

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

887/84

13/II-84

P2-83-769

Н.С.Амелин, В.С.Барашенков, Н.В.Славин

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО  
МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ  
ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ  
СОУДАРЕНИЯХ АДРОНОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983



Развиваемая в последние годы кварк-глюонная теория сильных взаимодействий, основанная на топологическом разложении амплитуды, модели струны и цветовой трубки, позволяет понять многочисленные проявляющиеся в эксперименте аналогии в структуре конечных адронных состояний для мягких и жестких процессов и дать наглядную партонную интерпретацию неупругих столкновений адронов при энергиях  $T \gg 1 \text{ ГэВ}^{\text{ж}}$ .

Если в амплитуде столкновений двух частиц ограничиться только планарными и цилиндрическими диаграммами, отвечающими в  $t$ -канале обмену полюсами Редже и померона,  $A = A_R + A_P$  (более сложные диаграммы важны лишь при очень высоких энергиях), то можно считать, что в момент соударения адронов происходит один из двух процессов: 1) аннигиляция медленных валентных кварков с образованием одной кварк-глюонной струны, 2) цветовая перезарядка - обмен глюонами с образованием двух кварк-глюонных струн. Струны разрываются рождающимися вакуумными кварк-антикварковыми парами, образуя линии конечных адронов (мы не рассматриваем барион-антибарионные соударения, где осуществляется похожий, но несколько более сложный процесс<sup>жк</sup>).

Подобный механизм адрон-адронных взаимодействий может быть моделирован методом Монте-Карло, что позволяет определить характеристики всех недифракционных частиц, удовлетворяющие законам сохранения<sup>жк</sup>.

ж) Мы будем пользоваться обозначениями:  $T$  - кинетическая энергия налетающего адрона с массой  $M$  в лабораторной системе координат,  $E = T + M$ ,  $s^{1/2}$  - полная энергия сталкивающихся частиц,  $P_1$  и  $P_2$  - продольная и поперечная компоненты импульса частицы (относительно направления движения первичного адрона),  $\chi = 2P_1 s^{-1/2}$ ,  $\gamma$  - быстрота частицы,  $\chi = \gamma / \rho$ , где  $\rho$  - импульс адрона,  $q$  - импульс содержащегося в нем кварка или дикварка,  $z = P_q / q_q$  - отношение продольных адрона и фрагментирующего кварка (дикварка).

жк) Модель не учитывает дифракционного рождения частиц, которое дает значительный вклад в столкновения с малой множественностью. Моделирование этого процесса возможно на феноменологической основе.

По сравнению с опубликованными в литературе полуинклюзивными расчетами (см., например, <sup>12/</sup>), эксклюзивная реконструкция акта адрон-адронного столкновения открывает значительно большие возможности для детального сопоставления с экспериментом различных предположений об особенностях кварк-глюонного механизма адронных взаимодействий.

Планарные диаграммы дают вклад только для неэкзотических (в смысле  $S$ -канального обмена) реакций и его можно выделить по полному сечению мезон-нуклонных взаимодействий, если параметризовать энергетическую зависимость сечения в виде

$$\sigma_{tot} = \sigma_p + \sigma_R / \sqrt{s}, \quad (I)$$

где  $\sigma_p$  и  $\sigma_R$  - сечения, соответствующие обмену померонами и реджеонами. Такая параметризация справедлива до выхода сечений на плато при высоких энергиях; при еще больших энергиях сохраняются лишь цилиндрические диаграммы.

В планарном случае мезон-нуклонных взаимодействий тип кварков (антикварков) и дикварков на концах струны, уносящих весь адронный импульс, определяется видом самой диаграммы (см. рис. I). Для процессов с померонным обменом, когда образуются две кварк-глюонные струны, будем предполагать, что кварки (антикварки) имеют равную, не зависящую от их аромата, вероятность оказаться на концах струны и определенное распределение по доле адронного импульса  $U(x)$ . Поперечным движением кварков в быстром адроне можно пренебречь.

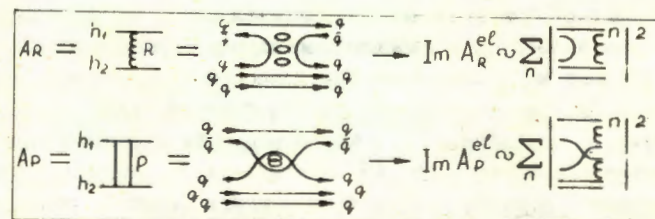
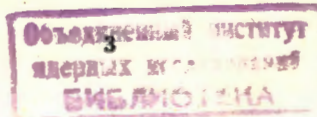


Рис. I.

Кварковая структура реджевской  $A_R$  и померонной  $A_P$  амплитуд взаимодействия адронов  $h_1$  и  $h_2$ .

Вероятность обнаружить на конце струны дикварк с определенным значением спина и изоспина определяется условием, что сталкивающиеся и рождающиеся адроны принадлежат основным состояниям 35- и 56-мультиплетов группы  $SU(6)$ . Если предположить, что дикварк в процессе взаимодействия сохраняет свой спин и изоспин, и учесть, что полная волновая функция трех барионных кварков, зависящая от унитарных, спиновых и пространственных переменных, симметрична, то можно определить спи-



новые и изотопические состояния дикварка в начальном барионе (барионах) и найти конечные барионные состояния.

Импульсные распределения кварков (антикварков) в мезоне и нуклоне можно найти, рассматривая реджевскую асимптотику пион-нуклонного рассеяния в направлении вперед и назад за счет вторичных полюсов Редже (далее мы ограничимся рассмотрением только  $N-N$  и  $\pi-N$  взаимодействий) /3/

$$u_q^B(x) = \rho_0^B x^{-1/2} (1-x)^{3/2}, \quad (2)$$

$$u_q^M(x) = \rho_0^M x^{-1/2} (1-x)^{-1/2}, \quad (3)$$

где  $\rho_0^B$  и  $\rho_0^M$  - постоянные, определяемые условием нормировки,

$$\int_0^1 u_q^B(x) dx = \int_0^1 u_q^M(x) dx = 1. \quad (4)$$

При этом считается, что кварки несут в себе "облако" глюонов и морских  $q\bar{q}$ -пар<sup>\*</sup>.

Сумма импульсов кварка и дикварка равна импульсу нуклона

$$\int_0^1 [u_q^B(x) + u_{q\bar{q}}^B(x)] x dx = 1, \quad (5)$$

где

$$u_{q\bar{q}}^B(x) = u_q^B(1-x). \quad (6)$$

Разрыв образующихся в адрон-адронном соударении струны происходит путем независимой фрагментации находящихся на ее концах кварков (антикварков) или дикварков в наблюдаемые адроны. Для моделирования свойств этих адронов мы воспользовались способом, предложенным в работе /5/: когда в системе центра масс струны быстрый кварк  $a$  с импульсом  $P_a$  летит в направлении  $z$ , то на его пути цветовое поле рождает кварк-антикварковую пару  $b\bar{b}$ . Антикварк  $\bar{b}$  вместе с кварком  $a$  объединяются в мезон  $a\bar{b}$ , а оставшийся кварк  $b$  объединяется с антикварком из следующей пары и т.д. (см. рис.2). Импульсы рождающихся мезонов определяются функцией плотности вероятности перехода кварка  $a$  в мезон  $a\bar{b}$  с долей импульса фрагментирующего кварка  $z_{a\bar{b}} = 1-\eta$ . В соответствии с работой /5/ мы воспользовались для этой функции выражением

\* Моделирование распределений вида  $p(x) = \rho_0 x^\alpha (1-x)^\beta$  удобно выполнять методом обратной функции /4/. Искомое значение  $x$  при этом определяется алгебраическим уравнением  $\xi = \int_0^x p(x) dx \equiv \rho_0 x^\alpha \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^n}{(\alpha+n+1)n!} \prod_{k=0}^{n-1} (k-\beta) + \rho_0 \frac{x^\alpha}{1+\alpha}$ , где  $0 \leq \xi < 1$  - равномерно распределенное случайное число,  $N$  - достаточно большое целое число. Уравнение решается интерполяцией с использованием таблицы заранее рассчитанных пар точек  $(x_n, \xi_n)$ , где  $\xi_n = \int_0^{x_n} p(x) dx$ .

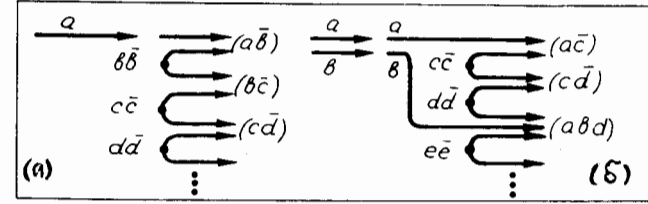


Рис.2.

Схема фрагментации кварка и дикварка в адроны.

$$f_q(\eta) = 1 - \alpha + 3\alpha\eta^2, \quad (7)$$

где параметр  $\alpha = 0,77$ .

Описанный способ расчета фрагментации подсказывается струнными моделями, непосредственно рассматривающими разрыв струны путем рождения  $q\bar{q}$ -пар из вакуума в постоянном поле /6/, и приводит к согласующимся с опытом функциям фрагментации в процессах  $e^+e^-$ -аннигиляции.

Мы учитывали лишь три основных кварка  $u, d$  и  $s$  и предполагали, что обладающие разными значениями ароматов  $q\bar{q}$ -пары рождаются с относительными весами

$$P_{u\bar{u}} : P_{d\bar{d}} : P_{s\bar{s}} = 1 : 1 : \gamma,$$

где медленно растущий с энергией фактор подавления странных частиц  $\gamma(T)$  изменяется в пределах  $0,22 < \gamma(T) < 0,5$ .

Кварки и антикварки с равными вероятностями могут объединяться в псевдоскалярные и векторные мезоны

$$P_{S=0} : P_{S=1} = 1 : 1. \quad (9)$$

Если образовавшийся мезон - изоскаляр, то учитывалось смешивание  $u\bar{u}$ ,  $d\bar{d}$  и  $s\bar{s}$ -пар с углами  $\theta = 45^\circ$  для псевдоскалярных и  $\theta = 90^\circ$  для векторных мезонов.

Хотя  $q\bar{q}$ -пары рождаются с нулевым суммарным поперечным импульсом, импульс кварка  $P_1$  и антикварка  $-P_1$  разыгрывались по распределению

$$W_q(P_1) = \exp(-P_1^2/\sigma^2) / \pi\sigma^2 \quad (10)$$

с параметром  $\sigma = 0,35$  ГэВ/с /5/. Поперечный импульс рождающегося адрона равен сумме поперечных импульсов составляющих его кварков.

Фрагментация дикварка моделируется аналогичным образом. Проще всего это было сделать, пренебрегая структурой дикварка, однако такое приближение противоречит данным по глубоководупругому лептон-нуклонному рассеянию /7/. Используемая нами процедура иллюстрируется на рис.2б. Дикварк  $ab$  с вероятностью  $P_{ab}$  переходит в мезон (мы считали  $P_{ab} = 0,5$ ) и с вероятностью  $1 - P_{ab}$  в барион. Предпо-



лагалось, что образующийся в первом случае новый дикварк сохраняет спин и изоспин старого дикварка, за исключением дикварков, состоящих из кварков одинаковых ароматов. В этом случае новый дикварк имеет спин и изоспин равными 1. Импульсы рождающихся мезонов  $a\bar{c}$ ,  $c\bar{a}$  и т.д. и бариона  $abd$  разыгрываются, соответственно, по распределени-

$$f_{qq}^M(\eta) = 4\eta^3 \quad (I1)$$

$$f_{qq}^B(\eta) = 2\eta. \quad (I2)$$

Квантовые числа бариона однозначно определяются квантовыми числами дикварка и рождающихся мезонов.

Во всех кинематических величинах учитывались массы кварков и дикварков:  $m_u = m_d = 0,3$  ГэВ,  $m_s = 0,5$  ГэВ;  $m_{uu} = m_{dd} = 0,45$  ГэВ,  $m_{us} = m_{ds} = 0,5$  ГэВ;  $m_{ss} = 0,7$  ГэВ.

Следует заметить, что на практике значительно удобнее пользоваться переменными светового конуса вместо продольного импульса и энергии. Эти величины, обозначаемые  $W_{\pm} = p_{\parallel} + E$ , где  $E$  - энергия рассматриваемой частицы, являются инвариантными относительно лоренцевых преобразований вдоль направления  $p_{\parallel}$ , а переменные  $x$  и  $z$  интерпретируются как соответствующие доли этих величин. Однако при этом получается бесконечное число адронов с малыми значениями  $W$  и, следовательно, большими отрицательными импульсами  $p_{\parallel}$  (адроны вылетают в сторону, противоположную движению начального кварка или дикварка). Чтобы исключить ненаблюдаемые на опыте частицы с  $p_{\parallel} \sim 0$ , процесс фрагментации должен обрываться при некотором  $W = W_{min}$ . Феноменологический параметр  $W_{min}$  можно определить из сравнения высот расчетного и экспериментального быстроечных распределений рождающихся частиц, которые весьма чувствительны к его величине. Полученное таким образом значение  $W_{min} = 0,9$  ГэВ оказывается пригодным для описания лобых частиц в  $\pi$ - $N$ - и  $N$ - $N$ -столкновениях (рис.3).

Описанный способ расчета процессов перехода кварка и дикварка в адроны приводит к функциям фрагментации, хорошо согласующимся с экспериментом. Для кварка это показано ранее в работе /5/, а для дикварка иллюстрируется рис.4.

Обрывая расчет фрагментации условием  $W > W_{min}$ , мы оставляем неспаренные кварки. Их можно использовать для того, чтобы образовать два адрона и путем соответствующего определения их кинематических характеристик удовлетворить закону сохранения энергии и продольного импульса (поперечная компонента импульса при нашем способе моделирования сохраняется автоматически). В случае цилиндрической диаграммы два адрона получаются путем объединения оставшихся на концах струн кварков. В планарном случае дополнительно рождается еще одна  $q\bar{q}$ -пара.

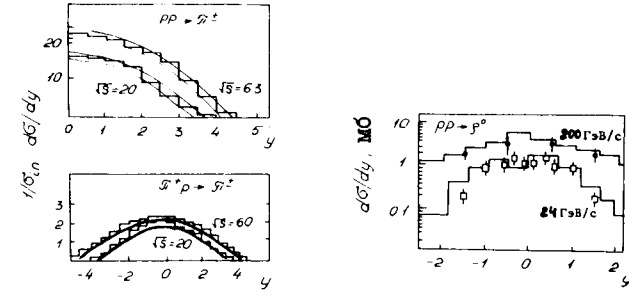


Рис.3.

Быстротные распределения вторичных частиц в неупругих столкновениях адронов при различных энергиях. Гистограммы - расчет при  $W = 0,9$  ГэВ. Экспериментальные кривые и точки для  $p$ - $p$  взаимодействия взяты из работ /8-11/. Кривые для  $\pi^+$ - $p$ - взаимодействия - аппроксимация экспериментальных данных с помощью формул из /12/.

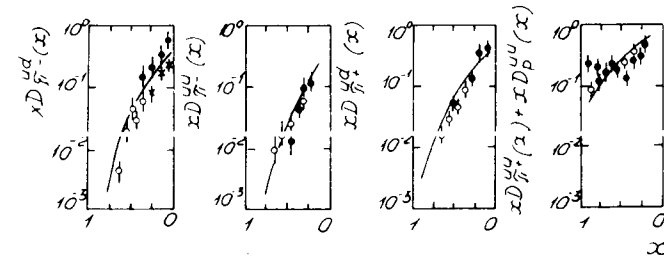


Рис.4.

Функции фрагментации дикварков различных типов. Кривые - расчет. Экспериментальные точки  $\circ$ ,  $\bullet$ ,  $\times$  взяты из работы /7/ и относятся, соответственно, к  $pp$ -,  $\sqrt{s}p$ - и  $\mu p$ - взаимодействиям.

Объединение и генерирование кварков производится в соответствии с описанной выше процедурой фрагментации. Неоднозначность распределения энергии и продольного импульса между двумя адронами устраняется подбором подгоночного параметра исходя из условия минимального искажения импульсных и энергетических распределений рожденных адронов. Такое искажение существенно при небольших энергиях, когда всё рассмотрение становится проблематичным.

Образовавшиеся при столкновениях адронов резонансы могут распадаться. Для отношения вероятностей каналов распада мы воспользовались дан-

ными работы<sup>/13/</sup>. Предполагалось, что двухчастичные распады происходят изотропно в системе их центра масс. Трехчастичные распады рассчитывались через два следующих друг за другом двухчастичных.

С помощью метода Монте-Карло рассматриваемая модель позволяет определить все характеристики каждого отдельного адрон-адронного столкновения, то есть генерировать набор "звезд", которые далее можно обрабатывать по тем же правилам, что и соответствующие экспериментальные "звезды".

В работах<sup>/14-15/</sup> описан весьма эффективный способ эксклюзивного расчета неупругих столкновений адронов на основе феноменологических предположений о свойствах адрон-адронных взаимодействий. Наш способ отличается тем, что основан на феноменологических предположениях, относящихся к более глубокому, кварковому уровню. Предположения, использованные в работах<sup>/14-15/</sup>, при этом получаются как следствие. В нашем подходе используются всего лишь два "адронных" параметра - отношение двух компонент полного сечения, соответствующих планарным и цилиндрическим графам топологического разложения  $\sigma_R/\sigma_P$ , и параметр, определяющий высоту плато быстрого распределения  $W_{min}$ .

О том, насколько точно наш способ описывает эксперимент, можно судить из приведенных ниже данных.

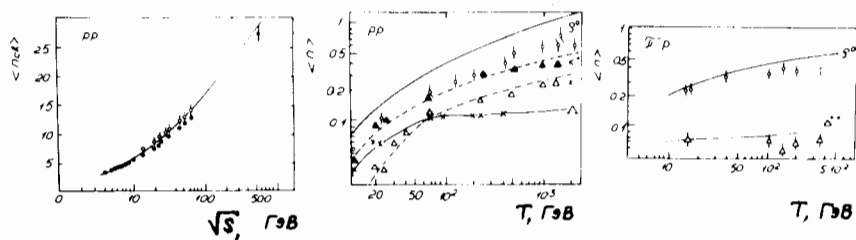


Рис.5.

Средняя множественность частиц, рождающихся в неупругих столкновениях протонов и  $\pi$ -мезонов с протонами. Кривые - расчет. Экспериментальные точки взяты из работ<sup>/16-25/</sup>. См. также<sup>/12,25,26/</sup>, где представлена подробная библиография для  $\langle n_{ch} \rangle$  -соответственно с учетом и без учета вклада дифракционных процессов.

Рис.5 показывает, как согласуются расчетные и экспериментальные значения основной характеристики неупругих взаимодействий при высоких энергиях - средней множественности вторичных частиц различных типов. Для суммарной множественности заряженных частиц  $\langle n_{ch} \rangle$ , состоящих в основном, из протонов и пионов, хорошее согласие имеет место в широком интервале энергии  $T$  от десятков до сотен тысяч ГэВ (если учитывать точку при  $\sqrt{s} = 500$  ГэВ, полученную в опытах со встречными пучками). Наш расчет не включает дифракционных процессов, однако, как видно из рис.5, где для сравнения приведены экспериментальные значения с учетом и без учета этих процессов, их вклад в  $\langle n_{ch} \rangle$  невелик.

В пределах экспериментальных погрешностей с опытом согласуются также отдельные компоненты  $\langle n_{ch} \rangle$  - множественности  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  - мезонов и странных частиц. Хуже согласие для протонов (табл.1), что связано с необходимостью более детального описания процесса фрагментации дикварка (учета эффекта лидирования с сохранением квантовых чисел налетающей частицы). Для резонансных частиц расчетные и экспериментальные значения совпадают с точностью до коэффициента  $\approx 1,5$ , хотя имеется возможность более точной подгонки параметров. Отметим, что моделирование взаимодействий методом<sup>/14-15/</sup> при  $T \approx 100$  ГэВ завышает выход  $\rho$  и  $\Delta$  в несколько раз<sup>/27/</sup>.

Таблица I.

Средняя множественность протонов в неупругих p-p столкновениях

T, ГэВ	$\langle n_p \rangle$	
	Расчет	Опыт <sup>*</sup>
10	1,4	1,35±0,1
10 <sup>2</sup>	1,2	1,42±0,1
10 <sup>3</sup>	1,0	1,40±0,1

\* ) Аппроксимация известных экспериментальных данных по формулам из работ<sup>/12/</sup>.

Рис.6-8 иллюстрирует хорошее согласие с опытом двойных дифференциальных распределений переменных  $x$  и  $p_t$ . Некоторое расхождение имеет место лишь для барионов в области  $|x| \approx 1$ . Характер этого расхождения зависит от того, является барион сохраняющейся частицей или нет<sup>\*</sup>.

\* ) Сохраняющейся называется частица, имеющая те же квантовые числа и вылетающая в ту же полусферу, что и начальная.

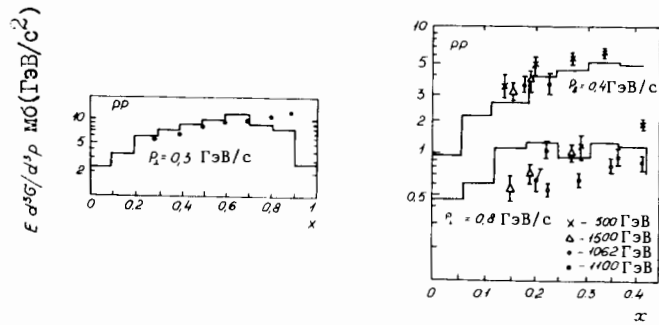


Рис.6.

Дифференциальные распределения протонов в неупругих  $p-p$  столкновениях при заданном значении поперечного импульса  $p_{\perp}$ . Гистограммы рассчитаны при энергиях  $T = 100$  ГэВ и  $T = 1000$  ГэВ, соответственно для  $p_{\perp} = 0,3$  ГэВ/с,  $p_{\perp} = 0,4$  и  $0,8$  ГэВ/с. Экспериментальные точки при различных значениях  $T$  взяты из работ /28,29/.

Спектр сохраняющихся частиц ниже экспериментального. Это объясняется тем, что, во-первых, в нашей модели не учтены дифракционные частицы, концентрирующиеся как раз в области  $|x| \approx 1$ , во-вторых, неточным моделированием свойств барионов, в частности, лидирующая, что связано, например, с предположением о равновероятном, независимом от аромата выборе взаимодействующего кварка в сталкивающихся барионах. В случае  $p-p$  взаимодействий последнее приводит к тому, что средняя энергия рождающихся протонов при  $T > 100$  ГэВ заметно меньше экспериментальной (табл.П) и мало отличается от энергии нейтронов, что противоречит экспериментальным данным /32/.

Таблица П.

Отношение расчетного и экспериментального значений средней кинетической энергии протонов, рождающихся в неупругих  $p-p$  столкновениях

$T, \text{ГэВ}$	$\langle \mathcal{E}_p \rangle_{\text{теор}} / \langle \mathcal{E}_p \rangle_{\text{эксп}}^*)$
10	1,4
10	0,85
$5 \cdot 10^2$	0,62
$10^3$	0,62

\*  $\langle \mathcal{E}_p \rangle_{\text{эксп.}}$  рассчитано по аппроксимационным формулам из работ /12/.

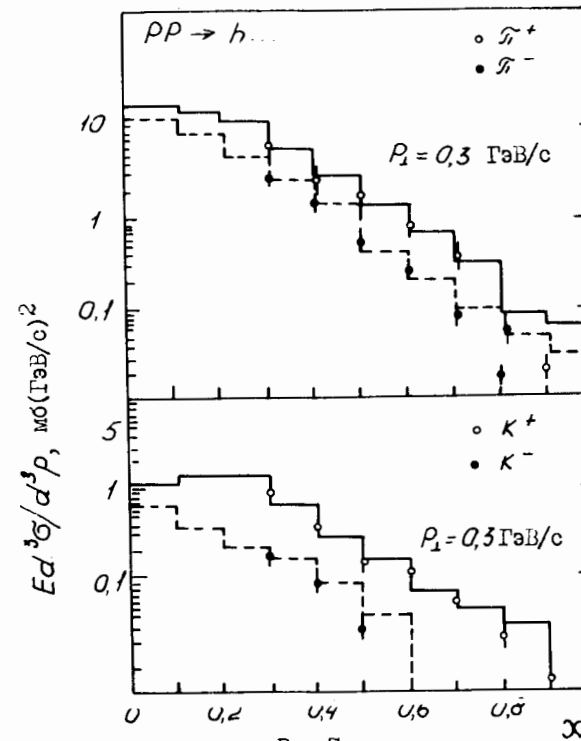


Рис.7.

Дифференциальные распределения мезонов в неупругих  $p-p$  столкновениях при  $T = 100$  ГэВ и заданном значении поперечного импульса  $p_{\perp}$ . Гистограммы – расчет. Экспериментальные точки из работы /28/.

Спектр несохраняющихся барионов (например,  $\Delta^{++}$ -частиц, см. рис.9), наоборот, завышен в области  $|x| \approx 1$ . В этом отношении наша модель близка к модели Левченко и Николаева /27/.

На рис.10 и в табл.Ш собраны данные о поперечных импульсах рождающихся частиц. Теория и эксперимент хорошо согласуются при изменении сечений на три порядка величины.

Из приведенных данных следует, что при  $T > 10$  ГэВ наша модель достаточно хорошо описывает основные характеристики неупругих взаимодействий адронов и может служить основой как для дальнейшего усовершенствования теории, так и для прикладных расчетов, например, связанных с распространением высокоэнергетических частиц в веществе.

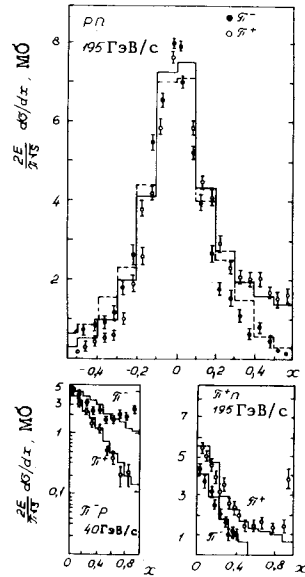


Рис.8. Дифференциальные распределения  $\pi$ -мезонов в неупругих  $p$ - $n$  и  $\pi$ - $p$  столкновениях. Гистограммы - расчет. Экспериментальные точки взяты из работ /30,31/. Указаны значения импульсов налетающих частиц.

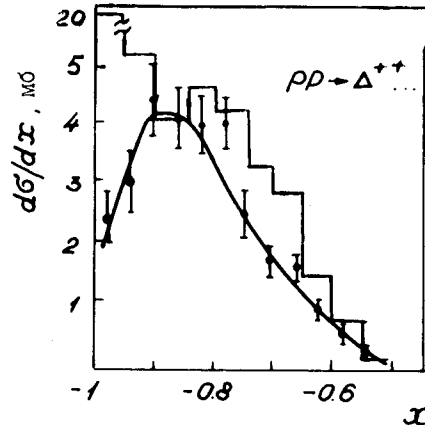


Рис.9. Дифференциальные сечения инклюзивного рождения  $\Delta^{++}$ -частиц в  $p$ - $p$  столкновениях при  $T=68$  ГэВ и передаваемых импульсах  $|t| \leq 0.8$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Гистограммы-расчет. Пунктир-аппроксимация экспериментальных точек из работы /18/ по формулам работы /33/.

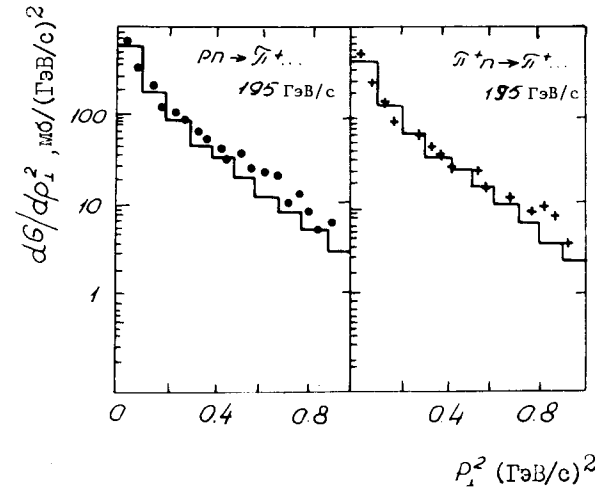


Рис.10.

Распределения поперечных импульсов рождающихся  $\pi$ -мезонов. Гистограммы-расчет, экспериментальные точки из работы /30/.

Таблица III.

Средний поперечный импульс частиц в неупругих  $p$ - $p$  столкновениях  $\langle p_1 \rangle$  (ГэВ/с)

T, ГэВ	протоны		$\pi^\pm$ -мезоны	
	расчет	опыт*)	расчет	опыт*)
10	0,21	0,30	0,27	0,30
$10^2$	0,35	0,41	0,34	0,33
$5 \cdot 10^2$	0,45	0,42	0,37	0,33
$10^3$	0,46	0,44	0,37	0,33

\*) Аппроксимация экспериментальных данных по формулам работ /12/.

Программа моделирования написана на языке фортран и задействована на ЭВМ БЭСМ-6 и CDC-6500. Время расчета тысячи  $p$ - $p$  столкновений менее 1 мин и медленно увеличивается с ростом энергии T.

Авторы благодарны М.Г.Мещерякову за обсуждение результатов.



### Литература

1. Capella A., Sukhatme U.P., Tran Thanh. Van J. Z. Physik, 1980, v.C3, p.329.
2. Proc. of the europsychics study conf. (Erice, Italy), 1981.
3. Кайдалов А.Б. ЯФ, 1981, т.33, с.1369.
4. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Статистическое моделирование, "Наука", М., 1982.
5. Field R.D., Feynman R.P. Nucl. Phys., 1978, v.B136, p.1
6. Andersson B., Gustafson G., Peterson C.Z. Physik, 1979, v.C1, p.105.
7. Sukhatme U.P., Lassila K.E., Orava R., Phys. Rev., 1982, D25, p.2975.
8. Thome W. et al. Nucl. Phys., 1977, v.B129, p.365.
9. Bökmann K. et al. Nucl. Phys., 1980, v.B166, p.284.
10. Singer R. et al. Phys. Lett, 1976, v.B60, p.385.
11. Blobel V. et al. Phys. Lett, 1974, v.B48, p.73.
12. Barashenkov V.S., Slavin N.V. Acta Physica Polonica, 1981, v.B12, p.563, 951, 959.
13. Particle Data Group, Phys. Lett 75B(1978), p.1
14. Левченко Б.Б., ЯФ, 1981, т.34, с.853.
15. Левченко Б.Б., Николаев Н.Н. ЯФ, 1982, т.36, с.453.
16. Higgins P.D. et al. Phys. Rev., 1979, v.D19, p.65.
17. Dao F.T. et al. Phys. Riv. Lett., 1979, v.30, p.34.
18. Амосов В.В. и др. ЯФ, 1978, т.24, с.59.
19. Ward R. et al. Nucl. Phys., 1978, v.B141, p.203.
20. Kichimi H. et al. Phys. Rev., 1979, v.D20, p.37.
21. Drijard D. et al. Z. Physik, 1981, v.C9, p.293.
22. Rossi A.M. et al. Nucl. Phys., 1975, v.B84, p.269.
23. Shouten M. et al. Z. Physik., 1981, v.C9, p.93.
24. Suzuci A. et al. Lett. Nuovo Cim., 1979, v.24, p.449.
25. Гришин В.Г. Инклюзивные процессы в адронных взаимодействиях при высоких энергиях. М., Атомиздат, 1982.
26. Giacomilli G. Preprint IFUB 82/23, Bologna, 1982.
27. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P2-83-324, Дубна, 1983.
28. Barton D.S. Phys. Rev., 1983, v. D27, p.1980.
29. Mück M.J. et al. Report DESY; F1-72/1, 1972.
30. Eisenberg L. et al. Nucl. Phys., 1979, v.B154, p.239.
31. Абдурахимов А.У. и др. ЯФ, 1973, т.18, с.545.
32. Barashenkov V.S., Slavin N.V. Acta. Phys. Pol., 1983, v.B14, p.89.
33. Амелин Н.С., Барашенков В.С., Славин Н.В. ОИЯИ, P2-83-656, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 ноября 1983 года.

Амелин Н.С., Барашенков В.С., Славин Н.В. P2-83-769  
Моделирование методом Монте-Карло множественного рождения частиц при высокоэнергетических соударениях адронов

Предложен статистический метод эксклюзивного расчета неупругих адрон-адронных взаимодействий при высоких энергиях, основанный на образовании и разрыве кварк-глюонных струн. Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Amelin N.S., Barashenkov V.S., Slavin N.V. P2-83-769  
Monte-Carlo Simulation of Multiple Production at High Energy Hadron Collisions

Statistical method is proposed for exclusive simulation of high energy inelastic hadron-hadron interactions. It is based on the production and breaking of quark-gluon strings. The calculation results agree well with the experimental data.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой