

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2 86 361

А.М.Задорожный, В.В.Ужинский, С.Ю.Шмаков

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОСТАВЛЯЮЩИХ КВАРКОВ
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СОУДАРЕНИЯХ

Направлено в Оргкомитет
XXIII Международной конференции
по физике высоких энергий
/Беркли, США, июль 1986 г./

1986

I. Введение

Развитие теории адрон-адронных (hh) и адрон-ядерных (hA) взаимодействий вместе с успехами, достигнутыми в разработке математического аппарата расчетов различных характеристик ядро-ядерных (АВ) реакций, позволяют в настоящее время сформулировать достаточно простые схемы эксклюзивного описания неупругих АВ-столкновений при высоких энергиях. Необходимость построения таких схем диктуется как задачей интерпретации имеющегося фактического материала, так и проблемой определения фоновых условий экспериментов по поиску кварк-глюонной плазмы, странной материи и т.д. В качестве базиса построения могут быть выбраны различные теоретические предпосылки. Однако представляется наиболее перспективным использовать подходы, основанные на представлениях о составной кварк-глюонной структуре адронов. Они позволяют не только описывать статические свойства адронов, но и перейти к единообразному рассмотрению процессов множественной генерации частиц в различных типах взаимодействий. Ниже мы представим схемы, построенные в духе модели каскада лидирующего адрона^{/1-3/} и модели аддитивных кварков (см. ссылки в обзорах^{/4-6/}), развитых в теории адрон-ядерных взаимодействий.

Модель каскада лидирующего адрона (МКЛ) в hA -соударениях представляет собой обобщение глауберовской эйкональной теории энергетических потерь частиц в квазиупругом адрон-ядерном рассеянии^{/7-10/}. Обоснованность ее применения к описанию неупругих hA -взаимодействий в общем случае представляется спорной, так как модель не учитывает конечности времени формирования вторичных частиц и допускает "мгновенное" формирование лидирующего адрона. Тем не менее ее эвристическая ценность заключена в том, что она не предполагает знания структуры элементарных частиц. То есть она является "нулевым" приближением теории. Кратко основные положения модели сводятся к следующему:

а) налетающий (лидирующий) адрон может неупруго взаимодействовать с нормальным сечением с произвольным числом внутриядерных нуклонов, ограниченным только массовым числом ядра - A ;

б) возможные взаимодействия вторичных, малоэнергетических адронов с ядром-остатком не приводят к существенному изменению характеристик рожденных частиц.

Вероятность P_{ν} ν -кратного соударения лидера определяется глауберовским выражением:

$$P_{\nu} = N_{\nu} / \sum_{i=1}^A N_i, \quad (1)$$

$$N_{\nu} = C_A^{\nu} \int d^2b [\sigma T(\vec{b})]^{\nu} \left(1 - \frac{\sigma T(\vec{b})}{A}\right)^{A-\nu},$$

$$T(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\sqrt{b^2 + z^2}) dz,$$

в котором b - прицельный параметр, σ - неупругое адрон-нуклонное сечение, ρ_A - плотность ядра. Эксклюзивное описание адрон-ядерных взаимодействий достигается тем, что в первом из ν -столкновений моделируется неупругое рассеяние налетающего адрона на нуклоне ядра. Во втором - генерируется конечное состояние в неупругой реакции нуклона ядра с наиболее быстрым адроном или барионом (в системе покоя ядра) из первого взаимодействия. При моделировании третьего используется нуклон ядра и быстрый адрон или барион из второго соударения и т.д. В соответствии с этими двумя возможностями будем различать модель каскада энергичных частиц (МКЭЧ) и модель каскада барионов (МКБ).

Аддитивная кварковая модель (см. ссылки в^{4-6/}) исходит из представлений о том, что кварки и глюоны в адронах сгруппированы в составляющие кварки, число которых конечно (два - мезоны, три - барионы). Далее предполагается, что в упругом рассеянии адронов не доминируют многократные перерассеяния составляющих кварков. Поэтому в неупругих hh -соударениях взаимодействуют, в основном, по одному составляющему кварку из каждого адрона. В случае адрон-ядерных реакций допускается, что составляющие кварки независимо друг от друга взаимодействуют с разными нуклонами ядра, при этом вероятность того, что будут "затронуты" ν кварков из Q имеющихся в адроне равна^{11/}

$$P_{\nu} = C_Q^{\nu} \int d^2b [1 - e^{-\sigma_{qN} T(\vec{b})}]^{\nu} e^{-(Q-\nu) T(\vec{b})} / \int d^2b [1 - e^{-\sigma T(\vec{b})}], \quad \sigma_{qN} \approx \frac{\sigma}{Q}. \quad (2)$$

Составляющие кварки в результате столкновения с нуклонами ядра "рассыпаются" на точечные кварки-партоны. Партоны группируются в составляющие кварки, которые в последующем рекомбинируют с рожденными кварками в адроны. Весь процесс формирования протекает за конечное

время. Если адроны формируются внутри ядра, то возможны их дальнейшие взаимодействия.

Поскольку как адрон-адронные, так и адрон-ядерные взаимодействия с этой точки зрения есть некоторый набор соударений составляющих кварков, вполне естественно каскад соударений составляющих кварков в hA -реакциях представить в виде некоторой последовательности hh -столкновений, что и было предложено в работе^{12/}. Согласно версии АКМ, сформулированной в^{12/}, взаимодействие первого кварка моделируется неупругим рассеянием налетающего адрона на нуклоне ядра. Взаимодействие второго - реакцией быстрого адрона из первого акта с другим нуклоном ядра. Третьего - реакцией быстрого адрона из второго акта с третьим нуклоном ядра¹⁾. Учет конечности длины формирования адронов и их вторичных взаимодействий позволяет достичь впечатляющего согласия расчетов^{12,13/} с экспериментальными данными. Без учета вторичных взаимодействий предсказания АКМ и МКЛ практически совпадают.

В заключение этого раздела заметим, что формально выражение (2) представляет собой вероятность ν -кратного соударения частицы, сечение которой после каждого взаимодействия уменьшается на величину σ_{qN} . Поэтому выбор числа взаимодействующих кварков в АКМ может быть осуществлен по модифицированному методу "максимального сечения"^{14/}, включающего:

1. Определение числа возможных соударений частицы с постоянным сечением по распределению (1).
2. Упорядочение по времени (по координатам ядерных нуклонов) всех возможных соударений.
3. Определение истинного числа соударений. (Первое всегда имеет место. Второе происходит с вероятностью $(\sigma - \sigma_{qN})/\sigma$. Третье - с вероятностью $(\sigma - 2\sigma_{qN})/\sigma$, если было второе, или с вероятностью $(\sigma - \sigma_{qN})/\sigma$, если второго не было и т.д.). Истинное число соударений и дает число провзаимодействовавших составляющих кварков²⁾.

Таким образом, первой задачей теории ядро-ядерных реакций, необходимой для эксклюзивного описания рожденных частиц как в рамках АКМ и МКЛ, так и в схемах, основанных на идее дуально-топологической унитаризации^{16,17/}, было получение аналога выражения (1).

1) Данный пункт, на наш взгляд, сформулирован в работе^{12/} недостаточно четко.

2) Интересно отметить, что из этой интерпретации логически следует вывод о переходе АКМ в МКЛ при $Q \rightarrow \infty$, на который было обращено внимание в работе^{15/}.

2. Вычисление сечений (вероятностей) различных процессов
в неупругих ядро-ядерных реакциях

Исходя из глауберовского выражения для амплитуды упругого ядро-ядерного рассеяния^{/18-20/}, нетрудно получить выражение для сечения процессов с рождением новых частиц:

$$\sigma_{AB}^{prod} = \int d^2b \left\{ 1 - \prod_{i=1}^A \prod_{j=1}^B [1 - \sigma P_{ij}] \right\} \times \left[\prod_{i=1}^A \frac{T_A(\vec{s}_i)}{A} d^2s_i \right] * \left[\prod_{j=1}^B \frac{T_B(\vec{t}_j)}{B} d^2t_j \right] = \int d^2b \Gamma(\vec{b}), \quad (3)$$

$$\sigma P_{ij} = \sigma P(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{t}_j) = \gamma(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{t}_j) + \gamma^*(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{t}_j) - \gamma(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{t}_j) \gamma^*(\vec{b} - \vec{s}_i + \vec{t}_j),$$

в котором $\gamma(\vec{b})$ - амплитуда упругого NN-рассеяния в представлении прицельного параметра. Используя далее вероятностную интерпретацию^{/21,22/} или технику реджевских разрезов^{/23/}, можно представить σ_{AB}^{prod} в виде суммы сечений различных процессов. Например, считая, что P_{ij} не зависит от σ , имеем^{/24/}:

$$\sigma_{AB}^{prod} = \sum_{\nu=1}^{AB} \sigma_{\nu}, \quad (4)$$

$$\sigma_{\nu} = \frac{(-\sigma)^{\nu}}{\nu!} \frac{d^{\nu}}{d\sigma^{\nu}} \int d^2b \left[\prod_{i=1}^A \prod_{j=1}^B (1 - \sigma P_{ij}) \right] \times \left[\prod_{i=1}^A \frac{T_A(\vec{s}_i)}{A} d^2s_i \right] \left[\prod_{j=1}^B \frac{T_B(\vec{t}_j)}{B} d^2t_j \right],$$

где σ_{ν} - дает сечение процесса с ν неупругими нуклон-нуклонными взаимодействиями.

В частности,

$$\sigma_1 = \int d^2b \left[\sum_{l=1}^A \sum_{k=1}^B \sigma P_{lk} \prod_{\substack{k=1 \\ (k\ell) \neq (l,j)}}^A \prod_{\ell=1}^B (1 - \sigma P_{k\ell}) \right] \times \left[\prod_{k=1}^A \frac{T_A(\vec{s}_k)}{A} d^2s_k \right] * \left[\prod_{\ell=1}^B \frac{T_B(\vec{t}_\ell)}{B} d^2t_\ell \right], \quad (5)$$

$$\sigma_2 = \int d^2b \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^A \sum_{k=1}^B \sigma^2 P_{ik} P_{jk} \prod_{\substack{\ell=1 \\ (\ell,m) \neq (i,k), (j,k)}}^A \prod_{m=1}^B (1 - \sigma P_{\ell m}) + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^A \sum_{\substack{j,k=1 \\ j \neq k}}^B \sigma^2 P_{ij} P_{ik} \prod_{\substack{\ell=1 \\ (\ell,m) \neq (i,j), (i,k)}}^A \prod_{m=1}^B (1 - \sigma P_{\ell m}) + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^A \sum_{\substack{k,\ell=1 \\ k \neq \ell}}^B \sigma^2 P_{ik} P_{j\ell} \prod_{m=1}^A \prod_{n=1}^B (1 - \sigma P_{mn}) \right\} \times \left[\prod_{i=1}^A \frac{T_A(\vec{s}_i)}{A} d^2s_i \right] * \left[\prod_{j=1}^B \frac{T_B(\vec{t}_j)}{B} d^2t_j \right]$$

Сопоставим процессам, дающим вклад в σ_1 , совокупность диаграмм типа рис.1^{/22,24/}, на которых горизонтальными линиями представлены нуклоны ядра B, вертикальными - нуклоны ядра A, а точками - функции σP_{ij} .

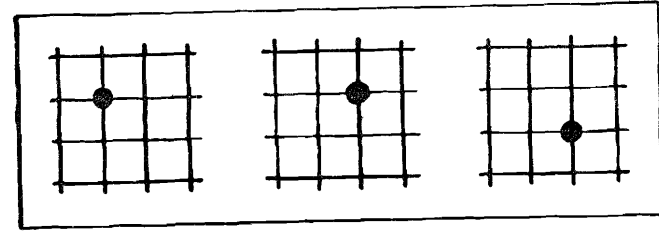


Рис.1. Диаграммы однократного рассеяния.

Аналогично процессы, дающие вклад в σ_2 , можно представить диаграммами рис.2. Диаграмма 2a(2b) соответствует реакции, в которой один нуклон ядра B(A) последовательно сталкивается с двумя нуклонами ядра A(B). Диаграмма 2c - описывает "параллельные" NN-взаимодействия.

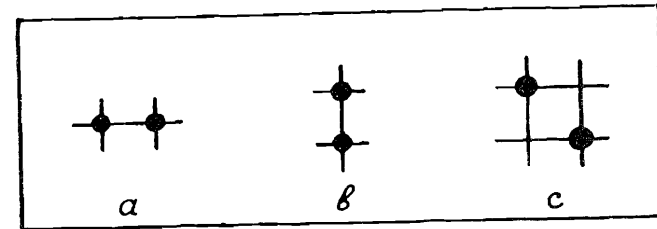


Рис.2. Диаграммы двукратного рассеяния.

Подобным образом диаграммы третьего порядка представляют "параллельные" процессы (рис.3с, d, e), реакции, имеющие аналоги в hA -рассеянии (рис.3а, б), и реакции, не имеющие аналога в неупругих адрон-ядерных столкновениях (рис.3ф).

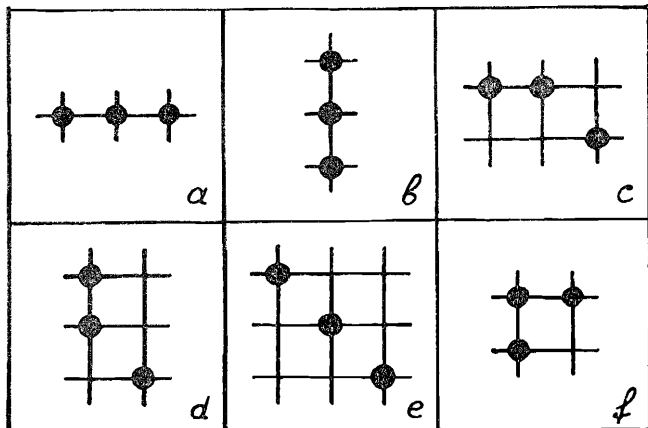


Рис.3. Диаграммы трехкратного рассеяния.

Для вычисления сечений всевозможных процессов подобного рода представляется разумным использовать не прямое разложение (3), как это делалось в /22,24/ (см. формулы (5)), а метод статистического усреднения /25/, включающего 3):

- а) "розыгрыш" прицельного параметра по распределению $\Gamma(\vec{b})$ (см. соотношение (3));
- б) определение координат нуклонов ядер А и В по распределениям ρ_A и ρ_B ;
- в) определение числа возможных неупругих взаимодействий (i - нуклон ядра А может провзаимодействовать с j -нуклоном ядра В с вероятностью σP_{ij});
- г) коррекцию числа неупругих столкновений, связанную с возможными процессами дифракционной диссоциации (с вероятностью $\sigma_{dif. dis.} / \sigma$ столкновение может быть дифракционным, в этом случае оно бракуется);
- д) для моделирования в рамках АКМ необходимо провести упорядочение взаимодействий по времени и дополнительную коррекцию числа неупругих соударений (см. п. I).

3) Примеры вычислений сечений см. в /25,26/.

Однократное применение предлагаемого алгоритма дает множество пар индексов взаимодействующих нуклонов ядер А и В, зная которое, можно моделировать конечное эксклюзивное состояние.

Отметим, что наиболее сложным является вычисление $\Gamma(\vec{b})$. При больших А и В можно воспользоваться результатами дважды-оптического или древесного приближения /27,28/:

$$\Gamma(\vec{b}) = 1 - e^{-S(T_A, T_B, \sigma)}, \quad (6)$$

$$f(T_A, T_B, \sigma) = \frac{1}{\sigma} \int d^2s \sum_{m,n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{m+n}}{m! n!} m^{n-1} n^{m-1} x^m y^n = \quad (7)$$

$$= x + y - u - z - uz,$$

$$x = \sigma T_A(\vec{s}), \quad y = \sigma T_B(\vec{b} - \vec{s}),$$

$$\begin{cases} u = y e^{-z} \\ z = x e^{-u} \end{cases}$$

При малых А и В наиболее эффективным остается метод стохастического усреднения /25/.

3. Моделирование конечных эксклюзивных состояний

При заданной конфигурации столкновений ядерных нуклонов для моделирования в рамках МКЛ требуется дополнительно определить временной порядок взаимодействий. Дело в том, что различные временные последовательности приводят к разным результатам. Например, в реакции, представленной диаграммой рис.3ф, в зависимости от порядка соударений возможны пять процессов (см. рис.4).

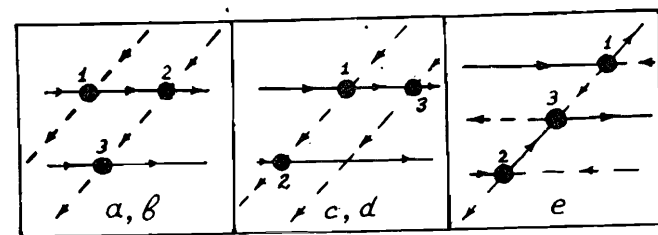


Рис.4. Различные последовательности взаимодействий в процессе, представленном диаграммой рис.3.

Их характеристики и вклады в различных кинематических областях рожденных частиц различны. Поэтому в зависимости от того или иного способа упорядочения взаимодействий возможны разные результаты. В МКЛ можно было бы снять этот вопрос, если бы энерговыделение в каждом акте неупругого NN -рассеяния было малым, тогда каждое столкновение происходило бы при одной и той же энергии. Однако известно, что в неупругих NN -взаимодействиях энерговыделение не мало. Следовательно, нарушается исходный постулат модели. Поскольку обосновать справедливость МКЛ в этом случае не представляется возможным, невозможно обосновать тот или иной принцип упорядочения взаимодействий по времени.

В АКМ на уровне столкновений составляющих кварков временной порядок не существен. При имитации же кварк-кварковых соударений адрон-адронными этот вопрос снова возникает. Таким образом, принцип упорядочения взаимодействий по времени прямо связан с той или иной реализацией идеи кварк-адронной дуальности. Трудность решения последнего вопроса побудила нас принять предположение о равновероятности любых временных последовательностей взаимодействий.

Далее, для генерации эксклюзивных состояний hh -взаимодействиях мы использовали метод Николаева-Левченко^{/29/} и модель работы^{/30/}. Поскольку модель Николаева - Левченко не приспособлена к описанию мезон-мезонных соударений, она была модернизирована в духе основных идей АКМ. Решение всех этих вопросов позволило успешно моделировать эксклюзивные состояния в неупругих ядро-ядерных взаимодействиях.

На рис.5 представлены расчетные и экспериментальные распределения по множественности отрицательно заряженных частиц в неупругих взаимодействиях $\alpha\alpha$ -частиц при $\sqrt{S_{NN}} = 31,2$ ГэВ. Как видно, теоретические и экспериментальные значения находятся в разумном согласии, за исключением области малых множественностей. "Завал" кривых при $n^- < 4$ вызван тем, что мы не учитывали процессов дифракционной диссоциации. Интересно отметить, что на данном уровне затруднительно сделать выбор между различными моделями, то есть распределение по полной множественности отрицательно заряженных частиц в $\alpha\alpha$ -взаимодействиях не является достаточно информативной характеристикой.

Более интересно распределение по множественности частиц в центральной области^{/3/}. Сравнение расчетов и экспериментальных данных (см. рис.6) позволяет исключить из дальнейшего рассмотрения модель каскада энергичных частиц. В основном же предсказания АКМ и МКБ согласованы между собой. Существенные отличия наблюдаются в области $n_c > 20$, где кривые резко устремляются вниз. Причина расхождения теоретических и экспериментальных значений становится ясной при анализе быстротных распределений. На рис.7 и 8 представлены распределения отрицательно и положительно заряженных частиц в $\alpha\alpha$ -

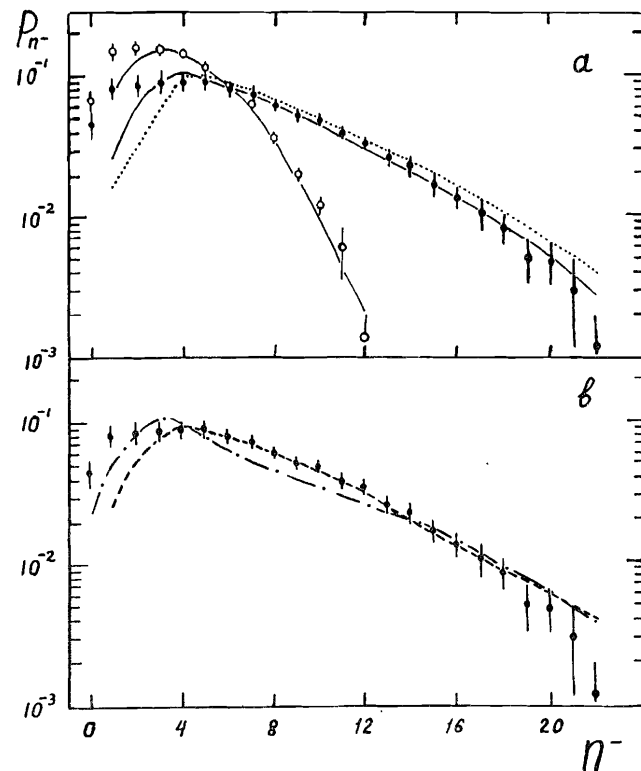


Рис.5. Распределение по множественности отрицательно заряженных частиц в $\alpha\alpha$ - и pp -взаимодействиях (темные и светлые точки соответственно) при $\sqrt{S_{NN}} = 31,2$ ГэВ. Сплошная кривая и пунктирная - расчет по АКМ с использованием алгоритмов работ^{/12/} и^{/30/} соответственно. Штриховая и штрихпунктирная кривые - расчет в МКБ и МКЭЧ с использованием алгоритмов работы^{/12/}.

взаимодействиях. Как видно, в центральной области наблюдается превышение расчетных величин над экспериментальными. Отчасти это связано с недостаточно сильным эффектом лидирования частиц, что наиболее заметно проявляется в распределении положительно заряженных частиц (см. рис.7). Более детальный анализ выявляет зависимость расхождения от множественности частиц в мезон-мезонных и мезон-барийонных взаимодействиях. Дело в том, что в АКМ множественность в мезон-мезонных и мезон-барийонных соударениях выше, чем в барийон-барийонных столкновениях при одном и том же значении \sqrt{S} . Именно поэтому при $y^* = 0$

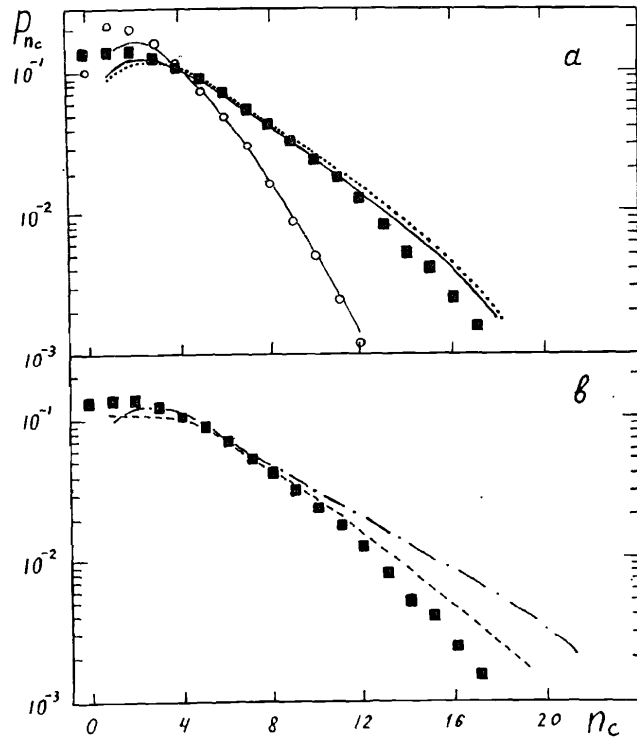


Рис.6. Распределение по множественности частиц, рожденных в центральной области. Обозначения – те же, что и на рис.5.

$(dn^-/dy)_{\alpha\alpha} / (dn^-/dy)_{pp} \approx 1,85$, что значительно превышает число кварк-кварковых соударений (1,47). Это обстоятельство непосредственно связано с реализацией идеи кварк-адронной дуальности.

Указанная причина не объясняет расхождения экспериментальных величин и расчетов по МКБ. Поэтому даже на данном этапе можно исключить МКБ.

4. Заключение

Использование результатов глауберовской эйкональной теории неупругих ядро-ядерных взаимодействий и привлечение эффективных алгоритмов моделирования адрон-адронных столкновений позволило создать монтекарловскую программу генерирования эксклюзивных состояний в ядро-ядерных соударениях. Проведенные на ее основе расчеты пока-

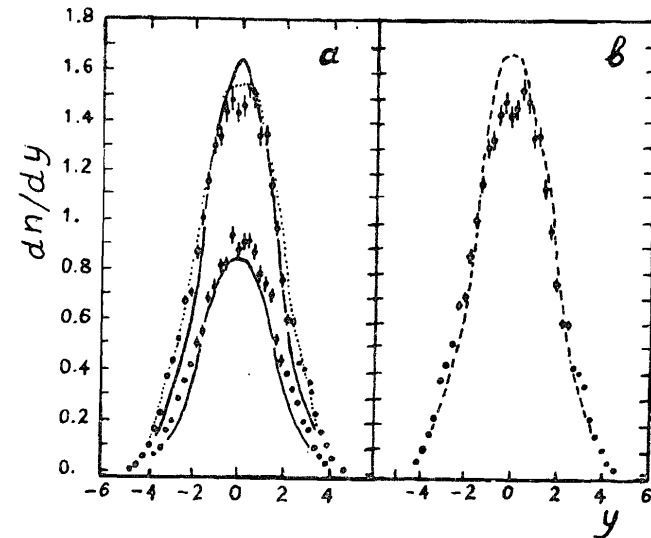


Рис.7. Быстротное распределение отрицательно заряженных частиц. Обозначения – те же, что и на рис.5.

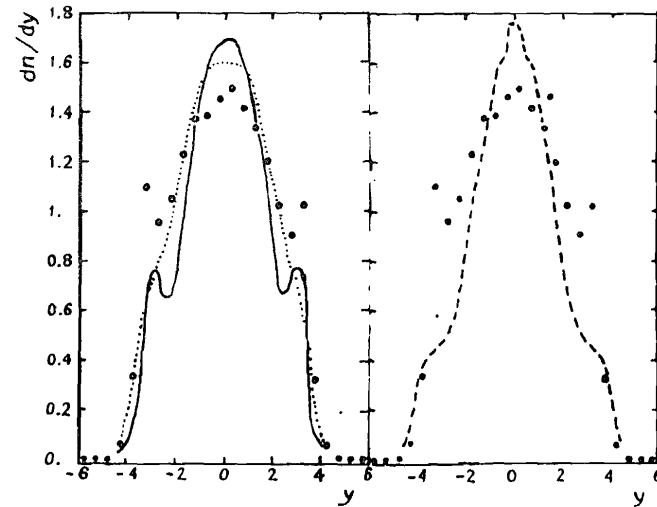


Рис.8. То же, что и на рис.7, но для положительно заряженных частиц.

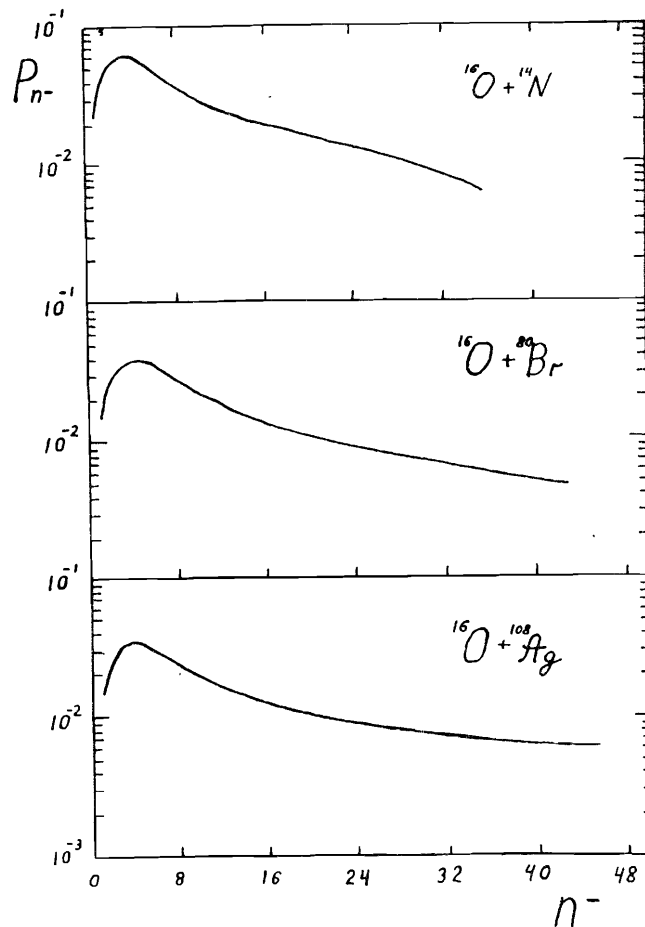


Рис.9. Распределение по множественности отрицательно заряженных частиц во взаимодействии ^{16}O с ядрами фотоэмульсии при энергии 200-А ГэВ.

зывают, что модель каскада лидирующего адрона не может претендовать на описание основного объема экспериментальных данных по $\alpha\alpha$ -взаимодействиям при $\sqrt{S_{NN}} = 31,2$ ГэВ. Более успешно справляется с этой задачей аддитивная кварковая модель. Однако для улучшения согласия ее предсказаний с экспериментом требуется более корректная реализация идеи кварк-адронной дуальности, нежели предложенная в работе [12].

В данной ситуации давать прогнозы несколько рискованно, тем не менее на рис.9 мы приводим расчеты по АКМ для предстоящих экспериментов CERN .

Литература

- I. Gottfried K. In: Proc. of 5th Int. Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure; Uppsala, 1974, p.79; Preprint CERN, TH/1735, 1973.
2. Kinoshita J., Minaka A., Sumiyoshi H. Prog. Theor. Phys., 1979, v. 61, p. 165.
3. Алавердян Г.Б. и др. ЯФ, 1980, т.31, с.1342; ОИЯИ, P2-12536, E2-12822, Дубна, 1979.
4. Анисович В.В., Кобринский М.Н., Нири Ю., Шабельский Ю.М. УФН, 1984, т.144, с.5Е3.
5. Николаев Н.Н. УФН, 1981, т.134, в.3, с.369.
6. Шабельский Ю.М. ЭЧАЯ, 1981, т.12, в.5, с.1070.
7. Kofoed-Hansen O. Nucl. Phys., 1973, B54, p. 42.
8. Klovning A., Kofoed-Hansen O., Schlipman K. Nucl. Phys., 1973, v. B54, p. 29.
9. Алавердян Г.Б., Тарасов А.В., Ужинский В.В. ОИЯИ, P2-7875, Дубна, 1973; ЯФ, 1977, т.25, с.666.
10. Алавердян Г.Б. и др. ЯФ, 1980 т.31, с.776.
- II. Anisovich V.V., Shabelski Yu.M., Shekhter V.N. Nucl. Phys., 1978, v. B133, p. 477.
12. Левченко Б.Б., Николаев Н.Н. ЯФ, 1983, т.37, с.1016.
13. Левченко Б.Б., Николаев Н.Н. ЯФ, 1985, т.42, с.1255.
14. Coleman W.A. Nucl. Sci. Eng., 1968, v.32, p.76.
15. Браун В.М., Шабельский Ю.М. ЯФ, 1983, т.37, с.379.
16. Capella A. J. Tran Thanh Van. Z.Phys., 1981, C10, p.249.
17. Ranft J., Ritter S. Z.Phys.C. - Particles and Fields, 1985, v.27, p.569.
18. Franco V. Phys. Rev. 1968, v.175, p.1376.
19. Kofoed-Hansen O. Nuovo Cim., 1969, v.60a, p.621.
20. Czyz W., Maximon L.C. Ann. of Phys. (N.Y.), 1969, v.52, p.59.
21. Faldt C., Pflkuhn H., Schlaide H.G. Ann. of Phys. (N.Y.) 1974, v.82, p.326.
22. Uzhinskii V.V. Preprint JINR, E2-81-219, Dubna, 1981.
23. Нелипа Н.Ф., Духов А.Е. Востник МГУ, сер. физика, астрономия, 1980, т.21, в.5, с.71.
24. Uzhinskii V.V. Preprint JINR, E2-82-426, Dubna, 1982.

25. Задорожный А.М., Ужинский В.В., Шмаков С.Ю. ЯФ, 1984, т.39, с.1155.
26. Omboо Z., Uzhinskii V.V. Preprint JINR, E2-83-250, Dubna, 1983.
27. Андреев И.В., Чернов А.В. ЯФ, 1978, т.28, с.477.
Андреев И.В., Хейн Л.А. ЯФ, 1978, т.28, с.1499.
28. Пак А.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1978, т.28, с.314; ЯФ, 1979, т.30, с.102.
29. Левченко Б.Б., Николаев Н.Н. ЯФ, 1982, т.36, с.453.
30. Амелин Н.С., Барашенков В.С., Славин Н.В. ЯФ, 1984, т.40, с.1560.
31. Faessler M.A. CERN-EP/84-64, Geneva, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 июня 1986 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги,
если они не были заказаны ранее.

Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказ на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Задорожный А.М., Ужинский В.В., Шмаков С.Ю. P2-86-361
Взаимодействие составляющих кварков
в ядро-ядерных соударениях

Представлен алгоритм моделирования эксклюзивных состояний в неупругих ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях, основанный на представлениях аддитивной модели составляющих кварков и глауберовских выражениях для сечений различных процессов. Проведено сравнение расчетов с экспериментальными данными по α -взаимодействиям при $\sqrt{s_{NN}} = 31,2$ ГэВ. Даны предсказания для взаимодействия ядер 160 с ядрами фотоэмульсии при энергии 200·А ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод авторов

Zadorozhny A.M., Uzhinskii V.V., Shmakov S.Yu. P2-86-361
Interaction of Constituent Quarks
in Nucleus-Nucleus Collisions

An algorithm for simulation of exclusive states in inelastic nucleus-nucleus reactions based on the additive quark model and Glauber expressions for crosssections of various processes is proposed. Comparison of calculated and experimental data on α -interaction at $\sqrt{s_{NN}} = 31.2$ GeV is carried out. Predictions for interactions of 160 nuclei with nuclei of emulsion at the energy 200 GeV per nucleon are given.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1986