

АКАДЕМИЯ НАУК УЗБЕКСКОЙ ССР  
Физико-технический институт им.С.В.Стародубцева

На правах рукописи



ЛИПИН ВЛАДИМИР ДМИТРИЕВИЧ

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР НЕОНА  
В  $p^{20}\text{Ne}$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 300 ГЭВ/с

# ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени кандидата

физико-математических наук

Специальность: 01.04.16 - физика атомного  
ядра и элементарных частиц

Научные руководители: доктор физико-  
математических  
наук А.А.Юлдашев,  
доктор физико-  
математических  
наук Б.С.Юлдашев

Ташкент-1983 г.



## С О Д Е Р Ж А Н И Е

|                                                                                                                                                         |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| ВВЕДЕНИЕ. . . . .                                                                                                                                       | 4  |
| ГЛАВА I. Характеристики вторичных протонов и модели<br>множественного рождения частиц в адрон-ядер-<br>ных взаимодействиях при высоких энергия. . . . . | 9  |
| § I.1. Экспериментальные данные. . . . .                                                                                                                | 10 |
| § I.2. Модели множественного рождения частиц в<br>адрон-ядерных взаимодействиях при высоких<br>энергиях. . . . .                                        | 18 |
| § I.3. Кумулятивные протоны. . . . .                                                                                                                    | 24 |
| § I.4. Корреляции вторичных протонов. . . . .                                                                                                           | 26 |
| § I.5. Заключение. . . . .                                                                                                                              | 29 |
| ГЛАВА II. Методика эксперимента. . . . .                                                                                                                | 30 |
| § 2.1. Описание пузырьковой камеры, первичного<br>пучка, магнитного поля. . . . .                                                                       | 30 |
| § 2.2. Правила просмотра, идентификации событий<br>и сечения взаимодействий. . . . .                                                                    | 33 |
| § 2.3. Определение доли квазинуклонных событий. . . . .                                                                                                 | 37 |
| § 2.4. Методика измерения протонов. . . . .                                                                                                             | 39 |
| § 2.5. Учет потерь и фона от ядер. . . . .                                                                                                              | 40 |
| § 2.6. Полуавтоматическая система обработки сним-<br>ков с пузырьковых камер. . . . .                                                                   | 42 |
| § 2.6.1. Просмотрово-измерительное оборудование. . . . .                                                                                                | 45 |
| § 2.6.2. Математическое обеспечение системы. . . . .                                                                                                    | 49 |
| → ГЛАВА III. Характеристики вторичных протонов в неуп-<br>ругих взаимодействиях протонов с ядрами<br>неона и нуклонами. . . . .                         | 51 |
| — § 3.1. Множественность вторичных протонов. . . . .                                                                                                    | 51 |



|                                                                                                        |      |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------|------|
| → § 3.2. Импульсные спектры протонов. . . . .                                                          | 55✓  |
| § 3.3. Корреляции между $p_{  }$ и $p_{\perp}$ . . . . .                                               | 66✓  |
| § 3.4. Угловые распределения вторичных протонов. . . .                                                 | 68✓  |
| × § 3.5. Корреляции между множествами протонов и их угловыми и импульсными спектрами. . . .            | 75   |
| § 3.6. Характеристики протонов, испущенных назад в лабораторной системе координат. . . . .             | 78✓  |
| → ГЛАВА IV. Корреляции вторичных протонов в pNe-взаимодействиях. . . . .                               | 90   |
| § 4.1. Двухпротонные корреляции. . . . .                                                               | 90   |
| § 4.2. Распределение по продольной и поперечной составляющим переменной $d$ . . . . .                  | 101  |
| § 4.3. Ассоциативные множества вторичных частиц в событиях с коррелированными парами протонов. . . . . | 104  |
| § 4.4. Трехпротонные корреляции. . . . .                                                               | 106+ |
| ЗАКЛЮЧЕНИЕ. . . . .                                                                                    | III  |
| ЛИТЕРАТУРА. . . . .                                                                                    | II5  |



## ВВЕДЕНИЕ

Известно, что использование ядер в качестве мишеней во взаимодействиях с адронами высоких энергий позволяет, в принципе, изучать широкий круг вопросов, связанных с различными аспектами физики сильных взаимодействий. Важнейший из них — как происходит процесс множественного рождения частиц в пространстве-времени. Ядро в данном случае является уникальным анализатором. Отмечалось также /1/, что при изучении адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях имеются возможности для получения информации о локальных свойствах ядерной материи.

В результате интенсивных исследований  $hA$ -соударений в течение последних лет были разработаны и апробированы различные методы анализа данных. Полученные материалы обеспечили существенный прогресс в понимании механизмов адрон-ядерных, адрон-нуклонных взаимодействий и структуры ядра. Тем не менее многие принципиальные вопросы еще ждут своего решения. Известно, например, что на описание процессов множественного рождения частиц в  $hA$ -соударениях при высоких энергиях в настоящее время претендует ряд теоретических моделей, использующих различные представления об эволюции адронов во внутриядерных взаимодействиях (см., например, /2-6/). Отсутствуют четкие теоретические представления о волновых функциях ядер, о радиусе ядерных сил и т.д.

Это делает актуальным, как проведение новых экспериментов, так и поиск характеристик, способных быть критичными при апробации различных теоретических моделей (см., в данной связи /7/).

В последние годы особый интерес вызывают исследования фрагментации ядер под действием частиц высоких энергий, в частности, характеристик вторичных нуклонов, образованных в этих процессах.



## ВВЕДЕНИЕ

Известно, что использование ядер в качестве мишеней во взаимодействиях с адронами высоких энергий позволяет, в принципе, изучать широкий круг вопросов, связанных с различными аспектами физики сильных взаимодействий. Важнейший из них - как происходит процесс множественного рождения частиц в пространстве-времени. Ядро в данном случае является уникальным анализатором. Отмечалось также /1/, что при изучении адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях имеются возможности для получения информации о локальных свойствах ядерной материи.

В результате интенсивных исследований  $hA$ -соударений в течение последних лет были разработаны и апробированы различные методы анализа данных. Полученные материалы обеспечили существенный прогресс в понимании механизмов адрон-ядерных, адрон-нуклонных взаимодействий и структуры ядра. Тем не менее многие принципиальные вопросы еще ждут своего решения. Известно, например, что на описание процессов множественного рождения частиц в  $hA$ -соударениях при высоких энергиях в настоящее время претендует ряд теоретических моделей, использующих различные представления об эволюции адронов во внутриядерных взаимодействиях (см., например, /2-6/). Отсутствуют четкие теоретические представления о волновых функциях ядер, о радиусе ядерных сил и т.д.

Это делает актуальным, как проведение новых экспериментов, так и поиск характеристик, способных быть критичными при апробации различных теоретических моделей (см., в данной связи /7/).

В последние годы особый интерес вызывают исследования фрагментации ядер под действием частиц высоких энергий, в частности, характеристик вторичных нуклонов, образованных в этих процессах.



Было показано (см., например, /9-14/), что изучение их свойств может дать нетривиальную информацию о механизмах адрон-ядерных взаимодействий, о характеристиках ядер-мишеней. В частности, при исследовании фрагментации ядер в  $hA$ -соударениях при высоких энергиях были обнаружены процессы, при изучении которых можно получить прямую информацию о локальных свойствах ядерной материи, о коллективных формах её движения (т.н. "кумулятивные" процессы, ядерные "ударные" волны и т.п.). Были развиты и апробированы методы, позволяющие анализировать пространственно-временную картину процессов генерации вторичных частиц в области фрагментации ядер-мишеней.

Однако имеющиеся в настоящее время данные в значительной степени страдают неполнотой, и в связи с этим, зачастую, не позволяют сделать однозначный выбор между различными теоретическими интерпретациями обнаруженных явлений. Не ясен, в частности, вопрос о соотношении вкладов различных механизмов образования вторичных частиц ("испарительный", "каскадный", "кумулятивный" и т.д.) в общее сечение  $hA$ -взаимодействий.

Целью настоящей диссертационной работы было получение новой экспериментальной информации о процессах образования вторичных протонов при фрагментации ядер неона под действием протонов с импульсами 300 ГэВ/с.

Был проведен систематический сравнительный анализ данных, полученных в одинаковых экспериментальных условиях, по различным характеристикам вторичных протонов, образованных в протон-неон и протон-нуклонных взаимодействиях. Рассматривались также полученные в настоящем эксперименте характеристики так называемых кумулятивных протонов. С целью получения информации о пространственно-временных размерах области испускания вторичных протонов



в  $pNe$ -взаимодействиях детально были проанализированы корреляции протонов с близкими импульсами.

Экспериментальный материал был получен при обработке стереофотографий с 30-дюймовой камеры Фермиевской Национальной Ускорительной Лаборатории (США), наполненной неон-водородной смесью и облученной в пучке протонов с импульсами 300 ГэВ/с.

Отметим, что основная масса имеющихся в настоящее время данных по характеристикам вторичных протонов, образованных в процессах фрагментации ядер под действием адронов высоких энергий, получена либо в электронных экспериментах, либо фотоэмульсионной методикой. Для первых характерна высокая статистическая обеспеченность результатов, но узок интервал углов наблюдения. Эксперименты, проводимые с использованием фотоэмульсий, имея свои преимущества - 4 $\pi$ -геометрия, высокое разрешение при регистрации и идентификации вторичных частиц, сталкиваются с трудностями при выделении взаимодействий на различных ядрах. К тому же в них, как правило, отсутствуют импульсные измерения.

В то же время известно, что методика пузырьковых камер обладает целым рядом существенных достоинств:

- эксперимент проводится в условиях 4 $\pi$ -геометрии с ядрами определенного сорта;
- использование магнитного поля позволяет проводить идентификацию вторичных частиц по зарядам и с хорошей точностью измерять их импульсы;
- в зависимости от наполнения, условия эксперимента дают возможность эффективно идентифицировать по ионизации протоны с импульсами вплоть до  $p \approx 0.8 \div 1.4$  ГэВ/с;
- возможна регистрация нейтральных частиц ( $\gamma$ -квантов,  $\nu^0$ -частиц).



Имеются и некоторые недостатки:

- невозможность регистрации медленных протонов отдачи и продуктов испарения ядра (частицы с импульсами  $p < 0.1$  ГэВ/с);
- неразличимость по ионизации быстрых частиц ( $p > 0.8 \div 1.4$  ГэВ/с). Однако при изучении затрагиваемых в настоящей работе проблем влияние их несущественно.

Отметим также, что данных, полученных в условиях 4π-геометрии, по импульсным характеристикам вторичных протонов, образованных в  $hA$ -взаимодействиях в области первичных энергий  $E_0 > 40$  ГэВ в настоящее время нет.

Диссертация состоит из введения, 4-х глав и заключения.

Первая глава посвящена обзору экспериментальных данных по множественности, угловым и импульсным спектрам вторичных протонов (в том числе кумулятивных), образованных в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. Приводятся также данные по двухчастичным корреляциям протонов с близкими импульсами и их интерпретация в рамках существующих модельных расчетов. В этой же главе кратко обсуждаются основные положения некоторых теоретических моделей, предложенных для описания взаимодействий с ядрами адронов высоких энергий.

Во второй главе диссертации описана методика эксперимента, характеристики 30-дюймовой пузырьковой камеры и первичного пучка протонов. Здесь же кратко описана созданная при участии автора диссертации система обработки снимков с пузырьковых камер, использовавшаяся в настоящем эксперименте.

Третья глава диссертации включает основные данные по множественности вторичных протонов, инклюзивным и полуинклюзивным угловым и импульсным спектрам вторичных протонов в  $pNe$ - и  $pN$ -взаимодействиях. Приводятся также данные по характеристикам прото-



нов, вылетающих в  $p\text{Ne}^{20}$ -взаимодействиях под углами  $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$  в л.с.к.

В четвертой главе изложены данные по изучению двухчастичных корреляций между вторичными протонами с близкими импульсами. Результаты сравниваются с предсказаниями существующей теории данного эффекта.

В заключении сформулированы основные результаты и выводы настоящей работы.

Материалы диссертации докладывались на сессиях ОЯФ АН СССР в Москве (1979-1982 гг), на II Всесоюзном совещании по проблемам автоматизации физического эксперимента в области ядерной физики (Алма-Ата 1978 г), на Всесоюзном совещании по кумулятивному эффекту и ядерному скейлингу (Ереван 1980 г), на Всесоюзном Семинаре "Взаимодействие частиц и ядер высокой энергии с ядрами" (Ташкент 1981 г), на II Всесоюзном совещании по проблемам фрагментации ядер (Москва 1982 г), на научных семинарах ОИЯИ (Дубна), а также опубликованы в работах /15-22/.

частиц (пионы) и быстрых протонов:

- "серые" треки - (3-частицы); состоят в основном из протонов с импульсами  $0.2 < p < 1.0 \text{ ГэВ/с}$ ;

- "черные" треки - (6-частицы) - это главным образом продукты "минорных" возбужденных осколков ядра-мишени ( $p, d, t, \text{He}, \dots$ ) с импульсами  $p < 0.2 \text{ ГэВ/с}$ . Вклад протонов составляет приблизительно 50%.

"Серые" и "черные" частицы объединяются в группу так называемых сильноионизирующих частиц (h-частицы).

Классификация частиц в пузырьковых камерах приблизительно такая же.



# ГЛАВА I. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ И МОДЕЛИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ В АДРОН-ЯДЕР- НЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ.

В настоящей главе приводится краткий обзор имеющихся экспериментальных данных по характеристикам вторичных протонов, образованных при взаимодействиях адронов высоких энергий с атомными ядрами. Рассмотрены также некоторые популярные теоретические модели множественного рождения частиц в  $hA$ -соударениях при высоких энергиях.

Отдельно рассмотрены данные по корреляциям вторичных протонов с близкими импульсами и кумулятивным протонам.

Поясним, что в дальнейшем для удобства используется классификация вторичных частиц, принятая в экспериментах с фотоэмульсиями<sup>\*)</sup>:

- "светлые" треки - ливневые релятивистские частицы ( $S$ -частицы) со скоростями  $\beta > 0.7c$ ; состоят преимущественно из рожденных частиц (пионы) и быстрых протонов;
- "серые" треки - ( $g$ -частицы); состоят в основном из протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с;
- "черные" треки - ( $\beta$ -частицы) - это главным образом продукты "испарения" возбужденных осколков ядра-мишени ( $p, d, t, He, \dots$ ) с импульсами  $p < 0.2$  ГэВ/с. Вклад протонов составляет приблизительно 50%.

"Серые" и "черные" частицы объединяются в группу так называемых сильноионизирующих частиц ( $h$ -частицы).

---

<sup>\*)</sup> Классификация частиц в пузырьковых камерах приблизительно такая же.



## § 1.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ.

В настоящем параграфе приводятся экспериментальные данные по инклюзивным характеристикам вторичных протонов, образованных в процессах фрагментации ядер вызванных адронами высоких энергий. Рассмотрены множественности вторичных протонов, их угловые и импульсные спектры.

Отметим, что современные модели множественного рождения частиц в  $hA$ -взаимодействиях при высоких энергиях расходятся прежде всего в оценках вкладов каскадных механизмов в образование вторичных частиц, а также в представлениях о характере внутриядерных перерассеяний этих частиц. Экспериментальной характеристикой наиболее близкой по смыслу к числу внутриядерных перерассеяний  $\mathcal{N}$ , является множественность вторичных протонов. В связи с этим анализ соответствующих данных позволяет, в принципе, проводить исследование зависимости  $\mathcal{N}$  от энергии, типа налетающей частицы, размеров ядра-мишени. Важно также то, что из всех, широко изучаемых в настоящее время экспериментальных характеристик  $hA$ -взаимодействий, данные по множественности наиболее доступны.

Как зависит множественность сильноионизирующих частиц от энергии первичного адрона  $E_0$ ? Первые экспериментальные исследования показывали её рост с увеличением  $E_0$  - факт тривиально интерпретируемый в рамках представлений о простом последовательном перераспределении  $E_0$  внутри ядра, в процессах перерассеяний вторичных частиц. Однако, в дальнейшем было показано, что при  $E_0 > 10$  ГэВ множественность  $h$ -частиц уже не зависит от  $E_0$  в широкой области  $10 \leq E_0 \leq 10^4 \div 10^6$  ГэВ (см., например /23,24/). При  $E_0 > 10$  ГэВ устойчивостью отличаются также распределения по  $n_h, n_g, n_b$  - частицам. Например, в  $p^-C$ -взаимодействиях для протонов с импуль-



сами  $0.14 \leq p \leq 0.7$  ГэВ/с было получено, что распределения их по множественности не зависят от первичного импульса в интервале  $4 \leq p_0 \leq 40$  ГэВ/с /25/.

Множественности релятивистских выбитых протонов  $(n_p)_S$  ( $p > 1.0$  ГэВ/с) менее изучены, однако из имеющихся данных, полученных в  $p$ -C-соударениях /26,27/ при первичных импульсах 4 и 40 ГэВ/с, можно сделать вывод о том, что  $\langle n_p \rangle_S$  также не зависит от первичного импульса (или очень слабо зависит). В /27/ отмечалось также, что средняя множественность релятивистских протонов, по-видимому, прямо связана с числом внутриядерных перерассеяний  $\mathcal{V}$ .

Таким образом в области больших первичных энергий множественность и средние значения как сильноионизирующих частиц, так и релятивистских протонов меняются очень слабо. Это указывает, в частности, на то, что  $\langle \mathcal{V} \rangle$  и энергия возбуждения, передаваемая ядру, являются слабо изменяющимися с энергией характеристиками  $h$  А-взаимодействий.

В работе /28/ было показано, что множественности сильноионизирующих частиц  $n_h, n_g, n_e$  в  $p$ -А- и  $p$ А-соударениях при импульсе 200 ГэВ/с зависят от типа налетающей частицы. В то же время отношения  $\langle n_e \rangle_{pA} / \langle n_e \rangle_{pA}, \langle n_g \rangle_{pA} / \langle n_g \rangle_{pA}, \langle n_h \rangle_{pA} / \langle n_h \rangle_{pA}$  практически совпадают с отношением  $\langle n_S \rangle_{pA} / \langle n_S \rangle_{pA}$  и отношений средних значений числа внутриядерных столкновений  $\langle \mathcal{V} \rangle_{pA} / \langle \mathcal{V} \rangle_{pA}$  (т.н. " $\mathcal{V}$ -скейлинг"). Этот экспериментальный факт свидетельствует в пользу правильности предположения о существовании связи между множественностью фрагментов ядра-мишени и числом внутриядерных соударений  $\mathcal{V}$ .

В ряде работ /29-32/ отмечалось, что множественность вторичных протонов в реакциях  $p + A$ , для изосинглетных ядер, зависит от знака первичной частицы при заданном импульсе. Так, в  $p$ -А-соуда-



рениях протонов рождается меньше, чем в  $p^+A$ . Экспериментальные данные также показывают /29,32/, что с ростом первичного импульса, эта разница уменьшается.

Возможным объяснением этому может служить тот факт, что при малых начальных импульсах в реакциях  $p^+N$  образуется больше  $p^+$ -мезонов, чем  $p^-$ -мезонов /33/, захват которых внутри ядра нуклонными парами, должен приводить к преимущественному образованию протонов.

Зависимость множественности вторичных протонов от знака первичного адрона ослабевает также с ростом  $A$  /29,30/, что может быть следствием увеличения среднего числа внутриядерных взаимодействий  $\langle \nu \rangle$  и влиянием перерассеяний.

Данные значительного числа работ (см., например /15,25,34,35,41/ и ссылки там же) указывают, что практически во всем рассматриваемом интервале первичных энергий зависимость множественности  $s$ -частиц от числа выбитых протонов ( $g$ -частиц) приблизительно линейна:

$$\langle n_s \rangle = a n_p + b \quad (1.1)$$

Причем коэффициенты  $a$  и  $b$  зависят от первичной энергии (возрастают логарифмически) и от типа налетающей частицы /36/. При фиксированном  $n_p$  средняя множественность  $s$ -частиц в  $pA$ -соударениях больше, чем в  $pA$ .

Существование такой корреляции соответствует предположению о том, что множественность выбитых протонов связана с числом внутриядерных соударений и может служить мерой его оценки. Однако связь эта нелинейна /37,38/.

Множественность релятивистских выбитых протонов зависит от множественности вторичных релятивистских рожденных частиц /39/,



как

$$\langle n_p \rangle_s \simeq 0.7 n_s / \langle n_s \rangle \quad (I.2)$$

Причем с ростом массового числа ядра-мишени число релятивистских протонов растет существенно быстрее, чем число  $\pi^+$ -мезонов /37/, что указывает, в частности, на наличие процессов каскадирования в области фрагментации ядра. В пользу этого свидетельствует также следующее. Существующие данные указывают на сильную  $A$ -зависимость множественности  $h$ -частиц (см., например /16, 25, 36, 40, 41/). Если использовать степенную параметризацию

$$\langle n_p \rangle_{hA} \sim A^\alpha \langle n_p \rangle_{hN} \quad (I.3)$$

то значение  $\alpha$  оказывается ближе к величине  $2/3$ , чем к  $1/3$ , которую можно было бы ожидать в случае отсутствия каскадирования в области фрагментации ядра-мишени. Отметим также, что  $A$ -зависимость множественности  $S$ -частиц существенно слабее:  $\alpha_s \simeq 0.15$  при  $E_0 \gtrsim 100$  ГэВ<sup>ж</sup>).

Более детальную информацию о процессах фрагментации ядер можно получить при анализе дифференциальных спектров  $h$ -частиц.

Экспериментальные данные показывают, что в лабораторной системе координат форма угловых инклюзивных спектров вторичных протонов, испущенных в  $hA$ -взаимодействиях при высоких энергиях, в целом монотонна и удовлетворительно воспроизводится экспоненциальной зависимостью /42-44/.

$$f(\cos \theta) = \frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{d\cos \theta} \sim \exp(k \cdot \cos \theta) \quad (I.4)$$

\*) Значение  $\alpha_s$  для  $S$ -частиц растет с первичной энергией. Причем этот рост сильнее для более тяжелых ядер, что, вообще говоря, указывает на неадекватность параметризации (I.3)



Причем коэффициент  $K$  не зависит от энергии первичной частицы /44/ и зависит от импульсов вторичных протонов. С их ростом существенно растет асимметрия формы угловых спектров в л.с.к. /44, 45/.

Отметим также, что форма угловых распределений вторичных протонов, как показывают, например, данные работ /46, 47/, слабо зависит от их множественности.

Экспериментальные данные показывают, что имеется зависимость формы угловых инклюзивных спектров вторичных протонов от массового числа ядра-мишени (см./43/). Однако, как отмечалось в работе /42/, начиная с углов  $\Theta > 120^\circ$  в л.с.к. данная  $A$ -зависимость пропадает. Это интерпретировалось авторами, как указание на существование двух механизмов образования вторичных протонов (исключая т.н. "испарительные" протоны): так называемых "квазиупругих" процессов, в которых протоны, перерассеиваясь, вылетают преимущественно вперед в л.с.к. (вклад таких процессов с ростом атомного номера ядра мишени изменяется как  $\sim A^{0.4}$ ); и "глубоко неупругих" процессов — процессов происходящих при малых прицельных параметрах. Для последних форма спектров от  $A$  не зависит.

В ряде работ /48/ в угловых спектрах вторичных протонов в  $hA$ - и  $AA$ -взаимодействиях с большой множественностью (т.н. "центральные" соударения) были обнаружены нерегулярности в области углов  $\Theta \sim 60-70^\circ$  в л.с.к., которые интерпретировались как проявление коллективной формы движения ядерной материи — так называемой ядерной "ударной" волны. Суть этой интерпретации такова /49/. Если рассматривать столкновение адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях в терминах газодинамики, то при скорости  $V_0$  — частицы-снаряда, превышающей "скорость-звука" в ядерной материи  $V_0 > 0.2c$ , можно ожидать появления уплотнений ядерного вещества в форме ко-



нуса Маха, что должно, в свою очередь, приводить к преимущественному испусканию частиц вблизи угла Маха

$$\cos \Theta_N = V_s / V_0 \quad (1.5)$$

где  $V_s$  - скорость фронта ударной волны.

Но, как показал проведенный в работах /50,51/ анализ, существование данного явления нельзя считать доказанным, так как наблюдаемые нерегулярности могут быть обусловлены другими процессами (см., например, /42,50/).

В работах /42,52/ для протонов с энергиями  $T_{\text{кин}} \geq 100$  МэВ в угловых спектрах в области  $150-180^\circ$  в л.с.к. была обнаружена нерегулярность: провал выходящий за три стандартных отклонения - явление не находящее себе объяснения в настоящее время. Однако в /53/, где рассматривались угловые распределения вторичных протонов, образованных в  $\gamma$  А-взаимодействиях при энергии  $E_\gamma^{\text{max}} = 4.5$  ГэВ, указанная выше нерегулярность не наблюдалась. Укажем также, что в работах /42,52/ и /53/ рассматривались протоны из различных импульсных интервалов.

Экспериментальные данные по импульсным спектрам вторичных протонов, образованных в hA-соударениях при высоких энергиях, показывают, что их форма, так же, как и в угловых спектрах, в целом монотонна и слабо зависит от типа налетающей частицы и её энергии (см., например, /44/). Отметим, что независимость формы импульсных спектров вторичных протонов от энергии первичного адрона для тяжелых ядер начинается с больших первичных энергий по сравнению с легкими /54/.

Инвариантные дифференциальные сечения вторичных протонов с импульсами  $p \leq 1.0$  ГэВ/с, удовлетворительно воспроизводятся двумя экспонентами (см., например, /45,46,55-57/)

$$f(p) \equiv \frac{E}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d^2\sigma}{dp^2} = A_1 e^{-B_1 p^2} + A_2 e^{-B_2 p^2} \quad (1.6)$$



Параметр наклона для высокоимпульсной части спектра  $B_2$  растет с увеличением угла испускания вторичных протонов /52/.

Важно отметить, что средний поперечный импульс вторичных протонов ( $g$ -частиц), в отличие от быстрых рожденных частиц ( $S$ -частиц), зависит от массового числа ядра-мишени. Если использовать степенную параметризацию  $\langle p_{\perp} \rangle \sim A^{\alpha_{\perp}}$ , то значение  $\alpha_{\perp}$  оказывается равным  $\alpha_{\perp} = 0.10 \pm 0.02$  /58/.

Во многих работах для изучения процессов образования протонов в различных кинематических областях фазового пространства используются нормированные инклюзивные спектры

$$R(p) = \left( \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dp} \right)_{hA} / \left( \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dp} \right)_{hN} \quad (1.7)$$

где  $\left( \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dp} \right)_{hA}$  - импульсное распределение вторичных протонов, образованных в  $hA$ -взаимодействиях (нормированное на полное сечение неупругих  $hA$ -соударений -  $\sigma_{in}$ ),  $\left( \frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{dp} \right)_{hN}$  - соответственно, импульсный спектр вторичных протонов, образованных в  $hN$ -взаимодействиях (нормированный на полное неупругое сечение  $hN$ -соударений).

Анализ данных показывает /26,59/, что при параметризации  $R(p) \sim A^{\alpha}$  в области импульсов вторичных протонов  $p < 1.0$  ГэВ/с величина  $\alpha$  сильно зависит от  $p$ . При  $p < 0.2$  ГэВ/с  $\alpha \simeq 1.1-1.2$  и с ростом импульсов монотонно убывает. Для протонов с импульсами  $p > 1.0$  ГэВ/с, как было показано в /58/, величина  $\alpha$  уже не зависит от  $p$  и приблизительно соответствует значению - 0.3.

Вид зависимости  $\alpha$  от импульсов протонов указывает, по-видимому, что спектр вторичных выбитых протонов неоднороден по происхождению - согласно данным имеется существенный вклад от каскадных механизмов, вымирающий с переходом в высокоимпульсную часть спектра.



Изучение процессов рождения частиц с большими поперечными импульсами, в принципе, может дать информацию о взаимодействиях на малых расстояниях. С этой целью проводились эксперименты по изучению характеристик частиц с большими поперечными импульсами в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях /60,61/. В частности, была обнаружена аномально сильная  $A$ -зависимость выхода адронов с большими поперечными импульсами. Так в параметризации

$$\left( E \frac{d^3\sigma}{d\rho^3} \right)_{hA} \sim A^{\alpha_{\perp}} \quad (I.8)$$

для протонов при  $p_{\perp} > 4$  ГэВ/с было получено  $\alpha_{p_{\perp}} \simeq 1.3$  /60/. Данное значение  $\alpha_{p_{\perp}}$  существенно превышает величину, которую можно было бы ожидать из экстраполяции данных при низких  $p_{\perp}$  в область  $p_{\perp} \simeq 4$  ГэВ/с (см./60/).

В настоящее время предприняты попытки объяснить данный эффект в рамках различных подходов; например, в модели когерентной трубки /62/, в ядерной партонной модели флюктонов /63/, путем перерассеяния партонов при прохождении их через ядерную среду /64/ и т.д. Тем не менее, как отмечалось, например в /6/, в настоящее время не имеется удовлетворительного объяснения этих экспериментальных фактов.

Важной величиной при анализе данных по  $hA$ -взаимодействиям при высоких энергиях является величина свободного пробега адронов в ядре. Попытка определения её величины была сделана в эксперименте с магнитным спектрометром /65/. Наблюдаемую  $A$ -зависимость двухпротонных компланарных корреляций в области квазиупругого пика в  $pA$ -взаимодействиях при  $E_0 = 800$  МэВ, авторы работы аппроксимировали параметризацией эффекта перерассеяния через длину среднего свободного пробега протона  $\lambda_h$ . Была получе-



на величина  $\lambda_h = 2.4$  ферми. Причем 20%-ное изменение в расчетах величины  $\lambda_h$  приводило к существенному расхождению с экспериментальными данными. В /65/ отмечалось также, что полученная оценка величины  $\lambda_h$ , несколько выше, ожидаемой для свободных NN-взаимодействий, но меньше той, которая получается из мнимой части оптического потенциала.

Из анализа компланарных корреляций в реакциях  $A + A$  при  $E_0 = 800$  МэВ/нуклон этой же группой /66/, была оценена доля многократных перерассеяний вторичных протонов с импульсами  $p \geq 100$  МэВ/с, которая оказалась для легких ядер приблизительно равной - 0.6. Оценки делались исходя из данных по сечениям квазиупругих pp-рассеяний с предположением о гауссовом распределении плотности нуклонов в ядре. Авторы /66/ отмечали, что использованные приближения могут привести к 30-40% ошибке в сделанных оценках.

Естественно ожидать, что с уменьшением массового числа ядра-снаряда доля многократных перерассеяний вторичных протонов также должна уменьшаться.

### § 1.2. МОДЕЛИ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ.

Как уже отмечалось, ввиду отсутствия в настоящее время самосогласованной теории сильных взаимодействий, а также из-за неполноты имеющихся представлений о динамике hA-соударений, на описание множественного рождения частиц в hA-взаимодействиях при высоких энергиях претендует ряд моделей, использующих различные феноменологические приближения.

Условно эти модели можно разделить на две большие группы: модели коллективного типа и так называемые каскадные модели.



Существование этих двух направлений отражает двойственность имеющихся экспериментальных указаний. С одной стороны, данные демонстрируют А-независимость многих характеристик (подавление каскадных механизмов), в особенности это касается быстрых рожденных частиц. С другой показывают влияние размеров ядра, существование низкоэнергетического каскада, как это было видно, в частности, из приведенных выше данных.

Отметим, что практически все существующие модели сталкиваются с трудностями при описании явлений в области фрагментации ядра-мишени (в частности, характеристик вторичных протонов), являющихся предметом рассмотрения в настоящей работе. В связи с этим в данном кратком обзоре мы приводим только суть различий в представлениях о пространственно-временной картине внутриядерных взаимодействий, используемых в некоторых популярных теоретических моделях множественного рождения.

Ввиду широкого проникновения в современные представления о динамике сильных взаимодействий понятий о кварках, несомненно особый интерес вызывают модели, в исходных предположениях которых эти понятия используются. Именно такие модели, во всяком случае качественно, с единой точки зрения позволяют описывать столкновения адронов, лептонов и фотонов с ядрами /6/. Тем не менее, отсутствие в настоящее время полного понимания механизмов сильных взаимодействий делает возможным использование других методов. Результаты, полученные на этом пути, впоследствии могут быть переформулированы в рамках будущей теории. В частности, плодотворным оказалось использование представлений из термодинамики, статистической физики, гидродинамики.

Одним из примеров такого подхода является гидродинамическая модель Ландау /3,4,67,68/, являющаяся одним из представите-



лей моделей коллективного типа. Это феноменологическая модель, в основе которой лежат представления о некоем сгустке энергии (кластере), формирование которого до стадии распада на реальные частицы описывается уравнениями релятивистской гидродинамики. Пространственно-временная картина рождения частиц имеет три этапа. Первый - рождение кластера при взаимодействии первичного адрона с группой нуклонов ядра ("трубка"). Второй - расширение кластера, описываемое уравнениями релятивистской гидродинамики, до объема, в котором возможен распад на вторичные частицы. Третий - распад кластера.

Несмотря на некоторые сложности с описанием лидирующих частиц (они не входят в кластер) в данной модели (в пределах её применимости - область больших множественностей вторичных частиц  $\langle n_s \rangle = 10 + 20$ ) с помощью ограниченного числа параметров удается воспроизвести многие детали процесса множественной генерации частиц /4/. Необходимо, однако, отметить, что существуют трудности при интерпретации использованных в модели приближений в рамках теоретико-полевых методов /69,70/.

Другим представителем моделей коллективного типа, является так называемая модель когерентной трубки, развиваемая в работах многих авторов /3,71-74/. В данной модели предполагается, что налетающий адрон одновременно взаимодействует со всеми  $N$  нуклонами, расположенными на одном прицельном параметре в трубке с сечением, равным сечению адрон-нуклонного взаимодействия. Взаимодействие с трубкой считается эквивалентным взаимодействию с нуклоном, но при эффективной массе мишени в  $N$  раз большей. В некоторых вариантах этой модели вводится также зависимость длины трубки от первичной энергии /74/.

Модель дает удовлетворительное описание одночастичных



спектров вторичных быстрых частиц и данных по их средним множественностям /68/, но имеет трудности в воспроизведении ряда других экспериментальных характеристик, в частности, данных по быстротным корреляциям вторичных рожденных частиц /6/.

К моделям каскадного типа относятся модели в которых предполагается пространственно-временная выделенность каждого акта взаимодействия с нуклонами ядра-мишени. Необходимо отметить относительность данного критерия, обусловленную тем, что влияние различных факторов (законы сохранения энергии-импульса, пространственно-временная протяженность элементарного акта взаимодействия с нуклоном и т.д.) нарушает в какой-то степени эту независимость.

Практически во всем диапазоне изучаемых энергий в настоящее время используются расчеты по так называемой каскадно-испарительной модели /23,75-79/. В первоначальном её варианте /23/ использовалась квазиклассическая картина взаимодействия частиц внутри ядра. При этом предполагалась мгновенность элементарного акта взаимодействия адрона с нуклоном ядра с величиной свободного пробега адрона меньшей средних межнуклонных расстояний. Конечный результат получался розыгрышем по методу Монте-Карло всех возможных этапов взаимодействия первичной и вторичных частиц. Эта модель оправдывала себя при низких энергиях (см./23, 37/). Однако экспериментальные данные, полученные при энергиях  $E_0 > 10$  ГэВ, потребовали существенных модернизаций, в частности, ввода представлений о длине формирования вторичных частиц /75/, о поглощении мягких пионов внутри ядра /76,77/, об уменьшении ядерной плотности (трейлинг-эффект) /76,78/, о возможности взаимодействия с нуклоном ядра сразу нескольких вторичных частиц /79/ и т.д.



Специфическая черта сильных взаимодействий при высоких энергиях – коллимирование продуктов распада в узком конусе вокруг направления движения первичного адрона – сохраняющаяся также в  $hA$ -взаимодействиях, позволила успешно применять для описания свойств быстрых рожденных частиц эйкональное приближение, развитое в работах Глаубера /80/. Теоретико-полевое обоснование глауберовского формализма было сделано Грибовым /81/. Развита в этих работах техника расчета многократных взаимодействий первичного адрона с нуклонами ядра была использована Шабельским /7,82/ для описания распределений по множественности быстрых рожденных частиц. Неупругие каналы в данной модели рассчитываются из соотношений унитарности накладываемых на упругую амплитуду адрон-нуклонного рассеяния. Важно отметить, что в модели не учитываются внутриядерные взаимодействия вторичных частиц, т.е. предполагается, что формирование адронов происходит уже вне ядра. Рост относительных инклюзивных спектров вторичных рожденных частиц  $R(p)$  при  $p \rightarrow 0$  и закон  $\langle n_g \rangle \sim A^{2/3}$  приписывается каскадированию медленных нуклонов отдачи /82/. Однако отметим, что соответствующих расчетов нет и в настоящее время модель описывает только характеристики быстрых рожденных частиц /82/.

В последнее время при анализе адрон-ядерных взаимодействий широко используются представления о кварках, как о составляющих конститuentах адрона, способных взаимодействовать независимым образом. В различных подходах адрон состоит либо из двух (мезон) или трех (барион) слабо взаимодействующих кварков (т.н. импульсное приближение) – аддитивная кварковая модель /83/, либо рассматривается как континуум точечных кварк-партонов, а также векторных частиц – глюонов /84/.

Например, в кварковой модели Каппелы-Крживицкого /85/ па-



Специфическая черта сильных взаимодействий при высоких энергиях – коллимирование продуктов распада в узком конусе вокруг направления движения первичного адрона – сохраняющаяся также в  $hA$ -взаимодействиях, позволила успешно применять для описания свойств быстрых рожденных частиц эйкональное приближение, развитое в работах Глаубера /80/. Теоретико-полевое обоснование глауберовского формализма было сделано Грибовым /81/. Развита в этих работах техника расчета многократных взаимодействий первичного адрона с нуклонами ядра была использована Шабельским /7,82/ для описания распределений по множественности быстрых рожденных частиц. Неупругие каналы в данной модели рассчитываются из соотношений унитарности накладываемых на упругую амплитуду адрон-нуклонного рассеяния. Важно отметить, что в модели не учитываются внутриядерные взаимодействия вторичных частиц, т.е. предполагается, что формирование адронов происходит уже вне ядра. Рост относительных инклюзивных спектров вторичных рожденных частиц  $R(p)$  при  $p \rightarrow 0$  и закон  $\langle n_g \rangle \sim A^{2/3}$  приписывается каскадированию медленных нуклонов отдачи /82/. Однако отметим, что соответствующих расчетов нет и в настоящее время модель описывает только характеристики быстрых рожденных частиц /82/.

В последнее время при анализе адрон-ядерных взаимодействий широко используются представления о кварках, как о составляющих конститuentaх адрона, способных взаимодействовать независимым образом. В различных подходах адрон состоит либо из двух (мезон) или трех (барион) слабо взаимодействующих кварков (т.н. импульсное приближение) – аддитивная кварковая модель /83/, либо рассматривается как континуум точечных кварк-партонов, а также векторных частиц – глюонов /84/.

Например, в кварковой модели Каппелы-Крживицкого /85/ па-



дающий адрон имеет много (в принципе, неограниченное число) кварк-партонов, каждый из которых может взаимодействовать внутри ядра, приводя к образованию "гребенок" как в мультипериферической модели, число взаимодействующих конstituентов определяется моделью Глаубера, а расчет сводится к учету т.н. непланарных диаграмм, перекрывающихся во времени. Модель удовлетворительно воспроизводит распределения по множественности и спектры быстрых рожденных частиц /10/.

Другим примером может служить так называемая аддитивная кварковая модель, развиваемая Николаевым с сотрудниками /6,86, 87,88/. В основе её лежат представления о составляющих кварках, способных взаимодействовать независимым образом. В данном подходе кварки имеют партонную структуру мультипериферического типа. Кварк-кварковые взаимодействия есть вначале столкновения мягких партонов, вызывающие постепенную адронизацию партонных состояний составляющих кварков /89/. В модели имеется параметр,  $m_0$  — длина формирования, который можно рассматривать как пространственно-временной интервал необходимый частице, чтоб обрести способность взаимодействовать с "нормальным" сечением, т.е. равным  $\sigma(hN)$ . Вторичные частицы в данной модели каскадируют и вклад таких процессов в общее сечение составляет  $\sim 40-50\%$  /88/. Модель описывает значительное количество данных по инклюзивным спектрам и множественности вторичных рожденных частиц. Отметим также, что в настоящее время она реализована в виде алгоритма типа Монте-Карло на ЭВМ /88/ и претендует на эксклюзивное описание процессов множественного рождения в  $hA$ -взаимодействиях при высоких энергиях. Касаясь характеристик вторичных протонов с импульсами  $p > 0.3$  ГэВ/с (в модели не учитываются механизмы "испарения"), авторы утверждают /88/, что обычное каскадное размноже-



ние не обеспечивает в расчетах описание их инклюзивных спектров. Поэтому в модели в качестве дополнительного, используется механизм взаимодействия адронов в ядре с т.н. малонуклонными коррелированными системами /12/.

### § 1.3. КУМУЛЯТИВНЫЕ ПРОТОНЫ.

Самостоятельной областью исследований в последние годы стало изучение характеристик частиц (в частности, протонов) вылетающих в  $hA$ -взаимодействиях в область фазового пространства, запрещенную кинематикой адрон-нуклонного рассеяния (с учетом ферми-движения) - так называемых кумулятивных частиц /89/.

Следует отметить, что в настоящее время нет однозначной интерпретации механизма рождения кумулятивных протонов. Причина этому в следующем. Если исходить из обычных представлений среднего поля об импульсном распределении нуклонов внутри ядра, то как было показано в /90/ ни ферми-движение, ни многократное рассеяние (см., например, /91/) не могут служить основными механизмами рождения кумулятивных протонов, хотя они и способны играть существенную роль как поправки, особенно в области малых импульсов - до 0.3 ГэВ/с. Необходимо либо предположить существование в ядре так называемой "высокоимпульсной" компоненты, компенсируемой в ядре ( $A-1$ ) нуклонами /92-94/, либо исходить из представлений о существовании в ядре аномальных состояний, когда несколько нуклонов собираются на малом (по сравнению с размерами ядра) расстоянии друг от друга, сравнимом с размерами самих нуклонов (малонуклонные корреляции /12/, флуконы /95/, кластеры /96/, кварковые мешки /97/ и т.д.)

Отметим также, что существует альтернативный подход, в рамках которого вылет кумулятивных протонов объясняется за счет



поглощения мягких пионов внутри ядра нуклонными парами /78, 97, 98/.

Существующая совокупность экспериментальных данных по инклюзивным характеристикам кумулятивных протонов, сводится к следующим фактам /52/.

Инвариантное инклюзивное сечение рождения кумулятивных протонов удовлетворительно параметризуется в виде

$$f(p) \equiv \frac{E}{\sigma_{tot}} \frac{d^3\sigma}{d^3p} = C_0 \exp(-B(\theta)p^2) \quad (I.9)$$

Параметр  $B$  практически не зависит от вида налетающей частицы и массового числа ядра-мишени, но при этом имеется сильная зависимость  $B$  от угла вылета кумулятивных протонов. Значение  $B$  изменяется от  $5 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$  при малых углах ( $\Theta_{\text{лаб}} \approx 90^\circ$ ) до  $\sim 14 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$  при  $\Theta_{\text{лаб}} \approx 180^\circ$ .

Постоянная  $C_0$  с ростом энергии первичной частицы растет. При энергии порядка нескольких (ГэВ) сильная зависимость  $C_0$  от  $E_0$  исчезает. Отметим, что постоянство  $C_0$  для тяжелых ядер наблюдается при больших  $E_0$  по сравнению с легкими.

Перечисленная выше совокупность экспериментальных данных обычно объединяется под общим названием "ядерный" скейлинг /99/.

Существующие данные показывают для кумулятивных протонов с импульсами  $p > 0.4 \text{ ГэВ/с}$  более сильную  $A$ -зависимость по сравнению с  $A$ -зависимостью всех вторичных протонов. Причем  $A$ -зависимость меняется с изменением типа налетающей частицы /52/, и если аппроксимировать выход кумулятивных протонов степенной зависимостью  $A^\alpha$  то для показателя  $\alpha$  экспериментальные данные показывают:

- $\alpha \approx 4/3$  для протон-ядерных взаимодействий;
- $\alpha \approx 1$  для пион-ядерных взаимодействий;
- $\alpha \approx 1$  для фотон-ядерных взаимодействий.



Исследования  $A$ -зависимости на разделенных ядрах-изотопах показали, что если для тяжелых изотопов наблюдалось отсутствие зависимости выходов протонов от нейтронного содержания /52/, то для изотопов легких ядер выход протонов растет при увеличении  $A$  /53/.

Имеются данные по поляризации кумулятивных протонов /101-103/, однако они противоречивы и требуют своего дальнейшего уточнения. Необходимость этого следует из того, что такие данные могут оказаться критичными к существующим теоретическим моделям, претендующим на описание процессов образования кумулятивных частиц /13/.

#### § 1.4. КОРРЕЛЯЦИИ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ.

Многие традиционные инклюзивные методы анализа данных по пространственному рождению частиц в  $hA$ -взаимодействиях при высоких энергиях, как уже отмечалось, сталкиваются с трудностями при дискриминации существующих представлений о пространственно-временной картине внутриядерных соударений. В данной связи особое значение приобретают корреляционные методы анализа инклюзивных данных, развитые в работах Копылова-Подгорецкого /104-106/. Использование этих методов позволяет, в принципе, получить информацию о размерах области генерации вторичных частиц.

В основе их подхода лежит метод Брауна-Твисса /107/, применявшийся в астрофизике для оценки размеров звезд. Суть его такова. Рассмотрим два источника, испускающих тождественные частицы с близкими по величине четырехимпульсами  $q_1$  и  $q_2$ . Эти источники расположены так, что нельзя различить из какого какой частица была испущена. Тогда в амплитуде, описывающей эти источники, появится интерференционный член, зависящий при  $q_1 \approx q_2$  от  $\Delta = q_1 - q_2$ .



более точно от безразмерной комбинации  $S\Delta/\hbar$  ( $S$  - некий пространственно-временной интервал между источниками). Из этого следует, что измерение двойных корреляций тождественных частиц может дать информацию о пространственно-временных условиях генерации. Влияние интерференции должно приводить к появлению максимума (минимума) в двухчастичной корреляционной функции бозонов (фермионов) при  $\Delta \rightarrow 0$ . По ширине этого максимума (минимума) при сопоставлении с соответствующими модельными оценками, можно судить о пространственно-временных размерах области генерации данных частиц.

Заметим, что двухчастичные корреляции могут быть вызваны кулоновским и ядерным взаимодействиями в конечном состоянии [108-109]. Причем так же, как и эффект бозе (ферми) статистики, эти эффекты зависят от пространственно-временных размеров области генерации данных частиц. И если для пионов, например, вклад взаимодействия в конечном состоянии мал [110], то для барионов при  $\Delta \rightarrow 0$  он становится определяющим [113]. При рассмотрении двухчастичных корреляций протонов при  $\Delta \rightarrow 0$ , важным становится отношение между отрицательными (деструктивными) "кулоновскими" корреляциями и положительными корреляциями, обусловленными ядерным взаимодействием в конечном состоянии. Отметим также, что на величину эффекта корреляции протонов оказывает влияние их поляризация - чем выше поляризация, тем меньше величина максимума в корреляционной функции при данных пространственно-временных размерах области генерации протонов.

Последовательный расчет эффекта корреляции вторичных протонов с близкими импульсами, с учетом всех выше упомянутых эффектов, для различных пространственно-временных размеров области их испускания, был проделан в работах [111, 112].



В настоящее время рассматриваемый корреляционный анализ получил признание (см., например, /II4/ и ссылки там же). Получено значительное количество данных по корреляциям пионов в  $hN$ - и  $hA$ -взаимодействиях. Значения  $r_0^*$  - размера области генерации в этих экспериментах оказались приблизительно равными в широком интервале первичных энергий ( $r_0^* \simeq 3-4$  ферми /II4/). Корреляции барионов (в частности, протонов) в адрон-ядерных взаимодействиях изучены хуже, а имеющиеся данные противоречивы и, зачастую, имеют невысокую статистическую обеспеченность. Так в  $hA$ -взаимодействиях, из сопоставления с расчетами Кунина /III/, были получены оценки размеров области генерации протонов  $r_0 \simeq 3-4$  ферми /II5-II8/.) В тоже время в  $AA$ -соударениях, соответствующие оценки дали меньшую величину  $r_0$  /II9/. Кроме того в /II9/ наблюдалось также уменьшение соответствующих значений  $r_0$  с ростом множественности в отбираемых событиях, так в т.н. "центральных" соударениях было получено  $r_0 \simeq 1.5$  ферми.

В ряде работ /II9, I20/ при рассмотрении корреляций вторичных протонов с близкими импульсами делались попытки оценить продольный и поперечный размеры области их испускания. В /I20/, где анализировались данные по кумулятивным протонам образованным в  $hA$ -взаимодействиях, были получены оценки продольного и поперечного размеров соответственно  $r_{||} = 5.6 \pm 1.0$  ферми и  $r_{\perp} = 1.0 \pm 1.0$  ферми. В /II9/ для протонов рожденных в  $AA$ -соударениях различий в этих размерах не наблюдалось.

Отметим также, что данные некоторых работ /II6, II7/ указывают, по-видимому, на усиление корреляций вторичных протонов с ростом их импульсов.

Среднеквадратичные расстояния между источниками протонов в ядре для  $r_0$ , использованного в /III/ соответствуют  $\sqrt{2}r_0 = r_0^*$ .



## § 1.5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ. ЭКСПЕРИМЕНТА

В заключение данной главы сделаем краткое резюме.

За последние годы накоплен значительный экспериментальный материал по характеристикам вторичных протонов, образованных в процессах фрагментации ядер, вызванных адронами высоких энергий. Анализ этих данных способствовал существенному прогрессу в понимании механизмов образования этих протонов, но в то же время поставил ряд вопросов, требующих своего дальнейшего изучения. Отметим некоторые из них.

Имеющиеся экспериментальные данные указывают на существование нескольких механизмов образования вторичных протонов в процессах фрагментации ядер - "испарительный", "каскадный", "кумулятивный" и т.д. Однако задача однозначного выделения их вкладов в настоящее время не решена.

Требуют своего дальнейшего изучения полученные в отдельных экспериментах указания на существование коллективных форм движения ядерной материи.

Ввиду отсутствия в настоящее время однозначной интерпретации механизма рождения кумулятивных протонов, представляется актуальным проведение дальнейших исследований их свойств.

Малочисленны и противоречивы, имеющиеся в настоящее время, данные по корреляциям вторичных протонов с близкими импульсами.



## ГЛАВА II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальные данные, обсуждаемые в настоящей работе, получены с помощью 30-дюймовой пузырьковой камеры Фермиевской Национальной Лаборатории (США), облученной в пучке протонов с импульсами 300 ГэВ/с. Предложение исследовать взаимодействия частиц с ядрами неона в этой камере было выдвинуто ташкентской группой и одобрено руководством ФНАЛ /I22/.

Ниже описывается методика эксперимента. Приводятся: характеристики пузырьковой камеры, первичного пучка, а также правила просмотра стереоснимков, идентификации вторичных частиц и классификации событий. Описывается процедура учета доли квазинуклонных событий. Кратко рассмотрена также созданная при непосредственном участии автора диссертации, полуавтоматическая система обработки снимков с пузырьковых камер, использовавшаяся в настоящем эксперименте.

### § 2.1. ОПИСАНИЕ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ, ПЕРВИЧНОГО ПУЧКА, МАГНИТНОГО ПОЛЯ.

30-дюймовая камера была создана для Фермиевской Национальной Лаборатории (США) и запущена в эксплуатацию в 1972г.

В настоящем эксперименте /I22/ камера экспонировалась в дифракционном пучке протонов с импульсом 300 ГэВ/с. Первичный пучок направлялся с протонного синхрофазотрона на сепаратор, размещенный на расстоянии  $\sim 1$  км от камеры. Проведенные измерения показали, что разброс по импульсам в пучке, входящем в камеру, не превышал  $\sim 0.5\%$ . Примесь сопровождающих частиц составила  $< 0.2\%$  (преимущественно за счет мюонов). Это, в частности, дает возможность с хорошей точностью определить сечение взаимодействий по



числу зарегистрированных событий в эффективном объеме камеры /15/.

Схематическое изображение конструкции камеры приведено на рис.2.1. Камера показана в сечении со стороны выхода пучка. Она представляет собой цилиндр высотой  $\approx 37$  см, основанием которого служат стеклянные окна диаметром  $\approx 75$  см и толщиной 10.6 см. На каждом окне нанесено по 11 реперных меток (всего 22). Оптическая система камеры содержит 4 эллиптические ксеноновые лампы, 2 большие конденсирующие линзы и 4 фотокамеры. Фокальное расстояние каждой из 2-х линз  $L = 200$  см. Фотографирование осуществлялось на пленку шириной 35 мм. Подробнее конструкция камеры и её оптической системы описана в /123/.

Магнитное поле камеры имеет цилиндрическую симметрию относительно оси камеры. Пропускаемый по обмоткам электромагнитов ток создавал магнитное поле с напряженностью в центре камеры  $H \approx 2.5$  тесла. Его неоднородность в видимом фотокамерами объеме камеры не превышала  $\sim 5\%$ .

В качестве наполнителя использовалась смесь неона и водорода при температуре 28.5 К и давлении 92.6 П. Молярная фракция неона в смеси составляла  $\delta = 0.309$ . Плотность и радиационная длина такой смеси составляют /124/ соответственно  $\rho = 0.249$  г/см<sup>3</sup> и  $X_0 = 128.1$  см, что позволяет, в частности, регистрировать  $\gamma$ -кванты с эффективностью  $\sim 125\%$  /15/.

Начало системы координат камеры находилось в середине верхнего стекла. Координата  $Z$  внутри камеры считалась положительной. Направление оси  $Y$  совпадало с направлением первичного пучка, а направление положительных частиц в магнитном поле камеры совпадало с направлением оси  $X$ .



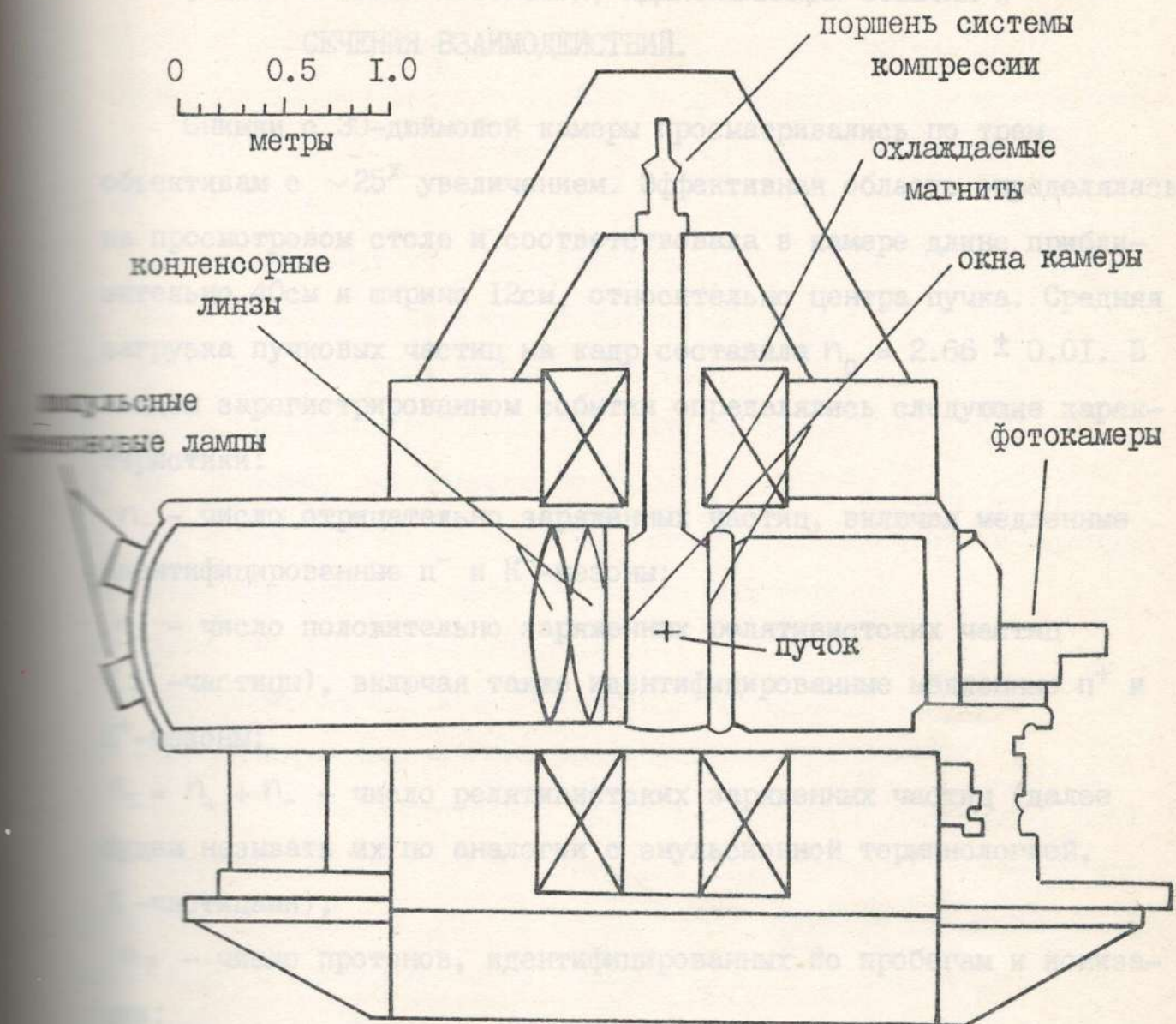


Рис.2.1. Схематическое изображение 30-ти дюймовой пузырьковой камеры в сечении со стороны выхода первичного пучка.



## § 2.2. ПРАВИЛА ПРОСМОТРА, ИДЕНТИФИКАЦИИ СОБЫТИЙ И СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ.

Снимки с 30-дюймовой камеры просматривались по трем объективам с  $\sim 25^{\times}$  увеличением. Эффективная область определялась на просмотрном столе и соответствовала в камере длине приблизительно 40 см и ширине 12 см, относительно центра пучка. Средняя загрузка пучковых частиц на кадр составила  $n_0 = 2.66 \pm 0.01$ . В каждом зарегистрированном событии определялись следующие характеристики:

$n_-$  - число отрицательно заряженных частиц, включая медленные идентифицированные  $\pi^-$  и  $K^-$ -мезоны;

$n_+$  - число положительно заряженных релятивистских частиц ( $S^+$ -частицы), включая также идентифицированные медленные  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезоны;

$n_s = n_+ + n_-$  - число релятивистских заряженных частиц (далее будем называть их по аналогии с эмульсионной терминологией,  $S$ -частицами);

$n_p$  - число протонов, идентифицированных по пробегам и ионизации;

$n_\gamma, n_{V^0}, n_n$  - соответственно, число  $\gamma$ -квантов,  $V^0$ -частиц и нейтральных звезд, ассоциированных с первичным взаимодействием. Регистрация нейтральных частиц проводилась во всем просматриваемом фотокамерами объеме камеры.

Вторичные протоны в данной  $NeH_2$ -смеси эффективно идентифицировались в интервале импульсов  $0.11 \lesssim p \lesssim 1.2$  ГэВ/с. Протоны с импульсами менее 110 МэВ/с в камере практически не видны, а с импульсами более 1.2 ГэВ/с трудно отличимы по ионизации от  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов\*).

---

\* См. на следующей странице.



Все взаимодействия, зарегистрированные в выбранной эффективной области камеры, разделялись на группы "pp"-, "p $\pi$ "- и "pNe"-соударений в соответствии со стандартными критериями отбора, принятыми в экспериментах с пузырьковыми камерами с тяжелым наполнением.

К взаимодействиям типа "pp" относились события, в которых:

- а) число вторичных заряженных частиц четно;
- б) сумма зарядов этих частиц  $Q = +2$ ;
- в) число идентифицированных протонов не более 1 ( $n_p \leq 1$ );
- г) нет протона, вылетевшего назад в л.с.к. ( $n_{\tilde{p}} = 0$ ).

К взаимодействиям типа "p $\pi$ " относились события, в которых:

- а) число вторичных заряженных частиц нечетно;
- б) сумма зарядов этих частиц  $Q = +1$ ;
- в) число идентифицированных протонов не более 1 ( $n_p \leq 1$ );
- г) нет протона, вылетевшего назад в л.с.к. ( $n_{\tilde{p}} = 0$ ).

К "pp"? (соответственно "p $\pi$ "?) относились события, в которых условия а), б) и в) выполнены, а сумму зарядов  $Q$  точно определить затруднительно (короткие треки, близкие вторичные взаимодействия или треки очень быстрых ( $p > 100$  ГэВ/с) частиц), но она может быть равной +2 (или +1), например 6-ти лучевое событие с тремя отрицательными частицами.

Все события, не удовлетворяющие критериям "pp" или "p $\pi$ " взаимодействий, относились к взаимодействиям типа "pNe".

---

В отдельных случаях можно было идентифицировать протоны по ионизации вплоть до импульсов  $p \simeq 1.6$  ГэВ/с, если протоны вылетали под малыми глубинными углами из звезд расположенных в верхней части пузырьковой камеры.



Дважды было просмотрено 26031 стереокадров, из которых рабочими оказались 20837 (рабочими назывались кадры без взаимодействий первичных частиц во входном окошке камеры). Эффективность двойного просмотра  $\epsilon_{12}$ , оказалась близкой к 100% за исключением малолучевых ( $n_{ch} \leq 3$ ) звезд, для которых в среднем  $\epsilon_{12} = 87 \pm 3\%$ . Однолучевые звезды регистрировались при углах  $\Theta > 2^\circ$ , что почти полностью исключало случаи когерентного упругого рассеяния первичных протонов на ядрах неона, т.е. зарегистрированные при просмотре события относились к случаям неупругих pNe-взаимодействий и pp-соударений, в которых имеется потеря части других pp-событий из-за малых пробегов протонов отдачи.

Согласно данным по множественности вторичных частиц в pp-соударениях /125/ было определено, что доля  $K^-$ -мезонов и антипротонов среди отрицательных заряженных частиц составляет 5% и 1.4% соответственно, т.е. около 94% отрицательно заряженных частиц являются  $p^-$ -мезонами. Положительно заряженные релятивистские частицы состоят из  $p^+$ - и  $K^+$ -мезонов и быстрых ( $p > 1.2$  ГэВ/с) неидентифицированных протонов. Доля  $K^+$ -мезонов среди  $S^+$ -частиц по оценкам не превышает 6%.

Экспериментальные данные были поправлены на Далиц-пары, близлежащие к центру звезд  $\delta$ -электроны, ковертировавшие  $\gamma$ -кванты,  $V^0$ -частицы и вторичные взаимодействия. В 8.4% событий невозможно было определить множественности и заряды всех вторичных частиц. Эта информация восстанавливалась розыгрышем по методу Монте-Карло с использованием полученных экспериментальных данных для звезд с определенными  $N_S$ ,  $N_+$ ,  $N_-$  и  $N_p$ .

Общее число найденных событий в NeN<sub>2</sub>-смеси с учетом поправки на эффективность двойного просмотра оказалось равным  $N = 6578 \pm 100$ .



По данным просмотра в выбранном эффективном объеме камеры было определено сечение взаимодействия протонов в  $\text{NeH}_2$ -смеси  $\sigma(p\text{NeH}_2)$ . Нетрудно показать, что  $\sigma(p\text{NeH}_2)$  равно

$$\sigma(p\text{NeH}_2) = \delta \sigma_{in}(p\text{Ne}) + 2(1-\delta) \sigma^*(pp) \quad (2.1)$$

где  $\delta = 0.309$  - молярный состав неона;

$\sigma_{in}(p\text{Ne})$  - неупругое сечение  $p\text{Ne}$ -взаимодействий (как указывалось выше, при просмотре регистрировались только события, соответствующие  $\sigma_{in}(p\text{Ne})$ );

$\sigma^*(pp)$  - полное сечение "видимых" соударений на свободных протонах смеси ( $\text{NeH}_2$ ) и определяемое как

$$\sigma^*(pp) = \sigma_{tot}(pp) - K \sigma_{ee}(pp) \quad (2.2)$$

Здесь  $\sigma_{tot}(pp)$  - полное сечение  $pp$ -взаимодействий при 300 ГэВ/с [126];

$K$  - доля упругих  $pp$ -событий, нерегистрируемых вследствие малых пробегов протонов отдачи в  $\text{NeH}_2$ -смеси.

В настоящем эксперименте регистрация протонов проводилась начиная с импульсов  $p \geq 110$  МэВ/с, что соответствует пробегам  $L \geq 2$  м. При этом, как показывает анализ дифференциальных сечений упругого  $pp$ -рассеяния при 300 ГэВ/с [126], в условиях настоящего эксперимента имеется потеря приблизительно 30% упругих  $pp$ -взаимодействий, т.е. коэффициент  $K$  в (2.2) равен  $K = 0.3$ .

Из данных просмотра сечение  $\sigma(p\text{NeH}_2)$  оказалось равным

$$\sigma_{in}(p\text{NeH}_2) = (162.8 \pm 2.5) \text{ мбн},$$

приведенная ошибка является статистической.

С использованием соотношения (2.1) и данных по измерениям  $\sigma_{tot}(pp)$  и  $\sigma_{ee}(pp)$  при 300 ГэВ/с [126], были определены сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами неона:

$$\sigma_{in}(p\text{Ne}) = (355.5 \pm 8.1) \text{ мбн}. \quad (2.4)$$



Величина  $\sigma_{in}(pNe)$  состоит из вклада неупругих сечений некогерентных,  $\sigma_{prod}(pNe)$ , и когерентных,  $\sigma_{coh}(pNe)$ ,  $pNe$ -взаимодействий:

$$\sigma_{in}(pNe) = \sigma_{prod}(pNe) + \sigma_{coh}(pNe) \quad (2.3)$$

Используя данные работы /127/ ( $pEm$ -взаимодействия при 400 ГэВ/с) и предполагая, что  $\sigma_{coh}(pA) \sim A^{2/3}$ , можно оценить сечение неупругих когерентных  $pNe$ -взаимодействий:

$$\sigma_{coh}(pNe) = (13.0 \pm 1.5) \text{ мбн, т.е.}$$

$$\sigma_{prod}(pNe) = \sigma_{in}(pNe) - \sigma_{coh}(pNe) = (342 \pm 8.2) \text{ мбн.}$$

Полученные в настоящем эксперименте результаты по  $\sigma_{in}(pNe)$  и  $\sigma_{coh}(pNe)$  находятся в хорошем согласии с данными по сечениям  $pA$ - и  $nA$ -взаимодействий в области энергий близких к 300 ГэВ /128/ и с данными при более низких энергиях /129/ (если проинтерполировать эти данные по массовому числу ядра-мишени /15/).

### § 2.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЛИ КВАЗИНУКЛОННЫХ СОБЫТИЙ.

При анализе множественностей вторичных частиц в  $pNe$ -взаимодействиях, соударения на свободных протонах смеси были вычтены статистически двумя способами.

В первом, общее число  $pNe$ -взаимодействий и распределения множественности в них определялись путем вычитания  $pp$ -соударений с использованием измеренных сечений  $pNe$ - и  $pp$ -взаимодействий и распределений по множественности заряженных частиц в  $pp$ -соударениях при 300 ГэВ/с /126, 130/.

Второй способ заключался в определении полного числа  $pNe$ -соударений,  $N(pNe)$  с помощью соотношения (см., также /25/):

$$N(pNe) = N("pNe") + N("pn") + \alpha N("pp") \quad (2.4)$$



Значение коэффициента  $\alpha$  (доля "pp"-взаимодействий на квазисвободных нуклонах ядра неона) определялась через сечения pp и pNeH<sub>2</sub>-соударений:

$$\alpha = 1 + \frac{2(1-\delta)\sigma^*(pp)}{\sigma(pNeH_2)} \cdot \frac{N_{tot}}{N("pp")} \quad (2.5)$$

$N_{tot}$  - полное число найденных событий в NeH<sub>2</sub>-смеси с учетом поправок на эффективность регистрации.  $\delta = 0.309$  - молярный состав неона.  $\sigma^*(pp)$  - полное сечение "видимых" соударений на свободных протонах NeH<sub>2</sub>-смеси (см. (2.2)).

Как показал анализ, оба метода вычитания взаимодействий на свободных протонах NeH<sub>2</sub>-смеси дают одинаковые в пределах погрешностей распределения по множественности вторичных частиц в pNe-взаимодействиях.

Необходимо отметить, что события, классифицированные при просмотре как "pp"-взаимодействия, имеют распределение по множественности всех заряженных частиц аналогичное /15/, полученным в эксперименте с водородной камерой /126/.

Так как в настоящем эксперименте измерялись только идентифицированные вторичные протоны, то упругие pp-взаимодействия вычитались статистически, с учетом данных по сечению упругих pp-соударений при импульсе 300 ГэВ/с /126/.

В результате введения поправок на эффективность регистрации и после вычитания взаимодействий на свободных протонах NeH<sub>2</sub>-смеси полное число неупругих pNe-соударений составило  $N(pNe) = 5792 \pm 172$ .

Полное число протонов зарегистрированных при просмотре в выбранной эффективной области в событиях типа "pp", "pn" и "pNe" составило - 10491.



#### § 2.4. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПРОТОНОВ.

Измерения найденных при просмотре протонов производились в следующей последовательности.

На полуавтоматических устройствах ПИК /I3I/ измерялись репера и координаты точек треков на 2-х стереопроекциях. Далее программой ГеофитФТИ /I32/ восстанавливалась пространственная картина взаимодействия, определялись основные параметры частиц - пространственные координаты центра звезды, длина измеренного трека ( $L$ ), а также систематические ошибки измерения импульсов и углов.

Импульс коротких протонов ( $L \leq 4\text{см}$ ) рассчитывался только по пробегу в камере, а при длине более 4см, как по пробегу так и по кривизне трека.

После анализа методических распределений координат вершины звезды, угловых спектров пучковых протонов была выбрана следующая эффективная область для первичных взаимодействий:

по оси X  $-3 \div -11\text{см}$ ;

по оси Y  $-26 \div +20\text{см}$ ;

по оси Z  $+8 \div +27$ ;

$$1.54 \leq \beta \leq 1.59;$$

$$-0.013 \leq \alpha \leq +0.009,$$

$\alpha$  - угол между плоскостью XY и касательной к треку (глубинный угол),  $\beta$  - угол между осью X и проекцией касательной к следу в плоскости XY в центре звезды.

Выбор таких ограничений соответствует минимальной длине измераемого вторичного трека  $L = 15\text{см}$ , а также позволяет избавиться от примеси провзаимодействовавших в стенке камеры частиц.

Общее число измеренных событий с протонами после введения



ограничений на эффективный объем для звезд составило  $N = 4392$ .

Для определения погрешности в определении пространственных координат точек в камере, несколько раз измерялись координаты точек взаимодействия первичных треков. Полученные значения среднеквадратичных ошибок измерения пространственных координат  $X, Y, Z$  оказались равными соответственно:

$$\sigma_x = 0.066 \text{ мм}, \quad \sigma_y = 0.103 \text{ мм}, \quad \sigma_z = 0.418 \text{ мм}.$$

При определении импульсов частиц и их ошибок учитывались статистические разбросы точек на следе, неопределенности в значении магнитного поля, а также ошибки, обусловленные многократным расхождением. Характеристикой качества измерения трека являлись рассчитанные на одну степень свободы величины  $\chi^2_{x,y}$  и  $\chi^2_{x,z}$  - степень разброса измеренных точек относительно гладкой кривой (параболы), подбираемой в программе геометрической реконструкции, в плоскостях  $XY$  и  $XZ$  соответственно. На основании методического анализа  $\chi^2$  - распределений, критериями хорошего качества измерения трека были выбраны их следующие значения  $\chi^2_{x,y} \leq 1.0$  и  $\chi^2_{x,z} \leq 1.0$ , что соответствовало уровню достоверности 0.9. Для протонов отобранных по этим критериям, средняя величина относительной ошибки определения импульсов  $\delta p/p$  оказалась равной:  $\leq 1\%$ , для треков, измеренных по пробегу и для протонов, измеренных по кривизне  $\delta p/p = (4.5 \pm 0.1)\%$ . Средние ошибки измерения углов составили:  $(\delta \alpha) = 0.0037$ ,  $(\delta \beta) = 0.0017$  радиан.

## § 2.5. УЧЕТ ПОТЕРЬ ПРОТОНОВ И ФОНА ОТ ЯДЕР.

Хорошее качество снимков с 30-дюймовой камеры, как уже говорилось, позволило эффективно идентифицировать протоны по кривизне в импульсном интервале  $0.11 \leq p \leq 1.2$  ГэВ/с. Однако, для дальнейшего анализа были оставлены толь-



но протоны с импульсами  $0.13 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с. Введение указанной верхней границы на импульсы протонов позволило в значительной мере исключить фон от  $p^+$  и  $K^+$ -мезонов, доля которых среди треков, идентифицированных по ионизации как протоны и имеющих импульсы  $1.0 \leq p \leq 1.2$  ГэВ/с составляет по оценкам  $\leq 18\%$  (для частиц, вылетающих под большими глубинными углами:  $|\alpha| > 60^\circ$ ). Введение нижней границы исключает потери протонов, вызванные невысокой эффективностью регистрации медленных протонов отдачи.

После введения этих ограничений полное число протонов с импульсами  $0.13 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с составило  $N = 9374$ .

На отобранные протоны вводились веса по азимутальному углу  $\varphi$  и глубинному углу  $\alpha$  (из требования изотропности спектра по  $\varphi$ ). При введении весов учитывались небольшие потери среди крупных энергичных протонов ( $p > 0.7$  ГэВ/с), вылетающих в верхнюю половину камеры и незначительную примесь  $p^+$  и  $K^+$ -мезонов среди треков, вылетающих в нижнюю половину камеры под углами  $|\alpha| > 60^\circ$ . Область нормировки весов по  $\varphi$  и  $\alpha$  выбиралась максимально благоприятной для однозначной идентификации протонов с высокой эффективностью:  $|\alpha| < 60^\circ$ ;  $0 \leq \varphi \leq 0.63$  рад;  $2.52 \leq \varphi \leq 3.77$  рад;  $5.00 \leq \varphi \leq 6.28$  рад.

Необходимо отметить, что среди частиц, идентифицированных при просмотре как протоны, имеется примесь от тяжелых фрагментов ( $\alpha, t, He, \dots$ ). В связи с этим были сделаны соответствующие проверки. Дополнительный методический просмотр, проведенный после измерений углов и импульсов, позволил исключить дейтоны с импульсами  $0.3 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с, ложно идентифицированные как протоны. Их доля составила  $\sim 3\%$ . В то же время из данных по выходам тяжелых частиц ( $\alpha, t, He, \dots$ ) в адрон-ядерных взаимодействиях при энергиях вплоть до 400 ГэВ /23,133/, следует, что в настоящем экс-



в их примесь не должна превышать 9%, причем основная её часть приходится на область импульсов  $p < 0.2$  ГэВ/с /23/.

## § 2.6. ПОЛУАВТОМАТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ОБРАБОТКИ СНИМКОВ С ПУЗЫРЬКОВЫХ КАМЕР.

Для обработки данных, полученных с помощью методики пузырьковых камер, необходимо располагать системами, автоматизирующими процесс обработки filmовой информации.

Существующие и развиваемые автоматизированные системы, предназначенные для выше указанной цели, условно можно разделить на 2 группы:

- автоматические системы, использующие сканирующие устройства с высокой скоростью съема информации /135/;
- полуавтоматические системы, создаваемые на базе просмотрочно-измерительной техники и предусматривающие активное участие человека на всех этапах обработки filmовой информации /135/.

Как правило, автоматические системы обработки дают хорошие результаты в случае обработки снимков с малым числом первичных частиц и событиями простой топологии. Их средняя производительность составляет  $\sim 0.3 \times 10^6$  событий в год.

Однако существует ряд причин, приводящих к значительным затруднениям при эксплуатации таких систем: плохое качество снимков, большая множественность вторичных частиц в событиях, информация этих частиц в узком конусе в экспериментах при высоких энергиях и т.д. Необходимо отметить также, что внедрение автоматических систем связано с большими материальными затратами, требует хорошей технологической базы и значительного штата высококвалифицированных специалистов.

В отличие от автоматических, полуавтоматические системы



менее прихотливы и, несмотря на сравнительно низкую скорость измерений, оказываются в отдельных случаях более эффективными /135/. Добавим также, что для небольших организаций они, по-видимому, единственно возможны.

Описываемая нами полуавтоматическая система обработки фильмовой информации с пузырьковых камер /19-21/ создавалась в сравнительно небольшом институте и это наложило свою специфику. Система ориентировалась на имеющиеся вычислительные мощности, готовые измерительные приборы и программы. Определяющими были следующие требования:

- система должна позволять обрабатывать несколько десятков тысяч стереофотографий в год;
- аппаратная часть и математическое обеспечение должны быть достаточно гибкими, обеспечивая возможность обрабатывать данные различных экспериментов;
- отдельные этапы обработки снимков должны быть согласованы так, чтобы экспериментатор был по-возможности освобожден от ручной работы, приводящей к многочисленным ошибкам.

Структура созданной нами системы приведена на рис.2.2. Она представляет собой управляющий измерительно-вычислительный комплекс, созданный на базе ЭВМ М-222 и просмотрово-измерительного оборудования (4 просмотрово-измерительных стола (ПС) и 4 полуавтоматических измерительных установок ПИК /131/). Для расширения возможностей диалога операторов измерительных устройств в состав внешних устройств ЭВМ был введен алфавитно-цифровой дисплей "Видеотон-340".

Обработка стереофотографий в системе организована следующим образом. Снимки просматриваются физиками на ПС и на них отбираются события в соответствии с требованиями проводимого экспери-



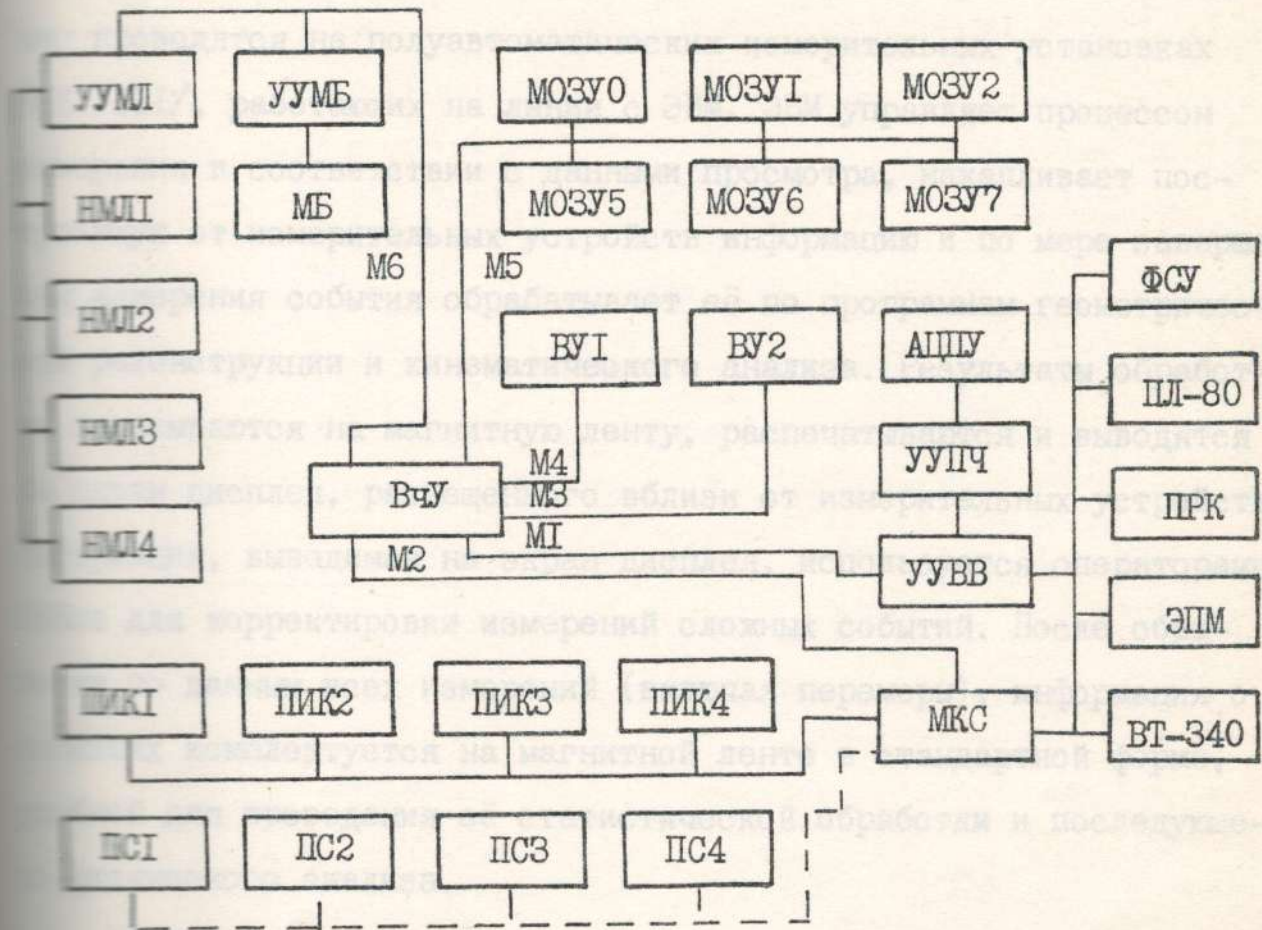


Рис.2.2. Блок-схема измерительно вычислительного комплекса



мента. На отобранные события заводится документация (журналы просмотра, схематические зарисовки взаимодействий, информация на перфокартах), используемая впоследствии при измерениях. Последние проводятся на полуавтоматических измерительных установках ПИК /I3I/, работающих на линии с ЭВМ. ЭВМ управляет процессом измерения в соответствии с данными просмотра, накапливает поступающую от измерительных устройств информацию и по мере завершения измерения события обрабатывает её по программам геометрической реконструкции и кинематического анализа. Результаты обработки записываются на магнитную ленту, распечатываются и выводятся на экран дисплея, размещенного вблизи от измерительных устройств. Информация, выводимая на экран дисплея, используется операторами ПИКов для корректировки измерений сложных событий. После обработки по данным всех измерений (включая перемеры), информация о событиях комплектуется на магнитной ленте в стандартной форме, удобной для проведения её статистической обработки и последующего физического анализа.

Ниже кратко описываются аппаратная часть и математическое обеспечение системы.

#### § 2.6.1. ПРОСМОТРОВО-ИЗМЕРИТЕЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ.

Установки ПС и ПИК - это полуавтоматические приборы, в которых координаты измеряемой точки на стереофотографии определяются автоматически, а такие операции как установка нужного кадра, распознавание изображения и точный подвод измерительной метки производится оператором.

Просмотрово-измерительный стол (ПС) предназначен для просмотра стереофотографий и проведения предварительных измерений с точностью не хуже 20мкм. Он имеет одну проекционную систему,



2 лентопротяжных механизма и систему проектирования измерительной метки. Максимальное поле измерения  $100 \times 100 \text{ мм}^2$ . Отсчет производится угловыми датчиками. Лентопротяжные механизмы имеют 2 скорости: "быстрый" ход - 1 м/сек и "медленный" ход - 20 мм/сек. Увеличение проекционной системы сменное -  $12 \div 25^\times$ . В настоящем эксперименте ПС использовались только для просмотра.

ПИК - это полуавтоматическое измерительное устройство смонтированное на базе микроскопа УИМ-21 /131/. ПИК оснащен автоматизированным лентопротяжным устройством и электрическим приводом измерительной метки. Датчиками перемещений измерительного стола служат дифракционные решетки. Максимальное поле измерения  $100 \times 100 \text{ мм}^2$ . Шаг линий дифракционных решеток - 10 мкм. С учетом того, что схемы логической обработки сигналов с датчиков перемещений выполняют функции 4-х кратного нониуса, цена отсчета проводимых на ПИКах измерений составляет - 2.5 мкм.

На рис.2.3 приведена блок-схема отсчетного канала (ОК), обеспечивающего работу измерительных устройств. ОК включает в себя следующие блоки:

- формирователи сигналов датчиков перемещений (ФР);
- блок логической обработки сигналов (ЛГ);
- реверсивный 16-ти разрядный счетчик (РС-16);
- 16-ти разрядный регистр памяти (РП-16);
- формирователь управляющих сигналов (ФУС);
- блок автосопровождения (АС);
- блок памяти (ПАМ);
- пульт управления со световым табло.

Принцип работы ОК следующий. Сигналы с фотодиодов датчика перемещений через формирователи (ФР) поступают в блок логической обработки сигналов (ЛГ), далее в реверсивный 16-ти разрядный счет-



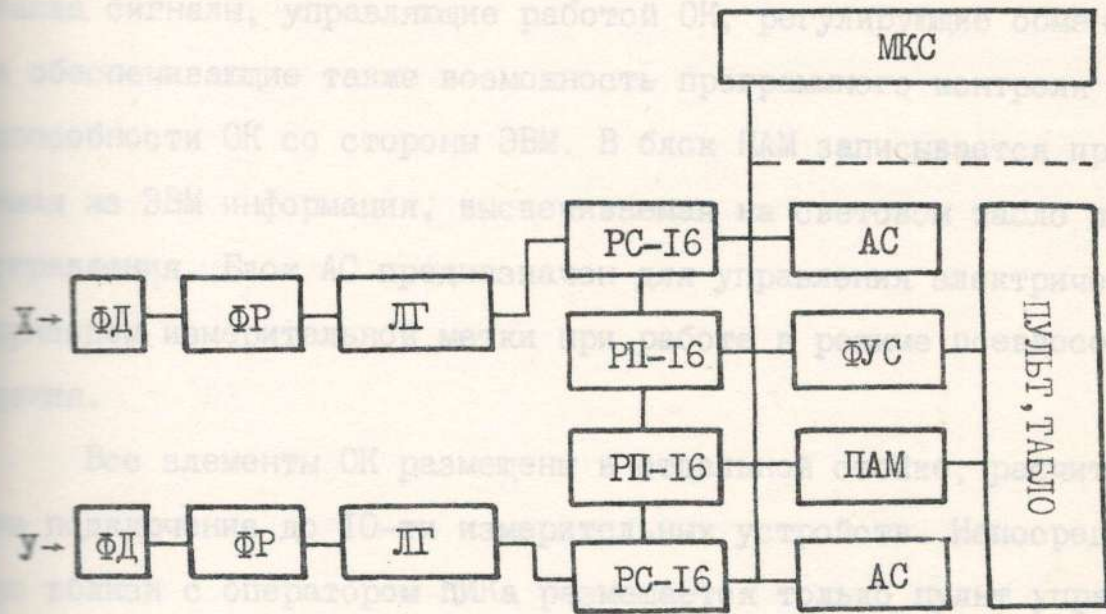


Рис.2.3. Блок-схема отсчетного канала измерительных устройств.



PC-I6). Реализованная схема логической обработки сигналов применялась в /I3I/. Регистрация измеренной точки происходит по нажатию соответствующей кнопки на пульте управления. При этом содержимое PC-I6 параллельно переписывается в РП-I6 и блоком ФУС вырабатывается заявка на обмен с ЭВМ. Блок ФУС вырабатывает также сигналы, управляющие работой ОК, регулирующие обмен с ЭВМ и обеспечивающие также возможность программного контроля работоспособности ОК со стороны ЭВМ. В блок ПАМ записывается принимаемая из ЭВМ информация, высвечиваемая на световом табло пульта управления. Блок АС предназначен для управления электрическим приводом измерительной метки при работе в режиме псевдосопровождения.

Все элементы ОК размещены в отдельной стойке, рассчитанной на подключение до 10-ти измерительных устройств. Непосредственно вблизи с оператором ПИКа размещается только пульт управления, оснащенный клавиатурой и световым табло.

Обмен с ЭВМ осуществляется параллельным 40 разрядным кодом через мультиплексор (МКС), представляющий собой коммутатор на 10 абонентов. МКС, как и дисплей ВТ-340, подключен к ЭВМ через магистраль М1. При управлении вводом-выводом данных МКС производит последовательный опрос измерительных устройств с целью выявления сообщений, ожидающих передачи в ЭВМ. Дисциплина обслуживания - безприоритетная, выбор прибора для обслуживания из числа ожидающих, осуществляется в циклической последовательности.

Если на каком-либо из приборов имеется информация, то дальнейший опрос прекращается до завершения обмена с ЭВМ. Так как среди абонентов магистрали М1 за МКС закреплён высший приоритет, поступающая информация обрабатывается сразу же (т.н. режим реального времени).



### § 2.6.2. МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ СИСТЕМЫ.

→ Математическое обеспечение системы включает в себя управляющую программу "Дистрек" /21/ и программу геометрической реконструкции и кинематического анализа "ГеофитФТИ" /132/. Рассмотрим кратко их структуру.

Управляющая программа "Дистрек" была создана на базе программы "Диспетчер" математического обеспечения ЭВМ М-222 /134/. Были расширены блоки обработки прерываний магистрали МІ и добавлены программы исполнители:

- "вывод на дисплей ВТ-340";
- "ввод с МКС";
- "вывод через МКС".

Это позволило осуществлять обмен с дисплеем и измерительными устройствами в программном режиме. Управление обменом с измерительными устройствами производит программа-монитор (ПМ), постоянно размещенная в системном кубе МОЗУ ЭВМ. ПМ контролирует состояние измерения на всех устройствах и осуществляет настройку остальных программных блоков на обслуживание абонентов, вышедших на связь. Функции обслуживания включают в себя:

- управление процессом измерения в соответствии с последовательностью этапов данного эксперимента;
- проведение предварительного контроля за качеством проводимого измерения;
- накопление данных измерения;
- формирование принимаемой с ПИКов информации в формате входных данных программы "ГеофитФТИ";
- обеспечение возможности редактирования накопленных данных и изменения последовательности этапов измерения;



- организация банка измеренных событий;
- программный контроль работоспособности ОК и измерительных устройств.

Взаимодействие с фоновой задачей ЭВМ - программой "Геофит-ФТИ" осуществляется через прерывание таймера ЭВМ.

Программа "ГеофитФТИ" была разработана в ФТИ АН УзССР /I32/ на базе программ "I-6" и "2-4" /I36/ для обработки снимков с пропускных пузырьковых камер ОИЯИ (г.Дубна). В настоящем эксперименте алгоритмы программ и организация обработки в "ГеофитФТИ" не изменялись. Были внесены, только, оптические константы 30-дюймовой камеры, таблица значений её магнитного поля и параметры её  $\text{NeE}_2$ -смеси.

Отметим в заключение данного параграфа, что совмещение измерения с обработкой позволило существенно упростить способы хранения и упорядочения данных и использовать значительный резерв машинного времени (  $\sim 70\%$  см./I37/). Дополнительным преимуществом такой организации обработки измерительной информации явилось то, что операторам измерительных устройств предоставлялась возможность осуществлять оперативный контроль за качеством измерения бланков информации, выводимой на экран дисплея. Это особенно важно при обработке событий с большой множественностью и сложной топологией. 4

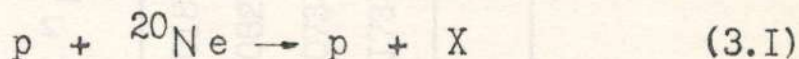
### 3.1. Множественность вторичных протонов

Для множественности вторичных протонов для разных интервалов в реакциях (3.1) - (3.3) приведены в таблице значения  $R(\langle n_p \rangle) = \langle n_p \rangle_{\text{пр}} / \langle n_p \rangle_{\text{пр}}^{\text{теор}}$ , как видно из данных,



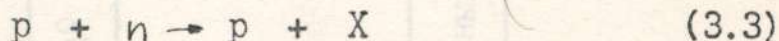
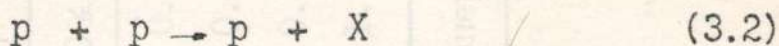
### ГЛАВА III. ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ В НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРОТОНОВ С ЯДРАМИ НЕОНА И НУКЛОНАМИ

В настоящей главе представлены результаты экспериментально-  
го исследования характеристик вторичных протонов в некогерент-  
ных инклюзивных реакциях



Отметим, что в области первичных энергий  $E_0 > 40$  ГэВ /45/  
экспериментальных данных (полученных в условиях 4π-геометрии)  
импульсным и угловым спектрам вторичных протонов в hA-взаимо-  
действиях практически не имеется.

Приводятся данные по множественности, импульсным и угловым  
спектрам протонов с импульсами  $0.13 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с. Рассмотрены  
корреляции между множественностями протонов и их инклюзивными  
спектрами. Проведен сравнительный анализ неупругих процессов (3.1)



в одинаковых экспериментальных условиях. Отдельно рассмотрены  
множественности и инклюзивные спектры протонов, вылетающих назад  
( $\theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$ ) в л.с.к.

#### § 3.1. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ

Средние множественности вторичных протонов для разных им-  
пульсных интервалов в реакциях (3.1) - (3.3) приведены в таблице  
3.1. Отношение  $R(\langle n_p \rangle) = \langle n_p \rangle_{p\text{Ne}} / \langle n_p \rangle_{pN}$ , как видно из данных,



Таблица 3.1. Средние множественности и соответствующие характеристики вторичных протонов в  $pNe$ -,  $pp$ - и  $pn$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с.

| Импульсы<br>протонов<br>(ГэВ/с)                                                      | $\langle n_p \rangle_{pNe}$                 |                                            | $\langle n_p \rangle_{pp}$ | $\langle n_p \rangle_{pn}$ | $R = \frac{\langle n_p \rangle_{pNe}}{\langle n_p \rangle_{pn}}$ |
|--------------------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------|--------------------------------------------|----------------------------|----------------------------|------------------------------------------------------------------|
|                                                                                      | $0 \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$ | $0 \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 90^\circ$ |                            |                            |                                                                  |
| 0.13-0.2                                                                             | $0.452 \pm 0.010$                           | $0.231 \pm 0.007$                          | $0.032 \pm 0.007$          | $0.018 \pm 0.005$          | $9.24 \pm 1.95$                                                  |
| 0.2-0.5                                                                              | $0.756 \pm 0.015$                           | $0.539 \pm 0.012$                          | $0.152 \pm 0.010$          | $0.082 \pm 0.009$          | $4.61 \pm 0.41$                                                  |
| 0.5-1.0                                                                              | $0.455 \pm 0.010$                           | $0.404 \pm 0.010$                          | $0.135 \pm 0.008$          | $0.073 \pm 0.011$          | $3.88 \pm 0.31$                                                  |
| 0.13-1.0                                                                             | $1.663 \pm 0.025$                           | $1.174 \pm 0.017$                          | $0.319 \pm 0.010$          | $0.173 \pm 0.011$          | $4.89 \pm 0.21$                                                  |
| *) Для протонов, испущенных вперед в л.с.к. ( $\Theta_{\text{лаб}} \leq 90^\circ$ ). |                                             |                                            |                            |                            |                                                                  |



уменьшается с ростом импульсов протонов. Этот результат является следствием различия импульсных спектров вторичных протонов в соударениях с ядерной и нуклонными мишенями (см. § 3.2).

Распределение по множественности протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в pNe-взаимодействиях представлено на рис.3.1. Средняя множественность таких протонов оказалась равной  $\langle n_p \rangle = 1.21 \pm 0.02$ . Медленные протоны, имеющие импульсы  $p < 0.2$  ГэВ/с, были исключены так как в основной своей массе эти протоны являются продуктами "испарения" возбужденных остаточных ядер, или развала ядра неона (см., § 3.2 и § 3.3) и слабо коррелированы с процессами образования пионов.

Кривая на рис.3.1 соответствует расчетам по модели /38/, согласно которой вторичные нуклоны рассматриваются, как продукты выбивания внутриядерных нуклонов (нуклоны отдачи) в процессах перерасеяния первичной и вторичных частиц. Согласно этой модели каждое столкновение внутри ядра дает независимый вклад в общее распределение. Распределение  $P(n_p)$  от каждого из этих столкновений описывается функцией

$$P_{\nu=1}^A = (1-x)^{\nu} \cdot x^{n_p} \quad (3.4)$$

$$x = \frac{\langle n_p \rangle / \langle \nu \rangle}{1 + \langle n_p \rangle / \langle \nu \rangle};$$

$\langle \nu \rangle$  - среднее число внутриядерных столкновений (в pNe-соударениях  $\langle \nu \rangle = 2.0$  /15, 138/);

$\langle n_p \rangle$  - средняя множественность протонов, определяемая из эксперимента. Для  $\nu$ -столкновений формула (3.4) принимает вид

$$P_{\nu}^A(n_p) = C_{n_p}^{n_p + \nu - 1} (1-x)^{\nu} \cdot x^{n_p} \quad (3.5)$$

Распределение по множественности протонов получается суммированием по всем  $\nu$ , то есть



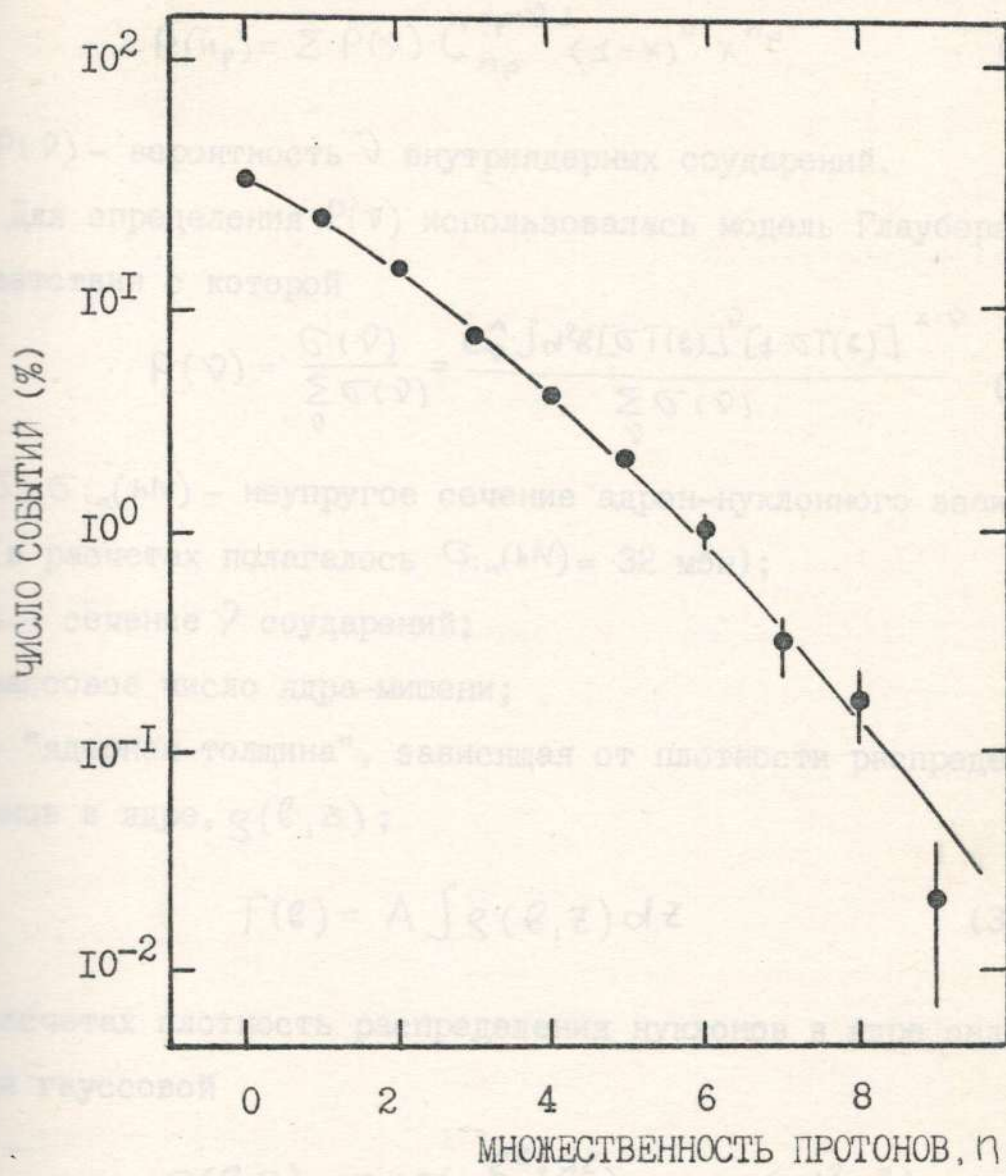


Рис.3.1. Распределение по множественности вторичных протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в  $pN$ -взаимодействиях. Кривая - расчет по модели, описанной в тексте.

### 3.2. ИМПУЛЬСНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ.



$$P(n_p) = \sum P(\gamma) \cdot C_{n_p}^{n_p + \gamma - 1} (1-x)^\gamma \cdot x^{n_p} \quad (3.6)$$

где  $P(\gamma)$  - вероятность  $\gamma$  внутриядерных соударений.

Для определения  $P(\gamma)$  использовалась модель Глаубера в соответствии с которой

$$P(\gamma) = \frac{\sigma(\gamma)}{\sum_{\gamma} \sigma(\gamma)} = \frac{C_{\gamma}^A \int d^2\varrho [\sigma T(\varrho)]^{\gamma} [1 - \sigma T(\varrho)]^{A-\gamma}}{\sum_{\gamma} \sigma(\gamma)} \quad (3.7)$$

где  $\sigma \equiv \sigma_{in}(hN)$  - неупругое сечение адрон-нуклонного взаимодействия (в расчетах полагалось  $\sigma_{in}(hN) = 32$  мбн);

$\sigma(\gamma)$  - сечение  $\gamma$  соударений;

$A$  - массовое число ядра-мишени;

$T(\varrho)$  - "ядерная толщина", зависящая от плотности распределения нуклонов в ядре,  $g(\varrho, z)$ ;

$$T(\varrho) = A \int g(\varrho, z) dz \quad (3.8)$$

При расчетах плотность распределения нуклонов в ядре задавалась в виде гауссовой

$$g(\varrho, z) \sim \exp\left(-\frac{\varrho^2 + z^2}{a^2}\right) \sim \exp(-d^2 r^2) \quad (3.9)$$

с параметром  $d^2 = 0.166 \text{ фм}^{-2}$  взятым из данных по рассеянию электронов /139/.

Из сравнения экспериментального распределения с расчетным видно, что модель независимого испускания нуклонов достаточно хорошо описывает распределение по множественности протонов в  $pA$ -взаимодействиях.

### § 3.2. ИМПУЛЬСНЫЕ СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ.

Распределения по импульсам вторичных протонов в реакциях



(3.1)-(3.3) представлены на рис.3.2. Данные в  $pNe$ -взаимодействиях приведены для протонов, вылетающих под углами  $0 \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$  (т.е. все вторичные протоны) и  $0 \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 90^\circ$  (испущенные вперед в л.с.к.).

В протон-нуклонных соударениях спектры вторичных протонов удовлетворительно описываются зависимостью

$$G(p) \equiv \frac{1}{\sigma_{\text{ин}}} \frac{d\sigma}{dp} = A p^\alpha \exp(-\beta p^2) \quad (3.10)$$

с параметрами:

$\alpha_{pp} = 0.89 \pm 0.12$ ;  $\beta_{pp} = 3.02 \pm 0.28$ ;  $A_{pp} = 1.67 \pm 0.32$ ;  
 $\chi^2/\text{ч.с.с.} = 1.1$  для  $pp$ -взаимодействий, и  $\alpha_{pn} = 1.06 \pm 0.23$ ;  
 $\beta_{pn} = 3.61 \pm 0.47$ ;  $A_{pn} = 1.30 \pm 0.44$ ;  $\chi^2/\text{ч.с.с.} = 0.7$  в  
 $pn$ -соударениях.

Совпадение параметров  $\alpha$  и  $\beta$  в (3.10) для  $pp$ - и  $pn$ -соударений указывает на подобие в формах импульсных распределений вторичных протонов в реакциях (3.2) и (3.3).

Из данных для  $pNe$ -взаимодействий видно, что в импульсном спектре протонов имеется статистически обеспеченное отклонение от монотонного убывания  $G(p)$  с  $p$  в области  $p \approx 0.3-0.5$  ГэВ/с. Наличие такой структуры ("плечо") наблюдалось также в  $pC$ -взаимодействиях при 4 ГэВ/с [141,142], 5 ГэВ/с [143], 40 ГэВ/с [45,46],  $nC$ -взаимодействиях при 7 ГэВ/с [142], а также в ряде работ при низких энергиях по фотоядерным [144], протон- и ядро-ядерным соударениям [145]. Это явление, которое имеет тенденцию к более сильному проявлению на относительно легких ядрах (см., в этой связи [146]) интерпретируется рядом авторов [144,147], как проявление короткодействующих корреляций внутриядерных нуклонов.

Существование такой особенности в импульсном спектре вторичных протонов обнаруживается также, если представлять экспе-



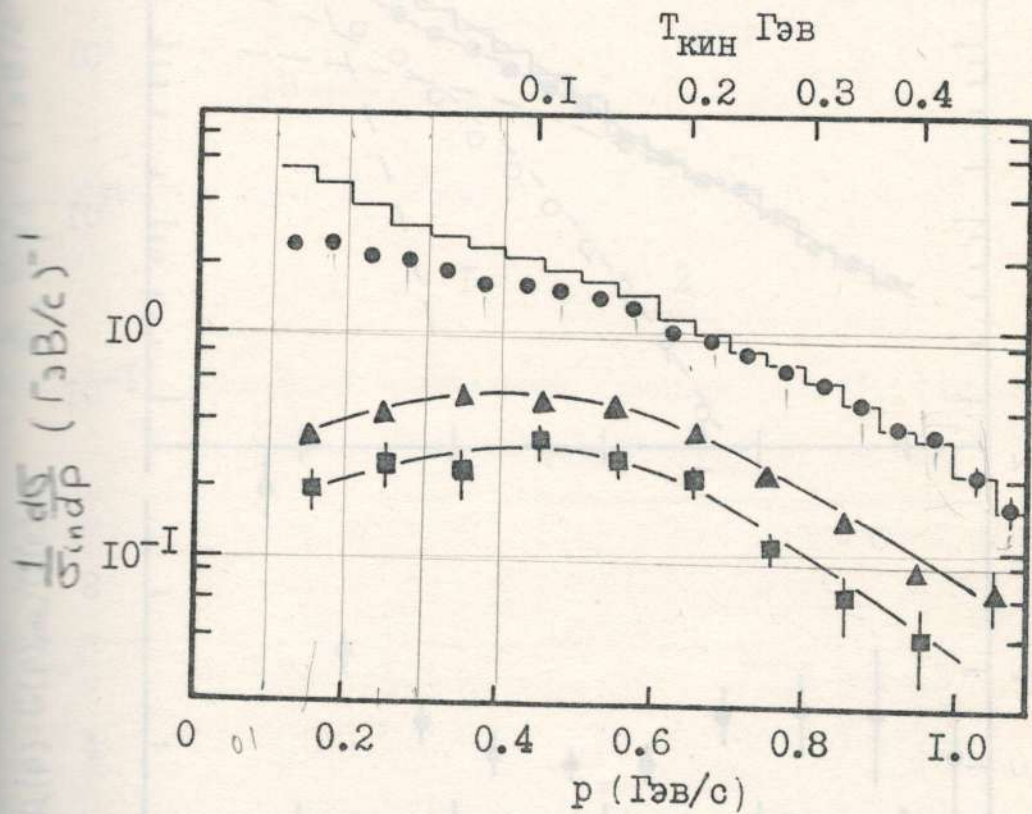
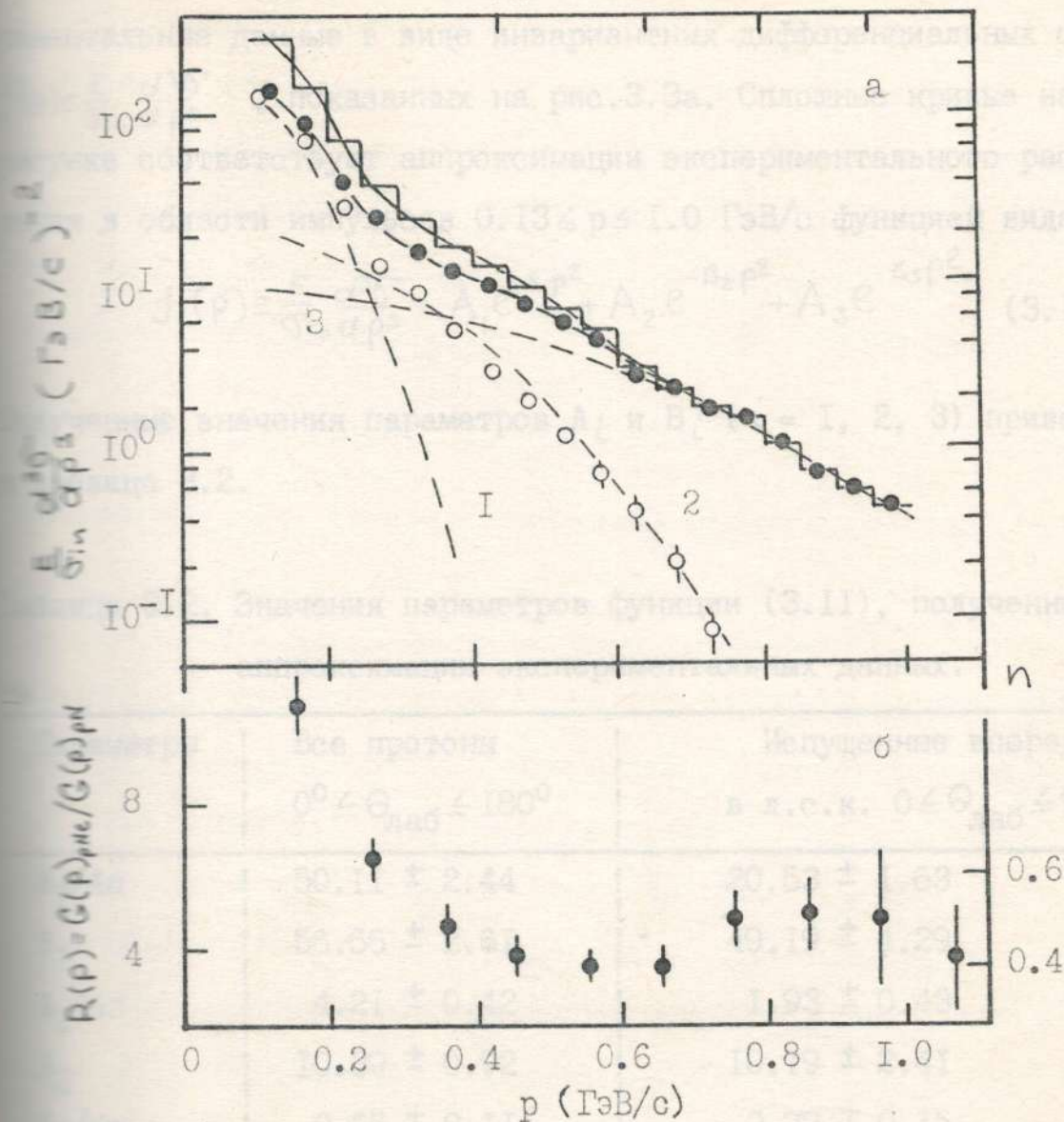


Рис.3.2. Импульсные спектры вторичных протонов в соударениях протонов с ядрами неона (гистограмма -  $0^\circ \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$ ;  $\circ$  -  $0^\circ \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 90^\circ$ ), с протонами ( $\blacktriangle$ ) и нейтронами ( $\blacksquare$ ) при 300 ГэВ/с. Кривые - результаты аппроксимации  $pN$ -данных функцией (3.10).





- 3.3 а) Инвариантные дифференциальные сечения протонов в  $pNe$ -взаимодействиях (гистограмма -  $0^\circ \leq \theta_{лаб} \leq 180^\circ$ ;  $\bullet$  -  $0^\circ \leq \theta_{лаб} \leq 90^\circ$ ;  $\circ$  -  $90^\circ \leq \theta_{лаб} \leq 180^\circ$ ). Сплошные кривые - результаты аппроксимации функцией (3.11). Штриховые кривые (1,2,3) показывают вклад каждого экспоненциального члена функции (3.11).
- б) Отношение дифференциальных спектров протонов в  $pNe$ - и  $pN$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с. Правая шкала соответствует значениям показателя  $n$  в параметризации (3.16).



экспериментальные данные в виде инвариантных дифференциальных сечений  $f(p) \equiv \frac{E}{\sin \theta} \frac{d^3\sigma}{d\rho^3}$ , показанных на рис. 3.3а. Сплошные кривые на этом рисунке соответствуют аппроксимации экспериментального распределения в области импульсов  $0.13 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с функцией вида

$$f(p) \equiv \frac{E}{\sin \theta} \frac{d^3\sigma}{d\rho^3} = A_1 e^{-B_1 p^2} + A_2 e^{-B_2 p^2} + A_3 e^{-B_3 p^2} \quad (3.11)$$

Полученные значения параметров  $A_i$  и  $B_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) приведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2. Значения параметров функции (3.11), полученные при аппроксимации экспериментальных данных.

| Параметры  | Все протоны<br>$0^\circ \leq \theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$ | Испущенные вперед<br>в л.с.к. $0 \leq \theta_{\text{лаб}} \leq 90^\circ$ |
|------------|------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------|
| $A_1/4\pi$ | $50.11 \pm 2.44$                                                 | $20.53 \pm 1.63$                                                         |
| $B_1$      | $56.66 \pm 2.61$                                                 | $49.19 \pm 4.29$                                                         |
| $A_2/4\pi$ | $4.21 \pm 0.42$                                                  | $1.93 \pm 0.43$                                                          |
| $B_2$      | $10.39 \pm 0.92$                                                 | $10.19 \pm 2.41$                                                         |
| $A_3/4\pi$ | $0.65 \pm 0.11$                                                  | $0.77 \pm 0.15$                                                          |
| $B_3$      | $3.12 \pm 0.18$                                                  | $3.30 \pm 0.19$                                                          |
| /ч.с.с.    | 1.41                                                             | 1.01                                                                     |

Следует отметить, что общепринятая двухэкспоненциальная форма для  $f(p)$  в данном случае неудовлетворительно ( $\chi^2/\text{ч.с.с.} \approx 5$ ) описывает экспериментальные данные.

Вклады каждой экспоненциальной функции в (3.11) показаны на рис. 3.3а в виде штриховых кривых. При этом обращают на себя внимание следующие особенности.



Полученное значение параметра  $B_I$  оказывается очень близким к величине параметра наклона импульсного спектра нуклонов вследствие фермиевского движения. Действительно, если воспользоваться гауссовой функцией (3.9) для распределения плотности нуклонов в ядре неона, то импульсный спектр внутриядерных нуклонов, как не-  
лучно показать через фурье-преобразование, будет иметь вид

$$f(p) \sim \exp(-\mathcal{K} p^2) \quad (3.12)$$

где параметр  $\mathcal{K}$  связан с  $\alpha^2$  в (3.9) соотношением

$$\mathcal{K} = 1/4\alpha^2 \quad (3.13)$$

Подставляя  $\alpha^2 = 0.166 \text{ фм}^{-2}$  (см. § 3.1) в выражение (3.13) полу-  
чим  $\mathcal{K} = 38.8 (\text{ГэВ/с})^{-2}$ , что неплохо совпадает с параметром  
3., если принять во внимание неопределенности в задании  $\alpha^2$ ,  
которые могут достигать для неона  $\simeq 10-20\%$  /139/.

Таким образом, можно утверждать, что подавляющая ( $\sim 80\%$ )  
часть наблюдаемых протонов, испущенных как вперед, так и назад  
в т.с.к. и имеющих импульсы  $p \leq 0.2-0.25 \text{ ГэВ/с}$ , образуется от  
процессов "испарения" возбужденных остаточных ядер (т.е. нукло-  
ны имеют импульсы, присущие только внутриядерному движению).  
Такие нуклоны, согласно общепринятой точке зрения, весьма слабо  
связаны с процессами рождения пионов и подтверждением  
этого служит, например, очень слабая зависимость средних множест-  
венностей  $\pi^-$ -мезонов от числа протонов с импульсами  $p \leq 0.25$   
 $\text{ГэВ/с}$  - см., таблицу 3.3. Напомним, что  $\langle n_p \rangle$  растет с  $n_p$  доволь-  
но сильно,  $\langle n_p \rangle = 3.8 + 0.6 n_p$  если учитывать все (т.е. включая  
энергичные  $p > 0.3 \text{ ГэВ/с}$ ) вторичные протоны в  $p\text{Ne}$ -соударениях  
при  $300 \text{ ГэВ/с}$  /15/.



Таблица 3.3. Средние множественности  $\pi^-$ -мезонов в зависимости от числа протонов с импульсами  $0.13 \leq p \leq 0.25$  ГэВ/с в pNe-взаимодействиях при 300 ГэВ/с.

| $n_p$                 | 1               | 2               | 3               | 4               |
|-----------------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| $\langle n_T \rangle$ | $5.69 \pm 0.12$ | $6.38 \pm 0.20$ | $6.34 \pm 0.32$ | $6.95 \pm 0.80$ |

Кривая 3 на рис.3.3а соответствует вкладу третьего экспоненциального члена в выражении (3.II). Значение параметра  $B_3$  называется совпадающим в пределах погрешностей с данными для протон-нуклонных соударений. Этот результат, следовательно, может означать, что третий экспоненциальный член в (3.II) отражает импульсный спектр протонов, являющихся в основном, продуктами выбивания внутриядерных нуклонов в процессах перерассеяния первичной и вторичных частиц<sup>\*)</sup>. Вклад таких протонов, как видно из рис.3.3а, становится доминирующим при  $p \approx 0.4-1.0$  ГэВ/с.

Наконец, особый интерес вызывает кривая 2. На рис.3.3а в виде светлых точек показан импульсный спектр протонов, вылетающих назад в л.с.к. и видно, что второй экспоненциальный член в (3.II) хорошо воспроизводит данные в области  $p \approx 0.3-0.7$  ГэВ/с. При этом значение параметра  $B_2$ , полученное при аппроксимации спектра протонов, вылетающих вперед в л.с.к. в пределах погрешностей совпадает с данными других экспериментов по изучению спектров протонов, вылетающих назад в л.с.к. в широком интервале первичных энергий /52,99/. Следовательно, можно утверждать,

\*) Проведенный анализ показывает, что фермиевское движение нуклонов незначительно меняет форму импульсного распределения нуклонов отдачи.



для части протонов, вылетающих в переднюю полусферу и для протонов испущенных назад в л.с.к. с импульсами  $p \approx 0.3-0.7$  ГэВ/с может быть ответственен единый механизм, интерпретация которого в настоящее время затруднительна. В принципе, не исключено, что значительная доля таких нуклонов образуется в процессах поглощения испущенных пионов или резонансов в ядрах малонуклонными системами [77, 97, 98/].

Таким образом, экспериментальные данные, по-видимому, показывают что импульсное распределение протонов в  $pN$ -взаимодействиях является суперпозицией спектров от трех (как минимум) механизмов образования нуклонов, относительный вклад которых в значительной степени зависит от импульсов вторичных протонов.

Отношение дифференциальных сечений

$$R(p) \equiv G_{pNe}(p) / G_{pN}(p) = [\sigma_{in}^{-1} \frac{d\sigma}{dp}]_{pNe} / [\sigma_{in}^{-1} \frac{d\sigma}{dp}]_{pN} \quad (3.14)$$

для протонов испущенных вперед в л.с.к., в  $pN$ - и  $pN$ -взаимодействиях представлено на рис.3.36. При получении спектров для столкновений  $pp$ - и  $p\bar{n}$ -данные усреднялись по нуклону-мишени\*

$$G_{pN}(p) = \frac{1}{2} [G_{pp}(p) + G_{p\bar{n}}(p)] \quad (3.15)$$

Значение  $R(p)$ , как следует из рис.3.36, является быстро спадающей функцией  $p$  и при  $p \geq 0.5$  ГэВ/с  $R(p)$  приблизительно постоянно и равно  $R(p) = 3.88 \pm 0.31$  (см., таблицу 3.1) в интервале импульсов  $0.5 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с. Это значение существенно превышает

Относительно большие статистические ошибки в  $p\bar{n}$ -данных приводят к тому, что спектр протонов в  $pN$ -взаимодействиях имеет большие погрешности.

Параметры:  $A_1 = 6.67 \pm 0.39$ ;  $\beta_1 = 7.53 \pm 0.19$  (ГэВ/с)



величину  $\langle \nu \rangle$  ( $\langle \nu \rangle = 2.0$ ), что может свидетельствовать о большой роли процессов перерасеяния в образовании вторичных протонов с импульсами существенно превышающими фермиевские.

Правая шкала на рис. 3.36 соответствует показателю  $n$  в параметризации

$$R(p) \sim A^n \quad (3.16)$$

где  $A$  - массовое число ядра мишени. Из экспериментальных данных следует, что  $n \approx 0.9$  для медленных протонов ( $p \approx 0.15$  ГэВ/с) и  $n \approx 0.45 \pm 0.07$  при импульсах  $0.5 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с. Последнее значение больше чем  $n = 1/3$ , предсказываемое в моделях адрон-ядерных взаимодействий, в которых не учитываются процессы перерасеяния (каскад) вторичных частиц.

Анализ данных показывает, что за такое поведение  $R(p)$  ответственна, в основном, продольная составляющая импульсов протонов  $p_{||}$  - из рис. 3.4а видно, что  $R(p_{||}) = G_{pNe}(p_{||})/G_{pN}(p_{||})$  в целом повторяет зависимость  $R(p)$ . В то же время, отношение спектров поперечных импульсов протонов  $R(p_{\perp}^2) = G_{pNe}(p_{\perp}^2)/G_{pN}(p_{\perp}^2)$  практически постоянно (рис. 3.4б) и не зависит от  $p_{\perp}^2$  в интервале  $0 \leq p \leq 0.8$  ГэВ/с. В принципе не исключено, что  $R(p_{\perp}^2)$  возрастает на 20% в области  $p_{\perp}^2 \geq 0.5$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Это видно и из рис. 3.5, где приведено инклюзивное распределение по квадрату поперечного импульса  $G(p_{\perp}^2) \equiv \sigma_{in}^{-1} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2}$  для  $pNe$ - и  $pN$ -взаимодействий.

Как видно из рис. 3.5 функция  $G(p_{\perp}^2)$  удовлетворительно описывается экспоненциальной зависимостью

$$G(p_{\perp}^2) \equiv \sigma_{in}^{-1} \frac{d\sigma}{dp_{\perp}^2} = A_{\perp} \exp(-\beta_{\perp} p_{\perp}^2) \quad (3.17)$$

с параметрами:  $A_{\perp} = 6.67 \pm 0.30$ ;  $\beta_{\perp} = 7.53 \pm 0.19$  (ГэВ/с)<sup>-2</sup>;



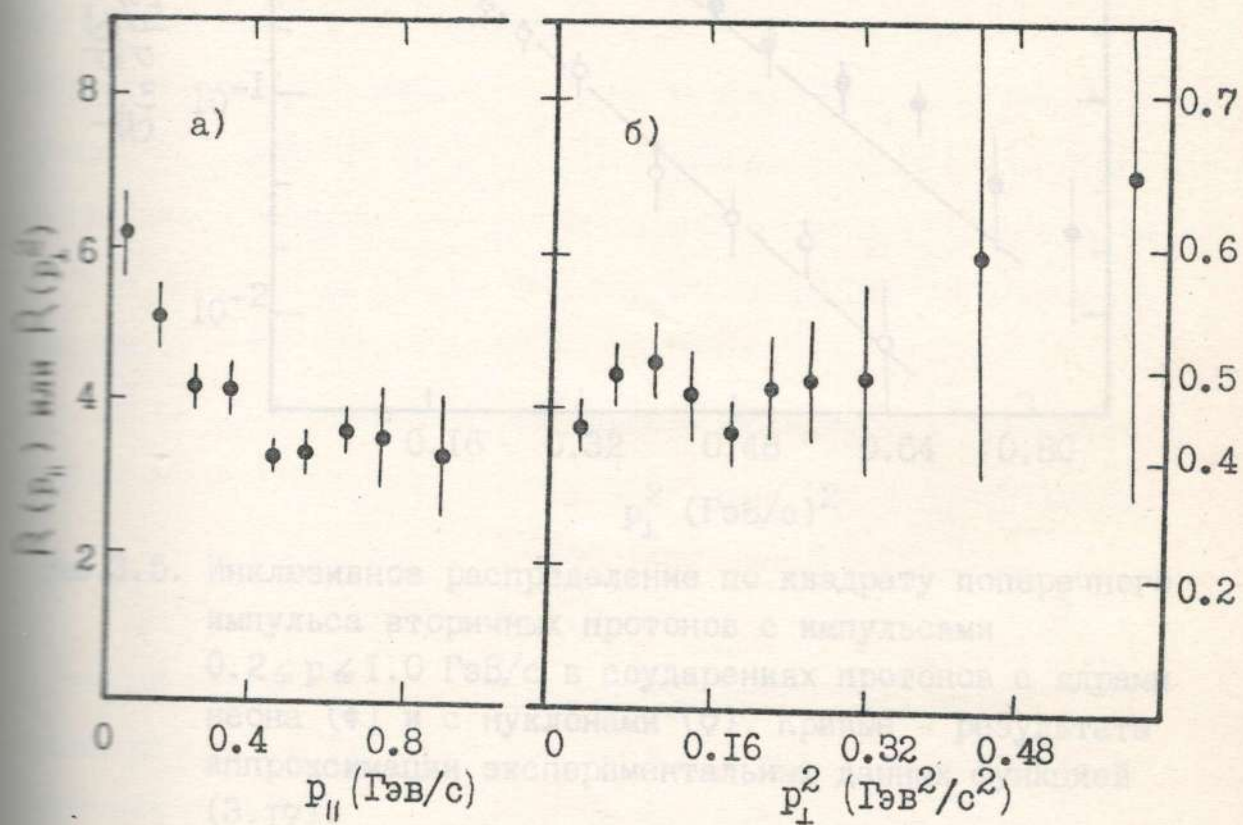


Рис.3.4. Отношение дифференциальных сечений по продольным (а) и квадратам поперечных (б) импульсов протонов с  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в  $p\text{Ne}$ - и  $p\text{N}$ - взаимодействиях.



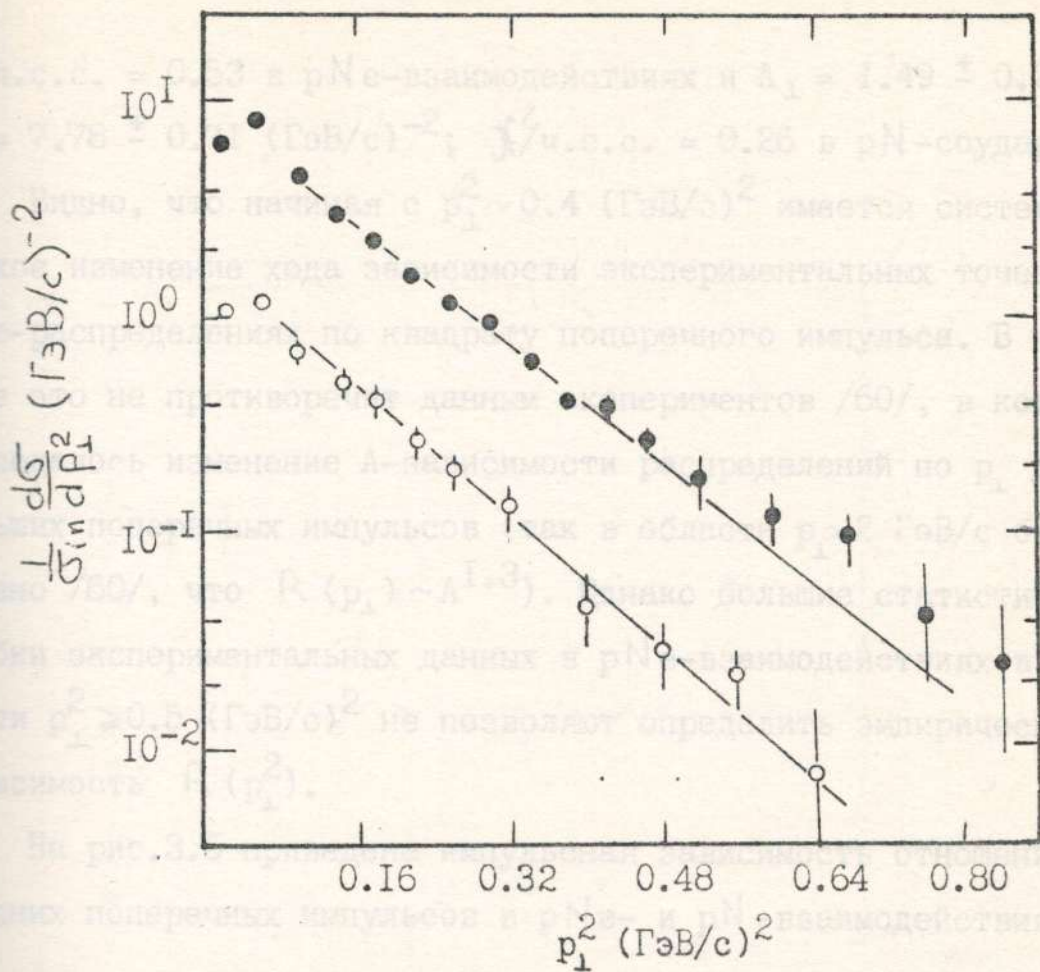


Рис.3.5. Инклюзивное распределение по квадрату поперечного импульса вторичных протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в соударениях протонов с ядрами неона ( $\bullet$ ) и с нуклонами ( $\circ$ ). Кривые - результаты аппроксимации экспериментальных данных функцией (3.17).



$\chi^2_{\text{ч.с.с.}} = 0.53$  в  $p\text{Ne}$ -взаимодействиях и  $A_{\perp} = 1.49 \pm 0.22$ ;  
 $A_{\perp} = 7.78 \pm 0.71 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$ ;  $\chi^2_{\text{ч.с.с.}} = 0.26$  в  $pN$ -соударениях.

Видно, что начиная с  $p_{\perp}^2 \sim 0.4 \text{ (ГэВ/с)}^2$  имеется систематическое изменение хода зависимости экспериментальных точек в  $p\text{Ne}$ -распределениях по квадрату поперечного импульса. В принципе это не противоречит данным экспериментов /60/, в которых наблюдалось изменение  $A$ -зависимости распределений по  $p_{\perp}$  для больших поперечных импульсов (так в области  $p_{\perp} > 2 \text{ ГэВ/с}$  было получено /60/, что  $R(p_{\perp}) \sim A^{1.3}$ ). Однако большие статистические ошибки экспериментальных данных в  $p\text{Ne}$ -взаимодействиях в области  $p_{\perp}^2 \geq 0.5 \text{ (ГэВ/с)}^2$  не позволяют определить эмпирическую зависимость  $R(p_{\perp}^2)$ .

На рис.3.6 приведена импульсная зависимость отношения средних поперечных импульсов в  $p\text{Ne}$ - и  $pN$ -взаимодействиях

$$\delta(p) = \frac{\langle p_{\perp} \rangle_{p\text{Ne}}}{\langle p_{\perp} \rangle_{pN}} \quad (3.18)$$

На правой шкале рисунка приведены значения показателя  $n_{\perp}$  в параметризации  $\delta(p) \sim A^{n_{\perp}}$ . Отдельно приведены также отношения  $\delta(p)$  для протонов вылетающих вперед (гистограмма) и назад (светлые кружки) в л.с.к. Как видно из рисунка, данные настоящего эксперимента указывают на существование  $A$ -зависимости в средних поперечных импульсах вторичных протонов в  $p\text{Ne}$ -соударениях, сильнее проявляющейся с переходом в высокоимпульсную часть спектра. Подчеркнем также существенное различие в поведении функции  $\delta(p)$  для протонов вылетающих назад ( $90^\circ \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$ ) и вперед ( $0^\circ \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 90^\circ$ ) в  $p\text{Ne}$ -взаимодействиях в л.с.к.

### § 3.3. КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ $p_{\parallel}$ И $p_{\perp}$ .

В настоящей работе были рассмотрены также корреляции меж-



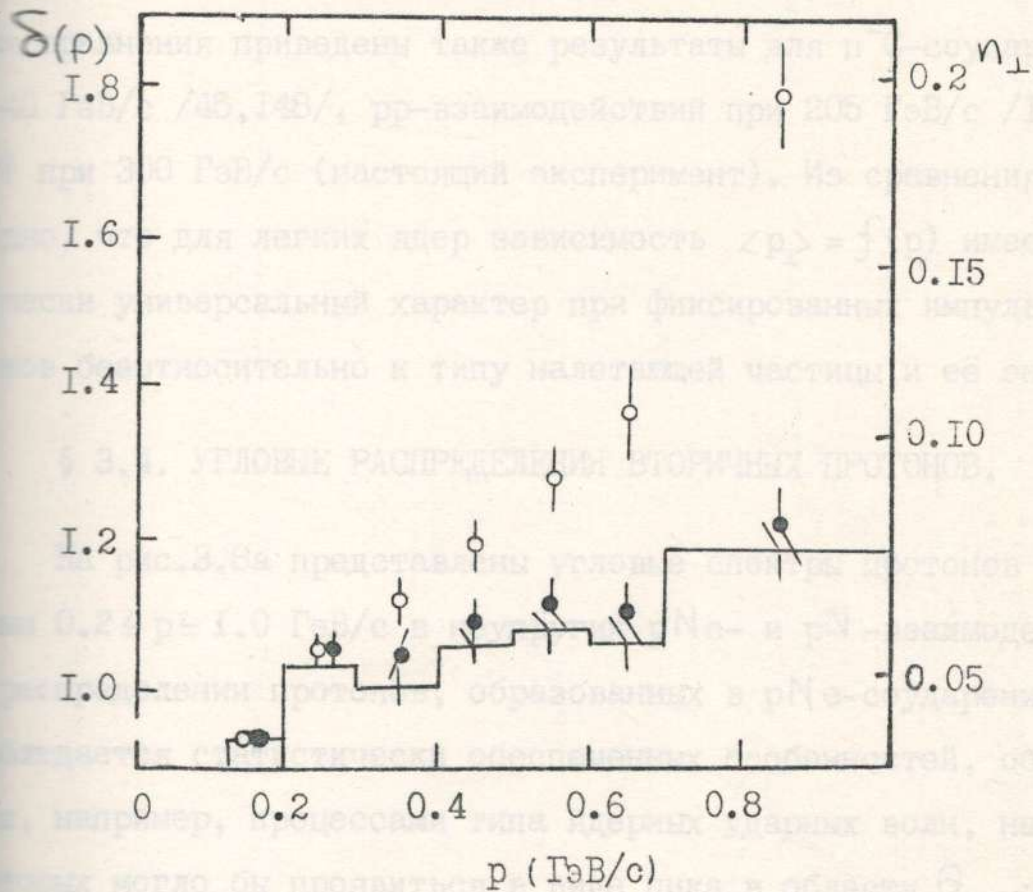


Рис.3.6. Импульсная зависимость функции 3.18 в  $pN$ -взаимодействиях ( $\bullet$  -  $0^\circ \leq \theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$ ; гистограмма -  $0^\circ \leq \theta_{\text{лаб}} \leq 90^\circ$ ;  $\phi$  -  $90^\circ < \theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$ ).

$$G_{\text{pnc}}(\cos \theta_{\text{лаб}}) = G_{\text{pnc}}(\cos \theta_{\text{лаб}}) = \delta \epsilon \quad (3.19)$$

параметры  $\delta = 0.50 \pm 0.07$ ,  $\epsilon = 1.14 \pm 0.03$ .

В угловом распределении протонов в  $pN$ -взаимодействиях наблюдается "плато" в области  $0.2 < p_{\text{лаб}} < 0.5$  GeV/c. Анализ показывает,

что для  $pN$ -взаимодействий исключены.



ду продольными и поперечными импульсами протонов в реакциях (3.1)-(3.3). На рис.3.7 представлены зависимости средних поперечных импульсов  $\langle p_{\perp} \rangle$  протонов от продольных  $p_{\parallel}$  в различных импульсных интервалах вторичных протонов в  $pNe$ -взаимодействиях. Для сравнения приведены также результаты для  $pC$ -соударений при 4-40 ГэВ/с [45,148],  $pp$ -взаимодействий при 205 ГэВ/с [149] и  $pN$  при 300 ГэВ/с (настоящий эксперимент). Из сравнения данных видно, что для легких ядер зависимость  $\langle p_{\perp} \rangle = f(p_{\parallel})$  имеет практически универсальный характер при фиксированных импульсах протонов безотносительно к типу налетающей частицы и её энергии.

#### § 3.4. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ.

На рис.3.8а представлены угловые спектры протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в неупругих  $pNe$ - и  $pN$ -взаимодействиях. В распределении протонов, образованных в  $pNe$ -соударениях, не наблюдается статистически обеспеченных особенностей, обусловленных, например, процессами типа ядерных ударных волн, наличие которых могло бы проявиться в виде пика в области  $\theta_{\text{лаб}} \simeq 60-70^\circ$  [48]. Спектр протонов в  $pNe$ -взаимодействиях является монотонно возрастающей функцией  $\cos \theta_{\text{лаб}}$  и достаточно удовлетворительно ( $\chi^2/\text{ч.с.с.} = 1.2$ ) описывается простой экспоненциальной зависимостью

$$G_{pNe}(\cos \theta_{\Lambda}) \equiv \sigma_{in}^{-1} \frac{d\sigma}{d\cos \theta_{\Lambda}} = \chi e^{\delta \cos \theta_{\Lambda}} \quad (3.19)$$

с параметрами  $\chi = 0.50 \pm 0.01$  и  $\delta = 1.14 \pm 0.03$ .

В угловом распределении протонов в  $pN$ -соударениях наблюдается "плато" в области  $0.2 \leq \cos \theta_{\text{лаб}} \leq 0.6^{**}$ ). Анализ показывает,

---

Упругие  $pp$ -взаимодействия исключены.



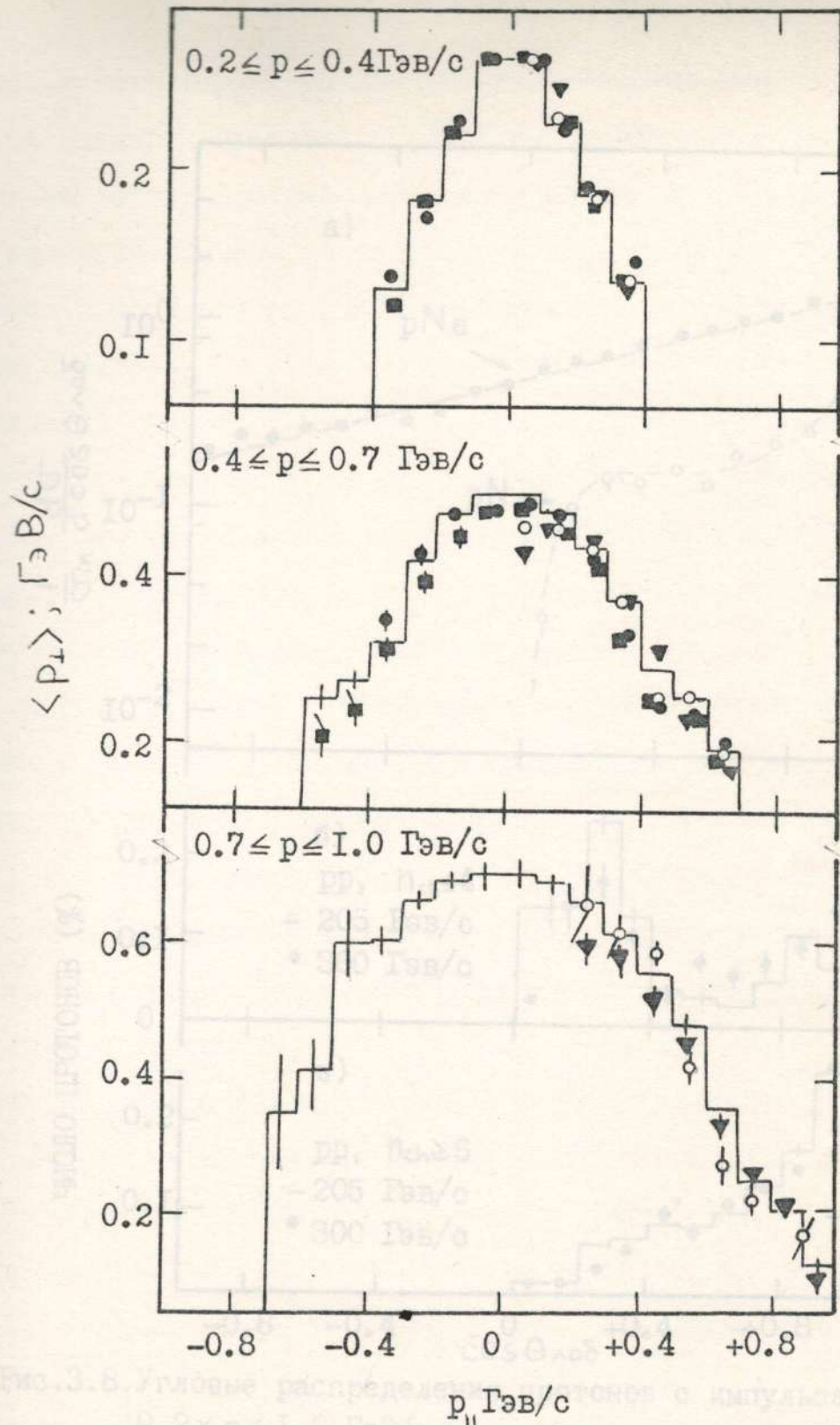


Рис.3.7. Зависимость  $\langle p_T \rangle$  от  $p_{||}$  в л.с.к. для разных импульсных интервалов вторичных протонов в pNe-соударениях при 300 ГэВ/с (гистограмма). Точки:  $\phi$  -  $\pi^-$ , 4 ГэВ/с /148/;  $\blacksquare$  -  $\pi^-$ , 40 ГэВ/с /45/;  $\blacktriangledown$  - p, 205 ГэВ/с /149/;  $\circ$  - pN, 300 ГэВ/с (настоящий эксперимент).



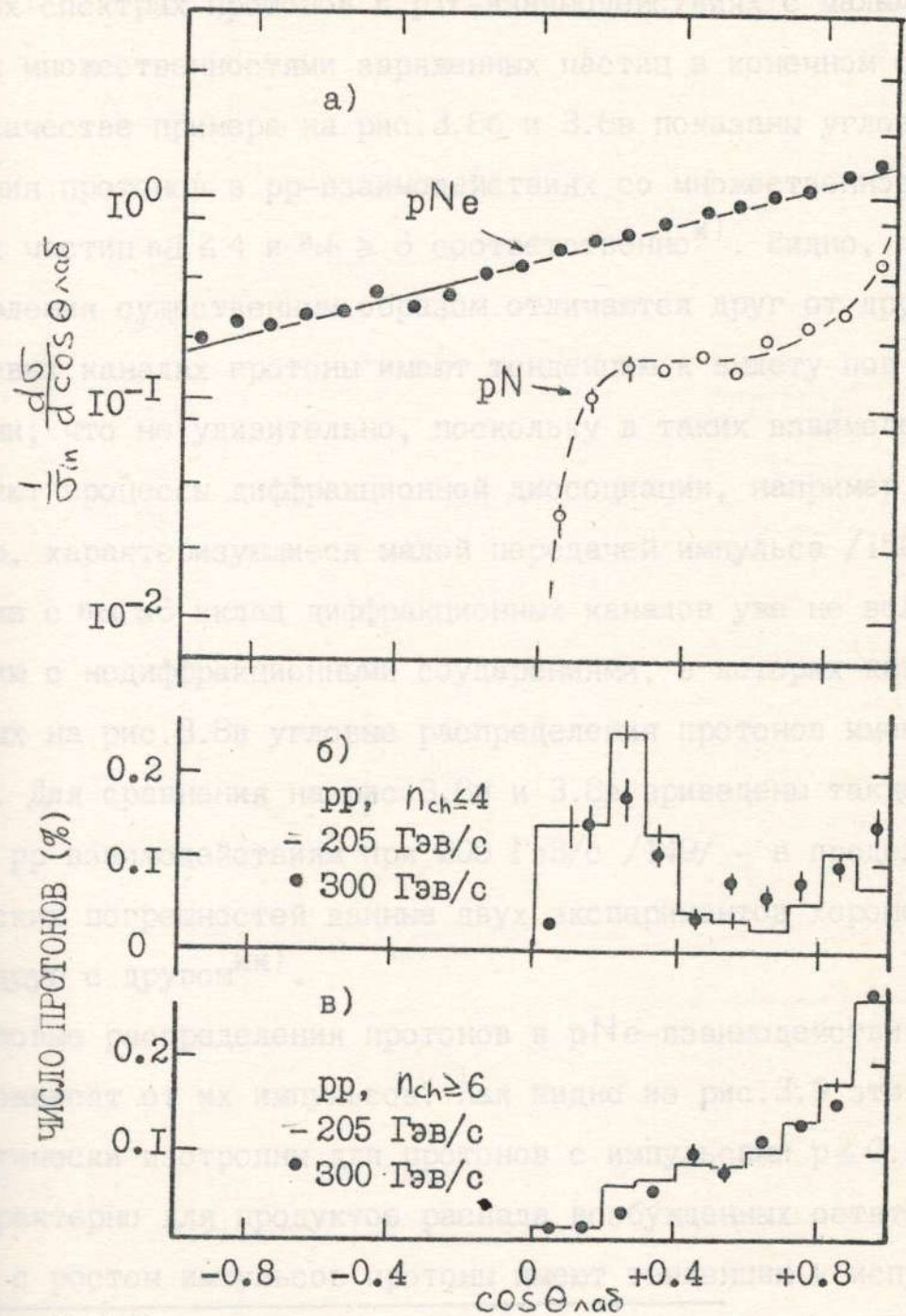


Рис.3.8. Угловые распределения протонов с импульсами

$0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с.

а)  $pNe$  ( $\bullet$ ) и  $pN$  ( $\circ$ )-взаимодействия при 300 ГэВ/с; сплошная линия - результат аппроксимации данных функцией (3.19), штриховая проведена для наглядности

б)  $pp$ -взаимодействия с  $n_{ch} \leq 4$ :  $\bullet$  - данный эксперимент, гистограмма - 205 ГэВ/с /149/.

в)  $pp$ -взаимодействия с  $n_{ch} \geq 6$ :  $\bullet$  - данный эксперимент, гистограмма - 205 ГэВ/с /149/.



что наличие этой структуры обусловлено существенным различием в угловых спектрах протонов в  $pN$ -взаимодействиях с малыми и большими множественностями заряженных частиц в конечном состоянии. В качестве примера на рис. 3.8б и 3.8в показаны угловые распределения протонов в  $pp$ -взаимодействиях со множественностью заряженных частиц  $n_{ch} \leq 4$  и  $n_{ch} \geq 6$  соответственно<sup>\*)</sup>. Видно, что эти распределения существенным образом отличаются друг от друга. В малолучевых каналах протоны имеют тенденцию к вылету под большими углами, что не удивительно, поскольку в таких взаимодействиях преобладают процессы дифракционной диссоциации, например,  $pp \rightarrow (p^+ p^-) p$ , характеризующиеся малой передачей импульса /150/. В событиях же с  $n_{ch} \geq 6$  вклад дифракционных каналов уже не велик по сравнению с недифракционными соударениями, в которых как видно из данных на рис. 3.8в угловые распределения протонов имеют другой вид. Для сравнения на рис. 3.8б и 3.8в приведены также результаты по  $pp$ -взаимодействиям при 205 ГэВ/с /149/ - в пределах статистических погрешностей данные двух экспериментов хорошо согласуются друг с другом<sup>жж)</sup>.

Угловые распределения протонов в  $pNe$ -взаимодействиях сильно зависят от их импульсов. Как видно из рис. 3.9 эти спектры практически изотропны для протонов с импульсами  $p \leq 0.2$  ГэВ/с, что характерно для продуктов распада возбужденных остаточных ядер) и с ростом импульсов протоны имеют тенденцию к испусканию

<sup>\*)</sup> Вклад неупругих каналов с  $n_{ch} \leq 4$  в  $pp$ -взаимодействиях при 200 ГэВ/с составляет  $\sim 23\%$  от полного сечения  $pp$ -соударений /126/.

<sup>жж)</sup> Дифференциальное сечение инклюзивной реакции (3.2), как известно, очень слабо зависит от первичной энергии.



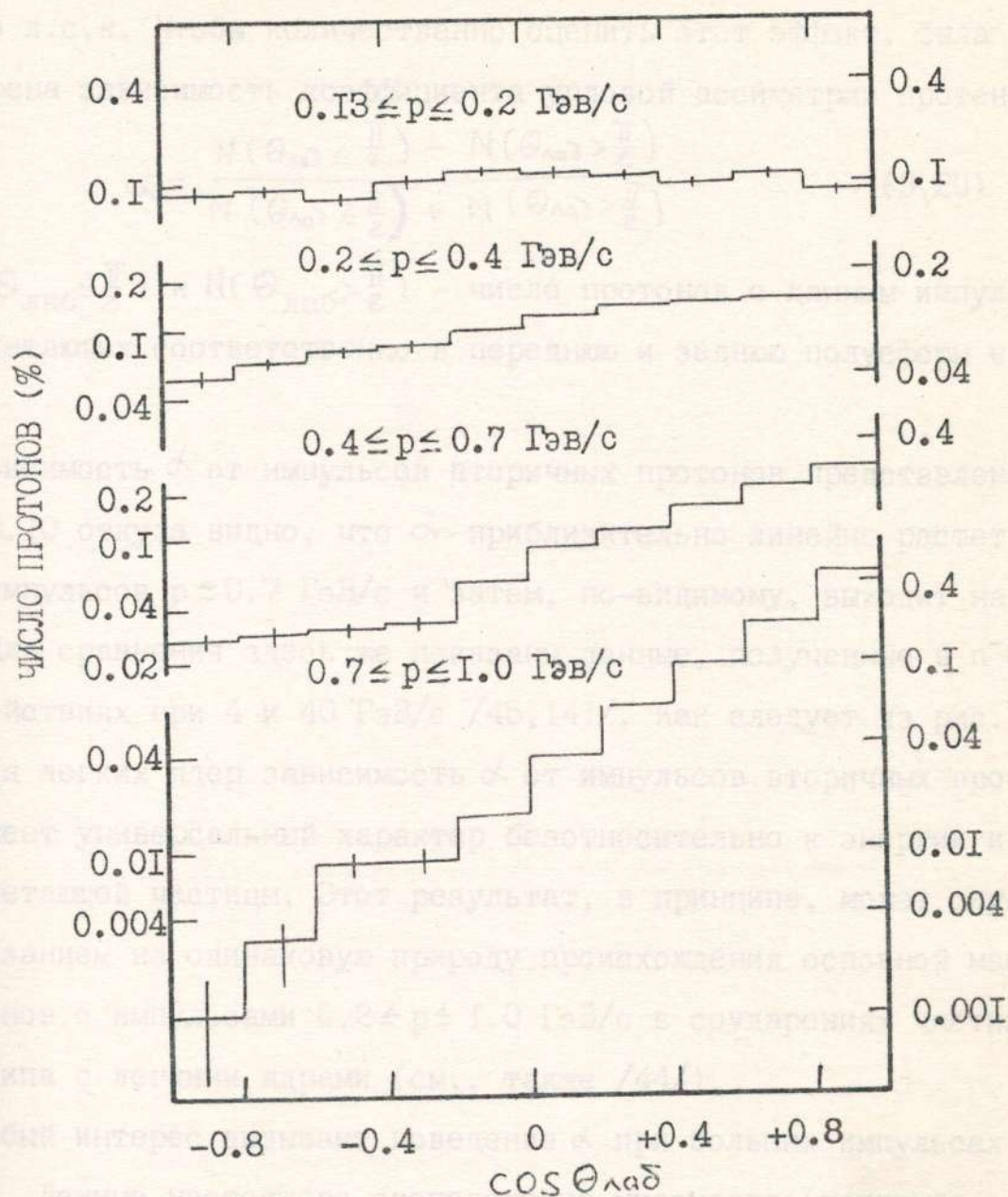


Рис.3.9. Угловые спектры протонов в различных импульсных интервалах протонов в  $p\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с.



перед в л.с.к. Чтобы количественно оценить этот эффект, была рассмотрена зависимость коэффициента угловой асимметрии протонов

$$\alpha = \frac{N(\Theta_{\text{лаб}} \leq \frac{\pi}{2}) - N(\Theta_{\text{лаб}} > \frac{\pi}{2})}{N(\Theta_{\text{лаб}} \leq \frac{\pi}{2}) + N(\Theta_{\text{лаб}} > \frac{\pi}{2})} \quad (3.20)$$

где  $N(\Theta_{\text{лаб}} \leq \frac{\pi}{2})$  и  $N(\Theta_{\text{лаб}} > \frac{\pi}{2})$  - число протонов с данным импульсом, вылетающих соответственно в переднюю и заднюю полусферы в л.с.к.

Зависимость  $\alpha$  от импульсов вторичных протонов представлена на рис. 3.10 откуда видно, что  $\alpha$  приблизительно линейно растет с импульсом до импульсов  $p \approx 0.7$  ГэВ/с и затем, по-видимому, выходит на плато. Для сравнения здесь же показаны данные, полученные в п-С-взаимодействиях при 4 и 40 ГэВ/с [45, 141]. Как следует из рис. 3.10, для легких ядер зависимость  $\alpha$  от импульсов вторичных протонов имеет универсальный характер безотносительно к энергии и типу налетающей частицы. Этот результат, в принципе, может служить указанием на одинаковую природу происхождения основной массы нуклонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в соударениях частиц любого типа с легкими ядрами (см., также [44]).

Особый интерес вызывает поведение  $\alpha$  при больших импульсах протонов. Данные настоящего эксперимента указывают (принимая во внимание относительно большие статистические ошибки), что при  $p > 0.7$  ГэВ/с коэффициент угловой асимметрии существенно слабо зависит (или не зависит) от импульсов вторичных протонов. Если этот результат подтвердится в более точных экспериментах, то это может, в принципе, означать, что доля протонов, вылетающих назад в лабораторной системе координат с импульсами  $p > 0.7$  ГэВ/с, постоянна. Это в свою очередь, может быть следствием образования заметной доли кумулятивных протонов при импульсах  $p \gtrsim 0.7$



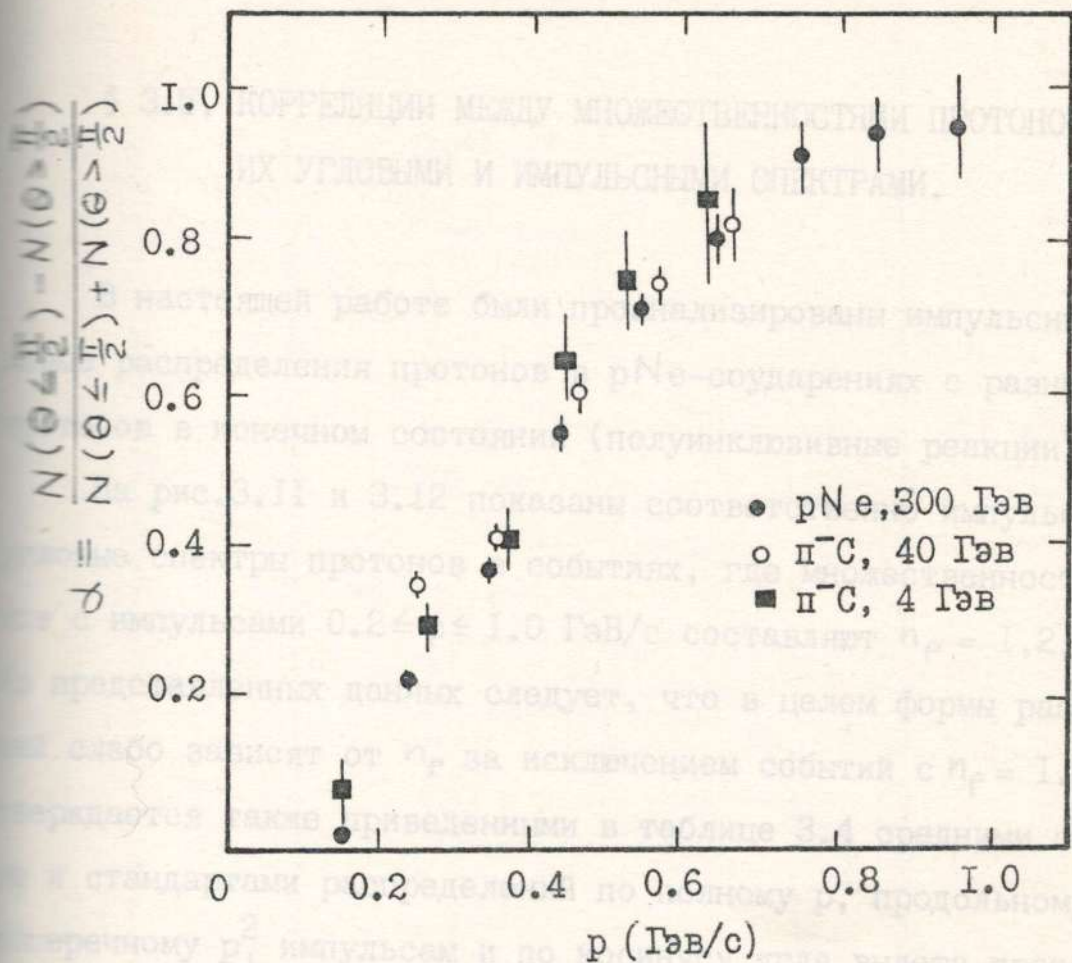


Рис.3.10. Зависимость коэффициента угловой асимметрии от импульсов вторичных протонов в pNe-взаимодействиях при 300 ГэВ/с (●); для сравнения показаны данные для p-C-взаимодействий при 4 и 40 ГэВ/с [45,148].



ГэВ/с.

### § 3.5. КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ МНОЖЕСТВЕННОСТЯМИ ПРОТОНОВ И ИХ УГЛОВЫМИ И ИМПУЛЬСНЫМИ СПЕКТРАМИ.

В настоящей работе были проанализированы импульсные и угловые распределения протонов в  $p\text{Ne}$ -соударениях с разным числом протонов в конечном состоянии (полуинклюзивные реакции).

На рис. 3.11 и 3.12 показаны соответственно импульсные и угловые спектры протонов в событиях, где множественности протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с составляют  $n_p = 1, 2, 3, \geq 4$ . Из представленных данных следует, что в целом формы распределений слабо зависят от  $n_p$  за исключением событий с  $n_p = 1$ . Это подтверждается также приведенными в таблице 3.4 средними значениями и стандартами распределений по полному  $p$ , продольному  $p_{||}$  и поперечному  $p_{\perp}^2$  импульсам и по косинусу угла вылета протонов в соударениях с разными  $n_p$ .

Из рис. 3.11, 3.12 и таблицы 3.4 видно, что при  $n_p \geq 2$  данные совпадают в пределах статистических погрешностей, тогда как в  $p\text{Ne}$ -взаимодействиях с образованием одного протона с импульсом  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с протоны сильнее сколлимированы вперед в л.с.к. и имеют большие импульсы. Этот результат является, скорее всего, следствием того тривиального факта, что в событиях с  $n_p = 1$  большой вклад дают соударения с квазисвободными нуклонами ядра, тогда как при  $n_p \geq 2$  уже важны перерассеяния, приводящие к потерям энергии протонами на внутриядерные соударения и соответственно к более изотропным угловым распределениям.



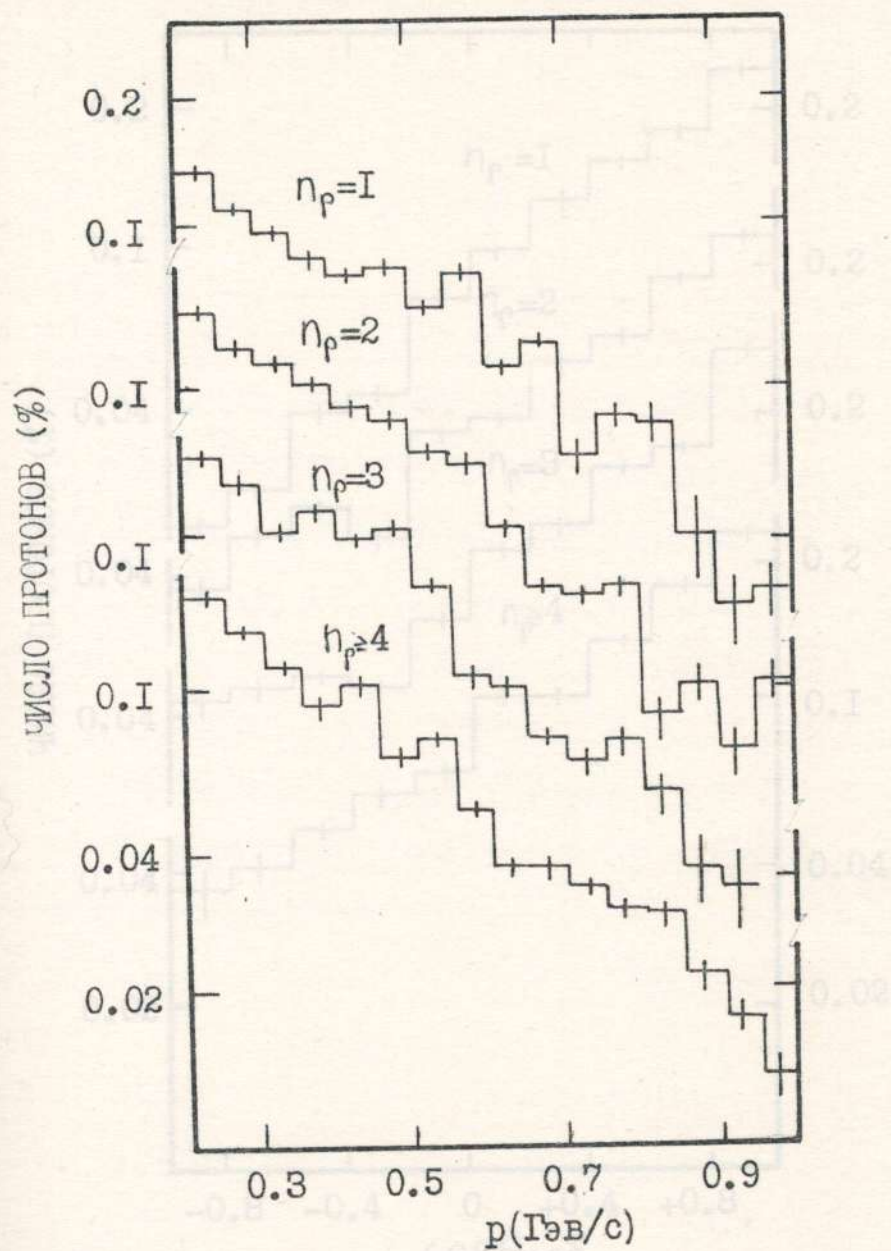


Рис.3.II. Импульсные спектры протонов с  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в pNe-взаимодействиях с различной множественностью протонов в конечном состоянии.



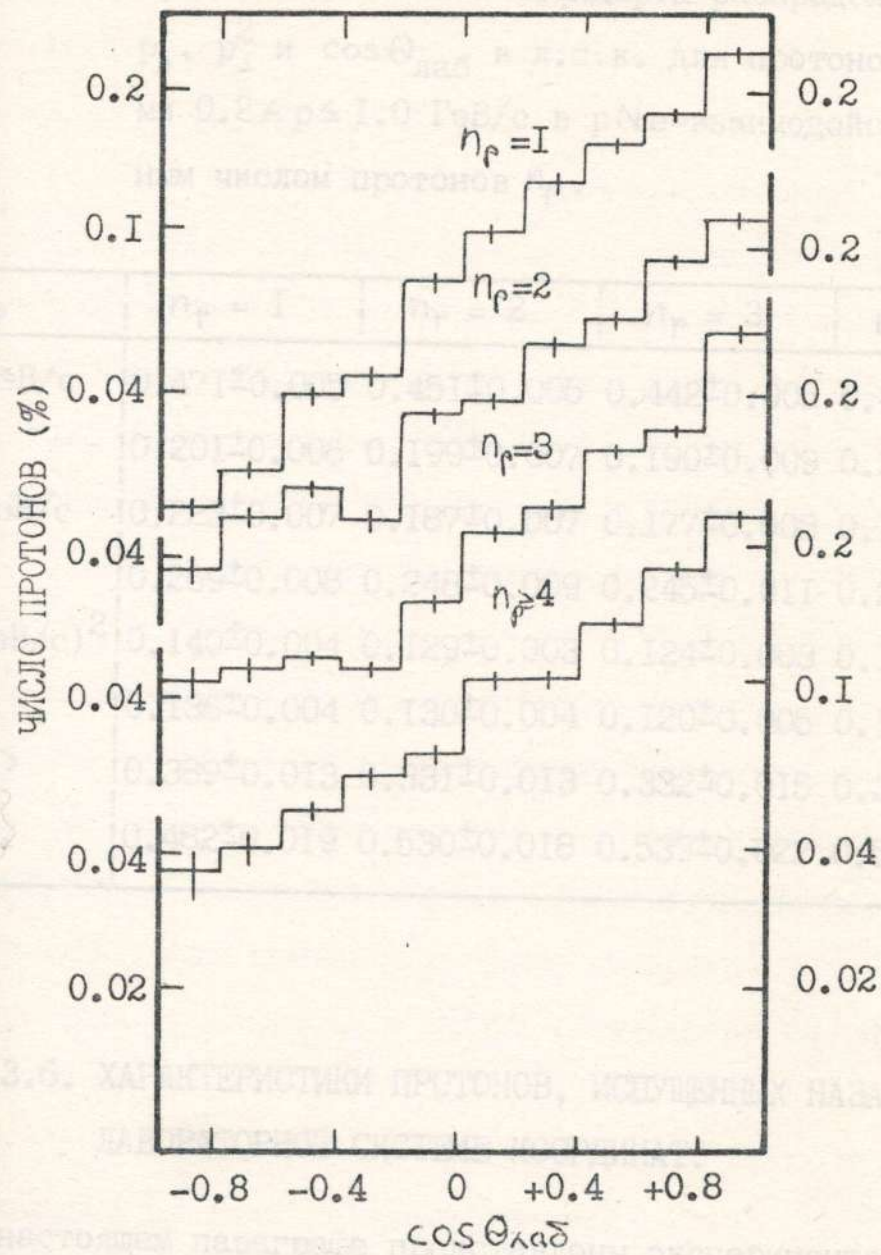


Рис.3.12. Угловые спектры протонов с  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в pNe-взаимодействиях с различной множественностью протонов в конечном состоянии.

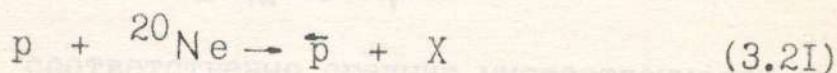


Таблица 3.4. Средние значения и стандарты распределений по  $p$ ,  $p_{\perp}$ ,  $p_{\perp}^2$  и  $\cos \Theta_{\text{лаб}}$  в л.с.к. для протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в  $pN$ -взаимодействиях с разным числом протонов  $n_p$ .

| $n_p$                                                | $n_p = 1$         | $n_p = 2$         | $n_p = 3$         | $n_p \geq 4$      |
|------------------------------------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| $\langle p \rangle$ , ГэВ/с                          | $0.471 \pm 0.005$ | $0.451 \pm 0.005$ | $0.442 \pm 0.005$ | $0.447 \pm 0.005$ |
| $\Delta p$                                           | $0.201 \pm 0.006$ | $0.199 \pm 0.007$ | $0.190 \pm 0.009$ | $0.202 \pm 0.008$ |
| $\langle p_{\perp} \rangle$ , ГэВ/с                  | $0.223 \pm 0.007$ | $0.187 \pm 0.007$ | $0.177 \pm 0.008$ | $0.189 \pm 0.006$ |
| $\Delta p_{\perp}$                                   | $0.269 \pm 0.008$ | $0.248 \pm 0.009$ | $0.245 \pm 0.011$ | $0.247 \pm 0.011$ |
| $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ , (ГэВ/с) <sup>2</sup> | $0.140 \pm 0.004$ | $0.129 \pm 0.003$ | $0.124 \pm 0.003$ | $0.128 \pm 0.003$ |
| $\Delta p_{\perp}^2$                                 | $0.136 \pm 0.004$ | $0.130 \pm 0.004$ | $0.120 \pm 0.005$ | $0.132 \pm 0.005$ |
| $\langle \cos \Theta_{\text{лаб}} \rangle$           | $0.389 \pm 0.013$ | $0.331 \pm 0.013$ | $0.332 \pm 0.015$ | $0.341 \pm 0.012$ |
| $\Delta \cos \Theta_{\text{лаб}}$                    | $0.482 \pm 0.019$ | $0.530 \pm 0.018$ | $0.539 \pm 0.022$ | $0.527 \pm 0.021$ |

### § 3.6. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОТОНОВ, ИСПУЩЕННЫХ НАЗАД В ЛАБОРАТОРНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ.

В настоящем параграфе представлены экспериментальные данные по изучению инклюзивной реакции



с образованием протонов под углами  $\Theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$  в импульсном интервале  $0.13 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с. Общее число таких протонов составило 2639. Число событий, в которых содержится хотя бы один протон, испущенный в заднюю полусферу составило  $(N(n_p^* \geq 1)/N_{\text{tot}}(pNe)) = 6.6 \pm 0.8\%$  от полного числа  $pN$ -взаимодействий.



На рис.3.13 представлено распределение по множественности кумулятивных протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с<sup>\*</sup>). Средняя множественность таких протонов оказалась равной  $\langle n_p^k \rangle = 0.296 \pm 0.005$ . Медленные протоны, имеющие импульсы  $0.13 \leq p \leq 0.2$  ГэВ/с в данном случае не рассматривались, так как они в основном являются продуктами "испарения" возбужденных остаточных ядер неона (см. §3.2) - в среднем на одно pNe-взаимодействие образуется  $0.224 \pm 0.005$  таких протонов, вылетающих назад в лабораторной системе координат. Отметим, что  $(30.6 \pm 0.7)\%$  от всех образованных протонов с  $0.13 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в pNe-взаимодействиях ( $\langle n_p^t \rangle = 1.70 \pm 0.03$ ) составляют протоны вылетевшие в заднюю полусферу (т.е.  $\Theta_{\text{лаб}} > 90^\circ$ ).

Кривая на рис.3.13 соответствует распределению Пуассона которое, как видно, несколько уже экспериментального. Об этом свидетельствует также различие в отношениях средней множественности кумулятивных протонов к корню квадратному из стандарта распределения:  $[\langle n_p^k \rangle / \mathcal{D}_p^k]_{\text{п}} = 0.544$  - ожидаемое для Пуассоновского распределения и  $[\langle n_p^k \rangle / \mathcal{D}_p^k]_{\text{экс}} = 0.514 \pm 0.011$  в эксперименте.

На рис.3.14 показана импульсная зависимость отношения дифференциальных средних множественностей

$$R(p) = \frac{\langle n_p^k \rangle}{\langle n_p^t \rangle} = \frac{[\sigma_{\text{ин}}^{-1} d\sigma/dp]_{\text{кум}}}{[\sigma_{\text{ин}}^{-1} d\sigma/dp]_{\text{tot}}} \quad (3.22)$$

где  $\langle n_p^k \rangle$  и  $\langle n_p^t \rangle$  соответственно средние множественности кумулятивных и всех протонов ( $0^\circ \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$ ) при фиксированном  $p$ .

Как видно из данных, доля протонов, испущенных в лабораторной системе координат, сильно уменьшается с ростом импульсов.

Очень интересным представляется поведение отношения  $R(p)$

<sup>\*</sup>) В дальнейшем для удобства протоны с  $p > 0.2$  ГэВ/с, вылетающие назад в л.с.к. будем называть кумулятивными (см./1/).



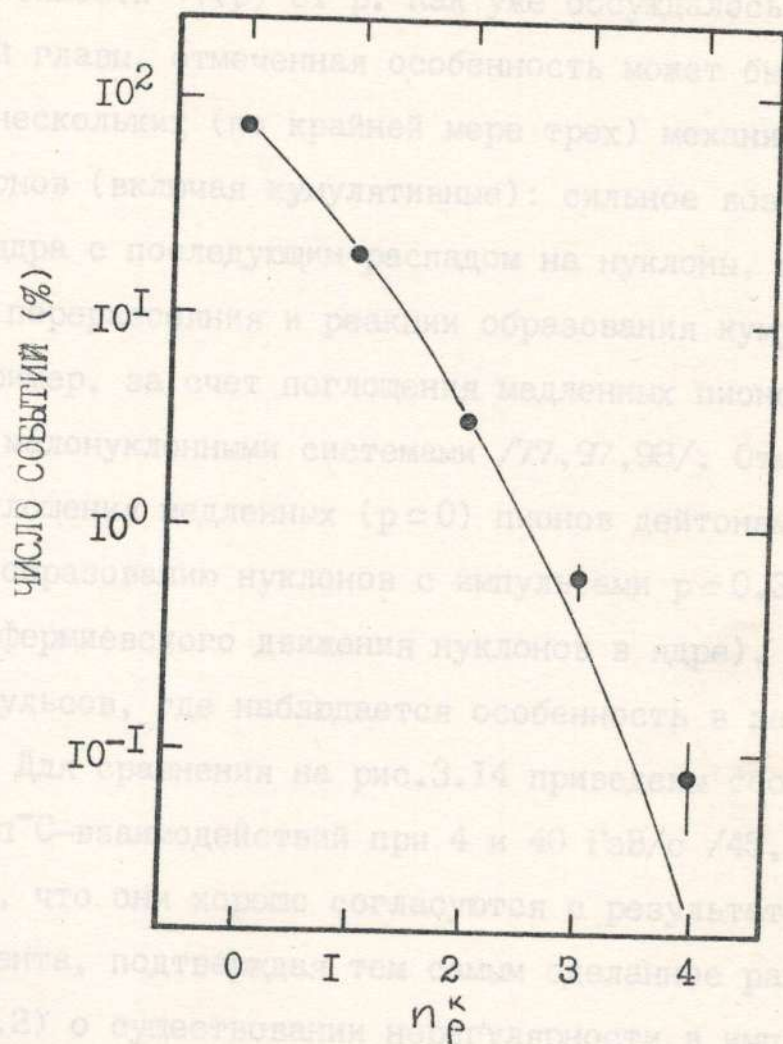


Рис.3.13. Распределение по множественности протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с, вылетающих назад ( $90^\circ \leq \theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$ ) в лабораторной системе координат. Кривая - распределение Пуассона.



в области  $p \approx 0.2-0.5$  ГэВ/с, где экспериментальные данные указывают на существование некоторой структуры ("плато" или "плечо") в зависимости  $R(p)$  от  $p$ . Как уже обсуждалось в параграфе 2 настоящей главы, отмеченная особенность может быть отражением вклада нескольких (по крайней мере трех) механизмов образования протонов (включая кумулятивные): сильное возбуждение остаточного ядра с последующим распадом на нуклоны, процессы внутриядерного перерассеяния и реакции образования кумулятивных протонов, например, за счет поглощения медленных пионов и мезонных резонансов малонуклонными системами [77, 97, 98]. Отметим, что реакции поглощения медленных ( $p \approx 0$ ) пионов дейтонами ( $p^+ d \rightarrow pp$ ) приводят к образованию нуклонов с импульсами  $p \approx 0.370$  ГэВ/с (без учета фермиевского движения нуклонов в ядре), т.е. в той области импульсов, где наблюдается особенность в зависимости  $R(p)$  от  $p$ . Для сравнения на рис.3.14 приведены соответствующие данные для  $p^-C$ -взаимодействий при 4 и 40 ГэВ/с [45, 141]. Из рисунка видно, что они хорошо согласуются с результатами настоящего эксперимента, подтверждая тем самым сделанное ранее утверждение (см. §3.2) о существовании нерегулярности в импульсном спектре вторичных протонов в области  $p \approx 0.3-0.5$  ГэВ/с в  $hA$ -взаимодействиях на легких ядрах.

На рис.3.15а показаны зависимости средних множественностей  $\pi^-$ -мезонов ("рожденные" частицы в случае  $pNe$ -соударений) от полного числа вторичных протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в событиях, где имеются ( $n_p^K \geq 1$ ) и отсутствуют ( $n_p^K = 0$ ) кумулятивные протоны. Видно, что в обоих случаях  $\langle n(\pi^-) \rangle$  возрастает приблизительно линейно со множественностью протонов и при этом в пределах статистических погрешностей значения  $\langle n(\pi^-) \rangle$  практически не зависят от наличия (или отсутствия) протонов, вылетающих



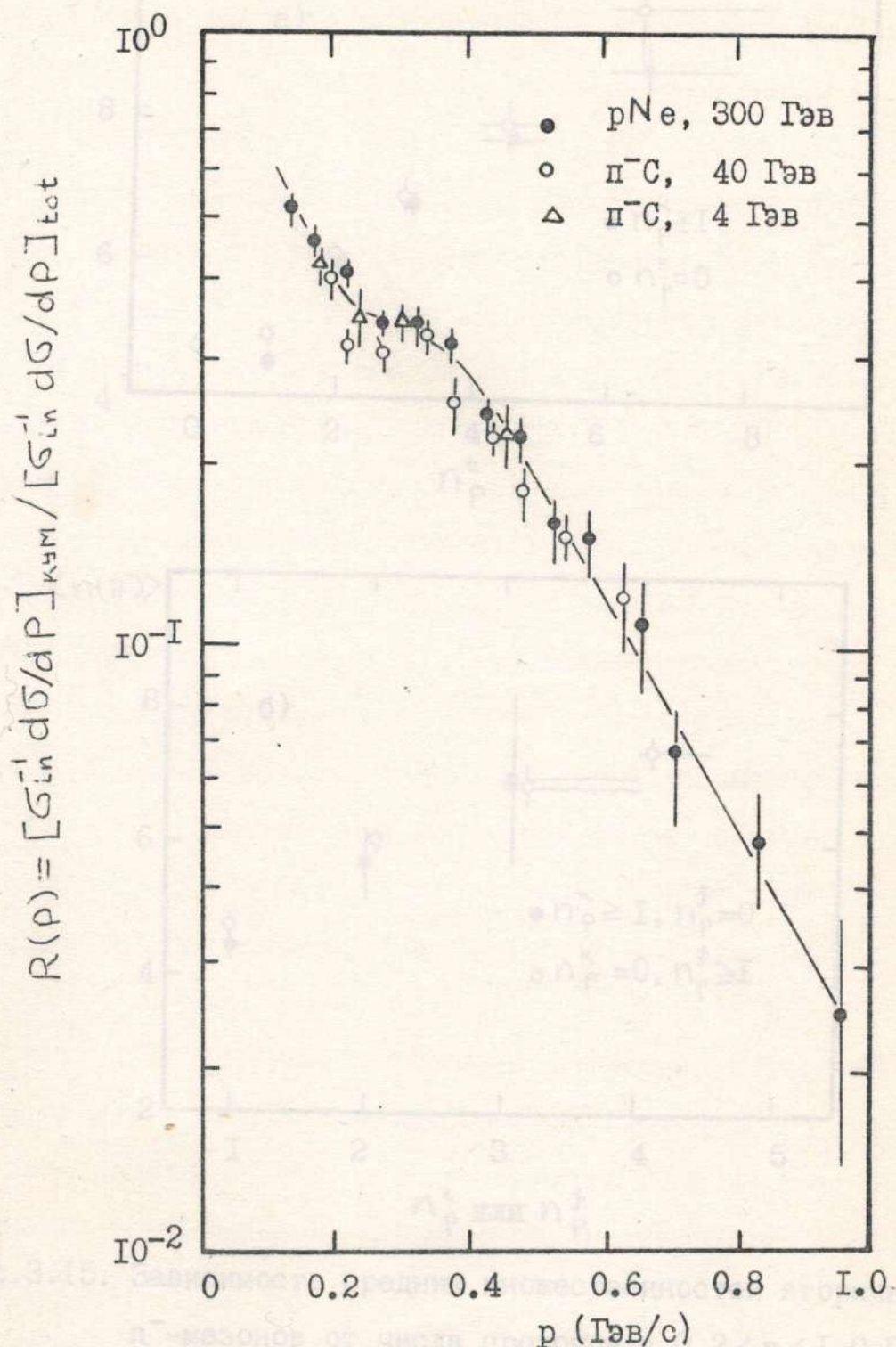


Рис.3.14. Импульсная зависимость доли протонов, вылетающих под углами  $90^\circ \leq \theta_{\text{лаб}} \leq 180^\circ$  в pNe-взаимодействиях при 300 ГэВ/с. Для сравнения показаны данные для 4 и 40 ГэВ/с [45,148]. Кривая проведена для наглядности.



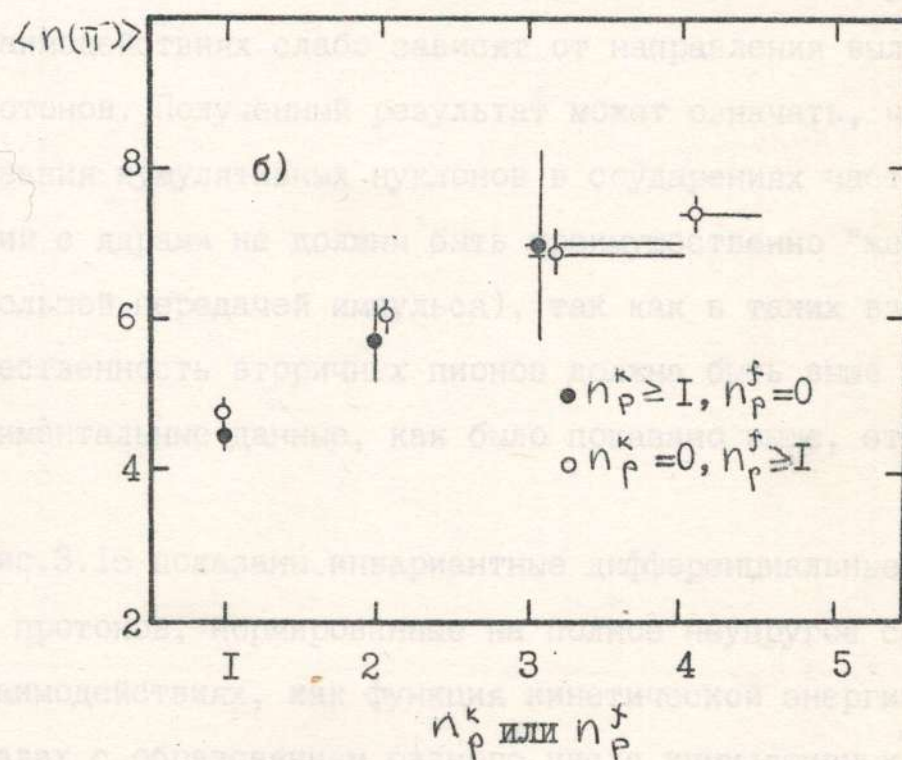
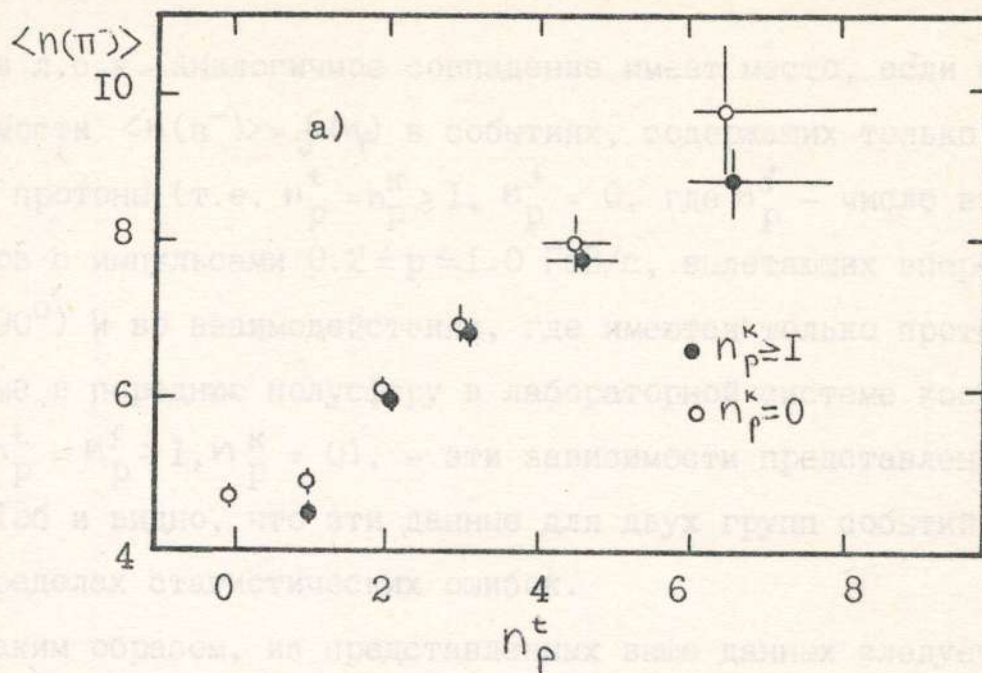


Рис.3.15. Зависимость средних множественностей вторичных  $\pi^-$ -мезонов от числа протонов с  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с:

- а) для событий, где имеются ( $\bullet$ ) и отсутствуют ( $\circ$ ) кумулятивные протоны;
- б) для событий, где имеются только кумулятивные ( $\bullet$ ) протоны и только протоны, вылетающие вперед в л.с.к. ( $\circ$ ).



назад в л.с.к. Аналогичное совпадение имеет место, если сравнить зависимости  $\langle n(p^-) \rangle = f(n_p)$  в событиях, содержащих только кумулятивные протоны (т.е.  $n_p^t = n_p^k \geq 1$ ,  $n_p^f = 0$ , где  $n_p^f$  - число вторичных протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с, вылетающих вперед,  $\theta_{\text{лаб}} \leq 90^\circ$ ) и во взаимодействиях, где имеются только протоны, испущенные в переднюю полусферу в лабораторной системе координат (т.е.  $n_p^t = n_p^f \geq 1$ ,  $n_p^k = 0$ ), - эти зависимости представлены на рис.3.15б и видно, что эти данные для двух групп событий совпадают в пределах статистических ошибок.

Таким образом, из представленных выше данных следует, что корреляции между множественностями вторичных пионов и протонов в pNe-взаимодействиях слабо зависят от направления вылета вторичных протонов. Полученный результат может означать, что процессы образования кумулятивных нуклонов в соударениях частиц высоких энергий с ядрами не должны быть преимущественно "жесткими" (т.е. с большой передачей импульса), так как в таких взаимодействиях множественность вторичных пионов должна быть выше среднего, но экспериментальные данные, как было показано выше, этого не показывают.

На рис.3.16 показаны инвариантные дифференциальные сечения вторичных протонов, нормированные на полное неупругое сечение в pNe-взаимодействиях, как функция кинетической энергии протонов в каналах с образованием разного числа кумулятивных протонов (все,  $n_p^k = 1$ ,  $n_p^k = 2$ ,  $n_p^k \geq 3$ ).

Кривые на рисунке соответствуют аппроксимации экспериментальных данных функцией

$$f(T) \equiv \frac{E}{\sigma_{\text{in}}} \frac{d^3\sigma}{dp^3} = A_1 e^{-B_1 T} + A_2 e^{-B_2 T} \quad (3.23)$$

где T-кинетическая энергия протонов.



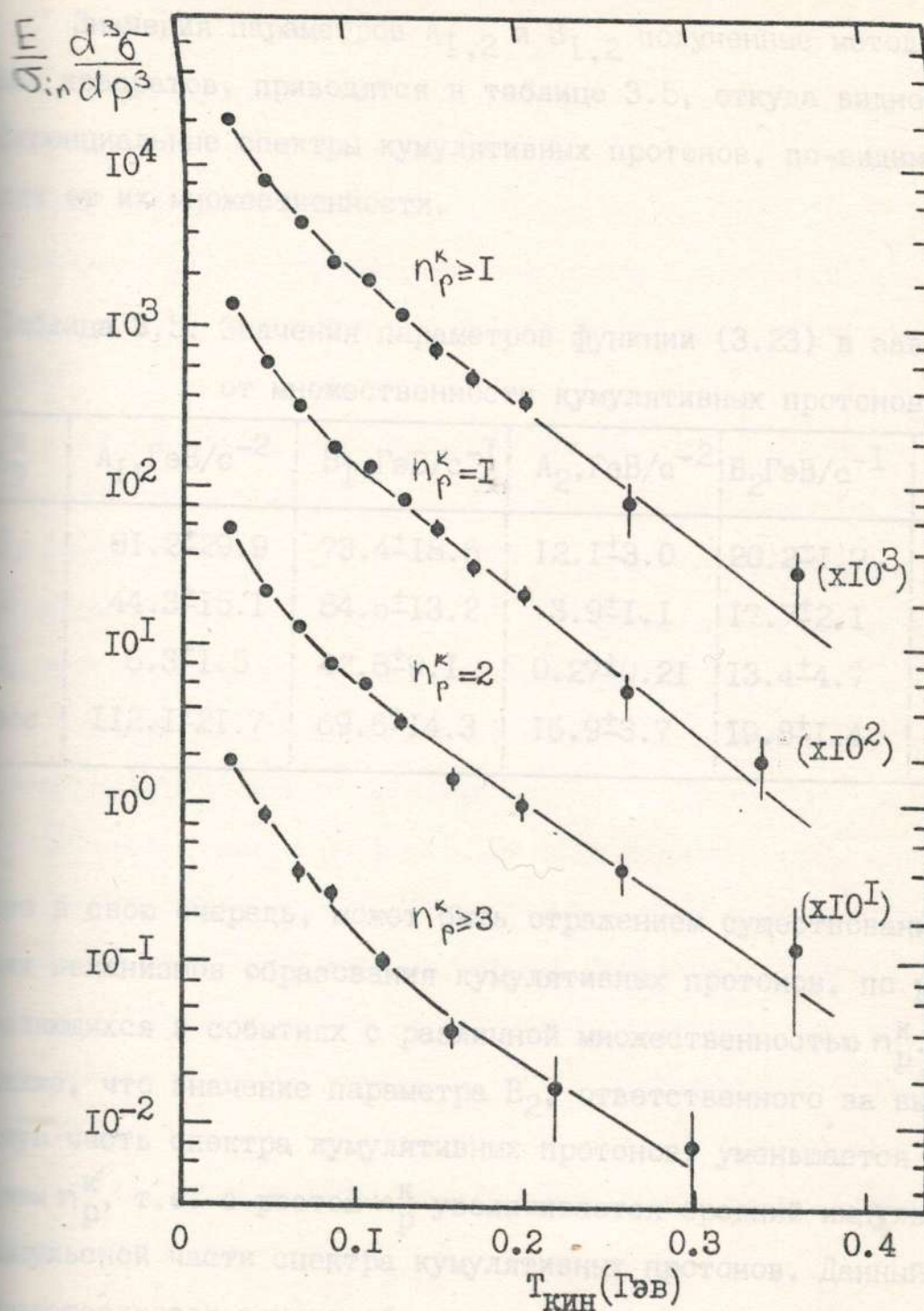


Рис.3.16. Нормированные на полное неупругое сечение инвариантные дифференциальные сечения кумулятивных протонов при разных  $n_p^K$ . Кривые - результаты аппроксимации функцией (3.23).



Значения параметров  $A_{I,2}$  и  $B_{I,2}$  полученные методом наименьших квадратов, приводятся в таблице 3.5, откуда видно, что дифференциальные спектры кумулятивных протонов, по-видимому, зависят от их множественности.

Таблица 3.5. Значения параметров функции (3.23) в зависимости от множественности кумулятивных протонов  $n_p^k$ .

| $n_p^k$ | $A_I, \text{ГэВ/с}^{-2}$ | $B_I, \text{ГэВ/с}^{-1}$ | $A_2, \text{ГэВ/с}^{-2}$ | $B_2, \text{ГэВ/с}^{-1}$ | /ч.с.с. |
|---------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|--------------------------|---------|
| 1       | $81.2 \pm 29.9$          | $73.4 \pm 18.6$          | $12.1 \pm 3.0$           | $20.2 \pm 1.7$           | 0.81    |
| 2       | $44.3 \pm 15.1$          | $84.6 \pm 13.2$          | $3.9 \pm 1.1$            | $17.7 \pm 2.1$           | 1.2     |
| 3       | $6.3 \pm 1.5$            | $42.8 \pm 9.1$           | $0.27 \pm 0.21$          | $13.4 \pm 4.7$           | 0.6     |
| все     | $112.1 \pm 21.7$         | $69.6 \pm 14.3$          | $16.9 \pm 3.7$           | $19.8 \pm 1.4$           | 1.4     |

Это в свою очередь, может быть отражением существования нескольких механизмов образования кумулятивных протонов, по разному проявляющихся в событиях с различной множественностью  $n_p^k$ . Отметим также, что значение параметра  $B_2$ , ответственного за высокоимпульсную часть спектра кумулятивных протонов, уменьшается с увеличением  $n_p^k$ , т.е. с ростом  $n_p^k$  увеличивается средний импульс высокоимпульсной части спектра кумулятивных протонов. Данный результат представляется трудно объяснимым в рамках моделей, в которых основным механизмом образования кумулятивных протонов, являются процессы перерассеяния вторичных частиц [91].

Для суммарного распределения величина  $B_2$  в пределах погрешностей совпадает с данными других экспериментов ( $T_0 = I/B_2 = 50$  кэВ) в широком диапазоне первичных энергий для различных типов



сталкивающихся частиц и ядер /99/.

В угловых спектрах кумулятивных протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с не наблюдается (рис.3.17) статистически обеспеченных нерегулярностей в области углов  $150^\circ - 180^\circ$  (см./52/). Отметим, что этот результат находится в согласии с данными по фоторождению кумулятивных протонов при низких энергиях ( $E_0 = 4$  ГэВ) /53/.

Следует обратить внимание на то, что в событиях с  $n_p^k = 2$  в области углов  $100^\circ \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 120^\circ$  имеются указания на возможное отклонение угловых распределений от монотонной (приблизительно экспоненциальной) зависимости. В настоящее время мы не имеем однозначной интерпретации данного явления.

Анализ полученных данных также показывает, что импульсные спектры кумулятивных протонов сильно зависят от угла их вылета. В качестве примера на рис.3.18 представлены нормированные на полное неупругое сечение  $pN$ -взаимодействий инвариантные дифференциальные сечения в зависимости от импульсов кумулятивных протонов для разных угловых интервалов. На этом же рисунке для сравнения показаны данные для  $p^{12}\text{C}$ - и  $p^{27}\text{Al}$ -взаимодействий при 400 ГэВ /152/ и видно, что результаты двух экспериментов хорошо согласуются друг с другом (экспериментальные точки соединены кривыми для наглядности).

Рис.3.17. Угловые спектры кумулятивных протонов при раз-

ных  $n_p^k$ .



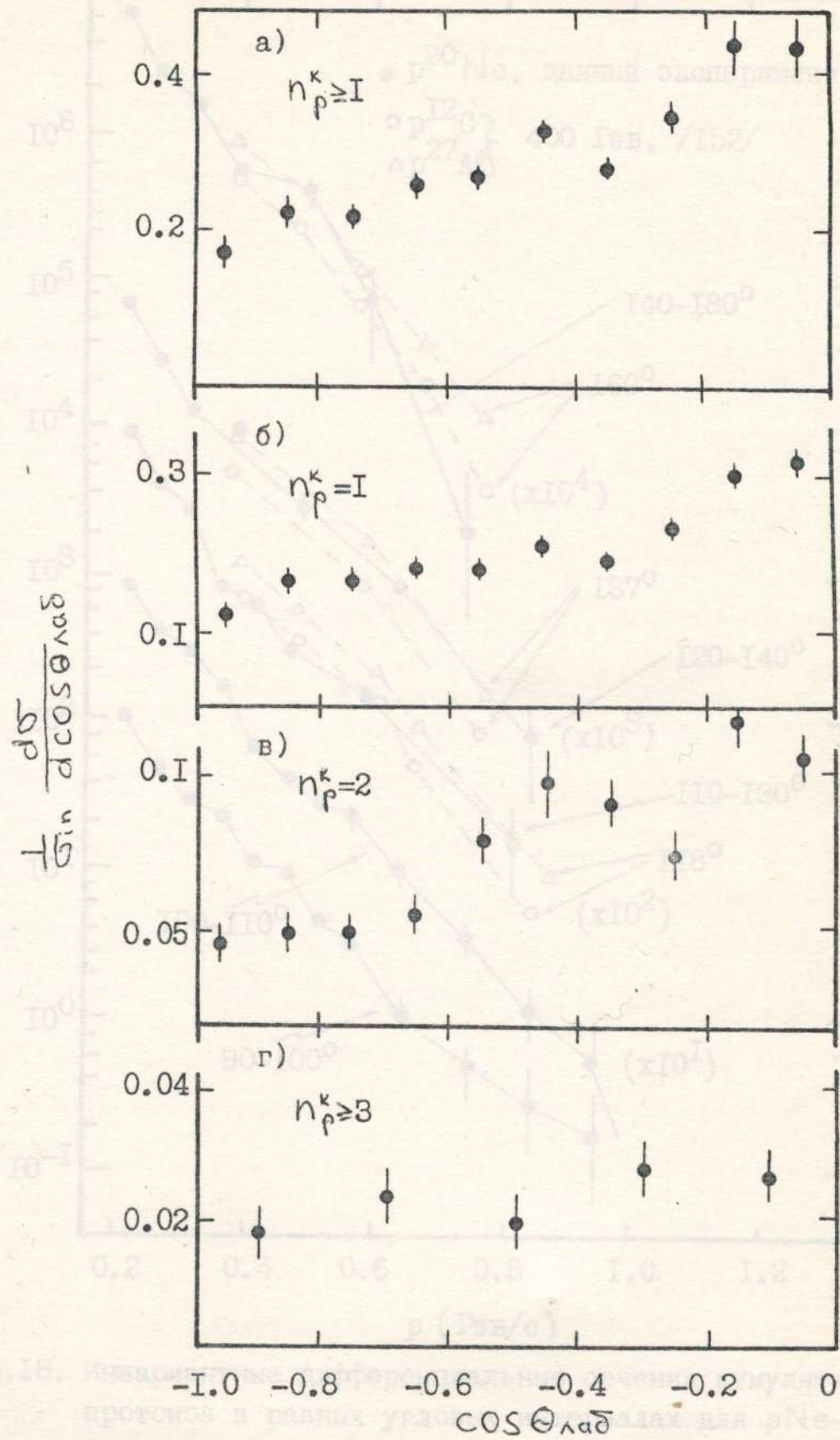


Рис.3.17. Угловые спектры кумулятивных протонов при различных  $n_p^\kappa$ .



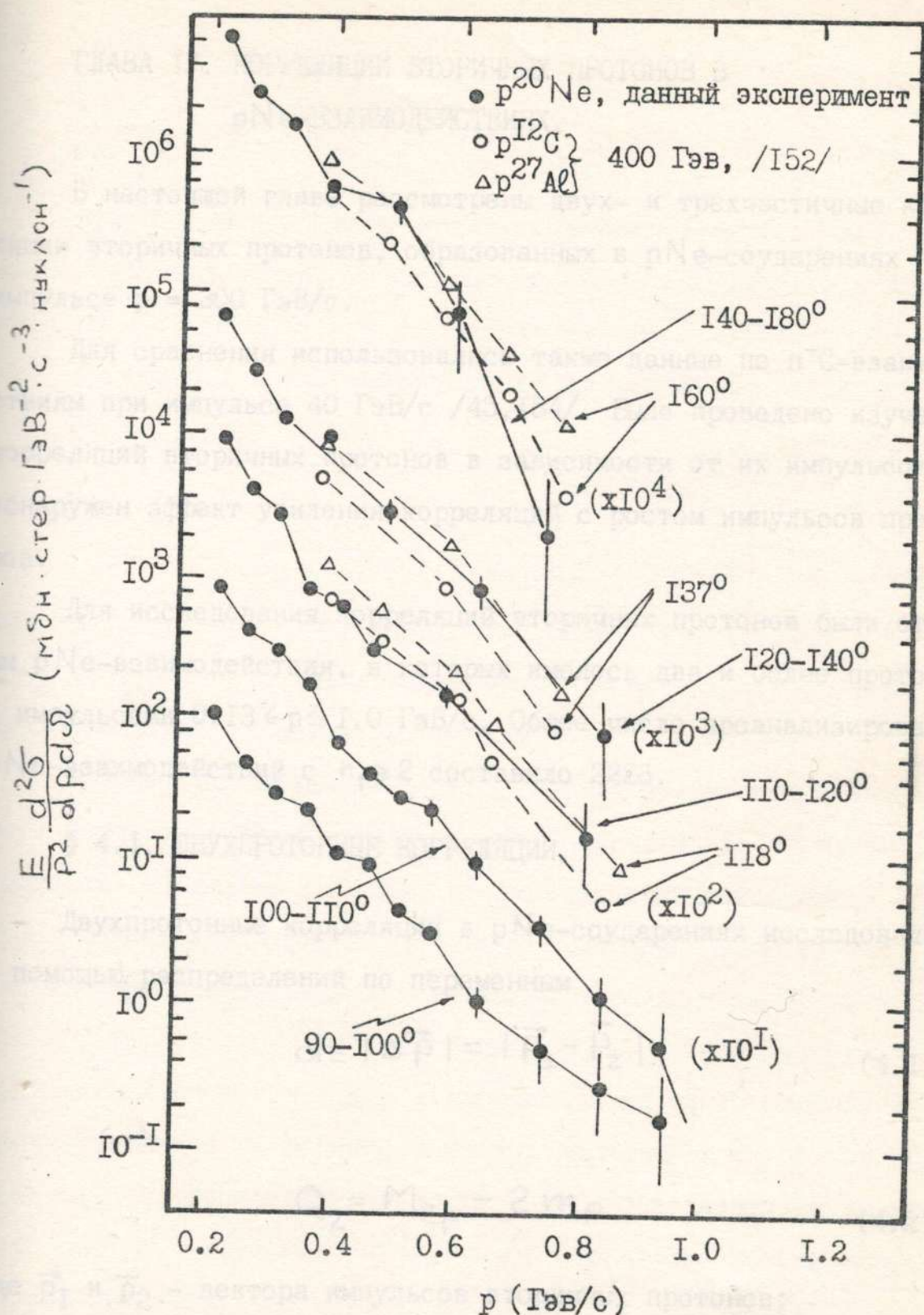


Рис.3.18. Инвариантные дифференциальные сечения кумулятивных протонов в разных угловых интервалах для  $p\text{Ne}$ -взаимодействий при 300 ГэВ/с. Показаны также данные для  $p^{12}\text{C}$ - и  $p^{27}\text{Al}$ -соударений при 400 ГэВ/с /152/. Сплошные линии (настоящий эксперимент) и штриховые (данные работы /152/) проведены по соответствующим точкам для наглядности.



## ГЛАВА IV. КОРРЕЛЯЦИИ ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ В pNe-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ.

В настоящей главе рассмотрены двух- и трехчастичные корреляции вторичных протонов, образованных в pNe-соударениях при импульсе  $p = 300$  ГэВ/с.

Для сравнения использовались также данные по pC-взаимодействиям при импульсе 40 ГэВ/с [45, 154]. Было проведено изучение корреляций вторичных протонов в зависимости от их импульсов и обнаружен эффект усиления корреляций с ростом импульсов протонов.

Для исследования корреляций вторичных протонов были отобраны pNe-взаимодействия, в которых имелось два и более протонов с импульсами  $0.13 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с. Общее число проанализированных pNe-взаимодействий с  $n_p \geq 2$  составило 2226.

### § 4.1. ДВУХПРОТОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ.

Двухпротонные корреляции в pNe-соударениях исследовались с помощью распределений по переменным

$$\alpha \equiv |\Delta \vec{p}| = |\vec{p}_1 - \vec{p}_2| \quad (4.1)$$

$$Q_2 = M_{2p} - 2m_p \quad (4.2)$$

где  $\vec{p}_1$  и  $\vec{p}_2$  - вектора импульсов вторичных протонов;

$M_{2p}$  - эффективная масса двух протонов;

$m_p$  - масса протона.

Переменные (4.1) и (4.2) при малых относительных импульсах протонов связаны соотношением



$$Q_2 \approx d^2 / 4 m_p \quad (4.3)$$

Отметим, что в настоящем эксперименте среднеквадратичная ошибка в определении  $d$  составила:  $\delta d = 0.008$  ГэВ/с в области  $0 \leq d \leq 0.2$  ГэВ/с и  $\delta d = 0.030$  ГэВ/с при  $d > 0.2$  ГэВ/с.

На рис.4.1 и 4.2 представлены распределения отношений

$$R(d) = N_{\text{экс}}(d) / N_{\text{фон}}(d) \quad (4.4)$$

$$R(Q_2) = N_{\text{экс}}(Q_2) / N_{\text{фон}}(Q_2) \quad (4.5)$$

для протонов с разными импульсами. Здесь  $N_{\text{экс}}(d, Q_2)$  и  $N_{\text{фон}}(d, Q_2)$  - соответственно экспериментальные и фоновые распределения по указанным переменным.

Фоновые распределения  $N_{\text{фон}}(d, Q_2)$  получались путем случайного перемешивания протонов (с учетом вводимых ограничений на импульсы) из разных событий, но имеющих одинаковое число протонов в конечном состоянии. Тем самым учитывалась небольшая, но систематическая разница в импульсных и угловых спектрах протонов в pNe-соударениях с различным  $\eta_p$  (см. § 3.6). В каждом из приведенных на рис.4.1 и 4.2 распределений число фоновых комбинаций составило не менее 100 тысяч. Нормировка фоновых и экспериментальных распределений по  $d$  и  $Q_2$  проводилась на общую площадь при  $d > 0.2$  ГэВ/с и  $Q_2 > 0.01$  ГэВ/с<sup>2</sup> соответственно. Это обусловлено тем, что при  $0.2 \leq d \leq d_{\text{макс}}$  и  $0.01 \leq Q_2 \leq Q_{2\text{макс}}$  стандартная двухчастичная корреляционная функция  $R_{12}(p_1, p_2)$  для пар протонов ожидается равной нулю /III, II2/.

Из рис.4.1 и 4.2 видно, что в области малых  $d$  (или  $Q_2$ ) экспериментальные и фоновые распределения отличаются - это



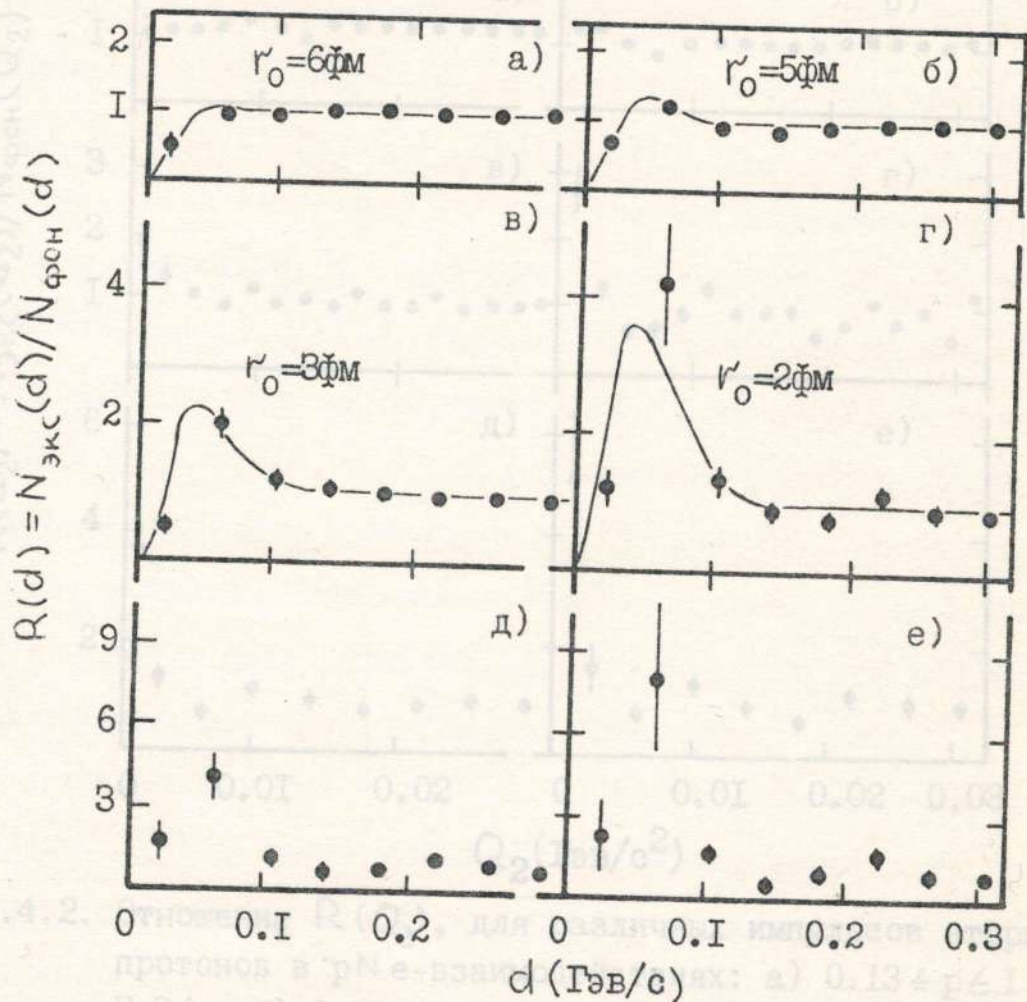


Рис.4.1. Отношение  $R(d)$ , для различных импульсов вторичных протонов в pNe-взаимодействиях: а)  $0.13 \leq p \leq 0.2$  ГэВ/с; б)  $0.13 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; в)  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; г)  $0.3 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; д)  $0.4 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; е)  $0.5 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с. Кривые - теоретические расчеты для разных размеров  $r_0$  источников протонов (см., текст и работу [III]).



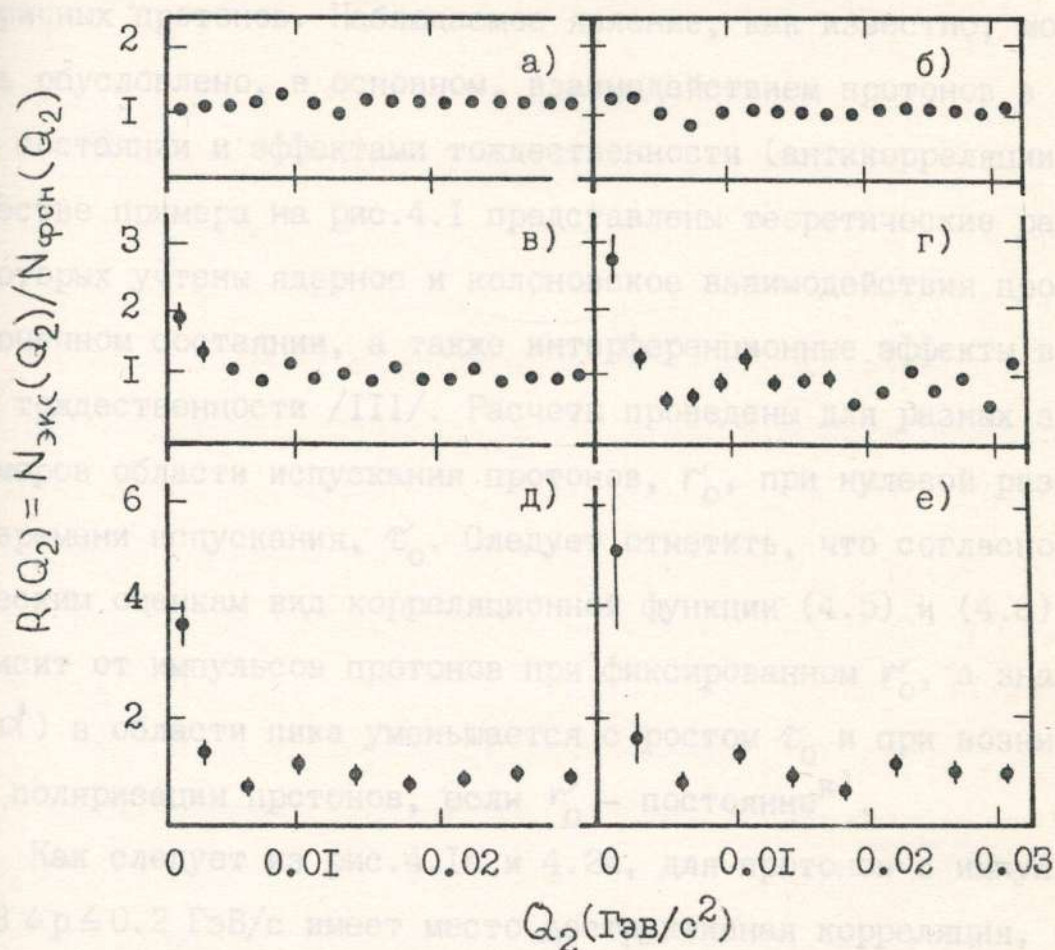


Рис.4.2. Отношение  $R(Q_2)$ , для различных импульсов вторичных протонов в  $pN$  e-взаимодействиях: а)  $0.13 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; б)  $0.13 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; в)  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; г)  $0.3 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; д)  $0.4 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; е)  $0.5 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с.



особенно **сильно** начинает проявляться при увеличении импульсов вторичных протонов. Наблюдаемое явление, как известно, может быть обусловлено, в основном, взаимодействием протонов в конечном состоянии и эффектами тождественности (антикорреляции). В качестве примера на рис.4.1 представлены теоретические расчеты, в которых учтены ядерное и колонское взаимодействия протонов в конечном состоянии, а также интерференционные эффекты вследствие тождественности /III/. Расчеты проведены для разных значений размеров области испускания протонов,  $r_0$ , при нулевой разнице во времени испускания,  $\tau_0$ . Следует отметить, что согласно теоретическим оценкам вид корреляционной функции (4.5) и (4.6) слабо зависит от импульсов протонов при фиксированном  $r_0$ , а значение  $R(d)$  в области пика уменьшается с ростом  $\tau_0$  и при возникновении поляризации протонов, если  $r_0$  - постоянно<sup>ж)</sup>.

Как следует из рис.4.1а и 4.2а, для протонов с импульсами  $0.13 \leq p \leq 0.2$  ГэВ/с имеет место деструктивная корреляция, обусловленная главным образом кулоновским отталкиванием и эффектами тождественности. Наилучшее согласие с теоретическими расчетами получается при  $r_0 = 6$  ферми, что, вообще говоря, не удивительно, так как протоны, имеющие импульсы  $p \leq 0.2$  ГэВ/с являются в основном "испарительными" или продуктами распада возбужденных оскол-

ж)

На кривые, показанные на рис.4.1, не введена поправка, связанная с погрешностями определения  $d$ . Анализ показывает, что учет ошибок приводит к небольшому "размазыванию" (уменьшению) пика в области  $d \leq 0.1$  ГэВ/с. Таким образом, указанные на рис.4.1 значения размеров области испускания протонов на самом деле являются верхней границей оценки  $r_0$ .



зов ядра неона (см. § 3.2), для которых характерными являются расстояния порядка диаметра ядра неона, т.е.  $\sim 6$  ферми /153/\*)

Для более энергичных протонов ( $p > 0.2$  ГэВ/с), как следует из рис. 4.1(б-е) и 4.2(б-е), корреляции усиливаются, если сравнить их с теоретическими расчетами /III/ - это может свидетельствовать об уменьшении характерных размеров области испускания протонов с ростом их импульсов.

Эффект усиления корреляций с увеличением импульсов протонов нагляднее продемонстрирован на рис. 4.3а, где показаны проинтегрированные в области  $0 \leq d \leq 0.1$  ГэВ/с значения  $R(d)$  в зависимости от среднего импульса протонов. Для сравнения на рис. 4.3б показана теоретическая кривая интегральных значений  $R(d)$  в области  $0 \leq d \leq 0.1$  ГэВ/с как функция размеров области испускания протонов  $r_0$ . Из сравнения экспериментальных данных и теоретических расчетов можно видеть, что верхняя граница значения  $r_0$  для протонов со средними импульсами, например,  $\langle p \rangle \approx 0.8$  ГэВ/с составляет  $r_0 \approx 1 \div 1.3$  ферми, что существенно меньше размеров ядра неона.

Обнаруженный в настоящей работе эффект усиления двухпротонных корреляций был сопоставлен нами с данными по  $p$ - $\bar{C}$ -взаимодействиям при 40 ГэВ/с, исследуемых в 2 метровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ (Дубна)\*\*). Следует отметить, что в этом эксперименте протоны эффективно идентифицировались в более узком импульс-

\*) См., сноску на стр. 28.

\*\*) Использованный экспериментальный материал получен сотрудничеством АББВДКМСТТУ-БХ /45, 154/. Показанные на рис. 4.4 и 4.3в данные основаны на анализе 3424  $p$ - $\bar{C}$ -взаимодействий, в которых имеется два и более идентифицированных протона.



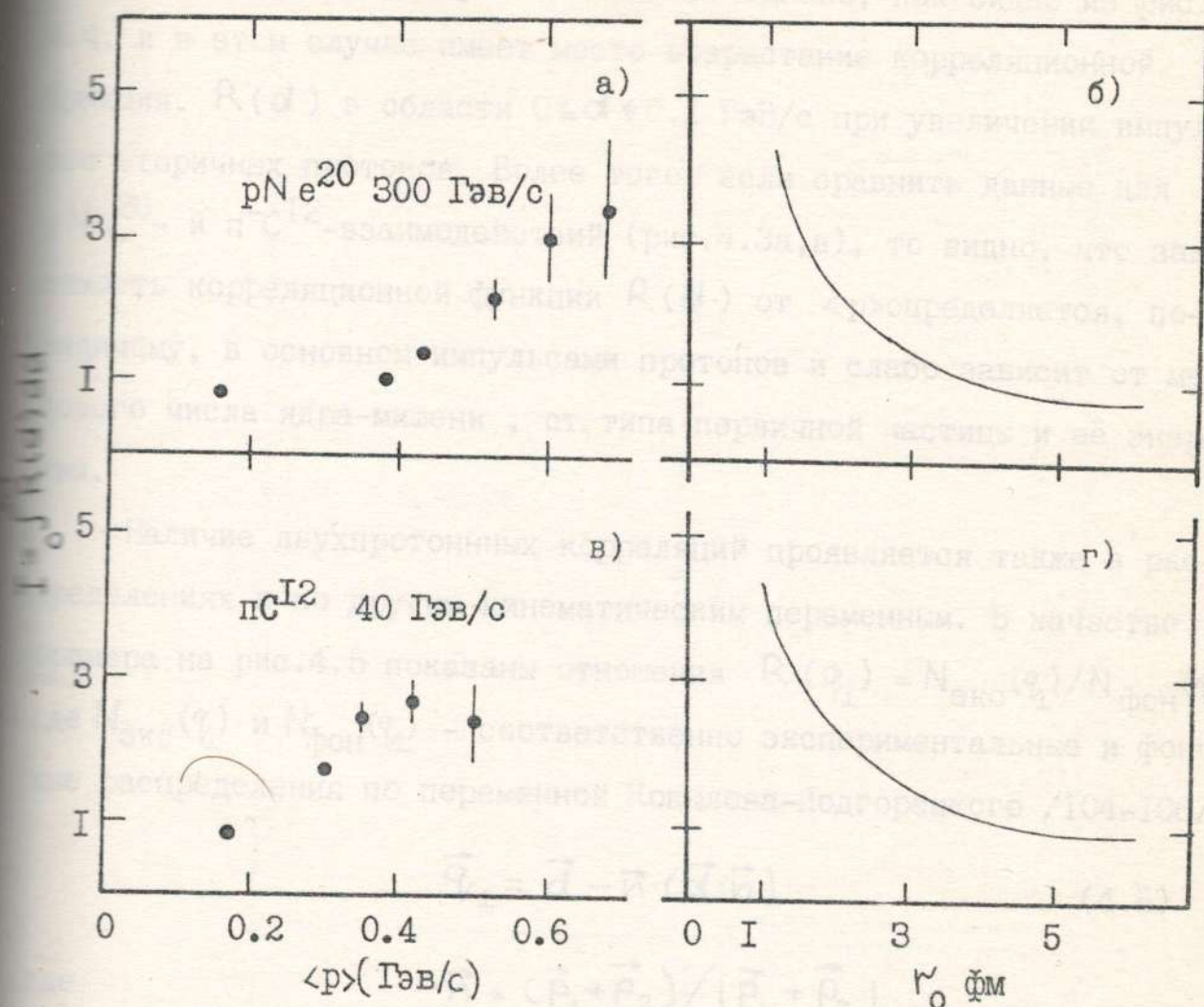


Рис.4.3. Значения  $R(d)$ , проинтегрированные в области  $0 \leq d \leq 0.1$  ГэВ/с, для  $pNe$ -взаимодействий (а) и  $pC^{12}$ -взаимодействий (в) как функция от: среднего значения импульсов вторичных протонов (эксперимент) - а, в; размера области испускания протонов (теоретические расчеты /III/) - б, г.



сном интервале ( $0.14 \leq p \leq 0.7$  ГэВ/с). Однако, как видно из рис. 4.4, и в этом случае имеет место возрастание корреляционной функции  $R(d)$  в области  $0 \leq d \leq 0.1$  ГэВ/с при увеличении импульсов вторичных протонов. Более того, если сравнить данные для  $p\text{Ne}^{20}$ - и  $p\text{C}^{12}$ -взаимодействий (рис. 4.3а,в), то видно, что зависимость корреляционной функции  $R(d)$  от  $\langle p \rangle$  определяется, по-видимому, в основном импульсами протонов и слабо зависит от массового числа ядра-мишени, от типа первичной частицы и её энергии.

Наличие двухпротонных корреляций проявляется также в распределениях и по другим кинематическим переменным. В качестве примера на рис. 4.5 показаны отношения  $R(q_{\perp}) = N_{\text{экс}}(q_{\perp})/N_{\text{фон}}(q_{\perp})$ , где  $N_{\text{экс}}(q_{\perp})$  и  $N_{\text{фон}}(q_{\perp})$  - соответственно экспериментальные и фоновые распределения по переменной Копылова-Подгорецкого /104-106/

$$\vec{q}_{\perp} = \vec{d} - \vec{n} (\vec{d} \cdot \vec{n}) \quad (4.6)$$

где 
$$\vec{n} = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2) / |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|$$

Видно, что здесь также имеет место усиление корреляций протонов с ростом их импульсов.

Кривые, показанные на рис. 4.5, соответствуют расчетам Ледницкого и Любошица /112/, проведенным для разных размеров области испускания протонов  $r_0$  и в предположении, что разница во временах испускания протонов составляет  $\tau_0 = 1$  ферми. Следует отметить, что расчеты, выполненные в /112/, отличаются на 20-30% от результатов работы Кунина /111/ при одинаковых значениях  $r_0$  и  $\tau_0$ .

В заключение подчеркнем, что двухпротонные корреляции проявляются также и в угловых спектрах. Как видно из рис. 4.6 в распределениях по разнице азимутальных углов протонов,  $\xi = (\varphi_1 - \varphi_2)$



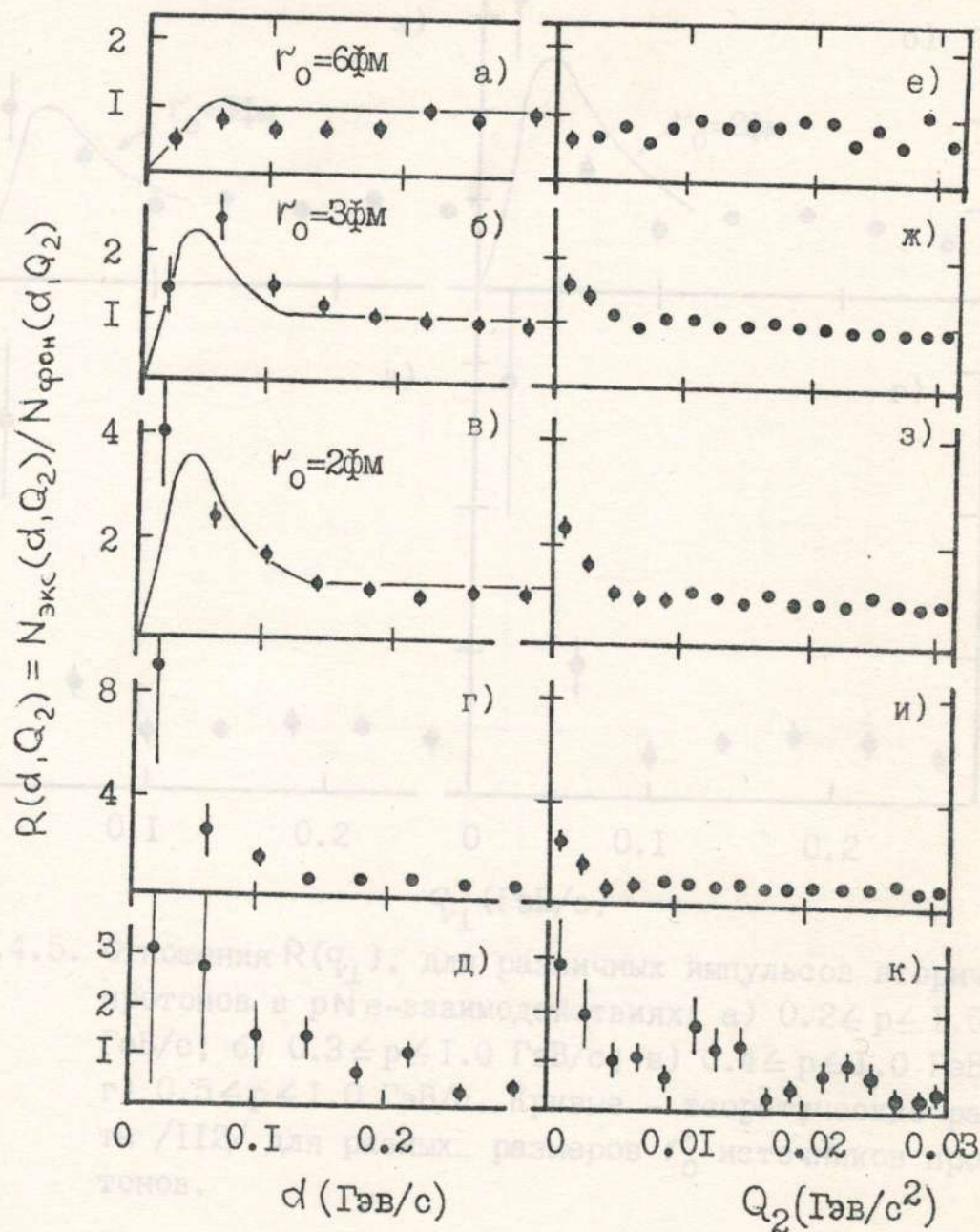


Рис.4.4. Отношения  $R(d)$  и  $R(Q_2)$  для различных импульсов вторичных протонов в  $p-C^{12}$ -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с: а,е)  $0.14 \leq p \leq 0.2$  ГэВ/с; б,ж)  $0.14 \leq p \leq 0.7$  ГэВ/с; в,з)  $0.2 \leq p \leq 0.7$  ГэВ/с; г,и)  $0.3 \leq p \leq 0.7$  ГэВ/с; д,к)  $0.4 \leq p \leq 0.7$  ГэВ/с. Кривые - теоретические расчеты [III] для разных размеров  $r_0$  области испускания протонов.



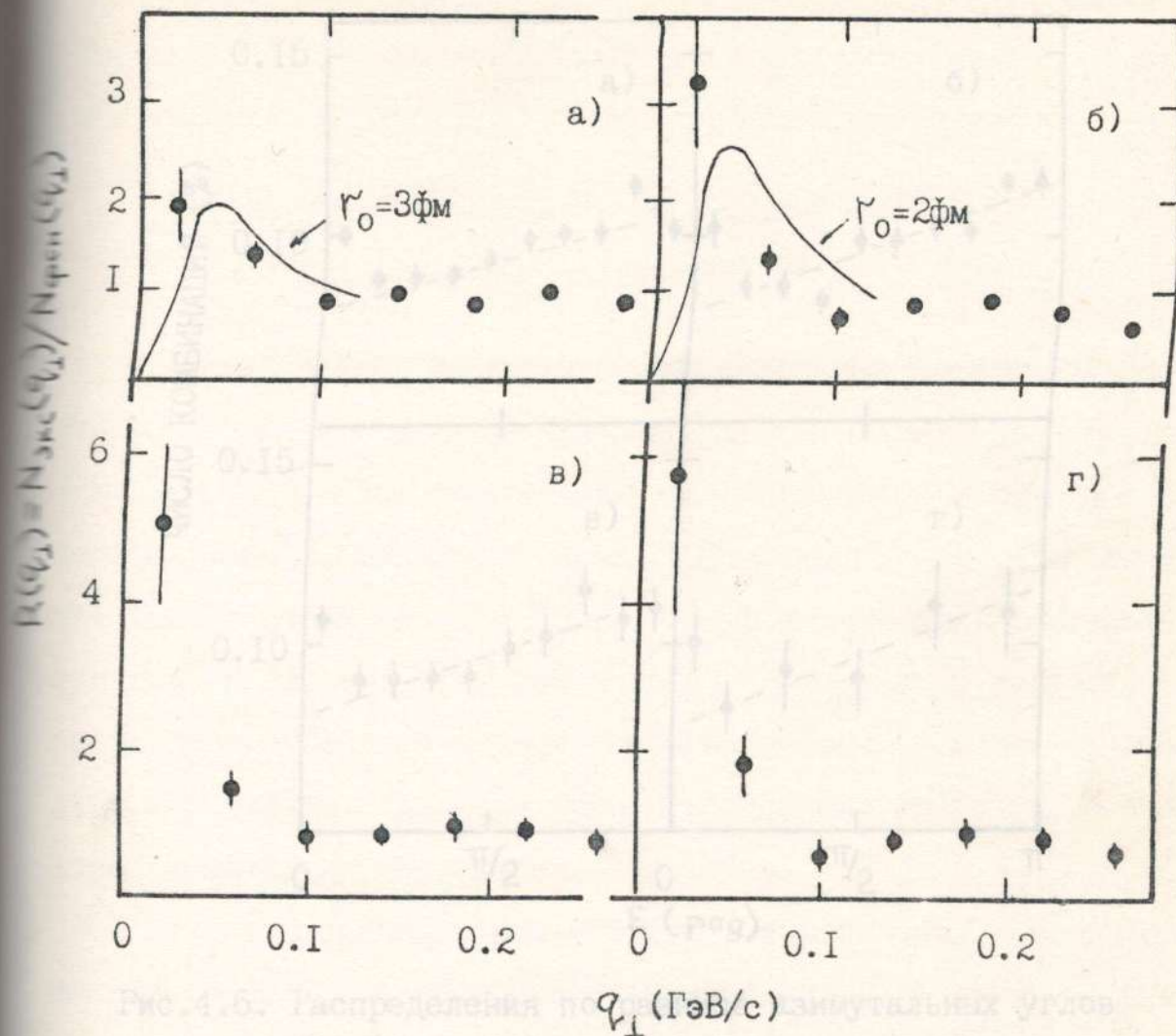


Рис.4.5. Распределения  $R(q_{\perp})$  для различных импульсов вторичных протонов в pNe-взаимодействиях: а)  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; б)  $0.3 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; в)  $0.4 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; г)  $0.5 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с. Кривые - теоретические расчеты [112] для разных размеров  $r_0$  источников протонов.



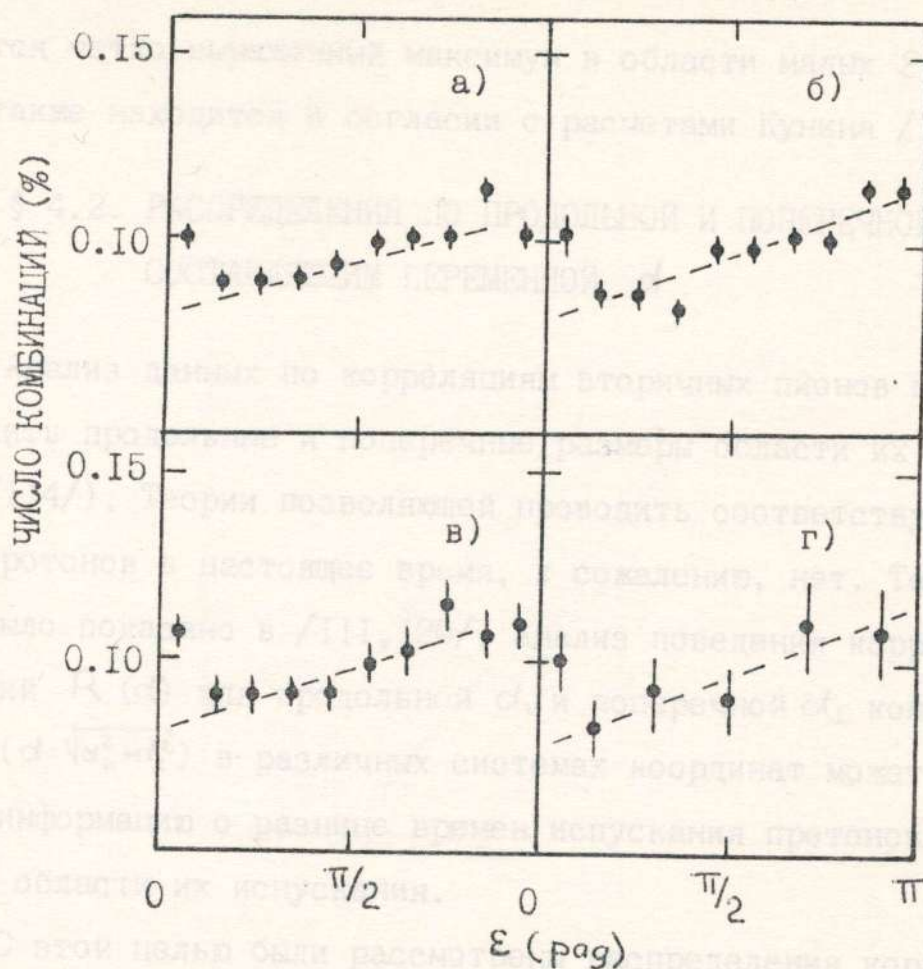


Рис.4.6. Распределения по разнице азимутальных углов  $\varepsilon = (\varphi_1 - \varphi_2)$  для различных импульсов вторичных протонов в  $p\text{Ne}$ -взаимодействиях: а)  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; б)  $0.3 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; в)  $0.4 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; г)  $0.5 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с. Штриховые линии проведены для наглядности.



имеется четко выраженный максимум в области малых  $\varepsilon$  ( $0^\circ \leq \varepsilon \leq 18^\circ$ ), что также находится в согласии с расчетами Кунина /III/.

#### § 4.2. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ПРОДОЛЬНОЙ И ПОПЕРЕЧНОЙ СОСТАВЛЯЮЩИМ ПЕРЕМЕННОЙ $d$ .

Анализ данных по корреляциям вторичных пионов позволил определить продольные и поперечные размеры области их испускания (см./II4/). Теории позволяющей проводить соответствующие оценки для протонов в настоящее время, к сожалению, нет. Тем не менее, как было показано в /III,120/, анализ поведения корреляционных функций  $R(d)$  для продольной  $d_{||}$  и поперечной  $d_{\perp}$  компонент вектора  $\vec{d}$  ( $d = \sqrt{d_{||}^2 + d_{\perp}^2}$ ) в различных системах координат может, в принципе, дать информацию о разнице времен испускания протонов, а также о форме области их испускания.

С этой целью были рассмотрены распределения корреляционной функции  $R(d)$  в зависимости от продольной  $d_{||}$  и поперечной  $d_{\perp}$  компонент векторной разницы  $d$ . При этом распределения по  $d_{||}$  и  $d_{\perp}$  строились в двух системах координат. В первом случае, величины  $d_{||}$  и  $d_{\perp}$  определялись по отношению к вектору импульса первичного протона  $\vec{p}_0$ , а во-втором по отношению к суммарному вектору импульсов двух протонов  $\vec{S}$ . Схематически это пояснено на рис.4.7.

Для того, чтобы уменьшить вклад фоновых событий, распределения по  $d_{\perp}$  строились при условии  $d_{||} \leq 0.1$  ГэВ/с, тогда как  $d_{||}$  - распределения строились при условии  $d_{\perp} \leq 0.1$  ГэВ/с. Аналогичные критерии были введены также при получении фоновых распределений по  $d_{||}$  и  $d_{\perp}$ .

На рис.4.8 представлены отношения  $R(d_{\perp}) = N_{\text{экс}}(d_{\perp}) / N_{\text{фон}}(d_{\perp})$  (гистограммы) и  $R(d_{||}) = N_{\text{экс}}(d_{||}) / N_{\text{фон}}(d_{||})$  (точки) для  $pN$  e-



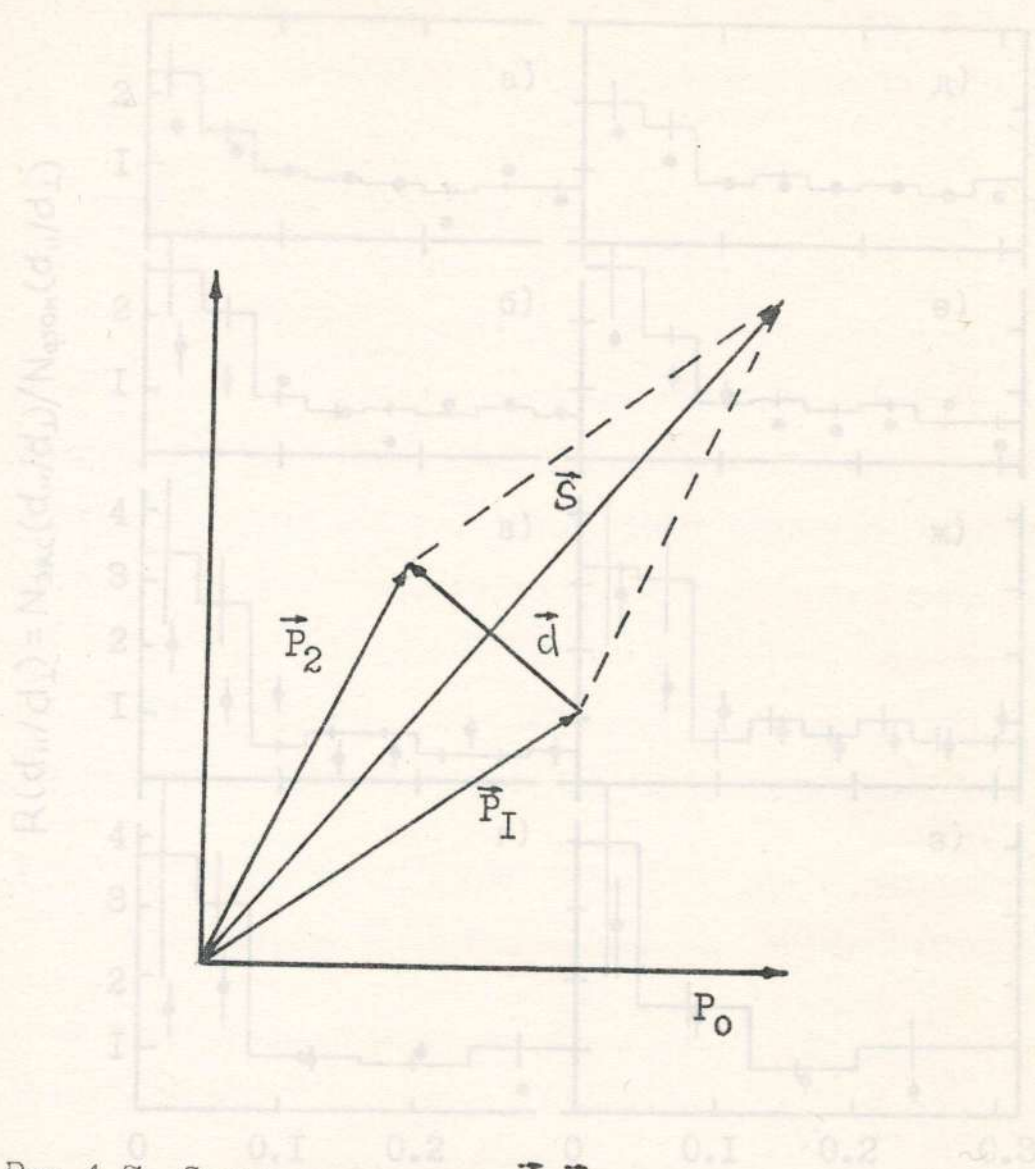


Рис.4.7. Связь переменных  $\vec{d}$ ,  $\vec{S}$  и  $p_0$ .

Рис.4.8. Отношения  $R(d_{II})$  и  $R(d_I)$  для различных импульсов вторичных протонов: а, д)  $0,2 \leq p \leq 1,0$  ГэВ/с; б, е)  $0,3 \leq p \leq 1,0$  ГэВ/с; в, ж)  $0,4 \leq p \leq 1,0$  ГэВ/с; г, з)  $0,5 \leq p \leq 1,0$  ГэВ/с. Гистограммы -  $R(d_I)$  - распределения, точки -  $R(d_{II})$ . Данные на рис.(а-г) - проекция  $d_{II}$  выбрана на направление вектора суммарного импульса  $\vec{S}$ ; (д-з) - проекция  $d_{II}$  взята на направление вектора первичного протона  $\vec{p}_0$ .



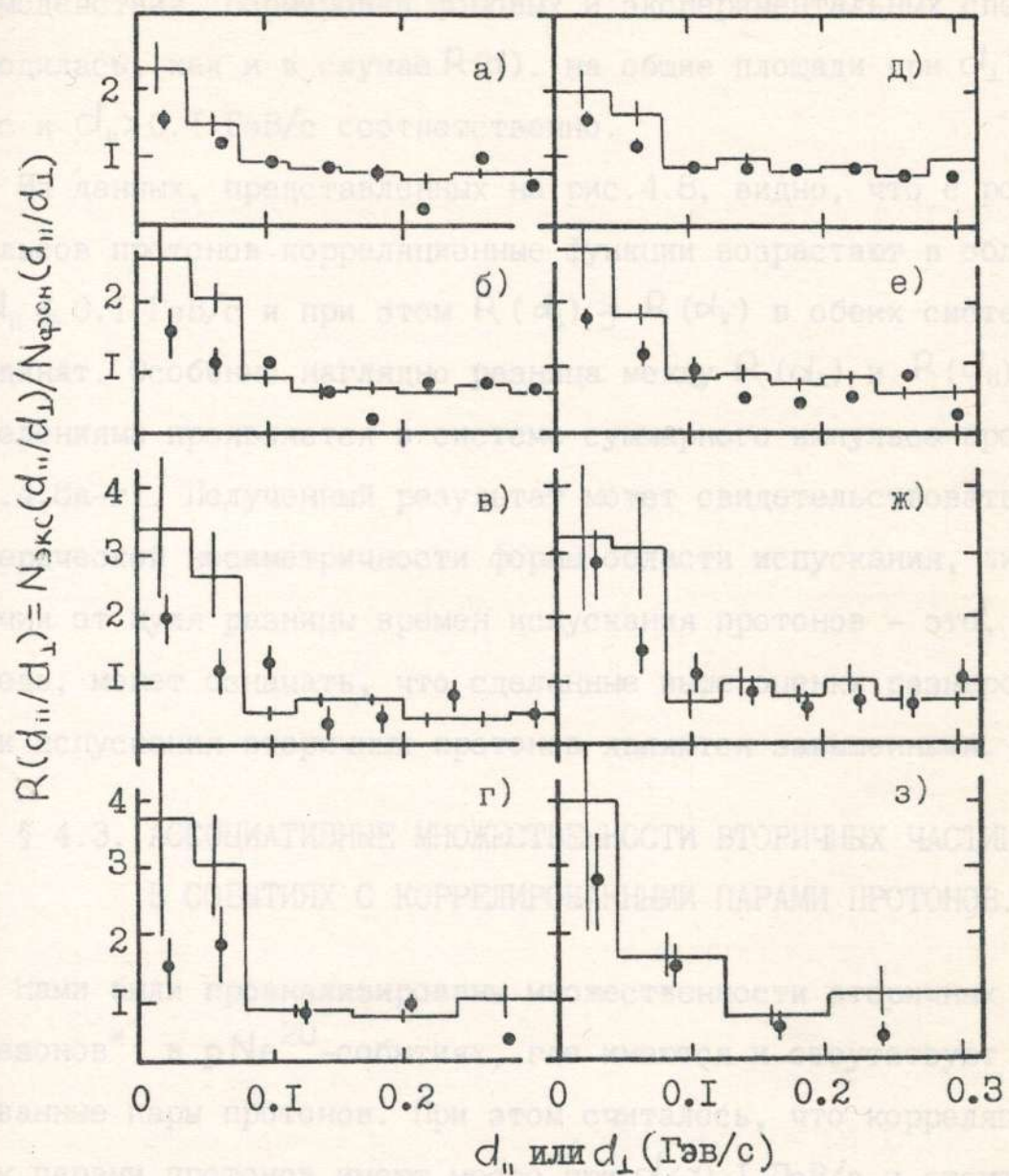


Рис.4.8. Отношения  $R(d_{||})$  и  $R(d_{\perp})$  для различных импульсов вторичных протонов: а,д)  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; б,е)  $0.3 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; в,ж)  $0.4 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; г,з)  $0.5 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с. Гистограммы -  $R(d_{\perp})$  - распределения, точки -  $R(d_{||})$ . Данные на рис.(а-г) - проекция  $d_{||}$  выбрана на направление вектора суммарного импульса  $\vec{S}$ ; (д-з) - проекция  $d_{||}$  взята на направление вектора первичного протона  $\vec{p}_0$ .



действий. Нормировка фоновых и экспериментальных спектров проводилась, как и в случае  $R(\alpha)$ , на общие площади при  $\alpha_{\perp} > 0.1$  ГэВ/с и  $\alpha_{\parallel} > 0.1$  ГэВ/с соответственно.

Из данных, представленных на рис.4.8, видно, что с ростом импульсов протонов корреляционные функции возрастают в области  $\alpha_{\perp} \leq 0.1$  ГэВ/с и при этом  $R(\alpha_{\perp}) \geq R(\alpha_{\parallel})$  в обеих системах координат. Особенно наглядно разница между  $R(\alpha_{\perp})$  и  $R(\alpha_{\parallel})$  распределениями проявляется в системе суммарного импульса протонов (рис.4.8а-г). Полученный результат может свидетельствовать, либо о сферической несимметричности формы области испускания, либо об отклонении от нуля разницы времен испускания протонов - это, в свою очередь, может означать, что сделанные выше оценки размеров области испускания вторичных протонов являются завышенными.

#### § 4.3. АССОЦИАТИВНЫЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В СОБЫТИЯХ С КОРРЕЛИРОВАННЫМИ ПАРАМИ ПРОТОНОВ.

Нами были проанализированы множественности вторичных  $\pi^-$ -мезонов\*) в  $p\text{Ne}^{20}$ -событиях, где имеются и отсутствуют коррелированные пары протонов. При этом считалось, что корреляции между парами протонов имеют место при  $\alpha \leq 0.1$  ГэВ/с и отсутствуют для событий с  $\alpha > 0.1$  ГэВ/с. Это предположение, как видно из рис.4.1, достаточно приемлемо, так как вклад фона при  $\alpha \leq 0.1$  ГэВ/с не превышает 30% для протонов с импульсами  $(0.2 \div 1.0)$  ГэВ/с и составляет менее 20% для протонов в импульсном интервале  $(0.4 \div 1.0)$  ГэВ/с.

В таблице 4.1 приводятся средние множественности  $\pi^-$ -мезонов

\*) Из-за примеси быстрых протонов ( $p > 1.2$  ГэВ/с) положительные заряженные пионы не рассматривались (см., также /15/).



в  $pNe$ -взаимодействиях, где имеются и отсутствуют двухпротонные корреляции.

Таблица 4.1. Средние множественности  $\pi^-$ -мезонов в  $pNe$ -взаимодействиях с коррелированными ( $d \leq 0.1$  ГэВ/с) и без коррелированных ( $d > 0.1$  ГэВ/с) пар протонов.

| Импульсы<br>протонов<br>(ГэВ/с) | 0.2 ÷ 1.0       | 0.3 ÷ 1.0       | 0.4 ÷ 1.0       |
|---------------------------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| $d \leq 0.1$                    | $6.48 \pm 0.50$ | $7.11 \pm 0.73$ | $7.32 \pm 0.90$ |
| $d > 0.1$                       | $6.67 \pm 0.12$ | $6.90 \pm 0.14$ | $7.08 \pm 0.18$ |

Видно, что  $\langle n_{\pi} \rangle$  практически не зависит от присутствия или отсутствия двухпротонных корреляций в событиях. Трудно объяснить этот результат, если предполагать, что наблюдаемые корреляции возникают между парами протонов, рождающихся в результате возбуждения и последующего распада когерентной трубки нуклонов.

Действительно, если первичная частица сталкивается с трубкой нуклонов внутри ядра (в простейшем случае состоящей из двух нуклонов) то за счет увеличения массы мишени  $- m_t$  ( $m_t \leq \sqrt{A} m_N$ , где  $m_N$  - масса нуклона,  $\sqrt{A}$  - число нуклонов в когерентной трубке) должна возрасти средняя множественность пионов. Допустимо сделать следующие простые оценки. В  $pp$ -взаимодействиях в области ускорительных энергий /155/ средние множественности вторичных заряженных частиц возрастают с полной энергией в с.ц.м. соударения



$S=2m_N E_0$  ( $E_0$  - первичная энергия), как:

$$\langle n_{ch} \rangle_{pp} = 1.17 + 0.3 \ln S + 0.13 (\ln S)^2 \quad (4.7)$$

или

$$\langle n_{ch} \rangle_{pp} = -4.45 + 1.99 \ln S + 8.16 S^{-1/2} \quad (4.8)$$

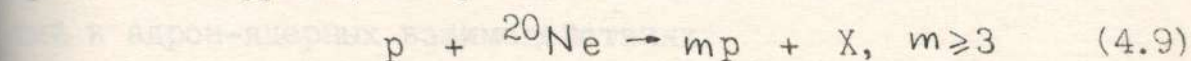
В простейшем случае, при соударении с когерентной двухнуклонной системой,  $m_t \simeq 2m_N$  и  $S \simeq 4m_N E_0$ . Подставляя это в (4.7) или (4.8), получим, что при  $E_0 = 300$  ГэВ средняя множественность заряженных частиц (или отрицательных пионов, т.к.  $\langle n_{\pi^-} \rangle_{pp} = \frac{\langle n_{ch} \rangle_{pp} - 2}{2}$ ) должна возрасти на 20-22% по сравнению с протонной мишенью. Аналогичный вывод справедлив и для любой другой двухнуклонной мишени (pp, pn, nn). Однако экспериментальные данные, как видно из таблицы 4.1, не подтверждают этого.

Интересно также отметить, что коррелированные пары протонов наблюдаются, в основном, в событиях с большой множественностью вторичных протонов. Для примера укажем, что средние множественности вторичных протонов с импульсами  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в pNe-взаимодействиях с  $\eta_p \geq 2$  составляют:  $\langle n_p \rangle = 4.2 \pm 0.3$  при  $d \leq 0.1$  ГэВ/с и  $\langle n_p \rangle = 2.91 \pm 0.05$  для событий с  $d > 0.1$  ГэВ/с.

Отметим также, что анализ  $p^-C$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с привел к аналогичным результатам:  $\langle n_{\pi^-} \rangle = 3.87 \pm 0.17$  в событиях с  $d \leq 0.1$  ГэВ/с и  $\langle n_{\pi^-} \rangle = 3.67 \pm 0.03$  в событиях с  $d > 0.1$  ГэВ/с;  $\langle n_p \rangle = 3.02 \pm 0.11$  в событиях с  $d \leq 0.1$  ГэВ/с и  $\langle n_p \rangle = 2.30 \pm 0.01$  в событиях с  $d > 0.1$  ГэВ/с.

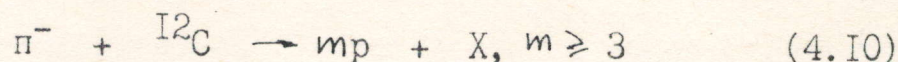
#### § 4.4. ТРЕХПРОТОННЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ.

В настоящем параграфе приводятся результаты анализа трехпротонных корреляций в реакциях





при 300 ГэВ/с и в реакциях



при первичном импульсе 40 ГэВ/с.

Трехпротонные корреляции в (4.9) и (4.10) изучались с помощью распределений  $N_{\text{экс}}(Q_3)$  по переменной

$$Q_3 = M(3p) - 3 m p \quad (4.11)$$

где  $M(3p)$  - эффективная масса трех протонов.

Фоновые распределения  $N_{\text{фон}}(Q_3)$  получались случайным перемешиванием протонов из разных событий, но при фиксированном  $m$  ( $m \geq 3$ ). Импульсы вторичных протонов были ограничены интервалами:  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с в реакциях (4.9) и  $0.2 \leq p \leq 0.7$  ГэВ/с в реакциях (4.10).

На рис. 4.9а,б представлены отношения  $R(Q_3) = N_{\text{экс}}(Q_3) / N_{\text{фон}}(Q_3)$  в зависимости от  $Q_3$  в реакциях (4.9) и (4.10). В обоих случаях нормировка экспериментальных и фоновых распределений по проводилась на общую площадь при  $Q_3 > 0.03$  ГэВ/с<sup>2</sup>. Выбор такой нормировки основан на проведенном анализе, который показал, что в пределах статистических погрешностей отношение  $R(Q_3)$  постоянно и не зависит от  $Q_3$  при  $Q_3 > 0.03$  ГэВ/с<sup>2</sup>.

Показанные на рис. 4.9 ошибки являются статистическими. Среднеквадратичная ошибка в определении  $Q_3$ , зависящая от погрешностей измерения углов и импульсов вторичных протонов, оказалась равной  $\delta Q_3 = 1.5$  МэВ/с<sup>2</sup> при  $Q_3 \leq 30$  МэВ/с<sup>2</sup> в pN e-взаимодействиях

Как видно из данных, приведенных на рис. 4.9а,б в области  $Q_3 \leq 0.03$  ГэВ/с<sup>2</sup> имеются отклонения экспериментальных распределений от фоновых как в pN e<sup>20</sup>-, так и в p<sup>-</sup>C<sup>12</sup>-взаимодействиях. Этот результат указывает на существование трехпротонных корреляций в адрон-ядерных взаимодействиях.



Напомним, что трехпротонные корреляции с теоретической точки зрения не рассматривались. Учитывая это, а также ограниченность статистического материала, в настоящей работе мы воздерживаемся от возможной интерпретации полученных результатов.

В заключение отметим, что в области  $Q_3 \leq 0.03 \text{ ГэВ}/c^2$  вклад сравнительно редленные протоны, имеющие импульсы  $0.24 \leq p_{\perp} \leq 0.4 \text{ ГэВ}/c$  (каждый также, что вклад трехпротонных корреляций в двухпротонные незначителен — исключение событий с  $Q_3 \leq 0.03 \text{ ГэВ}/c^2$  практически не меняет, как это видно из рис. 4.10) корреляционную функцию  $R(Q_3)$ .

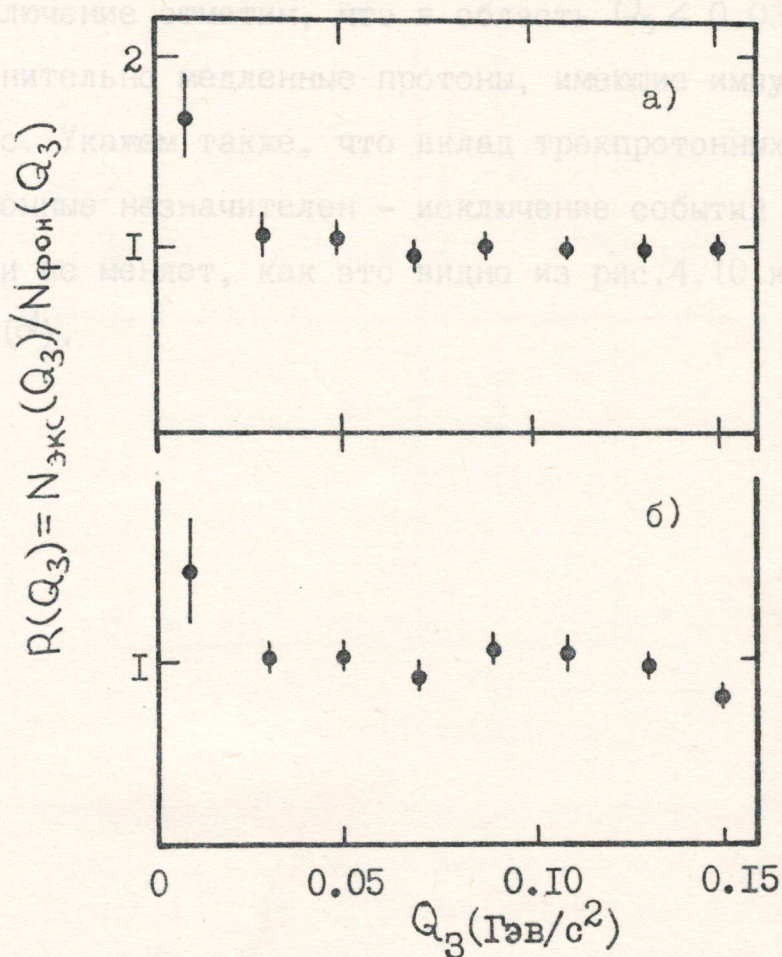


Рис. 4.9. Отношения  $R(Q_3)$ , для pNe-взаимодействий (а) и p<sup>-</sup>C<sup>12</sup>-взаимодействий (б).



Напомним, что трехпротонные корреляции с теоретической точки зрения не рассматривались. Учитывая это, а также ограниченность статистического материала, в настоящей работе мы воздерживаемся от возможной интерпретации полученных результатов.

В заключение отметим, что в область  $Q_3 \leq 0.03 \text{ ГэВ/с}^2$  дают вклад сравнительно медленные протоны, имеющие импульсы  $0.2 \leq p \leq 0.4 \text{ ГэВ/с}$ . Укажем также, что вклад трехпротонных корреляций в двухпротонные незначителен — исключение событий с  $Q_3 \leq 0.03 \text{ ГэВ/с}^2$  практически не меняет, как это видно из рис. 4.10 корреляционную функцию  $R(d)$ .

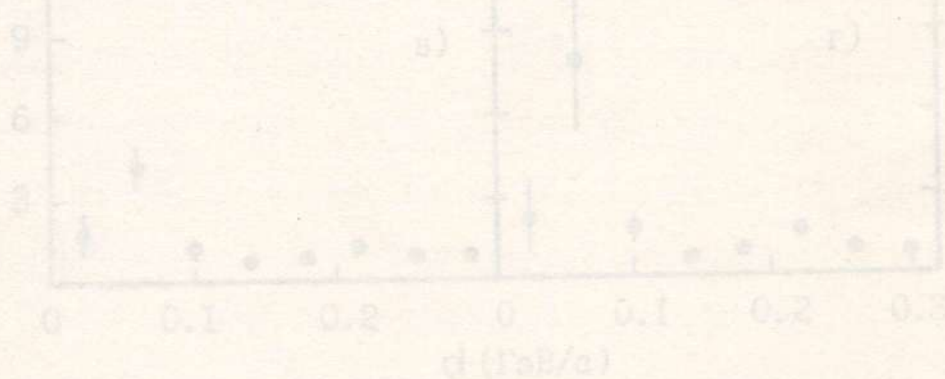


Рис. 4.10. Функции  $R(d)$ , для различных импульсов вторичных протонов в  $pN$ -взаимодействиях с исключением событий с  $Q_3 \leq 0.03 \text{ ГэВ/с}^2$ : а)  $0.2 \leq p \leq 1.0 \text{ ГэВ/с}$ ; б)  $0.3 \leq p \leq 1.0 \text{ ГэВ/с}$ ; в)  $0.4 \leq p \leq 1.0 \text{ ГэВ/с}$ ; г)  $0.5 \leq p \leq 1.0 \text{ ГэВ/с}$ . Прямые — теоретические расчеты для разных размеров  $r_0$  источников протонов (см. текст и работу [111]).



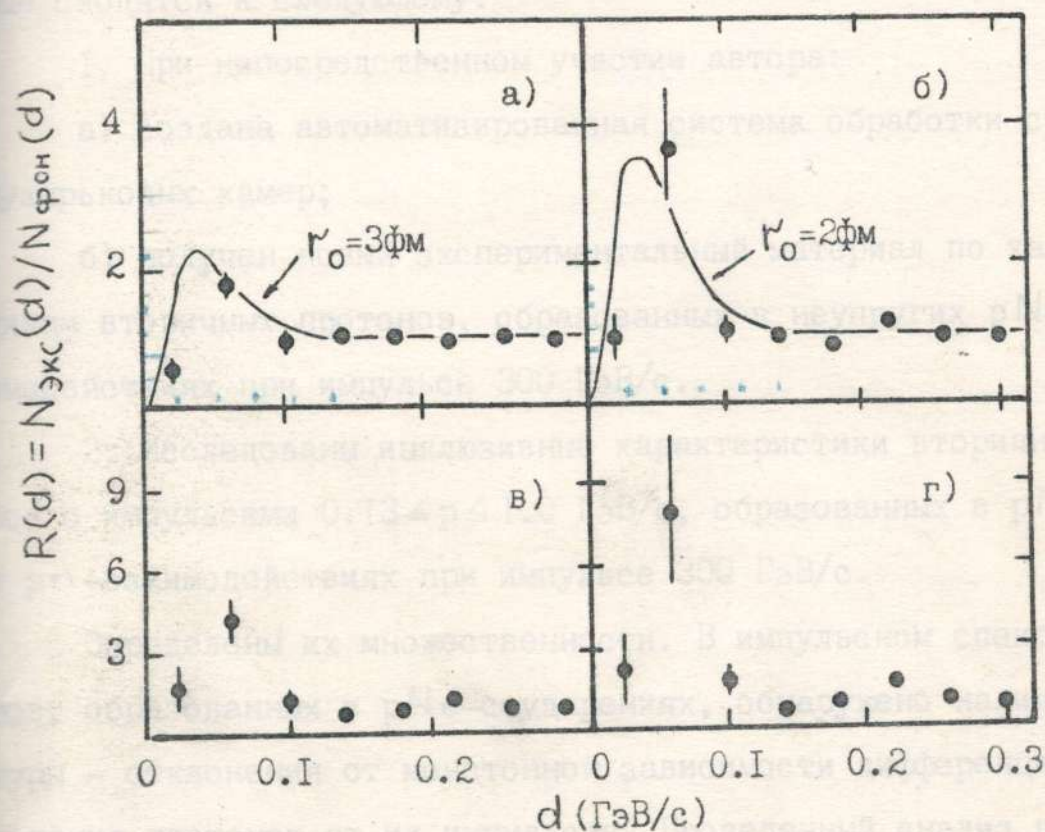


Рис.4.10. Отношения  $R(d)$ , для различных импульсов вторичных протонов в  $p\text{Ne}$ -взаимодействиях с исключением событий с  $Q_3 \leq 0.03$  ГэВ/с<sup>2</sup>: а)  $0.2 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; б)  $0.3 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; в)  $0.4 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с; г)  $0.5 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с. Кривые - теоретические расчеты для разных размеров  $r_0$  источников протонов (см., текст и работу /III/).



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

В заключение сформулируем основные результаты работы, которые сводятся к следующему:

1. При непосредственном участии автора:

а) создана автоматизированная система обработки снимков с пузырьковых камер;

б) получен новый экспериментальный материал по характеристикам вторичных протонов, образованных в неупругих  $p\text{Ne}^{20}$ -взаимодействиях при импульсе 300 ГэВ/с.

2. Исследованы инклюзивные характеристики вторичных протонов с импульсами  $0.13 \leq p \leq 1.0$  ГэВ/с, образованных в  $p\text{Ne}$ -,  $pp$ - и  $p\text{N}$ -взаимодействиях при импульсе 300 ГэВ/с.

Определены их множественности. В импульсном спектре протонов, образованных в  $p\text{Ne}$ -соударениях, обнаружено наличие структуры - отклонения от монотонной зависимости дифференциального сечения протонов от их импульсов. Проведенный анализ позволил выделить вклады от трех механизмов, играющих, по-видимому, основную роль в образовании вторичных протонов: возбуждение остаточного ядра с последующим распадом на нуклоны ("испарительный" механизм), процессы внутриядерного перерассеяния и реакции образования кумулятивных протонов. Полученные данные также указывают на наличие ощутимого вклада процессов перерассеяния в образование протонов с импульсами, значительно превышающими фермиевские ( $p > 0.5$  ГэВ/с).

Показано, что различие в формах импульсных распределений протонов в  $p\text{Ne}$ - и  $p\text{N}$ -соударениях обусловлено в основном продольной составляющей импульсов. Исследованы корреляции между продольными и поперечными импульсами протонов и обнаружено, что в



соударениях пионов и протонов с легкими ядрами эти корреляции имеют скейлинговый характер. Получено указание на существование  $A$ -зависимости поперечных импульсов (при  $p_{\perp}^2 \geq 0.5 \text{ ГэВ}^2/c^2$ ) вторичных протонов в  $p\text{Ne}$ -соударениях.

В угловых распределениях протонов в  $p\text{Ne}$ -взаимодействиях не обнаружено статистически обеспеченных особенностей, свойственных, например, процессам образования ядерных "ударных" волн. Установлено, что в интервале первичных энергий (4-300 ГэВ) зависимость коэффициента угловой асимметрии от импульсов вторичных протонов имеет универсальный характер в соударениях пионов и протонов с легкими ядрами.

3. Исследованы инклюзивные характеристики протонов, вылетающих в заднюю полусферу в л.с.к. (кумулятивные протоны). Определены их множественности. Получено указание на существование зависимости от множественности импульсных спектров кумулятивных протонов при  $p > 0.4 \text{ ГэВ}/c$ . Данные эксперимента указывают на существование нерегулярности в угловых распределениях в области  $100^\circ \leq \Theta_{\text{лаб}} \leq 120^\circ$  в л.с.к. в событиях со множественностью кумулятивных протонов, равной 2. Показано, что наблюдаемая в настоящем эксперименте зависимость импульсных спектров кумулятивных протонов от угла их вылета находится в хорошем согласии с результатами других экспериментов.

4. Детально исследованы двух- и трехчастичные корреляции вторичных протонов с близкими импульсами в  $p\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с.

а) Обнаружено, что двухпротонные корреляции усиливаются с ростом импульсов вторичных протонов. Этот результат, подтвержденный также на примере  $p\text{C}$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с, свидетельствует об уменьшении характерных размеров области испускания про-



ионов с увеличением их импульсов. Впервые показано, что для протонов с импульсами  $p > 0.5$  ГэВ/с характерные размеры области испускания оказываются существенно меньше размеров ядра мишени.

б) Анализ распределений по продольным и поперечным компонентам векторной разницы импульсов коррелированных пар протонов показывает на существование различия в формах корреляционных функций, что может быть связано со сферической несимметричностью области испускания протонов или с отличием от нуля разницы во временах их испускания.

в) Данные по ассоциативным множественностям вторичных пионов в событиях с коррелированными парами протонов не согласуются с представлениями о рождении коррелированных протонов во взаимодействиях первичной частицы с внутриядерными когерентными нуклонными системами.

5. Впервые получено указание на существование трехпротонных корреляций в адрон-ядерных соударениях.

Автор выражает глубокую благодарность академику АН УзССР С.А.Азимову за внимание и поддержку при выполнении настоящей диссертации и как соавтору ряда работ вошедших в неё.

Искренне признателен своим научным руководителям доктору физико-математических наук А.А.Юлдашеву и доктору физико-математических наук Б.С.Юлдашеву за чуткое руководство, постоянный интерес и стимулирующие обсуждения.



Мне доставляет удовольствие выразить свою признательность М.Л.Аллабердину, С.О.Едгорову, К.Р.Игамбердиеву, Ш.В.Иногамову, Е.А.Косоновскому, С.Л.Лутпуллаеву, К.Олимову, Х.А.Ризаеву, Т.П.Тарасовой, К.Т.Турдалиеву, Т.М.Усманову, которые принимали участие в работах, вошедших в настоящую диссертацию.

За большую помощь выражаю глубокую благодарность сотрудникам лаборатории множественных процессов ФТИ АН УзССР, где была выполнена настоящая работа: Т.С.Поповой-Груич, Н.Кузнецовой, Х.Вахитовой, Д.Джолдасовой, А.Кобиловой, Л.Груич и др.

Автор признателен Р.Ловеллесу за помощь в получении снимков с 30-дюймовой пузырьковой камеры.



11. Ставинский В.С. Экспериментальная проверка гипотезы кумуляционного эффекта и кварк-партонная структурная функция ядра. В материалах VI международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, (1981), 205-213.
12. Frankfurt L.L., Strikman M.I. High-energy phenomena. Short-range nuclear structure and QCD. Phys.Rep., 76, (1981), 217-347.
13. Лексин Г.А. Новые данные о свойствах глубоконеупругих ядерных реакций. В материалах VI международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, (1981), 213-223.
14. Нагамия Ш. Корреляции частиц во взаимодействиях ядер с протонами и ядрами. ЭЧАЯ, 14, (1983), 578-610.
15. Азимов С.А.,...,Липин В.Д.,...,Юлдашев Б.С. Сечения и множественность вторичных частиц в  $p\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с. ЯФ, 33, (1981), 169-182.
16. Азимов С.А.,...,Липин В.Д.,...,Юлдашев Б.С. Наблюдение двухпротонных корреляций в  $p\text{Ne}$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с. Письма в ЖЭТФ, 36, (1982), 349-351.
17. Азимов С.А.,...,Липин В.Д.,..., Юлдашев Б.С. Корреляции вторичных протонов в  $p\text{Ne}^{20}$ -взаимодействиях при импульсе 300 ГэВ/с. Препринт ФТИ 13-83-ФВЭ, Ташкент, 1983; ЯФ, 38, (1983), 1461-1471.
18. Аллабердин М.Л.,...,Липин В.Д.,...,Юлдашев Б.С. Характеристики вторичных протонов в неупругих взаимодействиях протонов с ядрами неона и нуклонами при импульсе  $p = 300$  ГэВ/с. Препринт ФТИ 15-83-ФВЭ, Ташкент, 1983.
19. Каримов Р.Х., Липин В.Д.,Юлдашев А.А. Обработка фильмовой информации в режиме мультидоступа. Вопросы кибернетики, 84, (1976), 109-114, Ташкент.



20. Каримов Р.Х., Липин В.Д., ..., Юлдашев Б.С. Просмотрово-измерительный комплекс для обработки фильмовой информации с пузырьковых камер. В сб. "Множественные процессы при высоких энергиях", Ташкент, изд. "ФАН", (1976), 256-263.
21. Липин В.Д., Усманов Т.М., Юлдашев А.А. Автоматизированная система обработки снимков с пузырьковых камер на базе ЭВМ М-222. Вопросы кибернетики, 110, (1980), 14-20, Ташкент.
22. Аллабердин М.Л., ..., Липин В.Д., ..., Юлдашев Б.С. Особенности импульсных и угловых спектров кумулятивных протонов в  $pN$ -взаимодействиях при 300 ГэВ/с. Препринт ФТИ 17-83-ФВЭ, Ташкент, 1983; ЯФ, в печати.
23. Барашенков Б.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1968.
24. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. Космические лучи и их взаимодействия. М., Атомиздат, 1968.
25. Azimov S.A., ..., Lipin V.D., ..., Yuldashev B.S. Multiplicity of charged particles in  $\pi$ -Carbon interactions from 4 to 40 GeV/c. Nucl. Phys., B107, (1976), 45-66.
26. Азимов С.А., ..., Липин В.Д., ..., Юлдашев Б.С. Множественное образование частиц в  $p$ -C-взаимодействиях при 4 ГэВ/с. ЯФ, 32, (1980), 1560-1568.
27. Гришин В.Г., Канарек Т., Симиц Л. Оценка среднего числа релятивистских протонов образованных в  $p$ - $^{12}C$  и многонуклонных взаимодействиях. Препринт ОИЯИ Р1-81-676, Дубна, 1981.
28. A.G.M.T. - collaboration. Preprint FIAN, 3, Moscow, 1977.
29. Баюков Ю.Д., и др. Выходы нейтронов и протонов под углами  $90^\circ$  под действием  $p^\pm$ -мезонов из ядер C, Cu, Pb, U. ЯФ, 35, (1982), 969-969.



30. Баюков Ю.Д., и др. Энергетическая зависимость выходов кумулятивных протонов и нейтронов в  $pA$ -взаимодействиях. ЯФ, 34, (1981), 785-789.
31. Yeager W.M., et al. Investigation of  $\pi^-Ne$  and  $\pi^+Ne$  interactions at 10.5 GeV/c. Phys.Rev., D16, (1977), 1294-1357.
32. Rees C.D., et al. Hadron production in  $\pi^-$  and  $\pi^+$  neon interactions at 30 and 64 GeV/c. Z.Physic.C, 17, (1983), 95-103.
33. Whitmore J., et al. Study of approach to scaling and factorisation in fragmentation into  $\pi^\pm$ . Phys.Lett., 60B, (1976), 211-214.
34. Elliot J.R., et al., Multiple pion production in  $\pi^-Ne$  collisions at 10.5 and 200 GeV. Phys.Rev.Lett., 34, (1975), 607-613.
35. Fortney L.R., et al. Papers N A2-91/1046, A2-94/1049 presented at the 18th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
36. Azimov S.A., et al. In Proc. of Meeting on Nuclear Production at Very High Energies, Trieste, June, 1976.
37. Гуламов К.Г., Гулямов У.Г., Чернов Г.М. Экспериментальные данные по множественному рождению на ядрах. ЭЧАЯ, 9, (1978), 554-601.
38. Andersson B., Otterlund I., Stenlund E. On the correlation between fast target protons and the number of hadron-nucleon collisions in high-energy  $hA$ -reactions. Phys.Lett, 73B, (1978), 343-346.
39. Andersson B., In Proc. 7th International Colloquium on Multiparticle Production, Tuzing, 1976, 109-124.
40. Yuldashev B.S., et al. Multiplicity of charged particles in  $\pi^-Ne$  interactions at 25 and 50 GeV/c. Acta Phys.Pol., B9,



513-524;

41. Faessler M.A., et al. Inelastic hadron-nucleus interactions at 20 and 37 GeV/c. Nucl.Phys., B157, (1979), 1-22.
42. Баяков Ю.Д., и др. Разделение вкладов глубоконеупругих процессов на основании данных об образовании протонов в реакциях  $pA$   $pX$  и  $p^-A$   $pX$ . Препринт ИТЭФ-85, Москва, 1982.
43. Баяков Ю.Д., и др. Угловая зависимость выхода и формы спектра протонов образованных в  $pA$  взаимодействиях при 7.5 ГэВ/с. Препринт ИТЭФ-90, Москва, 1981.
44. Юлдашев Б.С. Взаимодействия нейтрино и антинейтрино высоких энергий с ядрами неона. В сб. "Взаимодействия частиц с ядрами при высоких энергиях", Ташкент, изд. "ФАН", 1981; см., также автореферат докторской диссертации, Ташкент, 1981.
45. Азимов С.А.,..., Липин В.Д.,..., Янчо Г. Изучение реакции  $p^-C \rightarrow pX$  при импульсе 40 ГэВ/с. Препринт ОИЯИ Р1-9021, Дубна, 1975; ЯФ, 23, (1976), 987-993.
46. Ангелов Н., и др. Изучение реакции  $p^- + {}^{12}C$  при  $p_n = 40$  ГэВ/с. Препринт ОИЯИ I-12108, Дубна, 1979; ЯФ, 33, (1981), 190-196.
47. Стругальский З., и др. Экспериментальное исследование столкновений пион-ксенон при 3.5 ГэВ/с. Препринт ОИЯИ Р1-8368, Дубна, 1983.
48. Аношин Л.И., и др. Структура угловых распределений протонов испущенных в событиях с полным развалом ядра углерода  $p^-$ -мезонами с  $p = 40$  ГэВ/с, ЯФ, 33, (1981), 164-167; см., также Pemskery L.P., Perry D.G. Phys.Rev.Lett., 35, (1975), 361-363; Siemiarchuk T., Zielinski R. Phys.Rev., C13, (1976), 2439-2450.



49. Baumgardt H.G., et al. Shock waves and Mach cones in fast nucleus-nucleus collisions. *Z.Physik*, A273, (1975), 359-371.
50. Гудима К.Г., Тонеев В.Д. Наблюдались ли ударные волны в ядерных соударениях? В материалах У Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, (1978), 361-369.
51. Басова Е.С., и др. Поиск ударных волн в ядро-ядерных соударениях. *Письма в ЖЭТФ*, 24, (1976), 257-260.
52. Ставинский В.С. Предельная фрагментация ядер - кумулятивный эффект (эксперимент). *ЭЧАЯ*, 10, (1979), 949-995.
53. Алаканян К.В., и др. Угловая зависимость выхода кумулятивных протонов, образованных в  $\chi A$ -взаимодействиях при  $E_{\chi}^{\max} = 4.5$  ГэВ. *ЯФ*, 37, (1983), 644-648.
54. Бургов Н.А., и др. Исследование инклюзивных реакций на ядрах с вылетом протонов назад в энергетическом интервале 1.5-9.0 ГэВ/с. *ЯФ*, 24, (1976), 1183-1188.
55. Охрименко Л.С. и др. Энергетические спектры протонов, испускаемых в  $p$ - $^{136}\text{Xe}$  взаимодействиях при 3.5 ГэВ/с. Препринт ОИЯИ PI-9692, Дубна, 1976.
56. Jakobsson J., et al. Proton emission in 58A and 86A MeV  $^{12}\text{C}$ -induced heavy-ion reactions. *Phys.Lett.*, 102B, (1981), 121-125.
57. Арефьев А.В., и др. Множественное образование адронов во взаимодействиях протонов и пионов с ядрами при 7 ГэВ/с. *ЯФ*, 28, (1978), 1534-1547.
58. Azimov S.A., et al. Nuclear Interactions of 21 GeV/c protons and 50 GeV/c negativ pions Emulsions exposed in strong magnetic field. *Z.Physik*, A300, (1981), 47-62.
59. Лекин Г.А. Новые данные о ядерном скейлинге. В Материалах У Международного семинара по проблемам физики высоких энергий.



Дубна, 1978, 274-286.

60. Cronin J.W., et al. Production of hadrons at large transverse momentum at 200, 300, and 400 GeV. Phys.Rev., D11, (1975), 3105-3123; Donaldson J., et al. Phys.Rev.Lett., 36, (1976), 1110-1113.

61. Агакишев Г.Н., и др. Наблюдение барионов с большими поперечными импульсами во взаимодействиях с ядрами p, d, He. ЯФ, 37, (1983), 939-945; см., также Акименко С.А., и др., ЯФ, 26, (1977), 571-573; Абрамов В.В., и др. ЯФ, 31, (1980), 660-668.

62. Fredriksson S. On large transverse production in high-energy proton-nucleus collisions. Nucl.Phys., D111, (1976), 167-177.

63. Ефремов А.В. Поляризация в процессах с большим поперечным импульсом в кумулятивном рождении адронов. ЯФ, 28, (1978), 166-172.

64. Змушко В.В. А-зависимость инклюзивных сечений образования адронов при больших p в кварк-партонной модели. ЯФ, 32, (1980), 246-248.

65. Taminata I., et al. One and two protons inclusive spectra in 800 MeV proton-nucleus collisions and the mean free path of protons in nuclei. Phys.Lett., 100B, (1981), 121-125.

66. Taminata I., et al. Two-protons correlation measurements at 800 and 400 MeV/nucleon heavy-ion reactions. Phys.Lett., (1980) 363-367.

67. Ландау Л.Д., Беленький С.З. Гидродинамическая теория множественного образования частиц. Собрание сочинений Л.Д.Ландау изд., Наука, М., 1969, т.II, 259-302.

68. Розенталь И.А. Гидродинамическая теория множественных про-



- цессов. УФН, 116, (1975), 271-303.
69. Блохинцев Д.И. Замечания о применимости гидродинамического описания к квантовым системам. ЖЭТФ, 32, (1957), 350-352.
70. Тяпкин А.А. К статистической теории множественного рождения адронов. ЭЧАЯ, 8, (1977), 544-580.
71. Afek Y., et al. The correlation-tube model for high energy particle-nucleus collisions and nucleus-nucleus collisions, Preprint Techion PH-76-87, Haifa, 1976.
72. Fredriksson S., Bergstrom L. Is the recently published counterproof of the tube model credible? Phys.Lett., 78B, (1978), 337-341.
73. Шурык Э.В. О неупругих соударениях адронов с ядрами. ЯФ, 24, (1976), 630-640.
74. Жиров О.В., Шурык Э.В. Простая модель коллективных эффектов в адрон-ядерных соударениях высоких энергий. ЯФ, 28, (1978), 485-495.
75. Елисеев С.М., Юлдашев Б.С. Нейтрино-ядерные взаимодействия и формирование вторичных частиц. Препринт ОИЯИ P2-82-323, Дубна, 1982.
76. Барашенков В.С., и др. Механизмы взаимодействия быстрых частиц и легких ядер с ядрами. Препринт ОИЯИ P2-12933, Дубна, 1979.
77. Nakamura T., et al. Multiparticle emission in the interactions of hadrons with complex nucleus at incident momenta from 2 to 4 GeV/c. Nucl.Phys., A365, (1981), 457-476.
78. Барашенков В.С., и др. Взаимодействие частиц и ядер высоких и сверхвысоких энергий с ядрами. УФН, 109, (1973), 91-137.
79. Artykov I.Z., Barashenkov B.S., Eliseev S.M. Inelastic interactions of cosmic ray particles with atomik nuclei at very



- high energies. Nucl.Phys., B3, (1966), 241-255.
80. Glayber R.I. Lecthere in Theoretical Phys.Int.New-York, 1959.
81. Грибов В.И. Глауберовские поправки и взаимодействия адронов с ядрами при высоких энергиях. ЖЭТФ, 56, (1969), 892-901.
82. Шабельский Ю.М., Юдашев Б.С. Множественность вторичных частиц в  $p^-N$  е-взаимодействиях и модель многократного рассеяния. ЯФ, 31, (1980), 1646-1655.
83. Anisovich V.V., Shabelsky Yu.M., Shekhter V.M. Yelds of projectile fragments in hadron-nucleus interactions and the quark structure of hadrons. Nucl.Phys., B233, (1978), 477-489.
84. Шехтер В.М. Множественное рождение частиц в модели кварков. Труды IV Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1975, 277-307.
85. Cappella A., Krzywicki A. Theoretical model of hadron-nucleus interactions at high energies. Phys.Rev., D18, (1978), 3357-3371.
86. Nikolaev N.N., Ostapchuck A.Ya. Inelastic particle-nucleus interactions at high energies. Preprint Ref. TH-2541, Geneva, CERN, 1978.
87. Николаев Н.Н. Взаимодействие частиц высоких энергий с ядрами. В сб. Элементарные частицы. Тр.7-ой школы физиков ИТЭФ, М., Атомиздат, вып.2, 5-38.
88. Левченко Б.Б., Николаев Н.Н. Эксклюзивное описание множественного рождения на ядрах в кварковой модели. Взаимодействие кварков с ядрами. ЯФ, 37, (1983), 1016-1029.
89. Балдин А.М. Масштабная инвариантность адронных столкновений и возможность получения пучков частиц высоких энергий при реля-



- тивистском ускорении многозарядных ионов. Краткие сообщения по физике, I, (1971), 35-39; см., также ЯФ, 20, (1974), 1201-1213.
90. Лукьянов В.К., Титов Л.И. Ядерные реакции с большой передачей импульса и гипотеза флюктонов в ядрах. ЭЧАЯ, 10, (1979), 818-849.
91. Копелиович В.Б. Образование релятивистских частиц на ядрах под большими углами и роль многократных процессов. ЯФ, 26, (1977), 168-180.
92. Amado R.D., Woloshin P.M. Mechanism for  $180^\circ$  proton production in energetic proton-nucleus collisions. Phys.Rev.Lett., 36, (1976), 1435-1457.
93. Frankel S. Quasi-two-body scaling a study of high momentum nucleons in nuclear matter. Phys.Rev.Lett., 38, (1977), 1334-1341.
94. Weber H.J., Miller L.D. Backward proton productions and high-momentum components of nuclei. Phys.Rev., 16, (1977), 726-729.
95. Блохинцев Д.И. О флуктуациях ядерного вещества. ЖЭТФ, 33, (1957), 1295-1298; см., также Ефремов А.В. Кварк-партоновая картина кумулятивного рождения. ЭЧАЯ, 13, (1982), 614-634.
96. Fujita T. "Correlated Clusters" and inclusive spectra of energetic protons at  $180^\circ$  in proton-nucleus collisions. Phys.Rev.Lett., 39, (1977), 174-177.
97. Абдинов О.Б., и др. Образование кумулятивных протонов в пион-углеродных взаимодействиях при 5 ГэВ/с. Препринт ОИЯИ I-8373, Дубна, 1983.
98. Абдинов О.Б., и др. О механизме вылета протонов в заднюю полусферу в пион-углеродных взаимодействиях при 5 ГэВ/с. ЯФ, 30,



- (1979), 396-399.
99. Leksin G.A. Nuclear scaling. Proc. of the XVIII Int. conf. on high energy physics, Tbilisi, (1976); Preprint ITEP-147, Moscow, 1976.
100. Баюков Ю.Д., и др. Выходы протонов и нейтронов из легких ядер в том числе из изотопов лития и бора в рА- и пА-взаимодействиях. Препринт ИТЭФ-8, Москва, 1983.
101. Бургов Н.А., и др. Исследование поляризации кумулятивных протонов. Письма в ЖЭТФ, 31, (1980), 700-704.
102. Бургов Н.А., и др. Измерение поляризации кумулятивных протонов вылетающих под углами  $110^\circ$  и  $135^\circ$  в лабораторной системе координат в реакции  $p-A \rightarrow pX$  при импульсе 1.5 ГэВ/с. Препринт ИТЭФ-7, Москва, 1983.
103. Belostotsky S.L., et al. Polarisation in inclusive scattering of protons from nuclei at 1 GeV/c. Phys.Lett., 124B, (1983), 469-470.
104. Гришин В.Г., Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. Интерференция частиц в процессах с участием возбужденных ядер. ЯФ, 14, (1971), 600-606; см., также ЯФ, 13, (1971), 116-121.
105. Копылов Г.И., Подгорецкий М.И. Множественное рождение и интерференция частиц, испускаемых движущимися источниками. ЯФ, 18, (1973), 656-667.
106. Kopylov G.I. Like-particle correlations as a tool to study the multiple production mechanism. Phys.Lett., 50B, (1974), 472-473.
107. Hunbury-Brown R., Twiss R.Q. Nature (London), 178, (1956), 1046.
108. Мигдал А.Б. Теория ядерных реакций с образованием медленных частиц. ЖЭТФ, 28, (1955), 3-9.



- I09. Watson K.W. The effect of final state interactions on reaction cross-sections. *Phys.Rev.*, 88, (1952), 1163-1171.
- I10. Копылов Г.И. Интерференция тождественных частиц, которые взаимодействуют между собой. *ЯФ*, 25, (1977), 1091-1101.
- I11. Koonin S.E. Proton-pictures of High-Energy nuclear collisions. *Phys.Lett.*, 70B, (1977), 43-47.
- I12. Ледниcki Р., Любошиц В.Л. Влияние взаимодействия в конечном состоянии на парные корреляции частиц с малыми относительными импульсами. *ЯФ*, 33, (1981), 1316-1328.
- I13. Siemiarchuk T., Zielinski P. Correlated proton pairs in a high energy nuclear reaction. *Phys.Lett.*, 24B, (1967), 675-676;
- Азимов С.А., и др. Изучение парных корреляций протонов в пион-углеродных взаимодействиях при импульсе 4.0 и 7.5 ГэВ/с. *ЯФ*, 19, (1974), 317-321.
- I14. Гришин В.Г. Многочастичные реакции при высоких энергиях. *ЭЧАЯ*, 10, (1979), 608-656.
- I15. Абдинов О.Б., и др. Изучение pp-корреляций в п<sup>-</sup>C-взаимодействиях при 5 ГэВ/с. *ЯФ*, 30, (1979), 1043-1046.
- I16. Горнов М.Г., и др. Пион-ядерные взаимодействия с образованием  $\Lambda$ -гиперонов и кумулятивных протонов. Препринт ОИЯИ, Р1-8055, Дубна, 1980; см., также Письма в ЖЭТФ, 28, (1978), 660-664; *ЯФ*, 25, (1978), 606-612.
- I17. Ангелов Н., и др. Двухчастичные корреляции вторичных протонов в п<sup>-12</sup>C-взаимодействиях при 40 ГэВ/с. *ЯФ*, 32, (1980), 1357-1363.
- I18. Баюков Ю.Д., и др. Исследование корреляций кумулятивных протонов с близкими импульсами, вылетающих из ядер  $Al$ ,  $Ca$ ,  $Pb$ . Препринт ИТЭФ-86, Москва, 1980; *ЯФ*, 34, (1981), 95-104.



- I19. Zarbakhsh F., et al. Correlation at small relativ momentum among protons in collisions of 1-8 GeV/nucleon  $^{40}\text{Ar}$  with KCl target. Phys.Rev.Lett., 46, (1981), 1268-1270.
- I20. Власов А.В., и др. Попытка определения формы области из которой вылетают кумулятивные протоны. Препринт ИТЭФ-53, Москва, 1981.
- I21. Баяков Ю.Д., и др. А-зависимость корреляций кумулятивных протонов с близкими импульсами. Препринт ИТЭФ-155, Москва, 1979.
- I22. Yuldashev B.S., et al. Fermilab Experimental Proposal N 504, Batavia, 1976.
- I23. Welfort W.I., et al. Bubble Chamber Optics. Applied Optics, 2, (1963), 20-25.
- I24. Leuts H., et al. Selected Physics Data on Neon Hydrogen Mixtures. Preprint CERN 74-20, Geneva, 1974.
- I25. Antinucoi M., et al. Multiplicities of charged particles up to ISR energies. Lett.Nuovo Cim., 6, (1973), 121-128.
- I26. Firestone A., et al. pp-interactions at 300 GeV/c; measurement of charged particle multiplicity and the total and elastic cross sections. Phys.Rev., D10, (1974), 2080-2083.
- I27. Boos E.G., et al. Diffractive coherent production in interactions of 400 GeV/c protons on emulsion nuclei. Nucl.Phys. B137, (1978), 37-45.
- I28. Carol A.S., et al. Absorption cross sections of  $\pi^+$ ,  $K^+$ , p and  $\bar{p}$  on nuclei between 60 and 280 GeV/c. Phys.Lett., 80B, (1979), 319-323.
- I29. Roberts T.J., et al. Inelastic neutron-nucleus cross sections from 160 to 375 GeV/c. Nucl.Phys., B157, (1979), 56-63; Nucl.Phys., B61, (1973), 62-76.



- I30. Sheng A., et al. Charged-particle multiplicity distribution in pd interactions at 300 GeV/c. Phys.Rev., D12, (1975), 1219-1230.
- I31. Абдуллаева К.А., Батраев С.П., Юдашев А.А. Полуавтоматическое устройство для измерения снимков с пузырьковых камер. В сб. "Взаимодействие частиц высокой энергии с нуклонами и ядрами", изд. "ФАН", Ташкент, 1972, 192-197.
- I32. Усманов Т.М. Множественность вторичных частиц и инклюзивное рождение протонов в пион-углеродных взаимодействиях в интервале 4-40 ГэВ/с. Диссертация на соискание ученой степени канд., физ.-мат., наук, Ташкент, 1976.
- I33. Schwarzschild A., Zupancic C. Production of tritons, deuterons, nucleons and mesons by 30 GeV protons on Al, Be and Fe targets. Phys.Rev., 129, (1963), 854-862;  
Frankel S., et al. Backward production of light ions in the interaction of 400 GeV protons with nuclei. Phys.Rev., 200, (1979), 2257-2266;
- Finn J.E., et al. Nuclear fragment mass yields from high energy proton-nucleus interactions. Phys.Rev.Lett., 49, (1982), 1321-1325.
- I34. Крючкович Р.Я. Диспетчер ДМ-222. Техническое описание математического обеспечения ЭВМ М-222., Казань, 1972.
- I35. Материалы Второго Всесоюзного семинара по обработке физической информации., т. I, II, Ереван, 1978; Тезисы Первого Всесоюзного семинара по автоматизации научных исследований в ядерной физике и смежных областях., Душанбе, 1980.
- I36. Марков Н.Ф., и др. Программа геометрической реконструкции треков измеренных на снимках с пузырьковых пропановых камер.



- "I-6". Препринт ОИЯИ Р-10-3768, Дубна, 1968; Иванченко З.И., и др. Программа "2-4". Препринт ОИЯИ Р1-11-3983, Дубна, 1968.
- I37. Лобанов Е.Б., Лян Б.И., Ташимов М.А. Анализ работы полуавтоматической системы для измерения и обработки трековой информации на базе ЭВМ БЭСМ-4. Препринт ИФВЭ 38-76, Алма-Ата, 1976.
- I38. Азимов С.А.,..., Липин В.Д.,..., Юлдашев Б.С. Множественность и корреляции вторичных протонов в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. ЯФ, 33, (1981), 1562-1568.
- I39. Элтон Л. Размеры ядер. М., ИЛ., 1962.
- I40. Allaby J.V., et al. High energy particle spectra from proton interactions at 19.2 GeV/c. Preprint CERN, TH-70-12, Geneva, 1970; Азимов С.А.,..., Липин В.Д.,..., Юлдашев Б.С. Кинематические эффекты в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. ЯФ, 33, (1981), 1562-1568.
- Бондаренко А.М., и др. В кн. "Упругие и неупругие соударения большой энергии с нуклонами и ядрами", Ташкент, изд. "ФАН", 1975, 119-165; Гришин В.Г., и др. Исследование неупругих адрон-нуклонных взаимодействий при высоких энергиях в десятки и сотни гигаэлектронвольт. Препринт ОИЯИ, Р1-82-531, Дубна, 1982.
- I41. Лутпуллаев С.Л., Юлдашев А.А., Юлдашев Б.С. Инвариантные свойства протонов, испущенных назад в лабораторной системе координат, в  $p\bar{p}$ -взаимодействиях при 4 и 40 ГэВ/с. ДАН УзССР, 3, (1980), 27-29. Азимов С.А.,..., Липин В.Д.,..., Юлдашев Б.С. Кинематические эффекты в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. ЯФ, 33, (1981), 1562-1568.
- I42. Темников П.П., Шахбазян В.А. Испускание протонов назад в  $p\bar{p}$  и  $p\bar{p}$ -взаимодействиях. Препринт ОИЯИ Р1-12139, Дубна, 1979.
- I43. Абдинов О.Б., и др. Инклюзивное распределение заряженных частиц в  $p\bar{p}$ -взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/с. Препринт ОИЯИ Р1-11820, Дубна, 1978.
- I44. Findlay D.J., et al. The p-shell proton-momentum distribution in  $^{16}\text{O}$  above the fermi momentum. Phys.Lett., 74B, (1978), 305-308;



Zabolitzky J.G., Ey W. Momentum distributions of nucleons in nuclei. Phys.Lett., 76B, (1978), 527-532.

I45. Geaga J.W., et al. Observation of high momentum protons from limiting target fragmentation. Phys.Rev.Lett., 45, (1980), 1993-1996.

I46. Андрейченко М.И., и др. Исследование импульсных распределений протонов, вылетающих назад в протон-ядерных взаимодействиях при энергии 1 ГэВ. Письма в ЖЭТФ, 37, (1983), 446-449.

I47. Matthews J.L., et al. Short-range, high-momentum effects in the reactions  $^{16}\text{O}(\gamma, p)$  for  $E = 100-300$  MeV. Phys.Rev. Lett., 38, (1977), 8-11.

I48. Азимов С.А.,..., Липин В.Д.,..., Юдашев Б.С. Изучение взаимодействий  $\pi^-$ -мезонов с ядрами углерода при импульсе 4 ГэВ/с. ЯФ, 28, (1978), 112-118.

I49. Derrick M., et al. ANL/HEP 7332, Argon, 1973;

нами также использованы данные измерений  $pp$ -взаимодействий при 205 ГэВ/с, любезно присланные профессором М.Дерриком.

I50. Leith D.W.G.S., in Proc. of Summer Institute on particle physics., v.1, SLAC Rep.N 179, Stanford, 1974; Whitmore J., NAL-Conf.-73/68-exp., Batavia, 1973.

I51. Азимов С.А., и др. Общие характеристики протон- и пион-ядерных взаимодействий при 20-400 ГэВ/с с вылетом адронов в заднюю полусферу. ЯФ, 36, (1982), 906-914.

I52. Baykov Y.D., et al. Backward production of protons in nuclear reactions with 400 GeV protons. Phys.Rev., 200, (1979), 764-772.

I53. Бобченко Б.М., и др. Измерение полных неупругих сечений взаимодействий протонов с ядрами в диапазоне импульсов от 5 до



9 ГэВ/с и  $\pi^-$ -мезонов с ядрами в диапазоне импульсов от 1.75 до 6.3 ГэВ/с. ЯФ, 30, (1979), 1553-1568.

154. Сотрудничество АБВВДКМСТТУ-БХ. Препринт ОИЯИ Р1-9792, Дубна, 1976; ЯФ, 24, (1976), 356-360.

155. Albini E.L., et al. Mean charged hadron multiplicities in high-energy collisions. Nuovo Cim., 32A, (1976), 101-124.