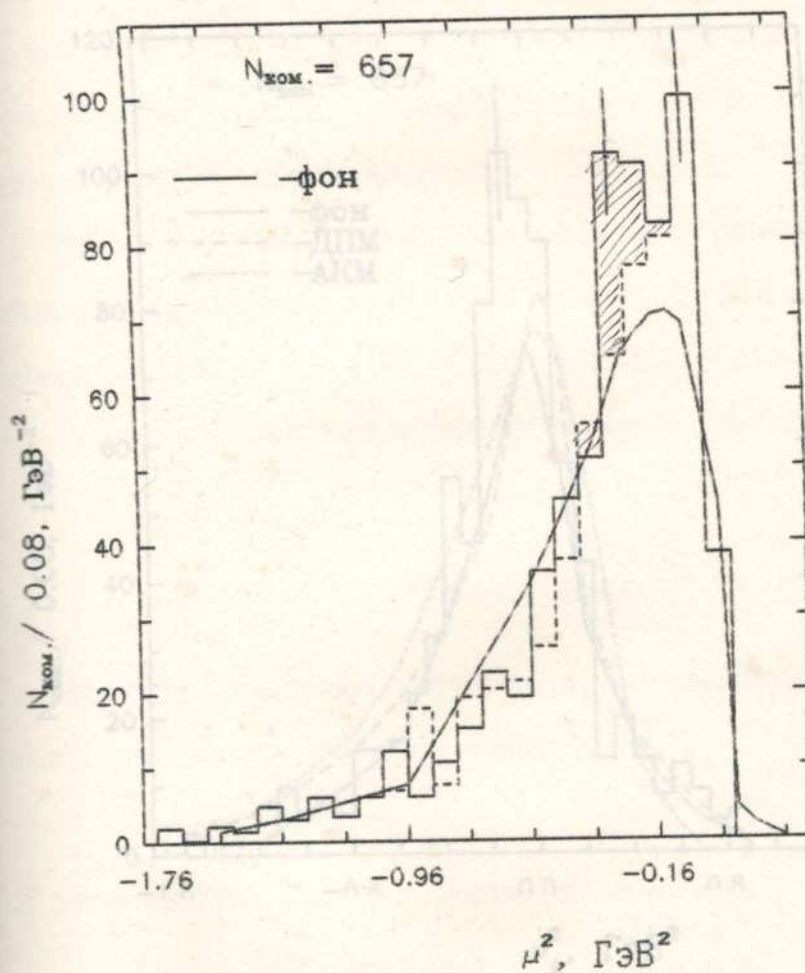


Рис. 3.3. Распределение по μ^2 (3.3) для событий с $n_p^B \geq 1$ и $n_p^H \geq 1$ и $n_{\pi^\pm}^H \geq 1$ (сплошная гистограмма). Штриховая гистограмма - спектр по μ^2 (3.3) на рис. 3.2, отнормированный на сплошную гистограмму по максимуму распределения при $\mu^2 \approx m_\pi^2$. Заштрихованная область - предполагаемый вклад от реакций (3.2).

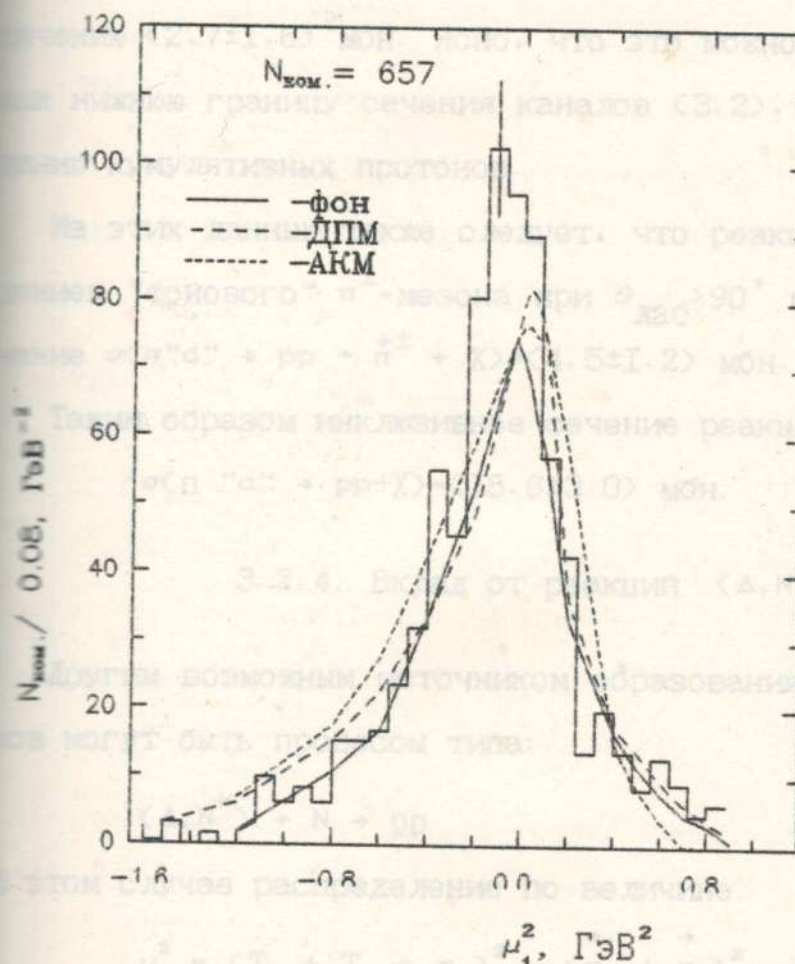


Рис. 3.4. Спектр μ_1^2 (3.4) для событий с $n_B^B \geq 1$, $n_B^H \geq 1$ и $n_\pi^H \geq 1$.

Как видно из рис. 3.5, экспериментальный спектр по μ_1^2 достаточно хорошо описывается фоновой кривой, полученной случайным нормализованным протоном и разными событиями. Однако в области $\mu_1^2 \geq 1.25$ ГэВ² наблюдается некоторый избыток событий (статистически не обеспеченный) — (67 ± 23) . Если считать, что он обусловлен вкладом реакции типа (3.6) с участием $\Lambda(1232)$ - и $\Lambda^*(1440)$ -изо-

деление по μ^2 на рис. 3.3 по максимуму при $\mu^2 \approx m_\pi^2$ - это распределение показано на рис. 3.3 в виде штриховой гистограммы. В таком случае вклад канала (3.2) может быть оценен по разнице (заштрихованная область) между двумя гистограммами и по данным настоящей работы составляет (42 ± 25) событий, что соответствует сечению (2.7 ± 1.6) мбн. Ясно, что это можно рассматривать только как нижнюю границу сечения каналов (3.2), приводящих к образованию кумулятивных протонов.

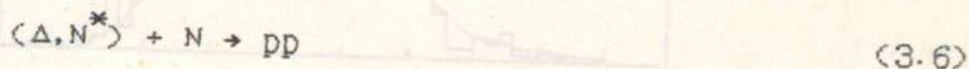
Из этих данных также следует, что реакция (3.1) с сопровождением "фоновой" $\pi^\pm$ -мезона при $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$ имеет инклюзивное сечение $\sigma(\pi^+ d \rightarrow pp + \pi^\pm + X) = (4.5 \pm 1.2)$ мбн.

Таким образом инклюзивное сечение реакции (3.1) составляет:

$$\sigma(\pi^+ d \rightarrow pp + X) = (18.6 \pm 3.0) \text{ мбн.}$$

3.2.4. Вклад от реакции $(\Delta, N^*) + N \rightarrow pp$.

Другим возможным источником образования кумулятивных протонов могут быть процессы типа:



В этом случае распределение по величине

$$\mu_2^2 = (T_1 + T_2 + m_N)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2, \quad (3.7)$$

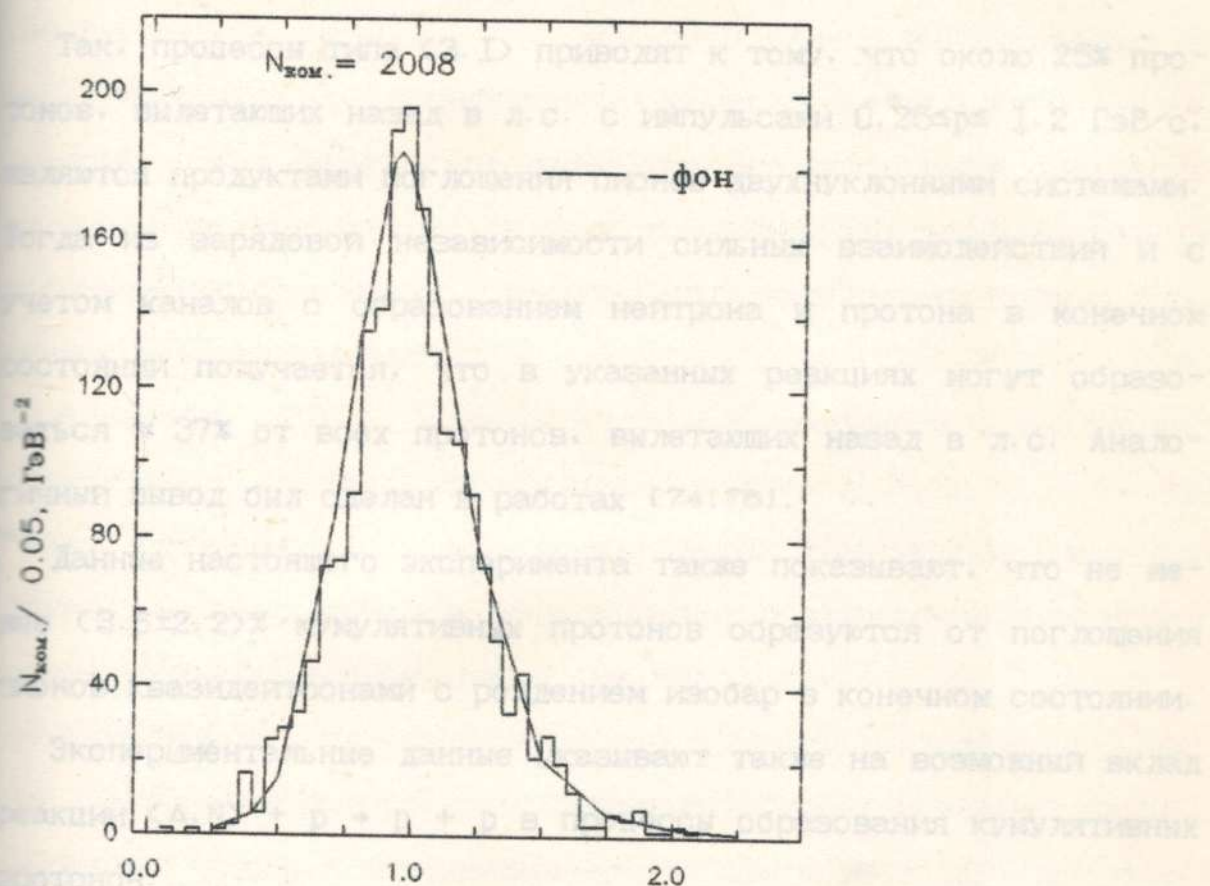
(m_N - масса нуклона) должно иметь пик в области квадрата массы одной из известных изобар (Δ или N^*).

Как видно из рис. 3.5, экспериментальный спектр по μ_2^2 достаточно хорошо описывается фоновой кривой, полученной случайным перемешиванием протонов и разных событий. Однако в области $\mu_2^2 \geq 1.25 \text{ ГэВ}^2$ наблюдается некоторый избыток событий (статистически не обеспеченный) - (67 ± 23) . Если считать, что он обусловлен вкладом реакций типа (3.6) с участием $\Delta(1232)$ - и $N^*(1440)$ -изо-

тер- то для верхней границы сечения этих процессов получается

$$\sigma(\Delta, n) = n \cdot \sigma(p) = (4.3 \pm 1.5) \text{ мб}$$

Из приведенных данных видно, что процессом поглощения пионов в реакциях образуются кумулятивные части.



$$\mu_2^2, \text{ ГэВ}^2$$

3.3. Изучение корреляционных эффектов в

Рис. 3.5. Распределение по $\mu_2^2(3.3)$.

Как известно, для выяснения механизма множественного раскла-

да частиц и дискриминации существующих модельных подходов,

особенно для понимания процессов с расщеплением частиц в кинемати-

ческой области, запрещенной при рассеянии на одиночном (с уче-

том ферми-движения в ядре) нуклоне необходимо иметь не только

интегральные данные, но и изучение многочастичных корреляционных

бар, то для верхней границы сечения этих процессов получается

$$\sigma(\Delta, N^* + N \rightarrow pp) = (4.3 \pm 1.5) \text{ мбн}$$

Из приведенных данных видно, что процессы поглощения пионов квазидейтронными системами дают ощутимый вклад в реакции образования кумулятивных частиц.

Так, процессы типа (3.1) приводят к тому, что около 25% протонов, вылетающих назад в л.с. с импульсами $0.25 \leq p \leq 1.2$ ГэВ/с, являются продуктами поглощения пионов двухнуклонными системами. Тогда из зарядовой независимости сильных взаимодействий и с учетом каналов с образованием нейтрона и протона в конечном состоянии получается, что в указанных реакциях могут образоваться $\approx 37\%$ от всех протонов, вылетающих назад в л.с. Аналогичный вывод был сделан в работах [74, 76].

Данные настоящего эксперимента также показывают, что не менее $(3.6 \pm 2.2)\%$ кумулятивных протонов образуются от поглощения пионов квазидейтронами с рождением изобар в конечном состоянии.

Экспериментальные данные указывают также на возможный вклад реакции $(\Delta, N) + p \rightarrow p + p$ в процессы образования кумулятивных протонов.

3.3. Изучение корреляционных эффектов в кумулятивных pNe-взаимодействиях.

Как известно, для выяснения механизма множественного рождения частиц и дискриминации существующих модельных подходов, особенно для понимания процессов с рождением частиц в кинематической области, запрещенной при рассеянии на одиночном (с учетом ферми-движения в ядре) нуклоне необходимо иметь не только инклюзивные данные, но и изучение многочастичных корреляционных

характеристик взаимодействия.

Нами при исследовании инклюзивных спектров вторичных протонов, образованных в π^-C и pNe -взаимодействиях в интервале энергий $(4+300)$ ГэВ/с (см. главу 2) было обнаружено наличие структуры в импульсном спектре протонов в области $p \approx (0.3+0.5)$ ГэВ/с [80,81]. Было показано, что за часть протонов, вылетающих в переднюю полусферу, и протонов, испущенных назад в л.с. в этом интервале импульсов может быть ответственен единый механизм, отличный от двух других: развала возбужденного ядра и процесса выбивания внутриядерных нуклонов вследствие перерассеяния первичных и вторичных частиц.

В работах [20,78] нами было сделано сообщение о наблюдении кумулятивных изобар, образованных в pNe -соударениях при 300 ГэВ/с. Показано, что существенная часть кумулятивных пионов и протонов имеют изобарное происхождение. Аналогичные результаты получены также авторами работ [82,83].

В разделе 3.2 было показано, что процессы поглощения вторичных пионов квазидейтронными системами в ядрах и взаимодействия медленных изобар с внутриядерными нуклонами дают ощутимый вклад в реакции образования кумулятивных частиц. Можно ожидать, что в реакциях (3.1) и (3.2) с двумя и тремя частицами в конечном состоянии должны возникать определенные кинематические корреляции. Эти результаты показывают, что форма спектра протонов, ис-

Настоящая работа является продолжением исследований, начатых в работах [20,78,82,83] и посвящена корреляционному анализу импульсных спектров протонов, вылетающих в переднюю полусферу в pNe -взаимодействиях при 300 ГэВ/с.

Из 5600 измеренных pNe -взаимодействий для дальнейшего анализа отбирались события, имеющие хотя бы один протон с импульсом

$p \leq 1.2$ ГэВ/с. испущенный в переднюю полусферу ($\theta \leq 90^\circ$) л.с.к. В отобранных событиях были измерены все идентифицированные протоны и $\pi^\pm$ -мезоны, вылетающие в заднюю полусферу, и далее под пионными событиями подразумеваются именно события с такими пионами.

Полное число отобранных событий оказалось равным 3508, из них 689 с $\pi^\pm$ -мезонами, в которых изучалась зависимость импульсного распределения протонов, испущенных в переднюю полусферу, от наличия или отсутствия пионов, кумулятивных и некумулятивных протонов "назад". Протоны считались кумулятивными, если значение $\beta = E - p_L / m_p$ (E и p_L - полная энергия и продольный импульс, m_p - масса протона) не превышало величины 1.4 [63].

Полученные распределения представлены на рис. 3.6+3.9, на которых данные приведены в относительных единицах после нормировки полного числа комбинаций из двух типов событий.

Из данных на рис. 3.6 и 3.7 видно, что в событиях без пионов или кумулятивных протонов импульсный спектр протонов, испущенных в переднюю полусферу ($\theta \leq 90^\circ$) достаточно гладкий, хотя в первом случае можно заметить некоторую немонотонность в области $p = (0.3-0.6)$ ГэВ/с. В то же время в этом же интервале импульсов как для событий с пионами, так и с кумулятивными протонами, монотонный спад спектра существенно нарушается - появляется плато. Эти результаты показывают, что форма спектра протонов, испущенных в переднюю полусферу, зависит от наличия или отсутствия пионов и кумулятивных протонов.

Полученные данные сравнивались с расчетами (выполненными методом Монте-Карло) по аддитивной кварковой модели (АКМ) [48] и дуально-партоновой модели (ДПМ) в версии [77], предложенных для описания адрон-ядерных взаимодействий. При расчетах по этим мо-

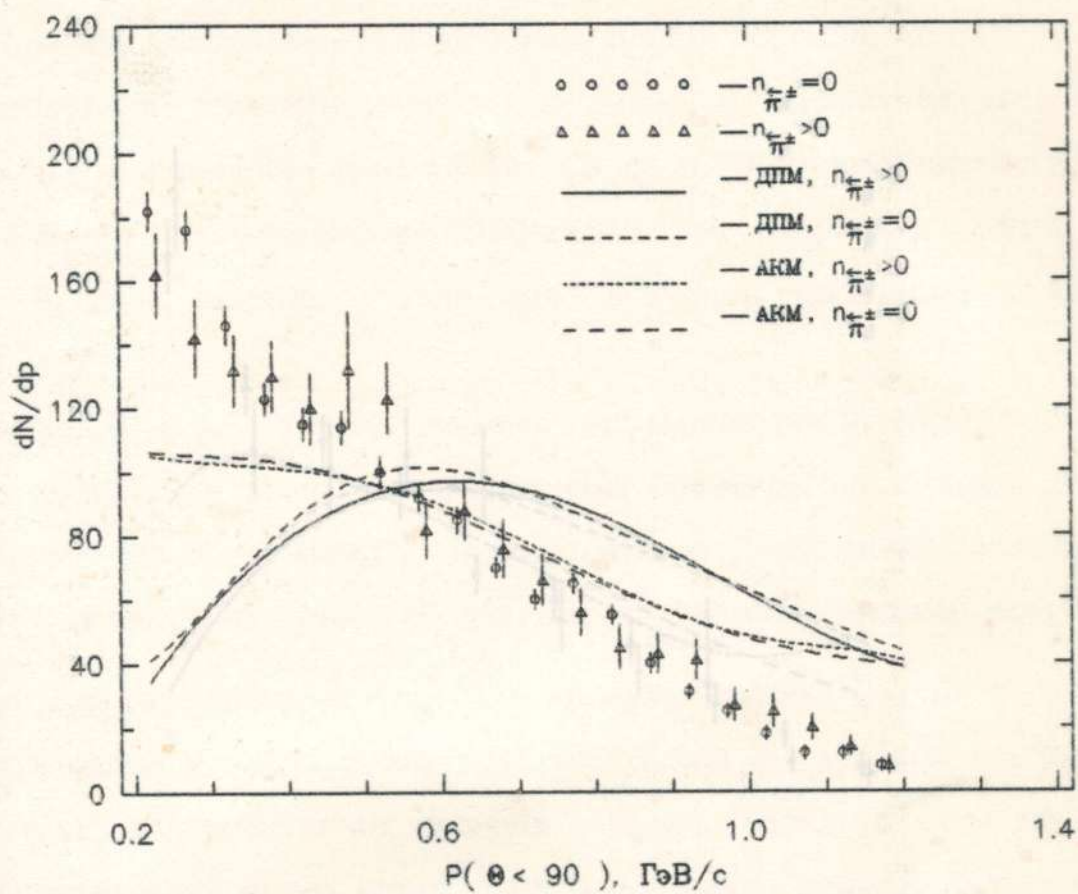


Рис. 3.6. Импульсный спектр протонов "вперед" ($\theta \leq 90^\circ$) в событиях с или без пионов "назад" ($\theta > 90^\circ$).

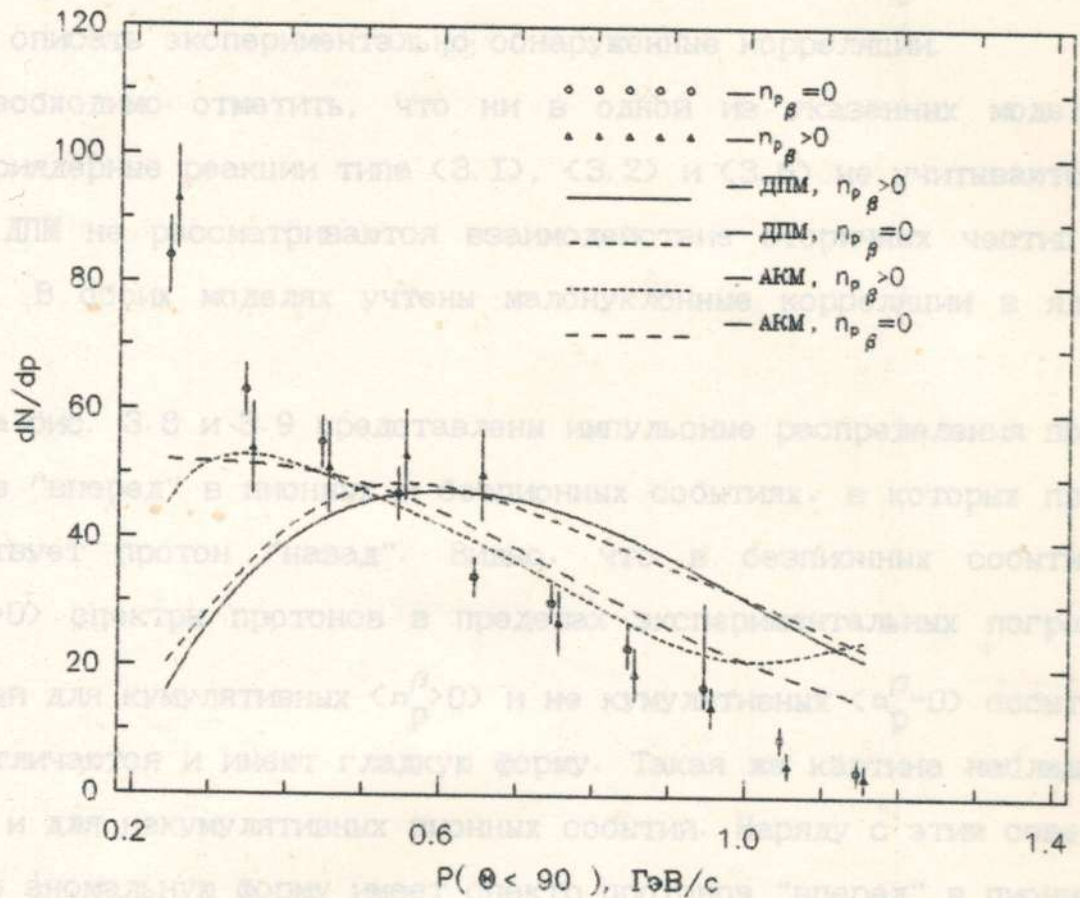


Рис. 3.7. Импульсный спектр протонов "вперед" ($\theta \leq 90^\circ$) в событиях с или без кумулятивных протонов ($\beta > 1.4$).

делям были использованы те же критерии отбора, что и в эксперименте. Из сравнения видно, что рассмотренные модели не в состоянии описать экспериментально обнаруженные корреляции.

Необходимо отметить, что ни в одной из указанных моделей внутриядерные реакции типа (3.1), (3.2) и (3.6) не учитываются, а в ДПМ не рассматриваются взаимодействия вторичных частиц в ядре. В обоих моделях учтены малонуклонные корреляции в ядре [184].

На рис. 3.8 и 3.9 представлены импульсные распределения протонов "вперед" в пионных и безпионных событиях, в которых присутствует протон "назад". Видно, что в безпионных событиях ($n_{\pi^{\pm}}=0$) спектры протонов в пределах экспериментальных погрешностей для кумулятивных ($n_p^{\beta}>0$) и не кумулятивных ($n_p^{\beta}=0$) событий не отличаются и имеют гладкую форму. Такая же картина наблюдается и для некумулятивных пионных событий. Наряду с этим совершенно аномальную форму имеет спектр протонов "вперед" в пионных событиях с кумулятивными протонами.

Следовательно, структура в импульсном спектре протонов, испущенных в переднюю полусферу в л.с., в основном связана с процессами, в которых одновременно рождаются кумулятивные протоны и $\pi^{\pm}$ -мезоны.

Механизм возникновения таких корреляций невозможно объяснить эффектами внутриядерного перерассеяния, так как такие корреляции не наблюдаются в событиях, где отсутствуют пионы и кумулятивные протоны, а также в событиях с пионами но без кумулятивных протонов.

Такие корреляции могут возникать, как было показано нами в работе [19], вследствие процессов поглощения пионов и взаимо-

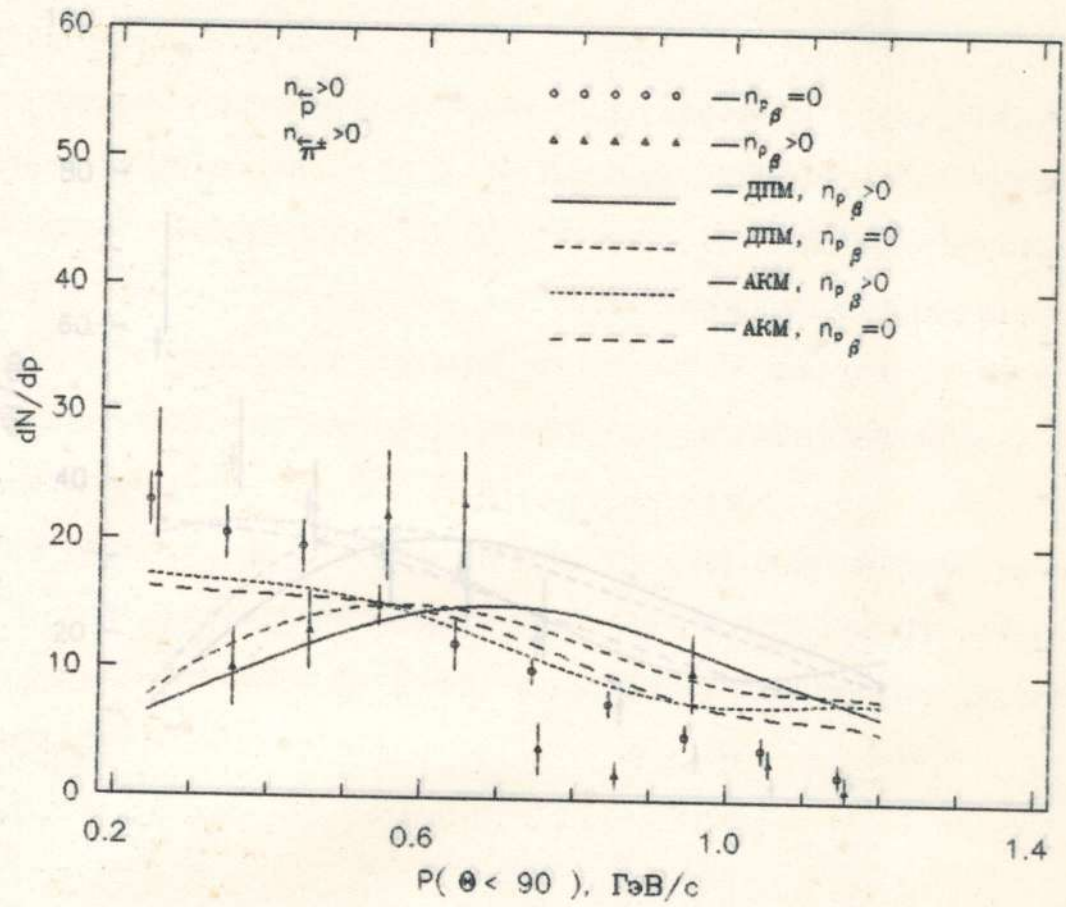


Рис. 3.8. Импульсный спектр протонов "вперед" ($\theta \leq 90^\circ$) в пионных событиях.

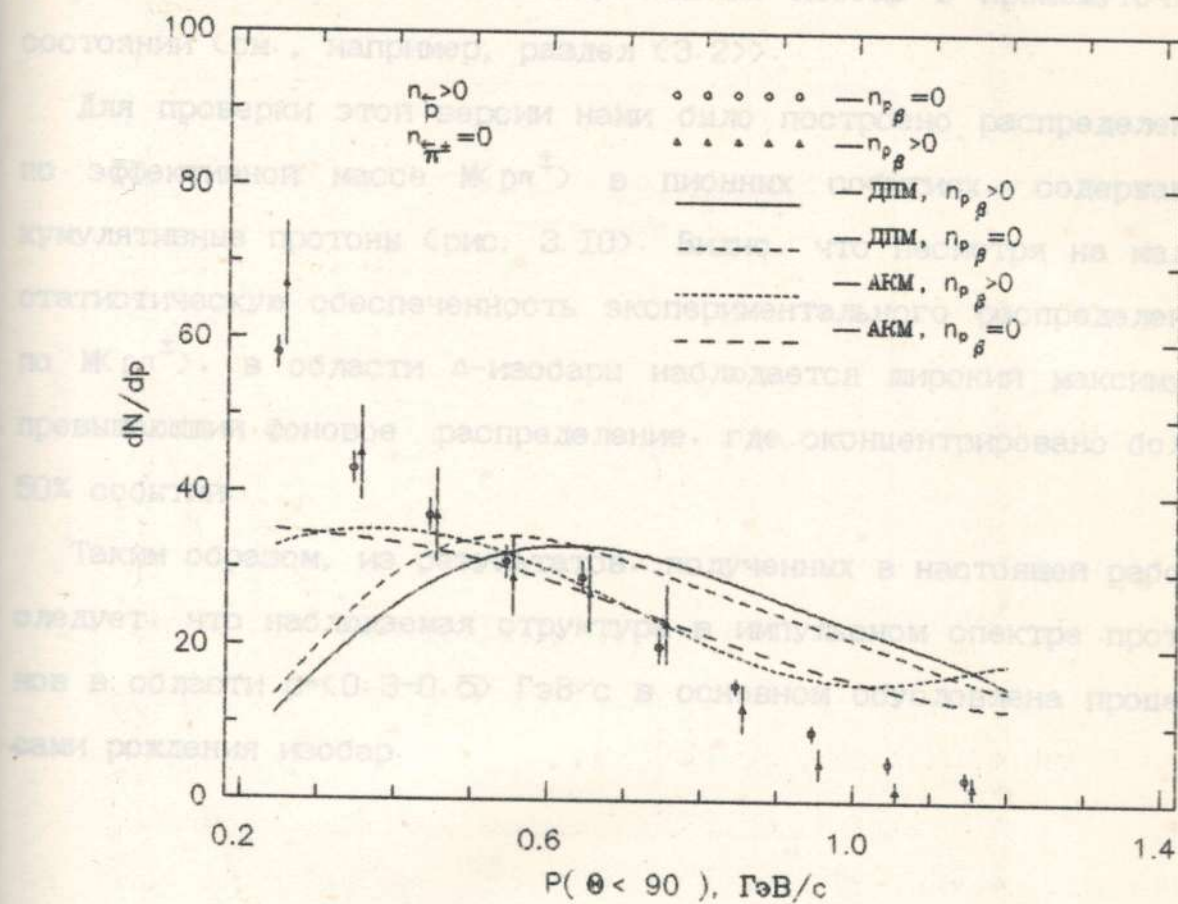


Рис. 3.9. Импульсный спектр протонов "вперед" ($\theta \leq 90^\circ$) беспионных событиях.

действия первичных и вторичных частиц с малонуклонными системами в ядре с образованием кумулятивных изобар в промежуточном состоянии (см., например, раздел (3.2)).

Для проверки этой версии нами было построено распределение по эффективной массе $M(\pi^+)$ в пионных событиях, содержащих кумулятивные протоны (рис. 3.10). Видно, что несмотря на малую статистическую обеспеченность экспериментального распределения по $M(\pi^+)$, в области Δ -изобары наблюдается широкий максимум, превышающий фоновое распределение, где сконцентрировано более 50% событий.

Таким образом, из результатов, полученных в настоящей работе следует, что наблюдаемая структура в импульсном спектре протонов в области $p=(0.3-0.5)$ ГэВ/с в основном обусловлена процессами рождения изобар.

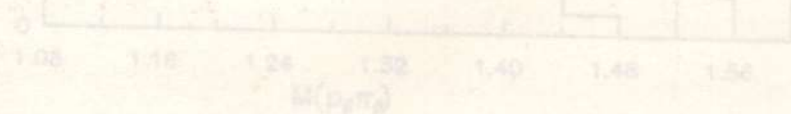


Рис. 3.10. Распределение по эффективной массе $M(\pi^+)$ в пионных событиях содержащих кумулятивные протоны.

Глава 4: Многопротонные корреляции.

4.1. Введение

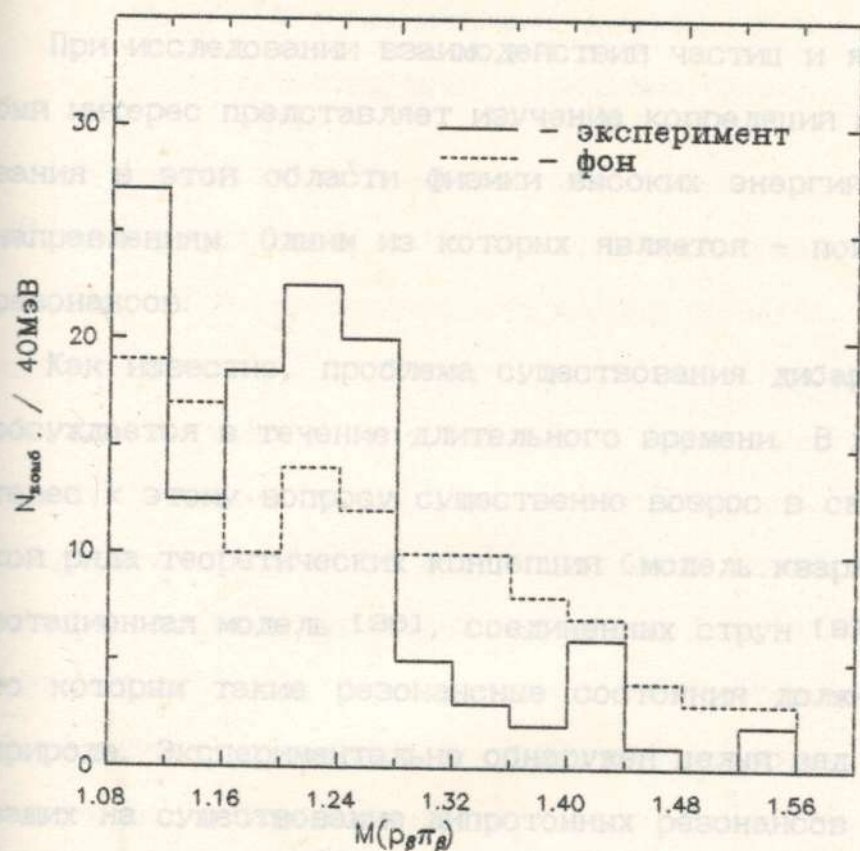


Рис. 3.10. Распределение по эффективной массе $M(\rho\pi^+)$ в пионных событиях содержащих кумулятивные протоны.

Глава 4. Многопротонные корреляции.

4. I. Введение.

При исследовании взаимодействий частиц и ядер с ядрами особый интерес представляет изучение корреляций протонов. Исследования в этой области физики высоких энергий ведутся по двум направлениям. Одним из которых является - поиск многобарионных резонансов.

Как известно, проблема существования дибарионных резонансов обсуждается в течение длительного времени. В последние годы интерес к этому вопросу существенно возрос в связи с формулировкой ряда теоретических концепций (модель кварковых мешков [85], ротационная модель [86], соединенных струн [87] и др.), согласно которым такие резонансные состояния должны существовать в природе. Экспериментально обнаружен целый ряд состояний, указывающих на существование дипротонных резонансов с малыми ширинами [88+100].

Другим направлением в исследованиях корреляций протонов является изучение многочастичных корреляций протонов с близкими импульсами [101+112], которые как выяснилось, обусловлены главным образом взаимодействием (ядерным и кулоновским) в конечном состоянии и эффектами тождественности вследствие фермистатистики. Теория коррелированного испускания пар нуклонов, основанная на квантово-механическом (нерелятивистском) подходе, позволяет в рамках разумных допущений определить пространственно-временные размеры области испускания нуклонов [113+116]. Поэтому экспериментальное исследование этих проблем представляется весьма актуальным и перспективным.

В настоящей главе диссертационной работы представлены ре-

результаты исследований спектров эффективных масс протонных систем на предмет поиска резонансов с барионными зарядами $B \geq 2$.

4.2. Поиск дибарионных резонансов в адрон-ядерных взаимодействиях.

Для поиска двухпротонных резонансов были отобраны $\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействия с числом идентифицированных вторичных протонов $n_p \geq 2$. В пропановых пузырьковых камерах протоны эффективно идентифицируются в области импульсов $0.14 \leq p \leq 0.7$ ГэВ/с, тогда как в NeH_2 -смеси этот интервал несколько шире: $0.11 \leq p \leq 1.2$ ГэВ/с. С целью однозначного сравнения данных в разных типах взаимодействий ($\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{20}\text{Ne}$) после импульсных и угловых измерений импульсы вторичных протонов были ограничены интервалом $0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с. Введение указанной нижней границы на импульсы протонов позволяет в значительной степени избавиться от вклада так называемых "испарительных" частиц, слабо коррелированных с процессами множественного рождения в адрон-ядерных соударениях. Так, по оценкам (см. раздел 2.1 настоящей работы), например, в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с примесь "испарительных" протонов при $p > 0.22$ ГэВ/с составляет менее 10%.

Импульсы вторичных протонов определялись по пробегам и кривизне. Средние погрешности измерений импульсов и углов в интервале $0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с составили соответственно: $\langle \Delta p/p \rangle = 0.031 \pm 0.001$; $\langle \Delta \tan \alpha \rangle = 0.0037$ и $\langle \Delta \beta \rangle = 0.0016$ рад., где α - угол погружения, β - широтный угол.

При поиске узких резонансных состояний требуется хорошее разрешение по эффективной массе пар протонов. Этого можно достичь, если рассматривать только протоны, импульсы которых были определены по пробегам в веществе. В связи с этим были проана-

лизированы спектры эффективных масс пар протонов, имеющих импульсы $0.22 \leq p \leq 0.4$ ГэВ/с. В этом интервале импульсы приблизительно 92% протонов были определены по пробегам, что приводит к среднеквадратичной ошибке в определении эффективной массы пар протонов $\sigma(M(2p)) < 2.7$ МэВ в области $2m_p \leq M(2p) \leq 1970$ МэВ/с².

На рис. 4.1а,б показаны распределения по эффективной массе пар протонов, $M(2p)$, в $\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях для протонов с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.4$ ГэВ/с - данные для $\pi^{-12}\text{C}$ - при 4 и 40 ГэВ/с объединены, т.к. они имеют одинаковую форму. Видно, что независимо от типа налетающей частицы, ее энергии и сорта ядра-мишени в распределениях по эффективной массе пар протонов наблюдаются пики при значениях $M(2p) \approx 2m_p$; ≈ 1924 и ≈ 1939 МэВ/с². Эти особенности проявляются четче если объединить данные при трех энергиях (рис. 4.1в). Первый пик при $M(2p) \approx 2m_p$ обусловлен, как известно [117], взаимодействием протонов в конечном состоянии.

Тот факт, что указанные пики обнаружены в трех независимых экспериментах, выполненных при разных энергиях (4, 40 и 300 ГэВ) и в разных типах взаимодействий, позволяет сделать утверждение, что наблюдаемые особенности в спектрах эффективных масс пар протонов не связаны со статистическими флуктуациями и могут быть обусловлены, по всей видимости, наличием дипротонных резонансов.

Пунктирной кривой на рис. 4.1в показано фоновое распределение, полученное случайным перемешиванием протонов с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.4$ ГэВ/с из разных событий (соответственно $\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{20}\text{Ne}$), но имеющих одинаковое число протонов в конечном состоянии. Наблюдаемые пики при $M(2p) \approx 1922$ МэВ/с² и $M(2p) \approx 1939$ МэВ/с² превышают фоновое распределение на 4.1 и 4.5 статистических

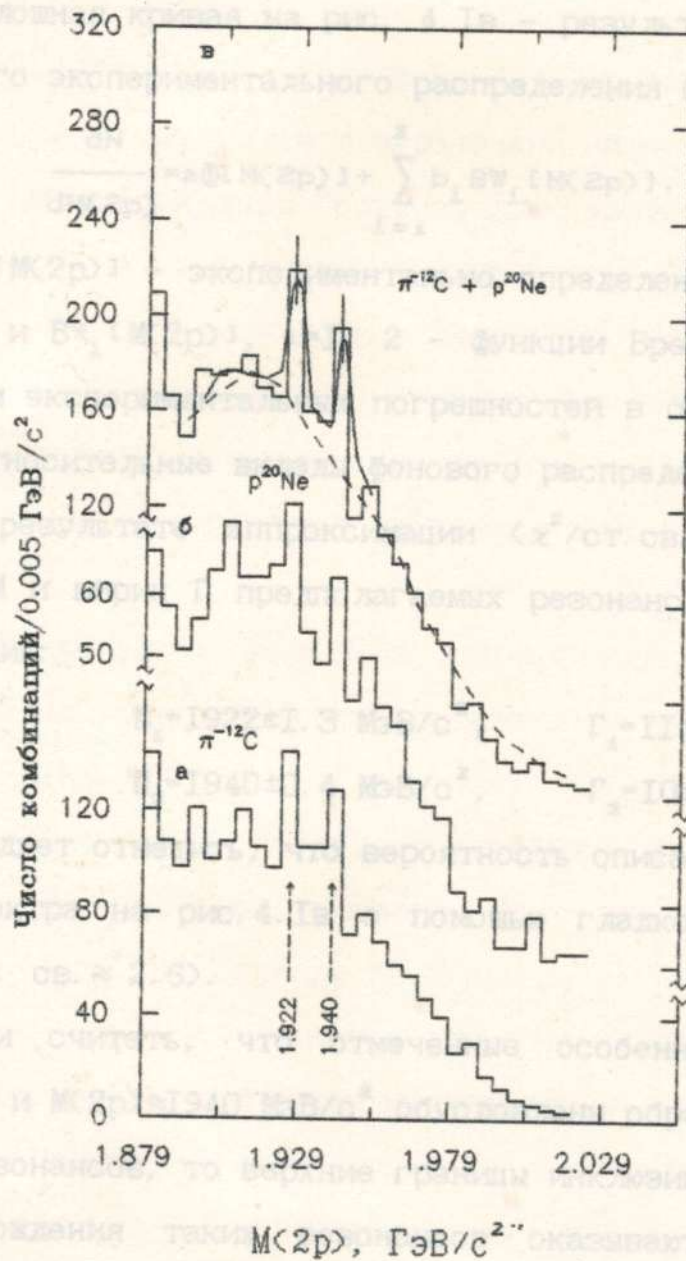


Рис. 4.1. Распределения по $M(2p)$ с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.4$ ГэВ/с. Пунктирная кривая - фоновое распределение. Сплошная кривая - аппроксимация объединенного спектра суммой фоновое распределения и функциями Брейта-Вигнера.

Для того чтобы отдельно рассмотреть область больших значений $M(2p)$, в настоящей работе были проанализированы события, в которых по крайней мере один из протонов вылетел в заднюю полушару в л.с. - ввелось требование, чтобы угол между двумя

спектр соответственно.

Сплошная кривая на рис. 4.1в - результат аппроксимации суммарного экспериментального распределения по $M(2p)$ функцией вида

$$\frac{dN}{dM(2p)} = a\Phi[M(2p)] + \sum_{i=1}^2 b_i BW_i[M(2p)], \quad (4.1)$$

где $\Phi[M(2p)]$ - экспериментально определенное фоновое распределение и $BW_i[M(2p)]$, $i=1, 2$ - функции Брейта-Вигнера, взятые с учетом экспериментальных погрешностей в определении $M(2p)$; a и b_i - относительные вклады фонового распределения и резонансов.

В результате аппроксимации ($\chi^2/\text{ст. св.} = 0.81$) для значений масс M и ширин Γ предполагаемых резонансов получены следующие значения:

$$\begin{aligned} M_1 &= 1922 \pm 1.3 \text{ МэВ/с}^2, & \Gamma_1 &= 11 \pm 3.6 \text{ МэВ/с}^2, \\ M_2 &= 1940 \pm 0.4 \text{ МэВ/с}^2, & \Gamma_2 &= 10 \pm 4.5 \text{ МэВ/с}^2. \end{aligned}$$

Следует отметить, что вероятность описания экспериментального спектра на рис. 4.1в с помощью гладкой кривой очень мала ($\chi^2/\text{ст. св.} \approx 2.6$).

Если считать, что отмеченные особенности при $M(2p) \approx 1922 \text{ МэВ/с}^2$ и $M(2p) \approx 1940 \text{ МэВ/с}^2$ обусловлены образованием двухпротонных резонансов, то верхние границы инклюзивных ($\sigma = \langle n \rangle \sigma_{1n}$) сечения рождения таких резонансов оказываются равными: $\sigma(1922 \text{ МэВ/с}^2) = 1.2 \pm 0.4 \text{ мбн}$, $\sigma(1940 \text{ МэВ/с}^2) = 1.3 \pm 0.3 \text{ мбн}$ в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при полном неупругом сечении $\sigma_{1n}(p^{20}\text{Ne}) = 356 \pm 13 \text{ мбн}$ и $\sigma(1922 \text{ МэВ/с}^2) = 1.1 \pm 0.2 \text{ мбн}$; $\sigma(1940 \text{ МэВ/с}^2) = 0.9 \pm 0.2 \text{ мбн}$ в ^{12}C -соударениях при $\sigma_{1n}(\pi^{-12}\text{C}) = 179 \pm 2 \text{ мбн}$.

Для того чтобы отдельно рассмотреть область больших значений $M(2p)$, в настоящей работе были проанализированы события, в которых по крайней мере один из протонов вылетал в заднюю полушару в л.с. - вводилось требование, чтобы угол между двумя

протонами с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с составлял не менее $\theta_{12} = 110^\circ$.

Для уменьшения вклада фона были введены следующие условия:

1) импульсы протонов ограничены интервалом $0.30 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с т.е. рассматриваются более быстрые протоны;

2) оба протона должны вылетать вне конуса с углом $\theta_{л.с.} = 30^\circ$ по отношению к направлению первичной частицы - данный критерий позволяет в значительной степени исключить так называемые "прямые" или каскадные протоны, выбитые из ядра [90,130];

3) угол между двумя протонами должен превышать 110° , т.е. $\theta_{12} \geq 110^\circ$

Спектры эффективных масс пар протонов, удовлетворяющих перечисленным выше критериям, показаны на рис. 4.2. Видно, что и в $\pi^{-12}\text{C}$ - и в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при одном и том же значении $M(2p) \approx 2022$ МэВ/с² наблюдаются выбросы над фоновыми распределениями. Наличие пика особенно четко проявляется в объединенном ($\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{20}\text{Ne}$) спектре по $M(2p)$ - рис. 4.2в. Пунктирными кривыми на рис. 4.2 показаны фоновые распределения, полученные перемешиванием протонов из разных событий с учетом условий (I+3). Превышение пика над фоном в суммарном спектре составляет (в максимуме) 3.4 статистических ошибок. Сплошная кривая представляет результат аппроксимации экспериментальных данных суммой фоновых распределений и функцией Брейта-Вигнера. В результате аппроксимации ($\chi^2/\text{ст. св.} = 0.55$) для значений массы и ширины предполагаемого резонанса получено:

$$M = 2017 \pm 1.3 \text{ МэВ/с}^2, \quad \Gamma = 5 \pm 2 \text{ МэВ/с}^2.$$

Из представленных в настоящей работе данных следует, что в спектре эффективных масс пар протонов в интервале масс $2m_p \leq$

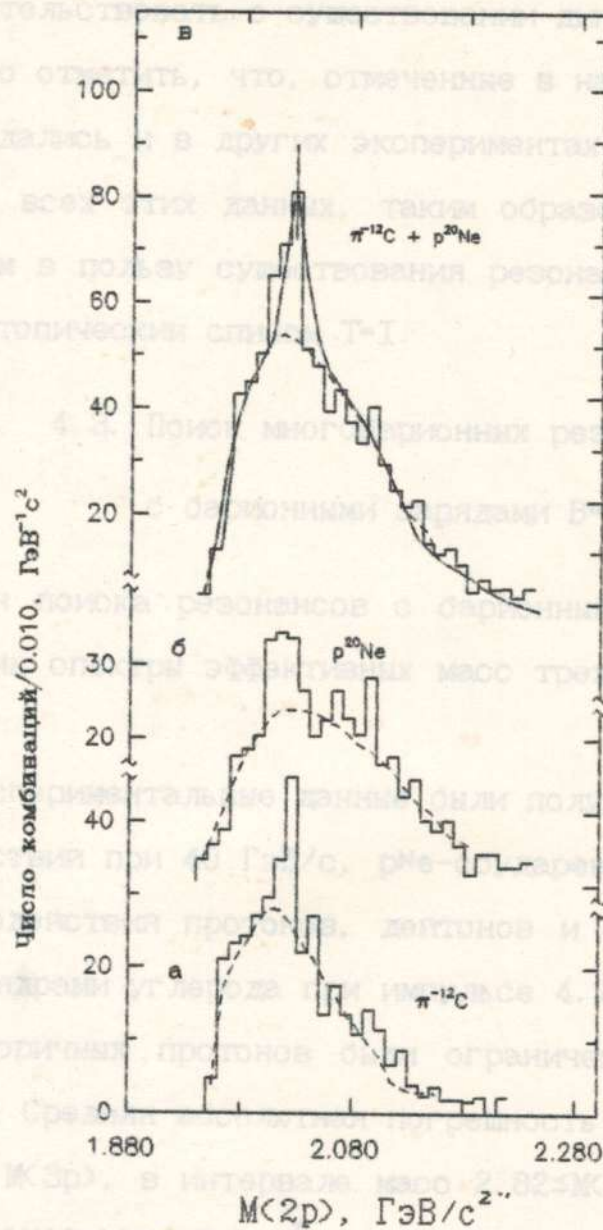


Рис. 4.2. Спектр эффективных масс пар протонов с импульсами $0.3 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с, углом разлета $\theta_{12} > 110^\circ$, вылетающих под углами $\theta_{1,2} > 30^\circ$ по отношению к первичной частице. Пунктирные кривые - фоновые распределения. Сплошная кривая - фит экспериментальных данных суммой фонового распределения и функции Брейта-Вигнера.

$M(2p) \leq 2m_p + 200 \text{ МэВ/с}^2$ наблюдаются узкие максимумы, которые могут свидетельствовать о существовании дипротонных резонансов. Необходимо отметить, что, отмеченные в настоящей работе особенности наблюдались и в других экспериментах [89+94, 96+100]. Совокупность всех этих данных, таким образом, является сильным аргументом в пользу существования резонансных двухпротонных систем с изотопическим спином $T=1$.

4.3. Поиск многобарионных резонансов с барионными зарядами $B=3$ и $B=4$.

Для поиска резонансов с барионными зарядами $B \geq 3$ нами были изучены спектры эффективных масс трех и четырех протонных систем.

Экспериментальные данные были получены при анализе π^-C -взаимодействий при 40 ГэВ/с, pNe -соударений при 300 ГэВ/с, а также взаимодействий протонов, дейтронов и релятивистских ядер 4He и ^{12}C с ядрами углерода при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон. Импульсы вторичных протонов были ограничены интервалом $0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с. Средняя абсолютная погрешность в определении эффективной массы $M(3p)$, в интервале масс $2.82 \leq M(3p) \leq 3.01 \text{ ГэВ/с}^2$, составила $\Delta[M(3p)] \leq 6 \text{ МэВ/с}^2$, а для $M(4p)$ составила $\Delta[M(4p)] \leq 9 \text{ МэВ/с}^2$ в интервале $3.75 \leq M(4p) \leq 4.25 \text{ ГэВ/с}^2$.

На рис. 4.3а,б,в представлены спектры эффективных масс трех протонов в pNe -взаимодействиях при первичном импульсе 300 ГэВ/с и во взаимодействиях протонов, дейтронов и релятивистских ядер 4He и ^{12}C с ядрами углерода при 4.2 ГэВ/с на нуклон, а также в π^-C -взаимодействиях при 40 ГэВ/с.

Пунктирные кривые - фоновые распределения, в качестве кото-

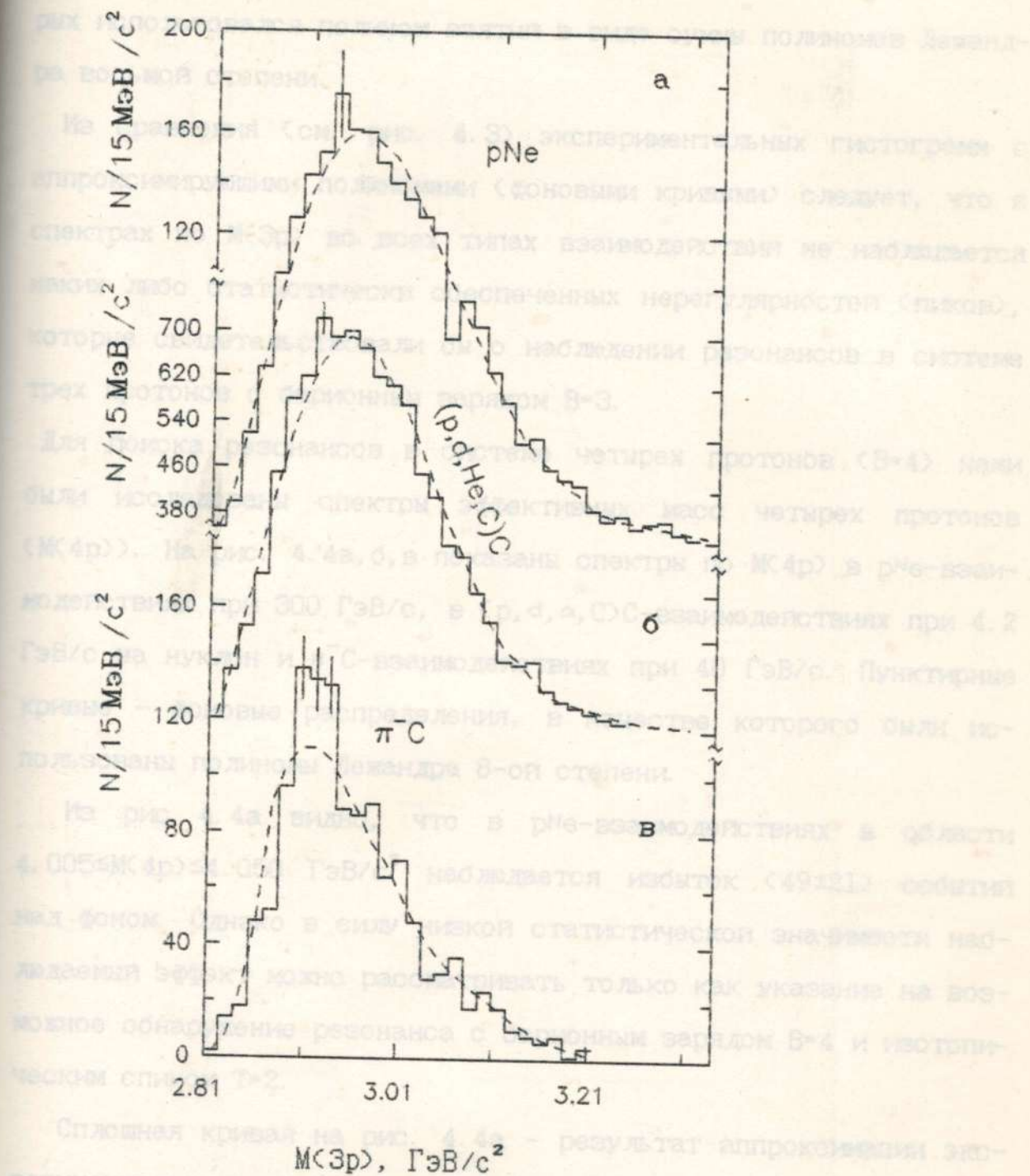


Рис. 4.3. Распределения по эффективной массе трех протонов с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.75 \text{ ГэВ}/\text{с}$. Пунктирные кривые - фоновые распределения.

рых использовался полином взятый в виде суммы полиномов Лежандра восьмой степени.

Из сравнения (см. рис. 4.3) экспериментальных гистограмм с аппроксимирующими полиномами (фоновыми кривыми) следует, что в спектрах по $M(3p)$ во всех типах взаимодействий не наблюдается каких либо статистически обеспеченных нерегулярностей (пиков), которые свидетельствовали бы о наблюдении резонансов в системе трех протонов с барионным зарядом $B=3$.

Для поиска резонансов в системе четырех протонов ($B=4$) нами были исследованы спектры эффективных масс четырех протонов ($M(4p)$). На рис. 4.4а,б,в показаны спектры по $M(4p)$ в pNe -взаимодействиях при 300 ГэВ/с, в (p, d, α, C) -взаимодействиях при 4.2 ГэВ/с на нуклон и π^-C -взаимодействиях при 40 ГэВ/с. Пунктирные кривые - фоновые распределения, в качестве которого были использованы полиномы Лежандра 8-ой степени.

Из рис. 4.4а видно, что в pNe -взаимодействиях в области $4.005 \leq M(4p) \leq 4.050$ ГэВ/с² наблюдается избыток $(49 \pm 2I)$ событий над фоном. Однако в силу низкой статистической значимости наблюдаемый эффект можно рассматривать только как указание на возможное обнаружение резонанса с барионным зарядом $B=4$ и изотопическим спином $T=2$.

Сплошная кривая на рис. 4.4а - результат аппроксимации экспериментального распределения функцией вида

$$\frac{dN}{dM} = \alpha \Phi(M) + \beta BW(M), \quad (4.2)$$

где $\Phi(M)$ - фоновое распределение, в качестве которого использовался полином; $BW(M)$ - функция Брейта-Вигнера; α и β - относительные вклады фонового распределения и резонанса.

В результате аппроксимации ($\chi^2/\text{ст.св} = 0.80$) для значения

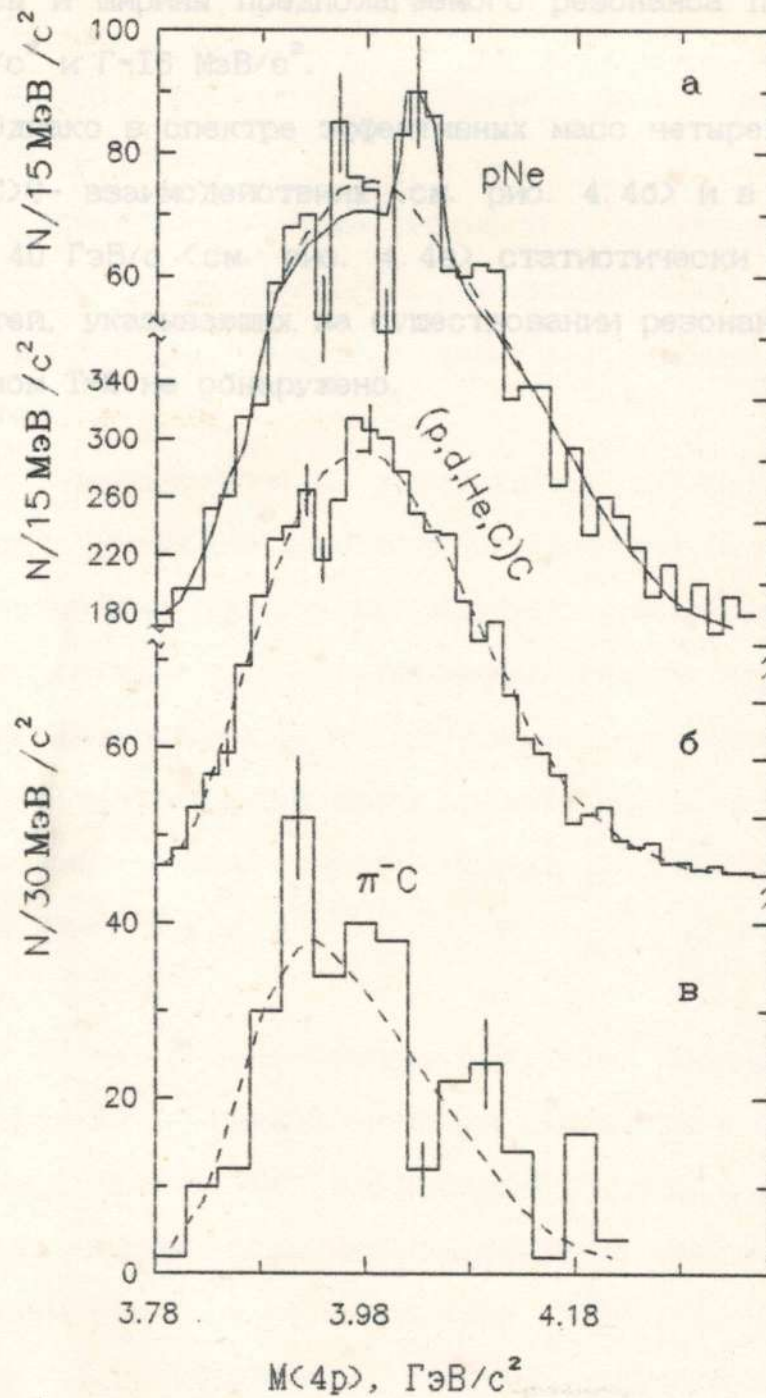


Рис. 4.4. Спектры эффективных масс четырех протонов с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.75 \text{ ГэВ}/\text{с}$. Пунктирные кривые – фоновые распределения. Сплошная кривая – аппроксимация экспериментального спектра суммой фонового распределения и функцией Брейта-Вигнера.

массы и ширины предполагаемого резонанса получено $M(4p) = 4.035$ ГэВ/с² и $\Gamma = 16$ МэВ/с².

Однако в спектре эффективных масс четырех протонов в $(p, d, \alpha, C)C$ -взаимодействиях (см. рис. 4.4б) и в π^-C -взаимодействиях при 40 ГэВ/с (см. рис. 4.4в) статистически значимых нерегулярностей, указывающих на существование резонансов с изотопическим спином $T=2$ не обнаружено.

а) Распределение по множественности идентифицированных протонов в pHe -взаимодействиях описывается моделью, рассматривающей вторичные протоны как продукты независимого высвобождения нуклонов в процессах перераспределения внутри ядра и может служить мерой среднего числа внутри-ядерных соударений.

б) В AA -взаимодействиях среднее число протонов растет с массовым числом ядра-снаряда, причем среднее число протонов с $p > 1$ ГэВ/с растет как $A^{0.25 \pm 0.05}$, а $\langle n_p \rangle$ с $0.3 < p < 1.0$ ГэВ/с растет как $A^{0.25 \pm 0.05}$.

в) В импульсном спектре протонов, образованных в pHe -взаимодействиях обнаружено наличие структуры в области $p \approx 0.3-0.5$ ГэВ/с. Показано, что наблюдаемая структура в основном обусловлена процессами разделения кумулятивных изобер. В угловых распределениях протонов не обнаружено статистически обеспеченных особенностей, соответствующих, например, процессам образования ядерных ударных волн.

г) По мере увеличения атомного веса ядра снаряда возрастает среднее число нуклонов, участвующих в взаимодействиях с ядром мишени; следовательно, неупругие взаимодействия легких ядер в основном сводятся к независимым взаимодействиям нуклонов ядра снаряда с мишенью.

2. Экспериментальное Заключение

Основные результаты настоящей работы можно сформулировать следующим образом:

I. Исследованы множественности, импульсные и угловые спектры протонов, образованных во взаимодействиях протонов и релятивистских ядер с ядрами в интервале энергий $(4-300)$ ГэВ. Установлено, что:

а) Распределение по множественности идентифицированных протонов в pNe -взаимодействиях описывается моделью, рассматривающей вторичные протоны как продукты независимого выбивания нуклонов в процессах перерасеяния внутри ядра и может служить мерой среднего числа внутри-ядерных соударений.

б) В AA -взаимодействиях среднее число протонов растет с массовым числом ядра-снаряда, причем среднее число протонов с $p > I$ ГэВ/с растет как $A^{0.56 \pm 0.10}$, а $\langle n_p \rangle$ с $0.3 < p < 1.0$ ГэВ/с растет как $A^{0.24 \pm 0.10}$.

в) В импульсном спектре протонов, образованных в pNe -взаимодействиях обнаружено наличие структуры в области $p \approx 0.3-0.5$ ГэВ/с. Показано, что наблюдаемая структура в основном обусловлена процессами рождения кумулятивных изобар. В угловых распределениях протонов не обнаружено статистически обеспеченных особенностей, свойственных, например, процессам образования ядерных ударных волн.

г) По мере увеличения атомного веса ядра снаряда возрастает среднее число нуклонов, участвующих в взаимодействии с ядром мишенью; следовательно, неупругие взаимодействия легких ядер в основном сводятся к независимым взаимодействиям нуклонов ядра-снаряда с мишенью.

2. Экспериментально определены вклады процессов поглощения пионов двухнуклонными системами и взаимодействий медленных изобар с внутриядерными нуклонами в образование кумулятивных протонов в $p\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с. Получено, что в указанных процессах могут образоваться ~40% протонов от всех протонов, вылетающих назад в л. с.

3. В области фрагментации ядра в $p\text{Ne}$ -взаимодействиях обнаружены сильные корреляции между протонами, вылетающими в переднюю полусферу, кумулятивными протонами и пионами, которые обусловлены процессами поглощения медленных пионов малонуклонными системами в ядре с образованием кумулятивных изобар (Δ, N^*) в промежуточном состоянии.

4. Исследованы спектры эффективных масс трех $M(3p)$ и четырех $M(4p)$ протонов во взаимодействиях адронов и релятивистских ядер с ядрами на предмет поиска многобарионных резонансов с изотопическим спином $T=3/2$ и $T=2$. В спектре $M(3p)$ не наблюдаются статистически обеспеченные нерегулярности, указывающих на существование резонансов с $B=3$.

В $p\text{Ne}$ -взаимодействиях в спектре $M(4p)$ в области массы $M(4p)=4.050$ обнаружено указание на существование резонанса с барионным зарядом $B=4$.

5. Полученные экспериментальные данные сравнивались с расчетами выполненными в рамках дуальной партонной модели [1], аддитивной кварковой модели [2], модели FRITIOF [3], Дубненской каскадной модели [4] и модели многократного рассеяния [6], предложенных для описания адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий. Показано, что указанные модели в целом неплохо воспроизводят основные данные по множественностям и инклюзивным характеристикам вторичных протонов.

В заключении считаю своим приятным долгом выразить искреннюю признательность и благодарность моим научным руководителям профессору ЮДАШЕВУ Б.С. и к.ф.м.н. ЛУТПУЛЛАЕВУ С.Л. за четкое руководство и постоянное внимание к работе.

Приношу свою благодарность коллективу лаборатории элементарных частиц и множественных процессов за оказанную им помощь в получении экспериментального материала и за сотрудничество.

Автор благодарен участникам Сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ за предоставление возможности использования экспериментального материала Сотрудничества.

- at high energies. //Phys. Lett., 1982, 9116, 459-463.
5. Kaidalov A.B., Ter-Martirosian K.A., Pomeron as quark-gluon strings and multiple hadron production at SPS-collider energies. //Phys. Lett., 1983, 9117, 247-251.
6. Capella A., Tran Thanh Van J., Hadron-nucleus interaction and the leading particle effect in a Dual-Parton Model. //Z. Phys., 1981, C10, 219-222.
7. Capella A., Tran Thanh Van J., A new parton model description of soft hadron-nucleus collisions. //Phys. Lett., 1980, 903, 148-150.
8. Capella A. et al., Kobayashi-Nielsen-Olesen-clashing violations in the dual parton model. //Phys. Rev., 1985, D32, 2937-2940.
9. Shadkov S.Yu., Uzhinski V.V., Transverse energy spectrum in the central region of pp interactions: calculations using various models. //Z. Phys., C, 30, 1987, 77-81.
10. Кайдалов А.Б., Покунова О.И., Образование К-мезонов в pp

Литература

1. Polanski A. et al., Description of inelastic nucleus-nucleus interactions at medium energy using dual parton model. //Z. Phys., 1989, C43, 587-593.
2. Capella A. et al., Jets in small p_t hadronic collisions, universality of quark fragmentation and rising rapidity plateaus. //Phys. Lett., 1979, B81, 68-74.
3. Cohen-Tannoudji G. et al., Partons at low p //Phys. Rev., 1980, D21, 2699-2705.
4. Kaidalov A.B., Ter-Martirosian K.A., The quark-gluon structure of the pomeron and the rise of inclusive spectra at high energies. //Phys. Lett., 1982, B116, 459-463.
5. Kaidalov A.B., Ter-Martirosian K.A., Pomeron as quark-gluon strings and multiple hadron production at SPS-collider energies. //Phys. Lett., 1982, B117, 247-251.
6. Capella A., Tran Thanh Van J., Hadron-nucleus interaction and the leading particle effect in a Dual-Parton Model. //Z. Phys., 1981, C10, 249-262.
7. Capella A., Tran Thanh Van J., A new parton model description of soft hadron-nucleus collisions. //Phys. Lett., 1980, B93, 146-150.
8. Capella A. et al., Koba-Nielsen-Olesen-claling violations in the dual parton model. //Phys. Rev., 1985, D32, 2933-2940.
9. Shmakov S.Yu., Uzhinskii V.V., Transverse energy spectrum in the central region of $\alpha\alpha$ interactions: calculations using varios models. //Z. Phys., C. 36, 1987, 77-81.
10. Кайдалов А.Б., Пскунова О.И., Образование К-мезонов в pp-

20. ВЗАИМОДЕЙСТВИИ И МОДЕЛЬ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН. //ЯФ, 1985, 41, I278-I284.
11. Andersson B. et al., A model for low- p_t hadronic reactions with generalizations to hadron-nucleus and nucleus-nucleus collisions. //Nucl. Phys., 1987, B281, 289-309.
12. Nilsson-Almqvist B., Stenlund E., Interactions between hadrons and nuclei: the Lund Monte-Carlo. Fritiof. Version 1.6. //Comput. Phys. Commun., 1987, 43, 387-397.
13. Andersson B. et al., A model for the reaction mechanism and the baryon fragmentation distributions in low p_t hadronic interactions. //Nucl. Phys., 1981, B178, 242-262.
14. Gudima K.K. Toneev V.D., Particle emission in light and heavy ion reactions. //Nucl. Phys., 1983, A400, 173-189.
15. Гудима К.К., Тонеев В.Д., Наблюдались ли ударные волны в ядерных столкновениях? //ЯФ, 1978, 27, 658-669.
16. Аллабердин М.Л., Едгоров С.О. и др., Поиск ядерных ударных волн в рНе-взаимодействиях при 300 ГэВ/с. //Изв. АН Уз.ССР 1985, 2, 56.
17. Армутлийски Д.,..., Едгоров С.О. и др., Множественности, импульсные и угловые распределения протонов во взаимодействиях протонов и легких ядер (d , ^4He , ^{12}C) с ядрами углерода при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон. //ЯФ, 1987, 46, I7I2.
18. Алиев Ш.М., Едгоров С.О. и др., Корреляции "вперед-назад" в адрон-ядерных взаимодействиях. //ЯФ, 1990, 51, I597.
19. Алимов М. А., Едгоров С.О. и др., Кумулятивные нуклоны и процессы внутриядерного поглощения пионов двухнуклонными системами в рНе-взаимодействиях. //Препринт ФТИ НПО "Физика-Солнце" АН Уз.ССР, I05-89-ФВЭ. 1989, Ташкент.

20. Yuldashev B.S., ..., Edgorov S.O. et al., Cumulative particle production in $p^{20}\text{Ne}$ Interactions at 300 GeV. //Phys. Rev., 1992, D46, 45-57.
21. Азимов С.А., ..., Едгоров С.О. и др., Поиск дибарионных резонансов в адрон-ядерных взаимодействиях. //ЯФ, 1985, 42, 913.
22. Едгоров С.О. и др., Поиск многобарионных резонансов с барионными зарядами $B=3$ и $B=4$ во взаимодействиях адронов релятивистских ядер с ядрами при высоких энергиях. //Препринт НПО "Физика-Солнце" АН РУз., I69-92-ФВЗ, Ташкент, 1992.
23. Едгоров С.О. и др., Корреляционные эффекты при рождении кумулятивных протонов в $p\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с. //ЯФ, 1992, 55, 2962-2967
24. Ангелов Н. и др., Некоторые методические вопросы, связанные с обработкой событий, образованных релятивистскими ядрами p , d , He , C в пропановой пузырьковой камере. //Препринт ОИЯИ, I-I2424, Дубна, 1979.
25. Гаспарян А.П., Григалашвили Н.С., Возможность идентификации заряда релятивистских фрагментов ядра по плотности δ -электронов в пропановой пузырьковой камере. //Препринт ОИЯИ, I-II335, Дубна, 1978.
26. Азимов С.А. и др., Сечения и множественность вторичных частиц в $p\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с. //ЯФ, 1981, 33, I69-I82; Azimov S.A., Phys. Rev., 1981, D23, 2512.
27. Balandin M.P. et al., A 2-metre propane bubble chamber. //Nucl. Instrum. and Methods., 1963, 20, 110-113.
28. Абдурахимов А.У. и др., Измерение энергий γ -квантов и

- электронов в пузырьковых камерах. //Преп. ОИЯИ, I3-6448, Дубна, 1972, 20с.
29. Welfort W.I. et al., Bubble chamber optics. //App. Opt., 1963, 2, 20.
 30. Azimov S.A. et al., Multiplicity of charged particles in π -carbon interactions from 4 to 40 GeV/c. //Nucl. Phys., 1976, B107, 45-64.
 31. Батраев С., Влдашев А.А., Полуавтоматическая установка для измерения координат на снимках с трековых камер //В кн. "Взаимодействия частиц высокой энергии с нуклонами и ядрами", Ташкент, изд. "ФАН", 1972, 192-197.
 32. Каримов Р.Х. и др., Просмотровый измерительный комплекс для обработки фильмовой информации с пузырьковых камер. //В кн. "Множественные процессы при высоких энергиях", Ташкент, изд. "ФАН", 1976, 256-262.
 33. Абдурахимов А.У. и др., Методы поиска излома и определения параметров следов частиц, претерпевших рассеяние в пузырьковой камере. //Препринт ОИЯИ, PI-5540, Дубна, 1970, 19с.
 34. Маркова Н.Ф. и др., Программа геометрической реконструкции треков, измеренных на снимках с пузырьковых камер "I-6" //Препринт ОИЯИ, PI0-3768, Дубна, 1968.
 35. Абдурахимов А.У. и др., Программа "2-4". //Препринт ОИЯИ, PI-5540, Дубна, 1970.
 36. Brun R. et al, HBOOK //CERN COMPUTE CENTRE, DD/EE/81-1, June, 1984.
 37. Firestone A. et al., pp interactions at 300 GeV/c: measurement of the charged-particle multiplicity and elastic cross sections. //Phys. Rev., 1974, D10, 2080-2083.
 38. Roberts T.J. et al., Neutron-nucleus inelastic cross sec-

- tions from 160 to 375 GeV/c. //Nucl. Phys., 1979, B157, 56-66.
39. Carroll A.S. et al., Absorption cross sections of π^+ , K^+ , ρ , and p on nuclei between 60 and 280 GeV/c //Phys. Lett., 1979, B80, 319.
40. Denisov S.P. et al., Absorption cross sections for pions, kaons, protons and antiprotons on complex nuclei in the 6 to 60 GeV/c momentum range //Nucl. Phys., 1973, B61, 62-76
41. Агакишиев Г.Н. и др., Методика выделения взаимодействия на углероде при облучении пропановой камеры легкими ядрами. //Препринт ОИЯИ, I-83-662, Дубна, 1983.
42. Andersson B. et al., On the correlation between fast baryon protons and the number of hadron-nucleon collisions in high-energy hadron-nucleus reactions. //Phys. Lett., 1978, B73, 343-346.
43. Cincheza J. et al., Proton-tungsten reactions at 400 GeV. //Nucl. Phys., 1979, B158, 280-294.
44. Andersson B., Otterlund I., On the correlations between the number of heavy prongs and the number of shower particles in proton-nucleus collisions. //Nucl. Phys., 1975, B99, 425-444.
45. Элтон Л. //В кн. "Размеры ядер", М., ИЛ, 1962.
46. Шабельский Ю.М., Юлдашев В.С., Множественность вторичных частиц в π^- -He-взаимодействиях и модель многократного рассеяния. //ЯФ, 1980, 31, 1646-1655.
47. Гуламов К.Г., Чернов Г.М., Юлдашев В.С., Экспериментальные данные по адрон-ядерным взаимодействиям при высоких энергиях. //В книге: "Множественные процессы.", Дубна, ОИЯИ, 1975, 233-257.

48. Левченко Б. Б., Николаев Н. Н., Эсклюзивное описание множественного рождения на ядрах в кварковой модели. Взаимодействие кварков с ядрами. //ЯФ, 1983, 39, 1016-1028.
49. Антончик В. А. и др., Средние множественности вторичных заряженных частиц в ядерных расщеплениях, вызванных релятивистскими ионами ^{16}O . //ЯФ, 1984, 39, 1228-1232; Антончик В. А. и др., Вторичные частицы с энергией меньше 400 МэВ/нуклон, испускаемые во взаимодействиях протонов и ядер ^{16}O энергии 3.6 ГэВ/нуклон с ядрами CNO и AgBr //ЯФ, 1984, 40, 752-757.
50. Abdurakhimov A. U. et al., Projective fragmentation processes in ^4He nucleus interactions at 4.5 GeV/c per incident nucleon //JINR, E1-12730, Dubna, 1979.
51. Бондаренко Р. А. и др., Импульсные и корреляционные характеристики продуктов фрагментации релятивистских ядер углерода при 4.5 ГэВ/с на нуклон. //ЯФ, 1983, 38, 1483-1492.
52. Flaminio V. et al., Compilation of Cross Section, p and $\bar{p}$ Induced Reaction., CERN-NERA, Geneva, 1979.
53. Shabelsky Yu. M., On the multiplicity of the secondaries produced in collisions of relativistic nuclei //Acta Phys. Pol., 1979, B10, 1049-1056.
54. Kittel W., Soft and semi-hard hadronic compared to e^+e^- and lh collisions. //Proc. of the XVIII Int. Symp. on Multiparticle Dynamics, Tashkent, USSR, World Scientific, Singapore, 1987, p. 3; Fuglesanl C., Particle correlations in $\bar{p}p$ collisions at 200, 546 and 900 GeV. //ibid., p. 93; Graessler H., Forward-backward Multiplicity correlations in π^+p and K^+p Collisions at 250 GeV/c. //ibid., p. 215.
55. Ansorge R. E. et al., Charged particle correlations in $\bar{p}p$

55. collisions at c.m. energies of 200, 540 and 900 GeV. //Z. Phys., 1988, C37, 191-213.
56. Schmitz N., Hadron production in high energy collisions of leptons with nucleons and nuclei. //Pr. MPI-PAE/Exp. E1.203, June, 1989, Munchen 1978, 23, 684.
57. Barshay S., Strong forward-backward multiplicity correlations in hadron-hadron collision and their absence in electron-positron annihilation //Z. Phys., 1986, C32, 513-516; Barshay S., Eich E., New phenomena in multihadron production in the TeV energy range: An interpretation of large, broad effective clusters in multiplicity distribution. //Phys. Lett., 1986, B178, 431-434.
58. АЗИМОВ С. А. и др., Изучение инклюзивной реакции $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow p + X$ при $p=40$ ГэВ/с. //ЯФ, 1976, 23, 987-992.
59. Findlay D.J.S. et al., The p-shell proton momentum distribution in ^{16}O above the Fermi momentum. //Phys. Lett., 1978, B74, 305-308.
60. Zabolitzky J.G., Ey E., Momentum distributions of nucleons in nuclei. //Phys. Lett., 1978, B76, 527-532.
61. Лексин Г. А., Ядерный скейлинг. //Преп. ИТЭФ-I47, Москва, 1976.
62. Geaga J.V. et al., Observation of high-momentum protons from limiting target fragmentation. //Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 1993-1996.
63. Ставинский В. С., Предельная фрагментация ядер - кумулятивный эффект (эксперимент). //ЭЧАЯ, 1979, 5, 949.
64. Nakamura T. et al., Multiparticle emission in the interactions of hadrons with complex nuclei at incident momenta from 2 to 4 GeV/c. //Nucl. Phys., 1981, A365, 457-476.

65. Аношин А. И. и др., Структура угловых распределений протонов, испущенных из событий с полным развалом ядра углерода π^- -мезонами с $p=40$ ГэВ/с. //ЯФ, 1981, 33, 164.
66. Ангелов Н. и др., Полный развал ядра углерода π^- -мезонами с импульсом 40 ГэВ/с. //ЯФ, 1978, 28, 684.
67. Ажгирей Л. С. и др., Импульсные спектры вторичных протонов от pp^- , pd^- , и pC -соударений при 4.3; 6.3 и 8.9 ГэВ/с. //ЯФ, 1978, 28, 1005-1016.
68. Ажгирей Л. С. и др., Поиски выбивания дейтронов из ядер углерода протонами с импульсом 4.3 ГэВ/с. //ЯФ, 1978, 27, 1027-1020.
69. Арефьев А. В. и др., Квазисвободное выбивание дейтронов и тритонов под углом 62 мрад из ядер протонами с импульсом 2.14 ГэВ/с. //ЯФ, 1979, 23, 410-418.
70. Балдин А. М., Физика релятивистских ядер. //ЭЧАЯ, 1977, 8, 429-477.
71. Арефьев А. В. и др., Изучение механизма рождения Δ -изобары в реакции $\pi^- + d \rightarrow p + \Delta^-$ при высокой энергии. //ЯФ, 1979, 30, 703-714.
72. Azimov S. A., ..., Edgorov S. O. et al., Multiplicity of charged particles in interactions of neutrons with protons, carbon and neon nuclei in the momentum range (1-200) GeV/c. //Cz. Jour. Phys., 1985, B35, 832.
73. Azimov S. A., ..., Edgorov S. O. et al., A study of fast neutron production in $p^{20}\text{Ne}$ and pp interactions at 300 GeV/c. //Cz. Jour. Phys., 1985, B35, 926.
74. Асатурян В. М. и др., Экспериментальная оценка вклада вторичных процессов поглощения в образование кумулятивных протонов. //ЯФ, 1987, 45, 1059-1064.

75. Аракелян А. А. и др., Оценка вклада вторичных реакций в образование кумулятивных протонов в π^- -C-взаимодействиях при 5 ГэВ/с. //ЯФ, 1987, 46, 1706-1711.
76. Армутлийский Д. и др., Экспериментальная оценка вклада вторичных процессов поглощения в образование протонов в заднюю полусферу в нуклон-углеродных взаимодействиях при импульсах 4.2 и 10 ГэВ/с //ЯФ, 1987, 46, 1712-1715.
77. Задорожный А. М. и др., Взаимодействие составляющих кварков в ядро-ядерных соударениях //Преп. ОИЯИ, Р2-86-361, Дубна, 1986.
78. Алимов М. А., Аллабердин М. Л., Едгоров С. О. и др., Наблюдение кумулятивных изобар в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с. //Препринт ФТИ АН УССР, 66-88-ФВЭ, Ташкент, 1988.
79. Браун М. А., Вечернин В. В., Вклад перерасеяния пиона в кумулятивное рождение протонов на дейтроне. //ЯФ, 1986, 43, 1579.
80. Аллабердин М. Л. и др., Характеристики вторичных протонов в неупругих взаимодействиях протонов с ядрами неона и нуклонами при импульсе $p=300$ ГэВ/с. //ЯФ, 1984, 39, 662-674.
81. Аллабердин М. Л. и др., Исследование $p\text{Ne}$ -взаимодействий с испусканием протонов назад в л.с. при импульсе $p_s=300$ ГэВ. //ЯФ, 1984, 39, 840.
82. Воробьев Л. С. и др., Образование кумулятивных Δ -изобар в $p\text{A}$ -взаимодействиях при 7.5 ГэВ/с. //Препринт ИТЭФ, 5-90, 1990, Москва.
83. Баяков Ю. Д. и др., Корреляционные функции кумулятивных барионов в $p\text{A}$ - и πA -взаимодействиях при начальном импульсе 3 ГэВ/с. //ЯФ, 1990, 52, 480.
84. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л., Рассеяние частиц высокой

- энергии как метод исследования малонуклонных корреляций в дейтроне и ядрах. //ЗЧАЯ, 1980, II, 571-629.
85. Jaffe R.L., Perhaps a stable dihyperon //Phys. Rev. Lett., 1977, 38, 195-198; Matveev V.A., Sorba P., Lett. Nuovo Cim., 1977, 20, 435.
 86. Mac Gregor M.H., p-p resonances: A link between nuclear and hadronic excitations. //Phys. Rev., 1979, D20, 1616-1632.
 87. Imachi M. et al., Structure and interactions of hadrons with orientable string //Prog. phys., 1976, 55, 551-566.
 88. Азимов С.А., ..., Едгоров С.О. и др., Возможное наблюдение узких двухпротонных резонансов в адрон-ядерных взаимодействиях. //Письма в ЖЭТФ, 1984 40, 316.
 89. Лексин Г.А., Экспериментальная ситуация с исследованием многонуклонных резонансов. //В кн.: "Проблемы современной ядерной физики", М., Наука, 1972, 511-531.
 90. Шахбазян Б.А., Поиск и исследование многобарионных резонансов с нулевой и отличной от нуля странностью. //ЗЧАЯ, 1973, 4, 811-856.
 91. Троян Ю.А. и др., Исследование узких резонансов в дифференциальном сечении упругого протон-протонного рассеяния в диапазоне энергий 116-199 МэВ. //Препринт ОИЯИ, PI-90-79, Дубна, 1990.
 92. Авдейчиков В.В. и др., Поиск узких дипротонных резонансов при исследовании протон-протонного рассеяния в интервале энергий (116-199) МэВ. //Препринт ОИЯИ, PI-90-52, Дубна, 1990.
 93. Tatischeff B. et al., Possible evidence for a narrow isovector B=2 resonance below pion production threshold. //Z.

- Phys. 1987, A328, 147-149; Tatischeff B., Are the narrow structures recently seen in $T=1$, $B=2$ missing mass spectra, dibaryons? //Phys. Lett., 1985, 154, 107-109.
94. Абдинов О.Б. и др., Наблюдение узких дипротонных резонансов с массами 1966 и 1989 МэВ/с². //Кр. сообщ. ОИЯИ, I5-86, Дубна, 1986, 34-41.
95. Макаров М.М., Дибарионные резонансы. //УФН, 1982, I36, I85-2I4.
96. Auer I.P. et al., Energy dependence of the spin-spin correlation parameter $C_{LL}=(L,L;0,0)$ in p-p Elastic Scattering around $\theta_{c.m.}=90^\circ$. //Phys. Rev. Lett., 1978, 41, 1436-1439.
97. Глаголев В.В. и др., Азимутальные корреляции и дибарионные состояния в реакции $^4\text{He} \rightarrow dppn$. //ЯФ, 1984, 40, 482-488.
98. Байрамов А.А. и др., 0 возможных низколежащих состояниях дипротона. //Препринт ОИЯИ, PI-83-207, Дубна, 1983.
99. Бешлиу К. и др., Многокварковые резонансы в пр-взаимодействиях при энергиях $(I \approx 5)$ ГэВ. //Сообщение ОИЯИ, ДI-83-8I5, Дубна, 1983.
100. Агакишиев Г.Н. и др., Поиск узких особенностей в спектрах эффективных масс двух и трех протонов методикой 2-метровой пропановой камеры //Сообщение ОИЯИ, I-84-I03, Дубна, 1984.
101. Гришин В.Г., Копылов Г.И., Подгорецкий М.И., Интерференция тождественных частиц в процессах с участием возбужденных ядер и резонансов. //ЯФ, 1971, I3, III6-II2.
102. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И., Множественное рождение и интерференция частиц, испускаемых движущимися источниками. //ЯФ, 1973, I8, 656-666.
103. Kopylov G.I., Like particle correlations as a tool to sta-

- dy the multiple production mechanism. //Phys. Lett., 1974, B50, 472-474.
104. Cocconi G., Second-order interference as a tool for the determination of hadron fireball dimensions //Phys. Lett., 1974, B49, 459-461.
105. Siemiarchuk T., Zielinski P., Correlated proton pairs in a high energy nuclear reaction. //Phys. Lett., 1967, B24, 675-676
106. Азимов С.А. и др., Изучение парных корреляций протонов в пионуглеродных взаимодействиях при импульсе 4.0 и 7.5 ГэВ/с. //ЯФ, 1974, 19, 317-321.
107. Арефьев А.В. и др., Изучение π^- -А-взаимодействий с вылетом нескольких быстрых протонов. //ЯФ, 1978, 27, 716-723.
108. Горнов М.Г. и др., Характеристики протонов, испускаемых в заднюю полусферу в пион-ядерных взаимодействиях. //Письма ЖЭТФ, 1978, 28, 660; ЯФ, 1978, 25, 606-612.
109. Абдинов О.В. и др., Изучение pp-корреляций в π^- -С-взаимодействиях при 5 ГэВ/с. //ЯФ, 1979, 30, 1043-1046.
110. Ангелов Н. и др., Двухчастичные корреляции вторичных протонов в $\pi^-^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с. //ЯФ, 1980, 32, 1357-1362.
111. Баяков Ю.Д. и др., Корреляция кумулятивных барионов при малых относительных импульсах. //ЯФ, 1981, 34, 95-103.
112. Zarbakhsh F. et al., Correlations at small relative momenta among protons produced in collisions of 1.8 GeV/nucleon ^{40}Ar with a KCl target. //Phys. Rev. Lett., 1981, 46, 1268-1270.
113. Watson W.K., High-energy nucleon-nucleon collisions. //Nuovo cimento, 1961, 22, 183-188.

- II4. Мигдал А. Б., Теория ядерных реакций с образованием медленных частиц //ЖЭТФ, 1955, 28, I, 3-9.
115. Koonin S. E., Proton pictures of high-energy nuclear collisions. //Phys. Lett., 1977, B70, 43-47.
- II6. Леднишки Р., Любошиц В. Л., Влияние взаимодействия в конечном состоянии на парные корреляции частиц с малыми относительными импульсами. //ЯФ, 1982, 35, I316-I330.
- II7. Азимов С. А., Аллабердин М. Л., Едгоров С. О. и др., Наблюдение двухпротонных корреляций в рНе-взаимодействиях при 300 ГэВ/с. // Письма в ЖЭТФ, 1982, т 36, в 9, 349;