

СОВЕТСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

На правах рукописи

НАБРАТОВА

Галина Семёновна

ИЗУЧЕНИЕ РОДИОНОВ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ ПРОТОНОВ И
НЕЙТРОНОВ С ИМПУЛЬСАМИ 50-70 ГэВ/с, ДЕЙТРОНОВ И
ЯДРАМИ ГЕЛИЯ С ИМПУЛЬСАМИ 4,5 ГэВ/с НА БУНДЕ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Диссертация на соискание учёной степени кандидата

физико-математических наук

Научный руководитель -
доктор физико-математических
наук, старший научный сотрудник

ТОБИСТОВ
Константин
Давыдович

Москва, 1988 г.

СОДЕРЖАНИЕ

стр.

ВВЕДЕНИЕ.	4
ГЛАВА I. КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИСПЫТАНИЯ.	
Введение.	9
I.1. Источники событий, основные характеристики вторичных частиц.	10
I.2. Методы измерений.	12
I.3. Критерии отбора событий.	23
I.4. Разделение событий на группы взаимодействий с ядрами $C, O(N, C, O)$ и	26
I.5. Экспериментальный материал.	30
ГЛАВА II. ПЛОМБОВЫЙ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ ПРСТОЯННЫХ И ПИСУЛЬСКИХ С ПИСУЛЬСАМИ 50-70 ГэВ/с	
Введение.	32
2.1. Модели множественного рождения частиц адронами на ядрах.	32
2.2. Экспериментальные результаты и их обсуждение.	40
2.2.1 Средняя множественность.	50
2.2.2 Характеристики распределений по множественности.	55
2.2.3 Корреляции между характеристиками по множественности ливневых частиц и степенью разрушения ядра-мишени.	66
2.2.4 Средний заряд рожденных частиц	70
2.2.5 Угловые распределения ливневых частиц	74
2.2.6 Импульсные характеристики и распределения.	85
2.3 Выводы.	96

Табла II. ВИСКОЗИМЕТРИЧНОЕ ПОСТРОЕНИЕ ЧАСТИИ ВО ВЗАИМО-
ДЕЙСТВИИ ДИФФУЗИИ И ДИФЕР БИНИИ С СПИРАЛИ
САМОВАНИ УНИ ПЕРИОДАМИ 4,5 Гц/с НА ПУТИИ

Вискозитет	90
3.1. Подаци поупутне степеноване	90
3.2. Ускориоменталне резултати	100
3.2.1 Фракционисање ядра-спирта	107
3.2.2 Определене сечене	115
3.2.3 Карактеристике по вискозитету	136
3.2.4 Угловне расподеле	142
3.3. Изводи	151
САЖЕТАК	152
ЛИТЕРАТУРА	156

ВВЕДЕНИЕ

Изучение процессов многозарядного рождения частиц на ядрах связано с решением ряда актуальных проблем современной физики. К ним относится проблема пространственно-временного развития адрон-адронного взаимодействия, которая может быть решена с помощью исследований адрон-ядерных столкновений. Здесь промежуточная ядерная среда играет уникальную роль анализатора взаимодействий адронов с нуклонами. В другом случае, при прохождении ядер через эту среду могут возникнуть условия для образования экстремальных состояний ядерной материи и новых необычных форм её движения.

В настоящее время существует большое количество теоретических моделей, претендующих на описание взаимодействий адронов и ядер с ядрами. Естественно, что только сопоставление с экспериментальными данными позволит судить о справедливости той или иной теоретической картины.

Настоящая диссертация посвящена экспериментальному исследованию процессов многозарядного рождения однозарядных частиц с $\beta > 0,7$ на группах лёгких и тяжёлых ядер эмульсии отрицательными нейтронами с импульсом 50, 60 ГэВ/с, протонами с импульсами 70 ГэВ/с, дейтерием и ядрами гелия с импульсами 4,5 ГэВ/с на нуклон. Экспериментальный материал был получен при облучении ядерных фотоэмульсий в адронных пучках ускорителя ИВВФ и пучках релятивистских ядер на синхрофазотроне ЛВФ ОЯИ.

Основная цель работы состояла в получении экспериментальных данных для исследования вопросов многократного рожденья частиц на различных этапах и типах ядер эмульсии, как для взаимодействий с ядром в целом, так и для столкновений с функциями параметра удара. С целью выделения событий на различных группах ядер фотомульсионной группой ИФЭ ОИИТ была разработана и опробована методика с использованием ядерных фотомульсий двух типов: типа ВР-2 и аналогичной эмульсии с обогащением её лёгкими ядрами - водородом, углеродом и кислородом. Для исследования "центральных" столкновений протонов с тяжёлыми ядрами использовались ядерные фотомульсии типа ВР-2 и эмульсии этого же типа с введением в них солей свинца. С целью решения проблемы разделения вторичных частиц по знакам зарядов было проведено облучение эмульсий отрицательными пионами с импульсом 50 ГэВ/с в магнитном поле напряжённостью 170 кГс. Для получения такой поля использовалась установка "Намонт", любезно предоставленная ОИИТ дирекцией ИФЭ.

Научная новизна работы заключается в исследовании проблемы не только для столкновений с ядром в целом, но и для столкновений с разными параметрами удара. При этом мобильность методики ядерных фотомульсий позволила получить ряд результатов впервые при данной энергии. К ним относятся: данные по зависимости средней многократности, угловых распределений от атомного веса ядра-мишени; результаты изучения энергетических и зарядовых характеристик ливневых частиц из взаимодействий отрицательных пионов с ядрами эмульсии, данные по сечению неупругого взаимодействия, сечению фрагментации в одно и двухзарядные

частички налетающим дейтерием и ядром гелия в их столкновении с ядром. Результаты исследования взаимодельствий стримерных мионов с ядром олульсии при импульсе 50 ГэВ/с и взаимодельствий ядер гелия с крупными ядер при импульсе 4,5 ГэВ/с на пучком были получены в сотрудничестве с лабораториями Алма-Ата, Варшавы, Копенге (ЧССР), Ленинграда, Москвы, Ташкента, Улан-Батора.

Практическая ценность полученных результатов состоит в их использовании для проверки теоретических представлений о процессах, приводящих к неизвестному рождению частиц на ядрах адронных и ядерных.

Результаты об увеличении выхода вторичных частиц с увеличением степени возбуждения ядра миона в области фрагментации налетающего адрона для адрон-ядерных взаимодействий, в частности, для событий "центральных" столкновений, вызвали интенсивное исследование поведения вторичных частиц в этой области в других экспериментах. Результаты изучения адрон-ядерных взаимодействий были использованы при планировании экспериментов на стримерной камере СИИ-200 и 2-метровой протановой камере.

Методика разделения событий на группах ядер с использованием фотомульсии, различающейся концентрацией составляющих их ядер, может быть использована при проведении других экспериментов.

Цели работы:

1. Подготовка экспериментальных взаимодействий с различными группами ядер Фотонумульсон.
2. Способы идентификации одно и двухзарядных частиц от фрагментации ядра снаряда.
3. Метод вычисления событий с различными параметрами столкновения палоччатых объектов с ядрами.
4. Данные по сечениям неупругого взаимодействия дейтронов и ядер гелия с ядрами, сечениями их фрагментации в одно и двухзарядные частицы, по сечениям расщепления ядра гелия на два однозарядных фрагмента.
5. Данные по средним множественностям, распределениям по множественности, независимым условиям распределения, для столкновений с различными группами ядер, и при разных параметрах удара.
6. Результаты исследования энергетических и зарядовых характеристик вторичных частиц при взаимодействиях отрицательных пионов с ядрами эмульсии при импульсе 50 ГэВ/с.
7. Результаты анализа экспериментальных данных, их сравнения с теоретическими моделями.

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации, докладывались и обсуждались на семинарах Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных исследований, на международных рабочих совещаниях сотрудничества по исследованию взаимодействия быстрых адронов и ядер с ядрами в ОИЯИ, были представлены на IV Международную конференцию по физике высоких

энергии и структуре ядра (г.Дубна, 1971), на IV Международную конференцию по проблемам столкновений при высоких энергиях (г.Оксфорд, 1972), на II Международную конференцию по элементарным частицам (г.Биз-он-Прованс, 1973), на VI Международной симпозиум по многочастичной динамике (г.Оксфорд, 1975), на XUII Международную конференцию по физике высоких энергий (г.Тобинск, 1976), на XIX Международную конференцию по физике высоких энергий (г.Токио, 1978), UII Международную конференцию по физике высоких энергий и структуре ядра (г.Ванкувер, 1979), опубликованы в сообщениях ОИЯИ, журналах "Ядерная физика", "Итоги науки в СССР", "Nuclear Physics", "Zeitschrift für Physik: A", "Acta Physica Slovaca".

Диссертация состоит из введения, трёх глав и заключения.

В первой главе рассмотрены методические вопросы, связанные с поиском, измерением, критериями отбора событий. Излагается методика выделения событий на отдельных группах ядер. Приведена статистика экспериментального материала, на котором изучались адрон-ядерные и ядро-ядерные взаимодействия.

Во второй главе проводится исследование характеристик однопородных частиц с $\beta > 0,7$ (S - частицы или ливневые частицы) из взаимодействий отрицательных пионов при импульсах 50, 60 ГэВ/с и протонов при импульсах 67, 69 ГэВ/с с ядрами.

В третьей главе изучаются характеристики S - частиц при взаимодействиях деферонов и ядер Гелия с ядрами при импульсах 4,5 ГэВ/с на нуклон.

В заключении приводятся основные выводы проведенных исследований.

I.1. Поиск событий, основанно на разности времени вторичных часов

I.1.1 Поиск событий

Поиск событий в ядерных фотомультовых часах всего осуществляется двумя способами.

Первый способ - "поиск по следу" состоит в прослеживании следов первичных часов, до взаимодействий.

Второй способ - "поиск по площади" заключается в просмотре определенного объема эмульсионного слоя с фиксированием событий, попавших в поле зрения.

При облучении эмульсии пучком нейтральных частиц, соответственно, поиск событий осуществляется вторым способом.

В случае облучения эмульсии заряженными частицами выбор того или другого способа поиска связан с оптимизацией временных затрат на поиск одного события.

Поиск событий по следу даёт наибольший эффект при интенсивности пучков до 5×10^4 частиц на см^2 . При большой интенсивности возможна пересадка с одного первичного следа на другой, что затрудняет контроль эффективности просмотра вдоль следа и, следовательно, увеличивает время на накопление событий. В свою очередь увеличение числа событий с ростом интенсивности уменьшает время на поиск одного события по площади. Однако, применяя этот способ поиска следует помнить, что он приводит к пропуску малочисленных событий, и увеличению затрат времени на обзор события, которые не линейно связаны с интенсивностью первичного пучка.

Основная масса событий, анализируемая в данной работе,

были найдены при поиске взаимодействия по следу.

Такие события являются результатом ядер взрыва, сгорания и т.д. Они найдены при поиске по площади.

1.1.2 Основные характеристики вторичных частиц.

Следы, оставленные заряженными частицами в ядреми оккультности, подразделяются, в соответствии с конвенционными потерями энергии эти частицы на три группы.

1-ая группа - "лиловые" следы (β - следы). Такие следы образуют в оккультности однозарядные частицы с $\beta > 0,7$. Принадлежность трассы к этой группе определяется по величине нормированной конвенционной потери $J/J_0 < 1,4$. Здесь J - конвенционные потери последующей частицы, J_0 - конвенционные потери на плато.

2-ая группа - "серые" следы (g - следы) частицы с $J/J_0 \geq 1,4$ и пробегом $R > 3000$ мм в оккультности ВР-2 относятся за такие следы. Это, в основном, протоны и альфа-частицы, выбитые из ядра мишени с импульсом по протоном от 0,2 до 1 ГэВ/с. Всплеск нейтронов с импульсом от 0,06 до 0,2 ГэВ/с среди этих частиц не превышает нескольких процентов.

3-ья группа - "чёрные" следы (β - следы). Эти следы связаны с одно и многозарядными частицами с пробегом $R < 3000$ мм. К таким частицам, в основном, относятся протоны с импульсом $P < 0,2$ ГэВ/с и осколки ядра-мишени.

Часто "g" и "β" следы объединяют в группу "h" следов-группу следов, оставленных сильноионизирующей частицами.

1.2 Методы измерений

1.2.1 Точность измерений

Измерения рассмотрен событий, пробегов вторичным часов, поименованных потерь способом счёта числа блобов, импульсов проводились на микромете ИСМ-1 фирмы "Карл Цейс Йена" при увеличении 12,5х250. При этом цены делений отсчётных шкал равны:

по оси X	- 1 мм,
по оси Y	- 0,02 мм,
по оси Z	- 0,02 мм,
угломера	- 0,02°.

Точность перемещений в направлении X и Z характеризуется следующими значениями:

среднеквадратичное отклонение от идеального продвижения по оси X в направлении оси Y при перемещении на 1000 мм - 0,02 мм;

среднеквадратичное отклонение от идеального продвижения по оси Z в направлении оси Y при перемещении 100 мм - 0,01 мм.

1.2.2 Измерение углов

Определение полярного и азимутального углов вылета частицы сводилось к определению углов в плоскости стола микрометра и угла поворота. За начало системы отсчёта принималось положение вершины звезды.

Система координат X', Y', Z' выбиралась так, чтобы направление OX' было приблизительно параллельно

просекли трек нормальной частицы на плоскость стола микроскопа. Плоскость $X'OY'$ была параллельна плоскости стола. Ось OZ' — перпендикулярна этой плоскости. На рис. I представлена вибранная система координат и измеряемые углы. Обозначения углов следующие:

- α' — угол поворота,
- φ' — угол в плоскости стола микроскопа,
- θ' — полярный угол,
- ψ' — азимутальный угол.

1.2.2.1 Измерение углов в плоскости стола микроскопа (φ')

Измерение углов φ' проводилось двумя способами в зависимости от величины этого угла с целью уменьшения относительной ошибки.

Углы от 2° до 178° и от 182° до 358° измерялись с помощью угломерной плиты.

Углы от 358° до 2° и от 178° до 182° измерялись координатным способом. Применение угломерной плиты в этой области углов даёт относительную ошибку около 10% из-за "шума" зёрен (равного 0,1 мкм) на базе в 50 мкм. При определённом угле по измерению координат на базе $\Delta X' \approx 1000$ мкм эта ошибка составляет около 5% для углов $\varphi' = 0,5^\circ$ и не более 1% для углов $\varphi' = 2^\circ$. Измерение координат y' и x' проводилось на двух точках следа: вблизи центра звезды и на расстоянии около 1000 мкм от центра. Угол φ' вычислялся по формуле

$$\operatorname{tg} \varphi' = \Delta y' / \Delta x' \quad (1.1)$$

где $\Delta y' = y'_2 - y'_1$, $\Delta x' = x'_2 - x'_1$

1. 2.2.2. Измерение угла падения (α')

Углы падения измерены координатным способом - измерений координат z' и x' на двух точках каждого слоя.

Для слоев с углами $\varphi' \leq 2^\circ$ ось x' была направлена параллельно лучевому слою и угол α' определялся по формуле

$$\operatorname{tg} \alpha' = K.Y. \cdot \Delta z' \cdot \cos \varphi' / \Delta x' \quad (1.2)$$

где $K.Y.$ - коэффициент усадки эмульсии, $\Delta z' = z'_2 - z'_1$

Для слоев с углами $\varphi' > 2^\circ$ ось выбиралась параллельно направлению измеряемого слоя. Угол α' определялся по формуле

$$\operatorname{tg} \alpha' = K.Y. \cdot \Delta z' / \Delta x' \quad (1.3)$$

Ошибка в определении z' зависит от точности установки иглы на зерно. Диаметр пробивного зерна эмульсии равен 0,6-0,7 мм. Измеритель может допускать ошибку в установлении иглы на зерно, равную половине этого диаметра $\sim 0,35$ мм. Координату z' определяется относительно поверхности эмульсионного слоя или поверхности стекла, на которое помещается этот слой, то полная ошибка будет равна $0,35 \cdot \sqrt{2} \cdot K.Y. = 1,1$ мм.

Для сведения к минимуму ошибки в определении коэффициента усадки, которая не может быть определена из-за неизвестной толщины эмульсионного слоя в момент облучения в данной точке измерений, в расчетах по формулам (1.2) и (1.3) не использовался

усредненный коэффициент усадки равний

$$K. Y. = 2 \cdot H / (h_1 + h_2) \quad (1.4)$$

где H - усредненное по весу эмulsionному слое значение толщины слоя до проявления эмulsionи;

h_1 и h_2 - толщины слоя в начальной и конечной точках измерения в момент проведения измерения.

Ошибки в определении углов $\alpha' \approx 0,5^\circ$ составили около 15%, $\alpha' \approx 2^\circ$ не более 3% при базе измерения $\Delta X' = 1000$ мм.

1.2.2.3 Расчет углов θ и ψ .

По найденным значениям φ'_0 и α'_0 для пучкового следа и φ' и α' для вторичного следа проводился пересчет углов φ' и α' в систему координат, связанную с направлением пучкового следа, где $\varphi'_0 = \alpha'_0 = 0$.

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\sin(\varphi' + \varphi'_0)}{\cos(\varphi' + \varphi'_0) \cos \alpha'_0 - \operatorname{tg} \alpha' \sin \alpha'_0} \quad (1.5)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\operatorname{tg} \alpha' \cos \alpha'_0 + \cos(\varphi' + \varphi'_0) \sin \alpha'_0 \cos \varphi}{\cos(\varphi' + \varphi'_0) \cos \alpha'_0 - \operatorname{tg} \alpha' \sin \alpha'_0} \quad (1.6)$$

Далее определялись полярный и азимутальный углы. В случае, когда α и φ оказывались меньше 2°

$$\theta = \sqrt{\alpha^2 + \varphi^2} \quad (1.7)$$

в остальных случаях

$$\cos \theta = \cos \alpha \cdot \cos \varphi \quad (1.8)$$

Азимутальный угол находится по формуле

$$\sin \psi = \sin \alpha / \sin \theta \quad (1.9)$$

1.2.3 Измерение импульсов ливневых частиц

Импульсы ливневых частиц измеряются двумя способами в зависимости от условий эксперимента. При облучении эмульсии в сильном магнитном поле определение импульсов производится по кривизне трека. В случае, когда фотоземля облучалась без магнитного поля, импульсы определялись методом многократного рассеяния частиц в веществе эмульсии.

Из большого числа процедур измерения импульсов по многократному рассеянию нами была выбрана ρ - процедура, позволяющая учитывать погрешности, связанные с "пузырями" зорби, микроосна, измерителя, с ложным рассеянием. При этом использовался опыт нашей лаборатории, лабораторий Физического института Академии наук СССР и Института физики высоких энергий Академии наук Каз.ССР/1/.

1.2.3.1 ρ - процедура.

Для измерения многократного рассеяния на следе, измерительный след располагается параллельно оси X микроскопа. Измерения по Y координатам проводятся через равные ячейки t_0 . На каждой из следов делается около сотни отсчетов. Поэтому измерения приходится проводить в k слоях ($k \geq 1$). Число измерений в каждом слое N_k не должно быть меньше 11.

Схема расчёта импульсов по выбранной процедуре такова.

Находятся первые, вторые и третьи разности

$$S_j = y_{j+1} - y_j$$

$$D_j = S_{j+1} - S_j = y_j - 2y_{j+1} + y_{j+2} \quad (I.10)$$

$$T_j = D_{j+1} - D_j$$

Из средних значений

$$\bar{D}_{изм.} = \sum |D_j| / (n - 2k)$$

(I.11)

$$\bar{T}_{изм.} = \sum |T_j| / (n - 3k)$$

где $n = \sum_k N_k$ - число измерений y -координат.

Проводится процедура 4D образования, заключающаяся в оформлении отчетов, связанных с однократным рассеянием. Для этого каждое $|D_j|$ ($|T_j|$) сравнивается с $4\bar{D}_{изм.}$ ($4\bar{T}_{изм.}$). Аномально большие значения $|D_j|$ и $|T_j|$ замечаются на значении равном $4\bar{D}_{изм.}$ и $4\bar{T}_{изм.}$. Затем вновь проводится $\bar{D}_{изм.}$ и $\bar{T}_{изм.}$ и процедура образования повторяется, пока число замеченных $|D_j|$ и $|T_j|$ не становится равным 0. Процедура образования для вторых и третьих разностей проводится независимо.

Для каждого слова определяется

$$\rho_{изм.} = \bar{T}_{изм.} / \bar{D}_{изм.} \quad (I.12)$$

$$\bar{D}_{испр.} = \bar{D}_{изм.} \sqrt{\frac{\rho_{\lambda}^2 - \rho_{изм.}^2}{\rho_{\lambda}^2 - \rho_k^2}} \quad (I.13)$$

где ρ_{λ} и ρ_k - параметры, связанные с Ломжи и Кулоновским рассеянием. Согласно [1] $\rho_k = \sqrt{\frac{3}{2}}$, а ρ_{λ} является

но зависящей ни от длины ячейки, ни от энергии частицы, на которую она определяется, величиной и равна $\sim 1,75$.

По выполненным \mathcal{D} испр. и ρ изм. возможно определить, коротко ли была выбрана длина ячейки, удовлетворяющая условию, что $\overline{\mathcal{D}}_1^2 < \overline{\mathcal{D}}_k^2$. Для этого проверяется выполнение неравенств

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{\text{исп.}} &> 0,3 \\ \rho_{\text{изм.}} &< 1,55 \end{aligned} \quad (I.14)$$

Если хотя бы одно из этих неравенств не выполняется, необходимо переходить на большие длины ячейки.

Величина $\rho\beta$ определяется по следующей формуле:

$$\rho\beta c = \frac{K_t}{RA\mathcal{D}} \frac{Z \cdot t^{3/2}}{\mathcal{D}_{\text{исп.}}} 10^{-4} \quad (I.15)$$

где $RA\mathcal{D} = 57,29$.

K_t — константа рассеяния, зависящая от длины ячейки t и скорости частицы $\beta \cdot \mathcal{D}_{\text{исп.}}$ — изм., t — окончательная длина ячейки в мм.

Определенное по формуле (I.15) значение $\rho\beta c$ дается в ГэВх.

Ошибка в $\rho\beta c$ определяется как

$$\Delta\rho\beta c = \rho\beta c / \sqrt{N-1} \quad (I.16)$$

где N — число независимых вторых разностей при последнем значении длины ячейки t . Характерная относительная ошибка равна $(20-15)\%$.

1.2.3.3 Измерение температур частиц в ядрах эмulsionов,
облучённых в сильном магнитном поле

Для измерения температур ливневых частиц применялась про-
мотора, разработанная в ЦНИО и Институте ядерной физики
АН УССР [13].

Измерения проводятся на частицах с углом поворота d'
меньшим или равным d град. Для достижения цели измерения дли-
на слеза L разбивается на 4 части, число измерений при этом
точек равно пяти. Вблизи каждой из этих точек y_i' ($i = 1, \dots, 5$)
измеряется y'' - отклонение для трёх реперных тропов (перпен-
дикулярных к плоскости эмulsionов) - от глубины, соответствующей
глубине измеренной точки до поверхности слезы (y_1'', y_2'', y_3'').
Смотри рис. 2.

Измерения на реперных слезках необходимы для учёта шумов
измерений, возникающих в эмulsionном слое.

$$y_i = y_i' - \bar{y}_i'' \quad (1.17)$$

где $\bar{y}_i'' = \frac{1}{3} \sum_j y_{ij}''$ ($i = 1, \dots, 5; j = 1, 2, 3$).

Для учёта оптического рассеяния вычисляются вторые разнос-
ки на шлоине равной $t/2 = L/4$.

$$d_k = y_k - 2y_{k+1} + y_{k+2} \quad (1.18)$$
$$k = 1, 2, 3$$

и величины

$$d_{12} = |d_1 - d_2|, \quad d_{13} = |d_1 - d_3|, \quad d_{23} = |d_2 - d_3| \quad (1.19)$$

Значения $d_{ке}$ сравниваются с величиной C , характеризующей эффект однократного кулоновского рассеяния

$$C = 10^{-4} \sqrt{0,54 + 67L^3/P^2} \quad (1.20)$$

где P - импульс частицы.

Если все $d_{ке} < 3C$, то с вероятностью $> 0,9$ можно говорить об отсутствии однократных рассеяний на следе. При

$d_{ке} > 3C$ возможно однократное рассеяние частицы - на следе наблюдается "взлом". Для устранения эффекта, связанного с взломом на рассматриваемом участке проводится измерение y_i в более десяти точках. После нахождения вклада повторяется измерение и вычисления на двух (или более) отрезках следа.

После проверки каждого следа (или его части) вычисляются вторые разности на ячейке $t = L/2$

$$D = y_1 - 2y_3 + y_5 \quad (1.21)$$

и определяется импульс частицы

$$P = 3 \cdot 10^{-4} \cdot H \cdot t^2 / D \cdot \cos \alpha' \quad (1.22)$$

где H - напряженность магнитного поля в кэлогарсак, α' - угол погружения следа, P - ГэВ/с, t и D в см.

Ошибка в определении импульса определяется как

$$\frac{\Delta P}{P} = \left[\left(\frac{\Delta H}{H} \right)^2 + \left(\frac{\Delta D}{D} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1.23)$$

$$\frac{\Delta \mathcal{H}}{\mathcal{H}}$$

повышено и составляет около 5%

$$\Delta \mathcal{D} = [(\Delta \mathcal{D}_{\text{кул.}})^2 + (\Delta \mathcal{D}_{\text{шум.}})^2]^{1/2} \quad (1.24)$$

Вторая величина за счёт многократного нулового рассеяния определяется по (1.15). Ошибки из-за шумов накопились в предположении того, что эти погрешности определяются погрешностью определения y

$$\Delta \mathcal{D}_{\text{шум.}} = (\Delta^2 y_1 + 4\Delta^2 y_3 + \Delta^2 y_5)^{1/2} \quad (1.25)$$

и равны $\Delta \mathcal{D}_{\text{шум.}} = \Delta y \sqrt{6}$

Для определения Δy для нескольких известных ширины построены распределения по \bar{y}_i . Ширина этих распределений оказалась равной (0,3-0,4) мкм, поэтому

$$\Delta \mathcal{D}_{\text{шум.}} \approx 1 \text{ мкм.}$$

Характерные ошибки в измерениях при импульсах (15-50) ГэВ/с составили (10-15)%, при импульсах меньшей энергии 5 ГэВ/с (20-25)%.

1.2.4. Измерение поперечных потерь

В данной работе измерения поперечных потерь методом счёта блобов применялись для разделения треков на ливневые и "серые" треки.

$$J/J_0 = \frac{N \cdot \cos \alpha'_0}{\cos \alpha' \cdot N_0} \quad (1.26)$$

где N и N_0 - число блобов на исследуемом и калибровочном треках, α' и α'_0 - углы погрузки этих треков.

При исследовании адрон-ядерных столкновений в качестве калибровочных следов использовались следы пучковых частиц.

Ионизационные потери этих частиц соответствовали ионизационным потерям на ядре.

В случае ядро-ядерных взаимодействий треки от быстрых сфокусированных фрагментов ядра-спардла применялись в качестве калибровочных следов. При импульсе 4,5 ГэВ/с на ядром ионизационные потери этих частиц соответствуют ионизационным потерям в минимуме.

1.2.5 Измерение пробегов частиц

Для разделенных треков на "серые" и "чёрные" треки измерялись пробег частиц, следы которых были визуальными отнесены к "серым" и "чёрным" трекам.

Определение проекционного пробега в каждом слое эмульсии проводилось путём измерения $\Delta X = R_{\text{проект}} = X_1 - X_2$, при этом считались следы вдоль X направления стола микроскопа.

Истинный пробег определялся как

$$R = R_{\text{проект}} / \cos \alpha' \quad (1.27)$$

1.3 Критерии отбора событий

1.3.1. Неупругие взаимодействия на ядрах

К числу неупругих взаимодействий на ядрах относились все регистрируемые при просмотре по слою события за исключением событий упругого рассеяния на ядрах и нуклоник.

При исследовании неупругих взаимодействий протонов и нейтронов с ядрами из указанного выше числа исключались также:

а) взаимодействия со свободными и несвязанными нуклонами;

- б) события когерентного рождения частиц на ядрах;
- в) события электромагнитного рождения электронно-позитронной пары.

1.3.2 События упругого рассеяния на ядрах и нуклонах

События с одной вторичной частицей, имеющей поперечное проективное смещение и с углом отклонения от его направления меньше θ граничное относилась к событиям упругого рассеяния на ядрах. Значения θ граничного, условной границы упругого рассеяния на нуклонах и ядрах, для каждого сорта первичных частиц приведены в работах /3-6/.

К событиям упругого рассеяния на протонах относилась двухлучевые события с поперечными потерями на остовах частиц, равными поперечным потерям лучевой частицы и протона отдачи, и отвечающие требованиям минимизации упругого рассеяния: коллинеарности, соотношения "угол-угол", либо "угол-импульс", там, где были возможны измерения импульса.

1.3.3 События когерентного рождения частиц на ядрах

К событиям когерентного рождения частиц на ядрах во взаимодействии протонов и пи-мезонов с ядрами относилась события отвечающие следующим требованиям:

- а) наличие нечётного числа левых треков в событии;
- б) отсутствие сильно ионизирующих частиц;
- в) отсутствие ядра отдачи;
- г) отсутствие β - электронов, обусловленных возбуждением ядра-мишени;

д) выполнение требования $\sum_i \sin \theta_i < (\sum_i \sin \theta_i)^{\text{МАКС.}}$, где θ_i — полярный угол вылета частицы. Значения $(\sum_i \sin \theta_i)^{\text{МАКС.}}$ для конкретного числа лучей в событии и конкретного взаимодействия приведены в работах /3,4/.

1.3.4 Взаимодействия со свободными и квазисвободными нуклонами

Взаимодействия со свободными и квазисвободными нуклонами отвечают следующим критериям:

- а) наличие не более одного "серого" трека в звезде, выходящего в первом полушарии в лабораторной системе координат и идентифицированного как протон;
- б) отсутствие ядра остатка;
- в) отсутствие β — электронов в событиях с четным числом треков.

В том случае, когда измерялись импульсы и заряды частиц, в событиях предъявлялось дополнительное требование:

- а) минимальная граница $M_t^{\text{мин.}}$ массы лептона, вычисляемая по кинематической формуле /7,8/, не должна превышать массы нуклона;
- б) выполнение закона сохранения заряда.

Из числа событий неупругого взаимодействия со свободными и квазисвободными нуклонами выделялись двухлучевые события упругого рассеяния и события когерентного рождения частиц на ядрах, также отвечающие указанным выше критериям.

Для учета отброшенных вместе с когерентными событиями "чистых" взаимодействий нейтронной частицы с нейтроном предложено, что их характеристика идентична соответствующим

характеристическими так же взаимодействий с нейтронами β -электроном в области $\sum_i \sin \theta_i < (\sum_i \sin \theta_i)^{\max}$. Последняя принималась статистический вес равный $(n' + n'')/n'' > 1$, где n' и n'' - соответственно число когерентных событий и событий с β -электроном.

1.3.5 События электромагнитного рождения электронно-позитронной пары.

За события электромагнитного рождения электронно-позитронной пары принимались взаимодействия, удовлетворяющие критериям а), б), в) и г) для событий когерентного рождения частиц, если $N-1$ треков при прослеживании на длине около 1 см, были идентифицированы как треки электронов. Где N - число линейных треков в событии.

1.4 Разделение событий на группы взаимодействий с ядрами C, O (H, C, O) и Br, Ag.

Методика разделения событий на группы взаимодействий базируется на использовании ядерных фотоэмульсий, различающихся концентрацией составляющих их ядер ^{6,9-13}. В данной работе для изучения взаимодействий с группами ядер C, O (H, C, O) и Br, Ag применялись эмульсии двух типов: эмульсия ИИИИИ-ФОТОПРОМТ типа ВР-2 (далее эмульсия I) и аналогичные эмульсии, обогащенные ядрами H, C, O (далее эмульсия II). Обогащение проводилось путём пропитки эмульсии I раствором наполнителя: этиленгликоля, глицерина, глицери. При этом происходило увеличение объёма в K раз. Вследствие аддитивности объёмов на долю эмульсии I приходится $1/K$ объёма полученной эмульсии II и $(1 - \frac{1}{K})$ на долю объёма наполнителя.

Выделение событий на ядрах наполнителя сводится к вычитанию из числа событий, найденных в эмульсии II, числа событий в эмульсии I с учетом изменения её объема. Число событий из первой и второй эмульсий приведены к одному сечению. Для выделения взаимодействий с ядрами брома и серебра из числа событий эмульсии I вычитают число событий, произведенных на ядрах наполнителя. Более подробное изложение процедуры выделения событий дано на примерах определенных сечений и полученных раздельных распределений по некоторым характеристикам.

1.4.1 Определение сечений неупругого взаимодействия

Сечение взаимодействия с ядрами эмульсии II равно

$$\sigma_{II} = \sigma_{\text{напол.}} (1 - 1/K) + \sigma_I / K, \quad (1.28)$$

а длина свободного пробега до взаимодействия определяется как

$$\frac{1}{\Lambda_I} = \frac{1}{\Lambda_{\text{напол.}}} (1 - 1/K) + \frac{1}{\Lambda_I} \frac{1}{K} \quad (1.29)$$

откуда

$$\Lambda_{\text{напол.}} = \frac{(1 - 1/K)}{\frac{1}{\Lambda_{II}} - \frac{1}{\Lambda_I \cdot K}} \quad (1.30)$$

где Λ_I и Λ_{II} - длины свободных пробегов до неупругого взаимодействия в эмульсиях I и II.

С другой стороны

$$\sigma_{\text{напол.}} = \frac{1}{\Lambda_{\text{напол.}}} = \sigma_H \rho_H^{\text{напол.}} + \sigma_C \rho_C^{\text{напол.}} + \sigma_O \rho_O^{\text{напол.}} \quad (1.31)$$

где $\sigma_H, \sigma_C, \sigma_O$ - сечения взаимодействия нейтронной частицы с ядрами водорода, углерода и кислорода. ρ_H, ρ_C, ρ_O - число атомов этих элементов в одном кубическом сантиметре

некомплотности.

Используя выражения (I.31), (I.30) и, применяя ограничение закона $A^{2/3}$ для сечений неупругого взаимодействия в узком интервале значений масс углерода и кислорода, получаем, что сечение на ядро кислорода равно

$$\sigma_0 = \left(\frac{\lambda_I \cdot K - \lambda_{II}}{\lambda_I \lambda_{II}(K-1)} - \sigma_H n_H^{\text{напол.}} \right) / \left[\left(\frac{A_C}{A_0} \right)^{2/3} n_C^{\text{напол.}} - n_0^{\text{напол.}} \right] \quad (I.32)$$

где A_C и A_0 - атомные веса углерода и кислорода.

Сечения взаимодействия с ядрами брома и серебра определяются на основе уравнения

$$\frac{1}{\lambda_I} = \sigma_H n_H^I + \sigma_C n_C^I + \sigma_0 n_0^I + \sigma_N n_N^I + \sigma_{Br} n_{Br}^I + \sigma_{Ag} n_{Ag}^I \quad (I.33)$$

Используя вновь закон $A^{2/3}$ для ядер брома и серебра, получаем

$$\sigma_{Ag} = \frac{1}{\lambda_I} - \sigma_H n_H^I - \sigma_0 \left\{ \left(\frac{A_C}{A_0} \right)^{2/3} n_C^I + \left(\frac{A_N}{A_0} \right)^{2/3} n_N^I + n_0^I \right\} / \left\{ \left(\frac{A_{Br}}{A_{Ag}} \right)^{2/3} n_{Br}^I + n_{Ag}^I \right\} \quad (I.34)$$

Здесь A_N , A_{Br} , A_{Ag} - атомные веса ядер азота, брома и серебра; n_i^I - число атомов элементов, входящих в состав смеси I, в одном кубическом сантиметре.

I.4.2 Получение распределений для взаимодействий с определенными группами ядер.

Число сечений (трояков) в i -ом интервале распределении по любой характеристике для взаимодействий с ядрами некомплотности $(\Pi, 0, 0)$ равно

$$N_i^{\text{напол.}} = N_i^{\Pi} - N_i^I / K_1 \quad (I.35)$$

где K_1 - нормировочный коэффициент равный

$$K_1 = K \frac{\lambda_I N_I}{\lambda_{II} N_{II}} \quad (1.36)$$

здесь N_I и N_{II} — полное число событий данного типа.

В случае, когда известны распределения для взаимодействия наполняющей частицы с ядром водорода, удастся получить распределения для взаимодействия с ядрами C, O путём вычитания нормированных распределений из распределений для (H, C, O) ядер. Для этого распределения на водорода нормируются на число атомов водорода в наполнителе.

Число событий (треков) в i -ом интервале для взаимодействия на ядрах брома и серебра равно

$$N_i^{Br, Ag} = (N_i^{II} - N_i^{напол.}/K^{II}) + (N_i^I - N_i^{напол.}/K^I), \quad (1.37)$$

где $K^{I(II)}$ нормировочные коэффициенты равные

$$K^{I(II)} = \frac{1}{f^{I(II)}} \frac{\sum N_i^{напол.}}{\sum N_i^{I(II)}} \quad (1.38)$$

Здесь $f^{I(II)}$ — доля взаимодействий с ядрами H, C, N, O в эмульсии I и II, соответственно. При этом делается предположение о совпадении форм распределений для взаимодействий с ядрами H, C, N, O и H, C, O.

В случае исследования распределений для событий с определёнными значительными зарядами, уносимого фрагментами ядра-снаряда, не был известен закон изменения сечений с ростом атомного веса ядра-мишени, следовательно, не были известны доли $f^{I(II)}$. Для того, чтобы преодолеть эту трудность было сделано предположение о том, что отношение числа событий такого типа на

ядрам золота и числу событий на ядрах наполнителя равно аналогичному отношению для получения взаимодействий. Это позволяет по числу событий, входящим в распределение для ядер наполнителя, определить число взаимодействий с ядрами золота. Далее действовали по уже изложенной схеме.

1.6 Экспериментальный материал

В данной работе используется экспериментальный материал, полученный при обработке ядерник эмульсий I и эмульсий II, облученных протонами с импульсом 69 ГэВ/с, пи-минус мезонами с импульсом 69 ГэВ/с, дейтронами и ядрами гелия при импульсах 4,5 ГэВ/с на нуклон. При облучении эмульсии II ионами, протонами и дейтронами в качестве наполнителя использовался этиленгликоль. Для экспериментов в пучках ядер гелия применялись эмульсии II, где роль наполнителей играли растворы глюкозы и глюколина.

В экспериментальный материал входят данные, полученные при обработке эмульсий типа БР-2, облученных в магнитном поле напряженности 170 кГс пи-минус мезонами с импульсом 69 ГэВ/с, данные по исследованию событий полного разрушения ядер брома, серебра и свинца на эмульсиях БР-2 и аналогичных эмульсиях с введением в них солей свинца при облучении их протонами с импульсом 67 ГэВ/с. Этот материал представлен в табл. I. Здесь даны условия облучения и статистика по каждому типу взаимодействий. Экспериментальный материал и его анализ опубликованы в работах /5,6,9-22/.

ТАБЛИЦА I

Экспериментальный материал, полученный
в Дирекции

Наименование частицы	Энергия ГэВ/с	Тип опыта	Число событий			Примечание
			Нейтрон- ные	Разделен- ные по s, g, b каналам	Полно- ростовые участки	
протон	69	БР-2	247	247	247	
		БР-2 (H, C, O)	341	341	341	
протон	67	БР-2 + БР-2 (Pb)	147	147	147	
нейтрон МСЭОН	60	БР-2	210	210	210	
		БР-2 (H, C, O)	420	420	420	
нейтрон МСЭОН	50	БР-2	533 (ядер- ные)	533 (ядер- ные)	533 (ядер- ные)	Обуче- ние в силь- ном магнит- ном поле
			141 (квант- овые)	141 (квант- овые)	141 (квант- овые)	
нейтрон	9,4	БР-2	2430	371	140	
		БР-2 (H, C, O)	421	303	303	
ядро электрон	18	БР-2	4028	1462	300	
		БР-2 (H, C, O)	2791	753	232	

ГЛАВА II. ИМПУЛЬСНОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ
ПРОТОНАМИ И ПИОНАМИ С ИМПУЛЬСАМИ
50-70 ГэВ/с

Введение

Интерес к исследованиям взаимодействия адронов с ядрами, выявивший уникальную роль ядра как анализатора адрон-адронных взаимодействий, привёл к появлению большого количества экспериментальных и теоретических работ. К настоящему времени получены обширный экспериментальный материал в области энергий от нескольких ГэВ до сотен ГэВ. Обзор этих данных можно найти в работах /22-26/. Изложение основных положений современных теоретических моделей дано в работах /27-30/.

В данной работе исследуются процессы импульсного рождения частиц на ядрах эмulsion адронами при сорпуконских энергиях. Основные результаты представлены в работах /9, 10, 15-21/.

С целью более полного представления физической картины процессов импульсного рождения частиц была выбрана следующая схема изложения материала. Вначале идёт краткий обзор ряда теоретических моделей. Затем следует изложение экспериментальных данных, их анализ и сравнение с теоретическими схемами. В конце главы приводятся выводы исследования.

2.1 Методы импульсного рождения частиц адронами на ядрах

Множество моделей, существующих в настоящее время, можно сгруппировать по предсказанным времени τ , времени необходимого для столкновения налетающих адронов с нуклонами ядра

и различными образцовыми спотами. Это время определяется для лабораторной системы координат, где нулевой слой считается неподвижным, т.е. во всех моделях преобладают формы-элементы спотов внутри ядра.

Естественной единицей измерения τ является величина λ/c , где λ — длина свободного пробега адрона в ядре при входе. При высоких энергиях $\lambda \sim 2$ фм (хотя для протонов λ несколько больше длины свободного пробега для протонов). По предположениям τ можно выделить три группы моделей.

1. $\tau \ll \lambda/c$. К этой группе относятся каскадно-испарительная модель^{/31,32/}.

2. $\tau = \lambda/c$. Эта группа моделей наиболее многочисленная. Ее можно назвать группой повторных столкновений. Поскольку τ примерно равно длине свободного пробега, то существует связь между от нуля вероятность повторных столкновений для некоторых из вторичных частиц. Почти во всех моделях повторные столкновения рассматриваются как статистически независимые вследствие малости относительного потерь энергии. К этой группе можно отнести функционально-кинетическую модель Дара, Вери^{/33/} и Готтфрида^{/37/}, модели многократного рассеяния^{/33-35/}; модели рассматривающие взаимодействие адрон как составную систему: паронные модели^{/36,37/} и модели аддитивных излучений^{/38-40/}; модели, основанные на релятивистской теории поля^{/41-44/}.

3. $\tau \gg \lambda/c$. К этой группе относятся модели статистического типа: гидродинамическая^{/29,45-47/}, модель поточечной трубы^{/43/}.

2.1.1 Каскадно-испарительная модель /31,32/

Эта модель рассматривает взаимодействие адрона с ядром как ряд последовательных и независимых столкновений первичной и вторичных частиц с внутриядерными нуклонами. Условием применимости такого рассмотрения является достаточная малость де Бройлевской волны, участвующих во взаимодействии частиц, λ . Для большинства частиц λ меньше среднего расстояния между внутриядерными нуклонами $\Delta \sim 10^{-13}$ см. Только выполнение этого условия позволяет говорить о траекторных частицах и двух-частичных столкновениях. Кроме того необходимо выполнение условия $\tau \ll \frac{\lambda}{c} = \frac{4\pi R_M^2}{3A_M c \sigma} \frac{3 \cdot 10^{-32}}{\sigma}$ сек. Здесь σ - сечение взаимодействия с внутриядерными нуклонами, R_M - радиус ядра, A_M - его атомный вес.

Таким образом, входящая в ядро быстрая частица взаимодействует с "газом" свободных нуклонов, вызывая каскадную лавину вторичных частиц. Часть частиц покидает ядро, другая - поглощается, возбуждая его до некоторой энергии E^* . Время релаксации остаточного ядра, т.е. время перераспределения энергии между его нуклонами, равно

$$\tau_{rel.} \sim R_M / \bar{v}_N \sim A_M^{1/3} (10^{-21} - 10^{-20}) \text{ сек.}, \quad (2.1)$$

где \bar{v}_N - скорость распространения возмущения в ядре, равная скорости звука в этом ядре.

После завершения каскадной стадии испускание частиц, проломите необходимо испарение энергии.

Любые характеристичные вторичные частицы, находясь в модели путём численных расчётов с использованием метода статистиче-

свого подолання.

Найбільше суттєвими виявляються тенденції прискорення швидкого росту інтенсивності зростання частки з ростом енергії. Ця інтенсивність S - середній розмір $\ln \tau^{0,6}$, що характеризує енергію підземної частки. На енергетичне навантаження залежить, зокрема, поведінкою. В цьому сенсі існує ряд модифікацій подолання.

В частині /80-81/ вивчається ефект підвищеної градиентності. Цей ефект обумовлений умовностями інтенсивності зростання частки, що призводить до зростання частки, що призводить до зростання частки.

В даній частині /81, 82, 83/ розглядаються ефекти інтенсивності зростання частки. В цьому сенсі з однієї інтенсивності зростання частки одночасно відбувається одночасно зростання частки.

3.1.2 Моделі інтенсивності зростання частки /82-86, 84/

Моделі розглядають процеси інтенсивного зростання частки на ядрах, переважно моделюючи. Тут на основі моделювання проміжних елементів зростання частки на ядро можна вивести різні моменти зростання частки і скласти відповідні моделі зростання частки на ядрах з відповідними характеристиками зростання частки.

Процес зростання частки на ядро в моделі Бейкера характеризується тим, що зростає частка зростання частки з n -часткою зростання частки. Моделюючи частку зростання частки в ядрі, можна вивести різні моменти зростання частки на ядро з відповідними характеристиками зростання частки. Моделюючи частку зростання частки на ядро з відповідними характеристиками зростання частки.

Независительным взаимодействием необходимо учесть вклады от одновременных столкновений падающего адрона с K нуклонами ядра $0 \leq K \leq n$. Это возможно в случае диссоциации адрона на K - мультипериферических мезонов. При этом предполагается, что начальная энергия делится на K равные части.

В работе /33/ подробно упрощенным образом проводится учёт и поправки. Последние связаны с рефлексией и перерассеянием или поглощением дифракционных пучков небольшой массы $M^2 = 1.46 \text{ ГэВ}^2$.

Модель учитывает перерассеяние только первичной частицы, вероятности перерассеяния вторичных адронов полагаются пренебрежительно малыми. В расчётах используется гауссовская плотность ядерной материи. При этом корреляции между нуклонами ядра пренебрегаются.

Основные предположения модели.

1. Среднее количество заряженных частиц на ядре и нуклон /33/

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle_{AM}}{\langle n_{ch} \rangle_N} \sim A_M^{\alpha(E)} \quad (2.2)$$

где A_M - атомный вес ядра-мишени

$$\alpha(E) \rightarrow 1/3 \quad \text{при } E \rightarrow \infty$$

2. Слабый рост \mathcal{D} - порня квадратного из дисперсии распределения по множественности с ростом A_M . При $A_M \geq 60$ отнесется вклад на ядро /34/.

3. Среднее среднее значение скорости в адрон-ядерном взаимодействии, по сравнению со средней скоростью в адрон-нуклонном столкновении /34/

$$\Delta \bar{y} = \bar{y}_{hAM} - \bar{y}_{hN} \sim \frac{\langle n_{ch} \rangle_{AM}}{\langle n_{ch} \rangle_N} \quad , \quad (2.3)$$

где

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + P_{||}}{E - P_{||}}$$

4. Статистическое изменение спектра частиц, рожденной на ядре, к спектру на нуклоне /33/:

а) в центральной области $x \ll 1/\langle \nu \rangle$

$$\frac{f_{AM}^c}{f_N^c} = \langle \nu \rangle = A_M \frac{\sigma_m}{\sigma_{hAM}^{in}} \sim A_M^{1/3} \quad , \quad (2.4)$$

где

σ_m - полное неупругое сечение на нуклоне за вычетом сечения дифракционной диссоциации падающего ядра,

σ_{hAM}^{in} - неупругое сечение взаимодействия ядра с ядром;

б) при $x > 0,5 \div 0,7$

$$\frac{f_{AM}^c}{f_N^c} = \frac{\sigma_{(1)}^{in}}{\sigma_{hAM}^{in}} \quad , \quad (2.5)$$

где $\sigma_{(1)}^{in} = 0,4 \pi R_{AM}^2$ - сечение, учитывающее вклад от одного адрон-нуклонного блока со всеми взаимодействиями.

2.1.3 Партонная модель /36, 37, 55, 56/

В рамках модели быстрого ядра представляет собой когерентную систему точечных частиц - партонов. Время диссоциации этого ядра в партоны, представляемой в виде мультинерфической лосонки, пропорционально импульсу ядра P

$$t \approx P / (\mu^2 + \vec{K}_T^2) \quad (2.6)$$

где μ - масса нуклона,

\vec{K}_T - переданный нуклону импульс.

Темпоральны частицы на ядрах несут двумерный параметр: фазу диссоциации ядра в нуклоны и фазу взаимодействия нуклонов с нуклонами ядра. В силу точечности нуклонов сечение их взаимодействия с нуклонами оказывается малым

$$\sigma = \pi \lambda^2 \sim 1/K^2 \quad (2.7)$$

где λ - длина волны нуклона,

K - его импульс.

Следовательно, только самые медленные нуклоны с импульсом $K = m(m = \sqrt{\mu^2 + K_T^2})$ имеют сечение сопоставимое с сечением сильных взаимодействий.

При столкновении ядра с ядром из-за взаимодействия медленного нуклона с нуклоном нарушается когерентность нуклонов и образуется система слабо связанных друг с другом квазисвободных нуклонов. Так как свободный нуклон не является собственным состоянием гамильтониана сильных взаимодействий, то он переходит в ядро путем диссоциации в более медленные нуклоны. Время жизни нуклона, время его диссоциации пропорционально K

$$\tau = 1/m \cdot K/m = d e^y \quad (2.8)$$

где $y = \ln(K/m)$

$1/m$ - время формирования нуклона,

K/m - его лоренц-фактор.

Получившиеся в результате диссоциации медленные нуклоны могут испытывать последующие взаимодействия с другими

нуклонами.

Помимо перехода адрона в одну мультиферритическую ленту партонов, существуют различные от нуля вероятности перехода его в две, три и т.д. число ленток. В работах /55, 56/ проводится учёт этих вероятностей.

Предсказанные модели

В работах /33, 55, 56/ основные результаты даны в виде графиков, где отмечается:

1. Слабая зависимость $R_{AM} = \frac{\langle N_s \rangle h_{AM}}{\langle N_{ch} \rangle h_N}$ от атомного веса ядра мишени A_M при фиксированном значении энергии.

2. $R_y = \frac{(dn/dy)_{h_{AM}}}{(dn/dy)_{h_N}}$ — является монотонной функцией y при фиксированных A_M и энергии падающего адрона E_0 . С ростом y R_y падает от значений больших 1 до $R_y \approx 1$ для $A_M = 14$ и $R_y \approx 0,6$ для $A_M = 95$ при минимально возможном y .

3. Коэффициент неупругости

$$K \sim A_M^{\alpha(E_0)} \quad (2.9)$$

$$\alpha(54 \text{ ГэВ}) \sim 1 \quad \text{и} \quad \alpha(400 \text{ ГэВ}) \approx 0$$

4. В работе /37/ делается предположение для центральной области распределения по y .

$$R_{AM} = \bar{V}_{AM}/2 + \bar{V}_{AM}/(\bar{V}_{AM}+1) \quad (2.10)$$

где \bar{V}_{AM} — среднее число взаимодействий мезонных партонов с нуклонами.

$$R_y = \bar{v}_{Am} (1 + y/Y_c) + [(1 - (1 - y/Y_c)^{\bar{v}_{Am}})] \quad (2.11)$$

где Y_c — длина интервала быстрой в центральной области.

6. В области фрагментации малой энергии ^{/37/} $R_y < 1$.
 Поправочный к единице коэффициент равен $\bar{v}_{Am} m_T / \sqrt{s}$, где

$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ — поперечная масса вторичной частицы, \sqrt{s} — полная энергия адрон-адронного столкновения в с.ц.м.

2.1.4 Модели аддитивных кварков ^{/38-40, 57-60/}

Модели рассматривают адроны как системы, состоящие из пространственно разделённых объектов — валентных кварков; барионы из 3 кварков, мезоны из двух. Каждый из валентных кварков представляет собой облако партонов: кварков и глюонов. Поскольку кварковая модель является моделью симметрии и не затрагивает вопросов динамики взаимодействия кварка с кварком, то предполагают, что такое взаимодействие имеет мультифермионный характер. Так же как в партонной модели взаимодействие осуществляется посредством медленных партонов.

Успешное описание моделью результатов исследования столкновений адронов с нуклонами показано, что процессы с участием одного кварка являются доминирующими для этих столкновений и, что процессы с участием большого числа кварков маловероятны.

В столкновениях же адронов с ядрами вероятности взаимодействия различного числа кварков становятся одного порядка, поскольку длина свободного пробега кварка в ядре равна (4-5) $\Phi_M (\sigma_{qN} = \frac{1}{2} \sigma_{\pi N} = \frac{1}{3} \sigma_{pN})$, т.е. сравнима с радиусами орбиты и толщиной ядер. С увеличением толщины ядерного вещества пробегаемого адроном (ростом A_M), естественно, увеличиваются

и вероятности взаимодействия всё большее число кварков.

В настоящее время существует три версии этой модели.

В первой версии /33, 37, 59/ кварки из валентных кварков только один раз взаимодействуют с одним из внутриядерных нуклонов. Возможность взаимодействия вторичных частиц с нуклонами ядра пренебрегается.

Вторая версия рассматривает схему, когда валентные кварки испытывают ряд порорассеяний на нуклонах ядра до образования их в адроны. Вторичные адроны, также как в первой версии, не вступают во взаимодействия с внутриядерными нуклонами.

Во третьей версии /40, 59, 60/, развивающей концепцию длины формирования, предполагается, что валентные кварки на некотором этапе взаимодействуют один раз с нуклонами ядра. Вторичные во адроны из-за малой длины формирования ($l_f \leq \lambda$) оказываются в состоянии взаимодействовать в дальнейшем с нуклонами ядра.

Предсказания модели

I. В области фрагментации нуклонного адрона результаты всех трёх версий модели, практически, не различаются.

$$R\left(\frac{PA_M}{PN}\right)_{P \rightarrow b(x \sim 1/3)} = V_1^P(A_M); \quad b = p, n, \lambda, \Delta, \dots \quad (2.12)$$

$$R\left(\frac{PA_M}{PN}\right)_{P \rightarrow M(x \sim 1/3)} = V_1^P(A_M) + \alpha V_2^P(A_M), \quad M - \text{мезоны}, \quad (2.13)$$

$$\alpha = 4/5$$

$$R\left(\frac{\pi A_M}{\pi N}\right)_{\pi \rightarrow h(x \sim 1/3)} = V_1^\pi(A_M), \quad h - \text{адроны} \quad (2.14)$$

это $V_i^{P(\pi)}(A_M)$ - вероятности взаимодействовать i - ому числу валонным кварков при столкновении протона (пиона) с ядром A_M . В работах /38, 57/ приведены конкретные расчёты этих вероятностей.

2. В центральной области и части области фрагментации ядрами.

$$R_S = \frac{\langle n_S \rangle_{hA_M}}{\langle n_S \rangle_{hN}} = \frac{\langle V \rangle_{hA_M}}{\langle V \rangle_{qA_M}} \quad ; \text{ версия I} \quad (2.15)$$

$$R_S = \langle V \rangle_{hA_M} \quad , \text{ версия II,} \quad (2.16)$$

это $\langle V \rangle_{hA_M} = A_M \frac{\sigma_{hN}^{in}}{\sigma_{hA_M}^{prod}} \quad (2.17)$

$$\langle V \rangle_{qA_M} = A_M \frac{\sigma_{qN}^{in}}{\sigma_{qA_M}^{prod}} \quad (2.18)$$

$$\sigma_{qN}^{in} = \frac{1}{3} \sigma_{PN}^{in} = \frac{1}{2} \sigma_{\pi N}^{in} \approx 10 \text{ мбн}$$

σ^{prod} - сечение неупругого взаимодействия адрона и кварка с ядром A_M с рождением по крайней мере, одного вторичного адрона.

В работах /38, 59/ даны конкретные расчёты $\langle V \rangle_{hA_M}$ и $\langle V \rangle_{qA_M}$. Конкретные расчёты R_S по версии III приводятся в работе /40/.

3. В центральной области

$$R_S \left(\frac{\pi A_M}{p A_M} \right) = \frac{2}{3} \frac{\sigma_{pA_M}^{in}}{\sigma_{\pi A_M}^{in}} ; \quad \text{версия I} \quad (2.19)$$

Для вариантов II, III величину этого отношения можно найти, пользуясь конкретными вычислениями $R_S(pA_M)$ и $R_S(\pi A_M)$

для центральной области /39,40/.

2.1.5 Гидродинамическая модель /39,45-47,61-66/

Сталкиванием адронов с адронами в этой модели описываются следующим образом /61/.

1. В процессе соударения возникает составная система, имеющая малый объём, лоренцско-сокращённый в продольной направлении. В этом объёме возникает большое число "частиц" с "длинной пробега" малой по сравнению с размерами образованной системы. Вследствии большого числа столкновений в системе устанавливается статистическое равновесие.

2. Происходит расширение системы, при этом "длина пробега" остаётся малой по сравнению с размерами системы, вследствие чего для описания этого расширения применяются гидродинамический подход. За время образования и расширения система не характеризуется числом частиц, т.к. существует сильное взаимодействие между её отдельными частями.

3. По мере расширения взаимодействие ослабевает, длина пробега возрастает. Когда она становится соизмеримой с линейными размерами системы, происходит распад последней на отдельные частицы. Разлёт осуществляется при температуре $T \approx \mu c^2$, где μ - масса пи-мезона.

В случае столкновения адрона с ядром рассматривается столкновение этого адрона с бесструктурными трубами ядерного вещества /45/ с массами равными сумме масс нуклонов в каждой трубе. Для модели характерны следующие положения:

1. Рассеивание ведётся в системе равных скоростей.

2. Столкнувшиеся ядра и трубка представляют собой диски из-за лоренцевского сокращения продольных размеров.

3. После соприкосновения дисков в обе стороны от плоскости соприкосновения распространяются ударные волны со скоростью v . Гидродинамический разлёт зависит от длины ядерной трубки.

$$l = \frac{2\sqrt{5}}{3} a_0 A_M^{1/3} M/E \quad (2.20)$$

где $a_0 = 1/\mu$, M - масса нуклона,

E - энергия сталкивающихся объектов в системе равных скоростей.

$$E = \frac{1}{\sqrt{2}} (ME_{\text{лаб.}} + M^2)^{1/2} \quad (2.21)$$

где $E_{\text{лаб.}}$ - энергия налетающего ядра в лабораторной системе.

Подробное описание стадии разлёта при $l \leq l_{\text{крит.}}$ и $l > l_{\text{крит.}}$ дано в работах /45, 62/

$$l_{\text{крит.}} = \frac{1+u}{1-u} d \quad (2.22)$$

здесь u - скорость звука возбуждённого ядерного вещества,

d - диаметр диска налетающего нуклона

$$d = 2 a_0 M/E \quad (2.23)$$

4. Возбуждённая система распадается на реальные частицы, в основном, в виде ядра.

5. В большинстве моделей лавирующие частицы не входят в составную систему.

Для области высоких энергий (10-300 ГэВ) в работе /63/ рассмотрены различные модели. Здесь учитывается, что при высоких энергиях только часть ядра принимает участие в образовании возбужденной гидродинамической системы и формировании вторичных частиц как обособленных объектов. Вне этой части ядра может происходить обычный каскадный процесс.

Предсказания модели

I. $R = \langle n_s \rangle / \langle n_{ch} \rangle$

а) в модели /45/ при $u^2 = 1/3$

$$l \leq l_{\text{прт.}}$$

$$R = (l+1)/2 \quad (2.24)$$

$$l > l_{\text{прт.}}$$

$$R = (l - 0,41)^{0,67} + 0,04 \quad (2.25)$$

б) в модели /63/

$$R = (M_{\text{э(0)}} / M)^{\alpha} \quad (2.26)$$

$$\alpha = 3/4$$

здесь $M_{\text{э(0)}} = M n \sigma_{in} L \quad (2.27)$

где L наименьшее из длин формирования вторичной частицы

L_{ϵ} и осевой длины трубки L_R , n - ядерная плотность, σ_{in} - сечение неупругих адрон-нуклонных взаимодействий.

$$L_E = C_1 E^{1/2} \quad (2.22)$$

$$C_1 = 2,4 \Phi_M \cdot 2,25^{-1/2}$$

$$L_R = 2(R^2 - \rho^2)^{1/2} \quad (2.23)$$

где ρ - радиус инерции, R - радиус шара.

2. Возвращаемся по оси y

а) в интервале $l \leq l$ в системе координат энергии

$$l \leq l \text{ интервал}$$

$$\frac{dN}{dy} = \langle n \rangle (2\pi L)^{-1/2} \exp\left(-\frac{y^2}{2L}\right) \quad (2.24)$$

$$L = 0,55 \ln E_{\text{эфф}} / M + 1,6 \ln \frac{l+1}{2} + 1,6, \quad \langle n \rangle = \langle n_s \rangle$$

$$l > l \text{ интервал}$$

$$\frac{dN}{dy} = \langle n \rangle (2\pi L)^{-1/2} \exp\left[-\frac{(y-y_c)^2}{2L}\right] \quad (2.25)$$

$$y_c = \text{arth } v_c$$

$$v_c = \text{th} \left[\frac{\sqrt{3}}{2} + \frac{2l-4-2\sqrt{3}}{7+4\sqrt{3}} - \text{arth} \left(\frac{l-1}{l+1} \right) \right] \quad (2.26)$$

б) в интервале $l > l$

$$\frac{dN}{dy} = \frac{\langle n \rangle}{\sqrt{2\pi \mathcal{D}}} \exp\left[-\frac{(y-y_0)^2}{2\mathcal{D}}\right] \quad (2.27)$$

$$y_0 = \frac{1}{2} \ln(2E_{\text{эфф}} / M_{\text{эфф}}), \quad \mathcal{D} = \text{ширина спектра}$$

$$\mathcal{D} = \mathcal{D}_{pp} + \frac{1}{3}(1-2\alpha) \ln A_M \quad (2.28)$$

$$L_E < L_R$$

$$\frac{dN}{dy} = \left(1 - \frac{\sigma_{dif}}{\sigma_{tot}}\right) \left(A_M^{2/3} - A_0^{2/3}\right) \frac{\langle N_{pp} \rangle}{\sqrt{2\pi\theta}} \exp\left[-(y - y_N + 0,5 \ln A_0)^2 / 2\theta\right] \quad (2.35)$$

Здесь $A_0 = L_E / 2,4 \Phi_M = E_{\text{лаб}}^{1/2}$, ($E_{\text{лаб}} \text{ в ГэВ}$)

$$\frac{\sigma_{dif}}{\sigma_{tot}} = 1,9/A_M^{1/3} - 0,9/A_M^{2/3} \quad \text{при } A_M \geq 10$$

$$y_N \approx \frac{1}{2} \ln(2 E_{\text{лаб}} / M)$$

2.1.6 Модель поперечной трубы /48, 67-69/

В этой модели, также как и в предыдущей, столкновение адрона с ядром представляется как столкновение с бесструктурными трубками ядерного вещества. Масса трубки равна νM , где ν — число нуклонов в трубке, M — масса нуклона. Остальные нуклоны ядра образуют неизменяемую жестко столкновения. Полная энергия столкновения в с.ц.м. адрон-трубка равна:

$$S(\nu) \approx 2 \nu M E_{\text{лаб}} = \nu S \quad (2.31)$$

где S — полная энергия столкновения адрона с нуклоном.

Основная утверждением модели является утверждение о том, что характеристичные вторичные частицы для столкновения адрона с ядром аналогичны характеристичным частицам из столкновения адрона с нуклоном при энергии в $\sqrt{\nu}$ раз большей энергии падающего адрона. Это утверждение основано на справедливости для характеристичных независимых от квантового числа столкновения ядер вещества. К таким характеристичным относятся средняя множественность, типичное распределение по множественности, распад канонически распределенных для частиц с величинами квантовых

ИЛИ ИМПУЛЬСАМИ.

Предложенная модель

$$1. \quad R \sim A_M^{8/3} \quad (2.37)$$

где γ - показатель степени из зависимости $\langle N_{ch} \rangle_{hp} \sim S^\gamma$

$$2. \quad \mathcal{D}_{hA_M} \approx \mathcal{D}_{hp} (A_M^{1/3} \cdot S) \quad (2.38)$$

где - дисперсия распределения по множественности.

$$3. \quad \left(\frac{\mathcal{D}}{\langle n \rangle} \right)_{hA_M} \approx \left(\frac{\mathcal{D}(A_M^{1/3} \cdot S)}{\langle n(A_M^{1/3} \cdot S) \rangle} \right)_{hp} \quad (2.39)$$

4. Распределение по быстротам

$$\frac{1}{\sigma_{pAm}^{in}} \frac{d\sigma_{pAm}^c}{dy}(s, y) = \frac{1}{\sigma_{pp}^{in}} \frac{d\sigma_{pp}^c}{dy} \left(A_M^{1/3} \cdot S, \frac{1}{6} \ln A_M + y \right) \quad (2.40)$$

2.2. Экспериментальные результаты

в их обобщении

В исследовании проблем множественного рождения частиц на ядрах адронами имеющийся у нас экспериментальный материал позволил провести сравнительный анализ характеристик рождений частиц во взаимодействиях не-минус мезонов и протонов с ядрами эмulsion при импульсах (50-70) ГэВ/с. Там, где это было возможно, прослежено изменение этих характеристик от атомного веса ядра мишени на примерах столкновений с ядром водорода и группами ядер C, N, O и Br, Ag. В некоторых случаях проведено исследование поведения характеристик от степени возбуждения ядра-мишени. В качестве меры возбуждения ядра-мишени используется число сильноионизирующих частиц в событии (h - частиц). Рассмотрим группы событий: низиндуционные, ядерные с $N_h \leq 6$

были были рассмотрены только для взаимодействий пи-минус мезонов с ядрами. А события "центральных" столкновений были изучены при взаимодействиях протонов с ядрами.

2.2.1 Средняя множественность

Полученные в эксперименте значения средней множественности и нормированные средние множественности для легких частиц при взаимодействиях пионов с мишенью 60 ГэВ/с и протонов с мишенью 69 ГэВ/с с группами ядер C, N, O и Br, Ag, а также для "центральных" столкновений протонов с ядрами брома, серебра и свинца даны в таблице 2. Здесь же даны средние множественности заряженных частиц $\langle n_{ch} \rangle_{hp}$ из взаимодействий пи-минус мезонов и протонов с протонами, взяты из работ ^{/70,71/}. С нашими данными для столкновений протонов с ядрами хорошо согласуются результаты более поздних работ ^{/72,73/}, за исключением средней множественности для взаимодействий с ядрами C, N, O из работ ^{/73/}. $\langle n_s \rangle$, найденное в этой работе, оказывается меньше нашего значения на единицу. В работах ^{/72,73/} исследовалось взаимодействие протонов при мишени 67 ГэВ/с с ядрами фотомульсии. Выходные взаимодействия на группах ядер проводилось методом статистического разделения с использованием распределения по числу сильноионизирующих частиц - h частиц. Также хорошо с нашими данными согласуются результаты работы ^{/73/} для случая взаимодействий пи-минус мезона с группами ядер C, N, O и Br, Ag при мишени 60 ГэВ/с. Не противоречат нашим данным и значение $\langle n_s \rangle$, найденное в электронной работе ^{/74/} при исследовании взаимодействия пи-минус мезонов с ядрами серебра при мишени 37,5 ГэВ/с, равно

ТАБЛИЦА 2

Средние излучательные способности металлов, сульфидов и "солей" сульфидов, их поразительно износостойкости для различных условий эксплуатации и прогноз с крутилкой износ, а также "поправочный" элементизированный.

Элемент	ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СПОСОБНОСТИ		ПРОГНОЗ	
	$< n_s >$	R	R'	$< n_s + n_g >$
Углерод				
ИЗОПАН				5,08; 0,07
G, N, O	7,4; 0,2	1,22; 0,04	8,1; 0,3	1,34; 0,06
$< \Delta > = 1A$			7,5; 0,3	1,20; 0,05
Br, Ag	8,9; 0,3	1,47; 0,06	11,2; 0,4	1,05; 0,07
$< \Delta > = 95$			10,5; 0,5	1,79; 0,08
"ПОПРАВКА"			19,0; 1,0	3,2; 0,2
c Br, Ag			20,7; 1,0	3,5; 0,2
"ПОПРАВКА"				48,7; 2,1
c Pb				7,4; 0,4

8,4,6,2.

В таблице 2 также приведены средние неизвестности сумми ядерных и сумми треков, и соответствующие им нормированные неизвестности

$$R' = \frac{\langle n_s + n_g \rangle_{hA_M}}{\langle n_{ch} \rangle_{hP}} \quad (2.42)$$

Предполагается (см., например, работу [15]), что эти характеристики лучше описывают процесс размножения рожденных в ядре частиц, если "серые" треки рассматривать как следы от протонов отдачи.

Из анализа данных, представленным в табл.2 видно, что средние неизвестности зависят от атомного веса ядра-мишени и массы падающего адрона. С целью проведения количественных оценок рассмотрим поведение $\langle n_s \rangle$ и $\langle n_s + n_g \rangle$ при изменении атомного веса ядра-мишени.

$$\langle n_s \rangle (\langle n_s + n_g \rangle) \sim A_M^{\alpha (\alpha')} \quad (2.44)$$

Значения α и α' представлены в табл.3. Значения α говорят о слабом влиянии ядра-мишени на размножение S -частиц. Более заметное влияние оказывают ядра на выход $(S+g)$ -частиц. α и α' в случае столкновения протонов с ядрами оказываются больше аналогичные величины при взаимодействии нейтронов с теми же ядрами. Для "центральных" столкновений протонов с тяжелыми ядрами значение α указывает на более слабую зависимость $\langle n_s \rangle$ от A_M , а значение α' , напротив указывает на увеличение выхода $(S+g)$ частиц с увеличением атомного веса по сравнению с взаимодействием протонов со всем ядром, хотя в пределах ошибок можно говорить и о согласии

Таблица 3

Значения параметров d и d' для взаимодействий пионов, протонов с ядрами и "центральные" столкновения

Полоточный адрон параметр	ПИОН	ПРОТОН	"центральные" столкновения протонов
d	$0,09 \pm 0,02$	$0,18 \pm 0,03$	$0,11 \pm 0,03$
d'	$0,17 \pm 0,03$	$0,25 \pm 0,03$	$0,35 \pm 0,03$

d и d' для этих двух процессов.

Для вычисления величин, приводящих к различию d (d') при взаимодействиях пионов и протонов с ядрами, рассмотрим зависимость нормированных множественностей R (R') от так называемого среднего числа столкновений налетающего адрона с внутренними нуклонами $\langle \nu \rangle$.

$$R(R') = a(a') + b(b') \langle \nu \rangle_{hAm} \quad (2.44)$$

где

$$\langle \nu \rangle_{hAm} = \frac{\sigma_{hp}^{in} \cdot A_m}{\sigma_{hAm}^{in}} \quad (2.45)$$

При подстановке сечений σ_{hp}^{in} и σ_{hAm}^{in} из работ [76, 77], получаем

$$\langle \nu \rangle_{pAm} = 0,7 A_m^{0,31} \quad (2.46)$$

$$\langle \nu \rangle_{hAm} = 0,74 A_m^{0,25}$$

В пределах ошибок значения параметров (табл.4) a (a') и b (b') для взаимодействий пионов и протонов с ядрами согласуются

друг с другом. Впервые на этого рода независимость среднего числа рожденных частиц от масс налетающего ядра было установлено в работах /18,79/. Из приведенного выше видно, что различие в $\langle n_s \rangle$ связано с разными соотношениями взаимодействий пионов с нуклонами и ядрами.

Таблица 4

Значения параметров a (a') и b (b') из зависимости (2.44) для столкновения протонов и пионов с ядрами.

Полетающий ядро	пион	протон
параметр		
a	$0,8 \pm 0,1$	$0,6 \pm 0,1$
a'	$0,5 \pm 0,1$	$0,4 \pm 0,1$
b	$0,28 \pm 0,08$	$0,40 \pm 0,07$
b'	$0,60 \pm 0,10$	$0,67 \pm 0,09$

Рассмотрим в рамках картины независимых повторных столкновений налетающего ядра как зависит число рожденных в каждом повторном столкновении частиц от сорта этого ядра. Т.е., рассмотрим зависимость /80/

$$\langle n_s \rangle = \langle n_{ch} \rangle + \langle n_1 \rangle (\langle \nu \rangle - 1) , \quad (2.47)$$

найдем $\langle n_1 \rangle$ для взаимодействий пионов и протонов с ядрами. Значения $\langle n_1 \rangle / \langle n_{ch} \rangle$ и $\langle n'_1 \rangle / \langle n_{ch} \rangle$ даны в табл. 5. Значь $\langle n'_1 \rangle$ получено при замене $\langle n_s \rangle$ в (2.47) на $\langle n_s + n_g \rangle$. Из приведенных в таблице данных видно, что доля частиц от $\langle n_{ch} \rangle$, рожденных в каждом повторном

столкновения практически не зависят ни от массы падающего ядра, ни от атомного веса ядра-мишени. Аналогичное исследование, проводившееся для взаимодействий протонов со всеми ядрами упомянуты в интервале энергий от 6 до 400 ГэВ^{20/26/} подтверждает сделанный вывод, что $\langle n_1' \rangle / \langle n_{ch} \rangle = 0,74 \pm 0,02$.

Таблица 5

Число рождений в каждом повторном столкновении частицы, в нормированно на $\langle n_{ch} \rangle$ при взаимодействиях пионов и протонов с группами ядер C, N, O и Br, Ag.

Ядро- мишень	П И О Н		П Р О Т О Н	
	$\langle n_1 \rangle / \langle n_{ch} \rangle$	$\langle n_1' \rangle / \langle n_{ch} \rangle$	$\langle n_1 \rangle / \langle n_{ch} \rangle$	$\langle n_1' \rangle / \langle n_{ch} \rangle$
C, N, O	$0,51 \pm 0,03$	$0,79 \pm 0,14$	$0,48 \pm 0,03$	$0,73 \pm 0,03$
Br, Ag	$0,36 \pm 0,05$	$0,65 \pm 0,05$	$0,42 \pm 0,04$	$0,63 \pm 0,03$

Сравним полученные нами данные по средней множественности с предсказаниями ряда моделей. Сравнение приводено в табл.6. Среди моделей, перечисленных в таблице, нет каскадно-попарительной модели. Ещё в работах^{10,15/} нами было показано, что соответствие экспериментальным данным предсказаний модели в её первоначальном варианте. Учёт эффекта многократных взаимодействий привело к согласованию данных и предсказаний модели для лёгких частиц, оставаясь расхождение для сильно-множественных частиц. В последующем включении к этой модели мы будем прибегать как к численной схеме, способствующей пониманию механизма взаимодействий ядер с ядрами.

Из приведённого сравнения видно, что все модели качест-

точно описывают наблюдаемое в эксперименте слабое разнородное
 ленточное частоты с ростом атомного веса ядре-электрон.

Таблица 6

Сопоставление предсказаний моделей для показателя
 степени d (d') в зависимости (2.23) с экспери-
 ментальными данными.

Модель	$\mathcal{L}A_M$	ρA_M	Ссылка
Многократного рассеяния	0,11	0,13	/33/
Мартиниан	0,12	0,12	/35/
Гидродинамическая	0,16	0,21	/45/
Гидродинамическая 5 ГэВ < E < 200 ГэВ	-	0,15	/63/
Когерентной трубки	0,095	0,11	/48/
Модель ступенчатых кварков с каскадом вторичных частиц			
$8 < A_M < 27$	0,15	0,19	/40/
$27 < A_M < 207$	0,24	0,26	
d экс.	$0,09 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$	
d' экс.	$0,17 \pm 0,02$	$0,25 \pm 0,02$	

Лучше количественное согласие отмечается для обоих вариантов
 гидродинамической модели. Прибыль в варианте ^{/45/} это согласие
 наблюдается для показателя d' . Что вполне естественно, по-
 скольку R в этом варианте есть отношение полных энергий,
 формируемых в адрон-ядерных и адрон-адронных столкновениях.

Согласные модели не передают код изменения d при поро-
 жде от пикн-ядерных и протон-ядерных столкновений. Сравне-
 ние наших данных с результатами модели аддитивных кварков в ва-
 риантах с учетом^{/59/} и без учета^{/58/} перерасеяний элементар-
 ных кварков проводим на примере искомого поведения R для
 области фрагментации ядра мишени и центральной области в за-
 висимости от числа столкновений $\langle V \rangle_{hAm}$. Согласно варианту
 модели^{/59/}

$$z^I = R / \langle V \rangle_{hAm} = 1 \quad (2.48)$$

варианту^{/58/}

$$z^{II} = R \cdot \langle V \rangle_{qAm} / \langle V \rangle_{hAm} = 1 \quad (2.49)$$

где $\langle V \rangle_{qAm}$ и $\langle V \rangle_{hAm}$ - среднее число столкновений элементарного
 кварка и нуклонного ядра с внутриядерными нуклонами. Для
 области фрагментации мишени и центральной области

$$R = \frac{\langle n_s \rangle_{hAm} - \langle n_{ch}^f \rangle_{hN}}{\langle n_{ch} \rangle_{hp} - 0,6 - \langle n_{ch}^f \rangle - \mathcal{D}} \quad (2.50)$$

где $\langle n_{ch}^f \rangle_{hN}$ - среднее число заряженных частиц в области
 фрагментации нуклонного ядра при его взаимодействии с нук-
 лоном; \mathcal{D} - величина, учитывающая потери энергии в процессе мно-
 гоэтапного перерасеяния; 0,6 - складывается из членов
 значений членов, возникающих при замене $\langle n_{ch} \rangle_{hN} \rightarrow \langle n_{ch} \rangle_{hp}$
 и учете числа нейтральных заряженных частиц с $\beta < 0,7$.

В таблице 7 приведены значения z^I и z^{II} , рассчитанные
 в ^{/59/} по нашим данным с использованием $\langle n_{ch}^f \rangle_{hN}$, \mathcal{D} ,
 $\langle V \rangle_{hAm}$, $\langle V \rangle_{qAm}$, найденным в рамках модели.

Таблица 7

Численные отношения Z^I и Z^{II} для взаимодействия пи-минус-мезонов и протонов с группами ядер C, N, O и Br, Ag .

Группа ядер	пи-минус - мезон		протон	
	Z^I	Z^{II}	Z^I	Z^{II}
C, N, O	$1,06 \pm 0,07$	$1,27 \pm 0,09$	$0,99 \pm 0,07$	$1,17 \pm 0,08$
Br, Ag	$0,90 \pm 0,07$	$1,32 \pm 0,09$	$0,95 \pm 0,08$	$1,32 \pm 0,10$

Результаты, представленные в таблице показывают, что соотношение (2.48) выполняется хорошо, в то время как Z^{II} объясняется больше отчасти за пределами ошибок, т.е. соотношение (2.49) не выполняется.

Таким образом, для случая взаимодействия адронов с ядрами в целом экспериментальными данными по средней множественности рождений частиц лучше удовлетворяет модель аддитивных кварков с перераспределением и гидродинамические модели.

Для "натуральной" столкновительной системы возможно провести сравнение данных с результатами расчётов по гидродинамической модели /45,63/, модели коверсионной трубки /46/ и модели аддитивных кварков без перераспределения валентных кварков и вторичных частиц /33/. Это сравнение приведено в таблице 8. При расчётах необходимо знать число нуклонов, расположенных по диаметру ядер брома, серебра и свинца. В одном случае это число является параметром модели длины ядерного тополога, в другом - среднего числа столкновений при пролёте протона по диаметру ядра. Число нуклонов по диаметру ядра определялось в предположении постоянства ядерной плотности равной:

$$n = \frac{A_M}{V_M} = \frac{A_M}{\frac{4}{3}\pi R_M^3} = \frac{1}{\frac{4}{3}\pi R_0^3} \quad (2.51)$$

При $R_0 = 1,3$ см, $n = 0,1087$ нукл./см³. Для ядер брома и серебра число нуклонов связано равными 7, для свинца 9.

Таблица 8

Самостоятельные экспериментальные данные по нейтроновым сечениям взаимодействия $R (R')$ с предсказанными моделью

Иллюстрированные модели	Ядро - ядро		Ссылка
	Br, Ag	Pb	
Гидродинамическая	3,6	4,3	/45/
Гидродинамическая	2,8	3,4	/63/
Когерентной трубки	2,0	2,1	/48/
Адиабатич. кварков	3,0	3,0	/53/
R экон.	$3,3 \pm 0,2$	$3,5 \pm 0,2$	
R' экон.	$5,6 \pm 0,3$	$7,4 \pm 0,4$	

Расчёты по гидродинамической модели проводились по формулам (2.25) и (2.26) в модели когерентной трубки

$$R = \nu^\gamma \quad (2.52)$$

где ν - число нуклонов в трубке, γ - показатель степени в энергетической зависимости $\langle n_{ch} \rangle_{pp}$. По данным /81/

$$\gamma = 0,343 \pm 0,001.$$

В модели адиабатич. кварков и "нейтральной" стокновением относятся события, когда в процессе взаимодействия участвуют все валентные кварки нуклонного ядра. При взаимодействии протонов с ядром $R = 3$ и не зависит от энергии /58/ от

можно объяснить наблюдаемое в эксперименте слабое разномощие
 ионных частей с ростом атомного веса ядра-мишени.

Таблица 6

Сопоставление предсказаний моделей для показателя
 степени d (d') в зависимости (2.33) с экспери-
 ментальными данными.

Модель	$\mathcal{L}A_M$	PA_M	Ссылка
Множественного рассеяния	0,11	0,13	/33/
Мартовия	0,12	0,12	/35/
Гидродинамическая	0,16	0,21	/45/
Гидродинамическая 5 ГэВ < E < 300 ГэВ	-	0,15	/63/
Коронной трубки	0,095	0,11	/48/
Модель асимметричных ядер с каскадом вторичных частиц			
8 < A _M < 27	0,15	0,19	/40/
27 < A _M < 237	0,24	0,26	
d экс.	0,09±0,02	0,13±0,02	
d' экс.	0,17±0,02	0,25±0,02	

Лучше количественное согласие отмечается для обоих вариантов
 гидродинамической модели. При этом в варианте /45/ это согласие
 наблюдается для показателя d' . Что вполне естественно, по-
 скольку R в этом варианте есть относительно полные энергетиче-
 ские формирования в ядре-мишени и ядро-ядренных столкновениях.

атомного веса ядра-мишени. Сравнение, проведенное в таблице 8, показывает, что лучшее количественное согласие наблюдается для модели адронных кварков /59/ и гидродинамической модели в варианте /63/.

Таким образом, экспериментальные данные по средней множественности лучше всего описываются моделью адронных кварков /60, 59/ и гидродинамической моделью в варианте, учитывающей конечность энергии налетающего адрона /63/.

2.2.2. Характеристики распределений по множественности

Основные свойства распределений описываются такими характеристиками как среднее значение, дисперсия и асимметрия распределения. С целью исследования распределений по множественности летящих частиц нами были изучены значения корня квадратного из дисперсии

$$D_s = \sqrt{\langle n_s^2 \rangle - \langle n_s \rangle^2}, \quad (2.53)$$

называемые далее дисперсиями; значения коэффициентов асимметрии

$$\gamma_s = \frac{(n_s - \langle n_s \rangle)^3}{D_s^3} \quad (2.54)$$

в зависимости от масс налетающего адрона и характеристик ядра-мишени (табл. 9). В этой же таблице для сравнения даны

D_{ch} и γ_{ch} при взаимодействии протонов и пionsов с протонами, взятые из работы /62/. Значения D_s и γ_s для "консервативной" степенной модели получены на основе суммарного распределе-

ния для S тронов при взаимодействии протонов с ядром

Брома, серебра и свинца в полях увеличения статистики. Такое объяснение было возможно из-за близости характерных длительности жизни для этих взаимодействий. Так, например, средние длительности жизни (табл. 8) и половины жизни для элементов (Br, Ag) и Pb практически равны (см. также /21/).

В таблице приводятся также значения D_s и χ_s , полученные для распределения Пуассона, в скобках. Даны отношения $\langle n_s \rangle / D_s$ и аналогичные отношения для взаимодействий адронов с протонами при $\langle n_s \rangle = \langle \tilde{n}_s \rangle_{hAm}$.

Анализ данных из табл. 9 показывает, что увеличение атомного веса ядра-мишени ядерного вещества приводит к расширению распределений. Зависимость от массы падающего адрона проявляется лишь для взаимодействий с группой ядер брома и серебра: в случае, когда на эти ядра падает протон, распределение совпадает с распределением для начального пикона. Коэффициенты асимметрии имеют большие значения. В пределах этих ошибок можно говорить лишь о том, что асимметрия распределения одного порядка с асимметрией для элементарных процессов.

Сравнение экспериментальных значений D_s и χ_s с значениями по Пуассону говорит об отличии первых распределений от вторых. Все распределения совпадают с пуассоновскими.

Последствие отношения $\langle n_s \rangle / D_s$ говорит о том, что с ростом массы ядра-мишени происходит не только увеличение абсолютного значения D_s , но наблюдается и относительное уширение распределений (умноженное $\langle n_s \rangle / D_s$). В то же время для "центральных" степеней свободы наблюдается относительное сужение распределений. Кроме того, это распределение совпадает

ТАБЛИЦА 9

значения D_s , δ_s , $\langle n_s \rangle / D_s$ для распределения по изотопности
 $S \rightarrow$ числа при возбуждении ядра и протонов с труднее ядр
 C, N, O и Br, Ag ; "центральные" столбцы

ЯДРО	И Н О Н			П Р О Т О Н		
	D_s	δ_s	$\langle n_s \rangle / D_s$	D_s	δ_s	$\langle n_s \rangle / D_s$
ПРОТОН	2,70±0,03	0,63±0,02	2,14±0,03	2,83±0,03	0,63±0,03	2,05±0,03
C, N, O	3,9±0,2 (2,7)	0,7±0,2 (0,37)	1,9±0,1	1,93±0,2 (2,73)	0,5±0,3 (0,37)	1,9±0,1
Br, Ag	5,3±0,2 (2,93)	1,0±0,2 (0,34)	1,7±0,1	1,90±0,4 (3,34)	0,6±0,2 (0,31)	1,6±0,1
"ЦЕНТРАЛЬНЫЕ" ИЛИ ЧАСТИ ИЗБОЧКИ				7,3±0,5 (4,53)	0,4±0,3 (0,23)	2,0±0,2

существенно более узким по сравнению с распределением для взаимодействий протонов с протонами при $\langle n_s \rangle = \langle n_s \rangle_{\text{контр. Br, Ag, Pb}} = 30,5$. Ширина распределения для взаимодействий с ядрами C, N, O равна ширине распределения для элементарных столкновений. Распределение по множественности для столкновений с ядрами брома и серебра оказывается относительно более широкими, чем в случае ядро-ядерных взаимодействий.

Отношения $\langle n_s \rangle / \mathcal{D}_s$ для элементарных столкновений получены с использованием параметризации

$$\mathcal{D}_{ch} = C \langle n_{ch} \rangle + d \quad (2.55)$$

для заряженных частиц при условии $\langle n_{ch} \rangle = \langle n_s \rangle + 0,5$. При этом, используя значения параметров C и d для взаимодействий п-м-мюон-мезонов и протонов с протонами /83/ получаем

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_s^{\text{TP}} &= 0,56 \langle n_s \rangle - 0,30 \\ \mathcal{D}_s^{\text{PP}} &= 0,57 \langle n_s \rangle - 0,26 \end{aligned} \quad (2.56)$$

и соответственно

$$\langle n_s \rangle / \mathcal{D}_s = \frac{1}{c'} \frac{\langle n_s \rangle}{\langle n_s \rangle - d'/c'} \quad (2.57)$$

где c' и d' - параметры в зависимости (2.56).

Сравним полученные значения отношений $\langle n_s \rangle / \mathcal{D}_s$ с результатами расчетов по ряду моделей. Это сравнение проведено в табл.10. Можно говорить о качественном согласии предсказаний всех моделей с экспериментальными данными для взаимодействий с ядрами в целом. Однако модель когерентной трубки даёт более слабое, чем в эксперименте значение $\langle n_s \rangle / \mathcal{D}_s$ с ростом атомного веса ядро-ядерных. Модель одиночных кварков с поре-

расчетами вторичных частиц /40/ предсказывает пропускную способность системы формирования измеренных этого соотношения с ростом A_M (см. также рис. 3).

Таблица 10

Средние экспериментальные значения $\langle n_s \rangle / \mathcal{D}_s$ с учетом релаксации для взаимодействий пионов, протонов с ядром и для "контрольных" столкновений.

Модель	П И О Н		П Р О Т О Н		
	C, N, O	Ag, Br	C, N, O	Ag, Br	"Контроль-ные"
Глауберовского типа /33/	1,78	1,66	1,77	1,69	
Алгоритм кварков с перерасселением вторичных частиц /60/	1,75	1,62	1,64	1,76	3,3
Контрольной трубы /43/	1,94	1,91	1,88	1,86	1,85
Эксперимент	1,9±0,1	1,7±0,1	1,9±0,1	1,6±0,1	2,8±0,2

Комплексивно лучше всего эксперименту удовлетворяют расчеты, выполненные в рамках модели глауберовского типа. Хорошо согласие с нашими данными наблюдается для расчетов, сделанных по феноменологической модели повторных столкновений /34/. При $A_M = 12$ соотношение $\langle n_s \rangle / \mathcal{D}_s = 1,75$, а при $A_M = 233$ оно равно 1,64.

Для контрольных столкновений в пределах кулиратной ошибки с нашими значениями согласуется предсказание модели одиночных кварков /60/, по которой

$$\left(\frac{\langle n_s \rangle}{\mathcal{D}_s} \right)_{hA_M} = \left(\frac{\langle n_s \rangle}{\mathcal{D}_s} \right)_{hN} \cdot \sqrt{v_{\max}} \quad (2.58)$$

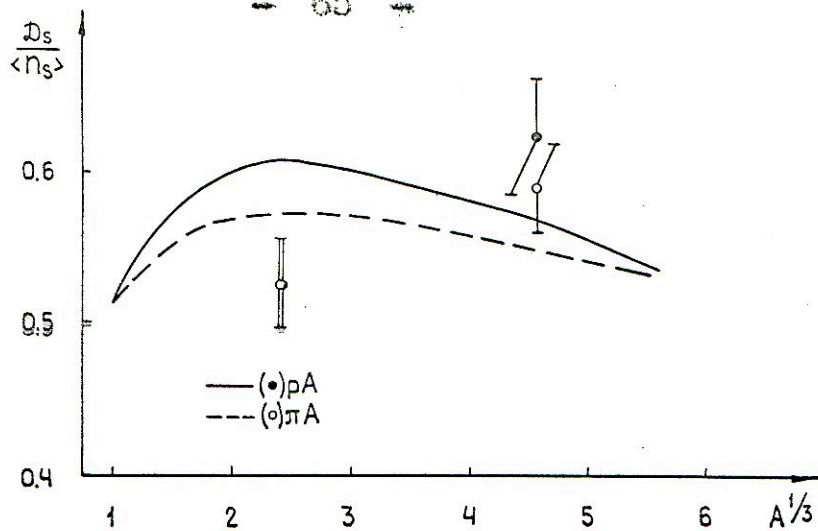


Рис. 3 Отношение $D_s / \langle n_s \rangle$ в зависимости от атомного веса гидро-ионов. Круги — экспериментальные данные. Кривые — расчёт по модели адвективной кватернов с перерассеянием вторичных частиц /40/.

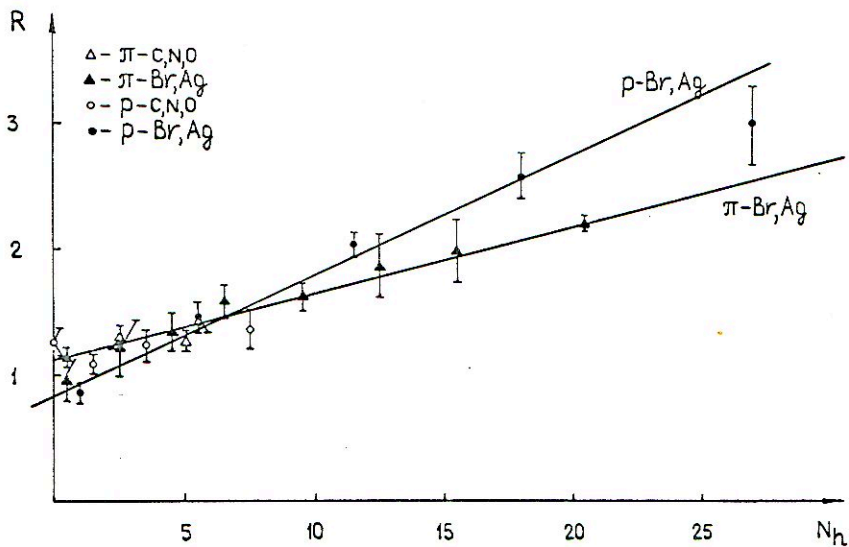


Рис. 4 Нормированные известности ливневых частиц как функции числа сгустков ионизирующих частиц $- N_h$ для взаимодействия нейтронов при импульсе 60 ГэВ/с и протонов при импульсе 60 ГэВ/с с группами ядер C, N, O и Br, Ag. Кривые — результат сгусткования.

число ν - максимальное число столкновений составных ядер-
ков с нуклонами ядра. В нашем случае $\nu_{\text{макс}} = 3$. Значение

$\langle n_s \rangle / \mathcal{D}_s$, найденное по модели когерентной трубки

$$\left(\frac{\langle n_s \rangle}{\mathcal{D}_s} \right)_{hA_m} = \left(\frac{\langle n_s \rangle}{\mathcal{D}_s} \right)_{pp}, \text{ при } S = \nu S \quad (2.59)$$

с $\nu = 3$ при пролёте протона по диаметру усреднённого ядра
(Br, Ag, Pb), оказывается существенно меньше наблюдаемого
в эксперименте. При расчётах по (2.53) и (2.54) использовала-
лось отношение (2.57) ^{для нахождения} $\langle n_s \rangle / \mathcal{D}_s$)_{pp}.

В заключение остаётся сказать, что только модель когерент-
ной трубки может быть отброшена в результате сравнения с экс-
периментальными данными как для взаимодействий с ядром в целом,
так и для "центральных" столкновений. Для двух других моделей
не удастся сделать таких однозначных замечаний.

2.3.3 Корреляции между характеристиками по множествен- ности нуклонов частиц и степени разрушения ядра-мишени

Рассмотрим корреляции между средними множественностями
 S - частиц и степенью разрушения ядра-мишени, т.е. числом
сильноионизирующих треков (h -треков). На рис.4 даны эти корр-
ляции для взаимодействий пионов и протонов с группами ядер
C, N, O и Br, Ag. Отмечается наличие корреляции между
 $R = \frac{\langle n_s \rangle}{\langle n_{ch} \rangle}$ и числом h -треков. Большая степень разрушения
ядра связана с большими значениями среднего числа рождённых
частиц. Из рисунка видно, что корреляции для взаимодействий
с ядрами C, N, O не зависят от массы падающего пиона, т.е.
одинаковы для отрицательных пионов и протонов. Для столкновений

с ядрами брома и серебра отмечается более быстрое возрастание R с ростом N_h в случае, когда с этими ядрами взаимодействует протон. Так, если

$$R = B + CN_h, \quad (2.60)$$

то параметры B и C , полученные при облучении экспериментальными данными будут равны

$$\begin{aligned} B_{pAm} &= 0,85 \pm 0,08 ; & C_{pAm} &= 0,098 \pm 0,009 \\ B_{\pi Am} &= 1,15 \pm 0,09 ; & C_{\pi Am} &= 0,048 \pm 0,004 \end{aligned}$$

Аналогичная ситуация наблюдается и при исследовании взаимодействия протонов и пионов с ядрами эмульсии при энергии в сотни ГэВ^[85,86]. Полученные нами значения C_{pAm} согласуются в пределах ошибок со значениями, найденными в работе^[87].

На рис. 5 дана другая корреляция - корреляция между вторым моментом по множественности ливневых треков $\chi_2 = D_s^2 / \langle n_s \rangle^2$ и числом n треков для взаимодействий пи-минус-мезонов со всеми ядрами эмульсии при импульсе 50 ГэВ/с. С увеличением N_h наблюдается слабое падение χ_2 . Это характеризует уменьшение ширины распределений с увеличением скорости разрушения ядрами. Подобного рода корреляция наблюдается и при проведении исследований взаимодействий пи-минус-мезонов с ядрами при энергии 37,5 ГэВ^[74].

Корреляции $R = f(N_h)$ и аналогичные корреляции $R = f(n_g)$ рассчитывались в рамках феноменологической модели повторных столкновений^[87], модели Глауберовского типа^[35], порванной трубки^[88], адитивных кварков с порассеянием вторичным

частиц /68/. При этом, число сильноионизирующих частиц феноменологически тем или иным образом связывается, либо с числом вторичных соотношений, либо с длиной ядерной трубы.

В феноменологической модели и модели когерентной трубы эта связь устанавливается путём подгонки теоретической зависимости $R = f(N_h)$ к экспериментальной для протон-ядерных столкновений. При этом не делается никаких утверждений о возможности $R = f(N_h)$ для столкновений пионов с ядрами. Вследствие этого, сопоставление наших данных с результатами расчёта по этим моделям не представляет интереса. Напротив, модель Гляуберовского типа /35/ и аддитивных кварков /60/, используя найденную из сравнения с экспериментом связь между ν и n_g делает предположения о том, что корреляции $R = f(n_g)$ для случая взаимодействий протонов с ядрами должны быть более сильными нежели в случае нейтрального пиона. Так, модель аддитивных кварков с нерассеянным вторичных частиц /60/ для взаимодействий пионов и протонов с энергией 37,5 ГэВ предсказывает значение наклона $R = f(n_g)$ нормализованное в области $0 < n_g < 8$ для начального протона в 1,5 раза больше наклона для пи-мезона. Что находится в хорошем согласии с нашими результатами.

Сравнение экспериментальной зависимости χ_2 от N_h с расчётами феноменологической модели вторичных столкновений /37/ и расчётами модели когерентной трубы /68/ приведено на рис. 5. Модель аддитивных кварков с нерассеянным вторичных частиц /60/ предсказывает поведение $D_s / \langle n_s \rangle = \sqrt{\chi_2} = f(n_g)$ для взаимодействий пионов и протонов с ядрами при энергии 37,5 ГэВ. В случае взаимодействии пионов с ядрами серебра

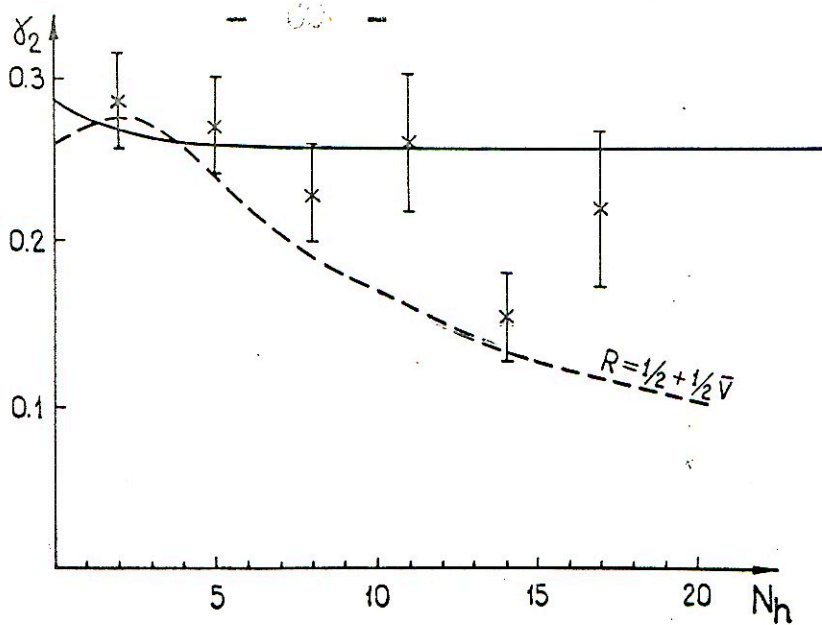


Рис. 5 $\chi_2 = D_s^2 / \langle n_s \rangle^2$ как функция числа h -частиц, входящих в πE_m взаимодействия. Сплошная линия - расчет по модели когерентной трубки /33/, пунктирная - модели повторных столкновений /31/.

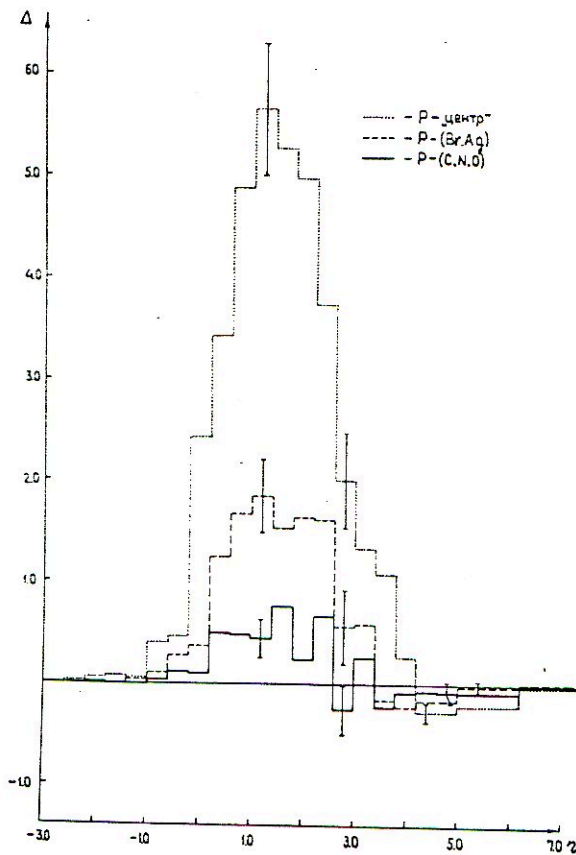


Рис. 6 $\Delta = \left(\frac{1}{\sigma_{\text{сн}}} \frac{d\sigma}{dr} \right)_{\text{PAM}} - \left(\frac{1}{\sigma_{\text{сн}}} \frac{d\sigma}{dr} \right)_{\text{pp}} = f(r)$ для взаимодействий протонов с фундами стел C, N, O ; Br, Ag : "центральные" столкновения

крайние точки $n_g = 0$ и $n_g = 12$ дают значения $\mathcal{D}_S/\langle n_S \rangle = 0,36$ и $0,33$, что соответствует $\chi_2 = 0,3$ и $0,12$. Эта зависимость оказывается более слабой, чем $\chi_2 = f(N_n)$ корреляции, произведенная феноменологической моделью повторных столкновений. И наконец, большие ошибки экспериментальным данным не позволяют сделать выбор между этими тремя моделями.

Таким образом:

а) корреляции $R = f(N_n)$ могут быть приняты в рамках модели аддитивных кварков с перерасеянием вторичных частиц и модели гнауберговского типа;

б) большие экспериментальные ошибки в зависимости $\chi_2 = f(N_n)$ не позволяют сделать однозначный выбор в пользу одной из трех перечисленных моделей.

2.2.4 Средний заряд рожденных частиц

Исследование поведения среднего заряда ливневых частиц от атомного веса ядра мишени проводилось при изучении взаимодействий пи-минус - мезонов с ядрами эмульсии с импульсом 50 ГэВ/с. Величина среднего заряда определялась следующим образом

$$\langle n_+ - n_- \rangle = (N^+ - N^-) / N_{\text{взаим.}}, \quad (2.56)$$

где N^+ и N^- - суммарные положительные и отрицательные ливневые частицы в числе $N_{\text{взаим.}}$ взаимодействий данного типа, с учетом своим статистических весов. Такое определение среднего заряда было вызвано тем, что в нашем эксперименте знаки зарядов удавалось определить не для всех S - треков из события. В таблице II приведены значения $\langle n_+ - n_- \rangle$ для группы взаимодействий с различной степенью возбуждения ядра мишени и

взаимодействия с протонами и нейтронами. Средние значения зарядов для кулонических взаимодействий, несмотря на большие ошибки, имеют историческую ценность. Сравнение наших значений $\langle n_+ - n_- \rangle$ с аналогичными значениями, найденными в исследованиях $\pi^- N$ взаимодействий методом пузырьковой пружинной камеры /89/ при 40 ГэВ/с, показывает хорошее совпадение данных для $\pi^- p$ взаимодействий.

Таблица II

Значения средних зарядов лептонных треков частиц из взаимодействий пи-минус-мезонов с ядрами ртути при импульсе 53 ГэВ/с для столкновений с различной степенью возбуждения ядра ртути.

Группа взаимодействий	$\langle n_+ - n_- \rangle$
$\pi^- p$	$-(0,18 \pm 0,27)$
$\pi^- n$	$-(0,50 \pm 0,27)$
$\pi^- Em, N_h \leq 6$ (все взаимодействия)	$-(0,53 \pm 0,15)$
$\pi^- Em, N_h > 6$	$+(1,13 \pm 0,21)$

$\langle n_+ - n_- \rangle_{\pi p} = -0,20 \pm 0,02$) и различие для πn - взаимодействий ($\langle n_+ - n_- \rangle_{\pi n} = -1,10 \pm 0,03$). Последнее увеличивается на заправивность, в нашем случае, событий от взаимодействий мезонов с нейтронами ядрами ртути событиями, но удовлетворяющим закону сохранения заряда.

Пересчитаем значения среднего заряда (табл. II) для групп взаимодействий с резонансной связью возбужденных ядер и значения для взаимодействий на группах ядер C, N, O и Br, Ag.

$$\langle n_+ - n_- \rangle_{C,N,O} = \langle n_+ - n_- \rangle_{\leq 6} \cdot \eta_{C,N,O}^{\leq 6} + \langle n_+ - n_- \rangle_{KbH} \cdot \eta_{C,N,O}^{KbH} \quad (2.62)$$

$$\langle n_+ - n_- \rangle_{Br,Ag} = \langle n_+ - n_- \rangle_{> 6} \cdot \eta_{Br,Ag}^{> 6} + \langle n_+ - n_- \rangle_{\leq 6} \cdot \eta_{Br,Ag}^{\leq 6} + \langle n_+ - n_- \rangle_{KbH} \cdot \eta_{Br,Ag}^{KbH}$$

где $\eta^{> 6}$, $\eta^{\leq 6}$, η^{KbH} - доли событий данного типа от полного числа неупругих взаимодействий на ядрах C, N, O и Br, Ag.

При определении средних зарядов на группах ядер было использовано значение $\eta_{C,N,O}^{KbH} = 0,18$ из опыта разделения взаимодействий на ядрах C, N, O и Br, Ag; значение полного числа событий с $N_h \leq 6$, $N_h > 6$ и возбужденного типа; значение числа взаимодействий, произошедших на этих ядрах, а также значение среднего заряда для взаимодействий событий

$\langle n_+ - n_- \rangle_{KbH} = -(0,35 \pm 0,13)$. Значения $\langle n_+ - n_- \rangle_{C,N,O}$ и $\langle n_+ - n_- \rangle_{Br,Ag}$ даны в табл. II.

Таблица II

Средние заряды, усредненные левыми частями во взаимодействиях пи-минус мезонов с ядрами C, N, O и Br, Ag.

Ядро - мезон	$\langle n_+ - n_- \rangle$	$\langle Z \rangle_{\text{Лев.}}$	$\langle Z \rangle_{\text{Лев. + Кул.}}$
C, N, O	$-(0,50 \pm 0,13)$	- 0,50	- 0,47
Br, Ag	$0,44 \pm 0,13$	- 0,32	- 0,03

В этой же таблице приведены ошибки, сделанные в рамках глубин-

ровенного похода. При расчёте предпологалось, что число столкновений налетающего иона с ядрами-мишенями равно $\langle V \rangle$. Вероятности столкновений с протонами и нейтронами ядер C, N, O считались равными между собой и равными 0,5. Для ядер брома и серебра вероятности столкновений с протонами принималась равной $Z_M/A_M = 0,44$, с нейтронами $(A_M - Z_M)/A_M = 0,56$. При расчёте $\langle Z \rangle$ средний заряд S - частиц в конечных столкновениях принимался равным, согласно [39], (-0,2) для π^+p и (-1,1) для π^-n взаимодействий. В промежуточных столкновениях не было необходимо учитывать заряд начального иона (-1), поэтому $\langle Z \rangle_{\pi^+p} = 0,8$, а $\langle Z \rangle_{\pi^-n} = -0,1$.

Как видно из таблицы $\langle Z \rangle_{\text{табл.}}$ совпадает с $\langle n_+ - n_- \rangle$ для столкновений с ядрами C, N, O и оказывается значительно меньше среднего заряда для столкновений с ядрами Br, Ag . Источником положительных положительных частиц могут быть перерасчеты вторичных адронов на нуклонах ядер брома и серебра и кумулятивное рождение протонов. Для учёта кумулятивных протонов с импульсами больше 1 ГэВ/с (S - частиц) воспользуемся расчётами, выполненными в работе [39], для взаимодействий ионов с ядрами углерода, где была использована модель этого эффекта, выполненная в работе [31]. Число кумулятивных протонов с импульсом > 1 ГэВ/с для взаимодействий на углероде оказалось равным 0,33. Учёт зависимости кумулятивного эффекта от атомного веса ядра-мишени для протонов $\sim A_M^{1/3}$ [32] дал число таких протонов на взаимодействие = 0,39. Из таблицы 12 видно, что совместный учёт многократных перерасчетов первичного иона и рождения кумулятивных протонов не в состоянии объяснить значительного

среднего заряда для столкновения наименьшего ядра с ядром брома и серебра. Остающийся остаток ненулевого заряда

0,4 на взаимодействие может быть связан с некоторыми столкновениями вторичных адронов.

2.2.5 Угловое распределение ливневых частиц

Рассмотрим зависимость угловых распределений по квазибыстроте $\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$ от атомного веса ядра-мишени и массы налетающего адрона. Удобство использования квазибыстроты состоит в том, что для S -частиц, движущихся в основном ядре, эта характеристика является хорошей аппроксимацией к быстроте

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + P_{||}}{E - P_{||}} \right]$$

В таблице 18 даны средние значения квазибыстрот $\langle \eta \rangle$ и значения ширины распределений для всех рассмотренных групп взаимодействий. Здесь же в качестве иллюстрации приведены аналогичные величины для взаимодействий нейтронов и протонов с протонами, полученными в наших работах [3,4].

Увеличение атомного веса ядра-мишени и длины пути, пройденного налетающим адроном в ядре, приводит к снижению $\langle \eta \rangle$ к меньшим значениям квазибыстроты (большим углам θ). Изменению атомного веса A_M не влияет на ширину распределений, также не влияет на ширину и положение массы налетающего адрона. В случае центрального столкновения распределение по квазибыстроте определяется существенно уже распределением для взаимодействия с ядром в целом.

Изменяясь формы распределения с изменением длины пути пройденного порывчатой частицей в ядре проследим на примере наименьших расхождений экспериментальных распределений на ядрах и водороде.

68

Таблица 13

Значения средних квадратичностей и ширины, условия распределения для взаимодействий протонов и нейтронов с группами ядер (C, N, O), (Br, Ag) и "контрольные" столбцовые.

Группы ядер	Н е й т р о н		П р о т о н	
	$\langle \eta \rangle$	σ_{η}	$\langle \eta \rangle$	σ_{η}
протон	$2,98 \pm 0,02$	$1,26 \pm 0,01$	$2,88 \pm 0,02$	$1,32 \pm 0,01$
C, N, O	$2,72 \pm 0,04$	$1,36 \pm 0,02$	$2,53 \pm 0,04$	$1,35 \pm 0,02$
Br, Ag	$2,89 \pm 0,04$	$1,34 \pm 0,02$	$2,24 \pm 0,04$	$1,34 \pm 0,02$
"контрольные"			$1,76 \pm 0,02$	$1,18 \pm 0,01$

Из анализа данных рис.6, где представлены разности

$$\Delta = \left(\frac{1}{\sigma_{\eta}} \frac{d\sigma}{d\eta} \right)_{\text{РАМ}} - \left(\frac{1}{\sigma_{\eta}} \frac{d\sigma}{d\eta} \right)_{\text{РР}} \quad (2.63)$$

для взаимодействий протонов с группами ядер (C, N, O), (Br, Ag) и "контрольные" столбцовые видно, что увеличение толщины ядерного вещества приводит к увеличению числа частиц в центральной области и области фрагментации ядра-мишени $\eta \leq 3,4$. В области фрагментации налетающего протона $\eta > 3,4$ напротив отмечается уменьшение числа S-частиц. Границы определения областей фрагментации и центральной области связаны с выполнением условий:

$$1) \quad X^{\text{с.ц.м.}} = \frac{\rho^{\text{с.ц.м.}}}{\rho_{\text{макс.}}^{\text{с.ц.м.}}} > 0,1 \rightarrow \eta > 3,4 \quad -$$

область фрагментации налетающего протона,

$$2) \quad -0,1 < X^{\text{с.ц.м.}} < 0,1 \rightarrow 1,4 < \eta \leq 3,4 \quad -$$

центральная область,

3) $X_{C.N.O} < -0,1 \rightarrow \eta \leq 1,4$ - область фрагментации ядра-мишени.

Переход от $X_{C.N.O}$ к η проводится в предположении постоянства $\langle P_1 \rangle = 0,35 \text{ ГэВ/с}$.

Для проведения количественных оценок, связанных с изменением формы распределения, рассмотрим зависимости

$$Z' \sim A_M^{\alpha_M} ; \quad Z' \sim \langle n_g \rangle^\beta, \quad (2.64)$$

где
$$Z' = \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\eta} \right)_{PA_1} / \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\eta} \right)_{PA_2} \quad (2.65)$$

На рис.7 дано это отношение Z' как функция от скорости для взаимодействий протонов на ядрах Br, Ag и C, N, O; "центральной" столкновений и столкновений с ядрами Br, Ag. Независимые степенные $\alpha_M(\beta)$ отношения $Z'_{Br, Ag/C, N, O}$ для области фрагментации налетающего протона, центральной области и области фрагментации ядра-мишени равны соответственно $0,01 \pm 0,07$ ($0,02 \pm 0,12$); $0,28 \pm 0,07$ ($0,30 \pm 0,12$); $0,36 \pm 0,07$ ($0,52 \pm 0,12$). Аналогичным образом ведут себя независимые степенные для отношения спектра из "центральных" столкновений к спектру для столкновений с ядрами Br, Ag. Отмечается только более быстрое уменьшение S - частиц в области фрагментации налетающего протона, β имеют отрицательные значения. Более наглядное представление о поведении независимых спектров для "центральных" столкновений можно получить из анализа рис.7 и 8.

В области фрагментации ядра-мишени наблюдается следующая связь между α_M и β .

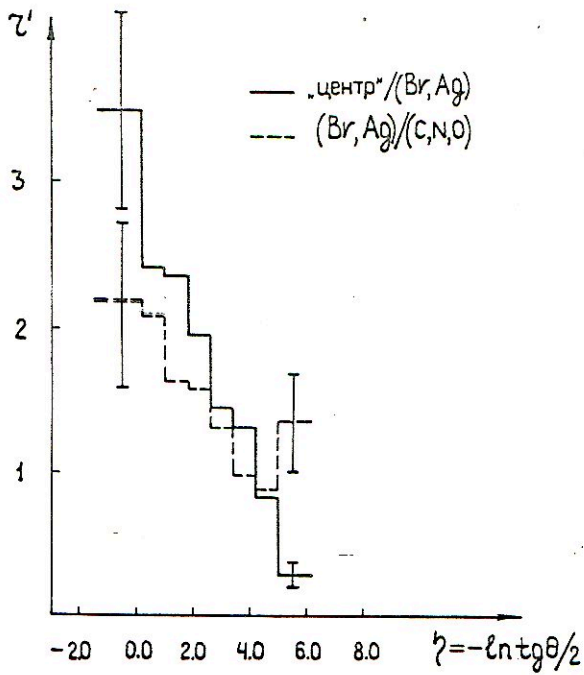


Рис.7 Зависимость отношения $z' = \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{PA_1} / \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{PA_2}$ от η для взаимодействий протонов с группами ядер Br, Ag и C, N, O, а также "контрольных" взаимодействий с группой ядер Br, Ag.

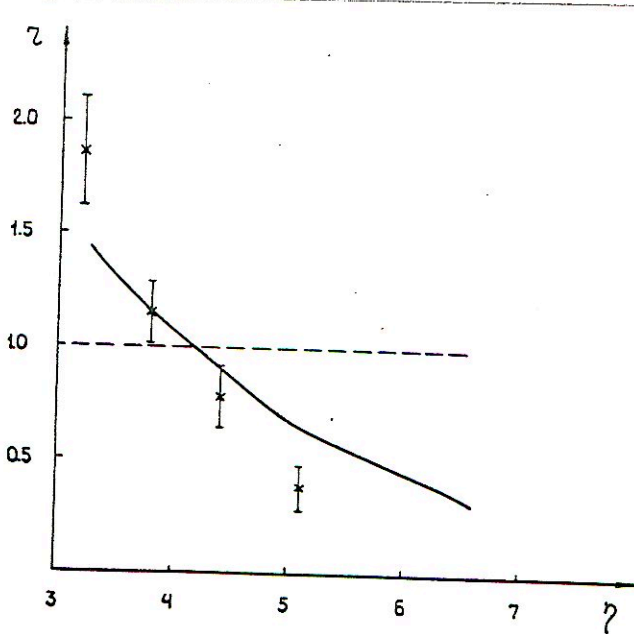


Рис.8 Отношения $z = \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{AM} / \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{PP}$ или функции взаимодействия в области η от 3 до 7 для "контрольных" взаимодействий.

$$\alpha_M \sim \beta^2 \quad (2.66)$$

наиболее точно выполняемая в интервале квазиимпульс от 1.6 до (-3,6). Если предположить справедливость этого соотношения не только для взаимодействий с ядром в целом, но и для отдельных нуклеонов спектров из "центральных" столбчатой и столбчатой с ядром брома и серебра, то появляется возможность оценить среднее число столбчатой протона с внутриядерным нуклоном в "центральных" взаимодействиях. Из (2.64) и (2.66) вытекает, что

$$\ln(A_1/A_2) = \ln z' / \beta^2 \quad (2.67)$$

Подставляя в последнее соотношение $A_2 = 95$, $z' \text{ "центр." } / \beta_{r, Ag} = 2,68$ и $\beta \text{ "центр." } / \beta_{r, Ag} = 0,51$, получаем, что эффективный атомный вес для "центральных" столбчатой равен $A_1 = 4205$, а среднее число столбчатой $\langle \nu \rangle = 9,3 \pm 1,8$. Это значение находится в хорошем согласии со значениями, использованными ранее и равными соответственно для взаимодействий с ядром брома, серебра и свинца 7 и 9.

Изменение формы распределения по квазиимпульсу с изменением массы налетающего адрона проинтегрируем на примере изменения отклонения

$$\Sigma_{\pi/p} = \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\eta} \right)_{\pi AM} / \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\eta} \right)_{pAM} \quad (2.68)$$

с изменением η для взаимодействий этих адронов с группами ядер C, N, O и Br, Ag (см. рис.9). На этом же рисунке приведено соотношение $\Sigma_{\pi/p}$ для взаимодействий пионов и протонов с протонами. Из представленных результатов видно, что

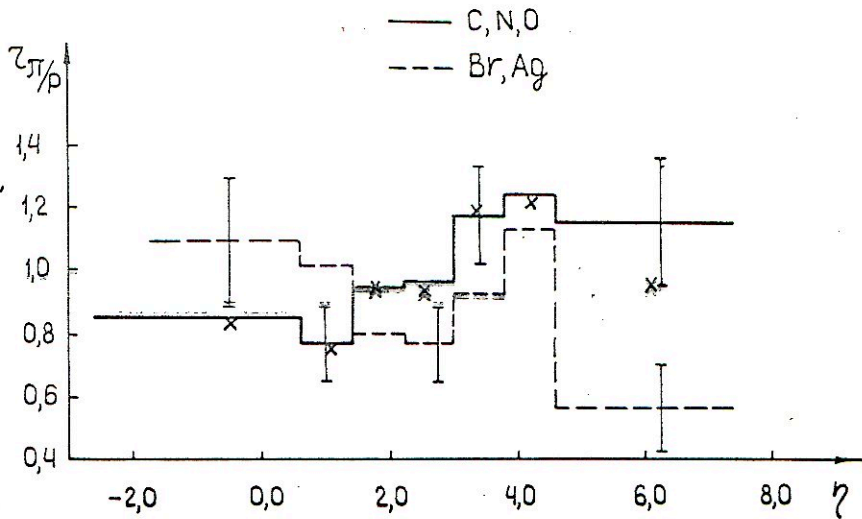


Рис. 9 Отношение $z_{\pi/p} = \left(\frac{1}{\sigma_{\text{сн}}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\pi A M} / \left(\frac{1}{\sigma_{\text{сн}}} \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{p A M}$ в зависимости от кинематических для децимальных пионов и протонов с протоном (протоний) группы ядер C, N, O (сплошная кривая) и Br, Ag (пунктирная)

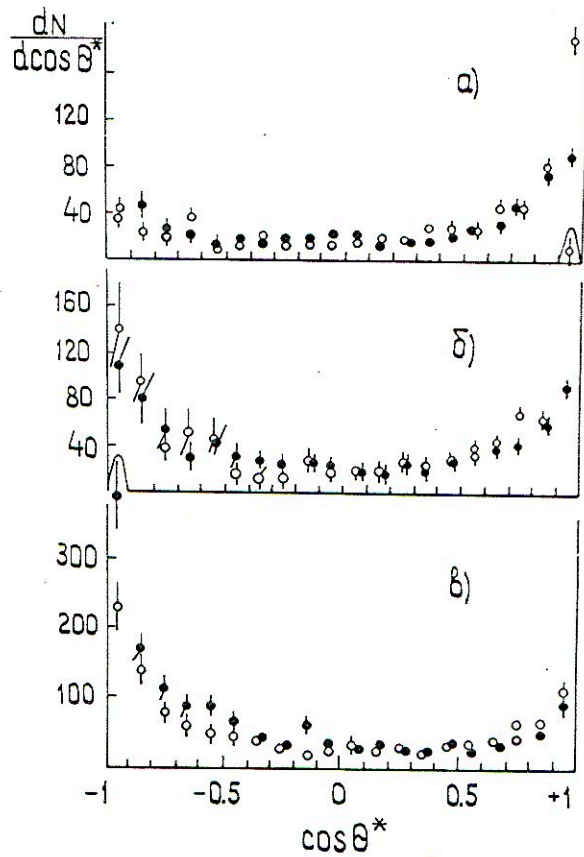


Рис. 10 Распределение по $\cos \theta^*$ для а) $\pi^- N$ -взаимодействия, б) $\pi^- E_m$ -взаимодействий с $N_h \leq 6$, в) $\pi^- E_m$ -взаимодействий с $N_h > 6$. Сплошная кривая — ориентированные ленточные камеры, точечная — неориентированные.

поведению, $(Z\pi/P)_{C,N,O}$ аналогично поведению этого отношения для столкновений с протонами. Отношение $(Z\pi/P)_{Br,Ag}$ ведёт себя несколько иначе. Так, в области фрагментации полетающего ядра $(Z\pi/P)_{Br,Ag} < (Z\pi/P)_{C,N,O}$ за пределами однократных ошибок, что говорит о более быстром убывании S -частиц с $\eta > 3,4$ из взаимодействия пионов с тяжёлыми ядрами по сравнению с взаимодействием протонов с этими же ядрами. В области $\eta < 0,6$ отношение $Z\pi/P$ в обоих случаях близко к 1, что свидетельствует в пользу возможности рождения частиц в области фрагментации ядра-мишени от природы летящего ядра. Для центральной области трудно говорить о различии отношений $(Z\pi/P)_{Br,Ag}$ и $(Z\pi/P)_{C,N,O}$ из-за больших экспериментальных ошибок. Однако по абсолютной величине $(Z\pi/P)_{Br,Ag} = 0,79 \pm 0,12$ оказывается меньше $(Z\pi/P)_{C,N,O} = 0,95 \pm 0,12$ в интервале $1,4 < \eta \leq 3,6$.

Рассмотрим угловое распределение для частиц с различными знаками зарядов на примере взаимодействия пи-минус-мезонов с ядром олова. На рис. 10 даны распределения по $\cos \theta^*$, где θ^* - угол вылета частицы в системе центра-масс пион-ядром для событий с $N_h \leq 6$, $N_h > 6$ и изотропных взаимодействий. Обладая явно выраженной анизотропией, распределения для событий с малым возбуждением ядра ($N_h \leq 6$) становятся более сжатеричными по сравнению с явно асимметричным распределением для квазиизотропных взаимодействий, где большая часть частиц летит в переднюю полусферу. Как в первом, так и во втором случае число отрицательных частиц в узком конусе вперед оказывается

Большое число положительных частиц, что обусловлено наличием эффекта ионизации. Распределение для событий с $N_h > 6$ вновь становится асимметричным относительно $\cos\theta^* = 0$. Однако, теперь асимметрия связана с увеличением выхода частиц назад, причём, в большей степени для частиц, заряженных положительно.

Сопоставление полученных результатов с предсказаниями модели начнём с сравнения распределений по η для "центральных" столкновений и взаимодействий протонов с ядрами брома и серебра с распределениями, рассчитанными в рамках гидродинамической модели /30/ и модели возмущённой струны /48/ (рис. II).

В расчётах по гидродинамической модели использовались формулы (2.33) и (2.35) с широкими распределениями, определёнными соотношением (2.34). При этом $\mathcal{D}_{PP} = (\sigma_{\eta}^2)_{PP}$ из таблицы 13. Полученные значения \mathcal{D}_{PAM} для сравниваемых распределений оказались меньше экспериментально наблюдаемых. Это же видно и из рис. II, где при первом совпадении экспериментальных и теоретических распределений отмечается меньшая ширина последних.

При расчёте по модели возмущённой струны использовалась формула (2.40) для взаимодействий с ядрами брома и серебра и для "центральных" столкновений соотношения

$$\frac{1}{\sigma_{PAM}^{in}} \frac{d\sigma_{PAM}}{dy}(s, y) = \frac{1}{\sigma_{PP}^{in}} \frac{d\sigma_{PP}}{dy} \left(\nu s, \frac{1}{2} \ln \nu + y \right) \quad (2.69)$$

при $\nu = 8$. Используемое распределение для протон-протонных взаимодействий взято из параметризации /48/

$$\frac{1}{\sigma_{PP}^{in}} \frac{d\sigma_{PP}}{dy} = B \exp \left[- (|y - y_0| / w)^p \right], \quad (2.70)$$

противоположная эксперименту теориями взаимности отношения $D_s / \langle n_s \rangle$ при изменении атомного веса ядра-мишени. Вполне можно без перерасчетов не в состоянии описать увеличение поперечного сечения S - частиц с ростом A_M .

Наряду с согласием экспериментальных данных по средней множественности и распределением по взаимностям получено для расчетов, выполненных в рамках гидродинамической модели. Однако не в состоянии описать угасание сечения по R для промежуточных частиц при взаимодействии протонов с ядрами. Кроме того за её пределами находятся вопросы изучения поведения быстрых нейтронов частиц.

Для составления более полной картины взаимодействия адронов с ядрами необходимо более тщательное исследование поведения вторичных частиц различных знаков от атомного веса ядра-мишени, причём мишенью со средними и большими атомными весами. Большую пользу принесло бы сопоставление этих исследований с результатами исследований взаимодействия лентонов и нейтронов с ядрами. Неограниченно методические возможности для этого предоставляет метод облучения ядерных ампул в сильном магнитном поле.

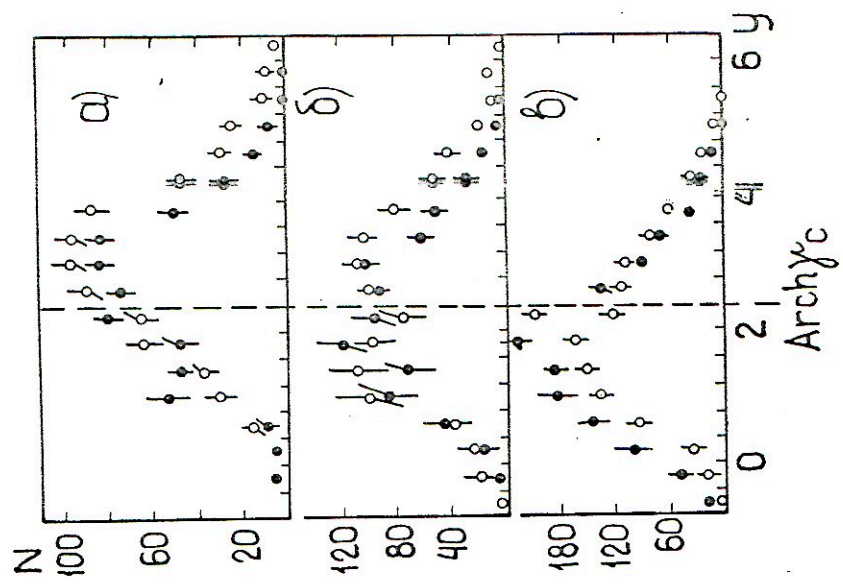


Рис. 12 Распределение по диаметру γ для отфильтрованных (светло кружки) и неочищенных (темно кружки) частей (здесь кружки) на πN (α) и πEm (δ) и $N_{kl} > 6$ (β)

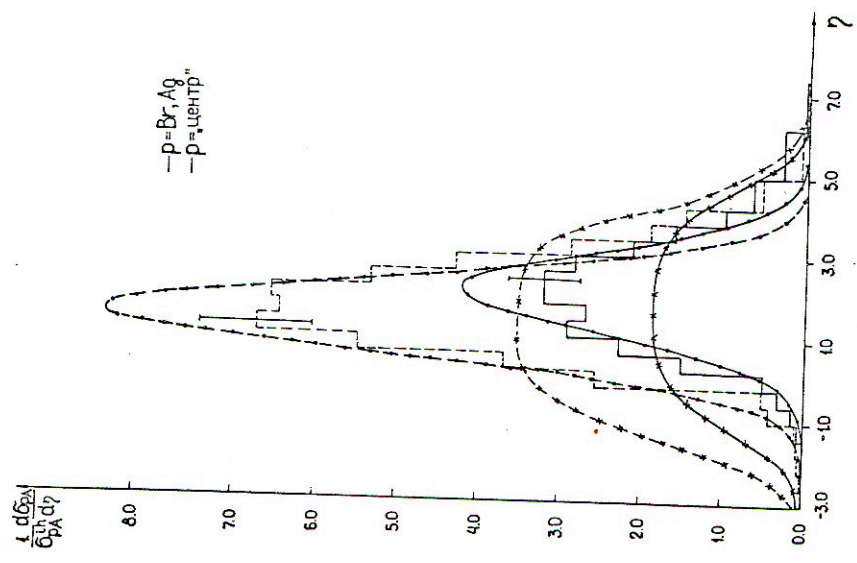


Рис. 11 Сравнение экспериментальных распределений по ρ с предельными изотопными — σ_{Br} и σ_{Ag} (кружки) и смеси isotopов по формуле (4) (кресты). Светло кружки и кресты — $\rho = Br, Ag$ соответственно, темно — "центральные" соответственно.

где $B = \langle n_s \rangle$ при эквивалентной энергии;

$$W = 3,2; \quad P = 4; \quad y_0 = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2P_{\text{экс.}}}{m_{\text{пулл.}}} \right) = 3,53$$

Эквивалентные энергии будут равны соответственно $V \cdot S = 6 \cdot S = 1036 \text{ ГэВ}$ и $35^{1/3} \cdot S = 502 \text{ ГэВ}$ для "центральных" столкновений и взаимодействий с ядрами Br, Ag . При расчёте предполагалось, что формула спектра для вторичных протонов совпадает с формулой спектра для вторичных нейтронов универсального параметризованной (2.70). Из анализа рис. II видно, что ни одна из экспериментальных распределений не описывается моделью непрерывной трубы.

Сравнение данных с равновесной моделью проведено на рис. 3 и таблице I4. На рисунке даны расчёты Ишомасова Н.П. /36,55/ распределения по η для "центральных" столкновений в области больших η . Расчётная кривая хорошо согласуется с экспериментальными точками. В таблице даны отношения

$$Z = \left(\frac{1}{\sigma_{\text{ин}}} \frac{d\sigma}{d\eta} \right)_{\text{АМ}} / \left(\frac{1}{\sigma_{\text{ин}}} \frac{d\sigma}{d\eta} \right)_{\text{HP}} \quad (2.71)$$

для центральной области распределения ($1,4 \leq \eta \leq 3,4$), найденные в эксперименте и рассчитанные по модели Бродского /37/. Наблюдается систематическое превышение теоретических значений Z над экспериментальными.

Иная картина наблюдается при сопоставлении экспериментальных отношений с предсказаниями модели асимметричных ядер без порасселений /38/. Наблюдается хорошее согласие норм со вторыми. Для всего интервала калориметров наблюдается хорошее согласие между экспериментальными значениями показателей

Таблица 14

Сопоставление экспериментальных значений отношения (2.72) с предсказаниями партонной модели и модели аддитивных кварков для центральной области ($1,4 \leq \eta \leq 3,4$)

Модели	$\mathcal{L}-C,N,O$	$\mathcal{L}-Br,Ag$	$P-C,N,O$	$P-Br,Ag$
Партонная /88/	1,30	1,85	1,41	2,18
Аддитивных кварков /88/	1,20	1,45	1,40	1,89
Эксперимент	$1,2 \pm 0,1$	$1,4 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,2$

стеновой d_M из (2.64) и значениями, предсказываемыми моделью /40/ с учётом перерассеяния вторичных адронов, где d_M варьируется от отрицательных значений $\sim -0,2$ до положительных $\sim 0,3$. Хорошо согласуется с моделью аддитивных кварков без перерассеяния и отношениями инвариантных спектров для взаимодействий пионов и протонов с ядрами в центральной области. Модель даёт для ядра углерода $Z_{\pi/P} = 0,86$, для ядра брома $Z_{\pi/P} = 0,78$. Экспериментальные значения для $1,4 \leq \eta \leq 3,0$ равны $(Z_{\pi/P})_{C,N,O} = 0,95 \pm 0,12$ и $(Z_{\pi/P})_{Br,Ag} = 0,79 \pm 0,12$.

В заключение, остановимся на интерпретации результатов последовательных распределений по $\cos \theta^*$. Большая доля отрицательных частиц в событиях с малым возбуждением ядра-мишени может быть понята в рамках модели когерентной трубки, многократного рассеяния, аддитивных кварков. Иначе обстоят дело с интерпретацией результатов для событий с большим возбуждением ядра-мишени. Модель когерентной трубки в состоянии объяснить избыточное число положительных частиц в заданном полушару с.ч.м. пион-протон за счёт распада ядерной трубки.

Однако, для описания избытка отрицательных частиц вторичной группы удается с помощью предложенной модели, предполагающей изотропность распределений по взаимодействиям адронов с нуклонами и ядрами при разных энергиях. Модель, описывающая перераспределение вторичных адронов /33-35, 53/, также не в состоянии объяснить данные по избытку положительных частиц назад. Качественное объяснение может быть найдено в рамках модели аддитивных кварков с перераспределением вторичных частиц /40/. Здесь предполагается более быстрое увеличение числа протонов по сравнению с числом пионов с малыми импульсами и большими углами вылета (см. рис. 24 работы /40/).

Таким образом, анализ угловых распределений по η и $\cos \theta^*$ показал, что в лучшей степени экспериментальным данным отвечают предсказания модели аддитивных кварков и гидродинамической модели с учетом конечности энергии падающих адронов.

2.2.6 Импульсные характеристики и распределения

2.2.6.1 Распределения по быстротам

На рис. 12 даны распределения по продольным быстротам в лабораторной системе координат для взаимодействий пи-минус мезонов с нуклонами и ядрами при числе сильноионизирующих тропов в событии $N_h \leq 6$ и $N_h > 6$ для легких тропов частиц с положительными и отрицательными зарядами. Как и в случае распределений по квазибыстроте увеличение степени возбуждения стру-мезонной системы приводит к увеличению вылета частиц с малыми y . При этом число положительных частиц растет быстрее числа отрицательных частиц. Так значение положительного избытка на взаимодействии в области $y < A_2 \text{ch } \chi_c$ (где χ_c - порого-

фактор сечения пионера масс нуклон-протон) для событий с $N_h \leq 6$

$$\delta^+ = 0,57 \pm 0,16, \text{ для событий с } N_h > 6 \quad \delta^+ = 1,3 \pm 0,3.$$

Использование процедур пересчёта характеристик событий для событий с разными N_h и характеристикам для взаимодействий с ядрами C, N, O и Br, Ag (см. раздел 2.2.4) даёт, что

$$\delta_{C,N,O}^+ = 0,88 \pm 0,15 \text{ и } \delta_{Br,Ag}^+ = 0,8 \pm 0,2. \text{ При процедуре пересчёта было использовано значение } \delta_{\pi N}^+ = 0,2 \pm 0,1.$$

Но, рост положительного избытка в области $y < A_Z \text{ch } \eta_c$ не противоречит зависимости $\sim A_M^{1,2}$.

Быстрые частицы с $y > A_Z \text{ch } \eta_c$ ведут себя иначе. Смотря рис. 12 и 13, на котором даны интегральные распределения по переменной $X = P/P_0$, где P - импульс вторичной частицы,

P_0 - импульс падающего пиона. Увеличение степени разрушения ядра-мишени приводит к уменьшению избытка отрицательных частиц, характерному для взаимодействий пиона с нуклоном. Число положительных частиц в пределах счёта не зависит от числа

h - частиц, т.е. степени возбуждения ядра-мишени. Проследим, как падает с ростом атомного веса ядра-мишени число отрицательных частиц - пионов с $X > 0,5$. Для этого вновь воспользу-

ем процедурой пересчёта, изложенной в разделе 2.2.4. Средние числа π^- - мезонов с $X > 0,5$ на взаимодействие в πN и πE_m столкновениях с $N_h \leq 6$ и $N_h > 6$ равны соответственно $0,18 \pm 0,04$; $0,17 \pm 0,02$; $0,06 \pm 0,02$. Доли этих пионов по отношению к числу аналогичных пионов из взаимодействий с водородом равны

$$\bar{f}_{C,N,O} = 0,9 \pm 0,2; \quad \bar{f}_{Br,Ag} = 0,6 \pm 0,2. \text{ Откуда следует, что}$$

число быстрых пионов с $X > 0,5$ падает с ростом атомного веса ядра-мишени как $A_M^{-0,23 \pm 0,08}$.

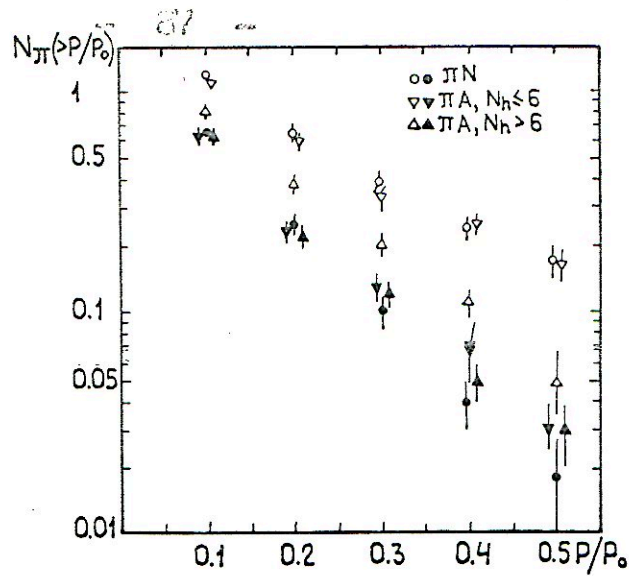


Рис. 13 Интегральное распределение по $x = P/P_0$ для быстрых положительных (тёмные фигуры) и отрицательных частиц (светлые фигуры)

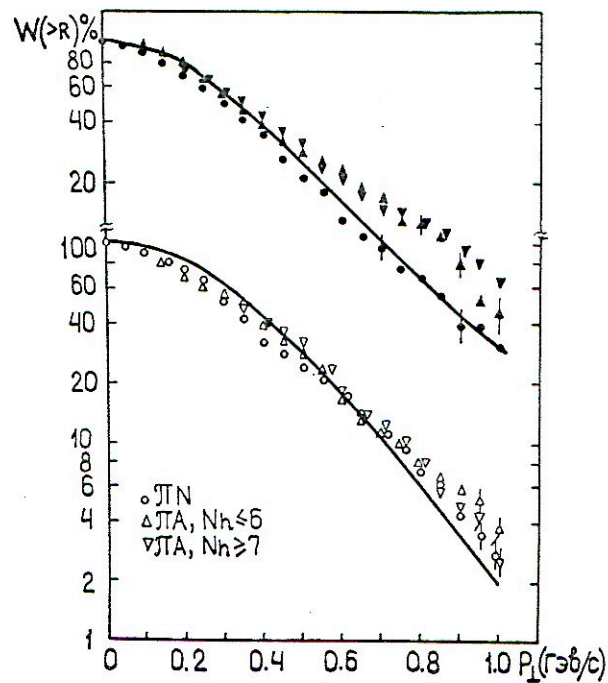


Рис. 14 Интегральное распределение по P_1 для положительных (тёмные фигуры) и отрицательных (светлые фигуры) заряженных частиц из π^-N и π^-Em взаимодействий

3.2.6.2 Поперечные импульсы

Интегральные распределения по поперечному импульсу по трём группам, определённым ранее, представлены на рис. 14. Из рисунка видно, что распределения для отрицательных импульсов практически совпадают друг с другом для всех трёх групп. Распределения же для положительных частиц в случае взаимодействия с ядрами отличаются шире распределёнными для взаимодействий с мюонами. Вследствие этого, средний поперечный импульс для положительных частиц оказывается несколько выше поперечного импульса для отрицательных частиц.

$$\langle P_{\perp} \rangle_{+} = 0,42 \pm 0,01 \text{ ГэВ/с}; \quad \langle P_{\perp} \rangle_{-} = 0,39 \pm 0,01 \text{ ГэВ/с}$$

В исследованиях взаимодействия пи-минус-мезонов с ядром углерода при импульсе 40 ГэВ/с методом пузырьковой пропановой камеры /33/ были получены аналогичные величины, равные $0,376 \pm 0,003$ и $0,354 \pm 0,001$ ГэВ/с. Т.е. наблюдается аналогичная данному случаю ситуация.

Зависимость среднего поперечного импульса от угла вылета частиц для πN и πE взаимодействий представлена на рис. 15. Из рисунка видно, что зависимости для частиц с положительным и отрицательным зарядом несколько различаются друг от друга. Для $\theta < 10^{\circ}$ $\langle P_{\perp} \rangle_{-} > \langle P_{\perp} \rangle_{+}$, а для $\theta > 10^{\circ}$ наблюдается обратная ситуация $\langle P_{\perp} \rangle_{+} > \langle P_{\perp} \rangle_{-}$. Это обстоятельство имеет место как для πN , так и для πE_m взаимодействий.

Исследование поведения $\langle P_{\perp} \rangle$ как функции степени разрушения ядра мюона - числа g -тронов в событии указывает на зависимость среднего значения поперечного импульса от числа

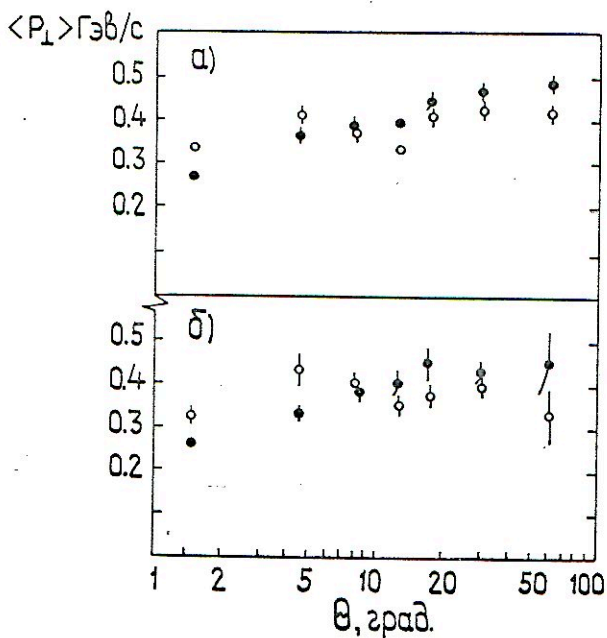


Рис. 15 Зависимость $\langle P_{\perp} \rangle$ от θ для положительных и отрицательных частиц из π^-Em (а) и π^-N (б) взаимодействий. Обозначения те же, что на рис. 12.

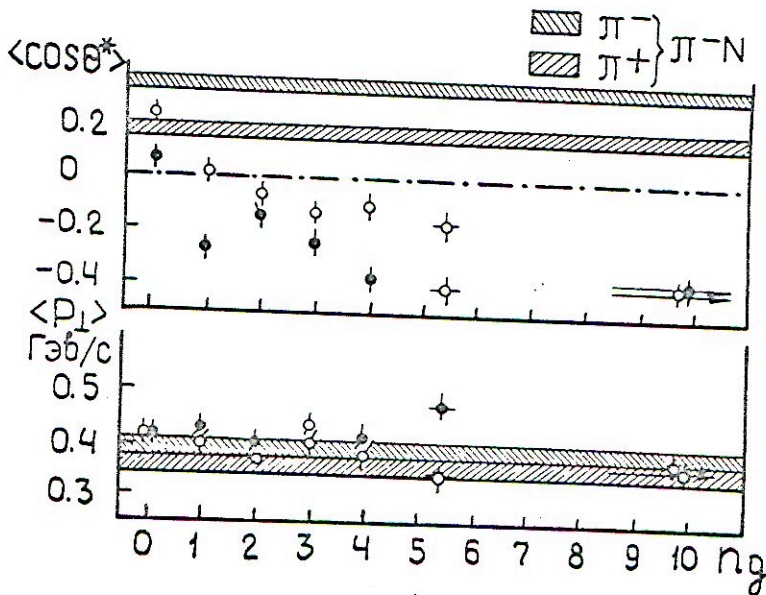


Рис. 16 Средний $\langle \cos \theta^* \rangle$ и поперечный импульс $\langle P_{\perp} \rangle$ как функции числа вторичных частиц, n_d . Обозначения те же, что на рис. 12.

g - треков (рис. 16). Представление на том же рисунке $\langle \cos \theta^* \rangle = f(n_g)$ указывает, в то же время, на зависимость среднего косинуса угла вылета от степени возбуждения ядра.

Полученные средние поперечные импульсы для положительных и отрицательных частиц при больших импульсах $X > 0,1; 0,2$ в событиях с разницей чисел h - частиц показано в таблице 15. Из таблицы видно, что значения среднего поперечного импульса растут с увеличением импульса вторичной частицы и с увеличением степени возбуждения ядра-мишени, причём равным образом для положительных и отрицательных частиц. Этот факт может быть интерпретирован с точки зрения повторных столкновений обложки выходов частиц с внутренними нуклонами.

2.2.6.3 Коэффициенты неупругости

Коэффициенты неупругости определялись как отношения суммарной энергии, унесённой быстрыми частицами с $\beta > 0,7$ с данным зарядом к энергии порождающего пикона. Полученные значения коэффициентов неупругости для положительных и отрицательных частиц K_+, K_- ; отрицательных частиц без лидирующего пикона с P/P_0 $0,3 - K'_-$, суммарных коэффициентов неупругости K_+, K'_+ для взаимодействий с разной степенью возбуждения ядра мишени приведены в таблице 16. Здесь же в скобках приведены значения K'_+ за вычетом вклада быстрых протонов. Доля положительных и их средняя энергия определялись из импульсных спектров положительных и отрицательных частиц в области импульсов 1-4 ГэВ/с. Для событий с большим возбуждением ядра ($N_h > 6$) в этой области имеется избыток положительных частиц $\sim 0,7$ на событие со средней энергией 1 ГэВ. Эти частицы и были приня-

ТАБЛИЦА 15

ВЫБОРЫ $< P_1 >$ ПРИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ И ОДНОВРЕМЕННОМ ЧИСЛЕНИИ

с $X = P/P_0 > 0,1$; $0,2$ в \mathcal{N} и $\mathcal{N} \in m$ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ

с $N_h \leq 6$ и $N_h > 6$

.....

» ————— »

» + »

X	\mathcal{N}	$N_h \leq 6$	$N_h > 6$	\mathcal{N}	$N_h \leq 6$	$N_h > 6$
0,1	0,4730,04	0,5230,03	0,5330,04	0,4730,07	0,5130,05	0,5630,04
0,2	0,5230,05	0,5730,05	0,6030,07	0,5130,08	0,6130,08	0,6730,08

ны за протоны. Таким образом было определено, что примерно 2% от энергии налетающей частицы в группе звезд с $N_h > 6$ уносятся свободно протонами.

Таблица 16

Коэффициенты неупругости для групп звезд с различной степенью возбуждения ядра мишени

	$\mathcal{K}N$	$N_h \leq 6$	$N_h > 6$
K_+	$0,20 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,01$
K_-	$0,41 \pm 0,01$	$0,42 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,01$
K'_-	$0,22 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,01$
K_{\pm}	$0,61 \pm 0,02$	$0,64 \pm 0,01$	$0,53 \pm 0,01$
K'_{\pm}	$0,42 \pm 0,02$ ($0,42 \pm 0,02$)	$0,47 \pm 0,01$ ($0,46 \pm 0,01$)	$0,53 \pm 0,01$ ($0,51 \pm 0,02$)

Из таблицы видно, что значения K_+ и K'_- слабо растут с ростом степени возбуждения ядра мишени. Коэффициент неупругости K_- , наоборот, уменьшается с увеличением числа сильноионизованных частиц. Оба факта говорят в пользу картины повторных столкновений первичного иона. В то же время, увеличение K_+ и уменьшение K_- приводит к зависимости K_{\pm} от числа сильноионизованных частиц в событии.

Используя процедуру пересчёта величин при $N_h \leq 6$ и $N_h > 6$ и значения для взаимодействий с ядрами C, N, O и Br, Ag изложенную ранее, находим

$$(K_+)_{C,N,O} = 0,22 \pm 0,01$$

$$(K_+)_{Br,Ag} = 0,25 \pm 0,01$$

$$(K'_-)_{C,N,O} = 0,25 \pm 0,01$$

$$(K'_-)_{Br,Ag} = 0,26 \pm 0,01$$

Предложенные ошибки связаны только со статистическими ошибками в определении K_+ и K'_- (табл. 16). Значение парциального коэффициента неупругости K_+ для взаимодействий с ядром C, N, O совпадает с результатами более поздней работы^{/94/}, где аналогичный коэффициент для взаимодействий пионов при импульсах 40 ГэВ/с с ядром углерода равен $0,25 \pm 0,01$. Для нахождения полных коэффициентов неупругости используем предположение о том, что 1/3 от всей энергии, уносимой пионами приносится на долю нейтронов. Отсюда получаем, что

$$(K'_{пол})_{C,N,O} = 0,69 \pm 0,03 \quad \text{и} \quad (K'_{пол})_{Br,Ag} = 0,76 \pm 0,03$$

Следовательно, полные коэффициенты неупругости для вторичных пионов слабо зависят от атомного веса ядра мишени $\sim A_M^{0,05 \pm 0,01}$. Такая же слабая зависимость от атомного веса ядра-мишени для полного коэффициента неупругости и парциального коэффициента для нейтронов наблюдалась в экспериментах, выполненных на космических лучах^{/95,96/}. Показатель степени при A_M в этих работах колебался от 0,05 до 0,09.

Перейдем к сопоставлению данных по импульсным и энергетическим характеристикам с предсказаниями модели.

По модели эллиптических краевых переводных фрагментов паллетающего адрона, в области его фрагментации, от атомного веса ядра-мишени зависит от того содержит или нет этот фрагмент связь с паллетающим адроном ядрами. Эффективное сечение поглощения фрагмента в ядерном веществе

$$\sigma_{\text{эфф}} \approx z \cdot \sigma_{\pi N}^{\text{ин}} / 2, \quad (2.72)$$

где z равно числу обших кварков. В случае $\pi^- \rightarrow \pi^-$ $z=1$, для $\pi^- \rightarrow \pi^+$ $z=0$, т.е. в последнем случае $\sigma_{\text{эфф}} = 0$ и не зависит от кинематики. Результаты, приводимые на рис. 13, согласуются с изложенной выше картиной. Наблюдается независимость числа положительных частиц от степени возбуждения ядра-мишени, число отрицательных пионов падает с ростом N_h , а, следовательно, и A_M . При этом наблюдается хорошее количественное согласие все для ξ , так и для зависимости ξ от A_M . Кроме того $\xi_{C,N,0} = 0,80$ и $\xi_{Bn,Ag} = 0,60$ и зависимость $A_M \rightarrow 0,21$.

В рамках модели с учетом перераспределения вторичных адронов /40/ во взаимодействиях протонов с ядром при импульсе 70 ГэВ/с выход вторичных протонов в области $y < A z \text{ch } \eta_c$

$$R_y = \left(\frac{1}{\sigma^{\text{prod}}} \frac{d\sigma}{dy} \right)_{pA_M} / \left(\frac{1}{\sigma^{\text{ин}}} \frac{d\sigma}{dy} \right)_{pp} \sim A_M^{0,4} \quad (2.73)$$

С учетом $\sigma_{pA_M}^{\text{prod}} \sim A_M^{0,7}$ получаем, что выход протонов пропорционален $A_M^{1,1}$. Отсюда, что выход вторичных адронов в области $y < A z \text{ch } \eta_c$ не зависит от природы падающей частицы, наконец, что с данной зависимостью хорошо согласуется выход позитива положительного заряда δ_+ , полученный в наших экспериментах.

Картина /33/ даёт количественные оценки полного коэффициента множественности. При энергии падающего адрона 54 ГэВ коэффициент множественности для взаимодействий с ядром C, N, O равен 0,55 и 0,75 для взаимодействий с ядром брома и

и сферра. Наблюдается хорошее согласие последнего значения с экспериментальными. Экспериментальное значение

$(K'_{пол})_{c,N,0} = 0,69 \pm 0,03$ оказывается больше указанного в модели.

Гидродинамическая модель /65/ даёт распределение по некоторому количеству в предположении, что оно описывается тем же уравнением.

$$\frac{dN}{dP_1} \sim \sqrt{\left(\frac{P_1}{\mu}\right)^2 + 1} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{-}{+}\right)^{n-1} K_1\left(n\sqrt{\left(\frac{P_1}{\mu}\right)^2 + 1}\right) P_1, \quad (2.74)$$

где μ - масса пи-мезона, знак минус соответствует Бозе-частицам, плюс - Ферми-частицам. На рис. 14 даны кривые, рассчитанные по (2.74).

Обсуждаемые частицы считались Бозе-частицами, положительное или суммарное Бозонов и Фермионов. Из рисунка видно хорошее согласие рассчитанных распределений с распределениями для отрицательных частиц и положительными из независимых взаимодействий. Учёт только теплового разброса частиц не в состоянии описать спектры положительных частиц для взаимодействующей системы с ядрами.

Заключая раздел, приходим к выводу, что неведение импульсных спектров различных частиц, различных знаков хорошо описывается моделью аддитивных кварков. Экспериментальные данные по некоторым импульсам и полным коэффициентам излучения не имеют хорошего количественного описания в рамках гидродинамической и партонной моделей.

2.3. Выводы

Проведенное исследование процессов множественного рождени частиц на ядрах протонов и нейтронов при сортировке энергии показало им следующее.

С одной стороны ряд фактов говорит о близости процессов рождени частиц на ядрах и нуклонах. Прежде всего в целом эти факты относятся факт слабой зависимости от атомного веса ядра-мишени факта корреляции как среднее множественности, нормализованное коэффициентом неупругости; факт независимости интес-ральной распределени по P_1 для отрицательных частиц от сте-пени разрушени ядра-мишени.

С другой стороны наличие корреляции между нормированной множественностью и числом симметризованных частиц; зависимость угловых, интуитивных распределени от атомного веса ядра-мишени и степени его разрушени; уменьшение вариационного коэффициента неупругости K_2 и рост $\langle P_1 \rangle$ для частиц с $P/P_0 > 0,1; 0,2$ с увеличением числа n -частич, говорят об участии во взаимо-действии не одного, а нескольких нуклонов ядра.

Имеющийся экспериментальный материал позволил провести до-статочно разностороннее сравнение полученных данных с рядом моделей. Намлучное согласие с результатами получено для моделей, рассматривающих взаимодействии адрон как составную систему, а имен-но, модель адипивных кварков. В то же время отмечается некото-рое несоответствие ряда предсказаний эксперименту. Так в вари-анте модели с учетом порорасосени вторичных частиц ^{49/} зави-симость среднее множественности от массы налетающего адрона оказывается более слабой, чем наблюдается на опыте. Таблица

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГОРЯЧИХ ЧАСТИЦ СО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИМИ
 ЯДРАМИ И ЯДЕР ТИПАМИ С ЯДРАМИ ЭМУЛЬСИИ ПРИ
 УСКОРЕНИИ 4,5 ГэВ/с НА ПУТНОМ

Выводы

Интерес и последовательное взаимодействие релятивистских ядер с ядрами, возникший в последнее десятилетие, связан как с ускорением ядер до высоких энергий на синхротроне СММ, ускорителях Беркли, Принстона, Сакло, так и с появлением идеей о возможности наблюдать новые эффекты в таких взаимодействиях, а именно, мультипликативный эффект^{/97/}, ударные волны в ядерном веществе^{/98/}, сверхплотные состояния ядер^{/99/}, создание возможности фазового перехода вещества в кварковую стадию^{/100/} и т.д.

О релятивистской ядерной физике можно говорить тогда, когда кинетическая энергия, приходящаяся на нуклон ядра-снаряда, равна или больше массы покоя нуклона^{/101/}.

Очень наглядную характеристику взаимодействий ядер с ядрами предложил Н.И.Собел и др.^{/102/}, так называемую, продольную длину

$$\mu^{-1} = \frac{\langle \Delta P \rangle}{\rho_0} \sigma \rho_0 \quad (3.1)$$

где $\rho_0 = 0,17$ фемто⁻³-плотность нуклона, $\langle \Delta P \rangle$ - средний продольный импульс, переданный в акте столкновения, ρ_0 - начальный импульс в системе центра масс, σ - полное сечение взаимодействия нуклона с нуклоном. посредством σ и $\frac{\langle \Delta P \rangle}{\rho_0}$ - продольная длина μ^{-1} для взаимодействия ядер с ядрами связывается с характеристическим нуклон-нуклонного взаимодействия

$$\frac{\langle \Delta P \rangle}{P_0} = \frac{\int \sigma(P_0, \Omega) (1 - \cos \theta) d\Omega}{\int \sigma(P_0, \Omega) d\Omega}, \quad (3.2)$$

где $\sigma(P_0, \Omega)$ — угловое распределение мюон-мюонного рассеяния при импульсе P_0 . Распадная длина μ^{-1} является растущей функцией энергии падающего ядра. В области одного ГэВ на мюон $\mu^{-1} = 4$ см, и эта величина становится соизмеримой с размерами ядер. Вследствие этого, ядра с всё возрастающей вероятностью могут проходить друг через друга так, что после столкновения соударяющиеся ядро мюонносокращает значительную свободу своего ориентального движения. Степень возбуждения ядер в результате их столкновения связана с параметром удара. Условно разделяют столкновения на периферические и центральные. В своей работе мы также следуем этому разделению.

Порядок изложения материала этой главы такой же как в предыдущей главе. Нет обзора экспериментальных данных. Достаточно полное их изложение можно найти в работах /103-105/.

Вначале главы дается краткий обзор ряда теоретических моделей. Затем приводятся экспериментальные результаты и их обоснование.

3.1 Модели неупругих столкновений

Так же как и модели многократного рождения частиц, ядерных и адронных модели, претендующие на описание неупругих взаимодействий ядер с ядрами можно подразделить на группы в соответствии с предположением времени взаимодействия мюонов ядра-сварки с мюонами ядра мюонн — τ (см. раздел 2.1):

- 1) $\tau \ll \lambda / c$ — каскадно-параллельная модель /31, 106, 107/;

2) $\tau \lesssim \lambda/c$ - модели вишуборовского типа /108-113/;

3) $\tau > \lambda/c$ - модели ядерного факторбола /114-117/ и поточечной трубы /48, 118/.

3.1.1 Каскадно-иерархическая модель /31, 106, 107/

В разрабатываемых в настоящее время каскадно-иерархических моделях выделяется два типа моделей.

В первом столкновение ядра с ядром представляется в виде суперпозиции каскадов, развиваемых в ядре-мишени нуклонами ядра-снаряда /31, 106/.

Во втором - амплитуды упругого и неупругого взаимодействия ядра-снаряда с ядром-мишенью представляются как суммы амплитуд взаимодействия отдельного ядра как целого с отдельными нуклонами ядра-мишени /107/.

В обоих вариантах учитывается эффект увеличения плотности ядра-мишени в результате выбивания его нуклонов каскадными частицами. В расчетах предполагается, что ядро-мишень представляет собой ферми-газ нуклонов. Для легких ядер плотность этого газа описывается распределением осцилляторной модели, для остальных используется распределение Вудса-Саксона с параметрами, определенными в опытах по рассеянию быстрых электронов.

В работах /31, 107/ приведены конкретные расчеты для взаимодействия дейтронов и ядер гелия с ядрами при импульсах несколько ГэВ/с на нуклон.

3.1.2 Модели вишуборовского типа /108-113/

В описании взаимодействия ядер с ядрами модели вишуборовского типа исходят из следующих допущений:

а) пренебрегается внутренним движением нуклонов во время столкновения;

б) взаимодействие между нуклонами рассматривается как взаимодействие между свободными частицами;

в) пренебрегается изменением сечения нуклон-нуклонного взаимодействия при изменении энергии сталкивающихся нуклонов за счёт потерь от предыдущих столкновений;

г) считается, что вторичные частицы не взаимодействуют с нуклеонами нуклонной.

Амплитуда рассеяния ядра-снаряда (С) на ядре-мишени (М) записывается в виде

$$F_{CM}(\vec{q}) = \frac{iK}{2\pi} \int d\vec{b} e^{i\vec{q}\vec{b}} [1 - e^{i\chi_{CM}(\vec{b})}], \quad (3.3)$$

где b - параметр столкновения двух ядер.

Фаза ядро-ядерного взаимодействия χ_{CM} связана следующим образом с фазой нуклон-нуклонного столкновения

$$\chi_{CM} = \sum_{\mu, i} \chi_{NN}(\vec{b} + \vec{S}_{\mu} - \vec{S}_i), \quad (3.4)$$

b - параметр удара центра масс сталкивающихся ядер, S_{μ} - параметр удара нуклона ядра-снаряда по отношению к его центру масс, S_i - параметр удара i -го нуклона ядра-мишени.

Будничирование проводится по всем μ, i - парам нуклонов. Для данного параметра столкновения \vec{b} проводится усреднение по основным состояниям этих ядер. Поскольку амплитуда (3.3) есть амплитуда упругого рассеяния, то в силу оптической теоремы полное сечение и сечение реакции оказываются равными

$$\sigma^{tot} = 2 \operatorname{Re} \int d^2b [1 - \exp(i\chi(\vec{b}))] \quad (3.5)$$

$$\sigma^{reac.} = \int d^2b \{1 - |\exp(i\chi(\vec{b}))|^2\} \quad (3.6)$$

Таким образом, делая те или иные предположения о волновой функции стагнивающихся ядер, можно найти эти сечения, что и сделано в работах /108-110/.

В работе /108/ были определены сечения для взаимодействий лёгких ядер с лёгкими ядрами на основе использования распределения Гаусса в качестве волновой функции стагнивающихся ядер. Авторы работы /109/ использовали "полуполитическое" приближение, в котором амплитуда взаимодействия ядер приблизительно выражается через амплитуду взаимодействия налетающего ядра с отдельными нуклонами ядра-мишени. В этой работе для лёгких ядер использовалась плотность, описываемая осциллирующей моделью, для тяжёлых — плотность Вудса-Самсона. С использованием оптического предела модели работали авторы публикации /110/. Плотность ядер описывалась распределением типа Вудса-Самсона.

Поведение дифференциальных сечений в различных областях $X^{с.ч.м.} = \rho^{с.ч.м.} / \rho_{max}^{с.ч.м.}$ даётся в работе /111/. Так в области фрагментации налетающего ядра ($X^{с.ч.м.} \geq 0,1$)

$$f_{AcAm}(x) / f_{NN}(x) \sim N_{Ac} \cdot A_M^{-\delta(x)}, \quad (3.7)$$

в области фрагментации ядра-мишени ($-X^{с.ч.м.} \geq 0,1$)

$$f_{AcAm}(x) / f_{NN}(x) \sim N_{Am} \cdot A_c^{-\delta(x)} \quad (3.8)$$

в центральной области ($|X^{с.ч.м.}| \ll 1$)

$$f_{A_c A_m}(x) / f_{NN}(x) = A_c A_m \cdot \sigma_{NN}^{tot} / \sigma_{A_c A_m}^{in} \quad (3.9)$$

Здесь N_{A_c} и N_{A_m} - число нуклонов ядра-снаряда и ядра-мишени, участвующих в столкновении. A_c и A_m - атомные веса этих ядер. Показатель $\delta(x) > 0$ близок к величине, характерной для взаимодействия нуклонов с ядрами в этой области X .

Распределения по множественности отрицательных частиц даны в работе /112/. Энергетические распределения представлены в работе /113/, где столкновения ядер рассматриваются как столкновения ряда нуклонов ядра-снаряда с рядом нуклонов ядра-мишени. И сокращено, результаты расчётов этих работ представлены в виде, не позволяющем воспроизвести их.

Аналогичная ситуация наблюдается и в случае работ /119-121/, где глауберовская идеология применяется для описания процессов фрагментации ядра-снаряда. Собственно глауберовский подход использовался для описания взаимодействия перекрывающихся в момент столкновения частей ядер. Процесс возбуждения и испускания частиц из невзаимодействующих частей ядер описывался методами физики низких энергий. Из-за невозможности провести количественное сравнение с предсказаниями этих работ /119-121/, приведём некоторые качественные выводы. Так приближённая факторизация выхода фрагментов лёгких ядер является следствием периферичности процесса. Взаимодействие одной или несколькими пар нуклонов в области перекрывания практически не влияет на возбуждение оставшейся части ядра.

3.1.3 Модель ядерного фибробласта /114-117/

В модели столкновения двух ядер рассматривается как столкновение двух ядерных цилиндров, вырезаемых ядром в области взаимодействия. Модель не рассматривает поведение частей ядер, находящихся вне этой области. В модели делается предположение о том, что нуклоны ядра-снаряда передают свой импульс эффективному центру масс системы всех нуклонов, формирующим фибробласт. В лабораторной системе фибробласт движется со скоростью промежуточной между скоростью ядра-мишени и ядра-снаряда. Поскольку при этом образуется значительная энергия, приходящаяся на нуклон фибробласта, оказывается много больше энергии связи, то фибробласт представляется как находящийся в равновесии идеальный газ, без вращения. Газ имеет характерную температуру и распространяется изотропно в системе центра масс фибробласта с максималным распределением по энергии. В работах /115, 117/ понятие фибробласта обобщается и в его систему уже входят не только нуклоны, но и ионы, дельта-изобары, ядерные фрагменты ^2H , ^4H , ^4He , ^4Li , ^5He , ^5Li . В работах /116, 117/ учитывается деформируемость ядерных границ. Моделью даны независимые инвариантные сечения $E \frac{d^3N}{d\Omega dp^3}$ для частиц, входящих в состав фибробласта. К сожалению, расчеты выполнены для конкретных примеров столкновения ядер и при определенной энергии, но по возможности к нашему случаю.

3.1.4 Модель горячей трубки /48, 118/

Основы этой модели были показаны в предыдущей главе. Здесь мы остановимся на характеристике положениях модели, касающихся взаимодействия ядер с ядром.

Столкновение ядер с ядрами в модели рассматривается как столкновение трубок нуклонов ядра-снаряда с трубкой нуклонов ядра-мишени. Поскольку в с.ц.м. эти трубки представляют собой деформированные-сжатые диски, то взаимодействия между ними сводятся к взаимодействиям между нуклонами при эквивалентной энергии. Столкновения, происходящие между парами трубок, предполагаются независимыми.

Можно предположить:

1. Средняя множественность вторичных пи-мезонов

$$\langle n_- \rangle_{A_c A_m} = \frac{A_c^{2/3} A_m^{2/3}}{(A_c^{1/3} + A_m^{1/3} - d)^2} \langle n_-(\bar{Q}) \rangle_{PP} \quad (3.10)$$

где \bar{Q} - эквивалентная энергия, равная

$$\bar{Q} = [m^2(i_1^2 + i_2^2) + 2mi_1i_2\bar{E}]^{1/2} - m(i_1 + i_2), \quad (3.11)$$

i_1, i_2 - число нуклонов в трубках, m - масса нуклона, \bar{E} - энергия на нуклон.

Параметр перекрытия d в выражении (3.10) равен

$$d = \begin{cases} 1,022 - 0,022 \min(A_c A_m) & \text{при } \min(A_c A_m) < 40 \\ 0 & \text{в других случаях} \end{cases}$$

2. Распределение по множественности этих частиц

$$P_{n_-} = \int_0^{b_{\max}} d^2 b P(n_-/b) / \sigma_{A_c A_m}, \quad (3.12)$$

где b - параметр столкновения ядер

$$P(n_-/b) = e^{-\langle n_-(b) \rangle} \frac{\langle n_-(b) \rangle^{n_-}}{(n_-)!} \quad (3.13)$$

Здесь $\langle n_-(\beta) \rangle$ - средняя множественность при данном параметре столкновения.

3. Распределение по блетронам, в приближении капелевой модели ядра

$$\left(\frac{1}{\sigma^{in}} \frac{d\sigma}{dy} \right)_{AcAm} = \left(\frac{1}{\sigma^{in}} \frac{d\sigma}{dy} \right)_{PP} \left(A_c^{1/3} A_m^{1/3} P_{lab, y} + \frac{1}{2} \ln A_m^{1/3} \right) \quad (3.14)$$

3.2 Энергетическими результатами

Исследование взаимодействий лёгких ядер с ядрами было проведено на примере изучения взаимодействий дейтерия и ядер гелия с ядрами фотомультипликатора. В ряде случаев было проведено исследование на группах взаимодействий с ядрами C, O (N, C, O) и Bn , Ag .

Особенно рассматривается группа периферических взаимодействий, взаимодействий, приводящих к фрагментации ядра-снаряда. Обособление этого типа столкновений связано с тем, что только часть ядра-снаряда взаимодействует с ядром-мишенью. Другая часть остаётся простой единицей столкновения. Поэтому при изучении вопросов множественного рождения на ядрах можно указать выделить частицы фрагментов ядра-снаряда от частиц, родившихся в процессе столкновения.

3.2.1 Фрагментация ядра-снаряда

3.2.1.1 Выделение событий, связанных с фрагментацией ядра-снаряда

Выделение событий от фрагментации ядра-снаряда проводится на основе характерного, резко колеблющегося вперед углового распределения. Угловая колеблемость вперед частиц фрагментов связана с сокращением направления их движения.

В наших работах за граничный угол вылета частиц-фрагментов принимался угол равный 3° . В качестве обоснования этой границы на рис. 17, 18 приведены распределения по косинусу угла вылета частиц в лабораторной системе. На рис. 17 дано распределение для однозарядных релятивистских частиц из взаимодействия дейтронов (наши работы /122, 123/) и ядер гелия с ядрами эмульсии типа ВР-2. Распределение для двухзарядных релятивистских частиц из взаимодействия ядер гелия с ядрами той же эмульсии представлено на рис. 18. Из анализа этих распределений видно, что основная часть частиц вылетает во углов $\theta = 2^\circ (\cos \theta = 0,9994)$. При $\theta \sim 3^\circ (\cos \theta = 0,9986)$ распределения практически спадают к нулю. Источником фона в случае однозарядных частиц могут быть ливневые частицы, рожденные во взаимодействиях отдельных нуклонов нестационарного ядра с ядрами эмульсии. Сравнение распределений для $dE_m, {}^4\text{He}E_m$ взаимодействий с аналогичными распределениями для взаимодействия протона с ядрами эмульсии при импульсе $3,7 \text{ ГэВ}/c$ /124/ (рис. 17) говорит о том, что доля фона от ливневых частиц составляет не более (24,6)%. В случае двухзарядных фрагментов фоном могут быть также следы частиц облучки,

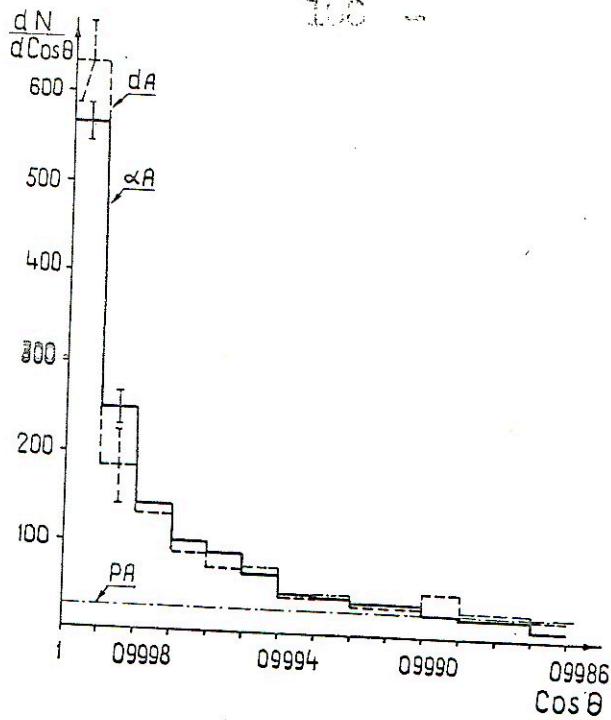


Рис. 17 Распределение по $\cos \theta$ в лабораторной системе координат быстрых однозарядных частиц, из взаимодействия нейтронов, ядер гелия и протонов с ядрами фторомульсии.

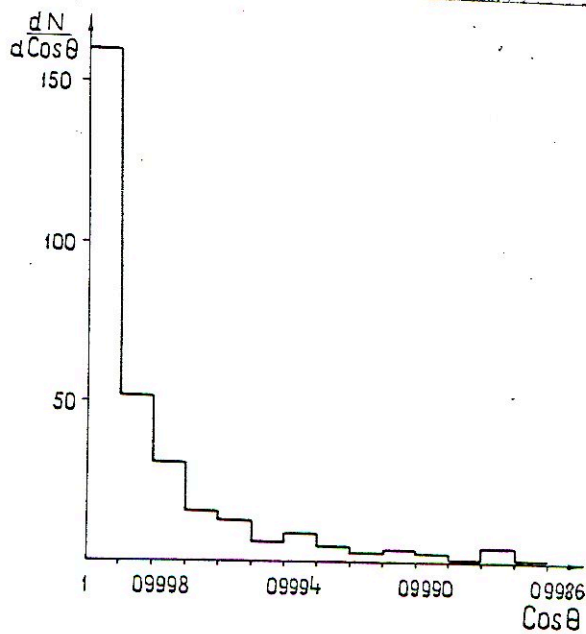


Рис. 18 Распределение по $\cos \theta$ в лабораторной системе координат быстрых двухзарядных частиц, из взаимодействия ядер гелия с ядрами фторомульсии.

находящего в углу $\theta \leq 30^\circ$, с поперечной длиной и поперечной скоростью дуга поля. Предельными для всех транс до возможной скорости движения, что вытекает от равномерного роста (она может трансформироваться).

3.3.1.2 Средние численности часовых-фрагментов

Средние численности часовых-фрагментов в совокупности, для разных фракционных элементов, приведены в таблице IV.

Таблица IV

Средние численности часовых-фрагментов (по диаметру (она))

Тип фрагмента	Виды транс		
	Идентрон $Z=1$	$Z=1$	$Z=2$
DP-0	$1,1 \pm 0,1$	$1,16 \pm 0,04$	$1,04 \pm 0,06$
DP-0 (и 0 0)	$1,0 \pm 0,2$	$1,03 \pm 0,07$	$1,0 \pm 0,1$

На основании этого, что вытекает из общего анализа, следовательно, и вращательного движения дуги-элементы фрагментов по величине их числа (фрагментов минимального дуга).

Для установления общего вида дуги-фрагмента необходимо рассмотреть различные случаи формирования фрагментов, однако, следует дополнительно отметить при этом, чтобы исследовать их отдаленно.

3.3.1.3 Угловые распределения

В разделе 3.3.1.1 уже были рассмотрены угловые распределения с точки зрения сферических координат вращательного движения часовых-

фрагментов. Данный раздел будет посвящен их анализу. На рис. 19 приведены распределения одно и двухзарядных фрагментов из взаимодействия ядер гелия с группами ядер H, C, O и Br, Ag . В таблице 18 приведены соответствующие средние значения косинусов и углов вылета этих частиц. Из рисунка и таблицы видно, что изменение атомного веса ядра-мишени не влияет на угловое распределение как однозарядных, так и двухзарядных фрагментов. В то же время распределения для двухзарядных фрагментов оказываются уже распределениями для однозарядных фрагментов.

Таблица 18

Средние значения косинусов углов вылета одно и двухзарядных фрагментов из взаимодействия релятивистских ядер гелия с группами ядер H, C, O и Br, Ag . В скобках - средние значения углов вылета

Ядро-мишень	$Z = 1$	$Z = 2$
H, C, O	$0,99965 \pm 0,00002$ ($1,52^\circ \pm 0,05^\circ$)	$0,99978 \pm 0,00003$ ($1,20^\circ \pm 0,08^\circ$)
Br, Ag	$0,99967 \pm 0,00001$ ($1,48^\circ \pm 0,03^\circ$)	$0,99979 \pm 0,00002$ ($1,17^\circ \pm 0,05^\circ$)

В работе /125/ были исследованы распределения по $P_{||}$ при взаимодействии ядер углерода с рядом ядер при энергиях 1,05 и 2,1 ГэВ на нуле. Означалась независимость этих распределений от массового числа ядра-мишени. Что согласуется с нашими выводами, поскольку изучение распределений по продольному импульсу равносильно исследованию распределений по косинусу угла

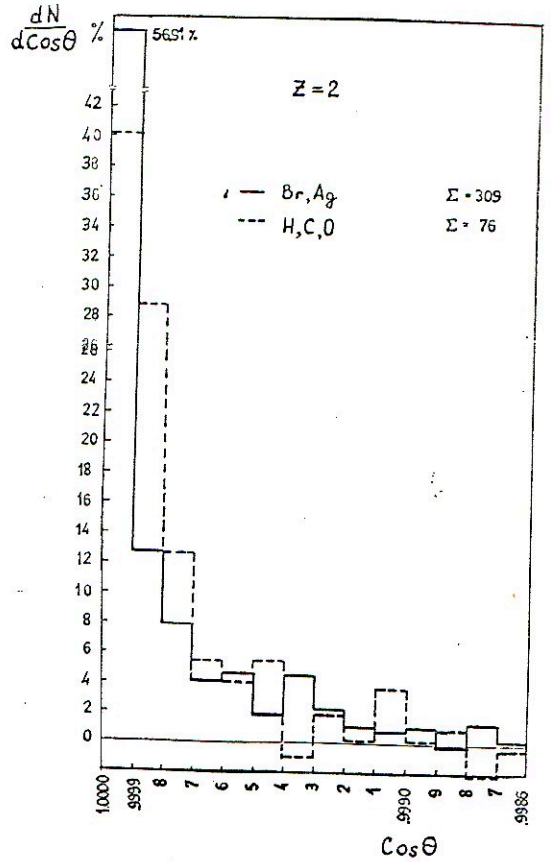
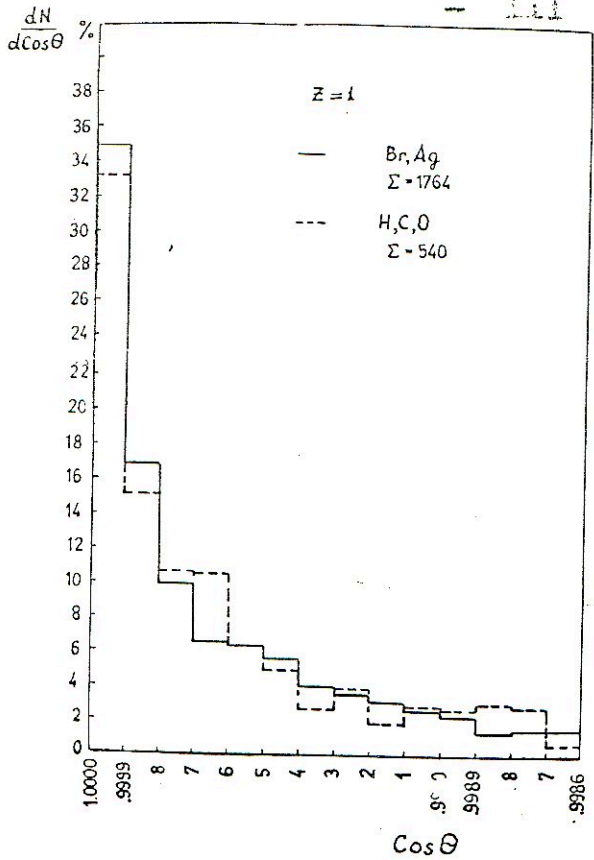


Рис. 10 Распределение по $\cos \theta$ для одно и двухзарядных быстрых частиц из взаимодействия ядер гелия с ядрами H_2C, O и $Br \cdot Ag$.

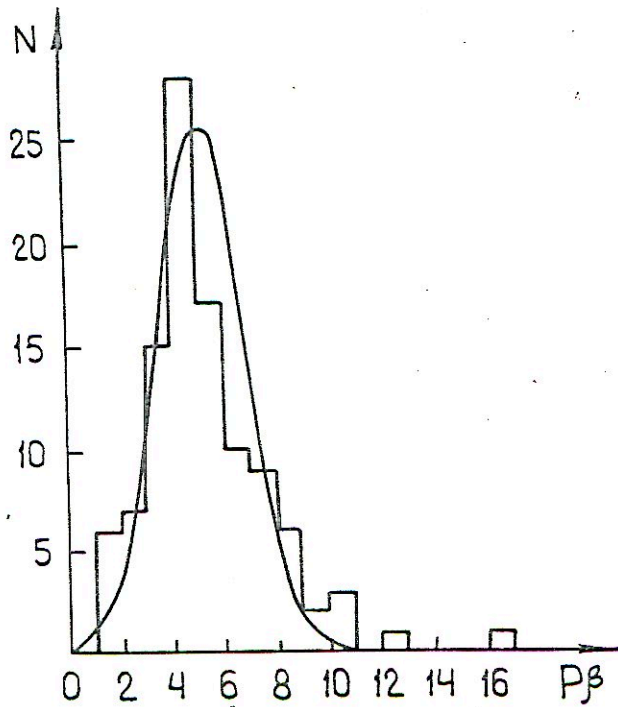


Рис. 20 Распределение по $p\beta$ (в Гв/с) для S -частиц с $\theta \leq 5^\circ$ из неупругих взаимодействий дейтронов с ядрами омульсина

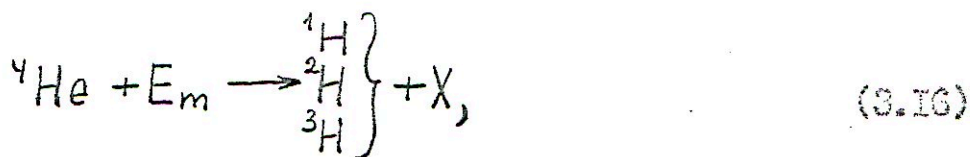
вплоту частинці. Дані сумарні умовно розподілені з розом
 вказом фрагментів ядра-снаряда обмежені також в певно ви-
 мовної роботою $126/$, где мотом однорівної вагори изучаюць
 взаємодіяючі ядер зони при тиску $4,5 \text{ ГбВ/с}$ на кулях
 з набором ядер од латуні до свинця. О звязності розподіленні
 од атомного васа ядра-снаряда можна судити, походи из анализа
 рис.17. В пределах ошибок розподіленні для одноваріантних фраг-
 ментів не залежить од виду націотного ядра.

3.2.1.4 Импульсно розподіленні і состав частині фрагментів

На рис.20-22 приведени розподіленні по $\rho\beta$ для одні і
 двуваріантні фрагментів из взаємодіяючі дейтронів і ядер
 зони з ядром міді типу BF-2. Розподіленні, продемон-
 строване на рис.20 має острій максимум в інтервалі $\rho\beta$ од
 4 до 5 ГбВ. Розподіленні рис.21 має більш складний вид. Ст-
 мечають два максимуми: одні в інтервалі $\rho\beta \sim (4-5) \text{ ГбВ}$, второй-
 в інтервалі $(8-9) \text{ ГбВ}$. В районі $\rho\beta$ од 12 ГбВ до 15 ГбВ на-
 блюдается ніщо.

Розподіленні для двуваріантних фрагментів (рис.22) має
 широкий максимум в районі $(9-18) \text{ ГбВ}$.

Перечисленні розподіленні характеризують одні, трем і
 другим теоретичними розподіленнями і приположенні, что змож-
 ниво смодувати реакції, відповідно:



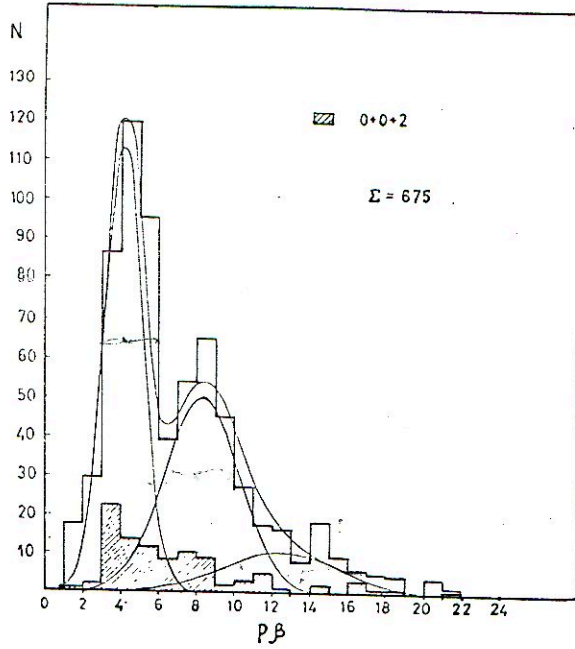


Рис. 21. Распределение по $p\beta$ (в ГэВ/с) для быстрых однозарядных частиц с $\theta \leq 3^\circ$ из неупругих взаимодействиях ядер гелия с ядрами свинца.

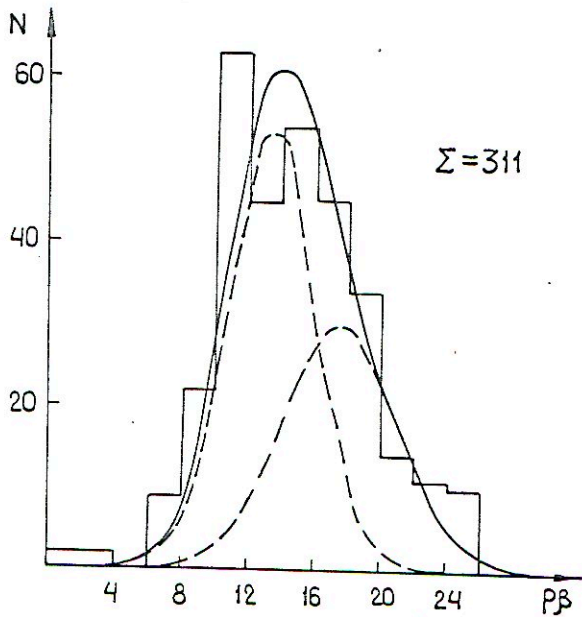
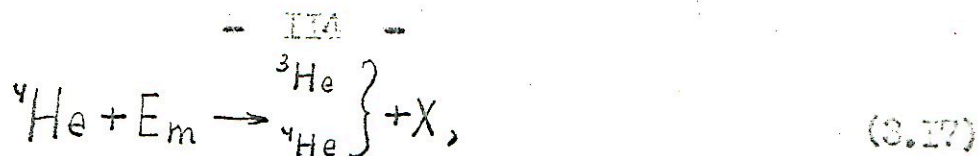


Рис. 22. Распределение по $p\beta$ (в ГэВ/с) для быстрых двухзарядных частиц с $\theta \leq 3^\circ$ из неупругих взаимодействиях ядер гелия с ядрами свинца.



где X — остальные вторичные частицы.

При фиксированном распределении, показанного на рис. 20, в качестве подготовочных параметров были выбраны средние значения $\rho\beta$ и ширина распределения. Лучший фит (χ^2 на степень свободы 3,7) дал $\langle \rho\beta \rangle = 5,1 \text{ ГэВ/с}$ и $\sigma_{\rho\beta}^2 = 5,01 (\text{ГэВ/с})^2$. $\sigma_{\rho\beta}^2$ вычислялось из ширины гауссовской волновой функции дробина равной $2,67 (\text{ГэВ/с})^2$ и шириной измерений равной 30% от значения $\rho\beta$.

Фиксированное распределение данных на рис. 21, 22 трети и двумя гауссами позволило определить вклады от различных каналов реакции (3.16) и (3.17). При этом средние значения приписывались значениям, определенным для данного типа фрагмента, а среднеквадратичные отклонения брались равными ошибкам измерений: $\langle \rho\beta \rangle_{1\text{H}} = 4,4 \text{ ГэВ}$; $\sigma_{1\text{H}} = 0,86 \text{ ГэВ}$; $\langle \rho\beta \rangle_{2\text{H}} = 8,8 \text{ ГэВ}$; $\sigma_{2\text{H}} = 1,76 \text{ ГэВ}$; $\langle \rho\beta \rangle_{3\text{H}} = \langle \rho\beta \rangle_{3\text{He}} = 18,2 \text{ ГэВ}$; $\sigma_{3\text{H}} = \sigma_{3\text{He}} = 2,64 \text{ ГэВ}$; $\langle \rho\beta \rangle_{4\text{He}} = 17,6 \text{ ГэВ}$; $\sigma_{4\text{He}} = 3,52 \text{ ГэВ}$.

Результаты лучшей подгонки ($\chi^2 = 5,3$ на степень свободы) дали, что вклады ${}^1\text{H} : {}^2\text{H} : {}^3\text{H}$ относятся как $(4,3 \pm 0,6) : (3,2 \pm 0,6) : 1$, а вклады ${}^3\text{He} : {}^4\text{He}$ (при фиксированном $\chi^2 = 3,1$ на степень свободы) относятся как $(1,3 \pm 0,2) : 1$. Такой вклад от каждого типа реакции можно определить среднее число нуклонов, уносимых одно и двухнуклонными фрагментами.

В случае реакции (3.15) всегда уносится один нуклон. Как следует из рис. 20 вклад от разбития нуклонов в области

$\rho\beta < 2,5 \text{ ГэВ}$ составляет около 3,6%.

Для события (3.16) $\langle n_{\text{фрагм.}} \rangle = 1,6 \pm 0,2$. Такой индекс в области $\rho\beta < 3 \text{ ГэВ}$ составляет 7% (см. рис.21). Для двух-зарядных фрагментов $\langle n_{\text{фрагм.}} \rangle = 3,4 \pm 0,4$.

Сравним полученное данные с результатами теоретических моделей. Так, наблюдаемая независимость угловых распределений фрагментов от атомного веса ядра-мишени подтверждает предположение модели Вудвортового типа /119-121/ о независимости процессов фрагментации лёгких ядер-снарядов от атомного веса ядра-мишени. Независимость угловых распределений подтверждается также компьютерными расчётами, проведёнными в рамках каскадно-логарифмической модели /31/ для взаимодействия дейтронов с ядром при кинетической энергии дейтронов равной 2.1 ГэВ.

Упомянутое описание распределений по $\rho\beta$ гауссовскими распределениями говорит в пользу применения большинством моделей возмущенной функции лёгких ядер в виде гауссовского распределения.

3.2.2 Определение сечений

3.2.2.1 Сечения неупругого взаимодействия

Определение сечений неупругого взаимодействия основывалось на результатах поиска событий методом прослеживания вдоль следа. Для учёта влияния от упругого рассеяния, на примере взаимодействия дейтронов с ядрами эмульсии типа EP-2 (далее стандартизация), было проведено исследование однолучевых событий с углом вылета вторичной частицы меньше 5° . Минимальный угол регистрации в плоскости эмульсии составил $0,1^\circ$. На рис.23 дано угловое распределение этих событий ($N_{\text{сб.}} = 196$). Из рисунка видно, что основная доля событий включена в угол до 3° , поэтому зна-

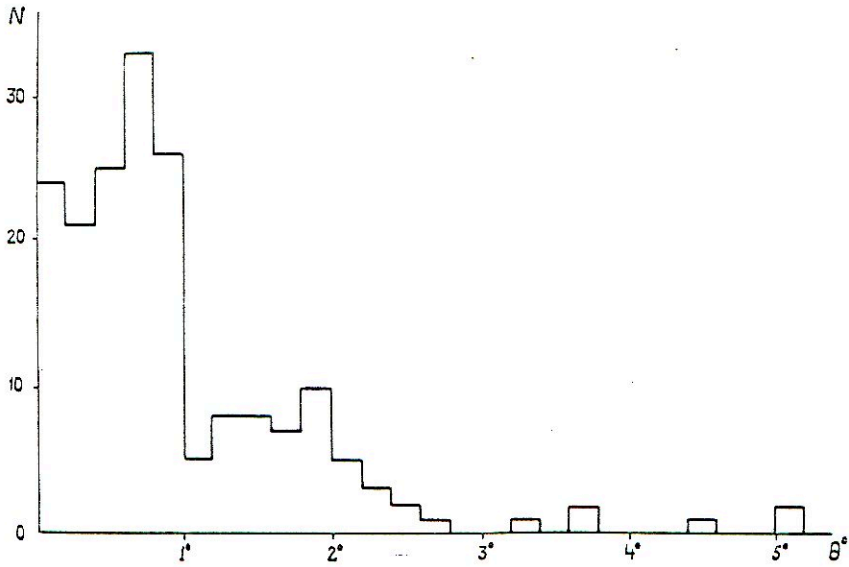


Рис. 23 Угловое распределение по углу вылета singly-зарядных частиц для однолучевых событий при взаимодействии дейтерия с ядрами эмульсии.

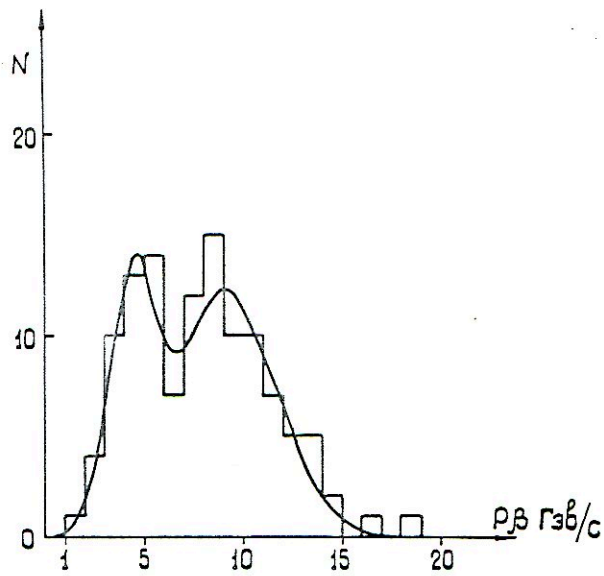


Рис. 24 Распределение по p_{β} (в ГэВ/с) singly-зарядных singly-зарядных частиц с углом вылета $\theta \leq 5^\circ$ для однолучевых событий при взаимодействии дейтерия с ядрами эмульсии.

ценно угла в 3° было выбрано в качестве границы для событий: упругого рассеяния дейтронов и ядер гелия на ядрах фотоэмulsion. В целях выяснения состава частиц из однолучевых событий при взаимодействии дейтронов с ядрами стандартной эмульсии, на троем отки частиц были проведены измерения $p\beta$ методом неупругого рассеяния. На рис. 24 дано распределение по $p\beta$ ($N_{\text{числ.}} = 141$). Распределение имеет два максимума при значениях $p\beta = 4,3$ и 9 ГэВ. Сигнирование этого распределения в виде

$$\chi(p\beta) = a \exp\left\{-\frac{[(9,0 \pm 0,7) - p\beta]^2}{13,0 \pm 4,8}\right\} + b \exp\left\{-\frac{[(4,3 \pm 0,4) - p\beta]^2}{2,7 \pm 1,5}\right\} \quad (3.18)$$

позволило определить вклады в однолучевые события событий упругого рассеяния дейтрона и событий расщепления дейтрона на протон и нейтрон. Значения $a = 12,1 \pm 1,3$ и $b = 11,8 \pm 3,6$, найденные в результате лучшего фитирования (χ^2 равно 6,7 при 10 степенях свободы) дали, что эти вклады относятся как $(1,3 \pm 0,4):1$. Невозможность проведения измерений $p\beta$ в эмульсиях, обусловленная наличием ядер гелия, из-за большого поглощения в последнем, а также потери основной массы событий от расщепления дейтронов при $\theta < 0,1^\circ$ не позволяют выключить в сечении неупругого взаимодействия дейтрона с ядрами сечения расщепления на нейтрон и протон. В сечении неупругого взаимодействия ядер гелия с ядрами включено сечение его расщепления на два одинаковых фрагмента, т.е. связанное с этим процессом события являются событиями типа 0-0-2, которые регистрируются с эффективностью близкой к 100% из-за наличия неизменяемой нормального

сечения. Проблемы до неупругого взаимодействия дейтронов с ядрами сферической и обтекаемой формы ядрами огульсона оказались равными соответственно $\lambda_{dE_m I} = (26,9 \pm 0,6)$ см,

$$\lambda_{dE_m II} = (39,6 \pm 2,0) \text{ см, а для ядер голли}$$

$$\lambda_{\gamma He E_m I} = (19,5 \pm 0,3) \text{ см и } \lambda_{\gamma He E_m II} = (26,9 \pm 0,5) \text{ см}$$

Значения сечений неупругих взаимодействий были получены по методике в главе I процедуры. Для определения сечений на отдельных ядрах использовались сечения неупругого взаимодействия дейтронов и ядер голли с водородом при соответствующих импульсах, приведенные по совокупности данных /31/. Полученные значения сечений даны в таблице 19.

Таблица 19

Сечения неупругих взаимодействий дейтронов и ядер голли с ядрами при импульсе 4,5 ГэВ/с на мюлон.

Ядро мюлона	Намота- ядро мюло ядро	дейтрон (мбн)	голли (мбн)
H		70	100
C		320 ± 40	410 ± 25
N		360 ± 40	450 ± 30
O		360 ± 40	500 ± 30
Br		1230 ± 70	1570 ± 60
Ag		1500 ± 70	1910 ± 70

Сечения, приведенные в таблице чисто статистические и не учитывают неопределенности в значении сечений σ_{dH}^{in} и $\sigma_{\gamma He H}^{in}$. Сечения величины неопределенности, связанную с приближенным знанием

$\sigma_{\text{HeH}}^{\text{in}}$. В работе /127/ было найдено, что это сечение равно (113 ± 1) мбн. Расчет сечений поупругих взаимодействий с ядрами ванадия и серебра с использованием $\sigma_{\text{HeH}}^{\text{in}} = 113$ мбн дал

$$\sigma_{\text{HeO}}^{\text{in}} = (403 \pm 15) \text{ мбн и } \sigma_{\text{HeAg}}^{\text{in}} = (1906 \pm 75) \text{ мбн.}$$

Сравнение с эмпирическими значениями, приведенными в табл. 19, показывает, что различие в сечениях на ванадии не превосходит 4%, а на ядре серебра 0,3%. Исходя из малости этих погрешностей, далее будем оперировать со значениями сечений, приведенными в таблице 19.

С найденными значениями сечений хорошо согласуются данные, полученные в работах с использованием ванадия /127/, методов ядерной бетаспектральной /128/, протонной пузырьковой /129/ и струйной камер /130/. Коллекция данных этих и ряда других работ представлена в /129/. Часть данных, приведенных в коллекции, а также наши результаты приведены на рис. 25. Из рисунка видно, что все сечения хорошо укладываются на одну прямую, предполагаемую зависимость

$$\sigma^{\text{in}} = \pi z_0^2 (A_c^{1/3} + A_M^{1/3} - B)^2, \quad (3.19)$$

где A_c , A_M - атомные веса ядра-снаряда и ядра-мишени, соответственно.

Смещение всей совокупности данных дает параметры

$$z_0 = (1,40 \pm 0,03) \text{ см и } B = 1,32 \pm 0,05 /129/.$$

3.2.2.2 Сечения фрагментации налетающих ядер

Сечения фрагментации дейтрона и ядер гелия в одно и двухзарядные частицы определялись на основе знания сечений

попутного взаимодействия и доли событий космического типа от числа попутных взаимодействий (табл. 20).

Таблица 20

Доли событий с фрагментацией налетающего ядра от числа попутных взаимодействий

Тип взаимодействия	нейтроны		ядро гелия	
	Z = 1	Z = 1	Z = 1	Z = 2
Стандартное	$0,24 \pm 0,01$	$0,36 \pm 0,01$	$0,074 \pm 0,004$	
Взаимодействие налетающего ядра	$0,26 \pm 0,03$	$0,41 \pm 0,02$	$0,632 \pm 0,005$	

Из таблицы видно, что доли η для данного ядра-снаряда практически не зависят от атомного веса налетающего ядра. Значение η для взаимодействия нейтронов с ядром стандартной энергии соответствует аналогичному значению, найденному в работе /131/
($\eta = 0,24 \pm 0,03$).

С ростом атомного веса налетающего ядра отмечается рост числа событий с фрагментацией этого ядра в однозарядные частицы. Если рассмотреть

$$R^2 = (\eta_{He} / \eta_d)_{Z=1} \sim A_c^{\alpha_c} \quad (3.20)$$

в предположении независимости η от A_M , то $\alpha_c = 0,66 \pm 0,07$. Т.е. доли событий с однозарядными фрагментами пропорциональны $\sim A_c^{2/3}$.

Значения сечений фрагментации налетающих ядер, полученные на основе данных, представленных в таблицах 19, 20, приведены в таблице 21. При этом вновь использовалось приближение о независимости η от A_M , учитывался фон от рождения пи-мезонов

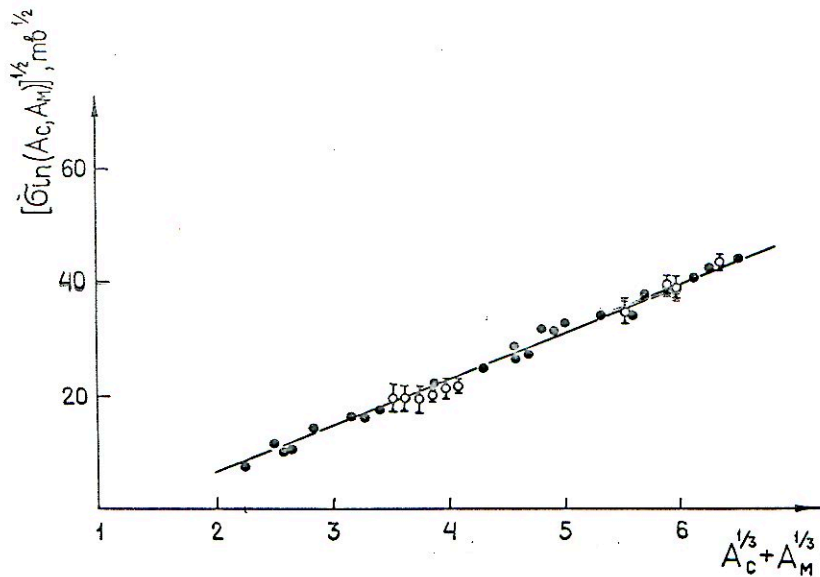


Рис. 25 Сочетания неупругого взаимодействия ядер с ядрами при функции суммарной энергии входов стандартных ядер. Зачерченные кружки — данные других групп /130/, полные — наши данные. Прямая — результат фильтрации.

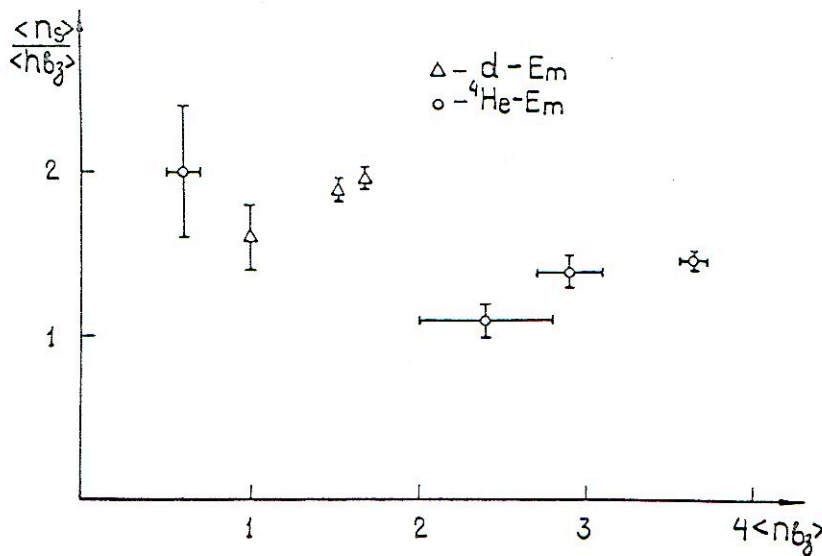


Рис. 26 $\langle n_s \rangle / \langle n_{p_s} \rangle$ как функция $\langle n_{p_s} \rangle$ для стандартных дейтронов и ядер гелия с ядрами стандартной группы.

область $R\beta < 2 \text{ ГэВ/с}$, который составляет 3,6% от числа всех фрагментов в случае взаимодействия дейтронов с ядром и не более 7% при взаимодействии ядер гелия с теми же ядрами.

Таблица 31

Сечения фрагментации дейтронов и ядер гелия в одно и двухзарядные частицы при импульсе 4,5 ГэВ/с на ядрах

Ядро явления	дейтрон	ядро гелия	
	Z=1 (мбн)	Z=1 (мбн)	Z=2 (мбн)
C, O	70 ± 9	203 ± 50	37 ± 12
Br, Ag	316 ± 21	570 ± 160	130 ± 54

Сечения фрагментации ядра гелия в однозарядные частицы при его взаимодействии с ядром углерода ($\sigma \approx 200 \text{ мбн}$), найденные в работе /126/, где использовалась методика стримерной камеры, хорошо согласуются с нашим значением.

Зависимость полученных сечений от атомного веса ядра мишени определяется независимостью η от A_M и, следовательно, повторяет зависимость от этого атомного веса сечений неупругого взаимодействия, т.е. пропорционально $A_M^{2/3}$.

3.3.2.3 Сечения расщепления налетающих ядер

Высокое пространственное разрешение ядерных эмульсий позволяет регистрировать малые возбуждения ядер, близкие к энергии связи нуклонов в ядре. Это позволило сделать оценки сечений расщепления дейтрона на протон и нейтрон, и ядер гелия на протоны водорода. При этом следует отметить, что в число заре-

кислоту равновесия событий возможно только события, где очевидно проследимая ядра-анноны соучастиями путей поуслаивания γ - квантов.

Для сечения расщепления дейтрона на ядрах стандартной сложности была получена только нижняя граница, т.к. события с углом вылета протона меньше $0,1^\circ$ не были зарегистрированы при поиске событий. Используя соотношение между величинами от упругого рассеяния и расщепления дейтрона в однолучевые взаимодействия (см. раздел 3.2.2.1) находим, что

$$\lambda^d_{\text{расщ.}} < (3,4 \pm 0,6) \text{ м,}$$

а сечение на среднем ядре (формулы с $A_{\text{я}} 71$ (75) должно быть больше $\sigma^d_{\text{расщ.}} > (3,7 \pm 0,7)$ мбн или $(6,1 \pm 1,1)$ мбн. Два значения сечений определены при условии учёта и неучёта взаимодействия с ядрами водорода, соответственно.

В случае, когда металлами ядром было ядро галлия, события с ядрами S - частицами с $\theta \leq 3^\circ$, не имеющие ни одного сильно-полизующего трона (3-0-2), были идентифицированы как события расщепления ядер галлия в ядрах водорода. В качестве доказательства следует отметить близость угловки распределений и распределений по $P\beta$ (зачерённая гистограмма на рис.21) с аналогичными распределениями для однозарядных фрагментов. Пробег для этих событий в стандартной и обогащённой лёгкими ядрами эмульсионной камере равен $(12,9 \pm 1,7)$ и $(23,3 \pm 5,5)$ м, соответственно. Доли таких событий от событий фрагментации в однозарядные частицы составляют $(4,5 \pm 0,6)\%$ в стандартной и $(2,9 \pm 0,7)\%$ в обогащённой эмульсионке. Сечения расщепления ядер галлия на ядрах водорода равны

$$\sigma_{C,O}^{C,O} = (4,3 \pm 0,0) \text{ мбн}; 1 \quad \sigma_{C,O+2}^{Br,Ag} = (34,8 \pm 8,9) \text{ мбн}$$

Следовательно, их зависимость от атомного веса ядра-мишени по критерию равенности $\sim A_M^{1.0}$, а от заряда $Z_M^{1.2}$.

Порядок в сопоставлении полученных данных по сечению с представляемыми моделями. В табл. 22 приведено сравнение экспериментальных сечений неупругого взаимодействия с теоретическими для столкновения ядер гелия с ядрами.

Таблица 22

Сравнение экспериментальных и теоретических сечений неупругого взаимодействия ядер гелия с ядрами.

Ядро мишень	C (мбн)	N (мбн)	O (мбн)	Br (мбн)	Ag (мбн)
Распространенная модель /106/	455 \pm 17		540 \pm 20	1350 \pm 50	1560 \pm 50
Блауборовская модель /107/	472		566	1505	1835
Самая простая модель /108/	550	531	670	1430	1776
Эксперимент	410 \pm 25	450 \pm 20	500 \pm 30	1570 \pm 60	1910 \pm 70

Из таблицы видно, что наилучшее согласие с экспериментом, при некотором завышении сечений для легких ядер, даёт модель Блауборовского типа /107/. Лучшее согласие с экспериментом также наблюдается для расчётов другого варианта Блауборовской модели /110/. На рис. 25 расчёты по этому варианту совпадают с результатами (интерпретация данных зависимость (3.19)).

Аналогичное сравнение, проводимое для сечений взаимодействия дейтронов с ядрами также указывает на лучшее согласие

с экспериментом расчетов, выполненным в рамках глауберовского подхода /133/, где $\sigma_{dN}^{in} = 300 \text{ мбн}$, а $\sigma_{dBr}^{in} = 1314 \text{ мбн}$

Сравнение сечений фрагментации ядра железа в одно и двухзарядные частицы с расчетами, выполненными в рамках каскадно-испарительной модели /109/, приведено в таблице 23.

Таблица 23

Сравнение сечений фрагментации ядер железа в одно и двухзарядные фрагменты с расчетами каскадно-испарительной модели /109/.

Ядро массовое	$Z=1$		$Z=2$	
	(мбн) Эксперимент	(мбн) Теорик	(мбн) Эксперимент	(мбн) Теорик
C, O	263 ± 50	263 ± 25	37 ± 12	51 ± 8
Br, Ag	570 ± 160	703 ± 46	135 ± 54	98 ± 26

Из приведенного сравнения видно, что в пределах однозарядных сечений можно говорить о согласии между экспериментальными и теоретическими значениями сечений. Сечения протонного сечения ядра дейтрона и доли событий этого типа η были рассчитаны в рамках модели глауберовского типа /133/. Модель предполагает наличие значения η от 0,47 для ядра углерода до 0,30 для ядра серебра. При этом абсолютное значение сечения для ядер брома и серебра совпадает близки экспериментальному (313 мбн), и примерно в два раза превышает его значение в случае столкновения дейтрона с ядрами углерода и кислорода (161 мбн).

Каскадно-испарительная модель /31/ предполагает близкое экспериментально слабое наличие η с ростом A_M . Так для ядер

сечения $\eta \sim 0,23$.

Сечения расщепления дейтрона на протон и нейтрон под действием ядрами и мюоновыми сля проведено в рамках тиау-беровского метода в работе /134/. Сечение расщепления дейтрона на ядро меди ($A_M = 64$) при энергии 3,5 ГэВ/с оказывается равным 38 мбн. Это, конечно, больше найденной нами нижней границы сечения. Результаты этой работы позволяют определить зависимость сечения от A_M . Эта зависимость пропорциональна $A_M^{1/2}$, что неплохо согласуется с наблюдаемой зависимостью для сечения расщепления ядра гелия на ядро водорода ($\sim A_M^{1,0}$).

Важный вывод приходится к выводу, что каскадно-испарительная модель и модели тиауберовского типа хорошо описывают данные по сечениям взаимодействия ядер с ядром.

3.2.3 Характеристики по множественности

3.2.3.1 Средние множественности

Значения средних множественностей ливневых частиц для взаимодействия с группами ядер H, C, O и Br, Ag приведены в таблице 24. В ней даны значения множественностей суммарных

рождаемых частиц и однозарядных частиц от фрагментации ядра-снаряда - S' - частиц, и средние множественности только рождаемых частиц - S - частиц. Такое представление связано с тем, что в ходе эксперимента определялось число

S' - треков в событиях без выделения треков от фрагментации ядра-снаряда в однозарядные частицы. Коррекция на однозарядные фрагменты проводилась на основе знания доли событий с фрагментацией (табл. 20) и средних множественностей частиц - фрагментов (табл. 17).

Аналогичные значения $\langle n'_s \rangle$ и $\langle n_s \rangle$ были получены в работе [195], где рассмотрено взаимодействие с группами ядер, C, N, O и Br, Ag, проводилось с использованием распределения по числу взаимодействующих частиц. При взаимодействии нейтронов с ядрами наблюдаются хорошие согласия наших данных со значениями средних множественностей этой работы. В то же время, значения $\langle n'_s \rangle$ и $\langle n_s \rangle$ для взаимодействий ядер брома с ядрами C, N, O отличаются от предельных ошибок только наблюдаемые нами значения. Аналогичные характеристики при взаимодействии ядер брома с ядрами брома и серебра согласуются друг с другом.

Таблица 34

Средние множественности ливневых треков для взаимодействий нейтронов и ядер брома с группами ядер H, C, O и Br, Ag при импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон.

Группа ядер	Нейтрон		Ядро брома			
	$\langle n'_s \rangle$	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_{B_3} \rangle$	$\langle n'_s \rangle$	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_{B_3} \rangle$
H, C, O $\langle A_M \rangle = 11,5$	$2,6 \pm 0,3$	$2,3 \pm 0,3$	$1,53 \pm 0,02$	$3,6 \pm 0,1$	$3,2 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,2$
$\langle A_M \rangle = 95$	$3,3 \pm 0,3$	$3,0 \pm 0,3$	— ^в —	$4,0 \pm 0,1$	$4,4 \pm 0,1$	— ^в —

В таблице 34 также приведены средние значения числа нуклонов ядра-снаряда, принимающего участие в столкновении с ядром-мишенью

$$\langle n_{B_3} \rangle = A_c - \langle n_{\text{нукл.}} \rangle \quad (3.21)$$

где $\langle n_{\text{нукл.}} \rangle$ — среднее число нуклонов ядра-снаряда, участвующего в столкновении, т.е. число нуклонов в фрагментном ядре-снаряде. Так как доля событий с фрагментированной от числа несформулированных событий (табл. 30) не зависит от атомного веса ядра-мишени,

но $\langle n_{e_3} \rangle$ для данного типа взаимодействия только не зависит от A_m .

Средние множественности для событий с равной степенью фрагментации (фрагментация дна) в таблице 25.

Таблица 25

Средние множественности S - частиц для событий с равной степенью фрагментации первичных ядер гелия и дейтерия

Ядро-сигнатура	Средняя степень	Корреляционная функция	$Z=0$	$Z=1$	$Z=2$
d	E_m	$\langle n_s \rangle$	$3,3 \pm 0,1$	$1,6 \pm 0,2$	-
		$\langle n_{e_3} \rangle$	$1,69 \pm 0,01$	1	
${}^4\text{He}$	H, C, O	$\langle n_s \rangle$	$4,2 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,1$	$0,8 \pm 0,2$
	E_m	$\langle n_s \rangle$	$5,4 \pm 0,1$	$2,6 \pm 0,1$	$1,2 \pm 0,1$
	Br, Ag	$\langle n_s \rangle$	$5,8 \pm 0,2$	$2,88 \pm 0,08$	$1,4 \pm 0,1$
		$\langle n_{e_3} \rangle$	$2,66 \pm 0,06$	$2,4 \pm 0,4$	$0,6 \pm 0,1$

В таблицу также приводятся значения n_{e_3} .

Из анализа таблиц 24 и 25 видно, что увеличение атомных масс сталкивающихся ядер и степени фрагментации первичных ядер приводит к увеличению числа S - частиц. Напомним, что события с $Z = 0$ являются событиями центрального столкновения ядер. В случае $Z = 2$ взаимодействие имеет наиболее периферический характер.

Для эмпирической зависимости среднего числа рождений частиц от $\langle n_{e_3} \rangle$ на рис. 26 даны значения $\langle n_s \rangle / \langle n_{e_3} \rangle$ для

Случаи $\langle n_{\beta_3} \rangle$ при столкновении дейтронов и ядер гелия с ядрами тяжелых металлов ВР-З. Наблюдается разделение точек на две группы: первую - с $\langle n_s \rangle / \langle n_{\beta_3} \rangle > 1,5$ и вторую - с $\langle n_s \rangle / \langle n_{\beta_3} \rangle < 1,5$. К первой группе относятся случаи взаимодействия дейтрона с ядром и ядер гелия с теми же ядрами при $Z = 3$. Второй группе состоят из более центральных столкновений ядер гелия с ядрами. Этот факт говорит в пользу того, что при одном и том же значении $\langle n_{\beta_3} \rangle$ в случае, когда ядро-снарядом является ядро гелия, в силу его большей компактности, эффективное число взаимодействующих нуклонов оказывается меньше, нежели в случае, когда на ядро падает дейтрон. При исследовании взаимодействия дейтрона, ядер гелия и углерода с ядрами тантала и протона при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон /мз/, напротив, отмечается независимость среднего числа отрицательных частиц на взаимодействующий нуклон от атомного веса ядро-снаряда.

Для количественной оценки зависимости средней множественности от атомного веса сталкивающихся ядер и среднего числа взаимодействующих нуклонов рассмотрим отношения:

$$R_M = \frac{\langle n_s \rangle_{Br, Ag}}{\langle n_s \rangle_{H, C, O}} \sim A_M^{\alpha_M}, \quad (3.22)$$

$$R_C = \frac{\langle n_s \rangle_{^4He}}{\langle n_s \rangle_d} \sim A_C^{\alpha_C} (\langle n_{\beta_3} \rangle^{\alpha'_C}) \quad (3.23)$$

Значения α_M и $\alpha_C(\alpha'_C)$ приведены в таблице 26.

Таблица 26

Значения поправочной степени $d_M, d_c (d'_c)$ из зависимости (3.22) и (3.23)

События	d_M			$d_c (d'_c)$	
	d	${}^4\text{He}$	H, C, O	E_m	Br, Ag
Все	$0,13 \pm 0,03$	$0,16 \pm 0,03$	$0,5 \pm 0,2$ ($0,6 \pm 0,2$)	$0,46 \pm 0,05$ ($0,5 \pm 0,1$)	$0,6 \pm 0,3$ ($0,7 \pm 0,2$)
$Z=0$		$0,15 \pm 0,03$		$0,71 \pm 0,05$ ($0,63 \pm 0,05$)	
$Z=1$		$0,60 \pm 0,02$		$0,7 \pm 0,2$ ($0,6 \pm 0,2$)	
$Z=2$		$0,3 \pm 0,1$			

Из анализа таблицы видно, что средние множественности слабо зависят от атомного веса ядра-мишени. Причём события центрального столкновения имеют зависимость близкую зависимости для столкновений с ядром в целом. В периферических столкновениях ($Z=1$) средние множественности практически не зависят от A_M . Значение атомного веса ядра-снаряда связывается более точно, $\langle n_s \rangle$ пропорционально $A_c^{2/3}$. Такая же зависимость для $\langle n_s \rangle$ наблюдается и от среднего числа взаимодействующих нуклонов $\langle n_{b_3} \rangle^{2/3}$. Причём, эти зависимости оказываются одинаковыми для событий с разной степенью периферичности (события с равными Z).

Сравнение средних множественностей, найденных в эксперименте для взаимодействий с ядром в целом, с расчётами по ряду моделей приведено в таблице 27.

Проведённое сравнение показывает, что лучше всего с экспонен-

Указанные выше модели сформированы пропорционами модели много-
кратного рассеяния в варианте /III/, и модели когерентной
структуры в варианте /II8/.

Таблица 37

Сравнение прочности и жесткости стержней тренов
с пропорционами радиусов моделей

Модель	нейтрон		ядро гелия	
	H,C,O	Bn,Ag	H,C,O	Bn,Ag
Эквивалентная /I36/	1,5	2,4	1,8	3,0
Когерентной структуры /II8/	2,6	3,2	2,9	3,5
Когерентной структуры /I37/	1,5	2,4	2,2	2,8
Самостоятельная модель Митана /I38/	2,3	3,8	3,7	5,8
Квадратно-когерентная модель /I05/	-	-	2,3	4,5
Модель многократного рассеяния /II2/	2,4	4,8	3,7	6,4
Модель многократного рассеяния /III/	2,6	2,5	3,0	4,3
Степенная	2,3±0,3	3,0±0,3	3,2±0,1	4,4±0,1

В расчетах по модели /III/, /II2/, /I37/ использовались
параметры сечения неупругого взаимодействия нейтрона с
ядрами в виде

$$\sigma_{NA_M}^{in} = 33 A_M^{0,72} \text{ бэр} \quad (3.24)$$

и параметризации сечения неупругого взаимодействия ядер с
нейтроном (3.10) со значениями параметров $Z_0 = 0,48 \text{ см}$ и

$B = 1,32$. Соотношение неупругого взаимодействия нейтронов с нейтронами показывается данными $\sigma_{NN}^{in} = 27$ мб, а $\sigma_{NN}^{tot} = 42$ мб. Среднее число нейтронов ядра-снаряда, принимающих участие во взаимодействии, при расчётах по модели /118, 117/ брались равными $\langle n_{\nu_3} \rangle_{d(0)} = \langle n_{\nu_3} \rangle^{2/3}$, где использовалось $\langle n_{\nu_3} \rangle$ из таблицы 24. Среднее число аналогичных нейтронов из ядра-мишени определялось по соотношению

$$\langle \nu \rangle_{A_M} = A_M \cdot \sigma_{NN}^{tot} / \sigma_{NA_M}^{in} \quad (3.35)$$

Значения $\langle n_{\nu_3} \rangle_{d(0)}$ неплохо согласуются с аналогичными значениями, подсчитанными по модели многократного рассеяния Мабольского /111/. Так $(\langle n_{\nu_3} \rangle_{d(0)}) = (1,52)^{2/3} = 1,33 \pm 0,02$, расчётные значения $\langle n_{\nu_3} \rangle_{d-H,C,O} = 1,36$ и $\langle n_{\nu_3} \rangle_{d-Br,Ag} = 1,49$; для взаимодействия ядер гелия с ядром $(\langle n_{\nu_3} \rangle_{d(0)})_{He} = (2,9)^{2/3} = 2,0 \pm 0,1$, расчётные значения $\langle n_{\nu_3} \rangle_{He-H,C,O} = 2,06$ и

$\langle n_{\nu_3} \rangle_{He-Br,Ag} = 2,57$. Для расчётов по гидродинамической модели использовались следующие значения радиусов наметаллик ядер $R_d = 2,17$ фм, $R_{He} = 1,67$ фм и ядер-мишени $R_M = 1,3 A_M^{1/3}$ фм.

Поскольку большинство ядерной предельно имеет значения пороговых множественностей $R = \langle n \rangle_{Ac A_M} / \langle n \rangle_{NN}$, то в качестве $\langle n \rangle_{NN}$, в одну симметрии к p-p, n-n и n-p взаимодействиям при столкновении ядер с ядром, были использованы значения $\langle n_s \rangle_{pn} = \langle n_{ch} \rangle_{pn} = 0,5$. Средние множественности заряженных частиц, $\langle n_{ch} \rangle_{pn} = 1,8$ брались из работы /130/.

3.3.3.3 Распределения по множественности,
дисперсии

Распределения по множественности S' и S трюнов даны на рис. 37-39. По анализу рисунков следует, что увеличение объема встав стабилизирует ядро и степени центральности степеневенные приходы и смещение центров распределений в сторону больших значений n (n'_s), уменьшению ширины этих распределений; может их более симметричными.

В таблицах рисунков 38, 39 приведены параметры распределений: средние множественности $\langle n_s \rangle$, мерсия квадратный из дисперсии D_s и коэффициент асимметрии γ_s . Здесь же в способ даны их значения, описанные для распределения Пуассона $D_s = \sqrt{\langle n_s \rangle}$ и $\gamma_s = \frac{1}{\sqrt{\langle n_s \rangle}}$. На экспериментальные гистограммы этих рисунков наложены в виде кривые распределения Пуассона с параметрами равными экспериментальным значениям $\langle n_s \rangle$ и D_s .

Сравнение параметров и распределений, найденных в эксперименте с пуассоновскими распределениями и их параметрами говорит о том, что распределения по множественности S - трюнов для взаимодействий дейтронов с ядрами эмульсии типа ВР-2 могут быть успешно описаны распределениями Пуассона. Распределения для взаимодействий ядер гелия с ядрами не удаётся описать этими распределениями. Экспериментальные распределения для этого случая образуются вне пуассоновских распределений.

Для того, чтобы судить о близости распределений для ядерных взаимодействий распределениями для пулон-пулонных столкновений, средние мерсия с известной параметризацией Чисковско-Рибенского /140/, которая хорошо описывает данные

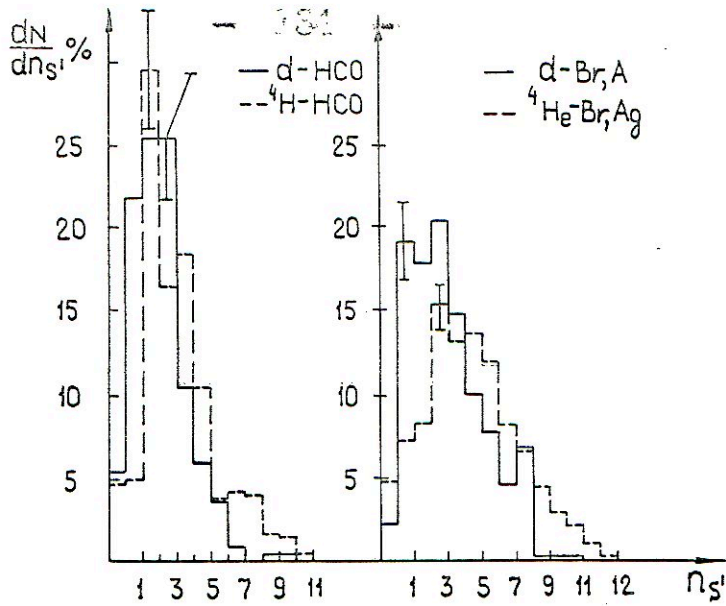


Рис. 57 Распределение по числу S' --тронов из взаимодействия нейтронов и ядер гелия с возбуждением ядер C, H, O и Br, Ag при ионизации $4,5 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон.

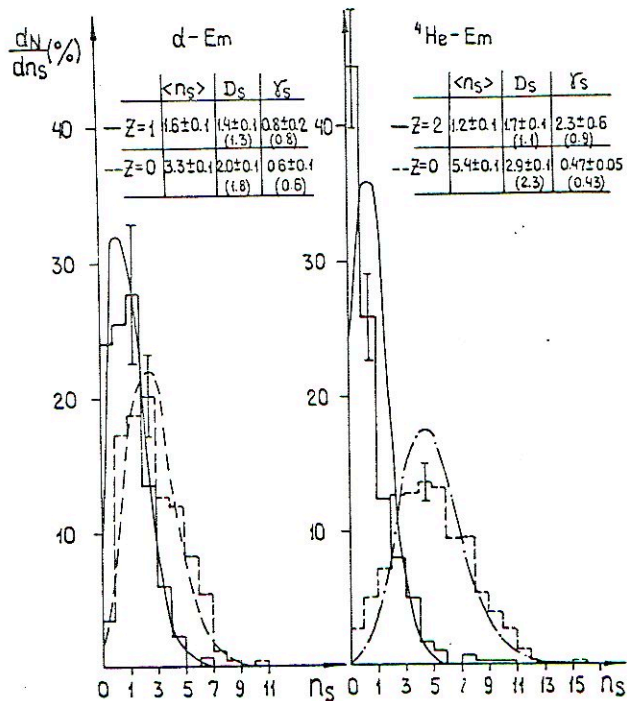


Рис. 58 Распределение по числу S --тронов из взаимодействия нейтронов и ядер гелия с ядрами возбужденной эмульсии. Кривые-распределения муссона с параметрами равными экспериментальным значениям $\langle n_s \rangle$ и γ_s .

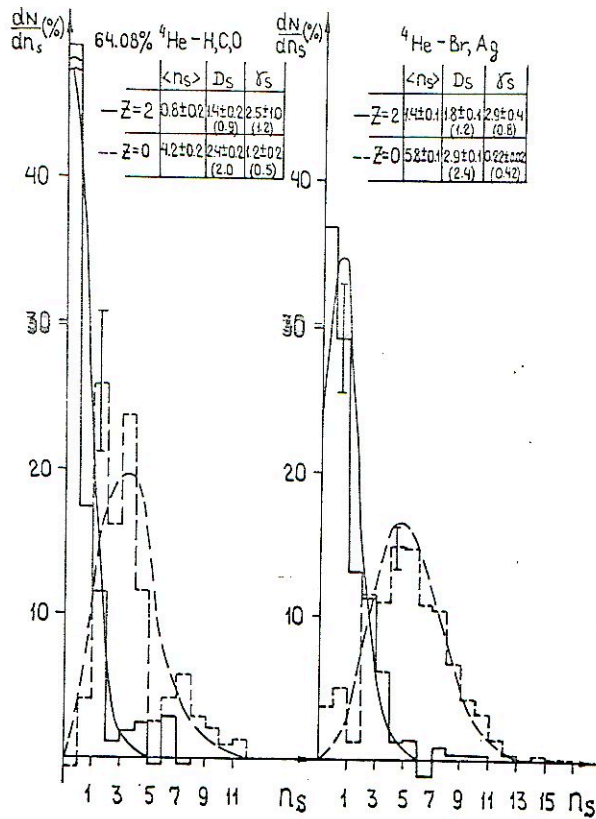


Рис. 28 Распределения по числу S - частиц для событий с разными значениями суммарного заряда, уносимого фрагментами ядра-снаряда - Z , из взаимодействий ядер гелия с ядрами H,C,O и Br, Ag .

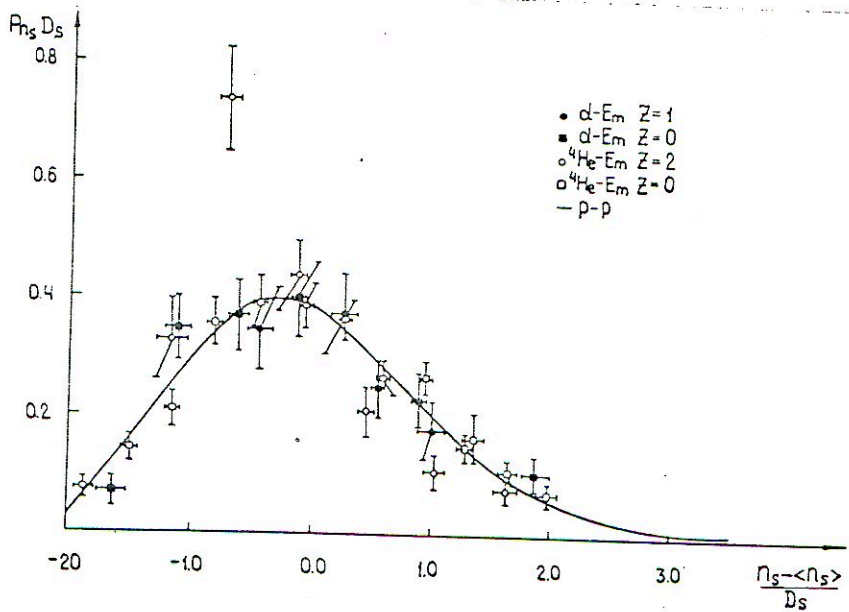


Рис. 29 Распределение по множественности S частиц в взаимодействии чистого гелия с ядрами различных элементов для взаимодействий протонов и ядер гелия с ядрами стандартной совокупности для событий с разными значениями Z .

для высокоэнергетических столкновений в области нескольких ГэВ/с.

$$y = \frac{2d^{2(h-1)}}{\Gamma(h)} \exp(-d^2), \quad (3.26)$$

где $y = P_n \cdot D$, P_n - вероятность обнаружить событие с числом S - частиц, равным n , D - корень квадратный из дисперсии.

$$h = d \cdot x + d^2 + 1$$

$$x = (n - \langle n \rangle) / D$$

d - параметр распределения.

На рис. 30 представлены наши данные для взаимодействия дейтронов и ядер гелия с ядрами стандартной эмульсии при определённых значениях Z . Здесь же дана параметризация (3.26) со значением

$d = 1,7$, описывающая распределения по множественности

заряженных частиц для взаимодействия протонов с протоном в

интервале импульсов от 4 до 36 ГэВ/с. Распределения для вза-

имодействия дейтронов с ядрами эмульсии и ядер гелия с гели-

ем ядрами при $Z = 0$ хорошо описывается параметризацией (3.26).

Значения χ^2 на степень свободы для этих распределений по

превосходят друг. По сравнению с (3.26) лишь распределение

для взаимодействия ядер гелия с ядрами эмульсии при $Z = 2$.

χ^2 на степень свободы превосходит 30.

С целью выяснения степени согласия между параметрами распределений для взаимодействия ядер с ядрами и мюонов с мюонными, рассмотрим соотношение D_s (рис. 31) и отношение

$\langle n_s \rangle / D_s$ (рис. 32) как функцию среднего числа S -протонов-

$\langle n_s \rangle$. Для взаимодействия с группами ядер $\text{H}, \text{C}, \text{O}$ и Br, Ag , а

также события с фрагментацией ядер гелия в одиночные

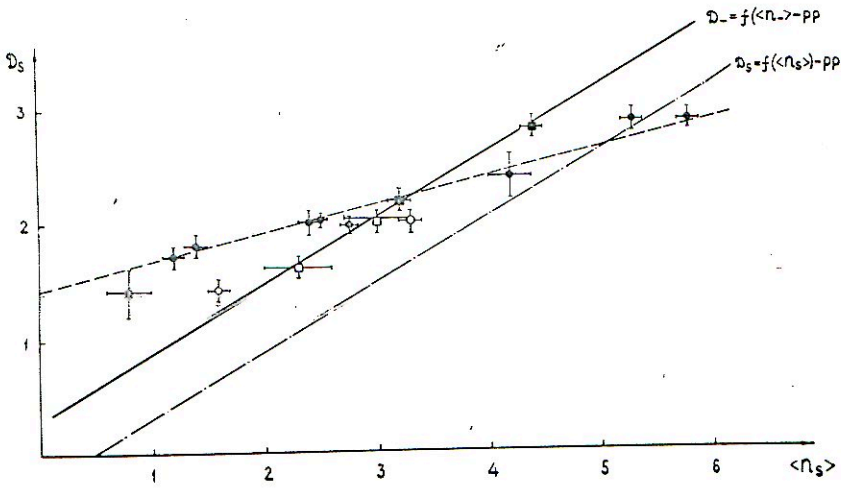


Рис. 31 $D_s = f(\langle n_s \rangle)$ для столкновений дейтронов и ядер гелия с адронами. Символы квадраты - $d - H, C, O$; - $d - Br, Ag$ - взаимодействия; символы - $^4He - H, C, O$; $^4He - Br, Ag$. Символы кружки dEm - взаимодействия при $Z = 1; 0$. Символы - $^4He - H, C, O$; Em ; Br, Ag - столкновения при $Z = 2; 1; 0$.

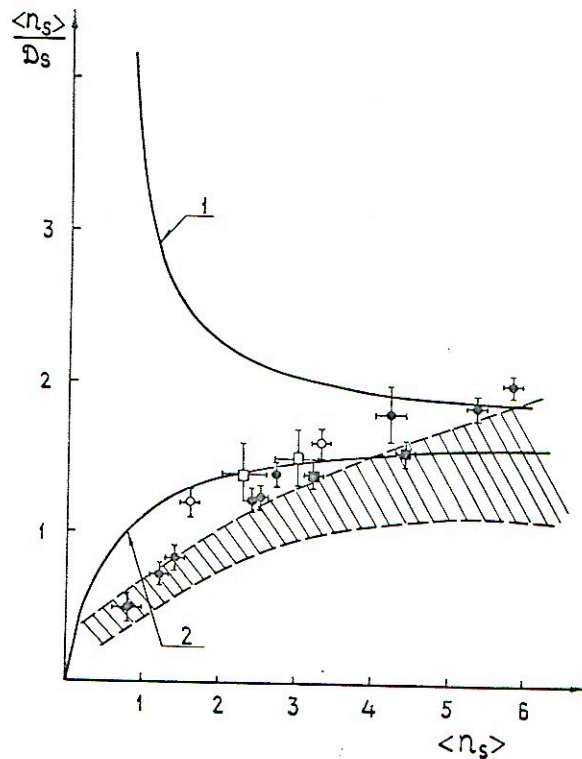


Рис. 32 $\langle n_s \rangle / D_s = f(\langle n_s \rangle)$. Обозначения те же, что на рис. 31. Кривая 1 - зависимость для S -частицы, 2-я кривая и заштрихованная область - взаимодействия протонов с протонами. Заштрихованная область - результаты расчетов, проведенных в тексте.

частицы, дисперсия распределений по S — численности определяется из распределений для S' — частиц. Что является вполне оправданным, если рассматривать последнее распределение как сумму распределений независимых величин: числа рождений S — частиц; и числа образования фрагментов ядра-снаряда. При взаимодействии дейтрона с ядром распределение по числу таких фрагментов является дельта-функцией и, следовательно, дисперсия его равна 0. В случае взаимодействия ядер гелия с ядром стандартной эмульсии эта дисперсия равна $\mathcal{D}_s^{PP} = 0,46 \pm 0,03$, с ядром загрузочной эмульсии $\mathcal{D}_s^{PP} = 0,43 \pm 0,05$. Учет \mathcal{D}_s^{PP} при определении \mathcal{D}_s приводит к уменьшению дисперсии лямбовых частей, но выходящей за пределы статистических ошибок.

Значения \mathcal{D}_s как функции $\langle n_s \rangle$ (рис. 31) для столкновений с ядром в целом уменьшается на зависимость Врублевского для отрицательных частиц, оказываясь в то же время более зависимости для S — треков из взаимодействий протонов с протонами. Первый факт, с нашей точки зрения, носит случайный характер. Вторым — говорит о том, что распределения для ядро-ядерных столкновений оказывается шире распределений для взаимодействий протонов с протонами. Данные для взаимодействий дейтронов с ядрами при определенных значениях Z в пределах ошибок согласуются с зависимостью для столкновений с ядром в целом. Иначе ведут себя данные для столкновений ядер гелия с ядрами при фиксированных значениях Z . При параметризации \mathcal{D}_s от $\langle n_s \rangle$ в виде прямой

$$\mathcal{D}_s = a \langle n_s \rangle + b, \quad (8.27)$$

лучшая поправка даёт $a = 0,25 \pm 0,03$ и $b = 1,41 \pm 0,03$. На-
мном a , для столкновений протонов с протонами /82/ оказыва-
ется более, чем в два раза больше предполагаемого значения
($a_{pp} = 0,50 \pm 0,01$).

Наиболее ярко отличие параметров распределений для ядро-
ядром и протон-протонным столкновений представлено на рис. 32.
Здесь эмпирическая зависимость $\langle n_s \rangle / \mathcal{D}_s = f(\langle n_s \rangle)$ имеет
противоположный ход зависимости для S - частиц из протон-
протонным взаимодействиями (кривая I).

Сравним полученные данные с предсказаниями моделей. Коль-
чество моделей, цитируемых в этой главе, вне зависимости от
динамических предположений предсказывает, что распределения по
численности рождённых частиц при определённых парамет-
рах столкновения будут иметь вид пуассоновских распределений.
Из проведённого анализа следует, что для взаимодействий дейт-
ронов с ядрами это утверждение связывается справедливыми. В
случае, когда на ядро нацелен палочает ядро гелия, распределе-
ния по S - частиц при определённых значениях Z совпадают
от пуассоновских.

Сравнению эмпирических значений \mathcal{D}_s для взаимодейст-
вий с ядром в целом с расчётами по бозонизированной модели
взаимодействия столкновений Вилана /83/ и каскадно-конаритон-
ной модели /87/ приведено в таблице 23. При расчёте \mathcal{D}_s в
рамках модели /83/, предполагалось, что $\langle n \rangle_{NN} = \langle n_s \rangle_{np}$,
а $\mathcal{D}_{NN} = (\mathcal{D}_s)_{pp}$ из параметризации (2.56). Результаты, при-
ведённые в таблице, говорят о хорошей согласии эмпириче-
скими значениями \mathcal{D}_s с расчётами по каскадно-конаритонной

МОДЕЛИ.

Таблица 28

Сравнение экспериментальных значений дисперсии с расчетами
по модели /107, 108/

Модель	Тип взаимодействия	$d-H, C, O$	$d-Br, Ag$	${}^4He-H, C, O$	${}^4He-Br, Ag$
Модель независимых стационарных	107	1,56	4,86	2,95	5,83
Взаимо-коррелированная модель	107	--	--	1,94	2,81
Эксперимент		$1,6 \pm 0,1$	$2,6 \pm 0,1$	$2,2 \pm 0,1$	$2,84 \pm 0,06$

Своеобразной проверкой основного положения модели вращательной турбулентности является анализ, представленный на рис. 31, 32. Из анализа этих рисунков следует, что предположение модели о совпадении характеристик гиро-ядерных и нульон-нульонных взаимодействий при равных энергиях (равные $\langle n_s \rangle$) оказывается несправедливым, по крайней мере для $\langle n_s \rangle \leq 4$. В то же время замечательная полоса, приведенная на рис. 32, хорошо передает ход экспериментальных точек. Расчет этой полосы проводится в рамках картины, где взаимодействие ядер с ядрами рассматривается как суперпозиция нульон-нульонных стационарных. Среднее число частиц в таком режиме равно

$$\langle n \rangle_{AcAm} = \bar{V}_{Ac} \langle n \rangle_{NA_m} = \bar{V}_{Ac} \bar{V}_{NA_m} \langle n \rangle_{NH} \quad (3.23)$$

с дисперсией распределения

$$D_{AcAM}^2 = (\bar{V}_{Ac}^2 - \bar{V}_{Ac}^2) \bar{V}_{NAM}^2 \langle n \rangle_{NN}^2 + \bar{V}_{Ac} \left\{ (\bar{V}_{NAM}^2 - \bar{V}_{NAM}^2) \langle n \rangle_{NN}^2 + \bar{V}_{NAM} D_{NN}^2 \right\}, \quad (3.29)$$

где \bar{V}_{Ac} - среднее число произведенных вторичных нуклонов ядра-спартера, \bar{V}_{NAM} - среднее число столкновений нуклонов ядра-спартера с нуклонами ядра-мишени.

При расчете $\langle n_s \rangle / D_s$ для столкновений ядер гелия с ядрами при определенных значениях Z , предполагалось^{/122/}, что

V_{NAM} распределено по Пуассону. Отсюда следует

$$\frac{D_{AcAM}^2}{\langle n_{AcAM} \rangle^2} = \frac{\bar{V}_{Ac}^2 - \bar{V}_{Ac}^2}{\bar{V}_{Ac}^2} + \frac{\langle n \rangle_{NN}}{\langle n \rangle_{AcAM}} \left(1 + \frac{D_{NN}^2}{\langle n \rangle_{NN}^2} \right) \quad (3.30)$$

В расчетах использовались экспериментальные значения \bar{V}_{Ac} и значения \bar{V}_{Ac}^2 , равные $0,6 \pm 0,1$; $0,2 \pm 1,2$; $13,7 \pm 1,5$, соответственно, для событий с $Z = 2, 1, 0$; $\langle n_s \rangle_{pp} = 1,03 \pm 0,12$

(D_s)_{pp} = 0,67. О выборе $\langle n_s \rangle_{pp}$ более подробно см.^{/122/}.

Виртуальная поправка охватывается ошибками в значениях \bar{V}_{Ac} и \bar{V}_{Ac}^2 .

$\langle n \rangle_{AcAM} = \langle n_s \rangle_{AcAM} \langle n_s \rangle_{pp}$ и (D_s)_{pp}. Используя значение $\langle n \rangle_{NN} = \langle n_s \rangle_{np} = 1,3$ и соответствующей дисперсии $D_s = 0,48$ приходим к лучшему согласию результатов расчета с данными.}

Резюмируя всё вышесказанное в разделе, посвященном характеристикам по множественности, приходим к выводу, что экспериментальному результату в лучшей степени отвечает модель рассматриваемых взаимодействий ядер с ядрами как суммарно нуклон-нуклонным взаимодействиям с учетом конкретных условий, приводящих к разному числу столкновений в ядре-мишени^{/107,111/}. Так в модели глубинного взаимодействия^{/111/} учитывается, что $R_{NAM} = 1 + \delta(\bar{V}_{NAM} - 1)$ оправданно при $\delta = 0,1$ в интервале импульсов 3-5 ГэВ/с,

в диапазоне от $\delta = 0,5$ при больших энергиях.

3.3.4 Условное распределение

На рис. 33 даны условные распределения ядерных зарядов (S - зарядов) по косинусу угла вылета ($\cos \theta$) для взаимодействия с ядром гольма с массовыми ядрами H, C, O и Br, Ag . Здесь не приведены распределения для взаимодействия протонов с протоном при импульсе $4,5 \text{ ГэВ}/c$. Эти распределения были пересчитаны из экспериментальных распределений при энергии падающего протона $9 \text{ ГэВ}/|A|$ в лабораторной системе с использованием параметризации распределений по $\cos \theta^*$ в системе центра масс при импульсе $4 \text{ ГэВ}/c^{1/42}$ в виде

$$\frac{dN}{d \cos \theta^*} = 1 + 3,5 \cos^4 \theta^* \quad (3.31)$$

и $9 \text{ ГэВ}/|A|$

$$\frac{dN}{d \cos \theta^*} = 1,7,5 \cos^4 \theta^* \quad (3.32)$$

При пересчете из лабораторной системы в систему центра и обратно делалось предположение о том, что β для S - частиц близко 1, следовательно,

$$\text{tg } \theta = \frac{1}{\gamma} \text{tg } \frac{\theta^*}{2} \quad (3.33)$$

где γ - лоренц-фактор системы центра масс по отношению к лабораторной системе.

Полученное распределение нормировалось на среднюю множественность S - частиц в pp - взаимодействии:

$$\langle N_S \rangle_{pp} = 1,33.$$

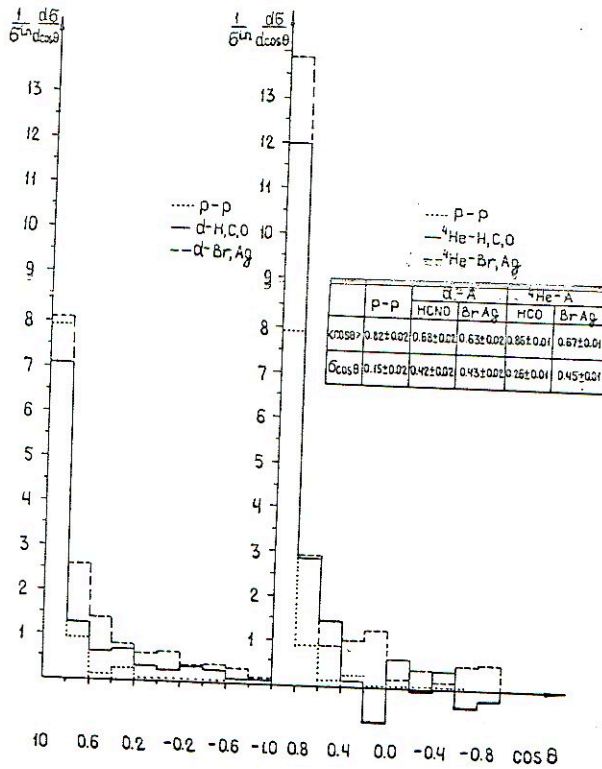


Рис. 33 Распределение по $\cos \theta$ в лабораторной системе координат для S - частиц из высоко-энергетич. дейтронов и ядер гелия с ядрами H, C, O и Br, Ag .

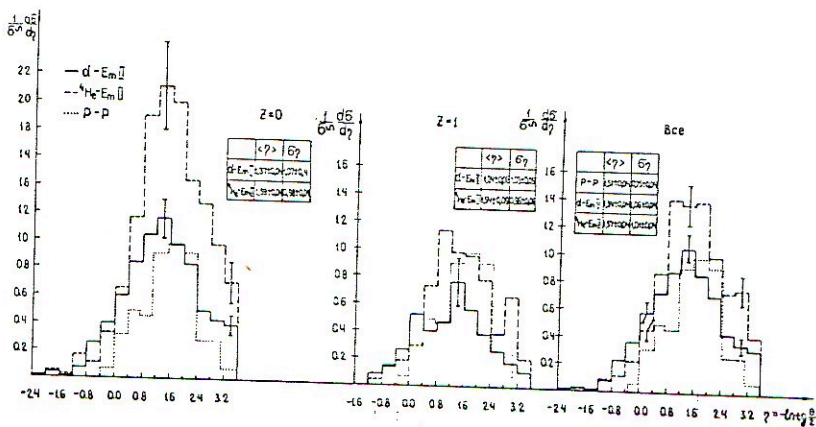


Рис. 34 Распределение по косинусу угла между частицей из высокоэнергетич. дейтронов и ядер гелия с ядрами эмпирически образованной мишени.

Этот распределение, представленные на рис. 28, и из таблицы на рисунке видно, что увеличение атомного веса ядра-мишени приводит к смещу среднего значения $\cos\theta$ в область меньших значений и расширению распределения для взаимодействий ядер белия с ядром. Увеличение атомного веса ядра-снаряда мало влияет на распределение для взаимодействия малотемпных ядер с ядром серебра и брома. Для ядер H, C, O наблюдается увеличение количества частиц вперед с увеличением атомного веса ядра-снаряда. В том, как влияют изменения атомных весов стабилизируемых ядер на выход частиц в различных интервалах $\cos\theta$ можно судить на основе анализа значений показателю степеней d_M и d_c из параметризации (3.22) и (3.23). Эти величины даны в таблице 29.

Таблица 29

Значения показателю степеней d_M и d_c из параметризации (3.22) и (3.23) в различных интервалах $\cos\theta$ для взаимодействий дейтрона и ядер белия с ядром H, C, O и Br, Ag

$\cos\theta$	d_M		d_c	
	d	${}^4\text{He}$	H, C, O	Br, Ag
1,0 - 0,0	0,65 ± 0,07	0,67 ± 0,06	0,8 ± 0,2	0,8 ± 0,2
0,8 - 0,0	0,29 ± 0,09	0,24 ± 0,06	0,8 ± 0,3	0,2 ± 0,2
0,0 - (-1,0)	0,2 ± 0,1	0,3 ± 0,2	-1,0 ± 0,6	0,1 ± 0,3

Увеличение атомного веса ядра-мишени приводит к росту числа частиц в области $0,8 < \cos\theta \leq 0,0$ и задней полусфере. Фронт, если в стабилизованных дейтронах с ядром d_M для частиц, летящих в заднюю полусферу близко аномальному

значительно при взаимодействии адронов с ядрами при высокой энергии (см. рис. 10), то d_M для наиболее тяжелых ядер гелия в пределах ошибок превосходит d_M для дейтрона более, чем в два раза и согласуется с зависимостью $A_M^{2/3}$. Угол частиц в конус углов с $\cos \theta \geq 0,8$ не зависит от атомного веса ядра мишени.

Иная картина наблюдается для d_c . Здесь число частиц с углом, для которых $\cos \theta \geq 0,8$, пропорционально $A_c^{2/3}$. Число частиц в заданном полушарии для столкновения с группой ядер брома и серебра, практически, не зависит от атомного веса ядра-снаряда. В случае взаимодействия с лёгкими ядрами (H, C, O) увеличение этого атомного веса приводит к уменьшению числа частиц в заданном полушарии.

На рис. 34 даны угловые распределения по квазибыстроте

$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$$

при взаимодействии дейтрона и ядер гелия с ядрами мишени, обогащённой лёгкими ядрами ($E_M \approx 11$). Здесь же на рисунке в таблицах приведены средние значения квазибыстрот, их стандартные отклонения. Увеличение атомного веса ядра-снаряда приводит к смещению распределения в область больших значений η . При этом, значения средней квазибыстроты и σ_η практически не меняются при изменении суммарного заряда частиц, фрагментов. Аналогичное поведение угловых распределений отмечалось в работе /135/, где исследовались взаимодействия дейтронов и ядер гелия с группами ядер C, N, O и Br, Ag при энергии 4,5 ГэВ/с на протон.

На рисунке представлено также распределение для pH - взаимодействия при 4,5 ГэВ/с. Это распределение - результат поресчёта распределения по углу вылета θ в лабораторной системе координат для энергии падающего протона 9 ГэВ /136/.

Процедура подсчёта была изложена ранее. Распределения для стокгольмских ядер с ядрами считаются изредка распределения для протон-нейтронных взаимодействий. В случае палеванского дейтрона распределение "также" несомненно. Фигуры $\langle \eta \rangle$ для стокгольмских ядер почти с ядрами считаются близкие $\langle \eta \rangle$ для p_n стокгольмских. В этом случае наблюдается равномерное увеличение числа часов по сравнению с распределением для p_n - стокгольмских во всём интервале квазибыстрот.

В таблице 30 приведены данные по изменению выхода часов в различных интервалах η с ростом атомного веса ядра-сварца.

Таблица 30

Средние значения соотношений

$$\left(\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\eta} \right)_{He-E_m II} / \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \frac{d\sigma}{d\eta} \right)_{d-E_m II} \quad \text{для соотношений}$$

с различными значениями Z в различных интервалах квазибыстрот

η	$Z=1$	$Z=0$	Всё
-2,4 - 0,8	1,0 \pm 0,2	1,7 \pm 0,2	0,9 \pm 0,1
0,8 - 1,4	2,0 \pm 0,5	1,8 \pm 0,3	1,5 \pm 0,2
1,4 - 3,6	1,8 \pm 0,4	2,0 \pm 0,3	1,6 \pm 0,2

0,15
0,58
0,88

Как и в случае распределений по $\cos \theta$ для всех трёх групп наблюдается увеличение числа часов с ростом атомного веса ядра-сварца в области его фрагментации $\eta > 1,37$ ($X^{C.E.M.} > 0,1$) и в центральной области $0,00 < \eta \leq 1,37$ ($|X^{C.E.M.}| < 0,1$). В области фрагментации ядра-железа $\eta \leq 0,00$ ($X^{C.E.M.} < -0,1$)

определяется поведением функции η от атомного веса ядра-связки.

Для случая показателя степени α_M при функционировании A_c в данном случае для порывного ядра гелия, в тех же областях η восстанавливаются распределения по $\cos \theta$ (рис. 33) для стенок-носителей с ядрами H, C, O и Br, Ag . Полученные показатели степени равны - $0,02 \pm 0,06$; $0,33 \pm 0,59$; $0,43 \pm 0,09$ соответственно для областей $\eta > 1,4$; $0,8 < \eta \leq 1,4$; $\eta \leq 0,8$.

Сравним полученные нами результаты с предсказаниями модели.

В таблице 31 дано сравнение относительных экспериментальных значений распределений с ожидаемыми значениями этих относительных в модели многократного рассеяния Мабольского /III/ и паровой модели Бродского /37/. При расчётах по модели /III/ использовались соотношения (3,7-3,9). Среднее число нуклонов каждого ядра, принимающего участие во взаимодействии полагалось равным $N_{Ac} = \langle n_{e_3} \rangle_{\text{ср}} \cdot N_{Am} = \langle \nu \rangle_{Am}$, где $\langle \nu \rangle_{Am}$ в свою очередь определяется по (3,25). $\delta(x)$ в области фрагментации ядра-связки полагалось равным 0, в области фрагментации ядра-мишени 0,33, согласно нашей модели по взаимодействию протонов с ядрами (раздел 2.3.5).

Паровая модель Бродского /37/ даёт относительное изобилие нуклонов в центральной области в области изобилия малых ядер сотни GeV/c на нуклон. В расчётах использовались параметры (3,10) и (3,24) для σ_{AcAm}^{in} и σ_{NAm}^{in} .

Наблюдается хорошее согласие экспериментальных относительных и ожидаемых относительных подсчитываний по этим двум моделям.

ТАБЛИЦА 31

Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими
полюсами /37, III/

Состояние излучения состояния	Полюсы	Область фрактон- талии ядра- сферия $\eta > 1,37$	Полная область область $0,99 < \eta \leq 1,37$	Область фрактон- талии ядра- сферия $\eta \leq 0,99$
	Интегрально- го рассеяния III	1,49	1,50	0,95
$\frac{\sigma(^4\text{He} - E_{mII})}{\sigma(d - E_{mII})}$	Картоная 37		1,37	
	Эксперимент	$1,6 \pm 0,2$	$1,5 \pm 0,2$	$0,9 \pm 0,1$
	Интегрально- го рассеяния III	1,0	2,0	2,0
$\frac{\sigma(d - \text{Br, Ag})}{\sigma(d - \text{H, C, O})}$	Картоная 37		1,70	
	Эксперимент	$1,1 \pm 0,2$		$1,8 \pm 0,3$
	Интегрально- го рассеяния III	1,0	2,26	2,26
$\frac{\sigma(^4\text{He} - \text{Br, Ag})}{\sigma(^4\text{He} - \text{H, C, O})}$	Картоная 37		1,00	
	Эксперимент	$0,9 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,4$	$2,5 \pm 0,5$

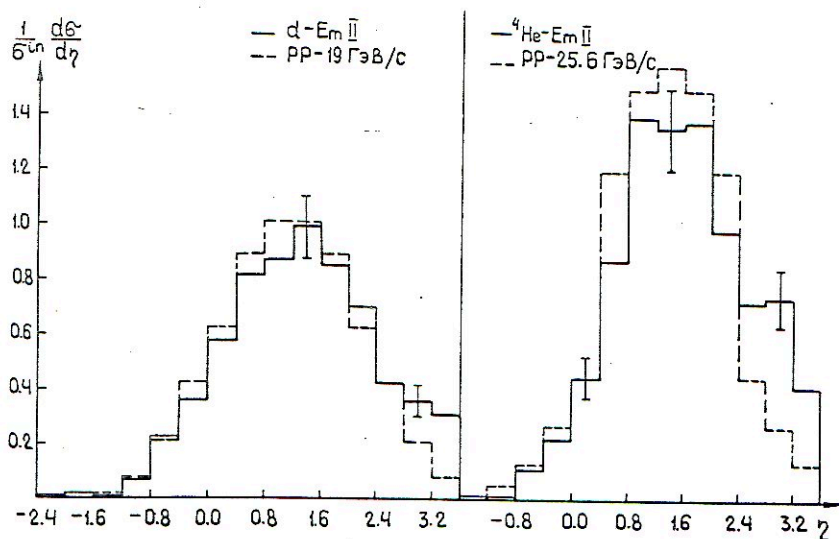


Рис. 35 Сравнение экспериментальных распределений по искомым частотам (сплошные гистограммы) с предсказанными моделями когерентной трубы (штриховые гистограммы) /48/.

Сопоставляя с данными поперечной трубы /40/ проводимо на рис. 5б. Здесь распределение по квазиэнергии для $d-E_m \Pi$ и ${}^4\text{He}-E_m \Pi$ взаимодействий сравнивается с распределением по энергии пи-мезонов для $p-p$ столкновения при соответствующем импульсе 10 ГэВ/с /44/ и 35,4 ГэВ/с, соответственно. Распределение для 35,4 ГэВ/с пересчитано из данных для 30,6 ГэВ/с /44/ в предположении близости распределений по $y^{C.M.M.}$ при обмен импульсом.

Распределения для взаимодействий протонов с протонами преобразованы в соответствии с (3.14) и нормированы на средние значения множественностей S тронов в $d-E_m \Pi$ и ${}^4\text{He}-E_m \Pi$ взаимодействиях. Наблюдается некоторое различие в кинематике распределений в области больших η , что может быть связано с использованием для S тронов распределений по энергии для пи-мезонов.

Таким образом, анализ угловых распределений показывает, что предсказанные этими различиями в своей основе модели как модель поперечной трубы и модель многократного рассеяния, оказываются близкими в области энергий несколько ГэВ на нуклон и, что они в состоянии описать экспериментальные распределения.

3.3. Многоты

Получиме столкновений дейтерия и ядер белии с ядрами с помощью исследования сечений поупругого взаимодействия, средней множественности, распределений по множественности и угловым распределением показало, что взаимодействии этих ядер с ядрами может быть транзитом как суперпозиция взаимодействий нуклонов сближающихся ядер. Что подтверждает успешное описание экспериментальных данных моделью многократного рассеяния и распада-испарительной моделью. Небольшое описание данных по средней множественности и угловым распределением моделью коллективного типа, а именно, моделью когерентной группы не является единством в пользу коллективного характера механизма взаимодействия ядер. Просто перечисление маркерными означаются малочувствительными и этому показанию. В то же время, зависимость диаметра от средней множественности не находит объяснения в рамках модели когерентной группы.

На основе этого приходится замечать, что процессы коллективного типа в столкновениях с малыми передачами ведутся, которые дают определенную вклад в несложные или события, не играют существенной роли. Для выявления таких процессов и их изучения требуется специальная постановка эксперимента, направленная на выделение столкновений с большими передачами ведутся.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе исследования процессов множественного рожденья быстрых частиц ($\beta > 0,7$) на ядрах алюминия и протонов с импульсами 50-70 ГэВ/с, дейтронов и ядрах гелия с импульсами 4,5 ГэВ/с на пулевой биме получены следующие результаты.

1. Разработана исходная видимость взаимодействий на грунковых мишенях и теплицах ядер с использованием фотомультиplier, различного концентрацией составляющие их ядер.

2. Показано, что средние множественности однозарядных частиц с $\beta > 0,7$ слабо зависят от атомного веса ядра-мишени. При аннотации $\langle n_s \rangle \sim A_M^{\alpha_M}$ $\alpha_M = 0,09 \pm 0,03; 0,18 \pm 0,03; 0,18 \pm 0,03; 0,16 \pm 0,03$ для ионов, протонов, дейтронов и ядер гелия соответственно. Различие в $\langle n_s \rangle$ для ионов и протонов связано с различной силой взаимодействия ионов с протоном и ядром.

3. Обнаружено, что распределение по числу быстрых частиц для всех столкновений ионов, протонов и ядер гелия с ядром, а также распределение для взаимодействий при близком проходе параллельно удару отличаются от пуассоновских. Эти распределения имеют распределения для взаимодействий адронов с нуклоном. В случае "центральных" столкновений распределения оказываются уже распределениями для всех взаимодействий.

4. Показано, что корреляции между средним числом быстрых частиц и степенью разрушения ядра-мишени при столкновении протонов и ионов с ядром C, N, O оказываются отрицательными. Для взаимодействий протонов с ядром B, Ag среднее число

Сечение реакции растёт быстрее с увеличением степени возбуждения ядра, чем в случае взаимодействия нейтронов с этими ядрами.

5. Показано, что минимальные сечения по квазибыстроте для деления ядрами быстрых нейтронов в столбовых ядрах и ядер с ядрами ведут себя подобным образом. При экстраполяции этой зависимости степенной функцией показатель степени с ростом квазибыстроты уменьшается от значения равного $\sim 1/3$, до отрицательных значений. В области квазибыстрот от 1,4 до 3,0 относительные минимальные сечения для столбовых нейтронов и протонов с ядрами серебра и брома равно $0,8 \pm 0,1$.

6. Показано, что в столбовых отрицательных нейтронах с ядрами увеличение их атомного веса приводит к увеличению избытка положительного заряда за счёт большого быстрого положительного заряда в заднюю полусферу с.д.н. нейтрон-нейтрон.

Число отрицательных нейтронов с импульсом $p > 0,5\rho$ падает пропорционально $A_M^{-0,83 \pm 0,08}$.

7. Замечено, что полный коэффициент неупругости при взаимодействии отрицательных нейтронов с ядрами слабо растёт с ростом веса ядра-мишени $A_M^{0,05 \pm 0,01}$.

8. Получены сечения неупругих столбовых дейтронов и ядер He^4 с ядрами, которые хорошо аппроксимируются зависимостью

$$\sigma^{in} = \pi z_0^2 (A_c^{1/3} + A_M^{1/3} - B)^2$$

где $z_0 = 1,43 \pm 0,03$ фм, $B = 1,32 \pm 0,05$.

9. Показано, что сечения фрагментации дейтронов и ядер гелия на частицы с зарядом 1 и 2 зависят от атомного веса ядра-мишени как $A_M^{2/3}$, а сечение расщепления ядра He^4 на

два закона поведения протонно-нейтронно

10. Кроме того сопоставлено с существующими теоретическими моделями взаимодействие адронов и ядер с ядрами. Показано, что основные черты результатов по рождению быстрых адронов на ядрах адронными мюонами описываются моделью адитивных кварков. Столкновение ядер с ядрами описывается каскадно-испарительной моделью и моделью Гельмгольца-Гейтнера.

Из приведенных результатов видно, что несмотря на различные энергии, приоткрылся на мюонном палочковом объекте, более чем в десять раз, для обоих процессов наблюдается ряд общих закономерностей (см. пункты 2, 3, 5). Что может быть связано как с чувствительностью данных характеристик и механизму рождения быстрых частиц на ядрах, так и с общностью этих механизмов.

В замечании считаю необходимым выразить глубокую благодарность научному руководителю, доктору (физико-математических наук) Телотову Константину Дмитриевичу за предоставленную тему исследования, за постоянное внимание и поддержку в работе на протяжении более 10 лет. Глубокую признательность приношу бывшим сотрудникам НИИ Калыну Абду, Рашиду Абдуазисовичу Мухамедову, Эмануилу Степану и ныне покойному Давидову Носовичу за большую помощь в работе.

Глубоко благодарна коллегам по международному сотрудничеству за полезные обсуждения и разрешение на использование ряда результатов совместных исследований в этой работе.

Глубоко признательна коллективу группы по обработке ядерных фотоснимков. Особую признательность хотелось выразить Поповой Марии Ивановне и Поповой Анне Константиновне, разработавшей и изготовившей ядерные эмульсии с обеспечением их длительной и эффективной жизни.

Выражаю искреннюю благодарность коллегам отдела синхрофазотрона ИФЭ АНН и отдела ускорителя ИФЭ за помощь в облучении эмульсии.

Почтительно признательность пишу коллективу группы ядерных фотоснимков, особенно Инессе Ивановне Сосулькиной, Анне Максимовне Сосулькиной, Рине Алексеевне Стариковой и Ивану Сергеевичу Марьину, без труда которых не было бы возможным проведение этих исследований.

И очень благодарна Дмитрию Павловичу Глизовой за неоцененную помощь в оформлении диссертации, коллективу фотогруппы Почепова Виктора Васильевича, выполнившим большой объем по печатанию иллюстративного материала. И наконец, я глубоко признательна Павлову Владимиру Григорьевичу за постоянную поддержку в работе над диссертацией.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Р.Докторов, И.М.Часиньков
Известиями распада частиц в ядерных олульониях. "Наука",
Евс.ССР, Алма-Ата, 1969.
2. С.А.Авипов и др.
Взаимодействие частиц высокой энергии с нуклонами и ядрами.
"САН" Увс.ССР, Ташкент, 1972, 85
3. В.В.Антоп, А.И.Винидий, Г.С.Шабратова и др.
СВНИ, PI-5372, Дубна (1973)
4. С.Н. Вадим, И.И.Евпачёв, ..., Г.С.Шабратова и др.
СВНИ, PI-5504, Дубна (1972)
5. И.И.Аджипович, И.Давиджан, В.Г.Марипова, И.И.Толстов,
Г.С.Шабратова.
СВНИ, PI-5316, Дубна (1972)
6. И.И.Толстов, ..., Г.С.Шабратова и др.
СВНИ, PI-5513, Дубна (1974)
7. И.Г.Виргер, Ю.А.Слородни
ЖЭТФ, 36 (1959) 1159
8. И.И.Трапезничий и др.
СВНИ, 553, Дубна (1969)
9. И.Давиджан, И.И.Толстов, Г.С.Шабратова
СВНИ, PI-5323, Дубна (1970); *Nucl.Phys.* B40 (1972) 190
10. И.И.Абдо, ..., Г.С.Шабратова et.
СВНИ, PI-7548, Дубна (1973)

11. K.M. Abdo, ..., G.S. Shabratova et.al.
Proc. of XXth Intern. Conference on Elementary Particles,
Aix-en-Provence (1973)
12. Волкова И.И., ..., Набрatова Г.С. и др.
ОИЯИ, РИ-9804, Дубна (1975)
13. Shabratova G.S., Holstov K.D. et.al
Acta Phys. Slov. 28 (1978) 132
14. H. Dalkhashav, G.S. Shabratova et.al.
Nucl. Phys. A 222 (1974) 614
15. K.M. Abdo, ..., G.S. Shabratova et.al.
JINR, E1-3021, Dubna (1974)
16. Др. А. Саломов, ..., Г.С. Набрatова и др.
ОИЯИ, РИ-9217, Дубна (1975); Известия ИФВЭ 22 (1975) 56
17. В.Т. Воинов, ..., Г.С. Набрatова и др.
Программа ОИЯИ 106, Москва (1976); ИФ 35 (1977) 1008
18. В.Т. Воинов, ..., Г.С. Набрatова и др.
Программа ОИЯИ 106, Москва (1976); ИФ 26 (1977) 1037
19. Др. А. Саломов, И.М. Толстов, Г.С. Набрatова, А. Эль-Матн
ОИЯИ, РИ-10724, Дубна (1977); ИФ 27 (1978) 1008
20. С. Ахроров, ..., Г.С. Набрatова и др.
ОИЯИ, РИ-8368, Дубна (1976)
21. В.Н. Кашин, ..., Г.С. Набрatова и др.
ОИЯИ, РИ-10702, Дубна (1977); Zeit für Phys. A 284 (1978)
22. ²⁰³
Г.С. Набрatова
ОИЯИ, РИ-12060 (1978)

31. V.M. Kuznetsov et al.
Lectures on L- and M-particle production mechanisms in proton-proton collisions, Physics (1976)
32. G. Basso
Acta Phys. Tolonica 23 (1977) 333
33. I. Stenlund
Proc. of Triangle Seminar on Recent Developments in High Energy Phys. Cern, CERN (1977)
34. S. Durr
Summary talk at XII Intern. Conference on High Energy Phys., Tokyo (1978)
35. H. Gottfried, DE BH 4735-6111, 1973
36. F. Bortocchi, Report IC/75/67, Trieste, 1975
37. B. Andersson
Proc. of the VII Symp. on Multiparticle Dynamics, Buzsag (1976)
38. S.A. Azimov et al.
Invited talk at First Workshop on Ultrarelativistic Nucleon Collisions, Berkeley (1979)
39. S.G. Kuznetsov, B.N. Yonkov
Lectures on Multiparticle Production Mechanisms in Proton-Proton Collisions, Moscow, 1978
40. A. Dan. J. Vary Phys. Rev., 26 (1972) 2442

33. B.M. Podolskiy
Doklady Akad. Nauk SSSR, Moscow (1976); Nucl. Phys. B132 (1978)
491.
34. G.B. Alaberdyan, et. al.
ZhEF, 12, 12822, Dubna (1979)
35. G.B. Alaberdyan, et. al.
ZhEF, 12-12825, Dubna (1979)
36. I.V. Pavlyuchenko, N.N. Nikolaev. Zh. 34 (1976) 772
37. S.J. Brodsky, J.F. Gunion, J.H. Kühn
Phys. Rev. Lett. 39 (1978) 1120
38. V.V. Anisovich, Yu.M. Shabelsky, V.M. Shekhter
Nucl. Phys., B133 (1978) 477
39. Yu.M. Shabelsky, V.M. Shekhter
Report ANPI 524, Leningrad (1979)
40. N.N. Nikolaev, A.Ya. Ostapchuck Zh 2575-Sov. (1978)
41. F.S. Lehman, G.A. Winbow
Phys. Rev., D10 (1974) 2962
42. J. Koplik, A.H. Mueller
Phys. Rev., D12 (1975) 3638
43. J.H. Weis Zh 2197-0 Zh (1976)
44. A. Capella, A. Kaidalov
Nucl. Phys., B111 (1976) 477
45. G.S. Danchinski, E.A. Minonikh. ZhEF, 29 (1955) 920
46. K. Gottfried. Report on Intern Conference on High Energy
Phys. and Nucl. Structure, Uppsala (1973)

47. J.B. Durrin. *EPJ* 24 (1976) 630
48. J. Altek et.al. Preprint TSCHECHIK-PH-76-87 (1976)
49. V.G. Korzhonkov et.al.
JINR E2-5232, Dubna (1970)
50. B.G. Baranovskov и др. *IB* 13 (1971) 743
51. B.G. Baranovskov, D.G. Kosvachko
Acta Phys. Pol., B10 (1979) 607
52. B.G. Baranovskov, C.M. Hnussov
IB 13 (1975) 106
53. I.Z. Artykov et.al., *Nucl. Phys.*, B5 (1968) 11
54. A. Capella, A. Krzywicki
Report on VIII Intern. Sympos. on Multiparticle
Dynamics, Kaysersberg (1977)
55. B.M. Dampov, H.H. Nikolaev
IB 31 (1975) 437
56. H.N. Nikolaev, *Phys. Lett.*, 60B (1976) 363
57. B.B. Anisovitch, H.H. Nabolskii, B.M. Mokter
IB 30 (1976) 1063
58. B.B. Anisovitch, O.P. Melnykh, H.H. Nabolskii
IB 27 (1976) 1630
59. H.N. Nikolaev, S. Porowski, *Phys. Lett.*, B80 (1979) 290
60. K.M. Zevin, M.G. Pyskin, H.N. Nikolaev
EPJ 22 2780-CHEM (1975)

68. В.И.Ливинки, И.И.Розенталь, О.М.Соргосз
УФН 131 (1977) 3
69. H.Nasuda, R.H.Weinert. Phys.Rev., D18 (1978) 1515
70. С.В.Андров, Э.В.Мурин. ЯФ 23 (1978) 485
71. С.С.Болотников, Л.Д.Ланцау
Собрание трудов Л.Д.Ланцау "Наука", М., 1969
72. Е.А.Милочкин, И.И.Розенталь. НУТФ 33 (1957) 197
73. С.С.Болотников, Л.Д.Ланцау. УФН 56 (1955) 309
74. А.Б.Нестандюкит. Письма НУТФ 19 (1974) 654
75. S.Fredrikson. Nucl.Phys., B111 (1976) 167
76. Meng Te-Chung. Phys. Rev. D 15 (1977) 197
77. V.V.Amosov et.al. Phys.Lett., B42 (1972) 519
78. G.Brenberg et.al. Phys.Rev., D 15 (1977) 64
79. J.Babecki. Acta Phys.Polon., B5 (1975) 443
80. О.М.Козомача и др. ЯФ, 22 (1975) 731
81. M.A.Faessler et.al. Nucl.Phys., B157 (1979) 1
82. A.Jurak, A.Linscheid Cracow Report 993/PH, 1976
83. D.S. Ayres et.al. Phys.Rev., D15 (1977) 3105
84. A.S.Carroll et.al. Phys.Lett., 80B (1979) 319
85. J.Dusza. Report at Intern. Conference on High-Energy
Phys. and Nucl. Structure, Santa Fe and Los Alamos,
1975, AIP. Conference Proceeding

79. J. Kubiczki et al. Report 292/71 Glasgow, 1976
80. J. Otterlund et al. Report at 15th Intern. Cosmic. Conference, Plovdiv (1977) 61
81. F. N. Ganguli, P. K. Malhotra. Phys. Lett., 42 B (1972) 83
82. B. De Woll, J. J. Dumont, F. Kerboune
Nucl. Phys., B 87 (1975) 325
83. A. Wroblewski. VIII Intern. Sympos. on Multiparticle Dynamics, Karlsruhe, 1977
84. J. Bleszyńska, M. Bleszyński, W. Czyż
Acta Phys. Polonica, B 8 (1977) 393
85. Азия-Ала -- Ленинград-Москва-Ташкент -- сотрудничество
Препринт СИАИ 9, Москва (1974)
86. Азия-Ала-Ватчина-Москва-Ташкент -- сотрудничество
Препринт СИАИ 76, Москва (1977)
87. B. Andersson, J. Otterlund. Nucl. Phys., B33 (1975) 349
88. G. Dowland, A. Dav, P. Dillon. Phys. Rev., D13 (1976) 161
89. И. С. Анисимов и др., СИАИ, PE--ИУСРА, Дубна (1976)
90. И. С. Анисимов и др., СИАИ PE--ИУСРА, Дубна (1978)
91. U. E. Frankefurt, M. I. Strikman
Preprint IAPF 329, Leningrad (1977)
92. А. М. Сафрин и др., СИАИ PE--ИУСРА, Дубна (1976)
93. Сотрудничество: Бухарест-Букарест-Дубна-Кранов-София-
Белград-Ташкент-Умань-Ватор-Манай.
СИАИ PE--ИУСРА, Дубна (1976)

94. И.Александр и др. Изв. ВУ (1970) 100
95. С.А.Азимов и др. Изв. АН СССР, серия физическая, 38 (1974) 218.
96. И.С.Аварин, С.Р.Говорун, Ю.А.Шаминкин. Изв. ВУ (1974) 300
97. А.М.Валкин и др. СИН РИ-5610, Дубна (1971)
98. J. Nozama et. al. Phys. Rev. Lett., 36 (1976) 88
99. А.В.Минин. СИН ОI (1971) 2200
100. F. Kachello, W.D. Banger, A. Langer. Nucl. Phys., A219 (1974), 612.
101. А.В.Балдин. СИН В1-11368, Дубна (1978)
102. Н.И.Соболев et. al. Nucl. Phys., A 251 (1975) 502
103. H. Feshbach. Lecture given at Ecole D'ete de Physique Theorique, France, August, 1977
104. A.S. Goldhaber, H.H. Heckman, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 28 (1978) 161
105. А.М.Балдин. Proc. of the 19th Intern. Conf. in High Energy Physics, Tokyo (1978) 455
106. В.С.Варанников и др. СИН РЭ-6195, Дубна (1971)
107. В.С.Варанников, Ф.Г.Корети, М.М.Мусульманбеков. СИН РЭ-13018, Дубна (1979)
108. G. Falck, H. Pilkuhn, H.G. Schlaile. Ann. Phys. 82 (1974) 325
109. В.С.Варанников, М.М.Мусульманбеков. Acta Phys. Polon., B 10 (1979) 375

113. В.В.Фламенков, Ч.Морон
ОИИ ПЗ-13076, Дубна (1973)
114. Yu.M.Mhabelsky. Acta Phys.Polon., B 10 (1979) 1049
115. J.P.Vary Proc. of the Symposium on Relativistic Heavy
Ion Research GSI-P-5-73, Darmstadt,
(1973) 197.
113. J.Hüfner, J.Kroll. Nucl.Phys. A 290 (1977) 460
114. J.Gosset et.al. Phys.Rev., C 16 (1977) 629
115. J.I.Kapusta. Phys.Rev., C 16 (1977) 1493
116. V.D.Myers. Nucl. Phys., A 296 (1978) 177
117. J.Gosset, J.I.Kapusta, G.D.Westfall
Phys.Rev., C 18 (1978) 844
118. Y.Afek et.al. Phys.Rev.Lett., 41 (1978) 849
119. J.Hüfner, K.Schäfer, B.Schürman
Phys.Rev., C 12 (1975) 1333
120. Abul-Nagd A., J.Hüfner, B.Schürman
Phys.Lett., 603 (1976) 327
121. Colenza L.S., Hüfner J., Sander C.
Nucl. Phys., A 276 (1977) 509
122. J.A.Galstyan et.al. Nucl.Phys., A 203 (1973) 626
123. И.И.Ворачёв и др. ОИИ ПЗ-6877, Дубна (1972)
124. H.Winzeler. Nuovo Cim., 17 (1960) 17
125. D.P.Greiner et.al., Phys.Rev.Lett., 35 (1975) 152
126. OIИ-200 Collaboration Alma-Ata-Dubna-Tbilisi-Warsaw,
OИИ ПЗ-12730, Dubna (1979)

142. H. Rossi et al. Nuovo Cim., 58 (1958) 475

143. E. H. Snider et al. Phys. Rev. 137 (1959) 1225

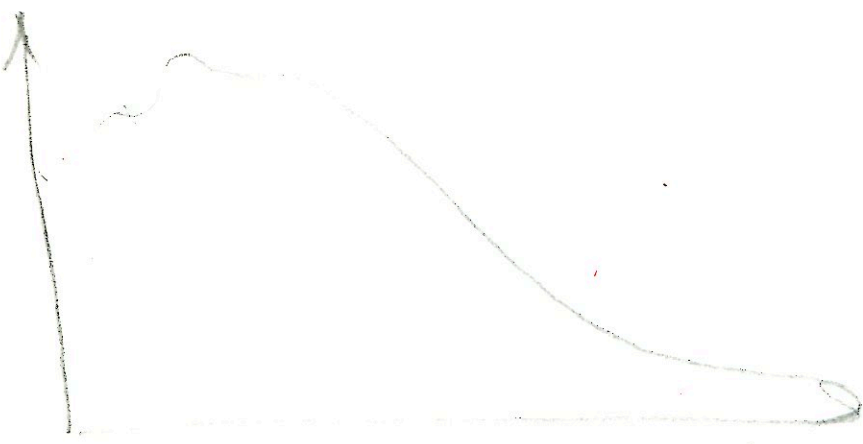
144. D. Horn. Phys. Reports, 40 (1972) 3

145. V. H. Sime et al. Nucl. Phys. B41 (1972) 317

$$p_{PB} \approx \frac{1}{5} \quad \frac{1}{15} \quad \frac{1}{5}$$

$$10 \pm 5$$

$$P_0 = 4,5 \text{ A Td/c.}$$



$$1/p_B = x$$

$$f = a_1 \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \bar{x}_1}{\sigma_1} \right)^2} + a_2 \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \bar{x}_2}{\sigma_2} \right)^2} + a_3 \frac{1}{\sigma_3 \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x - \bar{x}_3}{\sigma_3} \right)^2}$$

$$x_1 = \frac{1}{(PB)_p} = \frac{1}{4.4}$$

σ_1 = экстр. сред. шумк. в сред. PB в области 4 Td

$$x_2 = \frac{1}{(PB)_d} = \frac{1}{8.8}$$

σ_2 = экстр. сред. шумк. в обл. 8 Td

$$x_3 = \frac{1}{(PB)_e} = \frac{1}{13.2}$$

σ_3 = — — — в обл. 13 Td