

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2-95-519

На правах рукописи
УДК 539.12.01

СЛАВИН

Николай Валентинович

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ
В РАМКАХ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОГО ПОДХОДА
И МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

Специальность: 01.04.16 — физика ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1995

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

ЛЫКАСОВ
Геннадий Иванович

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

ТЯПКИН
Алексей Алексеевич

доктор физико-математических наук,
профессор

КУРЕПИН
Алексей Борисович

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт физики высоких энергий (Протвино)

Защита диссертации состоится "___" _____ 1996 года в "___" часов на заседании диссертационного совета Д-047.01.02 при Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна, Московской области.

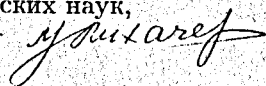
С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан "___" _____ 199 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета

доктор физико-математических наук,
профессор



М. Ф. Лихачев

Общая характеристика работы.

К настоящему времени накоплен огромный экспериментальный материал о неупругих взаимодействиях адронов с адронами и ядрами при высоких энергиях. Осмысление и описание этих данных в рамках существующих на данный момент теоретических представлений, всегда было актуальной задачей. Существует много различных моделей множественного рождения: одни из них можно с успехом использовать для количественного описания отдельных сторон явления, другие весьма сложны для расчета. Поэтому во многих случаях приходится прибегать к различного рода феноменологическим аппроксимациям экспериментальных данных. Особенно полезны подобные выражения при анализе механизмов взаимодействий адронов с адронами и ядрами, а также при планировании и создании ускорителей нового поколения. Используя метод статистического моделирования и, имея выражения для инклюзивных сечений образования частиц, можно получать эксклюзивные характеристики рожденных частиц, изучать свойства лидирующих частиц. К настоящему времени развиты модели, учитывающие кварковую структуру адронов и пространственно-временной характер их взаимодействий внутри ядра. Интерпретация экспериментальных данных с точки зрения кварковых представлений имеет важное значение как для проверки теоретических предположений, так и для углубления наших знаний о структуре ядра. Интенсивно развиваемая в настоящее время релятивистская ядерная физика, началась с работ А.М.Балдина, предсказавшего кварковую природу кумулятивных процессов. В последовавших затем многочисленных публикациях предлагалось объяснение кумулятивного эффекта как с позиций нуклонной физики, так и кварковой. Одна группа работ посвящена разработке "флуктонной" модели на кварковой основе, другая предполагает наличие малонуклонных корреляций в ядрах, третьи предполагают "собирательный" механизм образования кумулятивных частиц. Во всех случаях предполагается рассеяние налетающей частицы на компактном, массивном образовании внутри ядра. Тем самым, представляется актуальным разработка теоретического подхода, который позволит понять основные черты кумулятивного эффекта. Одним из наиболее многообещающих, является подход, основанный на модели кварк-глюонных струн (МКГС), наиболее адекватно описывающей как жесткие, так и мягкие процессы неупругого

взаимодействия частиц.

Цель работы: состоит в разработке количественного подхода к феноменологическому описанию процессов инклюзивного рождения частиц в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях в широкой области кинематических переменных, а также теоретического подхода к анализу кумулятивных процессов, учитывающего кварковые степени свободы в ядрах, который позволил бы с единых позиций описать имеющиеся экспериментальные данные.

Научная новизна и практическая ценность.

Развитый в диссертации феноменологический подход к описанию инклюзивных процессов, позволил получить компактные и удобные для практического применения аналитические выражения, которые хорошо описывают дифференциальные одночастичные инклюзивные сечения образования частиц и резонансов в неупругих $h-h$ и $h-A$ столкновениях в широкой области кинематических переменных. Используя эти выражения можно рассчитать как интегральные характеристики взаимодействий, так и многие корреляционные зависимости рожденных частиц, изучать свойства лидирующих и кумулятивных частиц. Разработаны новые алгоритмы и создан пакет программ для моделирования эксклюзивных конечных состояний адрон-нуклонных реакций, который может быть использован для описания "элементарного акта" в моделях $h-A$ и $A-A$ взаимодействий.

Проанализированы кварковые модели образования кумулятивных частиц. Показано, что все они характеризуются универсальной связью спектра кумулятивных нуклонов и сечения кумулятивных частиц, содержащих валентные кварки ядра. Получено удовлетворительное описание выхода кумулятивных π^+ и K^+ мезонов на дейтроне при больших x . Отмечена особая роль "морских" кумулятивных частиц (K^- и \bar{p}) в понимании природы различия структурных функций ядра и свободного нуклона. В рамках МКГС предложен новый механизм учета зависимости функции распределения кварков и дикуарков и их фрагментации в адроны в зависимости от их поперечного импульса k_{\perp} . В предположении о существовании в ядре многокварковых конфигураций, предложен новый механизм образования кумулятивных частиц. Результаты такой модели хорошо согласуются с экспериментом. Созданные пакеты программ для расчета и моделирования неупругих процессов в $h-h$ и $h-A$ взаимодействиях могут быть использованы при планировании новых

экспериментов, для расчета радиационной защиты и оценки эффективности экспериментальных установок.

Апробация работы.

Результаты исследований, составивших диссертацию, неоднократно докладывались на научных семинарах ЛВЭ, ЛТФ, ЛЯП и ЛВТА ОИЯИ, в ИФВЭ (Протвино), ИЯИ РАН, ИТЭФ (Москва), на сессиях академии наук СССР (1979, 1982, 1986, 1988). Всесоюзной школе по неупругим взаимодействиям при высоких энергиях (Алма-Ата, 1982), на семинаре научного совета АН СССР по проблемам ускорения заряженных частиц (Харьков, 1984), на рабочем семинаре по исследованиям на установке СФЕРА (1989), на рабочем совещании коллаборации ДИСК (1994), на международном семинаре по проблемам физики высоких энергий (Дубна, 1988, 1990, 1994). Программа моделирования эксклюзивных взаимодействий опубликована в печати и передана для эксплуатации в ИФВЭ (Протвино) и Институт атомной физики (Румыния). По теме диссертации опубликовано 20 работ в российской и зарубежной печати.

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения.

Во введении формулируются основные цели и задачи исследования, обосновывается их актуальность и важность, далее кратко освещается содержание диссертации по главам.

В первой главе кратко рассматриваются основы физики инклюзивных процессов и редже-мюллеровский подход для их описания. Далее обосновывается развитый в диссертации феноменологический подход для анализа множественных процессов в $h-h$ и $h-A$ столкновениях. Привлекая известные модели и гипотезы удалось получить компактные и удобные для практического применения аналитические выражения для описания инвариантных одночастичных инклюзивных спектров частиц и резонансов. Коэффициенты, входящие в эти выражения были подобраны из условия наилучшего согласия с экспериментом. Точность аппроксимирующих выражений существенно улучшается, если эти выражения подбирать с учетом хорошего согласования расчетных интегральных величин ($\langle p_{\perp} \rangle$, $\langle E \rangle$, $\langle n \rangle$) с результатами измерений. Приводимые в диссертации феноменологические выражения получены

с учетом этого требования. Следуя результатам редже-мюллеровского анализа, будем считать, что в области фрагментации ($|x| \geq 0,7$) сечение инклюзивной реакции $a+b \rightarrow c+X$ определяется трехреджеонными процессами:

$$E \frac{d^3 \sigma_c}{d^3 p}^{\text{фраг}} = \sum_{i=1}^4 G_i e^{R_i^2 t} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i} (1-|x|)^{\beta_i - \gamma_i t} + G_{\pi} \frac{e^{R_{\pi}^2 t} (1-|x|)^{1-\gamma_{\pi} t} |t|}{(m_{\pi}^2 - t)^2} \quad (1)$$

Здесь $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$, $G_i e^{R_i^2 t}$ и $G_{\pi} e^{R_{\pi}^2 t}$ - вершинные функции, включающие в себя сигнатурные факторы, $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i, \gamma_{\pi}$ - параметры реджевских траекторий, $\alpha_i(t) = \alpha_i(0) + \alpha'_i(0)t$, где t - четырехмерный передаваемый импульс от частицы a к рождающейся частице c . Первый член в этом выражении определяется трехреджеонным процессом с участием померонной и "эффективной" реджевских траекторий, второй - обменным процессом с участием пионной реджевской траектории.

Отдельно рассмотрены свойства "сохраняющихся частиц" c , когда частица c тождественна одной из первичных (т.е. $c \equiv a$ или $c \equiv b$) и вылетает в ту же полусферу, что и эта первичная и свойства всех остальных "несохраняющихся" частиц. "Сохраняющиеся" частицы рождаются как во фрагментационных процессах, так и в центральных (например, p в $pp \rightarrow pX$), для "несохраняющихся" частиц доминируют центральные процессы (π^+ в $pp \rightarrow \pi^+ X$). Для "сохраняющихся" частиц инклюзивный спектр в центральной области ($|x| < 0,7$) определяется как:

$$E \frac{d^3 \sigma_c}{d^3 p}^{\text{н.с.}} = \frac{a(1+b|x|c^{s-x_1 s^{0.27}})(1-|x|)^f p_1^2 e^{g|x|}}{(p_1^2 + \mu^2)^d} \quad (2)$$

Для "несохраняющихся" частиц спектр во всей области фейнмановских x записывается в виде двух членов:

$$E \frac{d^3 \sigma_c}{d^3 p}^{\text{н.с.}} = a(1-|x|)^b \left[\frac{s^{c(1+|x|)} p_1^2}{(p_1^2 + 1)^4} e^{-1.3p_1^2} + d \frac{s^{f(1-|x|)} e^{-hp_1^2}}{(|x| + 1)^g} \right] \quad (3)$$

здесь $s = s/s_0$, $p_1 = p_1/p_{10}$, где $p_{10} = 1 \text{ ГэВ}/c$. Для "сшивки" различающихся по своей физической природе кинематических областей (1) и (2) необходим еще дополнительный феноменологический член

$$E \frac{d^3 \sigma_c}{d^3 p}^{\text{доп}} = u s^{\nu} (1-|x|) e^{-5p_1^2} \quad (4)$$

с постоянными u и ν .

Рисунки 1-4 демонстрируют степень согласия полученных выражений с экспериментом. Далее проведен детальный анализ характеристик вторичных частиц и резонансов в неупругих $h-h$ и $h-A$ взаимодействиях.

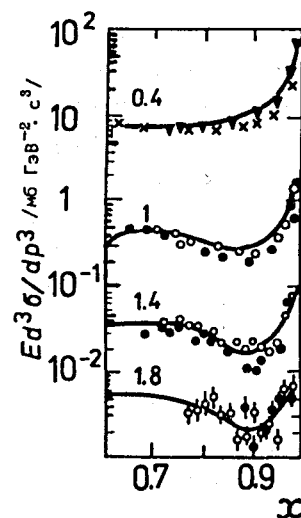


Рис.1. Дифференциальные распределения протонов в неупругих $p-p$ столкновениях для области $x \geq 0,6$, расчет для $E_0 = 1000 \text{ ГэВ}$, точки $\times, \nabla, \bullet, \circ$ - эксперимент 385 ГэВ, 659 ГэВ, 1062 ГэВ, 1482 ГэВ соответственно.

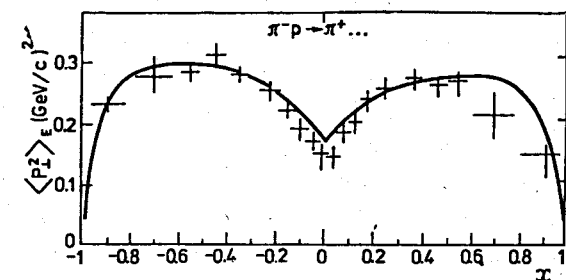


Рис.2. Корреляции величин $\langle p_{\perp}(x) \rangle_B$ и x для π^+ мезонов в π^-p взаимодействиях при $E_0 = 15 \text{ ГэВ}$, кривые - расчет.

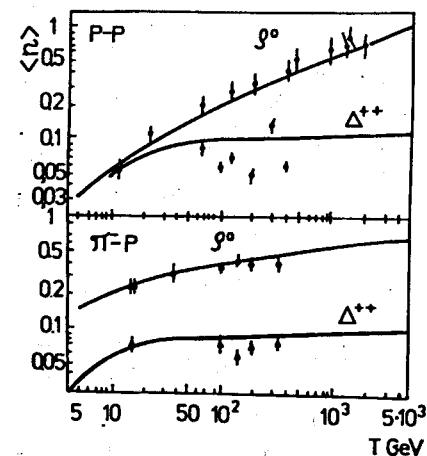


Рис.3. Средняя множественность Δ^{++} и ρ^0 -резонансов в неупругих $p-p$ и π^-p столкновениях. Кривые - расчет по формулам (1)-(4).

Во второй главе с использованием феноменологических выражений, полученных в главе I, проанализированы свойства лидирующих (высокоэнергетических) частиц и способы их выделения, а сделав предположение о механизме фрагментации флуктона, эти выражения были использованы для описания выхода кумулятивных π^+ и K^+ -мезонов на

дейтроне.

Следует различать самые энергичные частицы и лидирующие, образование которых обусловлено особым механизмом, не всегда приводящим к появлению высокоэнергичной частицы. Лидирующие частицы — это сохранившиеся частицы, т.е. имеющие в своем составе все или большую часть валентных кварков налетающей частицы, образующиеся во фрагментационных процессах и имеющие, как правило, большую энергию. По виду инклюзивные распределения для лидирующих частиц более жесткие, чем для всех остальных. В $p-p$ взаимодействиях лидирующими частицами могут быть протоны, нейтроны, Δ -резонансы, а в $\pi-p$ взаимодействиях ими являются пионы того же знака, что и налетающие, нейтральные пионы и мезонные резонансы. Высокоэнергетические нуклоны рождаются преимущественно в узком телесном угле вокруг вектора скорости первичного протона. Мезоны высоких энергий

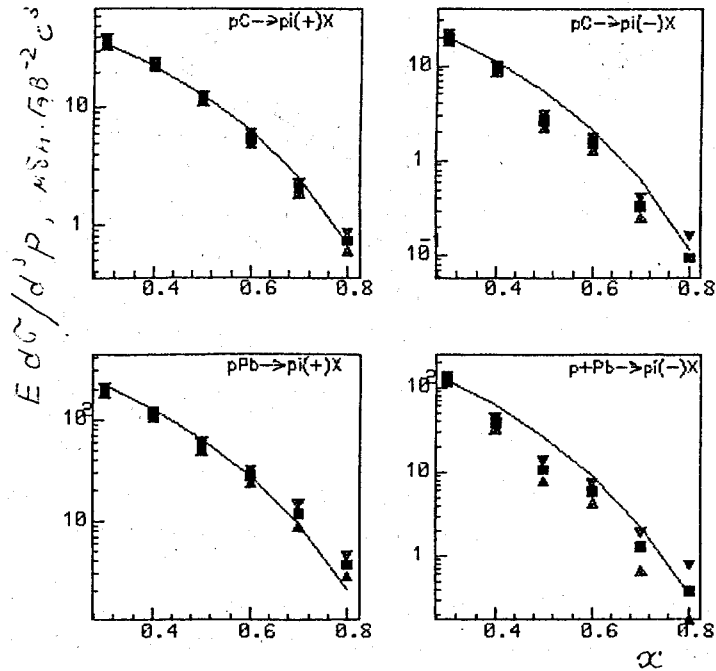


Рис.4. Дифференциальные распределения π^\pm мезонов в $p-A$ столкновениях при энергии $E_0 = 100$ ГэВ и $p_\perp = 0,3$ ГэВ/с, кривые расчет.

также вылетают в узкий угол вокруг направления движения первичной частицы. В $\pi-p$ реакции такие мезоны вылетают, в основном, в направлении движения первичного π -мезона, в обратном направлении вылетает лишь небольшое число частиц.

В таблице приведены значения вероятности того, что самой быстрой вторичной частицей является p , n , или π^- мезон (в %). Расчет сделан для энергии $E_0 = 100$ ГэВ. Как правило, даже в случае $\pi-N$ столкновений, наиболее энергичной частицей оказывается нуклон. Вероятность того, что выделенным по энергии будет π -мезон значительно меньше: в области $E_\pi > 0,5 \cdot E_{max}$ она очень мала.

Взаимодействие	$p-p$	$\pi^- - p$
Частица		
p	$75 \pm 2,5$	$39 \pm 1,5$
n	11 ± 1	$34 \pm 1,5$
π^-	$3 \pm 0,5$	$11 \pm 0,5$
все π	14 ± 1	27 ± 1
$(p+n)/\pi$	$6,1 \pm 0,6$	$2,7 \pm 0,1$

Сделан вывод, что выделение лидирующих частиц по абсолютной и относительной величине кинетической энергии τ приводит к одинаковому результату. Предсказание и экспериментальное обнаружение кумулятивных процессов и последовавшее затем их широкое экспериментальное и теоретическое исследование породили множество моделей для объяснения этого явления. Стандартные модели ферми-движения испытывают трудность в объяснении сравнительно больших сечений рождения кумулятивных частиц и требуют гипотезы о наличии в ядрах многокварковых флуктонов либо короткодействующих малонуклонных корреляций. Спектр кумулятивных адронов $\rho_{A-h}(x, p_\perp)$ в $p-A$ столкновении при малом поперечном импульсе в пренебрежении внутренним поперечным движением кварков внутри ядра можно записать в виде:

$$\rho_{A-h}(x, p_\perp) = \int_x^A T_A(\alpha) \rho_{N-h}\left(\frac{x}{\alpha}, p_\perp\right) d\alpha. \quad (5)$$

$T_A(\alpha)$ - распределение нуклонов в ядре. Многокварковые флуктуации дают вклад в высокоимпульсную часть ($\alpha > 1$) функции $T_A(\alpha)$. Если

предположить, что структурная функция ядра не сводится к структурной функции нуклона, то, привлекая гипотезу о наличии в ядре многокварковых конфигураций, $T_A(\alpha)$ можно записать в виде:

$$T_A(\alpha) = \sum_{k=1}^A P_k^A T_k(\alpha), \quad (6)$$

где P_k^A - вероятность $3k$ -кварковой конфигурации (или k -нуклонной корреляции), а $T_k(\alpha)$ - эффективное распределение нуклонов или $3q$ -бесцветных кластеров в таком образовании. Распределение кварков в $3k$ -кварковой бесцветной системе возьмем из модели кварк-глюонных струн:

$$q_k(x) = \int_x^A T_k(\alpha) q_N(x/\alpha) d\alpha \sim x_k^\alpha (1-x_k)^\beta, \quad (7)$$

где $x_k = x/k$, а α и β определяются пересечением реджевских бозонных и нуклонных траекторий. Вид $q_k(x)$ при больших $x > 1$ определяется из реджевского поведения кварковой структурной функции при $x \rightarrow k$.

Окончательно получим

$$T_k(x) = C_k x^{A_k} (k-x)^{B_k},$$

где A_k, C_k определяются условием нормировки функции $T_k(\alpha)$:

$$\int_0^A T_k(\alpha) d\alpha = 1 \quad \int_0^A \alpha T_k(\alpha) d\alpha = 1 - \Delta_k,$$

а величина B_k определяется из сопоставления выражения для структурной функции ядра:

$$F_A(x, Q^2) = \int_x^A T_A(\alpha) F_N\left(\frac{x}{\alpha}, Q^2\right) d\alpha$$

с распределением валентных кварков в $3k$ -кварковой бесцветной системе (7), Q^2 -квадрат переданного четырехимпульса, Δ_k -величина среднего импульса коллективного "моря" в k -кластере. Далее, имея вид $T_A(x)$, можно определить параметры распределения $3q$ -кластеров в дейтоне $T_d(x)$ из фитирования спектров кумулятивных протонов из реакции $pD \rightarrow pX$ при $\frac{1}{2}x_s > 0,8$. Согласно (6)

$$T_d(x) = P_1^d T_1(x) + P_2^d T_2(x), \quad \text{где} \quad P_1^d = 1 - P_2^d.$$

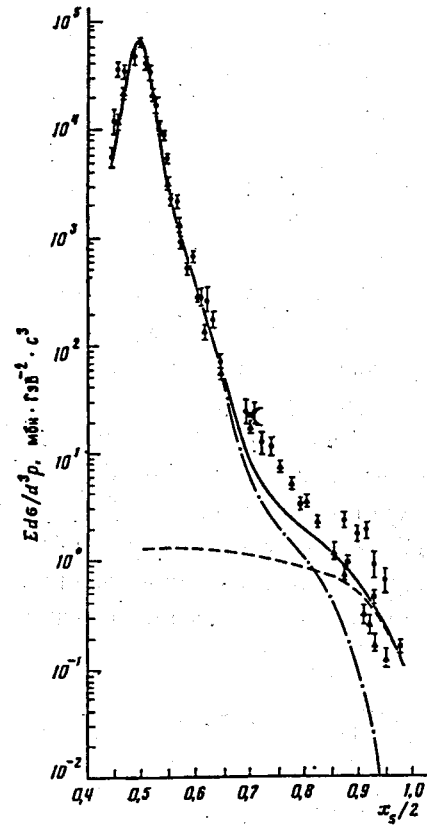


Рис.5. Спектр протонов, испущенных назад в реакции $pD \rightarrow pX$ в зависимости от переменной x_s . Штриховая - вклад флуктонной компоненты с $P_2^D \approx 3.6\%$, штрихпунктирная - вклад спектаторного механизма. Суммарный спектр - сплошная линия. Экспериментальные данные: ●-2.1, ▲-4.5, ■-8.9 ГэВ/нуклон.

Из результатов фитирования экспериментальных данных следует, что

$$\Delta_2 = 0.34, \quad P_2^d = 3.6\%.$$

Для проверки соотношения (5) в случае кумулятивного рождения π^+ и K^+ -мезонов на дейтроне, в качестве $\rho_{N \rightarrow \pi, K}(x) = E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p}$ используем аналитическое выражение (4), полученное в главе I. Согласие расчетных

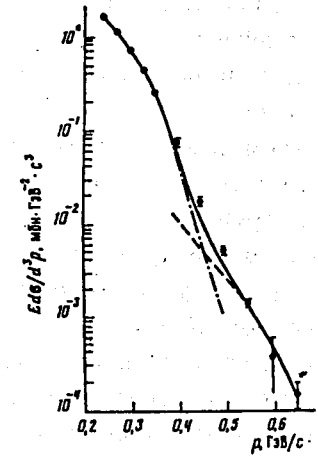


Рис.6. Инвариантное сечение π^+ мезонов, испущенных назад в $pD \rightarrow \pi^+ X$. Штриховая - вклад флуктонной компоненты с $P_2^D = 3.6\%$, штрихпунктирная - полусумма спектров π^+ в $p-n$ и $p-p$ столкновениях с учетом фермидвижения. Суммарный спектр - сплошная линия. Экспериментальные точки при $P_0 = 8.9$ ГэВ/с.

кривых и экспериментальных данных демонстрируется на рис. 5-6.

Далее отмечается особая роль K^- и \bar{p} , содержащих "морские" кварки, в понимании природы различий структурных функций ядра и свободного нуклона.

В третьей главе для анализа инклюзивного рождения адронов и изучения кумулятивного образования частиц применяется модель кварк-глюонных струн. В рамках этой модели предложен новый механизм учета зависимости функций распределения кварков и дикварков и их фрагментации в адроны от их поперечного импульса: вводится последовательное деление внутреннего поперечного импульса в адроне k_{\perp} между кварк-дикварковыми и кварк-антикварковыми струнами. Показывается, что такое деление k_{\perp} дает более сильную зависимость выхода частиц от числа поперечных ливней, чем равномерное. В рамках этого подхода хорошо описываются экспериментальные данные по инклюзивному рождению адронов в $h-N$ и $h-A$ взаимодействиях (рис.7).

Далее развивается модель рождения кумулятивных адронов с большими x и p_{\perp} . Согласно результатам главы II распределение кварков в ядре отличается от их распределения в нуклоне и, если предположить,

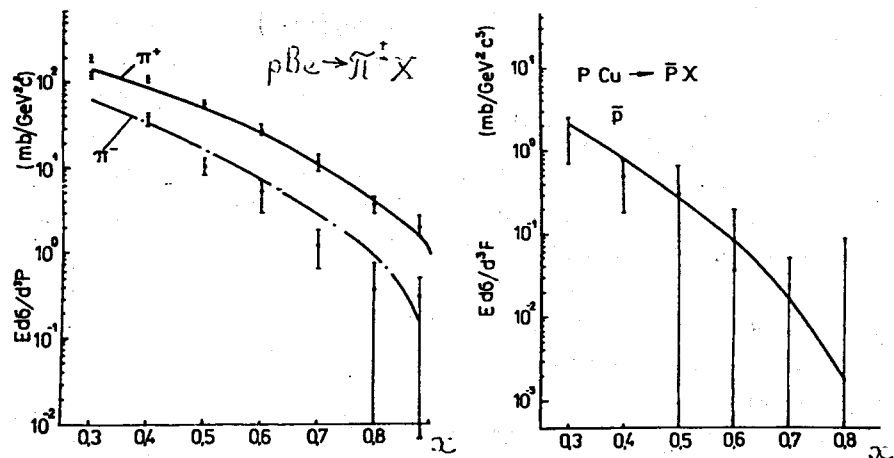


Рис.7. Инвариантный инклюзивный спектр π^{\pm} мезонов и \bar{p} в $pA \rightarrow hX$ взаимодействии при $E_0 = 100$ ГэВ и $p_{\perp} = 0,3$ ГэВ/с, кривые - расчет по модели.

что кумулятивные частицы рождаются на ядрах за счет флуктонного механизма, то кварк каждого кластера в ядре может иметь максимальный импульс, равный импульсу этого k -кластера. Предлагается следующий механизм образования кумулятивных частиц. При взаимодей-

ствии адронов с ядром многокварковые кластеры расщепляются на составляющие кварки и дикварки с поперечными импульсами k_{\perp} не равными 0, которые затем фрагментируют в кумулятивные адроны. Механизм таков, что чем больше кварков в кластере, тем больший k_{\perp} приобретают кварки и дикварки, а значит и средний p_{\perp} кумулятивных адронов будет расти с ростом кумулятивного числа. Вычисленные средние значения квадрата поперечного импульса кумулятивных протонов и π -мезонов хорошо согласуются с экспериментом (рис.8). В отличие от π -мезонов кумулятивные протоны могут образовываться и за счет спекторного механизма, когда $3q$ -система-спектатор, находящаяся в кластере, переходит в кумулятивный протон. Этим объясняется различная зависимость $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ от x у мезонов и протонов. На рис.9 представлены результаты расчета отношения спектров в зависимости от p_{\perp}^2 кумулятивных протонов и π -мезонов при разных x .

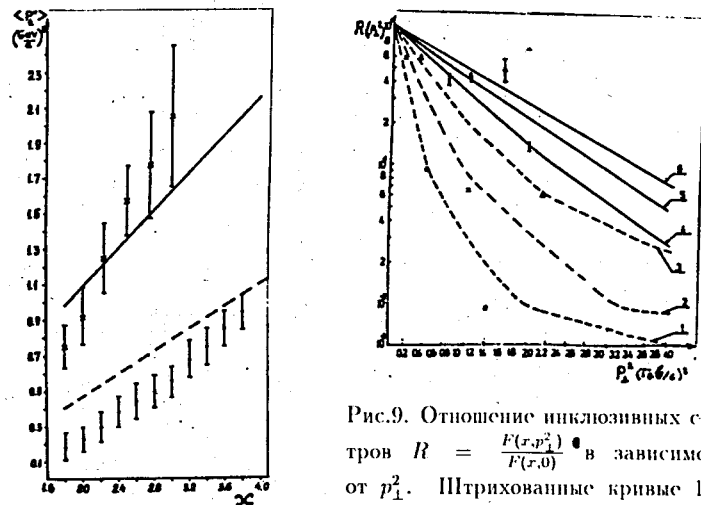


Рис.8. Зависимость $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ кумулятивных протонов (пунктир) и π -мезонов (сплошная) от x . Эксперимент при $P_0 = 10$ ГэВ/с.

Рис.9. Отношение инклюзивных спектров $R = \frac{F(x, p_{\perp}^2)}{F(x, 0)}$ в зависимости от p_{\perp}^2 . Штрихованные кривые 1,2,3 для кумулятивных протонов при $x = 1.8; 2.5; 3.5$ соответственно, сплошные 4,5,6 для мезонов при $x = 2; 2.5; 3$. Эксперимент при $P_0 = 10$ ГэВ/с.

Последний параграф этой главы посвящен анализу спектров кумулятивных K^{\pm} , π^{\pm} -мезонов и \bar{p} в рамках МКГС с учетом возможности возникновения струн, связанных как с валентными, так и "морскими" кварками, включая цепочки странных $s - \bar{s}$ пар. Предполагается су-

существование когерентных многокварковых состояний в ядре с распределением кварков на основе асимптотического реджевского поведения. Показывается, что спектр кумулятивных K^- -мезонов в такой модели имеет поведение похожее на спектр K^+ -мезонов, что наблюдается экспериментально (рис. 10,11).

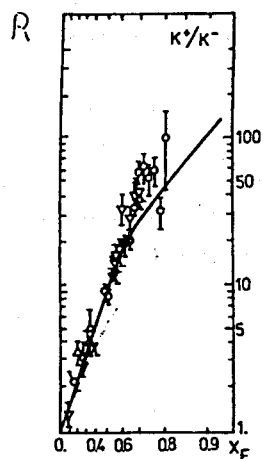


Рис.10. Отношение инклюзивных спектров K^+ и K^- -мезонов, рожденных в p-p столкновениях. Кривая - расчет по модели. Точки \circ, ∇, Δ - эксперимент при $\sqrt{s} = 45$ ГэВ и $\sqrt{s} = 31$ ГэВ.

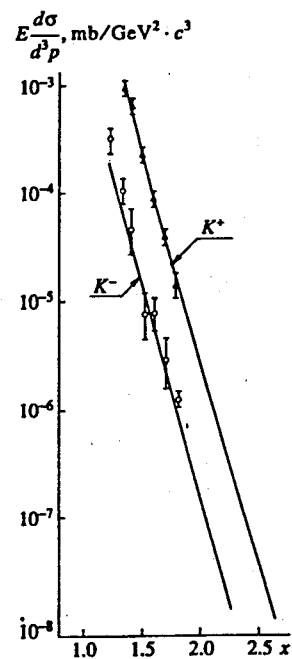


Рис.11. Инклюзивные спектры кумулятивных K^\pm -мезонов, рожденных в p-Be столкновениях при $E_0 = 40$ ГэВ под углом $\Theta = 159^\circ$.

Удалось описать отношения инклюзивных спектров $K^+, K^-(R_2); \pi^-, K^-(R_3)$, которые слабо растут с увеличением x (рис.12), а также сделать предсказание о растущем с x поведении отношений спектров для кумулятивных K^- и \bar{p} (R_4) (рис.13).

В четвертой главе для анализа процессов множественного рождения рассматривается метод статистического моделирования, основанный на полученных в главе I феноменологических выражениях для инклюзивных спектров вторичных частиц. В начале главы дается обзор

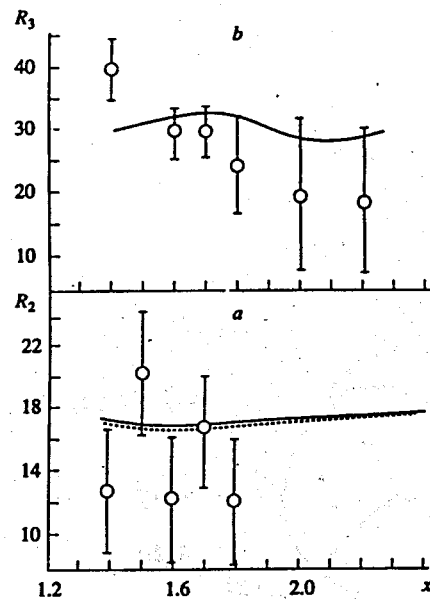


Рис.12. а). Отношение выхода кумулятивных K^+ и K^- -мезонов (R_2) и в). π^- и K^- -мезонов (R_3) от x в p-A столкновениях. Экспериментальные данные при $E_0 = 15 \div 65$ ГэВ; кривые - расчет при $E_0 = 40$ ГэВ.

основных программ-генераторов, использующихся в физике высоких энергий для анализа характеристик множественного рождения в h-h, h-A и A-A взаимодействиях. Приводятся сравнительные характеристики их возможностей. Далее в диссертации подробно описывается способ моделирования неупругих h-h взаимодействий. Описывается программа моделирования и приводятся блок-схемы расчета. Расчет начинается с розыгрыша барионного и электрического зарядов вторичной частицы, затем по ним выбирается соответствующая аппроксимация $E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p}(x, p_\perp, s)$. Для нахождения случайных чисел ξ_1, ξ_2 и ξ_3 (рис.14), с помощью которых будем восстанавливать характеристики эксклюзивного акта, используется метод браковки Фон Неймана.

Область розыгрыша случайных чисел (ξ_1, ξ_2, ξ_3) ограничим кривой $w(x, p_\perp = 0, s) = E \frac{d^3 \sigma}{d^3 p}(p_\perp = 0)$; тогда $\xi_1 = x$ с заданным законом

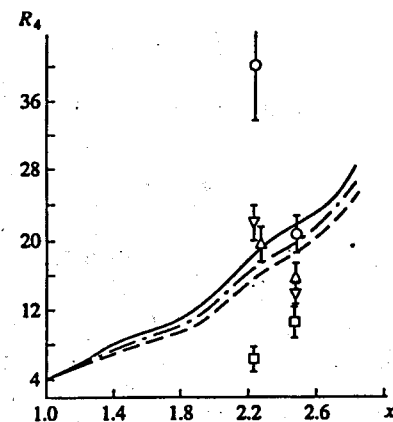


Рис.13. Тоже, что и на рис.12, но для K^- и \bar{p} (R_4), при $E_0 = 10$ ГэВ. Кривые: сплошная для pBe столкновений (\square), штрихпунктирная для pAl (∇) и штриховая для pTa (\circ), Δ -pCu столкновения.

распределения может быть получено решением уравнения

$$\gamma = \int_{-x_{max}}^{\xi_1} w(x, p_{\perp} = 0, s) dx / \int_{-x_{max}}^{+x_{max}} w(x, p_{\perp}, s) dx,$$

где γ - случайное число, равномерно распределенное в интервале $[0, 1]$.

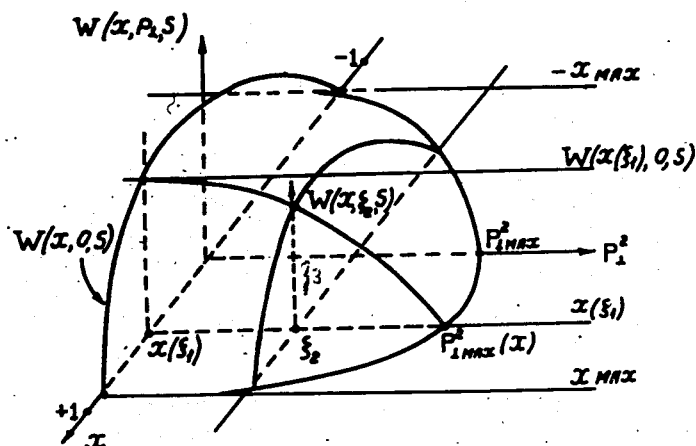


Рис.14.

Следующим шагом является выбор двух случайных чисел ξ_2 и ξ_3 , равномерно распределенных в интервалах $0 \leq \xi_2 \leq p_{1max}^2$ и $0 \leq \xi_3 \leq w(\xi, 0, s)$. Если $\xi_2 > p_{1max}^2(\xi_1)$, то $w(\xi_1, 0, s)$, числа ξ_1 и ξ_2 генерируем снова, если нет, то сравниваем ξ_3 и $w(\xi_1, \xi_2, s)$. В случае, если $\xi_3 > w(\xi_1, \xi_2, s)$, то числа ξ_1, ξ_2, ξ_3 отбраковываем и вся процедура повторяется заново. Таким образом, используя найденные выражения для инклюзивных спектров, шаг за шагом находим импульсы, энергии и углы вылета всех рожденных в неупругом акте частиц. На характеристики двух последних частиц налагаются дополнительные условия с учетом выполнения законов сохранения энергии-импульса и электрического заряда. Число частиц в неупругом акте автоматически фиксируется числом неотбракованных монтекарловских выборок из инклюзивных спектров. Можно сделать расчет более экономным по времени, если использовать для розыгрыша весовые функции или адаптивный генератор случайных чисел SMART, который существенно ускоряет процесс браковки. Программа моделирования позволяет также провести

систематическое изучение свойств высокоимпульсной компоненты вторичных частиц и дать количественные оценки эффекта лидирования. Далее показана возможность моделирования множественных процессов в рамках МКГС. Завершается глава замечаниями о способах учета законов сохранения энергии-импульса при проведении вычислительных экспериментов.

В заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации:

1. Разработан количественный формализм для описания инклюзивного рождения адронов и резонансов в адрон-адронных и адрон-ядерных взаимодействиях.
2. На основе этого формализма проведен анализ свойств лидирующих частиц и способов их выделения.
3. Развита модель предельной фрагментации ядер, в которой получена дейтронная структурная функция и описан спектр кумулятивных π^+ и K^+ -мезонов на дейтроне, имеющих с ядром общие валентные кварки.
4. В рамках модели кварк-глюонных струн разработан механизм учета поперечного движения кварков в сталкивающихся адронах и ядрах.
5. Развита модель рождения кумулятивных адронов с большими η и p_{\perp} , учитывающая гипотезу о существовании в ядрах многокварковых конфигураций. Модель позволяет описать отношения инклюзивных спектров K^+ и K^- ; π^- и K^- и K^- и \bar{p} в зависимости от x .
6. Разработаны, программно реализованы и переданы для эксплуатации пакеты программ для расчета и моделирования характеристик адрон-адронных взаимодействий и рождения лидирующих частиц в рамках феноменологического подхода.
7. В рамках МКГС созданы пакеты программ для расчета инклюзивных спектров адронов и кумулятивных частиц.

Диссертация основывается на следующих опубликованных работах:

1. Н.В.Славин. Программы INSTAR и DIPART (Феноменологическое описание и статистическое моделирование характеристик неупругих N-N и π -N взаимодействий). Деп. публ. ОИЯИ, Б1-2-82-744, Дубна, 1982.
2. V.S.Barashenkov and N.V.Slavin. The "Leading"-particle effect in inelastic N-N and π -N collisions. Acta Physica Polonica, B14, N2, p.89, 1983.
3. В.С.Барашенков, Н.В.Славин. Феноменологическое описание и монте-карловское моделирование множественного рождения частиц в высокоэнергетических N-N и π -N столкновениях. ЭЧАЯ, т.15, с.997, 1984.
4. N.S.Amelin, V.S.Barashenkov, N.V.Slavin. Resonance particle production in inelastic N-N and π -N interactions. Acta Physica Polonica, B16, N1, p.31, 1985.
5. А.В.Ефремов, А.В.Кайдалов, В.Т.Ким, Г.И.Лыкасов, Н.В.Славин. Образование кумулятивных адронов в кварковых моделях фрагментации флуктонов. ЯФ, т.47, с.1364, 1988.
6. Н.В.Славин. Аппроксимация спектров K^\pm мезонов и \bar{p} в p-p столкновениях при высоких энергиях. Сообщения ОИЯИ, P2-88-309, Дубна, 1988.
7. S.Yu.Shmakov, N.V.Slavin, V.V.Uzhinski. New "putting-onto-mass-shell" algorithm. Сообщения ОИЯИ, E2-88-792, Дубна, 1988.
8. А.В.Кайдалов, Г.И.Лыкасов, Н.В.Славин. Transverse momenta of cumulative hadrons and multi-quark configurations in nuclei. Материалы IX Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, т.1, с.271, 1988.
9. Г.И.Лыкасов, Н.В.Славин. Поперечные импульсы адронов в инклюзивных реакциях. ЯФ, т.49, с.1446, 1989.
10. Н.Н.Сергиенко, Н.В.Славин. Программа расчета инклюзивных спектров адронов при высоких энергиях в рамках модели кварк-глюонных струн. Деп. публ. ОИЯИ, Б1-2-90-454, Дубна, 1990.
11. А.В.Ефремов, А.В.Кайдалов, Г.И.Лыкасов, Н.В.Славин. Рождение кумулятивных частиц и модель кварк-глюонных струн. Материалы XI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, Дубна, с.309, 1994.
12. A.V.Efremov, A.V.Kaidalov, G.I.Lykasov, N.V.Slavin. Production of cumulative particles and quark-gluon string model. ЯФ, т.57, N5, с.932, 1994.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 декабря 1995 года.