

7-493



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ**

11 - 9599

ЧЕРНОВ
Гилель Мордухович

**МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ
В НЕУПРУГИХ АДРОН-НУКЛОННЫХ
И АДРОН-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 20-200 ГЭВ**

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1976

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Физико-технического института Академии наук Узбекской ССР.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

В.С. МУРЗИН,

доктор физико-математических наук,
профессор

М.И. ПОДГОРЕЦКИЙ,

доктор физико-математических наук,
профессор

Д.С. ЧЕРНАВСКИЙ.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт теоретической и экспериментальной физики (г. Москва).

Автореферат разослан "___" _____ 1976 года.

Защита состоится "___" _____ 1976 года в ___ час.
на заседании специализированного совета Д-56/2 при Лаборатории
высоких энергий Объединенного института ядерных исследований
(г. Дубна, Московской обл., Лаборатория высоких энергий ОИЯИ,
конференц-зал).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

М.Ф. Лихачев

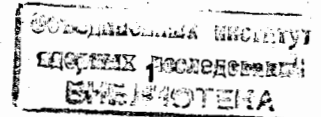
М.Ф. ЛИХАЧЕВ

Множественное рождение частиц продолжает оставаться одной из актуальнейших проблем физики высоких энергий хотя бы потому, что составляет большую часть полного сечения адрон-адронных и адрон-ядерных столкновений уже при $E_0 > 1$ Гэв. Главная трудность анализа этого процесса – большое число степеней свободы систем.

Интересные (и отчасти вынужденные – вследствие практической невозможности получения "полной информации" о неупругих соударениях большой энергии) попытки установления свойств множественных процессов, исходя из немногих разработанных принципов теории сильных взаимодействий (так называемый инклюзивный подход), встречают заметные трудности, связанные, в частности, с тем обстоятельством, что инклюзивные распределения оказались малочувствительными к выбору между различными, нередко исключаящими друг друга по своей аксиоматике, подходами к проблеме. В этой связи возлагаются надежды на изучение многочастичных распределений и корреляций между рожденными частицами, а также – на исследование неупругих соударений с ядрами (интерес к последним стимулирован идеями о возможности использования ядра в качестве пространственно-временного анализатора процесса). Очевидна также необходимость поисков новых методов анализа взаимодействий (в особенности – индивидуальных событий).

Реферируемая работа посвящена изучению характеристик трех классов неупругих соударений: а) протон- и пион-нуклонных событий, б) когерентных и в) некогерентных столкновений протонов с ядрами в области энергий 20 – 200 Гэв, их возможной интерпретации, а также поиску и апробации новых способов анализа актов множественной генерации.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и приложений.



В первой главе описан используемый экспериментальный материал /I-II/. Взаимодействия отбирались из $\sim 6 \cdot 10^4$ неупругих "звезд", найденных при просмотре "вдоль следа" $\sim 22,5$ км первичных протонных и пионных треков в эмульсионных стопках, облученных на ускорителях ЦЕРН'а (протоны с $p_0 = 21$ и 24 Гэв/с), ИФВЭ (протоны с $p_0 = 50$ и 67 и пионы с $p_0 = 45$ и 60 Гэв/с) и FNAL (протоны с $p_0 = 200$ Гэв/с). Общее число измеренных событий составило $\sim 1,2 \cdot 10^4$; $\sim 1/3$ из них была измерена сотрудниками институтов Алма-Аты, Будапешта, Дубны, Кракова, Ленинграда, Москвы, Софии и Улан-Батора - нашими коллегами*) по АДКЛМТУ - /6/, АЛМТ - /7,9/ и АБДКМСТУ - /II/ сотрудничествам (при 60, 67 и 200 Гэв/с). Отбор и анализ событий при всех p_0 производились единым образом.

Описаны вкратце критерии отбора адрон-нуклонных и адрон-ядерных соударений, методики угловых и импульсных (по кривизне в магнитном поле с $H = 180$ кэ при 21 Гэв/с и многократному кулоновскому рассеянию при 50 и 67 Гэв/с) измерений, достигнутые при этом точности и техника идентификации частиц. Угловые измерения производились при всех p_0 , импульсные и ионизационные - при 21 Гэв/с, а также в квазикогерентных реакциях при 50 и 67 Гэв/с.

Ансамбли pN - и πN -соударений "очищались" при анализе от когерентных реакций, p -ядро-соударения - от когерентных и соударений со свободным водородом эмульсии.

Вторая глава работы посвящена изучению когерентных протон-ядерных взаимодействий в области $p_0 = 20 - 200$ Гэв/с. Этот особый тип крайне периферических неупругих адрон-ядерных столкновений, теоретически предсказанный еще в 1953 г. /12/, - интересный объект

*) Автор пользуется случаем выразить глубокую признательность им за совместную работу по набору экспериментального материала.

исследования как по причине относительной простоты его описания (напр., в рамках реджевской феноменологии), так и в связи с, по-видимому, возрастающей ролью неупругой дифракции при продвижении в область все более высоких энергий. Данные этой главы /13-23/ являются практически единственными в области серпуховских и батавских энергий.

Реакции когерентной диссоциации протонов на ядрах

$$p + \text{ядро} \rightarrow (N + \kappa \pi^{\pm} + m \pi^0) + \text{ядро} \quad (1)$$

($\kappa, m = 0, 1, \dots$, число n заряженных вторичных частиц нечетно и равно κ при перезарядке нуклона или $\kappa + 1$ в противном случае) отбирались на фоне соударений с нуклонами по разработанной методике. Объективное значение числа N_{coh} реакций (1) с произвольным m определялось по высоте "плато", достигаемого функцией $N_{coh}(q_{||}^{max})$, где $q_{||}^{max}$ - рассматриваемое как неизвестный параметр значение нижней границы $q_{||}$ передаваемого продольного импульса, отделяющее область, заполняемую реакциями (1), от pN -соударений; N_{coh} при каждом $q_{||}^{max}$ находилось из сравнения $q_{||}$ -распределений для квазикогерентной (события без признаков возбуждения или развала ядер) и фоновых (заведомые pN -соударения) групп событий. Во всей изученной области энергий вместо $q_{||}$ можно использовать простую величину $\sum_1^n \sin \theta_i$ (пример определения N_{coh} - на рис. 1а). При отборе реакций (1) с $n = 1$ использовались поправки на пропуски при просмотре и при вычитании упругих событий.

Для определения сечений каналов без нейтральных пионов:

$$p + \text{ядро} \rightarrow p \pi^+ \pi^- + \text{ядро}, \quad (2)$$

$$p + \text{ядро} \rightarrow p 2\pi^+ 2\pi^- + \text{ядро} \quad (3)$$

использовались требование $\sum_1^n p_i \approx p_0$ и двумерный анализ по передаваемым продольной и поперечной компонентам импульсов (или их уг-

ловым оценкам – при 200 Гэв/с). Некогерентный фон в отобранных событиях (2) оценен в < 10% при 21, 50 и 67 Гэв/с и ~ 25% при 200 Гэв/с. При разработке методик отбора реакций (I) развит общий метод получения статистических оценок различных кинематических величин (напр., эффективных масс подсистем частиц) на основе лишь данных по углам вылета вторичных частиц.

Полученные топологические сечения реакций (I) позволили исследовать свойства распределения по множественности (рис.1б) в дифракционно-когерентных процессах в зависимости от энергии. Показано, что:

а) Полное и топологические сечения возрастают в области 20 – 200 Гэв/с; этот рост обусловлен открыванием новых каналов с большими полными множественностями.

б) Форма распределения по множественности уже пуассоновского и не зависит от p_0 в изученной области энергий; средняя множественность логарифмически растет с p_0 , напр., $\langle n_- \rangle = 0,1 \ln p_0 + 0,26$ (рис.1в).

в) Распределение удовлетворяет KNO -скейлингу [24] (рис.1г); данные указывают на подобие скейлинговых свойств множественности дифракционной и недифракционной компонент при множественном рождении.

г) Сравнение с данными $FNAL$ по сечениям фрагментации пучковых протонов на протонах (пример – на рис.1в) свидетельствует о слабой зависимости n -распределений от массы мишени и указывает на справедливость гипотезы факторизации при померонном обмене.

Дальнейшее рассмотрение проводилось, в основном, для канала (2)

Для выяснения возможности описания динамических характеристик дифракционной диссоциации на ядрах в рамках простых периферических моделей были проведены расчеты реакции (2) при всех p_0 по модели

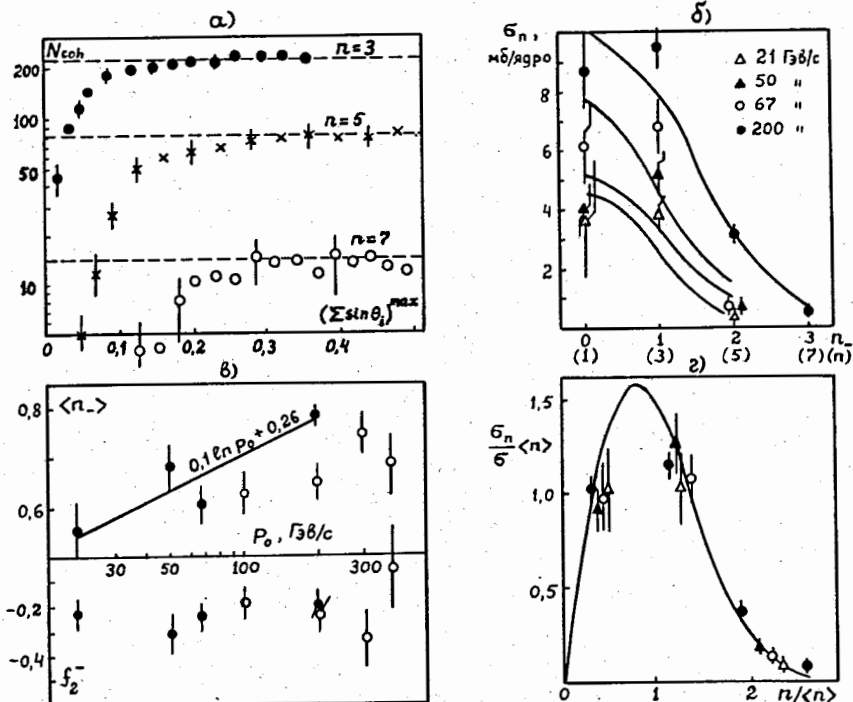


Рис.1. Пример определения числа когерентных реакций с $n = 3, 5, 7$ при 200 Гэв/с. (а).

б) Распределения по множественностям n_- и $n \equiv n_{coh}$ в реакциях (I). Кривые – распределения Пуассона для n_- .

в) Энергетическая зависимость $\langle n_- \rangle$ и f_2^- для реакций (I) (темные кружки) и диссоциации на протонах (светлые кружки, данные $FNAL$)

г) Зависимость $\sigma_n, \langle n_- \rangle / \sigma_{in}$ от $n / \langle n_- \rangle$ для реакций (I) в сравнении с KNO -функцией из [25].

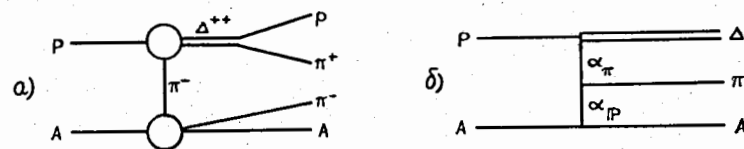


Рис.2. Диаграммы OREM (а) и DREM (б) для реакции (2) при высоких энергиях.

однопиконного обмена с ядром (ОРЕМ) и двойной редже-модели (ДРЕМ) (рис.2). При расчетах предполагалось (в соответствии с опытными данными (ниже)), что в реакции (2) доминирует канал $\rho \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$. Решалась и более общая задача - выяснить возможность адекватного описания реакции диссоциации $\rho \rightarrow \Delta^{++}\pi^-$ в рамках упомянутых моделей одновременно на нуклонной и ядерной мишенях (для решения этой задачи использовалась также компиляция данных по реакции $pp \rightarrow p\Delta^{++}\pi^-$ в области $p_0 \lesssim 30$ Гэв/с), для чего расчеты по ОРЕМ производились с разными формфакторами пиона.

Расчеты спектров эффективных масс и сечений реакции (2) по ОРЕМ и ДРЕМ проводились при всех p_0 для ядер C, N, O, Ag, Br и затем суммировались в соответствии с известным составом эмульсий и зависимостями $\sigma(A)$, даваемыми этими моделями (близкими к $A^{2/3}$). Полное сечение реакции (2) находилось при всех p_0 интегрированием $d\sigma/dM^{*2}$ в пределах, определяемых экспериментальными условиями отбора.

Распределения эффективных масс $p\pi^+$ -комбинации (в отличие от $p\pi^-$) и распадные угловые распределения в этой системе показывают большой вклад от Δ^{++} (I236); никаких следов образования ρ -мезона (в $\pi^+\pi^-$ -системе) не обнаружено. Эти данные хорошо согласуются с данными для реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$. Распределения $M_{p\pi^+\pi^-}^*$ вместе с расчетными для ОРЕМ, ДРЕМ и оптической модели /26/ показаны на рис.3а,б; видно, что данные противоречат расчетам /26/ и удовлетворительно описываются ОРЕМ и ДРЕМ. $M_{p\pi^+\pi^-}^*$ -спектры в области 20 - 200 Гэв изменяются очень слабо (аналогичная ситуация имеет место и при дифракции на протонах). Полное сечение реакции (2) в пределах ошибок постоянно в интервале 20 - 200 Гэв/с (рис.3в) и также удовлетворительно описывается в рамках ОРЕМ и ДРЕМ. Анализ причин несоответствия данных работам /26/ показал некорректность использованной амплитуды Стэнжера.

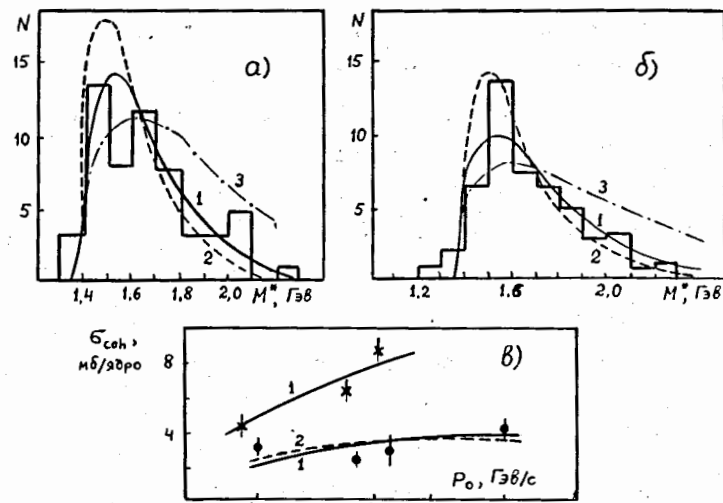


Рис.3. Примеры распределения $M_{p\pi^+\pi^-}^*$ при 21 (а) и 50-67 Гэв/с (б) и энергетические зависимости (в) сечений реакций (2) (кружки) и $\pi^-A \rightarrow 3\pi^+A$ (кресты, из статьи /27/). Кривые: 1 - расчеты по ОРЕМ, 2 - ДРЕМ и 3 - оптической модели /26/.

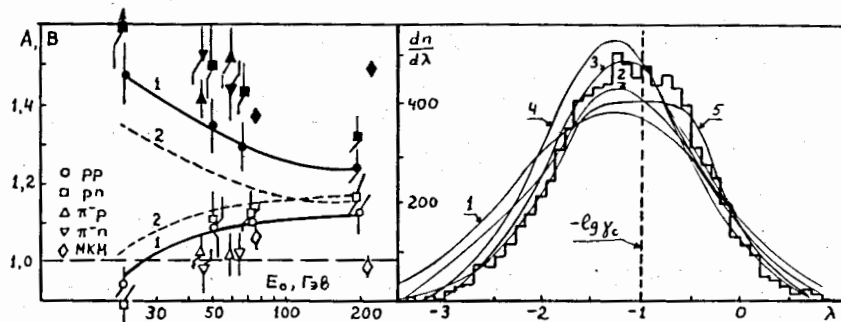


Рис.4. Зависимости А (светлые фигуры) и В (темные фигуры) от E_0 : 1 - визуальная аппроксимация, 2 - CPS.

Рис.5. Пример инклюзивного углового распределения (pp -соударения при 200 Гэв/с). Кривые: 1 - $d^3N = (d^3p/E) f(p_{\perp})$, 2 - реджезованная ММ /39/, 3 - термодинамическая модель /40/, 4 - гидродинамическая модель /41/, 5 - МКМ.

Сравнение M^* -спектров при дифракции на нуклонах и ядрах показывает их качественное подобие: с ростом p_0 $d\sigma/dM^*$ очень медленно сдвигаются в область больших M^* за счет высококассовой части спектра; положение основного максимума с p_0 не изменяется.

Расчеты по ОРЕМ (с формфактором вида $|F(\Delta^2)|^2 = \ln(s/\alpha) \exp[-\beta \times (\Delta^2 + \mu^2) \ln \frac{s}{\alpha}]$, где $\alpha = 1 \text{ ГэВ}^2$, $\beta = 0,3 \text{ см}^{-2}$) и ДРЕМ удовлетворительно описывают данные по диссоциации $p \rightarrow p\pi^+\pi^-$ как на протонах, так и на ядрах в широком интервале p_0 (мы не касались более тонких характеристик, таких как углы Треймана-Янга, Толлера и др.).

В работе рассматривался вопрос о сохранении спиральности в s - и t -каналах реакции (2). Своеобразие дифракционных реакций (малость угла рассеяния ядра в с.ц.м. взаимодействия даже для ^{12}C) приводит к очень незначительной разнице между распадными угловыми распределениями в системах спиральности и Готтфрида-Джексона и делает затруднительным "разделение" между ними. Данные не противоречат гипотезе сохранения спиральности в t - и s -каналах; для более определенного вывода нужен существенно больший экспериментальный материал.

В заключение главы проведена проверка гипотезы о возможной передаче углового момента при дифракционной диссоциации в области $p_0 = 20 - 200 \text{ ГэВ/с}$. Изучение степени коллинеарности векторов поперечных импульсов частиц из реакций типа (I) показало отсутствие каких-либо эффектов, необъяснимых требованием закона сохранения импульса. Таким образом, во всей исследованной области рождение частиц не противоречит механизму обмена квантовыми числами низшего по спинности состояния 0^+ (как и при дифракции на нуклонах при $p_0 \leq 20 - 30 \text{ ГэВ}$).

Третья глава диссертации посвящена характеристикам pN - и

π^-N -соударений (pN при 2I, 50, 67 и 200 ГэВ/с, π^-N - при 45 и 60 ГэВ/с). Рассмотрены лишь те вопросы из /I, 5-8, 10, 28-32/, которые являются в настоящее время оригинальными, либо конкурентоспособными с данными камерных и других экспериментов.

При анализе любых характеристик экспериментальных данных по pN - и π^-N -столкновениям в третьей и последующих главах работы проводилась апробация методики и сравнение данных с расчетными характеристиками, вычисленными по модели цилиндрического фазового объема (CPS) и мультипериферической кластерной модели (МКМ). Случайные звезды по модели CPS были генерированы нами для всех pp -, $p\pi$ -, π^-p - и π^-n -столкновений при всех p_0 и n , рассмотренных в работе; значения характеристик этих событий, соответствующие учету законов сохранения импульса (ЗСИ), электрического и барионного зарядов и хорошо известного свойства ограниченности поперечных импульсов вторичных частиц, называются в работе кинематически исходными и служат, главным образом, для выделения эффектов, могущих быть названными (в первом приближении) динамическими. Случайные pp -соударения при ~ 70 и $\sim 200 \text{ ГэВ/с}$, генерированные по модифицированной версии /36/ МКМ/33-36/, представляют собой единственный (к сожалению) пример реалистической физической модели, доведенной до максимально возможного уровня конкретизации*. Обработка CPS- и МКМ-событий производилась в точном соответствии с экспериментальными условиями.

Детально исследовались флуктуации множественности заряженных частиц, вылетающих в разные полусферы в с.ц.м. pN - и π^-N -соударений; их изучение позволяет сделать выбор между группой моделей множественного рождения, флуктуации множественности в которых не за-

* Автор благодарен сотрудникам теоретического отдела ФИАН за любезное предоставление этих событий.

висят от кинематической области, и моделями, основанными на гипотезе предельной фрагментации /37/. Экспериментальные данные сравнивались с расчетными по модели независимого испускания, CPS и МКМ.

Приведем, как пример, один из вариантов анализа, касающийся величин

$$A = \langle n_1 n_2 \rangle / \langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle, \quad B = (\langle n_1^2 \rangle + \langle n_2^2 \rangle) / 2 \langle n_1 n_2 \rangle \quad (4)$$

(n_1 и n_2 - числа частиц в полусферах), которые в рамках дифракционных моделей должны стремиться соответственно к 1 и $\gg 1$ при $p_0 \rightarrow \infty$. Экспериментальные данные (рис.4) решительно противоречат чисто дифракционным моделям и варианту МКМ /36/; качественного согласия можно добиться для моделей статистического или мультипериферического типов при включении дополнительной дифракционной компоненты при малых множественностях.

Более детальная информация о корреляциях между n_1 и n_2 была получена из изучения зависимостей $\langle n_i \rangle$ от n_2 в ансамблях событий и распределений по n_1 при фиксированных n . Данные дополнительно указывают на большую роль неупругой дифракции при небольших n и вероятное образование центральных "кластеров" частиц - при больших.

В разделе 3 этой главы рассматривался вопрос о средних вероятностях неупругой перезарядки нуклонов в pN - и πN -соударениях. Найдено, что эта вероятность $\approx 0,35$ и не зависит от энергии столкновения и типа частицы-партнера.

В 4 и 5 разделах главы изучались инклюзивные и полуинклюзивные угловые распределения при разных p_0 в сравнении с предсказанными различными моделями множественного рождения (в шкалах $\lambda = \ell_2 \text{tg} \theta$ и $\eta = -\ell_2 \text{tg} \frac{\theta}{2}$ (квазибустрота)). Пример сравнения - на рис.5. В отношении лучшего согласия с экспериментом находятся термодинамическая модель (со слабым термодинамическим бутстрепом) и МКМ; другие модели можно согласовать с опытом лишь при существенном изменении пара-

метров; в целом, инклюзивные и полуинклюзивные распределения не являются чувствительным тестом различных теоретических подходов.

Изучение энергетической зависимости формы полуинклюзивных распределений позволило высказать предположение о последовательном изменении ее от одномодальной - к квазипрямоугольной и, далее, - к бимодальной (при фиксированных n и $p_0 \rightarrow \infty$), вследствие вымирания недифракционных каналов. Форма инклюзивных распределений при этом может и не изменяться (сохранять одномодальность) вследствие увеличения вклада (одномодальных) каналов со все возрастающими n . В рассмотренном интервале энергий (20-200 Гэв) указанную трансформацию претерпевают каналы с $n \leq 4$.

Исследована гипотеза о "скейлинге в среднем" /42/ для распределений по λ и η . Показано, что инклюзивные (но не полуинклюзивные) "продольные" распределения действительно удовлетворяют (по крайней мере, приближенно) этому виду предельного поведения в области $p_0 = 50-200$ Гэв/с независимо от типа первичной частицы; однако это поведение есть необходимое (и достаточное) следствие давно известного подобия энергетических зависимостей среднего и стандарта угловых распределений (напр., $\langle \lambda \rangle$ и $\sigma(\lambda) \sim \ell_2 \gamma_c$), хорошо воспроизводимого в рамках различных моделей.

Анализ парциальных угловых распределений (распределений порядковых углов частиц, "выстроенных" в вариационный ряд) для различных p_0 и n , показал неприменимость предельной мультипериферической модели (МММ) в области $p_0 \leq 200$ Гэв/с.

Заключительный раздел 3-й главы посвящен анализу угловой асимметрии и угловой неоднородности индивидуальных актов pN - и πN -соударений с помощью характеристик /43,44/ (см. также /45/).

На рис.6, как пример, приведена n -зависимость среднего значения коэффициента асимметрии $\alpha = (n_1 - n_2)^2 / n$ для pN -соударений при 67 и 200 Гэв/с. Анализ данных показывает:

а) Имеет место эффект "асимметричных" событий (впервые они были обнаружены в космических лучах /46/) при всех рассмотренных p_0 и практически всех n , не объяснимый тривиальными кинематическими причинами.

б) Величина эффекта возрастает с энергией и слабо зависит от природы сталкивающихся частиц.

в) Эффект качественно объясним в моделях с кластерами (МКМ); количественного согласия, однако с вариантом МКМ /36/ - нет: при небольших n асимметрия в модели слабее, а при больших - сильнее, чем на опыте.

Угловая неоднородность изучалась с помощью дисперсионного отношения $F = N(N-1)^{-1} [1 + n(\sigma^2/\langle\sigma_i^2\rangle - 1)]$ (N - число событий с данным n , σ^2 - дисперсия полуинклюзивного распределения, $\langle\sigma_i^2\rangle$ - средняя дисперсия распределения в событиях) при разных p_0 и n . Этот эффект обнаружен и показывает те же особенности, что и асимметрия событий (что неудивительно, т.к. оба эффекта взаимообусловлены). Эти особенности индивидуальных актов изучаются также в главе 5 на основе более совершенной техники анализа.

В четвертой главе диссертации рассмотрены некогерентные протон-ядерные соударения /2-4, 47-49/. При энергиях 24, 50, 67 и 200 Гэв pA -взаимодействия изучались в обычных эмульсиях, при 21 Гэв (только с ядрами Ag, Br) - методом эмульсий в сильном магнитном поле.

В разделе 2 главы 4 описан предложенный метод статистического разделения взаимодействий с легкими (CNO) и "тяжелыми" ($AgBr$) ядрами эмульсии и проведено исследование характеристик сильноионизирующих ($h-$) треков (последние при всех p_0 разделялись по ионизации и пробегу на "черные" ($b-$) и "серые" ($g-$) в соответствии с традиционной фотозумульсионной терминологией). Показано, что n_h- ,

n_b- , n_g- распределения и отношение $\langle n_b \rangle / \langle n_g \rangle$ обладают замечательной устойчивостью к изменению p_0 в резком противоречии с расчетами по каскадно-испарительной модели (КИМ) /50/. Определена (безотносительно к разделению на CNO и $AgBr$) A -зависимость $\langle n_h \rangle, \langle n_b \rangle, \langle n_g \rangle$; она оказалась не противоречащей:

$$\langle n_h \rangle, \langle n_b \rangle, \langle n_g \rangle \sim A^{2/3} \quad (5)$$

при всех p_0 , т.е. существенно сильнее A -зависимости, предсказываемой примитивными моделями с не взаимодействующими внутри ядра вторичными частицами, и A -зависимости $\langle n_s \rangle$ (ниже).

В разделе 3 изучались свойства распределения по множественности релятивистских ($s-$) частиц в соударениях с различными ядрами. Энергетическая и A -зависимости $\langle n_s \rangle$ и отношения $R = \langle n_s \rangle_A / \langle n_s \rangle_{pp}$ оказались согласующимися со всеми (практически без исключения) моделями адрон-ядерных соударений (использовалась также компиляция "мировых" данных).

Чтобы сделать дальнейший шаг в проверке моделей, был проведен (по методу Монте-Карло) расчет n_s -распределений по одной из версий двухстадийной модели, частными случаями которой являются известные модели Готтфрида /51/ и Трефила и др. /52/, при различных предположениях о виде плотности распределения внутриядерных нуклонов. Оказалось, что n_s -распределения в pA -соударениях довольно удовлетворительно описываются двухстадийной моделью, хотя количественного описания в рамках модели Готтфрида - нет (пример - на рис. 7а).

Изучались скейлинговые свойства n_s -распределения в интервале энергий 20-200 Гэв/с. Оказалось, что эти распределения в pA -соударениях удовлетворяют KNO -скейлингу /24/, однако универсальная KNO -функция имеет слабую A -зависимость (рис. 7б). Получен вид этой функции для столкновений протонов с ядрами эмульсии. Одними из

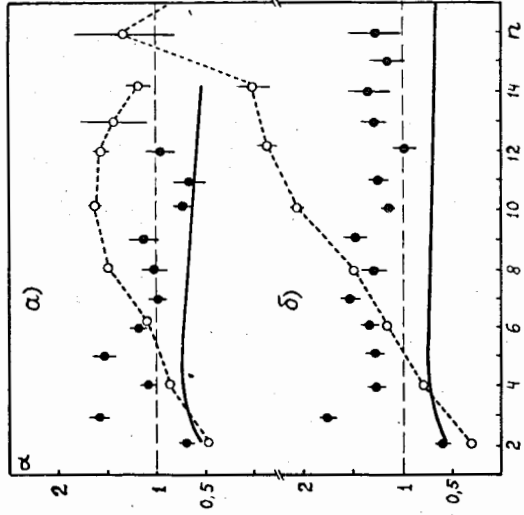


Рис. 6. Зависимость $\alpha = (n_1 - n_2)^2 / n$ от n в pA -соударениях при 67 (а) и 200 (б) ГэВ/с. Сплошные, пунктирные и точечные кривые соответствуют СРС, независимому испусканию и МКМ.

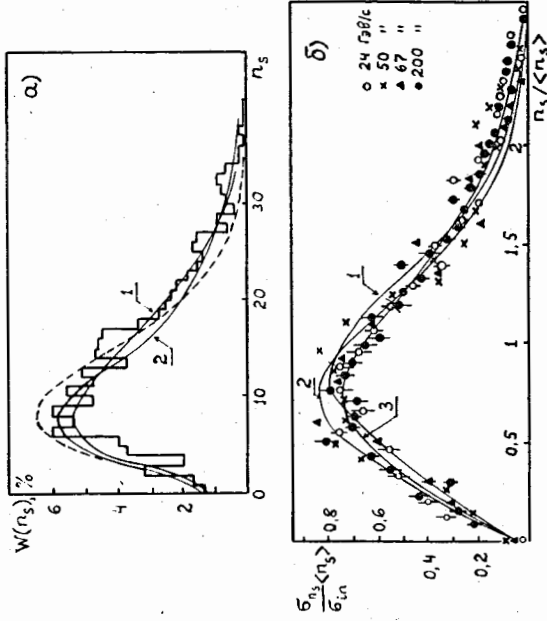


Рис. 7. n_3 -распределения для p - Em соударений при 200 ГэВ/с (а) и зависимость $\langle n_3^2 \rangle / \langle n_3 \rangle^2$ от $n_3 / \langle n_3 \rangle$ при 24, 50, 67 и 200 ГэВ/с (б). Кривые: 1 - модель Треффила /52/ с плотностью распределения нуклонов $f(\tau)$ в виде распр-я ферми, 2 - то же с $f(\tau)$ в виде распр-я Гаусса, пунктир - модель Готтфрида с фермиевским $f(\tau)$ (а); 1 - KNO -функция Слегера /25/, 2 - расчет для Em при корректности функции /25/ для каждого ядра, 3 - эмпирическая KNO -функция (б).

следствий KNO -поведения n_3 -распределений в pA -соударениях является линейный вид зависимости $[\langle n_3^2 \rangle - \langle n_3 \rangle^2]^{1/2}$ от $\langle n_3 \rangle$ и "скейлинг ядерной множественности" /53/.

В разделе 4 главы 4 изучались корреляции между множественностями различных типов вторичных частиц. Показано, что во всем изученном интервале энергий зависимости $\langle n_i(n_j) \rangle$ ($n_i, n_j = n_h, n_b, n_g, n_s$) удовлетворительно описываются линейными функциями $\langle n_i \rangle = a n_j + b$ ($a > 0$) (за исключением $\langle n_i(n_g) \rangle$ при $n_g \geq 8$), причем корреляции между n_h, n_b, n_g не зависят от p_0 ($a = const$), что дополнительно подчеркивает замечательную устойчивость распределений медленных частиц, а функции $\langle n_i(n_s) \rangle$ и $\langle n_s(n_j) \rangle$ имеют существенную p_0 -зависимость (коэффициенты a и b найдены для всех комбинаций при всех p_0). Анализ корреляционных зависимостей указывает на определенную роль процессов каскадного типа внутри ядра.

Детально исследовалось угловое распределение ливневых частиц из pA -взаимодействий (раздел 5). Показано, что одночастичные инклюзивные распределения по λ или η удовлетворяют скейлингу в области фрагментации мишени (так же как в адрон-нуклонных соударениях), но "скейлинг в средних" /42/ в pA -соударениях не имеет места вследствие искажения формы угловых распределений в соударениях с ядрами (зависящих от p_0 и A).

Характерная деформация формы "продольных" распределений в соударениях с ядрами хорошо видна из данных типа представленных на рис. 8 (показана зависимость степени мультипликации числа релативистских частиц при прохождении через ядро в зависимости от интервала λ (или продольных импульсов)). С увеличением числа внутриядерных соударений происходит смещение всего распределения в сторону больших углов с деформацией формы: быстрый рост числа медленных частиц сопровождается при всех p_0 медленным уменьшением числа быстрых (при этом

число частиц в так называемом "переднем конусе pN -соударений" (интегральная характеристика) приблизительно постоянно, как и наблюдалось в ряде опытов). Это противоречит гипотезе полной "прозрачности" ядра для быстрых частиц (в частности, гипотезе полностью "пассивного" нуклона). Рост инклюзивных сечений в области фрагментации мишени не противоречит закону $A^{1/3}$ (рис.8), вытекающему из партонной и некоторых других моделей.

Исследовались зависимости центров и стандартов распределений от n_s , n_h , n_g . Интересной особенностью pA -соударений является линейная связь между центрами угловых распределений и n_g (или n_h , n_g - наилучшая оценка (скорее - нелинейная) числа внутриядерных соударений), например:

$$\langle \lambda \rangle = \langle \lambda \rangle_{n_g=0} - a n_g, \quad (6)$$

где $a = 0,06 \pm 0,02$ и не зависит от p_0 , и независимость от n_g (или n_h) стандартов (ширин) этих распределений. Это свойство трудно объяснить в моделях со многими кластерами типа /5I/.

Проведенное исследование угловой неоднородности индивидуальных pA -событий показало, что при небольших n_s эта неоднородность того же порядка, что в pN -, а при больших - несколько больше, чем в pN -столкновениях (выше).

Раздел 6 главы 4 посвящен анализу импульсных и других характеристик частиц из соударений 2I ГэВ/с протонов с тяжелыми ядрами эмульсии (точнее, с той частью соударений с $AgBr$, у которой $n_h > 7$) и сравнению с соответствующими данными для pN -соударений. Основные результаты этого анализа сводятся к следующим:

а) В соударениях с ядрами возрастает число всех типов быстрых частиц, в том числе и протонов. В соударениях $p-AgBr$ с $n_h > 7$ число ливневых протонов вдвое больше, чем в pN - при том же p_0 .

б) Сохраняется эффект лидирующей частицы: среди заряженных ча-

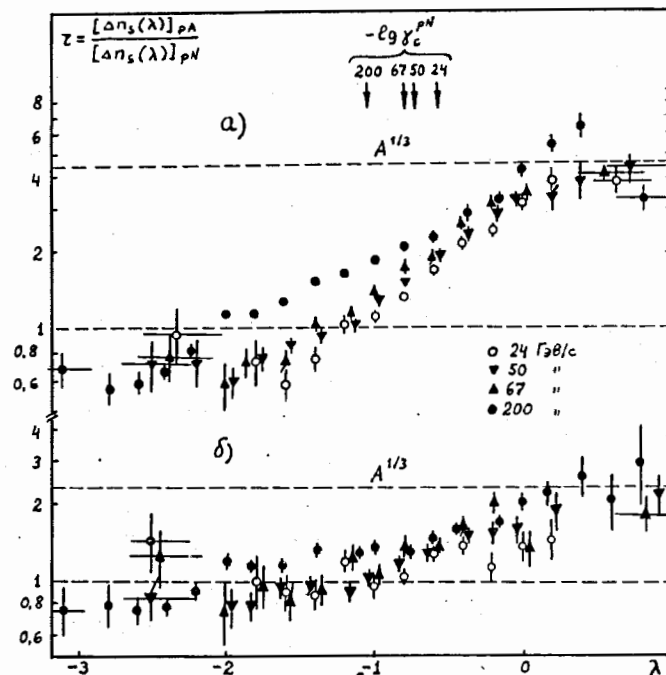


Рис.8. Зависимость $[\Delta n_s(\lambda)]_{pA} / [\Delta n_s(\lambda)]_{pN}$ от $\lambda = \lg \theta$ для $p-AgBr$ (а) и $p-CNO$ (б) соударений при разных p_0 .

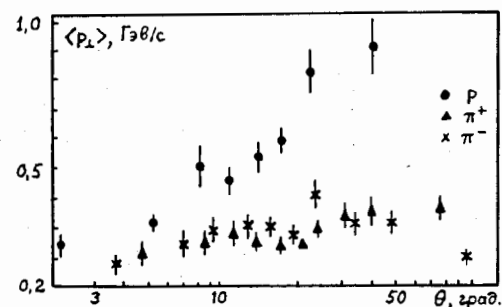


Рис.9. Зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ от θ для протонов, π^+ - и π^- -мезонов в соударениях $p-AgBr$ с $n_h > 7$ при 2I ГэВ/с.

стиц большой энергии (т.е. $E > \alpha E_0$, $\alpha > 0,1$) протоны составляют абсолютное большинство; число "лидеров" на одно событие, однако, резко уменьшается (тем сильнее, чем больше α), это означает, что первичные протоны чаще всего взаимодействуют в ядре вторично. Уменьшается (в расчете на одно соударение) и число π^+ -мезонов.

в) Средний поперечный импульс $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^{\pm}}$ вторичных пионов совпадает с $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^{\pm}}$ для pN -событий (один из основных "антикаскадных" тезисов, таковым, как мы увидим, вовсе не являющийся); для протонов $\langle p_{\perp} \rangle_p$ в соударениях с ядрами существенно выше, чем в pN -соударениях.

г) Обнаружены корреляции между $\langle p_{\perp} \rangle_p$ и углом вылета θ и импульсом p , отсутствующие для pN -соударений (пример - на рис.9). Такие же корреляции обнаруживаются и для пионов из pA -событий с $p > 1$ Гэв/с (составляющих абсолютное большинство в pN -соударениях); их $\langle p_{\perp} \rangle$ также существенно выше, чем $\langle p_{\perp} \rangle$ для таких же пионов из pN -соударений. Независимость $\langle p_{\perp} \rangle_{\pi^{\pm}}$ от A и практическое отсутствие корреляций между p_{\perp} , θ и p для всех пионов из pA -соударений - результат компенсации вышеперечисленных явлений добавлением большого числа очень медленных (отсутствующих в pN -столкновениях) пионов, рождаемых при прохождении частиц "первого поколения" через ядро.

д) Парциальные коэффициенты неупругости (доли энергии, уносимые π -мезонами различных знаков) очень слабо зависят от A (второй из главных "антикаскадных" тезисов); показано, однако, что полная неупругость взаимодействий (доля энергии, потерянная первичной частицей) при этом заметно зависит от A (возрастает).

е) Количественное сопоставление экспериментальных данных с расчетами по каскадно-испарительной модели /50/ показывает заметное расхождение по ряду характеристик.

Общее заключение, следующее из анализа данных главы 4, заключается в том, что действительный механизм адрон-ядерных соударений

достаточно сложен и вряд ли описывается какой-либо из существующих моделей этого процесса (следует отметить крайне неудовлетворительное положение с конкретными расчетами по большинству моделей). Наряду с несомненными эффектами каскадирования, эксперимент указывает на своеобразные проявления коллективных (кумулятивных, кластерных ?) явлений.

В пятой главе диссертации изложены методы и результаты исследований многочастичных (корреляционных) явлений в актах множественного рождения частиц (pN -, π^-N - и pA -соударениях) /31,32,48, 54-59/. Стандартный аппарат корреляционных функций малочувствителен к динамике взаимодействий, поэтому поиск новых методов анализа (особенно направленных на изучение индивидуальных событий) продолжает оставаться одной из важнейших задач в проблеме.

Идея, заложенная в основу части предлагаемых методов, состоит в разложении двухчастичной плотности в ряд по полному набору ортонормированных функций, коэффициенты разложения которого могут быть оценены в индивидуальном событии и дать, в принципе, полную информацию об эффектах многочастичных корреляций, проявляющихся в двухчастичных плотностях.

Пусть y - произвольная скалярная характеристика вторичной частицы, а $f(y, a_1, \dots, a_m)$ - полуинклюзивная (или эксклюзивная) одночастичная плотность ее распределения (a_1, \dots, a_m - возможные произвольные параметры). Введем для конечного состояния с n наблюдаемыми величинами y_i : $n(n-1)/2$ величин x_{ij} ($i, j = 1, \dots, n; i \neq j$):

$$x_{ij} = \pi \left| \int_{y_i}^{y_j} f(t, a_1, \dots, a_m) dt \right|, \quad (7)$$

пропорциональных площадям под кривой $f(y, a_1, \dots, a_m)$ в границах между выбранной парой характеристик y_i и y_j из индивидуального акта.

Используя операцию свертки, нетрудно показать, что для любого

вида "пробной" функции $f(y, a_1, \dots, a_m)$ плотность распределения величин x_{ij} имеет вид $\varphi(x) = \frac{2}{\pi}(1 - \frac{x}{\pi})$ (случай 1), если характеристика y имеет физически определенное начало отсчета (напр., быстрота), или $\varphi(x) = 1/\pi$ в противном случае (случай 2)^{*)} ($0 \leq x \leq \pi$, $\int_0^\pi \varphi(x) dx = 1$).

Разлагая $\varphi(x)$ в косинус-ряд Фурье

$$\varphi(x) = \frac{1}{\pi} \sum_{\kappa=0}^{\infty} A_{\kappa}^{(n)} \cos \kappa x, \quad A_{\kappa}^{(n)} = 2 \int_0^{\pi} \varphi(x) \cos \kappa x dx, \quad (8)$$

"обнаруживаем", что полной и "естественной" мерой двухчастичных корреляций в акте рождения частиц служит система коэффициентов

$$\alpha_{\kappa}^{(n)} = 2 \sum_{i \neq j} \cos \kappa x_{ij} / n(n-1), \quad \kappa = 1, 2, \dots, \quad (9)$$

математические ожидания которых равны $A_{\kappa}^{(n)}$. Величины $\alpha_{\kappa}^{(n)}$ являются наилучшими оценками в смысле максимального правдоподобия и (для случая 2) некоррелированы.

В работе найдены значения $A_{\kappa}^{(n)}$ при отсутствии каких-либо корреляций (независимое испускание частиц) и кинематически исходные значения $A_{\kappa}^{(n)}$ ($A_{0\kappa}^{(n)}$) для модели CPS (аналитическим путем, либо моделированием). Так, для случая азимутальных корреляций ($x_{ij} \equiv \varepsilon_{ij} = \alpha \tau \cos(\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2 / \tau_1 \tau_2)$, где $\vec{\tau}_i$ - поперечный импульс; $\alpha_{\kappa}^{(n)} \equiv S_{\kappa}^{(n)} = 2 \sum_{i \neq j} \cos \kappa \varepsilon_{ij} / n(n-1)$), кинематически исходное распределение имеет вид

$$\varphi_0^{(n+n_0)}(\varepsilon) \equiv \frac{1}{\pi} (1 + C_{01} \cos \varepsilon + C_{02} \cos 2\varepsilon), \quad (10)$$

$$C_{01} = -4/3(n+n_0-1), \quad C_{02} = 1/(n+n_0-1)^2.$$

Здесь n - число рассматриваемых (напр., заряженных) частиц, а $(n+n_0)$ - полное их число; среднее значение $C_{\kappa}^{(n+n_0)}$ в группе событий с фиксированным n можно найти усреднением по n_0 : $C_{\kappa}^{(n+n_0)} = \sum_{n_0} w(n_0) C_{\kappa}^{(n+n_0)} / \sum_{n_0} w(n_0)$.

*) Физически определенное начало отсчета не имеет, напр., азимутальный угол, определенный в системе координат, связанной с измерительным прибором.

Рассматриваемый метод имеет прямое отношение к проблеме "кластеризации" частиц. Например, коэффициент $\alpha_1^{(n)}$ - линейная функция квадрата длины суммарного вектора \vec{L} ($L^2 = (\sum_1^n \sin z_i)^2 + (\sum_1^n \cos z_i)^2$, $z_i = \int_{-\infty}^t f(t, a_1, \dots, a_m) dt$), составленного из векторов, направленных из начала координат к точкам полуокружности единичного радиуса, на которую значения величин y_i индивидуального акта проецируются с равномерной плотностью, если они подчинены закону $f(y, a_1, \dots, a_m)$. Предельное значение $\alpha_1^{(n)} = 2$ достигается в случае совпадения направлений всех единичных векторов (бесконечно узкий кластер!), а угол $\Phi_1^{(n)}$:

$$\Phi_1^{(n)} = \text{Arctg} [(\sum_1^n \sin z_i) / (\sum_1^n \cos z_i)] \quad (11)$$

указывает на кинематическую область (фрагментация снаряда ($\Phi_1^{(n)} \sim 0$), мишени ($\Phi_1^{(n)} \sim \pi$), "центральная" область ($\Phi_1^{(n)} \sim \pi/2$)), в которой этот кластер образуется. Аналогично можно установить физический смысл $\alpha_{\kappa}^{(n)}$ при $\kappa \geq 2$. Отметим, что "спрямление" распределения (7) автоматически исключает так называемые "корреляции рождения" /60/, ответственные за большую часть ранее наблюдаемых инклюзивных псевдокорреляционных эффектов по шкале быстрот.

В зависимости от выбора "пробной" функции $f(y, a_1, \dots, a_m)$ можно решать два типа задач: 1) функция f задана *a priori*, тогда отличие опытных распределений $\alpha_{\kappa}^{(n)}$ от расчетных означает обнаружение непредсказываемых гипотезой (моделью) корреляций, 2) функция f есть эмпирическая полуинклюзивная^{*)} (или эксклюзивная) плотность, тогда речь идет о внемоделном поиске корреляций в индивидуальных актах (неоднородности распределений).

Описанный общий метод анализа позволяет регистрировать и многочастичные корреляции (проявляющиеся в двухчастичных плотностях).

*) Возможный путь обобщения на инклюзивный случай указан в /55/.

Полезны, однако, и методы, могущие регистрировать эффекты "кластеризации" в подсистемах с любым числом частиц непосредственно.

Располагая значения произвольной характеристики y в вариационный ряд $-\infty < y_1 < \dots < y_n < \infty$, введем разности κ -го порядка

$$\Delta_{\kappa}^{(n)} = \int_{y_i}^{y_{i+\kappa}} f(t, a_1, \dots, a_m) dt \quad (II)$$

($\kappa = 1, 2, \dots, n-1$; $i = 1, 2, \dots, n-\kappa$). При независимости испускания частиц плотность распределения $\Delta_{\kappa}^{(n)}$, независимо от вида $f(y, a_1, \dots, a_m)$ и значений параметров a_1, \dots, a_m , определяется выражением

$$\varphi(\Delta_{\kappa}^{(n)}) = \frac{n!}{(\kappa-1)!(n-\kappa)!} \Delta^{\kappa-1} (1-\Delta)^{n-\kappa}, \quad (I2)$$

а многомерная плотность разностей l -го порядка $\Delta_{ii}^{(n)}$ ($i = 0, 1, \dots, n-1$; $y_0 = -\infty$):

$$\varphi(\Delta_{i1}, \dots, \Delta_{i\ell}) = \frac{n!}{(n-\ell)!} (1 - \Delta_{i1} - \dots - \Delta_{i\ell})^{n-\ell} \quad (I3)$$

($\ell = 1, 2, \dots, n$) с нормированной корреляционной матрицей

$$n \|\rho_{\ell m}\| = \begin{vmatrix} n & -1 & \dots & -1 \\ -1 & n & \dots & -1 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -1 & -1 & \dots & n \end{vmatrix} \quad (I4)$$

(разности Δ_{ii} не независимы, т.к. $\sum_1^n \Delta_{ii} \leq 1$).

При этом, в зависимости от выбора функции $f(y, a_1, \dots, a_m)$, возникают те же два типа задач, что и выше. Кинематически исходные распределения величин $\Delta_{\kappa}^{(n)}$ и их характеристики были вычислены по модели CP5. Анализируя распределения $\Delta_{\kappa}^{(n)}$ при разных κ и i , можно, в принципе, видеть, какое число частиц образует "кластеры" и в каких областях они проявляются. Формулы (I3) и (I4) дают возможность найти "нулевые" (т.е. соответствующие отсутствию каких-либо корреляций) значения любых характеристик подгрупп частиц; например, дисперсия подгрупп из κ частиц ($\kappa \geq 2$):

$$\langle \epsilon_{\kappa}^{(n)2} \rangle = (\kappa+1)(\kappa+2)/12(n+1)(n+2) \quad (I5)$$

(в шкале $z_i = \int_{-\infty}^{y_i} f(t, a_1, \dots, a_m) dt$; переход к нормальной шкале y_i осуществим при конкретизации функции f).

В разделе 3 главы 5 представлены результаты анализа азимутальных корреляций в pN -, π^-N - и pA -соударениях в области 20-200 ГэВ. Вычисленные в каждом акте соударения величины*) $S_{\kappa}^{(n)}$ при $\kappa = 1-5$, характеризующие соответственно азимутальную асимметрию, коллинеарность, "трилистник" и т.д., сравнивались с кинематически исходными значениями, а также вычисленными по предельной МПМ (диаграмма типа "гребенки" /62/) и МКМ /33-36/. Изучались "суммарные" корреляции (для всех заряженных частиц), а также в зависимости от разности квазибыстрот $\Delta\eta$ (расстояния по "продольной" шкале) и для различных комбинаций порядковых номеров частиц (выстроенных в вариационный ряд по η). При анализе pN - и π^-N -соударений учитывалось фермиевское движение нуклонов-мишеней в pN - и π^-N - и части pp - и π^-p -соударений; при анализе азимутальных корреляций между ливневыми частицами из pA -соударений - наличие нуклонов отдачи, не входящих в n_s . Использовались различные предположения о распределениях чисел нейтральных пионов в событиях с фиксированными n .

Результаты анализа таковы (избранные иллюстрации показаны на рис. I0):

- а) Азимутальные корреляции не обнаруживают какой-либо зависимости от энергии столкновения и типа взаимодействующих адронов.
- б) Корреляции типа асимметрии и коллинеарности в соударениях с нуклонами хорошо воспроизводятся в моделях статистического типа

*) Отметим, что величины, пропорциональные S_1 и S_2 , вместе с расчетом их "нулевых" значений, были предложены еще в /61/.

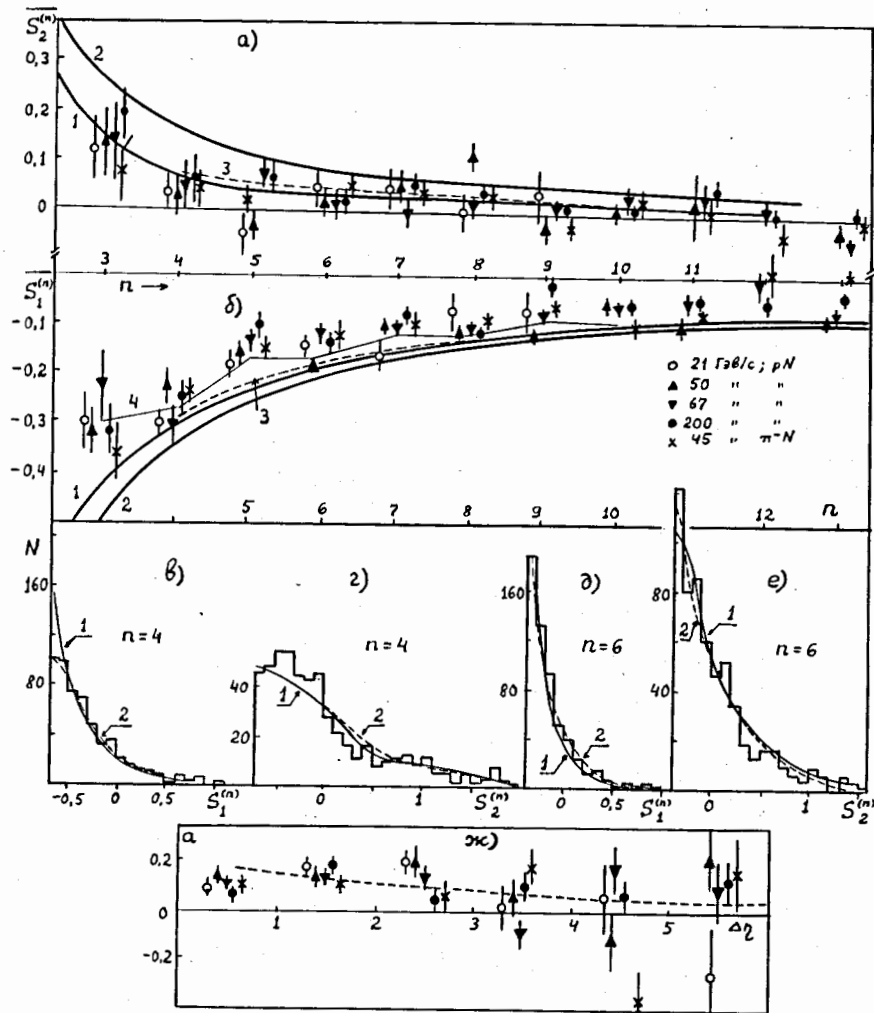


Рис.10. а,б) Зависимость $\overline{S_1^{(n)}}$ и $\overline{S_2^{(n)}}$ от n для pN - и πN -соударений. Примеры кривых: 1) CPS, 2) МИМ, 3) МКМ, 4) (ломаная) CPS с учетом импульсов Ферми.

в-е) Распределения $S_1^{(n)}$ и $S_2^{(n)}$ в pp -соударениях. Кривые: 1 - CPS, 2 - МКМ.

ж) Зависимость коэффициента асимметрии ε -распределения в pN - и πN -соударениях при $n=6$ от $\Delta\eta$ для разных P_0 . Кривая - по МКМ.

(CPS) или с достаточно "тяжелыми" кластерами (МКМ); данные существенно расходятся с предсказаниями предельной МПМ (подробно в [54,32]).

в) Корреляции в соударениях с ядрами несколько слабее, нежели в pN -соударениях; разница, однако, количественно объясняется различием в полном числе вторичных частиц; при больших n_3 корреляции практически отсутствуют, что не противоречит и каскадному механизму рождения.

г) Корреляции между заряженными частицами имеют дальнедействующий характер, "короткая" компонента практически отсутствует, что трудно объяснить в рамках простой МПМ или модели со многими "независимыми" кластерами.

д) Не получено никаких указаний на рождение подсистем частиц с большими поперечными импульсами или большими угловыми моментами.

В разделе 4 приведены результаты анализа "продольных" двух- и многочастичных корреляций. Изучались распределения $\alpha_k^{(n)}$ (9) (в индивидуальных актах) и $\Delta_k^{(n)}$ (II) (в полунклюзивных ансамблях) в сравнении с рассчитанными при механизме независимого испускания, CPS и МКМ (некоторые иллюстрации - на рис. II). В качестве функций $f(y, a_1, \dots, a_m)$ использовались эмпирические полунклюзивные распределения по квазибыстродам $f_{эм}^{(n)}(\eta)$. В точно такой же манере обрабатывались CPS- и МКМ-события. Основные результаты анализа таковы:

а) Имеется существенный эффект неоднородности ("кластеризации") событий, возрастающий с увеличением P_0 : $\alpha_k^{(n)}$ -распределения при $k \leq 3$ существенно отличаются от кинематически исходных. Корреляции более высоких ($k > 3$) порядков не проявляются; возможно, это означает, что число "кластеров", как правило, не превышает 3-х (возможна и альтернатива: большее число "сгущений" при изучаемых P_0 - необнаружимо).

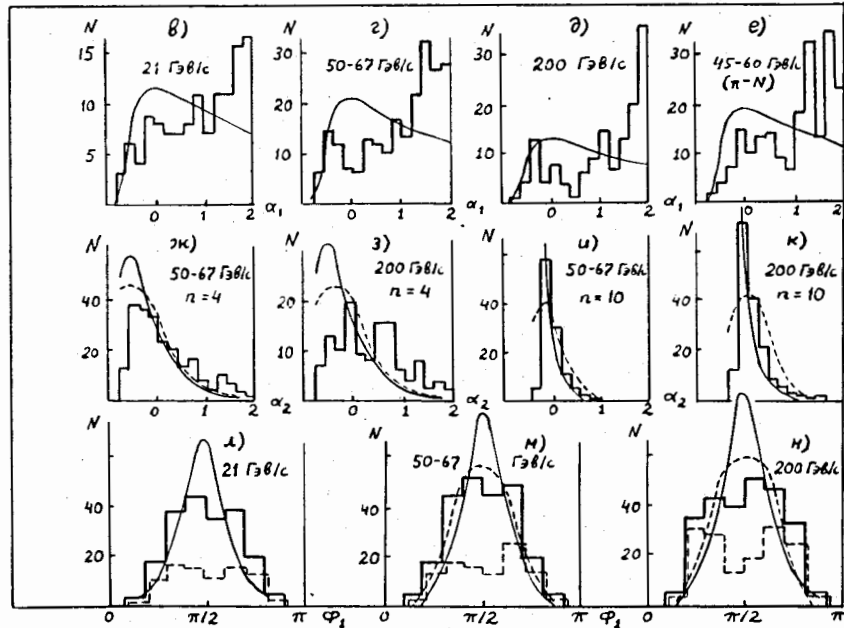
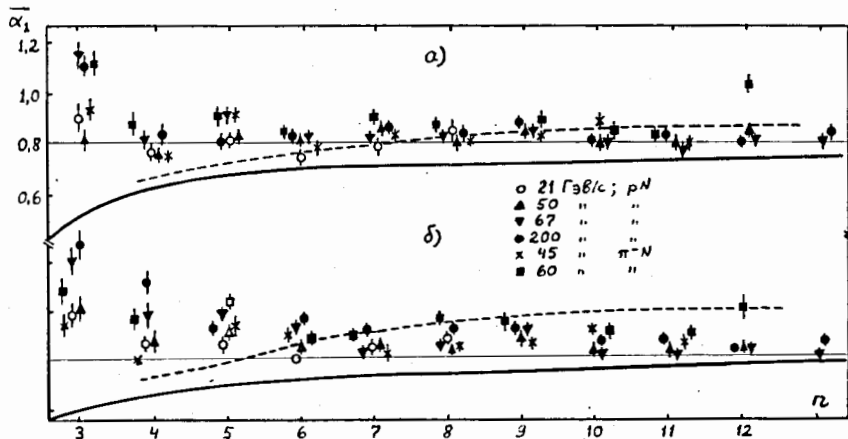
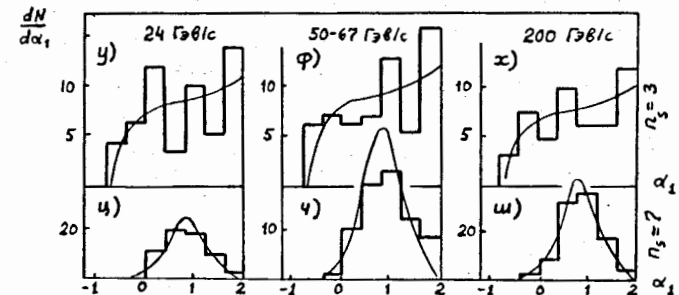
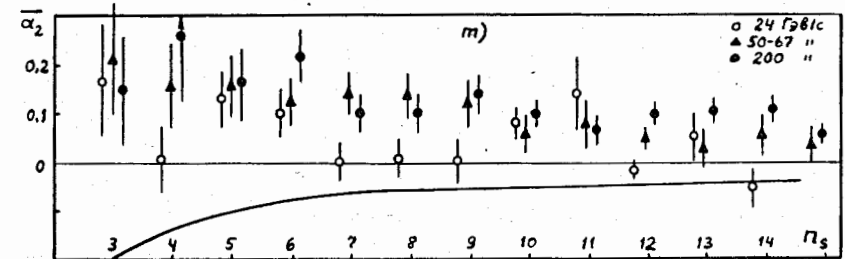
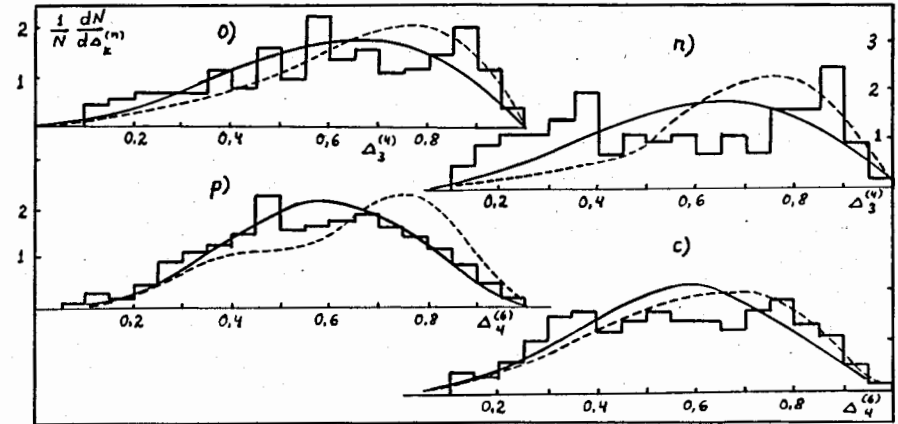


Рис. II. а, б) Зависимость $\bar{\alpha}_1$ и $\bar{\alpha}_2$ от n в ρN - и πN -соударениях.
 в-е) Примеры α_1 -распределений в ρN -соударениях ($n=3$).
 ж-к) Примеры α_2 -распределений в ρN -соударениях ($n=4, 10$).
 л-н) Примеры Φ_1 -распределений ($n=4$) в ρN -соударениях (пунктир - события с $\alpha_2 > 0$).



о-п) Примеры $\Delta_k^{(\kappa)}$ -распределений ($\kappa=3$) в pp -соударениях при 50-67 и 200 ГэВ/с.
 р, с) Примеры $\Delta_k^{(\kappa)}$ -распределений ($\kappa=4$) в pp -соударениях при 50-67 и 200 ГэВ/с.
 т) Зависимость $\bar{\alpha}_2$ от n_s в ρA -соударениях.
 у-ш) Примеры α_1 -распределений в ρA -соударениях ($n_s=3, 7$).
 Сплошные кривые - а-т) - CPS, на у-ш) - независимое испускание.
 Пунктирные кривые - МКМ.

б) Наблюдаемые в pN -соударениях "кластеры" весьма походят на реальные физические объекты: их размах (ширины) сужаются с ростом p_0 , что и должно наблюдаться при сохранении "распадной ширины" по шкале быстрот.

в) "Кластеры", наблюдаемые при небольших n , дифракционно-подобны, они концентрируются к краям "продольной оси"; доля их среди событий с фиксированным n растет с увеличением p_0 (вымирание недифракционных каналов).

г) Эффекты кластеризации при близких p_0 не зависят (в пределах ошибок) от типа сталкивающихся адронов.

д) Данные не согласуются с расчетами по МКМ /33-36/: при небольших n кластеризация в модели "недооценена", при больших - "переоценена".

е) Эффекты "кластеризации" имеют место и в соударениях с ядрами, но обнаруживают отличие от наблюдаемых в pN -, именно, они не обнаруживают энергетической зависимости и других свойств, позволяющих предполагать их следствием образования реальных промежуточных объектов. Характер $\alpha_k^{(n)}$ - и $\Delta_k^{(n)}$ -распределений близок к рассчитанному при независимом испускании частиц, что может быть следствием вклада каскадного механизма.

Дадим краткое резюме основных результатов работы:

1. Развита и апробирована ряд общих методов анализа событий множественного рождения частиц.

2. С помощью известных и развитых в работе методов исследованы в единой манере характеристики множественного рождения частиц в области энергий 20-200 ГэВ для трех классов соударений: pN - и πN -столкновений, когерентно-дифракционной диссоциации протонов на ядрах и некогерентных взаимодействий протонов с ядрами (суммарная статистика ~ 12 тыс. событий).

3. При изучении дифракционной когерентной диссоциации протонов на ядрах:

а) Получена и исследована энергетическая зависимость полного и топологических сечений, а также сечений каналов (2) и (3), формы и параметров распределения по множественности, массовых распределений подсистем частиц в реакции (2).

б) Показано, что рост полного и топологических сечений с энергией обусловлен открыванием новых дифракционных каналов с большими полными множественностями, форма распределения по множественности стабильна в области 20-200 ГэВ/с и имеет скейлинговые свойства, близкие к свойствам недифракционной компоненты. Средняя множественность возрастает как $\ln p_0$, основные динамические свойства процесса слабо зависят от энергии и типа сталкивающихся частиц. Данные по диссоциации на нуклонной и ядерной мишенях указывают на единый механизм неупругой дифракции.

в) Расчеты реакции $p \rightarrow \Delta^{++} \pi^-$ на ядрах по модели однопионного обмена и двойной редже-модели удовлетворительно описывают основные свойства реакции (2) в области 20-200 ГэВ. Данные не противоречат гипотезе сохранения спиральности в s - и t -каналах; проведена (с отрицательным результатом) проверка гипотезы о передаче углового момента при дифракционной диссоциации адронов большой энергии.

4. При изучении адрон-нуклонных взаимодействий:

а) Получены и исследованы энергетические зависимости флуктуаций множественности заряженных частиц в полусферах с.ц.м., формы инклюзивных и полуйнклюзивных угловых распределений и их скейлинговые свойства, характеристики угловой асимметрии и неоднородности событий, корреляционных эффектов по продольной оси соударения и в поперечной плоскости.

б) Показано наличие "кластеризации" частиц вдоль продольной оси соударения и получены некоторые качественные свойства кластеров. При небольших n_{ch} доминируют дифракционно-подобные кластеры, при больших - вероятно-центральные. Основная черта азимутальных корреляций - наличие действующей компоненты, воспроизводимой в моделях статистического типа, либо - с достаточно тяжелыми кластерами. Не получено указаний на рождение частиц с большими поперечными импульсами или угловыми моментами. Основные свойства pN - и πN -соударений близки друг к другу при высоких энергиях.

в) Статистическая проверка ряда моделей множественного рождения показала, что в относительно удовлетворительном согласии с большинством опытных характеристик находятся термодинамическая модель и МММ (с разной степенью полноты и достоверности), существенно противоречит опыту модели чисто дифракционного типа и предельная МММ. В варианте МММ /33-36/ необходимы дальнейшие усовершенствования.

5. При изучении некогерентных протон-ядерных соударений:

а) Получены и исследованы в зависимости от энергии и массового числа A средние значения, распределения и корреляции множественностей разных типов вторичных частиц, форма угловых распределений ливневых частиц, "продольные" и азимутальные корреляционные эффекты. Детально исследованы импульсные характеристики $p-AgBr$ соударений при 21 Гэв/с.

б) Показано, что A -зависимость средних множественностей медленных и релятивистских частиц существенно различна (для первых $\sim A^{2/3}$), n_2 -распределения удовлетворяют A -зависимым скейлинговым свойствам, имеют место деформация формы продольных распределений, рост инклюзивных сечений (не противоречащий закону $A^{1/3}$) в области фрагментации мишени и медленное уменьшение их в области ма-

лых углов. Показано, что при сохранении эффекта "лидера" быстрые вторичные частицы со значительной вероятностью взаимодействуют в ядре повторно. Анализ различных характеристик pA -соударений во всей изученной области энергий обнаруживает одновременно коллективные и каскадные свойства процесса.

в) Обнаружены неоднородность и эффекты кластеризации заряженных частиц в pA -соударениях, отличные от таковых в pN -. Азимутальные корреляции в первых имеют действующий характер и не обнаруживают эффектов, не объяснимых законами сохранения и другими известными факторами. Совокупность данных по множественному рождению частиц на ядрах трудно описать какой-либо из существующих (и развитых) моделей этого процесса.

Большинство результатов были получены впервые.

Основные результаты работы докладывались на XV и XVI Международных конференциях по физике высоких энергий, научных сессиях ОЯФ АН СССР 1969-1975 гг., ряде других конференций и симпозиумов и опубликованы в работах /1-8, 10, 13-23, 28-32, 47-49, 54-59/.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. С.А.Азимов, Л.Н.Свечникова, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов. Изв. АН СССР, сер.физ., 34, 1912, 1970.
2. С.А.Азимов, Л.П.Чернова, Г.М.Чернов. ЯФ, 7, 604, 1968.
3. С.А.Азимов, У.Г.Гулямов, ..., Г.М.Чернов. ЯФ, 8, 933, 1968.
4. С.А.Азимов, К.Г.Гулямов, ..., Г.М.Чернов. ДАН УзССР, №11, 23, 1974.
5. С.А.Азимов, А.И.Бондаренко, ..., Г.М.Чернов. Изв.АН УзССР, сер.физ-мат., №4, 69, 1973.
6. АДЖИМТУ-сотрудничество. Phys.Lett., 39B, 282, 1972; Сообщ. ОИЯИ, PI-6504, Дубна 1972.

7. АЛМТ-сотрудничество. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 923, 1974.
8. С.А. Азимов, А.И. Бондаренко, ..., Г.М. Чернов. Изв. АН УзССР, сер. физ-мат., №6, 38, 1974.
9. АЛМТ-сотрудничество. Prepr. FIAN, No. 9, Moscow, 1974.
10. С.А. Азимов, К.Г. Гуламов, ..., Г.М. Чернов. Изв. АН УзССР, сер. физ-мат., №1, 51, 1974.
11. АБДКМСТУ-сотрудничество. Phys. Lett., 31B, 237, 1970; Сообщ. ОИЯИ, P1-5072, Дубна 1970.
12. И.И. Померанчук, Е.Л. Фейнберг. ДАН СССР, 93, 439, 1953.
13. С.А. Азимов, У.Г. Гулямов, Л.П. Чернова, Г.М. Чернов. ДАН СССР, 192, 1241, 1970.
14. С.А. Азимов, У.Г. Гулямов, К.Г. Гуламов, Г.М. Чернов. Изв. АН УзССР, сер. физ-мат., №6, 47, 1970.
15. С.А. Азимов, У.Г. Гулямов, Л.П. Чернова, Г.М. Чернов. ДАН УзССР, №10, 22, 1971.
16. ACDLMTU-collaboration. Phys. Lett., 39B, 285, 1972.
17. Р. Хошмухамедов, ..., Г.М. Чернов. Сообщ. ОИЯИ, E1-6598, Дубна 1972.
18. С.А. Азимов, К.Г. Гуламов, ..., Г.М. Чернов. ДАН СССР, 212, 1323, 1973.
19. АЛМТ-сотрудничество. ЯФ, 19, 322, 1974.
20. С.А. Азимов, К.Г. Гуламов, ..., Г.М. Чернов. ДАН СССР, 218, 807, 1974.
21. С.А. Азимов, К.Г. Гуламов, У.Г. Гулямов, Г.М. Чернов. Письма в ЖЭТФ, 21, 167, 1975.
22. С.А. Азимов, К.Г. Гуламов, ..., Г.М. Чернов. ЯФ, 21, 1247, 1975.
23. С.А. Азимов, К.Г. Гуламов, ..., Г.М. Чернов. В сб. "Упр. и неупр. взаим-я частиц большой энергии с нуклонами и ядрами", Ташкент, ФАН, 1975, стр. 82-118.
24. Z. Koba et al. Nucl. Phys., B40, 317, 1972.
25. P. Slattery. Phys. Rev. Lett., 29, 1624, 1972.

26. H. Lesniak, L. Lesniak. Phys. Lett., 40B, 167, 1972.
27. У.Г. Гулямов. Автореферат докт. диссертации, I-6158, Дубна 1971.
28. С.А. Азимов, Н.М. Мялковская, ..., Г.М. Чернов. В сб. "Взаим-я частиц выс. энергий с нуклонами и ядрами", Т., ФАН, 1972, стр. 85-120.
29. С.А. Азимов, Л.П. Чернова, Г.М. Чернов, Л.Н. Свечникова. Тр. XV Межд. конф. по физ. выс. энергий, т. I, 1970, стр. 166.
30. Н. Далхажав, ..., Г.М. Чернов. Препр. ОИЯИ, E1-6599, Дубна 1972.
31. С.А. Азимов, А.И. Бондаренко, ..., Г.М. Чернов. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 902, 1974.
32. А.И. Бондаренко, К.Г. Гуламов, ..., Г.М. Чернов. В сб. "Упр. и неупр. взаим-я частиц большой энергии с нуклонами и ядрами", Т., ФАН, 1975, стр. 119-165.
33. И.М. Дремин, др. ЖЭТФ, 48, 952, 1965.
34. V. N. Akimov et al. Nucl. Phys., B14, 285, 1969.
35. Е.И. Волков и др. ЯФ, 17, 407, 1972; 18, 437, 1973, 20, 149, 1974.
36. D. S. Chernavskii et al. Prepr. FIAN, No. 53, Moscow, 1975.
37. T. Benecke et al. Phys. Rev., 188, 2159, 1969.
38. C. Quigg et al. Phys. Rev. Lett., 28, 1290, 1972.
39. L. Caneschi et al. Phys. Rev. Lett., 25, 774, 1970.
40. R. Hagedorn et al. Suppl. Nuovo Cim, 6, 169, 1968; J. Ranft, Phys. Rev., D6, 2055, 1972.
41. Л.Д. Ландау. Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 51, 1973; УФН, 56, 309, 1955.
42. F. T. Dao et al. Phys. Rev. Lett., 33, 389, 1974.
43. В.М. Чудаков. Автореф. канд. дисс., Ташкент 1961.
44. Ш. Абдухамидов и др. ЖЭТФ, 47, 24, 1964.
45. С.А. Азимов, Г.М. Чернов. Статистические методы в физике высоких энергий, Ташкент, ФАН, 1970.
46. В.В. Гусева и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 26, 549, 1962.

47. АЛМТ-сотрудничество. ЯФ, 22, 736, 1975.
48. К.Г.Гуламов, Г.М.Чернов, Б.С.Кудашев. Тр. IУ Межд. симп. по физ. выс. энергий, Дубна 1975, стр.233.
49. К.Г.Гуламов, В.Ш.Навотный, ..., Г.М.Чернов. В сб. "Множ. процессы при выс. энергиях", Т., ФАН, 1976.
50. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. Взаим-я высокоэнерг. частиц и атомн. ядер с ядрами, М., Атомиздат, 1972.
51. K.Gottfried, CERN TH-1735, 1973; Cornell prepr. CLNS-260, 1974.
52. P.M.Fishbane, J.S.Trefil. Phys.Rev., D8, 1467, 1973; D9, 168, 1974.
53. E.M.Friedlander et al. Lett.Nuovo Cim., 2, 341, 1974.
54. С.А.Азимов, А.И.Бондаренко, ..., Г.М.Чернов. Письма в ЖЭТФ, 17, 659, 1973.
55. Г.М.Чернов. Изв. АН УзССР, сер. физ-мат., №1, 69, 1974.
56. А.И.Бондаренко, Г.М.Чернов. ДАН УзССР, №6, 17, 1974.
57. С.А.Азимов, А.И.Бондаренко, ..., Г.М.Чернов. Изв. АН УзССР, сер. физ-мат., №1, 84, 1975.
58. С.А.Азимов, А.И.Бондаренко, ..., Г.М.Чернов. Изв. АН УзССР, сер. физ-мат., №2, 56, 1975.
59. С.А.Азимов, А.И.Бондаренко, ..., Г.М.Чернов. В сб. "Множ. процессы при выс. энергиях", Т., ФАН, 1976.
60. W.Ко. Phys.Rev.Lett., Prepr.UCD-PPL-7-17-74, 1974.
61. Ш.Абдужамилов и др. ЖЭТФ, 45, 407, 1963.
62. M.C.Foster et al. Phys.Rev., D6, 3135, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 марта 1976 года.