

ОРДЕНА ДРУЖБЫ НАРОДОВ АКАДЕМИЯ НАУК УЗССР

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им.С.В.СТАРОДУБЦЕВА

Дорогому Садуку Азимовичу!
С искренней признательностью за постоянное
отеческое участие в судьбе и глубоким уважением
от благодарного ученика.
25.11.1983.

Кабул

На правах рукописи

КАБУЛНИЯЗОВ ХАМИДУЛЛА ДЖУМАЕВИЧ

УДК 539.121.7

ХАРАКТЕРИСТИКИ СИЛЬНОИОНИЗУЮЩИХ ЧАСТИЦ И КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ
ЭФФЕКТЫ В АДРОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ В ЭМУЛЬСИИ В ИНТЕРВАЛЕ
(20 - 400) ГЭВ

(01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц)

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:

Академик АН УзССР С.А.АЗИМОВ

Доктор физико-математических

наук К.Г.ГУЛАМОВ

ТАШКЕНТ - 1983

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4 стр.
Глава I. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕ- НИЯ ОБ АДРОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ.....	7
I. Экспериментальные данные.....	7
I.1. Множественности релятивистских частиц.....	8
I.2. Угловые распределения ливневых частиц.....	10
I.3. Двухчастичные корреляции между ливневыми частицами..	12
I.4. О составе вторичных медленных частиц.....	14
I.5. Распределение по множественности сильноионизирующих частиц.....	15
I.6. Энергия возбуждения ядра-мишени и одночастичные распределения медленных частиц.....	16
I.7. Корреляции множественностей.....	17
I.8. Зависимость угловых распределений релятивистских частиц от множественности медленных частиц.....	18
I.9. Угловые корреляции между разными типами частиц.....	19
2. Теоретические подходы к высокоэнергичным взаимодействиям.....	22
2.1. Коллективные модели и трудности при объяснении экспериментальных данных.....	23
2.2. Модели многократного перерасеяния и степень их соответствия экспериментальным результатам.....	26
Глава 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И СВЕДЕНИЯ ОБ ИСПОЛЬ- ЗУЕМЫХ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯХ ДАННЫХ.....	30
I. Условия эксперимента, просмотр и отбор событий.....	30
2. О количественном разделении заряженных частиц по ти- пам S , g , b , h и методика угловых измерений.....	32
3. О параметрах моделей многократного рассеяния на ядрах	35
Глава 3. МНОЖЕСТВЕННОСТИ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СИЛЬНО- ИОНИЗИРУЮЩИХ ЧАСТИЦ.....	39
I. Множественности.....	39
I.1. Средние множественности g , b и h -частиц.....	39
I.2. Распределения по множественности.....	43

1.3. Множественность g -частиц в передней и задней полусферах.....	44
2. Угловые распределения сильноионизирующих частиц.....	48
2.1. Инклюзивные распределения.....	48
2.2. Полуинклюзивные распределения.....	50
3. Множественности и угловые распределения в hA соударениях с вылетом адронов в заднюю полусферу.....	53
3.1. О вкладе событий с вылетом и без вылета адронов "назад".....	54
3.2. Множественности S - и g -частиц в событиях с вылетом адронов "назад".....	54
3.3. Угловые распределения в событиях с вылетом адронов "назад".....	57
4. Обсуждение экспериментальных данных.....	62
Глава 4. ФЛУКТУАЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТЕЙ СИЛЬНОИОНИЗИРУЮЩИХ И РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ПЕРЕДНЕЙ И ЗАДНЕЙ ПОЛУСФЕРАХ.....	72
1. О методе изучения длиннодействующих корреляций.....	72
2. Корреляции "вперед-назад" для сильноионизирующих частиц.....	73
3.1. Распределения по множественности в передней и задней полусферах.....	80
3.2. Корреляции множественностей в передней и задней полусферах.....	82
3.3. Обсуждение экспериментальных результатов.....	90
Глава 5. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ hA ВЗАИМОДЕЙСТВИИ.....	95
1. Используемые характеристики и их общие свойства.....	95
2. Ассоциированные множественности в hA соударениях.....	98
3. Корреляции между полярными углами вылета частиц.....	104
4. Азимутальные корреляции.....	107
5. Обсуждение результатов по угловым корреляциям.....	112
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	117
ЛИТЕРАТУРА.....	120

В В Е Д Е Н И Е .

Интенсивное исследование адрон-адронных hh реакций при высоких энергиях в последние десять лет привело к накоплению большого количества данных о множественном рождении частиц. Однако, из-за отсутствия адекватной теории сильных взаимодействий представление о них ограничивалось феноменологическими модельными рассмотрениями. Несомненно, некоторые из этих модельных подходов сыграли большую роль в теоретическом осмыслении динамики взаимодействий в рамках недавно появившейся квантовой хромодинамики (КХД) и особенно в пока ещё немногочисленных попытках её распространения на область процессов с небольшими поперечными импульсами.

Одним из важных методов изучения элементарных процессов представляются широко исследуемые адрон-ядерные hA взаимодействия. Оптимизм в данном подходе был вызван следующими причинами: 1) благодаря большим размерам ядерная мишень обеспечивает достаточную протяженность для пространственно-временного развития адронного вещества и, следовательно, может быть использована в качестве "инструмента" для уточнения всевозможных концепций элементарного акта; 2) изучение вопроса о влиянии на множественное рождение окружающей ядерной материи также порождало надежды выделить информацию о "фундаментальных" взаимодействиях частиц за очень короткое время после их формирования. По-видимому, одним из решающих доводов в пользу исследований hA взаимодействий оказался экспериментальный факт отсутствия (или сильной подавленности) каскадного размножения быстрых частиц и так называемая "прозрачность" ядерного вещества, которые доказывают, что эффекты, обусловленные нера-

венством нулю длин (и времен) формирования адронов конечного состояния, играют существенную роль в процессах множественного образования частиц при высоких энергиях.

Однако, интерес к исследованию hA взаимодействий до последнего времени был необоснованно односторонним: главным образом занимались характеристиками вновь рожденных частиц, за исключением данных о кумулятивном рождении на ядрах, полученных, к сожалению, в области не очень высоких энергий (≤ 10 ГэВ). Сведения о свойствах медленных продуктов фрагментации ядра встречаются значительно реже и посвящены, в основном, их множественности. Но, поскольку эти процессы тесно связаны между собой и генетически взаимообусловлены, то, к примеру, продукты фрагментации ядра должны как-то отражать в своих характеристиках механизмы рождения новых частиц и "запоминать" историю развития реакции. Наиболее подходящим математическим аппаратом, адекватно отображающим суть этой взаимозависимости, оказался метод корреляционных исследований. Можно надеяться, что такое корреляционное исследование адрон-ядерных взаимодействий высоких энергий с использованием всей доступной информации о характеристиках частиц, образованных в различных кинематических областях соударения, окажется более чувствительным к модельным представлениям о механизме взаимодействия, чем анализ одних лишь характеристик рожденных частиц.

С другой стороны, исследование медленных вторичных частиц — продуктов фрагментации ядра в hA соударениях большой энергии (десятки и сотни ГэВ) имеет и самостоятельный интерес; речь идет не только о недостатке данных такого сорта, о чем говорилось выше, но и о поиске различных коллективных эффектов, типа, например, ядерных ударных волн, исследовании

механизмов образования энергичных протонов и т.д.

По нашему мнению, довольно удобный и экономный путь проведения таких исследований заключается в изучении hA взаимодействий с использованием методики ядерных фотоэмульсий, к несомненным достоинствам которой относится и то, что она, наряду с очень быстрыми релятивистскими частицами, позволяет одинаково успешно в условиях 4π геометрии регистрировать и очень малоэнергичные продукты фрагментации ядер. Заметим также, что данная методика позволяет исследовать взаимодействия адронов с разными ядрами, достаточно удаленными по массовому числу и производить пространственные измерения с очень высокой точностью.

Цель настоящей диссертационной работы состоит в следующем:

1) получение новых и статистически обеспеченных экспериментальных данных о характеристиках (множественности, угловые распределения, корреляции) медленных частиц - продуктов фрагментации ядер эмульсии в hA взаимодействиях в широком интервале первичных энергий (20-400 Гэв) ;

2) экспериментальное исследование в hA взаимодействиях высоких энергий корреляционных эффектов между частицами, образованными в различных кинематических областях соударения;

3) количественное сопоставление экспериментальных данных с предсказаниями современных моделей hA взаимодействий.

Работа, являющаяся в настоящее время самой представительной по объёму единообразно накопленного экспериментального материала с измерениями сильноионизирующих частиц, выполнена в лаборатории высоких энергий Физико-технического института АН Узбекской ССР с 1976 г. по 1982 г.

Г Л А В А I .

ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ АДРОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ.

Желание представить современную экспериментальную ситуацию в области hA взаимодействий непременно наталкивается на практически непреодолимое препятствие — объять в разумно ограниченных пределах несоразмерно большой объём информации. Компромисс в этой ситуации состоит в отборе лишь тех экспериментальных результатов, которые представляют наибольшую значимость и с которыми предполагается производить сравнение. Следуя этому правилу, мы, в известной мере за счёт полноты описания, попытаемся изложить в этой главе данные по релятивистским и сильноионизирующим частицам, а также дать некоторые современные модельные представления об hA взаимодействиях. Более подробная информация о затронутых в данной главе результатах может быть получена из обзоров [I-II].

I. Экспериментальные данные.

В большей части исследований множественного рождения частиц на ядре экспериментальные данные обнаруживают неясность в вопросе о возможном "загрязнении" ливневых частиц протонами и сильноионизирующих частиц медленными пионами. Поэтому предварим изложение сведений о различных характеристиках вторичных частиц сообщением результатов ряда работ по изучению их состава. Уже первые данные об hA взаимодействиях большой множественности [I2-I5] показали, что релятивистские ($ср \gg 1$ ГэВ/с) протоны могут давать значительный вклад в множественность заряженных частиц. Хотя в настоящее время данные о характеристиках таких протонов крайне скудны для окончательных выводов,

результаты выполненных экспериментов [12-21] могут быть суммированы следующим образом.

Вне зависимости от типа налетающего адрона в конечном состоянии hA соударения наблюдается избыток быстрых положительных частиц, обусловленный релятивистскими протонами из ядра мишени. Множественность таких протонов зависит от типа снаряда и возрастает с ростом массового числа ядра-мишени; при параметризации $\langle n_p \rangle \sim A^\alpha$ величина $\alpha \approx 0.2 \div 0.3$, что значительно (приблизительно вдвое) меньше, чем соответствующая величина для множественности g -частиц. Данные не противоречат предположению, что отношение множественностей релятивистских протонов в hA и hN соударениях одинаковой энергии $\langle n_p \rangle_{hA} / \langle n_p \rangle_{hN} \approx \langle Y \rangle$, где $\langle Y \rangle = A \sigma_{hN} / \sigma_{hA}$ есть среднее число внутриядерных соударений.

Что касается вклада низкоэнергетических пионов, результаты экспериментов [2, 12-15, 22] можно суммировать следующим образом:

1) медленные пионы рождаются в сравнительно многолучевых hA взаимодействиях, для которых множественности $\langle n_s \rangle$, $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_h \rangle$ возрастают соответственно на 16, 75 и 28 %;

2) вклад низкоэнергетических пионов в множественность медленных частиц сохраняется независимо от первичной энергии на уровне не более 10% от множественности g -частиц;

3) налетающий адрон, последовательно взаимодействуя внутри ядра, даёт основной вклад в образование низкоэнергетических пионов, тогда как участие каскадирующих нуклонов из ядра в их образовании незначительно.

1.1. Множественности релятивистских частиц.

Напомним основные экспериментальные данные о множественностях релятивистских частиц в hA соударениях:

1) множественность во взаимодействии адрона с ядром $\langle n_s(hA) \rangle$

является приблизительно линейной функцией множественности в адрон-нуклонном соударении $\langle n_s(hN) \rangle$. Для характеристики степени мультипликации множественности в hA соударениях по сравнению с hN взаимодействиями часто используется так называемая нормированная множественность

$$R = \frac{\langle n_s(hA) \rangle + a}{\langle n_s(hN) \rangle + b} \quad (I.1)$$

где величины a и b - небольшие поправки, численные значения которых выбираются разными авторами по разному (см., например [23-25]). В зависимости от выбора a и b нормированная множественность R может либо иметь слабую энергетическую зависимость, либо наблюдается её факторизация $\langle n_s(hA) \rangle = R(hA) \langle n_s(hN, S) \rangle$, где S - квадрат полной энергии в системе центра масс hN столкновения. Коэффициент $R(hA)$ является медленно изменяющейся функцией массового числа ядра-мишени; при степенной аппроксимации $R(hA) \sim A^d$, величина d колеблется в пределах 0.12 ± 0.16 [7, 21, 26]. Следует заметить, что степенная параметризация не является адекватной, т.к. величина d в ней зависит от области изменения A , типа частиц и способа нормировки данных;

2) более предпочтительной является параметризация множественности выражением

$$R = (a + b \langle Y \rangle), \quad (I.2)$$

преимуществом которого является приближённое выполнение так называемого " Y -скейлинга": величина R определяется только значением $\langle Y \rangle$, независимо от типа снаряда. В недавней работе [27] была предложена обобщённая формула

$$\langle n_s(hA) \rangle = 1.53 + \langle n_{ch}(hN) \rangle (0.12 + 0.90 \langle Y \rangle) - 2.29 \langle Y \rangle \quad (I.3)$$

с хорошей точностью воспроизводящая все экспериментальные данные по PA и TA соударениям в интервале $1-400$ ГэВ и $50-200$ ГэВ, со-

ответственно;

3) изучение в hA взаимодействиях отношения Врублевского $D/\langle n \rangle$, которое обнаруживает удивительное постоянство (≈ 0.6) в широком диапазоне первичных энергий для различных снарядов и мишеней [28-30], накладывает существенные ограничения на модельные представления: к примеру, в классе моделей с независимыми повторными внутриядерными соударениями (о моделях см. ниже) отношение $D/\langle n \rangle$ должно по мере достижения однородности ансамбля по $\sqrt{s}$ и уменьшения $\langle \sqrt{s} \rangle$ убывать, а в коллективных моделях (например, модель когерентной трубки) - оставаться постоянным [7]. Эксперимент [21] обнаруживает медленный спад $D/\langle n \rangle$ с увеличением числа идентифицированных медленных протонов N_p , которые являются хорошей мерой $\sqrt{s}$. Часто указывается [31] на совпадение в пределах экспериментальных ошибок величины отношения $D/\langle n \rangle$ в hA и hN процессах;

4) в hA соударениях [27, 32-37], так же как и в hN взаимодействиях [38-40] распределения по множественности удовлетворяют КНО скейлингу. Однако, сопоставление данных в hA и hN соударениях обнаруживает наличие расхождения, обусловленного A -зависимостью формы КНО функции [41, 42]. Это подтверждается и исследованием нормированных моментов распределения по множественности в hA взаимодействиях [20, 42].

1.2. Угловые распределения ливневых частиц.

Для исследования угловых распределений ливневых частиц часто используют переменную псевдобыстроты

$$\eta = - \ln \tan (\theta/2), \quad (1.4)$$

где θ - лабораторный угол вылета релятивистской частицы относительно направления пучка. По определению, быстрота

$$Y = \frac{1}{2} \ln [(E + P_{||}) / (E - P_{||})] \quad (1.5)$$

и в случае $E \gg m$ (масса покоя адрона) имеем $Y \approx \eta$. Т. к. псевдобыстрота - приблизительно лоренц-инвариантная переменная, для перехода в систему покоя снаряда достаточно использовать преобразование $\eta' \approx \eta - \ln(s/m)$, где S - квадрат энергии столкновения в системе центра масс. Можно считать надёжно установленными следующие свойства η -спектров:

1) для η -распределений в hA взаимодействиях наблюдается предельное поведение в областях фрагментации снаряда и мишени [27, 32-34];

2) энергетическая зависимость спектров по псевдобыстроте заключена в так называемой центральной части [43, 44];

3) интересным представляется возможность приблизительно универсального описания инклюзивного распределения параметризацией вида [45]

$$\frac{1}{N} \frac{dn_s}{d\eta} = a(\eta, E) + b(\eta, E) \cdot n_{slow}, \quad n_{slow} = n_h \cdot n_b \cdot n_g \quad (1.6)$$

где коэффициенты a и b для выбранного параметра n_{slow} не зависят от массового числа A ядра-мишени, но различаются для различных типов первичных частиц;

4) в PA взаимодействиях наблюдаемый в области малых углов избыток положительных частиц в сравнении с отрицательными объясняется испусканием протонов, коллимированных вдоль направления пучка [13-15, 21];

5) в PA опытах [46] с измерением инклюзивных и полуинклюзивных η -спектров, по-видимому, наблюдается бимодальность их формы, хотя в ряде случаев [14, 37] она статистически слабо обеспечена;

6) часто при изучении одночастичных спектров пользуются нормированными плотностями

$$\Gamma(\eta) = g^{hA}(\eta) / g^{hN}(\eta) \quad (1.7)$$

что позволяет избежать эффектов, связанных с ферми-движением внутриядерных нуклонов и с использованием псевдобыстрот η вместо истинной быстроты Y . В доступной области ускорительных энергий $E \leq 400$ ГэВ [4,47] A -зависимость отношения $\Gamma(\eta)$ уменьшается с увеличением η равномерно и непрерывно. Есть точка η_c , в которой $\Gamma(\eta_c) = 1$. Её положение на шкале быстрот слабо зависит от A . При $\eta > \eta_c$ $\Gamma(\eta) < 1$ и чем больше η , тем сильнее данное неравенство; при $\eta < \eta_c$, напротив, $\Gamma(\eta) > 1$. Предельного поведения $\Gamma(\eta) \rightarrow 1$ при больших псевдобыстроотах не наблюдается. Присутствие ядерной мишени приводит к заметному уменьшению числа наиболее быстрых и существенному увеличению числа относительно медленных рожденных частиц;

7) с ростом толщины ядерной материи η -распределения деформируются таким образом, что центры распределений смещаются к меньшим η , а ширины (дисперсии) η -распределений слабо зависят от A и Y и медленно уменьшаются с n_s .

1.3. Двухчастичные корреляции между ливневыми частицами.

Рассмотрим корреляционные характеристики hA соударений [37,48-60]:

а) стандартный аппарат корреляционных функций, применяемый к анализу двухчастичных инклюзивных и полуинклюзивных распределений

$$C_2(\eta_1, \eta_2) = \frac{1}{\sigma_{in}} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\eta_1 d\eta_2} - \frac{1}{\sigma_{in}^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\eta_1} \cdot \frac{d\sigma}{d\eta_2} \quad (a)$$

(1.8)

$$R_2(\eta_1, \eta_2) = \left(\frac{1}{\sigma_{in}} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\eta_1 d\eta_2} / \frac{1}{\sigma_{in}^2} \cdot \frac{d\sigma}{d\eta_1} \cdot \frac{d\sigma}{d\eta_2} \right) - 1 \quad (б)$$

где σ_{in} - полное неупругое сечение рождения на ядре. Для правильного учёта псевдокорреляционных эффектов, обусловленных

неоднородностью событий по числу внутриядерных соударений Y и тривиальных кинематических корреляций, обычно используют способ оценки величин $C_2(\eta_1, \eta_2)$ и $R_2(\eta_1, \eta_2)$ в простой модели независимых испусканий (IEM); б) коэффициенты азимутальной асимметрии и коллинеарности для $\mathcal{E}$ -распределений ($\mathcal{E}_y = \arccos(\vec{\eta}_1 \vec{\eta}_2 / |\vec{\eta}_1 \cdot \vec{\eta}_2|)$, $\vec{\eta}$ - поперечный импульс); в) удельная ассоциативная множественность

$$\delta = (\langle n_2 \rangle_{\mathcal{E}_{12} > \pi/2} - \langle n_2 \rangle_{\mathcal{E}_{12} < \pi/2}) / (\langle n_2 \rangle_{\mathcal{E}_{12} > \pi/2} + \langle n_2 \rangle_{\mathcal{E}_{12} < \pi/2}) \quad (I.9)$$

частиц-"партнёров" типа 2, сопутствующих вылету инклюзивной ("триггерной") частицы 1 в дважды инклюзивной реакции

$$a + b \rightarrow 1 + 2 + X \quad (I.10)$$

Физический смысл δ - средняя доля поперечного импульса $\vec{\eta}_1$ частицы 1, компенсируемая одной частицей-"партнёром".

Основные экспериментальные результаты, полученные из анализа двухчастичных корреляций между рожденными частицами в hA соударениях, следующие:

1) значения и форма функций (I.8) в hA и hN взаимодействиях при одинаковых E_0 существенно отличаются. $R_2(\eta_1, \eta_2)$ слабо зависит от типа первичной частицы и её энергии;

2) в hA взаимодействиях существуют корреляции, "короткодействующего" по быстрой шкале характера, несводимые к простейшим псевдо- и кинематическим эффектам и их величина возрастает с E_0 ;

3) в hA взаимодействиях корреляции между пионами существенно зависят от знака заряда пионов ($\pi^+\pi^-$, $\pi^-\pi^-$, $\pi^+\pi^+$, $ch\ ch$). Корреляции в системах $\pi^+\pi^+$ и $\pi^-\pi^-$ в области фрагментации мишени различны;

4) корреляционные функции зависят от массового числа яд-

ра-мишени A ; при этом с ростом n_g (или $\langle Y \rangle$) $R(\eta_1, \eta_2)$ уменьшается. При анализе n_g и/или Y -зависимости корреляционных функций R_2 в hA взаимодействиях обнаружены компенсационные эффекты, связанные с наличием двух вкладов в величину $R_2(hA)$, первый из которых имеет отношение к величине R_2 во внутриядерных hN соударениях, а второй - к дисперсии n_{gi} и/или Y -распределения. Наличие таких эффектов предсказывается в моделях многократного рассеяния. Показано также в рамках этих моделей, что ограничения, связанные с сохранением энергии-импульса в перерассеяниях, существенно сказываются на величине как быстрых, так и азимутальных корреляций [61];

5) азимутальные корреляции в hA соударениях слабее, чем в hN - при одинаковых E_0 и множественностях n_s и являются, в основном, дальнодействующими.

1.4. О составе вторичных медленных частиц.

Прежде чем изложить закономерности общих характеристик медленных фрагментов расщепляемого ядра, конкретизируем на основании данных ряда работ [13, 22, 62-69] их природу:

1) частоты выхода "серых" протонов (P), дейтонов (d), тритонов (t), ядер гелия (He) и π -мезонов на звезду в многолучевых $PAgBr$ взаимодействиях при энергии столкновения 24 ГэВ находятся приблизительно в отношении $P:d:t:He:\pi \approx 9:3:1:1:1$;

2) каких-либо существенных изменений в соотношении поперечных сечений выхода P, d, t с ростом энергии налетающего адрона от 20 до 400 ГэВ не наблюдается;

3) по данным работы [65] отношения выходов дейтонов к протонам с приблизительно 20% точностью не зависят от углов вылета частиц.

1.5. Распределение по множественности сильноионизирующих частиц.

О распределениях по числу h -, b -, g -частиц в hA взаимодействиях известно следующее:

1) n_h -, n_b -, n_g -распределения по множественности обнаруживают устойчивость формы (монотонный спад с ростом n_h -, n_b -, n_g -числа частиц соответственно) к изменению энергии первичного адрона в широком диапазоне от нескольких ГэВ до тысяч ГэВ. В работе [70] на очень малой статистике наблюдаются пики при больших n_h в PCr и PW соударениях с энергией 300 ГэВ;

2) n_b -распределения испарительных фрагментов ядра не зависят от природы налетающей частицы ни своей формой, ни средним значением, тогда как n_g -распределения для $n_g > 1$ в случае первичного пиона лежат систематически ниже, чем для протонного пучка, а в точках $n_g = 0, 1$ наблюдается обратная картина;

3) качественно n_g -распределения для πA и PA взаимодействий имеют такой же круто падающий вид, что и распределения по числу внутриядерных соударений $P(Y)$ [69] ;

4) компиляция "мировых" данных [71] о n_h -распределении в виде квадратичной экспоненты в области $n_h > 8$

$$F(>n_h) \sim \exp[-n_h^2/n_0^2] \quad (1.11)$$

даст для $E \leq 25$ ГэВ значение $n_0 = 14.8 \pm 0.1$, а для $E_0 = 25 \div 200$ ГэВ $n_0 = 16.1 \pm 0.3$ [72] . В области $n_h \leq 8$ распределение удастся описать добавлением экспоненты вида (1.11) с наклоном $n_0 = 4.6 \pm 0.2$;

5) средние значения $\langle n_h \rangle$, $\langle n_b \rangle$, $\langle n_g \rangle$ в области энергий налетающей частицы 6-20 ГэВ увеличиваются с ростом E_0 . В работах [12, 72] наблюдалось слабое падение n_h , n_g в области энергий $E_0 = 20 \div 200$ ГэВ;

6) аппроксимация зависимости средних множественностей медленных частиц $\langle n_g \rangle, \langle n_b \rangle$ от массового числа A ядра-мишени степенной функцией $\sim A^\alpha$ показывает [21, 45, 66, 73], что для PA πA соударений в эмульсии у "серых" частиц α различаются, а для "черных" - совпадают.

1.6. Энергия возбуждения ядра-мишени и одночастичные распределения медленных частиц.

1) Средняя энергия ядерного возбуждения пропорциональна параметру $\langle n_h \rangle$: в области $E_0 \leq 25$ ГэВ для многолучевых $hAgBr$ соударений справедливо примерное соотношение $E_{\text{возб.}} = 124 n_h + 30$ (МэВ). В работах [14, 15] при предположении, что кинематические характеристики протонов и нейтронов в области фрагментации ядра являются схожими, была оценена энергия, уносимая g -частицами на уровне 10-12 % от E_0 (≤ 25 ГэВ). Оценки для b -частиц [13] дают энергию возбуждения не более 4 %;

2) угловое распределение "серых" треков совпадает [27, 65] по виду с зависимостью

$$dN/d\cos\theta_L \sim \exp(0.96\cos\theta_L) \quad (1.12)$$

для которой $(F/B) = 2.28 \pm 0.31$ (здесь (F/B) - асимметрия углового распределения) и остается неизменным в области $2-10^4$ ГэВ [2, 74-76]. Средний угол испускания возрастает с A и составляет, к примеру, для мишени $AgBr$ $\langle \theta_g \rangle \approx 68$ градусов. Одно- и многозарядные фрагменты ядра, оставляющие в Em "черные" треки (частицы "испарения"), показывают почти изотропное угловое распределение [77]. В работе [75] асимметрию углового спектра h -частиц связывают с движением возбужденного ядра в направлении пучка (экспериментальное значение отношения $(F/B)_h$ отвечает, по их утверждению, скорости остаточного ядра около 0.015с);

3) установлено [22], что импульсные распределения g -протонов и пионов хорошо воспроизводятся соответствующими выражениями

$$N(P)dP \sim \exp(-\alpha P^2)dP \quad (a) \quad (1.13)$$

$$N(P)dP \sim \exp(-\beta^2(P^2 - \langle P_\pi \rangle^2))dP \quad (6)$$

где $\alpha = 5.99 \cdot 10^{-6} \text{ (МэВ/с)}^{-2}$, $\beta = 0.037 \text{ (МэВ/с)}^{-1}$, $\langle P_\pi \rangle = (98 \pm 12) \text{ МэВ/с}$.

4) дифференциальное энергетическое распределение g -протонов и дейтронов подчиняется закону [65,77]

$$N(E)dE \sim E^{-\gamma}dE \quad (1.14)$$

где $\gamma_{p,d} = 1.34 \pm 0.07, 1.36 \pm 0.13$ соответственно.

1.7. Корреляции множественностей.

1) В обзоре [5] отмечалось, что в области энергий 20-200 ГэВ монотонные зависимости $\langle n_i(n_j) \rangle$ удовлетворительно аппроксимируются прямыми

$$\langle n_i(n_j) \rangle = a_{ij}n_j + b_{ij}, \quad i,j = g,b,h,s, \quad a_{ij} > 0 \quad (1.15)$$

за исключением $\langle n_i(n_g) \rangle$, которые при больших $n_g (> 8)$ имеют тенденцию к выполаживанию;

2) в случае, когда рассматриваются комбинации $ij = gb, gh, bh, bg, hg, hb$ (т.е. составленные из одних медленных частиц), обнаруживается устойчивость их характеристик к изменению энергии столкновения и независимость от природы налетающего снаряда. Характер корреляций вида $\langle n_i(n_g) \rangle$ зависит от массового числа ядра-мишени: увеличивается с ростом A ;

3) корреляции в комбинациях $ij = sg, sb, sh$ существенно

зависят от E_0 , что есть прямое следствие энергетической зависимости n_s -распределения (нетрудно догадаться, что $a_s(E'_0) > a_s(E''_0)$, если $E'_0 > E''_0$). При фиксированном значении E_0 зависимости $\langle n_s(n_j) \rangle$ "насыщаются" в πA соударениях раньше, чем в PA ;

4) корреляции наблюдаются в hA соударениях и для моментов распределений по множественности более высокого порядка: так, величина $D_s / \langle n_s \rangle$ убывает с ростом n_g , а интегральный корреляционный параметр

$$f_2 = D^2(n_g) - \langle n_g \rangle \quad (I.16)$$

приблизительно линейно растёт с n_s .

I.8. Зависимость угловых распределений релятивистских частиц от множественности медленных частиц.

Анализ данных нескольких имеющихся работ [27, 37, 43, 72, 78, 79], в которых рассмотрены угловые распределения ливневых частиц в группах hA взаимодействий с фиксированным числом медленных частиц, приводит к следующим выводам:

1) наблюдается сильная зависимость от множественности медленных частиц $n_h(n_g)$ для угловых распределений релятивистских частиц как в центральной области псевдобыстрот, так и для области фрагментации мишени (в последнем случае зависимость особенно сильна);

2) граничные значения псевдобыстрот, разделяющих области фрагментации мишени и снаряда и центральную область, сдвигаются влево, к меньшим значениям псевдобыстрот, с ростом множественности медленных частиц $n_h(n_g)$;

3) угловое распределение S -частиц в области энергий $FNAL$ зависит от числа медленных частиц n_h (для не очень больших значений) таким образом, что для множественности в широких уг-

ловых интервалах выполняется соотношение

$$\langle n_s(\Delta\eta) \rangle = 3,10 + 0,16n_h + \Delta\eta(2,00 + 0,19n_h) \quad (1.17)$$

где $\Delta\eta = \ln(s/m^2) - 3$. Очевидно, что это выражение не факторизуется на отдельные n_h и $\Delta\eta$ зависимые части ;

4) среднее число ливневых частиц на единицу быстроты (плотность) в центральной части остается, для событий с фиксированным n_h , постоянным при увеличении E_0 .

1.9. Угловые корреляции между разными типами частиц.

К настоящему времени объем информации о корреляционных свойствах углов испускания медленных продуктов фрагментации и релятивистских частиц весьма незначителен. На наш взгляд естественным было бы раздельное рассмотрение внутригрупповых угловых корреляций, между вторичными частицами одного типа - hh , gg , bb , ss и межгрупповых - для частиц разного типа - sg , sb , sh , gb . Из перечисленного набора возможных корреляций в hA взаимодействиях нам известно лишь несколько работ, где в какой-то мере можно почерпнуть сведения по bb -, gg - и sg - группам (исключение составляют двухчастичные корреляции внутри группы релятивистских (ss) частиц, подробную информацию о которых можно найти в разделе 1.3. и в цитируемой к нему литературе).

В работе [80] исходя из предположения, что распределение по углу разлета между парой частиц, вылетевших под углом $\theta = 90^\circ \pm 10$ градусов к первичному пучку, должно быть симметричным при независимом и изотропном испускании, осуществляется модельно независимый поиск так называемых "нуклидных струй" (случаев коррелированного испускания вторичных частиц в небольшой телесный угол - корреляции в группе bb) в PA взаимодействиях при $E_0 < 1$ ГэВ. Авторы сравнивают число пар частиц при "параллельном"

испускании (N_n), с числом пар частиц при их "антипараллельном" испускании (N_{nn}) и приходят к выводу о существовании "нуклидных струй" от распада нестабильных фрагментов (примерно двухкратное превышение). Сопоставление целого ряда характеристик расщеплений с "нуклидными струями" и взаимодействий, содержащих среди вторичных продуктов фрагменты с зарядами $Z \geq 3$, привело авторов к выводу об их сходстве и, следовательно, о взаимосвязанности коррелированного испускания частиц с явлением фрагментации ядра. В работе сделана попытка описать появление "нуклидных" корреляций и фрагментов в результате "слипания" случайно распределённых независимо испущенных нуклонов (механизм Батлера-Пирсона [81]), которая обнаружила его непригодность для описания процесса образования сложных частиц и угловых корреляций типа "нуклидных струй".

Другой вывод был получен [82] при исследовании отношения числа "корреляций" и "антикорреляций" в дейтон-ядерных (dA) и альфа-ядерных (αA) взаимодействиях при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон. Изучались распределения по углу разлёта между b -частицами (bb -корреляции) с сопоставлением их с результатами расчёта, проведённого в предположении независимого изотропного испускания частиц. В этом случае отношение близко к единичному значению и, если коррелированные пары вторичных медленных частиц и образуются, то с сечением, не превышающим 10 % уровень от сечения неупругого взаимодействия.

Пример изучения корреляций в gg и sg группах на языке углов разлёта между "триггерной" частицей, летящей назад (лабораторная система) и протоном или пионом, вылетающими в различных направлениях, можно найти в исследовании [83]. Здесь экспериментальное распределение сравнивается с фоновым, которое конструируется на основании одночастичных распределений по по-

лярному углу ("триггерной" частицы 1 и частицы "партнёра" 2) следующим образом:

$$Y_b(X) = \int W_1(X_1) W_2(X_2) \delta(\hat{X} - X) dX_1 d\varphi_1 dX_2 d\varphi_2, \quad (a) \quad (I.18)$$

$$\hat{X} = \vec{n}_1 \vec{n}_2 = X_1 X_2 \pm \sqrt{(1-X_1^2)(1-X_2^2)} \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (б)$$

$\vec{n}_1(\vec{n}_2)$ - единичный вектор в направлении испускания частицы 1 (2); X_i, φ_i - соответственно косинус полярного угла и азимутальный угол i -ой частицы ($i=1,2$); $W_1(W_2)$ - одночастичный инклюзивный спектр частицы 1(2); X - косинус угла разлёта двух частиц. В работе обнаружено существенное превышение экспериментального распределения над фоновым (как для gg , так и для sg групп) в области $-1 \leq X \leq 0$ (особенно в точке $X = -1$), что, по мнению авторов, может быть следствием квазиупругого столкновения налетающего Π -мезона с массивной когерентной флуктуацией ядерного вещества ("флуктон") в мишени (объяснение sg -корреляций) и кумулятивного механизма рождения протонов назад (объяснение gg -корреляций).

Нам знакома единственная работа [84] по изучению межгрупповых (только sg) корреляций азимутальных углов испускания в hA взаимодействиях (случай ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях был исследован в [85,86]), где рассматривается вопрос о взаимной ориентации направлений преимущественного испускания групп частиц (s -группы и g -группы) с помощью угла Φ , определяемого как

$$\cos \Phi_{sg} = \frac{a_s a_g + b_s b_g}{[(a_s^2 + b_s^2)(a_g^2 + b_g^2)]^{1/2}}, \quad (I.19)$$

где

$$a_s = \sum_{i=1}^{n_s} \cos \varphi_i, \quad b_s = \sum_{i=1}^{n_s} \sin \varphi_i,$$

$$a_g = \sum_{j=1}^{n_g} \cos \varphi_j, \quad b_g = \sum_{j=1}^{n_g} \sin \varphi_j.$$

Обнаружена тенденция к испусканию ливневых частиц и протонов отдачи в противоположных в азимутальной плоскости направлениях, что, по мнению авторов, может быть следствием несимметричности соударения (большие прицельные параметры), в котором внутриядерный каскад в направлении большей длины пути внутри ядра-мишени должен сопровождаться поглощением ливневых и мультипликацией медленных частиц.

Для полноты обзора укажем ещё на две работы [87,88], в которых предложены и применены оригинальные методы изучения корреляций между углами испускания вторичных частиц (подробнее о методах см. ниже).

2. Теоретические подходы к высокоэнергичным

hA взаимодействиям.

Отсутствие теории сильных взаимодействий в ощутимой мере осложняет теоретическое изучение hA соударений. А изобилие модельных представлений, предназначенных для описания определённых особенностей hA взаимодействия, затрудняет выбор правильной пространственно-временной картины протекающего в ядре процесса. Поэтому совокупность существующих и разрабатываемых моделей нуждается в такой же систематизации и обобщениях, как и экспериментальная информация. Примером подобного подхода являются работы [7,8], в которых выполнен критический анализ моделей высокоэнергичных hA взаимодействий. Авторы условно делят их на две группы: а) коллективные модели, в которых снаряд сталкивается с бесструктурной ядерной материей (гидродинамическая модель Ландау (LHM)*), модель когерентной трубки (CTM) и т.д.) и б) модели многократного перерассеяния с учётом и без

*В скобках указаны начальные буквы названия модели на английском языке.

уэта составной структуры снаряда (составная модель Капеллы - Кривницкого (СКМ), аддитивная кварковая модель (АQM) и пр.). В данном разделе мы не предполагаем подробно излагать содержание моделей (ознакомиться можно по работам [7,8,48,89,90] и цитируемым в них источникам), а лишь коротко напоминаем основные их идеи.

2.1. Коллективные модели и трудности при объяснении экспериментальных данных.

Гидродинамическая модель Ландау (LHM) представляет собой коллективный подход, предполагая, что в результате высокоэнергичного взаимодействия в лоренцовски сжатом диске высвобождается значительное количество энергии. Образованный адронный "блоб" находится в локальном статистическом равновесии и характеризуется плотностью энергии, давлением и распределением 4-скоростей, а его движение описывается уравнениями релятивистской гидродинамики. Затем адронный кластер подвергается гидродинамическому процессу расширения, динамика которого определяется как выбором уравнения состояния адронного вещества, так и граничными условиями. В такой гидродинамической картине время между моментами образования адронного вещества и его "материализацией" в свободные частицы очень большое. В случае hA взаимодействий снаряд коллективно взаимодействует со всеми нуклонами на своём пути (т.е. в трубке с сечением σ_{hN}), а реальные адроны формируются вне ядра. Строго говоря, простого соотношения между характеристиками hN и hA взаимодействий при одинаковых начальных энергиях снаряда нет. Двойко в модели решается вопрос о лидирующих частицах: либо характеристики "лидера" являются подгоночными параметрами при расчётах в рамках LHM [91],

либо лидирующие частицы рождаются из гидродинамической системы [92] (в последнем случае возникают трудности с сохранением квантовых чисел).

В ряде случаев гидродинамический подход, с целью расширить область применимости до промежуточных энергий (5 - 300 ГэВ), подвергается модификации - модель эффективной мишени [93], - в которой снаряд взаимодействует лишь с передней частью трубки массы

$$M_{eff} = m_N n \sigma_{hN} L, \quad (2.1)$$

где n - ядерная плотность, L - меньшее из двух величин $L_f = C_1 E_0^{1/2}$ ($C_1 = 2.4$ ферми $\cdot$ ГэВ $^{-1}$) и геометрической длины трубки $L_g = 2(R^2 - b^2)^{1/2}$ (b - прицельный параметр соударения) и получают следующие оценки

$$\langle n(M_{eff}, E) \rangle = \langle n_{pp}(E_0) \rangle (M_{eff}/m_N)^\alpha \quad (2.2)$$

$$dn/dy = \langle n \rangle \exp[-(y - y_0(M_{eff}))^2 / 2\sigma(M_{eff})] / \sqrt{2\pi} \sigma(M_{eff}) \quad (2.3)$$

где $\alpha = 0.65 \div 0.75$. При использовании этих формул авторы включают лидирующую частицу. В области малых энергий (≤ 5 ГэВ) модель переходит в каскадную, при высоких энергиях (≥ 300 ГэВ) - в гидродинамическую.

Модель когерентной трубки (СТМ) в своей основной версии предполагает коллективное взаимодействие снаряда со всеми нуклеонами некоторой бесструктурной трубки, рассматриваемой как элементарная частица [94, 95]. Для трубки из l нуклонов

$$S(l) \simeq 2imE_0 = lS, \quad (2.4)$$

где $S(l)(S)$ - квадрат энергии столкновения в системе центра масс для hA (hN) взаимодействия. Кроме того считают,

что те из характеристик hN взаимодействия, которые не зависят от квантовых чисел сталкивающихся частиц не чувствительны к ним и в hA взаимодействиях, т.е. столкновение "адрон-трубка" подобно hN соударению с соответствующей энергией в системе центра масс (в $\sqrt{s}$ раз большей) - налицо простота в расчётах множественных и одночастичных инклюзивных распределений.

Сопоставление предсказаний коллективных моделей с экспериментальными данными указывает на ряд существенных трудностей в их объяснении:

1) характерной слабой стороной таких теоретических подходов является отсутствие надёжных количественных расчётов для частиц области фрагментации снаряда (хотя в LNM , где включён "лидер", удаётся качественно воспроизвести "вымирание" лидирующих частиц с ростом A , но возникает проблема с сохранением квантовых чисел и с ростом поперечного импульса "лидера" в hA взаимодействиях в сравнении с hN ;

2) логарифмический рост ширины η -спектра с энергией в hN столкновениях приводит в рамках CTM к логарифмическому росту ширины с A в hA взаимодействиях, что противоречит экспериментальным данным (CTM является единственной моделью, прогнозирующей η -распределения с растущими при увеличении A (или массы трубки) дисперсиями);

3) в коллективных подходах, где игнорируется низкоэнергетический каскад, не может быть объяснена слишком сильная A -зависимость инклюзивных распределений при малых η ;

4) величины двухчастичных и трёхчастичных корреляционных функций в коллективных моделях (например, в CTM) в центральной области не зависят от $\sqrt{s}$ (или A), что противоречит экспериментальным данным (см. раздел I.3.), в которых для hA

взаимодействий обнаружены компенсационные эффекты, связанные с наличием различных вкладов в величину корреляционных функций.

5) в чисто коллективных моделях единственной причиной уменьшения азимутальных корреляций в hA соударениях по сравнению с hN может быть рост полной множественности вторичных частиц, однако, степень убывания корреляций на эксперименте всё же значительно более сильная.

2.2. Модели многократного перерасеяния и степень их соответствия экспериментальным результатам.

Модель Капеллы-Ирживицкого (СКМ) [96] является квазиклассическим приближением, предполагающим, что налетающий адрон имеет много (в принципе, бесконечное число) конstituентов, каждый из которых содержит мультипериферическую лесенку партонов. В hN столкновении основной вклад в сечение даёт взаимодействие одного конstituента с нуклоном. При переходе к hA соударению возникают дополнительные вклады из-за взаимодействий нескольких конstituентов с внутриядерными нуклонами вдоль направления движения снаряда, т.е. величина, контролирующая вероятность, что ν конstituентов примут участие во взаимодействии с ядром, совпадает с $P(\nu)$, определяемой в рамках модели Глаубера. Основным результатом СКМ для инклюзивного hA рождения состоит в следующем правиле суммирования спектров элементарного акта

$$\frac{dn^{hA}(y; E_0)}{dy} = \sum_{\nu=1}^A \nu P(\nu) \int P(E', E_0, \nu) \frac{dn(y-y_0(E'); E')}{dy} dE' \quad (2.5)$$

Здесь $dn(y-y_0(E'); E)/dy$ - инклюзивная плотность распределения по быстрой y в hN столкновениях; $P(E', E_0, \nu)$ - величина

на, которая отвечает за соответствие доли уносимой энергии равномерному распределению первичной энергии между конституентами. В этой модели можно говорить об одновременном взаимодействии снаряда, посредством обмена реджеонами, с коллективом нуклонов вдоль пути в мишени. Однако, следует отметить, что такой тип коллективности не имеет ничего общего с рассматриваемым при обсуждении коллективных моделей "трубки".

В аддитивной кварковой модели (АQM) [48, 49, 90, 97] быстрый адрон, рассматривается как композиция пространственно разделённых составляющих кварков, каждый из которых, являясь адроподобным объектом, состоит из валентного кварка, моря глюонов и $q\bar{q}$ пар. В высокоэнергичных столкновениях предполагается, что составляющие кварки имеют мультипериферическую партонную структуру. Адрон-адронные столкновения обусловлены кварк-кварковым столкновением, которое в свою очередь есть результат взаимодействия наиболее мягких (w_{ee}) партонов мишени и снаряда. Невзаимодействующие составляющие кварки снаряда играют роль зрителей, с наличием которых связано образование частиц в области фрагментации снаряда. Многократные рассеяния внутри ядра возникают только в результате одновременных и/или последовательных соударений нескольких составляющих кварков (т.е. вклад многореджионных обменов предполагается маленьким). Вторичные частицы также могут принять участие во взаимодействии с мишенью, но на расстояниях, превышающих длины формирования $\ell_f = K/m_0^2$, здесь $m_0^2 \approx m_s^2$ (m_s - масса ρ -мезона), K - импульс рожденной частицы. Эти взаимодействия принимают каскадный характер, описываемый уравнением переноса, модифицированным длинами формирования адрона

$$\frac{dN}{d\epsilon} = \frac{dN(\epsilon - \epsilon)}{d\epsilon} \exp\left(-\frac{t - \ell(\epsilon)}{\ell}\right) \theta(t - \ell(\epsilon)) + \frac{1}{\ell} \int dx \exp\left(-\frac{t - x - \ell(\epsilon)}{\ell}\right) \int dW \frac{dN}{dW} \frac{dN(W - \epsilon)}{d\epsilon} \quad (2.6)$$

Здесь $dN(E \rightarrow \varepsilon)/d\varepsilon$ - инклюзивный энергетический спектр снаряда с первичной энергией E , $\ell = 1/\sigma_{in} \cdot S_A$ - длина поглощения составляющего кварка, σ_{in} - поперечное сечение поглощения, S_A - плотность вещества мишени, t - глубина от места поглощения. Первый член в правой части уравнения ответственен за формирование и поглощение рожденных частиц, а второй - за их каскадные взаимодействия. Таким образом, рождение на ядре в AQM с учётом каскада низкоэнергетических вторичных частиц должно определяться вкладами от одно-, двух- и трёхкварковых взаимодействий, а также вкладом низкоэнергетической каскадной мультипликации. В модели предполагается, что перераспределения составляющих кварков в ядре несущественны (см. обсуждение в [9]).

Изложенную выше картину hA соударения воспроизводит детально разработанный алгоритм Монте-Карловского розыгрыша с учётом законов сохранения энергии, импульса, электрического и барионного зарядов и т.д., реализованный в работе [90].

Из всех величин, одной из наиболее чувствительных к каскадной мультипликации является множественность "серых" протонов, выбитых из ядра с импульсами, превышающими ферми-импульсы внутриядерных нуклонов. Протоны, летящие назад, появляются вследствие многократного рассеяния или ферми-движения внутриядерных нуклонов. Однако, этих двух источников в модели недостаточно для описания экспериментально наблюдаемой множественности протонов назад. Расхождение преодолевается при учёте короткодействующих многонуклонных корреляций, существование которых обсуждалось Франкфуртом и Стрикманом (подробнее об этом см. ниже). В AQM модель многонуклонных корреляций используют лишь для того, чтобы описать экспериментальные данные о выходе кумулятивных протонов в заднюю полу-сферу. В описываемой в работе [90] модификации AQM расшире-

за до прямого эксклюзивного описания многочастичного рождения на ядрах. Следует отметить, авторы этой модели придерживаются точки зрения, что цветовые степени свободы слабо влияют на процессы множественного рождения с нормальными поперечными импульсами ("мягкие" процессы).

О соответствии моделей многократного перерасеяния экспериментальным результатам можно сказать следующее:

1) в тех моделях, в которых, в первом приближении, флуктуации N_s обусловлены флуктуациями множественности во внутриядерных hN соударениях и флуктуациями V , все основные особенности N_s -распределений во всей изучаемой области E описываются хорошо;

2) спектры лидирующих частиц в пределах экспериментальных ошибок могут быть описаны в аддитивной кварковой модели;

3) в рамках СКМ возможно количественное описание N_g, V и A -зависимости инклюзивных корреляционных функций R_2 в центральной области быстрот;

4) в моделях многократного рассеяния, в отличие от коллективных моделей, появляется дополнительная возможность ослабления азимутальных корреляционных связей вторичных частиц в hA взаимодействиях по сравнению с hN - рождение частиц в процессах перерасеяния.

Г Л А В А 2 .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И СВЕДЕНИЯ ОБ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯХ ДАННЫХ .

I. Условия эксперимента, просмотр и отбор событий.

Анализируемые в настоящей работе адрон-ядерные взаимодействия были зарегистрированы и измерены в стопках ядерных фотоэмульсий типа НИИХИМФОТОПРОЕКТ -BR 2, облучённых на ускорителях ЦЕРНа, ИФВЭ (Серпухов) и FNAL (Батавия) протонами с импульсами $P_0 = 24, 50, 200$ и 400 ГэВ/с и пионами с импульсами $P_0 = 50$ и 200 ГэВ/с.

Просмотр "вдоль следа" при всех P_0 проводился нами на микроскопах МБИ - 9 при увеличении $900\times$. Взятый трек смотрелся слева направо с большой скоростью (о методике быстрого просмотра см. [98]), что полностью исключало какую-либо возможность дискриминации по числу сильноионизирующих частиц n_h . Некоторые сводные данные о просмотровой и измерительной работе в этих стопках приведены в таблице I (эксперименты при 200 ГэВ/с (АГМТ), 400 ГэВ/с (АГМТ) в протонном пучке и 50 ГэВ/с (АДЛМТ), 200 (АГМТ) в пионном пучке выполнялись в рамках указанных сотрудничеств^{*}). Для обсуждения характеристик рожденных частиц мы используем также весь имеющийся в нашей лаборатории экспериментальный материал по hN и hA соударениям, характеризующий таблицей 2.

Полная статистика эксперимента составила около 5500 событий. Для измерений использовались ансамбли hA взаимодей-

^{*} Пользуясь случаем, автор выражает искреннюю признательность всем коллегам по сотрудничеству за совместную работу по набору экспериментального материала.

Таблица I.

Сводные данные об используемом экспериментальном материале.

h, E_0 (ГэВ)	Уско- ритель	$L_{эфф}$ (м)	$\lambda_{эфф}$ (см)	$N_{упр}$	$N_{ког}$	N_{p-f-p}	$N_{анал.}$
P, 24	ЦЕРН	436	37.1 ± 1.1	5	9	43	1118
P, 50	ИФВЭ	416	34.9 ± 1.0	29	18	42	1102
P, 200	FNAL	208	35.3 ± 1.5	4	17	21	548
P, 400	FNAL	375	35.2 ± 1.1	11	37	40	978
π^- , 50	ИФВЭ	359	45.3 ± 1.6	11	16	31	734
π^- , 200	FNAL	479	43.6 ± 1.3	9	45	38	1006

Примечания: $L_{эфф}$ - эффективная длина просмотренного следа, $L_{эфф} = N/N'$, $N(N')$ - число измеренных (найденных) взаимодействий, $\lambda_{эфф}$ - средний свободный пробег, $N_{упр}$ - число удалённых упругих взаимодействий, $N_{ког}$ - число удалённых когерентных соударений, $N_{анал.}$ - число анализируемых событий.

Таблица 2.

Экспериментальный материал по hN и hA соударениям с угловыми измерениями только для треков релятивистских частиц.

Снаряд	E_0 (ГэВ)	N_{hN}	N_{hA}
P	21	729	288
P	24	—	1373
P	50	1021	1391
P	67	1119	1633
P	200	2093	2743
P	400	1064	3353
π^-	50	1147	1114
π^-	200	1333	4853

ствий [46,47,73,99-101], количественные измерения в которых проводились при участии автора диссертации лишь для релятивистских частиц. Рассматриваемые ансамбли, как и ранее, не содержат: 1) события с одной релятивистской частицей при угле отклонения от первичного следа меньше θ_{el} (θ_{el} - угол, соответствующий условной верхней границе упругого рассеяния на нуклонах и ядрах, вычислялся при каждом P_0); 2) события с испусканием δ -электрона; 3) случаи электромагнитного образования e^+e^- -пар частицей первичного пучка; 4) когерентных взаимодействий с ядрами (т.е. реакций типа $hA \rightarrow n_s^+ + n_s^0 + A$, где $n_s^+ = 1, 3, 5, \dots$ - число заряженных, а n_s^0 - число нейтральных релятивистских частиц, удовлетворяющих критериям отбора когерентных взаимодействий с ядрами эмульсии; иначе, реакции, когда ядро участвует во взаимодействии как целое, не проявляя своей структуры, подробнее см. [102]; 5) события на свободном водороде эмульсии (звёзды типа "P-free P"), удаление которых производилось статистически с учётом ядерного состава эмульсии и распределения по числу заряженных частиц N_{ch} .

2. 0 количественном разделении заряженных частиц по типам s, g, b, h и методика угловых измерений.

Во всех событиях анализируемого экспериментального материала было выполнено количественное разделение вторичных заряженных частиц по различным типам треков с помощью точных измерений ионизаций, когда определяется величина относительной ионизации $g^* = g/g_0$ (g - плотность зёрен на вторичном измераемом треке, а g_0 - то же на первичных следах; относительная погрешность в g^* составляет $1.5 \div 2\%$) и пробегов R . Обозначения следующая эмульсионная терминология:

1) "чёрные" (b - тип) заряженные частицы - главным образом протоны с импульсом $P \leq 0.22$ ГэВ/с (кинетическая энергия ≤ 26 МэВ) и фрагменты ядра с пробегом $R \leq 3$ мм ;

2) "серые" (g - тип) - заряженные частицы с пробегом $R > 3$ мм и относительной ионизацией $g^* > 1.4$, состоят, в основном, из протонов с импульсом $0.22 \leq P \leq 1.0$ ГэВ/с (примесь "серых" пионов (см. Главу I) с импульсами $60 \leq P \leq 170$ МэВ/с очень мала) ;

3) ливневые или релятивистские (S - тип) - однозарядные частицы с ионизацией $g^* < 1.4$ и со скоростью $\beta > 0.7$. Часто g- и b-частицы объединяют в группу h-частиц (сильноионизирующих), скорость которых $\beta \leq 0.7$.

Измерение и расчёт полярных и азимутальных углов вторичных заряженных частиц производились с помощью обычной, разработанной в нашей лаборатории методики [103], в которой используется трёхмерная система координат $X'Y'Z'$. Начало координат - в вершине звезды, ось OX' направлена по проекции продолжения трека первичной частицы на плоскость стола микроскопа, ось OY' направлена "вверх" в поле зрения, перпендикулярно оси OX' и лежит в плоскости стола (правовинтовая система), ось OZ' направлена вверх (к поверхности эмульсии). Различные углы вторичных частиц вычислялись, используя координаты измеряемого следа в другой системе координат XYZ , ось OX которой направляется точно по продолжению первичного трека, путём разворота системы $X'Y'Z'$ вокруг оси OY' на угол γ_0 , определяемый по формулам

$$a) \operatorname{tg} \gamma_0 = \frac{K \Delta Z}{X_z^0} \quad \text{или} \quad b) \cos \gamma_0 = \frac{X_z^0}{\sqrt{(K \Delta Z)^2 + (X_z^0)^2}} \quad (2.1)$$

где ΔZ - отклонение первичного следа события от плоскости сто-

микроскопа на длине X_Z^0 .

Т.к. в нашем эксперименте, как мы уже отмечали выше, использовались ансамбли hA взаимодействий с измеренными углами релятивистских частиц и нам было необходимо провести угловые измерения сильноионизирующих треков методикой "широкого конуса", соответственно этому приведём сводку формул перехода от системы $X'Y'Z'$ к XYZ в "широком конусе" (аналогичные формулы для "узкого" и "сверхузкого" конусов можно найти в методических работах АГМТ-сотрудничества в πA взаимодействиях при 200 ГэВ/с и PA взаимодействиях при 400 ГэВ/с)

$$X' = \frac{r \cos \alpha}{b}, \quad Y' = \frac{r \sin \alpha}{b}, \quad Z' = K_{\Delta} Z, \quad (2.2)$$

здесь α - плоский угол измеряемого трека в системе $X'Y'Z'$, r - базис, на котором измеряется ΔZ погружение трека. После поворота на γ_0

$$\begin{aligned} X &= \cos \gamma_0 \left(\frac{r}{b} \cos \alpha_0 - K_{\Delta} Z \operatorname{tg} \gamma_0 \right), \quad Y = -\frac{r}{b} \sin \alpha, \\ Z &= \cos \gamma_0 \left(\frac{r}{b} \cos \alpha \operatorname{tg} \gamma_0 + K_{\Delta} Z \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

Зная координаты X, Y, Z легко определить следующие угловые характеристики измеряемого трека в системе координат XYZ :

а) направляющие косинусы

$$\cos \alpha_x = \frac{X}{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}}, \quad \cos \alpha_y = \frac{Y}{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}}, \quad \cos \alpha_z = \frac{Z}{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}} \quad (2.4)$$

б) пространственный угол

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sqrt{Y^2 + Z^2}}{X}, \quad \sin \theta = \frac{\sqrt{Y^2 + Z^2}}{\sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}}, \quad (2.5)$$

в) азимутальный угол

$$\operatorname{tg} \varphi = Z / Y, \quad (2.6)$$

г) плоский угол

$$\operatorname{tg} \psi = y/x, \quad (2.7)$$

д) "глубинный" угол

$$\operatorname{tg} \chi = Z/\sqrt{x^2 + y^2} \quad (2.8)$$

Серии специальных контрольных измерений звёзд, проведённые с помощью этой методики, показали, что относительная точность измерения пространственных углов во всей области (кроме $\theta = 0$ градусов) составляет около 5%, а для азимутальных углов при $\theta \geq 1$ градуса погрешность не хуже нескольких градусов, при $\theta = 0 \div 1$ - в среднем 10 - 15.

В завершение раздела уместно отметить, что как получение, так и анализ всех использованных в работе ансамблей hA взаимодействий производились совершенно идентично.

3. 0 параметрах моделей многократного рассеяния на ядрах.

Экспериментальные данные настоящей работы будут в той или иной мере сопоставляться с количественными и качественными предсказаниями различных моделей многократного рассеяния. В большинстве рассмотренных нами моделей характеристики hA столкновений связываются с характеристиками взаимодействий на свободных нуклонах и параметрами ядра-мишени. Поэтому при проведении количественных расчётов, воспроизводящих постулаты модели и позволяющих проверить степень её адекватности эксперименту, приходится использовать различные параметризации данных hN взаимодействий и вычислять эффективные числа нуклонов ядра, принимающих участие во взаимодействии.

Вероятность того, что при взаимодействии адрона с ядром массового числа A он V раз ($V \geq 1$) провзаимодействует с внутренними нуклонами дается хорошо известной формулой (см., нап-

Пример, [104], для обсуждения приближений, которые при этом делаются)

$$P(\nu) = \frac{\frac{1}{\nu!} [\sigma(hN)T(b)]^\nu \exp[-\sigma(hN)T(b)] d^2b}{\sigma(hA)} \quad (2.9)$$

$\sigma(hN)$, $\sigma(hA)$ - сечения неупругого hN и hA взаимодействия (точнее, $\sigma(hA)$ - сечение рождения) соответственно, функция профиля

$$T(b) = A \int \rho(b, Z) dZ, \quad (2.10)$$

$\rho(b, Z)$ - распределение плотности ядерной материи. Сечение hA взаимодействия в этом приближении есть

$$\begin{aligned} \sigma(hA) &= \sum_{\nu=1}^A \left(\frac{1}{\nu!} \right) [\sigma(hN)T(b)]^\nu \exp[-\sigma(hN)T(b)] d^2b \\ &= \int (1 - \exp[-\sigma(hN)T(b)]) d^2b \end{aligned} \quad (2.11)$$

Отсюда имеем для среднего числа внутриядерных соударений

$$\langle \nu \rangle = \sum_{\nu=1}^A \nu P(\nu) = \frac{\int \sigma(hN)T(b) d^2b}{\sigma(hA)} = A \frac{\sigma(hN)}{\sigma(hA)} \quad (2.12)$$

Функция $\rho(r) = \rho(\sqrt{b^2 + Z^2})$ выбиралась нами либо в виде распределения Гаусса (для ядер C, N, O)

$$\rho(r) = (\pi R)^{3/2} \exp(-r^2/R^2) \quad (2.13)$$

либо в виде распределения Саксона-Вудса

$$\begin{aligned} \rho(r) &= \rho_0 / [1 + \exp((r-c)/a)] \\ \rho_0 &= \left[\frac{4}{3} \pi c^3 (1 + \pi^2 a^2/c^2) \right]^{-1} \end{aligned} \quad (2.14)$$

Параметры этого распределения выбирались [105, 106] равными $c = 1.07 A^{1/3}$ и $a = 0.545$ фм. При проведении расчётов можно убедиться, что с помощью выражения (2.14) удаётся вполне удовлетворительно (с точностью $\approx 10\%$) воспроизвести экспериментальные

в работе [107] по сечениям неупругого взаимодействия адронов с ядрами. Это, в частности, означает, что значения $\langle V \rangle$, полученные при расчёте, совпадают с экспериментальными, полученными из правой части выражения (2.12) подстановкой экспериментальных значений сечений hN и hA взаимодействия.

Все расчёты проводились нами для разных ядер и затем суммировались в соответствии с составом эмульсии. На рис. I представлены распределения по V для $T-A$ и $P-A$ соударений в эмульсии. Следует заметить, что, поскольку сечения hN и hA взаимодействия изменяются в интервале 20 - 400 ГэВ незначительно, распределения по V также будут изменяться слабо.

При проведении расчётов мы предполагали, что в hN соударениях

$$\langle n_{ch} \rangle = a + b \ln S + c S^{-1/2} \quad (2.15)$$

с значениями параметров, определёнными в работе [108]. Считалось, что множественность в hN соударениях удовлетворяет КНО - скейлингу, а КНО - функция выбиралась в виде, предложенном в работе [109]. Для описания быструх спектров вторичных частиц в hN соударениях использовались параметризации, описанные в работе [110]. При анализе результатов расчёта учитывали экспериментальные ограничения на типы частиц, используемые в фотоэмульсионной методике.

Очевидно, что при анализе данных в рамках рассматриваемых моделей характеристики hA соударений (особенно это касается корреляционных эффектов) должны быть чувствительны к ряду фактов во "вводимых" (из hN соударений) данных, таких как рождение резонансов и возможных кластеров, примесь релятивистских протонов отдачи и т.д. Это обстоятельство приводит к необходимости использовать возможно более точные параметриза-

при одно- и двухчастичных инклюзивных распределениях из hN соударений. Поэтому, при анализе корреляций между релятивистскими частицами в PA соударениях мы использовали метод расчёта [61, III], основанный на суммировании (с соответствующим взвешиванием) эмпирических плотностей из PN соударений соответствующих энергий. Этот метод позволяет принимать в расчёт все упомянутые эффекты и проверять технику суммирования инклюзивных плотностей, постулируемую в различных моделях многократного рассеяния.

Его применение было возможным, так как в нашей лаборатории имеется значительный экспериментальный материал по PN соударениям в широкой области первичных энергий от 2.3 до 400 ГэВ (всего 8 экспериментальных ансамблей PN взаимодействий). Надо, разумеется, отметить, что при проведении расчётов мы пренебрегли малыми поправками, возникающими из-за флуктуаций энергии в перерасеяниях и неучёта передачи импульса между перерасеяниями, которая, как полагают, должна играть незначительную роль для обсуждаемых нами процессов с небольшими поперечными импульсами.

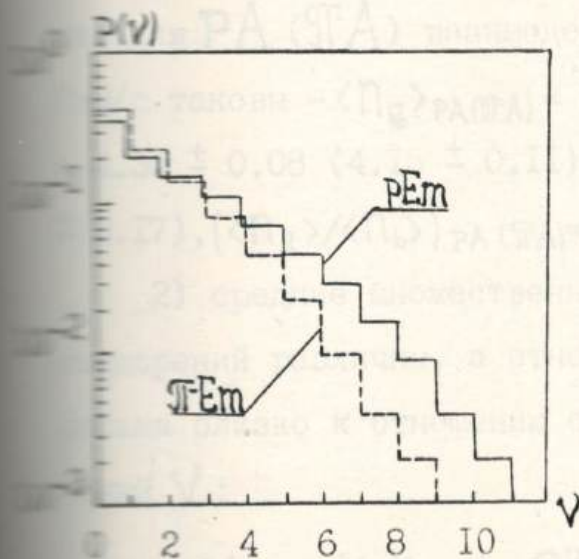


Рис. I Распределения по Y для PA и PN соударений в эмульсии.

и двухчастичных инклюзивных распределений из hN со-
ответствующих. Поэтому, при анализе корреляций между релятивистски-
инвариантными в PA соударениях мы использовали метод расчёта
инвариантов, основанный на суммировании (с соответствующим взве-
шиванием) эмпирических плотностей из PN соударений соответ-
ствующих энергий. Этот метод позволяет принимать в расчёт все
квантовые эффекты и проверять технику суммирования инклюзив-
инвариантов, постулируемую в различных моделях многократ-
ных соударений.

Для применения было возможным, так как в нашей лаборато-
рии имеется значительный экспериментальный материал по PN
соударениям в широкой области первичных энергий от 2.3 до 400
ГэВ (из 3 экспериментальных ансамблей PN взаимодействий).
Следует отметить, что при проведении расчётов мы
использовали малые поправки, возникающими из-за флуктуаций
энергии в перераспределениях и неучёта передачи импульса между
частицами, которая, как полагают, должна играть незначи-
тельную роль для обсуждаемых нами процессов с небольшими по-
перечными импульсами.

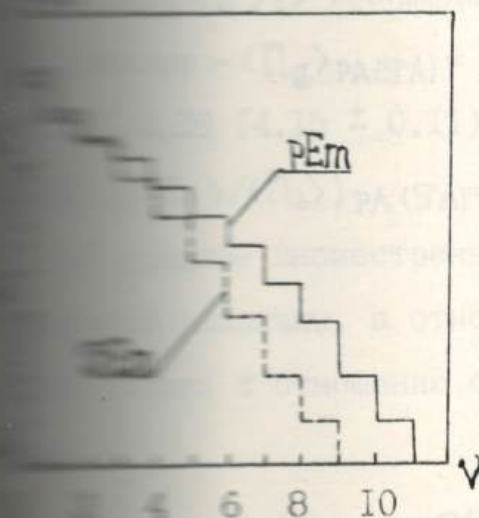


Рис. I Распределения по Y для
 PA и RA соударений в
эмульсии.

Г Л А В А 3 .

МНОЖЕСТВЕННОСТИ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СИЛЬНОИОНИЗУЮЩИХ ЧАСТИЦ .

1. Множественности.

Рассмотрим некоторые наиболее общие характеристики распределений по множественности сильноионизующих частиц в исследуемых нами hA взаимодействиях. Более детальное рассмотрение различных характеристик этих частиц и корреляционных связей между рождёнными частицами и продуктами фрагментации микрон будет проведено в последующих параграфах.

1.1. Средние множественности g , b и h -частиц.

Средние множественности $\langle n_g \rangle, \langle n_b \rangle, \langle n_h \rangle$ и отношения $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ в hA соударениях приведены в таблице 3. Из этих данных можно заключить:

1) средние множественности всех типов сильноионизующих частиц и отношение $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ в пределах ошибок эксперимента не зависят от P_0 в рассматриваемой области. Усреднённые значения для PA (πA) взаимодействий при $P_0 - 20 \div 400$ ($50 \div 200$) ГэВ/с таковы - $\langle n_g \rangle_{PA(\pi A)} = 3.13 \pm 0.06$ (2.75 ± 0.08), $\langle n_b \rangle_{PA(\pi A)} = 4.30 \pm 0.08$ (4.15 ± 0.11), $\langle n_h \rangle_{PA(\pi A)} = 7.43 \pm 0.12$ (6.90 ± 0.17), $(\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle)_{PA(\pi A)} = 0.73 \pm 0.02$ (0.66 ± 0.03) ;

2) средние множественности "серых" частиц для PA и πA соударений различны, а отношение $\langle n_g \rangle_{\pi A} / \langle n_g \rangle_{PA} = 0.88 \pm 0.03$ весьма близко к отношению средних чисел внутриядерных соударений V :

$$\langle V \rangle_{\pi A} / \langle V \rangle_{PA} = \sigma_{\pi-P}^{in} \sigma_{PA}^{in} / \sigma_{PP}^{in} \sigma_{\pi A}^{in} \approx 0.85 \quad (3.1)$$

Для b -частиц величина отношения средних множественностей $\langle N_b \rangle_{\pi A} / \langle N_b \rangle_{pA} = 0.97 \pm 0.03$, что заметно отличается от (3.1). Отношение $\langle N_g \rangle / \langle N_b \rangle$ для πA взаимодействий несколько меньше, чем для pA .

Первое утверждение согласуется с хорошо известным из большого числа работ фактом замечательной устойчивости средней множественности сильноионизирующих частиц $\langle N_h \rangle$. Оно не подтверждает, однако, обнаруженной в работах [72,99,100] "тенденции уменьшения $\langle N_g \rangle$ с увеличением P_0 ". Причина появления такой "тенденции" состояла в использовании экспериментального материала, содержащего противоречащие друг другу по $\langle N_g \rangle$ и $\langle N_b \rangle$ вклады различных лабораторий и, кроме того, в значительной их части идентификация по типам g - и b -частиц выполнялась "визуально". Так что вывод о P_0 -зависимости $\langle N_g \rangle$ в исследуемой области энергий нельзя признать верным.

Второе утверждение представляет несомненный интерес: оно означает, что $\langle N_g \rangle$ (в большей степени, чем $\langle N_b \rangle$ или $\langle N_h \rangle$) является статистической мерой числа внутриядерных столкновений χ . Отметим также, что отношение $\langle N_g \rangle_{\pi A} / \langle N_g \rangle_{pA}$ близко и к соответствующему отношению нормированных множественностей ливневых частиц: $R_{\pi A} / R_{pA} = 0.84 \pm 0.03$ и 0.83 ± 0.02 для $P_0 = 50$ и 200 ГэВ/с соответственно. Таким образом, параметр χ характеризует не только мультипликацию ливневых, но и "серых" частиц в hA взаимодействиях, множественность же испарительных (b) частиц менее чувствительна к различию в сечениях взаимодействия периферических частиц с нуклонами.

Для определения A -зависимости средних множественностей мы воспользовались разделением hA взаимодействий на подансамбли, соответствующие соударениям с легкими ($C, N, O - A=14$) и тяжелыми ($Ag, Br - A=95$) ядрами эмульсии в соотношении 27%

Таблица 3. Средние значения множественностей $3-$, $2-$, $p-$ и h -частиц и отношения $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$.

(ГэВ), hA	$\langle n_s \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_h \rangle$	$\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$
24, pEm	6.46 ± 0.12	3.16 ± 0.11	4.45 ± 0.13	7.60 ± 0.22	0.71 ± 0.03
50, pEm	8.68 ± 0.17	3.19 ± 0.12	4.34 ± 0.13	7.52 ± 0.23	0.74 ± 0.04
200, pEm	14.1 ± 0.4	2.96 ± 0.15	4.09 ± 0.18	7.05 ± 0.30	0.72 ± 0.05
400, pEm	16.9 ± 0.4	3.14 ± 0.14	4.22 ± 0.16	7.36 ± 0.28	0.74 ± 0.04
50, π Em	8.00 ± 0.18	2.61 ± 0.13	4.02 ± 0.15	6.63 ± 0.26	0.65 ± 0.04
200, π Em	12.5 ± 0.2	2.86 ± 0.11	4.25 ± 0.14	7.10 ± 0.23	0.67 ± 0.03

Таблица 4. Средние значения $\langle n_g \rangle$, $\langle n_b \rangle$, $\langle n_h \rangle$ и $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ для взаимодействий протонов и пионов с группами легких и тяжелых ядер эмульсии.

Ансамбль	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_h \rangle$	$\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$
PCNO	0.97 ± 0.02	1.54 ± 0.04	2.50 ± 0.05	0.61 ± 0.02
PAgBr	3.84 ± 0.07	5.22 ± 0.09	9.07 ± 0.12	0.74 ± 0.02
π -CNO	0.87 ± 0.03	1.52 ± 0.05	2.39 ± 0.06	0.57 ± 0.03
π AgBr	3.32 ± 0.09	4.95 ± 0.11	8.26 ± 0.18	0.67 ± 0.02

(26%) и 73% (74%) для первичных протонов (пионов) соответственно. Это разделение проводилось при всех P_0 единым образом, используя статистический метод, описанный в [72] ^{*}. Так же, как для полных ансамблей hA соударений, средние множественности всех типов медленных частиц оказались в $hCNO$ и $hAgBr$ событиях независимыми от P_0 , поэтому ниже мы рассмотрим усреднённые по рассматриваемой области первичных энергий характеристики протон- и пион-ядерных взаимодействий (таблица 4). Из данных, представленных в таблице 4, следует:

1) различие в средних множественностях g - и b - частиц для PA и TA событий более чётко выражено для тяжёлых ядер-мишеней. Отношения $\langle n \rangle_{TCNO} / \langle n \rangle_{PCNO}$ и $\langle n \rangle_{TAgBr} / \langle n \rangle_{PAgBr}$ равны соответственно 0.90 ± 0.04 (0.95 ± 0.04) и 0.86 ± 0.03 (0.95 ± 0.03) для g - (b -) частиц.

2) отношение $\langle n_g \rangle / \langle n_b \rangle$ и доля g - частиц среди всех силь-ионизирующих ($\langle n_g \rangle / \langle n_h \rangle$) слабо, но обеспеченно увеличивается с ростом A как в PA , так и в TA соударениях. Если $\langle n_g \rangle / \langle n_h \rangle$ аппроксимировать степенной зависимостью $\sim A^\alpha$, то $\alpha = 0.05 \pm 0.03$ в обоих случаях;

3) из последнего свойства следует, что A - зависимости самих средних множественностей $\langle n_g \rangle$ и $\langle n_b \rangle$ должны различаться. Снова, предполагая степенную зависимость $\langle n \rangle \sim A^\alpha$, из соотношения

$$\langle n \rangle_{AgBr} / \langle n \rangle_{CNO} = \left(\sum_{AgBr} N_i G_i A_i^\alpha / \sum_{AgBr} N_i G_i \right) / \left(\sum_{CNO} N_i G_i A_i^\alpha / \sum_{CNO} N_i G_i \right) \quad (3.2)$$

^{*} Такое разделение использовалось, в основном, для иллюстративных целей. Большинство заключений об A - зависимостях характеристик соударения были получены в работе внемоделльным путём, без использования этого разделения: различные гипотезы о виде этих зависимостей проверялись с помощью метода

где $\Pi = \Pi_g, \Pi_b$, N_i - число ядер с данным A в 1 см^3 эмульсии, σ - неупругое сечение взаимодействия адрона с данным ядром, находим - $\alpha_g = 0.72 \pm 0.02$ (0.70 ± 0.02), $\alpha_b = 0.64 \pm 0.02$ (0.62 ± 0.02) для протон- (пион-) ядерных взаимодействий.

1.2. Распределения по множественности.

Анализ распределений множественности сильноионизирующих частиц для всех ансамблей hA взаимодействий, перечисленных в таблице I, показал, что они не зависят от P_0 , но зависят от вида адрона-снаряда. Поэтому мы снова просуммировали PA и πA ансамбли при разных P_0 .

На рис.2 в качестве примера представлены интегральные распределения $W(\geq n_h^2)$ и $W(\geq n_g)$ для PA и πA соударений, для которых можно отметить следующие эмпирические закономерности:

1) интегральное распределение по n_h при $n_h > 8$ хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией (I.II) с $\Pi_0 = 16.3 \pm 0.2$ для PA соударений и $\Pi_0 = 15.1 \pm 0.3$ для πA . Отметим, что найденные значения Π_0 удовлетворительно согласуются с компиляцией "мировых" данных (см. Главу I раздел I.5). Наши данные противоречат утверждению работы [78] об изменении формы n_h -распределения (уменьшение Π_0 в (I.II)) с увеличением P_0 для PEM соударений в области $P_0 \leq 300 \text{ ГэВ/с}$. Отметим, что для приведённых в [78] значений Π_0 с необходимостью должно было бы наблюдаться заметное уменьшение $\langle n_h(P_0) \rangle$, чего не наблюдается на эксперименте, в том числе и в данных, использованных в [78];

2) аналогичной зависимостью (типа (I.II)) хорошо аппроксимируются и n_b -распределения для PA и πA взаимодействий при $n_b > 4$ (не проиллюстрировано). Соответствующие константы

Монте-Карло, с учётом ядерного состава эмульсии.

("наклоны") в зависимости (I.II) для b -частиц равны соответственно 8.9 ± 0.1 и 8.6 ± 0.1 для РА и ПА взаимодействий. При $N_b \leq 4$ налицо отступления от (I.II) благодаря вкладу от соударений с ядрами C, N, O ;

3) в отличие от распределений по N_h и N_b , распределение по N_g не описывается зависимостью (I.II), но хорошо аппроксимируется "линейно-экспоненциальной" формой

$$W(\geq n_g) \sim \exp(-n_g/n_0) \quad (3.3)$$

начиная с $N_g=0$. Значение n_0 в (3.3) для РА и ПА соударений заметно различны (4.2 ± 0.1 и 3.3 ± 0.1 соответственно).

Таким образом и форма N_g -распределения отлична от формы распределений N_b и N_h , что, несомненно, является отражением различия в механизмах образования g - и b -частиц. Отметим также, что наибольшее различие в распределениях для РА и ПА взаимодействий наблюдается для g -частиц - наиболее быстрых из группы сильноионизирующих.

I.3. Множественность g -частиц в передней и задней полусферах.

Подобно тому, как полная множественность g -частиц обнаруживает замечательную устойчивость к изменению энергии соударения, наши данные показывают, что распределения множественности g -частиц, образованных в передней и задней полусферах не зависят от E_0 в интервале 20-400 ГэВ (граница между передней и задней полусферами для g -частиц определяется углом $\theta_{\text{ж}} = \pi/2$). Поэтому мы просуммировали эти распределения для изучаемых РА и ПА соударений.

Основные экспериментальные данные, характеризующие N_g -распределения в передней и задней полусферах - N_g^F и N_g^B соответ-

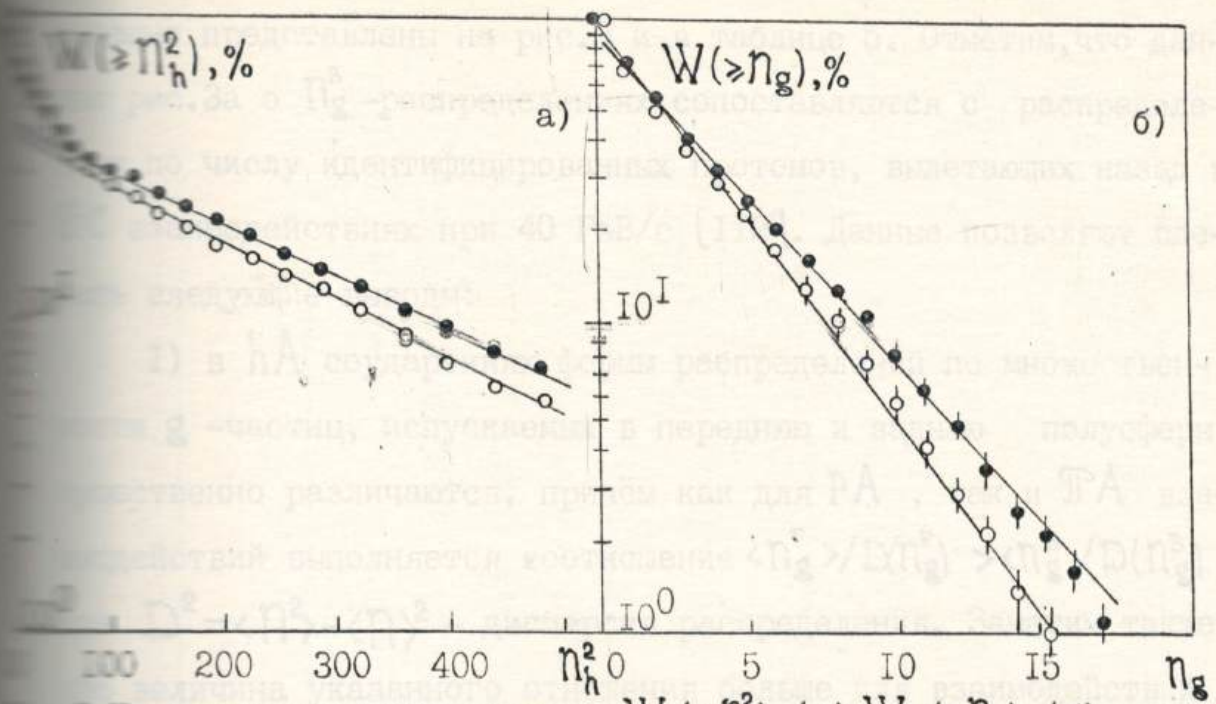


Рис. 2 Интегральные распределения $W(>n_h^2)$ (а), $W(>n_g)$ (б) для РА (●) и ТРА (○) взаимодействий.

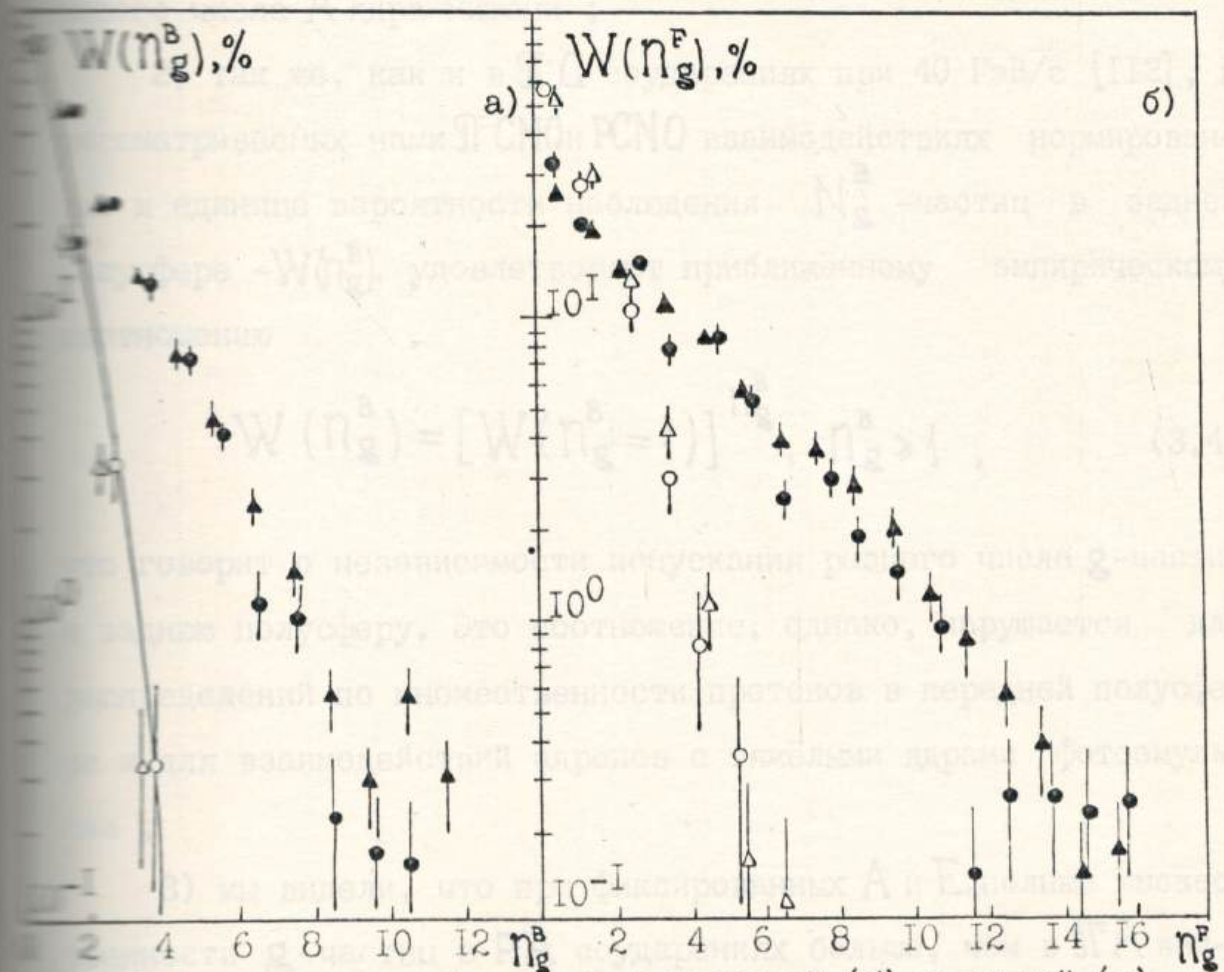


Рис. 3 Множественности g -частиц в передней (б) и задней (а) полусферах. Кривая - множественности протонов из ТПС соударений при 40 ГэВ/с [108] (○, △, ● и ▲ - ТПСНО, РСНО, ТРАгВр и РАгВр соударения соответственно).

ственно представлены на рис.3 и в таблице 5. Отметим, что данные рис.3а о n_g^B -распределениях сопоставляются с распределением по числу идентифицированных протонов, вылетающих назад в $\pi\pi$ взаимодействиях при 40 ГэВ/с [112]. Данные позволяют сделать следующие выводы:

1) в hA соударениях формы распределений по множественности g -частиц, испускаемых в переднюю и заднюю полусферы, существенно различаются, причём как для PA , так и πA взаимодействий выполняется соотношение $\langle n_g^F \rangle / D(n_g^F) > \langle n_g^B \rangle / D(n_g^B)$, где $D^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$ - дисперсия распределения. Заметим также, что величина указанного отношения больше для взаимодействий, названных первичными протонами и увеличивается с ростом массового числа A ядра-мишени ;

2) так же, как и в $\pi\pi$ соударениях при 40 ГэВ/с [112], в рассматриваемых нами $\pi\pi$ и $PCNO$ взаимодействиях нормированные к единице вероятности наблюдения N_g^B -частиц в задней полусфере $-W(n_g^B)$, удовлетворяют приближённому эмпирическому соотношению

$$W(n_g^B) = [W(n_g^B = 1)]^{n_g^B}, \quad n_g^B \geq 1, \quad (3.4)$$

что говорит о независимости испускания разного числа g -частиц в заднюю полусферу. Это соотношение, однако, нарушается для распределений по множественности протонов в передней полусфере и для взаимодействий адронов с тяжёлыми ядрами фотоэмульсии ;

3) мы видели, что при фиксированных A и E_0 полные множественности g -частиц в PA соударениях больше, чем в πA взаимодействиях. Данные рис.3 и таблицы 5 показывают, что n_g^B -распределения для соударений с легкими ядрами эмульсии в преде-

Таблица 6. Средние значения и дисперсии распределений моноэнергетиче-
ских частиц в передней и задней полусферах.

Ансамбль	$\langle n_g^F \rangle$	$(D^F)^2$	$\langle n_g^B \rangle$	$(D^B)^2$
PCNO	0.74 ± 0.02	0.91 ± 0.03	0.25 ± 0.01	0.27 ± 0.01
PAgBr	2.75 ± 0.05	8.46 ± 0.20	1.19 ± 0.02	2.45 ± 0.06
ГГ-CNO	0.62 ± 0.03	0.80 ± 0.03	0.25 ± 0.02	0.28 ± 0.01
ГГAgBr	2.29 ± 0.06	7.10 ± 0.24	1.03 ± 0.03	2.06 ± 0.07

Таблица 6. Коэффициенты асимметрии угловых распределений g - и b -частиц в
hA взаимодействиях.

	A_g	A_b
PEm	2.37 ± 0.05	1.17 ± 0.02
PCNO	2.97 ± 0.23	1.23 ± 0.06
PAgBr	2.32 ± 0.05	1.17 ± 0.02
ГГEm	2.23 ± 0.07	1.12 ± 0.03
ГГCNO	2.52 ± 0.30	1.19 ± 0.10
ГГAgBr	2.21 ± 0.07	1.11 ± 0.03

лах ошибок эксперимента не зависят от типа налетающей частицы, что касается $pAgBr$ и $\pi AgBr$ взаимодействий, здесь N_g - распределения различаются как в передней, так и задней полусферах, причём наиболее сильно это различие выражено для множественности протонов в передней полусфере.

2. Угловые распределения сильноионизирующих частиц.

2.1. Инклюзивные распределения.

Наиболее замечательным свойством угловых распределений сильноионизирующих частиц является устойчивость к изменению энергии соударения, хорошо известная из данных широкой области E_0 от ~ 5 до $\sim 10^4$ ГэВ [76] (см. Главу I раздел I.6). Наши данные не показывают сколько-нибудь заметного изменения формы угловых распределений g - и b -частиц при всех рассматриваемых в настоящей работе энергиях; см., для примера, рис.4, на котором представлена энергетическая зависимость коэффициентов асимметрии

$$A = N_1 / N_2 \quad (3.5)$$

(N_1, N_2 - число частиц с $\theta \geq \pi/2$) угловых распределений разных типов сильноионизирующих частиц в изучаемых hA соударениях. Поэтому в дальнейшем мы просуммировали эти распределения для pA и πA взаимодействий.

Суммарные угловые распределения g - и b -частиц в pA (πA) соударениях при 20 - 400 (50 - 200) ГэВ/с показаны на рис.5, а в таблице 6 приведены значения коэффициентов асимметрии для hA , $hCNO$ и $hAgBr$ взаимодействий. Распределения не обнаруживают каких-либо особенностей: для g -частиц угловая асимметрия "вперед" выражена намного сильнее, чем для наибо-

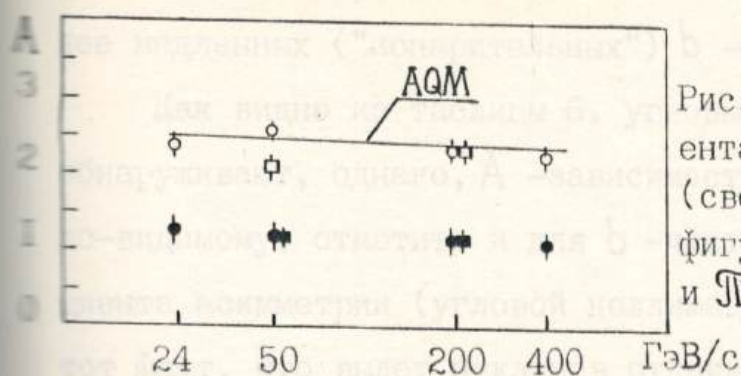


Рис.4 Зависимость коэффициента асимметрии A от P_0 для g - (светлые фигуры) и b - (темные фигуры) частиц из PA (кружки) и $\bar{P}A$ (квадраты) соударений.

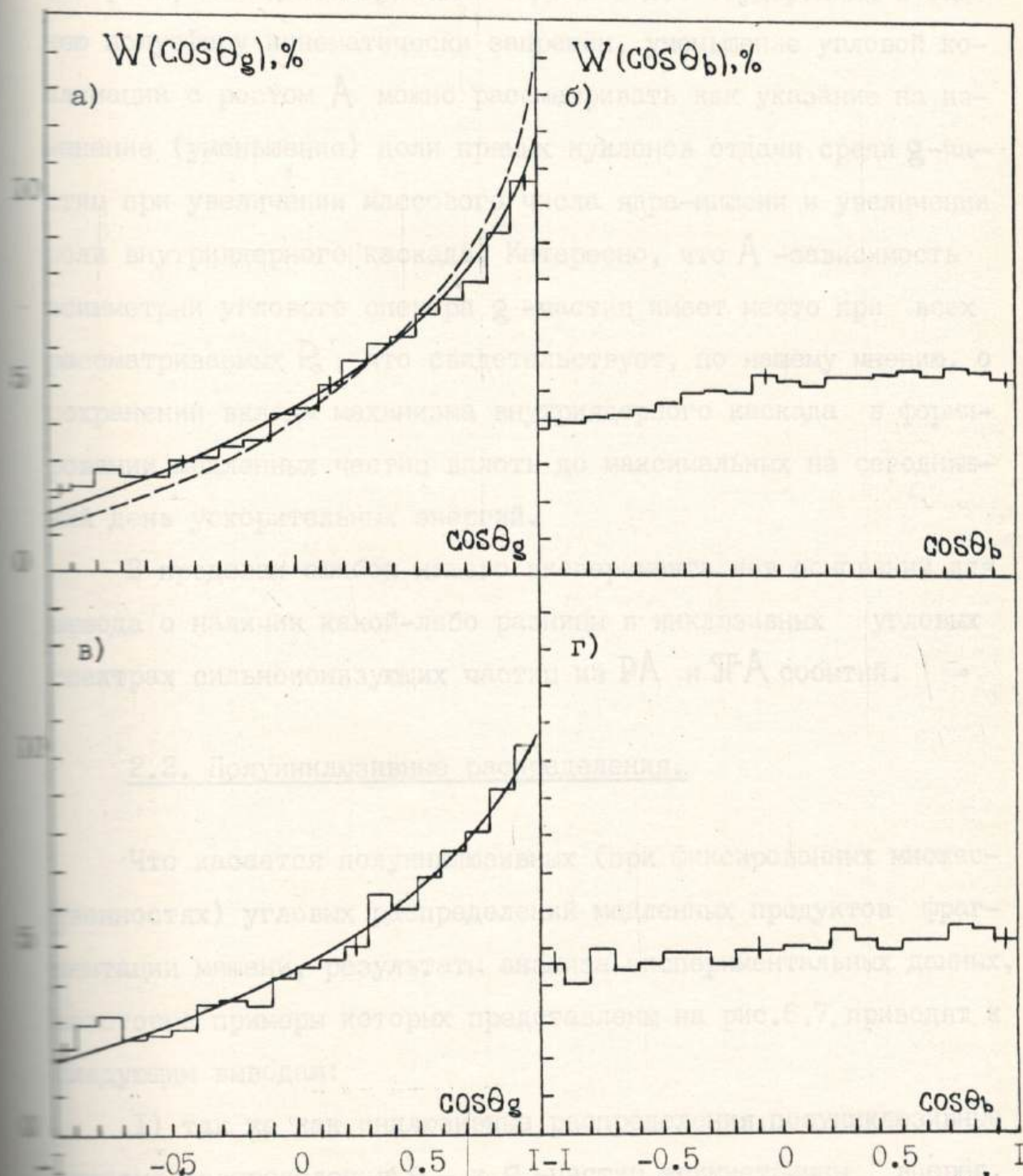


Рис.5 Угловые распределения g - (а, в) и b - (б, г) частиц в PA (а, б) и $\bar{P}A$ (в, г) соударениях. Гистограммы - экспериментальные данные, кривые - предсказания AQM с учетом (сплошная) и без учета (пунктир) вклада коррелированных пар.

лее медленных ("испарительных") b -частиц.

Как видно из таблицы 6, угловые распределения g -частиц обнаруживают, однако, A -зависимость (слабую тенденцию можно, по-видимому, отметить и для b -частиц) - уменьшение коэффициента асимметрии (угловой коллимации) с ростом A . Учитывая тот факт, что вылет нуклонов отдачи в hN соударениях в заднюю полусферу кинематически запрещён, уменьшение угловой коллимации с ростом A можно рассматривать как указание на изменение (уменьшение) доли прямых нуклонов отдачи среди g -частиц при увеличении массового числа ядра-мишени и увеличении роли внутриядерного каскада. Интересно, что A -зависимость асимметрии углового спектра g -частиц имеет место при всех рассматриваемых P_0 , что свидетельствует, по нашему мнению, о сохранении вклада механизма внутриядерного каскада в формировании медленных частиц вплоть до максимальных на сегодняшний день ускорительных энергий.

В пределах ошибок нашего эксперимента нет оснований для вывода о наличии какой-либо разницы в инклюзивных угловых спектрах сильноионизирующих частиц из PA и πA событий.

2.2. Полуинклюзивные распределения.

Что касается полуинклюзивных (при фиксированных множественностях) угловых распределений медленных продуктов фрагментации мишени, результаты анализа экспериментальных данных, некоторые примеры которых представлены на рис. 6, 7, приводят к следующим выводам:

1) так же как инклюзивные распределения, полуинклюзивные угловые распределения b - и g -частиц асимметричны вперёд, причём асимметрия существенно более выражена для "серых" частиц ;

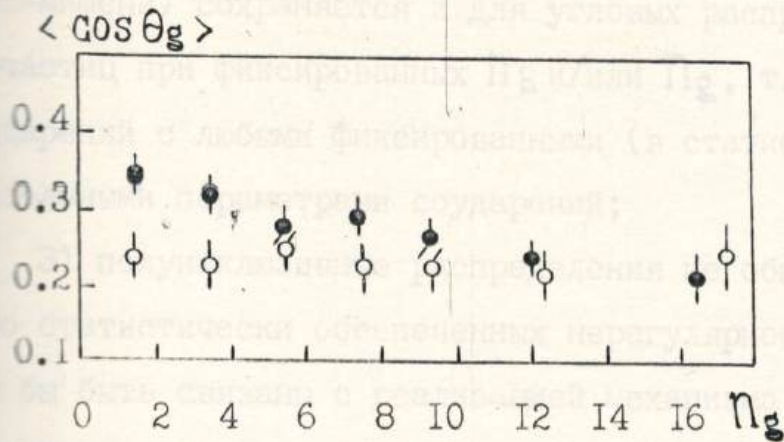


Рис.6 $\langle \cos \theta_g \rangle$ как функция множественности g -частиц в πA (○) и pA (●) взаимодействиях при импульсе первичной частицы 50 ГэВ/с.

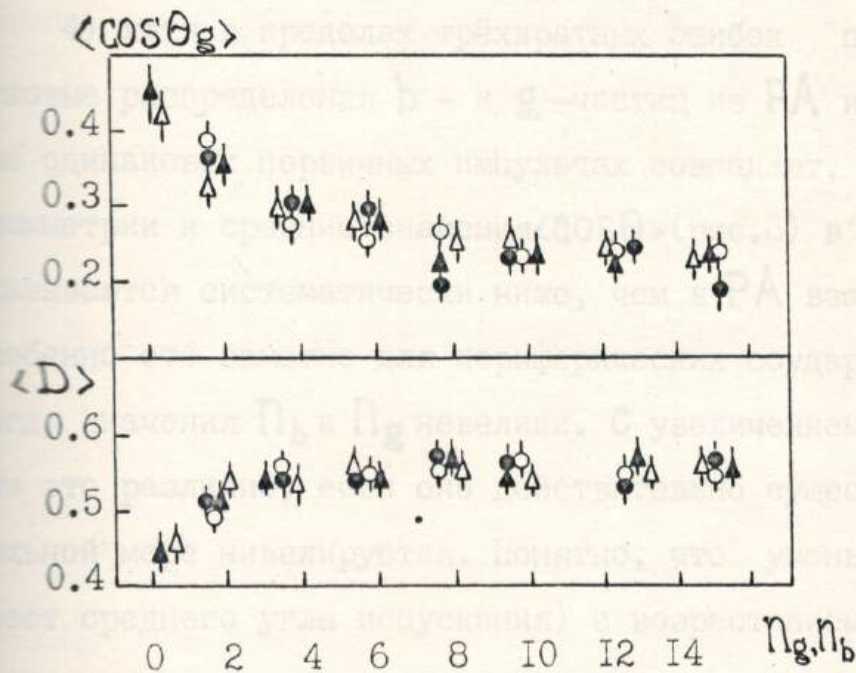


Рис.7 $\langle \cos \theta_g \rangle$ и $\langle D \rangle$ как функция множественностей g -(●,○) и b -(▲,△) частиц в pA взаимодействиях при импульсах первичной частицы 24 (●,▲) и 400(○,△) ГэВ/с.

2) предельное поведение инклюзивных угловых распределений сильноионизирующих частиц (явление предельной фрагментации ядра-мишени) сохраняется и для угловых распределений b - и g -частиц при фиксированных N_b и/или N_g , т.е. в ансамблях hA соударений с любыми фиксированными (в статистическом смысле) прицельными параметрами соударений;

3) полуинклюзивные распределения не обнаруживают каких-либо статистически обеспеченных нерегулярностей, которые могли бы быть связаны с реализацией механизма ядерных ударных волн или другими коллективными эффектами (это, в известной мере, противоречит утверждению о наличии в угловом распределении b -частиц пика в районе 90 градусов для группы hA взаимодействий с $N_h \geq 28$, которое делается в работе [113]) ;

4) хотя в пределах трёхкратных ошибок полуинклюзивные угловые распределения b - и g -частиц из PA и TA соударений при одинаковых первичных импульсах совпадают, коэффициенты асимметрии и средние значения $\langle \cos \theta \rangle$ (рис.6) в TA соударениях оказываются систематически ниже, чем в PA взаимодействиях . Особенно это заметно для периферических соударений с ядрами, когда значения N_b и N_g невелики. С увеличением множественности это различие, если оно действительно существует, в значительной мере нивелируется. Понятно, что уменьшение $\langle \cos \theta \rangle$ (рост среднего угла испускания) с возрастанием N_g происходит в результате увеличения роли перерассеяния медленных g -частиц в ядре. В работе [66] на экспериментальном материале по hA взаимодействиям с достаточно представительной статистикой исследуется зависимость асимметрии (F/V) полуинклюзивных угловых распределений в PA и TA взаимодействиях. Приведённые в работе данные обнаруживают более крутой спад зависимости (F/V) от N_g для TA соударений в сравнении с PA и

большие по своим значениям величины (F/B) в πA , чем в PA взаимодействиях при малых N_g . Легко убедиться, что эти данные прямо противоположны нашим;

5) в пределах точности настоящего эксперимента угловые распределения b - и g -частиц не зависят от множественностей ассоциированных релятивистских (S) частиц;

6) угловые распределения b - и g -частиц существенно зависят от множественности - см. рис.7, на котором для примера представлены данные об N_b - и N_g -зависимостях средних значений и дисперсий $\cos\theta$ -распределения g -частиц в PA соударениях при 24 и 400 ГэВ/с. Видно, что с ростом множественности $\langle \cos\theta \rangle$ (а также коэффициенты асимметрии) убывают, а дисперсии слабо возрастают. Интересно отметить, что обе эти зависимости насыщаются очень быстро - при $N_b, N_g \approx 6 - 7$, т.е. при тех же значениях множественности, при которых происходит насыщение различных корреляций по множественности сильноионизирующих частиц [5].

3. Множественности и угловые распределения в hA соударениях с вылетом адронов в заднюю полусферу.

Рассмотрим множественности и угловые распределения разных типов заряженных частиц в соударениях с вылетом и без вылета адронов в заднюю полусферу в лабораторной системе координат. Следует заметить, что такой отбор событий был стимулирован широко ведущимися исследованиями hA соударений с образованием адронов в области, кинематически запрещённой для свободного hN взаимодействия (подробнее об этом см. в следующей главе) и стремлением выявить различия в их общих характеристиках.

3.1. 0 вкладе событий с вылетом и без вылета адронов "назад".

Прежде всего отметим, что, как показывают наши данные, доля hA соударений в эмульсии, сопровождающихся вылетом назад адронов в пределах ошибок опыта не зависит от энергии и типа налетающей частицы (для первичных протонов и пионов в интервале 20 - 400 ГэВ) и составляет для релятивистских и g -частиц соответственно $(19.7 \pm 1.5)\%$ и $(43.5 \pm 2.2)\%$ от сечений неупругого взаимодействия. Вклад таких событий, однако, существенно зависит от массового числа ядра-мишени. Так, доля событий с вылетом назад A -частиц равна $(10.2 \pm 2.0)\%$ и $(22.7 \pm 1.8)\%$ от σ_{in} для $hCNO$ и $hAgBr$ взаимодействий, а доля событий с вылетом назад g -частиц, соответственно - $(20.7 \pm 2.8)\%$ и $(51.5 \pm 2.6)\%$.

3.2. Множественности S - и g -частиц в событиях с вылетом адронов "назад".

Рассмотрим характеристики распределений по множественности разных типов частиц в hA соударениях, сопровождающихся вылетом g -частиц "назад". Основные экспериментальные данные представлены на рис.8,9,10 и в таблице7. В таблице 7 перечислены значения α_i в параметризации $\langle n_i \rangle \sim A^{\alpha_i}$ для средних множественностей S - и g -частиц, полученные из данных по $hCNO$ и $hAgBr$ соударениям при всех рассматриваемых E . Данные о средних значениях и стандартах n_s -распределений в исследуемых hA соударениях с вылетом и без вылета g -частиц "назад" показаны на рис.8 в виде зависимости $D(\langle n_s \rangle)$. На рис.9 представлены, как пример, данные о зависимости $\langle n_s \rangle$ от числа g -частиц в задней полусфере для $hAgBr$ соударений и, наконец,

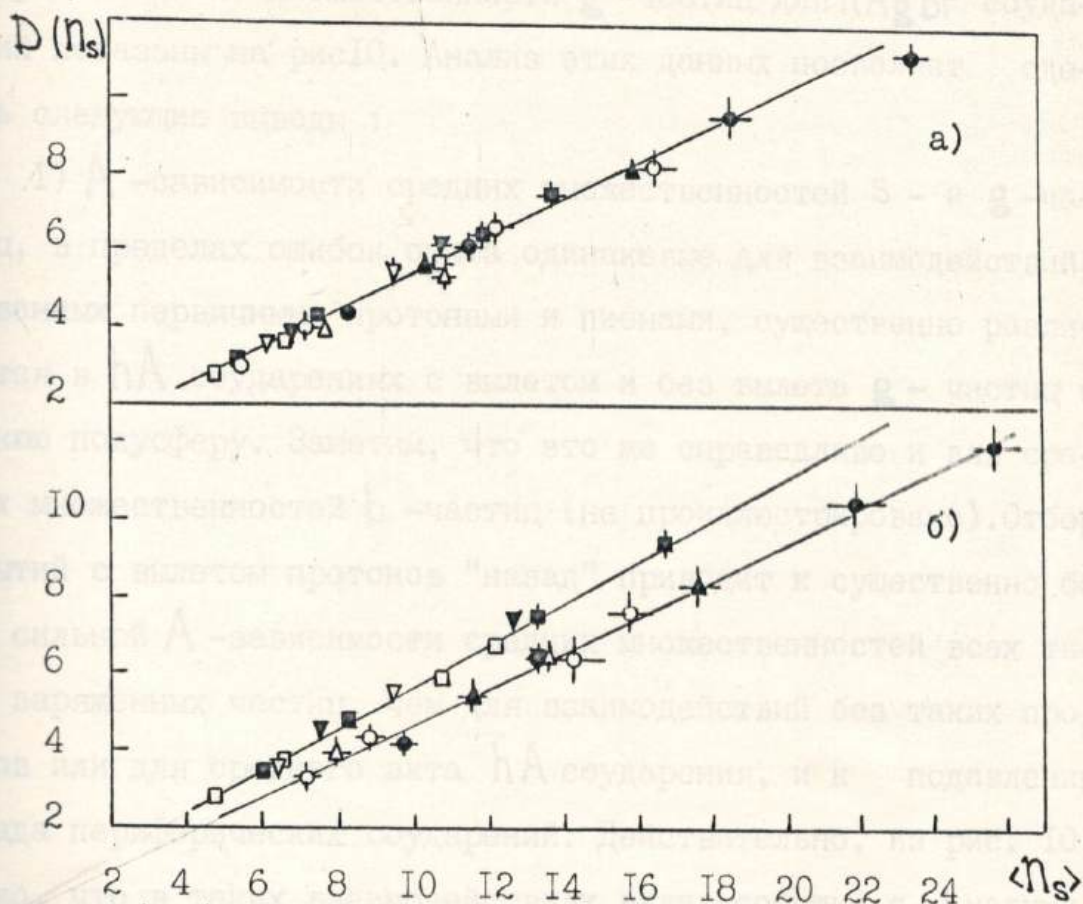


Рис.8 $D(n_s)$ как функция $\langle n_s \rangle$ для событий с вылетом и без вылета g (а) и S (б) частиц "назад". Прямые - аппроксимации экспериментальных данных. Точки $\circ, \bullet, \Delta$ и $\blacktriangle$ относятся к PCNO, PAgBr, TCNO и TAgBr соударениям с вылетом и $\square, \blacksquare, \nabla, \blacktriangledown$ - к таким же соударениям без вылета g, S - частиц "назад".

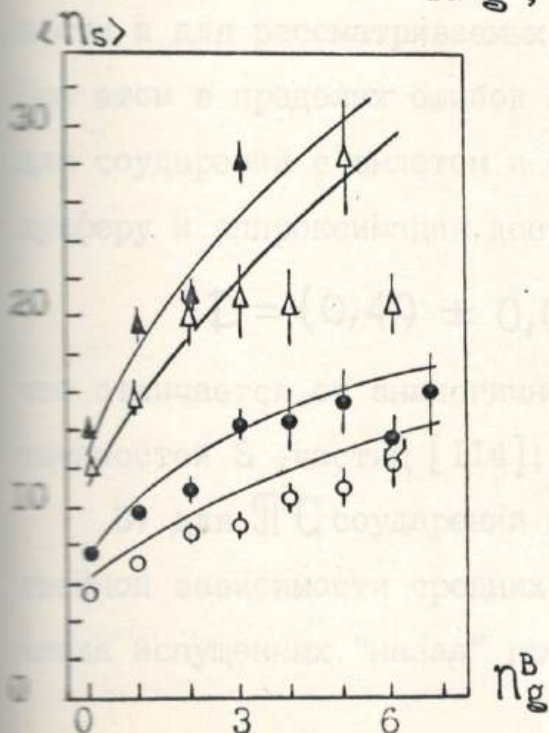


Рис.9

Зависимость $\langle n_s \rangle$ от числа g - частиц в задней полусфере для PAgBr соударений при 24($\circ$), 50 ($\bullet$), 200(Δ) и 400($\blacktriangle$) ГэВ/с. Кривые линии - предсказания AQM.

распределения по множественности g -частиц для $hA g Br$ соударений показаны на рис. 10. Анализ этих данных позволяет сделать следующие выводы:

1) A -зависимости средних множественностей S - и g -частиц, в пределах ошибок опыта одинаковые для взаимодействий, вызванных первичными протонами и пионами, существенно различаются в hA -соударениях с вылетом и без вылета g -частиц в заднюю полусферу. Заметим, что это же справедливо и для средних множественностей h -частиц (не проиллюстрировано). Отбор событий с вылетом протонов "назад" приводит к существенно более сильной A -зависимости средних множественностей всех типов заряженных частиц, чем для взаимодействий без таких протонов или для среднего акта hA соударения, и к подавлению вклада периферических соударений. Действительно, из рис. 10 видно, что в таких взаимодействиях вклад событий с малыми значениями полной множественности g -частиц оказывается резко подавленным. При этом также подавляется вклад с малыми n_b ;

2) так же как и в средних актах hA соударений стандартные n_s -распределения линейно зависят от средней множественности и для рассматриваемых нами взаимодействий (см. рис. 8). При этом в пределах ошибок опыта эта зависимость одинакова для соударений с вылетом и без вылета g -частиц в заднюю полусферу и аппроксимация дает

$$D = (0,49 \pm 0,01) \langle n_s \rangle + (0,59 \pm 0,09), \quad (3.6)$$

что отличается от аналогичной зависимости для полных множественностей S -частиц [114];

3) для $\pi\pi$ -соударений при 40 ГэВ/с не отмечалось существенной зависимости средних множественностей $\pi^\pm$ -мезонов от числа испущенных "назад" протонов [112]. Для более тяжёлых

адрон-мишеней, как видно из рис.9, во всей области рассматриваемых энергий наблюдаются положительные корреляции между средней множественностью S -частиц и множественностью g -протонов в задней полусфере.

Перейдём теперь к распределениям множественностей в соударениях с вылетом "назад" релятивистских частиц. Экспериментальные данные, некоторые примеры которых представлены на рис.8б и II показывают, что :

1) такой существенной разницы в A -зависимостях средних множественностей b - и g -частиц, как обсуждалось выше, для событий с вылетом и без вылета S -частиц "назад" не наблюдается. Тем не менее, из A -зависимостей $\langle n_s \rangle$ (см. таблицу 3 работы [II5]) и данных рис.II следует, что отбор взаимодействий с вылетом "назад" релятивистских частиц также ведёт к подавлению периферических соударений, хотя и не столь эффективно, как отбор взаимодействий с вылетом "назад" g -частиц;

2) рассматриваемые взаимодействия также, по - видимому, приводят к линейной зависимости D от $\langle n_s \rangle$. Аппроксимация данных рис.8б линейными функциями показывает, что эти зависимости, вероятно, различны для соударений с вылетом и без вылета "назад" S -частиц

$$D = (0,22 \pm 0,24) + (0,49 \pm 0,02) \langle n_s \rangle \quad (a) \quad (3.7)$$

$$D = (0,28 \pm 0,10) + (0,55 \pm 0,01) \langle n_s \rangle \quad (б)$$

соответственно.

3.3. Угловые распределения в событиях с вылетом адронов "назад".

Для того, чтобы выяснить, как различаются угловые распределения релятивистских частиц в hA соударениях с вылетом

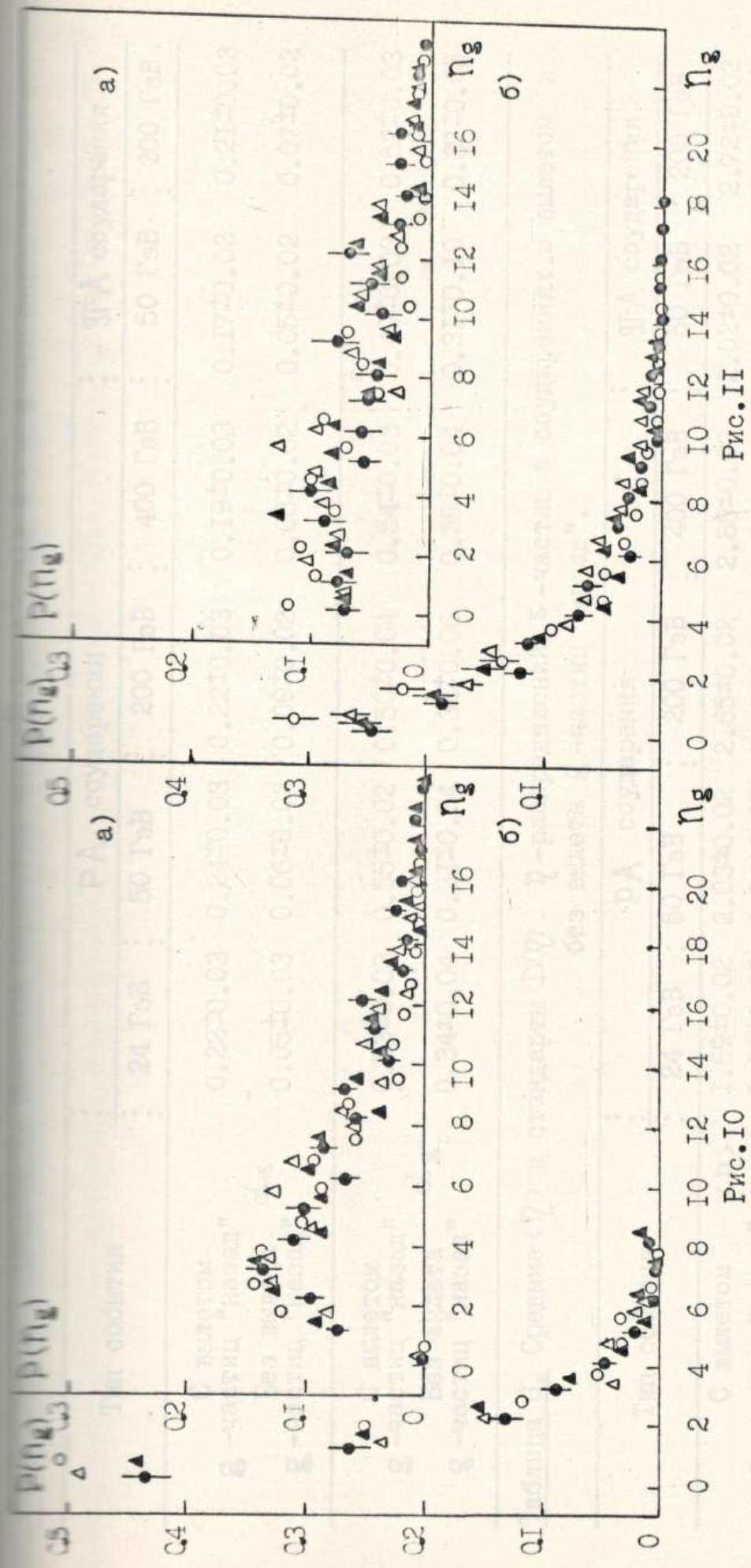


Рис.10

Распределение множественности g -частиц в $hAuBr$ соударениях с вылетом (а) и без вылета (б) g -частиц "назад". Обозначения: ● (о) и ▲ (Δ) относятся к РА (JГ-А) соударениям при 50 и 200 ГэВ/с. Распределение множественности g -частиц в $hAuBr$ соударениях с вылетом (а) и без вылета (б) ре- лативистских частиц "назад". Обозначения такие же, как на рис.10.

Рис.11

Таблица 7. Значения параметра ϕ_A в $\langle \eta \rangle \sim A^{1/4}$ для $\eta = 0$ и $\eta = 1$ - частиц.

Тип события	РА соударения				Г-А соударения			
	24 ГэВ	50 ГэВ	200 ГэВ	400 ГэВ	50 ГэВ	200 ГэВ	400 ГэВ	200 ГэВ
С вылетом g-частиц "назад" ϕ_s	0.22±0.03	0.24±0.03	0.22±0.03	0.19±0.03	0.17±0.03	0.21±0.03		
Без вылета g-частиц "назад" ϕ_g	0.05±0.03	0.06±0.02	0.09±0.02	0.08±0.02	0.05±0.02	0.07±0.02		
С вылетом g-частиц "назад" ϕ_g	0.53±0.03	0.55±0.02	0.50±0.04	0.54±0.03	0.49±0.03	0.52±0.03		
Без вылета g-частиц "назад" ϕ_g	0.34±0.04	0.31±0.04	0.32±0.06	0.38±0.04	0.31±0.10	0.37±0.05		

Таблица 8. Средние $\langle \eta \rangle$ и стандарты $D(\eta)$ η -распределений S-частиц в соударениях с вылетом и без вылета g-частиц "назад".

Тип события	РА соударения				Г-А соударения			
	24 ГэВ	50 ГэВ	200 ГэВ	400 ГэВ	50 ГэВ	200 ГэВ	400 ГэВ	200 ГэВ
С вылетом g-частиц "назад" $\langle \eta \rangle$	1.69±0.02	2.03±0.02	2.65±0.02	2.88±0.02	2.02±0.02	2.72±0.02		
Без вылета g-частиц "назад" $\langle \eta \rangle$	1.15±0.01	1.24±0.01	1.49±0.02	1.62±0.01	1.35±0.02	1.54±0.01		
С вылетом g-частиц "назад" $\langle \eta \rangle$	2.21±0.02	2.46±0.02	3.09±0.01	3.43±0.02	2.46±0.03	3.23±0.02		
Без вылета g-частиц "назад" $\langle \eta \rangle$	1.25±0.02	1.32±0.01	1.52±0.02	1.66±0.01	1.49±0.02	1.56±0.01		

и без вылета g -частиц "назад" рассмотрим данные таблицы 8 и рис.12,13. В таблице 8 представлены средние значения и стандарты распределений по псевдобыстроте релятивистских частиц для взаимодействий протонов и пионов с ядрами эмульсии, а на рис.12,13 в качестве примера показаны отношения инклюзивных η -распределений для $PCNO$ и $PAgBr$ соударений при 24 и 400 ГэВ вида

$$R(\eta) = \frac{(1/\sigma)(d\sigma/d\eta) \text{ (с вылетом } g \text{-частиц "назад")}}{(1/\sigma)(d\sigma/d\eta) \text{ (без вылета } g \text{-частиц "назад")}} \quad (3.8)$$

$$R_1(\eta) = (1/\sigma) d\sigma/d\eta (PAgBr) / (1/\sigma) d\sigma/d\eta (PCNO) \quad (3.9)$$

для событий с вылетом и без вылета g -частиц в заднюю полу-сферу. Видно, что :

1) средние значения η -распределений в hA соударениях с вылетом g -частиц "назад" смещены к малым значениям η по сравнению с таковыми для событий, не сопровождающихся g -частицами в задней полусфере. Дисперсии распределений при этом практически не изменяются. Интересно отметить, что в пределах ошибок опыта величина сдвига центров η -спектров - $\Delta\eta$, оказывается независимой ни от энергии соударения, ни от типа первичной частицы. Сдвиг η -распределений ведёт к тому, что величина отношения R имеет существенную η -зависимость : в области фрагментации снаряда $R < 1$ (см. рис.12) ;

2) так же как для среднего акта hA взаимодействия, в обоих классах рассматриваемых нами соударений угловые распределения S -частиц изменяются с ростом массового числа ядер-мишени таким образом, что величина $R_1(\eta)$ увеличивается в области фрагментации мишени и уменьшается в области фрагментации снаряда. Известно, что для средних актов hA соударе-

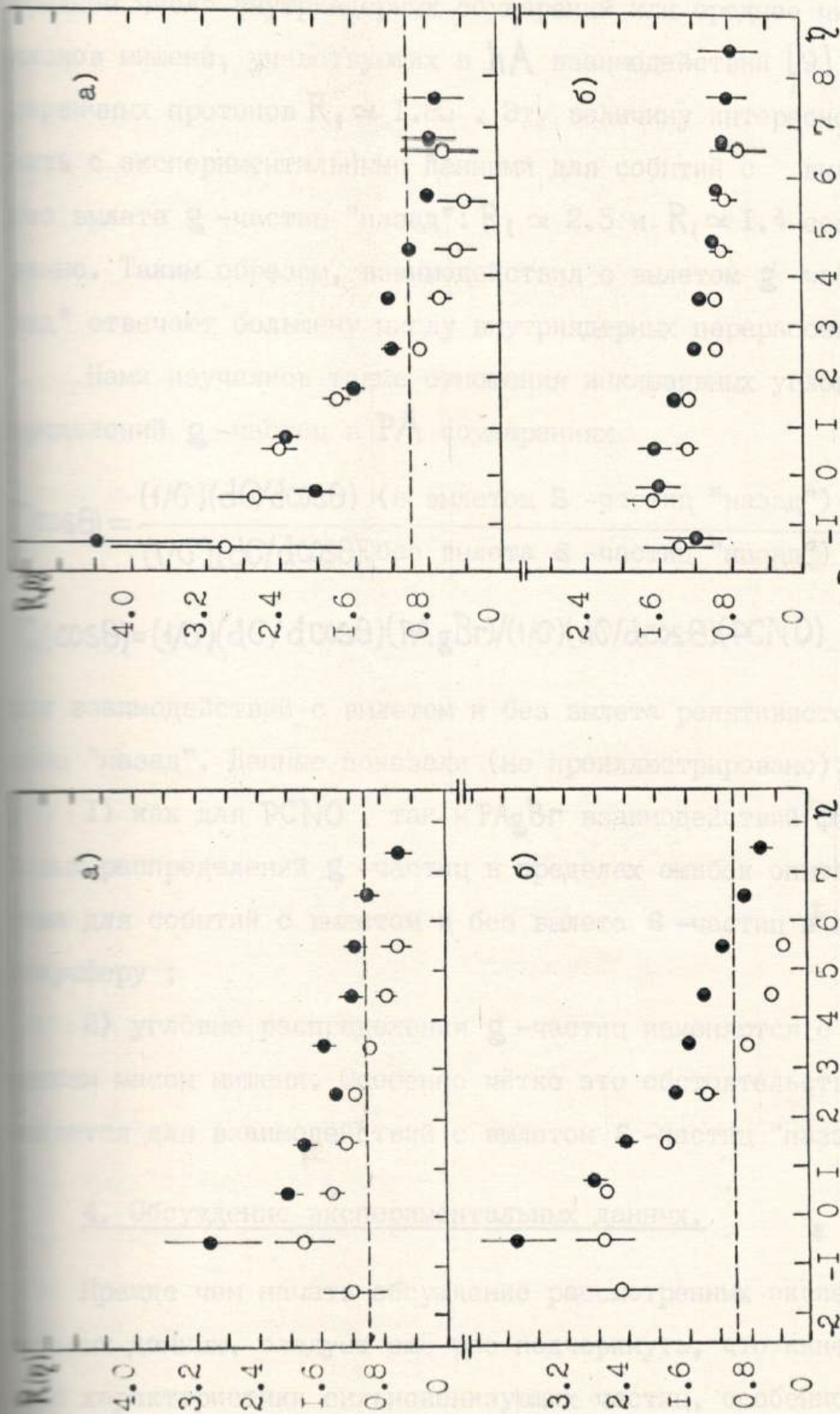


Рис. 12 Отношение $R(\eta)$ (см. текст) для $PbPb$ (а) и $AgAg$ (б) соударений при 24 (о) и 400 (●) ГэВ/с.

Рис. 13 $R_1(\eta)$ как функция псевдобыстроты S -частиц для Pb соударений с вылетом (а) и без вылета (б) S -частиц "назад" при 24 (о) и 400 (●) ГэВ/с.

ний в области фрагментации мишени модели многократного рассеяния предсказывают, что $R_1 \approx \langle Y \rangle_{hAgBr} / \langle Y \rangle_{hCNO}$, где $\langle Y \rangle$ - среднее число внутриядерных соударений или среднее число ну-клонов мишени, участвующих в hA взаимодействии [9]. Для первичных протонов $R_1 \approx 1.85$. Эту величину интересно сравнить с экспериментальными данными для событий с вылетом и без вылета g -частиц "назад": $R_1 \approx 2.5$ и $R_1 \approx 1.4$ соответственно. Таким образом, взаимодействия с вылетом g -частиц "назад" отвечают большему числу внутриядерных перерассеяний.

Нами изучались также отношения инклюзивных угловых распределений g -частиц в PA соударениях

$$\Gamma(\cos\theta) = \frac{(1/\sigma)(d\sigma/d\cos\theta) \text{ (с вылетом } S \text{-частиц "назад")}}{(1/\sigma)(d\sigma/d\cos\theta) \text{ (без вылета } S \text{-частиц "назад")}} \quad (3.10)$$

$$\Gamma(\cos\theta) = (1/\sigma)(d\sigma/d\cos\theta)(PAgBr) / (1/\sigma)(d\sigma/d\cos\theta)(PCNO) \quad (3.11)$$

для взаимодействий с вылетом и без вылета релятивистских частиц "назад". Данные показали (не проиллюстрировано), что:

1) как для $PCNO$, так и $PAgBr$ взаимодействий форма угловых распределений g -частиц в пределах ошибок опыта одинакова для событий с вылетом и без вылета S -частиц в заднюю полусферу;

2) угловые распределения g -частиц изменяются с увеличением массы мишени. Особенно чётко это обстоятельство проявляется для взаимодействий с вылетом S -частиц "назад".

4. Обсуждение экспериментальных данных.

Прежде чем начать обсуждение рассмотренных экспериментальных данных, следует ещё раз подчеркнуть, что кинематические характеристики сильноионизирующих частиц, особенно g -ча-

стиц, оказываются [126] довольно критичными к различным модельным допущениям о механизме их образования. Наиболее интересными здесь представляются вопросы о вкладе и характере развивающегося в результате hA соударения низкоэнергетического каскада и о вкладе короткодействующих корреляций между внутриядерными нуклонами.

Во многих работах (см., например, [9, 127-129]) для того, чтобы описать множественности g -частиц и связать их с числами (Y) внутриядерных перерассейний падающей частицы использовалась феноменологическая модель, согласно которой g -частицы образуются в результате внутриядерных перерассейний нуклонов отдачи, выбитых снарядом; вкладом внутриядерных взаимодействий рождённых частиц в этих работах пренебрегалось. Хотя такой подход позволяет с помощью небольшого числа параметров описать с разумной точностью N_g -распределения и их A -зависимости, он является не только слишком грубым, но и не отражает действительных механизмов образования этих частиц в hA взаимодействиях. Чтобы убедиться в этом, необходимо рассмотреть в таком подходе угловые распределения g -частиц. Для проведения таких расчетов нами использовалась^{*)} хорошо разработанная в количественном отношении модель внутриядерных каскадов [76] и исследовалось, как ферми-движение внутриядерных нуклонов и процессы перерассейния нуклонов, выбитых адроном-снарядом, отражаются на угловых распределениях g -частиц. Результаты расчётов могут быть суммированы следующим образом:

1) ферми-движение внутриядерных нуклонов слабо сказывается на угловых распределениях протонов, выбиваемых адроном-

^{*)} Мы благодарны С.М.Елисееву за помощь при проведении этих расчетов.

-снарядом, и лишь $\sim 15\%$ таких протонов оказываются испущенными назад в лабораторной системе отсчета (Л.С.) (коэффициент асимметрии углового распределения $F/B = 5.75$ для РА соударений в эмульсии при 200 ГэВ/с);

2) учет внутриядерных перерассеяний нуклонов в дополнение к эффектам ферми-движения приводит к существенному смягчению угловых распределений протонов конечного состояния, однако, этого смягчения оказывается недостаточно, чтобы описать экспериментальные данные: расчет даёт для g -частиц в РА соударениях в эмульсии $F/B = 3.1$, в то время как экспериментальное значение $F/B = 2.3 \pm 0.2$;

3) средняя множественность g -частиц в расчете оказывается равной $\langle N_g \rangle_{\text{расч.}} \approx 1.3$, что существенно меньше экспериментального $\langle N_g \rangle \approx 3.0$. Хотя $\langle N_g \rangle_{\text{расч.}} \approx \langle V \rangle / 2$, это достигается за счёт почти полной компенсации двух эффектов: процесс мультипликации нуклонов при перерассеяниях внутри ядра сопровождается смягчением их энергетических характеристик в такой мере, что значительная их доля попадает в кинематическую область b -частиц. Следует заметить, что смягчение энергетических спектров протонов в результате перерассеяний в большинстве указанных выше работ не учитывалось.

Таким образом, мы убеждаемся, что для воспроизведения даже простейших характеристик g -частиц в hA взаимодействиях необходимо учитывать и другие механизмы их образования, в частности, внутриядерные взаимодействия рождённых частиц и, вероятно, короткодействующие эффекты Франкфурта-Стрикмана [117, 118]. Вклад этих механизмов в множественность g -частиц, как мы видели выше, должен быть отнюдь не мал и сравним с вкладом перерас-

сеяний нуклонов отдачи.

Обсудим теперь результаты^{*}), полученные в рамках того варианта AQM (см. Главу I), в которой эффективно учитывались все эти механизмы образования g -частиц. Отметим, что из условия описания экспериментальных данных по общим характеристикам hA взаимодействий, авторы модели предполагали [90], что в 40% случаев внутриядерные взаимодействия происходят с коррелированной парой нуклонов. Хотя априори это число представляется чрезмерно большим, надо иметь в виду, что в модели не рассматривались некоторые известные механизмы (например, поглощение пионов парой нуклонов), вклад которых эффективно отождествлялся с вкладом парных корреляций.

Начнём со средних множественностей g -частиц, теоретические значения которых содержатся в таблицах 9,10 (в скобках приведены значения, полученные при пренебрежении вкладом короткодействующих корреляций):

I) видно, что в рассматриваемой модели короткодействующие корреляции внутриядерных нуклонов играют существенную роль и дают значительный вклад в $\langle n_g \rangle$. Они дают также большой вклад ($\approx 6 \div 10\%$) и в множественность релятивистских частиц. Эффективный вклад коррелированных пар в модели возрастает с энергией соударения и массой ядра-мишени. Так, вклад малонуклонных корреляций в $\langle n_g \rangle^F$ и $\langle n_g \rangle^B$ в PCNO (PAGBr) соударениях соответственно составляет 20(27)% и 29(45)% для $P_0 = 24$ ГэВ/с и 31(36)%

^{*}) Мы благодарны одному из авторов этой модели Б.Б.Левченко за предоставление ансамблей hA взаимодействий, разыгранных по модели. При сравнении с данными мы точно учитывали все критерии отбора и ограничения, присущие нашему материалу.

Таблица 9. Средние значения $\langle N_s \rangle$ и $\langle N_g \rangle$ в AQM.

P_0 , ГэВ/с	PCNO соударения:		PAGBr соударения:		PEM соударения:	
	$\langle N_g \rangle$	$\langle N_s \rangle$	$\langle N_g \rangle$	$\langle N_s \rangle$	$\langle N_g \rangle$	$\langle N_s \rangle$
24	1.21 (0.94)	3.69 (2.50)	7.45 (7.01)	3.09 (2.15)		
50	1.01	3.81	9.39	3.16		
200	1.24	4.21	14.1	3.51		
400	1.12 (0.78)	4.61 (2.72)	17.2 (15.6)	3.80 (2.26)		

Таблица 10. Средние множественности и дисперсии N_g^F , N_g^B -распределений в AQM.

P_0 , ГэВ/с, hA	N_g^F		N_g^B	
	$\langle N_g^F \rangle$	D^F	$\langle N_g^B \rangle$	D^B
24, PCNO	0.97 (0.77)	1.18 (1.03)	0.24 (0.17)	0.63 (0.42)
400, PCNO	0.84 (0.58)	1.16 (0.94)	0.28 (0.20)	0.56 (0.51)
24, PAGBr	2.58 (1.88)	3.19 (2.51)	1.10 (0.61)	1.76 (1.17)
400, PAGBr	3.15 (2.03)	4.27 (2.88)	1.46 (0.69)	2.29 (1.22)

и 29(53)% для $P_0 = 400$ ГэВ/с;

2) наиболее примечательной особенностью модели является то, что $\langle n_g \rangle$ существенно возрастает с E_0 (на 20% в интервале 24-400 ГэВ), что противоречит экспериментальным данным. Этот рост обусловлен, в основном, событиями на тяжелых ядрах эмульсии;

3) рост $\langle n_g \rangle$ примерно в равной степени наблюдается для g -частиц, испускаемых как в переднюю, так и в заднюю полусферу в лабораторной системе координат. Надо при этом подчеркнуть, что дисперсии n_g^F - и n_g^B -распределений в модели для соударений с тяжёлыми ядрами эмульсии, особенно при достаточно больших E_0 , оказываются существенно большими, чем наблюдаются на эксперименте (ср. таблицы 5 и 10).

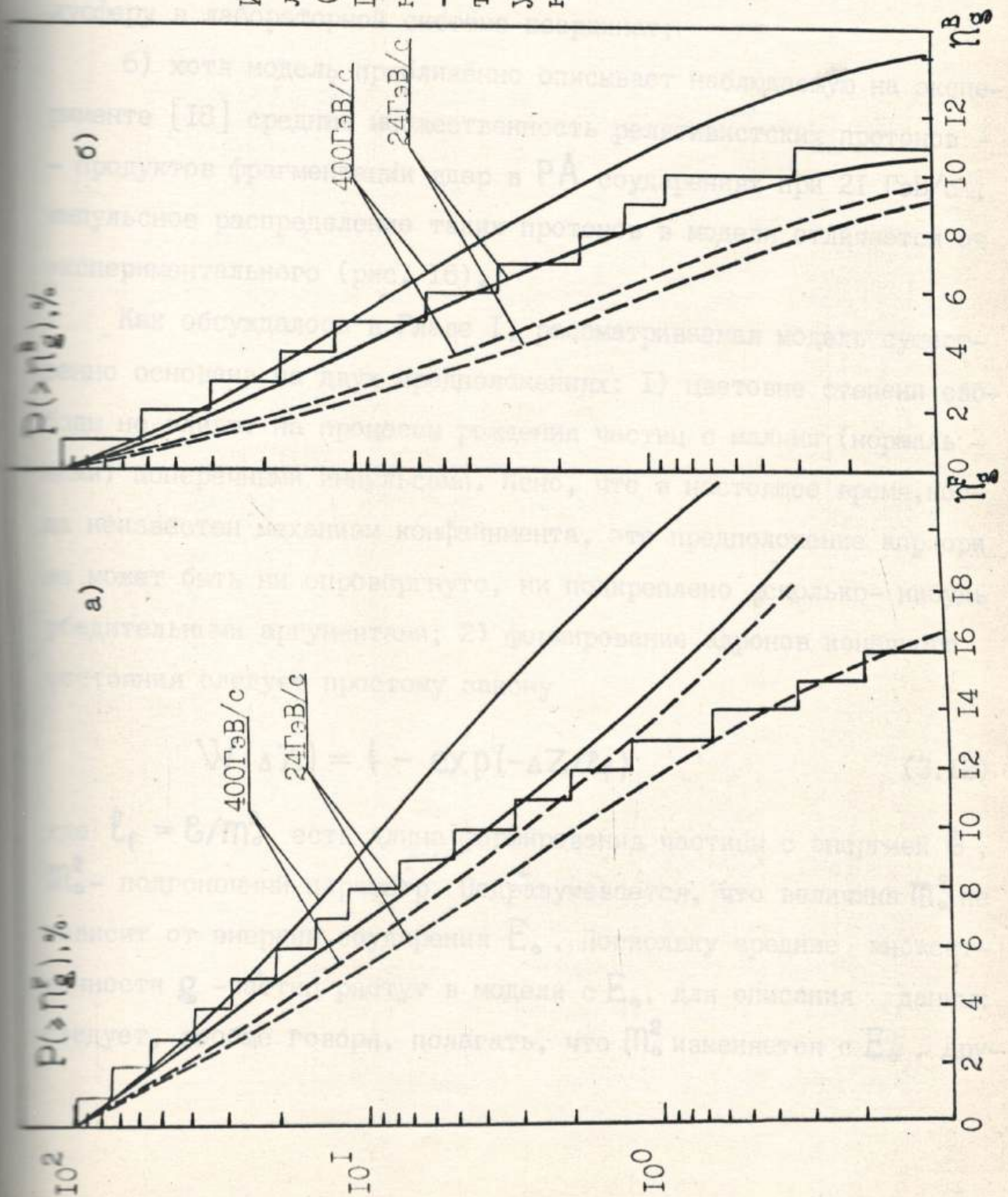
Из сопоставления данных по распределениям множественности различных типов вторичных частиц и их угловых распределений с предсказаниями модели (см. примеры на рис. 4, 5, 9, 14) можно сделать следующие выводы:

4) модель правильно отражает основные качественные особенности распределений по множественности S -частиц (не проиллюстрировано) и корреляции множественностей $\langle n_s(n_g) \rangle$ (рис. 9), в то время как на характеристиках n_g -распределений существенным образом сказываются отмеченные выше расхождения между экспериментальными и модельными значениями $\langle n_g \rangle$;

5) "инклюзивные" угловые распределения g -частиц в целом неплохо описываются моделью. В частности, она качественно воспроизводит наблюдаемые на опыте изменения угловых распределений g -частиц при переходе от легких к тяжёлым ядрам эмульсии (рис. 15). Немаловажную роль для воспроизведения угловых распределений g -частиц в модели играет вклад протонов из коррелированных пар (рис. 5). Кстати, здесь интересно отметить следующее обстоятель-

Рис. 14

Интегральные распределения по n_g^F (а) и n_g^B (б) в РАДВГ соударениях. Гистограммы-экспериментальные данные, кривые — предсказания АМс учетом (сплошная) и без учета (пунктир) вклада коррелированных пар.



ство. Известно, что протоны, образованные в результате "разрушения" коррелированных пар внутриядерных нуклонов, дают значительный вклад в инклюзивные распределения при любых значениях углов вылета g -частиц. Учёт этого обстоятельства, по-видимому, делает понятным наблюдаемое нами на опыте отсутствие каких-либо резких различий в общих характеристиках hA соударений с вылетом и без вылета адронов (в частности g -частиц) в заднюю полусферу в лабораторной системе координат;

6) хотя модель приближённо описывает наблюдаемую на эксперименте [18] среднюю множественность релятивистских протонов - продуктов фрагментации ядер в PA соударениях при 21 ГэВ/с , импульсное распределение таких протонов в модели отличается от экспериментального (рис. 16).

Как обсуждалось в Главе I, рассматриваемая модель существенно основана на двух предположениях: 1) цветовые степени свободы не влияют на процессы рождения частиц с малыми (нормальными) поперечными импульсами. Ясно, что в настоящее время, когда неизвестен механизм конфайнмента, это предположение априори не может быть ни опровергнуто, ни подкреплено сколько-нибудь убедительными аргументами; 2) формирование адронов конечного состояния следует простому закону

$$W(\Delta Z) = 1 - \exp(-\Delta Z/\ell_f) \quad (3.12)$$

где $\ell_f = \varepsilon/m_0^2$ есть длина формирования частицы с энергией ε , m_0^2 - подгоночный параметр. Подразумевается, что величина m_0^2 не зависит от энергии соударения E_0 . Поскольку средние множественности g -частиц растут в модели с E_0 , для описания данных следует, вообще говоря, полагать, что m_0^2 изменяется с E_0 . Дру-

с учетом (сплошная) и без учета (пунктир) короткодействующих корреляций в ядре.

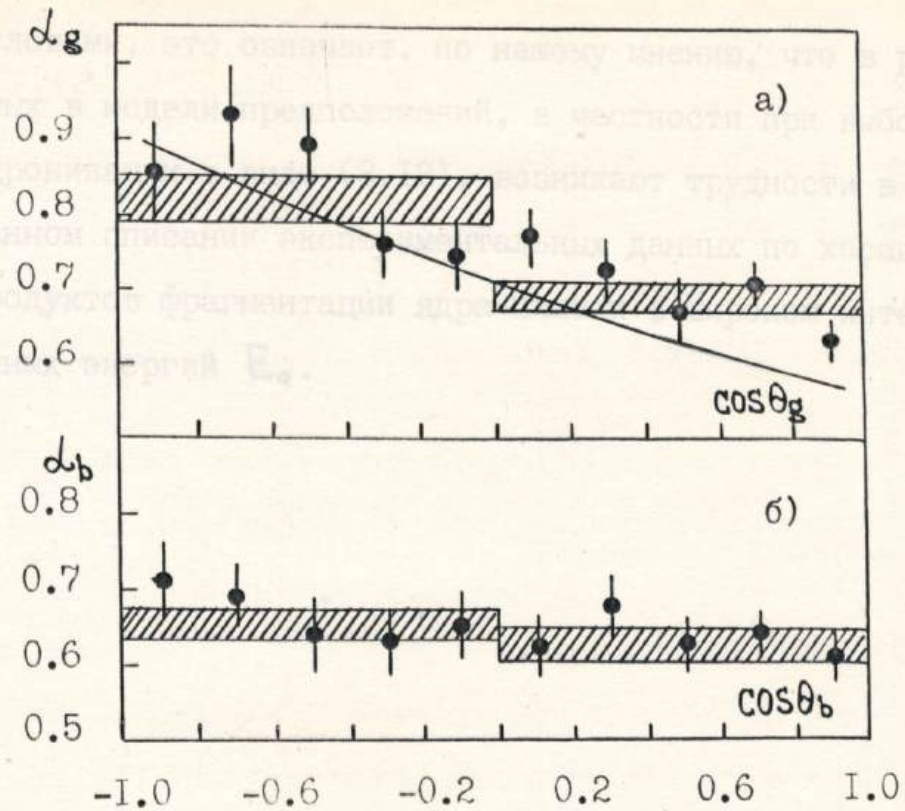


Рис.15 Значения параметра α в $\langle n \rangle \sim A^d$ для (а) g -, и (б) b -частиц в зависимости от направления их вылета.

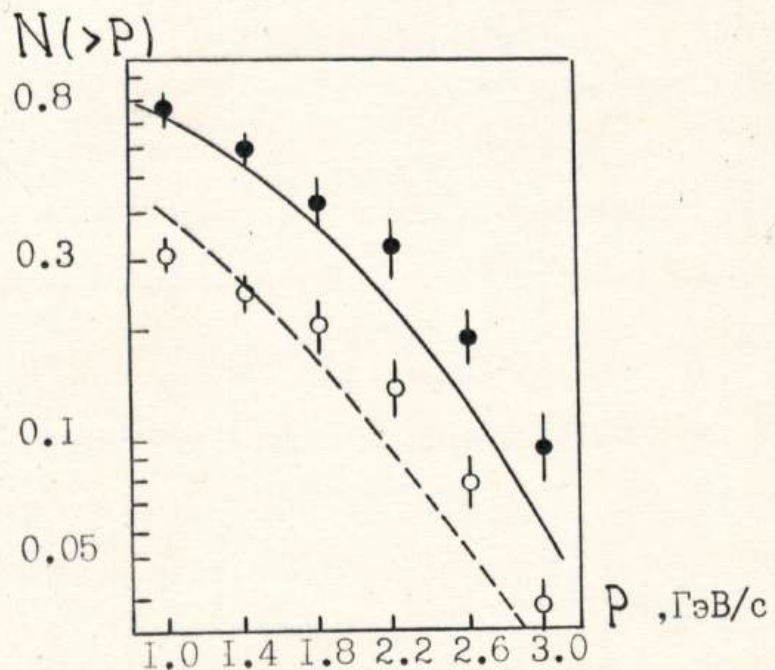


Рис.16 Интегральные импульсные распределения релятивистских протонов, летящих назад в системе центра масс PN столкновения, для PN (○) и PA (●) взаимодействий при 21 ГэВ/с и предсказания АҚМ с учетом (сплошная) и без учета (пунктир) короткодействующих корреляций в ядре.

гими словами, это означает, по нашему мнению, что в рамках принятых в модели предположений, в частности при выборе функции адронизации в виде (3.12), возникают трудности в самосогласованном описании экспериментальных данных по характеристикам продуктов фрагментации ядра-мишени в широком интервале первичных энергий E_0 .

Известности N_F, N_B, N_{FB} и такая соответствующая им зависимость в передней (N_F^*) и задней (N_B^*) полусферах между элементарными характеристиками взаимодействия с ядром-мишенью, порождая процесс флуктуаций, а взаимодействие их определяется "неблизкой" статистической (т.е. не функциональной) зависимостью. Наиболее подходящим способом изучения таких коррелированных связей является известный из математической статистики метод линейной регрессии.

$$\langle N_i \rangle = a_i + b_i N_j, \quad (i, j = F, B), \quad (4.1)$$

где вторым универсальным показателем силы корреляционной зависимости является коэффициент корреляции: если распределение по числу частиц вперед и назад представляет собой непрерывную дискретную функцию

$$P(N_F, N_B) = \sigma(N_F, N_B) / \sigma_{FB} \quad (4.2)$$

где $\sigma(N_F, N_B)$ - поперечное сечение рождения N_F частиц в передней и N_B частиц в задней полусферах, а σ_{FB} - полное неупругое сечение взаимодействия, то универсальная величина имеет следующий вид:

$$R = \langle N_F N_B \rangle - \langle N_F \rangle \langle N_B \rangle / \sqrt{D(N_F) D(N_B)} \quad (4.3)$$

где $D(N_F), D(N_B)$ - дисперсии соответствующих распределений по множественности. Заметим, что параметр наклона в уравнении (4.2) просто связан с коэффициентом корреляции

Г Л А В А 4 .

ФЛУКТУАЦИИ МНОЖЕСТВЕННОСТЕЙ СИЛЬНОИОНИЗУЮЩИХ И РЕЛЯТИ- ВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ПЕРЕДНЕЙ И ЗАДНЕЙ ПОЛУСФЕРАХ.

I. О методе изучения длиннодействующих корреляций.

Множественности n_s, n_g, n_b, n_h а также соответствующие величины в передней (n_i^F) и задней (n_i^B) полусферах ввиду сложного вероятностного характера взаимодействия снаряда с ядром-мишенью, подвержены процессам флуктуаций, а взаимосвязь их определяется "нежёсткой" статистической (т.е. не функциональной) зависимостью. Наиболее подходящим способом изучения таких корреляционных связей является известный из математической статистики метод линейных регрессий,

$$\langle n_i \rangle = a_{ij} + b_{ij} n_j, (i, j = F, B), \quad (4.1)$$

в котором универсальным показателем силы корреляционной взаимозависимости является коэффициент корреляций: если распределение по числу частиц вперёд и назад представляет собой двумерную дискретную функцию

$$P(n_F, n_B) = \sigma(n_F, n_B) / \sigma_{in} \quad (4.2)$$

где $\sigma(n_F, n_B)$ - поперечное сечение рождения n_F частиц в передней и n_B частиц в задней полусферах, а σ_{in} - полное неупругое сечение взаимодействия, то определяемая величина выглядит следующим образом

$$R = (\langle n_F n_B \rangle - \langle n_F \rangle \langle n_B \rangle) / D(n_F) D(n_B) \quad (4.3)$$

здесь $D^2(n_F), D^2(n_B)$ - дисперсии соответствующих распределений по множественности. Заметим, что параметр наклона в выражении (4.2) просто связан с коэффициентом корреляции

$$b_{FB} = d\langle n_F \rangle / dn_B = R(n_F, n_B) \cdot D(n_F) / D(n_B) \quad (4.4)$$

R может быть интерпретирован на языке корреляционных функций (I.8a) :

$$\int_{Y_{\min}}^0 dy_2 \int_0^{Y_{\max}} G_2(y_1, y_2) dy_1 = \langle n_F n_B \rangle - \langle n_F \rangle \langle n_B \rangle, \quad (4.5)$$

где $Y_{\min}, Y_{\max}$ - минимальное и максимальное значения быстроты в системе центра масс. Если корреляции носят чисто короткодействующий характер, то интеграл (4.5) асимптотически стремится к постоянному значению. В совокупности с эмпирическим фактом роста величин $D(N_F), D(N_B)$ с P_0 , последнее означало бы, что $R \rightarrow 0$ при $P_0 \rightarrow \infty$.

Кроме того, мы будем использовать величины

$$a) A = \langle n_F n_B \rangle / \langle n_F \rangle \langle n_B \rangle \quad б) B = (\langle n_F^2 \rangle + \langle n_B^2 \rangle) / \langle n_F n_B \rangle, \quad (4.6)$$

которые, в случае выполнения гипотезы предельной фрагментации, предполагающей [II6] отсутствие корреляций между продуктами фрагментации сталкивающихся частиц с ростом P_0 , должны удовлетворять условиям $A \rightarrow 1$ и $B \gg 1$.

2. Корреляции "вперёд-назад" для сильноионизирующих частиц .

Динамические длиннодействующие корреляции между множествами медленных продуктов фрагментации ядра-мишени в hA взаимодействиях в передней и в задней полусферах (FBMC) могут возникнуть, например, в рамках механизма малонуклонных корреляций Франкфурта и Стрикмана [II7, II8], когда в ядре появляется заметное число конфигураций с несколькими нуклонами на относительно малых расстояниях (N -нуклонные корреляции). Волновую функцию парной корреляции в импульсном пространстве

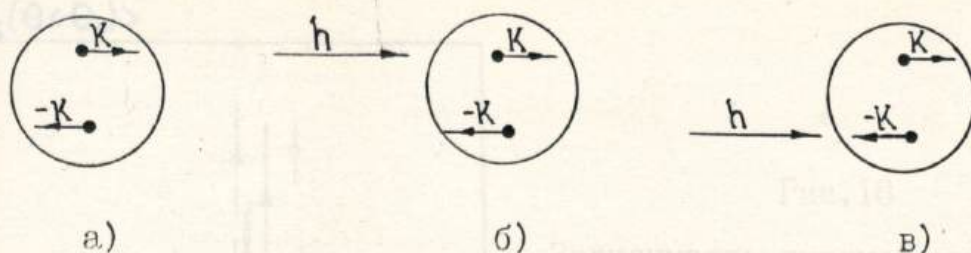


Рис. I7

Графическое представление волновой функции парной корреляции ядра в импульсном пространстве (а). Спектаторный (б) и неспектаторный (в) механизмы образования кумулятивных нуклонов в hA взаимодействии.

можно наглядно изобразить следующим образом - см. рис. I7а. Такое графическое представление указывает на сильно коррелированную пару близкорасположенных нуклонов с большими импульсами. Разрыв этой связи можно произвести двумя различными путями: рассеять первичный адрон на нуклоне с импульсом, параллельным или антипараллельным импульсу снаряда (соответственно, спектаторный (рис. I7б) и неспектаторный (рис. I7в) механизмы). В последнем случае освободившийся нуклон вылетает вперёд, а нуклон, испытавший взаимодействие (при условии малости полученной продольной передачи импульса) может вылететь в исследуемую кумулятивную заднюю область. Интересно отметить, что относительный вклад этих процессов в полном сечении изменяется с ростом энергии: при небольшой энергии доминируют процессы с малыми передачами, поэтому вклады от спектаторного и неспектаторного механизмов сравнимы по величине, а при высоких энергиях, из-за подавленности квазиупругих процессов, вклад последнего уменьшается. Что касается сечения от процесса выбивания "вдогонку", то обсуждённые выше подавление и сильная корреляция между импульсами спектатора и полной множественностью процесса отсутствуют.

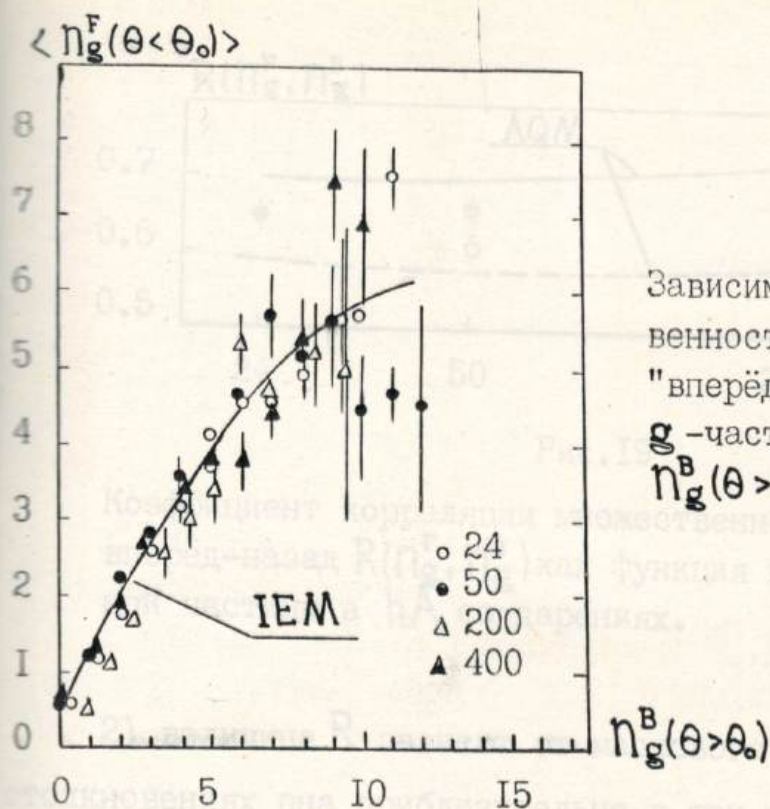


Рис.18

Зависимость средней множественности g -частиц, летящих "вперёд" $\langle n_g(\theta < \theta_0) \rangle$ от числа g -частиц, летящих "назад" $n_g^B(\theta > \theta_0)$ в РА соударениях.

На рис.18 изображена зависимость средней множественности ($\langle n_F \rangle$) g -частиц, испущенных вперёд с $\theta < \theta_0$ в лабораторной системе отсчёта (θ_0 - медианный угол углового распределения g -частиц), от числа ($\langle n_B \rangle$) g -частиц с $\theta > \theta_0$ в РА соударениях. Если рассмотреть модель независимого испускания (IEM) [119] для g -частиц, в которой пренебрегается какими-бы то ни было динамическими связями g -частиц и в которой из простых вероятностных соображений можно получить выражение

$$\langle n_F \rangle \Big|_{n_B = \text{const}} = \frac{\sum_{n \geq n_B} P(n) \left(\frac{1}{2}\right)^n \binom{n}{n_B} (n - n_B)}{\sum_{n \geq n_B} P(n) \left(\frac{1}{2}\right)^n \binom{n}{n_B}} \quad (4.7)$$

где $P(n)$ - распределение по полной множественности n_g g -частиц, то, оказывается, что IEM прекрасно описывает данные, представленные на рис.18, которые обнаруживают следующее поведение:

1) FBM корреляции g -частиц в hA соударениях существенно положительны ($R > 0$) и независимы от первичной энергии (рис.19);

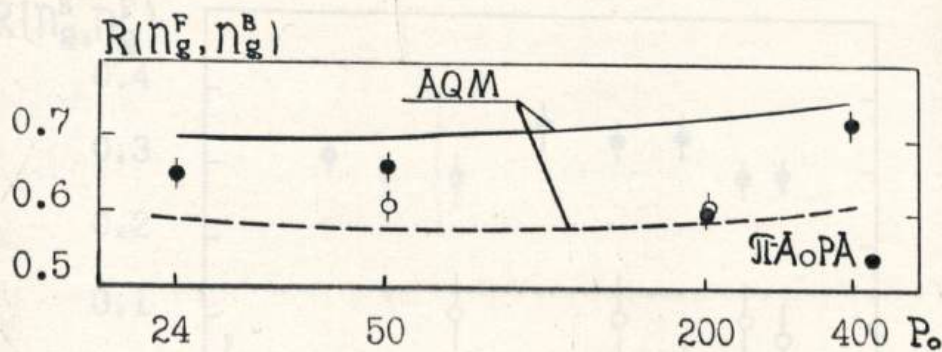


Рис.19

Коэффициент корреляции множественностей g -частиц вперёд-назад $R(n_g^F, n_g^B)$ как функция импульса первичной частицы в hA соударениях.

2) величина R зависит от массового числа мишени (в $PAgBr$ столкновениях она приблизительно в три раза больше, чем в $PCNO$ взаимодействиях (рис.20);

3) если определить $\langle n_B \rangle$ как среднюю множественность g -протонов, испущенных в кинематически запрещённую в hN столкновениях область $-1.0 \leq \cos \theta < -0.5$ и рассматривать её зависимость от числа частиц в различных интервалах $a_i < \cos \theta_i < b_i$, то, оказывается, что "сила" корреляций (величина R) существенно зависит от выбора границ a_i, b_i , т.е. от размера интервалов по $\cos \theta$ (рис.21). Однако, важно, что в случае, если интервалы $a_i < \cos \theta < b_i$ содержат равные множественности g -частиц, то величина R перестаёт зависеть от угла испускания (рис.22). Это, по-видимому, означает, что механизм, приводящий к образованию протонов конечного состояния в hA взаимодействиях (даже в задней полусфере!) не может быть сведён только к тем малонуклонным (парным) корреляциям, которые рассматривались в работах [II7, II8], т.е. появление g -частиц обусловлено как прямым выбиванием, так и вторичными процессами

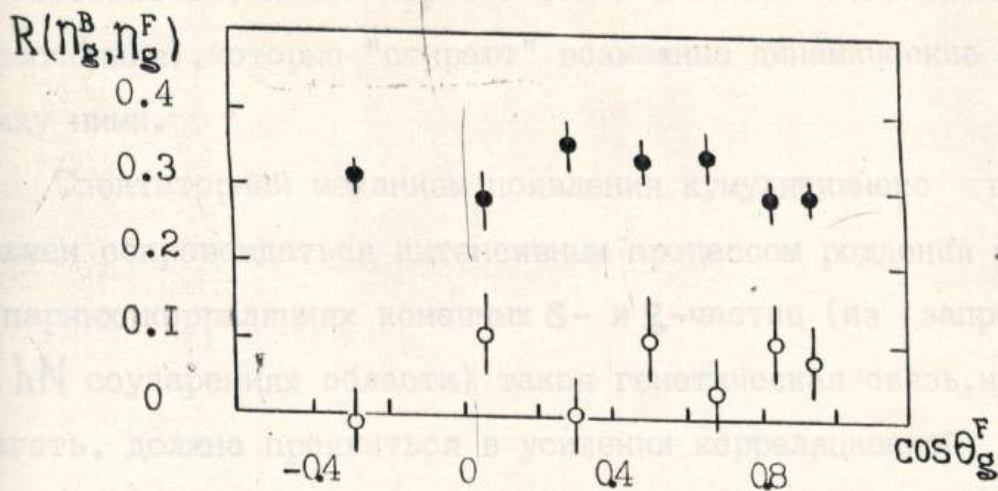


Рис.20

Зависимость коэффициента корреляции множественности g -частиц "назад" ($-1.0 \leq \cos \theta_g^B \leq -0.5$) $R(n_g^B, n_g^F)$ от направления вылета g -частиц "вперед" $\cos \theta_g^F$ в $PCNO(\circ)$ и в $PAgBr(\bullet)$ соударениях при энергии 24 ГэВ.

$R(n_g^F, n_g^B)$

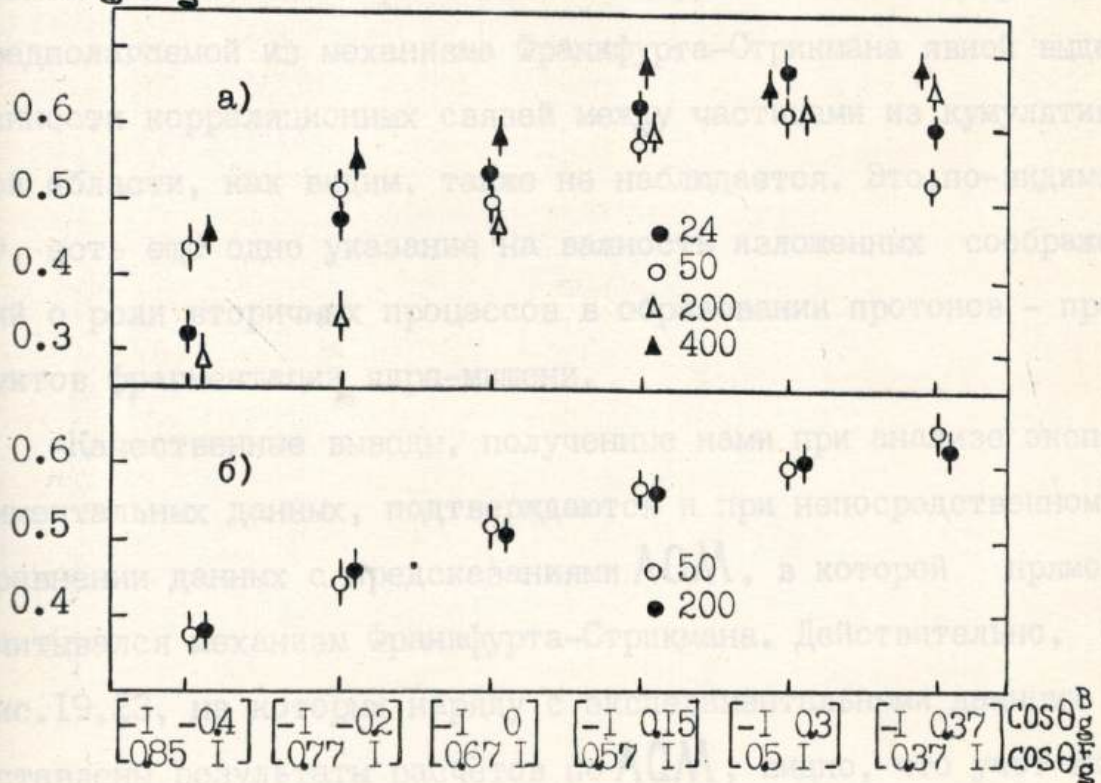


Рис.21

Коэффициент корреляции $R(n_g^F, n_g^B)$ в зависимости от выбора границ $[a_i, b_i]$ (см. текст) для g -частиц, летящих "вперед" и "назад" в PA (а) и $ПA$ (б) взаимодействиях.

(в особенности, низкоэнергетическим каскадом и явлениями перераспределения), которые "стирают" возможные динамические связи между ними.

Спектаторный механизм появления кумулятивного протона должен сопровождаться интенсивным процессом рождения адронов. В парных корреляциях конечных S - и g -частиц (из запрещенной в hN соударениях области) такая генетическая связь, надо полагать, должна проявиться в усилении корреляционной зависимости. Действительно, из рис.23 видим, что соответствующий корреляционный коэффициент при всех значениях первичной энергии существенно положителен. Кроме того, видно, что в пределах ошибок опыта отсутствует зависимость корреляционного коэффициента как от типа первичной частицы, так и от её энергии. Предполагаемой из механизма Франкфурта-Стрикмана явной выделенности корреляционных связей между частицами из кумулятивной области, как видим, также не наблюдается. Это, по-видимому, есть ещё одно указание на важность изложенных соображений о роли вторичных процессов в образовании протонов - продуктов фрагментации ядра-мишени.

Качественные выводы, полученные нами при анализе экспериментальных данных, подтверждаются и при непосредственном сравнении данных с предсказаниями AQM , в которой прямо учитывался механизм Франкфурта-Стрикмана. Действительно, из рис.19,23, на которых наряду с экспериментальными данными представлены результаты расчётов по AQM , видно, что учет вклада парных корреляций в механизм фрагментации ядра-мишени в hA соударениях большой энергии приводит к увеличению корреляционного коэффициента, характеризующего корреляции между множественностями g -частиц, образованных в передней и задней по-

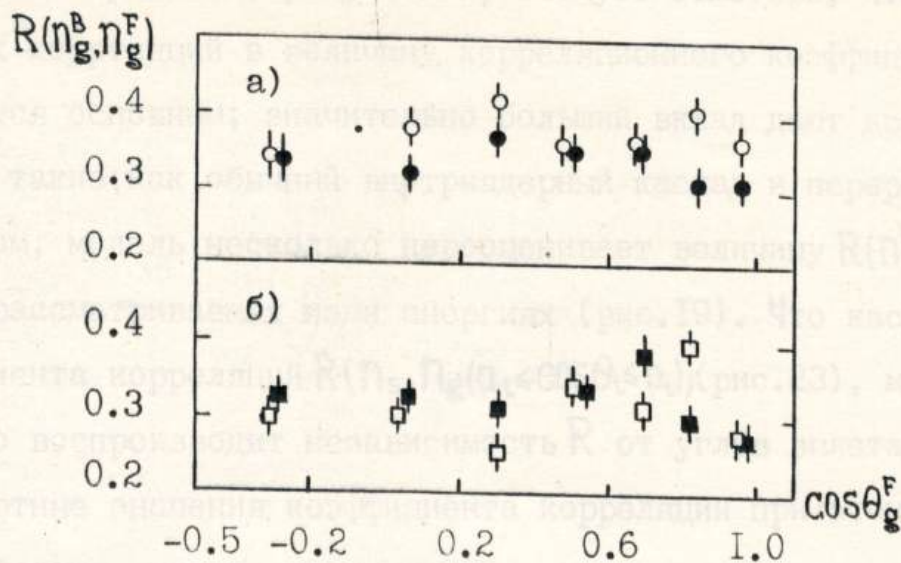


Рис.22

$R(n_g^B, n_g^F)$ для g -частиц "назад" ($-1.0 \leq \cos \theta_g^F \leq -0.5$) как функция направления вылета g -частиц вперед $a_i \leq \cos \theta_g^F \leq b_i$, когда интервалы $[-1.0, -0.5]$ и $[a_i, b_i]$ содержат равные множественности g -частиц (в PA (а) и $\bar{P}A$ (б) соударениях).

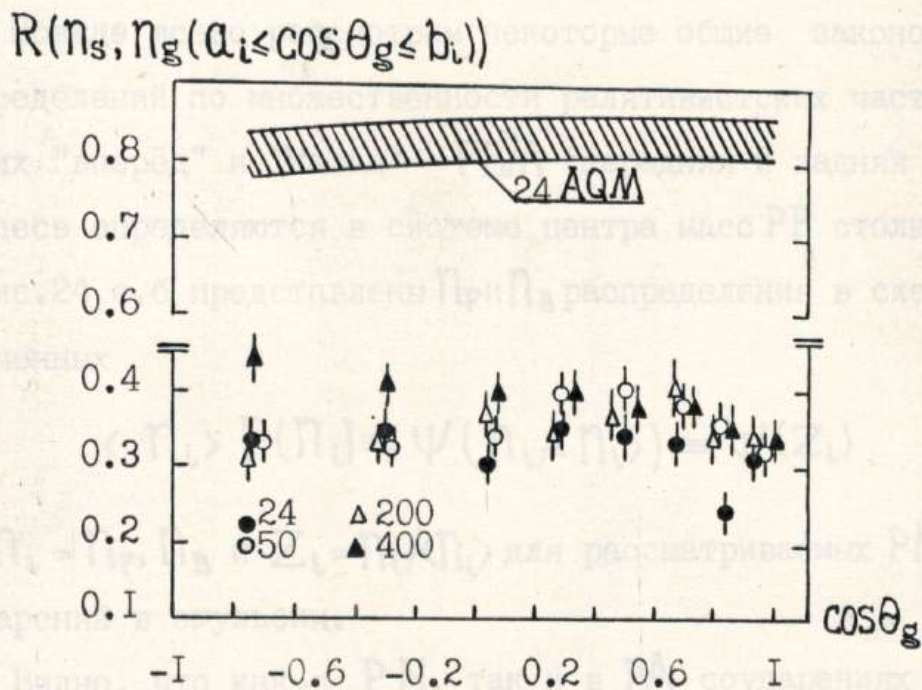


Рис.23

$R(n_s, n_g(a_i \leq \cos \theta_g \leq b_i))$ как функция $\cos \theta_g$ в PA соударениях. Интервалы $[a_i, b_i]$ содержат равные множественности g -частиц.

полусферах. При этом, разумеется, следует отметить, что вклад парных корреляций в величину корреляционного коэффициента не является основным; значительно больший вклад дают другие причины, такие, как обычный внутриядерный каскад и перерасcеяния. В целом, модель несколько переоценивает величину $R(n_g^F, n_g^B)$ при всех рассматриваемых нами энергиях (рис.19). Что касается коэффициента корреляций $R(n_s, n_g(a_1 \leq \cos \theta_1 \leq b_1))$ (рис.23), модель правильно воспроизводит независимость R от углов вылета g -частиц; абсолютные значения коэффициента корреляции при этом оказываются больше, чем на эксперименте.

3.1. Распределения по множественности в передней и задней полусферах.

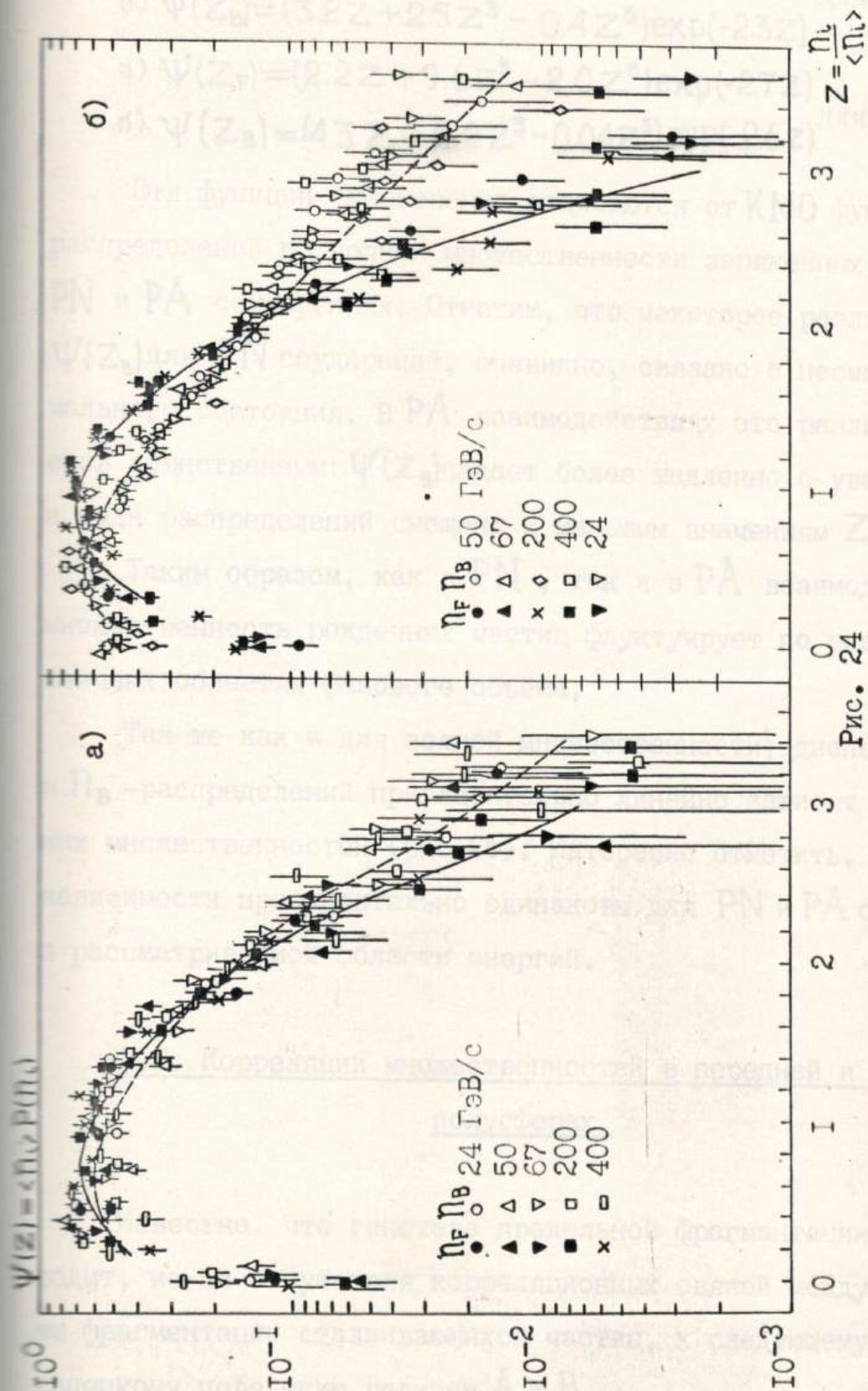
Прежде всего рассмотрим некоторые общие закономерности распределений по множественности релятивистских частиц, вылетающих "вперёд" и "назад" - FBM (передняя и задняя полусферы здесь определяются в системе центра масс PP столкновения). На рис.24 а,б представлены n_F и n_B распределения в скейлинговых переменных

$$\langle n_i \rangle P(n_i) \equiv \psi(n_i / \langle n_i \rangle) \equiv \psi(Z_i) \quad (4.8)$$

где $n_i = n_F, n_B$ и $Z_i = n_i / \langle n_i \rangle$ для рассматриваемых PN и PA соударений в эмульсии.

Видно, что как в PN, так и в PA соударениях в рассматриваемой области P_0 наблюдается приближённое скейлинговое поведение для распределений по множественности частиц, рождённых в передней и задней полусферах.

Аппроксимация данных KNO функцией в предложенном Слете-



Распределение по множественности заряженных частиц, рожденных в передней и задней в системе центра масс РР соударения полусферах, в скейлинговых переменных для РН (а) и РА (б) взаимодействиях. Кривые представляют собой функции (4.9) и (4.10) текста для n_F (сплошные кривые) и n_B (пунктирные кривые) распределений.

ри [40] виде даёт

$$\begin{aligned} \text{а) } \psi(Z_F) &= (3.1Z + 3.9Z^3 - 0.9Z^5) \exp(-2.3Z) \\ \text{б) } \psi(Z_B) &= (3.2Z + 2.5Z^3 - 0.4Z^5) \exp(-2.3Z) \end{aligned} \quad \text{для } \text{PN}, (4.9)$$

$$\begin{aligned} \text{а) } \psi(Z_F) &= (2.2Z + 9.6Z^3 - 2.0Z^5) \exp(-2.7Z) \\ \text{б) } \psi(Z_B) &= (4.3Z + 2.2Z^3 - 0.04Z^5) \exp(-2.6Z) \end{aligned} \quad \text{для } \text{PA}, (4.10)$$

Эти функции существенно отличаются от KNO функций для распределений по полной множественности заряженных частиц в PN и PA соударениях. Отметим, что некоторое различие $\psi(Z_F)$ и $\psi(Z_B)$ для PN соударений, очевидно, связано с несимметрией начального состояния. В PA взаимодействиях это различие является существенным: $\psi(Z_B)$ падает более медленно с увеличением Z_B и мода распределений смещена к меньшим значениям Z_B .

Таким образом, как в PN, так и в PA взаимодействиях множественность рожденных частиц флуктуирует по разному в различных областях фазового объёма.

Так же как и для полной множественности, дисперсии Π_F и Π_B -распределений приблизительно линейно зависят от средних множественностей (рис.25). Интересно отметить, что эти зависимости приблизительно одинаковы для PN и PA соударений в рассматриваемой области энергий.

3.2. Корреляции множественностей в передней и задней полусферах.

Известно, что гипотеза предельной фрагментации [116] приводит, из-за отсутствия корреляционных связей между продуктами фрагментации сталкивающихся частиц, к следующему асимптотическому поведению величин A и B

$$A \rightarrow 1, B \gg 1 \quad \text{при} \quad P_0 \rightarrow \infty \quad (4.11)$$

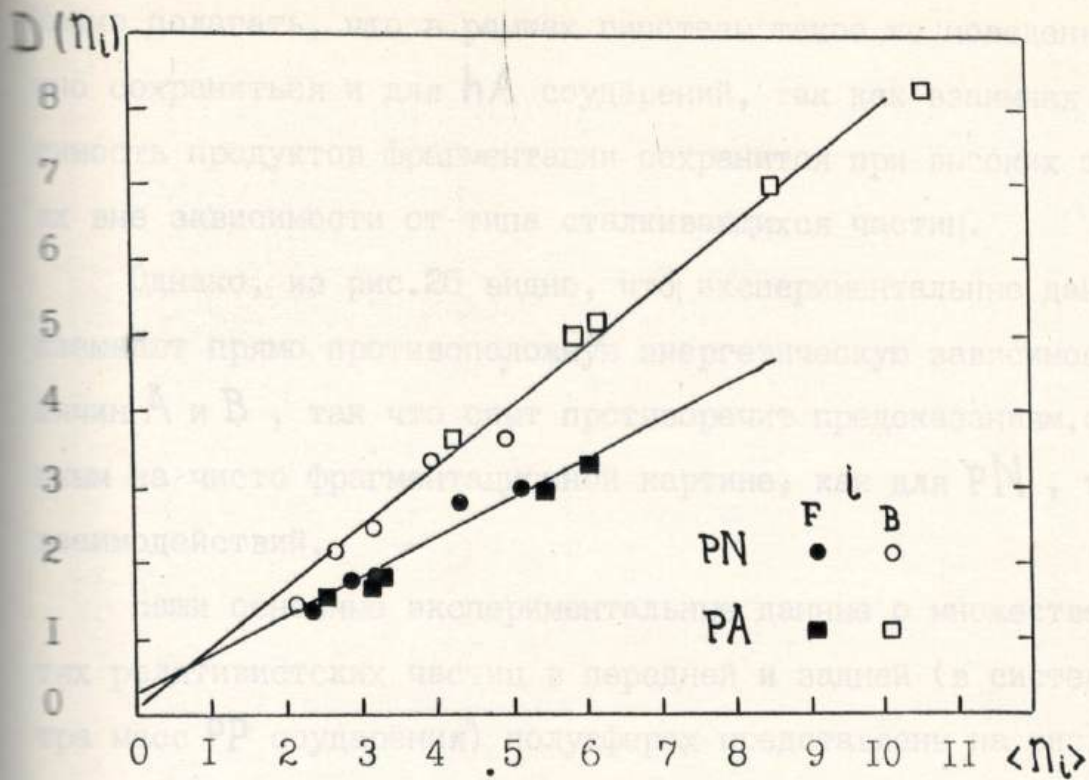


Рис.25

Стандарты $D(n^F)$, $D(n^B)$ n^F , n^B -распределений как функции средних значений $\langle n^F \rangle$, $\langle n^B \rangle$ в PN и PA соударениях. Прямые линии проведены "на глаз".

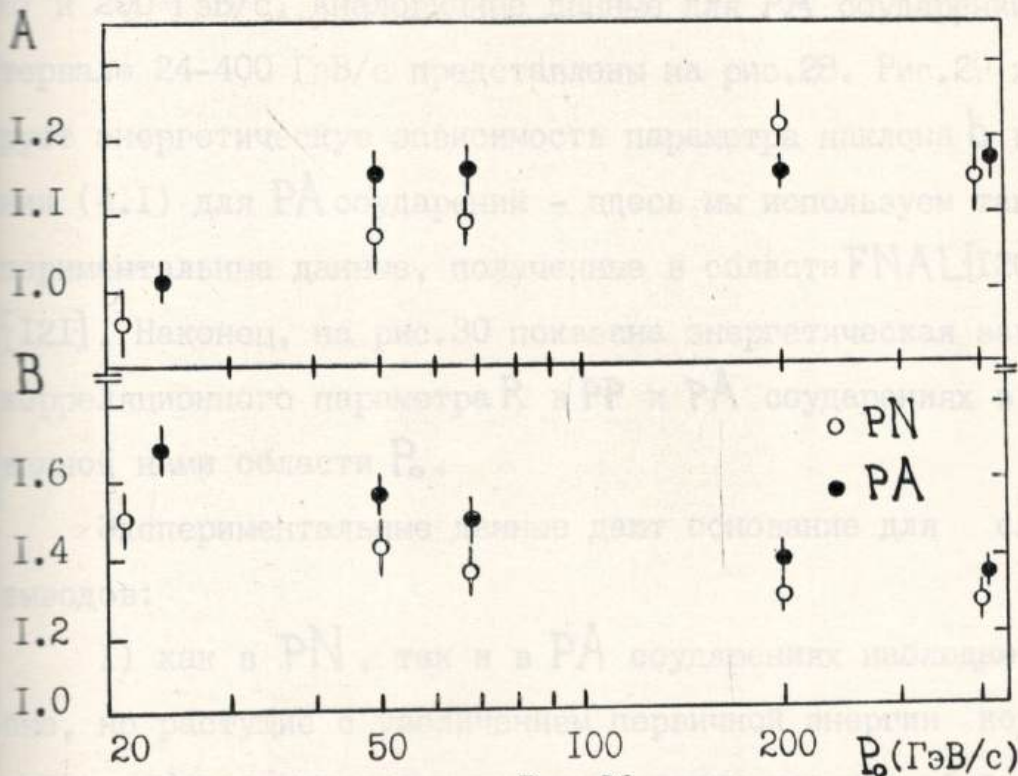


Рис.26

Величины A и B (см. текст) как функции P_0 в PN (○) и PA (●) соударениях.

Можно полагать, что в рамках гипотезы такое же поведение должно сохраниться и для hA соударений, так как взаимная независимость продуктов фрагментации сохранится при высоких энергиях вне зависимости от типа сталкивающихся частиц.

Однако, из рис.26 видно, что экспериментальные данные показывают прямо противоположную энергетическую зависимость величин A и B , так что опыт противоречит предсказаниям, основанным на чисто фрагментационной картине, как для PN , так и PA взаимодействий.

Наши основные экспериментальные данные о множественностях релятивистских частиц в передней и задней (в системе центра масс PP соударения) полусферах представлены на рис.27-30. На рис.27 в качестве примера приведены зависимости среднего значения ($\langle n_F \rangle$) и стандарта ($D(n_F)$) n_F -распределения от множественности (n_B) в задней полусфере для PP соударений при 67 и 200 ГэВ/с. Аналогичные данные для PA соударений в интервале 24-400 ГэВ/с представлены на рис.28. Рис.29 иллюстрирует энергетическую зависимость параметра наклона b в выражении (4.1) для PA соударений - здесь мы используем также экспериментальные данные, полученные в области FNAL [120] и ISR [121]. Наконец, на рис.30 показана энергетическая зависимость корреляционного параметра R в PP и PA соударениях в исследованной нами области P_0 .

Экспериментальные данные дают основание для следующих выводов:

1) как в PN , так и в PA соударениях наблюдаются слабые, но растущие с увеличением первичной энергии корреляции между множественностями релятивистских частиц, образованных в передней и задней полусферах. При наименьших рассматриваемых

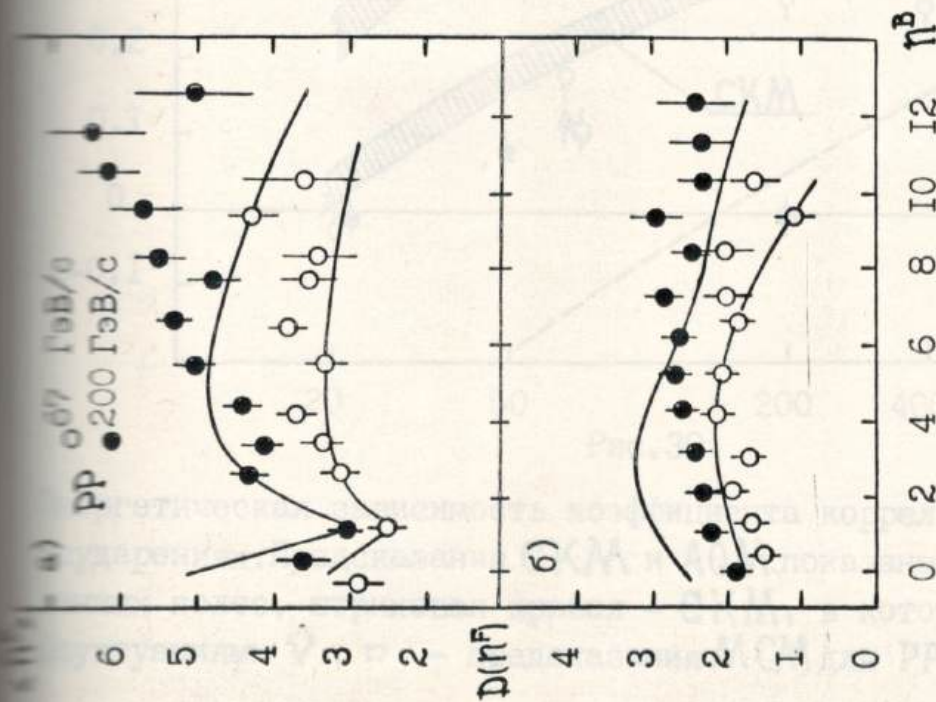


Рис.27

Средние значения $\langle n^F \rangle$ (а) и стандарты $D(n^F)$ (б) множественности S -частиц в передней полусфере как функции множественности n^B в задней полусфере в РР соударениях при 67 и 200 ГэВ. Кривые-предсказания МСМ.

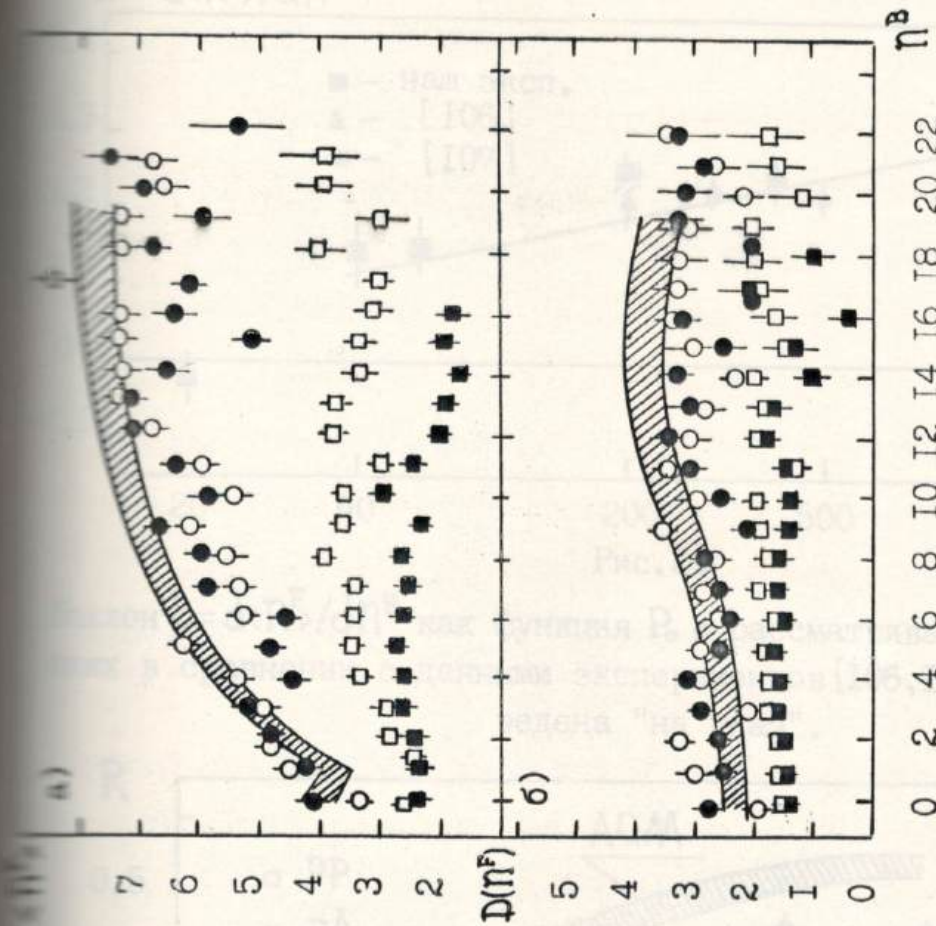


Рис.28

Средние значения $\langle n^F \rangle$ (а) и стандарты $D(n^F)$ (б) множественности S -частиц в передней полусфере как функции множественности в задней полусфере в РА соударениях при 24, 67, 200 и 400 ГэВ. Для сравнения приведены предсказания СКМ для РА соударений при 400 ГэВ.

$$b = d\langle n^F \rangle / dn^B$$

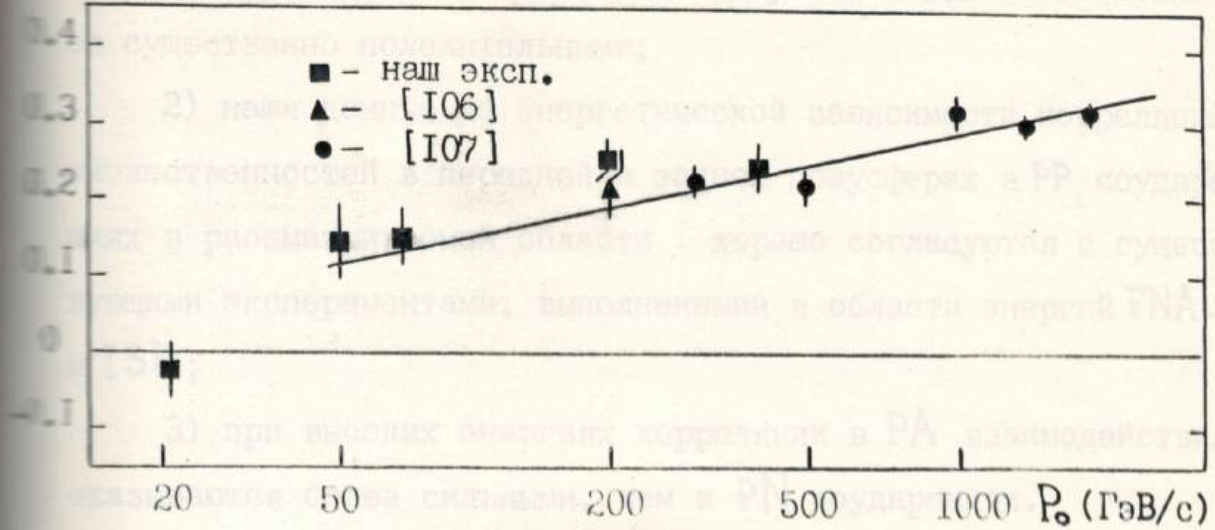


Рис. 29

Наклон $b = d\langle n^F \rangle / dn^B$ как функция P_0 в рассматриваемых РР соударениях в сравнении с данными экспериментов [106, 107]. Прямая проведена "на глаз".

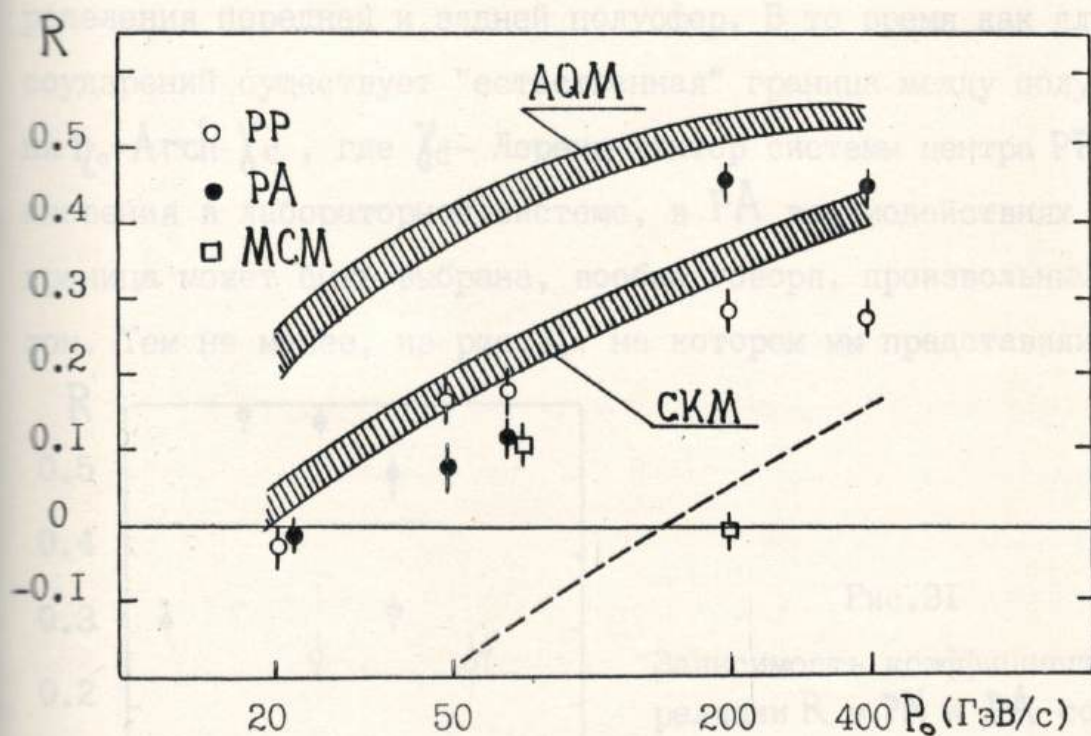


Рис. 30

Энергетическая зависимость коэффициента корреляций R в РР и РА соударениях. Предсказания СКМ и AQM показаны в виде заштрихованных полос, штриховая кривая - СКМ, в которой пренебрежено флуктуациями χ , $\square$ - предсказания МСМ для РР соударений.

импульсах эти корреляции в пределах экспериментальных ошибок являются нулевыми; при наивысших энергиях FNAL они становятся существенно положительными;

2) наши данные по энергетической зависимости корреляций множественностей в передней и задней полусферах в PP соударениях в рассматриваемой области хорошо согласуются с существующими экспериментами, выполненными в области энергий FNAL и ISR;

3) при высоких энергиях корреляции в PA взаимодействиях оказываются более сильными, чем в PN соударениях.

Здесь необходимо отметить следующее. Из структуры корреляционного коэффициента R (4.3) очевидно, что его величина может существенно зависеть от конкретного экспериментального определения передней и задней полусфер. В то время как для PP соударений существует "естественная" граница между полусферами $\eta_0 = \text{Arch } \gamma_c$, где γ_c - Лоренц-фактор системы центра PP столкновения в лабораторной системе, в PA взаимодействиях эта граница может быть выбрана, вообще говоря, произвольным образом. Тем не менее, из рис.3I, на котором мы представили η_0 -за-

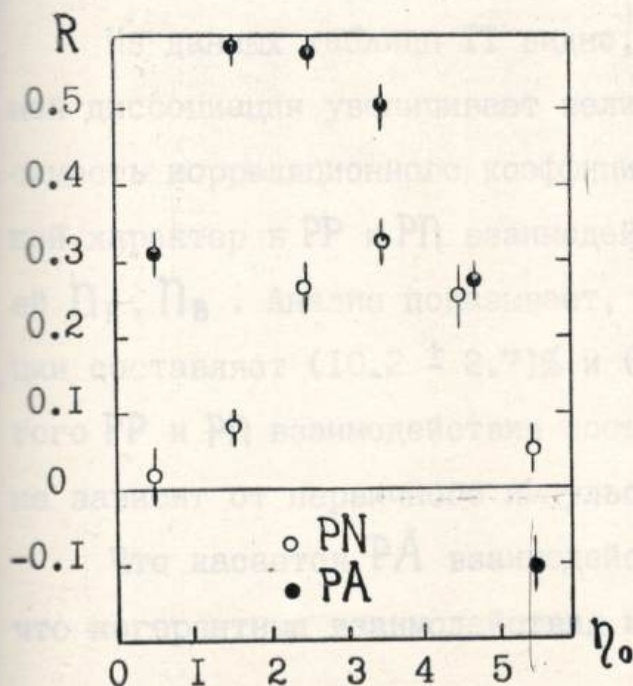


Рис.3I

Зависимость коэффициента корреляции R в PN и PA соударениях от границы разделения передней и задней полусфер при 400 ГэВ/с.

зависимость R в PN и PA взаимодействиях при 400 ГэВ/с, видно, что при любом разумном выборе η_0 R_{PA} оказывается существенно больше, чем R_{PN} . В частности, если выбрать в качестве η_0 разграничивающего полусферы, медианное значение распределения по псевдобыстротам в PA соударениях при 400 ГэВ/с, тогда получим $R = 0.51 \pm 0.02$, $b_{FB} = 0.31 \pm 0.01$; для обратной зависимости параметр наклона, разумеется, существенно больше $b_{BF} = 0.84 \pm 0.04$. Таким образом, заключаем, что в PA взаимодействиях наблюдаются сильные корреляции множественностей в передней и задней полусферах;

4) в PN соударениях наблюдаемые корреляции не могут быть сведены к дифракционной компоненте множественного рождения частиц. Для доказательства этого утверждения рассмотрим данные таблицы II, в которой представлены экспериментальные значения корреляционного коэффициента R для PP и PN взаимодействий различной топологии, когда N_F и N_B принимают чётные и нечётные значения. Очевидно, что неупругая дифракция дает вклад в события с нечётными N_F , N_B в PP соударениях и в события с нечётными N_F и чётными N_B в PN взаимодействиях.

Из данных таблицы II видно, что хотя наличие дифракционной диссоциации увеличивает величину R , энергетическая зависимость корреляционного коэффициента имеет одинаковый растущий характер в PP и PN взаимодействиях с различной топологией N_F , N_B . Анализ показывает, что вклад неупругой дифракции составляет $(10.2 \pm 2.7)\%$ и $(15.2 \pm 2.5)\%$ сечения неупругого PP и PN взаимодействия соответственно и приблизительно не зависит от первичного импульса в рассматриваемой области $\sqrt{s}$.

Что касается PA взаимодействий, необходимо подчеркнуть, что когерентные взаимодействия исключались из рассматриваемых

Таблица II.

Коэффициенты корреляций R в PP и PN взаимодействиях с разной топологией Π_F и Π_B .

P_0 ГэВ/с	PP - соударения		PN - соударения	
	R (нечет-нечет)	R (чет-чет)	R (нечет-чет)	R (чет-нечет)
2I	-0.02 ± 0.06	-0.06 ± 0.07	-0.38 ± 0.07	-0.18 ± 0.08
50	0.24 ± 0.05	0.04 ± 0.05	0.14 ± 0.06	0.09 ± 0.07
67	0.34 ± 0.05	0.15 ± 0.06	0.35 ± 0.05	0.08 ± 0.07
200	0.32 ± 0.04	0.21 ± 0.04	0.57 ± 0.02	0.29 ± 0.04
400	0.30 ± 0.05	0.23 ± 0.05	0.40 ± 0.05	0.24 ± 0.06

ными ансамблями событий. Далее, хотя для некогерентных PA соударений такой анализ невозможно провести^{*}), можно предполагать, по аналогии с PN взаимодействиями, что при множественном рождении на ядрах наблюдаемые длиннодействующие корреляции также нельзя свести к неупругой дифракции.

Качественно такие же эффекты наблюдались нами для TN и TA соударений при 50 и 200 ГэВ/с.

3.3. Обсуждение экспериментальных результатов.

Мы видим, что экспериментальные данные по hN и hA соударениям при высоких энергиях обнаруживают существование значительных корреляций между множествами релятивистских частиц, рождённых в различных полусферах, т.е. на больших расстояниях по шкале быстрот. Величина этих корреляций возрастает с увеличением энергии столкновения, указывая, что они не могут быть сведены к короткодействующим эффектам при множественном рождении частиц; они не могут быть объяснены и вкладом неупругой дифракции.

Очевидно, что величина корреляционного коэффициента, будучи связанной с соответствующими корреляционными функциями (выражение (4.5)), подвержена действию различных псевдокорреляционных и кинематических факторов [61, 119]. Это обстоятельство, по нашему мнению, препятствует модельно-независимому ан-

^{*}) Из-за возможных внутриядерных перерассеяний некогерентная дифракция может давать вклад в PA соударения с любой топологией PN , PA . Следует заметить, что выделение некогерентной дифракционной компоненты множественного рождения частиц на ядрах и изучение её основных свойств представляет самостоятельную и очень интересную задачу.

ализу рассматриваемых корреляций, особенно в hA взаимодействиях и, в частности, не позволяет выделить вклады короткодействующих и длиннодействующих по скорости эффектов в величину при рассматриваемых нами неасимптотических энергиях.

При обсуждении экспериментальных данных по корреляциям множественности в передней и задней полусферах в области энергий ISR обсуждались три динамические модели [121-123].

В рамках кластерной модели существование длиннодействующих FBM корреляций было интерпретировано [121] как проявление корреляционных связей между кластерами. Для анализа наших данных в PP соударениях мы воспользовались одной из наиболее разработанных кластерных моделей - мультипериферической кластерной моделью (MKM [124]), основанной на уравнении Бете-Солпитера и позволяющей единообразно описывать как упругие, так и неупругие взаимодействия адронов высоких энергий. Надо отметить, что модель успешно описывает экспериментальные данные об общих характеристиках hN соударений в широкой области энергий. Более 6000 неупругих PP взаимодействий при 70 и 200 ГэВ/с, разыгранных в соответствии с MKM были получены нами от авторов модели.

В рамках реджионной теории рассмотрение корреляций FBM в hN соударениях было выполнено в работе [122] - длиннодействующие динамические корреляции возникают в этом подходе за счёт того, что hN соударения при высоких энергиях представляют собой существенно полипериферические процессы, обусловленные многопомеронными обменами. Инклюзивная двухчастичная корреляционная функция для полипериферического рождения имеет, по сравнению с процессом, обусловленным однореджионным обменом, дополнительный вклад, имеющий дальнедействующий ха-

рактёр по быстротам и обусловленный флуктуациями числа обменных реджеонов (подробности см. в [122]). Строгий теоретический анализ данных о P_N соударениях в области энергий FNAL в этом подходе затруднён из-за неопределённостей, связанных с эффектами конечных энергий. Тем не менее, реджеонный подход имеет очевидное преимущество перед другими подходами, т.к. он может быть прямо использован для интерпретации данных по hA взаимодействиям. Для сравнения с нашими данными по hA соударениям мы использовали модель Капеллы и Крживицкого [96], при моделировании в рамках которой использовались эмпирические одночастичные и двухчастичные распределения из hN соударений при соответствующих E_0 (см. подробности в Главе 2). Кроме этого, использовались также расчёты, выполненные Б.Б.Левченко для PA взаимодействий в рамках аддитивной кварковой модели с учётом внутриядерного каскада [90].

Наконец, в рамках так называемой "двухцепочной" дуальной модели (см., например, обзор [125]), корреляции FBM рассматривались в [123]; было показано, что для описания экспериментальных данных по hN соударениям достаточно учесть флуктуации энергии каждой из двух "цепочек", без введения каких-либо динамических корреляций внутри "цепочек". В связи с этой работой возникает интересный вопрос о возможности описания данных по hA соударениям при фиксированном числе внутриядерных соударений Y , за счёт одних лишь флуктуаций энергии в перерассеяниях. Чтобы прояснить этот вопрос, мы провели расчёт корреляций множественности в передней и задней полусферах в рамках модели, в которой Y было фиксировано ($Y=3$) и пренебрегалось всеми динамическими корреляциями частиц внутри каждого из перерассеяний.

Основные результаты этих расчётов приведены на рис. 27-30. Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями рассмотренных моделей позволяет сделать следующие выводы:

1) мультикластерная модель удовлетворительно описывает данные о корреляциях FBM в PP соударениях при 67 ГэВ/с и не воспроизводит экспериментальные результаты при 200 ГэВ/с (рис. 27, 29). Важно подчеркнуть, что модель качественно противоречит экспериментальным данным по энергетической зависимости корреляционного коэффициента: величина R в модели уменьшается с ростом первичного импульса.

Вероятно, что это обстоятельство связано в модели с недооценкой роли тяжёлых кластеров с увеличением P_0 . Действительно, анализ показал, что при 200 ГэВ/с в МКМ событиях с тяжёлыми промежуточными кластерами величина R значительно больше, чем для полного ансамбля искусственных взаимодействий. Разумеется, здесь необходима осторожность, так как такой отбор МКМ событий автоматически увеличивает средние множественности и, кроме этого, ведёт к большому перекрытию продуктов распадов кластеров вдоль оси быстрот; последнее обстоятельство, очевидно, увеличит вклад короткодействующих корреляций в величину корреляционного коэффициента.

Так как в мультикластерной модели [124] кластеры не являются взаимно независимыми, можно заключить, что обсуждаемая версия кластерной модели существенно недооценивает "силу" корреляционных связей между кластерами при высоких энергиях;

2) хотя флуктуации энергии в перерассеяниях сами по себе и приводят к появлению растущих с P_0 длиннодействующих корреляций FBM, они не достаточно велики, чтобы описать экспериментальные данные (рис. 30). Таким образом, в отличие от hN со-

ударений, в hA взаимодействиях корреляции множественности в передней и задней полусферах не удаётся описать без учёта флуктуаций в числе перерассеяний Y и корреляций между релятивистскими частицами, рождёнными в каждом из перерассеяний;

3) модель многократного рассеяния Капеллы-Крживицкого обеспечивает вполне разумное описание экспериментальных данных по корреляциям FBM в hA взаимодействиях при высоких энергиях. Важно отметить, что модель описывает величину корреляций не только для всего интервала η , но и более дифференцированные данные. Так, например, если рассмотреть регрессию множественности релятивистских частиц, образованных в области фрагментации снаряда с $\eta > 6$ на множественность частиц с $\eta < 2$ (т.е. в области фрагментации мишени), то эксперимент даёт для РА соударений при 400 ГэВ/с $R = -(0.18 \pm 0.03)$, что качественно согласуется с теоретическим значением $R = -(0.09 \pm 0.04)$;

4) аддитивная кварковая модель хорошо воспроизводит экспериментальные данные по корреляциям FBM при больших значениях первичного импульса ($P_0 \geq 100$ ГэВ/с) и завышает значения R для hA соударений при $P_0 \leq 100$ ГэВ/с. Следует заметить, что, хотя в AQM величина $\langle Y \rangle$ меньше, чем в модели Капеллы-Крживицкого, эффективное значение среднего числа перерассеяний ($\langle Y_{эфф} \rangle$), оказывается, увеличивается за счёт внутриядерных взаимодействий быстрых рождённых частиц, которые допускаются в рамках рассматриваемой нами версии AQM. Другими словами, внутриядерный каскад рождённых частиц в рамках AQM существенно сказывается на флуктуациях распределений по быстротам в hA взаимодействиях, что отражается и на величине коэффициента корреляций R .

ударений, в hA взаимодействиях корреляции множественности в передней и задней полусферах не удаётся описать без учёта флуктуаций в числе перерассеяний V и корреляций между релятивистскими частицами, рождёнными в каждом из перерассеяний;

3) модель многократного рассеяния Капеллы-Крживицкого обеспечивает вполне разумное описание экспериментальных данных по корреляциям FBM в hA взаимодействиях при высоких энергиях. Важно отметить, что модель описывает величину корреляций не только для всего интервала η , но и более дифференцированные данные. Так, например, если рассмотреть регрессию множественности релятивистских частиц, образованных в области фрагментации снаряда с $\eta > 6$ на множественность частиц с $\eta < 2$ (т.е. в области фрагментации мишени), то эксперимент даёт для PA соударений при 400 ГэВ/с $R = -(0.18 \pm 0.03)$, что качественно согласуется с теоретическим значением $R = -(0.09 \pm 0.04)$;

4) аддитивная кварковая модель хорошо воспроизводит экспериментальные данные по корреляциям FBM при больших значениях первичного импульса ($P_0 \geq 100$ ГэВ/с) и завышает значения R для hA соударений при $P_0 \leq 100$ ГэВ/с. Следует заметить, что, хотя в AQM величина $\langle V \rangle$ меньше, чем в модели Капеллы-Крживицкого, эффективное значение среднего числа перерассеяний ($\langle V_{эфф} \rangle$), оказывается, увеличивается за счет внутриядерных взаимодействий быстрых рождённых частиц, которые допускаются в рамках рассматриваемой нами версии AQM. Другими словами, внутриядерный каскад рождённых частиц в рамках AQM существенно сказывается на флуктуациях распределений по быстротам в hA взаимодействиях, что отражается и на величине коэффициента корреляций R .

Г Л А В А 5 .

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ hA ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.

В этом разделе мы обсудим вопрос о корреляциях между углами вылета заряженных частиц в hA соударениях. Изучение корреляционных явлений, как нам кажется, может весьма эффективно ограничить круг моделей, претендующих на описание множественного рождения в адрон-ядерных соударениях. Действительно, в коллективных механизмах hA взаимодействия, к примеру, корреляционные связи между азимутальными углами заряженных частиц должны быть близки к наблюдаемым в элементарном акте при близких множественностях, тогда как механизмы независимых перерассеяний приводят к значительно более слабым азимутальным корреляциям. Таким образом, корреляционный анализ способен сделать выбор между этими двумя классами теоретических подходов. Количественное сопоставление экспериментальных данных с моделями многократного рассеяния, по-видимому, могло бы уточнить характер энергораспределения между последовательными субсоударениями, степень чувствительности к виду V - распределения, значение роли каскадного процесса при соударении адрона с ядром и позволило бы прояснить актуальный вопрос о вкладе локально-коллективных эффектов в hA взаимодействия при высоких энергиях [130-133].

1. Используемые характеристики и их общие свойства.

Для комплексного исследования корреляций между заряженными частицами нами использовались:

1) В дважды инклюзивных адрон-ядерных реакциях

$$h + A \rightarrow 1 + 2 + X \quad (5.1)$$

где 1 - инклюзивная (триггерная) S - или g - частица, - множественности и дисперсии частиц-партнеров типа 2 (также S - или g - частицы) в зависимости от угловых характеристик триггерных частиц ;

2) для изучения двухчастичных корреляций между полярными углами вылета частиц - аппарат корреляционных функций

$$R_2(Z_1, Z_2) = \frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{dZ_1 dZ_2} / \frac{1}{\sigma^2} \frac{d\sigma}{dZ_1} \frac{d\sigma}{dZ_2} - 1 \quad (5.2)$$

где в качестве аргументов выбирались $Z = \cos\theta$ для сильноионизирующих и $Z = \eta = -\ln \operatorname{tg}(\theta/2)$ для рожденных релятивистских частиц. Поскольку, как отмечалось в Главе I, значения двухчастичных корреляционных функций оказываются весьма чувствительными к различным псевдокорреляционным факторам, наряду с экспериментальными данными о $R_2(Z_1, Z_2)$, были рассмотрены значения корреляторов, полученные в рамках модели независимого испускания частиц (IEM);

3) для исследования корреляций между азимутальными углами вылета вторичных заряженных частиц - функции азимутальных углов инклюзивного $\mathcal{E}_{ij}$ -распределения (определение см. в Главе I, разделе I.3) по углу между векторами поперечных импульсов двух частиц типа $i, j = s, g, b, h$

а) коэффициент азимутальной асимметрии

$$A = \left(\int_{\pi/2}^{\pi} f(\mathcal{E}_{ij}) d\mathcal{E}_{ij} - \int_0^{\pi/2} f(\mathcal{E}_{ij}) d\mathcal{E}_{ij} \right) / \int_0^{\pi} f(\mathcal{E}_{ij}) d\mathcal{E}_{ij}, \quad (5.3)$$

б) средние значения коэффициентов азимутальной асимметрии $\langle \alpha \rangle$ в индивидуальных актах взаимодействия

$$\langle \alpha \rangle_{ij} = \sum_{k=1}^N \alpha_{ij}^{(k)} / N, \quad \alpha_{ij}^{(k)} = \sum_{\ell \neq m}^{n_k} \cos \mathcal{E}_{ij}^{(\ell, m)} / \sqrt{n_k(n_k - 1)} \quad (5.4)$$

где N - число событий в рассматриваемом ансамбле взаимодействий, $n_k \geq 2$ ($n_k \geq 1$) - множественность частиц рассматриваемого типа в K -ом событии в случае $i=j$ ($i \neq j$). По определению, имеем

$$\sqrt{n_k/(n_k-1)} \leq \alpha^{(K)} \leq \sqrt{n_k(n_k-1)} \quad (5.5)$$

в) распределение и среднее значение угла Φ между направлениями преимущественного испускания двух групп частиц из одного акта соударения в азимутальной плоскости (определение см. в Главе I, разделе I.9) (угол между суммарными векторами, составленными из единичных векторов, направленных вдоль поперечных импульсов частиц каждой группы).

Отметим следующие, важные для нашего обсуждения, особенности этих величин (подробные сведения об их свойствах и о оригинальных работах содержатся в [133]). При статистической независимости углов вылета вторичных частиц (азимутальной изотропии) и любом числе ненаблюдаемых нейтральных частиц, математические ожидания величин A , α_k , $\langle \alpha \rangle$, Φ_k , $\langle \Phi \rangle$, $\langle \Phi \rangle - \pi/2$ равны нулю, а распределения по Φ_{ij} и Φ_k равномерны в интервале $[0, \pi]$. При анализе межгрупповых корреляций указанные значения величин реализуются при независимости испускания частиц разного типа, корреляционные связи между частицами внутри групп могут быть при этом произвольными.

Если частицы i и j принадлежат группе частиц, рождение которых управляется свойствами интеграла состояний с поперечной частью вида

$$dG^{(n)}/d\vec{p}_1 \dots d\vec{p}_n = \prod_{i=1}^n \Phi(\vec{p}_i) \delta\left(\sum_{i=1}^n \vec{p}_{1i}\right) \quad (5.6)$$

где n - полное число частиц в группе, $\Phi(\vec{p}_i)$ - "обрезающая" фу-

нкция, учитывающая известное свойство ограниченности поперечных импульсов при множественном рождении, то математические ожидания величин (5.3), (5.4) равны:

$$\begin{aligned} M(A) &= (8/3\pi) \langle n_k(n_k-1)/(n-1) \rangle / \langle n_k(n_k-1) \rangle, \\ M(\langle \alpha \rangle) &= -(2/3) \langle [n_k(n_k-1)]^{1/2} / (n-1) \rangle \end{aligned} \quad (5.7)$$

где усреднение производится по событиям с $n_k \geq 2$.

Модель с матричным элементом вида (5.6) называется моделью цилиндрического фазового объема (CPS). Коэффициенты в формулах (5.7) соответствуют выбору $\Phi(\vec{P}_1)$, отвечающему наблюдаемой плотности распределения поперечных импульсов частиц вида $P(\vec{P}_1) \sim \exp(a \vec{P}_1)$, для других видов $P(\vec{P}_1)$ отклонения от (5.7) не превышают 10%. Из (5.7) видно, что сохранение энергии-импульса приводит к появлению азимутальных корреляций, исчезающих при $n \rightarrow \infty$. Формулы дают возможность оценки кинематических корреляций при любом распределении по множественностям в рассматриваемых ансамблях соударений.

2. Ассоциированные множественности в hA взаимодействиях.

На рис. 32, 33 в качестве примера представлены экспериментальные данные о средних значениях и стандартах распределений по множественности S -, g - и b -частиц в PA соударениях при 24 и 400 ГэВ в зависимости от псевдобыстроты η и угла вылета $\cos\theta$ инклюзивных S - и g -частиц соответственно. Здесь же показаны предсказания модели многократного рассеяния Капеллы и Крживицкого (СКМ) [96] и аддитивной кварковой модели (АQM); причем для последней расчеты были выполнены как с учетом, так и без учета вклада коррелированных пар внутри-

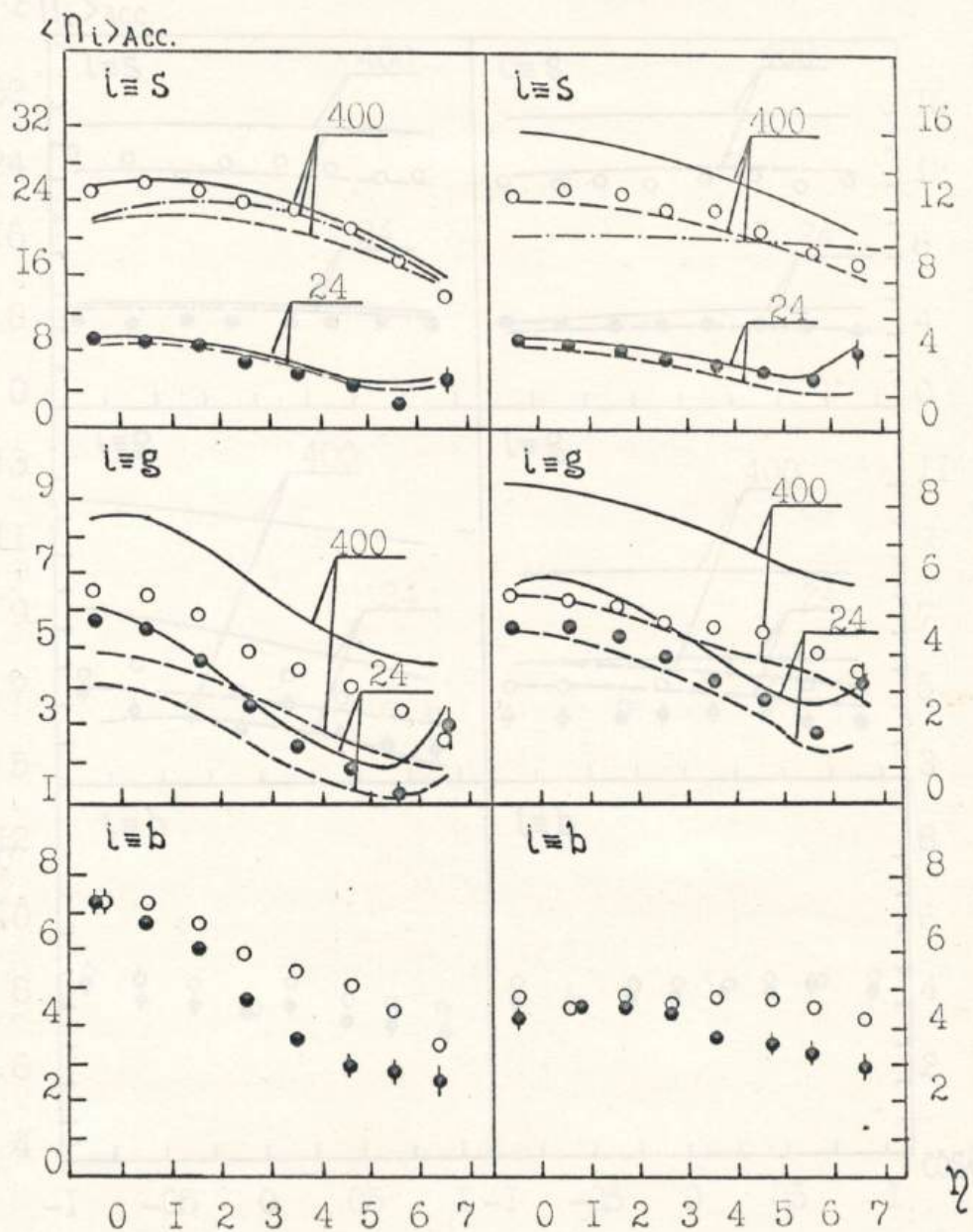


Рис.32 $\langle n_i \rangle$ и $D(n_i)$ ассоциированных множественностей разных типов заряженных частиц из РА соударений при 24 (●) и 400 (○) ГэВ в зависимости от псевдобыстроты S -частиц. Предсказания СКМ – штрих-пунктирная кривая, АQM с учетом и без учета парных корреляций – сплошная и штриховая кривые соответственно.

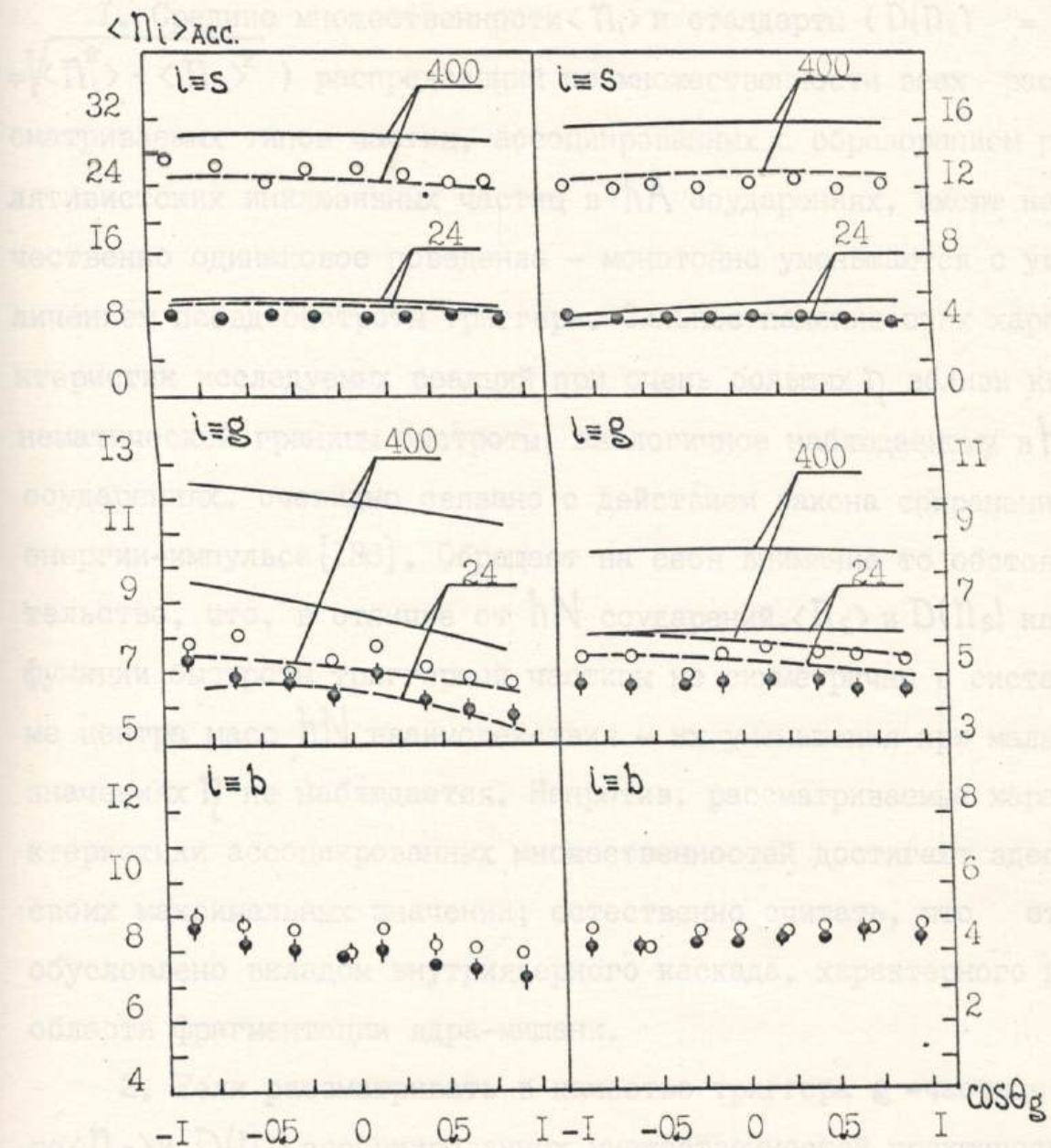


Рис. 33

То же, что на рис.32, но в зависимости от $\cos \theta_g$ инклюзивных g -частиц.

ядерных нуклонов.

Анализ этих данных ведет к следующим выводам.

1. Средние множественности $\langle n_t \rangle$ и стандарты ($D(n_t) = \sqrt{\langle n_t^2 \rangle - \langle n_t \rangle^2}$) распределений по множественности всех рассматриваемых типов частиц, ассоциированных с образованием релятивистских инклюзивных частиц в hA соударениях, имеют качественно одинаковое поведение — монотонно уменьшаются с увеличением псевдобыстроты триггера. Сильное падение этих характеристик исследуемых реакций при очень больших η вблизи кинематической границы быстроты, аналогичное наблюдаемому в hN соударениях, очевидно связано с действием закона сохранения энергии-импульса [136]. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что, в отличие от hN соударений, $\langle n_s \rangle$ и $D(n_s)$ как функции быстроты триггерной частицы не симметричны в системе центра масс hN взаимодействия — их уменьшения при малых значениях η не наблюдается. Напротив, рассматриваемые характеристики ассоциированных множественностей достигают здесь своих максимальных значений; естественно считать, что это обусловлено вкладом внутриядерного каскада, характерного для области фрагментации ядра-мишени.

2. Если рассматривать в качестве триггера g -частицы, то $\langle n_s \rangle$ и $D(n_s)$ ассоциированных множественностей практически не зависят от углов вылета триггерных частиц. Средние множественности сильноионизирующих частиц, ассоциированных с образованием g -частиц, слабо уменьшаются с увеличением $\cos \theta_g$, а стандарты распределений при этом не изменяются в пределах экспериментальных ошибок.

3. СКМ вполне удовлетворительно описывает зависимость $\langle n_s \rangle$ от псевдобыстроты триггера в центральной области и об-

ласти фрагментации снаряда в РА соударениях при 400 ГэВ. При $\eta < 1.5$ модель недооценивает средние ассоциированные множественности. Кроме этого, предсказания СКМ для стандартов ассоциированных множественностей $D(n_s)$ оказываются меньше экспериментальных практически во всей области изменения быстрой инклюзивных S -частиц. Наблюдаемые отличия между предсказаниями СКМ и опытными данными можно качественно объяснить, по-видимому, тем, что в модели не учитывается вклад внутриядерного каскада; действительно, дополнительное рождение частиц в результате внутриядерного каскада рожденных частиц приведет не только к росту средних ассоциированных множественностей, но и к увеличению дисперсий распределения из-за появления дополнительных источников флуктуаций множественности.

4. AQM описывает качественное поведение ассоциированных множественностей; что касается количественного описания данных, ситуация сложнее. Из рис.32 видно, что модель удовлетворительно описывает зависимость $\langle n_s \rangle$ от псевдобыстроты инклюзивных частиц в РА взаимодействиях в интервале 24 - 400 ГэВ; разумеется, следует отметить, что теоретические кривые лежат систематически выше, чем экспериментальные данные. Стандарты распределений по ассоциированным множественностям в РА соударениях при 400 ГэВ моделью не воспроизводятся; интересно, что разногласие между расчетом и данными тем сильнее, чем меньше псевдобыстрота инклюзивных S -частиц. Последнее обстоятельство представляет очевидный интерес и проявляется особенно четко при рассмотрении ассоциированных множественностей g -частиц, а при 400 ГэВ модель расходится с опытом как для $\langle n_g \rangle$, так и $D(n_g)$.

На первый взгляд кажется, что все разногласия обусловлены переоценкой в модели эффективного вклада коррелированных пар внутриядерных нуклонов, тем более, что расчеты, выполненные без учета вклада в некоторых случаях (см. рис.33) дают очень близкие к эксперименту значения $\langle n_i \rangle$ и $D(n_i)$ (и даже переоценивают рассматриваемые характеристики hA соударений). Однако, расхождение между экспериментом и теорией нельзя свести к простой переоценке вклада парных корреляций по следующим причинам:

а) расчеты показывают, что вклад парных корреляций в рассматриваемые величины возрастает с увеличением энергии соударения;

б) при выбранном в модели законе адронизации (3.12) и значении параметра m_0^2 , определяющем общий масштаб длин формирования адронов, AQM допускает с заметной вероятностью внутриядерные перерассеяния даже очень быстрых рожденных частиц [134]. Например, в PA соударениях при 400 ГэВ во внутриядерном каскаде участвуют рожденные частицы с импульсами $P \approx 30$ ГэВ/с, которые вообще отсутствуют при наименьшей рассматриваемой нами первичной энергии;

в) следует также учитывать, что в рамках модели вклады внутриядерного каскада и парных корреляций связаны таким образом, что чем более развит внутриядерный каскад рожденных частиц, тем большую роль играют парные корреляции внутриядерных нуклонов.

Эти обстоятельства, наряду с отмечавшимся выше усилением расхождения между экспериментальными данными и предсказаниями модели при выборе инклюзивных S -частиц в области фрагментации ядра-мишени, где сосредоточен вклад внутриядерного каскада, по нашему мнению ясно показывают, что подлинная при-

чина расхождений - в переоценке вклада внутриядерных каскадов в обсуждаемой версии аддитивной модели кварков для hA взаимодействий.

3. Корреляции между полярными углами вылета частиц.

Некоторые данные о величине двухчастичного коррелятора R_2 для g -частиц из PA соударений мы представили на рис.34. Анализ экспериментальных данных позволяет сделать следующие выводы.

1) В hA взаимодействиях величина двухчастичного коррелятора R_2 для g -частиц в пределах ошибок настоящего эксперимента, оказывается, не зависит от энергии соударения (см. рис.34а для значений $R_2(z_1=z_2=0)^*$).

2) Модель независимого испускания (ИЕМ) воспроизводит эту особенность R_2 для g -частиц из hA соударений. Количественное сравнение предсказаний ИЕМ с данными (рис.34а) показывает, что, хотя величина R_2 определяется, в основном, псевдокорреляционными факторами, возможен небольшой вклад динамических корреляций между g -частицами в двухчастичный коррелятор.

3) Так же как для релятивистских частиц [61], двухчастичный коррелятор для g -частиц очень слабо зависит (уменьшается) от массового числа ядра-мишени. Наряду с этим, опять же в полной аналогии с корреляционной функцией для S -частиц, R_2 для серых частиц заметно уменьшается при увеличении множественности b - и/или S -частиц, т.е. с увеличением числа

* Это обстоятельство позволило нам рассмотреть R_2 для g -частиц из объединенного ансамбля PA соударений в интервале энергий 20 - 400 ГэВ на рис. 34б.

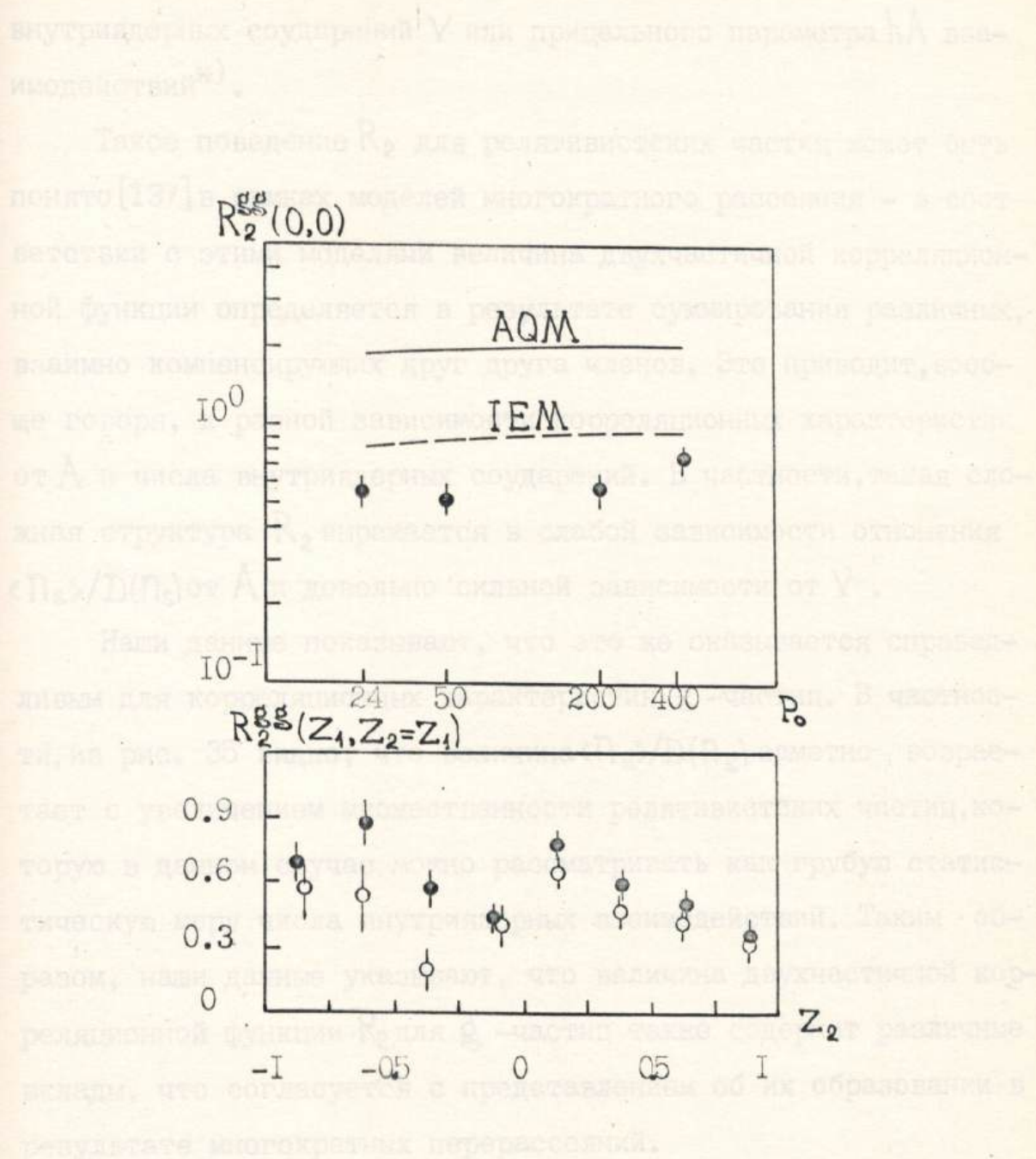


Рис.34

а) E_0 -зависимость $R_2(0,0)$ для g -частиц из pA соударений в эмульсии. Кривые - расчет по AQM (сплошная) и модели независимого испускания (пунктир) ;

б) $R_2(Z_1, Z_2=Z_1)$ для g -частиц из pA соударений в эмульсии (•) и $pAgBr$ соударений (○).

внутриядерных соударений V или прицельного параметра hA взаимодействий^{*)}.

Такое поведение R_2 для релятивистских частиц может быть понято [137] в рамках моделей многократного рассеяния - в соответствии с этими моделями величина двухчастичной корреляционной функции определяется в результате суммирования различных, взаимно компенсирующих друг друга членов. Это приводит, вообще говоря, к разной зависимости корреляционных характеристик от A и числа внутриядерных соударений. В частности, такая сложная структура R_2 выражается в слабой зависимости отношения $\langle n_s \rangle / D(n_s)$ от A и довольно сильной зависимости от V .

Наши данные показывают, что это же оказывается справедливым для корреляционных характеристик g -частиц. В частности, из рис. 35 видно, что величина $\langle n_g \rangle / D(n_g)$ заметно возрастает с увеличением множественности релятивистских частиц, которую в данном случае можно рассматривать как грубую статистическую меру числа внутриядерных взаимодействий. Таким образом, наши данные указывают, что величина двухчастичной корреляционной функции R_2 для g -частиц также содержит различные вклады, что согласуется с представлением об их образовании в результате многократных перерассеяний.

4) Сравнение корреляционных функций R_2 для g -частиц из PA и πA соударений в интервале 20 - 400 ГэВ показывает, что они слабо зависят от типа налетающей частицы (не проиллюстрировано).

Рассмотрим теперь данные о корреляциях между углами вылета разных типов частиц. На рис. 36а,б представлены, как при-

^{*)} Хотя наиболее адекватной статистической мерой прицельного параметра hA соударения принято считать N_g , очевидно, что для качественных выводов могут также использоваться N_p и N_s .

мер, корреляционные функции R_2 для пар частиц (s, g) и (s, b) соответственно из РА соударений в интервале 20 - 400 ГэВ. Из данных видно, что:

1) корреляционная функция R_2 для рассматриваемых пар частиц имеет весьма характерную зависимость от псевдобыстроты η релятивистской частицы, свойственную также корреляторам R_2 для (s, s) пар (см., например, [46, 47]) - она максимальна при малых η в области фрагментации ядра-мишени и принимает отрицательные значения в области фрагментации снаряда.

Из сравнения экспериментальных данных с предсказаниями модели независимого испускания можно заключить, что поведение рассматриваемых корреляторов обусловлено, в основном, действием псевдокорреляционных факторов. В частности, наблюдаемая асимметрия R_2 для (s, g) и (s, b) частиц по аргументу η может быть объяснена, так же как и в случае (s, s) частиц, большими значениями и флуктуациями множественностей и одночастичных распределений в области фрагментации ядра-мишени;

2) во всей рассмотренной области первичных энергий 20 - 400 ГэВ значения корреляционных функций существенно более зависят от кинематических характеристик релятивистских, чем сильноионизирующих частиц. Более того, было обнаружено, что величина R_2 для комбинации (s, b) частиц в пределах ошибок настоящего эксперимента не зависит от углов вылета b -частиц.

4. Азимутальные корреляции.

Экспериментальные данные о коэффициентах азимутальной асимметрии A и $\langle \alpha \rangle$ для сильноионизирующих частиц из РА соударений в интервале 20 - 400 ГэВ представлены в таблице 12. В скобках представлены соответствующие значения, подсчитанные по модели цилиндрического фазового объема (CPS). Из данных

Таблица 12. Коэффициенты азимутальной асимметрии сильноионизирующих частиц в РА соударениях^{*)}.

Частицы	Величина:	24 ГэВ	50 ГэВ	200 ГэВ	400 ГэВ
h	A	0.021 ± 0.004	0.015 ± 0.004	0.017 ± 0.006	0.020 ± 0.004
	<α>	-0.16 ± 0.03	-0.13 ± 0.03	-0.12 ± 0.05	-0.19 ± 0.03
g	A	0.011 ± 0.009 (0.049)	0.019 ± 0.009 (0.047)	0.034 ± 0.014 (0.051)	0.034 ± 0.009 (0.045)
	<α>	-0.15 ± 0.04 (-0.293)	-0.12 ± 0.04 (-0.293)	-0.14 ± 0.05 (-0.292)	-0.15 ± 0.04 (-0.293)
b	A	0.017 ± 0.007 (0.06)	-0.001 ± 0.007	0.009 ± 0.011	0.028 ± 0.008
	<α>	-0.06 ± 0.03 (-0.34)	-0.01 ± 0.04	-0.04 ± 0.05	-0.15 ± 0.04

^{*)} В скобках представлены предсказания CPS (см. текст)

можно заключить, что:

1) в hA соударениях высокой энергии для h - и g - частиц наблюдаются статистически обеспеченные азимутальные корреляции. При этом, в отличие от данных, полученных при более низких энергиях [133], азимутальная асимметрия g - частиц проявляется только в индивидуальных актах;

2) величина наблюдаемых на опыте азимутальных корреляций существенно меньше, чем предсказываемая в моделях статистического типа; это, в частности, противоречит моделям, в которых сильноионизирующие частицы образуются в результате распада некоего "файербола" или "трубки", выбиваемых в результате hA соударения. С другой стороны, как уже ранее отмечалось [133], наличие азимутальных корреляций (хотя и слабых) для h - и g - частиц вообще говоря противоречит представлению о полной независимости образования сильноионизирующих частиц - продуктов фрагментации ядра-мишени;

3) сравнение данных по PA и TA соударениям при рассматриваемых энергиях показывает, что значения коэффициентов азимутальной асимметрии сильноионизирующих частиц слабо зависят от типа налетающей частицы (не проиллюстрировано).

Перейдем теперь к обсуждению междугрупповых азимутальных корреляций. В таблицах 13, 14 представлены экспериментальные данные о таких корреляциях для разных групп частиц, а на рис. 37 показана зависимость $\langle \Phi_{sg} \rangle - \pi/2$ от угла вылета релятивистских частиц в hA взаимодействиях.

Данные позволяют сделать следующие выводы.

1) Обеспеченные азимутальные корреляции наблюдаются между серыми и черными частицами - продуктами фрагментации ядра-мишени в hA соударениях. Ранее такие корреляции экспериментально наблюдались при энергиях в несколько ГэВ/нуклон

Таблица 13. Средние углы преимущественного испускания между направлениями (s,b) , (s,h) и (b,g) частиц в азимутальной плоскости.

	24 ГэВ	50 ГэВ	200 ГэВ	400 ГэВ
$\langle \Phi_{sb} \rangle - \pi/2$	0.02 ± 0.03	0.03 ± 0.03	0.02 ± 0.04	0.04 ± 0.04
$\langle \Phi_{sh} \rangle - \pi/2$	0.15 ± 0.03	0.10 ± 0.03	0.08 ± 0.03	0.08 ± 0.03
$\langle \Phi_{bg} \rangle - \pi/2$	0.11 ± 0.03	0.12 ± 0.03	0.11 ± 0.05	0.09 ± 0.04

Таблица 14. Коэффициенты азимутальной асимметрии и средние углы преимущественного испускания между направлениями S - и g - частиц из разных кинематических областей.

Частица i	Частица j	$E_{\text{с}}, \text{ГэВ}$	A_{ij}	$\langle \Phi_{ij} \rangle - \pi/2$
S	g	24	0.032 ± 0.006	0.20 ± 0.03
S	g	50	0.013 ± 0.005	0.15 ± 0.03
S	g	200	0.008 ± 0.006	0.10 ± 0.04
S	g	400	0.003 ± 0.003	0.03 ± 0.03
S	$g(\theta < \pi/2)$	24	0.035 ± 0.007	0.20 ± 0.03
S	$g(\theta < \pi/2)$	50	0.015 ± 0.006	0.15 ± 0.03
S	$g(\theta < \pi/2)$	200	0.008 ± 0.007	0.10 ± 0.05
S	$g(\theta < \pi/2)$	400	0.007 ± 0.004	0.10 ± 0.05
S	$g(\theta > \pi/2)$	24	0.025 ± 0.010	0.12 ± 0.04
S	$g(\theta > \pi/2)$	50	0.008 ± 0.009	0.05 ± 0.04
S	$g(\theta > \pi/2)$	200	0.009 ± 0.010	0.06 ± 0.06
S	$g(\theta > \pi/2)$	400	0.006 ± 0.006	0.05 ± 0.04

[133, 138].

2) Азимутальные корреляции между релятивистскими и всеми сильноионизирующими (h) частицами обусловлены существованием корреляций между s - и g - частицами, в то время как азимутальные корреляции между s - и b - частицами отсутствуют.

Азимутальные корреляции между релятивистскими и серыми частицами - тенденция к противоиспусканию этих групп частиц в азимутальной плоскости hA взаимодействия - уменьшаются с увеличением E_0 : они существенны при наименьших рассматриваемых нами E_0 и исчезают в пределах ошибок опыта при максимальных E_0 .

Отметим, что в PN соударениях величина $\langle \Phi_{sg} \rangle - \pi/2$ уменьшается с энергией соударения (от 0.47 при 24 ГэВ до 0.14 при 400 ГэВ); вклад в это уменьшение дает, в частности, известный рост с энергией соударения полной множественности рожденных частиц - заряженных и нейтральных пионов. В адрон-ядерных взаимодействиях также часть наблюдаемого уменьшения $\langle \Phi_{sg} \rangle - \pi/2$ с E_0 может быть очевидно отнесена к действию этого кинематического эффекта. Заметим также, что азимутальные корреляции между s - и g - частицами, в частности выраженные в терминах угла $\langle \Phi_{sg} \rangle - \pi/2$, существенно ослабляются при переходе от PN к PA взаимодействиям, что очевидно связано с эффектами внутриядерных перерассеяний.

3) Данные при 24 ГэВ показывают, что рассматриваемые характеристики азимутальных корреляций ($A_{sg}, \langle \Phi_{sg} \rangle$) слабо зависят от полярных углов вылета g - частиц; в частности, так же, как и при более низких E_0 [133] корреляционные связи между релятивистскими частицами и протонами из ядра-мишени не исчезают при отборе последних из области, кинематически запрещенной для свободных PN соударений (с $\theta_{\text{лс}} > \pi/2$). Для

уверенных выводов по этому вопросу при $E_0 \geq 50$ ГэВ требуются, однако, более точные данные.

4) В РА соударениях при низких (3-4 ГэВ) энергиях было найдено, что азимутальные корреляции между S - и g - частицами существенно усиливаются с увеличением псевдобыстроты релятивистских частиц. При высоких же энергиях, как видно из рис. 37, сколько-нибудь значительной зависимости не обнаруживается.

5. Обсуждение результатов по угловым корреляциям.

Полученные данные по угловым корреляциям противоречат коллективным моделям hA соударений и определенно указывают на значительную роль эффектов перерассеяний. В частности, в рамках моделей многократного рассеяния могут быть качественно поняты данные об азимутальных корреляциях между S - и g - частицами; такие корреляции должны возникать "естественным" образом за счет того, что во внутриядерных взаимодействиях противоиспускание рожденных частиц и протонов отдачи в азимутальной плоскости обеспечивается законом сохранения поперечного импульса, а суммирование независимых внутриядерных столкновений приводит лишь к усреднению соответствующих средних углов $\langle \Phi \rangle$, характерных для элементарных актов. Поэтому разумно ожидать, что величины характеристик азимутальных корреляций между разными типами частиц будут чувствительны как к числу, так и характеру внутриядерных перерассеяний, в частности, к вкладу каскада.

Для количественной интерпретации экспериментальных результатов по угловым корреляциям частиц в hA соударениях мы используем описанную выше аддитивную кварковую модель с учетом внутриядерных каскадов. Некоторые результаты расче-

тов по AQM сравниваются с экспериментальными данными на рис. 34, 36, 37 (отметим, что статистические ошибки расчетов по AQM, выполненных по методу Монте-Карло, примерно такие же, что и на эксперименте). Это сравнение приводит к следующим выводам.

1) Аддитивная кварковая модель, хотя и воспроизводит экспериментально наблюдаемую независимость коррелятора $R_2(0,0)$ для g -частиц от энергии PA соударения, существенно переоценивает его величину (рис. 34а).

2) Хотя модель правильно описывает основные качественные особенности η -зависимости двухчастичного коррелятора $R_2^{sg}(z=0, \eta)$ и величины $\langle \Phi_{sg} \rangle - \pi/2$ (рис. 36, 37), она не воспроизводит энергетическую зависимость этих характеристик угловых корреляций между S - и g -частицами из hA взаимодействий большой энергии.

Эти расхождения расчетов с экспериментальными данными обусловлены, вероятно, отмечавшейся уже ранее переоценкой роли внутриядерных каскадов в рассматриваемой версии аддитивной кварковой модели.

Действительно, в рамках этой модели при известной (убывающей) E_0 -зависимости углов Φ_{sg} в hN соударениях и независимо от E_0 числе внутриядерных соударений снаряда (или кварков снаряда), величина Φ_{sg} для hA взаимодействия будет убывать с E_0 , если вклад внутриядерных каскадов не изменяется с E_0 . Поэтому, тот факт, что в модели величина $\langle \Phi_{sg} \rangle$ для PA соударений, в противоречии с экспериментальными данными, не меняется (или меняется очень слабо) в интервале 20 - 400 ГэВ, указывает на растущий с энергией вклад внутриядерных каскадов. Эти дополнительные, по сравнению с осуществляющимися при более низких первичных энергиях, каскадные перерасеяния

происходят при меньших энергиях, чем E_0 , и поэтому имеют большие $\langle \Phi_{sg} \rangle_{np}$ что и может в конечном итоге привести к приближенному постоянству $\langle \Phi_{sg} \rangle_{HA}$ в модели.

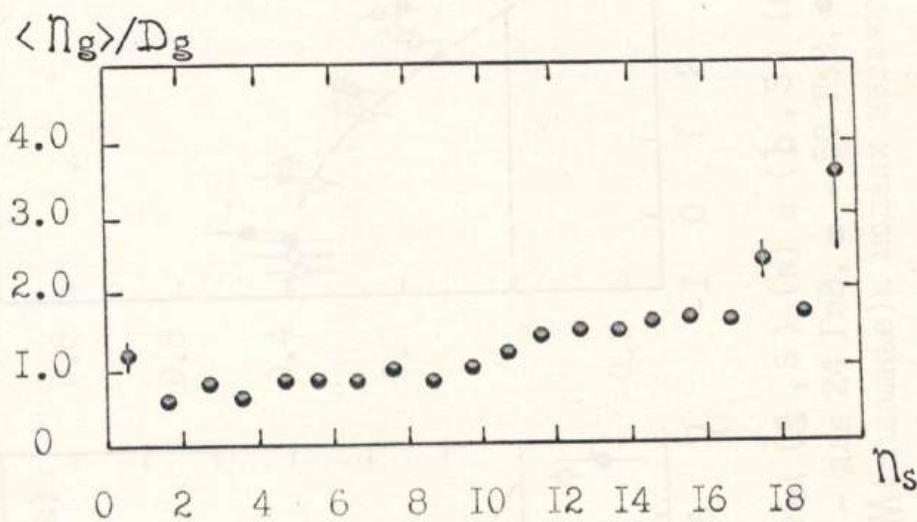


Рис.35

$\langle n_g \rangle / D(n_g)$ в зависимости от n_s для
РА соударений при 200 ГэВ.

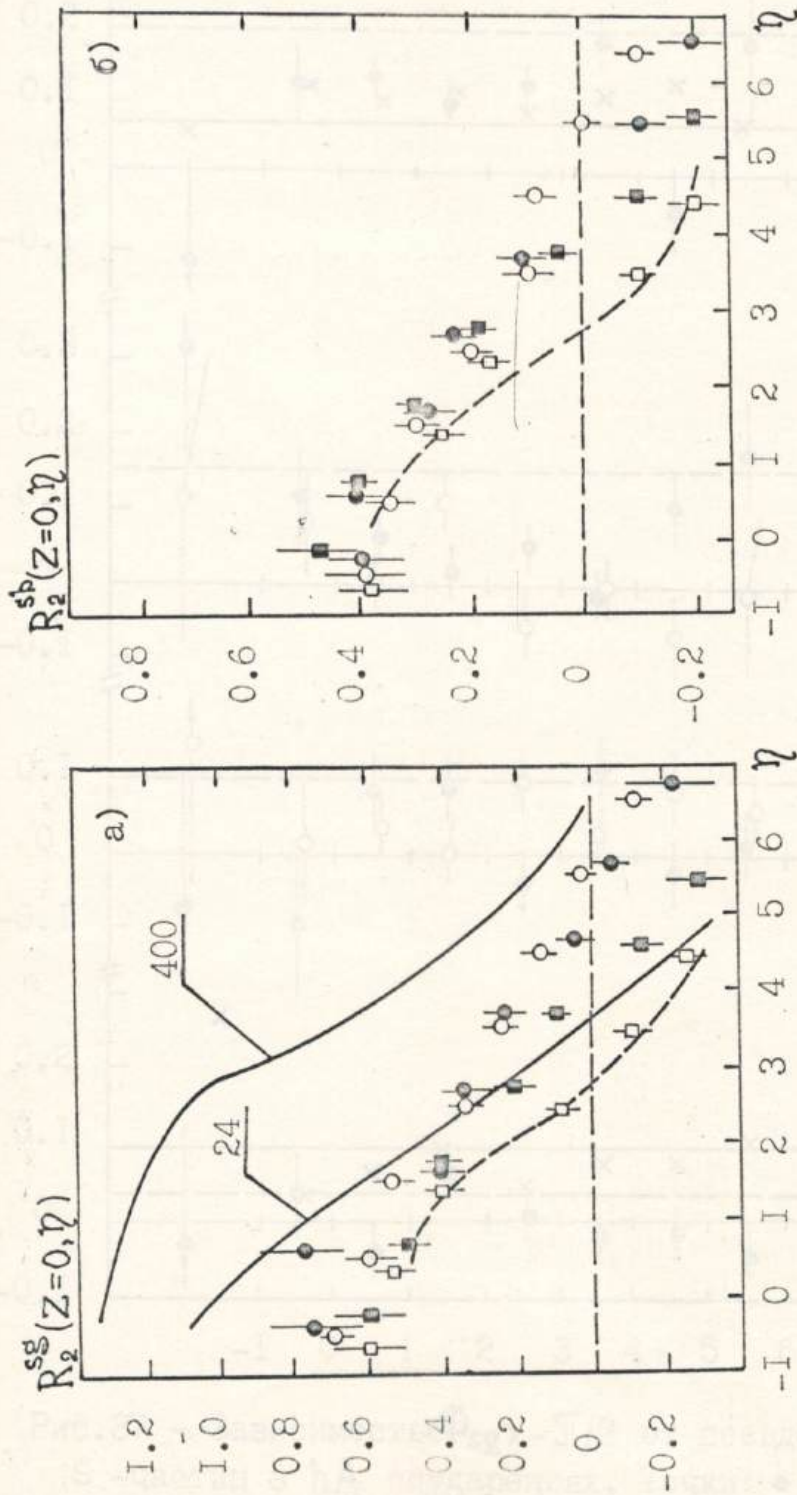


Рис. 36 $R_2(Z=0, \eta)$ для пар частиц (g, s) (a) и (b, s) (б) из РА соударений в эмульсии. Точки: $\square$ - для 24 ГэВ, $\blacksquare$ - 50 ГэВ, $\bullet$ - 200 ГэВ, $\circ$ - 400 ГэВ. Кривые - расчет по AQM (сплошные) и модели независимого испускания (пунктир).

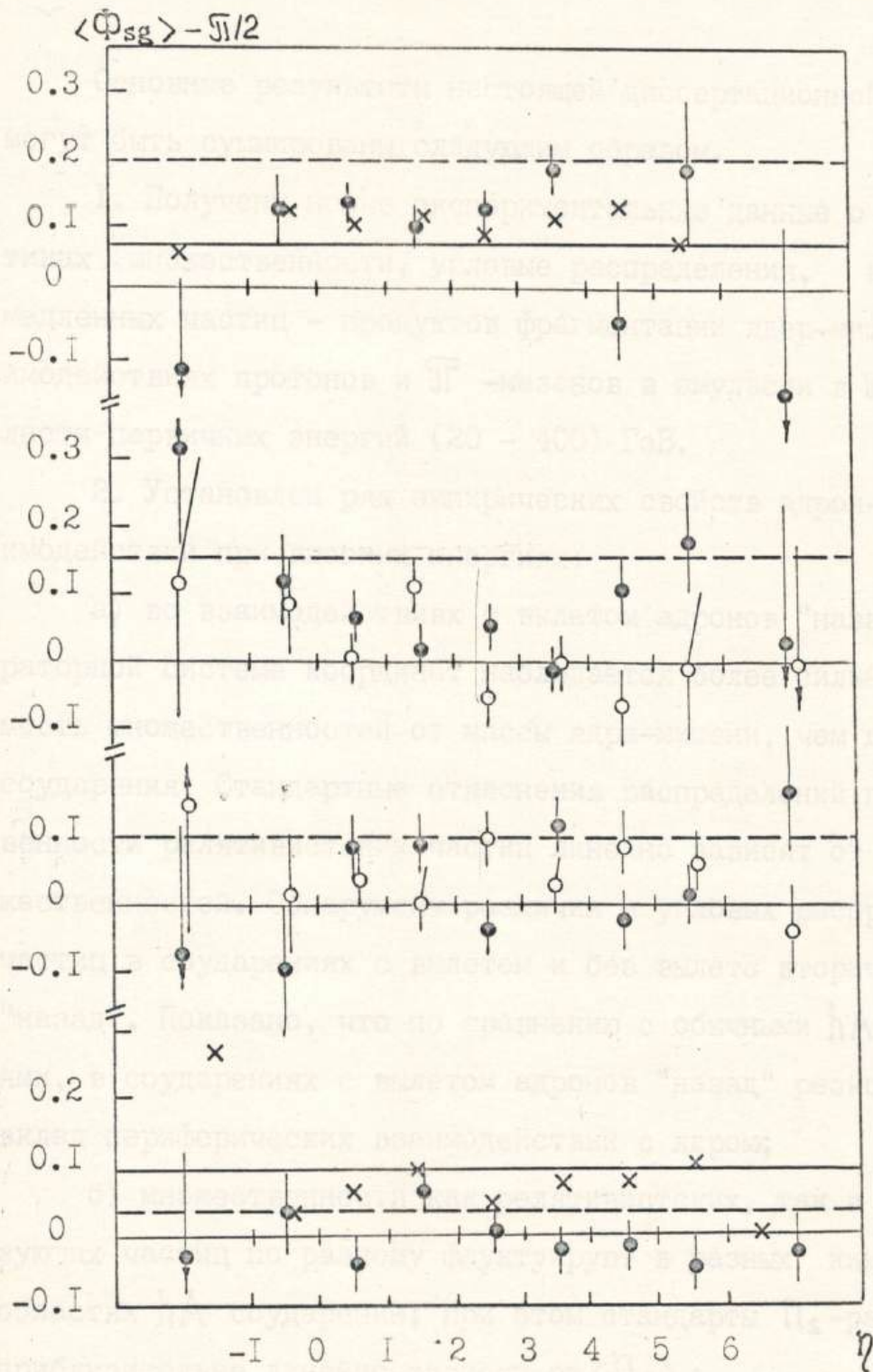


Рис.37 - Зависимость $\langle \Phi_{sg} \rangle - \pi/2$ от псевдобыстроты η S-частиц в hA соударениях. Точки: $\bullet$ - PA соударения, $\circ$ - π -A соударения, $\times$ - расчет по AQM. Прямые - значения $\langle \Phi_{sg} \rangle - \pi/2$, проинтегрированные по η для PA соударений (пунктир) и полученные по AQM (сплошные).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты настоящей диссертационной работы могут быть суммированы следующим образом.

1. Получены новые экспериментальные данные о характеристиках (множественности, угловые распределения, корреляции) медленных частиц - продуктов фрагментации ядер-мишеней во взаимодействиях протонов и $\overline{p}$ -мезонов в эмульсии в широкой области первичных энергий (20 - 400) ГэВ.

2. Установлен ряд эмпирических свойств адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях:

а) во взаимодействиях с вылетом адронов "назад" в лабораторной системе координат наблюдается более сильная зависимость множественностей от массы ядра-мишени, чем для среднего соударения. Стандартные отклонения распределений по множественности релятивистских частиц линейно зависят от средних множественностей. Обнаружены различия в угловых распределениях частиц в соударениях с вылетом и без вылета вторичных адронов "назад". Показано, что по сравнению с обычными hA соударениями, в соударениях с вылетом адронов "назад" резко подавлен вклад периферических взаимодействий с ядром;

б) множественности как релятивистских, так и сильноионизирующих частиц по разному флуктуируют в разных кинематических областях hA соударений; при этом стандарты n_s -распределений приблизительно линейно зависят от $\langle n_s \rangle$;

в) обнаружены независящие от E_0 и растущие с A корреляции между множественностями сильноионизирующих частиц в передней и задней полусферах; показано, что вклад динамических эффектов в величину этих корреляций мал;

г) обнаружены слабые, но растущие с E_0 корреляции между множествами релятивистских частиц, образованных в передней и задней полусферах hA соударения. При высоких энергиях величина этих корреляций в соударениях с ядрами больше, чем в hN взаимодействиях;

д) так же как для S -частиц, двухчастичная корреляционная функция R_2 для g -частиц слабо зависит от массы ядра-мишени. Показано, что основной вклад в величину R_2 для g -частиц дают псевдокорреляционные факторы;

е) в индивидуальных актах hA соударений наблюдаются статистически обеспеченные азимутальные корреляции между g -частицами, величина которых существенно меньше, чем в моделях статистического типа;

ж) релятивистские и сильноионизирующие частицы из hA соударений высоких энергий коррелированы - наблюдается противо-испускание S - и g -частиц в азимутальной плоскости. Величина этих корреляций уменьшается с энергией соударения, слабо зависит от типа снаряда (P или $\bar{P}$) и полярных углов вылета релятивистских частиц.

3. Проведено детальное сопоставление полученных экспериментальных данных с предсказаниями моделей многократного рассеяния на ядрах. Продемонстрирована высокая чувствительность данных о характеристиках продуктов фрагментации ядра-мишени и корреляциях к основным допущениям таких моделей.

Показано, что аддитивная кварковая модель, развитая Н.Н. Николаевым и Б.Б. Левченко, переоценивает роль внутриядерных каскадов в hA соударениях.

Основные результаты настоящей работы докладывались на Международном совещании "Взаимодействия ядер и ядерные возбужде-

ния" (Дубна, 1982 г.), Всесоюзных проблемных семинарах "Взаимодействия частиц и ядер высоких энергий с ядрами" (Ташкент, 1978, 1981 гг.), научных сессиях ОЯФ АН СССР (Москва, 1980 - 1982 г.г. Республиканской конференции молодых ученых (Ташкент, 1981 г.) и опубликованы в научных статьях [115, 139-146].

В заключение автор пользуется случаем выразить глубокую признательность моим научным руководителям академику АН УзССР С.А.Азимову и доктору физ.-мат. наук К.Г.Гуламову. Диссертант сердечно благодарен сотрудникам ЛВЭ ФТИ АН УзССР Скрипник Н.С. за большую помощь во время выполнения экспериментальной части работы, а также Петрову В.И. и Навотному В.Ш. за полезные советы, высказанные при обсуждении полученных результатов. Мне приятно отметить немалый труд Мамаджанова А., который в равной со мной мере разделил работу по оформлению диссертации. Автор благодарит также всех лаборантов ЛВЭ ФТИ АН УзССР, принимавших участие на разных этапах выполнения этого эксперимента.

1. К.Г.Гуламов, В.Г.Гуламов, Г.М.Чернов, "Экспериментальное изучение процесса рождения пи-мезонов на ядрах", *ЖЭТФ*, 1978, т. 9, 554 - 562.

2. В.Л.Викитин, И.А.Резаев, "Ядерная физика высоких энергий", Москва, Атомиздат, 1980.

3. B. Andersson, Proc. of the 11th Intern. Coll. on High Energy Production, "High Energy Physics in Hadron-Hadron Collisions", Intern. 21.5-23.6, 1976, p.109.

4. S.A. Azimov, B.G. Gulamov, G.M. Chernov, B.G. Gulamov, Proc. of the Fifth Workshop on Ultrarelativistic Nuclear Collisions, Eds. L. Schroeder and J. Guillemy, Berkeley, 1977, 1979, p.163.

5. В.А.Масальский, "Процесс рождения пи-мезонов на ядрах"

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. K.Gottfried, Proc. of the V Intern.Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure, Upsala, Sweden, 1973, Editor G.Tibell, North-Holland Publ. Co., AMSTERDAM and NEW YORK, 1974, p.79.
2. С.Ф.Пауэлл, П.Фаулер, Д.Перкинс, Исследование элементарных частиц фотографическим методом, Издательство иностранной литературы, Москва, 1962.
3. W.Busza, Proc. of the VII Intern. Coll. on Multipart. Production, "Review of Experimental Data on Hadron-Nucleus Collisions at High Energies", Tutzing 21.6 - 25.6, 1976, 545
4. S.A.Azimov, K.G.Gulamov, U.G.Gulamov, L.P.Chernova, G.M.Chernov, V.Sh. Navotny, V.I.Petrov, N.S.Scripnik, T.P.Trofimova, "Multiparticle production on nuclei at very high energies", IAEA-SMR-21, ed.G.Bellini et al., ICTP, Trieste, 1977, p. 83 - 131.
5. К.Г.Гуламов, У.Г.Гулямов, Г.М.Чернов, "Экспериментальные данные по множественному рождению на ядрах", ЭЧАЯ, 1978, т.9, 554 - 602.
6. Ю.П.Никитин, И.Л.Розенталь, Ядерная физика высоких энергий, Москва, Атомиздат, 1980.
7. B.Andersson, Proc. of the VII Intern.Coll. on Multipart. Production, "Phenomenological Models in Hadron-Nucleus Collisions", Tutzing 21.6-25.6, 1976, p.109.
8. S.A.Azimov, K.G.Gulamov, G.M.Chernov, U.G.Gulyamov, Proc. of the First Workshop on ultrarelativistic nuclear collisions, eds. L.Schroeder and M.Gyulassy, Berkeley, LBL - 8957, 1979, p.465.
9. Ю.М.Шабельский, "Процессы множественного рождения в ад-

- рон-ядерных соударениях при высоких энергиях" , ЭЧАЯ , 1981, т.12, вып. 5, 1070 - 1115.
10. Н.Н.Николаев, "Взаимодействия адронов, фотонов и лептонов высокой энергии с ядрами" , ЭЧАЯ, 1981, т.12, №1, 162-216.
11. Н.Н.Николаев, "Кварки во взаимодействиях лептонов, фотонов и адронов высокой энергии с ядрами" , УФН, 1981, т. 134 , вып. 3 , стр. 370 - 430.
12. H.Winzeler, "Proton-nucleus collisions in the multi-GeV region" , Nucl.Phys., 1965, v.69, 661-694.
13. K.Garbowska, T.Saniewska, E.Skrzypczak, P.Zielinski, "The interaction of 24 GeV/c protons with heavy nuclei of nuclear emulsion exposed in a strong magnetic field", Nucl. Phys., 1964, v. 60, 654 - 665.
14. L.Hoffman, N.K.Rao, M.A.Shaukat, E.Villar, P.Zielinski, E. Cieslak, P.Ciok, T.Saniewska, E.Skrzypczak, Nucl. Phys., 1965, v.66 , 657 - 668 .
15. D.Gil, J.L.Gomez, P.Tarrega, E.Villar, "Interactions of 13.8 GeV/c protons with heavy nuclei in emulsion exposed in strong magnetic field", Nucl.Phys., 1966, v.82, 662-672.
16. W.Yeager et al., "Investigations of $\pi^+ \text{Ne}$ and $\pi^- \text{Ne}$ interactions at 10.5 GeV/c", Phys. Rev., 1977, D16, 1294 - 1317 .
17. T.Burnett et al., "Production of hadrons in $\pi^+ \text{Ne}$ interactions", prepr. VTL-PUB-66(1980), Seattle, 1980.
18. S.A.Azimov, L.P.Chernova, G.M.Chernov, K.G.Gulamov, L.N.Svechnikova, T.P.Trofimova, "Nuclear interactions of 21 GeV/c protons and 50 GeV/c negative pions in emulsions in a strong magnetic field", Z.Phys., 1981, A300, 47 - 62 .
19. Г.Бом, Г.Беттхер, И.Гальм и др., Сотрудничество РИСК , Берлин-Будапешт-Варшава-Дубна-Прага-София-Тбилиси, "Множественность заряженных частиц, рожденных в соударениях

- π^- - и K^- - мезонов с ядрами в стриммерной камере при 40 ГэВ/с", ЯФ, 1982, т. 35, вып. 3, 700 - 705.
20. В.Г.Гришин, Т.Канарек, Л.Силич, "Оценка среднего числа релятивистских протонов, образованных в $\pi^-^{12}\text{C}$ - и многонуклонных взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с", ЯФ, 1982, т. 36, вып. 2(8), 426 - 430.
21. S.A.Azimov, Sh.V.Inogamov, E.A.Kosanowski, S.L.Lutpullaev, K.Olimov, K.T.Turdaliev, T.M.Usmanov, A.A.Yuldashev, B.S.Yuldashev, U.Camerini, A.R.Erwin et al., "Multiplicity of secondary particles on inelastic proton-neon interaction at 300 GeV/c", Phys.Rev., 1981, D23, 11, 2512 - 2521.
22. A.R.Khan, M.Irfan, M.Zafar, S.Ahmad, I.Ahmad, Z.Ahmad, M.Shafi, "Some characteristics of high energy proton - nucleus collisions", Can.J.Phys., 1978, 56, 226 - 234.
23. J.Babecki, G.Nowak, "On the multiplicity of secondary particles in the interactions of high-energy protons and pions with nuclei", Acta Phys.Pol., 1979, B10, 8, 705-713.
24. М.М.Атанелишвили, О.Л.Бердзенишвили, Ю.Г.Вербецкий и др. "Зависимость множественности вторичных частиц от атомного веса ядра мишени и сечение неупругих взаимодействий", Письма в ЖЭТФ, 1974, т. 19, вып. 6, 405 - 409.
25. A.Jurak, A.Linscheid, "Some characteristics of compound shower and grey tracks distributions produced in proton emulsion interactions", Report 933/PH, Krakow, 1976.
26. P.R.Viswanath, "Multiparticle production in the interactions of charged cosmic ray hadrons with nuclear targets", UM HE 74 - 35, Ann - Arbor, 1974.
27. I.Otterlund, E.Stenlund, B.Andersson et al., "Nuclear interactions of 400 GeV protons in emulsion", Nucl.Phys., 1978, B142, 445 - 462.

28. W.Busza, J.Elias, D.Jacobs et al., "Charged-particle multiplicity in $\overline{N}$ -nucleus interactions at 100 and 175 GeV/c", Phys.Rev.Lett., 1975, v.34, 13, 836-839.
29. J.Whitmore, "Multiparticle production in Fermilab bubble chambers", Phys.Reports, 1976, 27C, 5, 187 - 273.
30. В.Г.Гришин, "Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях", УФН, 1979, т.127, вып. I, 51-98.
31. A.D'innocenzo, G.Ingrosso, R.Rotelli, "The $D/\langle n \rangle$ for hadron-nucleus interactions and nuclear models", Lett. Nuovo Cim., 1981, 31, 555 - 564.
32. J.Babecki, Z.Czachowska, B.Furmanska et al., "Multiplicity distributions an proton-nucleus collisions at 67 and 200 GeV", Phys. Lett., 1973, 47B, 3, 268 - 270.
33. J.Hebert, C.J.D.Hebert, H.Areti et al., Barcelona - Batavia - Belgrad - Bucharest - Lund - Lyons - Montreal - Nancy - Ottawa - Paris - Rome - Strasbourg - Valencia Collaboration, "Nuclear interactions of 200 GeV protons in emulsion", Phys.Lett., 1974, 48B, 5, 467 - 470.
34. J.Hebert, C.J.D.Hebert, H.Areti et al., "Nuclear interactions of 300 GeV protons in emulsion", Phys.Rev. 1977, D15, 7, 1867-1873.
35. А.В.Арефьев, Письма в ЖЭТФ, 1977, 26, 414.
36. B.S.Yuldashev, T.H.Burnett, H.J.Lubatti et al., "Multiplicity of charged particles in neon interactions at 25 and 50 GeV/c ", Acta Phys.Pol., 1978, B9, 6, 513 - 524.
37. M.Lee, J.Lord, R.Wilkes, "Interactions of 200-GeV pions in nuclei", Phys.Rev., 1979, D19, 1, 55 - 64.
38. Z.Koba, H.B.Nielsen, P.Olesen, "Scaling of multiplicity distributions in high energy hadron collisions", Nucl. Phys., 1972, B40, 317 - 334.
39. P.Slattery, "Evidence for the onset of semi-inclusive

- scaling in proton-proton collisions in the 50-300 GeV/c momentum range", *Phys.Rev.Lett.*, 1972, 29, 24, 1624-1630.
40. P.Slattery, "Evidence for the systematic behavior of charged - prong multiplicity distributions in high-energy proton-proton collisions", *Phys.Rev.*, 1973, D7, 2073-2079.
41. J.Chincheza, J.Cohen, A.Marin et al., "Proton-tungsten reactions at 400 GeV", *Nucl.Phys.*, 1979, B158, 280-294.
42. С.А.Азимов, К.Г.Гуламов, А.И.Бондаренко и др., "Множественность релятивистских заряженных частиц в адрон- ядерных взаимодействиях большой энергии", *ЯФ*, 1979, 30, 1033-1040.
43. B.Andersson, G.Nilsson, I.Otterlund, "The energy independence of proton-emulsion collisions", *Nucl.Phys.*, 1979, B 153, 493 - 504.
44. J.Babeski, Z.Czachowska, B.Furmanska et al., "Angular distributions in proton-nucleus collisions at 67 and 200 GeV", *Acta Phys.Pol.*, 1974, B5, 315 - 320.
45. B.Furmanska, R.Holynski, S.Krzywdzinski, W.Wolter, "On the possibility of universal description of angular distribution in interactions of hadrons with nuclei", *Acta Phys.Pol.*, 1977, B8, 11, 973 - 983.
46. Z.V.Anzon, ..., Kh.D.Kabulniyazov et al., AGMT-collaboration, "A study of inelastic pion-nucleus interactions at 200 GeV/c in an emulsion", *Nucl.Phys.*, 1977, B129, 205.
47. E.G.Boos, ..., Kh.D.Kabulniyazov et al., AGMT-collaboration, "Investigation of inelastic interactions of 400 GeV protons with emulsion nuclei", *Nucl.Phys.*, 1978, B143, 232-262.
48. N.N.Nikolaev, A.Ya.Ostapchuck, V.R.Zoller, "Inelastic particle-nucleus interactions at high energies", Ref.TH2541-CERN, September, 1978.
49. Н.Н.Николаев, "Взаимодействия частиц высоких энергий с

- ядрами", Элементарные частицы, Седьмая школа ИТЭФ, вып. 2, Москва 1980, Атомиздат, стр. 5 - 37.
50. C. Bromberg, G. Fox, R. Gomez et al., "Structure of events in 200 GeV interactions on hydrogen and aluminum targets in both soft and hard collisions", Nucl. Phys., 1980, B171, 38-58.
51. P. L. Jain, G. Das, "Correlations in multiparticle production", Phys. Rev., 1981, 11, 2506 - 2511.
52. С. А. Азимов, А. И. Бондаренко, К. Г. Гуламов и др., "Исследование корреляций при множественном рождении частиц", Сборник "Множественные процессы при высоких энергиях", Ташкент, ФАН, 1976, 120 - 164.
53. К. Г. Гуламов, Докторская диссертация, Ташкент, 1980.
54. С. А. Азимов, К. Г. Гуламов, В. И. Петров, Н. С. Скрипник, Т. П. Трофимова, Л. П. Чернова, Г. М. Чернов, "О длине корреляций между рожденными частицами при множественном рождении", Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 24, вып. 5, 316 - 319.
55. С. А. Азимов, А. И. Бондаренко, К. Г. Гуламов, В. И. Петров, Г. М. Чернов, "Об одном методе исследования многочастичных корреляций", ДАН УзССР, 1977, № 2, 26 - 29.
56. G. Baroni, S. Di Liberto, F. Meddi et al., "Two particle correlations in proton-nucleus interactions at 300 GeV", Nucl. Phys., 1976, B102, 213.
57. А. И. Бондаренко, К. Г. Гуламов, В. И. Петров, Г. М. Чернов, "Ассоциированные множественности вторичных частиц в статистической модели множественного рождения", ДАН УзССР, 1978, № 6, 39 - 41.
58. С. А. Азимов, К. Г. Гуламов, В. И. Петров, Г. М. Чернов, "Об энергетической зависимости и структуре азимутальных корреляций в адрон-нуклонных взаимодействиях при высоких энергиях", Препринт ФТИ АН УзССР 2-80-ФВЭ, Ташкент.

59. С.А.Азимов, К.Г.Гуламов, В.Ш.Навотный, В.И.Петров, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов, "Азимутальные корреляции между ливневыми частицами из протон-ядерных взаимодействий в области энергий 20 - 400 ГэВ", Препринт ФТИ АН УэССР, 5-81-ФВЭ, Ташкент, 1981.
60. В.И.Петров, Кандидатская диссертация, Ташкент, 1980.
61. S.A.Azimov, G.M.Chernov, K.G.Gulamov, V.Sh.Navotny, V.I.Petrov, "Inclusive two-and-three -particle rapidity correlation in high-energy hadron-nucleus collisions", Nucl.Phys., 1981, B178, 457 - 479.
62. T.Saniewska, E.Skrzypczak, P.Zielinski, "Emission of fast deuterons in interactions of 24 GeV/c with heavy nuclei in emulsion", Nucl.Phys., 1965, 70, 567 - 573.
63. R.K.Shivpuri, B.Bhowmik, "Deuteron production in interactions of 22.8 - GeV/c protons with Ag and Br nuclei", Phys.Rev., 1969, v.186, 4, 1200 - 1204.
64. A.A.Kamal, G.K.Rao, L.S.Rao, Y.V.Rao, B.K.Rukmini, "Production of deuterons and tritons in high-energy proton and pion interactions with emulsion nuclei", Nuovo Cim., 1966, 43A, 1, 91 - 99.
65. M.M.Aggarwal, I.S.Mittra, J.B.Singh, P.M.Sood, "Characteristics of slow protons and deuterons in proton-nucleus interactions at 400 GeV/c", Journal of Physical Society of Japan, 1980, v.48, 361-366.
66. J.Babecki, G.Nowak, "On the differences between some characteristics of slow particles produced in interactions of pions and protons with nuclei at high energies", Report, 1050/PN, Krakow, 1979.
67. Г.А.Лексин, Труды У Международного Семинара по проблемам физики высоких энергий, "Множественное рождение частиц и

- предельная фрагментация ядер", ОИЯИ, Дубна, 1978.
68. J.Babecki, B.Furmanska, "On low-energy protons generated in interactions at primary energy 60 GeV and 1000 GeV", Report INP 754/PL, Krakow, 1971.
 69. J.Babecki, G.Nowak, "Characteristics of slow particles in hadron-nucleus interactions and their relation to the models of high-energy interactions", Acta Phys.Pol., 1978, B9, 5, 401 - 417.
 70. J.R.Florian, M.Y.Lee, J.J.Lord et al., "Interactions of 300-GeV protons with tungsten and chromium", Phys. Rev., 1976, D13, 3, 558 - 565.
 71. E.M.Friedlander, A.Friedman, "Frequency distribution of heavy prongs from high-energy stars in nuclear emulsions", Nuov. Cim., 1967, 52A, 3, 912 - 917.
 72. К.Г.Гуламов, В.Ш.Навожный, Н.С.Скрипник, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов, "Множественное рождение частиц в протон-ядерных соударениях при высоких энергиях", Сб. "Множественные процессы при высоких энергиях", Ташкент, ФАН, 78-II9; 1976.
 73. Э.В.Анзон, Э.Г.Боос, Э.К.Каныгина и др., АГМТ - сотрудник - ничество, "Взаимодействия протонов с энергией 200 ГэВ/с с ядрами эмульсии. Множественности заряженных частиц", ЯФ, 1975, т.22, вып.4, 736-749.
 74. B.P.Bannik, A.El-Naghy, R.Ibatov et al., "Central collisions of fast particles with heavy nuclei", Z.Physik, 1978, A284, 283 - 286.
 75. T.Jacobsen, F.O.Breivik, S.O.Sorensen, "Some remarks on the desintegration of highly excited Ag and Br nuclei observed in photographic emulsion in view of the quark model", Acta Phys.Pol., B11, 5, 379-386.
 76. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев, "Взаимодействия высокоэнерге-

- тических частиц и ядер с ядрами", Москва, Атомиздат, 1972.
77. Tsai-Chü, C.O.Kim, J.Lory et al., "Emulsion stars of 200, 300 and 400 GeV protons", Lett. al Nuovo Cimento, 1977, v.20, 8, 257 - 262.
78. I.K.Daftari, D.K.Bhattacharjee, S.C.Naha, D.C.Ghosh, T. Roy, "On the systematics of the number of heavy prongs in proton-nucleus interactions in emulsion", Fortshritte der Physik, 1978, 26, 501 - 508.
79. M.A.Faessler, U.Lynen, J.Niewisch et al., " Inelastic hadron-nucleus interactions at 20 and 37 GeV/c ", Nucl. Phys., 1979, B157, 1 - 22.
80. В.И.Богатин, Е.Л.Григорьев, О.В.Ложкин, А.А.Носов, Ю.П. Яковлев, "Об угловых корреляциях медленных заряженных частиц в расщеплениях ядер протонами высокой энергии", Препринт ОИЯИ, I-8830, Дубна, 1975.
81. S.T.Butler, C.A.Pearson, "Deuterons from high-energy proton bombardment of matter " , Phys. Rev. Lett., 1961, v.7, 2, 69 - 71.
82. В.Г.Богданов, В.А.Плющев, З.И.Соловьева, "Об угловых корреляциях медленных частиц в ядерных расщеплениях при высоких энергиях", Препринт РИ-101 (Радиовый ин-т им. В.Г. Хлопина), Ленинград, 1979.
83. Yu.A.Budagov, A.Bayaramov, V.P.Dzhelepov et al., "Investigation of P, π^+ charged particle correlations in π^-C interactions at 5 GeV/c with emission of a particle in the barkward direction", Prepr.JINR, E1-9878, Dubna, 1976.
84. С.А.Азимов, М.С.Расулкулов, В.М.Чудаков, "Азимутальное угловое распределение ливневых частиц и серых следов, образованных частицами космического излучения в фотозмультисии", ЯФ, 1966, т.3, вып.1, 112-115.

85. Е.Басова, Кандидатская диссертация, Ташкент, 1979.
86. Ш.Насыров, Кандидатская диссертация, Ташкент, 1979.
87. Ф.Г.Лепехин, Б.Б.Симонов, "Корреляции вторичных частиц и эффекты кластеризации в протон- и пион-ядерных взаимодействиях при импульсе 200 ГэВ/с", ЯФ, 1978, т. 27, вып. I, 175-183.
88. Н.А.Марутян, К.А.Матевосян, В.М.Кришян, Ф.А.Аветян, Л.Г. Саркисова, "Выделение струй методом относительной плотности", ЯФ, 1979, т. 29, вып. 6, 1566-1570.
89. И.Л.Розенталь, "Гидродинамическая теория множественных процессов", УФН, 1975, т. 116, вып. 2, 271-302.
90. B.B.Levchenko, N.N.Nikolaev, "Quark-nucleus interactions. The exclusive Monte-Karlo description of multiparticle production on nuclei in the quark model", Landau Institute Preprint - 10, Chernogolovka, 1982.
91. Ю.П.Никитин, И.Л.Розенталь, Р.М.Сергеев, "Взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами", УФН, 1977, т. 121, 3-54.
92. N.Masuda, R.M.Weiner, "Study of proton-nucleus collision at high energies based on the hydrodynamical model", Phys. Rev., 1978, D18, 5, 1515 - 1541.
93. О.В.Жиров, Э.В.Шуряк, "Простая модель коллективных эффектов в адрон-ядерных соударениях высоких энергий", ЯФ, 1978, т. 28, вып. 2(8), 485-494.
94. S.Fredriksson, "On large transverse momentum production in high-energy proton-nucleus collisions", Nucl. Phys., 1976, B111, 167 - 177.
95. F.Takagi, "A model for mean multiplicity in hadron-nucleus collisions", Lett. al Nuovo Cimento, 1975, v. 14, 15, 559 - 564.
96. A.Capella, A.Krzywicki, "Inclusive production off nuclei", Phys.Lett., 1977, 67B, 1, 84 - 88.

97. V.V.Anisovich, Yu.M.Shabelsky, V.M.Shekhter, "Yields of projectile fragments in hadron-nucleus interactions and the quark structure of hadrons", Nucl.Phys., 1978, B133, 477 - 489.
98. Б.П.Банник, М.И.Подгорецкий, "Метод ускоренного просмотра фотоэмульсий по следу", ПТЭ, 1960, №3, 36.
99. С.А.Азимов, А.И.Бондаренко, К.Г.Гуламов, Р.В.Рузиматов, Н.С.Скрипник, Г.М.Чернов, "Множественность различных типов вторичных частиц из неупругих протон-ядерных соударений при высоких энергиях", ЯФ, 1977, т.26, вып.2, 346-354.
100. С.А.Азимов, А.И.Бондаренко, К.Г.Гуламов, Н.С.Скрипник, Г.М.Чернов, "Угловые распределения релятивистских частиц в неупругих протон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях", ЯФ, 1978, т.27, вып.4, 1011-1019.
101. Э.Г.Боос, ..., Х.Д.Кабулниязов и др., "Взаимодействия 400 ГэВ/с протонов с ядрами фотоэмульсии. Множественность заряженных частиц", АГМТ - сотрудничество, ЯФ, 1978, т.28, вып. 3(9), 697 - 703.
102. С.А.Азимов, А.И.Бондаренко, К.Г.Гуламов и др., "Общие характеристики неупругих РН-соударений при энергии 50 ГэВ в фотоэмульсии", Изв. АН УзССР, сер.физ.-мат.наук, 1973, №4, 69 - 74.
103. Т.Т.Рискиев, Кандидатская диссертация, Ташкент, 1975.
104. Y.Afek, G.Berlad, A.Dar, G.Eilam, "Multiparticle production on nuclei at very high energies ", IAEA - SMR -21, ed. G.Bellini, Trieste, 1977, p.591.
105. А.Р.Б.Элтон, Размеры ядер, изд-во ИЛ, Москва, 1962.
106. H.Überall, Electron scattering from complex nuclei, part A, N.Y., 1971.
107. A.S.Carrol, I.H.Chiang, T.F.Kysia et al., "Absorption

- cross sections of $\pi^{\pm}$, $K^{\pm}$, p and $\bar{p}$ on nuclei between 60 and 280 GeV/c", Fermilab-Pub-78/80, Exp., Batavia, 1978.
- I08. E.Albini, P.Capiluppi, G.Giacomelli, A.M.Rossi, "Mean charged hadron multiplicities in high-energy collisions", Nuovo Cim., 1976, 32A, 1, 101-124.
- I09. A.J.Buras, J.Dias de Deus, R.Möller, "Multiplicity scaling at low energies, a generalized Wroblewski-formula and the leading particle effect", Phys. Lett., 1973, v.47 B, 251 - 254.
- I10. С.А.Азимов, В.Ш.Навотный, "Аппроксимация быстротных распределений в адрон-протонных взаимодействиях при высоких энергиях", ДАН УзССР, 1983, №1, стр. 23 - 25.
- I11. С.А.Азимов, К.Г.Гуламов, В.Ш.Навотный, В.И.Петров, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов, "Азимутальные корреляции между ливневыми частицами из протон-ядерных взаимодействий в области энергий 20-400 ГэВ", ЯФ, 1981, т.34, вып. 5(II), 1290 - 1301.
- I12. Н.Ангелов, А.И.Аношин, В.Г.Гришин, В.Б.Любимов, М.И.Соловьев, М.К.Сулейманов, Д.Тувдендорж, "Изучение реакции $\pi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + \dots$ при $P_{\pi} = 40$ ГэВ/с", ЯФ, 1979, т. 30, вып. 2(8), 400 - 406.
- I13. В.С.Асейкин, В.П.Бобова, Н.Х.Георгиев и др., "Поглощение потока энергии в стволах широких атмосферных ливней", Изв. АН СССР, сер.физ., 1974, т.38, №5, 998 - 1002.
- I14. К.Г.Гуламов, У.Г.Гулямов, Г.М.Чернов, Труды У Международного семинара по проблемам физики высоких энергий: "Множественное рождение частиц и предельная фрагментация ядер", ОИЯИ, Д1, 2-12036, Дубна, 1978, стр.415-429.
- I15. С.А.Азимов, К.Г.Гуламов, Х.Д.Кабулнязов, Л.П.Чернова, "Общие характеристики протон- и пион-ядерных взаимодейст-

вий при 20-400 ГэВ с вылетом адронов в заднюю полусферу", ЯФ, 1982, т. 36, вып. 4(10), 906.

- II6. J. Benecke, T. Chou, C. Yang, "The hypothesis of limiting fragmentation at high energy", Phys. Rev., 1969, 188, 2159-2169.
- II7. L. L. Frankfurt, M. I. Strikman, "How to treat short range nucleon correlations in high energy lepton or hadron scattering off deuteron (nuclei)", Phys. Lett., 1977, 69 B, 1, 93 - 96.
- II8. L. L. Frankfurt, M. I. Strikman, "On the role of short range nucleus structure in fast backward particle production in high-energy processes", Phys. Lett., 1979, 83 B, 3, 407-412.
- II9. K. G. Gulamov, S. A. Azimov, A. I. Bondarenko et al., "Two particle rapidity correlations among produced particles in proton-nucleus interactions at high energies", Z. Phys., 1977, A280, 107-109.
- I20. T. Kafka, R. Engelmann, M. Prata et al., "Charge and multiplicity fluctuations in 205 - GeV/c pp interactions", Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, 11, 687 - 690.
- I21. S. Uhlig, I. Derado, R. Meinke, H. Preissner, "Observation of charged particle correlations between the forward and backward hemispheres in pp collisions at ISR energies", Nucl. Phys., 1978, B132, 15 - 28.
- I22. A. Capella, A. Krzywicki, "Unitary corrections to short - range order : long - range rapidity correlations", Phys. Rev., 1978, D18, 4120 - 4133.
- I23. K. Fialkowski, A. Kotanski, "Forward - backward correlations in pp interactions in a dual model", Phys. Lett., 1982, 115 B, 425.
- I24. I. M. Dremin, A. M. Orlov, E. I. Volkov, "Review of the results of the multiperipheral cluster scheme", Prepr. 247, Lebe-

dev Physical institute, Moscow, 1978.

- I25. A.Capella, "Hadronic interactions at low P_t ", Preprint LPTHE 82/29, Orsay, 1982.
- I26. И.Г.Богачкая, С.М.Елисеев, Г.М.Зиновьев, "Кластерная модель адронных взаимодействий и рождение нуклонов средних энергий на ядрах", ЯФ, 1977, т.26, вып.5, 1010
- I27. K.Kinoshita, A.Minaka, H. Sumiyoshi, "Multi-chain model for high energy hadron nucleus collisions", Progr.Theor. Phys., 1979, 61, 165 - 175.
- I28. M.K.Negab, J.Hüfner, Nucl.Phys., 1982, A384, 353.
- I29. N.Suzuki, "On the production process of gray particles in high energy hadron-nucleus collisions", ICR - Report 106 - 82 - 9, Tokyo, 1982.
- I30. В.Г.Гришин, Л.Йеник, Т.Канарек, "Азимутальные корреляции $\pi\pi$ -пар в пион-ядерных и пион-нуклонных взаимодействиях при 40 ГэВ/с", ЯФ, 1981, т.33, вып.2, 371-377.
- I31. В.Г.Гришин, Л.Йеник, Т.Канарек, "Азимутальные корреляции тождественных пионов в пион-ядерных и в пион-нуклонных взаимодействиях при $P = 40$ ГэВ/с", ЯФ, 1981, т.34, вып. 2(8), 392 - 395.
- I32. С.А.Азимов, К.Г.Гуламов, В.Ш.Навотный, В.И.Петров, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов, "Азимутальные корреляции между ливневыми частицами из протон-ядерных взаимодействий в области энергий 20-400 ГэВ", ЯФ, 1981, т.34, вып.5 (II), 1290 - 1301.
- I33. Е.С.Басова, Л.Е.Бенгус, Р.А.Бондаренко, У.Г.Гулямов, Р.М.Ибатов, М.М.Муминов, Ш.З.Насыров, Г.М.Чернов, "Азимутальные корреляции между вторичными частицами из протон-ядерных соударений при 3.1 и 4.5 ГэВ/с и сравнение

- с ядро-ядерными взаимодействиями", ЯФ, 1983, 37, 123-131.
- I34. Б.Б.Левченко, Н.Н.Николаев, "Множественные характеристики взаимодействия кварков с тяжелыми ядрами", ЯФ, 1983, т. 37, 1016 ; Препринт ИИФ АН УзССР, Р-7-96, Ташкент, 1982.
- I35. Б.Б.Левченко, Н.Н.Николаев, "Эксклюзивное описание множественного рождения на ядрах. Адрон-нуклонные взаимодействия", ЯФ, 1982, т. 36, вып. 2(8), 453 - 464.
- I36. E.L.Berger, B.Y.Oh, G.A.Smith, "Two particle correlations in inclusive pp interactions between 13 and 28 GeV/c", Phys.Rev.Lett., 1972, v. 29, 675 - 678.
- I37. E.M.Levin, M.G.Ryskin, N.N.Nikolaev, "Many particle correlations in multiple production on nuclei", Z.Phys., 1980, C5, 285 - 290.
- I38. С.А.Азимов, К.Г.Гуламов, Г.М.Чернов, В сб. "Множественное рождение частиц и предельная фрагментация ядер", Тр.У Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ-ДИ, 2-12036, Дубна, 1978, 415-429.
- I39. С.А.Азимов, А.И.Бондаренко, К.Г.Гуламов, Х.Д.Кабулниязов, Н.С.Скрипник, Г.М.Чернов, "Общие характеристики сильноионизирующих частиц в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях", Известия АН УзССР, сер. физ.-мат. наук, 1980, №5, 62.
- I40. Х.Д.Кабулниязов, "Угловые распределения сильноионизирующих частиц в адрон-ядерных соударениях", Труды VI Республиканской школы молодых физиков, Ташкент, ФАН, 1981, стр.6.
- I41. Х.Д.Кабулниязов, "О длиннодействующих быстротных корреляциях при множественном образовании частиц", Труды VI Республиканской школы молодых физиков, Ташкент, ФАН, 1981, стр.7
- I42. S.A.Azimov, L.P.Chernova, K.G.Gulamov, Kh.D.Kabulniyazov, V.I.Petrov, N.S.Scripnik, "Forward and backward multipli-

cities in high-energy proton-nucleus and proton-nucleon collisions", Z.Phys., 1981, C10, 1-7.

- I43. S.A.Azimov, L.P.Chernova, G.M.Chernov, K.G.Gulamov, Kh.D. Kabulniyazov, N.S.Scripnik, "Multiplicity correlations of medium energy protons in hadron-nucleus collisions", Z.Phys., 1981, A299, 367-368.
- I44. К.Г.Гуламов, Х.Д.Кабулниязов, Н.С.Лукичева, Л.Н.Свечникова, "Об угловых распределениях сильноионизирующих частиц в адрон-ядерных взаимодействиях", ДАН УзССР, 1982, №11, 22-23.
- I45. К.Г.Гуламов, Х.Д.Кабулниязов, Б.Б.Левченко, В.Ш.Навотный, "Ассоциированные множественности в адрон-ядерных взаимодействиях", Препринт ФТИ АН УзССР, 15-83-ФВЭ, Ташкент, 1983.
- I46. С.А.Азимов, К.Г.Гуламов, Х.Д.Кабулниязов, Б.Б.Левченко, В.Ш.Навотный, Г.М.Чернов, "Угловые корреляции между заряженными частицами в адрон-ядерных взаимодействиях в интервале 20-400 ГэВ", Препринт ФТИ АН УзССР, 18-83-ФВЭ, Ташкент, 1983.