

АКАДЕМИЯ НАУК УЗБЕКСКОЙ ССР
НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ "ФИЗИКА-СОЛНЦЕ"

Физико-технический институт

На правах рукописи

АЛЛАБЕРДИН МАРАТ ЛУКМАНОВИЧ

ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИЙ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ В
СОУДАРЕНИЯХ ПИОНОВ И ПРОТОНОВ С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА
(^{12}C) и НЕОНА (^{20}Ne) В ИНТЕРВАЛЕ ПЕРВИЧНЫХ
ЭНЕРГИЙ $E_0 = (4-300)$ ГЭВ

Д и с с е р т а ц и я

на соискание ученой степени кандидата
физико-математических наук

Специальность: 01.04.16 – физика атомного ядра и
элементарных частиц

Научный руководитель: Б.С. ЮЛДАШЕВ – доктор
физико-математических
наук

Ташкент – 1987 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА I. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА	8
I.1. Введение	8
I.2. Характеристики пузырьковых камер и первичных пучков	9
I.2.1. 30-дюймовая камера и пучок протонов при $p = 300$ ГэВ/с	12
I.2.2. 55 см и 200 см пропановые пузырьковые камеры	14
I.3. Просмотр снимков и классификация событий.....	20
I.4. Идентификация и измерения вторичных протонов.	20
I.5. Погрешности измерений эффективных масс протонных систем	24
I.6. Статистика обработанного материала	28
ГЛАВА II. ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОТОНОВ В $p^{20}\text{Ne}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ.....	29
2.1. Введение	29
2.2. Множественность вторичных протонов	29
2.3. Импульсные спектры протонов	31
2.4. Угловые спектры протонов	37
2.5. Поиск ядерных ударных волн	41
ГЛАВА III. ПОИСК РЕЗОНАНСОВ В СИСТЕМЕ ДВУХ ПРОТОНОВ	47
3.1. Введение	47
3.2. Спектр эффективных масс пар протонов	47
3.3. Область малых масс	52
3.4. Сечения образования дибарионов	58
3.5. Область больших масс	58
3.6. Обсуждение результатов	62
3.7. О спине и четности дипротонных резонансов ...	67

ГЛАВА IV. ПОИСК РЕЗОНАНСОВ С БАРИОННЫМИ ЗАРЯДАМИ $B = 3$
И $B = 4$ 77

4.1. Введение 77

4.2. Спектры эффективных масс трех протонов 77

4.3. Резонансы с $B = 4$ 82

ГЛАВА V. О ДИНАМИКЕ УСИЛЕНИЯ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ НУКЛОНОВ
В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ 85

5.1. Введение 85

5.2. Эффект усиления парных корреляций нуклонов .. 86

5.3. Об угловой и импульсной зависимостях двухпро-
тонных корреляций 89

5.4. Экспериментальные данные по зависимости
 $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ от угла вылета протонных пар 91

ЗАКЛЮЧЕНИЕ 95

ЛИТЕРАТУРА 99

В В Е Д Е Н И Е

Последние 10-15 лет в физике высоких энергий можно смело отнести к одному из самых интересных и насыщенных периодов в истории развития этой науки. Чтобы понять, какой огромный прогресс достигнут в понимании свойств элементарных частиц, достаточно, например, упомянуть многочисленные экспериментальные подтверждения кварковой структуры адронов, создание единой теории электрослабых взаимодействий, открытие промежуточных векторных бозонов, обнаружение нейтральных токов в слабых процессах и семейств адронов с новыми квантовыми числами (очарование и красота), достижения квантовой хромодинамики и т.д.

Несмотря на эти очевидные успехи, тем не менее остается не выясненным ряд проблем, имеющих принципиальное значение как с точки зрения физики элементарных частиц, так и "традиционной" ядерной физики низких энергий. К таковым относится, например, вопрос о существовании резонансных систем с барионным зарядом $B \geq 2$.

Как известно (см., например, обзоры [1-3]), эта проблема не новая и обсуждается в течение длительного времени. Хотя теоретических оснований, запрещающих существование в природе резонансов с $B \geq 2$, вообще говоря, не имеется, тем не менее четких экспериментальных фактов, указывающих на обнаружение таких систем, до последнего времени практически не было.

Интерес к данной проблеме особенно обострился в последние годы после обнаружения структуры при $P \leq 1.5$ ГэВ/с в энергетическом поведении разницы, $\Delta \sigma_{pp}^{\pm}$, полных сечений pp-взаимодействий для параллельных $\sigma_{pp}^{\pm}(\Rightarrow)$, и антипараллельных, $\sigma_{pp}^{\pm}(\Leftarrow)$, начальных спиновых состояний [4-7]. Наличие структуры в величии-

$\equiv \Delta \sigma_{pp}^{\pm} = \sigma_{pp}^{\pm}(\rightleftharpoons) - \sigma_{pp}^{\pm}(\rightleftharpoons)$ может в принципе служить указанием на существование двухпротонного резонанса с шириной $\Gamma \approx 200$ МэВ и массой $M \approx 2.26$ ГэВ. Следует отметить, что подобные структуры в $\Delta \sigma_{pp}^{\pm}$ отмечались также и в ряде других работ [8-17]. Результаты указанных экспериментов, таким образом, могут свидетельствовать о возможном обнаружении семейства двухпротонных резонансов (дипротонов) с относительно большими ширинами ($\Gamma \approx 100 - 200$ МэВ).

С другой стороны, имеется ряд экспериментальных указаний (см., например, [18-32] и результаты настоящей диссертации) на наблюдение узких ($\Gamma \lesssim 50$ МэВ) нерегулярностей в спектрах эффективных масс пар барионов ($pp, \Lambda p$), образованных в неупругих нуклон-нуклонных и адрон-ядерных (hA) взаимодействиях. Совокупность этих данных может служить свидетельством наблюдения узких дибарионов с массами $M \approx (1.9 - 2.2)$ ГэВ. Добавим также, что ряд данных по фоторасщеплению дейтрона [33] и по взаимодействиям пионов с дейтронами [34-37] тоже не противоречит существованию дибарионов.

Следует отметить, что согласно некоторым теоретическим моделям дибарионы должны быть в природе. Так, например, в ротационной модели Мак-Грегора [38] предсказывается наличие резонанса в системе двух протонов при массе $M \approx 2.024$ ГэВ. В модели соединенных струн [39] дибарионы представляют собой систему из шести кварков, связанных между собой струнами. Наибольшее число дибарионных резонансов предсказывается в рамках модели кварковых мешков [40-45].

Согласно этой модели или ее модификациям дибарионы являются шестикварковыми объектами, в которых кварки заключены в "мешки" и удерживаются давлением вакуума, т.е. тем самым вводится конформинмент. При этом, в силу гипотезы асимптотической свободы,

внутри мешка кварки движется практически независимо друг от друга. Необходимо подчеркнуть, что ни одна из вышеперечисленных моделей не имеет четких предсказаний относительно ширин дибарионных резонансов.

В рамках модели кварковых мешков предсказывается также существование связанных резонансных систем с барионными зарядами $B \geq 3$ [40-45]. В частности, как выяснилось в последнее время, привлечение гипотезы о трехнуклонных или 9-кварковых резонансах позволяет воспроизвести ряд экспериментальных данных по pA -рассеянию при больших переданных 4-импульсах [46, 47]. Поиск резонансов с $B \geq 3$ до выполнения настоящей работы практически не проводился.

Добавим, что вопрос о многобарионных резонансах (или мультикварковых системах) тесно связан и с проблемой объяснения кумулятивного эффекта [48-52], а также различия в структурных функциях глубоконеупругого рассеяния лептонов на тяжелых ядрах и на дейтерии [52-55] - так называемый EMC-эффект.

Таким образом, проблема существования резонансов с $B \geq 2$ чрезвычайно важна и поэтому экспериментальный поиск таких состояний представляется актуальным. В этой связи заметим, что поиск дибарионов, в частности, дипротонов, можно проводить при исследовании корреляций вторичных нуклонов в hA -взаимодействиях - такие корреляции могут возникнуть в результате распадов дибарионов.

Основная цель настоящей работы заключается в исследовании корреляций вторичных протонов-фрагментов ядра на предмет поиска узких резонансных систем с барионными зарядами $B = 2, 3$ и 4 . Для этого использованы экспериментальные данные по полуинклюзивному рождению протонов с импульсами $p \lesssim 1.0$ ГэВ/с в $p^{20}\text{Ne}$, ${}^{20}\text{Ne}$ и ${}^{12}\text{C}$ - взаимодействиях в интервале первичных импуль-

сов $p = (4 - 300)$ ГэВ/с. Методика эксперимента - пузырьковые
измерения, наполненные $Ne H_2$ -смесью и пропаном (C_3H_8), и облу-
ченные в пучках протонов при $p = 300$ ГэВ/с и пионов при 4, 30
и 40 ГэВ/с.

Кроме этого в диссертации рассмотрены возможные механизмы
происхождения корреляций между протонами с малыми относительны-
ми импульсами.

Диссертационная работа, основанная на публикациях
[25, 28, 56-63, 96], состоит из введения, пяти глав и заключения.

В первой главе обсуждаются методические особенности обра-
ботки экспериментальных данных, процедуры идентификации вторич-
ных частиц и классификация событий, рассмотрены вопросы измере-
ний отобранных при просмотре звезд и приводится статистика про-
анализированного материала.

Во второй главе рассмотрены общие характеристики протонов,
образованных в $p^{20}Ne$ - и $\pi^{-12}C$ -взаимодействиях, приводятся сведе-
ния о множественности, импульсных и угловых спектрах протонов -
фрагментов ядра; в работе проведен также специальный анализ уг-
ловых распределений протонов на предмет поиска ядерных ударных
волн.

Третья глава диссертации посвящена обсуждению результатов
поиска дипротонных резонансов; приводятся данные для масс и ши-
рин возможных кандидатов в дипротонны и проведен анализ угловых
спектров распадных протонов с целью определения спина и четнос-
ти дипротонных резонансов.

В четвертой главе обсуждаются данные по поиску резонансов
с $B = 3$ и $B = 4$.

Пятая глава посвящена обсуждению возможных механизмов воз-
никновения корреляций протонов с малыми относительными скоростями.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

Г Л А В А I

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

I. I. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные, обсуждаемые в настоящей работе, получены при обработке снимков с пузырьковых камер, наполненных тяжелыми смесями (NeH_2 , пропаном C_3H_8) и облученных в пучках протонов и π^\pm -мезонов на ускорителях ОИЯИ (Дубна), ИФВЭ (Протвино), Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (Батавия) и ЦЕРНа (Женева).

Перед тем как перейти к обсуждению методических вопросов, напомним некоторые особенности экспериментальной процедуры, использованной нами в работе. Как отмечалось во введении, цель настоящей работы состоит в исследовании так называемых "узких" корреляций вторичных протонов в адрон-ядерных (hA) соударениях. Вполне очевидно, что при изучении этой проблемы требуется хорошее аппаратное разрешение по импульсам и углам вторичных протонов. Поэтому использование больших пузырьковых камер с тяжелым наполнением представляется оптимальным, особенно при исследовании корреляций протонов с малыми эффективными массами, т.к. отбирая события со вторичными протонами, остановившимися вследствие ионизационных потерь в видимом объеме пузырьковой камеры, можно с высокой точностью ($\leq 2 - 3\%$) определить импульсы протонов по их пробегам. Разумеется, эксперименты с пузырьковыми камерами не могут по статистике конкурировать с электронными опытами, но для поставленных задач из-за высокого разрешения по импульсам протонов, применение указанной методики представля-

ется вполне приемлемым.

В настоящей работе использованы снимки с 30-дюймовой пузырьковой камеры ФНАЛ, наполненной легкой NeH_2 -смесью и облученной протонами с импульсами $p_0 = 300$ ГэВ/с [56-58] - данный эксперимент выполняется по предложению ташкентской группы [64].

В дополнение, для увеличения статистического материала мы воспользовались также измерениями, выполненными при изучении ^{12}C -взаимодействий при 4 и 40 ГэВ/с, соответственно в 55 см и 200 см пропановых пузырьковых камерах ЛВЭ ОИЯИ [65-68] - при этом нами использованы только данные, полученные в ФТИ АН УзССР. Кроме этого, по любезному согласию коллаборации Варшава - Сиэтл, в настоящей работе проанализированы данные по $\pi^{\pm 20}Ne$ -взаимодействиям при $p = 30$ ГэВ/с, полученные с помощью Большой европейской камеры (BEBC), наполненной тяжелой NeH_2 смесью и облученной на ускорителе в ЦЕРНе [69].

В данной главе диссертации изложены основные характеристики пузырьковых камер и первичных пучков, правила просмотра снимков, критерии отбора первичных звезд и идентификации вторичных частиц; обсуждены погрешности измерений, поправки на возможные потери вторичных протонов и приводится статистика обработанного материала.

Автор диссертации принимал непосредственное участие в обработке снимков с 30-дюймовой NeH_2 и с 200 см C_3H_8 пузырьковых камер.

1.2. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР И ПЕРВИЧНЫХ ПУЧКОВ.

1.2.1. 30-дюймовая камера и пучок протонов при $p=300$ ГэВ/с.

Настоящий эксперимент выполняется в рамках сотрудничества ФТИ АН УзССР - Висконсинский Университет (Мэдисон, США) [64].

В диссертации использован только материал, обработанный ташкентской группой.

30-дюймовая пузырьковая камера ФНАЛ, схематическое изображение которой показано на рис. I. Ia, представляет собой цилиндрический сосуд высотой 37 см и с основаниями, сделанными из оптических стекол толщиной 10.6 см и радиусом 38 см. На внутренних поверхностях оснований нанесены реперные кресты (по II штук на каждом стекле); система координат выбрана таким образом, что ось Y направлена вдоль первичного пучка протонов, а ось Z - вглубь камеры. Детально конструкция камеры и ее оптическая система изложены в [76].

Камера была наполнена легкой NeH_2 смесью, в которой содержание неона по молярному весу составляло $\delta_{\mu}(Ne) = 30.9 \pm \pm 0.7\%$. Плотность, ρ , и радиационная длина, X_0 , такой смеси оказались равными $\rho = 0.249 \text{ Г/см}^3$ и $X_0 = 128.1 \text{ см}$, соответственно.

Первичный пучок протонов при импульсе $p_0 = 300 \text{ ГэВ/с}$ выводился из главного кольца ускорителя ФНАЛ (так называемый дифракционный пучок) и с помощью системы магнитных линз и коллиматоров транспортировался на расстояние ≈ 1200 метров до входного окошка пузырьковой камеры. Первичный пучок оказался практически чистым - по оценкам примесь π^+ , K^+ и μ^+ составляет не более 0.2%. Среднее число пучковых частиц, входящих в пузырьковую камеру, составило $\bar{N} = 2.66 \pm 0.01$ на кадр. Система фотографирования 30-дюймовой пузырьковой камеры состоит из 4 фотоаппаратов, установленных за стеклом камеры на расстоянии 143 см.

Фотографирование проводилось на 35 мм неперфорированную пленку. В нашем эксперименте использовалась информация только с трех аппаратов.

Общее количество снимков, полученных в этом эксперименте,

составило около 50000, из которых 26023 обработаны нашей группой.

Пузырьковая камера находилась в постоянном магнитном поле со средней напряженностью $\bar{H} = 2.5 \text{ Т}$; неоднородность поля в объеме, просматриваемом четырьмя фотоаппаратами, не превышала 5%.

1.2.2. 55 см и 200 см пропановые пузырьковые камеры.

Обе эти пузырьковые камеры ЛВЭ ОИЯИ [70,71] имеют форму параллелепипеда (см. рис. I.1б, в) с осями (X, Y, Z), выбранными так, что направления первичных пучков π^- -мезонов и осей Y совпадают.

Камеры были наполнены пропаном, C_3H_8 , с плотностью $\rho = 0.43 \text{ Г/см}^3$ и радиационной длиной $\lambda_0 = 109 \text{ см}$. 55 см пропановая камера, (X x Y x Z) = (28 x 55 x 14) см^3 , облучалась в пучке π^- -мезонов с импульсом $p_0 = (3.97 \pm 0.24) \text{ ГэВ/с}$ на дубненском синхрофазатроне. Примеси μ^- , K^- , \bar{p} в первичном пучке составили по оценкам [72]: $(9 \pm 3)\%$; $\leq 1\%$; $\leq 1\%$, соответственно. Среднее число пучковых частиц, входящих в камеру, оказалось равным $\bar{N} = 10.8 \pm 0.7$ на кадр.

Фотографирование осуществлялось двумя фотоаппаратами на пленку шириной 60 мм. Пузырьковая камера находилась в магнитном поле со средней напряженностью $\bar{H} \approx 1.43 \text{ Т}$.

200 см C_3H_8 камера, (X x Y x Z) = (65 x 210 x 43) см^3 , облучалась на ускорителе ИФВЭ (Протвино) в пучке π^- -мезонов при импульсе $p_0 = (40.00 \pm 0.24) \text{ ГэВ/с}$. Примесь μ^- , K^- -мезонов и антипротонов составила соответственно $\leq 20\%$; $\leq 2.4\%$ и $\leq 1.3\%$. Среднее число пучковых частиц, попадающих в объем пузырьковой камеры, составило $\bar{N} = 2.4 \pm 0.1$ на кадр. Система фотографирования 200 см камеры состояла из двух блоков, которые

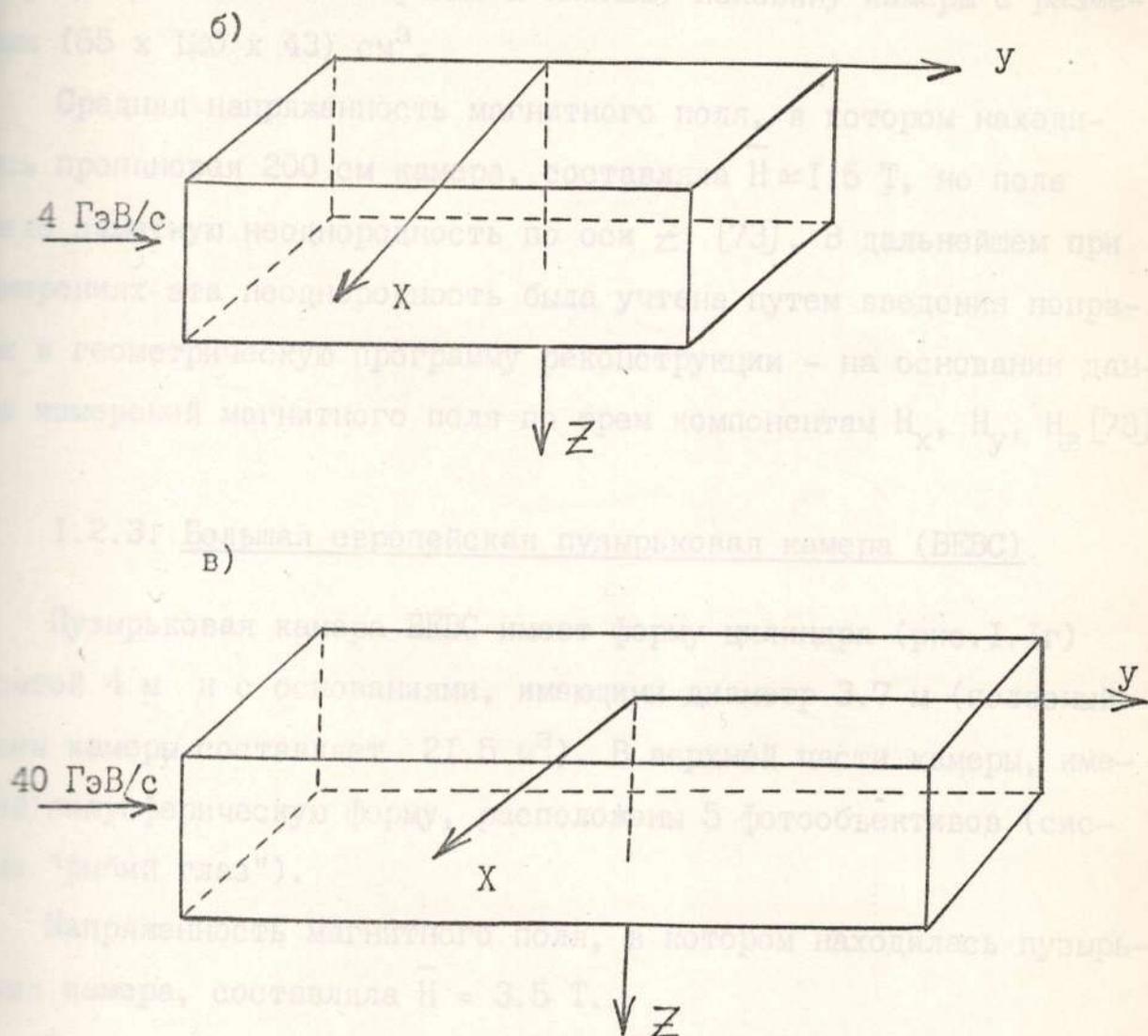


Рис. I. I. б, в) Схемы 55 см (б) и 200 см (в) пропановых пузырьковых камер ЛВЭ ОИЯИ.

1.3. ПРОСМОТР СНИМКОВ И КЛАССИФИКАЦИЯ СОБИТИЙ.

В настоящем разделе изложены процедуры просмотра и измерения, проведенных нами на снимках с 30-каймовой пузырьковой камерой. Данные с 55 см и 200 см ЛВЭ, пузырьковых камер и с ВЭДС обрабатывались приблизительно теми же методами.

использовали по 3 фотоаппарата - каждый блок фотографировал только одну (соответственно верхнюю и нижнюю) половину камеры с размерами (65 x 120 x 43) см³.

Средняя напряженность магнитного поля, в котором находилась пропановая 200 см камера, составляла $\bar{H} \approx 1.5$ Т, но поле имело заметную неоднородность по оси Z [73]. В дальнейшем при измерениях эта неоднородность была учтена путем введения поправок в геометрическую программу реконструкции - на основании данных измерений магнитного поля по трем компонентам H_x , H_y , H_z [73].

1.2.3. Большая европейская пузырьковая камера (BEBC).

Пузырьковая камера BEBC имеет форму цилиндра (рис. 1.1г) высотой 4 м и с основаниями, имеющими диаметр 3.7 м (полезный объем камеры составляет 21.5 м³). В верхней части камеры, имеющей полусферическую форму, расположены 5 фотообъективов (система "рыбий глаз").

Напряженность магнитного поля, в котором находилась пузырьковая камера, составляла $\bar{H} = 3.5$ Т.

Данные, использованные в настоящей работе, получены с облучения BEBC в пучках π^\pm -мезонов с импульсами 30 ГэВ/с [69]. Камера была наполнена тяжелой смесью NeH_2 с примесью неона 75% (молярный вес). Плотность такой смеси составляет $\rho = 0.707$ Г/см³, а радиационная длина $\lambda_0 = 41$ см.

1.3. ПРОСМОТР СНИМКОВ И КЛАССИФИКАЦИЯ СОБЫТИЙ.

В настоящем разделе изложены процедуры просмотра и измерений, проведенных нами на снимках с 30-дюймовой пузырьковой камеры. Данные с 55 см и 200 см C_3H_8 пузырьковых камер и с BEBC обрабатывались приблизительно таким же методом.

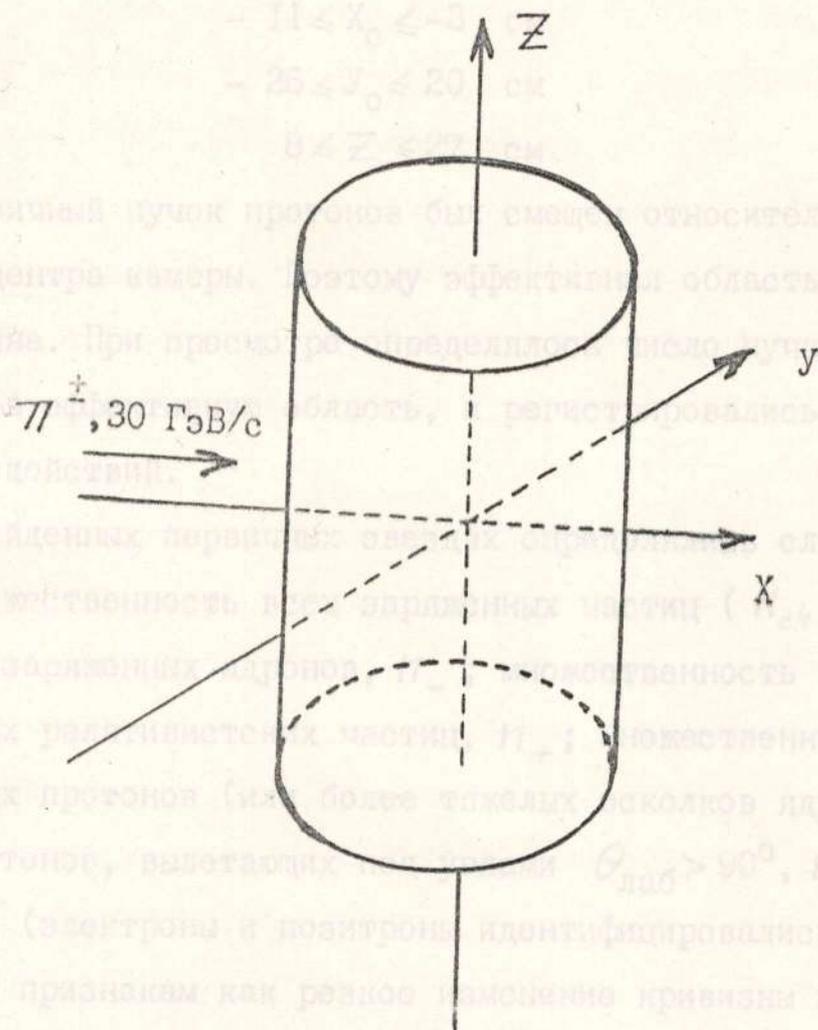


Рис. I. I. г) Большая европейская пузырьковая камера BEBC.

N_{π^0} — нейтральные струнные частицы, $N_{\pi^{\pm}}$ — быстрые ($p_{\pi} \approx 0.8$ ГэВ/с) нейтроны, N_{γ} — Вторичные фотоны регистрировались по e^+e^- -парам конверсии и по комптон-электронам. Регистрации нейтронов проводилась по видимым следам их взаимодействия в пузырьковой камере; при этом регистрировались только вторичные кванты взаимодействия нейтрона с ядром — заряженные частицы $N_{\pi^{\pm}} > 3$, что эффективно способствует регистрации нейтронов с

Просмотр стереоснимков проводился нами на больших просмотр-
ных столах (БПС-75) с ≈ 14 кратным увеличением. Эффективная
область в 30-дюймовой камере для первичных звезд была выбрана
в виде параллелепипеда с размерами

$$- 11 \leq X_0 \leq -3 \text{ см}$$

$$- 26 \leq Y_0 \leq 20 \text{ см}$$

$$8 \leq Z_0 \leq 27 \text{ см}$$

Первичный пучок протонов был смещен относительно геометри-
ческого центра камеры. Поэтому эффективная область несколько ас-
симметрична. При просмотре определялось число пучковых протонов,
входящих в эффективную область, и регистрировались все случаи
их взаимодействий.

В найденных первичных звездах определялись следующие вели-
чины: множественность всех заряженных частиц (N_{ch}); число отри-
цательно заряженных адронов, N_- ; множественность положительно
заряженных релятивистских частиц, N_+ ; множественность идентифи-
цированных протонов (или более тяжелых осколков ядра неона), N_p ;
число протонов, вылетающих под углами $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$, N_p^b ; число
Далиц-пар (электроны и позитроны идентифицировались по таким ха-
рактерным признакам как резкое изменение кривизны вследствие тор-
сионного излучения, по образованию e^+e^- -пар на треках или анниги-
ляции позитронов с последующим образованием γ -квантов).

Регистрировались также нейтральные частицы: γ -кванты,
 N_γ ; нейтральные странные частицы, $N_{\gamma s}$, и быстрые ($p_n \gtrsim$
 $\gtrsim 0.8$ ГэВ/с) нейтроны, N_n . Вторичные фотоны регистрировались
по e^+e^- -парам конверсии и по комптон-электронам. Регистрация
нейтронов проводилась по видимым следам их взаимодействий в
объеме пузырьковой камеры; при этом отбирались только вторич-
ные нейтральные звезды со множественностью заряженных частиц
 $N_{ch} \gtrsim 3$, что эффективно соответствует регистрации нейтронов с

импульсами $p_n > 0.8$ ГэВ/с, т.к. порог рождения пионов в NN-рассеянии составляет приблизительно 0.8 ГэВ/с. Нейтральные странные частицы регистрировались по заряженным продуктам распадов в пузырьковой камере.

Отрицательно заряженные вторичные адроны состоят, в основном, из π^- -мезонов [74] - примесь K^- и антипротонов по оценкам не превышает 5%. Слабоионизирующие положительно заряженные частицы состоят из быстрых идентифицированных протонов, K^+ - и π^+ -мезонов. Последние по оценкам [74] составляют не менее 85%.

Помимо этого регистрировались также вторичные звезды на расстоянии $L \leq 8$ см от вершины первичного взаимодействия - в дальнейшем поправки на множественность вторичных частиц вводились с учетом близких взаимодействий вторичных частиц.

Классификация первичных звезд по типам (pp, p π , pNe) проводилась в соответствии с общепринятыми критериями, используемыми в экспериментах с пузырьковыми камерами, наполненными тяжелыми жидкостями (см., например, [74, 75, 77-79]).

К категории pp-взаимодействий были отнесены те звезды, в которых N_{ch} -четно, суммарный заряд, $\sum Q$, всех вторичных частиц равен +2, $N_p = 0$ или 1 и при этом $N_p^b = 0$, т.к. по кинематике pp-рассеяния протоны отдачи в л.с. вылетают только под углами $\theta_{л.с.} < 90^\circ$.

К p π -соударениям отнесены события с нечетными N_{ch} , $\sum Q = +1$, $N_p \leq 1$ и $N_p^b = 0$.

Звезды, не удовлетворяющие критериям pp- и p π -взаимодействий, относились к pNe-событиям.

Следует, однако, отметить, что часть, α , pp-событий и все p π -события относятся к случаям взаимодействий первичных протонов с квазисвободными нуклонами ядер углерода. Поэтому истинное число неупругих $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействий определялось из

отношения:

$$N(p^{20}\text{Ne}) = N(p\text{Ne}) + N(p\text{n}) + \alpha N(\text{pp}), \quad (1.1)$$

$N(p\text{Ne})$, $N(p\text{n})$ и $N(\text{pp})$ - числа звезд соответствующего типа, найденные при просмотре (с учетом эффективности двойного просмотра)*). Коэффициент α определялся [74, 75] на основании данных по сечениям $p^{20}\text{Ne}$ и pp -взаимодействий:

$$\alpha = 1 - \frac{2(1-\delta)\tilde{\sigma}^*(\text{pp})}{\tilde{\sigma}(p\text{NeH}_2)} \cdot \frac{N(p\text{NeH}_2)}{N(\text{pp})}, \quad (1.2)$$

$\delta = 0.309$ - молярное содержание неона в NeH_2 смеси;
 $\tilde{\sigma}^*(\text{pp})$ - сечение pp -взаимодействий за вычетом упругих pp -событий, не регистрируемых при просмотре вследствие малых пробегов протонов отдачи;

$$\tilde{\sigma}(p\text{NeH}_2) = \delta \tilde{\sigma}_{in}(p^{20}\text{Ne}) + 2(1-\delta)\tilde{\sigma}^*(\text{pp}) \quad (1.3)$$

$\tilde{\sigma}_{in}(p^{20}\text{Ne})$ - сечение взаимодействия первичных протонов в NeH_2 смеси;

$\tilde{\sigma}_{in}(p^{20}\text{Ne})$ - неупругое сечение $p^{20}\text{Ne}$ -соударений;

* Эффективность, ϵ_{12} , нахождения звезд при двойном просмотре оказалась практически равной 100% за исключением малолучевых взаимодействий, для которых в среднем $\epsilon_{12} = (87 \pm 3)\%$. Звезды с $\pi_{\text{eff}} = 1$ регистрировались при углах рассеяния $\theta \geq 2^\circ$. Из условия когерентности упругого $p\text{Ne}$ -взаимодействия следует, что при упругом $p\text{Ne}$ -рассеянии $\theta \lesssim \hbar/p_0 R$, где \hbar - постоянная Планка, $p_0 = 300$ ГэВ/с - первичный импульс, R - радиус ядра неона. Предполагая, что $R \sim 1.1 A^{1/3}$, для ядра неона получим $R \approx 3$ фм, откуда $\theta \lesssim 1.3 \cdot 10^{-2}$ градуса. Таким образом, найденные при просмотре $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействия соответствуют неупругим соударениям протонов с ядрами неона.

$N(pNeH_2)$ - полное число найденных первичных звезд в NeH_2 -смеси с учетом эффективности двойного просмотра;

Величина $\sigma^*(pp)$ равна

$$\sigma^*(pp) = \sigma_{tot}(pp) - \gamma \sigma_{el}(pp), \quad (I.4)$$

где $\sigma_{tot}(pp)$ и $\sigma_{el}(pp)$ - соответственно полное и упругое сечения pp-взаимодействий при 300 ГэВ [80].

Коэффициент γ - учитывает потерю упругих pp-взаимодействий из-за малости импульсов протонов отдачи и может быть определен из данных по дифференциальным сечениям, $d\sigma/dt$, упругого pp-рассеяния:

$$\gamma = \frac{\int_0^{t_{min}} \frac{d\sigma}{dt} dt}{\int_0^{t_{max}} \frac{d\sigma}{dt} dt}, \quad (I.4')$$

где t - переданный 4-импульс.

Как известно (см., например, [81-83]), в области первого дифракционного пика $d\sigma/dt$ в упругом pp-рассеянии имеет экспоненциальную форму:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \exp(-Bt) \quad (I.5)$$

с коэффициентом наклона $B \approx 10$ (ГэВ/с)⁻² при 300 ГэВ [80].

В настоящей работе протоны регистрировались начиная с импульсов $p \geq 0.12$ ГэВ/с, что соответствует пробегам $l \approx 2$ мм.

Тогда, принимая во внимание, что в упругом pp-рассеянии

$$t \approx -p^2 \quad (\text{где } p - \text{импульс протона отдачи}), \quad \text{из (I.4') и (I.5)}$$

можно оценить, что доля γ составляет приблизительно 30%.

Сечение $\sigma(pNeH_2)$ определено нами по данным просмотра [84] и оказалось равным $\sigma(pNeH_2) = (162.8 \pm 2.5)$ мбн.

Из (I.3) тогда следует, что $\sigma_{in}(p^{20}Ne) = (355.5 \pm 8.1)$ мбн., т.е. $(67.5 \pm 1.8)\%$ первичных звезд относятся к $p^{20}Ne$ -взаимо-

действиям.

Процедура определения числа $\pi^{-12} C$ - и $\pi^{\pm} Ne$ -взаимодействий соответственно при 4, 40 и 30 ГэВ/с во многом аналогична вышеизложенной.

1.4. ИДЕНТИФИКАЦИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ.

Идентификация вторичных протонов проводилась по ионизации и пробегам. На рис. 1.2 и 1.3 приведены зависимости ионизационных потерь и пробегов от импульсов частиц разного сорта в NeH_2 смеси с 30.9%-ным содержанием неона и в пропане. Видно, что эффективное разделение протонов и мезонов в NeH_2 смеси возможно вплоть до импульсов $p \leq 1.2$ ГэВ/с - хорошее качество снимков с 30-дюймовой камеры позволило разделять треки с ионизацией, отличающейся на 20-30%. В пропане такое разделение возможно с хорошей эффективностью до импульсов $p \leq 0.8$ ГэВ/с.

Нижняя граница импульсов идентифицированных протонов определялась минимальной длиной протонных треков, которая во всех облучениях составляла $l \approx 2$ мм. В NeH_2 смеси это соответствует регистрации протонов с импульсами $p \geq 0.12$ ГэВ/с, а в пропане - $p \geq 0.14$ ГэВ/с.

Таким образом, вторичные протоны идентифицируются с эффективностью $\approx 100\%$ в следующих импульсных интервалах:

$$0.12 \leq p_p \leq 1.20 \text{ ГэВ/с в } NeH_2\text{-смеси и}$$

$$0.14 \leq p_p \leq 0.80 \text{ ГэВ/с в пропане.}$$

В отдельных случаях удавалось различать быстрые ($p \leq 1.4$ ГэВ/с) протоны и π^+ -мезоны для треков с малыми глубинными углами и имеющими большие длины в видимом объеме пузырьковой камеры.

События, содержащие идентифицированные протоны, измерялись на полуавтоматических приборах ПИК-1 на линии связи с ЭВМ [85]

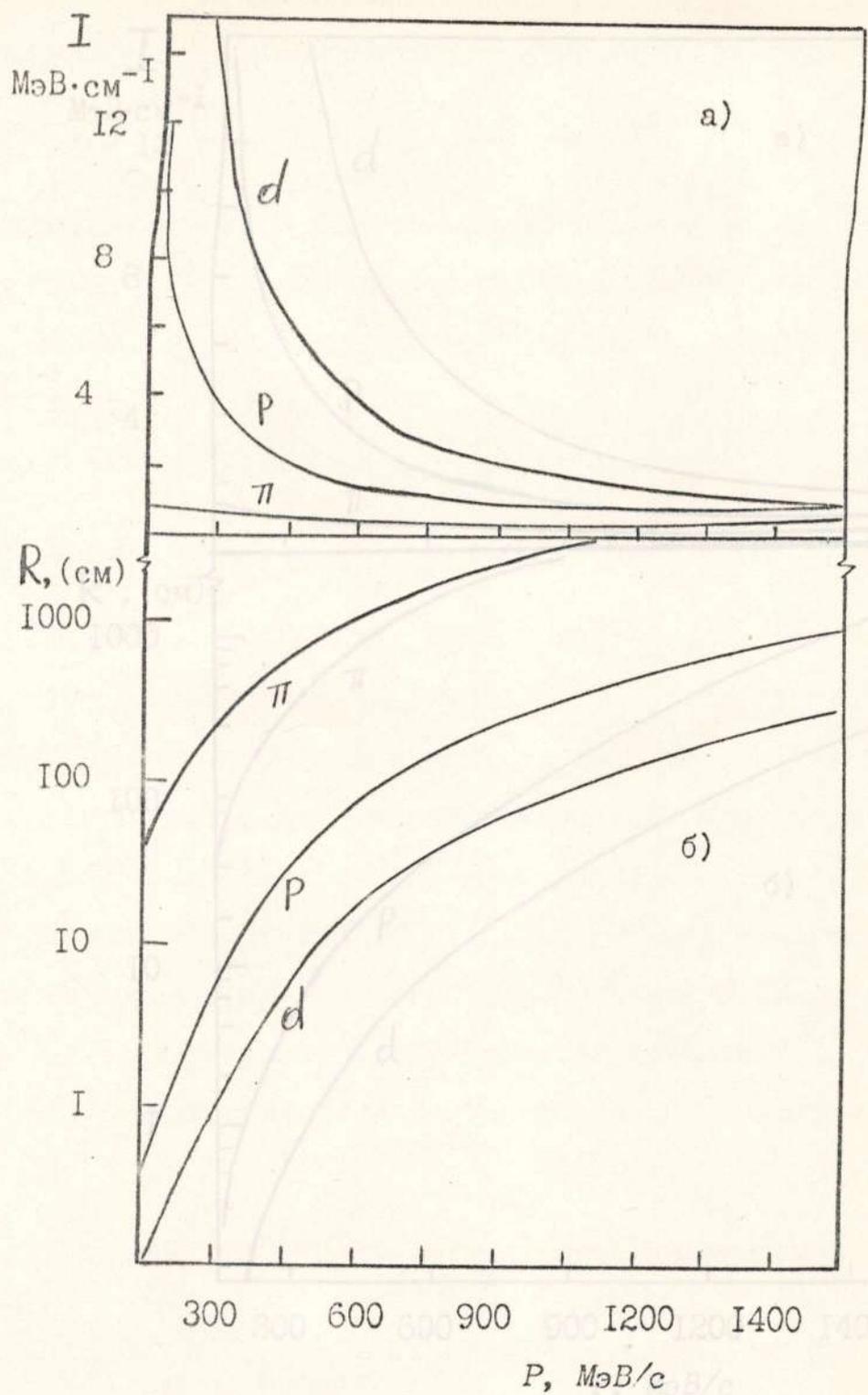


Рис. I.2. Импульсные зависимости ионизационных потерь (а) и пробегов (б) частиц (π , p , d) в NeN_2 - смеси с 30.9%-ным содержанием неона.

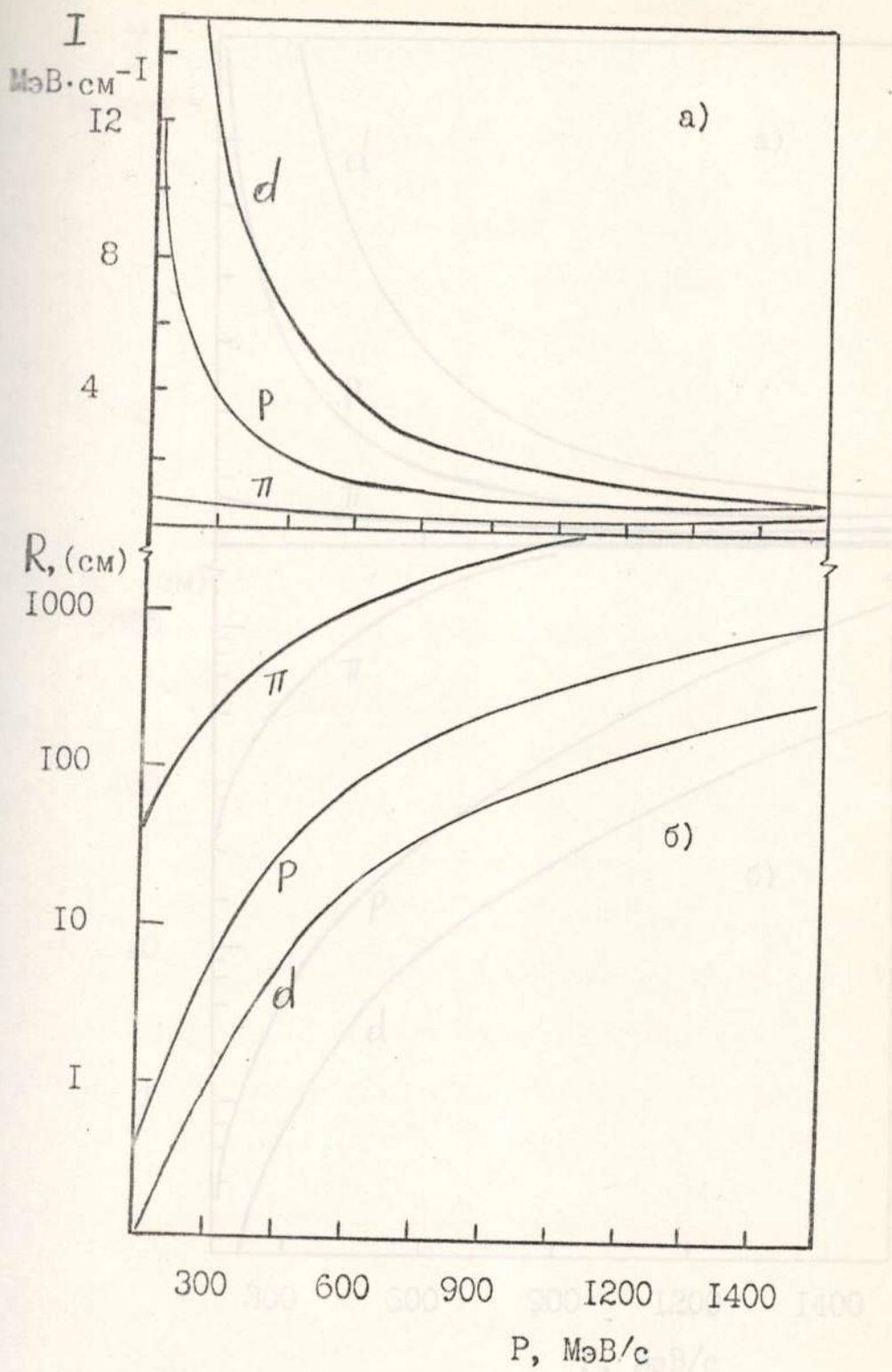


Рис. I.2. Импульсные зависимости ионизационных потерь (а) и пробегов (б) частиц (π , p , d) в NeN_2 - смеси с 30.9%-ным содержанием неона.

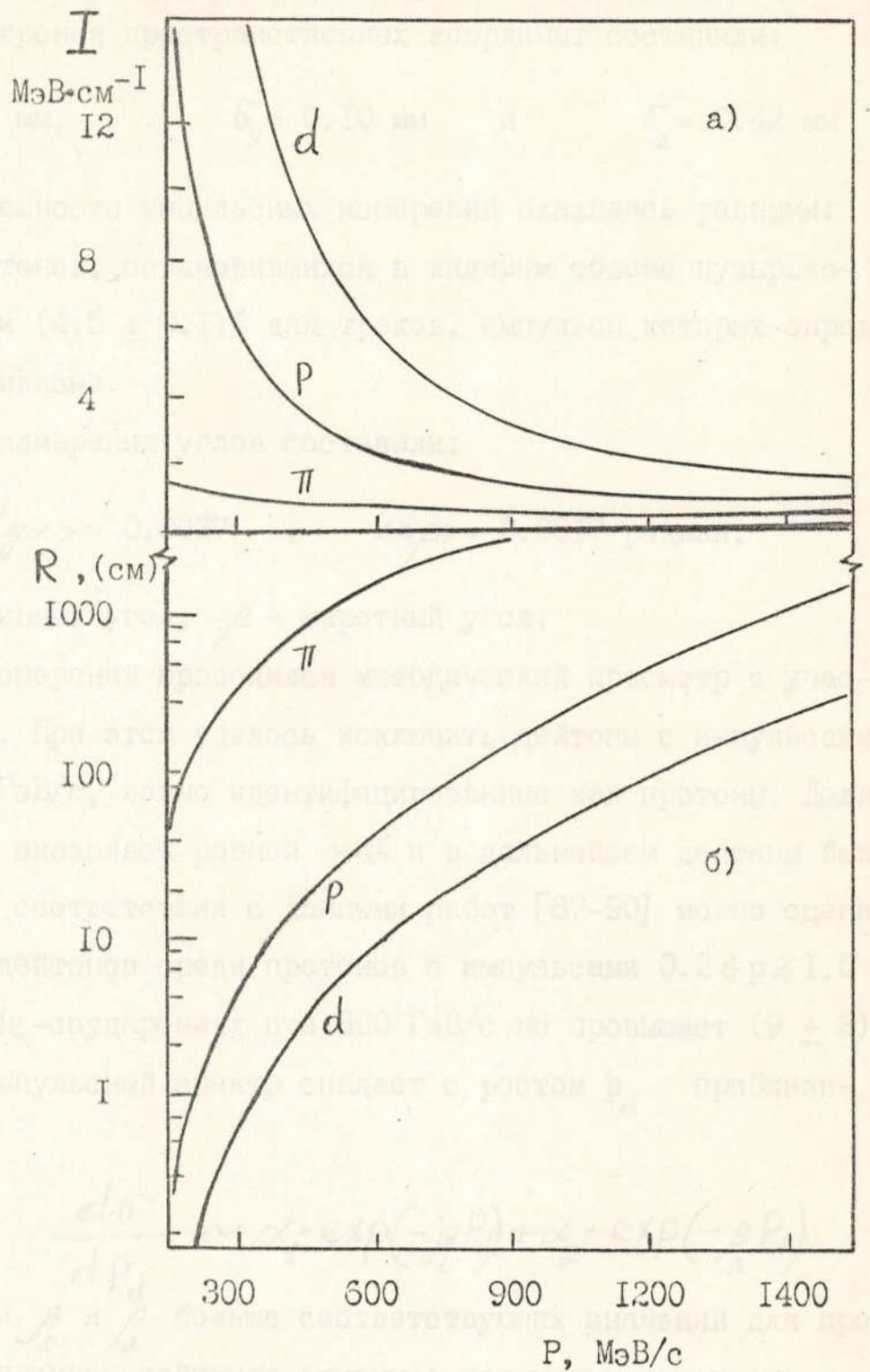


Рис. I.3. Импульсные зависимости ионизационных потерь (а) и пробегов (б) частиц (π , p , d) в пропане (C_3H_8).

и обсчитывались по геометрической программе ГЕОФИТ-ФТИ [86]. Точности измерения пространственных координат составили:

$$\sigma_x = 0.07 \text{ мм}, \quad \sigma_y = 0.10 \text{ мм} \quad \text{и} \quad \sigma_z = 0.42 \text{ мм}$$

Средние погрешности импульсных измерений оказались равными: $\leq 1\%$ для протонов, остановившихся в видимом объеме пузырьковой камеры, и $(4.5 \pm 0.1)\%$ для треков, импульсы которых определялись по кривизне.

Ошибки измерения углов составили:

$$\langle \Delta \text{tg} \alpha \rangle = 0.0037, \quad \langle \Delta \beta \rangle = 0.0017 \text{ радиан},$$

где α - глубинный угол, β - широтный угол.

После измерений проводился методический просмотр с участием физиков. При этом удалось исключить дейтоны с импульсами $0.3 \leq p \leq 1.0$ ГэВ/с, ложно идентифицированные как протоны. Доля таких треков оказалась равной $\sim 4\%$ и в дальнейшем дейтоны были исключены. В соответствии с данными работ [87-90] можно оценить, что примесь дейтонов среди протонов с импульсами $0.2 \leq p \leq 1.0$ ГэВ/с в $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 300 ГэВ/с не превышает $(9 \pm 3)\%$ и при этом импульсный спектр спадает с ростом p_d приблизительно как

$$\frac{d\sigma}{dp_d} \sim \alpha_1 \cdot \exp(-\beta_1 p_d) + \alpha_2 \cdot \exp(-\beta_2 p_d)$$

с параметрами β_1 и β_2 больше соответствующих значений для протонов, т.е. примесь дейтонов ощутимее при малых импульсах.

Протоны с импульсами $p \leq 0.13$ ГэВ/с и $p \geq 1.0$ ГэВ/с в настоящем эксперименте регистрировались и идентифицировались с эффективностью, меньшей 100%. В связи с этим после импульсных и угловых измерений для дальнейшего анализа были оставлены только протоны с импульсами $0.13 \leq p \leq 1.0$ ГэВ/с. Из требования изотропии

распределения по азимутальному углу ψ были введены поправки на потери протонов, вылетающих под большими глубинными углами.

Хорошее освещение 30-дюймовой пузырьковой камеры и использованная система фотографирования позволяли с хорошей надежностью идентифицировать протоны, вылетающие под большими глубинными углами. Тем не менее результаты анализа распределений по ψ в разных импульсных интервалах протонов показали, что имеются небольшие ($\approx 3\%$) потери протонов, испущенных в нижнюю половину камеры под углами $|\alpha| > 60^\circ$ и имеющих импульсы $p \geq 0.6$ ГэВ/с. Поправки на потери таких протонов были введены статистически.

Процедура измерений протонов в $\pi^+ C^-$ -взаимодействиях во многом была аналогична изложенной выше. Подчеркнем только, что после измерений импульсный интервал протонов в этом случае был ограничен пределами $0.14 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с, а поправки на потери протонов, вылетающих под большими глубинными углами были несколько выше ($\approx 7\%$).

1.5. ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС ПРОТОННЫХ СИСТЕМ.

Как отмечалось во введении, в настоящей работе для поиска корреляций (резонансов) в системе двух, трех и четырех протонов был использован метод анализа спектров соответствующих эффективных масс:

$$M(2p) = \sqrt{(q_1 + q_2)^2}, \quad (1.6)$$

$$M(3p) = \sqrt{(q_1 + q_2 + q_3)^2} \quad (1.7)$$

$$M(4p) = \sqrt{(q_1 + q_2 + q_3 + q_4)^2} \quad (1.8)$$

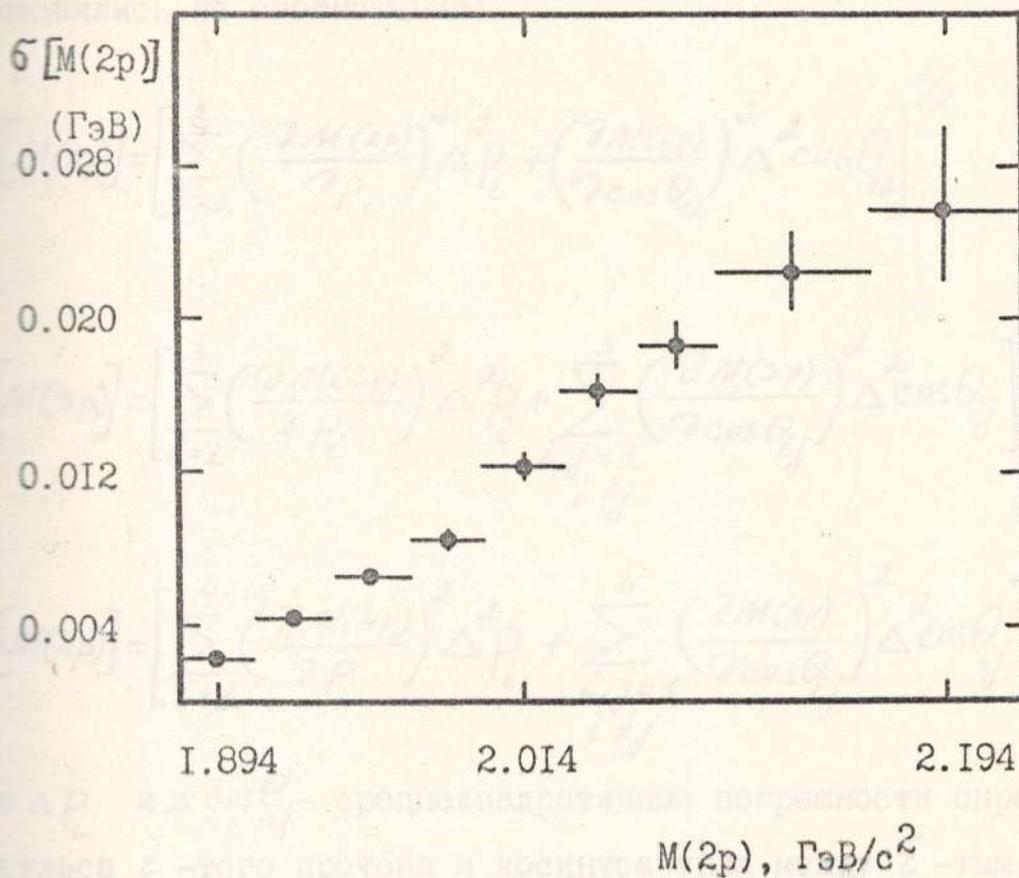


Рис. I.4. Зависимость среднеквадратичной погрешности $\sigma[M(2p)]$ от эффективной массы $M(2p)$ для протонов с импульсами $0.22 \leq p_{1,2} \leq 0.75$ ГэВ/с.

На рис. I.4 приведены среднеквадратичная погрешность определения эффективной массы $M(2p)$ в зависимости от эффективной массы $M(2p)$ для протонов с импульсами $0.22 \leq p_{1,2} \leq 0.75$ ГэВ/с. Видно, что имеет место приблизительно линейная зависимость. Если воспользоваться только протонами, имеющими импульсы $0.22 \leq p_{1,2} \leq 0.75$ ГэВ/с, то $\sigma[M(2p)] \leq 2.7$ МэВ в области масс $2/m_p \leq M(2p) \leq 1.970$ ГэВ - в указанной области импульсы приблизительно 92% протонов были определены по пробегам.

Для эффективной массы трех протонов среднеквадратичная погрешность в определении $M(3p)$ составила $\sigma[M(3p)] \leq 5$ МэВ в интервале эффективных масс трех протонов $2.62 \leq M(3p) \leq 3.01$ ГэВ. Следует отметить, что $\sigma[M(3p)]$ растет с $M(3p)$ также приблизи-

где $q_1, \dots, q_4 = 4$ - импульсы вторичных протонов.

Среднеквадратичные погрешности в определении этих масс вычислялись из соотношений:

$$\sigma[M(2p)] = \left[\sum_{i=1}^2 \left(\frac{\partial M(2p)}{\partial p_i} \right)^2 \Delta p_i^2 + \left(\frac{\partial M(2p)}{\partial \cos \theta_{12}} \right)^2 \Delta^2 \cos^2 \theta_{12} \right]^{1/2}, \quad (I.9)$$

$$\sigma[M(3p)] = \left[\sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial M(3p)}{\partial p_i} \right)^2 \Delta p_i^2 + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^3 \left(\frac{\partial M(3p)}{\partial \cos \theta_{ij}} \right)^2 \Delta^2 \cos^2 \theta_{ij} \right]^{1/2}, \quad (I.10)$$

$$\sigma[M(4p)] = \left[\sum_{i=1}^4 \left(\frac{\partial M(4p)}{\partial p_i} \right)^2 \Delta p_i^2 + \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^4 \left(\frac{\partial M(4p)}{\partial \cos \theta_{ij}} \right)^2 \Delta^2 \cos^2 \theta_{ij} \right]^{1/2}, \quad (I.11)$$

где Δp_i и $\Delta \cos \theta_{ij}$ - среднеквадратичные погрешности определения импульса i -того протона и косинуса угла между i -тым и j -тым протонами; последнее выражается через глубинный и широтный углы каждого протона - в силу громоздкости формулы мы ее не приводим.

На рис. I.4 показана зависимость $\sigma[M(2p)]$ от эффективной массы пар протонов с импульсами $0.22 \leq p_{1,2} \leq 0.75$ ГэВ/с в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с и видно, что имеет место приблизительно линейная зависимость. Если воспользоваться только протонами, имеющими импульсы $0.22 \leq p \leq 0.40$ ГэВ/с, то $\sigma[M(2p)] < 2.7$ МэВ в области масс $2m_p \leq M(2p) \leq 1.970$ ГэВ - в указанном интервале импульсы приблизительно 92% протонов были определены по пробегам.

Для эффективной массы трех протонов среднеквадратичная ошибка в определении $M(3p)$ составила $\sigma[M(3p)] \leq 6$ МэВ в интервале эффективных масс трех протонов $2.82 \leq M(3p) \leq 3.01$ ГэВ. Следует отметить, что $\sigma[M(3p)]$ растет с $M(3p)$ также приблизи-

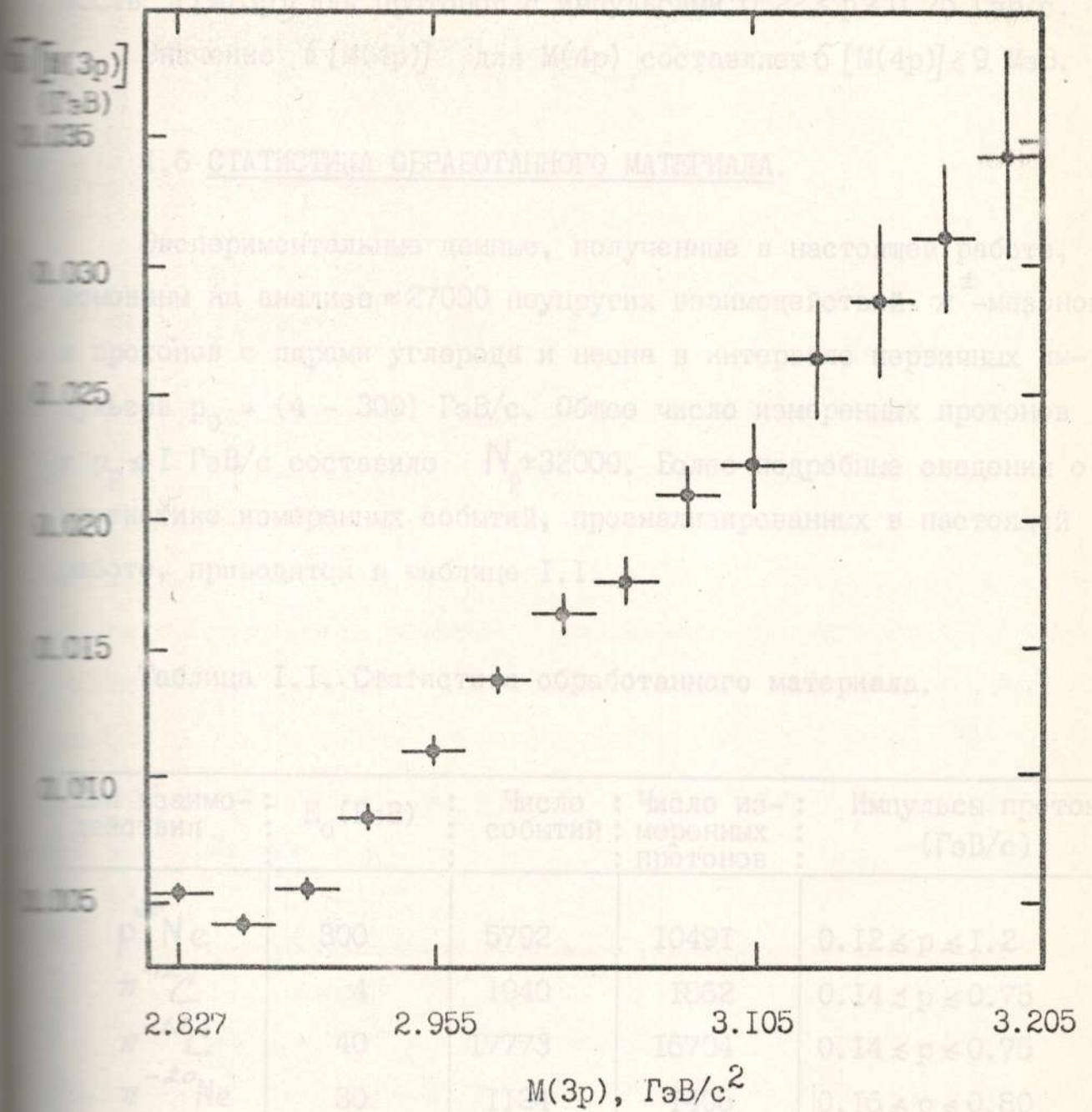


Рис.1.5. Зависимость среднеквадратичной погрешности $\sigma[M(Zp)]$ от эффективной массы, $M(Zp)$, для протонов с импульсами $0.22 \leq p_{1,2,3} \leq 0.75 \text{ ГэВ}/c$.

тельно линейно - это видно из рис. I.5, где показана зависимость $\delta [M(3p)]$ для протонов с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с.

Значение $\delta [M(4p)]$ для $M(4p)$ составляет $\delta [M(4p)] \leq 9$ МэВ.

I.6 СТАТИСТИКА ОБРАБОТАННОГО МАТЕРИАЛА.

Экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, основаны на анализе ≈ 27000 неупругих взаимодействий π^\pm -мезонов и протонов с ядрами углерода и неона в интервале первичных импульсов $p_0 = (4 - 300)$ ГэВ/с. Общее число измеренных протонов с $p_p \leq 1$ ГэВ/с составило $N_p \approx 32000$. Более подробные сведения о статистике измеренных событий, проанализированных в настоящей работе, приводятся в таблице I.I.

Таблица I.I. Статистика обработанного материала.

Тип взаимодействия	E_0 (ГэВ)	Число событий	Число измеренных протонов	Импульсы протонов (ГэВ/с)
${}^{20}\text{p Ne}$	300	5792	10491	$0.12 \leq p \leq 1.2$
$\pi^{-12}\text{C}$	4	1940	1862	$0.14 \leq p \leq 0.75$
$\pi^{-12}\text{C}$	40	17773	16704	$0.14 \leq p \leq 0.75$
$\pi^{-20}\text{Ne}$	30	1124	1405	$0.16 \leq p \leq 0.80$
$\pi^{+20}\text{Ne}$	30	892	1169	$0.16 \leq p \leq 0.80$

Σ : 27521 31631

Г Л А В А П

ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОТОНОВ

В $p^{20}\text{Ne}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

2.1. ВВЕДЕНИЕ.

В данной главе обсуждаются общие характеристики вторичных протонов (продуктов фрагментации ядра-мишени), образованных в неэкогерентных $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях. В частности, приводятся данные по множественности и инклюзивным спектрам протонов, рассмотрены зависимости угловых и импульсных распределений от множественности протонов в конечном состоянии. Специальное внимание уделено анализу угловых спектров на предмет поиска особенностей, которые могут проявиться, например, при образовании ядерных ударных волн [91-96].

2.2. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ.

Распределение по множественности (N_p) визуально идентифицированных протонов ($0.12 \leq p \leq 1.2$ ГэВ/с) в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с представлено на рис.2.1. На этом же рисунке показаны для сравнения N_p -распределения в $\pi^{-12}\text{C}$ - и $\pi^{\pm}\text{Ne}$ -соударениях в интервале импульсов $p_0 = (4 - 50)$ ГэВ/с (данные настоящей работы [96] и результаты из [78,79]).

Как видно из представленных данных, множественность вторичных протонов в hA -взаимодействиях в пределах экспериментальных погрешностей не меняется с первичной энергией для данного типа соударения. Этот факт в ряде моделей hA -взаимодействий

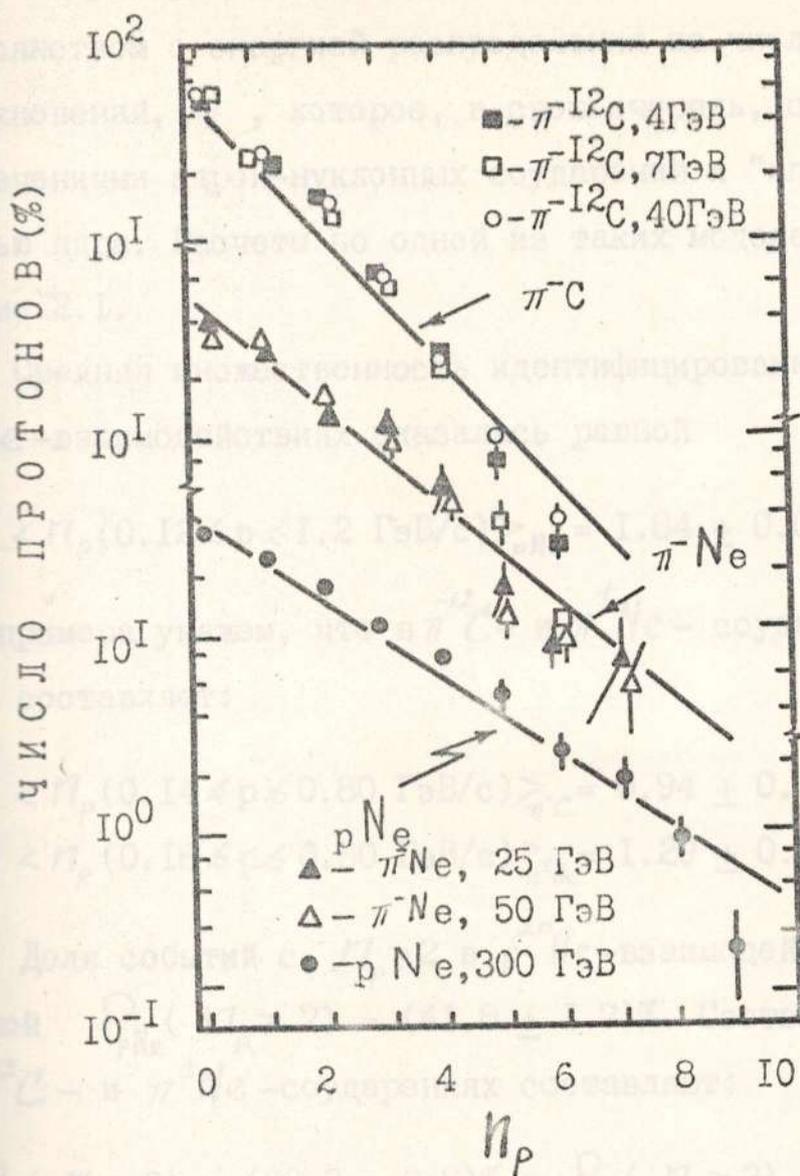


Рис.2.1. Распределения по множественности идентифицированных протонов в $\pi^{-}I^{2}C$ -, $\pi^{-}^{20}Ne$ - и $p^{20}Ne$ - соударениях в интервале импульсов $p_0=(4-300)\Gamma\text{эВ/с}$. Сплошные кривые- расчеты по модели [102].

(см., например, [87,97-102] и ссылки в них) связывается с постоянством с энергией распределения по числу внутриядерных столкновений, $\bar{\nu}$, которое, в свою очередь, определяется только сечениями адрон-нуклонных соударений и "оптической" плотностью ядра. Расчеты по одной из таких моделей [102] показаны на рис.2.1.

Средняя множественность идентифицированных протонов в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях оказалась равной

$$\langle n_p(0.12 \leq p \leq 1.2 \text{ ГэВ/с}) \rangle_{p\text{Ne}} = 1.84 \pm 0.03 .$$

Для примера укажем, что в $\pi^{-12}\text{C}$ - и $\pi^{\pm}\text{Ne}$ -соударениях эта величина составляет:

$$\langle n_p(0.14 \leq p \leq 0.80 \text{ ГэВ/с}) \rangle_{\pi^{-12}\text{C}} = 0.94 \pm 0.02 ,$$

$$\langle n_p(0.16 \leq p \leq 0.80 \text{ ГэВ/с}) \rangle_{\pi^{\pm}\text{Ne}} = 1.29 \pm 0.03 .$$

Доля событий с $n_p \geq 2$ в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях оказалась равной $P_{p\text{Ne}}(n_p \geq 2) = (41.8 \pm 1.7)\%$. Соответствующие цифры в $\pi^{-12}\text{C}$ - и $\pi^{\pm}\text{Ne}$ -соударениях составляют:

$$P_{\pi^{-12}\text{C}}(n_p \geq 2) = (23.3 \pm 0.8)\% \text{ и } P_{\pi^{\pm}\text{Ne}}(n_p \geq 2) = (33 \pm 1.2)\% .$$

2.3. ИМПУЛЬСНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ.

Инвариантное дифференциальное сечение образования протонов, $f(p) = \frac{E}{\beta_{in}} \cdot \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3}$, как функция импульсов протонов в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с показано на рис.2.2. На этом же рисунке приведены спектры протонов, вылетающих вперед ($\theta_{\text{л.с.}} < 90^\circ$) и назад ($\theta_{\text{л.с.}} > 90^\circ$) в лабораторной системе.

Как видно из рис.2.2., величина $f(p)$ не есть монотонно убывающая функция p - в области импульсов $0.3 \leq p \leq 0.6$ ГэВ/с наблюдаются статистически обеспеченные отклонения от монотон-

ного падения $f(p)$ с ростом p . Наличие такой структуры отмечалось и в $\pi^{-12}C$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с [103]. Этот же эффект наблюдался и в данных по фотоядерным, протон- и ядроядерным соударениям [104-107].

Данное явление, имеющее тенденцию к более сильному проявлению на легких ядрах, интерпретируется рядом авторов [104, 105] как следствие короткодействующих корреляций внутриядерных нулонов или эффекта существования "кора" внутри ядра. Однако, в настоящей диссертации будет показано (глава III), что наблюдаемая структура, в принципе, может быть отражением образования и последующего распада дибарионных резонансов.

Сплошная кривая на рис. 2.2 соответствует аппроксимации методом наименьших квадратов экспериментального спектра для протонов с $\theta_{л.с.} < 90^\circ$ суммой трех экспонент

$$f(p) \equiv \frac{E}{\sigma_{ин}} \cdot \frac{d^3\sigma}{d\vec{p}^3} = \sum_{i=1}^3 A_i \cdot \exp(-B_i p^2) \quad , \quad (2.1)$$

Таблица 2.1. Значения параметров функций (2.1), полученные при аппроксимации данных.

Параметры	Все протоны, $0^\circ \leq \theta_{л.с.} \leq 180^\circ$	Испущенные вперед в л.с., $\theta_{л.с.} > 90^\circ$
$A_1/4\pi$	50.11 ± 2.44	20.53 ± 1.69
$A_2/4\pi$	4.21 ± 0.42	1.93 ± 0.48
$A_3/4\pi$	0.65 ± 0.11	0.77 ± 0.15
B_1	56.66 ± 2.61	49.19 ± 4.29
B_2	10.39 ± 0.92	10.19 ± 2.41
B_3	3.12 ± 0.18	3.30 ± 0.19
$\chi^2/ст.св.$	1.41	1.01

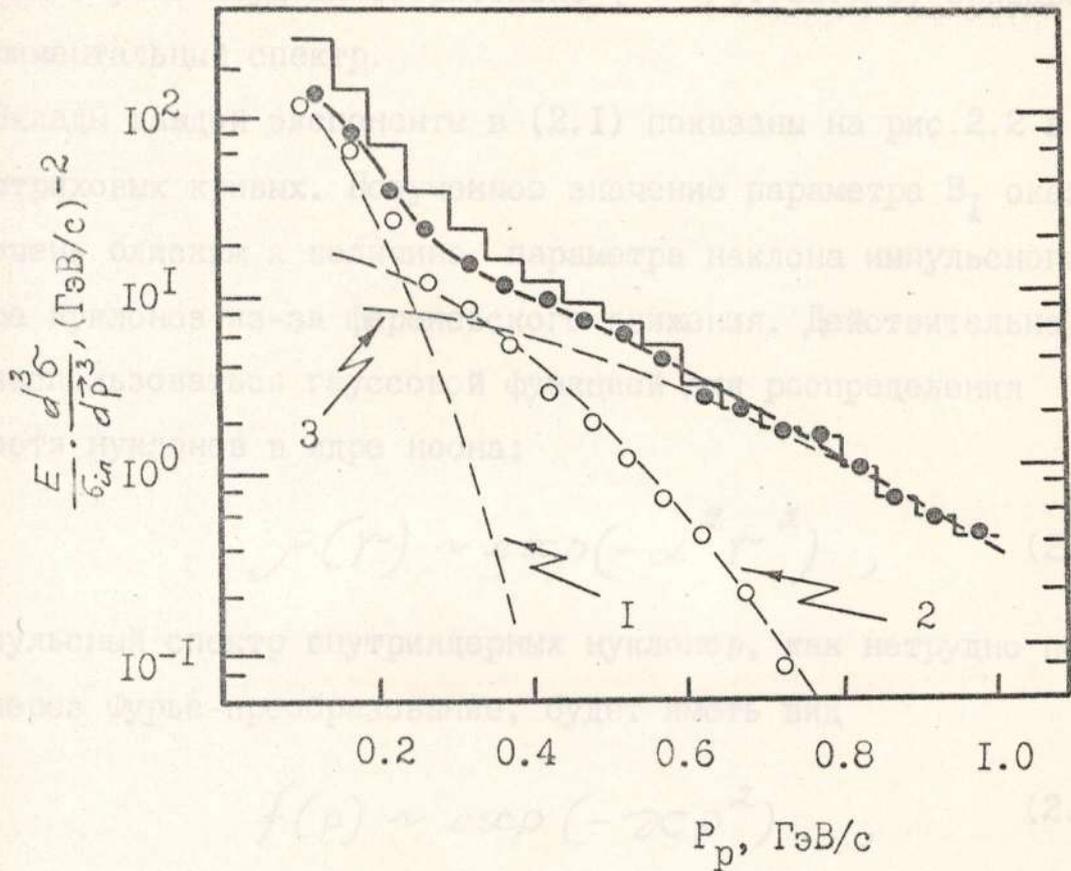


Рис.2.2. Инвариантные дифференциальные сечения для протонов в зависимости от их импульсов в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ, (гистограмма - $0^\circ \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$; $\phi - 0^\circ \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 90^\circ$; $\phi - 90^\circ \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$). Сплошная кривая - результат аппроксимации функцией (2.1) данных для протонов, испущенных вперед в л.с. Штриховые кривые (1,2,3) показывают вклады каждого экспоненциального члена функции (2.1).

Результаты аппроксимации приведены в таблице 2.1. Следует отметить, что общепринятая двухэкспоненциальная форма для $f(p)$ в данном случае неудовлетворительно ($\chi^2/\text{ст.св.} \approx 5$) описывает экспериментальный спектр.

Вклады каждой экспоненты в (2.1) показаны на рис.2.2 в виде штриховых кривых. Полученное значение параметра V_I оказалось очень близким к величине параметра наклона импульсного спектра нуклонов из-за фермиевского движения. Действительно, если воспользоваться гауссовой функцией для распределения плотности нуклонов в ядре неона:

$$\rho(r) \sim \exp(-\alpha^2 r^2), \quad (2.2)$$

то импульсный спектр внутриядерных нуклонов, как нетрудно показать через Фурье-преобразование, будет иметь вид

$$f(p) \sim \exp(-\gamma p^2), \quad (2.3)$$

где

$$\gamma = \frac{1}{4\alpha^2} \quad (2.4)$$

Параметр α^2 , определяемый среднеквадратичным радиусом ядра, согласно данным по рассеянию электронов на ядрах [108-109] оказался равным для ядра неона $\alpha^2 = 0,166 \text{ фм}^{-2}$.

Отсюда $\gamma = 38.8 (\text{ГэВ/с})^{-2}$, что практически совпадает с параметром V_I (кривая I), если принять во внимание неопределенности в задании α^2 , достигающие $\approx 10-20\%$ [108].

Таким образом, на основании вышеизложенного можно сделать заключение, что доминирующая ($\approx 80\%$) часть протонов с импульсами $p \leq 0.20 - 0.25 \text{ ГэВ/с}$ образуется от развала ядра неона (т.е. нуклоны имеют импульсы, присущие их фермиевскому движению) или от процессов "испарения" остаточных возбужденных ядер.

Результаты аппроксимации приведены в таблице 2.1. Следует отметить, что общепринятая двухэкспоненциальная форма для $f(p)$ в данном случае неудовлетворительно ($\chi^2/\text{ст.св.} \approx 5$) описывает экспериментальный спектр.

Вклады каждой экспоненты в (2.1) показаны на рис.2.2 в виде штриховых кривых. Полученное значение параметра B_I оказалось очень близким к величине параметра наклона импульсного спектра нуклонов из-за фермиевского движения. Действительно, если воспользоваться гауссовой функцией для распределения плотности нуклонов в ядре неона:

$$\rho(r) \sim \exp(-\alpha^2 r^2), \quad (2.2)$$

импульсный спектр внутриядерных нуклонов, как нетрудно показать через Фурье-преобразование, будет иметь вид

$$f(p) \sim \exp(-\mathcal{C} p^2), \quad (2.3)$$

$$\mathcal{C} = \frac{1}{4\alpha^2} \quad (2.4)$$

Параметр α^2 , определяемый среднеквадратичным радиусом ядра, согласно данным по рассеянию электронов на ядрах [108-109] оказался равным для ядра неона $\alpha^2 = 0,166 \text{ фм}^{-2}$.

Отсюда $\mathcal{C} = 38.8 (\text{ГэВ/с})^{-2}$, что практически совпадает с параметром B_I (кривая I), если принять во внимание неопределенности в задании α^2 , достигающие $\approx 10-20\%$ [108].

Таким образом, на основании вышеизложенного можно сделать заключение, что доминирующая ($\approx 80\%$) часть протонов с импульсами $p \leq 0.20 - 0.25 \text{ ГэВ/с}$ образуется от развала ядра неона (т.е. нуклоны имеют импульсы, присущие их фермиевскому движению) или от процессов "испарения" остаточных возбужденных ядер.

Кривая 3 на рис.2.2 соответствует вкладу третьего экспоненциального члена в выражении (2.1). Значение параметра V_3 , оказывается совпадающим в пределах погрешностей с данными для спектров протонов с импульсами $p \leq 1$ ГэВ/с в pp- и p π -взаимодействиях при 300 ГэВ [56], согласно которым: $V(pp) = 3.02 \pm 0.28(\text{ГэВ/с})^{-2}$ и $V(p\pi) = 3.61 \pm 0.47 (\text{ГэВ/с})^{-2}$.

В связи с этим можно утверждать, что третья функция в (2.1) присуща импульсному спектру протонов, являющихся продуктами выбивания внутриядерных нуклонов в процессах перерассеяния первичной и (или) вторичных частиц в p ^{20}Ne -взаимодействиях. Вклад таких протонов в суммарный спектр становится доминирующим при импульсах $p \approx 0.5 - 1.0$ ГэВ/с.

Особый интерес вызывает кривая 2, соответствующая вкладу второго экспоненциального члена в (2.1). Как видно из рис.2.2 эта кривая хорошо воспроизводит импульсный спектр протонов, испущенных в л.с. назад ($\theta_{\text{л.с.}} > 90^\circ$). Важно подчеркнуть при этом, что значение параметра V_2 , полученное только для протонов, вылетающих вперед в л.с., совпадает с величиной V_2 , определенной из экспериментов по изучению процессов образования кумулятивных частиц в адрон-ядерных взаимодействиях в широком интервале первичных энергий (см., например, [48-50]).

Следовательно, можно сделать заключение, что часть протонов, испущенных вперед и назад в л.с., и имеющих импульсы $p \approx (0.3 \div 0.6)$ ГэВ/с, являются продуктами одного и того же источника (или механизма взаимодействия).

Следует отметить, что наличие структуры в импульсном спектре протонов при $p \approx (0.3 \div 0.6)$ ГэВ/с проявляется нагляднее, если построить отношение (рис.2.3) инклюзивных спектров протонов, испущенных назад в л.с., и всех протонов. Как видно из рис.2.3, доля протонов, испущенных назад в л.с., сильно уменьшается

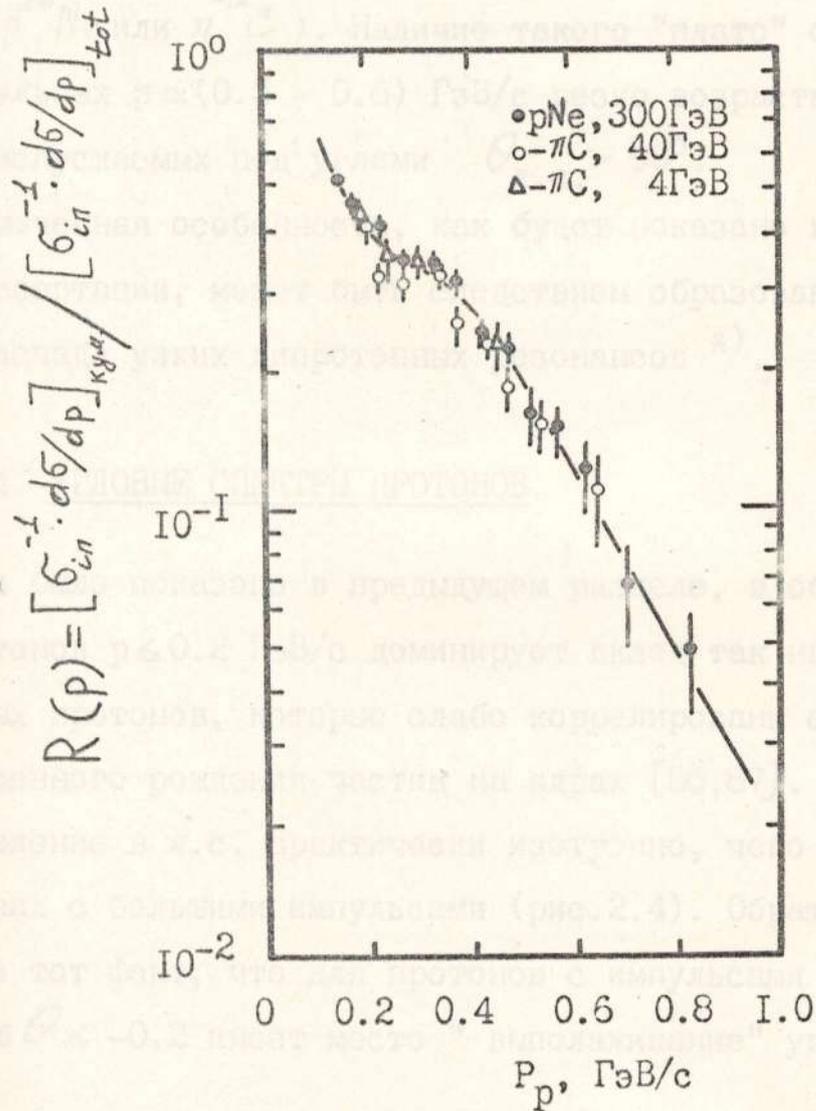


Рис. 2.3. Импульсная зависимость отношения инклюзивных спектров протонов, вылетающих под углами $90^\circ \leq \theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$ и $0^\circ \leq \theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$ в $p^{20}\text{Ne}$ - и $\pi^{-12}\text{C}$ - взаимодействиях в интервале $p_0 = (4 - 300) \text{ ГэВ/с}$. Кривая показана для наглядности.

с ростом импульсов протонов.

Однако в области $p \approx (0.25 - 0.6)$ ГэВ/с имеется структура ("плато"), независимо от первичной энергии или типа взаимодействия ($p^{20}\text{Ne}$ или $\pi^{-12}\text{C}$). Наличие такого "плато" означает, что при импульсах $p \approx (0.3 - 0.6)$ ГэВ/с резко возрастает доля протонов, испускаемых под углами $\theta_{\text{л.с.}} > 90^\circ$.

Отмеченная особенность, как будет показано в главе III настоящей диссертации, может быть следствием образования и последующего распада узких дипротонных резонансов ж).

2.4. УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ.

Как было показано в предыдущем разделе, в области импульсов протонов $p \leq 0.2$ ГэВ/с доминирует вклад так называемых испарительных протонов, которые слабо коррелированы с процессами множественного рождения частиц на ядрах [56,87]. Их угловое распределение в л.с. практически изотропно, чего нельзя сказать о протонах с большими импульсами (рис.2.4). Обращает на себя внимание тот факт, что для протонов с импульсами $0.4 \leq p \leq 0.7$ ГэВ/с при $\cos \theta \leq -0.2$ имеет место "выполаживание" углового распределения.

Этот эффект, как видно из рис.2.5 проявляется в основном для событий со множественностью протонов $N_p = 2$ и 3 в конечном состоянии.

Следует подчеркнуть, что этот факт в принципе может служить другим (в дополнение к обсужденному в разделе 2.3) указанием на возможное проявление дибарионных резонансов.

ж) В работе [163] показано, что аналогичная структура для кумулятивных протонов, образованных в $p d$ -рассеянии [164], может быть объяснена образованием Δ -изобары.

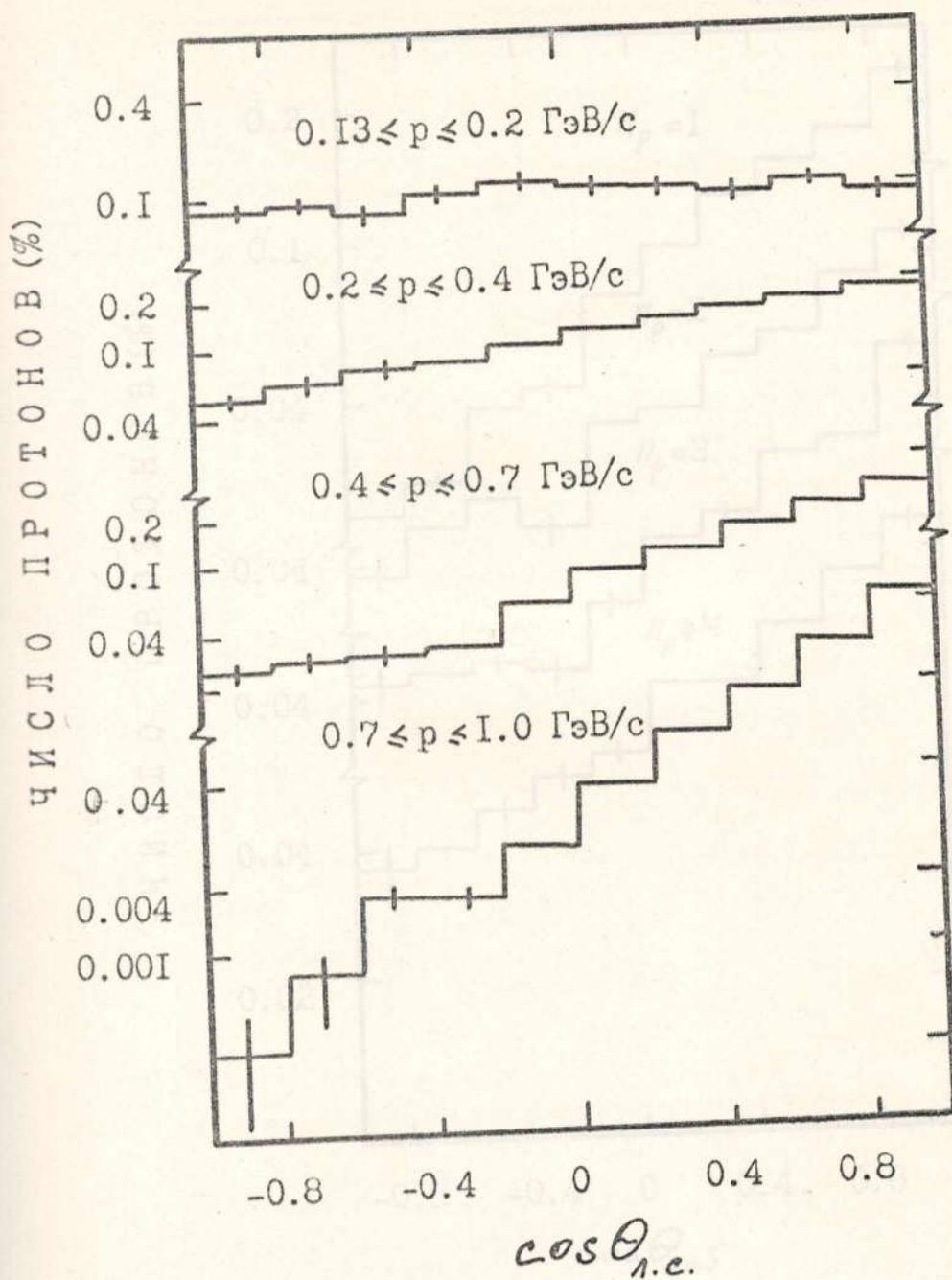


Рис.2.4. Угловые спектры протонов в различных импульсных интервалах протонов в $p^{20}\text{Ne}$ - взаимодействиях при 300 ГэВ/с.

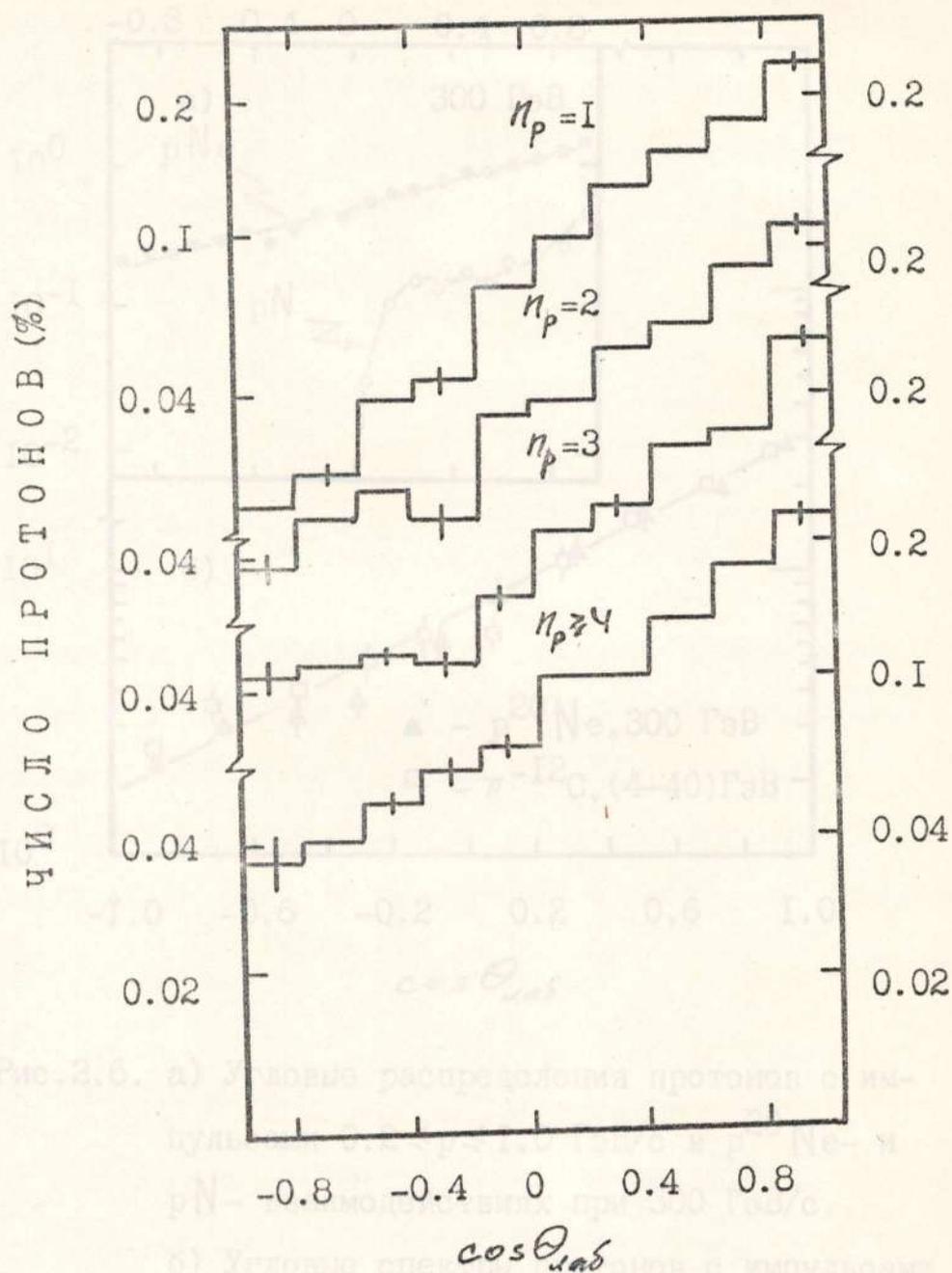


Рис.2.5. Угловые спектры протонов с импульсами $0.2 \leq p \leq 1.0$ ГэВ/с в $p^{20}\text{Ne}$ - взаимодействиях при 300 ГэВ с разной множественностью протонов в конечном состоянии.

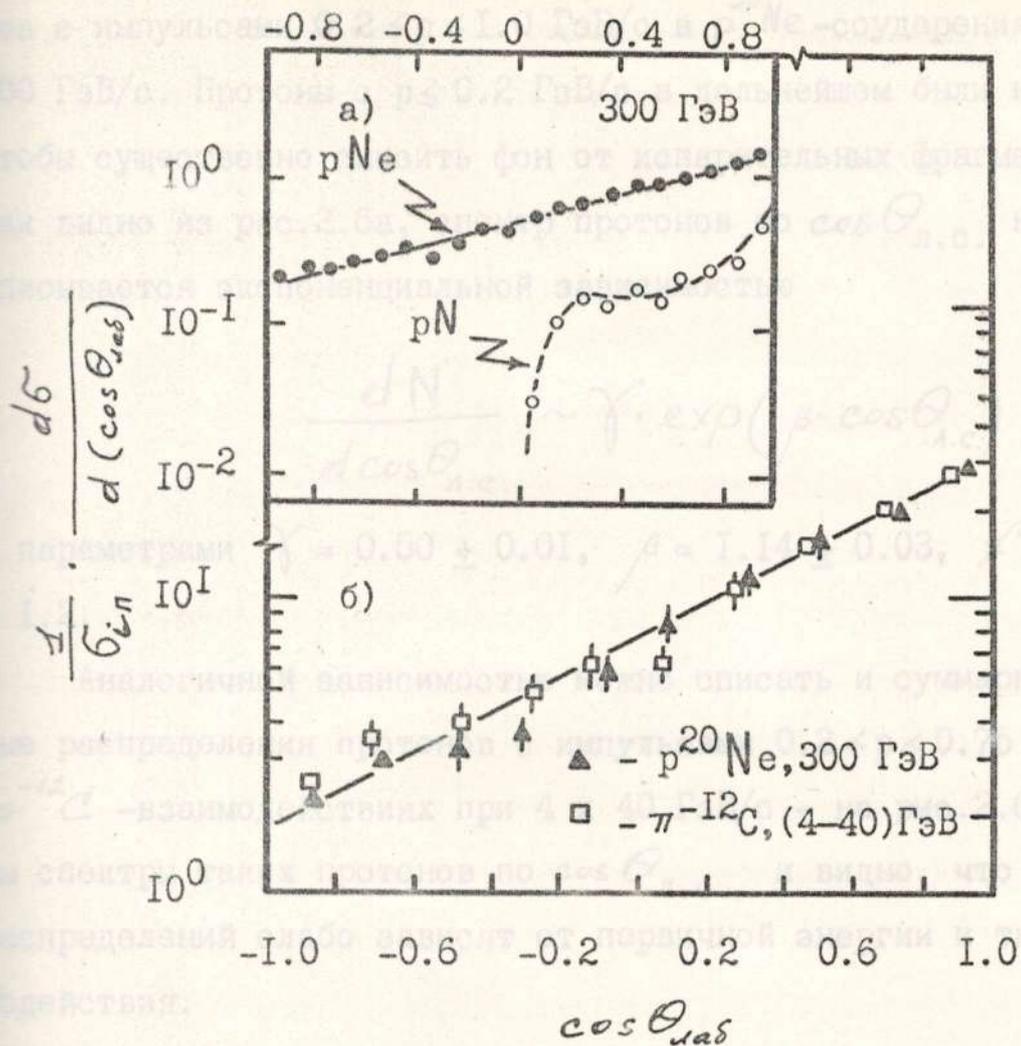


Рис.2.6. а) Угловые распределения протонов с импульсами $0.2 \leq p \leq 1.0 \text{ GeV/c}$ в $p^{20}Ne$ - и pN - взаимодействиях при 300 GeV/c .

б) Угловые спектры протонов с импульсами $0.20 \leq p \leq 0.75 \text{ GeV/c}$ в $\pi^{-12}C$ - и $p^{20}Ne$ - взаимодействиях в интервале импульсов $p_0 = (4 - 300) \text{ GeV/c}$. Сплошные кривые - аппроксимация данных экспоненциальной зависимостью (2.5). Штриховая кривая проведена для наглядности.

На рис.2.6а показан суммарный (инклюзивный) спектр протонов с импульсами $0.2 \leq p \leq 1.0$ ГэВ/с в $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 300 ГэВ/с. Протоны с $p \leq 0.2$ ГэВ/с в дальнейшем были исключены, чтобы существенно снизить фон от испарительных фрагментов ядра. Как видно из рис.2.6а, спектр протонов по $\cos \theta_{\text{л.с.}}$ неплохо описывается экспоненциальной зависимостью

$$\frac{dN}{d\cos\theta_{\text{л.с.}}} \sim \gamma \cdot \exp(\beta \cdot \cos\theta_{\text{л.с.}}) \quad (2.5)$$

с параметрами $\gamma = 0.50 \pm 0.01$, $\beta = 1.14 \pm 0.03$, $\chi^2/\text{ст.св.} = 1.2$.

Аналогичной зависимостью можно описать и суммарные угловые распределения протонов с импульсами $0.2 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с в $p^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при 4 и 40 ГэВ/с - на рис.2.6 б показаны спектры таких протонов по $\cos \theta_{\text{л.с.}}$ и видно, что формы этих распределений слабо зависят от первичной энергии и типа взаимодействия.

2.5. ПОИСК ЯДЕРНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН.

Как известно, во взаимодействиях частиц и ядер высоких энергий с ядрами могут проявляться коллективные свойства ядерной материи. Одним из возможных указаний на это может служить возникновение так называемых "ядерных ударных волн" (ЯУВ) [91-95]. Согласно этой гипотезе быстрая ($\beta \approx 0.3$) релятивистская частица в центральном соударении с ядром может вызвать в ядерной среде возмущение, приводящее к образованию ЯУВ. При формулировке этой идеи допускается применимость уравнений классической газо- или гидродинамики к ядерным системам. ЯУВ могут проявляться, например, в виде особенностей в угловых спектрах фрагментов ядра.

При этом ожидается, что образование фрагментов будет происходить преимущественно по направлению, перпендикулярному к фронту распространения ударной волны, т.е. конуса Маха; в частности, в области углов $\theta_{л.с.} \simeq 50^\circ - 70^\circ$ в лабораторной системе ожидается появление максимума, ширина и высота которого определяется импульсами фрагментов ядра.

Экспериментальные поиски ЯУВ проводились в ряде работ по изучению адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий [92, 94, 95]. Однако ситуация с наблюдением ЯУВ чрезвычайно запутана, так как в ряде экспериментов сообщалось о существовании максимума в угловых спектрах фрагментов, тогда как в других никаких особенностей не было обнаружено. В работе [93] отмечалось, что поиски ЯУВ, очевидно, лучше проводить в событиях, сопровождающихся полным развалом ядра, который в свою очередь, может произойти из-за коллективного возбуждения ядерной материи в результате возникновения ударной волны.

Такие события в первую очередь должны характеризоваться относительно большой множественностью нуклонов и, очевидно, мезонов в конечном состоянии.

В настоящей работе был проведен поиск ЯУВ в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ. В соответствии с методом, предложенным в [94, 95], были отобраны $p^{20}\text{Ne}$ -соударения, в которых средние множественности протонов с импульсами $0.13 \leq p \leq 1.0$ ГэВ/с и π^\pm -мезонов удовлетворяли следующим критериям:

$$N_p \geq 5, \quad N_+ \geq 7 \quad \text{и} \quad N_- \geq 5 \quad (2.6)$$

Приведенные значения множественностей превышают соответствующие средние величины [74, 75]:

$$\langle N_p \rangle = 1.84 \pm 0.03, \quad \langle N_+ \rangle = 6.77 \pm 0.06, \quad \langle N_- \rangle = 5.06 \pm 0.05.$$

Согласно [74,75] средняя множественность быстрых ($p \geq 1.2$ ГэВ/с) неидентифицированных протонов, выбитых из ядра неона, составляет $\langle n_p^F \rangle_{Ne} = 0.6 \pm 0.1$.

В дополнение, при отборе событий, удовлетворяющих критериям полного развала ядра неона, требовалось [94, 95], чтобы суммарный нетто-заряд вторичных частиц,

$$\sum Q = n_p + n_+ - (n_- + 1), \quad (2.7)$$

превышал шесть единиц, т.е. $\sum Q > 6$.

Общее число событий, удовлетворяющих перечисленным выше критериям, составило 230, что соответствует $(3.97 \pm 0.26)\%$ от полного неупругого сечения $p^{20}Ne$ -взаимодействий или δ (полн. развал) = (14.1 ± 0.9) мбн. В этих событиях содержалось 1508 протонов с импульсами $0.13 \leq p \leq 1.0$ ГэВ/с.

Угловое распределение протонов в событиях, прошедших критерии (2.6) и (2.7), показано на рис.2.7а и видно, что экспериментальный спектр не содержит статистически обеспеченных особенностей, наблюдавшихся, например, при $\theta_{л.с.} \simeq 60^\circ$ в работе [94].

Кривая на рис.2.7а соответствует расчетам^{ж)} по аддитивной кварковой модели [99,110], в которой учтены процессы образования резонансов, релятивистский рост длины формирования адронов из кварков, каскадные процессы для адронов, сформировав-

ж) Расчеты по модели проводились (методом Монте-Карло) Иногазовым Ш.В., Левченко Б.Б. и Ханелесом А.В., которым автор выражает глубокую признательность. Общее число смоделированных $p^{20}Ne$ -взаимодействий при 300 ГэВ составило $\simeq 42000$ звезд.

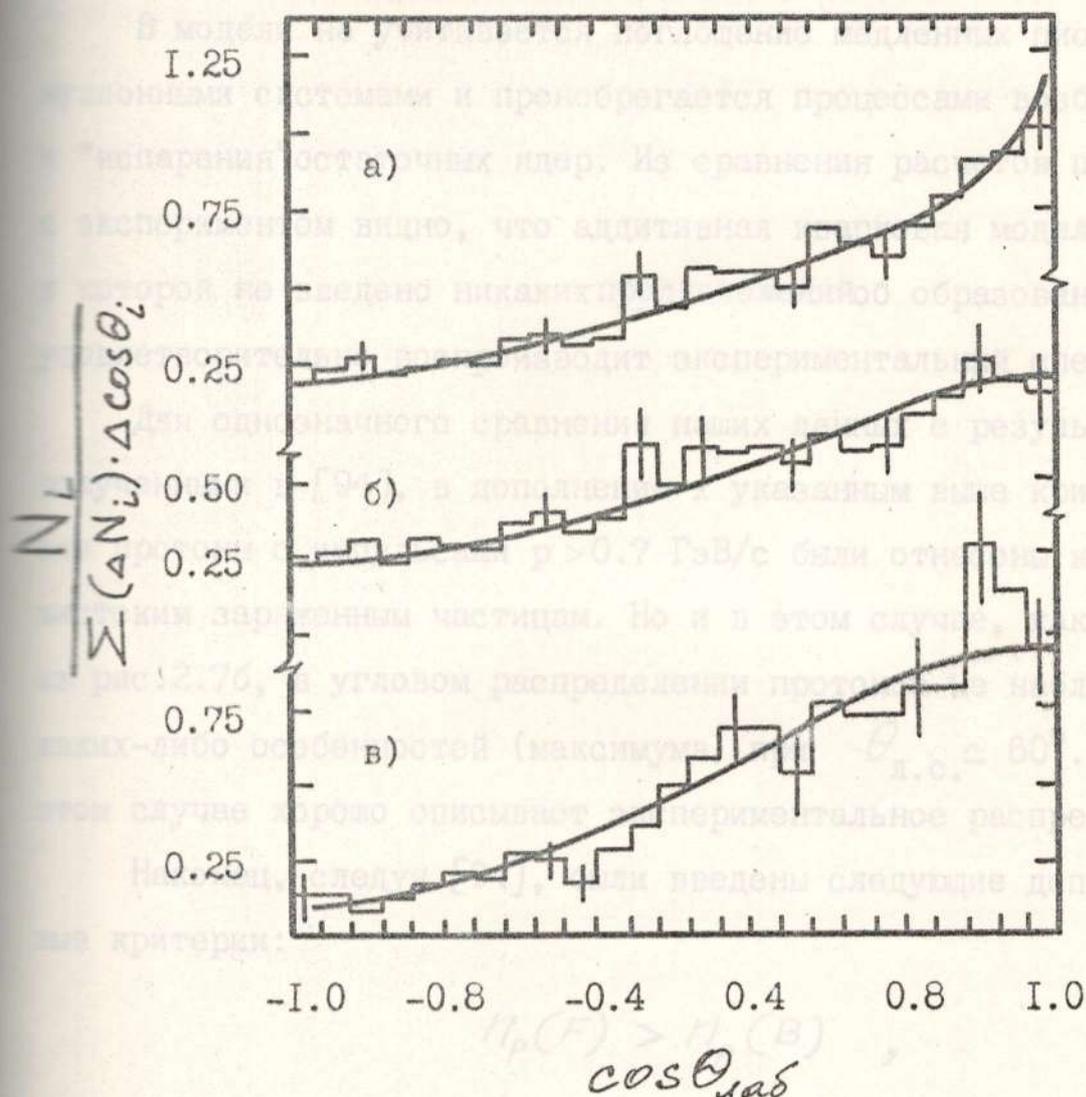


Рис.2.7. Угловые распределения протонов для событий "с полным развалом ядра" в ^{20}Ne - соударениях при 300 ГэВ. Кривые- расчёты по аддитивной кварковой модели [110] .

- а) события, удовлетворяющие критериям (2.6), (2.7)
- б) критерии (2.6), (2.7) и предположение, что протоны с $p > 0.7$ ГэВ/с являются релятивистскими частицами (категория \mathcal{S} -частиц).
- в) критерии (2.6) – (2.10).

шихся внутри ядра, а также малонуклонные корреляции [III] внутри-ядерных нуклонов.

В модели не учитывается поглощение медленных пионов двух-нуклонными системами и пренебрегается процессами возбуждения и "испарения" остаточных ядер. Из сравнения расчетов по модели с экспериментом видно, что аддитивная кварковая модель (АКМ), в которой не введено никаких предположений об образовании ЯУВ, удовлетворительно воспроизводит экспериментальный спектр.

Для однозначного сравнения наших данных с результатами, полученными в [94], в дополнение к указанным выше критериям, все протоны с импульсами $p > 0.7$ ГэВ/с были отнесены к релятивистским заряженным частицам. Но и в этом случае, как видно из рис. 2.7б, в угловом распределении протонов не наблюдается никаких-либо особенностей (максимума) при $\theta_{л.с.} \simeq 60^\circ$. АКМ и в этом случае хорошо описывает экспериментальное распределение.

Наконец, следуя [94], были введены следующие дополнительные критерии:

$$N_p(F) > N_p(B) \quad , \quad (2.8)$$

$$N_+ - N_- \geq 2 \quad , \quad (2.9)$$

$$0.23 \leq p \leq 0.67 \text{ ГэВ/с}, \quad (2.10)$$

где $N_p(F)$ и $N_p(B)$ - соответственно числа протонов, испущенных в переднюю и заднюю полусферу в лабораторной системе.

Однако, как следует из рис. 2.7в, даже при использовании этих дополнительных ограничений в угловом спектре протонов не наблюдается статистически обеспеченных максимумов, происхождение которых можно было бы связать с образованием ЯУВ. Расчеты по АКМ и в этом случае согласуются с экспериментом.

Таким образом, на основании проведенного анализа можно

прийти к выводу, что в угловых распределениях протонов, образованных в центральных $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с, сопровождающихся полным развалом ядра неона, не наблюдается статистически обеспеченных пиков, которые могут быть вызваны процессами образования ядерных ударных волн.

Результаты настоящей главы диссертации опубликованы в работах [56, 57, 59, 96].

В настоящей главе приводятся результаты поиска двухпротонных резонансов. Для этого исследованы спектры эффективных масс пар протонов в $p^{20}\text{Ne}$, $n^{20}\text{Ne}$ и $n^{12}\text{C}$ -взаимодействиях в интервале первичных импульсов $p_0 = (4 - 300)$ ГэВ/с.

С целью однозначного сравнения данных при разных первичных импульсах импульсы вторичных протонов во всех типах исследуемых систем были ограничены интервалом $0.22 < p_p < 0.75$ ГэВ/с. Введение указанной нижней границы на импульсы протонов позволяет в значительной степени избавиться от жетонных нуклонов.

Общее число проинтегрированных событий со множественностью идентифицированных протонов $N_p \geq 2$ составило 4614, а число комбинаций эффективных пар протонов в них достигало 10000.

3.2. СПЕКТР ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС ПАР ПРОТОНОВ.

На рис. 3.1 показаны распределения по эффективным массам $M(2p)$ пар протонов с импульсами $0.22 < p_p < 0.75$ ГэВ/с в $n^{12}\text{C}$ - $n^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 4, 40 и 300 ГэВ/с, соответственно. Эти спектры построены с шагом $\Delta M(2p) = 5$ МэВ/с².

Как видно из представленных данных, относительно к тире эффективной частицы ($n^{12}\text{C}$ или $n^{20}\text{Ne}$) и энергии (4, 40 или 300 ГэВ) в распределениях по $M(2p)$ не наблюдается особенностей (пиков) при массах $M(2p) \approx 2 m_p$ (m_p - масса

Г Л А В А Ш

ПОИСК РЕЗОНАНСОВ В СИСТЕМЕ ДВУХ ПРОТОНОВ

3.1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей главе приводятся результаты поиска двухпротонных резонансов. Для этого исследованы спектры эффективных масс пар протонов в $p^{20}\text{Ne}$ -, $\pi^{\pm 20}\text{Ne}$ - и $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях в интервале первичных импульсов $p_0 = (4 - 300)$ ГэВ/с.

С целью однозначного сравнения данных при разных первичных энергиях импульсы вторичных протонов во всех типах исследуемых событий были ограничены интервалом $0.22 \leq p_p \leq 0.75$ ГэВ/с. Введение указанной нижней границы на импульсы протонов позволяет в значительной степени избавиться от испарительных нуклонов.

Общее число проанализированных событий со множественностью идентифицированных протонов $n_p \geq 2$ составило 4614, а число комбинаций эффективных пар протонов в них превысило 10000.

3.2. СПЕКТР ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС ПАР ПРОТОНОВ.

На рис.3.1 показаны распределения по эффективным массам $M(2p)$ пар протонов с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с в $\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 4, 40 и 300 ГэВ/с, соответственно. Гистограммы построены с шагом $\Delta M(2p) = 5$ МэВ/с².

Как видно из представленных данных, безотносительно к типу влетающей частицы (π^{\pm} или p), мишени (^{12}C или ^{20}Ne) и первичной энергии (4, 40 или 300 ГэВ) в распределениях по $M(2p)$ имеются узкие особенности (пики) при массах $M(2p) \simeq 2m_p$ (m_p - масса

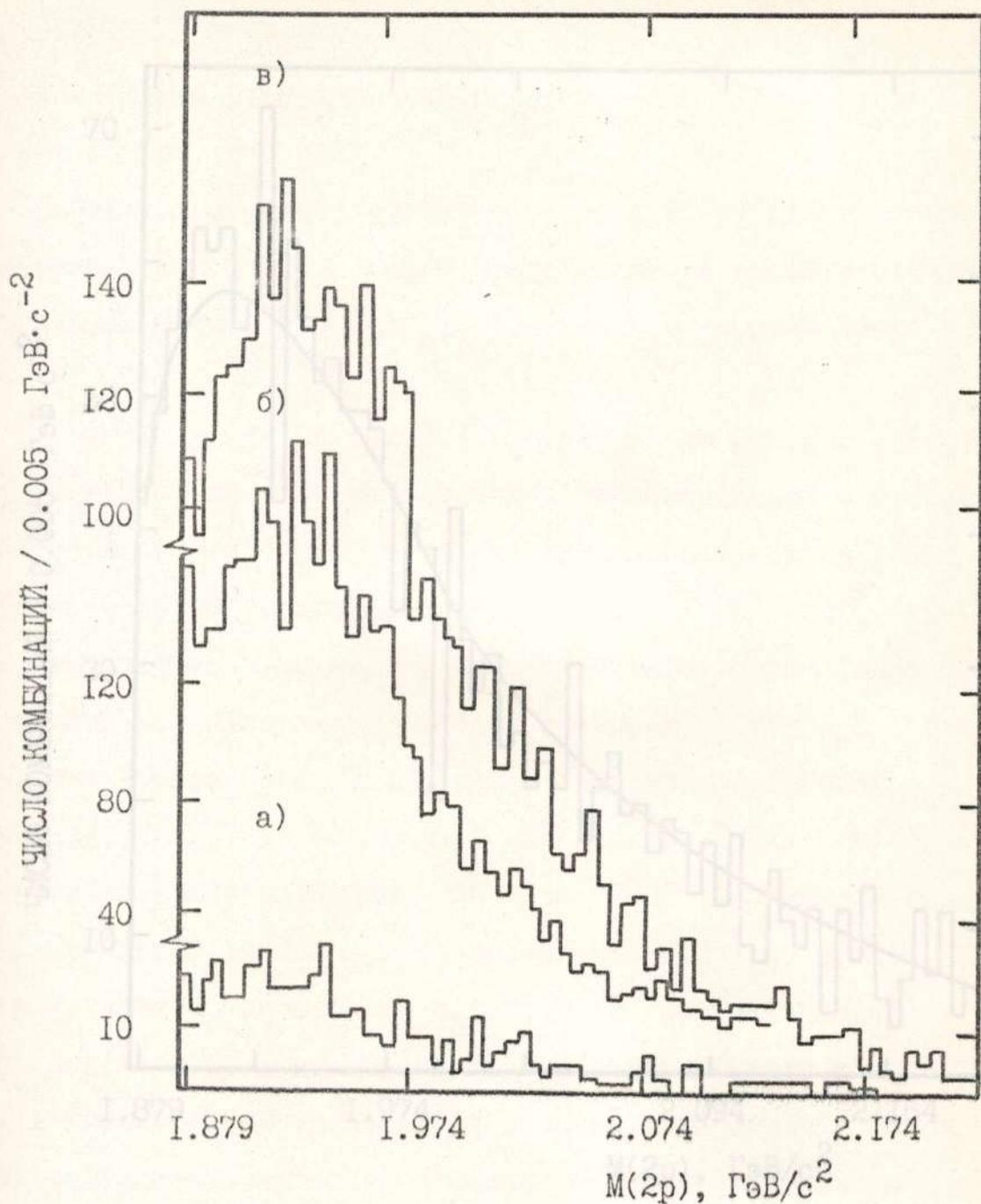


Рис.3.1. Спектры эффективных масс пар протонов, $M(2p)$, с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с в $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 4 ГэВ/с (а); $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 40 ГэВ/с (б) и $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с (в)

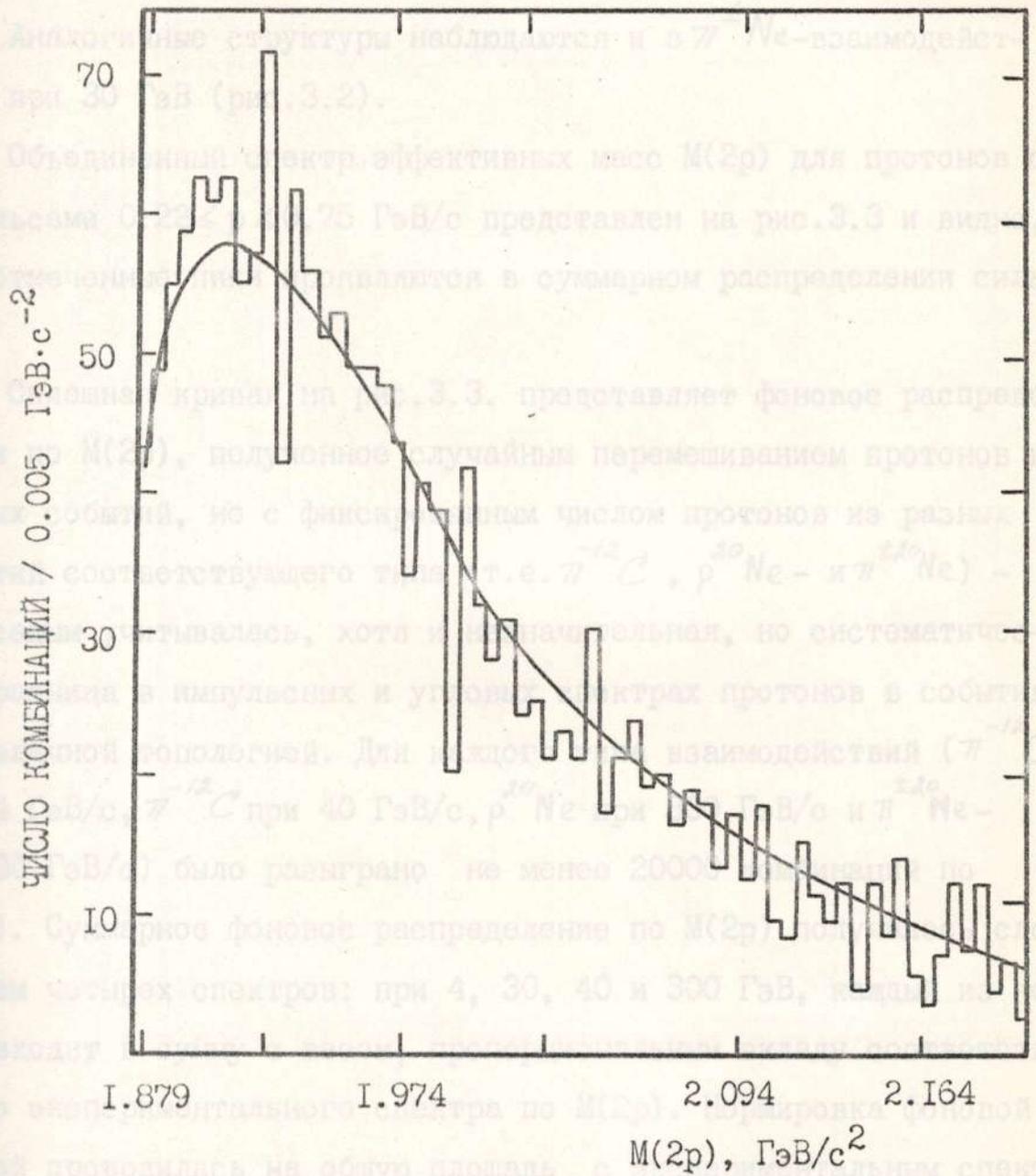


Рис.3.2. Распределение эффективной массы пар протонов, $M(2p)$, с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с в $\pi^{\pm}Ne$ -взаимодействиях при 30 ГэВ/с. Кривая - фоновый спектр.

покоя протона) ≈ 1909 МэВ; ≈ 1924 МэВ; ≈ 1939 МэВ; ≈ 1956 МэВ;
 ≈ 2024 МэВ

Аналогичные структуры наблюдаются и в $\pi^{\pm} Ne$ -взаимодейст-
виях при 30 ГэВ (рис.3.2).

Объединенный спектр эффективных масс $M(2p)$ для протонов с
импульсами $0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с представлен на рис.3.3 и видно,
что отмеченные пики проявляются в суммарном распределении силь-
нее.

Сплошная кривая на рис.3.3. представляет фоновое распреде-
ление по $M(2p)$, полученное случайным перемешиванием протонов из
разных событий, но с фиксированным числом протонов из разных
событий соответствующего типа (т.е. $\pi^{-12} C$, $p^{20} Ne$ - и $\pi^{\pm 20} Ne$) -
тем самым учитывалась, хотя и незначительная, но систематичес-
кая разница в импульсных и угловых спектрах протонов в событиях
с различной топологией. Для каждого типа взаимодействий ($\pi^{-12} C$
при 4 ГэВ/с, $\pi^{-12} C$ при 40 ГэВ/с, $p^{20} Ne$ при 300 ГэВ/с и $\pi^{\pm 20} Ne$ -
при 30 ГэВ/с) было разыграно не менее 20000 комбинаций по
 $M(2p)$. Суммарное фоновое распределение по $M(2p)$ получалось сло-
жением четырех спектров: при 4, 30, 40 и 300 ГэВ, каждый из кото-
рых входит в сумму с весом, пропорциональным вкладу соответст-
вующего экспериментального спектра по $M(2p)$. Нормировка фоновой
кривой проводилась на общую площадь с экспериментальным спек-
тром при $M(2p) \geq 1974$ МэВ/с².

Из сравнения суммарного спектра по $M(2p)$ с фоновым распре-
делением видно, что указанные выше особенности достаточно замет-
но (на ≈ 3.0 стандартных отклонения) превышают фон. Отмеченные
пики, за исключением пика при $M(2p) \approx 2m_p$, могут служить указа-
нием на возможное существование узких дипротонных резонансов.

Пик при $M(2p) \approx 2m_p$, как известно (см., например, [I13-I21]),
обусловлен взаимодействием протонов в конечном состоянии - под-

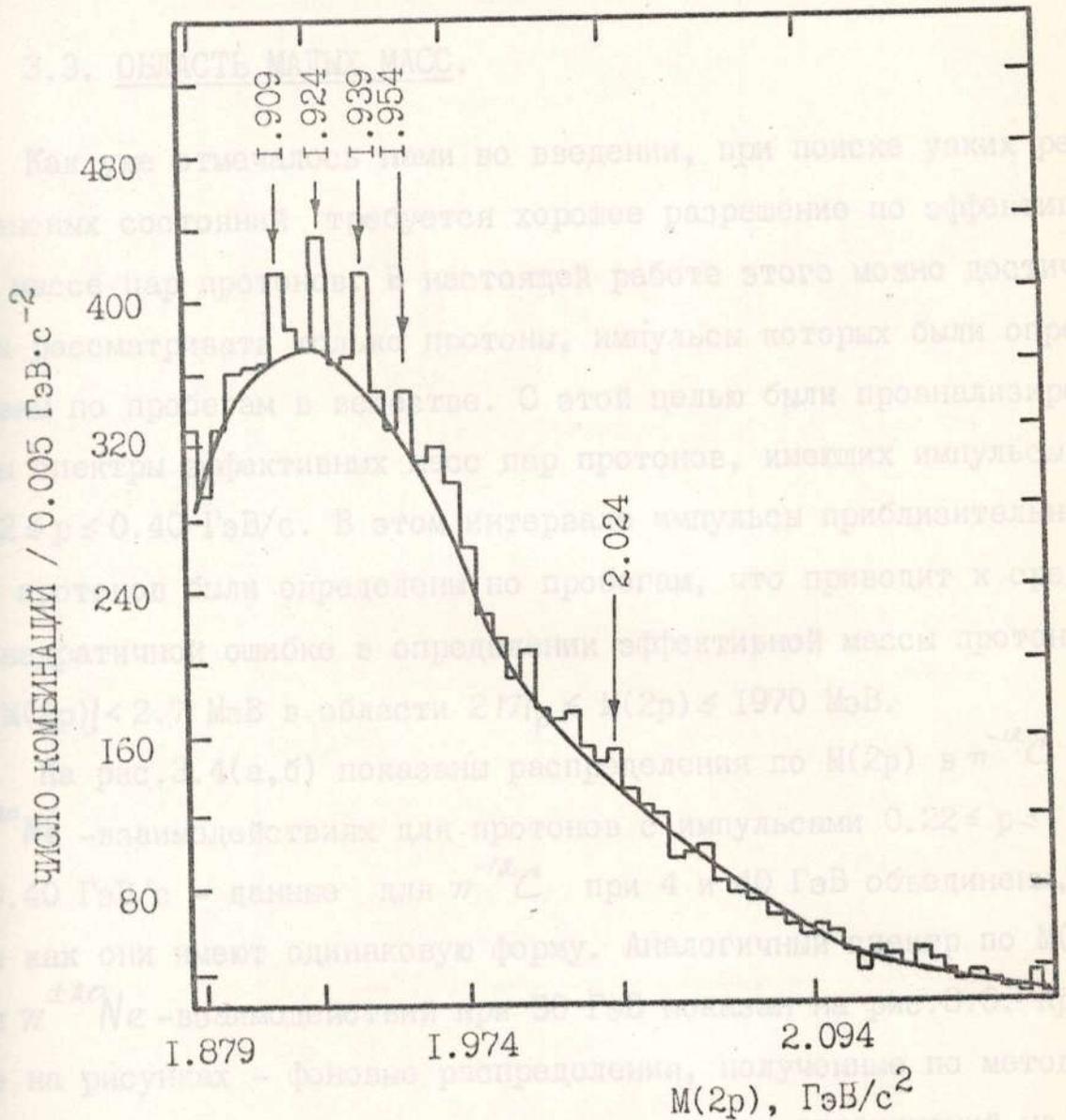


Рис.3.3. Объединенный спектр эффективных масс пар протонов с импульсами $0,22 \leq p \leq 0,75$ ГэВ/с в $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 4 и 40 ГэВ/с, в $\pi^{+20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 30 ГэВ/с и в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с. Кривая - фоновое распределение.

Как в $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействии, так и в $\pi^{+20}\text{Ne}$ -взаимодействии наблюдаются пики при значениях масс $M(2p) \approx 2,17$; $\approx 1,924$; $\approx 1,939$ МэВ и, возможно, при $M(2p) = 1,955$ МэВ.

Тот факт, что указанные пики обнаружены в четырех независи-
мых экспериментах, выполненных при разных энергиях (4, 30,

робнее этот вопрос будет обсужден в пятой главе настоящей диссертации.

3.3. ОБЛАСТЬ МАЛЫХ МАСС.

Как уже отмечалось нами во введении, при поиске узких резонансных состояний требуется хорошее разрешение по эффективной массе пар протонов. В настоящей работе этого можно достичь, если рассматривать только протоны, импульсы которых были определены по пробегам в веществе. С этой целью были проанализированы спектры эффективных масс пар протонов, имеющих импульсы $0.22 \leq p \leq 0.40$ ГэВ/с. В этом интервале импульсы приблизительно 92% протонов были определены по пробегам, что приводит к среднеквадратичной ошибке в определении эффективной массы протонов $\sigma[M(2p)] < 2.7$ МэВ в области $2m_p \leq M(2p) \leq 1970$ МэВ.

На рис.3.4(а,б) показаны распределения по $M(2p)$ в $\pi^{-12}C$ - $p^{20}Ne$ -взаимодействиях для протонов с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.40$ ГэВ/с - данные для $\pi^{-12}C$ при 4 и 40 ГэВ объединены, так как они имеют одинаковую форму. Аналогичный спектр по $M(2p)$ для $\pi^{\pm 20}Ne$ -взаимодействий при 30 ГэВ показан на рис.3.5. Кривые на рисунках - фоновые распределения, полученные по методу, описанному в предыдущем разделе, но с учетом ограничений на импульсы. Фон нормировался на эксперимент вне области масс $1.90 \leq M(2p) \leq 1.95$ ГэВ.

Как видно из экспериментальных данных, независимо от типа влетающей частицы, ее энергии и сорта ядра-мишени в распределениях по эффективным массам пар протонов наблюдаются пики при значениях масс $M(2p) \simeq 2m_p$; $\simeq 1924$; $\simeq 1939$ МэВ и, возможно, при $M(2p) \simeq 1955$ МэВ.

Тот факт, что указанные пики обнаружены в четырех независимых экспериментах, выполненных при разных энергиях (4, 30,

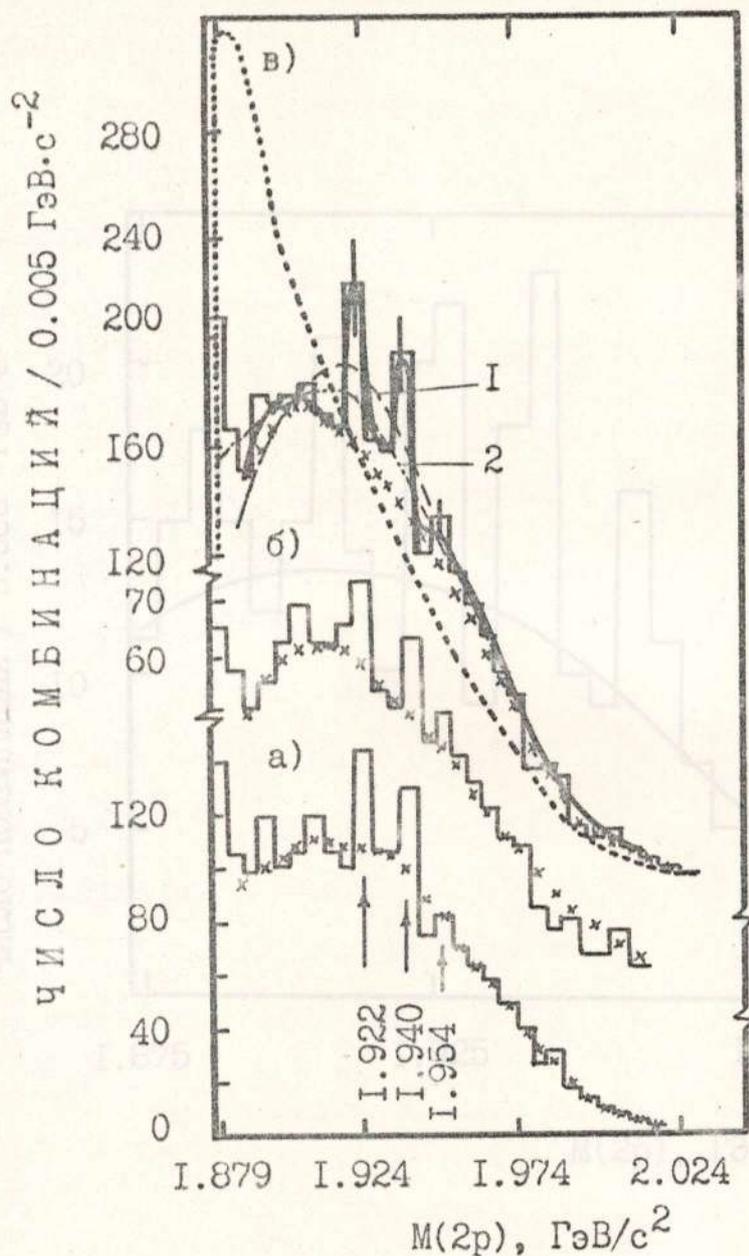


Рис. 3.4. Распределения по эффективной массе пар протонов с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.40$ ГэВ/с в $\pi^{-12}\text{C}$ - взаимодействиях при 4 и 40 ГэВ/с (а) и в $p^{20}\text{Ne}$ - соударениях при 300 ГэВ/с (б). Суммарный спектр представлен на рис. (в). Крестиками показаны фоновые распределения; сплошная кривая - аппроксимация объединённых данных функцией (3.1). Штриховая и штрих-пунктирная кривые - наилучший фит (3.4). Пунктирная кривая - расчеты по модели внутриядерного каскада [87].

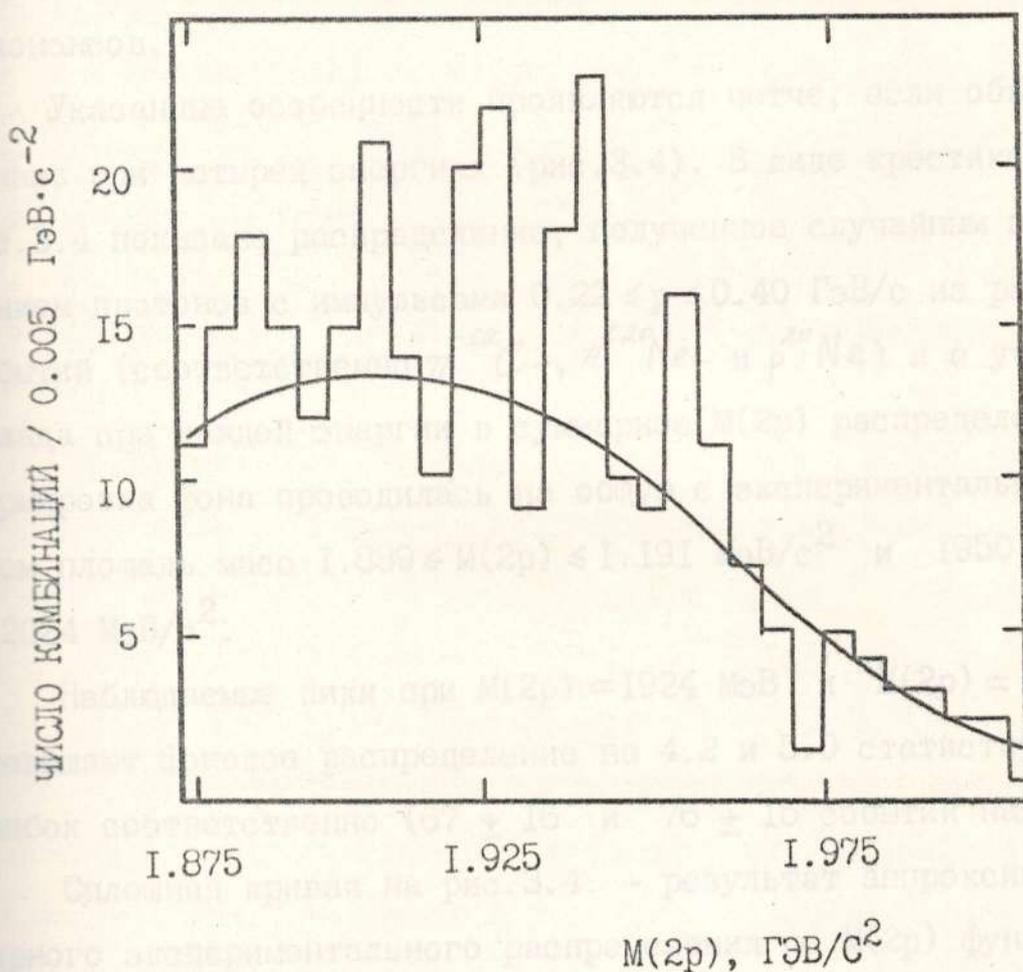


Рис.3.5. Распределение по эффективной массе пар протонов ($M(2p)$), с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.40$ ГэВ/с в $\pi^{+20}\text{Ne}$ - взаимодействиях при 30 ГэВ/с.

Сплошная кривая - фоновое распределение.

$$BW[M(2p)] = \frac{M_0 \Gamma}{(M_0 - M(2p))^2 + M_0^2 \Gamma^2} \quad (3.2)$$

40 и 300 ГэВ) и 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.

Указанные особенности проявляются четче, если объединить данные при четырех энергиях (рис.3.4). В виде крестиков на рис.3.4 показано распределение, полученное случайным перемешиванием протонов с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.40$ ГэВ/с из разных событий (соответственно $\pi^{-12} C^-$, $\pi^{\pm 20} Ne^-$ и $p^{20} Ne$) и с учетом вклада при каждой энергии в суммарное $M(2p)$ распределение. Нормировка фона проводилась на общую с экспериментальным спектром площадь масс $1.889 \leq M(2p) \leq 1.191$ МэВ/с² и $1950 \leq M(2p) \leq 2024$ МэВ/с².

Наблюдаемые пики при $M(2p) \simeq 1924$ МэВ и $M(2p) \simeq 1939$ МэВ превышают фоновое распределение на 4.2 и 5.0 статистических ошибок соответственно (67 ± 16 и 76 ± 15 событий над фоном).

Сплошная кривая на рис.3.4. - результат аппроксимации суммарного экспериментального распределения по $M(2p)$ функцией вида

$$\frac{dN}{dM(2p)} = a \varphi[M(2p)] + \sum_{i=1}^2 b_i BW_i[M(2p)] \quad , \quad (3.1)$$

где $\varphi[M(2p)]$ - экспериментально определенное фоновое распределение и $BW_i[M(2p)]$, $i = 1, 2$ - функции Брейта-Вигнера, взятые в виде

$$BW[M(2p)] = \frac{M_R \Gamma_R}{[(M_R^2 - M^2(2p))^2 + M_R^2 \Gamma_R^2]} \quad , \quad (3.2)$$

где M_R, Γ_R - соответственно, масса и ширина предполагаемого резонанса.

При аппроксимации экспериментального спектра выражением (3.1) учитывалась "размазка" функции (3.2) вследствие погрешностей в определении $M(2p)$. Поэтому при фитировании данных на всем деле вместо (3.2) использовалась функция

$$BW^* [M(2p)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int BW[M(2p)] \cdot \frac{1}{\sigma(M)} \cdot \exp\left[-\frac{(M_R - M)^2}{2\sigma^2(M)}\right] dM, \quad (3.3)$$

где $\sigma(M)$ при данном $M \equiv M(2p)$ бралось из эксперимента (см. главу I).

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

$$M_{R_1} = 1922 \pm 1.3 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{R_1} = 11 \pm 3.6 \text{ МэВ},$$

$$M_{R_2} = 1940 \pm 0.4 \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{R_2} = 10 \pm 4.5 \text{ МэВ}.$$

Необходимо отметить, что вероятность описания экспериментального спектра на рис.3.4 с помощью гладкой кривой очень мала. Это видно из рис.3.4, где показаны результаты аппроксимации методом наименьших квадратов суммарного распределения по $M(2p)$ функцией

$$\frac{dN}{dM(2p)} = K Z^\alpha \cdot \exp[-(\beta Z + \gamma Z^2)], \quad (3.4)$$

где $Z = M(2p) - 2m_p$; K - нормировочный множитель; α, β, γ - подгоночные параметры. Кривая 1 получена при фиксированном K , определенном условиями нормировки на экспериментальное число комбинаций, тогда как кривая 2 - при свободном K .

Из результатов аппроксимации получено $\chi^2/\text{ст.св.} = 2.6$ для первой кривой и $\chi^2/\text{ст.св.} = 1.7$ - для кривой 2, т.е. веро-

ность описания экспериментального распределения гладкой функцией мала.

Для сравнения на рис.3.4 представлены также расчеты, выполненные в рамках модели внутрядерного каскада [87] в варианте [122] - видно, что модель также не в состоянии описать экспериментальный спектр по $M(2p)$. Расчеты по модели проводились нами методом Монте-Карло для $\pi^{-12}C$ -взаимодействий при 4 ГэВ/с и $p^{20}Ne$ -соударений при 300 ГэВ/с. При каждой энергии было смоделировано не менее 40000 звезд. Суммарный спектр на рис.3.4 получен с учетом ограничений на импульсы протонов ($0.22 \leq p \leq 0.40$ ГэВ/с) и с весами, пропорциональными вкладам в экспериментальное распределение данных для соответствующих типов взаимодействий - так как импульсные и угловые спектры протонов в $\pi^{-12}C$ -соударениях при 4 и 40 ГэВ/с совпадают, то считалось, что спектры масс $M(2p)$ аналогичны.

Нужно отметить, что в этой модели не учитываются эффекты, обусловленные как взаимодействием протонов в конечном состоянии, так и симметризацией волновых функций тождественных нуклонов.

Обращает на себя внимание (рис.3.4) также и пик при массе $M(2p) \simeq 1955$ МэВ. Если предположить, что он обусловлен резонансом, то из аппроксимации эксперимента функцией в виде суммы бозонного спектра и трех распределений Брейта-Вигнера для массы и ширины этого резонанса получаются следующие значения:

$$M_{R_3} = 1954 \pm 5 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \Gamma_{R_3} = 21 \pm 20 \text{ МэВ.}$$

Следует также подчеркнуть наличие особенности в области масс $M(2p) \simeq 1904$ МэВ во всех данных (рис.3.1 - 3.4), которая, однако, несколько смещена от эксперимента к эксперименту, что приводит к "схлопыванию" этой структуры при объединении данных с разных экспериментов. Данное обстоятельство, вообще говоря, может быть связано с систематическими погрешностями

в измерениях импульсов протонов с малыми импульсами.

3.4. СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ДИБАРИОНОВ.

Если считать, что отмеченные особенности при $M(2p) \approx 1922$ МэВ и $M(2p) \approx 1940$ МэВ обусловлены образованием двухпротоновых резонансов, то верхние границы инклюзивных ($\bar{\sigma} = \bar{\sigma}_{in} \langle n \rangle$) сечений рождения таких резонансов оказываются равными:

$$\bar{\sigma}_{pNe} (1922 \text{ МэВ}) = 1.2 \pm 0.4 \text{ мбн}, \quad \bar{\sigma}_{pNe} (1940 \text{ МэВ}) = 1.3 \pm 0.3 \text{ мбн}$$

в $p^{20}Ne$ -взаимодействиях и

$$\bar{\sigma}_{\pi C} (1922 \text{ МэВ}) = 1.1 \pm 0.2 \text{ мбн}, \quad \bar{\sigma}_{\pi C} (1940 \text{ МэВ}) = 0.9 \pm 0.2 \text{ мбн}$$

в $\pi^{-12}C$ -соударениях.

Соответствующие полные неупругие сечения $p^{20}Ne$ - и $\pi^{-12}C$ -взаимодействий равны

$$\bar{\sigma}_{in} (pNe) = (356 \pm 13) \text{ мбн} \quad \text{и} \quad \bar{\sigma}_{in} (\pi C) = (179 \pm 2) \text{ мбн},$$

т.е. средние множественности дибарионов ≈ 0.01 .

3.5. ОБЛАСТЬ БОЛЬШИХ МАСС.

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 полусферу в л.с. При этом вводилось требование, чтобы угол между двумя протонами с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с составлял не менее $\theta_{12} = 110^\circ$. Спектр эффективных масс для таких пар протонов в $\pi^{-12}C$ - и $p^{20}Ne$ -взаимодействиях показан на рис.3.6.

Кривая - фоновое распределение, полученное случайным перемешиванием протонов из разных событий, удовлетворяющих введенным экспериментальным критериям. Видно, что в дополнение к обсуждав-

Ч И С Л О К О М Б И Н А Ц И Й / 0.005 ГэВ·с⁻²

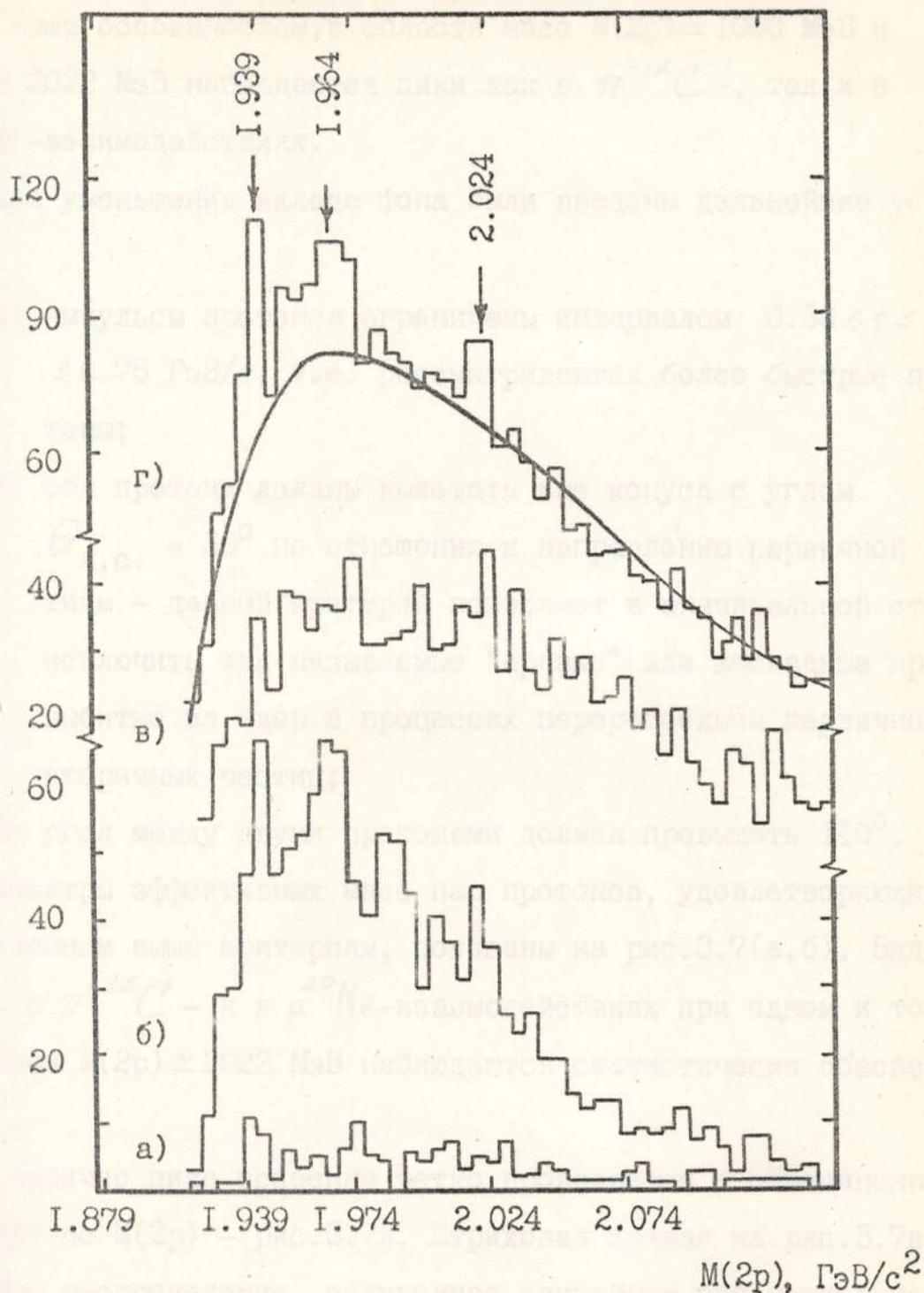


Рис.3.6. Спектры эффективных масс $M(2p)$ для протонов с углом вылета $\theta_{12} \geq 110^\circ$ и с импульсами $0.22 \leq p \leq 0.75$ $\text{ГэВ}/\text{с}$; в $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 4 и 40 $\text{ГэВ}/\text{с}$ (а,б) и в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 $\text{ГэВ}/\text{с}$ (в). Суммарный спектр показан на рис.7; кривая-фоновый спектр.

вместе с выше описанными особенностями, в области масс $M(2p) \approx 1960$ МэВ и $M(2p) \approx 2022$ МэВ наблюдаются пики как в $\pi^{-12}C$ -, так и в $p^{20}Ne$ -взаимодействиях.

Для уменьшения вклада фона были введены дальнейшие 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 ядер в процессах перерассеяния первичной или вторичных частиц;
- 3) угол между двумя протонами должен превышать 110° .

Спектры эффективных масс пар протонов, удовлетворяющих перечисленным выше критериям, показаны на рис.3.7(а,б). Видно, что и в $\pi^{-12}C$ - и в $p^{20}Ne$ -взаимодействиях при одном и том же значении $M(2p) \approx 2022$ МэВ наблюдаются статистически обеспеченные пики.

Наличие пика особенно четко проявляется в объединенном спектре по $M(2p)$ - рис.3.7в. Штриховая кривая на рис.3.7в - фоновое распределение, полученное случайным перемешиванием протонов из разных событий с учетом условий 1) - 3). Превышение пика над фоном составляет 3-4 статистических ошибок.

Сплошная кривая представляет аппроксимацию объединенного спектра суммой фонового распределения и функции Брейта-Вигнера, взятой с учетом экспериментальных погрешностей в определении $M(2p)$. В результате фитирования методом наименьших квадратов для массы и ширины предполагаемого резонанса получены следующие

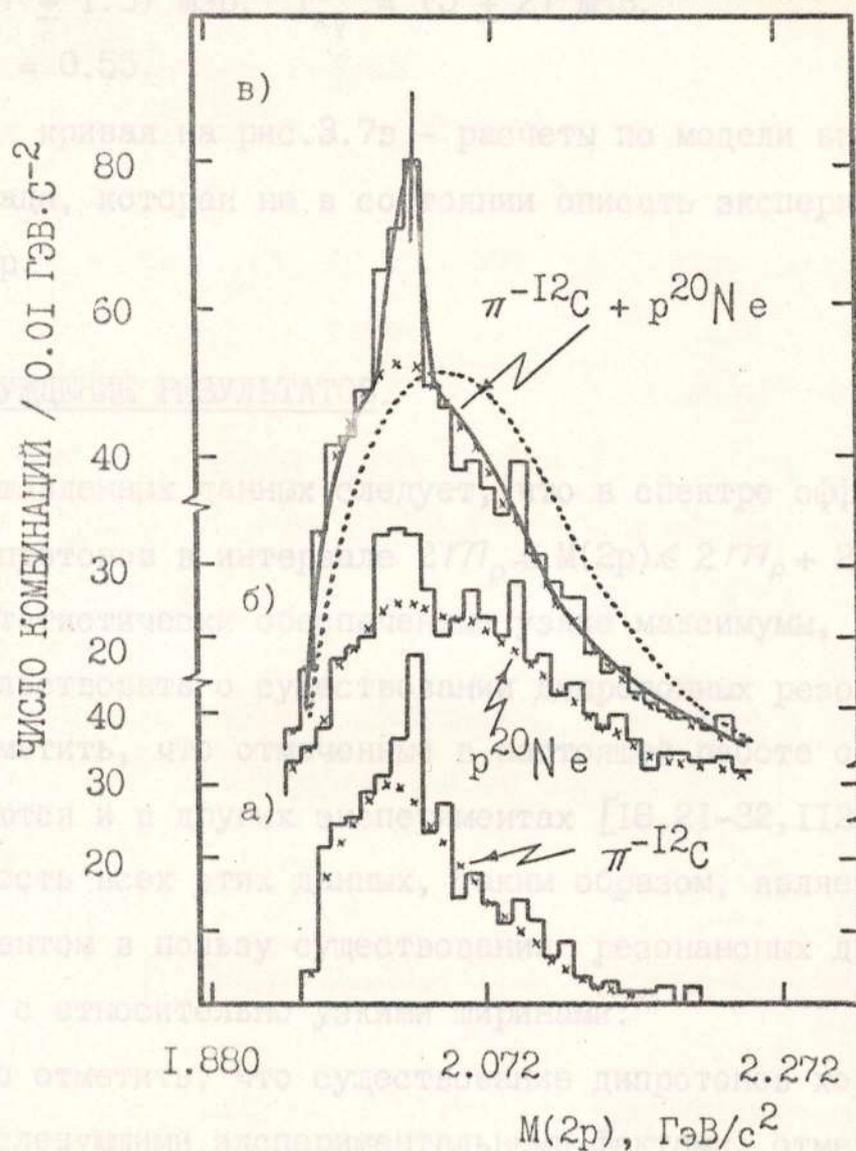


Рис.3.7. Спектры эффективных масс, $M(2p)$, для протонов с импульсами $0.30 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с и углом разлета $\theta_{12} > 110^\circ$, вылетающих под углами $\theta_{i,2} \geq 30^\circ$ по отношению к первичной частице в π^{-I^2C} -взаимодействиях при 4, 40 ГэВ/с (а) и в $p^{20}Ne$ -соударениях при 300 ГэВ/с (б). Объединенный спектр показан на рис.(в). Крестики - фоновые распределения; сплошная кривая - аппроксимация объединенного спектра суммой фонового распределения и функции Брейта-Вигнера. Пунктирная кривая - расчет по модели внутриядерного каскада [87].

ые значения: $\theta_{д.с.} > 130^\circ$;

$$M_{R_Y} = (2017 \pm 1.3) \text{ МэВ}, \quad \Gamma_{R_Y} = (5 \pm 2) \text{ МэВ},$$

$$\chi^2/\text{ст.св.} = 0.55.$$

Пунктирная кривая на рис.3.7в - расчеты по модели внутриядерного каскада, которая не в состоянии описать экспериментальный спектр.

3.6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ.

Из представленных данных следует, что в спектре эффективных масс пар протонов в интервале $2m_p \leq M(2p) \leq 2m_p + 200 \text{ МэВ}$ наблюдаются статистически обеспеченные узкие максимумы, которые могут свидетельствовать о существовании дипротонных резонансов. Необходимо отметить, что отмеченные в настоящей работе особенности наблюдаются и в других экспериментах [18, 21-32, 112, 123-127].

Совокупность всех этих данных, таким образом, является сильным аргументом в пользу существования резонансных двухпротонных систем с относительно узкими ширинами.

Интересно отметить, что существование дипронов хорошо согласуется со следующими экспериментальными фактами, отмеченными нами в главе II настоящей диссертации:

- 1) в импульсных спектрах протонов в области импульсов $0.2 \leq p \leq 0.5 \text{ ГэВ/с}$ наблюдаются отклонения от монотонного убывания дифференциального сечения с увеличением p (рис.2.2); при этом доля протонов, составляющих "избыток" от ожидаемого числа в импульсном спектре (при аппроксимации двухэкспоненциальной функцией), составляет по оценкам около 9%;
- 2) в угловых распределениях протонов для событий только с двумя и тремя протонами в конечном состоянии (рис.2.5) имеет место отклонение ("выполаживание") от экспоненци-

ального падения в области углов $\theta_{л.с.} \gtrsim 130^\circ$;

- 3) для отношения дифференциальных множественностей протонов, испущенных в заднюю полусферу ($90^\circ \leq \theta_{л.с.} \leq 180^\circ$), и в интервале углов $0^\circ \leq \theta_{л.с.} \leq 180^\circ$ наблюдается плато в области импульсов $0.2 \leq p \leq 0.5$ ГэВ/с безотносительно к первичной энергии (4, 40 или 300 ГэВ), типу первичной частицы (π^- или p) и ядра-мишени (^{12}C или ^{20}Ne).

Все эти экспериментальные данные хорошо объясняются качественно, если предположить, что часть протонов с импульсами $0.2 \leq p \leq 0.5$ ГэВ/с в адрон-ядерных взаимодействиях образуется от распадов дипротонных резонансных систем с массами $1910 \leq M(2p) \leq 2100$ МэВ, имеющих относительно малые скорости ($\beta \approx 0$) в л.с.; импульсы протонов от распадов дипротонных резонансов в этом случае равны по величине, противоположны по направлению и зависят от массы дипротона $M(2p)$:

$$p_p = \frac{\sqrt{M^2(2p) - 4m_p^2}}{2} \quad (3.5)$$

Области масс $1920 \leq M(2p) \leq 2100$ МэВ как раз и соответствуют интервалу импульсов $0.2 \leq p \leq 0.5$ ГэВ/с. В этом случае ожидается, например, что в $p^{20}Ne$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с около 110 протонов будут образованы от распадов дипроTONов. Это в свою очередь составляет приблизительно 6%-ный вклад, что не противоречит (см. выше) с оценкой доли "избыточных" протонов в инклюзивном спектре.

В пользу того, что дипротоны в л.с. образуются, в среднем относительно медленными свидетельствует также тот факт, что импульсы протонов от распадов возможных узких pp -резонансов существенно меньше, чем для протонов с $M(2p)$ вне "резонансной" области (рис. 3.8).

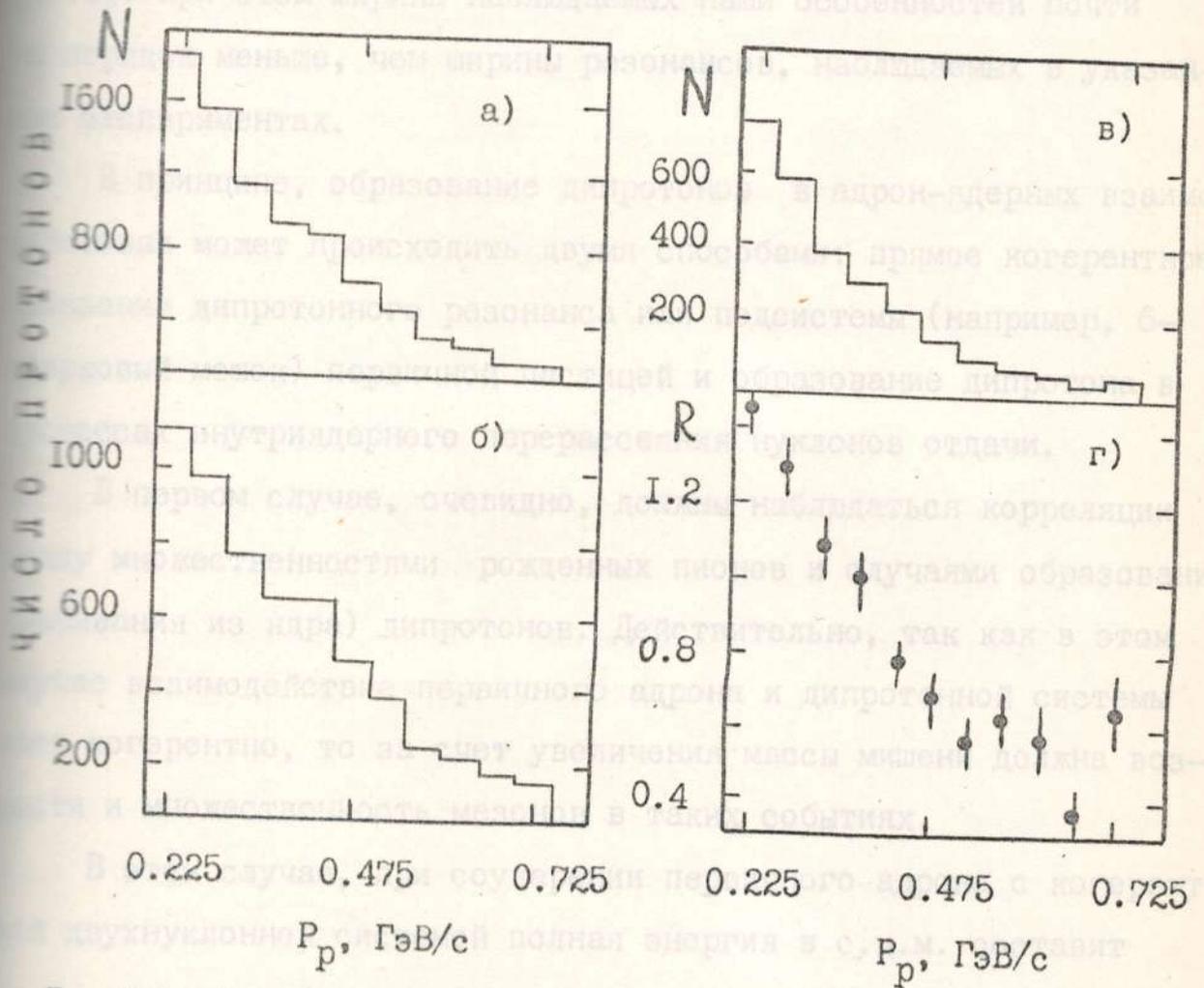


Рис.3.8. Импульсные спектры протонов для событий с эффективными массами: а) $1.88 \leq M(2p) \leq 2.10$ ГэВ; б) $1.88 \leq M(2p) \leq 1.91$ ГэВ, $1.95 < M(2p) \leq 2.10$ ГэВ—"нерезонансная" область; в) $1.91 \leq M(2p) \leq 1.95$ ГэВ—"резонансная" область. На рис.г) показано отношение нормированных на общую площадь импульсных спектров протонов для резонансных и нерезонансных областей по $M(2p)$.

$$\langle \pi_p \rangle = -3.23 + 0.99 \ln S + 4.08 \cdot S \quad (3.7)$$

Если подставить (3.6) в (3.7), то получается, что в случае

сударения, например, первичного протона с двухпротонной системой

Следует подчеркнуть, что возможные двухпротонные резонансы наблюдаются в настоящей работе при значениях масс, меньших по сравнению с массами дибарионов, существование которых было установлено в опытах с поляризованными пучками протонов [4-10]. При этом ширины наблюдаемых нами особенностей почти на порядок меньше, чем ширины резонансов, наблюдаемых в указанных экспериментах.

В принципе, образование дипротонов в адрон-ядерных взаимодействиях может происходить двумя способами: прямое когерентное возбуждение дипротонного резонанса или подсистемы (например, б-варковый мешок) первичной частицей и образование дипротона в процессах внутриядерного перерассеяния нуклонов отдачи.

В первом случае, очевидно, должны наблюдаться корреляции между множественностями рожденных пионов и случаями образования (выбывания из ядра) дипротонов. Действительно, так как в этом случае взаимодействие первичного адрона и дипротонной системы идет когерентно, то за счет увеличения массы мишени должна возрастать и множественность мезонов в таких событиях.

В этом случае, при соударении первичного адрона с когерентной двухнуклонной системой полная энергия в с.ц.м. составит

$$S \approx m_a^2 + m_b^2 + 2m_b E_0, \quad (3.6)$$

где m_a - масса налетающего адрона; E_0 - его энергия; $m_b = 2m_N$ - масса мишени; m_N - масса нуклона.

В области ускорительных энергий средняя множественность π^- -мезонов, например, в pN -взаимодействиях растет с S как [128]:

$$\langle N_{\pi^-} \rangle = -3.23 + 0.99 \ln S + 4.08 \cdot S^{-\frac{1}{2}}. \quad (3.7)$$

Если подставить (3.6) в (3.7), то получается, что в случае соударения, например, первичного протона с двухпротонной системой

Обнаружение узких максимумов в спектрах эффективных масс дипроTONов может быть свидетельством в пользу существования дибарионных резонансов с изотопическим спином $T = 1$ и с малыми ширинами. Однако, как было отмечено А.М.Балдиным и независимо А.Б.Кайдаловым, малая ширина наблюдаемых pp -резонансов на самом деле может быть следствием существования узкого дибарионного резонанса с $T = 2$, распадающегося на два протона и два протона γ -квантом. К сожалению, наши экспериментальные данные не позволяют однозначно проверить эту гипотезу, так как эффективность регистрации γ -квантов с импульсами $p < 50$ МэВ/с весьма низка и неоднозначна.

С другой стороны, малая ширина наблюдаемых нами возможных дипроTONных резонансов не противоречит предсказанию модели кварковых мешков [40-47], хотя, как отмечалось в [46,47], для дибарионных резонансов в этой модели предсказываемые массы оказываются завышенными на 100 - 200 МэВ^ж).

В ротационной модели Мак-Грегора [38] предсказывается существование резонанса в системе двух протонов при массе 2020 МэВ; это хорошо согласуется с наблюдаемой в настоящей работе особенностью при $M(2p) \approx 2017$ МэВ. Но не исключено, что этот пик может быть вызван также процессами поглощения медленных пионов двухнуклонными системами внутри ядра (процессы типа $\pi^+ d \rightarrow pp$) - как было показано в работах [112,129], с помощью такого механизма можно объяснить появление максимума в спектре масс двух

^ж Как заметили А.Б.Кайдалов и Л.Б.Кондратюк, в рамках модели кварковых мешков удастся существенно снизить массы дипроTONов, если рассматривать 6-кварковый мешок не сферически симметричным, а вытянутым в виде "гантели".

протонов при $M(2p) \approx 2020$ МэВ.

Однако тот факт, что статистически обеспеченные пики имеются и при массах, значительно меньше указанной ($M(2p) < 2m_p + m_\pi$) вряд ли можно объяснить в рамках такого подхода, так как в этом случае требуется трудно обоснуемое предположение, что виртуальный пион находится на "значительном" расстоянии от массовой поверхности.

В заключении отметим, что в рамках модели вращающихся соединенных струн [39, 130] Трояном Ю.А. была показана [127] возможность существования семейства дибарионных резонансов как следствие так называемых уровней 6-кварковых систем.

Наши экспериментальные данные не противоречат этим предсказаниям.

3.7.0 СПИНЕ И ЧЕТНОСТИ ДИПРОТОННЫХ РЕЗОНАНСОВ.

В настоящей работе сделана попытка определить спины и четности кандидатов в дипротонные резонансы с массами

$$M_1(2p) = 1922 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad M_2(2p) = 1940 \text{ МэВ.}$$

Напомним, что в соответствии с принципом Паули, система из двух протонов может находиться в следующих состояниях по спину (J) и четности (P): $J^P = 0^+$, 1^- , 2^+ , ...

В случае $J^P = 0^+$ угловое распределение распадных протонов, $N(|\cos\theta_p^*|)$, относительно выбранного направления в системе покоя дипротона должно быть изотропным.

Если $J^P = 1^-$, то

$$N(|\cos\theta_p^*|) = \frac{3}{8\pi} \left[1 + \alpha + (1 - 3\alpha)Z^2 \right], \quad (3.8)$$

где $Z \equiv |\cos\theta_p^*|$, α - вероятность проекции спина $J_z = 0$ на выбранное направление - при отсутствии поляризации дипротона

$\alpha = 1/3$, т.е. $N(|\cos\theta_p^*|)$ изотропно.

Состояние $J^P = 2^+$ приводит к распределению по $|\cos\theta_p^*|$ в виде:

$$N(Z) = \frac{10 - 10\alpha_1 + 5\alpha_2}{16\pi} + \frac{-30 + 60\alpha_1 + 15\alpha_2}{8\pi} Z^2 + \frac{90 - 150\alpha_1 - 75\alpha_2}{16\pi} Z^4, \quad (3.9)$$

где коэффициенты α_1 и α_2 равны соответственно вероятностям иметь проекции спина $J_z = \pm 1$ и $J_z = \pm 2$ на выбранную ось.

Если дипротон рождается неполяризованным, то $\alpha_1 = \alpha_2 = 2/5$. Взаимодействие, угловое распределение распадных протонов, если у дипротона $J^P = 2^-$, приводится к виду (в этом случае возникает интерференция состояний с орбитальными моментами $l = 1$ и $l = 3$):

$$\begin{aligned} N(Z) = & \frac{6 - 2\alpha_1 + 7\alpha_2 + 4\alpha_1\beta^2 + \alpha_2\beta^2 - 2\beta^2}{16\pi} + \\ & + \frac{\beta\sqrt{1-\beta^2}}{2\pi} \cos\eta \sqrt{\frac{3}{2}} (2 - 4\alpha_1 - \alpha_2) + \\ & + \left[\frac{12\beta^2 - 21\beta^2\alpha_1 - 9\beta^2\alpha_2 + 18\alpha_1 - 3\alpha_2 - 6}{8\pi} + \right. \\ & + \left. \frac{(21\alpha_1 + 9\alpha_2 - 12)\beta\sqrt{1-\beta^2}}{\pi} \cos\eta \sqrt{\frac{3}{2}} \right] Z^2 + \\ & + \left[\frac{-30\beta^2 + 50\beta^2\alpha_1 + 25\beta^2\alpha_2 - 50\alpha_1 - 25\alpha_2 + 30}{16\pi} + \right. \\ & + \left. \frac{30 - 50\alpha_1 - 25\alpha_2}{2\pi} \beta\sqrt{1-\beta^2} \cos\eta \sqrt{\frac{3}{2}} \right] Z^4, \end{aligned} \quad (3.10)$$

где β^2 - вероятность того, что протоны имеют орбитальный момент $l = 1$; $\cos\eta$ - учитывает интерференцию между состояниями с $l = 1$ и $l = 3$; как и в случае с $J^P = 2^+$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 2/5$ при отсутствии поляризации дипротона; $Z \equiv |\cos\theta_p^*|$.

Для определения спина и четности указанных дибарионов были

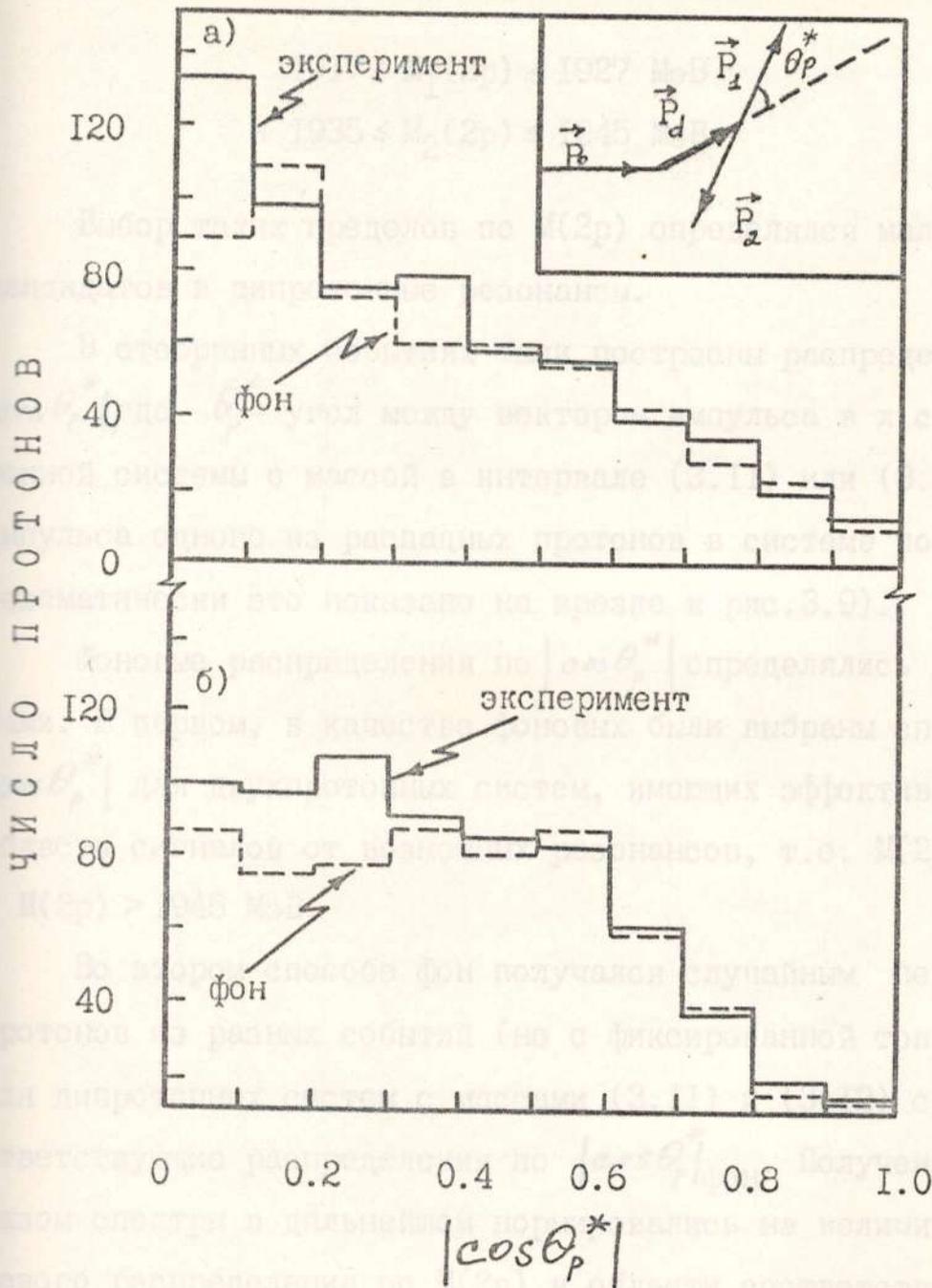


Рис.3.9. Угловые распределения протонов в системе покоя дипротона с массами: $M_1(2p)=1.922$ МэВ (а) и $M_2(2p)=1.940$ МэВ (б). Сплошные гистограммы - эксперимент, штриховые - фон.

выделены события, в которых эффективные массы дипротонной системы ограничены интервалами:

$$1917 \leq M_1(2p) \leq 1927 \text{ МэВ} \quad (3.11)$$

$$\text{и } 1935 \leq M_2(2p) \leq 1945 \text{ МэВ} \quad (3.12)$$

Выбор таких пределов по $M(2p)$ определялся малостью ширины интервалов в дипротонные резонансы.

В отобранных событиях были построены распределения по $|\cos \theta_p^*|$, где θ_p^* - угол между вектором импульса в л.с.к. дипротонной системы с массой в интервале (3.11) или (3.12) и вектором импульса одного из распадных протонов в системе покоя дипротона (систематически это показано на врезке к рис.3.9).

Фоновые распределения по $|\cos \theta_p^*|$ определялись двумя способами. В первом, в качестве фоновых были выбраны спектры по $|\cos \theta_p^*|$ для двухпротонных систем, имеющих эффективные массы вне области сигналов от возможных резонансов, т.е. $M(2p) < 1917 \text{ МэВ}$ и $M(2p) > 1945 \text{ МэВ}$.

Во втором способе фон получался случайным перемешиванием протонов из разных событий (но с фиксированной топологией) и для дипротонных систем с массами (3.11) и (3.12) строились соответствующие распределения по $|\cos \theta_p^*|_{\text{фон}}$. Полученные таким образом спектры в дальнейшем нормировались на величину вклада фонового распределения по $M(2p)$ в области соответствующего резонанса. Следует отметить, что в пределах погрешностей оба метода определения фона привели практически к одному и тому же распределению по $|\cos \theta_p^*|_{\text{фон}}$.

На рис.3.10(а,б) показаны экспериментальные и фоновые спектры по $|\cos \theta_p^*|$ для значений масс (3.11) и (3.12) соответственно. Разницы $N(|\cos \theta_p^*|)_{\text{эксперимент}} - N(|\cos \theta_p^*|)_{\text{фон}}$ как функция $|\cos \theta_p^*|$ представлены на рис.3.10(а,б).

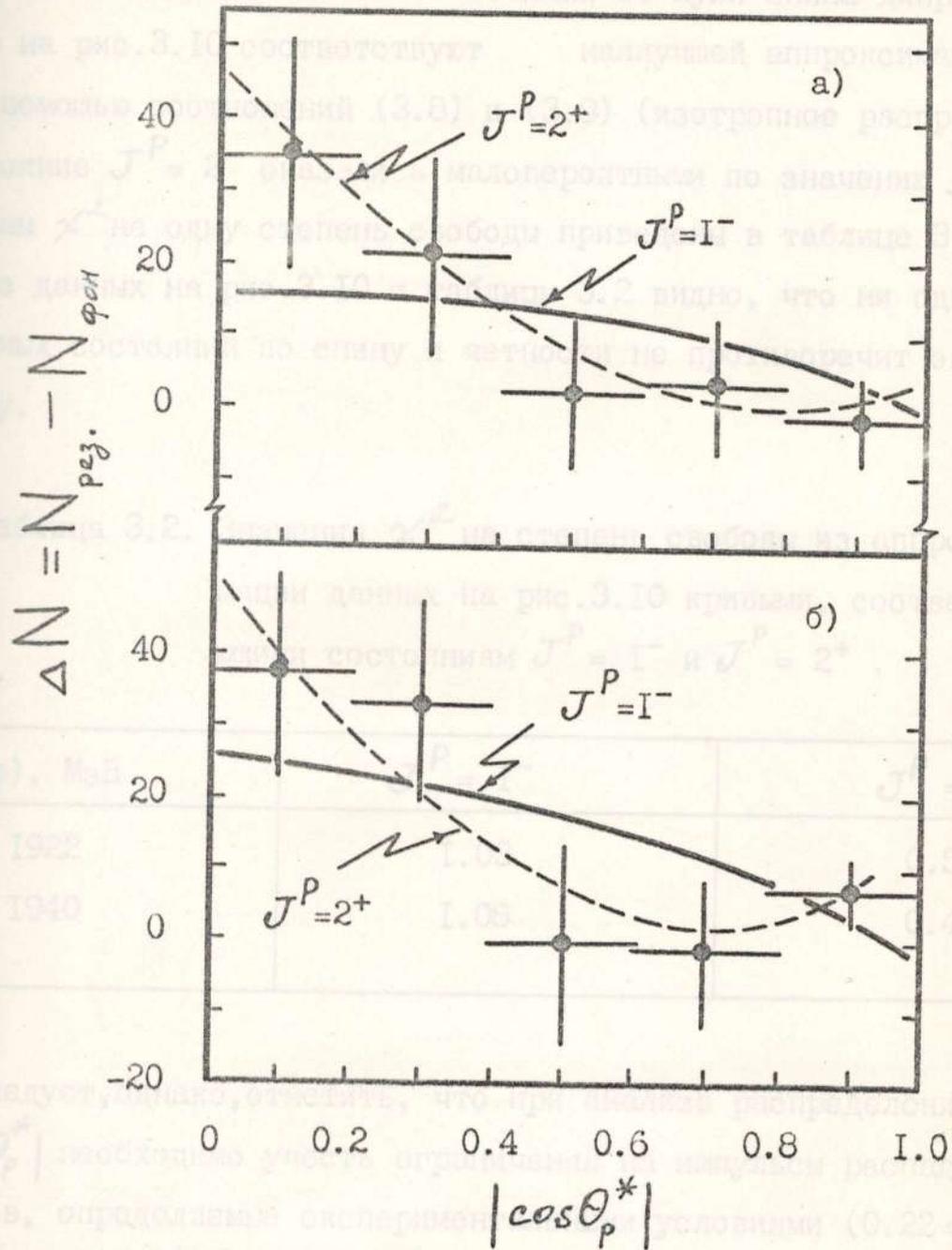


Рис.3.10. Абсолютные разности экспериментальных и фоновых спектров по $|\cos\theta_p^*|$ для дипротонов с массами $M_1=1922$ МэВ (а) и $M_2=1940$ МэВ (б). Сплошные кривые соответствуют аппроксимации данных функцией, соответствующей состоянию $J^P=1^-$, штриховые- $J^P=2^+$.

$$E_p = Y_d \left[\frac{M_0}{2} \left(1 + \frac{2}{\sqrt{1 + \cos\theta_p^*}} \right) \right] \quad (3.13)$$

Как видно из рис.3.10, угловые распределения распадных протонов в системе покоя дипротона отличаются от изотропного, что может свидетельствовать об отличии от нуля спина дипротона. Кривые на рис.3.10 соответствуют наилучшей аппроксимации данных с помощью соотношений (3.8) и (3.9) (изотропное распределение в состоянии $J^P = 2^-$ оказались маловероятными по значению χ^2). Величины χ^2 на одну степень свободы приведены в таблице 3.2.

Из данных на рис.3.10 и таблицы 3.2 видно, что ни одно из указанных состояний по спину и четности не противоречит эксперименту.

Таблица 3.2. Значения χ^2 на степень свободы из аппроксимации данных на рис.3.10 кривыми, соответствующими состояниям $J^P = 1^-$ и $J^P = 2^+$.

$M(2p)$, МэВ	$J^P = 1^-$	$J^P = 2^+$
1922	1.03	0.58
1940	1.08	0.41

Следует, однако, отметить, что при анализе распределений по $|\cos \theta_p^*|$ необходимо учесть ограничения на импульсы распадных протонов, определяемые экспериментальными условиями ($0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с). Это, в частности, приведет к тому, что истинный спектр по $|\cos \theta_p^*|$ будет искажен.

Действительно, при переходе из системы покоя дипротона в лабораторную полную энергия распадных протонов будет равна

$$E_p^{l.c.} = \gamma_d \left[\frac{M(2p)}{2} \pm \beta \left(\frac{M^2(2p)}{4} - m_p^2 \right)^{1/2} \cos \theta_p^* \right], \quad (3.13)$$

$M(2p)$ - масса дипротонного резонанса (из-за малости ширины дипротона в дальнейшем будем считать $M(2p)$ фиксированным); β_d - соответственно скорость и Лоренц-фактор дипротона в л.с.к.

В связи с тем, что из-за экспериментальных условий импульсы протонов от распадов дипроTONов ограничены ($0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с), соответственно большая статистика. Однако необходимо отметить,

$$E_{\min}^{\text{л.с.}} \leq E_p^{\text{л.с.}} \leq E_{\max}^{\text{л.с.}} \quad (3.14)$$

из (3.13) и (3.14) следует

$$\cos \theta_p^* \leq \min(A_1, A_2) \quad (3.15)$$

$$A_1 = \frac{\left(E_{\max}^{\text{л.с.}} - \frac{\sqrt{P_d^2 + M^2(2p)}}{2} \right) M(2p)}{P_d \sqrt{\frac{M^2(2p)}{4} - m_p^2}} \quad (3.16)$$

$$A_2 = \frac{\left(\frac{\sqrt{P_d^2 + M^2(2p)}}{2} - E_{\min}^{\text{л.с.}} \right) M(2p)}{P_d \sqrt{\frac{M^2(2p)}{4} - m_p^2}} \quad (3.17)$$

- импульс дипротона в л.с.к.

Таким образом, обрезание на импульсы распадных протонов в л.с.к. приводит к "зарезанию" малых углов θ_p^* .

Учет такого искажения в теоретических распределениях $N(|\cos \theta_p^*|)$ проводился нами с помощью метода Монте-Карло, в котором импульсное распределение дипротонной системы задавалось из эксперимента.

Результаты аппроксимации экспериментальных спектров по

$|\cos\theta_p^*|$ теоретическими распределениями (с учетом искажений из-за обрезания импульсов распадных протонов) для состояний с $M(2p) = 1922$ МэВ и $M(2p) = 1940$ МэВ представлены в таблицах 3.3 и 3.4 соответственно. Видно, что нельзя отдать предпочтение ни одному из состояний по J^P .

Разумеется, для получения однозначного результата необходимо существенно большая статистика. Однако необходимо отметить, что данные настоящего анализа не противоречат тому, что возможные узкие дипротонные резонансы в соударениях пионов и протонов с легкими ядрами рождаются слабополяризованными.

Таблица 3.3. Экспериментальный спектр по $|\cos\theta_p^*|$ для $M_I(2p) = 1922$ МэВ и результаты аппроксимации с учетом искажения теоретических распределений.

$ \cos\theta_p^* $	0 - 0.2	0.2-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8	0.8-1.0	$\chi^2/\text{ст.св.}$
эксперим. (число протонов)	35 ± 16	21 ± 13	2 ± 11	3 ± 9	-1 ± 6	-
$J^P = 0^+$	37.8	17.2	4.8	0.1	0	0.14
$J^P = 1^-$	37.7	17.3	4.9	0.1	0	0.09
$J^P = 2^+$	37.3	17.6	5.0	0.1	0	0.13

Таблица 3.4. Экспериментальный спектр по $|\cos\theta_p^*|$ для $M_2(2p) = 1940$ МэВ и результаты аппроксимации с учетом искажений теоретических распределений.

$ \cos\theta_p^* $	0 - 0.2	0.2-0.4	0.4-0.6	0.6-0.8	0.8-1.0	$\chi^2/\text{ст.с}$
Эксперим. (число протонов)	37 ± 14	33 ± 13	$0. \pm 12$	-1 ± 9	7 ± 5	-
$J^P = 0^+$	24.7	24.7	18.5	7.4	0.5	1.60
$J^P = 1^-$	28.2	25.7	16.6	5.0	0.3	1.84
$J^P = 2^+$	42.7	24.5	3.7	3.0	2.1	1.17

Основными результатами данной главы опубликованы в работах [25, 28, 60, 63, 96].

Теоретически существование многобарионных ($B \geq 3$) резонансов предсказано в модели кварковых мешков [40-47], согласно которой помимо 6 -кварковых состояний должны существовать также 9 - и 12 -кварковые резонансные системы. На возможность существования таких систем указывалось также при анализе $p-d$ - рассеяния на больших углах [43, 47]. Эта же гипотеза рассматривалась в работах [132, 133].

4.2. СПЕКТРЫ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС ТРЕХ ПРОТОНОВ.

Для поиска резонансов с барионным зарядом $B = 3$ исследовались спектры эффективных масс системы трех протонов, $M(3p)$, в $^{20}\text{Ne} - \pi^-$ и $^{12}\text{C} - \pi^-$ взаимодействиях с числом идентифицированных протонов в конечном состоянии $N_p \geq 3$. При этом требовалось, чтобы на крайней мере два из трех протонов в событии находились в

Г Л А В А I V

ПОИСК РЕЗОНАНСОВ С БАРИОННЫМИ ЗАРЯДАМИ $B = 3$ И $B = 4$

4.1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей главе приводятся результаты анализа спектров эффективных масс трех и четырех протонов на предмет поиска узких резонансов с барионными зарядами $B = 3$ и $B = 4$ соответственно [61].

Экспериментальные данные получены при анализе $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействий при 300 ГэВ/с и $\pi^{-12}\text{C}$ -соударений при 4 и 40 ГэВ/с. Импульсы протонов в событиях были ограничены интервалом $0.22 \leq p \leq 1.75$ ГэВ/с в силу причин, изложенных в главах II и III. Поиски состояний с $B = 3$ были проведены также в работах [1, 26, 29, 131].

Теоретически существование многобарионных ($B \geq 3$) резонансов предсказано в модели кварковых мешков [40-47], согласно которой помимо 6-кварковых состояний должны существовать также 9- и 12-кварковые резонансные системы. На возможность существования таких систем указывалось также при анализе pd -рассеяния на больших углах [46, 47]. Эта же гипотеза рассматривалась в работах [32, 133].

4.2. СПЕКТРЫ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС ТРЕХ ПРОТОНОВ.

Для поиска резонансов с барионным зарядом $B = 3$ исследовались спектры эффективных масс системы трех протонов, $M(3p)$, в $p^{20}\text{Ne}$ - и $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях с числом идентифицированных протонов в конечном состоянии $N_p \geq 3$. При этом требовалось, чтобы по крайней мере импульсы трех протонов в событии находились в

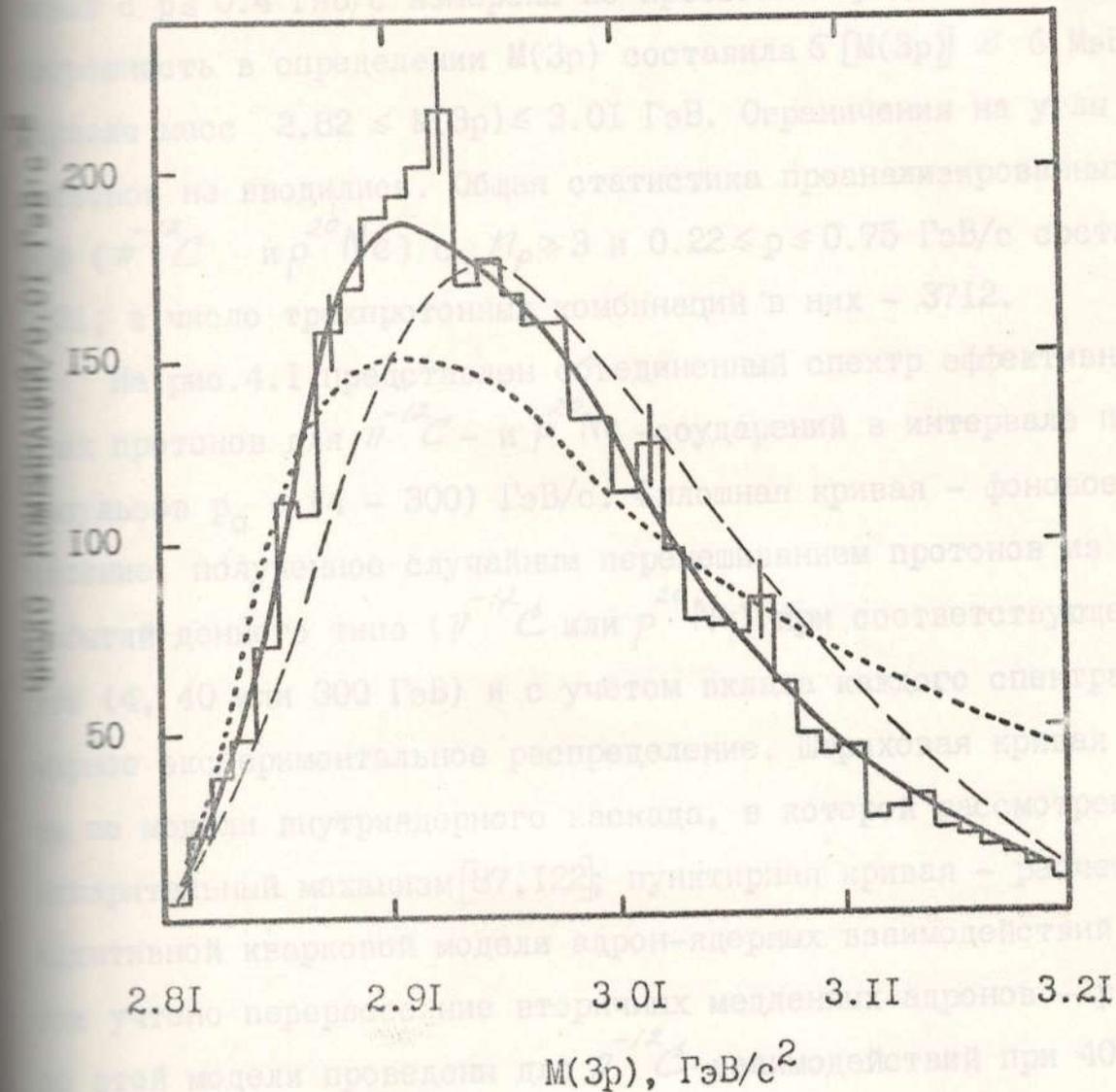


Рис.4.1. Объединенный спектр эффективных масс трех протонов, $M(3p)$, с импульсами $0.22 \leq p_{1,2,3} \leq 0.75$ ГэВ/с для $\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{20}\text{Ne}$ - взаимодействий в интервале первичных импульсов $p_0 = (4 - 300)$ ГэВ. Сплошная кривая - фоновое распределение, штриховая - расчёты по модели внутриядерного каскада [87], пунктирная - расчёты по аддитивной кварковой модели [110].

интервале $0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с. Напомним, что импульсы $\approx 92\%$ протонов с $p \leq 0.4$ ГэВ/с измерены по пробегам. Средняя абсолютная эффективность в определении $M(Zp)$ составила $\epsilon [M(Zp)] \approx 6$ МэВ в интервале масс $2.82 \leq M(Zp) \leq 3.01$ ГэВ. Ограничения на углы вылета протонов не вводились. Общая статистика проанализированных событий ($\pi^{-12}C$ и $p^{20}Ne$) с $N_p \geq 3$ и $0.22 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с составила 3712, а число трехпротонных комбинаций в них - 3712.

На рис. 4.1 представлен объединенный спектр эффективных масс трех протонов для $\pi^{-12}C$ - и $p^{20}Ne$ -соударений в интервале первичных импульсов $p_0 = (4 - 300)$ ГэВ/с. Сплошная кривая - фоновое распределение, полученное случайным перемешиванием протонов из разных событий данного типа ($\pi^{-12}C$ или $p^{20}Ne$) при соответствующей энергии (4, 40 или 300 ГэВ) и с учетом вклада каждого спектра в суммарное экспериментальное распределение. Штриховая кривая - расчет по модели внутриядерного каскада, в которой рассмотрен также сварительный механизм [87, 122]; пунктирная кривая - расчеты по эффективной кварковой модели адрон-ядерных взаимодействий [99, 110], где учтено перерассеяние вторичных медленных адронов - расчеты в этой модели проведены для $\pi^{-12}C$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с и $p^{20}Ne$ -соударений при 300 ГэВ/с^ж). Здесь и далее все кривые нормированы на экспериментальное число комбинаций соответствующего типа.

Из сравнения экспериментальных данных с кривыми видно, что ни одно из распределений не в состоянии описать экспериментальный спектр по $M(Zp)$ в области $M(Zp) \approx 2.9$ ГэВ, где наблюдается максимум (более 3 стандартных отклонений - избыток над фоном составляет (67 ± 21) событий). Аналогичное превышение над фоном в указанной

ж) Для данного типа взаимодействий было смоделировано методом Монте-Карло не менее 40000 звезд по каждой из моделей.

...ности масс трех протонов было отмечено также в работах [25,29].
...ность описания экспериментального спектра гладкой кривой,
...мер, типа $f[M(3p)] \sim Z^\alpha \exp[-(\beta M(3p) + \gamma M^2(3p))]$, где
 $Z = M(3p) - 3m_p$, очень мала ($\alpha^2/\text{ст.св.} = 2.8$).

На рис.4.2 показано распределение по $M(3p)$, построенное при
...нии, чтобы эффективная масса по крайней мере одной пары про-
...на находилась в области $1.917 \leq M(2p) \leq 2.034$ ГэВ, где наблюда-
... дипротонные резонансы. Кривые - соответствуют тому же, что
...на рис.4.1., но получены с учетом ограничений, вводимых на эф-
...тивные массы пар протонов. Видно, что и в этом случае в облас-
...ти масс $M(3p) \approx 2.9$ ГэВ наблюдаются выбросы над фоновыми спектрами.

Полученные в настоящей работе результаты могут служить указа-
...нем на возможное наблюдение относительно узких резонансов в сис-
...теме трех протонов с изотопическим спином $T = 3/2$.

Следует, однако, отметить, что наблюдаемый избыток событий в
...области $M(3p) \approx 2.90$ ГэВ становится, как видно из рис.4.2, отчетли-
...ее, если $M(2p)$ находится в области масс дипротонных резонансов.
...Это наводит на мысль, что указанные пики могут быть обусловлены
...взаимодействием в конечном состоянии узких дипротонных резонансов
...и протонов. Нами были проведены расчеты в предположении, что сте-
...пень убывания потенциала дипротон-протонного взаимодействия имеет
...такой же характер зависимости от относительного импульса, как и
...для случая взаимодействия протонов в конечном состоянии [120].
...Расчеты показывают, что при значениях масс дипротонных резонансов
...1.922; 1.940; 1.954 и 2.024 ГэВ в спектре эффективных масс трех
...протонов за счет взаимодействия в конечном состоянии в системе
...дипротон-протон должны наблюдаться пики соответственно при $M(3p) \approx$
... $\approx 2.87; \approx 2.89; \approx 2.90$ и ≈ 2.97 ГэВ, т.е. почти в той области масс, где
...наблюдаются выбросы в экспериментальном распределении - соответст-
...вующие значения $M(3p)$ показаны стрелками на рис.4.2.

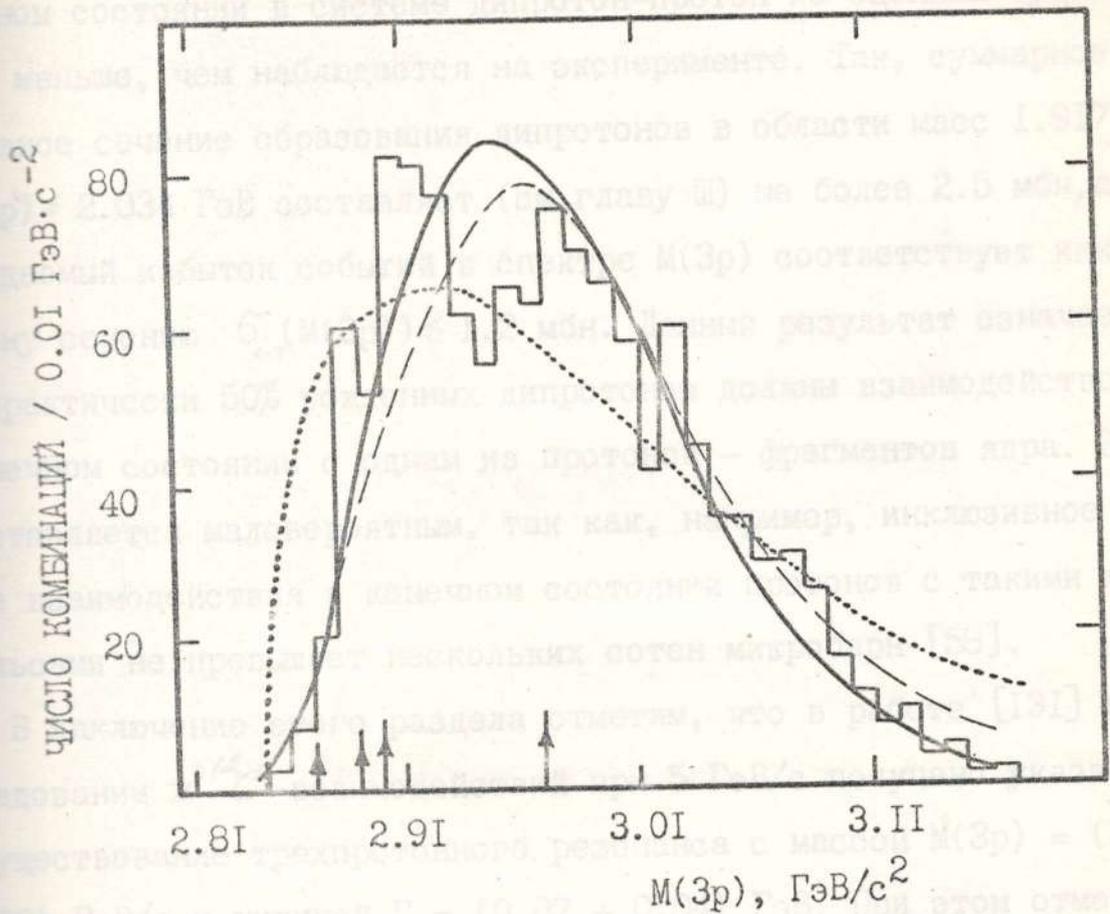


Рис. 4.2. Объединенный спектр эффективных масс трех протонов с импульсами $0.22 \leq p_{1,2,3} \leq 0.75$ ГэВ/с в $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 4 и 40 ГэВ и в $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 300 ГэВ для событий, где хотя бы одна пара протонов имеет массу $1.917 \leq M(2p) \leq 2.034$ ГэВ. Сплошная кривая - фоновое распределение, штриховая - расчеты по модели внутриядерного каскада [87], пунктирная - расчеты по аддитивной кварковой модели [110]. Стрелками показаны значения $M(3p)$, при которых можно ожидать появление пиков вследствие взаимодействия в конечном состоянии для системы "дипротон-протон".

Тем не менее подчеркнем, что вероятность взаимодействия в конечном состоянии в системе дипротон-протон по оценкам существенно меньше, чем наблюдается на эксперименте. Так, суммарное инклюзивное сечение образования дипронов в области масс $1.917 \leq M(2p) \leq 2.034$ ГэВ составляет (см. главу III) не более 2.5 мбн, а наблюдаемый избыток событий в спектре $M(3p)$ соответствует инклюзивному сечению $\sigma_{\text{инкл}}(M(3p)) \approx 1.2$ мбн. Данный результат означает, что практически 50% рожденных дипронов должны взаимодействовать в конечном состоянии с одним из протонов - фрагментов ядра. Это представляется маловероятным, так как, например, инклюзивное сечение взаимодействия в конечном состоянии протонов с такими же импульсами не превышает нескольких сотен микробарн [58].

В заключение этого раздела отметим, что в работе [131] при исследовании $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий при 5 ГэВ/с получено указание на существование трехпротонного резонанса с массой $M(3p) = (3.27 \pm 0.02)$ ГэВ/с и шириной $\Gamma = (0.07 \pm 0.04)$ ГэВ. При этом отмечается, что одним из возможных каналов распада этого состояния является распад на дипротонный резонанс и протон. Наши данные (рис.4.2) в принципе не исключают возможности реализации этого и для низкоэнергетических трехпротонных резонансов. Аналогичный вывод был получен также и в работе [29].

4.3. РЕЗОНАНСЫ С $B = 4$.

Для поиска резонансов в системе четырех протонов ($B = 4$) исследовались спектры эффективных масс четырех протонов, $M(4p)$, с импульсами $0.22 \leq p_{1,2,3,4} \leq 0.75$ ГэВ. Средняя погрешность в определении $M(4p)$ составила $\delta [M(4p)] \approx 9$ МэВ.

На рис.4.3 показан объединенный спектр по $M(4p)$ в $\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях в интервале первичных энергий (4 - 300) ГэВ

Тем не менее подчеркнем, что вероятность взаимодействия в конечном состоянии в системе дипротон-протон по оценкам существенно меньше, чем наблюдается на эксперименте. Так, суммарное инклюзивное сечение образования дипроTONов в области масс $1.917 \leq M(2p) \leq 2.034$ ГэВ составляет (см. главу III) не более 2.5 мбн, а наблюдаемый избыток событий в спектре $M(3p)$ соответствует инклюзивному сечению $\sigma_{int}(M(3p)) \approx 1.2$ мбн. Данный результат означает, что практически 50% рожденных дипроTONов должны взаимодействовать в конечном состоянии с одним из протонов - фрагментов ядра. Это представляется маловероятным, так как, например, инклюзивное сечение взаимодействия в конечном состоянии протонов с такими же импульсами не превышает нескольких сотен микробарн [58].

В заключение этого раздела отметим, что в работе [131] при исследовании $\pi^{-12}C$ -взаимодействий при 5 ГэВ/с получено указание на существование трехпротонного резонанса с массой $M(3p) = (3.27 \pm 0.02)$ ГэВ/с и шириной $\Gamma = (0.07 \pm 0.04)$ ГэВ. При этом отмечается, что одним из возможных каналов распада этого состояния является распад на дипротонный резонанс и протон. Наши данные (рис. 4.2) в принципе не исключают возможности реализации этого и для низкоэнергетических трехпротонных резонансов. Аналогичный вывод был получен также и в работе [29].

4.3. РЕЗОНАНСЫ С $B = 4$.

Для поиска резонансов в системе четырех протонов ($B = 4$) исследовались спектры эффективных масс четырех протонов, $M(4p)$, с импульсами $0.22 \leq p_{1,2,3,4} \leq 0.75$ ГэВ. Средняя погрешность в определении $M(4p)$ составила $\sigma [M(4p)] \approx 9$ МэВ.

На рис. 4.3 показан объединенный спектр по $M(4p)$ в $\pi^{-12}C$ - и $p^{20}Ne$ -соударениях в интервале первичных энергий (4 - 300) ГэВ

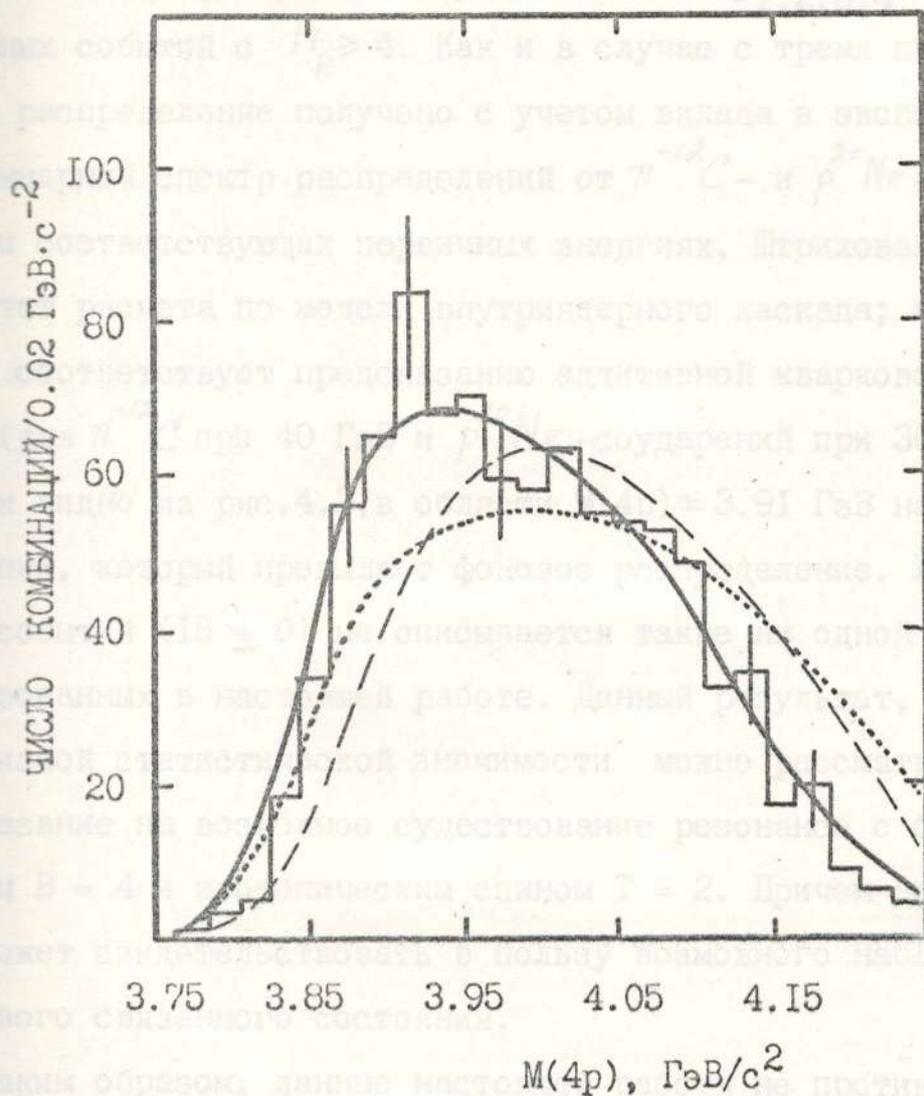


Рис.4.3. Объединённый спектр эффективных масс четырех протонов, $M(4p)$, с импульсами $0.22 \leq p_{1,2,3,4} \leq 0.75$ ГэВ/с в $\pi^{-12}\text{C}$ - и $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях в интервале первичных энергий (4 - 300) ГэВ. Кривые: сплошная - фон, штриховая - предсказание модели внутриядерного каскада [87], пунктирная - расчет по аддитивной кварковой модели [110].

Сплошная кривая - фоновое распределение, полученное случайным перемешиванием протонов с импульсами $0.22 \leq p_{1,2,3,4} \leq 0.75$ ГэВ/с из разных событий с $N_p \geq 4$. Как и в случае с тремя протонами, данное распределение получено с учетом вклада в экспериментальный суммарный спектр распределений от $\pi^{-12}C$ - и $p^{20}Ne$ -взаимодействий при соответствующих первичных энергиях. Штриховая кривая - результат расчета по модели внутриядерного каскада; пунктирная кривая соответствует предсказанию аддитивной кварковой модели [110] (для $\pi^{-12}C$ при 40 ГэВ и $p^{20}Ne$ -соударений при 300 ГэВ).

Как видно из рис.4.3, в области $M(4p) \approx 3.91$ ГэВ наблюдается узкий пик, который превышает фоновое распределение. Указанный избыток событий (18 ± 9) не описывается также ни одной из моделей, использованных в настоящей работе. Данный результат, однако, в силу низкой статистической значимости можно рассматривать только как указание на возможное существование резонанса с барионным зарядом $B = 4$ и изотопическим спином $T = 2$. Причем его малая ширина может свидетельствовать в пользу возможного наблюдения 12-кваркового связанного состояния.

Таким образом, данные настоящей работы не противоречат возможному существованию резонансных систем с $B = 3$ и $B = 4$.

Результаты IV главы диссертации опубликованы в работе [61].

Г Л А В А У

О ДИНАМИКЕ УСИЛЕНИЯ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ НУКЛЕОНОВ

В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

5.1. ВВЕДЕНИЕ

Обобщив способ интерферометрии для оценки диаметров звезд-радиоисточников [134], Гришин, Копылов и Подгорецкий [117, 135], а затем Коккони [136] предложили метод определения пространственных и временных размеров области генерации адронов в процессах множественного рождения. С помощью этого метода, являющегося в настоящее время практически единственным, можно определить размеры области генерации частиц, исследуя корреляции вторичных тождественных адронов. Результаты изучения корреляций пионов и каонов с близкими импульсами показали (см., например, [137, 138]), что размеры области генерации мезонов колеблются в пределах от $R \approx 1.2$ до $R \approx 4$ ферми.

Используя указанный метод для протонов с близкими импульсами, можно определить размеры области генерации протонов в соударениях частиц с ядрами при высоких энергиях. Однако важно подчеркнуть, что в отличие от пионов (где корреляции возникают главным образом из-за симметризации волновой функции [117, 118, 135, 136]) узкие, так называемые парные, корреляции протонов с близкими импульсами в углами вылета возникают как следствие трех факторов: ядерного и кулоновского взаимодействий в конечном состоянии и эффекта антисимметризации волновой функции. Из-за кулоновского отталкивания и из-за принципа Паули при $|\Delta\vec{p}| = |\vec{p}_1 - \vec{p}_2| \rightarrow 0$ (\vec{p}_1 и \vec{p}_2 - импульсы протонов) вероятность наблюдения двух протонов с одинако-

Векторами импульсов в S -состоянии стремится к нулю, т.е. наблюдаются антикорреляции. С другой стороны, притягательный характер ядерного взаимодействия в конечном состоянии приводит к возникновению положительных корреляций (теоретически указанные вопросы были рассмотрены в работах [113-121]). В результате, при не слишком больших размерах области генерации нуклонов частичная корреляционная функция $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ (отношение числа протонных пар к числу некоррелированных пар) имеет характерный максимум при $K^* \approx 20$ МэВ/с, где $K^* = \frac{|\Delta\vec{p}|}{2}$ - импульс одного из протонов в с.ц.м. пары. Высота этого максимума, а также форма зависимости $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ от $|\Delta\vec{p}|$, определяется расстоянием, γ , между точками генерации протонов и разницей, Δt , во временах испускания. При этом максимальное значение $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ тем больше, чем меньше γ и Δt [119-121].

Экспериментальное исследование парных корреляций в адрон-ядерных взаимодействиях показало, что, действительно, в области малых относительных импульсов $|\Delta\vec{p}|$ (или при массах $M(2p) \approx 2m_p$) наблюдаются эффекты, свойственные перечисленным выше причинам (см., например, [58, 139-152]).

5.2. ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ ПАРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ НУКЛОНОВ.

При исследовании парных корреляций протонов с близкими импульсами в $p^{20}Ne$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с нами [58, 149, 150] был обнаружен эффект усиления этих корреляций с возрастанием импульсов протонов в конечном состоянии. Такое же явление отмечалось в работах [146, 147]. Недавно эти результаты были подтверждены также данными и для нейтронов [151]. Аналогичный эффект наблюдается для протонов, образующихся во взаимодействиях тяжелых ионов [153, 154].

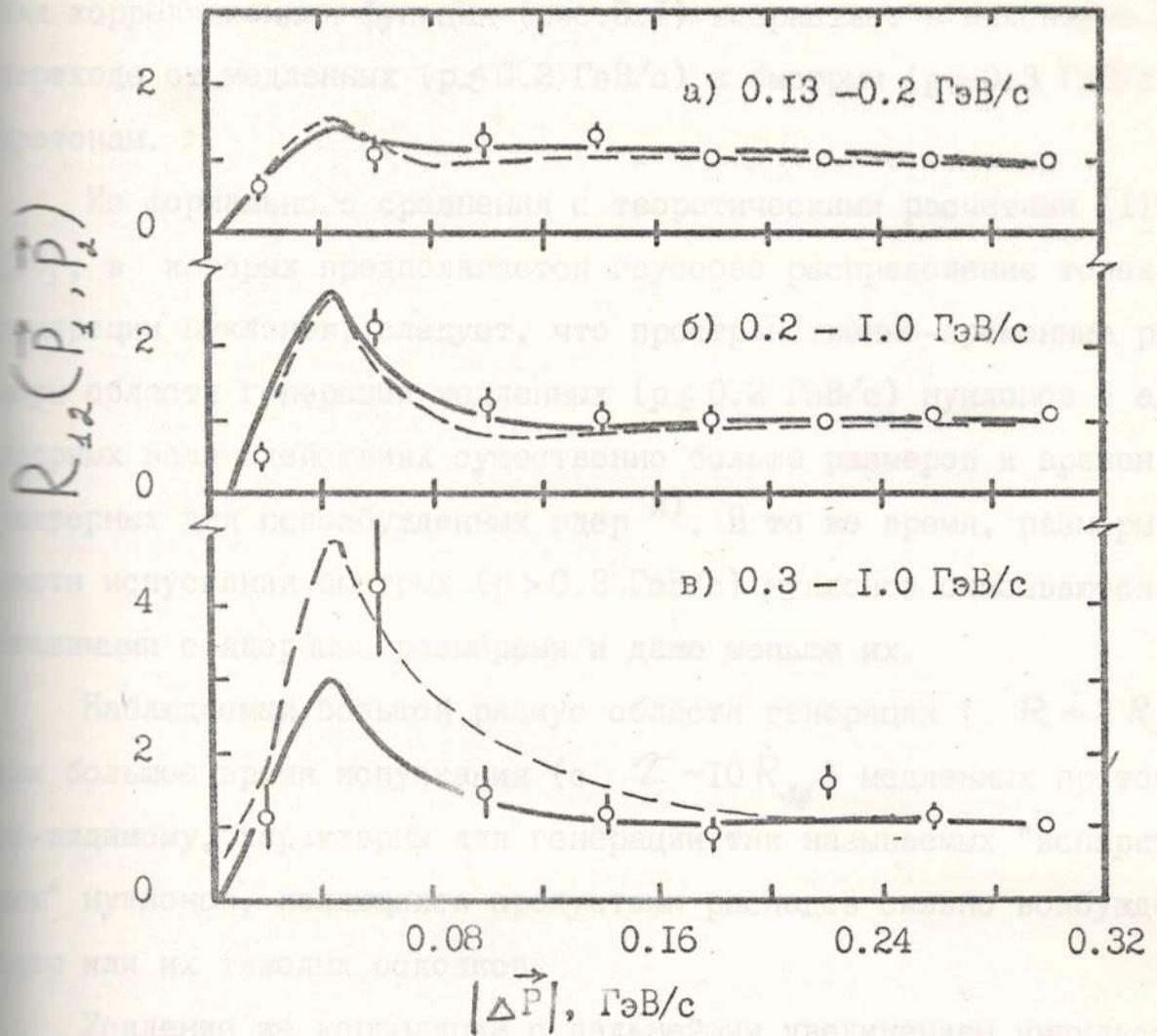


Рис.5.1. Зависимость двухчастичной корреляционной функции для протонов в $p^{20}\text{Ne}$ -соударениях при 300 ГэВ/с от импульсов протонов и разности $|\Delta\vec{p}|$. Кривые-предсказания моделей с гауссовским распределением источников при $E=0$: а)-для протонов с импульсами 0.13 - 0.2 ГэВ/с. Сплошная кривая- $r_0=4\text{Фм}$, $\tau_0=1\text{Фм}$, штриховая кривая- $r_0=1.5\text{Фм}$, $\tau_0=6\text{Фм}$; скорость пар $V=0.15$; б)-для протонов с импульсами 0.2 - 1.0 ГэВ/с. Сплошная кривая- $r_0=2\text{Фм}$, $\tau_0=1\text{Фм}$, штриховая кривая- $r_0=1.5\text{Фм}$, $\tau_0=7\text{Фм}$; $V=0.4$; в)-для протонов с импульсами 0.3 - 1.0 ГэВ/с. Сплошная кривая- $r_0=2\text{Фм}$, $\tau_0=1\text{Фм}$, штриховая кривая- $r_{011}=1.5\text{Фм}$, $r_{01\perp}=7\text{Фм}$, $\theta=0$; $V=0.4$

Суть указанного эффекта заключается в том, что двухчастичная корреляционная функция (рис.5.1) возрастает в максимуме при переходе от медленных ($p \leq 0.2$ ГэВ/с) к быстрым ($p \geq 0.3$ ГэВ/с) протонам.

Из формального сравнения с теоретическими расчетами [119, 120], в которых предполагается гауссово распределение точек генерации нуклонов, следует, что пространственно-временные размеры области генерации медленных ($p \leq 0.2$ ГэВ/с) нуклонов в адрон-ядерных взаимодействиях существенно больше размеров и времен, характерных для невозбужденных ядер ^{*}). В то же время, размеры области испускания быстрых ($p > 0.3$ ГэВ/с) нуклонов оказываются сопоставимыми с ядерными размерами и даже меньше их.

Наблюдаемый большой радиус области генерации ($R \sim 2R_{яг.}$) или большое время испускания ($\tau \sim 10R_{яг.}$) медленных протонов, видимо, характерны для генерации так называемых "испарительных" нуклонов, являющихся продуктами распадов сильно возбужденных ядер или их тяжелых осколков.

Усиление же корреляций с дальнейшим увеличением импульсов нуклонов может быть следствием уменьшения поперечных размеров области генерации нуклонов. Такое уменьшение поперечных размеров, вообще говоря, может быть связано с заметным увеличением длины свободного пробега, λ , нуклона в ядерном веществе с ростом импульса ($\lambda \approx 0.6$ фм при 0.2 ГэВ/с и $\lambda \approx 1.8 - 3.6$ фм при 0.3-1.0 ГэВ/с). Вытянутая форма области генерации (трубка) может привести к существованию угловой зависимости двухнуклонных корреляций. Настоящая глава диссертации посвящена анализу этой зависимости.

^{*} Среднеквадратичный радиус ($R \approx 1.1 A^{1/3}$) ядра неона составляет $R_{Ne} \approx 3$ ферми.

5.3. ОБ УГЛОВОЙ И ИМПУЛЬСНОЙ ЗАВИСИМОСТЯХ ДВУХПРОТОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ.

Для выяснения качественной зависимости двухпротонных корреляций от импульсов и углов вылета протонов достаточно рассмотреть влияние суммарного импульса протонов на расстояние, r^* , между точками испускания протонов в их с.ц.м.

Значение r^* связано с разностью пространственных и временных координат точек испускания протонов (\vec{r} и t) в системе наблюдения преобразованием Лоренца:

$$\vec{r}_T^* = r_T, \quad r_L^* = \gamma(r_L - vt), \quad (5.1)$$

где v и γ - соответственно скорость и лоренц-фактор пары протонов; r_L и r_T - продольная и поперечная компоненты вектора \vec{r} по отношению к направлению скорости \vec{v} пары протонов.

Соотношения (5.1) в принципе приводят к существованию зависимости двухчастичных корреляций от энергии и угла вылета рассматриваемых частиц. При отсутствии корреляций между координатами и временами в лабораторной системе отсчета (в частности, в случае гауссовского пространственно-временного распределения, рассматриваемого в [119-121]) из (5.1) следует, что

$$\langle r_L^{*2} \rangle = \gamma^2 (\langle r_L^2 \rangle + v^2 \langle t^2 \rangle) \quad (5.2)$$

В этих условиях эффект взаимодействия в конечном состоянии при фиксированном угле вылета должен уменьшаться с увеличением импульса пары протонов [120, 121]; для сферически-симметричного пространственного распределения он к тому же не зависит от угла вылета протонов.

Рассмотрим теперь модель испускания протонов из пространственно-временных точек, расположенных на траектории частицы,

движущейся со скоростью \vec{U} через ядерное вещество, Такая картина [155] - модель "трубки" нуклонов - может, например, реализоваться в рамках моделей эйконоального типа (см., например, [97, 98, 156]).

В модели "трубки" координаты и времена максимально коррелированы:

$$r_{\parallel} = U t, \quad r_{\perp} = 0 \quad (5.3)$$

Здесь r_{\parallel} и r_{\perp} - продольная и поперечная компоненты вектора по отношению к оси реакции \vec{U} .

Отсюда

$$r_{\perp} = r_{\parallel} \sin \theta, \quad r_{\parallel} = r_{\parallel} \cos \theta, \quad (5.4)$$

где θ - угол вылета пар протонов.

Тогда согласно (5.1),

$$r_{\parallel}^{*2} = r_{\parallel}^2 \left[\sin^2 \theta + \gamma^2 \left(\frac{v}{U} - \cos \theta \right)^2 \right] \quad (5.5)$$

Из последнего выражения следует, что значение r_{\parallel}^* будет минимально для пар протонов, вылетающих вперед, и максимально для пар, вылетающих назад. Соответственно двухчастичная корреляционная функция в максимуме будет больше для случая испускания протонов вперед, чем назад. При этом ее зависимость от направления вылета протонов должна ослабевать с уменьшением скорости протонов, т.к. в этом случае $\frac{v}{U} \rightarrow 0$.

Рассмотрим теперь другой крайний случай - предположим что протоны испускаются из области, определенной пересечением траектории частицы с ядерным веществом (предельный случай отклонения от сферической симметрии) - модель некоррелированной "трубки" нуклонов. В этом случае, т.е. $\angle = 0$, из (5.1) и (5.3) получим

$$r^{*2} = r_{||}^2 (\sin^2 \theta + \gamma^2 \cos^2 \theta) \quad (5.6)$$

Откуда следует, что корреляция двух протонов будет минимальной (r^* - максимально) и одинаковой для пар, вылетающих вперед и назад, и максимальной (r^* - минимально) для пар, вылетающих под углом $\theta = 90^\circ$. Аналогично предыдущему случаю, эта анизотропия будет ослабевать с уменьшением скорости протонов и с уменьшением размера области их генерации.

Таким образом, из изложенных выше двух предельных случаев следует, что двухчастичная корреляционная функция $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ в общем случае должна зависеть от импульса и угла вылета пары протонов. Однако, совершенно очевидно, что поскольку в соответствии с экспериментальными данными (рис.5.1 и раздел 5.2) $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ различно для двух источников протонов ("испарение" и выбивание из ядра), указанный эффект в достаточной степени может проявиться только для относительно "быстрых" протонов - это демонстрируется на рис.5.1в, где представлены результаты теоретических расчетов^{ж)}.

Из рис.5.2в видно, что переход от сферически-симметричной области генерации к коррелированной и некоррелированной трубке нуклонов приводит к заметному усилению корреляций, достаточному для объяснения наблюдаемого эффекта для быстрых протонов.

5.4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ ПО ЗАВИСИМОСТИ $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ ОТ УГЛА ВЫЛЕТА ПРОТОННЫХ ПАР.

В связи с изложенным выше, представляется интересным исследовать зависимость $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ от углов и импульсов пар протонов.

С этой целью мы проанализировали $p^{20}\text{Ne}$ - и $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодейст-

ж) Расчеты проведены Р.Ледницким.

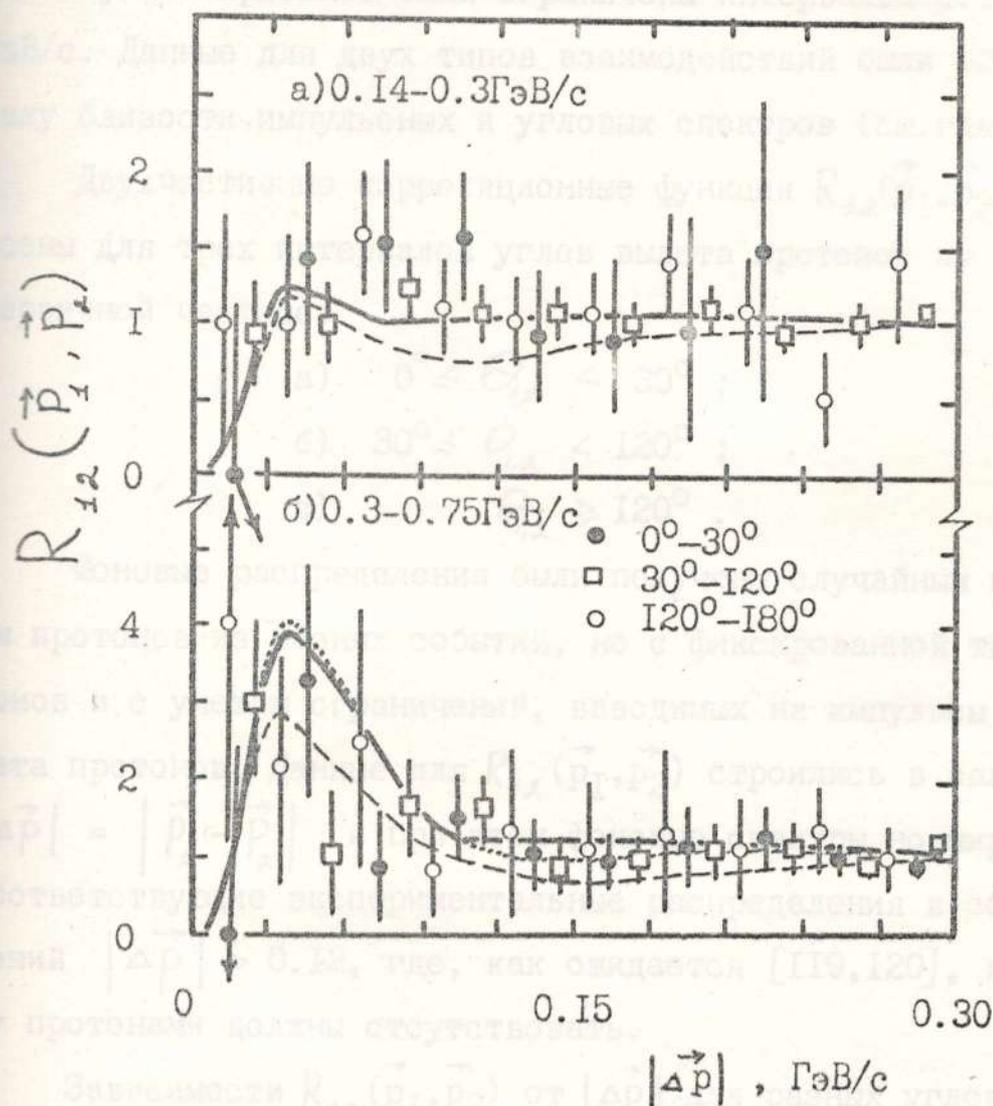


Рис. 5.2. Зависимость двухчастичной корреляционной функции для протонов в $\pi^{-12}\text{C}$ - взаимодействиях при 40 ГэВ/с и $p^{20}\text{Ne}$ - соударениях при 300 ГэВ/с от углов вылета и импульсов протонов и разности $|\Delta\vec{p}|$. Точки: \bullet - $\theta_{12} < 30^\circ$; \square - $30^\circ \leq \theta_{12} < 120^\circ$; \circ - $120^\circ \leq \theta_{12} \leq 180^\circ$. а) - для протонов с импульсами 0.14 - 0.30 ГэВ/с; кривые соответствуют сферически-симметричному гауссовскому распределению точек генерации с параметрами: сплошная кривая - $r_0 = 3.5 \text{ Фм}$, $\chi_0 = 1 \text{ Фм}$, пунктирная кривая - $r_0 = 1.5 \text{ Фм}$, $\chi_0 = 50 \text{ Фм}$; $V = 0.2$, $\Delta\vec{p} \perp \vec{V}$; б) - для протонов с импульсами 0.30 - 0.75 ГэВ/с; сплошная кривая соответствует модели некоррелированной "трубки" - $r_{0\parallel} = 1.5 \text{ Фм}$, $r_{0\perp} = \chi_0 = 1 \text{ Фм}$, $\theta = 90^\circ$, пунктирная и точечная кривые соответствуют модели коррелированной "трубки" - $r_0 = 1.5 \text{ Фм}$, $\chi_0 = 1 \text{ Фм}$, $\theta = 180^\circ$ и 0° ; $V = 0.4$; $\Delta\vec{p} \perp \vec{V}$.

вия с $N_p \geq 2$ при 300 и 40 ГэВ/с соответственно - во всех событиях импульсы протонов были ограничены интервалом $0.14 \leq p \leq 0.75$ ГэВ/с. Данные для двух типов взаимодействий были объединены в силу близости импульсных и угловых спектров (см. главы II - IV).

Двухчастичные корреляционные функции $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ были построены для трех интервалов углов вылета протонов по отношению к первичной частице:

$$а) \quad 0^\circ \leq \theta_{1,2} < 30^\circ ;$$

$$б) \quad 30^\circ \leq \theta_{1,2} < 120^\circ ;$$

$$в) \quad \theta_{1,2} \geq 120^\circ .$$

Фоновые распределения были получены случайным перемешиванием протонов из разных событий, но с фиксированной топологией протонов и с учетом ограничений, вводимых на импульсы и углы вылета протонов. Данные для $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ строились в зависимости от $|\Delta\vec{p}| = |\vec{p}_1 - \vec{p}_2|$ и при этом фоновые спектры нормировались на соответствующие экспериментальные распределения в области значений $|\Delta\vec{p}| > 0.12$, где, как ожидается [119, 120], корреляции между протонами должны отсутствовать.

Зависимости $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ от $|\Delta\vec{p}|$ для разных углов и импульсов вторичных протонов представлены на рис. 5.2(а, б). Как видно, из-за больших статистических погрешностей трудно говорить о существовании достаточно ощутимой зависимости корреляционной функции от углов вылета как для быстрых, так и для медленных протонов. Хотя следует подчеркнуть, что данные для быстрых протонов (рис. 5.2б) не противоречат угловой зависимости, предсказываемой моделью коррелированной, а тем более некоррелированной "трубки" нуклонов.

Таким образом, представленные данные в принципе, не противоречат интерпретации эффекта усиления $R_{12}(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$ с ростом импульсов протонов, как результата уменьшения поперечных размеров области генерации быстрых протонов. Не исключены, однако, другие

механизмы, приводящие к уменьшению расстояния между точками испускания двух частиц в лабораторной системе при увеличении их энергии [158-162].

Результаты настоящей главы диссертации опубликованы в работах [58,62].

Основными результатами настоящей главы диссертации являются корреляция вторичных протонов, образованных от фрагментации ядер в $p^{20}\text{Ne}$, $n^{20}\text{Ne}$ и $n^{12}\text{C}$ -взаимодействиях при первичных импульсах 4, 30, 40 и 300 ГэВ/с.

Основные результаты проведенных исследований сводятся к следующему:

1. При участии автора диссертации получены новые экспериментальные данные по импульсным и угловым характеристикам вторичных частиц в $p^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с.
2. Исследованы множественности и инвариантные спектры вторичных протонов - продуктов фрагментации ядер. Обнаружено, что независимо от первичной энергии (от 4 до 300 ГэВ) или типа взаимодействия ($p\text{Ne}$, $n\text{Ne}$ или $n\text{C}$) в импульсном спектре протонов наблюдаются структуры в области импульсов $p \approx (0.2-0.5)$ ГэВ/с, которые отражены и на угловых распределениях при $\cos\Theta_{\text{LAB}} \leq -0.7$. Наблюдаемые эффекты, как показано в диссертации, могут свидетельствовать о возможном образовании узких дипротонных резонансов.
3. Проведен прямой поиск дипротонных резонансов. В спектрах эффективных масс пар протонов обнаружены статистически обеспеченные (> 4 стандартных отклонения) узкие максимумы, положения и ширины которых не зависят ни от типа взаимодействия ($p\text{Ne}$, $n^{20}\text{Ne}$, $n\text{C}$), ни от первичной энергии. Эти результаты могут свидетельствовать в пользу обнаружения узких дибарионных резонансов.

Из анализа экспериментальных данных для масс (M) и ширины (Γ)

возможных дибарионных резонансов получены следующие значения:

$$M_1 = 1922 \pm 1.3 \text{ МэВ} , \quad \Gamma_1 = 11 \pm 3.6 \text{ МэВ}$$

$$M_2 = 1940 \pm 0.4 \text{ МэВ} , \quad \Gamma_2 = 10 \pm 4.5 \text{ МэВ}$$

$$M_3 = 1954 \pm 5 \text{ МэВ} , \quad \Gamma_3 = 21 \pm 20 \text{ МэВ}$$

$$M_4 = 2017 \pm 1.3 \text{ МэВ} , \quad \Gamma_4 = 5 \pm 2 \text{ МэВ}$$

Суммарное инклюзивное сечение образования указанных кандидатов в дипротоны не превышает 3 мбн.

4. Сделана попытка определить спины (J) и четности (P) первых двух кандидатов в дипротоны. Из анализа угловых спектров распада протонов в системе покоя дибариона показано, что для дипротонной системы с $M_1 = 1922 \text{ МэВ}$ $J^P = 1^-$ или 2^+ , тогда как для состояния с массой $M_2 = 1940 \text{ МэВ}$ значение $J^P = 2^+$ дает наилучшее согласие с экспериментом. Экспериментальные данные также не противоречат тому, что дибарионы в адрон-ядерных взаимодействиях могут рождаться слабо поляризованными.
5. Исследованы спектры эффективных масс трех- и четырехпротонных систем. В спектре масс $M(3p)$ при $M(3p) \simeq 2.91 \text{ ГэВ}$ наблюдается структура (>3 стандартных отклонения), сигнал от которой усиливается в событиях, когда одна из протонных пар имеет массу в области возможных дипротонных резонансов. В спектрах масс четырех протонов при $M(4p) \simeq 3.91 \text{ ГэВ}$ наблюдается максимум, статистическая значимость которого, однако, не позволяет сделать однозначного вывода о наблюдении узкого резонанса с барионным зарядом $B = 4$.
6. Проведен поиск ядерных ударных волн (ЯУВ) в центральных $p \text{ }^{20}\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ, сопровождающихся полным развалом ядра неона. Экспериментальные данные не обнаруживают каких-либо особенностей, свидетельствующих об образовании ЯУВ.
7. Изучена угловая зависимость узких парных корреляций протонов с близкими импульсами. Показано, что наблюдаемое в эксперимен-

тах усиление парных корреляций протонов при увеличении их импульсов может быть связано с уменьшением поперечных размеров области генерации быстрых протонов.

Подавляющая часть указанных данных получена впервые.

Основные результаты настоящей работы представлялись на Сессиях Отделения ядерной физики АН СССР (Москва, 1984 и 1985 г.г.), на УП и УШ Международных семинарах по проблемам физики высоких энергий (Дубна, 1984 и 1986 г.г.), на ХУП и ХУШ Международных симпозиумах по динамике многих частиц (Австрия, 1986 г.; Ташкент, 1987 г.), на X Международном симпозиуме по физике элементарных частиц (Польша, 1987 г.), на III Всесоюзном совещании по взаимодействию частиц и ядер с ядрами (Ташкент, 1985 г.), на совещаниях международного сотрудничества на 2 м пропановой камере (Дубна, 1984-1987 г.г.), на всесоюзных рабочих совещаниях "Кварки в ядрах" (Гатчина, 1985 и 1987 г.г.), на семинарах в ЛВЭ ОИЯИ, ЛИЯФ АН СССР, ФТИ АН УзССР и опубликованы в работах [25, 28, 56-63, 96].

В заключении я хочу выразить глубокую благодарность своему научному руководителю доктору физико-математических наук Б.С.Юлдашеву за постановку задачи, многочисленные обсуждения методических и физических проблем, за чуткое руководство и внимание.

Я выражаю искреннюю признательность академику АН УзССР С.А.Азимову, доктору физико-математических наук А.А.Юлдашеву и кандидату физико-математических наук С.Л.Лутпуллаеву за предоставление возможности для выполнения настоящей работы и постоянный интерес к проблемам, затронутым в диссертации.

Глубокую благодарность выражаю М.Алимову, Х. Артыкову, С.О.Едгорову, Ш.В.Иногамову, К.Р.Игамбердиеву, Р.Ледницки, Е.А.Косовскому, В.Д.Липину, В.Л.Любошицу, К.Олимову, Н.Расулову, Т.П.Родионовой и К.Т.Турдалиеву, вместе с которыми проводилась обра-

ботка экспериментального материала и опубликованы статьи, вошедшие в диссертацию. Я также признателен профессору А. Врублевскому за любезное предоставление первичного материала по $\pi^{\pm 20}\text{Ne}$ -соударениям при 30 ГэВ/с.

За помощь при расчетах по теоретическим моделям я благодарю С.М.Елисеева, Б.Б.Левченко и А.В.Ханелеса.

Данную работу было бы трудно выполнить без помощи М.Ю.Кратенко, Л.Пак, Т.С.Поповой-Груич, Л.Д.Халиловой, А.Т.Кабиловой, Х.Базаровой, которые обеспечили бесперебойную работу по обработке данных в измерительном центре ФТИ НПО "Физика-Солнце" АН УзССР.

1. Auer I.P. et al., Measurement of the total cross-sections difference for π -p scattering in longitudinal spin states. Phys. Lett., 1977, v.67B, N1, 113-116.
2. Auer I.P. et al., Measurement of the total cross-sections difference and the parameter C_{11} in pp scattering with longitudinally-polarised beam and target. Phys. Lett., 1977, v.68, N4, 473.
3. Auer I.P., Observation of structures in the pp total-cross-section difference of pure helicity states in the mass range of 2100 to 2500 MeV. Phys. Rev. Lett., 1978, v.41, N6, 354-356.
4. Yokosawa A., Review of experimental results from the polarized-beam program at the Argonne - ZGS. Phys. Reports, 1980, v.64, N2, 47-86.
5. de Boer W. et al., New measurement of σ_{tot} in proton-proton scattering in pure spin states. Phys. Rev. Lett., 1975, v.34, N9, 558-559.
6. Bingart-S.K. et al., Measurement of the transverse spin dependence of the pp total cross-section in the 1-3 GeV/c region. Phys. Lett., 1975, v.58B, N2, 235-238.
7. Auer I.P. et al., Measurement of σ_{tot} and $\sigma_{tot}(\pm 1, \pm 1, 0, 0)$ in proton-proton scattering between 300 and 800 MeV. Phys. Rev.,

ЛИТЕРАТУРА

1. Лексин Г.А., в кн. "Проблемы современной ядерной физики", М., Наука, 1972, с.511.
2. Шахбазян Б.А., Поиск и исследование многобарионных резонансов с нулевой и отличной от нуля странностью, ЭЧАЯ, 1973, 4, в.3, с.811-856.
3. Макаров М.М., Дибарионные резонансы, УФН, 1982, 136, в.2, с.185-214.
4. Auer I.P. et al., Measurement of the total cross-sections difference for pp scattering in longitudinal spin states. Phys.Lett., 1977, v.67B, N1, 113-116.
5. Auer I.P. et al., Measurement of the total cross-sections difference and the parameter C_{ii} in pp scattering with longitudinally-polarized beam and target. Phys.Lett., 1977, v70 B, N4, 475.
6. Auer I.P., Observation of structures in the pp total-cross-section difference of pure helicity states in the mass range of 2100 to 2500 MeV. Phys Rev Lett., 1978, v41, N6, 354-356.
7. Yokosawa A., Review of experimental results from the polarized-beam program at the Argonne - ZGS. Phys Reports, 1980, v64, N2, 47-86.
8. de Boer W. et al., New measurement of σ_{tot} in proton-proton scattering in pure spin states. Phys Rev Lett., 1975, v34, N9, 558-559.
9. Biegert E.K. et al., Measurement of the transverse spin dependence of the pp total cross-section in the 1-3 GeV/c region, Phys Lett., 1978, v73B, N2, 235-238.
10. Auer I.P. et al., Measurement of $\Delta \sigma_{ii}$ and c_{ii} (1,1,0,0) in proton-proton scattering between 300 and 800 MeV. Phys Rev.,

- 1984, v29D, NII, 2435-2468.
- II. Bhatia T.S. et al., Spin correlation for pp elastic scattering at $Q_{c.m.} = \pi/2$ in the energy region of dibaryon resonances. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, II35-II38.
 12. Aprile E. et al., Spin-dependent parameters P_{nooo} , D_{nono} , K_{noon} , D_{soso} , D_{soko} , M_{sosl} , and M_{sokn} in pp elastic scattering at 579 MeV, Phys Rev., 1983, v27D, NII, 2600-2616.
 13. Bystricky J. et al., Contribution to the 5th Int.Symp. on high-energy. Spin physics, Brookhaven, 1982.
 14. Величко Г.Н. и др., Упругое pp-рассеяние в области нуклон-ядерной интерференции в диапазоне энергий 500-1000 МэВ, ЯФ, 1982, 35, в.6, I457-I464.
 15. Dobrovolsky A.V. et al., Small angle pp scattering at energies from 650 to 1000 MeV. Nucl Phys., 1983, B214, I-20.
 16. Clough A.S. et al., Neutron-proton elastic scattering between 200 and 500 MeV.I. Experimental details and measurements of the D_t and P parameters. Phys Rev., 1980, v21C, 988-1003.
 17. Stanley J.P. et al., Measurements of $\Delta \sigma_L$ and $\Delta \sigma_T$ in pp scattering between 200 and 520 MeV. Nucl Phys., 1983, A403, 525-552.
 18. Демидов В.С. и др., Поглощение остановившихся π^- -мезонов в пропане, Письма в ЖЭТФ, 1964, 46, № 4, I220-I225.
 19. Shahbazian B.A. and Timonina A.A., Investigation of multibari-
onic resonances with strangeness equal and different from zero. Nucl.Phys., 1973, B53, NI, I9-42.
 20. Shahbazian B.A. et al., Multiquark resonant states. Nucl Phys., 1982, A374, 73-93.
 21. Aladashvili B.S. et al., On the two-nucleon mass enhancement associated with the high momentum tail of the spectator in the deuteron break-up. Phys Nucl., 1976, A274, 486-494.

22. Glagolev V.V. et al., Possible dibaryon states produced in ^4He -proton interactions. *Zeit. für. Phys.* 1984, A314, 335-338.
23. Глаголев А.А. и др., Азимутальные корреляции и дибарионные состояния в реакции $^4\text{He}p \rightarrow dppn$, *ЯФ*, 1984, 40, вып.2, 482-488.
24. Байрамов А.А. и др., О возможных низколежащих состояниях дипротона, *ЯФ*, 1984, 39, вып.1, 44-47.
25. Азимов С.А., Аллабердин М.Л. и др., Возможное наблюдение узких дипротонных резонансов в адрон-ядерных взаимодействиях. *Письма в ЖЭТФ*, 1984, 40, 316-318.
26. Агакишев Г.Н. и др., Поиск узких особенностей в спектрах эффективных масс двух и трех протонов методикой 2-метровой пропановой камеры, *Сообщения ОИЯИ*, I-84-106, Дубна, 1984 г.
27. Бешлиу К. и др., Многокварковые резонансы в np -взаимодействиях при энергии (1 ± 5) ГэВ. *Сообщения ОИЯИ*, ДI-83-815, Дубна, 1983.
28. Азимов С.А., Аллабердин М.Л. и др., Поиск дибарионных резонансов в адрон-ядерных взаимодействиях, *ЯФ*, 1985, 42, вып.4(10), 913-918.
29. Ермаков К. и др. Наблюдение низколежащих дибарионных резонансов в реакции $p + ^{40}\text{Ar}$ при энергии 1 ГэВ, *Препринт ЛИЯФ: № 1089*, Ленинград, 1985.
30. Амелин А.И. и др., Возможное наблюдение кумулятивного дибарионного резонанса, *Письма в ЖЭТФ*, 1986, 43, вып.10, 455-457.
31. Siemiarczuk T. et al., Structures revealed in the neutron-proton mass spectrum in the deuteron break-up reaction. *Phys.Lett.*, 1983, I28B, N5, 367-370.
32. Tatischeff B., Evidence for narrow non-strange isovector dibaryons observed using hadronic and leptonic probes. Report IPNO-DRE 85-I9, IPN, Orsay Cedex, 1985.

33. Kamae T. et al., Observation of an anomalous structure in proton polarization from deuteron photodisintegration. Phys. Rev Lett., 1977, v38, N9, 468-471; Argan P.E. et al., Possible dibarion resonance around $2.23 \text{ GeV}/c^2$ in $d(\gamma, p)\chi$. Phys Rev Lett., 1981, v 46, N2, 96-99.
34. Канаи К. и др., Дибарионные резонансы в канале π^- -дейтрон. Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, вып.2, 133-136.
35. Kanai K. et al., Elastic pion-deuteron scattering and dibaryon resonances. Prog.Theor.Phys., 1979, 62, N1, 153-167.
36. Kravtsov A.V. et al., Elastic π^-d scattering at 438 MeV/c. Nucl Phys., 1979, A322, 439-444.
37. Cole R.N. et al., Measurement of the π^-d elastic differential scattering cross section for moments from 343 to 637 MeV/c. Phys.Rev., 1978, vI7C, N2, 681-693.
38. Mac Gregor M.M., pp-resonances: A link between nuclear and hadronic excitations. Phys.Rev., 1979, D20, 1616-1632.
39. Imachi M. et al., Structure and interactions of hadrons with orientable string. Prog Theor Phys., 1976, 55, N2, 551-566.
40. Jaffe R.L., Perhaps a stable dihyperon. Phys Rev Lett., 1977, v38, N5, 195-198.
41. Mulders P.J. et al., Negative-parity NN resonances and extra-neons states. Phys Rev Lett., 1978, v40, N24, 1543-1546.
42. Jaffe R.L., Q^2Q^{-2} resonances in the baryon-antibaryon system. Phys Rev., 1978, vI7D, N5, 1444-1458.
43. Mulders P.J. et al., Multiquark states: Q^3 baryon resonances. Phys.Rev., 1979, DI9, N9, 2635-2652.
44. Mulders P.J., Multiquark states in the bag model, Univ. Nijmegen Report, Krips Repro Meppel, Nijmegen, 1980, 169.
45. Matveev V.A., Sorba P., Is deuteron a six-quark system? Lett Nuovo Cim., 1977, v20, N12, 435-439.

46. Кондратюк Л.А. и др., Нуклон-дейтронное рассеяние на большие углы и трехбарионные резонансы, ЯФ, 1981, 33, вып.5, 1208-1223.
47. Кондратюк Л.А. Релятивизм нуклонов и кварковые степени свободы в легких ядрах, в сб. "Элементарные частицы", ИТЭФ, Энергоиздат, М., 1982, 49-80.
48. Балдин А.М. и др., Экспериментальные исследования кумулятивного мезонообразования при возбуждении различных ядер релятивистскими дейтронами и протонами, ЯФ, 1975, 21, 1008-1014.
49. Ставинский В.С. Предельная фрагментация ядер - кумулятивный эффект (эксперимент), ЭЧАЯ, 1979, том 10, вып.5, 949-995.
50. Лексин Г.А. Новые данные о свойствах глубоконеупругих ядерных реакций. В Материалах VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, 1981, 213-223.
51. Балдин А.М. Материалы XX Международной конференции по физике высоких энергий, Токио, 1980.
52. Aubert J.J. et al. The ratio of the nucleon structure function F_2^n for iron and deuterium. Phys Lett. 1983, 123B, 275-278.
53. Stein S et al., Electron scattering at 4° with energies of 4.5 - 20 GeV. Phys Rev., 1975, 12 D, 1884-1919.
54. Arnold R.G. et al., Measurements of the A dependence of deep-inelastic electron scattering from nuclei. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, 737-730.
55. Аммосов В.В., Асратян А.Э. и др., Наблюдение EMC-эффекта в $\tilde{\nu}$ Ne-взаимодействиях. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 327-330.
56. 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.
57. Аллабердин М.Л. и др. Исследование pNe-взаимодействий с испусканием протонов назад в л.с. при импульсе $p_0 = 300$ ГэВ/с,

- ЯФ, 1984, 39, 840-845.
58. Azimov S.A., Allaberдин M.L. et al., Study of correlations between secondary protons produced in proton-neon interactions at 300 GeV/c. Phys Rev., 1984, D29, 1304-1308.
59. Аллабердин М.Л., Едгоров С.О., Юлдашев А.А., Юлдашев Б.С., Поиск ядерных ударных волн в pNe-взаимодействиих при 300 ГэВ/с, Известия АН УзССР, сер. физ.-мат.наук, 1985, 2, 56-58.
60. Аллабердин М.Л., Косоновский Е.А., Турдалиев К.Т., Обнаружение дибарионных резонансных состояний, в сб. "Актуальные проблемы общественных, естественных и технических наук" (сб.тезисов конф.молодых ученых АН УзССР), ФАН, Ташкент, 1984, стр.27.
61. Аллабердин М.Л., Азимов С.А. и др., Поиск резонансов с барионными зарядами $B = 3$ и $B = 4$. Препринт ФТИ АН УзССР, 26-86-ФВЭ, Ташкент, 1986, 10.
62. Аллабердин М.Л., Ледниcki Р., Любошиц В.Л., Юлдашев Б.С., О механизме усиления парных корреляций протонов. Препринт ОИЯИ, P2-86-731, Дубна, 1986; ЯФ, 1987, 46, вып. 6, 1785-1790.
63. Азимов С.А., Аллабердин М.Л. и др., Угловые спектры протонов от распадов возможных узких дипротонных резонансов, Препринт ФТИ АН УзССР, 44-87-ФВЭ, Ташкент, 1987.
64. Yuldashev B.S. et al., A study of π^{\pm} Ne and pNe interactions in the 30 and 15 Fermilab bubble chambers. Fermilab proposal N 504, Batavia (1977).
65. Азимов С.А. и др., Изучение парных корреляций протонов в пион-углеродных взаимодействиях при импульсе 4.0 и 7.5 ГэВ/с. ЯФ, 1974, 19, вып.2, 317-321.
66. Азимов С.А. и др., Изучение инклюзивной реакции $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow \text{p} + \text{X}$ при $p = 40$ ГэВ/с, ЯФ, 1976, 23, вып.5, 987-992.
67. Азимов С.А. и др., Инвариантные эффекты в реакции $\pi^{-12}\text{C} \rightarrow m\text{p} + \text{X}$, $m \geq 2$; при 4 и 40 ГэВ/с, Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, вып.4, 231-233.

68. Азимов С.А. и др., Множественное образование частиц в π^-C - взаимодействиях при 4 ГэВ/с, ЯФ, 1980, 32, вып.6, 1560-1567.
69. Rees D. et al., Zeit fur Physik, 1983, C17, 95-103.
70. Ван-Ган-Чан, Соловьев М.И., Шкобин Ю.Н., Пропановая пузырьковая камера объемом 24 литра, ПТЭ, 1950, I, 41-43.
71. Во Ван Тхуан, Игамбердиев К.Р. и др., Множественность заряженных частиц в $\pi^-^{12}C$ - взаимодействиях в интервале 4-40 ГэВ/с. Сб. "Множественные процессы при высоких энергиях", Ташкент, 1976, 165-180.
72. Гришин В.Г. и др., Рассеяние π^- -мезонов с импульсом 4 ГэВ/с на электронах, ЯФ, 1965, 2, вып.5, 886-891.
73. Абдурахимов А.У. и др., Измерение магнитного поля в магните 2-метровой пропановой пузырьковой камеры ОИЯИ, Препринт ОИЯИ, Дубна, 13-6448, 1972.
74. Азимов С.А. и др., Сечения и множественности вторичных частиц в pNe - взаимодействиях при 300 ГэВ/с, ЯФ, 1981, 33, вып.1, 169-182.
75. Azimov S.A. et al., Multiplicity of secondary particles in proton-neon interactions of 300 GeV/c. Phys.Rev., 1981, 23D, N II, 2512-2521.
76. Welfort W.I. et al., Bubble chamber optics. App Opt, 1963, 2, 20-25.
77. Абдурахимов А.У. и др., Распределения по множественности вторичных частиц в π^-p -, π^-n - и π^-C -взаимодействиях при импульсе $p=40$ ГэВ/с, Препринт ОИЯИ, Дубна, PI-6277, 1972.
78. Azimov S.A. et al., Multiplicity of charged particles in π^- Carbon interactions from 4 to 40 GeV/c. Nucl. Phys., 1976, B107, 45-66.
79. Yuldashev B.S. et al., Multiplicity of charged particles in π^- -neon interactions at 25 and 50 GeV/c. Acta Phys.Pol., 1978, B9, 513-524.

80. Firestone A. et al., PP interactions of 300 GeV/c: measurement of the charged-particle multiplicity and the total and elastic cross sections. Phys.Rev., 1974, v10D, 2080-2083.
81. Мурзин В.С., Сарычева Л.И., Взаимодействия адронов высоких энергий, М., Наука, 1983.
82. Amos N. et al., Comparison at small angle pp and $\bar{p}p$ elastic scattering at the CERN intersecting storage ring. Phys. Lett., 1983, 128B, 343-348.
83. Allaby T.V. et al., Total cross-sections of π^- , K^- , and \bar{p} on protons and neutrons in the momentum range 20-65 GeV/c. Phys. Lett., 1969, 30B, 500-505.
84. Аллабердин М.Л. и др., Множественное образование заряженных и нейтральных частиц в pN- взаимодействиях при 300 ГэВ/с. В кн.: Множественное образование частиц в адрон-нуклонных и адрон-ядерных взаимодействиях. Ташкент, 1985, 62 стр.
85. Абуллаева К.А. и др., Полуавтоматическое устройство для измерения снимков с пузырьковых камер. В сб. "Взаимодействия частиц высокой энергии с нуклонами и ядрами", изд. "Фан", Ташкент, 1972, 192-197.
86. Каримов Р.Х., Липин В.Д. и др., Просмотровое-измерительный комплекс для обработки фильмовой информации с пузырьковых камер. Сб.: "Множественные процессы при высоких энергиях", Ташкент, 1976, 256-262.
87. Барашенков В.С., Тонеев В.Д., Взаимодействия частиц высокой энергии и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
88. Schwarzschild S. and Zupancic C., Production of tritons, deuterons, nucleons and mesons by 30 GeV/protons on Al, Be, and Fe targets. Phys.Rev., 1983, v129, N2, 854-862.
89. Amann J.F. et al., Particle-Emission cross section for pion bombardment of Mg, Ni, and Ag at 235 MeV. Phys. Rev. Lett., 1975, v35, N16, 1066-1069.

90. Frankel S. et al., Backward production of light ions in the interaction of 400 GeV protons with nuclei. Phys Rev., 1979, 20 C, 2257-2266.
91. Grassgold A.E., Heckrotte W., Watson K.M., Collective excitation of nuclear matter. Ann of Phys., 1959, v6, 1-36.
92. Braune K. et al., Particle production in high-energy hadron-nucleus interaction. Zeit.für Phys., 1983, C13. 105-112.
93. Толстов К.Д., Форма импульсного спектра в столкновениях частиц, ЯФ, 1965, т.1, №5. 832-834.
94. 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, т.33, в.1, 164-168.
95. Ангелов Н. и др., Полный развал ядра углерода π^- -мезонами с импульсом 40 ГэВ/с. ЯФ, 1978, 28, в.3(9), 684-687.
96. Yuldashev B.S., Allaberdin M.L., Azimov S.A. et al., Target fragmentation in hadron-nucleus interactions. Proc.of the XVII Int.Symposium on Multiparticle Dynamics.Austria, 16-20 June 1986, 789-794.
97. Agakishiev H.N. et al., Investigation of correlation phenomena in nucleus-nucleus interactions at 4.2 GeV/c per nucleon. Preprint JINR, E1-84-448, Dubna, 1984.
98. Шабельский Ю.М. Процессы множественного рождения в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях., ЭЧАЯ, 1981, 12, 1070-1115.
99. Николаев Н.Н. Кварки во взаимодействиях лептонов и адронов высоких энергий с ядрами. УФН, 1981, 134, 369-430.
100. Andersson B. et al., Relativistic heavy ion reactions. Phys. Scripta, 1986, 34, 451-474.
101. Stenlund E. et al. On slow particle production in hadron-nucleus interactions. Nucl.Phys., 1982, B198, 407-426.

- I02. Anderson B. et al., On the correlation between fast target protons and the number of hadron-nucleon collisions in hadron-nucleus reactions. Phys. Lett., 1978, 73B, N3, 343-346.
- I03. Geaga J.V., Chessin S.A. et al., Observation of high momentum protons from limiting target fragmentation. Phys. Rev. Lett., 1980, vol.45, N25, 1993-1996.
- I04. Findlay D.J.S. et al., The p-shell proton momentum distribution in ^{16}O above the Fermi momentum. Phys. Lett., 1979, 74B, 305-308.
- I05. Zabolitzky J.G. and Ey W., Momentum distributions of nucleons in nuclei. Phys. Lett., 1978, 76B, N5, 527-532.
- I06. Matthews J.L. et al., Short-range, high-momentum effects in the reaction $^{16}\text{O}(\gamma, p_0)$ for $E=100-300$ MeV. Phys. Rev. Lett., 1977, v36, N1, 8-10.
- I07. Горнов М.Г. и др., Характеристики протонов, испускаемых в заднюю полусферу в пион-ядерных взаимодействиях, ЯФ, 1978, т. 25, 606-612.
- I08. Элтон Л., Размеры ядер, М., ИЛ., 1962.
- I09. Шабельский Ю.М., Юлдашев Б.С., Множественность вторичных частиц в $\pi^- \text{Ne}$ - взаимодействиях и модель многократного рассеяния, ЯФ, 1980, 31, вып.6, 1646-1655.
- I10. Левченко Б.Б., Николаев Е.Н., Эксклюзивное описание множественного рождения на ядрах в кварковой модели. Взаимодействие кварков с ядрами, ЯФ, 1983, 37, 1016-1029.
- I11. Стрикман М.И., Франфурт Л.Л., Многоуклонные корреляции в ядрах и выходы кумулятивных частиц, Письма в ЖЭТФ, 1979, 30, 373-378.
- I12. Dolidze M.G. et al., Enhancements observed in the two-proton invariant mass distribution in the pionless deuteron breakup at 3.3 GeV/c. Zeit. für Phys. A, 1986, 325, 391-397.

113. Watson W.K., High-energy nucleon-nucleon collision. Nuovo Cimento, 1961, 22, N1, 183-188.
114. Мигдал А.Б., Теория ядерных реакций с образованием медленных частиц. Письма в ЖЭТФ, 1955, 28, в.1, 3-4.
115. Baldin A., Photoproduction of π^- -meson near threshold and the value of the Panofsky ratio. Nuovo Cimento, 1958, v8, N4, 569-583.
116. Балдин А.М., Лебедев А.И., Взаимодействие медленных π^- -мезонов с ядрами, ЖЭТФ, 1957, 33, вып.5. 1221-1226.
117. Гришин В.Г. и др., Интерференция тождественных частиц в процессах с участием возбужденных ядер и резонансов, ЯФ, 1971, 13, в.5, 1116-1125.
118. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И., Интерференционные явления в системе двух резонансов, Препринт ОИЯИ, PI-5668. Дубна, 1971.
119. Koonin S.E., Proton pictures of high-energy nuclear collisions. Phys Lett., 1977, v70B, N1, 43-47.
120. Ледницки Р., Любошиц В.Л., Влияние взаимодействия в конечном состоянии на парные корреляции частиц с малыми относительными импульсами, ЯФ, 1982, 35, в.5, 1316-1329.
121. Любошиц В.Л., Интегральное соотношение в теории потенциального рассеяния и влияние взаимодействия в конечном состоянии на двухчастичные корреляции, ЯФ, 1985, 41, вып.3, 820-837.
122. Гришин В.Г. и др., Множественность вторичных частиц в инклюзивных адрон-ядерных реакциях, ЯФ, 1976, 23, в.1, 191-197.
123. Зелински П. и др., Полная дезинтеграция ядра ${}^4\text{He}$ в реакции ${}^4\text{He}p \rightarrow pppp \pi^-$, Сообщения ОИЯИ, I-83-566, Дубна, 1983, ЯФ, 1984, 40, 482.
124. Glagolev V.V. et al., Possible dibaryon states produced in ${}^4\text{He}$ -proton interactions. JINR Communications, EI-83-59.

- Dubna (1983), I-84-519, Dubna, 1984.
125. Бешлиу К. и др., О природе узких особенностей в эффективных массах двух протонов. Сообщения ОИЯИ, Д1-85-433, Дубна, 1985.
126. Абдинов О.Б. и др., Наблюдение узких дипротонных резонансов с массами 1966 и 1989 МэВ/с². Краткие сообщения ОИЯИ, № 15, Дубна, 1986.
127. Троян Ю.А., Модель вращающихся соединенных ориентированных струн для узких дипротонных резонансов. Сообщения ОИЯИ, P2-86-35, Дубна, 1986.
128. Albini E.L. et al., Mean charged hadron multiplicities in high-energy collisions. Nuovo Cim., 1976, 32A, 101-124.
129. Долидзе М.Г. и др., Сообщения ОИЯИ, P2-84-831, Дубна, 1984.
130. Wang F., Wong C.W., Multiquark strings. Nuovo Cimento, 1985, v86A, 283-299.
131. Абдинов О.Б. и др. Поиск многобарионных резонансов в $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействиях при 5 ГэВ/с, Препринт ОИЯИ, P1-86-11, Дубна, 1986.
132. Надеждин В.С. и др., Препринт ОИЯИ, P1-83-571, Дубна, 1983.
133. Балдин А.М. и др., Препринт ОИЯИ, I-84-185, Дубна, 1984.
134. Hanbury Brown R., Twiss R.Q., A new type of interferometer for use in radio astronomy. Phil Mag., 1954, v45, 663-682.
135. Kopylov G.I., Like particle correlations as a tool to study the multiple production mechanism. Phys Lett., 1974, 50B, 472-474.
136. Cocconi G., Second-order interference as a tool for the determination of hadron fireball dimensions. Phys Lett., 1974, v49B, N5, 459-461.
137. Гришин В.Г., Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях, УФН, 1979, 27, вып. I, 51-98.

- I38. Diebold R. Proc. of the XIX Int. Conf. on High Energy Physics. Tokyo, 1978, p.667.
- I39. Siemiarczuk T., Zielinki P., Correlated proton pairs in high-energy nuclear reaction. Phys.Lett.,1967,v24B,675-676.
- I40. Азимов С.А. и др., Корреляционное испускание пар протонов в пион-углеродных взаимодействиях при $p_c=4$ ГэВ/с, ДАН УзССР, 1970, II, 25-26.
- I41. Азимов С.А. и др., Изучение парных корреляций протонов в пион-углеродных взаимодействиях при импульсе 4.0 и 7.5 ГэВ/с, ЯФ, 1974, 19, вып.2, 317-321.
- I42. Fujita I., Correlated and inclusive spectra of energetic protons at 180° in proton-nucleus collisions. Phys. Rev. Lett., 1977, vol. 39, N4, 174-177.
- I43. Николаев Н.Н. Корреляции во множественном рождении на ядрах. Письма в ЖЭТФ, 1976, т.24, 383-387.
- I44. Azimov S.A. et al., Two particle correlations among produced particles in proton-nucleus interactions at high energies. Zeit. für Phys., 1977, vol. A280, 107-109.
- I45. Абдинов О.Б. и др., Изучение pp- корреляций в π^-C - взаимодействиях при 5 ГэВ/с, ЯФ, 1979, 30, вып.4, 1043-1046.
- I46. Ангелов Н. и др., Двухчастичные корреляции вторичных протонов в $\pi^-^{12}C$ - взаимодействиях при 40 ГэВ/с, ЯФ, 1980, 32, вып.5, 1357-1362.
- I47. Бажков Ю.Д. и др., Корреляции кумулятивных барионов при малых относительных импульсах, ЯФ, 1981, 34, вып.1, 95-103.
- I48. 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, N19, 1268-1270.

149. Азимов С.А., Аллабердин М.Л. и др. Наблюдение двухпротонных корреляций в pN e -взаимодействиях при 300 ГэВ/с. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 349-352.
150. Азимов С.А., Аллабердин М.Л. и др., Корреляции вторичных протонов в $p^{20}N$ e -взаимодействиях при импульсе 300 ГэВ/с. ЯФ, 1983, 38, в.6, 1461-1471.
151. Баяков Ю.Д. и др., Парные корреляции нейтронов с малыми относительными импульсами в pPb -взаимодействиях при 7.5 ГэВ/с, Препринт ИТЭФ-127, М., 1984.
152. Баяков Ю.Д. и др., Корреляции кумулятивных протонов и дейтронов в pA - и π^-A -взаимодействиях, ЯФ, 1986, 44, вып.2(8), 412-424.
153. Lynch W.G. et al., Formation and decay of a localized region of high excitation in heavy-ion-induced reactions. Phys.Rev. Lett., 1983, v51, N21, 1850-1853.
154. Bartke E. et al., Preprint JINR, E1-j6-332, Dubna, 1986.
155. Ледницки Р., Подгорецкий М.И., Препринт ОИЯИ, P1-12302, Дубна, 1979.
156. Shabelsky Yu.M., Absorptive parts of the hadron-nucleus amplitude and multiparticle production on nuclei. Nucl.Phys., 1978, 132B, 491-508.
157. Копылова Д.К. и др., Исследование неупругих $d + C_3H_8$ - взаимодействий при $p_d = 4.6; 8.2; 10$ ГэВ/с, сопровождающихся вылетом вторичного дейтрона с импульсом больше $p_d/2$, ЯФ, 1981, 34, вып.2(8), 399-405.
158. Biyajima M., A possible modification of the Koonin formula of two-proton interferometry including an effect of two-proton clusters with a short range corr., Phys. Lett., 1983, 132B, N4, 299.

159. Pratt S., Pion interferometry for exploding sources. Phys. Rev. Lett., 1984, v53, N14, 1219-1221.
160. Grasberger P., Interference effects from inclusive resonance production. Nucl Phys., 1977, B120, 231-252.
161. Ледницки Р., Любошиц В.Д., Влияние взаимодействия в конечном состоянии на парные корреляции частиц с малыми относительными импульсами, ЯФ, 1982, 35, №5, 1316-1330.
162. Hame Y., Padula S.S., "Bose-Einstein correlation in Landau's model", Paper presented at 2nd Workshop on Local Equilibrium in strong. Int Phys, Santa Fe, New Mexico, USA, 19-22 April, 1986.
163. Браун М.А., Вечернин В.В., Вклад перерасеяния типа пиона в кумулятивное рождение протонов на дейтроне, ЯФ, 43, 1579-1586, 1986.
164. Аблеев В.Г. и др., Определение параметров шестикварковой компоненты дейтрона. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 196-198.