

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

ЛЕСКИН

Виктор Анатольевич

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ π^{\pm} - МЕЗОНОВ
И ПРОТОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ p , ^{12}C , ^{22}Ne С ЯДРАМИ
ФОТОЭМУЛЬСИИ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,5 ГЭВ/С.

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
профессор
ТОЛСТОВ Константин Дмитриевич

Дубна, 1988 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Введение.....	5
ГЛАВА I. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ В ЯДЕРНЫХ ФОТОЭМУЛЬСИЯХ И ВОПРОСЫ АВТОМАТИЗАЦИИ.....	10
Введение.....	10
I.1. Ядерная фотоэмульсия - 4П детектор заряженных частиц.....	11
I.2. Измерения в ядерных фотоэмульсиях и трудоёмкость.....	13
I.2.1 Измерения геометрических характеристик событий.....	13
I.2.2 Ионизационные измерения.....	15
I.2.3 Многократное кулоновское рассеяние и методика измерений величин $\rho\beta$ частиц.....	19
I.2.4. Оценка величины $\rho\beta$ следов по ρ - методу.....	22
I.3. Приборы и автоматизация измерений в ядерных фотоэмульсиях.....	28
I.4. Полуавтоматический блок EMULSON в сопряжении с микроскопом KSM-I, основные свойства приборов.....	31
ГЛАВА II. ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ АНАЛИЗА ИНФОРМАЦИИ ПРИ ПОЛУАВТОМАТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ KSM-I/EMULSON .ОБЕСПЕЧЕНИЕ И ОРГАНИЗАЦИЯ ПОЛУАВТОМАТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ИМПУЛЬСОВ ЧАСТИЦ.....	35
2.1. Структуры блоков информации и режимы работы полуавтоматического блока.....	35
2.2 Вариант организации выводимой информации.....	37
2.3 Некоторые принципы организации пакета программ для чтения, анализа и записи информации на магнитную ленту.....	39

2.4	Основные ошибки при полуавтоматических измерениях, их выявление и устранение средствами пакета обрабатывающих программ.....	42
2.5	Алгоритмы расчёта характеристики $\rho\beta$, сервисные возможности и режимы работы пакета программ.....	46
2.6	Практические измерения импульсов частиц с помощью KSM-I/EMULSON.....	50
	Краткие выводы к главе II.....	50
ГЛАВА III СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ И π^{\pm} -МЕЗОНОВ- В НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ p , ^{12}C , ^{22}Ne С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ ПРИ $\sim 4,5$ ГЭВ/С НА НУКЛОН.....		
3.1	Спектры π^{\pm} - мезонов и протонов в столкновениях протонов с ядрами фотоэмульсии при 4,5 ГэВ/с.....	53
3.1.1	Экспериментальный материал.....	53
3.1.2	Разделение s - частиц на π^{\pm} - мезоны и протоны.....	55
3.1.3	Импульсные и угловые распределения релятивистских π^{\pm} - мезонов и протонов.....	59
3.2.	Спектры π^{\pm} - мезонов и протонов в столкновениях ядер ^{12}C с ядрами фотоэмульсии при 54 ГэВ/с.....	61
3.2.1	Экспериментальный материал.....	61
3.2.2	Выделение однозарядных фрагментов ядра-снаряда.....	63
3.2.3.	Идентификация π^{\pm} - мезонов и протонов.....	66
3.2.4	Импульсные и угловые распределения π^{\pm} - мезонов и протонов.....	68
3.3.	Спектры π^{\pm} - мезонов и протонов в столкновениях ядер ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при 4,1 А ГэВ/с.....	73
3.3.1	Экспериментальный материал.....	73
3.3.2	Выделение однозарядных фрагментов ядра-снаряда.....	78

3.3.3	Выделение π^{\pm} - мезонов, протонов-участников и разделение p-, d-, t - фрагментов ядра-снаряда...	79
3.3.4	Импульсные и угловые спектры π^{\pm} - мезонов и про- тонов участников.....	82
3.3.5	Сравнение энергетических спектров g - фрагмен- тов ^{22}Ne и g - фрагментов ядер фотозмульсии.....	87

ГЛАВА IV СПЕКТРЫ π^{\pm} МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ И ВОЗМОЖНЫЙ
МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.....90

4.1	Зависимость спектров π^{\pm} - мезонов и протонов от массы ядра-снаряда.....	90
4.2	Сопоставление спектров π^{\pm} - мезонов и протонов во взаимодействиях p, ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фото- эмульсии в событиях с $N_h \leq 7$ и $N_h > 7$	95
4.3.	Зависимость спектров π^{\pm} - мезонов и протонов от суммарного заряда фрагментов-спектраторов ядра-снаряда.....	97
4.4	Сравнение экспериментальных результатов с кас- кадно-испарительной моделью.....	98
4.5	Модель фэйрбола и термализация.....	100
4.6.	Аппроксимация спектров P_{\perp} протонов и π^{\pm} - мезонов распределением Рэля.....	107
	Заключение.....	112
	Литература.....	115

ВВЕДЕНИЕ

Перевод синхрофазотрона в Дубне на ускорение тяжелых ионов, разработка программы исследований и первые научные результаты явились началом планомерного изучения в лабораторных условиях столкновений релятивистских ядер и возникающих при этом состояний высоковозбужденной ядерной материи.

В соударениях многонуклонных ядер в области их геометрического перекрытия при энергиях ~ 4 А ГэВ возможно четырехкратное увеличение плотности нуклонов $/1/$ по сравнению с обычной ($\rho_0 = 0,17 \text{ фм}^{-3}$), сопровождающееся значительным разогревом ядерного вещества $/2/$. Исследование свойств ядерной материи и частиц, рожденных в подобных экстремальных условиях представляет значительный научный интерес.

Для понимания процессов, происходящих при соударении релятивистских ядер, важным является знание спектров вторичных частиц и их свойств в зависимости от масс ядер и числа нуклонов, испытывавших взаимодействие. Эта информация важна для проверки теоретических моделей, выделения и анализа явлений коллективного типа, интерпретации наблюдаемых эффектов. Решение этих задач позволит определить границы применимости моделей, в частности, описания взаимодействия ядер как суперпозиции столкновений независимых нуклонов.

Настоящая диссертация посвящена экспериментальному исследованию процесса неупругих соударений релятивистских ядер в центральных и периферических столкновениях, во взаимодействиях с легкими и тяжелыми ядрами фотоэмульсии.

Цель работы состояла в изучении столкновений ядер с рождением релятивистских частиц, что предполагало:

- изучение спектров релятивистских π^{\pm} - мезонов и протонов, их выхода в зависимости от массы ядра-снаряда и ядра-мишени, в центральных и периферических столкновениях;
- интерпретацию экспериментальных результатов и сравнение их с возможным механизмом взаимодействия.

Осуществление этих задач с использованием фотометода требует значительных усилий и тесно связано с актуальной проблемой автоматизации измерений. Поэтому одной из важных была задача создания пакета программ анализа информации при измерениях в ядерных фотоэмульсиях с помощью полуавтоматического микроскопа, организации математического обеспечения полуавтоматических измерений многократного кулоновского рассеяния релятивистских частиц.

Новыми результатами являются спектры импульсов, углов вылета, быстрот, поперечных импульсов релятивистских ($\beta > 0,75$) π^{\pm} - мезонов и протонов, испытавших взаимодействие, выделенных в неупругих столкновениях ρ , ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при $\sim 4,5$ А ГэВ/с, а также анализ изменений свойств спектров в зависимости от массы ядра-снаряда и мишени, в квазицентральных и периферических соударениях. При этом впервые получены соотношения выхода релятивистских однозарядных частиц: π^{\pm} - мезонов, протонов - участников и ρ -, d -, t - фрагментов ядер ^{12}C , ^{22}Ne . Получены соотношения выхода частиц в ансамбле Q - фрагментов покоящегося ядра ^{22}Ne . Результаты указывают на подобие форм импульсных спектров релятивистских π^{\pm} - мезонов, протонов-участников в рассматриваемых взаимодействиях, на подобие форм спектров

кинетических энергий Q - фрагментов ядер фотоэмульсии и неона-22.

При анализе результатов и сравнении их с предсказаниями моделей выявлены новые эмпирические закономерности поведения S - частиц. В частности найдено, что спектры поперечных импульсов пионов и протонов-участников имеют двухкомпонентную структуру. Поперечный импульс, соответствующий высокоимпульсной компоненте спектра протонов в $^{22}\text{NeEm}$ взаимодействиях и средний поперечный импульс протонов в событиях полного разрушения Ag, Br ядер совпадают. В этих событиях наблюдается значительное увеличение выхода π^{\pm} - мезонов в расчёте на провзаимодействовавший протон и выполняется признак, свидетельствующий о возможной термализации протонов.

Полученные результаты важны для понимания динамики ядерных соударений и развития модельных представлений о механизме взаимодействия ядер при высоких энергиях.

Практическая ценность полученных результатов заключается в том, что они могут быть полезны при планировании новых экспериментов по исследованию взаимодействий релятивистских ядер. Усовершенствованные в настоящей работе методические процедуры могут быть использованы в экспериментальных исследованиях эмульсионным методом.

Апробация работы. Результаты, изложенные в диссертационной работе представлены на I Всесоюзном семинаре по автоматизации научных исследований в ядерной физике и смежных областях (Душанбе 1980), на Всесоюзной конференции по космическим лучам (Тбилиси, 1986), на Всесоюзной конференции по проблемам слабых и сильных

взаимодействий и гравитации (Москва, 1987), на Международной конференции по ультрарелятивистским ядро-ядерным столкновениям (Нордкирхен, 1987), на IX Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий (Дубна, 1988), на сессии Отделения ядерной физики АН СССР в 1986 г, а также на семинарах ЛВЭ ОИЯИ, на совещаниях международного сотрудничества по исследованиям с помощью ядерных фотоэмульсий (ФЭК ОИЯИ), на специализированных семинарах по релятивистской ядерной физике ЛВЭ ОИЯИ.

Публикации.

Основные результаты исследований, представленных в диссертации, содержатся в двенадцати работах (II, 42, 46, 47, 48, 50, 55, 58, 62, 66), опубликованных в журналах "Ядерная физика", "Zeitschrift fur Physik A", "Czechoslovak Journal of Physics B", в сборниках "Краткие сообщения ОИЯИ", в препринтах, сообщениях ОИЯИ, в материалах семинаров и конференций, упомянутых ранее.

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения.

В первой главе описаны основные измерения в ядерной фотоэмульсии и связанные с ними методические трудности. Кратко рассмотрены свойства приборов, используемых в сопряжении для автоматизации измерений.

Во второй главе излагаются принципы организации пакета программ анализа и обработки информации полуавтоматических измерений, рассмотрены функции и возможности пакета, обеспечивающие контроль и коррекцию информации. Описано применение пакета программ для организации математического обеспечения измерений импульсов релятивистских частиц в полуавтоматическом режиме.

В третьей главе рассмотрены результаты измерений величин

S - частиц во взаимодействиях p , ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фото-эмульсии. Описана процедура разделения S - частиц на "рожденные" (π^{\pm} - мезоны и протоны -участники) и фрагменты ядра-снаряда. Получены спектры и определен относительный выход "рожденных" частиц и p -, d -, t - фрагментов снаряда. Для $^{22}Ne + \text{эм.}$ соударений проводится сопоставление энергетического спектра

S - частиц в антилабораторной системе координат (АЛ) со спектром g - частиц в лабораторной системе (ЛС).

В четвертой главе рассмотрены свойства спектров "рожденных" частиц в зависимости от массы ядра-снаряда и мишени в центральных и периферических соударениях. Показано, что наклоны спектров π^{\pm} - мезонов практически не зависят от массы налетающего ядра. Проведено сравнение экспериментальных результатов с предсказаниями каскадно-испарительной модели (КИМ) для $^{22}Ne + \text{эм.}$ взаимодействий. По характеристикам протонов-участников из $^{22}Ne + \text{эм.}$ взаимодействий проведена проверка признака термализации, предсказываемой моделью фэйрбола.

Проведен анализ относительного выхода "рожденных" частиц и их поперечных импульсов в центральных и периферических столкновениях ядер в зависимости от числа нуклонов-участников. Спектры поперечных импульсов π^{\pm} - мезонов и протонов аппроксимированы распределением Рэля и суммой двух распределений Рэля.

В заключении даны основные выводы и результаты, полученные в диссертации.

Г Л А В А I

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ В ЯДЕРНЫХ ФОТОЭМУЛЬСИЯХ И ВОПРОСЫ АВТОМАТИЗАЦИИ

Введение

Значительная часть проведенной диссертантом работы была сопряжена с организацией и внедрением полуавтоматических измерений (в частности, измерений многократного рассеяния заряженных частиц) на основе полуавтоматического микроскопа KSM-I/EMUL - SON , назовём так условно комбинацию этих приборов.

При полуавтоматических измерениях поиск объекта и установление его надлежащим образом в пространстве координат микроскопа сохраняются за наблюдателем. В функции наблюдателя также входит проведение измерений - управление электронным блоком, обеспечивающим автоматический съём и вывод координат и сопровождающей измерения служебной информации. Вывод информации на промежуточный носитель, либо непосредственная передача в ЭВМ, осуществляется электронным блоком, как правило, в виде неизменных последовательностей чисел - блоков информации с жесткой структурой и связывающих эти блоки элементов (маркеров).

Оставаясь практически неизменным, процесс измерений существенно облегчается автоматизацией записи результатов. При этом, однако, возникает проблема оптимальной организации выводимой информации и действий оператора по её оформлению при измерениях, а также защищенности результатов от возможных ошибок оператора и полуавтомата. В связи с этим, а также для облегчения дальнейшего изложения, в настоящей главе кратко рассмотрены свойства эмульсии, основные виды измерений и связанные с ними методические трудности.

При ограниченности набора стандартных блоков вывода информации, обеспечивающих работу полуавтомата, возникает необходимость использования одинаковых блоков для передачи различной информации. Ориентируясь в дальнейшем на определение функций блоков информации и базовых подпрограмм анализа результатов основных измерений, проводимых на полуавтоматическом микроскопе KSM-I/EMILSON, рассмотрим в этой главе также свойства и возможности полуавтоматического микроскопа.

I.1 Ядерная фотоэмульсия - 4π детектор заряженных частиц

Одним из значимых событий в становлении фотометода является применение стопки бесподложечных фотоэмульсий из нескольких слоев. Впервые это было сделано Киношитою в 1910 г. при регистрации α - частиц /3/. После облучения эмульсионные слои были наклеены на стеклянные пластинки, предварительно покрытые слоем желатинны для улучшения качества последующей обработки. В целом этот новаторский способ был развит и усовершенствован более поздними работами как в Советском Союзе, так и за рубежом и в настоящее время составляет основу фотографического метода.

Изготовление концентрированных эмульсий с большим содержанием бромистого серебра, высокой чувствительностью и мелким зерном (диаметр зерен, способных к проявлению под воздействием нескольких квантов, $0,1 + 0,4$ мкм), совершенствование обработки эмульсионных слоев позволили использовать фотографические эмульсии как высококачественный детектор заряженных частиц с объемной регистрацией, пригодный для получения информации о массе, энер-

гии, взаимодействиях и распадах частиц. Рассмотрим некоторые свойства этого детектора. Фотоэмульсия состоит из галоидного серебра, преимущественно $AgBr$, распределенного в желатине в виде мелких зёрен, имеющих линейные размеры $0,1 \pm 0,7$ мкм. Органическая основа и светочувствительная компонента эмульсии имеют сложный элементный состав, при этом практически значимыми по концентрации являются атомы Ag, Br, H, C, N, O . Сложный состав эмульсии является серьезным затруднением для идентификации взаимодействий пучковых частиц с определенными ядрами. В связи с этим, всю совокупность наблюдаемых событий принято подразделять на взаимодействия с тяжелыми (Ag, Br) и легкими (C, N, O) ядрами со средними характеристиками:

$$\langle A \rangle_{Ag, Br} = 94; \quad \langle Z \rangle_{Ag, Br} = 41;$$

$$\langle A \rangle_{C, N, O} = 14 \quad \langle Z \rangle_{C, N, O} = 7;$$

выделив предварительно по общепринятым критериям столкновения со свободными протонами /4,5/.

Движущаяся в эмульсии частица ионизует атомы, что способствует восстановлению некоторого количества атомов серебра в кристаллах галоида и образованию скрытого изображения в виде цепочек зерен на следе частицы. При этом, зёрна на следе, принадлежащем частице высокой энергии в обработанной эмульсии, оказываются расположенными на одной прямой с точностью до долей микрона /3/. Пространственное разрешение эмульсии как детектора на сегодняшний день является рекордным и составляет микроны для высокочувствительных эмульсий типа БР-2. Последние характеризуются чувствительностью 28 ± 30 зерен на 100 мкм к ливневым частицам с минимальной ионизирующей способностью. При отсутствии, в известном

смысле, ограничений на число регистрируемых во взаимодействии частиц, их энергию, а также на величину эффективного чувствительного объёма, ядерная эмульсия отличается возможностью регистрации большого объёма информации в компактных эмульсионных слоях. Зафиксированные в естественном трехмерном виде, взаимодействия частиц могут сохраняться неограниченно долго. Компактность, механическая прочность, транспортабельность эмульсионных слоёв, сочетающаяся с полнотой регистрируемой информации и хорошей дискриминационной способностью, относительно невысокая стоимость эмульсии и соответствующего измерительного оборудования являются важнейшими достоинствами фотометода в целом.

1.2 Измерения в ядерных фотоэмульсиях и трудоёмкость

1.2.1 Измерения геометрических характеристик событий

Поиск и набор материала в ядерной фотоэмульсии (я.ф.э.)

производятся на стадии просмотра, предшествующего непосредственным измерениям, иногда с целью выделения определенных типов событий. Измерения геометрических характеристик событий (углов вылета, пробегов вторичных заряженных частиц) проводятся в системе координат, связанной с декартовыми координатами микроскопа. На рис.1 показаны углы вторичных частиц, определяемые в событиях (звездах) относительно направления первичной частицы OX координатным (либо угловым) методом.

Измерения геометрических характеристик событий и пробегов частиц включают широкий набор операций, последовательность и точность которых жестко ограничена методическими предписаниями. Эти трудоёмкие процедуры сопряжены с наблюдением событий по глубине, сменой полей зрения и переходами из слоя в слой. При этом результаты

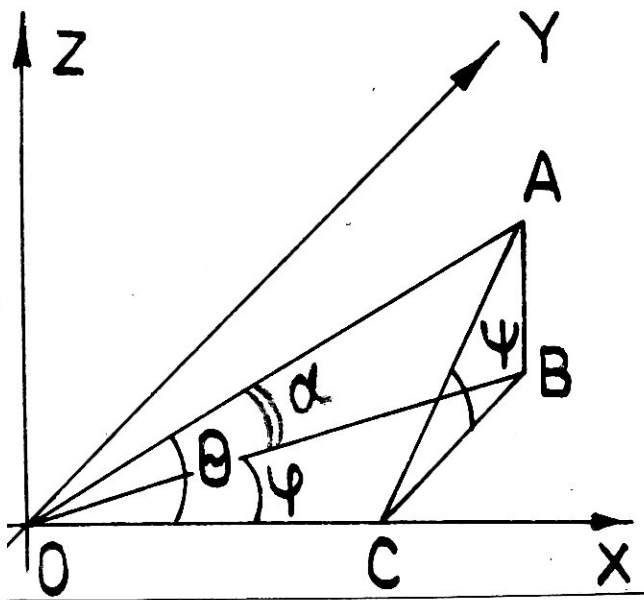


Рис. I Углы вторичных частиц.

$OZ \perp$ плоскости эмульсии

YOX .

AOC -полярный угол θ .

ACB -азимутальный угол ψ .

BOC -угол в плоскости эмульсии φ .

AOB -угол наклона следа α к плоскости эмульсии .

наблюдений параллельно регистрируются в рабочем журнале, что требует переключения внимания оператора на ведение записей. Внимательность и точность оператора при измерениях должны сопровождаться одновременным безошибочным ведением протокола.

Для восстановления геометрии события необходимым моментом является учёт значительной усадки эмульсии по толщине при проявлении, которая приводит к изменению геометрии событий в обработанных слоях. Коэффициенты усадки определяются по отношению толщины эмульсионного слоя до обработки к их значению у обработанных слоев: $K_y = T_1 / T_2$, и используются в виде поправок к координатам Z (глубин). С учётом этого момента геометрические характеристики событий и следов вычисляются по правилам аналитической геометрии в пространстве декартовых координат.

Для измерений пробегов частиц необходимо знание координат начала и выхода следов в конкретных эмульсионных слоях, коэффициентов усадки слоев. При измерениях оператор ведет запись координат точек следа и соответствующей служебной информации для вычисления итоговой длины следа и проверки правильности результата.

Трудоёмкость измерений возрастает с увеличением угла наклона α (крутизны) следа в соответствии с увеличением числа переходов из слоя в слой. Растёт объём регистрируемой оператором информации в измерении и, очевидно, автоматизация подобных измерений особенно важна. Не ограничиваясь актуальностью этой задачи отметим, что для автоматизации геометрических измерений необходима организация последовательностей информации, содержащих сведения о событии взаимодействия, эмульсионном слое, толщине его до проявления T_1 , в сочетании с результатами непосредственных текущих измерений толщины слоя, координат события и точек следов, их угловых характеристик. Измерения должны сопровождаться датой их проведения и кодом наблюдателя.

1.2.2 Ионизационные измерения

Ионизационные измерения на следах заряженных частиц в ядерных фотоэмульсиях в сочетании с другими параметрами, например, пробегом, многократным рассеянием широко применяют при оценке массы, заряда, энергии частиц. При движении в материальной среде, заряженная частица непрерывно теряет часть своей энергии на возбуждение и ионизацию атомов. Если полная потеря энергии частицей определяется её пробегом, то наблюдаемое почернение вдоль следа (плотность зёрен на следе) вызывается частью энергии, расходуемой на ионизацию. При этом зерна, расположенные вдоль следа, образуются, в основном, под действием электронов, получивших при ионизации энергию до $5 \text{ КэВ}^{1/6}$. При передаче ионизирующей частицей электрону большей энергии он может выйти из зерна, в котором образовался, и сформировать ответвленный от основного след (след δ - электрона). Плотность зёрен на следе (так же как и плот-

ность δ - электронов) является функцией заряда и скорости частицы и может служить мерой ионизационных потерь. Экспериментально обнаружено, что в широкой области энергий плотность зерен на следе пропорциональна потерям энергии частицы на ионизацию /7/. Теоретически средние ионизационные потери заряженных частиц на единицу пути в веществе описываются известной зависимостью Бете-Блоха, модифицированной Стернхеймером /8/ для учёта релятивистского эффекта, связанного с плотностью среды. Удельные потери энергии однозарядных частиц тяжелее электрона, сопровождающиеся передачей максимальной энергии W_0 электронам кристаллов бромистого серебра, связаны со скоростью $\beta = v/c$ частицы и средним потенциалом ионизации I атомов среды соотношением /7/ :

$$-\frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{W_0} = \frac{4\pi n e^4}{\rho m c^2 \beta^2} \left[\ln \frac{2 m c^2 W_0}{I^2} + \ln \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} - \delta \right] \quad (I.I)$$

где m , e - масса и заряд электрона, n - количество электронов в $I \text{ см}^3$ вещества, ρ - плотность эмульсии, δ - поправка на эффект плотности, связанный с поляризацией среды, $W_0 \lesssim 5 \text{ КэВ}$ - условие соответствия плотности зерен на следе ионизационным потерям частицы. Формула не учитывает потери энергии на образование δ - электронов, пробег которых в кристалле бромистого серебра превышает средний диаметр зерна. В зависимости от интервала скорости частиц, измерения плотности ионизации на их следах могут быть проведены несколькими способами:

1) по количеству проявленных зерен на единицу длины и нормированной плотности g/g_0 , g_0 - плотность зерен на реперном следе, обычно имеющем минимальную ионизацию;

2) по числу неперекрывающихся сгустков (блобов) на единицу длины следа;

3) по числу разрывов n_{ϵ} с длиной большей некоторого данного значения ϵ и другими способами /3,9/.

При выборе параметра для измерений плотности ионизации необходимо учитывать /9/ следующие требования:

1. чувствительность параметра по отношению к скорости частицы v должна быть как можно более высокой;
2. статистическая ошибка, зависимости от наблюдателя и от процесса проявления должны быть меньшими.

В настоящей работе точные ионизационные измерения были проведены на следах вторичных релятивистских частиц для установления их природы и были использованы в сочетании с оценками величин $\rho_{\text{р}}$. Наиболее тщательно плотность ионизации оценивалась на следах частиц с $\rho_{\text{р}} \sim 1,2$ ГэВ/с (с плотностью ионизации близкой к минимальной). Очевидно, оценку плотности ионизации на таких следах целесообразно проводить по счёту зёрен. Однако, даже при плотностях зерен на следах, близких к минимальной, происходит образование сгустков и для уменьшения субъективных ошибок в подсчете зерен, связанных с неоднородностью их размеров и формы, была разработана усовершенствованная процедура, позволившая стандартизовать учёт зёрен в скоплениях. Для этого были выделены характерные, часто встречающиеся конфигурации зёрен и скоплений, и указаны количества зёрен для учёта.

Набор таких конфигураций (рис.2) служил для измерителя наглядным руководством, которое использовалось в ежедневно проводившихся контрольных измерениях на одном из эталонных следов. Контрольные измерения проводились не менее двух раз в день до начала основных. Эти меры позволили добиться повторяемости

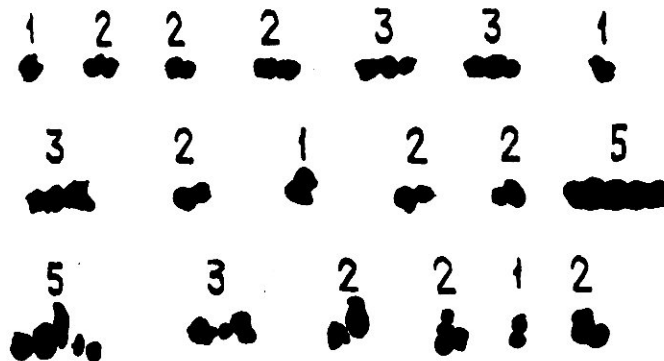


Рис. 2. Стандартизация счета зёрен на следах релятивистских частиц, типичные конфигурации

собственных результатов наблюдателей в измерениях плотности зёрен на любом из следов, соответствующей отклонению на $1,5 \pm 2\%$ индивидуальных измерений от среднего значения, найденного по результатам многократных оценок на следе.

Согласно стандартным критериям, применяемым в фотоэмульсионной методике /10,11/ вторичные заряженные частицы разделяют на несколько типов по относительной плотности ионизации на следах:

- 1) чёрные или b - частицы, имеющие пробег в фотоэмульсии $R \leq 3$ мм, кинетическая энергия таких протонов $T_p \leq 26$ МэВ;
- 2) серые или g - частицы с $g/g_0 \geq 1,4$ и пробегом $R > 3$ мм, $(26 < T_p \leq 400)$ МэВ;
- 3) многозарядные ($Z \geq 2$) фрагменты ядра-снаряда (f - частицы) с ионизацией $g/g_0 \geq 4$, не изменяющейся на длине $L \geq 2$ см;

4) однозарядные релятивистские или S - частицы с $\beta/\beta_0 < 1,4$ и множественностью n_s .

Черные (медленные) и серые (быстрые) частицы являются, в основном, продуктами расщепления ядра-мишени и в совокупности - сильноионизирующими или h - частицами, $n_h = n_b + n_g$ (n_h , n_b , n_g - соответственно, множественности h , b , g - частиц).

I.2.3. Многократное кулоновское рассеяние и методика измерений величин $P\beta$ частиц.

При прохождении через вещество заряженная частица взаимодействует с электрическими полями атомов, испытывая многократное кулоновское рассеяние (м.к.р.), которое приводит к изменению траектории её движения. При этом, усредненное рассеяние на конечной длине пробега частицы состоит, чаще всего, из большого числа отклонений на малые углы, подчиняющиеся распределению Гаусса. В то же время, наблюдается некоторое число отклонений на углы в отдельных актах значительно большие среднего. Существует ряд теорий м.к.р. частиц, в которых поперечное рассеяние на большие углы описывается формулой Резерфорда (полученной для однократного рассеяния в предположении точечного поля рассеивающего ядра с зарядом Ze), а при малых углах сечение рассеяния определяется учётом конечных размеров ядра и экранирования его поля атомными электронами. Не останавливаясь на изложении теории м.к.р. частиц, развитой в работах /12,13,14,15/, перейдём к её экспериментальному применению.

Одной из практических задач, связанных с развитием теории многократного рассеяния, была задача разработки корректного способа оценки величины импульса (энергии) движущейся частицы - получение достаточно простой расчётной зависимости кинематической

характеристики $p\beta$ частицы от экспериментально измеряемой величины $\sqrt{\vartheta^2}$ и толщины слоя вещества t , на которой происходит рассеяние. Здесь и далее ϑ - проекция пространственного угла Θ на плоскость XOY ; углы Θ , ϑ и ϑ_z (проекция Θ на XOZ плоскость) связаны /16/ соотношением: $\Theta^2 = \vartheta^2 + \vartheta_z^2$. Запишем одну из практических формул, связывающих величину $p\beta$ и среднеквадратичный угол ϑ частицы, рассеянной в чистом веществе на толщине t /16/:

$$\sqrt{\vartheta^2} = \frac{z_1 K' t^{1/2}}{p\beta c}, \quad (I.2)$$

где величина K' - константа, в основном, зависящая от числа рассеивающих центров N с зарядом $z_2 e$ и слабо зависящая от толщины слоя и скорости частицы β /16/. Пользуясь формулой (I.2), по измерению $\sqrt{\vartheta^2}$ и известной величине K' можно вычислить величину $p\beta$ частицы, а зная её массу - импульс и энергию частицы. Величина среднеквадратичного угла, вычисленная по углам рассеяния ϑ_i на множестве отрезков следа равной длины t , соответствует величине $\sqrt{\vartheta^2}$, найденной для пучка моноэнергетических частиц, прошедших слой t . Угол $\sqrt{\vartheta^2}$ для следов частиц с небольшим рассеянием измеряется координатным методом /3,16/. Для этого измеряемый след предварительно устанавливают в направлении перемещения столика микроскопа так, чтобы на протяжении измерений он не выходил за пределы поля зрения. В процессе измерений регистрируется величина смещения следа относительно оси Ox (координата точки следа y) через промежутки равной длины t называемые ячейками. В точках измерений находят вторые разности координат

$$D_k = y_{k+2} - 2y_{k+1} + y_k, \quad (I.3)$$

см. рис.3.

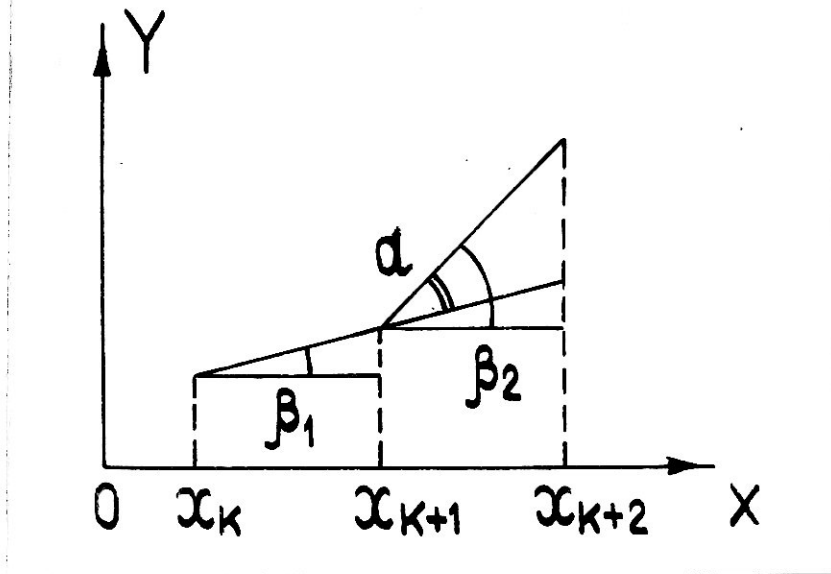


Рис.3. Определение угла рассеяния методом хорд.

Угол между двумя близлежащими отрезками (хордами), соединяющими точки измерений, определяется простым соотношением:

$$\operatorname{tg} \alpha = \beta_2 - \beta_1 = \frac{y_{k+2} - y_{k+1}}{t} - \frac{y_{k+1} - y_k}{t} = \frac{D_k}{t} \quad (I.4)$$

При малых отклонениях справедливо равенство: $\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha = \frac{D_k}{t}$. Очевидно, величину $\sqrt{\overline{\vartheta^2}}$ можно выразить через $\sqrt{\overline{D_k^2}}$, это подробно проведено в /16/. Подставив в (I.2) требуемое соотношение

$$\overline{D_k^2} = 2/3 t^2 \overline{\vartheta^2}, \quad \text{получают удобное для расчётов выражение}$$

$$PBC = \frac{z_1 K_0' \cdot t^{3/2}}{573 \cdot \sqrt{\overline{D_k^2}}} \quad (I.5)$$

где PBC получается в МэВ, а D_k и t взяты в микронах. Величину $K_0' = \sqrt{2/3} K'$, постоянную рассеяния, зависящую, в основном, от свойств вещества, находят усредняя K' по всем элементам эмульсии. Расчёт постоянной рассеяния K_0' и экспериментальные значения даны в работе /16/ и в других работах /17,18/. Для удобства вычислений величину $\sqrt{\overline{D_k^2}}$ в (I.5) заменяют на $|\overline{D_k}|$, что корректно в предположении Гауссова закона распре-

ления вторых разностей:

$$|\overline{D}_k| = \sqrt{2/\pi} \cdot \sqrt{D_k^2} \quad (I.6)$$

Для однозарядных частиц получим:

$$PBC = \frac{Kt^{3/2}}{573 |\overline{D}_k|} \quad (M \approx B) \quad (I.7)$$

при этом $K = \sqrt{2/\pi} K_0'$. В распределении вторых разностей имеются значения, существенно превышающие величину $|\overline{D}|$, обусловленные однократным рассеянием на большие углы θ и соответствующие негауссовой части распределения. При отбрасывании anomalно больших значений $D_k > 4|\overline{D}|$ (процедура обрезания) или замене таких на $4|\overline{D}|$ (что существенно проще, т.к. операция определения $|\overline{D}|$ происходит быстрее и при этом сохраняется большее число первичных данных ^{/3/}) соотношения (I.6) и (I.7) выполняются с большой точностью. Однако, величина K зависит от характера обрезания и требует соответствующей поправки ^{/3,16/}.

1.2.4 Оценка величины PBC следов по P - методу

Точность определения величины PBC частицы путем измерения рассеяния на её следе в ядерной фотоэмульсии ограничена рядом факторов, которые необходимо оценить. Совокупность погрешностей, обусловленных несовершенством измерительного микроскопа и эмульсии (при условии отсутствия ложного рассеяния и дисторсий в эмульсионных слоях) называют шумами. Так, например, ошибки в определении второй разности координат частицы, связанные с отклонением положения центров проявленных зерен на следе частицы от её истинной траектории в эмульсии $\sqrt{D_{L3}^2}$ называют шумом зерен. Эти шумы, наибольшие для измерений на следах с незначительной ионизацией, непосредственно связаны с физико-химическими

свойствами эмульсии (средним размером зёрен, дисперсностью и концентрацией их в эмульсии), а также с микросмещением зёрен при обработке эмульсий. В работе /19/ показано, что распределение вторых разностей, обусловленных шумом зёрен, можно считать гауссовым и для эмульсии НИКОМ-Р $\sqrt{D_{i3}^2} = 0,203 \pm 0,04$ мкм в измерениях с настройкой на одно зерно. В этой же работе приведена экспериментальная зависимость шума $\sqrt{D_{i3}^2}$ от среднего числа зёрен \bar{n} , по которым выставляется нить окулярмикрометра в процессе измерений. Как правило, эта величина для релятивистских частиц выбирается $\bar{n} > 6$ и реально для таких измерений $\sqrt{D_{i3}^2} < 0,1$ мкм. Следует отметить, что шум зёрен не зависит от длины ячейки измерений. Ошибки при установлении нити окулярмикрометра на отдельное зерно или группу зёрен следа определяют величину шума отсчёта. Шум отсчёта связан с ошибками отсчёта y_i простым соотношением, которое следует из естественного предположения о статистической независимости этих ошибок:

$$\overline{D_{i0}^2} = \overline{(y_i - 2y_{i+1} + y_{i+2})^2} = 6 \overline{y_i^2} \quad (1.8)$$

На практике можно использовать соотношение между средними значениями этих величин: $\overline{D_{i0}^2} = \sqrt{6} \cdot \overline{|y_i|}$. В работе /20/ для микроскопа КСМ-1 $\overline{|y_i|} \approx 0,02$ мкм. Предполагая Гауссов закон распределения ошибок, найдём $\sqrt{D_{i0}^2} = \sqrt{\pi/2} \cdot \overline{D_{i0}} = \sqrt{6} \cdot \sqrt{\pi/2} \cdot \overline{|y_i|} \approx 0,06$ мкм. Ошибки отсчёта не зависят от длины ячейки t и глубины z , на которой проводятся измерения. Подобно шуму зёрен, погрешности отсчёта существенно зависят от среднего количества зёрен, по которым проводится совмещение следа с осью наблюдения (OX) и величина объединённого шума (шума зёрен и шума отсчёта) соответствует $0,1$ мкм при выставлении следа более, чем по 8 зёрнам, /19/ что обычно делается при измерениях на релятивистских следах.

Ошибки, связанные с перемещением объектива микроскопа при перефокусировке, называют шумом перефокусировки. Шум перефокусировки, очевидно, возрастает с увеличением глубины перемещения объектива (погружения следа) ΔZ . Для микроскопа КСМ-I среднее значение сумм вторых разностей линейного отклонения в направлении при перемещении объектива на глубину $\Delta Z = 100$ мкм $\overline{|D_{in}|} = 0,01$ мкм $\sqrt{21}$, откуда найдём $\sqrt{\overline{D_{in}^2}} = \sqrt{R/2} \overline{|D_{in}|} = 0,0125$ мкм. В реальных измерениях эта величина может оказаться несколько больше ($\sim 0,02$ мкм). Такая величина шума будет соответствовать перемещениям объектива по глубине 100 мкм и для ячейки 500 мкм - следам с углами погружения $\alpha > 11^\circ$.

При измерении рассеяния, дополнительным источником ошибок являются боковые отклонения столика микроскопа Δy_i от идеального прямолинейного движения вдоль направления просмотра. Эти ошибки определяют как средний квадрат вторых разностей отклонений на длине ячейки t - шум столика микроскопа $\sqrt{\overline{D_{шс}^2}}$. На практике измеряется значение $\overline{|D_{шс}|}$. Эта величина для специализированных микроскопов невелика, для КСМ-I: $\overline{|D_{шс}|} \approx 0,02$ мкм на ячейке 1000 мкм, что соответствует шуму: $\sqrt{\overline{D_{шс}^2}} = \sqrt{R/2} \cdot \overline{|D_{шс}|} = 0,025$ мкм на той же ячейке. Для меньшей ячейки, очевидно, эта величина будет несколько меньше, т.к. $\overline{|D_{шс}|}$ медленно возрастает с увеличением длины ячейки измерений $\overline{|D_{шс}|} \sim t^{0,2+0,5/16}$. Шумы столика обычно учитывают одновременно с ложным рассеянием из-за наличия слабой степенной зависимости от t . Свойства микроскопа определенным образом связаны с изменением температуры окружающей среды. Величина теплового шума микроскопа пропорциональна изменению температуры и времени между двумя последовательными отсчётами. В целом, вклад тепловых шумов пренебрежимо мал.

в сравнении с другими источниками ошибок. При измерениях на релятивистских следах, для эмульсии НИКФИ-Р, $\overline{D_{i3}} \approx 0,065$ мкм /19/.

Оценим суммарное действие рассмотренных факторов:

$\overline{D_{ш}^2} = \overline{D_{i3}^2} + \overline{D_{i0}^2} + \overline{D_{in}^2} + \overline{D_{шс}^2} \approx 0,0066 + 0,0036 + 0,00016 + 0,0006 \approx 0,01$ мкм². Это определяет величину результирующего шума $\sqrt{\overline{D_{ш}^2}} \approx 0,1$ мкм, характерного для микроскопа КСМ-1 в рассматриваемых измерениях.

Точность измерений параметров следа, в первую очередь рассеяния, ограничена точностью соответствия пространственной структуры следа в обработанной эмульсии его траектории в слое на момент экспозиции. Известно /3,22/, что в процессе обработки, наклеивания на стекло и сушки, эмульсионные слои подвержены разнообразным воздействиям, которые, в конечном итоге, приводят к макроскопическим нарушениям пространственных соотношений частей эмульсионного слоя и возникновению искажений первоначально зафиксированной информации, называемых дисторсией. Для общей дисторсии, вызываемой сдвигом, величина искажения следов зависит от глубины их залегания в эмульсии и может меняться как по величине, так и по направлению. Это приводит к сложным С и S - образным искажениям прямолинейных следов, имитирующим рассеяние. Очевидно, вторые разности U_i координат, найденные для разных участков следа частицы, будут включать части, обусловленные истинным рассеянием и дисторсией:

$$D_i = D_{i0} + d_i$$

Для квадратичной зависимости дисторсии от глубины в слое $K\left(\frac{z_0}{T}\right)$

(z_0 - глубина в слое до стекла, T - толщина до проявления) среднее значение модуля второй разности соответствующей дисторсии определяется /23/ выражением:

$$|d_i| = \frac{2K}{T^2} t^2 \operatorname{tg}^2 \alpha \cdot \sin \vartheta \quad (I.9)$$

K - проекция вектора дисторсии на поверхность эмульсии в мкм, $\frac{K}{T^2}$ - величина дисторсии в ковансах ($1 \text{ ковс} = 1 \frac{\text{мкм}}{\text{мм}^2}$). В стандартных эмульсиях $\frac{K}{T^2} < 10$ кованс [16], ϑ - угловой параметр, определяемый направлением сдвига. Из этого выражения следует, что дисторсия пропорциональна квадрату длины ячейки и тангенса угла погружения α .

В работе [23] продемонстрирована экспериментальная зависимость дисторсии от угла погружения для эмульсии Ильффорд -5, которая согласуется с квадратичной зависимостью вида (I.9). В общем случае дисторсии могут иметь зависимость более высокого порядка от t .

Помимо общей дисторсии; наблюдаются локальные искажения следов, носящие нестационарный характер и имеющие влияние на все следы независимо от углов их погружения. Такие искажения приводят к ложному рассеянию следов наиболее похожему на кулоновское. В работах [24, 25, 26, 27] рассмотрены факторы, вызывающие ложное рассеяние следов и методы их снижения.

Существует ряд способов исключения ложного рассеяния при вычислении параметров кулоновского рассеяния частиц. Условия получения надёжных измерений p_{BC} можно записать как в [23]:

$$\overline{D_K^2} \geq \overline{D_\lambda^2} + \overline{D_\omega^2} + d^2 \quad (I.10)$$

где d - вторые разности, обусловленные дисторсией, зависящей от угла погружения $d \sim \alpha^2$. D_K, D_λ - вторые разности, связанные с кулоновским и ложным рассеянием соответственно. В работе [23] в рамках условия (I.10) были проведены измерения м.к.р. на следах протонов с энергией 3,5, 10 ГэВ в эмульсии НИКФИ-Р и на следах первичных π^- - мезонов с энергией 17 ГэВ в эмульсии

Ильфорд G - 5 и показана слабая зависимость ложного рассеяния от угла погружения. В этой работе определены области надёжно измеримых значений ρ_B в зависимости от угла погружения следа и длины ячейки t , на основании чего сделан вывод о возможности проведения надёжных измерений кулоновского рассеяния частиц с импульсами до $3+5$ ГэВ/с на ячейках $500 + 1000$ микрон для следов с углами погружения до 8^0 . Следует отметить, что ложное рассеяние слабо зависит от толщины слоя /28,29/ и минимально в слоях толщиной $600+800$ мкм. Для исключения ложного рассеяния широко применяется метод оценки кулоновского рассеяния с помощью параметра ρ , признанный одним из наиболее эффективных /16,22, 30,31/. Этот метод основан на корреляционных свойствах вторых разностей Y_i координат следа (${}^n D_i$), разделенных промежутками nt , кратными ячейке измерения /16/. Поскольку корреляционные свойства вторых разностей однозначно определяют свойства разностей более высокого порядка, можно определить параметр, связывающий средние квадраты вторых и третьих разностей:

$$\rho^2 = \frac{\overline{T_i^2}}{\overline{D_i^2}} = 2 \left(1 - \frac{\overline{{}^n D_i {}^n D_{i+n}}}{n \overline{D_i^2}} \right) \quad (I.II)$$

Практическая ценность ρ - параметра состоит, прежде всего, в том, что для ложного рассеяния величина ρ_A почти не зависит от энергии частицы, типа ядерной эмульсии и длины ячейки. Экспериментально измеренные значения $\rho_A = 1,75 \pm 0,02$ и $\rho_A = 1,76 \pm 0,05$ для эмульсии НИКОМ-Р /16,32,33/ для ячеек $t = 500$ мкм и $t = 1000$ мкм могут быть использованы для получения среднеквадратического значения второй разности $\sqrt{\overline{D_K^2}}$, обусловленной кулоновским рассеянием. Для кулоновского рассеяния параметр ρ постоянен и равен $\rho_K = \sqrt{3/2}$. Если шумы и дисторсии исключены,

можно записать соотношения:

$$\overline{D_i^2} = \overline{D_{iK}^2} + \overline{D_{i\Lambda}^2}; \quad \overline{T_i^2} = \rho^2 \overline{D_i^2} = \rho_K^2 \overline{D_{iK}^2} + \rho_\Lambda^2 \overline{D_{i\Lambda}^2}, \quad (I.I2)$$

откуда следует:

$$D_K = \sqrt{\overline{D^2}} \left(\frac{\rho_\Lambda^2 - \rho^2}{\rho_\Lambda^2 - \rho_K^2} \right)^{1/2} \quad (I.I3)$$

$\overline{D^2}$ и ρ - значения среднего квадрата второй разности и ρ - параметра, найденные до исключения ложного рассеяния /16/. При этом, величина ошибки в определении D_K может быть найдена в виде: $\frac{\delta D_K}{D_K} = \frac{C}{\sqrt{N}}$. Где C - фактор, быстро растущий при $\rho > 1,5$ и сложным образом связанный с $\overline{D_i}$ (среднеарифметическим значением второй разности), ρ и ρ_Λ , полученными для данного следа. Поэтому, для соблюдения условия $\overline{D_K^2} > \overline{D_\Lambda^2}$, рекомендуется выбирать длину ячейки такой, при которой выполняется соотношение $\rho_K < 1,5$, величина C мала и ошибка в вычислении D_K определяется числом вторых разностей отсчётов на следе /16/. Измерения м.к.р. на следах частиц с импульсами $1 \div 5$ ГэВ/с проводятся, как правило, на длине $5 \div 6$ см для получения статистически обеспеченного результата. При условии выбора оптимальной ячейки и определении ρ_Λ на этой длине, относительная ошибка измерений частиц в интервале импульсов $1 \div 5$ ГэВ/с может быть снижена до $10 \div 20\%$ соответственно. /29/

1.3 Приборы и автоматизация измерений в ядерных фотоэмульсиях

Измерения различных характеристик взаимодействий частиц в я.ф.э (углов вылета, пробегов, ионизации, рассеяния следов) проводятся с помощью точных специализированных микроскопов.

Особенно высокие требования предъявляются и микроскопам, предназначенным для измерений среднего угла многократного кулоновского рассеяния частиц, где величина собственного шума направляющих предметного столика не должна превышать 0,03 мкм на длине ячейки 500 мкм ^{/34/}. Операции измерений в я.ф.э., отличающиеся значительной трудоёмкостью, должны выполняться с хорошей точностью, требуют от микроскописта длительного сосредоточения внимания и особенно утомительны при ручных измерениях. При измерении кулоновского рассеяния за один час производилось 100 + 120 отсчётов и записей координаты y . Обработка результатов этих измерений с применением простейших средств автоматизации занимала 40 минут ^{/34/}. Процедуры измерений, снятия отсчётов и записи информации при параллельном проведении связанных операций требуют систематических переключений внимания микроскописта. Такой режим работы с неизбежностью приводит к возникновению ошибок, не поддающихся прямому контролю. Если учесть, что для решения отдельных физических задач требуется произвести десятки (а то и сотни) тысяч отсчётов, становится очевидной необходимость автоматизации.

В работе ^{/35/} описана одна из первых отечественных установок, позволившая автоматизировать как запись отсчётов, так и вычислительные операции при измерениях м.к.р. координатным методом. При этом время непосредственных измерений составляло 15-20% от всего времени, включающего поиск нужного следа и выставления его вдоль направления движения измерительного стола (оси Ox). Результаты одновременных измерений с автоматизацией и без неё совпали в пределах 5%. По мнению авторов ^{/35/} различия были обусловлены ошибками наблюдателя.

В работе /36/ описана установка для автоматического просмотра ядерных фотоэмульсий, разработанная в ФИАН СССР. Установка основана на использовании телевизионных сигналов, получаемых при растровом разложении участка фотоэмульсии, попадающего в поле зрения микроскопа МБИ-8, а затем на фотокатод телевизионной трубки. Не останавливаясь на описании устройства и функций установки, следует отметить, что высокая стоимость и сложность технического обслуживания подобных приборов являлись серьезным препятствием для их расширенного производства и использования в небольших исследовательских коллективах.

Первым отечественным прибором, разработанным для серийного выпуска, был полуавтоматический микроскоп МИГЭ-2 /37/, позволявший измерять координаты x , y , z , ионизационные параметры следов и регистрировать результаты на перфоленту для последующей обработки на ЭВМ. На базе МИГЭ-2 был создан микроскоп МИРЭ-2 для измерений среднего угла м.к.р. следов в ядерных фотоэмульсиях /34/. Первый универсальный отечественный микроскоп МПЭ-1 состоит из 9 отдельных узлов, различные сочетания которых позволяют проводить все необходимые измерения в я.ф.э. /38/. Микроскоп укомплектован блоком записи координат (БЗК) - электронным устройством для преобразования двоичных чисел (служебной информации и значений координат x , y , z , снятых с датчиков) в восьмеричные, для вывода на перфоратор. На основе МПЭ-1 был создан более совершенный полуавтоматический универсальный микроскоп МПЭ-11, предназначенный, как и базовый, для просмотра и полуавтоматических измерений геометрических и ионизационных параметров и параметра м.к.р. следов заряженных частиц /39/. Микроскоп сопряжен с БЗК-80, логический блок которого создан с применением интеграль-

ных микросхем. Съём измеряемых координат производится с помощью датчиков типа "угол-код", установленных на измерительных валах микроскопа. Содержание считываемой и выводимой информации определяется режимом измерений и соответствующей структурой электрических коммуникаций, конструктивно реализованных в БЭК-80/40/. Блок записи координат укомплектован перфратором ПЛ-80, осуществляющим вывод информации на восьмидорожечную перфоленту (п/л). Новый прибор отличается от базового более высокой надёжностью, гибкостью при проведении комплексных измерений, повышенной скоростью вывода информации, возможностью сопряжения с ЭВМ электроника 100. Однако, как показала практика, эксплуатационный режим базового микроскопа МПЭ-1 без систематического контроля специалистов завода-изготовителя был неустойчивым.

1.4 Полуавтоматическая приставка EMILSON в сопряжении с микроскопом КСМ-1. Основные свойства приборов

Электронная полуавтоматическая приставка EMILSON, изготовленная на предприятии АН ЧССР г.Быховице предназначена /41/ для регистрации координат, угловых и ионизационных измерений, проводимых в ядерных фотоэмульсиях с помощью специализированных микроскопов. Конструктивно приставка оформлена в виде двух блоков, закрепленных на одной стойке: электронного блока осуществляющего съём, преобразование, запись информации и контроль работы приставки; перфратора, заключенного в звукопоглощающий кожух. В принципе, приставка EMILSON может быть использована в сопряжении с любым специализированным для измерений в я.ф.э микроскопом. Входные цепи блока регистрации информации связываются с измерительными валами микроскопа посредством инкрементальных

ротационных датчиков типа " IGR ". Набор и ввод служебной информации осуществляется при помощи наборника, который состоит из 29 десятипозиционных микропереключателей, связанных в группы, для представления одно, двух, четырех-разрядных (в зависимости от специфики вводимой информации) десятичных чисел, рис. 4. Вывод информации производится на стандартную пятидорожечную п/л в виде блоков с жесткой структурой и определенными маркерными заголовками. Используемый в приставке электрический управляемый перфоратор 332,5 производства ЧССР (перфоратор к организационному автомату CONSUL - 253), обеспечивает перфорацию 15-20 знаков в секунду с интервалом 2,54 мм между соседними строками. Снятая датчиками информация с измеренными координатами события выводится на п/л при нажатии на педаль, перфорация отдельных маркерных символов и информационных блоков вызывается кнопками. Приставка обеспечивает возможности: визуального контроля (по декаэронным индикаторам) информации считываемой тремя (X , Y , Z) датчиками; звуковую индикацию переполнения счётных устройств каналов X , Y , Z , блокировку вывода и сброс информации в этих случаях; регистрацию числа произведенных отсчётов (координат Z , либо наборов координат x , y и x , y , z);

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29
МАТЕ- риал	НОМЕР СЛОЯ			НОМЕР СОБЫТИЯ			НОМЕР КВАДРАТА			N ₃	N ₀	N ₆	J	N AD	RESERVE	MODE	НОМЕР СЛЕДА		ЗАРЯД	ΔY	ΔX							

Рис. 4 Наборник служебной информации

возможность визуального (по индикаторам) контроля знаков выводимой строки и контроля сбоев перффоратора с блокировкой вывода информации при сбое; контроля входных цепей приставки с помощью внутреннего генератора. При обеспечении приставки платой связи с ЭВМ, полученная информация может быть передана непосредственно в ЭВМ.

Широкий набор стандартных блоков и маркеров для вывода информации и высокая техническая оснащённость стойки EMULSON выгодно отличают этот прибор от имеющихся в настоящее время подобных отечественных устройств. Перечисленные свойства обеспечивают большую универсальность, удобство и надёжность прибора при организации точных измерений в ядерных фотоэмульсиях.

Образцы электронной полуавтоматической приставки используются в сопряжении с микроскопами К S M-I, также отличающимися высокими техническими характеристиками. Ниже приведены некоторые характеристики микроскопа К S M-I, ^{/2I/} определяющие точность и возможности при измерении параметров многократного кулоновского рассеяния (м.к.р) частиц.

Общий предел перемещения вдоль оси X	- до 55 мм
Наименьшее оценемое значение шкалы X	- 1 мкм
Фиксированные перемещения вдоль оси X	- 50, 100, 250, 500 мкм
Среднее значение сумм вторых разностей отклонений в Y направлении от прямолинейного перемещения вдоль оси X на длине 1000 мкм (Y шум)	- 0,02 мкм
Предел перемещения вдоль оси X	- 55 мм
Пределы изменения измерительной шкалы многократного рассеяния от её центра.	± 17 мкм

Погрешность измерений по шкале м.к.р. менее 0,02 мкм.

Общее увеличение микроскопа при использовании объектива 50x и окуляров 12,5x - 1250

Используемые для измерений м.к.р индексные линии, параллельные оси X, нанесены с высокой точностью и разделяют поле зрения микроскопа на полосы шириной $15 \pm 0,02$ мкм /21/.

При сопряжении датчика приставки с валом шкалки м.к.р микроскопа КСМ-1 средний масштабный множитель \bar{K}_Y соответствующий числу сгенерированных датчиком сигналов при сдвиге объектива на 1 мкм по оси OY, был найден по множеству измерений и с учётом ошибки оказался равен: $\bar{K}_Y = 113,35 \pm 0,20$ мкм⁻¹.

Аналогичный масштабный коэффициент для перемещений вдоль оси X равен $K_X = 8 \pm 0,03$ мкм.⁻¹

Г Л А В А П

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ АНАЛИЗА ИНФОРМАЦИИ ПРИ ПОЛУ- АВТОМАТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ К S M-I/EMILSON ОБЕСПЕЧЕНИЕ И ОРГАНИЗАЦИЯ ПОЛУАВТОМАТИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ИМПУЛЬСОВ ЧАСТИЦ

2.1. Структуры блоков информации и режимы работы полуавтоматического блока

Рассмотрим организацию вывода информации с помощью электронного блока. На рис.5 представлены структуры блоков информации (с соответствующими маркерными символами, показаны черными кружками), записываемой на перфоленту. Последовательность перфорации строк - сверху вниз, согласно рис.5, при этом старшие двоичные разряды в строке расположены справа. Блоку с маркерным символом `EVENT` соответствует служебная информация, обусловленная состоянием 22х переключателей наборника. Значения 0, 1, 2 переключателя 22 (`MODE`), рис.5, имеют внутреннюю интерпретацию, определяя, соответственно, три различных структуры блока вывода регистрируемых координат `PEDAL` . Значение координаты `Z` может быть выведено независимо (отдельно от других блоков). Так же, независимо, осуществляется вывод сведений о номере и заряде следящей информации, зафиксированной положением переключателей 23-24 и 25 наборника (рис.5 , 4, блок `TRACK`).

Электронный блок оснащен набором маркеров: `END`, `ERROR`, `RESERVE1`, `RESERVE2` , предназначенных для организации процедуры оформления служебной информации и результатов измерений в виде структуры, удобной для внесения коррективов, последующего анализа и интерпретации.

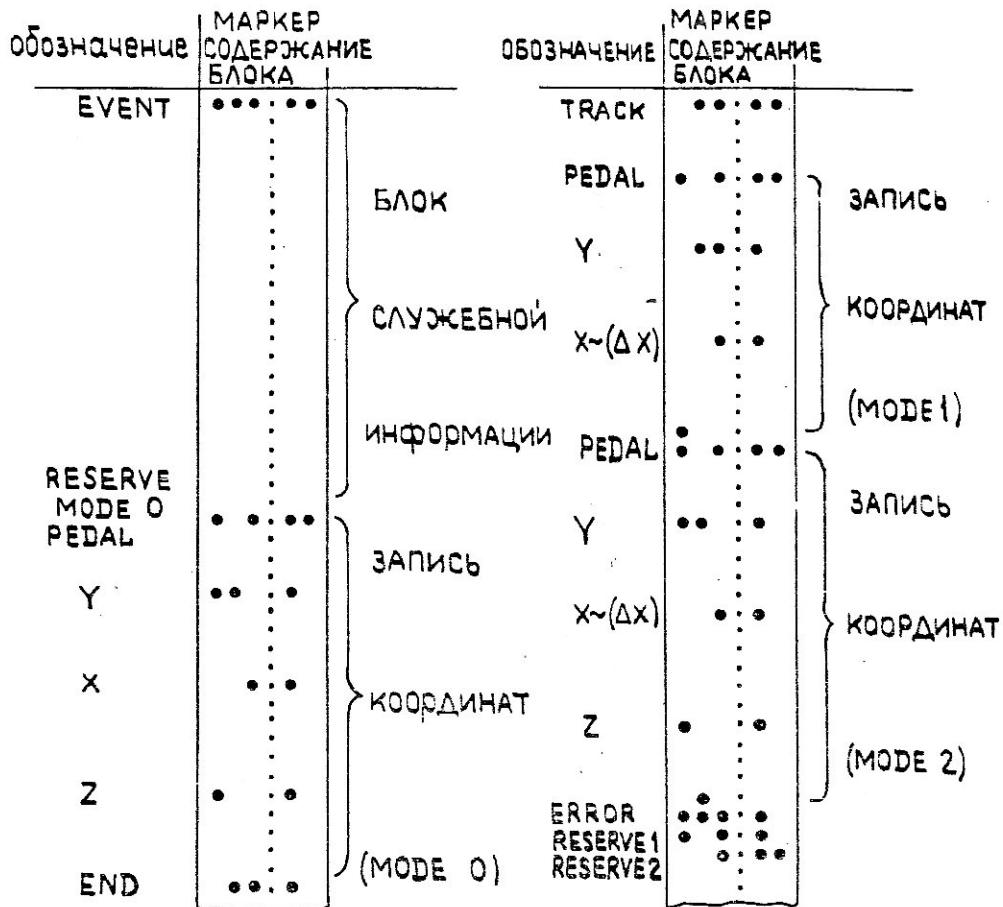


Рис.5 Структуры блоков информации, маркеры

В дополнение к стандартным модификациям регистрации координат, при сопряжении микровинта измерений углов микроскопа K S M-I с датчиком IGR, результаты непосредственных измерений углов φ (в пределах $0 \div 360^\circ$) могут быть выведены в блоке PEDAL под заголовком X (ΔX) при значении интерпретатора MOD E-2. В целом, совокупность модификаций съема и вывода информации электронным блоком EMULSON обеспечивает, практически, все виды измерений в фотоэмульсиях: геометрические, ионизационные, импульсные.

2.2. Вариант организации выводимой информации

Для организации измерений с помощью полуавтоматического блока диссертантом совместно с А.И.Салтыковым /42/ был разработан пакет программ анализа информации, регистрируемой на п/л. Пакет программ может быть использован также при установлении непосредственной связи с ЭВМ (без вывода данных на перфоленту), что является перспективой. В связи с этим, а также с учётом невысокой надёжности п/л как носителя информации, в пакете программ предусмотрена возможность записи информации по файлам на архивную магнитную ленту (МЛ) с присвоением файлам имени, регистрацией даты записи и организацией каталога файлов. При разработке пакета программ чтения и анализа информации были учтены все модификации работы прибора EMILSON, которые могут быть использованы для полуавтоматических измерений, выполнимых на микроскопе КСМ-1. Конкретно, комплекс этих программ применен для полуавтоматических измерений параметров м.к.р. и расчёта величин ρ_V следов, но также успешно может быть организован для геометрических и ионизационных измерений.

Рассмотрим вариант организации информации, выводимой на перфоленту при измерениях м.к.р. частиц. Структура выводимой информации останется практически неизменной при осуществлении непосредственной передачи в ЭВМ.

Ввиду ограничений, связанных с объёмом памяти (пакет обрабатывающих программ в основном написан на ФОРТРАНЕ и ориентирован на БЭСМ-6), и удобств разового ввода перфоленты в читающее устройство ЭВМ, информация разделялась на порции. Единая и законченная

последовательность первичных данных - результатов измерений в одном или нескольких событиях, зарегистрированных на одном отрезке перфоленты, принята перфоленточным файлом (ПФ). Отрезки перфоленты (файлы) маркируют с помощью заголовков, определяющих номера п/л файлов и соответствующих файлов записи на МЛ. Для этой цели был применен стандартный блок EVENT со значением 7 в ячейке RESERVE наборника (см.рис. 5, блок EVENT). Сведения о характеристиках события, дате измерения и коде наблюдателя, слое эмульсии заносятся в блоки EVENT , отличающиеся значениями, набранными в ячейке RESERVE (числами 0, 3, 5, которые соответствуют названным блокам и их идентификаторам - EVENT , EVEN3 , EVEN5). На рисунке 6 дана схема структуры отрезка перфоленты, содержащего несколько п/л файлов, где идентификаторы расположены согласно оптимального порядка следования соответствующих блоков информации при измерениях. Маркер END использован как символ конца измерений события. Физическим признаком окончания файла при вводе п/л в читающее устройство ЭВМ принят "длинный прогон" (д.п.) - отрезок перфоленты с числом подряд следующих нулевых строк большим некоторого выбранного значения (250 нулей или 62,5 см перфоленты). Появление двойного такого прогона (500 нулевых строк) при вводе п/л вызывает окончание ввода п/л. С целью облегчения визуального разделения информации на перфоленте при её оформлении, между блоками допущены короткие "прогоны" (к.п.) перфоленты (менее 250 нулевых строк).

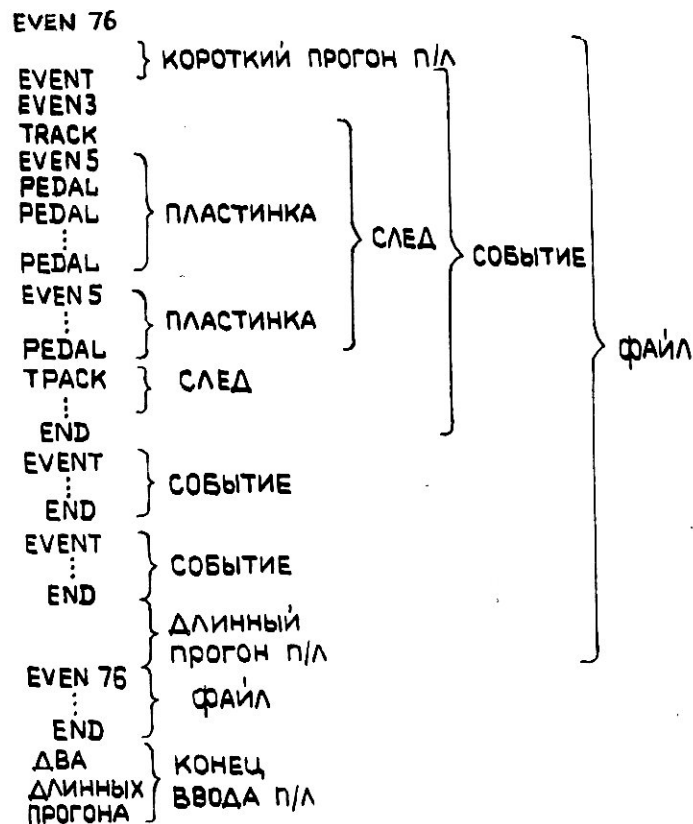


Рис.6. Оптимальная структура информации на отрезке перфоленты.

2.3. Некоторые принципы организации пакета программ для чтения анализа и записи информации на магнитную ленту

На основании принятых положений и опыта отладки методики измерений в целом, были отработаны некоторые организационные принципы. С учётом этих принципов были определены функции и организация программы анализа выводимой информации. Запишем наиболее важные из них.

I. Единицей обрабатываемой информации принят один ПФ, максимальная длина которого не должна превышать 250 метров. С точки

зрения удобств оформления и ввода п/л в ЭВМ, оптимальная длина файла ~ 50 метров. Число последовательно вводимых файлов фактически ограничивается ёмкостью архивной магнитной ленты, на которую записываются копии ПФ.

2. Вводимая информация в объёме одного п/л файла считывается полностью за один цикл в оперативную память ЭВМ БЭСМ-6, используемую в предельном объёме доступном одной задаче /43/. Считывание производится порциями по 9 чисел (строк п/л). Каждое число представляет пять двоичных разрядов и упаковывается в одну ячейку буферного массива. При установленном размере буферного массива 12000 ячеек за один цикл может быть введено около $12000 \times 9 = 108 \cdot 10^3$ чисел (строк), что соответствует длине ПФ ≈ 274 м при среднем стандартном расстоянии между строками п/л 2,54 мм. Введенная в буферный массив точная копия информации, зафиксированной на ПФ (включая дефекты перфоленты), распаковывается, считывается и анализируется обрабатывающими программами. Это делается так же как и при непосредственной расшифровке перфоленты. Поэтому в дальнейшем, с точки зрения анализа информации, файл перфоленты, его копия в оперативной памяти ЭВМ или на архивной МЛ в виде файла с именем приняты эквивалентными.

3. Наличие заголовка у перфоленточного файла (идентификатор- EVEN76) является обязательным условием его оформления. Отсутствие заголовка на вводимой п/л вызывает поиск его программой до первого обнаружения.

4. Общее опознание структурных блоков EVEN76, EVENT, EVEN3, EVENS (как и других) при расшифровке п/л ведётся по маркеру EVENT (число 29 в строке), а их точная идентификация осуществляется по значению ячейки наборника RESERVE блока EVENT.

5. Анализ информации при расшифровке её программами обработки производится в соответствии с, так называемым, принципом субординации блоков /42/. Уровень старшинства соответствует месту блока на схеме структуры, рис.6. Самым старшим по рангу является блок EVEN 76. Расшифровка информации, содержащейся в каждом ЦФ, ведется поблочно, путем поиска и опознавания маркерных символов. Считываемый символ сравнивается с искомым маркером. Одновременно можно вести поиск трёх маркеров (блоков) в расчёте на возможные ошибки оператора при отклонении от предписанной структуры оформления п/л. При совпадении значений считанного символа и искомого маркера, расшифровка последующих строк производится в соответствии с размером и структурой опознанного блока.

6. Блоки служебной информации (EVEN 76, EVENT, EVEN 3, TRACK, EVEN 5) расшифровываются с учётом следующих правил. Считанный блок размещается в буферном блоке и хранится в нём до обнаружения и считывания следующего. Если новый считанный блок идентичен предыдущему (очевидно, новый расположен на п/л непосредственно вслед за предыдущим блоком), то новый блок вытеснит из буферного предыдущий блок. Таким образом, при считывании последовательности одноименных блоков служебной информации расшифровывается и распечатывается только последний из них, за которым найден блок другой идентификации. Это даёт оператору возможность в процессе измерения корректировать записанную служебную информацию путём повторной или многократной перфорации одноименного блока с исправлениями ошибок.

При нахождении блока с идентификатором более высокого ранга, обрабатывающая программа (в соответствии с введенным принципом

субординации блоков) производит дальнейший поиск и расшифровку информации уже от места обнаруженного идентификатора в структуре п/л, предварительно обработав накопленный материал.

7. Операции чтения п/л, её анализа, обработки результатов измерений, записи информации на архивную МЛ выполняются пакетом обрабатывающих программ за один цикл. Такой режим работы пакета является основным.

8. При записи на архивную МЛ информация, содержащаяся в буферном массиве в упакованном виде, образует файл с именем - идентификатором из букв и цифр, соответствующих номеру, взятому из заголовка EVEN 76 перфоленточного файла. Чтение файлов с архивной МЛ, оснащенной средствами ведения учёта записей, производится также поименно. Имеется возможность стирания ненужных файлов и спрессовки информации для устранения появившихся "просветов". При необходимости может быть получен каталог записанных на МЛ файлов с указанием дат записей и их размеров. Описанные в этом пункте операции выполняются с использованием библиотечных программ К IOI ЭВМ БЭСМ-6/44/.

2.4. Основные ошибки при полуавтоматических измерениях, их выявление и устранение средствами пакета обрабатывающих программ

В процессе измерений возможны различные ошибки, возникающие как по вине оператора, так и при работе прибора в целом: микроскопа, электронной приставки, перфоратора. Нестандартная ширина перфоленты, а также нарушения её формы приводят к появлению ошибок при считывании информации в процессе ввода в ЭВМ.

Поэтому, очевидно, выделение ошибок и их источников являлось одной из основных функций пакета программ анализа и первичной обработки информации.

Ошибки оператора могут быть вызваны как нарушениями методики измерений (например, отступлением от предписанной последовательности или правил измерений) так и ошибками, связанными непосредственно с производением отсчётов. Совершение таких фатальных ошибок неизбежно приводит к искажению результатов измерений. Ошибки же, связанные с регистрацией оператором служебной информации или изменением предписанного порядка её следования, могут быть обнаружены и устранены по получении распечатки с результатами. Сбои в работе приставки также могут привести к подобным фатальным и нефатальным ошибкам. Перечислим основные из них:

- 1) нарушение структуры п/л;
- 2) неверный набор служебной информации;
- 3) перфорация чисел больших 9 при вводе информации с датчиков и наборника;
- 4) нарушения структур блоков, вызванные сбоями в работе прибора;
- 5) генерация символов не предусмотренных стандартным набором.

Благодаря гибкой организации программ анализа п/л и оснащению их широким набором диагностических и осведомительных сообщений, оператору позволяет допускать значительные отклонения от предписанных операций в порядке регистрации служебной информации при оформлении п/л и в последовательности действий при измерениях, если совершенные ошибки не приводят к искажению результата. При этом, однако, пакет программ обеспечивает строгий контроль работы приставки и последовательности действий оператора с выдачей

необходимых сообщений в распечатке. Такая организация программ будет удобна и необходима в режиме непосредственной связи приставки с ЭВМ. Ниже приведен перечень общих нарушений, контроль и диагностирование которых обеспечивает комплекс программ чтения и анализа п/л.

1. Отсутствие нужных заголовков (блоков) и нарушение порядка их следования.

2. Нарушения размеров и структур блоков при перфорации.

3. Наличие в любом из структурных блоков строк с числами большими 9 при перфорации чисел с наборника или информации с датчиков. В этих случаях в распечатке сообщается число ошибочных строк в блоке, строки распечатываются.

4. Генерация посторонних символов, не предусмотренных структурой анализируемого блока или перфоленты. При обнаружении ошибки, помимо диагностического сообщения производится распечатывание ошибочного символа одновременно со значением искомым программой маркеров. Часто повторяющейся "ошибкой" прибора являлась неверная, по причине сбоя, перфорация маркера блока PEDAL. Средствами пакета ошибка диагностируется, маркер и блок опознаются. Пакетом предусмотрена возможность распечатать выведенную информацию порочно в виде таблицы, где каждое десятичное число соответствует символу определенной строки п/л. Комплекс программ оснащен удобными возможностями коррекции каждого последнего (в режиме текущих измерений) блока информации. Для этого (см. раздел 2.3) допускается многократная последовательная пробивка на п/л одноименного блока (последний считается верным). В режиме регистрации координат для исключения ошибочного текущего отсчёта с заменой его на

правильный используется маркер ERROR . Применение этого маркера в других случаях диагностируется как неточность действий оператора.

Процесс измерений и их обработка организованы таким образом, что наблюдатель может совершать короткие прогоны п/л после перфорации любого из блоков или маркеров. Это позволяет наблюдателю, в случае сомнений, визуально и оперативно оценить правильность последних действий своих и прибора. Более того, оказалось удобным введение коротких прогонов (пустых участков на п/л) как возможных (но не обязательных) элементов структуры перфоленты. Введение прогонов в процессе измерений позволяет исправить блоки служебной информации на стадии редактирования п/л путём повторной перфорации одноименного блока в прогон вслед за исправляемым и избежать, таким образом, процедуры монтажа (вырезания и вклеивания участков п/л). Однако, эта процедура может быть проведена достаточно легко, если прогоны в соответствующих местах были предусмотрены заранее. Предусмотрение к.п. для редактирования с использованием монтажа особенно эффективно при измерениях м.к.р., когда ошибки, допущенные в отсчётах в одном из многих слоёв, исправляют повторными измерениями в этом слое. Затем проводят замену дефектного участка перфоленты на соответствующий "правильный", производя склеивание п/л в местах коротких прогонов. Такой монтаж п/л надёжен и не вызывает потери информации при считывании. Выделение участков измерений короткими прогонами на п/л показано на рис.6, этот методический приём удобен и для визуального контрольного просмотра всего файла п/л.

2.5. Алгоритмы расчёта характеристики РВ ,сервисные возможности и режимы работы пакета программ

Для оценок м.к.р. частиц в программе расчёта используется ρ -метод. Этому методу отдано предпочтение, так как он достаточно точен, не требует громоздких вычислений и широко применяется экспериментаторами /45/. Изложенные ниже основные алгоритмы вычислений использованы коллективами эмульсионного сотрудничества при подготовке материалов работ /46,47,48/.

При полуавтоматических измерениях м.к.р. регистрация координат x_i, y_i точек следа производится в режиме MOD EI. Результаты измерений-наборы y_i координат, сгруппированные по принадлежности к пластинкам, в которых проведены измерения следа, образуют массив исходных данных. Координаты x_i отсчётов нужны для проверки соответствия расстояний между смежными отсчётами выбранной длине ячейки t_0 $i = 1, \dots, n$ - число отсчётов на всей длине следа. Отдельно по каждой из пластинок по значениям y_i определяются первые, вторые и третьи разности координат: $S_i = y_{i+1} - y_i$; $D_i = S_{i+1} - S_i$; $T_i = D_{i+1} - D_i$. Полученные значения образуют наборы вторых и третьих разностей, для которых вычисляются средние величины измеренных параметров:

$$\overline{D}_{\text{изм}}^* = \frac{\sum |D_i|}{n-2} \quad ; \quad \overline{T}_{\text{изм}}^* = \frac{\sum |T_i|}{n-3} ;$$

Операции коррекции anomalно больших значений в рядах вторых и третьих разностей производятся параллельно и независимо замещением значений $|D_i| > 4 \overline{D}_{\text{изм}}^*$ и $|T_i| > 4 \overline{T}_{\text{изм}}^*$ на значения $4 \overline{D}_{\text{изм}}^*$ и $4 \overline{T}_{\text{изм}}^*$ соответственно. Процедуры замещения повторяются до окончательной очистки массивов D_i и T_i от anomalно больших значений.

По очищенным, таким образом, наборам вычисляются скорректированные средние разности и величина их отношения, параметр ρ :

$$\rho_{\text{изм.}} = \overline{T}_{\text{изм.}} / \overline{D}_{\text{изм.}}$$

В соответствии с описанным в разделе I.2.4 методом, по величине $\overline{D}_{\text{изм.}}$ определяется средняя вторая разность, обусловленная кулоновским рассеянием:

$$D_k = D_{\text{изм.}} \sqrt{\frac{\rho_{\text{л}}^2 - \rho_{\text{изм.}}^2}{\rho_{\text{к}}^2 - \rho_{\text{к}}^2}}, \quad (\text{см. соотношения I.13; I.6; I.7})$$

Найденные параметры D_k и $\rho_{\text{изм.}}$ оцениваются совокупностью неравенств:

$$D_k > 0,3; \quad \rho_{\text{изм.}} < 1,55, \quad (2.1)$$

устанавливающих надлежащее превышение сигнала над шумами и уровень ρ - параметра, обеспечивающий надёжную оценку величины кулоновского рассеяния. Если одно или оба из этих неравенств не выполняются, то интервал t , разделяющий смежные отсчёты y_i , увеличивается на величину t_0 и процедура подготовки массивов и оценок параметров повторяется сначала. По мере увеличения длины интервалов между измерениями, число первичных отсчётов (y_i) по каждой отдельной пластинке сокращается. Наборы отсчётов, не позволяющие образовать требуемое число третьих разностей по отдельной пластинке, исключаются. Оценка параметров рассеяния проводится по совокупности пластинок, обеспеченных достаточным количеством отсчётов. Вычисление параметра $\rho_{\text{вс}}$ проводится по (1.7)

$$\rho_{\text{вс}} = \frac{K z t^{3/2}}{57,29 \cdot D_k} \cdot 10^{-4} (\text{ГэВ}) \quad (2.2)$$

где K - постоянная, выбранная для проведения измерений на следах релятивистских частиц численно равной $28,5^{16/}$, t - длина окончательной ячейки в мкм. Величина ошибки в оценке параметра

вычисляется по формуле: $\Delta \rho_{\text{вс}} = \rho_{\text{вс}} / \sqrt{N-1}$ (2.3)

где N - число независимых вторых разностей при последней процедуре увеличения ячейки /32/.

Учёт эффектов, обусловленных дисторсией, осуществлен в программе по способу, предложенному в /16/ коррекцией вторых разностей координат D_i . Вторые разности, исправленные на дисторсию в слое равны:

$$D_{i0} = D_i - \overline{D}_i + \overline{T}_i \left[\frac{N+3}{2} - (i+1) \right]. \quad (2.4)$$

Для исправленных значений вычисляются третьи разности и т.д.

Такая корректировка оказалась эффективной на следах с большим числом аномальных значений D_i .

Реализованную программой процедуру измерения следов в одной пластинке, можно представить как последовательность нескольких независимых измерений меньших отрезков следа, что удобно для измерений, проводимых на большой длине и на следах сильно рассеивающихся частиц. Программа фиксирует значение начальной ячейки t_0 , выбранной оператором. Попытка изменения этой величины с помощью наборника до окончания измерений следа игнорируется и диагностируется как неточность действий оператора. Несоответствие же величины t_0 и интервалов ΔX между отсчётами диагностируется и вызывает отбраковку соответствующего отрезка. Исключение отрезков, с выдачей надлежащего сообщения, производится при выявлении среди отсчётов блоков PEDAL с нарушенной структурой.

Оценка м.к.р. частиц проводится по участкам следа (наборам отсчётов), не содержащих нарушений. В программе предусмотрена возможность искусственной отбраковки отрезков следа и оценки м.к.р. по оставшимся участкам. При этом, записанные при первой обработке на МЛ в виде файла с именем исходные данные одного или нескольких следов, могут быть многократно считаны и обработаны по любой совокупности измеренных участков (пластинок). Такая возможность

потребовалась, например, для оценок, проводимых в работе /49/.

Принятая структура перфоленты допускает проведение необходимой корректировки информации на п/л файле как в процессе измерений, так и после первичной обработки, на основании полученных диагностических замечаний путём добавочных перфораций или монтажа (см.раздел 2.4).Выход на счётную часть программы закрыт в перечисленных ниже случаях:

- 1) при наличии ошибок в измерениях (PEDAL);
- 2) при недостаточном числе отсчётов;
- 3) при отсутствии заголовка EVEN76 или заголовков EVEN5.

Пакет обрабатывающих программ /42/ может работать в трёх различных режимах:

- 1) чтение перфоленты, анализ, счёт, запись на магнитную ленту (основной режим);
- 2) чтение требуемых файлов с магнитной ленты, анализ, счёт;
- 3) чтение перфоленты, анализ, счёт без записи на МЛ.

В любом режиме предусмотрен вывод результатов счёта на перфокарты и в виде сжатой распечатки с диагностическими и осведомительными комментариями. В дополнение к этому может быть получена таблица с распечаткой п/л файла и, при необходимости, распечатка блоков PEDAL , что удобно для точного установления мест сбоев прибора при перфорации блоков, если это не очевидно. Режим работы задаётся объявлением головной программы с помощью управляющей карты *MAIN /43/. Основной режим является стандартным (не требует карты *MAIN).

Осуществляемый пакетом программ общий контроль (см.раздел 2.4) даёт возможность установить не наблюдаемые непосредственно сбои в работе прибора, существенно сократить время проверки его перед измерениями, повысить надёжность измерений.

2.6 Практические измерения импульсов частиц с помощью KSM-I/EMULSON

Надёжность и точность работы пакета программ, обеспечивающих полуавтоматические измерения импульсов, а также полуавтомата в целом, была проверена и подтверждена рядом тестовых измерений, выполненных в процессе отладочных работ. При этом полученные результаты сравнивались с результатами параллельно проведенных "ручных" измерений.

На рисунке 7 представлено распределение величин $\rho\beta$ для серии измерений, проведенных на 66 следах пучковых протонов с импульсом $P_0 = 4,5$ ГэВ/с ($\rho\beta_0 = 4,4$ ГэВ/с) в нескольких эмульсионных слоях типа БР-2. Набор результатов для 66 измерений имеет следующие характеристики: $\overline{\rho\beta} = 4,45 \pm 0,09$ ГэВ/с;

$\sigma = 0,74$ ГэВ/с. На рисунке не показан вклад оценки, давшей $\rho\beta_i$, превышающее на величину 4σ значение $\overline{\rho\beta}$. Без этого измерения получим: $\overline{\rho\beta} = 4,4 \pm 0,08$ ГэВ/с. Оба результата хорошо согласуются с величиной $\rho\beta_0$.

Краткие выводы к главе II

Для организации полуавтоматических измерений в ядерных фотоэмульсиях с помощью электронной приставки EMULSON и микроскопа KSM-I разработан пакет программ, обеспечивающих на ЭВМ БЭСМ-6 анализ первичной информации, выводимой на п/л, и хранение её в упакованном виде на МЛ в виде файлов с именами.

Результаты измерений - файл (или часть его, например, данные одного следа), а также несколько файлов, могут быть считаны с МЛ для повторной обработки.

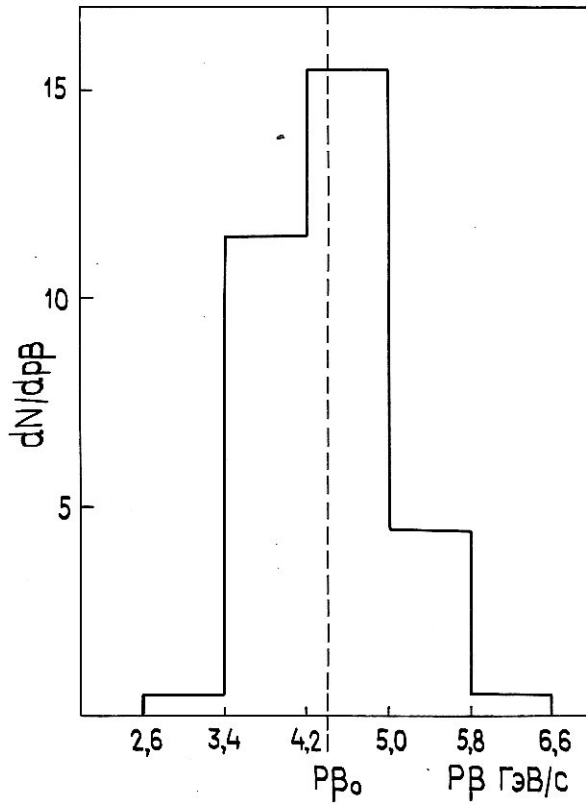


Рис.7. Распределение величин $P\beta$ для измерений на следах первичных протонов.

Пакет программ был применен для обеспечения измерений импульсов частиц. Предложенная организация измерений, структуры перфоленты и программ её анализа позволяет не только выявить все поддающиеся контролю нарушения в работе прибора и оператора, но и оптимально проводить коррекцию полученного экспериментального материала.

Наличие в пакете средств контроля электронной приставки позволяет своевременно и точно установить ряд не наблюдаемых непосредственно (редко проявляющихся) сбоев в работе прибора, организовать его профилактику, существенно сократить время проверки прибора перед началом измерений.

Оснащение пакета средствами контрольной и осведомительной диагностики позволило облегчить и ускорить процесс обучения оператора, совершенствования его навыков.

Результаты практических измерений импульсов релятивистских частиц в p , ^{12}C , ^{22}Ne - взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии свидетельствуют о надёжности полуавтоматических измерений и несомненном преимуществе их перед обычными "ручными".

Осуществление автоматизации на основе K S M-I/EMULSON, в сочетании с сервисными возможностями пакета программ первичной обработки информации позволило в измерениях м.к.р. частиц повысить точность и надёжность результатов. Общая производительность труда оператора увеличилась ~ в 3 раза. Разработанный пакет программ может быть организован для обеспечения любых измерений, выполнимых с помощью приборов K S M-I/EMULSON, в том числе для измерений в режиме непосредственной связи с ЭВМ.

Г Л А В А Ш

СПЕКТРЫ ПРОТОНОВ И π^{\pm} МЕЗОНОВ В НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ p , ^{12}C , ^{22}Ne С ЯДРАМИ ФОТО- ЭМУЛЬСИИ ПРИ $\sim 4,5$ ГЭВ/С НА НУКЛОН

Исследование неупругих взаимодействий релятивистских ядер с ядрами фотоэмульсии проводится путём изучения множественности рождения вторичных частиц, их характеристик и свойств их спектров. При этом, как правило, вторичные однозарядные частицы объединяют в широкие классы - S^- , Q^- , B^- - частицы в зависимости от их ионизирующей способности, пробегов, потерь энергии.

Выделение вторичных частиц по их природе и, т.о., получение более полной информации о взаимодействиях в я.ф.э. помимо общей большой трудоёмкости сопряжено с методическими ограничениями. Это, в частности, связано с малым различием в ионизационных потерях однозарядных частиц с импульсом выше 1 ГэВ/с. В настоящей работе, в основном, преодолены указанные методические затруднения. Материалы, объединяемые диссертацией восполняют практическое отсутствие фотоэмульсионных данных по спектрам углов вылета, импульсов рожденных в столкновениях ядер (вторичных) частиц - π^{\pm} и p . В этом смысле, в настоящей работе сделан первый шаг в направлении получения детальной информации о спектрах этих частиц - показан способ и осуществлено выделение релятивистских π^{\pm} - мезонов и протонов, получены их спектры во взаимодействиях ^{12}C , ^{22}Ne ядер с ядрами фотоэмульсии.

3.1. Спектры π^{\pm} - мезонов и протонов в столкновениях протонов с ядрами фотоэмульсии при 4,5 ГэВ/с

3.1.1 Экспериментальный материал

Используемый в этом разделе диссертации экспериментальный

материал был получен при облучении слоев ядерных фотоэмульсий БР-2 (размером $200 \times 100 \times 0,6 \text{ мм}^3$) протонами с импульсом $4,5 \text{ ГэВ/с}$, ускоренными на синхрофазотроне ОМЯИ. Плотность облучения составляла $2 \cdot 10^4$ протонов на см^2 . Поиск взаимодействий проводился вдоль следов протонов. К упругим взаимодействиям, исключенным из рассмотрения, были отнесены события типа $0 + 0 + 1$ (числа b -, g -, s - частиц в событии), с углом релятивистского следа $\theta < 5^\circ / 46,50/$. Вторичные частицы были разделены на s , g и b типы по общепринятым, описанным в 1.2.2. критериям. Релятивистские $-s$ - частицы выделены по относительной ионизации условием: $g/g_0 < 1,4$ (g_0 - плотность ионизации на следе первичного протона). Экспериментальный ансамбль следов s - частиц, используемый в данной работе, был набран из ~ 520 событий.

В связи с усложнением измерений на крутых следах, пространство измерений в фотослое представляет лишь часть объёма, ограниченную предельными углами наклона $\pm \alpha_0$ лучей из центра звезды к плоскости фотослоя. При этом, очевидно, следы, с углами вылета удовлетворяющими условию: $|\theta_i| \leq |\alpha_0|$ измеряются в полном наборе, то же справедливо для следов с $|180^\circ - \theta_i| \leq |\alpha_0|$. Количество следов, испущенных в полный телесный угол, учитывается геометрическим фактором:

$$W_i = \frac{\pi / 2}{\arcsin(\sin \alpha_0 / \sin \theta_i)} \quad (3.1)$$

где θ_i - угол вылета данной частицы. При условии $|\theta_i| \leq |\alpha_0|$, принимаем $W_i = 1$. Полное число релятивистских следов, выбранных с граничными углами погружения $\alpha_0 = 5^\circ$ и $\alpha_0 = 7^\circ$ (для части событий), оказалось равным 274.

3.1.2. Разделение S - частиц на π^\pm - мезоны и протоны

При выделении результирующего набора частиц первичные данные, представленные разными исследовательскими коллективами, были проанализированы на совместимость исходных спектров $p\beta$ и их средних характеристик. Следует отметить, что используемые измерения м.к.р. частиц проведены с необходимой тщательностью, по возможности, на длине ~ 5 см, средняя относительная погрешность на следах S - частиц равнялась: $\langle \Delta p\beta / p\beta \rangle \approx 0,15$. Для подавляющего большинства частиц (всех с $p\beta \leq 1,2$ ГэВ/с) эта величина соответствовала $\sim 0,12$. В ЛВЭ измерения были выполнены на полуавтоматическом микроскопе. На рисунке 8 пунктиром дан спектр $p\beta$ релятивистских частиц из $p + \text{эм.}$ столкновений в сравнении с аналогичным спектром S - частиц из $^{12}\text{C} + \text{эм}$ взаимодействий (раздел 3.2.2).

Применяемый в работе стандартный критерий выделения S - частиц $Q/Q_0 < 1,4$, соответствует условию: $p\beta_\pi > 120$ МэВ/с и $p\beta_p > 800$ МэВ/с отбора пионов и протонов /9,51/. Таким образом, в рассматриваемом наборе S - следов, частицы с $p\beta_i < 800$ МэВ/с являются π^\pm - мезонами (учитывая относительно малый выход K^\pm частиц, их вкладом пренебрегаем). Выделение пионов из набора S - частиц (π^\pm и p) в области значений $p\beta > 800$ МэВ/с было проведено статистически с использованием импульсного спектра π^\pm - мезонов из неупругих pn (pn) столкновений, полученного с помощью 1-метровой водородной камеры ЛВЭ ОИЯИ при близкой энергии пучковых частиц. /52,53,54/. Для этого, до границы $p\beta = 0,8$ ГэВ/с части спектров "эмульсионного" (содержащего только пионы) и "камерного"

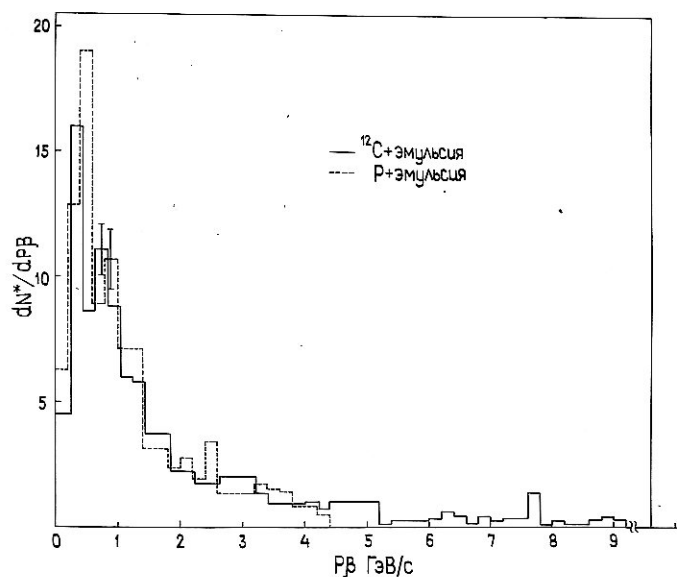


Рис.8. Спектры S - частиц из $p + \text{эм}$ и $^{12}\text{C} + \text{эм}$. взаимодействий при 4,5 А ГэВ/с. На рисунке не показана высокоимпульсная часть спектра для $^{12}\text{C} + \text{эм}$. взаимодействий.

для π^\pm - мезонов были уравнены по площади. "Хвост" спектра пионов из np ($p\pi$) взаимодействий выше границы $p\beta > 0,8$ ГэВ/с использован для разделения следующим образом: каждая частица с данным $p\beta_i$ из определенного бина эмульсионного спектра была отнесена к группе пионов с весом пропорциональным коэффициенту $W_{\pi i}^*$, равному отношению площади соответствующего бина "камерного" спектра к площади такого же бина спектра $p\beta$ в фотоэмульсии. Аналогичный коэффициент $W_{p i}^*$, пропорционально которому та же частица принималась протоном, очевидно, находился как

$W_{p i}^* = 1 - W_{\pi i}^*$. Результирующие вклады каждой рассматриваемой частицы в спектры π^\pm - мезонов и протонов определялись с

учетом геометрического фактора следующим образом: $W_{\pi i} = W_{\pi i}^* \cdot W_i$;

$W_{p i} = W_{p i}^* \cdot W_i$. При такой процедуре выделенным "пиону" и "протону" приписывался угол θ_i - угол наблюдения исходной частицы, в предположении, что угловые характеристики пионов и протонов в области разделения отличаются незначительно. Справедливость такого допущения показана в разделе 3.3.3, где проведены необходимые сравнения на статистически обеспеченном материале. Средние импульсы пионов и протонов полученных "эмульсионных" спектров равны соответственно:

$$\langle p_\pi \rangle = 710 \pm 40 \text{ (МэВ/с)} ;$$

$$\langle p_p \rangle = 2310 \pm 80 \text{ (МэВ/с)}$$

В работе /46/ был применен другой способ статистического разделения частиц. В области разделения (в данном случае от 0,8 до 2,2 ГэВ/с, где вклад пионов в s частицы существен) величина $W_{\pi i}^*$ для частицы с $p\beta_i > 0,8$ ГэВ/с определялась как

$$W_{\pi i}^* = \frac{|p\beta_i - 2,2| \text{ ГэВ/с}}{(2,2 - 0,8) \text{ ГэВ/с}} ,$$

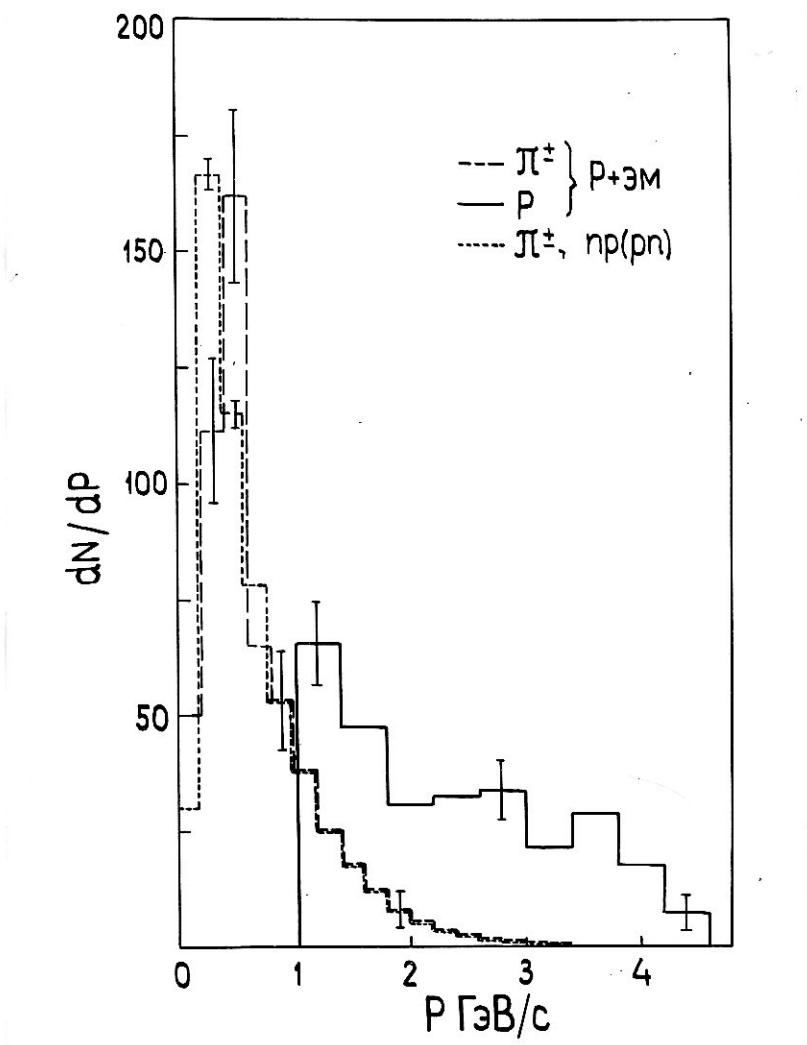


Рис.9. Импульсные спектры π^\pm - мезонов и протонов из p+эм. неупругих взаимодействий.

для протона $W_{pi}^* = 1 - W_{\pi i}^*$. Вклады каждой частицы в спектры пионов и протонов определялись, как и в предыдущем случае, с учётом геометрического фактора. Этот способ разделения применен

на используемом в работе наборе S - частиц только для сравнения и дал следующие средние характеристики спектров::

$$\langle P_{\pi} \rangle = 680 \pm 40 \text{ (МэВ/с)}$$

$$\langle P_p \rangle = 2290 \pm 80 \text{ (МэВ/с)}$$

Таким образом, полученные разными способами средние величины достаточно близки, что свидетельствует о справедливости методических подходов и полученных значений.

3.1.3. Импульсные и угловые распределения релятивистских π^{\pm} -мезонов и протонов

На рисунке 9 показаны, полученные в результате разделения, импульсные спектры π^{\pm} - мезонов и протонов для взаимодействий протонов с ядрами фотоэмульсии при 4,5 ГэВ/с. На этом же рисунке пунктиром дан спектр релятивистских ($P_{\pi} > 120$ МэВ/с) π^{\pm} - мезонов из $np(pn)$ столкновений, использованный для процедуры разделения. Средний импульс частиц для этого спектра равен:

$$\langle P_{\pi} \rangle_K = 700 \pm 6 \text{ МэВ/с.}$$

Как видно, средние импульсы π^{\pm} - мезонов в элементарных и в протон-ядерных столкновениях очень близки.

На рисунках 10, 11, 12 представлены распределения выделенных пионов и протонов по углу вылета θ , продольной скорости

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_{\parallel}}{E - P_{\parallel}}, \quad (3,2)$$

(где E - полная энергия, P_{\parallel} - продольная компонента полного импульса частицы), поперечному импульсу P_{\perp} , которые обнаруживают существенные различия для этих частиц. Средние величины, характеризующие спектры, а также величины N_{π} / N_p , определя-

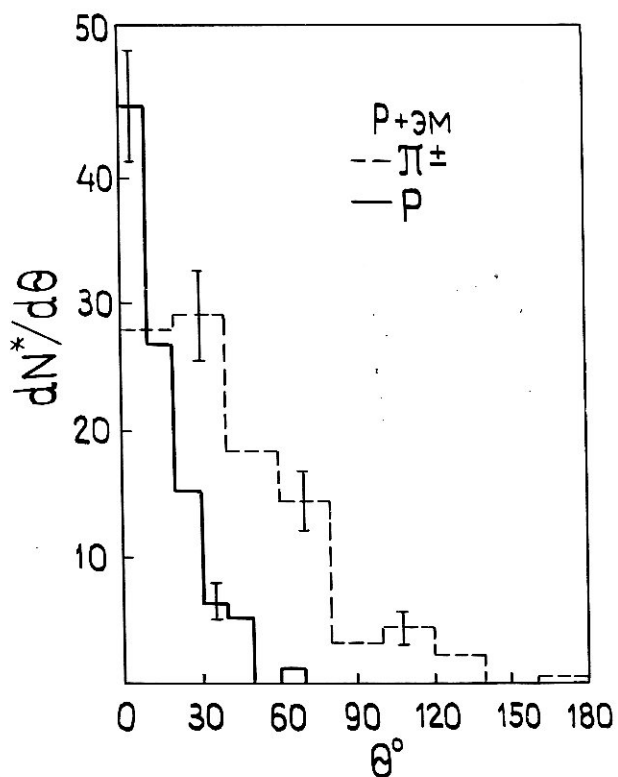


Рис. 10 Распределения π^\pm - мезонов и протонов по углу вылета θ , $p + \text{эм}$ столкновения.

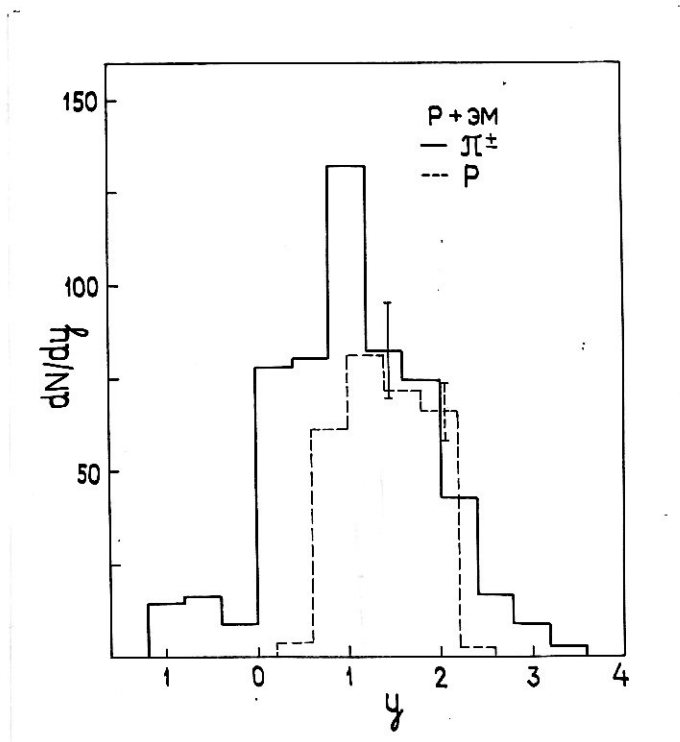


Рис. 11 Спектры быстрых π^\pm - мезонов и протонов $p + \text{эм}$ столкновения.

ющие среднее число рожденных π^{\pm} - мезонов на один провзаимодействовавший протон в используемых наборах событий даны в таблице I /55/.

Для изучения свойств спектров пионов и протонов, в частности, их средних характеристик в зависимости от масс ядер-мишеней были получены спектры этих частиц как для всей совокупности событий, так и для выделенных групп событий с $N_h \leq 7$ и $N_h > 7$. Как уже говорилось в разделе I.2.2, N_h - число сильноионизирующих частиц в событии, испущенных ядром-мишенью. События с $N_h \leq 7$ соответствуют взаимодействиям на легких ядрах фотоэмульсии H, C, N, O и периферическим взаимодействиям на тяжелых ядрах $A_{\underline{O}}$, Br, а с $N_h > 7$ - на тяжелых ядрах. Средние характеристики спектров для событий с $N_h \leq 7$ и $N_h > 7$, также, даны в таблице 2. Свойства спектров "рожденных" частиц в зависимости от массы мишени (параметра N_h) обсуждаются в главе IV.

3.2. Спектры π^{\pm} - мезонов и протонов в столкновениях ядер ^{12}C с ядрами фотоэмульсии при 54 ГэВ/с

3.2.1 Экспериментальный материал

Экспериментальный материал, используемый диссертантом, был получен при исследовании стандартных эмульсий БР-2 размером $200 \times 100 \times 0,6 \text{ мм}^3$, облученных ядрами ^{12}C на синхрофазотроне ОИЯИ. Для анализа было взято 209 событий неупругих взаимодействий, в которых в рамках сотрудничества /56/ были проведены необходимые угловые и ионизационные измерения, измерения пробегов, позволившие разделить все вторичные частицы по стандартным критериям на различные типы. Помимо h - частиц-фрагментов ядра-мишени и релятивистских S - частиц, были выделены релятивистские

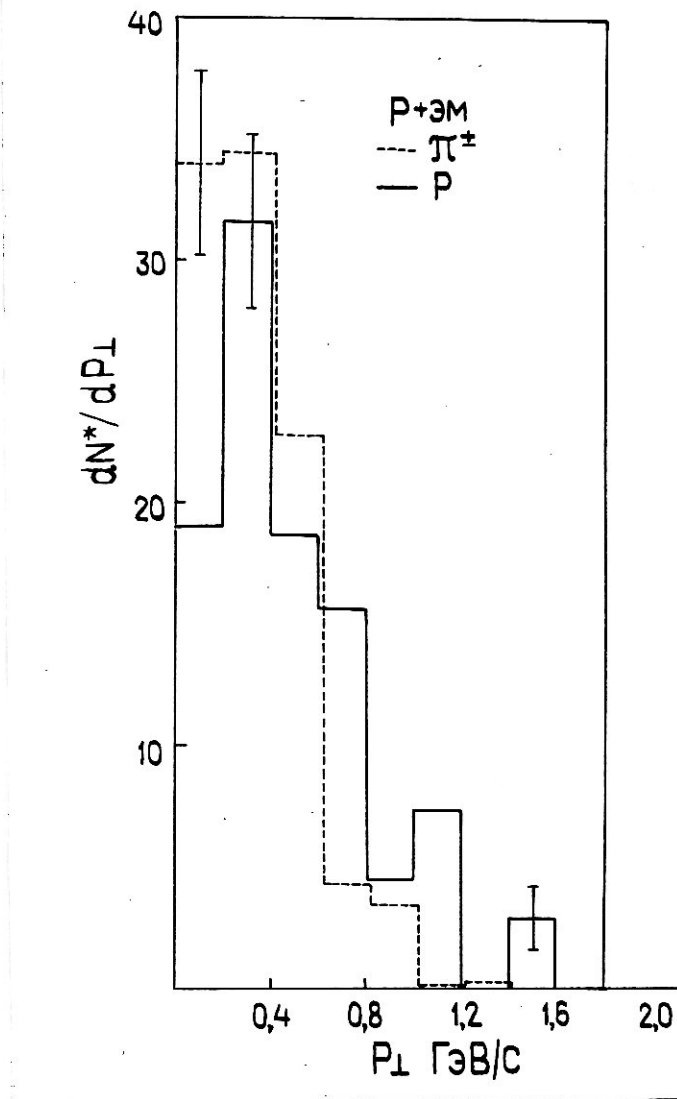


Рис. 12 Распределения π^{\pm} - мезонов и протонов по P_{\perp} , $p + \text{эм.}$ столкновения.

многозарядные фрагменты ядра снаряда (ф.я.с.), в частности:
а) α - частицы с ионизацией $Q/Q_0 \sim 4$, не изменяющейся на длине более 2 см, и вылетающие, преимущественно при углах $\theta \leq 3^{\circ}$ (Q_0 - плотность ионизации релятивистских однозарядных треков с $p\beta \sim 4$ ГэВ/с в данной эмульсии); б) многозарядные ($Z \geq 3$)

фрагменты первичного ядра ^{12}C с малыми углами θ и ионизацией $I/I_0 \geq 9$, не изменяющейся на длине более 2 см (заряды $Z \geq 3$ были определены по плотности δ - электронов на следах). В группу S - частиц, выделенных по ионизации ($Q/Q_0 < 1,4$), вошли все однозарядные ф.я.с. - p, d, t частицы, поскольку их ионизационные потери удовлетворяют записанному критерию.

Для всех типов вторичных заряженных частиц были измерены полярные θ и азимутальные ψ углы вылета, позволявшие определить углы наклона α к плоскости фотоэмульсии. Измерения м.к.р. частиц были проведены на S - следах, имеющих в событиях углы наклона $\alpha_0 = 7^\circ$ и $\alpha_0 = 5^\circ$, эти ограничения были учтены введением геометрических поправок (3.1). Измерения величин $\rho\beta$ были проведены на 633 релятивистских следах двумя коллективами (ЛВЭ ОМЯИ, университет г.Кошице, ЧССР). Исходные спектры частиц оказались близкими по форме и средним характеристикам, равным в наборах ЛВЭ и г.Кошице соответственно:

$$\langle \rho\beta \rangle_D = 2 \pm 0,1 \text{ ГэВ/с}$$

$$\langle \rho\beta \rangle_K = 1,9 \pm 0,13 \text{ ГэВ/с}$$

В ЛВЭ эта работа была выполнена в режиме полуавтоматических измерений.

3.2.2. Выделение однозарядных фрагментов ядра-снаряда

В работе /56/ на основе анализа угловых распределений однозарядных ливневых частиц в области малых углов получено значение угла вылета $\theta_0 = (2,4 \div 3)^\circ$, являющегося граничным при статистическом отделении однозарядных фрагментов ядер ^{12}C от "рожденных" вторичных частиц. Число "рожденных" частиц с углами $\theta < \theta_0$ приблизительно равно числу однозарядных ф.я.с. с углами $\theta > \theta_0$,

при сильном убывании числа ф.я.с. к углу $\theta_0 \approx 5^\circ$ и практически равномерном распределении по $\cos \theta$ "рожденных" частиц в области рассматриваемых углов. К "рожденным" частицам отнесены π^\pm и K^\pm -мезоны, а также проваимодействовавшие протоны ядра-снаряда (я.с.) и некоторая примесь релятивистских протонов отдачи. Здесь и в дальнейшем незначительный вклад выделенных при идентификации K^\pm -мезонов исключен из рассмотрения, а вклад неидентифицированных каонов считался пренебрежимо малым. Протоны, оставшиеся в группе S - частиц после выделения p-, d-, t - фрагментов я.с., будем называть проваимодействовавшими или протонами-участниками. /2/

С учётом описанной специфики углового распределения фрагментов я.с. первоначально /47/ была осуществлена следующая процедура отделения их от "рожденных" частиц: фрагментами снаряда были приняты частицы, сохранившие начальный импульс ($p\beta_i > 4$ ГэВ/с), а в конусе $\theta < 3^\circ$ - частицы с $p\beta_i > 2,25$ ГэВ/с (последний критерий для нескольких измерений, проведенных с большой ошибкой $\Delta p\beta_i$, соответствовал условию $p\beta_i + 2\Delta p\beta_i > 4$ ГэВ/с).

Другая процедура выделения фрагментов ядра-снаряда из ансамбля однозарядных частиц /48,55/ учитывает наличие ф.я.с. при углах вылета $\theta \sim 5^\circ$ и выше, свойство сильной коллимации фрагментов и быстрого убывания их числа к этой границе. Статистическое выделение фрагментов снаряда производится в соответствии с конкретными характеристиками рассматриваемой частицы: углом вылета θ_i , величиной $p\beta_i$ и ошибкой $\Delta p\beta_i$ в её измерении. На рисунке 13 дана схема алгоритма отделения ф.я.с. от π^\pm -мезонов и протонов-участников взаимодействия, представляющего

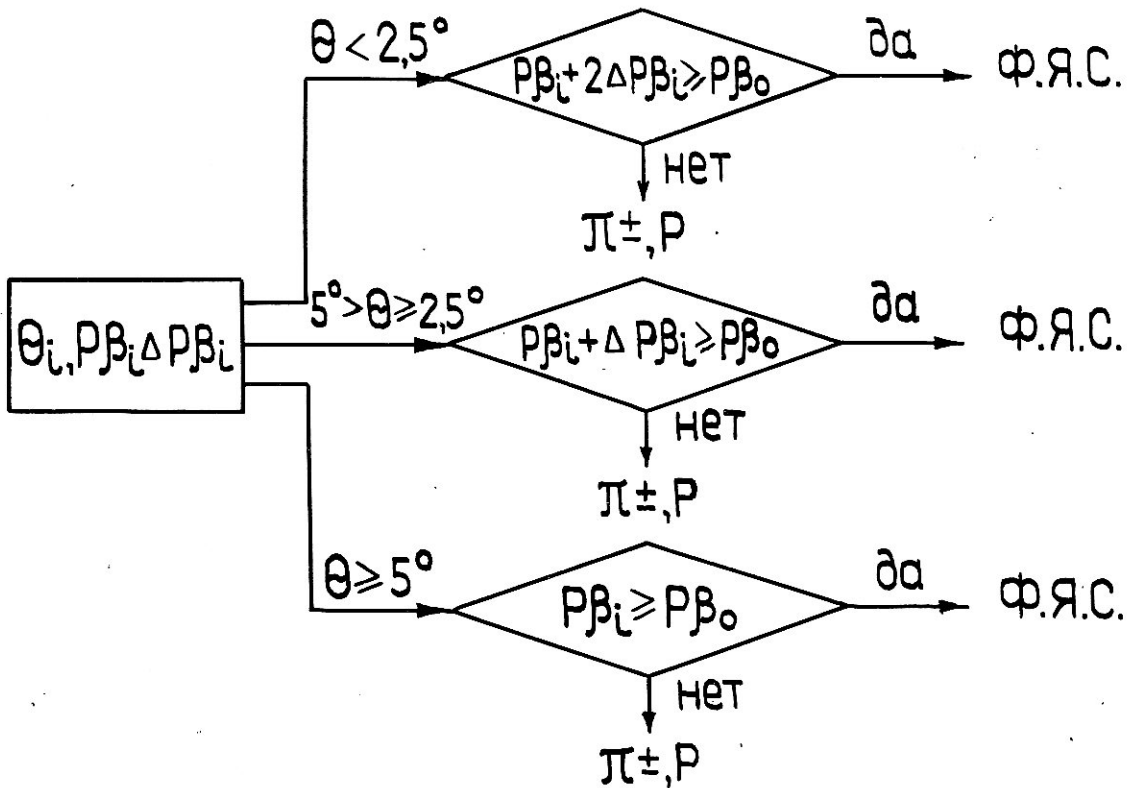


Рис.13. Алгоритм отделения фрагментов ядра-снаряда от релятивистских π^\pm - мезонов и протонов-участников.

описанную процедуру. Результаты обработки экспериментальных измерений изложенными двумя способами даны в следующем разделе. Ниже представлены средние величины, характеризующие суммарные спектры $P\beta$ "рожденных" частиц: π^\pm - мезонов и протонов-участников, полученных во взаимодействиях $p + \text{эм.}$ и $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон:

$$\langle P\beta_{\pi, p} \rangle_p = 1,18 \pm 0,06 \text{ ГэВ/с}$$

$$\langle P\beta_{\pi, p} \rangle_C = 1,14 \pm 0,05 \text{ ГэВ/с}$$

Соответствующие спектры $p\beta$, отнормированные на одинаковое число частиц, даны на рисунке 8. Выделение "рожденных" частиц в $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ взаимодействиях было проведено по второй процедуре.

3.2.3. Идентификация π^\pm - мезонов и протонов

Как было отмечено в 3.1.2, отбор S - частиц по критерию $g/g_0 < 1,4$ исключает вклад протонов в область спектра до границы $p\beta = 800 \text{ МэВ/с}$. Поэтому все S - частицы с $p\beta_i$ до этой границы будем считать пионами. Идентификация частиц в области значений $p\beta$, удовлетворяющих ограничению $0,8 \leq p\beta_i < 1,2 \text{ ГэВ/с}$ была проведена с использованием известных табличных зависимостей ионизационных потерь заряженных частиц $g/g_0 = f(p\beta)$ [51]. На рисунке 14 даны соответствующие кривые, представляющие область расчётных зависимостей для более энергичных частиц. Как видно из рисунка, наибольшую трудность для проведения идентификации представляют частицы с $p\beta_i \geq 1,2 \text{ ГэВ/с}$ в области, где кривые ионизационных потерь частиц π^\pm , K^\pm и протонов сближаются. Для идентификации частиц с $p\beta_i$, близкими к этой границе, измерения на их следах были организованы с особой тщательностью. Следы, используемые в качестве реперных для нахождения относительной ионизации были выбраны из числа частиц, имеющих минимальную ионизацию и достаточно точно оцененную величину $p\beta_i \approx 4 \text{ ГэВ/с}$ (т.е. следы протонов с минимальной ионизацией). При этом реперный и основной следы всегда имели близкие направления и расположение в эмульсии. Измерения относительной ионизации были проведены методом счёта зерен по усовершенствованной процедуре (см. раздел 1.2.2, рис.2) с точностью лучшей 3%. В некоторых случаях на испытуемых и реперных следах проводились повторные уточненные измерения величин $p\beta$. Таким образом, все S - части-

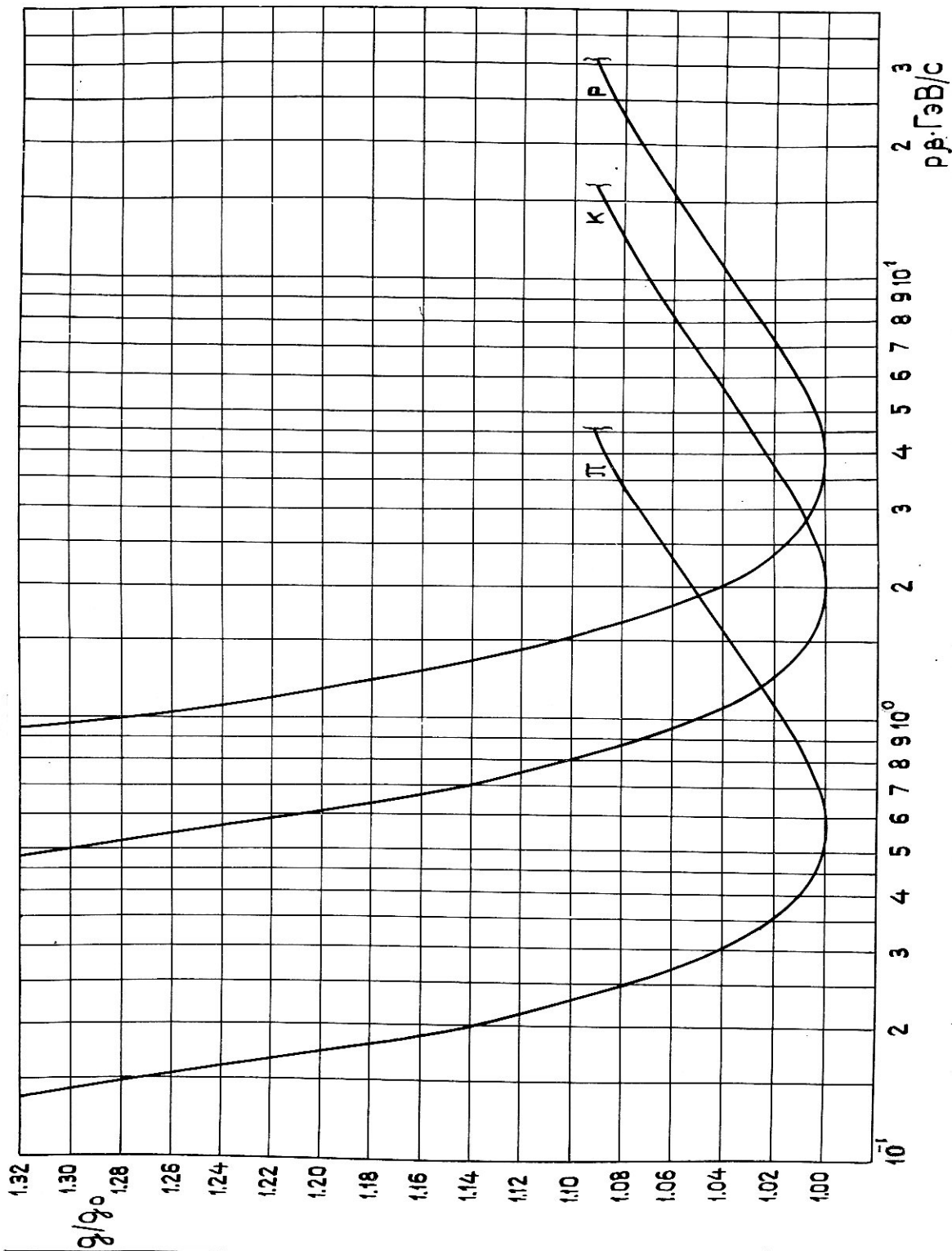


Рис. 14. Зависимость $g/g_0 = f(p)$ для частиц π^+ , K^+ и протонов.

цы используемого набора до границы $p\beta < 1,2$ ГэВ/с были однозначно идентифицированы и, как было сказано, выделенные каоны исключены из дальнейшего анализа.

3.2.4. Импульсные и угловые распределения π^\pm - мезонов и протонов

В связи с существенным усложнением идентификации частиц по ионизационным измерениям в области спектра $p\beta \geq 1,2$ ГэВ/с, разделение "рожденных" частиц на π^\pm - мезоны и протоны в этой части их суммарного спектра было проведено статистически. Для этого, как и в случае выделения частиц в $p + \text{эм.}$ взаимодействии, был использован импульсный спектр π^\pm - мезонов, полученный в np ($p\pi$) столкновениях (точнее, часть спектра, соответствующая условию $p\beta > 120$ МэВ/с отбора π^\pm - мезонов в ансамбле S - частиц). Часть "эмульсионного" спектра π^\pm - мезонов, содержащая все выделенные пионы с $p\beta < 1,2$ ГэВ/с была уравнена с соответствующей частью "камерного" спектра до этой границы, последующая процедура выделения частиц подобна описанной в разделе 3.1.2.

В результате выделения фрагментов ядра снаряда по первой процедуре, описанной в разделе 3.2.2 и последующего разделения S - частиц на пионы и протоны, были найдены импульсы этих частиц, распределения по углу вылета θ и быстройте u (3.2), представленные на рисунках 15, 16 соответственно. Средние величины для этих спектров (импульсы в ГэВ/с, углы в градусах) равны:

$$\begin{aligned} \langle P_\pi \rangle &= 0,71 \pm 0,03; & \langle \theta_\pi \rangle &= 32 \pm 2; & \langle u_\pi \rangle &= 1,27 \pm 0,04 \\ \langle P_p \rangle &= 2,22 \pm 0,08; & \langle \theta_p \rangle &= 15 \pm 1; & \langle u_p \rangle &= 1,38 \pm 0,03 \end{aligned}$$

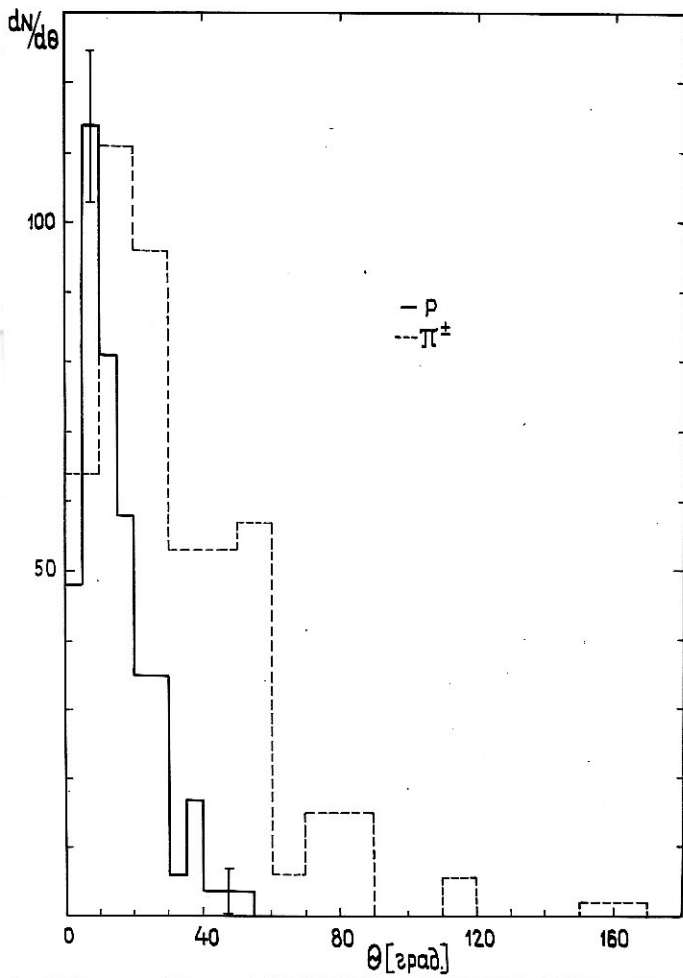


Рис.15. Распределе-
ния π^\pm -мезонов и
протонов-участников
по углу вылета θ ,
 $^{12}\text{C} + \text{эм. взаимодей-}$
 ствия .

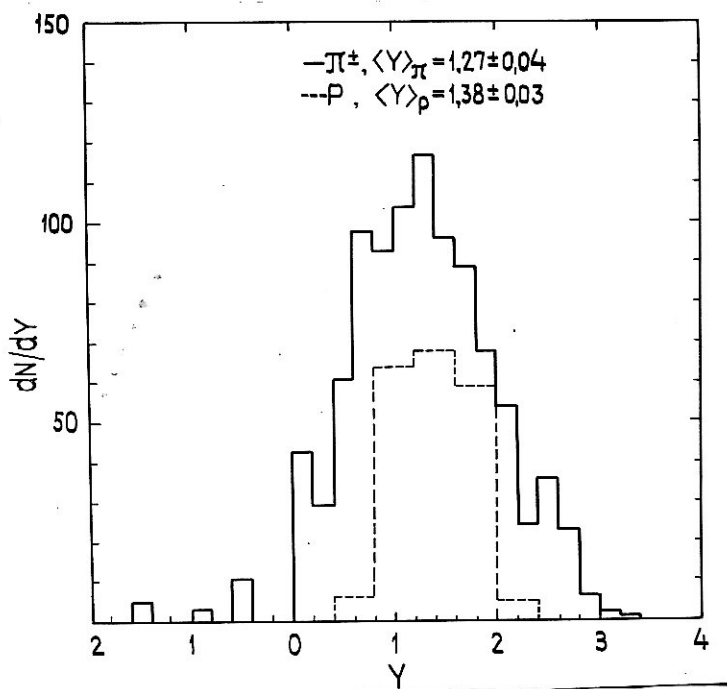


Рис.16. Спектры бы-
строт π^\pm - мезонов и
протонов-участников,
 $^{12}\text{C} + \text{эм. взаимодей-}$
 ствия .

На рис. 17 показан импульсный спектр выделенных релятивистских протонов в сопоставлении с интервалом 0,8 - 1 ГэВ/с спектра ρ - протонов, взятого из работы^{/57/} (показан пунктиром).

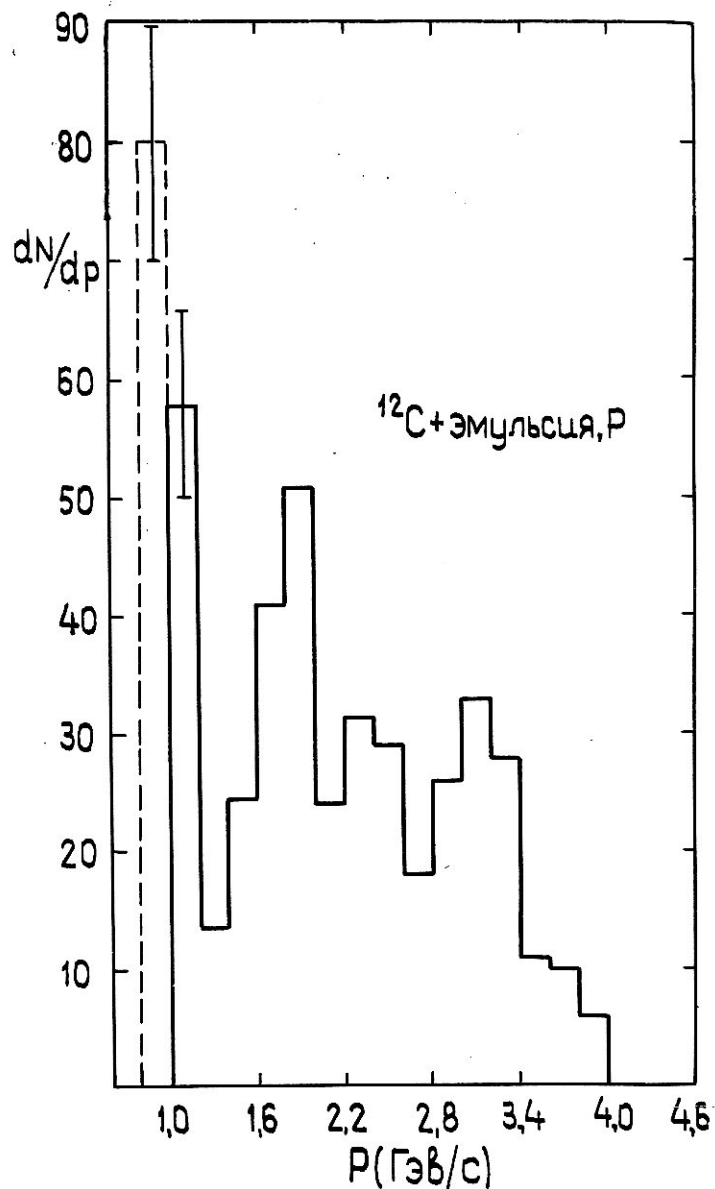


Рис. 17. Импульсный спектр протонов-участников для $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ взаимодействий.

Рисунок демонстрирует наблюдаемую плавность перехода спектров

Q - протонов и релятивистских.

Применение более совершенного алгоритма выделения ф.я.с. (рис.13) при одинаковом способе разделения π^\pm - мезонов и протонов даёт следующие средние величины:

$$\langle P_\pi \rangle = 0,73 \pm 0,03 \text{ ГэВ/с}; \quad \langle \theta_\pi \rangle = 33 \pm 2; \quad \langle \chi_\pi \rangle = 1,27 \pm 0,04$$

$$\langle P_p \rangle = 2,26 \pm 0,08 \text{ ГэВ/с}; \quad \langle \theta_p \rangle = 14,7 \pm 1; \quad \langle \chi_p \rangle = 1,4 \pm 0,04$$

Как можно заметить, средние характеристики спектров, полученных несколькими разными способами, не отличаются в пределах статистической точности.

Величина среднего импульса π^\pm - мезонов используемой части "камерного" спектра равна 700 ± 6 МэВ/с и также как в $p + \text{эм.}$ взаимодействиях ($\langle P_\pi \rangle_p = 710 \pm 40$ МэВ/с) близка к средней величине $\langle P_\pi \rangle$ во взаимодействиях $I^2C + \text{эм.}$ при равных условиях.

На рис. 18 показаны импульсные спектры выделенных π^\pm - мезонов, протонов и π^\pm - мезонов из np (pn) столкновений. На рис. 19 даны спектры поперечных импульсов релятивистских пионов и протонов в $I^2C + \text{эм.}$ событиях, средние характеристики этих спектров равны соответственно:

$$\langle P_{\pi\perp} \rangle = 280 \pm 10 \text{ МэВ/с}; \quad \langle P_{p\perp} \rangle = 490 \pm 30 \text{ МэВ/с}$$

Следует отметить наблюдаемую близость средних быстрот π^\pm - мезонов и протонов при существенных различиях в средних значениях углов вылета, импульсов и их поперечных компонент. В $p + \text{эм.}$ взаимодействиях соответствующие величины:

$$\langle \chi_\pi \rangle = 1,08 \pm 0,07; \quad \langle \chi_p \rangle = 1,4 \pm 0,04$$

отличаются более заметно.

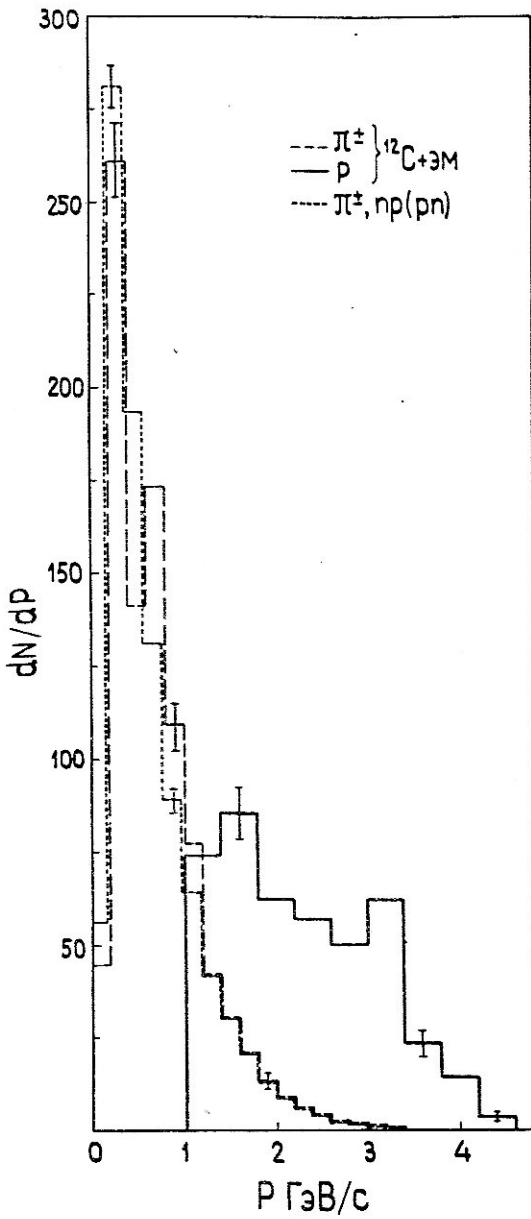


Рис.18. Импульсные спектры π^\pm -мезонов и протонов-участников из $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ взаимодействий.

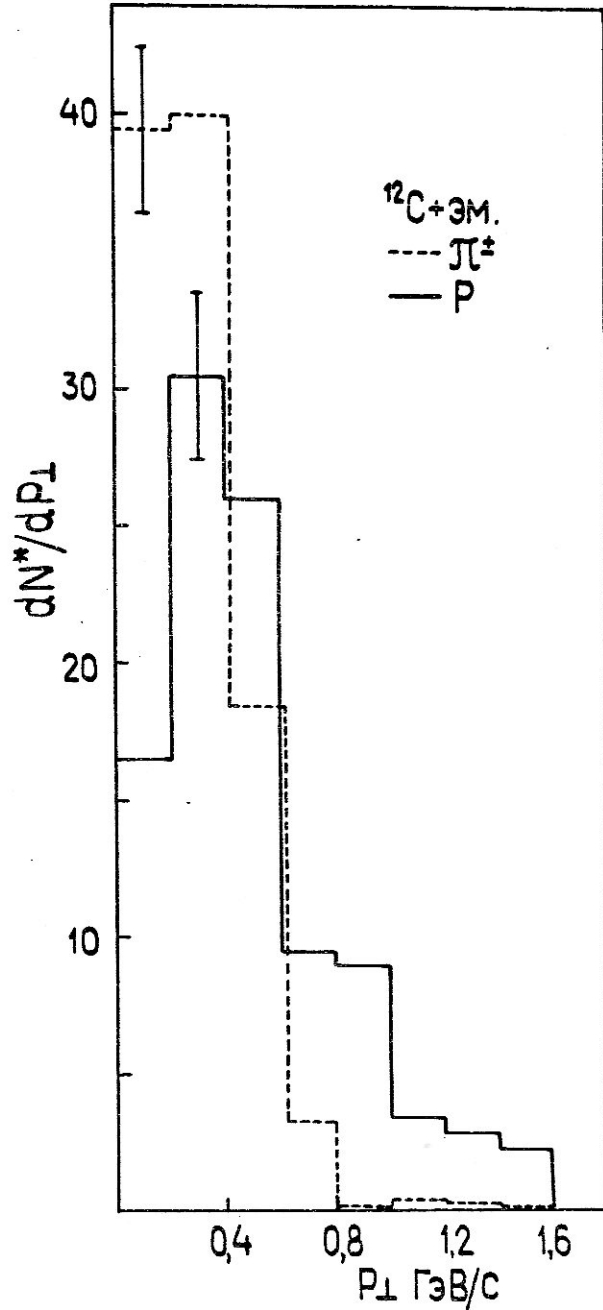


Рис.19. Распределения π^\pm - мезонов и протонов-участников по P_\perp , $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ взаимодействия.

Изучение свойств спектров π^{\pm} - мезонов и протонов-участников по их средним характеристикам в зависимости от параметра N_h было проведено в подгруппах событий с $N_h \leq 7$ и $N_h > 7$ (особенности этих критериев рассмотрены в разделе 3.1.3).

Другой удобной экспериментальной характеристикой неупругих ядро-ядерных взаимодействий является суммарный заряд фрагментов ядра снаряда, отражающий как число эффективно провзаимодействовавших нуклонов налетающего ядра, так и прицельный параметр столкновения ядер (степень центральности). События с малыми Q (в данном случае $Q = 0 \div 1$) соответствуют квазицентральному столкновению, а с большими ($Q = 4 \div 6$) - периферическим. Средние величины, характеризующие рассматриваемые нами спектры для всех событий и для групп с $N_h \leq 7$, $N_h > 7$, $Q = 0 \div 1$ и $Q = 4 \div 6$ даны в таблицах 1, 2, 3. Свойства соответствующих спектров "рожденных" частиц обсуждены в следующей главе.

3.3. Спектры π^{\pm} - мезонов и протонов в столкновениях ядер ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при 4,1/A ГэВ/с

3.3.1. Экспериментальный материал

В настоящем разделе диссертации использован экспериментальный материал, полученный при облучении слоев стандартных фотоэмульсий типа БР-2 размером $10 \times 20 \times 0,06$ см³ ядрами неона-22 с импульсом 4,1 ГэВ/с на синхрофазотроне ОИЯИ. Поиск и выделение неупругих взаимодействий производились путём двойного просмотра. При этом из рассмотрения были исключены события без образования вторичных частиц. В выделенных звездах были определены полярные θ и азимутальные ψ углы вылета, проведены ионизационные измерения, измерения пробегов вторичных частиц. Все вторичные частицы

были разделены на S , Q , b подгруппы по стандартной эмульсионной классификации (см. разделы 1.2.2 и 3.2.1). Совокупность S - частиц также как и в $I^2C + \text{эм}$ взаимодействиях включает "рожденные" ($\beta > 0,75$) частицы и однозарядные фрагменты я.с. (частицы с $\beta \sim 0,98$), см. разделы 3.2.1, 3.2.2. В каждом событии идентифицированы двухзарядные и многозарядные релятивистские ($Z \geq 3$, $\beta \sim 0,98$) фрагменты ядра-снаряда (ошибка в измерении Z была около $0,5 e$), определен суммарный заряд Q , уносимый фрагментами я.с. /58/. По величине Q можно оценить число провзаимодействовавших нуклонов налетающего ядра

$$N_{\beta z} = (10 - Q) \cdot A_c / N_{pc} \quad (3.3)$$

где A_c - атомный вес ядра-снаряда, N_{pc} - число протонов в этом ядре.

Для дальнейшего анализа из общего ансамбля неупругих взаимодействий были отобраны 452 события найденных последовательно, т.е. равноценная подгруппа всего ансамбля. В выделенных событиях были проведены измерения м.к.р. на следах в частицах с углами наклона к плоскости фотослоя $\alpha_0 = \pm 5^\circ$. Окончательный набор состоял из 1695 следов S - частиц, на которых были измерены величины $\rho\beta$. Средняя относительная погрешность измерений для совокупности "рожденных" частиц оказалась равной

$$\langle \Delta \rho\beta / \rho\beta \rangle \simeq 0,14,$$

а для области спектра - $\rho\beta < 1,2$ ГэВ/с, где была проведена идентификация частиц, эта величина соответствовала

$\langle \Delta \rho\beta / \rho\beta \rangle \simeq 0,12$. Средние характеристики спектров $\rho\beta$, полученные в трёх исходных наборах, совпали в пределах соответствующих экспериментальных ошибок. В ЛВЭ обсуждаемые измерения были выполнены на полуавтоматическом микроскопе. В связи с ограничени-

Таблица I

Средние характеристики спектров π^{\pm} - мезонов и протонов.

A_p, P_p	$p, 4,5 \text{ ГэВ/с}$	$^{12}\text{C}, 4,5 \text{ А ГэВ/с}$	$^{22}\text{Ne}, 4,1\text{А ГэВ/с}$
$\langle P_{\pi} \rangle$	710 ± 40	730 ± 30	650 ± 20
$\langle P_p \rangle$	2310 ± 80	2260 ± 70	2190 ± 50
$\langle \theta_{\pi} \rangle$	41 ± 3	$33,3 \pm 1,7$	$38,0 \pm 1,4$
$\langle \theta_p \rangle$	15 ± 1	$14,7 \pm 0,8$	$15,7 \pm 0,6$
$\langle Y_{\pi} \rangle$	$1,08 \pm 0,06$	$1,27 \pm 0,05$	$1,14 \pm 0,04$
$\langle Y_p \rangle$	$1,43 \pm 0,04$	$1,40 \pm 0,03$	$1,36 \pm 0,02$
$\langle P_{\pi\perp} \rangle$	320 ± 16	280 ± 14	280 ± 10
$\langle P_{p\perp} \rangle$	480 ± 30	490 ± 30	500 ± 20
N_{π}/N_p	$2 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,1$
$\langle P_{\pi} \rangle$ $\delta n_p(p_n)$	700 ± 6	700 ± 6	620 ± 5

Средние характеристики спектров π^\pm мезонов и протонов
в зависимости от N_h

Ар, Рр	I ² C, 4,5 А ГэВ/с				I ² Ne, 4,1 А ГэВ/с			
	≤ 7	> 7	≤ 7	> 7	≤ 7	> 7	≤ 7	> 7
$\langle P_\pi \rangle$	720 ± 50	680 ± 80	790 ± 60	700 ± 40	740 ± 40	620 ± 30		
$\langle P_p \rangle$	2390 ± 90	2030 ± 150	2440 ± 90	2150 ± 90	2390 ± 50	2070 ± 50		
$\langle \theta_\pi \rangle$	39 ± 3	46 ± 5	32 ± 3	33 ± 2	27 ± 2	43 ± 2		
$\langle \theta_p \rangle$	13 ± 1	21 ± 3	10,1 ± 0,7	17,3 ± 1,2	12,3 ± 0,7	18,2 ± 0,8		
$\langle y_\pi \rangle$	1,13 ± 0,08	0,94 ± 0,1	1,33 ± 0,08	1,24 ± 0,06	1,45 ± 0,06	1,02 ± 0,05		
$\langle y_p \rangle$	1,46 ± 0,04	1,20 ± 0,07	1,53 ± 0,04	1,32 ± 0,04	1,50 ± 0,03	1,29 ± 0,03		
$\langle P_{\pi I} \rangle$	320 ± 20	340 ± 40	280 ± 20	280 ± 15	240 ± 14	290 ± 13		
$\langle P_{p I} \rangle$	430 ± 30	660 ± 80	390 ± 30	560 ± 40	430 ± 20	540 ± 20		
N_π/N_p	1,8 ± 0,2	2,5 ± 0,4	1,8 ± 0,2	2,4 ± 0,3	1,2 ± 0,1	1,8 ± 0,1		

Таблица 3

Средние характеристики спектров π^{\pm} - мезонов и протонов
в зависимости от Q

Ar, Pp	$^{12}\text{C}, 4,5 \cdot A \text{ ГэВ/с}$				$^{22}\text{Ne}, 4,1 \cdot A \text{ ГэВ/с}$			
	0 ± 1	4 ± 6	0 ± 2	7 ± 10	9 ± 10			
$\langle P_{\pi} \rangle$	720 ± 50	770 ± 90	600 ± 40	690 ± 50	720 ± 60			
$\langle P_p \rangle$	2220 ± 90	2360 ± 140	2020 ± 70	2340 ± 70	2390 ± 80			
$\langle \Theta_{\pi} \rangle$	33 ± 2	35 ± 5	44 ± 3	32 ± 3	23 ± 2			
$\langle \Theta_p \rangle$	16 ± 1	10 ± 1	18 ± 1	$12,3 \pm 0,7$	$11 \pm 1,2$			
$\langle Y_{\pi} \rangle$	$1,26 \pm 0,06$	$1,24 \pm 0,13$	$0,98 \pm 0,07$	$1,30 \pm 0,08$	$1,52 \pm 0,07$			
$\langle Y_p \rangle$	$1,36 \pm 0,04$	$1,48 \pm 0,06$	$1,27 \pm 0,03$	$1,48 \pm 0,03$	$1,53 \pm 0,04$			
$\langle P_{\pi I} \rangle$	280 ± 20	270 ± 25	280 ± 20	245 ± 20	240 ± 30			
$\langle P_{pI} \rangle$	550 ± 40	350 ± 30	530 ± 20	410 ± 20	400 ± 30			
N_{π}/N_p	$2,4 \pm 0,3$	$1,7 \pm 0,3$	$1,9 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,3$			

ем измерений углами $\alpha = \pm 5^{\circ}$, учёт следов с данными свойствами, испущенных в полный телесный угол был проведен по формуле (3.1).

3.3.2. Выделение однозарядных фрагментов ядра-снаряда

Для оценки значения угла θ_0 , являющегося граничным при статистическом отделении однозарядных непроизводивших фрагментов ядра ^{22}Ne от "рожденных" S - частиц, были использованы измерения величин $\rho\beta$, проведенные на полной статистике событий на следах S - частиц внутри конуса с углом полураствора $\theta = 3^{\circ}$ (на части статистики $\theta = 5^{\circ}$). Подобная оценка на материале $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ взаимодействий при близкой энергии на нуклон ядра-снаряда была сделана в работе /56/ (раздел 3.2.2).

Анализ углового распределения однозарядных релятивистских частиц /59/ показал, что "рожденные" частицы в области малых углов имеют достаточно широкое распределение, близкое к равномерному по $\cos\theta$ при рассматриваемой энергии. Угловое распределение (по $\cos\theta$) однозарядных фрагментов снаряда описывается экспоненциально спадающей функцией, отражающей пренебрежимо малый вклад фрагментов при углах $\theta \geq 5^{\circ}$. При $\theta_0 = 2,5^{\circ}$ число "рожденных" S частиц в области $\theta < \theta_0$ равно числу фрагментов с $\theta > \theta_0$, причем, вклад однозарядных фрагментов снаряда в ансамбль S - частиц до этой границы (θ_0) является определяющим. В цитируемых работах /56,59/ значение угла $\theta_0 = 2,5^{\circ}$ было определено как статистически разделяющее спектры однозарядные фрагменты я.с. и "рожденные" S - частицы. Такое же значение угла θ_0 было выбрано при выполнении аналогичной задачи в настоящей работе для $^{12}\text{C} + \text{эм}$ и $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ взаимодействий.

Измерения величин $\rho\beta$, проведенные на ограниченной статистике на следах S - частиц в конусе с $\theta \leq 7^\circ$ в $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ событиях показали, что имеется ограниченное число однозарядных ф.я.с. в области $\theta > 5^\circ$, такое же свойство углового распределения однозарядных ф.я.с. наблюдалось и в $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ взаимодействиях при близкой энергии на нуклон ядра-снаряда. На рисунке 13 показан полуэмпирический алгоритм выделения фрагментов я.с. из ансамбля S - частиц, учитывающий свойства сильной коллимации фрагментов я.с. и сохранения импульса близким к начальному ($\rho\beta_0 \approx 4$ ГэВ/с на нуклон налетающего ядра) в сочетании с конкретными измеренными характеристиками частицы: $\theta_i, \rho\beta_i, \Delta\rho\beta_i$. Эта процедура была отработана на материалах $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ взаимодействий /48/ и применена также к разделению S - частиц из $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ событий (см. раздел 3.2.2).

Полученное путём вычитания из S - частиц фрагментов ядра-снаряда, распределение остальных релятивистских частиц по $\rho\beta$ (суммарный спектр π^\pm - мезонов и протонов-участников взаимодействия) дано на рис.20.

3.3.3. Выделение π^\pm - мезонов, протонов-участников и разделение $p-, d-, t$ -фрагментов ядра-снаряда

Идентификация релятивистских "рожденных" частиц в области значений $\rho\beta < 1,2$ ГэВ/с была проведена по результатам ионизационных измерений (процедуры описаны в 1.2.2 и 3.2.3) с использованием расчётных зависимостей ионизационных потерь заряженных частиц $Q / Q_0 = f(\rho\beta)$. Выделенные K^\pm - мезоны были исключены из набора рассматриваемых частиц и вкладом их в дальнейшем

изложении пренебрегаем. Статистическое разделение "рожденных" частиц с $\beta \geq 1,2$ ГэВ/с на пионы и протоны, также как и в $^{12}\text{C} + \text{эм}$. взаимодействиях, было выполнено с использованием спектра π^\pm -мезонов, полученных из $n_p (p_n)$ взаимодействий при близкой энергии пучковых частиц, эта процедура описана в разделах 3.2.4 и 3.1.2. На рисунке 20 пунктиром дан спектр β π^\pm -мезонов, используемый для статистического разделения частиц. Заштрихованная часть интервала $1 \leq \beta < 1,2$ ГэВ/с показывает долю идентифицированных протонов, остальные частицы в интервале - идентифицированные пионы. Для частиц (p и π^\pm) в указанном интервале

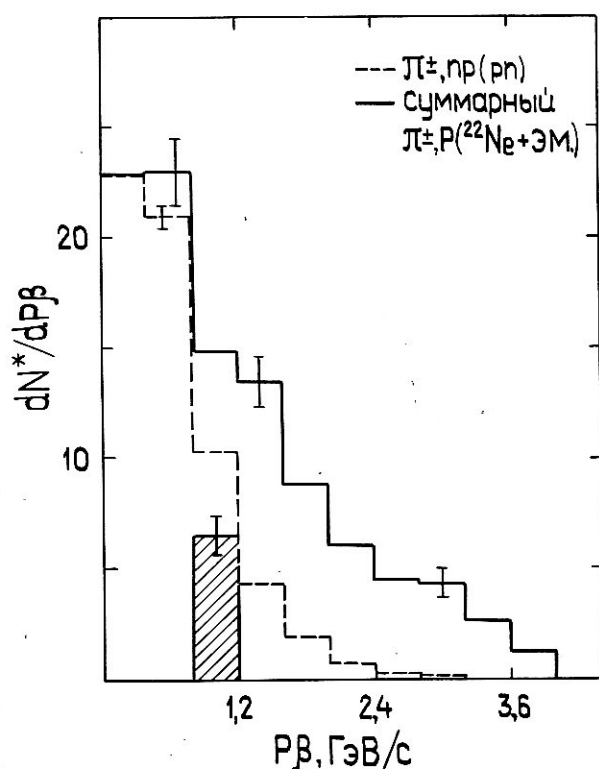


Рис.20. Суммарный спектр β релятивистских π^\pm -мезонов и протонов-участников, $^{22}\text{Ne} + \text{эм}$ взаимодействия. Заштрихованная область показывает долю идентифицированных протонов.

($I \leq p\beta < 1,2$ ГэВ/с) были получены средние углы вылета, которые равны соответственно: $\langle \theta_p \rangle = 27^\circ \pm 2$; $\langle \theta_n \rangle = 24^\circ \pm 2$ и, как видно, близки по величине. Поэтому можно ожидать, что процедура приписывания угла наблюдения исходной частицы θ_i выделенным статистически пиону и протону не должна привести к большей погрешности, с учётом того обстоятельства, что число статистически выделенных пионов составляет около 13% от числа всех в результирующем спектре.

Однозарядные фрагменты ядра-снаряда были разделены на p, d, t частицы рассечением выделенной высокоимпульсной части спектра $p\beta$ на три области по значениям, найденным как среднее от начальных величин $p\beta$ (соответствующих начальной энергии на нуклон снаряда) разделяемых p, d и, далее, d, t частиц. Для сохранившего энергию протона - фрагмента ядра ^{22}Ne $p\beta_0 \approx 4$ ГэВ/с, поэтому разделение p, d и d, t фрагментов проводилось по значениям $p\beta$: 6 ГэВ/с и 10 ГэВ/с. Найденные^{/48/} соотношения выхода $p-, d-, t$ - фрагментов в процентах соответствуют: 64 : 27 : 9 . Результаты более строгого подхода к выделению $p-, d-, t$ - фрагментов, учитывающего свойства распределений частиц по параметру $I/p\beta$ для подобного ансамбля частиц из полного набора событий $^{22}\text{Ne} + \text{эм. взаимодействия}$ ^{/59/}, дают, практически, такие же соотношения выхода фрагментов: 63,2 : 26,5 : 10,3. Это сравнение показывает, что результаты описанного в диссертации разделения фрагментов ядра-снаряда (p, d, t частиц) корректны. Подобным же образом были разделены однозарядные фрагменты ядра-снаряда в $^{12}\text{C} + \text{эм. взаимодействия}$.

В таблице 4 даны соотношения выхода релятивистских ($\beta > 0,75$) рожденных π^\pm - мезонов, протонов-участников и фрагментов я.с.- протонов, дейтронов, тритонов в исследуемых взаимодействиях. Из таблицы видно, что с увеличением массы A_p снаряда процентный выход пионов уменьшается, количество протонов-участников изменяется незначительно, выход p -, d -, t - фрагментов снаряда составляет меньшую долю от S - частиц и растёт примерно одинаково для частиц каждого типа. Фрагменты большей массы имеют меньший выход /55/.

Таблица 4

Выход релятивистских π^\pm - мезонов, протонов-участников и фрагментов ядра снаряда- p , d , t частиц в процентах

A_p	π^\pm	p	Фрагменты ядра снаряда		
			p	d	t
P	65 ± 7	35 ± 4	-	-	-
^{12}C	59 ± 5	27 ± 3	$8,5 \pm 1$	$3,8 \pm 0,8$	$1,1 \pm 0,4$
^{22}Ne	51 ± 3	32 ± 2	11 ± 1	$4,7 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,4$

3.3.4. Импульсные и угловые спектры π^\pm - мезонов и протонов-участников

На рисунке 2I даны импульсные спектры релятивистских π^\pm - мезонов и протонов, испытавших неупругие столкновения, полученные в результате разделения частиц в $^{22}Ne + \text{эм.}$ взаимодействиях, точками

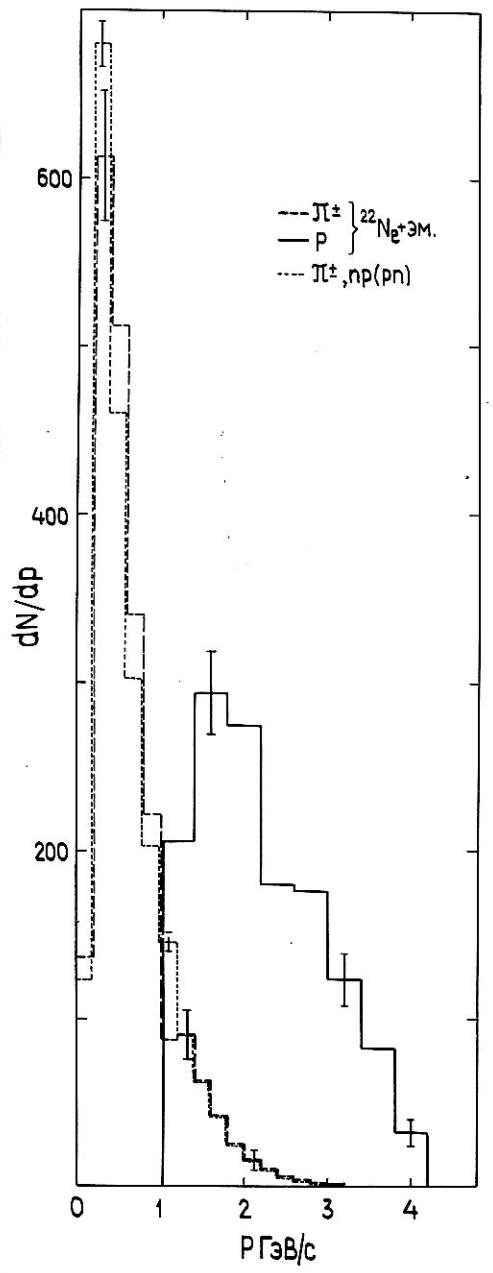


Рис.2I. Импульсные спектры π^\pm -мезонов и протонов-участников $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ взаимодействия.

показан использованный для этой процедуры импульсный спектр π^\pm - мезонов из np (pn) столкновений ("камерный"). Средние характеристики спектров π^\pm - мезонов - "эмульсионного" и "камерного" равны соответственно:

$$\langle P_{\pi} \rangle_{\text{эм}} = 650 \pm 20 \text{ МэВ/с}; \quad \langle P_{\pi} \rangle_{\text{к}} = 620 \pm 5 \text{ МэВ/с}.$$

Здесь также имеет место отмечавшаяся ранее (разделы 3.1.3 и 3.2.4) близость средних импульсов π^{\pm} - мезонов в ядро-ядерных и элементарных $n p$ ($p n$) взаимодействиях.

На рисунках 22, 23, 24 даны соответствующие распределения π^{\pm} - мезонов и протонов по углу вылета θ , поперечному импульсу P_{\perp} , продольной скорости u , обнаруживающие существенные различия для этих частиц. Средние величины, характеризующие спектры, а также величины N_{π}/N_p (среднее число рожденных π^{\pm} - мезонов на один провзаимодействовавший протон для частиц с $\beta > 0,75$)

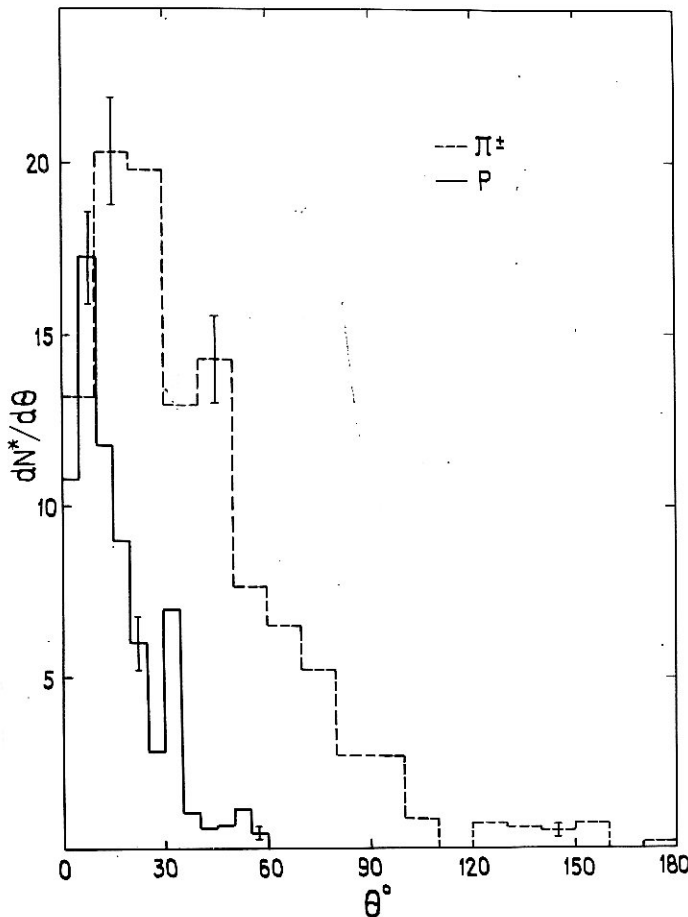


Рис. 22. Распределения π^{\pm} - мезонов и протонов-участников по углу вылета θ , $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ взаимодействия.

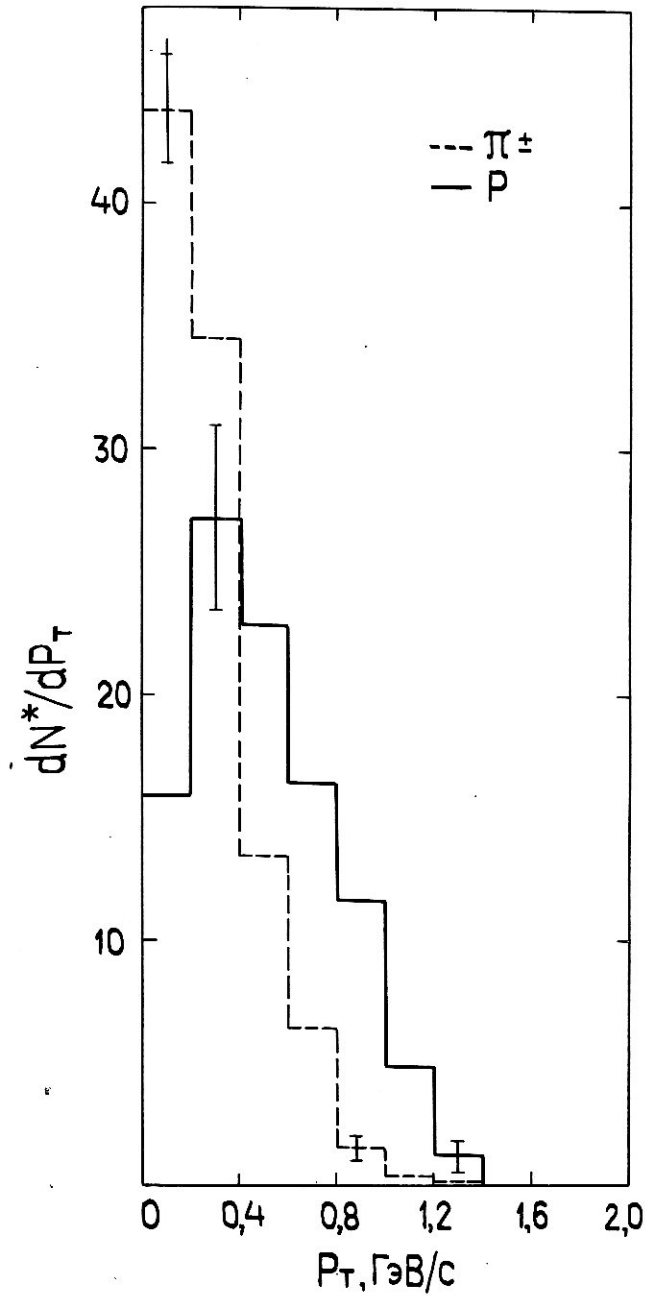


Рис. 23.. Распределения π^\pm - мезонов и протонов-участников по P_\perp , ^{22}N с+эм. взаимодействия.

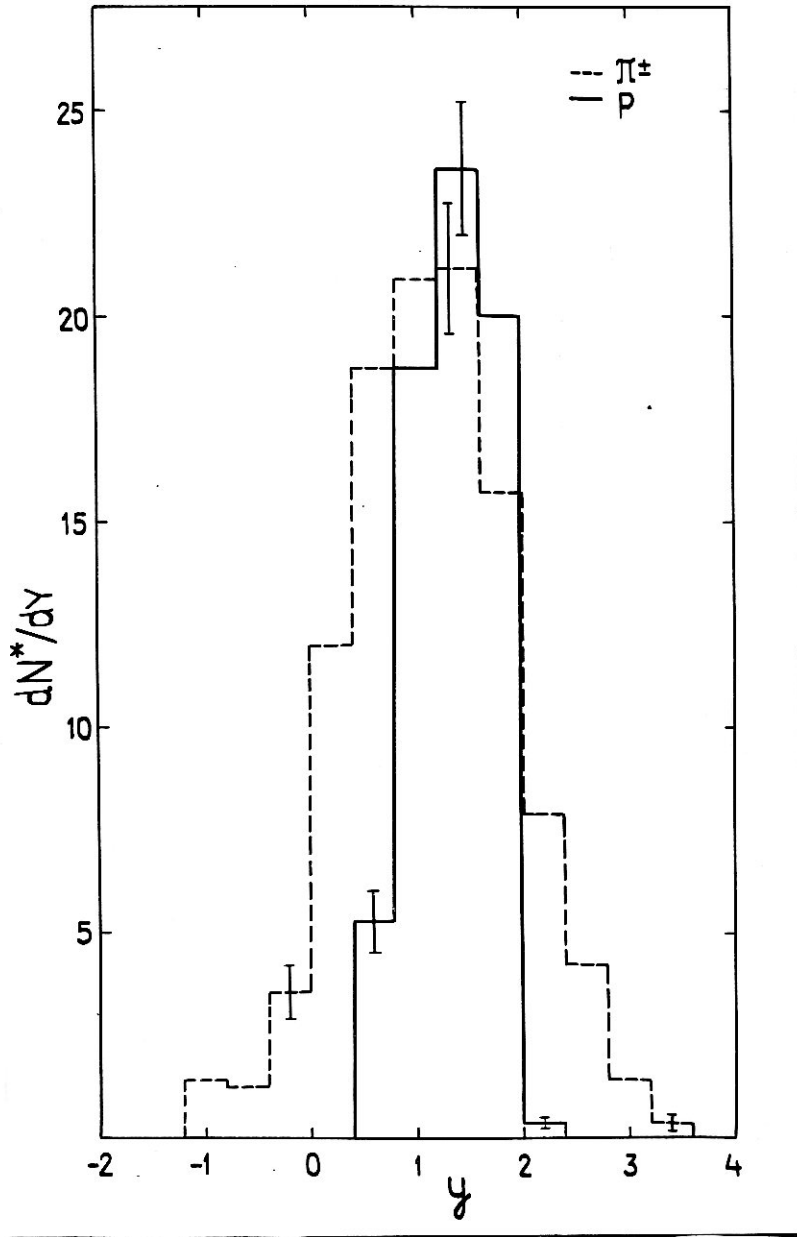


Рис.24. Распределения π^\pm - мезонов и протонов-участников по быстроте, $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ взаимодействия.

даны в таблицах 1, 2, 3 как для всей совокупности взаимодействий, так и для групп событий с $N_h \leq 7$ и $N_h > 7$; для групп, где $Q = 7 + 10$, $Q = 9 + 10$ и $Q = 0 + 2$. События с $Q = 7 + 10$ и $Q = 9 + 10$ соответствуют периферическим и крайне периферическим взаимодействиям, а с $Q = 0 + 2$ - квазицентральный. Обсуждение свойств полученных спектров проведено в следующей главе.

3.3.5. Сравнение энергетических спектров ϱ - фрагментов ядер ^{22}Ne и ϱ - фрагментов ядер фотоэмульсии

Известно /60/, что ϱ - частицы, выделенные по традиционным эмульсионным критериям (см.раздел 1.2.2) в подавляющем большинстве состоят из p -, d -, t - фрагментов ядра-мишени, мягких ($p\beta < 120$ МэВ/с) π^\pm - мезонов и некоторой доли, замедлившихся в каскадных процессах, протонов ядра-снаряда. Определение выхода различных ϱ - частиц сопряжено с рядом методических трудностей, имеющиеся в эмульсионных работах оценки ограничены и не дают детального представления о соотношении частиц в ансамбле

ϱ - фрагментов. С этой точки зрения интересно сравнить энергетический спектр ϱ - частиц от фрагментации ядра ^{22}Ne в системе его покоя со спектром ϱ - фрагментов ядер фотоэмульсии.

Требуемый спектр был получен вычислением кинетических энергий T в антилабораторной системе координат /61/ выделенных в $^{22}\text{Ne} + \text{эм}$ взаимодействиях S - частиц. На рис.25 а представлен, полученный преобразованием S - частиц к антилабораторной системе, энергетический спектр /62/, где всем частицам приписана масса протона для сравнения со спектром ϱ - частиц (показан пунктиром) от фрагментации ядер фотоэмульсии в $^{22}\text{Ne} + \text{эм}$. взаимодействиях /63/. Сопоставляемые спектры, отнормированные на

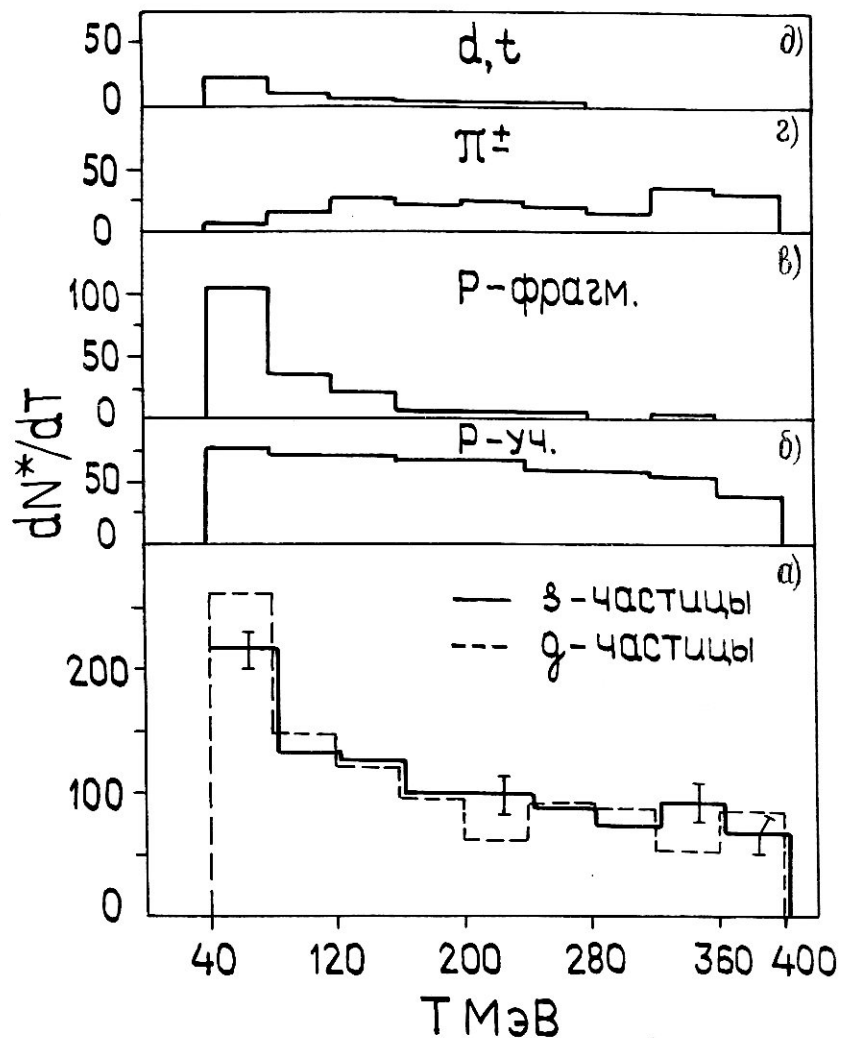


Рис.25. Распределения по кинетической энергии Q - фрагментов покоящегося ядра ^{22}Ne (S - частицы) и Q - фрагментов ядер фотоэмульсии (Q - частицы).

равное число частиц, практически одинаковы по форме. На рисунках 25 (δ , ν , ζ , θ) показаны вклады S -частиц в спектр Q - фрагментов ядра ^{22}Ne : протонов-участников (p - уч), протонов, не испытавших взаимодействие (p - фрагм.), π^{\pm} - мезонов и сложных фрагментов-дейтронов и тритонов. В процентах эти вклады соответствуют числам: 56, 19, 20, 5. Таким образом, при фрагментации ядра ^{22}Ne в системе его покоя, основной вклад в Q - частицы, в указанном на рис. 25 диапазоне энергий, обусловлен протонами - около 75%, 20% соответствуют вкладу π^{\pm} - мезонов и 5% - вкладу d, t - фрагментов. Полученные соотношения дают представление об относительном выходе частиц в совокупности Q - фрагментов покоящегося ядра.

Г Л А В А IY.

СПЕКТРЫ π^{\pm} - МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ И ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

4.1. Зависимость спектров π^{\pm} - мезонов и протонов от массы ядра-снаряда

Наборы событий неупругих взаимодействий протонов и ядер ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии, используемые в работе, позволяют исследовать свойства вторичных частиц и их спектров в зависимости от различных параметров и проследить динамику изменения этих свойств.

Рассмотрим средние характеристики спектров релятивистских π^{\pm} - мезонов и протонов-участников ("рожденных" частиц) в используемых нами ансамблях взаимодействий, а также величину N_{π}/N_p (среднее число "рожденных" пионов на один протон-участник взаимодействия), которая отражает неупругость процесса столкновения. В таблице I представлены средние импульсы, углы вылета, скорости, поперечные импульсы "рожденных" частиц в зависимости от массы снаряда A_p при начальном импульсе P_p на нуклон, даны соответствующие средние N_{π}/N_p . Для сравнения, здесь же приведены значения средних импульсов π^{\pm} - мезонов с $\beta > 0,75$, полученных в элементарных $p p$ ($p n$) взаимодействиях при энергии, близкой к энергии на нуклон рассматриваемых снарядов. В событиях $p + \text{эм.}$ и $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ взаимодействий средние импульсы $\langle P_{\pi} \rangle$ практически равны и близки к соответствующим в $p p$ ($p n$) столкновениях. Такая же, характерная, близость значений $\langle P_{\pi} \rangle$ наблюдается в элементарных и в $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ взаимодействиях при несколько меньшей энергии на нуклон снаряда.

Отметим следующие свойства спектров π^\pm - мезонов, наблюдаемые при переходе от протон-ядерных к ядро-ядерным столкновениям:

- средние скорости проявляют тенденцию к возрастанию;
- средние поперечные импульсы в пределах статистических ошибок могут быть приняты постоянными.

В $p + \text{эм.}$ и $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ взаимодействиях средние импульсы протонов практически одинаковы. Следует отметить, что для всех снарядов средние углы вылета, скорости и поперечные импульсы протонов-участников проявляют постоянство.

Одинаковое (в пределах ошибок) число рожденных π^\pm - мезонов на один протон-участник N_π/N_p в $p + \text{эм.}$ и $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ соударениях уменьшается во взаимодействиях $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$

Распределения π^\pm - мезонов и протонов-участников по импульсу, поперечному импульсу и продольной скорости, представлены на рисунках 26 + 31. Формы импульсных спектров пионов, а также протонов-участников подобны во взаимодействиях разных снарядов.

В работе /64/ получены экспериментальные данные о сечении рождения π^\pm и K^\pm - мезонов под углом 24° в соударениях ядер углерода, а также при облучении свинца ионами углерода, дейтронами и протонами с энергией 3,65 ГэВ на нуклон. Экспериментальные спектры для всех взаимодействий при импульсах пионов более 0,5 ГэВ/с имели одинаковые наклоны и хорошо аппроксимировались в лабораторной системе координат (ЛС) зависимостью:

$$E \frac{d^3\sigma/dp^3} = \text{const} \cdot \exp(-T/T_0) \quad (4.1)$$

На основании подобия форм спектров (одинаковых наклонов) π^\pm и K^\pm - мезонов сделано предположение о том, что рождение этих частиц не зависит от индивидуальных особенностей сталкивающихся ядер и определяется общими свойствами ядерной материи.

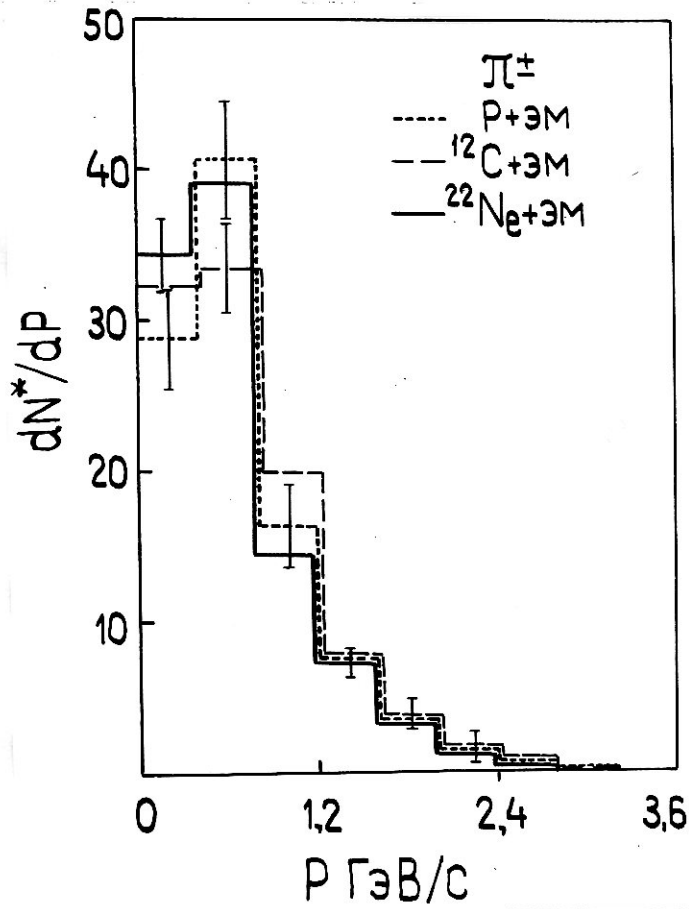


Рис.26. Импульсные спектры π^\pm -мезонов

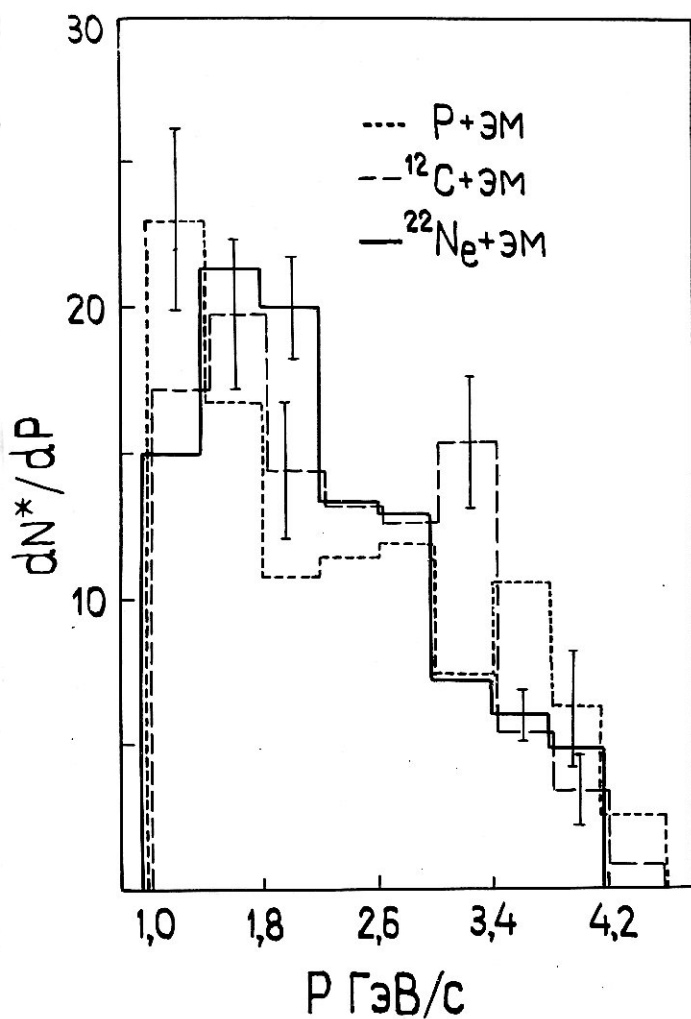


Рис.27. Импульсные спектры протонов-участников

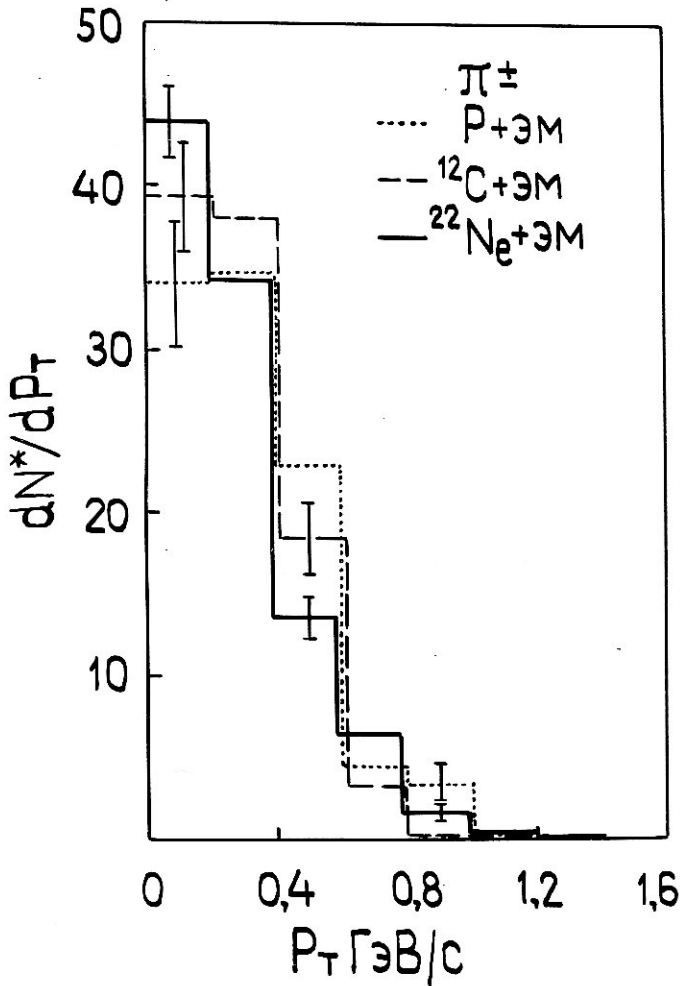


Рис.28. Распределения π^\pm -мезонов по поперечному импульсу.

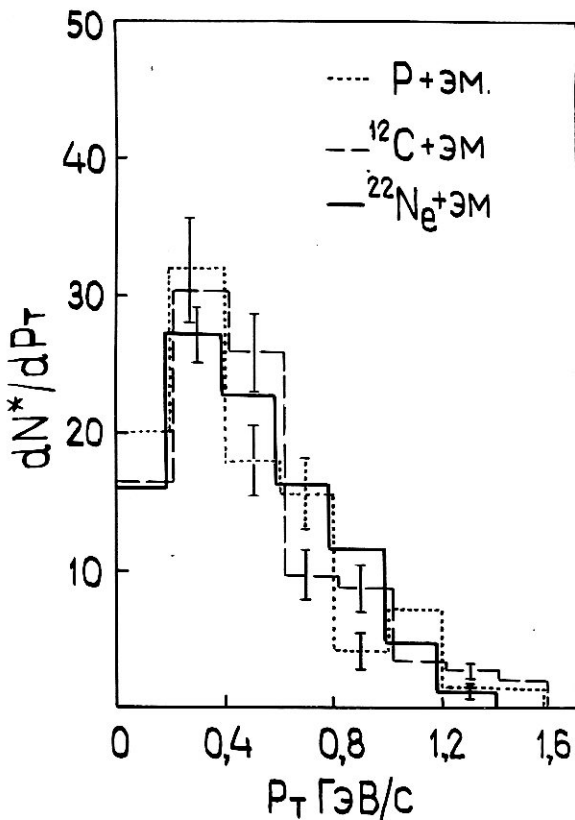


Рис.29. Распределения протонов-участников по поперечному импульсу.

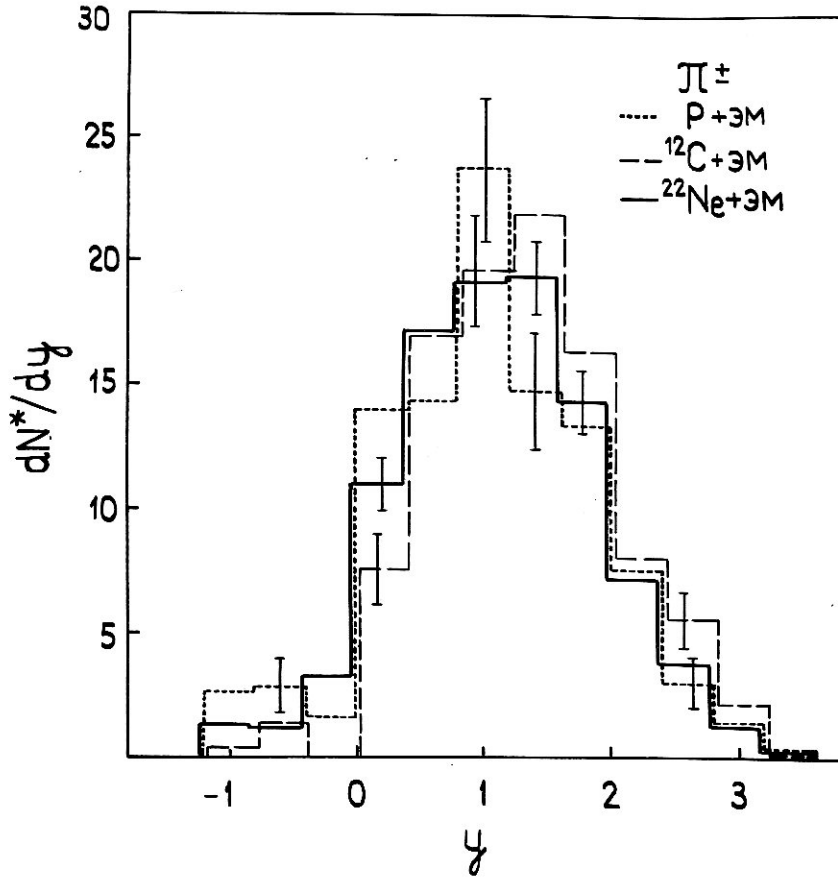


Рис.30. Распределения π^\pm - мезонов по быстроте.

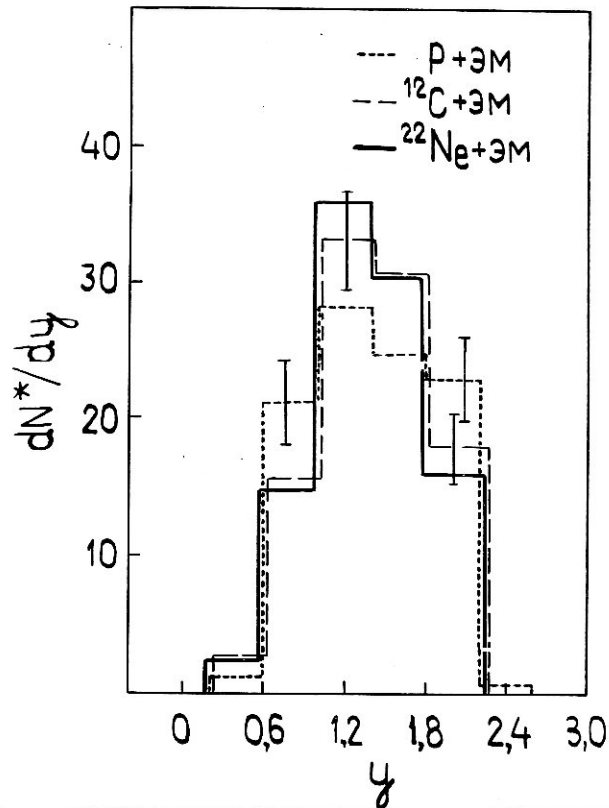


Рис.31. Распределения протонов-участников по быстроте

Если аппроксимировать распределения π^{\pm} - мезонов по кинетической энергии T в ЛС выражением:

$$f(T) = C \cdot \exp(-T/T_0), \quad (4.2)$$

то для частиц с $T > 80$ МэВ получим значения подгоночных параметров и ошибок δ в их определении, которые даны в таблице 5 вместе с критериями $\tilde{\chi}^2$ (в расчёте на степень свободы).

Таблица 5

Аппроксимация спектров кинетических энергий π^{\pm} - мезонов экспоненциальной зависимостью.

Рр	Рр ГэВ/с	T_0 МэВ	δ МэВ	$\tilde{\chi}^2$
p	4,5	500	20	0,7
^{12}C	4,5	500	20	0,5
^{22}Ne	4,1	450	10	1,15

Как следует из таблицы 5, параметры - T_0 (наклоны спектров) одинаковы для взаимодействий p , ^{12}C с ядрами фотоэмульсии и близки к значению T_0 в $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ взаимодействиях. Таким образом, результаты работы /64/ подтверждают вывод о слабой зависимости формы импульсных спектров π^{\pm} - мезонов от массы-снаряда, сделанный в /55/.

4.2. Сопоставление спектров π^{\pm} - мезонов и протонов во взаимодействиях p , ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии в событиях с $N_h \leq 7$ и $N_h > 7$

Рассмотрим изменение средних характеристик спектров "рожденных" частиц при переходе от столкновений с тяжелыми ядрами мишени

Ag, Br с заметным расщеплением ($N_h > 7$) или непериферических, к периферическим и столкновениям с легкими ядрами мишени ($N_h \leq 7$). Анализ таблицы 2 при таком переходе показывает следующие свойства π^\pm - мезонов и протонов:

- средние импульсы частиц незначительно возрастают;
- наблюдается усиление коллимации частиц и соответствующее возрастание средних быстрот;
- наблюдается уменьшение среднего поперечного импульса частиц ($\langle P_{\perp 1} \rangle$ в $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ столкновениях сохраняются);
- наблюдается заметное снижение среднего числа рожденных пионов на один провзаимодействовавший протон (N_{π} / N_p).

В непериферических ($N_h > 7$) столкновениях с ядрами Ag, Br среднее число провзаимодействовавших нуклонов налетающего ядра значительно выше этой величины для ансамбля столкновений при $N_h \leq 7$ /65/.

В событиях с существенно большим числом эффективно провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда и мишени (что имеет место в звездах с $N_h > 7$ по сравнению с остальными), вероятность повторных столкновений нуклонов с рождением π^\pm - мезонов выше. Развитие каскадных процессов в таких событиях приводит к уменьшению быстрот частиц, /66/ повышению выхода пионов. В событиях с меньшим расщеплением ядра-мишени ($N_h \leq 7$) рассмотренные процессы будут менее развиты. Описанные свойства спектров частиц ярче проявляются в столкновениях ядер ^{22}Ne (более тяжелого снаряда с $(A - Z) / Z > 1$) и менее заметны в $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ и $p + \text{эм.}$ взаимодействиях (см. табл.2).

В наборах событий с существенно разным расщеплением ядра-

-мишени имеет место незначительная зависимость импульсов релятивистских π^{\pm} - мезонов и протонов от числа нуклонов на пути вторичных частиц /55/.

4.3. Зависимость спектров π^{\pm} - мезонов и протонов от суммарного заряда фрагментов-спектаторов ядра снаряда

В таблице 3 даны средние характеристики спектров π^{\pm} - мезонов и протонов для ^{12}C и ^{22}Ne в центральных (квазицентральных, $Q = 0 \div 1$, $Q = 0 \div 2$ соответственно), в периферических столкновениях ($Q = 4 \div 6$, $Q = 7 \div 10$) и в крайне периферических соударениях ($Q = 9 \div 10$, что соответствует ~ одному провзаимодействовавшему протону ядра-снаряда) ядер ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии.

Средние характеристики спектров "рожденных" частиц при переходе от центральных к периферическим столкновениям проявляют следующие свойства:

- средние импульсы частиц возрастают;
- уменьшаются средние углы испускания частиц, что приводит к росту средних быстрот;
- уменьшается средний поперечный импульс частиц;
- заметно снижается число N_{π}/N_p .

Эти свойства более значительны в событиях $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ и особенно в сравнении центральных с крайне периферическими взаимодействиями, где наблюдается сближение средних быстрот π^{\pm} - мезонов и протонов.

Отмеченное поведение спектров π^{\pm} и протонов совпадает с их

поведением в событиях с большим и меньшим расщеплением ядра-мишени (см. раздел 4.2). Подобие свойств рассматриваемых спектров, наблюдаемое различными способами, является убедительным и может объясняться зависимостью характеристик "рожденных" частиц от числа эффективно провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда и мишени.

С точки зрения числа эффективно провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда центральные и крайние периферические столкновения отличаются очень сильно (для $Q = 1$ и $Q = 9$ число N вз., найденное по (3.3) равно ~ 20 и ~ 2 соответственно). Однако, это различие не приводит к значительному изменению импульсов частиц. Средние импульсы частиц в крайне периферических столкновениях возрастают на $\sim 20\%$ от их величины в центральных.

Результаты анализа, проведенного в разделе 4.2 и в настоящем, свидетельствуют о зависимости рассматриваемых характеристик - углов вылета, быстрот, относительного выхода π^\pm - мезонов и протонов-участников от числа провзаимодействовавших в событии нуклонов ядра-снаряда и мишени.

Указание на незначительную зависимость импульсов релятивистских π^\pm - мезонов и протонов от числа нуклонов на их пути в ядре-мишени рассматривалось в работе /55/ как возможное проявление длины формирования /67/.

4.4. Сравнение экспериментальных результатов с каскадно-испарительной моделью

В каскадно-испарительной модели (КИМ) взаимодействие ядер рассматривается как суперпозиция двухчастичных нуклон-нуклонных и пион-нуклонных столкновений. При этом процесс неупругого соу-

дарения ядер развивается как разветвленная последовательность некогерентных взаимодействий быстрых частиц с внутриядерными нуклонами. Таким образом, в этой модели не учтены возможные коллективные взаимодействия частиц и сравнение экспериментальных характеристик с расчётами, проведенными в рамках КИМ, является тестом для проявления эффектов коллективного типа. Основы модели и метод расчёта исчерпывающе изложены в /68/ и развиты в более поздних работах /69,70/.

Отметим, что КИМ систематически переоценивает среднюю множественность $\langle n_s \rangle$ s -частиц в ядро-ядерных взаимодействиях, удовлетворительно описывая характер изменения $\langle n_s \rangle$ с увеличением A_p . При качественном согласии модели с данными по η -распределению s -частиц ($\eta = -\ln \tan(\theta/2)$) для всех $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ соударений, наблюдается расхождение между расчётами и экспериментальными характеристиками η -распределений для групп взаимодействий с разными Q /II/.

В таблице 6 даны импульсные и угловые характеристики частиц с $\beta > 0,75$, полученные в результате каскадных расчётов в рамках современной версии КИМ /70/ (строки с индексом К) в сравнении с экспериментальными результатами настоящей работы в $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ столкновениях. Количество разыгранных в рамках КИМ событий в II раз превышает число экспериментальных взаимодействий. В распределения протонов (их характеристики отмечены индексом p^*) наряду с провзаимодействовавшими входят протоны-фрагменты ядра-снаряда (сохранившие импульс близким к начальному на нуклон). В целом по таблице 6 можно отметить хорошее совпадение расчётных и экспериментальных характеристик спектров π^\pm -мезонов для полной совокупности событий. Различие минимально в периферических ($Q = 7 \div 10$) столкновениях и в событиях с малым расщеплением

Релятивистские ($\beta > 0,75$) π^{\pm} и протоны.
Сравнение с КМ.

Все события	$N_{\pi} \leq 7$	$N_{\pi} > 7$	$Q \leq 2$	$Q \geq 7$
$\langle P_{\pi} \rangle$	653 ± 20	744 ± 40	620 ± 30	686 ± 50
	K 654	731	612	697
$\langle \Theta_{\pi} \rangle$	$38,0 \pm 1,4$	27 ± 2	43 ± 2	32 ± 3
	K 38,6	31,3	41,2	33,8
$\langle P_{\pi I} \rangle$	277 ± 10	238 ± 14	292 ± 13	245 ± 18
	K 263	251	266	249
$\langle P_{p^*} \rangle$	2800 ± 40	3090 ± 60	2600 ± 60	3250 ± 60
	K 2996	3270	2810	3345
$\langle \Theta_{p^*} \rangle$	$12,5 \pm 0,4$	$9,9 \pm 0,4$	$15,5 \pm 0,6$	$9,0 \pm 0,4$
	K 11,1	8,52	12,45	7,84
$\langle P_{p I} \rangle$	433 ± 10	359 ± 10	483 ± 14	325 ± 12
	K 396	347	428	308
N_{π}/N_{p^*}	$1,16 \pm 0,03$	$0,79 \pm 0,04$	$1,40 \pm 0,05$	$0,74 \pm 0,04$
	K 0,86	0,58	1,04	0,56

ядра-мишени ($N_h \leq 7$), наиболее велико в центральных ($Q = 0 + 2$) взаимодействиях и в непериферических ($N_h > 7$) соударениях с тяжелыми Ag , Br ядрами, т.е. в событиях с относительно большим числом нуклонов-участников. Модель систематически недооценивает выход π^\pm - мезонов на протон (неупругость взаимодействия). Наибольшее расхождение (до 0,5 от расчётного значения) наблюдается в центральных $^{22}Ne + Ag, Br$ столкновениях. При этом средние импульсы протонов $\langle P_p^* \rangle$ в расчётах систематически выше экспериментальных. Наибольшее отличие также имеет место в ансамбле центральных $^{22}Ne + Ag, Br$ столкновений, наименьшее - в периферических. Расхождения заметны и в значениях средних углов испускания протонов, которые для модели во всех наборах частиц ниже экспериментальных особенно в непериферических $^{22}Ne + Ag, Br$ столкновениях ($N_h > 7$), а не в центральных, как это можно было ожидать. В результате, экспериментальные средние поперечные импульсы $\langle P_p^{*1} \rangle$ систематически выше расчётных и отличаются на ~ 4 стандарта в ансамбле непериферических $^{22}Ne + Ag, Br$ столкновений, несмотря на то, что измеренный импульс $\langle P_p^* \rangle$ ниже расчётного во всех наборах событий. Эта особенность рассмотрена в следующем разделе.

На рисунке 32 показаны отнормированные на одинаковое число частиц импульсные спектры π^\pm - мезонов из $^{22}Ne + эм.$ взаимодействий, расчётный (КИМ) и спектр π^\pm - мезонов из $n p (p n)$ столкновений. Рисунок демонстрирует практическое совпадение трех представленных спектров и согласие расчётов с экспериментом.

Рассматривая импульсные и угловые характеристики релятивистских пионов и протонов (табл.6) следует отметить, что для $\sim 60\%$ столкновений $^{22}Ne + эм.$, событий с относительно небольшим числом

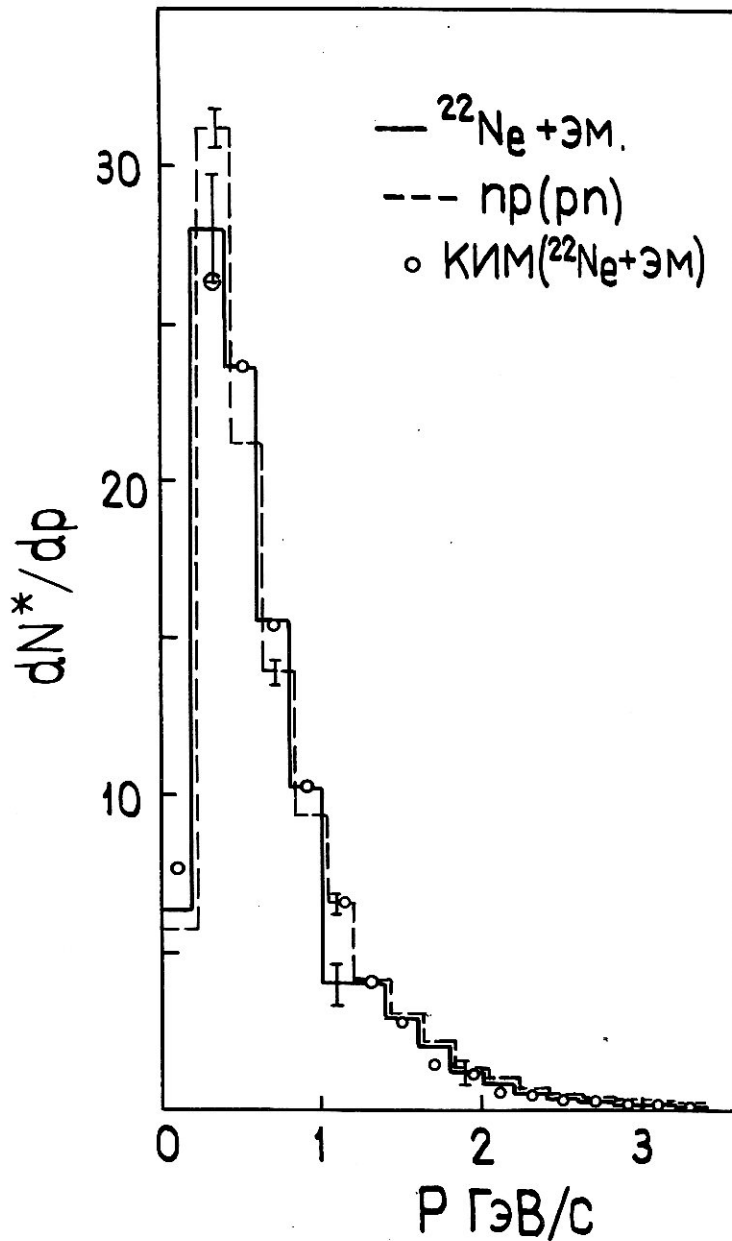


Рис. 32. Импульсные спектры π^\pm - мезонов в $^{22}\text{Ne} + \text{э.м.}$ взаимодействиях - расчётной (КИМ) и экспериментальный, пунктиром показан спектр в $np(pn)$ взаимодействиях.

нуклонов-участников, где $N_n \leq 7$ (в том числе события с $Q \geq 7$) наблюдается удовлетворительное согласие с КИМ, т.е. вклад эффектов коллективного взаимодействия частиц в этих событиях слабо заметен. В непериферических $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}$, Br соударениях и центральных, эффекты, связанные с увеличением числа нуклонов, участвовавших во взаимодействии, приводят к расхождению расчётов и экспериментальных результатов.

4.5. Модель фэйрбола и термализация

В неупругих взаимодействиях многонуклонных ядер при рассматриваемых энергиях возможно значительное увеличение плотности ядерной материи и энергии, сбрасываемой частицами ядра-снаряда в области геометрического перекрытия с ядром-мишенью. Такой процесс более вероятен в центральных столкновениях с большим числом нуклонов-участников при сжатии ядерного вещества до плотности превосходящей удвоенную ^{/71/} и разогревом материи в объёме столкновения до температуры $T \gtrsim 30 \text{ МэВ}$ ^{/2/}. При этом ожидается возникновение движущегося, сильно разогретого сгустка материи, названного фэйрболом ^{/71/}, представляющего смесь нуклонов, мезонов и возбужденных барионов. Авторы последующих разработок модели фэйрбола ^{/2, 72/} считали, что в рассматриваемых взаимодействиях образуются три группы нуклонов-непосредственные участники соударения из области перекрытия ядер и нуклоны-наблюдатели снаряда и ядра-мишени, практически сохранившие начальную скорость. Предполагается, что в ансамбле частиц фэйрбола возможно установление состояния, близкого к состоянию термодинамического равновесия по мере того, как каждый нуклон испытает несколько столкновений. Ожидается, что

продуктам распада фэйрбола в его системе покоя свойственно распределение по углу вылета близкое к изотропному. О степени близости распадающейся системы к состоянию термодинамического равновесия можно заключить по величине отношения среднего поперечного импульса частиц к среднему продольному в событии:

$$R = \frac{2}{\pi} \frac{\sum_i P_{\perp i}}{\sum_i P_{\parallel i}}, \quad (4.3)$$

где постоянная $\frac{2}{\pi}$ учитывает различие в числе степеней свободы для движения в продольном и поперечном направлениях. Для системы с полной термализацией $R = 1$ [73].

Выделенные в $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ взаимодействиях, протоны-участники из ядра-снаряда были разделены на три ансамбля по степени расщепления ядра-мишеней в событиях, где наблюдались эти протоны. Для каждого ансамбля были найдены - средний поперечный $\langle P_{\perp p} \rangle$ и средний продольный $\langle P_{\parallel p} \rangle^*$ импульсы протонов в системе центра масс NN - столкновений и величина

$$R^* = \frac{2}{\pi} \frac{\langle P_{\perp p} \rangle}{\langle P_{\parallel p} \rangle^*}.$$

В среднем, для ограниченного класса событий, по которым образован ансамбль протонов, величина R^* , подобно R (4.3), может характеризовать близость распавшихся на частицы систем к состоянию термодинамического равновесия.

В таблице 7 приведены значения средних поперечных $\langle P_{\perp p} \rangle$ и продольных $\langle P_{\parallel p} \rangle^*$ импульсов протонов в МэВ/с, средних величин R^* и N_{π}/N_p в зависимости от степени расщепления ядер-мишеней (N_h) в выделенных ансамблях событий.

Таблица 7
 Параметры R^* в ансамблях событий $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$
 с разными N_h

N_h	$0 \div 5$	$6 \div 25$	≥ 26
$\langle P_{\perp p} \rangle$	386 ± 17	520 ± 20	564 ± 25
$\langle P_{\parallel p} \rangle^*$	500 ± 25	430 ± 20	390 ± 25
R^*	$0,49 \pm 0,04$	$0,77 \pm 0,05$	$0,92 \pm 0,08$
N_{π}/N_p	$1,2 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,1$	$1,84 \pm 0,12$

Наблюдаемое в таблице увеличение фактора R^* с ростом N_h в ансамблях событий связано с уменьшением продольных и значительным увеличением поперечных импульсов протонов, сопровождающимся повышением на $\sim 50\%$ выхода π^{\pm} - мезонов на протон-участник в столкновениях $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Br}$ с практически полным разрушением ядра-мишени, квазицентральных. Следует отметить более резкий рост величин $\langle P_{\perp p} \rangle$ и N_{π}/N_p при переходе от событий с $0 \leq N_h \leq 5$ к событиям с $6 \leq N_h \leq 25$, чем при последующем переходе к событиям с $N_h \geq 26$. Это указывает на заметную зависимость характеристик $\langle P_{\perp p} \rangle$ и N_{π}/N_p от числа нуклонов-участников взаимодействия, поскольку наблюдаемый скачок средних связан с переходом от взаимодействий с $\text{C}, \text{N}, \text{O}$ ядрами и периферических с Ag, Br к непериферическим столкновениям, преимущественно с Ag, Br ядрами фотоэмульсии. Подобное изменение величин $\langle P_{\perp p} \rangle$ и N_{π}/N_p наблюдается и в ансамблях событий, выделенных по α при переходе к центральным столкновениям (табл.3).

Близкое к I значение фактора R^* во взаимодействиях ^{22}Ne с тяжелыми Ag , Br ядрами эмульсии при $N_n \geq 26$ (в практически центральных столкновениях), сопровождающихся полным разрушением ядра-мишени /65, 74, 75/, значительное увеличение относительного выхода π^\pm - мезонов свидетельствуют о том, что энергия направленного движения нуклонов в области геометрического перекрытия ядер преобразуется в их хаотическое движение и энергию рожденных π^\pm - мезонов. Это указывает на возможное проявление в рассматриваемой совокупности событий состояний близких к равновесному. Отметим, что доля событий с $N_n \geq 26$ (полного разрушения ядер Ag , Br) составляет более 12% от всех /65/.

В квазицентральных взаимодействиях, выделенных по критерию $Q \leq 2$, средняя степень расщепления ядра-мишени соответствует значению $\langle N_n \rangle \approx 26$, т.е. условному событию с практически полным разрушением тяжелого ядра в эмульсии. Как видно из предыдущего, эффекты коллективного взаимодействия частиц ярче проявляются в событиях с наибольшим числом нуклонов-участников. Поэтому наибольшая недооценка КИМ рождения π^\pm - мезонов наблюдается в событиях с $Q \leq 2$ (табл.6).

Наибольшее расхождение КИМ с экспериментом в оценке $\langle P_{p^*1} \rangle$ в ансамбле непериферических ($N_n > 7$) столкновений $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}$, Br также не случайно. Подчеркнем, что этот ансамбль характеризуется величиной $N_\pi / N_p = 1,4 \pm 0,05$, промежуточной между значением $0,74 \pm 0,04$ в периферических ($Q \geq 7$) столкновениях и величиной $1,8 \pm 0,1$ в центральных ($Q \leq 2$, табл.6).

В работе /76/ в событиях непериферических столкновений $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}$, Br ($N_n > 7$) показаны проявления коллективных потоков

частиц-отскока фрагментов ядра-снаряда и бокового выброса фрагментов ядра-мишени, тенденция к противоположной направленности суммарных векторов потоков частиц ядра снаряда и мишени в событии. Коллективные движения фрагментов сталкивающихся ядер отражаются на движении релятивистских протонов-участников. Таким образом, неучтённое КИМ коллективное поперечное движение протонов является причиной проявления наиболее заметного в рассматриваемом ансамбле событий расхождения в экспериментальном и расчётном значениях $\langle P_{\perp}^* \rangle$.

4.6. Аппроксимация спектров P_{\perp} протонов и π^{\pm} - мезонов распределением Рэля

В работе /77/ во взаимодействиях $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ при 4,5 А ГэВ/с спектры поперечных импульсов фрагментов ядра-снаряда в ЛС были аппроксимированы распределением Рэля /78/

$$f(P_{\perp}) = (P_{\perp}/\sigma^2) \exp(-P_{\perp}^2/2\sigma^2) \quad , \quad (4.4)$$

которое соответствует парциальным гауссовым распределениям по поперечным компонентам β -импульса фрагмента в системе покоя фрагментирующего ядра /59,79/.

В /77/ отмечено наличие "хвоста" больших передач в спектрах поперечных импульсов α и многозарядных фрагментов, не описываемого распределением вида (4.4). Подобное исследование было проведено и на материале $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ взаимодействий /59/, где экспериментальные P_{\perp} - спектры фрагментов ядра-снаряда также плохо описывались выражением (4.4), не учитывающим высокоимпульсные "хвосты". Надёжная аппроксимация спектров, включая их высокоимпульсные области, была проведена суммой двух распределений Рэля с заметно отличающимися параметрами, что рассматривалось как

указание на существование двух независимых источников испускания фрагментов я.с. с разными "температурами" σ_1 и σ_2 . В работе /80/ на этом же экспериментальном материале показано, что в событиях с $N_n > 7$ существует два источника релятивистских α - частиц, средние поперечные импульсы которых существенно отличаются. Наличие в ансамбле спектаторных фрагментов ядра-снаряда значительной доли частиц с большими P_{\perp} , очевидно, должно сопровождаться адекватными свойствами спектров "рожденных" частиц.

В таблице 8 даны результаты подгонок спектров P_{\perp} π^{\pm} -мезонов и протонов-участников распределением Рэля, проведенных на экспериментальном материале из $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ взаимодействий статистический объём которого значительно превосходит данные из $^{12}\text{C} + \text{эм.}$ и $\text{p} + \text{эм.}$ столкновений, полученные в настоящей работе.

Таблица 8
Аппроксимация спектров P_{\perp} частиц π^{\pm} и p из $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ столкновений распределением Рэля

	$\tilde{\chi}^2$	$\langle P_{\perp} \rangle_0$ МэВ/с	$\langle P_{\perp} \rangle_{\text{э}}$ МэВ/с
π^{\pm}	2,9	248 ± 10	280 ± 10
p	2,2	450 ± 16	500 ± 20

Заниженные, по сравнению с экспериментальными $\langle P_{\perp} \rangle_{\text{э}}$ характеристиками, математические ожидания $\langle P_{\perp} \rangle_0 = \sqrt{\pi/2} \sigma$ и высокие значения $\tilde{\chi}^2$ (в расчёте на степень свободы) указывают на несоответствие наблюдаемых и ожидаемых распределений. Возможность подобной аппроксимации спектров P_{\perp} релятивистских π^{\pm} - мезонов и протонов в $^{22}\text{Ne} + \text{эм}$ взаимодействиях согласно таблиц вероят-

ностей для $\chi^2 / 81$ отвергается на 2% уровне значимости.

В таблице 9 для p , ^{12}C , ^{22}Ne в взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии приведены результаты фитирования спектров поперечных импульсов частиц двухрелеевским распределением вида:

$$f(P_{\perp}) = \alpha (P_{\perp} / \sigma_1^2) \exp(-P_{\perp}^2 / 2\sigma_1^2) + (1-\alpha) (P_{\perp} / \sigma_2^2) \exp(-P_{\perp}^2 / 2\sigma_2^2), \quad (4.5)$$

где α - вклад первого члена распределения. Величины $\langle P_{\perp} \rangle_n$ найдены следующим образом:

$$\langle P_{\perp} \rangle_n = \alpha \langle P_{\perp} \rangle_1 + (1-\alpha) \langle P_{\perp} \rangle_2; \quad \langle P_{\perp} \rangle_1 = \sqrt{\pi/2} \sigma_1; \quad \langle P_{\perp} \rangle_2 = \sqrt{\pi/2} \sigma_2.$$

Полученные /62/ в результате параметризации спектров величины $\langle P_{\perp} \rangle_n$ и $\langle P_{\perp} \rangle_{\Sigma}$ хорошо согласуются, а заметно снизившиеся (относительно данных табл.8) значения $\tilde{\chi}^2$ свидетельствуют о более надёжной аппроксимации по сравнению с фитированием одним распределением Рэлея. Анализируя подгоночные параметры спектров пионов (табл.9) отметим, что доля частиц с малыми $\langle P_{\perp} \rangle_1$ возрастает с увеличением A_p снаряда. Это можно объяснить возрастанием вклада периферических столкновений с увеличением массы снаряда.

Большие $\langle P_{\perp} \rangle_2$ - параметры, соответствующие высокоимпульсной компоненте спектров, связаны с реализацией столкновений при значительном перекрытии ядер и большом числе нуклонов-участников, например, в столкновениях $^{22}\text{Ne} + \text{Au}$, Br , сопровождающихся полным разрушением ядер-мишеней. Подтверждением этому является близость параметра $\langle P_{\perp} \rangle_2 = 560 \pm 40$ МэВ/с и среднего импульса $\langle P_{\perp p} \rangle = 564 \pm 25$ МэВ/с протонов в ансамбле событий с $N_h \geq 26$ (табл.7), а также $\langle P_{\perp p} \rangle = 540 \pm 20$ МэВ/с для событий с $N_h > 7$ (табл. 2).

Таким образом, результаты анализа указывают на то, что

Таблица 9

Аппроксимация спектров P_L протонов и π^\pm двумя распределениями Рэлея

	π^\pm	π^\pm	π^\pm	P	P
Ар	$22Ne$	$12C$	P	$22Ne$	
$\langle P_L \rangle_1$	170 ± 17	190 ± 70	150 ± 10	236 ± 44	$\langle P_L \rangle_1$
$1-\alpha$	$0,5 \pm 0,1$	$0,7 \pm 0,4$	$0,87 \pm 0,20$	$0,8 \pm 0,1$	χ^2
$\langle P_L \rangle_2$	384 ± 14	320 ± 35	340 ± 35	560 ± 40	$\langle P_L \rangle_2$
χ^2	$0,6$	$0,8$	$0,7$	$0,8$	$\langle P_L \rangle_2$
$\langle P_L \rangle_\pi$	277	281	315	495	$\langle P_L \rangle_\pi$
$\langle P_L \rangle_\pi$	280 ± 10	280 ± 14	320 ± 16	500 ± 20	$\langle P_L \rangle_\pi$

условия рождения (источники) S - частиц различны. Характеристики этих частиц зависят от числа эффективно взаимодействовавших в событии нуклонов, что, в частности, связано как с массами сталкивающихся ядер так и с геометрией их столкновения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные выводы и результаты диссертационной работы заключаются в следующем.

1. Разработан пакет программ анализа первичной информации измерений в ядерных фотоэмульсиях с помощью полуавтоматического микроскопа, на основе пакета организовано математическое обеспечение измерений величин $\beta\beta$ релятивистских частиц. Пакет программ обеспечивает контроль прибора, измерений, возможность коррекции и запись информации на магнитную ленту в виде файлов с именами и может быть использован в режиме непосредственной связи электронного блока с ЭВМ.

Автоматизация измерений и сервисные возможности пакета программ позволили повысить точность, надёжность измерений и увеличить производительность.

2. В неупругих взаимодействиях p , ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при импульсе $\sim 4,5$ А ГэВ/с в ансамбле релятивистских ($\beta > 0,75$) частиц выделены π^{\pm} - мезоны и протоны-участники, для которых получены спектры импульсов и быстрот. Получены соотношения выхода релятивистских однозарядных частиц: π^{\pm} - мезонов, протонов-участников и p -, d -, t - фрагментов ядер.

3. Проведен анализ свойств спектров частиц в зависимости от массы ядра-снаряда и мишени, в центральных и периферических столкновениях.

Показана зависимость средних углов вылета, быстрот, поперечных импульсов, относительного выхода частиц (π^{\pm} и p) от числа нуклонов-участников в событии.

Установлено подобие форм импульсных спектров релятивистских π^{\pm} - мезонов и протонов-участников во взаимодействиях p , ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии. Сделано заключение о том, что импульсы этих частиц незначительно зависят от числа нуклонов на их пути в ядре-мишени, при очень слабой зависимости импульсов от массы ядра-снаряда.

4. Получены соотношения выхода частиц в ансамбле g - фрагментов ядер ^{22}Ne в антилабораторной системе координат. Результаты указывают на одинаковую форму спектров кинетических энергий

g - фрагментов ядер фотоэмульсии и g - фрагментов ядер ^{22}Ne .

5. В столкновениях ядер $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Br}$ с полным разрушением ядра-мишени подтверждено выполнение признака термализации протонов, предсказываемой моделью фэйрбола.

Установлено, что в непериферических соударениях p , ^{12}C , ^{22}Ne с тяжелыми ядрами фотоэмульсии и во взаимодействиях $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Br}$ с полным разрушением ядер-мишеней наблюдается превышение на $40 \pm 50\%$ выхода π^{\pm} - мезонов на протон-участник в сравнении с периферическими столкновениями ядер.

Рассмотрено возможное проявление коллективного поперечного движения S - протонов в непериферических $^{22}\text{Ne} + \text{Ag}, \text{Br}$ столкновениях.

6. Показано, что спектры поперечных импульсов релятивистских π^{\pm} - мезонов в столкновениях p , ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии, и протонов-участников в ^{22}Ne + эм взаимодействиях состоят из двух компонент с существенно различными средними значениями, что может быть интерпретировано как наблюдение двух источников испускания частиц.

Показано совпадение поперечного импульса соответствующего высокоимпульсной компоненте спектра протонов в $^{22}\text{Ne} + \text{эм.}$ взаимодействиях и среднего поперечного импульса протонов в событиях с полным разрушением ядер Ag , Br .

Автор диссертации благодарит дирекцию Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, предоставившую возможность на протяжении ряда лет работать в секторе ядерных фотоэмульсий, научного руководителя диссертации доктора физико-математических наук, профессора Толстова Константина Дмитриевича за постановку задачи, стимулирование её выполнения и всестороннюю поддержку.

Автор благодарен директору Физико-технического института АН Тадж.ССР академику Адхамову А.А. и заведующему ЛЯИ кандидату физико-математических наук Бободжанову И.Б., поддержавших совместные исследования с ЛВЭ ОИЯИ и настоящую работу.

Положенные в основу диссертации работы, выполнены в рамках фотоэмульсионной коллаборации.

Автор благодарен представителям этого коллектива: Шабратовой Г.С., Карабовой М., Вокалу С., Баннику Б.П., Гайтинову А.Ш., Соловьевой З.И., Богданову С.Д., представителю ЛВТА ОИЯИ Салтыкову А.И. за плодотворное сотрудничество и стимулирующие обсуждения.

Автор благодарен Сосульниковой И.И., Пискалевой О.В. и Марьину И.С. за помощь в проведении измерений.

ЛИТЕРАТУРА.

- I. K.D.Tolstov. Complete Destruction of Heavy Nuclei by Hadrons and Nuclei.
Z.Phys.A - Atoms and Nuclei, 1981, 301, p.339.
2. G.D.Westfall et al. Nuclear Fireball Model for Proton Inclusive Spectra from Relativistic Heavy-Ion Collisions. Phys.Rev.Lett., 1976, v.37, p.1202.
3. С.Пауэлл, П.Фаулер, Д.Перкинс. Исследование элементарных частиц фотографическим методом. Москва, ИИЛ, 1962.
4. Бокова Л.Н. и др. Общие характеристики неупругих взаимодействий α - частиц с импульсом 17 ГэВ/с с группами ядер (C, O) и (Ag, Br). ОИЯИ, PI-9364, Дубна, 1975.
5. M.G.Antonova et al. General Characteristics of Proton-Nucleon Interactions in Nuclear Emulsion at 67 GeV/c. Phys.Lett1, 1972, v.B39, p.282.
6. Messel H., Ritson D.M. Energy Losses of Ionising Particles at Relativistic Velocities in the Photographic Plate. Phil.Mag., 1950, v.41, p.1129.
7. Люк К.Л. Юан и Ву Цзян-Сюн. Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Москва. ИИЛ, 1963, с.284.
8. R.M.Sternheimer. Density Effect for Ionisation Loss in Various Materials. Phys.Rev., 1956, v.103, p.511.
9. Д.Ритсон. Экспериментальные методы в физике высоких энергий. Москва, Наука, 1964.
10. M.I.Adamovich et al. Inelastic Interactions of ^{12}C Nuclei with Emulsion Nuclei at 50 GeV/c, JINR, E1-10838, Dubna, 1977.

11. Н.П.Андреева, ..., В.А.Лескин и др. Множественности и угловые распределения заряженных частиц во взаимодействиях ядер ^{22}Ne в фотоэмульсии при импульсе 4,1 А ГэВ/с. ОИЯИ, Р1-86-8, Дубна, 1986; ЯФ, 1987, т.45, с.123.
12. S.Olbert. Application of the Multiple Scattering Theory to Cloud-Chamber Measurements. Phys.Rev., 1952, v.87, p.319.
13. M.Annis, H.S.Bridge, and S.Olbert. Application of the Multiple Scattering Theory to Cloud-Chamber Measurements. Phys.Rev., 1953, v.89, p.1216.
14. L.N.Copper and J.Rainwater. Theory of Multiple Coulomb Scattering from Extended Nuclei. Phys.Rev., 1955, v.97, p.492.
15. М.Л.Тер-Микаэлян. К теории многократного рассеяния. ЖЭТФ, 1959, т.36, с.253.
16. В.Г.Воинов, И.Я.Часников. Многократное рассеяние частиц в ядерных фотоэмульсиях. Алма-Ата, Наука Каз.ССР, 1969.
17. W.T.Scott. Mean-Value Calculations for Projected Multiple Scattering. Phys.Rev., 1952, v.15, p.245.
18. L.Voyvodic and E.Pickup. Multiple Scattering of Fast Particles in Photographic Emulsions. Phys.Rev., 1952, v.85, p.91.
19. Н.В.Скирда. Шумы ядерных эмульсий в области длин ячеек $t \leq 600 \mu$ и их влияние на результаты измерения многократного кулоновского рассеяния. Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии, М., Наука, 1967, т.12, с.12.
20. A.G.Ekspong On Multiple Scattering Measurements in Nuclear Research Emulsions. Arkiv Fur Fysik, 1955, v.9, p.49.
21. Микроскоп для измерения ядерных следов KSM-I. Описание функций. Carl Zeiss Jena, 1960.

22. В.И.Баранов. О дисторсиях в ядерных эмульсиях при аномалиях процесса окончательного высушивания слоев. ПТЭ, 1969, 4, с.207.
23. Гайтинов А.Ш. и др. О дисторсиях и ложном рассеянии в ядерных фотоэмульсиях. ПТЭ, 1966, 3, с.54.
24. И.Хаузер, У.Крекер. Влияние предварительной обработки на искажения в эмульсии НИКФМ-Р. Сборник сообщений на рабочем совещании по химико-технологическим вопросам эмульсионной методики 10-12 декабря 1963 г. ОИЯИ, 1749, с.35, Дубна, 1964.
25. Акопова А.Б., Пацаджян Х.Б., Мелкумова Л.В. Обработка ядерных фотографических эмульсий ультразвуковыми колебаниями. ПТЭ, 1964, 2, с.66.
26. Баранов В.И. Автореферат кандидатской диссертации, ОИЯИ, 75-137, Дубна, 1975.
27. В.И.Баранов. О микроискажениях в ядерных эмульсиях, вызванных наклеиванием слоев до проявления. ПТЭ, 1968, 4, с.219.
28. Богомоллов К.С. и др. Искажения в фотоэмульсионных слоях большой толщины. Аннотации сообщения на 21, 22 и 23 совещаниях фотоэмульсионного комитета. ОИЯИ, 1-3974, с.49. Дубна, 1968.
29. Г.С.Мякенькая, И.Я.Часников. Идентификация частиц по ионизации в плотных мишенях. Алма-Ата, Наука Каз.ССР, 1983.
30. Часников И.Я. и др. К вопросу об идентификации частиц фотоэмульсионным методом. ЖЭТФ, 1963, т.45, с.29.
31. Баранов В.И. К оценке микроискажений в ядерных эмульсиях типа "Р", обработанных в различных условиях. ПТЭ, 1967, 1, с.74.
32. Турсунов Р.А., Часников И.Я., Шарапов К.В. О ложном рассеянии в ядерных фотоэмульсиях. В кн.: Ядерная фотография, Москва, Издательство АН СССР, 1962, с.231.

33. Часников И.Я. Определение энергии заряженных частиц в ядерной фотоэмульсии. Труды ИЯФ АН Каз.ССР, 1960, т.3, с.64.
34. И.М.Долинский и др. Полуавтоматический микроскоп для измерения среднего угла кулоновского рассеяния следов заряженных частиц в ядерных фотоэмульсиях МИРЭ-2. ПТЭ, 1966, 4, с.51.
35. Г.Б.Беловицкий и др. Установка для автоматизации измерений многократного рассеяния частиц. ПТЭ, 1959, 2, с.86.
36. А.К.Воронков и др. Прибор для автоматического просмотра ядерных фотоэмульсий методом телевизионного раstra. Система регистрации. ПТЭ, 1962, 1, с.42.
37. Р.М.Рагузин, И.В.Штраших, Н.М.Федорова. Полуавтоматический микроскоп МИГЭ-2 для измерения геометрических параметров следов частиц в ядерных фотоэмульсиях. ПТЭ, 1966, 2, 51.
38. Р.М.Рагузин, В.М.Ракитин, Н.М.Федорова. Универсальный полуавтоматический микроскоп МПЭ-1 для измерения параметров следов заряженных частиц в ядерных фотоэмульсиях. ПТЭ, 1969, 3, 213.
39. Микроскоп полуавтоматический для просмотра измерений следов заряженных частиц в ядерных фотоэмульсиях МПЭ-11. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. Ленинград, ЛОМО, 1981.
40. Блок записи координат БЗК-80. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. Ленинград, ЛОМО, 1982.
41. Электронная приставка EMULSON для автоматизации измерений в ядерных фотоэмульсиях. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. PVZ, ВЕСНОВИЦЕ, 1978.
42. В.А.Лескин, А.И.Салтыков, Г.С.Шабратова. Математическое обеспечение на БЭСМ-6 измерения импульсов частиц в ядерных фото-

- эмульсиях с помощью полуавтоматического микроскопа. ОИЯИ, 10-80-300, Дубна, 1980; I Всесоюзный семинар по автоматизации научных исследований в ядерной физике и смежных областях, с.219, Душанбе, Дониш, 1980.
43. Мазный Г.Л. Программирование на БЭСМ-6 в системе "Дубна", Москва, Наука, 1978.
44. Веретеннов В.Ю. Работа с внешней памятью/лентами, барабанами/, как устройствами прямого доступа в мониторной системе "Дубна". Москва, ИАЭ, Информатор № 5, 1974.
45. В.Г. Воинов, М.М. Чернявский. Некоторые систематические ошибки оценок импульсов и углов вылета заряженных частиц в ядерных фотоэмульсиях. Труды ФИ АН СССР, т.108, с. 166. Москва, Наука, 1979.
46. Б.П. Банник, ..., В.А. Лескин и др. Неупругие взаимодействия протонов при импульсе 4,5 ГэВ/с с ядрами фотоэмульсии. ОИЯИ, PI-13055, Дубна, 1980.
47. Карабова М., В.А. Лескин, К.Д. Толстов. Импульсы и быстроты - мезонов и протонов в столкновениях ядер ^{12}C с ядрами фотоэмульсии при 54 ГэВ/с. ОИЯИ, PI-83-14, Дубна, 1983.
48. Г.С. Шабратова, ..., В.А. Лескин и др. Спектры релятивистских π^{\pm} - мезонов и протонов в неупругих взаимодействиях ядер ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при импульсе 4,1 ГэВ/с на нуклон ОИЯИ, PI-86-303, Дубна, 1986.
49. К.Д. Толстов и др. Генерация частиц с временем жизни 10^{-14} + 10^{-13} сек в столкновениях с ядрами фотоэмульсии протонов 70 ГэВ и π^- - мезонов 50 ГэВ. Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, с.243.

50. B.P.Bannik, S.Vokal, V.A.Leskin et al. Inelastic Interactions of Protons with Photoemulsion Nuclei at 4.5 GeV/c. Czech.J.Phys., 1981, v.31, p.490.
51. W.H.Barkas and D.M.Yong. Emulsion Tables 1: Heavy-Particle Functions, UCRL-2579, 1954.
52. А.Абдигалиев и др. Инклюзивное образование π^{\pm} - мезонов в np - взаимодействиях при 3,83 ГэВ/с. ОИЯИ, PI-81-437, Дубна, 1981.
53. Абдигалиев А. и др. Инклюзивное образование π^{\pm} - мезонов в np - взаимодействиях при $P_n = (1 + 5)$ ГэВ/с. ОИЯИ, PI-82-507, Дубна, 1982.
54. А.Абдигалиев и др. Топологические сечения np - взаимодействий в интервале импульсов монохроматических нейтронов $1 - 5$ ГэВ/с. ОИЯИ, I-8565, Дубна, 1975.
55. В.А.Лескин, К.Д.Толстов. Импульсные спектры пионов и протонов в столкновениях p , ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при 4,5 А ГэВ/с. Краткие сообщения ОИЯИ № I7-86, с.5, Дубна, 1986.
56. А.Марин и др. Взаимодействия ядер ^{12}C с импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон с ядрами фотоэмульсии и каскадно-испарительная модель ядро-ядерных соударений. ЯФ, 1979, т.29, с.105.
57. В.А.Антончик и др. Энергия быстрых частиц при расщеплении ядер фотоэмульсии релятивистскими ядрами углерода. ОИЯИ, PI-12111, Дубна, 1979.
58. А.Вокалова, ..., В.А.Лескин и др. Неупругие столкновения ядер неона-22 с ядрами в фотоэмульсии при импульсе 90 ГэВ/с. Краткие сообщения ОИЯИ № I2-85, с.15, Дубна, 1985.
59. Н.П.Андреева, ..., В.А.Лескин и др. Фрагментация релятивистских ядер неона-22 на ядрах фотоэмульсии. ОИЯИ, PI-86-828, Дубна

1986; ЯФ, 1988, т.47, с.157.

60. Плющев В.А. Автореферат кандидатской диссертации.

Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград, 1981.

61. А.М.Балдин, В.И.Гольданский, В.М.Максименко, И.Л.Розенталь.

Кинематика ядерных реакций. Москва, Атомиздат, 1968.

62. С.Вокал, В.А.Лескин, К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова. Спектры

π^{\pm} - мезонов и протонов в центральных и периферических столкновениях p , ^{12}C , ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при 4,5 ГэВ/с ОИЯИ, Р1-88-215, Дубна, 1988.

63. Антончик В.А. и др. Быстрые фрагменты мишени во взаимодейст-

виях релятивистских ядер с ядрами фотоэмульсии. ЯФ, 1987, т.46, с.1344.

64. А.Б.Курепин, В.С.Пантуев. Инклюзивные спектры каонов и пионов, образованных при столкновении релятивистских ядер. Труды УШ Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. ОИЯИ, Д1,2-86-668, т.1, с.273, Дубна, 1987.

65. Б.У.Амеева и др. Полное разрушение ядер серебра и брома ядрами Ne-22 с импульсом 4,1 ГэВ/с. ИФВЭ, 87-09, Алма-Ата, 1987.

66. Bubnov V.I.,..., Leskin V.A. et al. Nuclear Interactions of 4.5 GeV/c Protons in Emulsion and the Cascade-Evaporation Model. Z.Phys.A - Atoms and Nuclei, 1981, 302, p.133.

67. В.Л.Фейнберг. Адронные кластеры и "полуголые" частицы в квантовой теории поля. УФН, 1980, т.132, с.255.

68. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Москва, Атомиздат, 1972.

69. Барашенков В.С. и др. Механизмы взаимодействия быстрых частиц и легких ядер с ядрами. ОИЯИ, P2-12933, Дубна, 1979.
70. Барашенков В.С., Ф.Г.Жереги, Ж.Ж.Мусульманбеков. Каскадный механизм неупругих взаимодействий высокоэнергетических ядер. ОИЯИ, P2-83-117, Дубна, 1983.
71. К.Д.Толстов. Центральный удар релятивистских ядер. ОИЯИ, P1-8662, Дубна, 1975.
72. William D. Myers. A Model for High-Energy Heavy-Ion Collisions. Nucl.Phys., 1978, v. A296, p.177.
73. В.Д.Тонеев и др. На пути исследования горячей и сжатой ядерной материи в столкновении тяжелых ионов. ЭЧАЯ, 1986, т.17 с.1093
74. Толстов К.Д., Хошмухамедов Р.А. Полный распад ядер Ag и Br вызываемый протонами 10 и 70 ГэВ/с. ОИЯИ, P1-6897, Дубна, 1973.
75. Богданов В.Г. и др. О механизме предельного расщепления ядер Ag, Br релятивистскими легкими ядрами. Я.Ф., 1983, т.38, с.1493.
76. Б.П.Банник и др. Наблюдение коллективного потока частиц в столкновениях ядер ^{22}Ne с ядрами Ag и Br в фотоэмульсии при импульсе 4,1 ГэВ/с. ОИЯИ, P1-87-546, Дубна, 1987.
77. А.Марин и др. Фрагментация ядер углерода при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон на ядрах фотоэмульсии. Я.Ф., 1980, т.32, с.1387.
78. Математическая энциклопедия, т.4, с.1061. М., Сов. энциклопедия, 1984.
79. D.E.Greiner et al. Momentum Distributions of Isotopes Produced by Fragmentation of Relativistic ^{12}C and ^{16}O Projectiles. Phys.Rev.Lett., 1975, v.35, p.152.

80. Амеева Б.У. и др. Угловые распределения релятивистских α частиц-фрагментов из взаимодействий ^{22}Ne с ядрами фотоэмульсии при импульсе 4,1 ГэВ/с на нуклон. Известия АН СССР, сер. физич., 1986, т.50, с.2099.
81. Справочник по специальным функциям под ред. М.Абрамовица и И.Стиган. М., Наука, 1979, с.770