



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-253

P2-95-253

В.В.Ужинский*, А.С.Пак¹

СИСТЕМАТИЧЕСКОЕ СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ
ПО КАСКАДНО-ИСПАРИТЕЛЬНОЙ МОДЕЛИ
С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ
О МНОЖЕСТВЕННОСТЯХ РОЖДЕННЫХ ЧАСТИЦ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЯДЕР
С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ
ПРИ ЭНЕРГИЯХ 3,1—3,5 ГэВ/нуклон

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*E-mail: uzhin@lcta9.jinr.dubna.su

¹Институт физики высоких энергий АН Казахстана, Алма-Ата

1 Введение

В настоящее время считается, что рождение частиц в центральной области в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях $E/A \geq 5-10$ ГэВ происходит путем образования и фрагментации кварк-глюонных струн. Рождение частиц в областях фрагментаций ядер и разрушение ядер трактуется как результат каскадирования частиц, медленных в системах покоя соответствующих ядер. Поэтому для описания последнего процесса часто используют подход каскадно-испарительной модели (КИМ), забывая о ее генетических недостатках. К ним относятся:

- пренебрежение квантовыми эффектами и, в частности, интерференцией в процессах рассеяния рожденных частиц;
- предположение о том, что процесс рождения частиц происходит в потенциале, который не меняется в ходе взаимодействия;
- предположение о том, что нуклоны-участники дают вклады в энергию возбуждения ядра-остатка независимо друг от друга

и т.д. (более подробное описание КИМ см. в разд. 2).

Эти положения частично оправданы при низких и промежуточных энергиях, когда множественность рожденных частиц значительно меньше числа нуклонов ядра, а вероятность процессов сильного разрушения ядер невелика. Однако при высоких энергиях число рожденных частиц может превышать число нуклонов ядра, а массы ядер-остатков могут быть в несколько раз меньше массы исходного ядра. В этой ситуации предсказания КИМ неизбежно должны прийти в противоречие с экспериментальными данными. К сожалению, несмотря на многочисленные указания на некорректность описания КИМ тех или иных экспериментально наблюдаемых закономерностей, общее заключение отсутствует. Поэтому ниже будет представлено систематическое сравнение расчетов по КИМ с экспериментальными данными о ядро-ядерных взаимодействиях, полученных в рамках сотрудничества по исследованию ядро-ядерных взаимодействий методом ядерных фотоэмульсий и любезно предоставленных авторам настоящей работы.

Актуальность подобного рода исследования объясняется тем, что сейчас большое распространение получило упрощенное рассмотрение проблемы формирования вторичных частиц. Считается, что для корректного описания ядерных взаимодействий можно представить адроны точечными объектами, задать пространственно-временные координаты точек рождения и эволюцию сечений адрон-адронных взаимодействий с течением времени, а далее следовать рецептам КИМ. То есть пренебрегать интерференцией рожденных частиц, изменением структуры ядра-мишени и т.д. Ясно, что на этом пути встретятся те же трудности, с которыми сталкивается каскадно-испарительная модель.

Действительно, в моделях указанного типа, использующих, как правило, кварковые представления для успешного описания процессов рождения частиц в центральной области, возникают трудности в объяснении множественности медленных частиц (см., например, [1 - 4]). Аналогичная ситуация, как будет показано ниже, имеет место и в каскадно-испарительной модели. Поэтому можно констатировать, что сейчас достигнуто определенное понимание процессов, происходящих на быстрой стадии взаимодействий. В теории процессов медленной стадии взаимодействий особого прогресса не наблюдается. Нет и понимания механизма взаимосвязи быстрой и медленной стадий.

Как известно, процесс взаимодействия адронов и ядер с ядрами можно условно разделить на две стадии — быструю и медленную. На быстрой стадии происходит множественное рождение новых частиц и выбивание быстрых нуклонов из ядра. На медленной стадии имеет место релаксация ядер-остатков. Наиболее общими характеристиками быстрой стадии являются множественность рожденных мезонов и множественность быстрых нуклонов. Медленной — множественность медленных испарительных частиц. В фотоэмульсионных экспериментах все наблюдаемые частицы традиционно разделяют на минимум на три типа¹: "ливневые", или π -частицы, с ионизацией меньше, чем у однозарядных частиц с $v/c = 0,7$; "серые", или g -частицы, с ионизацией большей, чем у однозарядных частиц с $v/c = 0,7$, но меньшей, чем у частиц с $v/c = 0,23$; наконец, "черные", или b -частицы, с ионизацией большей, чем у однозарядных частиц с $v/c = 0,23$.

В составе b -частиц доминируют протоны. Они рассматриваются как продукты испарения ядер-остатков. Среди g -частиц также много протонов. Предполагают, что они образуются на быстрой стадии взаимодействия. В составе π -частиц преобладают рожденные мезоны. Исходя из вышесказанного, можно полагать, что экспериментально наблюдаемые корреляции между множественностями π -, g - и b -частиц отражают объективно существующую связь между быстрой и медленной стадиями взаимодействий. Описанию этих корреляций в рамках КИМ и будет уделено основное внимание.

Мы попытаемся также определить пределы применимости КИМ. Эта задача в последнее время приобрела особую актуальность в связи с тем, что каскадно-испарительная модель стала широко использоваться как "рабочий" инструмент для расчета характеристик электролкерных установок. Знание ее ограничений позволит внести необходимые коррективы в расчеты.

2 Основные положения каскадно - испарительной модели

В простейшем подходе в каскадно-испарительной модели предполагается (см. [5 - 11]), что в результате взаимодействия налетающего адрона с каким-либо нуклоном ядра-мишени последний приобретает дополнительный импульс и начинает свое движение в ядре, рождаются новые адроны и изменяется импульс налетающего, лидирующего адрона. Далее движущиеся каскадные частицы могут взаимодействовать с другими нуклонами ядра: рождать новые частицы или упруго перерассеиваться и т.д. То есть предполагается каскадное размножение движущихся частиц. Взаимодействием каскадных частиц друг с другом, как правило, пренебрегается. Процесс продолжается до тех пор, пока каждая движущаяся частица либо поглотится ядром, либо покинет пределы ядра.

В случае ядро-ядерных соударений предполагается, что каскадные частицы могут взаимодействовать как с нуклонами ядра-мишени, так и с нуклонами ядра-снаряда.

Для выбора нуклонов — возможных участников элементарных взаимодействий — нуклонам сталкивающихся ядер с массовыми числами A и B в системах покоя ядер приписываются координаты $(x_i, y_i, z_i, 1 \leq i \leq A)$ и $(x'_j, y'_j, z'_j, 1 \leq j \leq B)$ соответственно. Учитывая лоренцевское сокращение размеров налетающего ядра A , координаты z_i и

¹В ядро-ядерных взаимодействиях дополнительно выделяют одно-, двух- и многозарядные фрагменты налетающего ядра.

системе покоя ядра-мишени В записываются в виде $z_i \rightarrow z_i/\gamma - R_A/\gamma - R_B$, где γ - лоренц-фактор падающего ядра, R_A, R_B - радиусы ядер. Возможными партнерами взаимодействий считаются нуклоны, координаты которых удовлетворяют условию

$$(b_x + x_i - x'_j)^2 + (b_y + y_i - y'_j)^2 \leq (R_{int} + \lambda_D)^2.$$

(b_x, b_y) - компоненты вектора прицельного параметра, R_{int} - радиус сильного взаимодействия (1.3 фм), λ_D - дебройлевская длина волны нуклона. Возможные партнеры могут не взаимодействовать, упруго рассеяться или испытать неупругое взаимодействие. Соответствующие вероятности определяются как $(\pi * (R_{int} + \lambda_D)^2 - \sigma^{tot})/(\pi * (R_{int} + \lambda_D)^2)$, $\sigma^{el}/(\pi * (R_{int} + \lambda_D)^2)$, $\sigma^{in}/(\pi * (R_{int} + \lambda_D)^2)$, где $\sigma^{tot}, \sigma^{el}$ и σ^{in} - полное, упругое и неупругое сечения NN-взаимодействий. Время возможных взаимодействий в системе покоя ядра-мишени определяется как $t_{ij} = (z'_j - z_i)/v$, где v - скорость падающего ядра.

Первым реализуется взаимодействие с минимальным временем. Нуклонам - участникам первого взаимодействия - приписывается ферми-импульс. Считается, что распределение нуклонов по ферми-импульсу имеет вид

$$W(p)dp = 3p^2/P_F^3(r)dr, \quad 0 \leq p \leq P_F(r). \quad (1)$$

$P_F(r)$ зависит от локальной плотности ядра $\rho(r)$:

$$P_F = h(3\pi^2\rho(r))^{1/3}. \quad (2)$$

где \vec{r} - радиус-вектор точки взаимодействия.

Для ядер с $A, B \leq 10$ используется осцилляционная плотность. Для более тяжелых ядер - плотность Саксона - Вудса с параметрами $R_A = 1.07 * A^{1/3}$ фм и $c = 0.545$ фм. При выборе координат нуклонов в соответствии с плотностями ρ_A или ρ_B учитывается кор нуклонов (два нуклона не могут быть на расстоянии меньше R_c , $R_c = 0.4$ фм).

Если в результате взаимодействия (упругого рассеяния или неупругого соударения) хотя бы один из нуклонов попадет в область занятых состояний ядра А или В (имеет энергию меньше локальной энергии $P_F^2/2m_N$), взаимодействие считается состоявшимся (учет принципа Паули) и рассматривается следующее по времени возможное взаимодействие, и т.д. до первого состоявшегося взаимодействия.

Процедура моделирования упругих и неупругих нуклон-нуклонных и мезон-нуклонных взаимодействий подробно описана в работе [5]. Она позволяет удовлетворительно воспроизвести характеристики элементарных взаимодействий до энергий порядка $\sim 10 - 16$ ГэВ (см. [5]).

После первого взаимодействия время увеличивается на t_{ij} , $z_k \rightarrow z_k + vt_{ij}$. Рожденным частицам (π -мезонам) с равной вероятностью приписываются координаты \vec{r}_i или \vec{r}'_j . Далее рассматриваются возможные взаимодействия каскадных частиц как с нуклонами ядра-мишени, так и с нуклонами ядра-снаряда. Каждая каскадная частица может взаимодействовать с нуклонами, находящимися в цилиндре с радиусом $R_{int} + \lambda_D$ вдоль ее траектории. Время возможных взаимодействий определяется как $t_{ik} = (\vec{v}_k(\vec{r}_i - \vec{r}'_k)) / |\vec{v}_k|$ или $t_{jk} = (\vec{v}_k(\vec{r}'_j - \vec{r}'_k)) / |\vec{v}_k|$, где \vec{v}_k - скорость каскадной частицы, а \vec{r}'_i - ее радиус-вектор.

Среди всех возможных взаимодействий выбирается ближайшее по времени. Процесс повторяется многократно до исчерпания числа возможных взаимодействий, что возможно или при разлете ядер, или при выходе всех каскадных частиц за пределы ядер. Меленные частицы могут поглотиться в ядре.

Как уже говорилось, нуклон, принявший участие во взаимодействии, после первого для него соударения переводится в разряд каскадных частиц. Это приводит к изменению эффективной лональной плотности ядра (учет так называемого тревлинг-эффекта).

После завершения быстрой каскадной стадии процесса состав непроявившихся нуклонов ядер A и B и числа застрявших нуклонов определяют массы ядер-остатков. При определении зарядов остатков учитываются застрявшие мезоны.

Энергия возбуждения ядер-остатков дается суммой энергий поглощенных частиц и энергий дырок, отсчитываемых от энергии Ферми. Предполагается, что в результате взаимодействия каскадной частицы или нуклона налетающего ядра с каким-либо нуклоном ядра-мишени, имеющим энергию $p^2/2m_N$, где p определяется согласно распределению (1), в ядре-мишени образуется "дырка" с энергией $E_h = P_F^2/2m_N - p^2/2m_N$ (P_F дается выражением (2)). Если энергия нуклона после взаимодействия больше энергии нуклона на уровне Ферми ($P_F^2/2m_N$), но меньше $P_F^2/2m_N + E_b$ ($E_b = 7$ МэВ), то предполагается, что данный нуклон поглощается ядром и выбивает из состава каскадных частиц. В этом случае его вклад в энергию возбуждения ядра-остатка определяется как $E_n = T - P_F^2/2m_N$. Мезон с энергией меньше 25 МэВ, отсчитываемой от дна потенциальной ямы, тоже поглощается ядром. Его вклад в энергию возбуждения ядра равен $T_\pi + m_\pi$. (Предполагается, что элементарное взаимодействие происходит в потенциальной яме глубиной $P_F^2/2m_N + E_b$. Это значение энергии добавляется к кинетической энергии входящей каскадной частицы или нуклона налетающего ядра и вычитается из кинетической энергии каждой частицы после взаимодействия.)

Полная энергия возбуждения ядра, как уже говорилось, дается суммой энергий "дырок", поглощенных нуклонов и мезонов. Аналогичная процедура используется для определения энергии возбуждения налетающего ядра.

Отметим, что согласно изложенному выше, в предельном случае, когда, например, из ядра-мишени выбиваются все нуклоны, можно получить "ядро", не содержащее ни одного нуклона, но с определенной энергией возбуждения.

Энергия возбуждения определяет процесс релаксации ядра-остатка. Поэтому метод вычисления энергии возбуждения задает связь между быстрой и медленной стадиями взаимодействия.

Ядро-остаток до установления термодинамического равновесия может испустить предравновесные частицы. Этот процесс имеет место, если число квазичастиц в ядре-остатке $N_q = N_h + N_n$ больше равновесного значения $N_{q(ст.)} = 2\sqrt{6aE^*/\pi^2}$. Здесь N_h - число дырок, N_n - число захваченных каскадных нуклонов. E^* - энергия возбуждения ядра, a - параметр плотности уровней ядра, $a = A/10$ МэВ⁻¹. Предравновесный распад моделировался в рамках экситонной модели [12, 13]. Распад термализованных ядер осуществлялся в рамках стандартного подхода [14, 15]. Процесс мультифрагментации ядер не учитывался.

В конкретных расчетах использовалась программа [16].

3 Сравнение расчетов с экспериментальными данными

Наиболее полные данные об общих характеристиках ядро-ядерных взаимодействий при высоких энергиях были получены с помощью метода ядерных фотоэмульсий. В состав фотоэмульсий входят: водород, углерод, азот, кислород, бром, йод и серебро. Поэтому

для расчетов по КИМ характеристик взаимодействий ядер с ядрами фотоэмульсии необходимо знать вероятности взаимодействия падающих ядер с разными ядрами фотоэмульсии. Для определения вероятностей была использована глауберовская теория [17]. Параметры NN-взаимодействий брались из компиляций [18].

Для каждого падающего ядра было сгенерировано по 5000 искусственных "событий". Для ядра ^{22}Ne — 10000.

На рис. 1 - 9 представлены распределения по множественностям и корреляции между множественностями вторичных частиц в исследуемых взаимодействиях. Там же даны расчеты по КИМ (гистограммы) и экспериментальные данные [19 - 25] (точки).

Из сравнения расчетов с экспериментальными данными можно сделать следующие выводы:

1. Распределения $P(N_s)$

КИМ удовлетворительно описывает распределения по множественности s -частиц. Систематическое расхождение между расчетными и экспериментальными величинами наблюдается при малых множественностях ($N_s \approx 0,1$). Это расхождение не имеет принципиального характера, поскольку, с одной стороны, КИМ не учитывает процессов квазиупругого рассеяния ядер, дифракционной и кулоновской диссоциации ядер. С другой стороны, экспериментальное выделение событий с малой множественностью s -частиц, обусловленных сильным взаимодействием, сопряжено с определенными трудностями и методическими неопределенностями.

Численно наиболее сильные расхождения расчетов с экспериментальными данными имеют место для взаимодействий $p + Et$ и $\alpha + Et$.

2. Корреляции $N_g(N_s)$ и $N_b(N_s)$

В области $0 \leq N_s \leq 20 - 25$ КИМ удовлетворительно описывает зависимость средних множественностей g - и b -частиц от множественности s -частиц. При $N_s > 20 - 25$ модель предсказывает рост множественности g -частиц и уменьшение множественности b -частиц. В то же время экспериментальные данные указывают на постоянство $\langle N_g \rangle$ и $\langle N_b \rangle$ в этой области N_s .

Зависимость общей множественности g - и b -частиц ($\langle N_h \rangle = \langle N_g \rangle + \langle N_b \rangle$) от множественности s -частиц хорошо воспроизводится моделью. Таким образом, при разветвленном каскаде соотношение между выходами быстрых и медленных протонов не воспроизводится КИМ.

Наиболее значительные расхождения предсказаний модели с экспериментальными данными наблюдаются для $p + Et$ -взаимодействий.

3. Распределения $P(N_g)$

КИМ хорошо описывает экспериментальные распределения по множественности g -частиц. Только для взаимодействий $Ne + Et$ и $Si + Et$ наблюдается незначительное превышение расчетных величин над экспериментальными при $N_g > 25$.

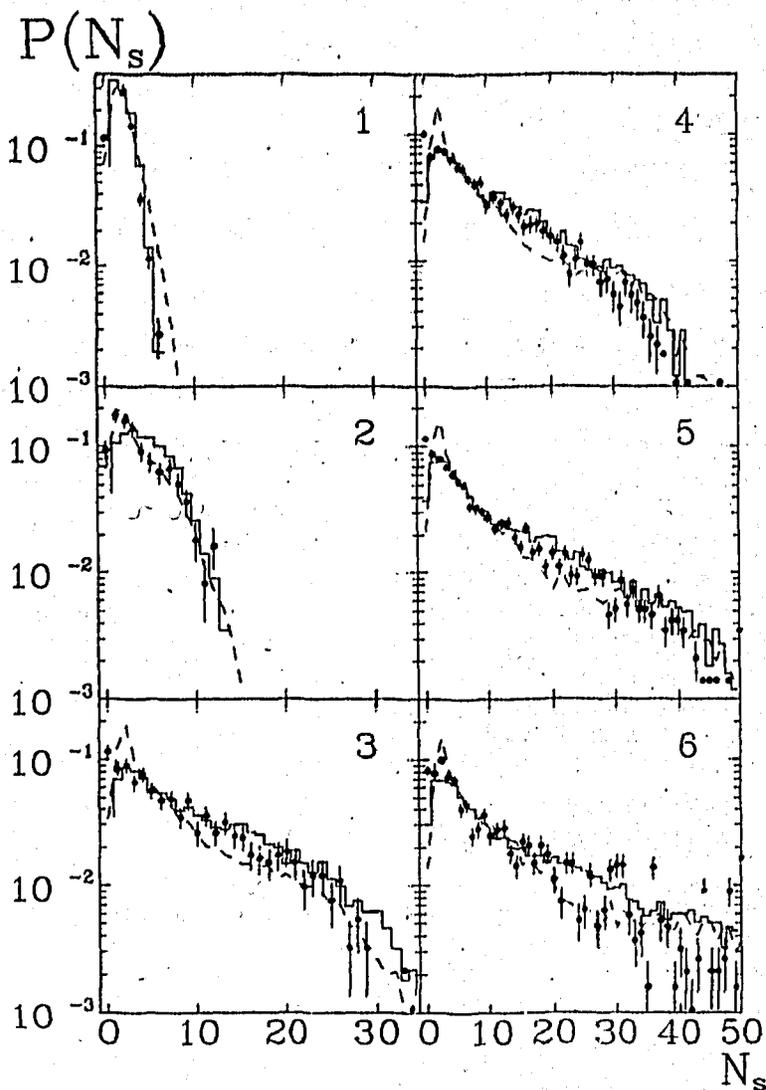


Рис. 1. Распределения по множественности α -частиц во взаимодействиях ядер ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{28}\text{Si}$ с ядрами фотоэмульсии (1-6 соответственно). Гистограмма - расчет по КИМ, пунктир - расчет по обобщенной модели Андерссона-Оттерлуанда-Стенлуанда [26, 27], точки - экспериментальные данные [19 - 25]

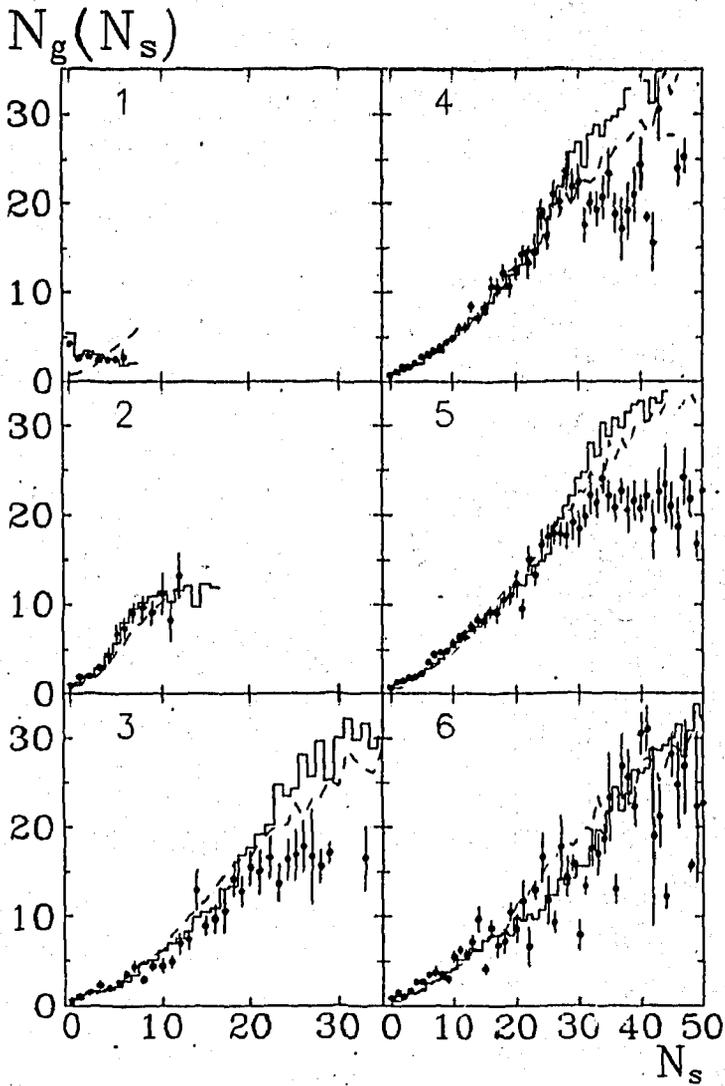


Рис. 2. Корреляции $N_g(N_s)$ во взаимодействиях лдер с ядрами фотоэмульсии. Обозначения, как и на рис. 1

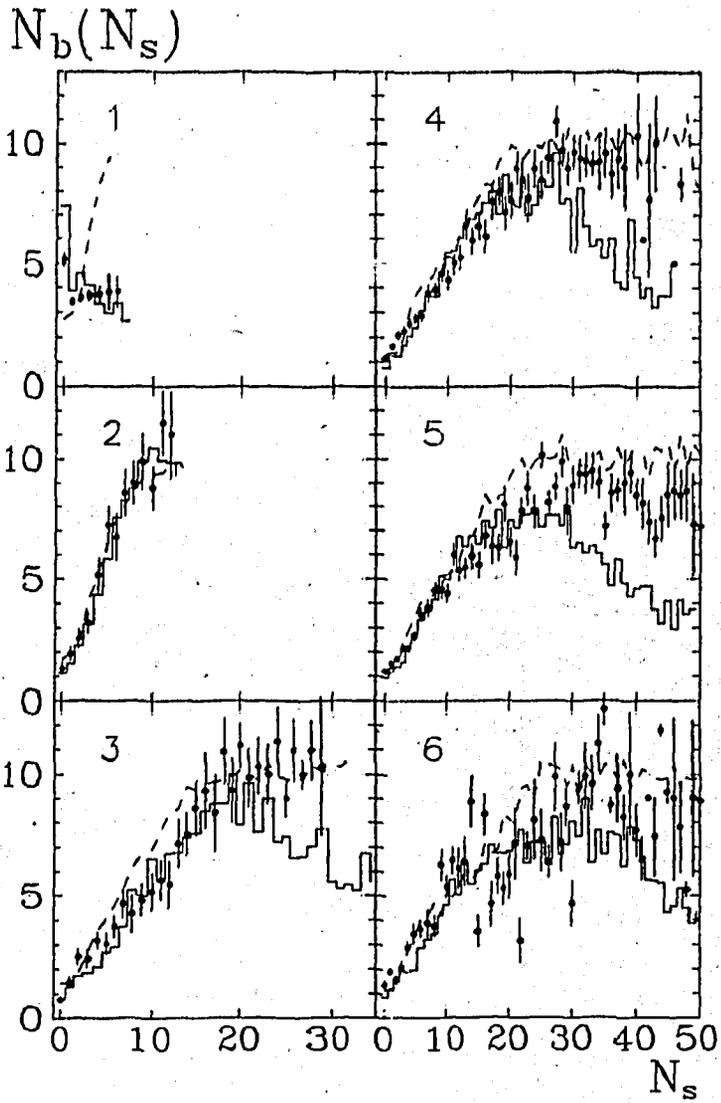


Рис. 3. Корреляция $N_b(N_s)$ во взаимодействиях ядер с идрами фотоэмульсии. Обозначения, как и на рис. 1

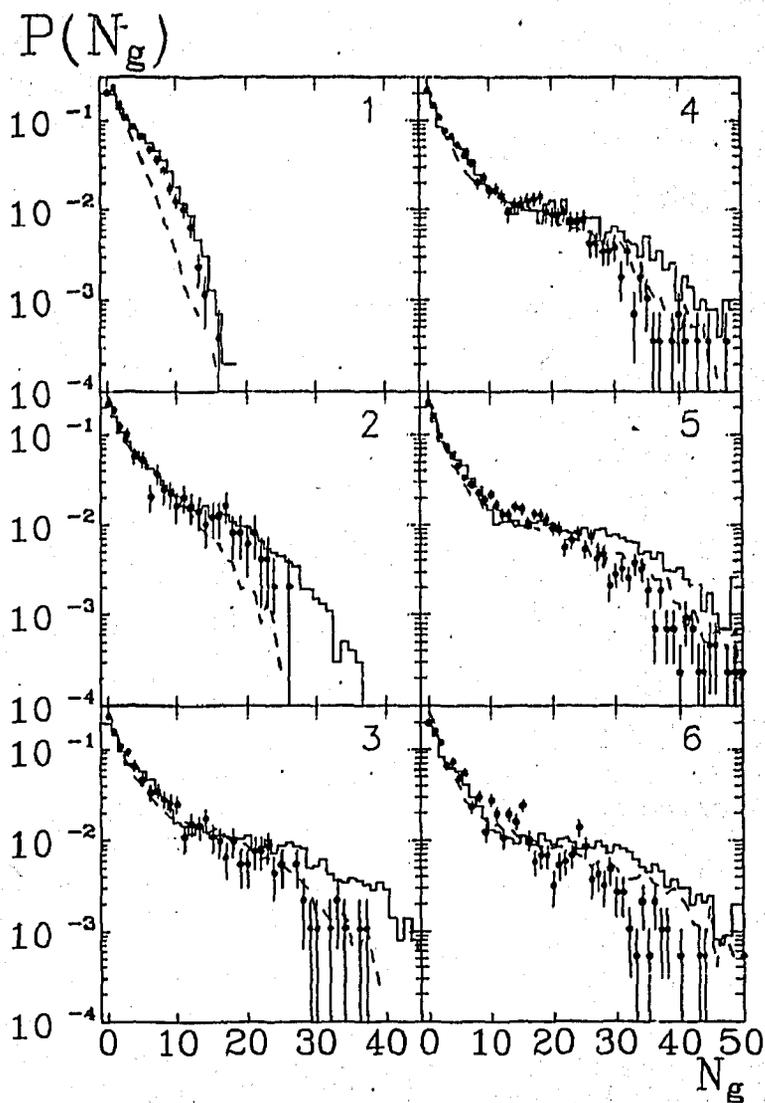


Рис. 4. Распределение по множественности g -частиц во взаимодействиях ядер с ядрами фотоэмульсии. Обозначения, как и на рис. 1.

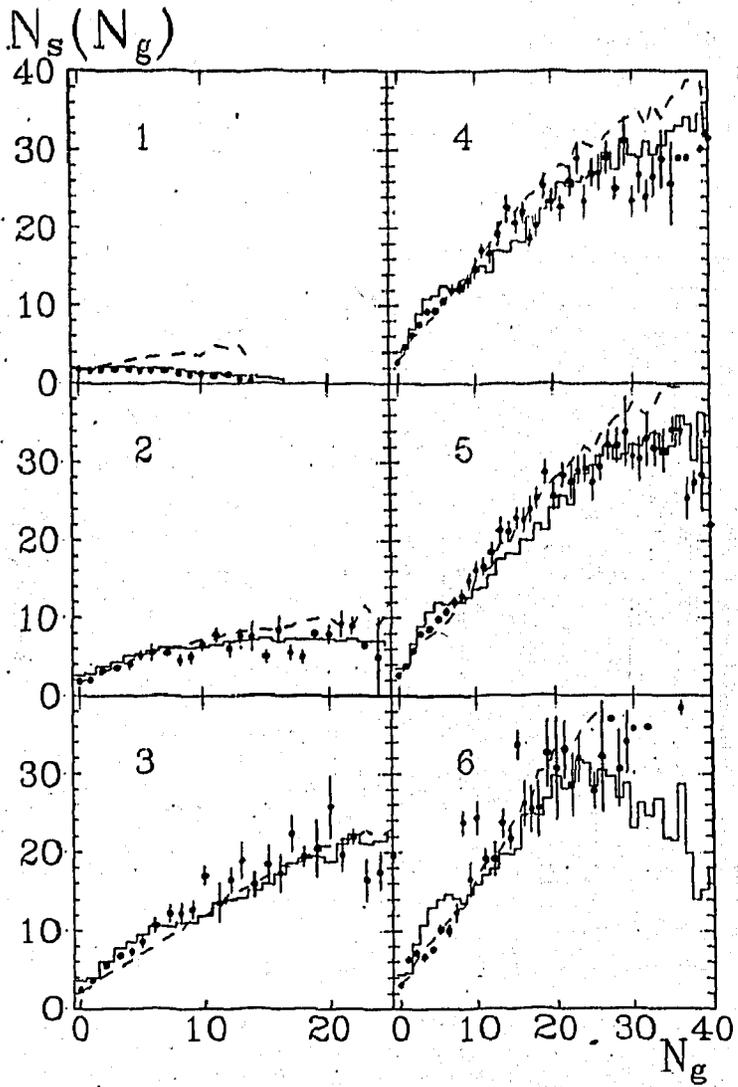


Рис. 5. Корреляции $N_s(N_g)$ во взаимодействиях ядер с ядрами фотоэмульсии. Обозначения, как и на рис. 1

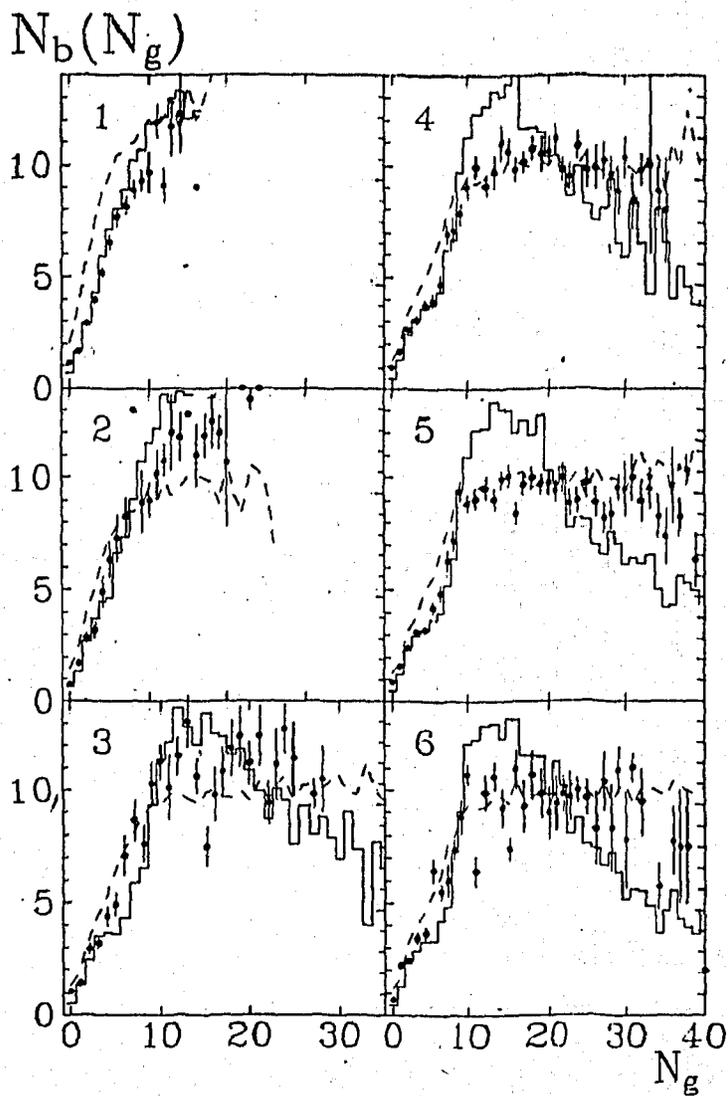


Рис. 6. Корреляции $N_b(N_g)$ во взаимодействиях ядер с ядрами фотоэмульсии. Обозначения, как и на рис. 1

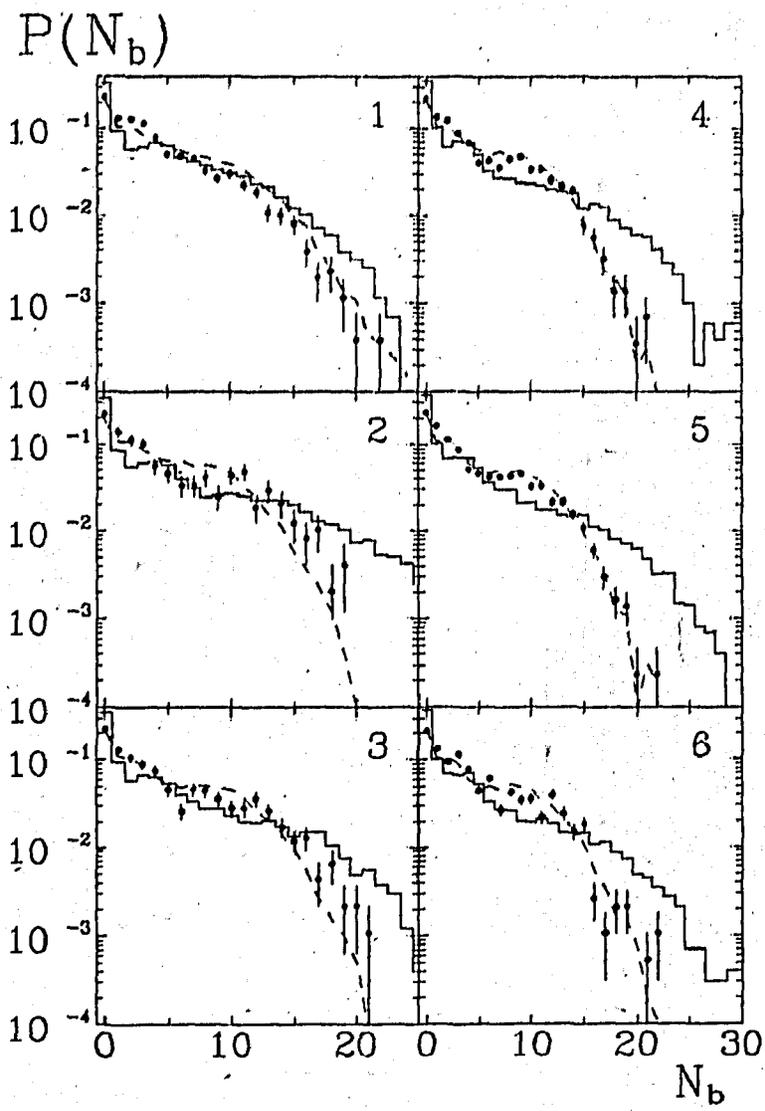


Рис. 7. Распределение по множественности β -частиц во взаимодействующих ядрах с ядрами фотоэмульсии. Обозначения, как и на рис. 1.

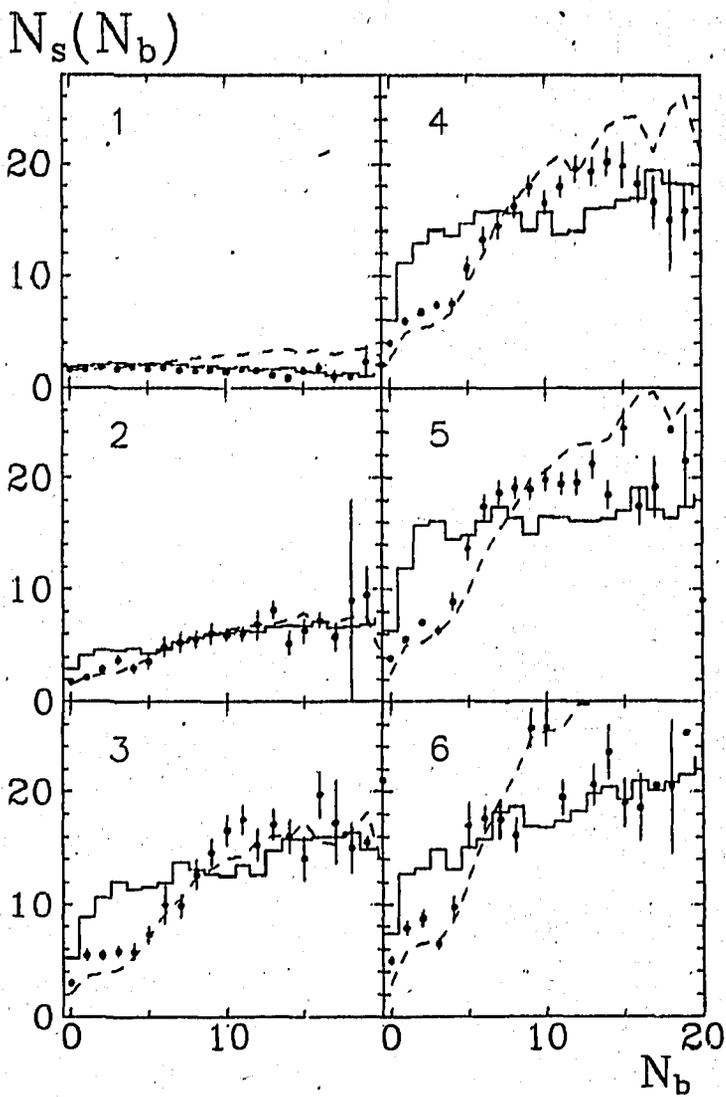


Рис. 8. Корреляции $N_s(N_b)$ во взаимодействиях ядер с ядрами фотоэмульсии. Обозначения, как и на рис. 1

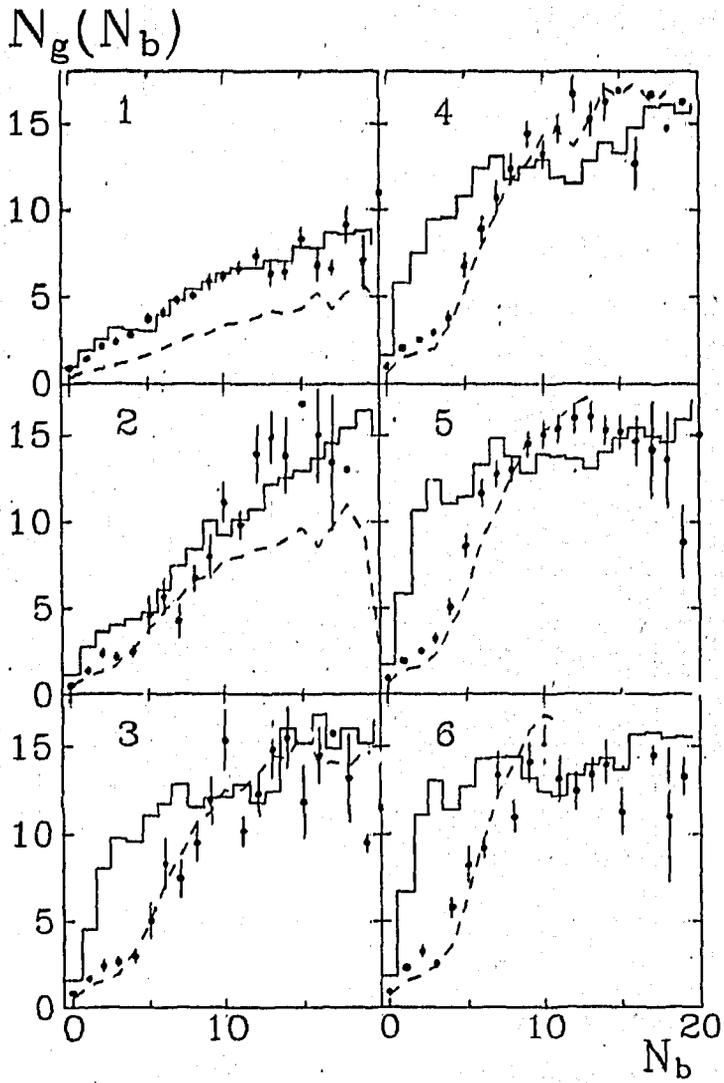


Рис. 9. Корреляции $N_g(N_b)$ во взаимодействиях ядер с идрами фотоэмульсии. Обозначения, как и на рис. 1

4. Корреляции $N_s(N_g)$

Модель удовлетворительно описывает корреляции во взаимодействиях ${}^1\text{H}c + E_{\text{т}}$, ${}^{12}\text{C} + E_{\text{т}}$ и ${}^{16}\text{O} + E_{\text{т}}$. Для взаимодействий ${}^{22}\text{Ne} + E_{\text{т}}$ и ${}^{28}\text{Si} + E_{\text{т}}$ наблюдается качественное отличие расчетных и экспериментальных зависимостей в области $N_g \leq 8$. Полагая, что события с $N_g < 8$ обусловлены взаимодействиями с легкими ядрами фотоэмульсии (C, N, O), можно заключить: модель неудовлетворительно описывает рождение частиц в событиях с полным разрушением легких ядер.

5. Корреляции $N_b(N_g)$

Как видно из представленных рисунков, при $N_g \leq 10$ КИМ хорошо воспроизводит экспериментальные закономерности.

При $10 < N_g \leq 20$ наблюдается значительное расхождение расчетных и экспериментальных данных по ${}^{22}\text{Ne} + E_{\text{т}}$ взаимодействиям. Уменьшение множественности b-частиц при увеличении множественности g-частиц при $N_g > 15$ в КИМ отражает конечность заряда ядра-мишени. Отсутствие аналогичного поведения в экспериментальных данных можно объяснить или сдвиганием энергетического спектра протонов, или увеличением выхода медленных мезонов. Последнее может отвечать за выход b-частиц при $N_g > 35$.

Отметим, что связь корреляционных зависимостей $N_b(N_s)$ и $N_b(N_g)$ посредством связи s- и g-частиц показывает: первичной является зависимость $N_b(N_g)$, определяемая связью между быстрой и медленной стадиями взаимодействий. Как видно из приведенных рисунков, КИМ хорошо описывает частицы, рожденные на быстрой стадии взаимодействия. Расхождение с экспериментом наблюдается при большой множественности рожденных s-, g-частиц.

6. Распределения $P(N_b)$

Наиболее общей характеристикой медленной стадии взаимодействия является распределение по числу b-частиц, которое практически не воспроизводится КИМ. Расчетные распределения в отличие от экспериментальных имеют два четко выраженных "плеча". Одно при $1 < N_b \leq 7$, другое при $N_b > 7$. События с $N_b > 7$ однозначно относятся к взаимодействиям с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Как видно из рисунков, модель предполагает сильные флуктуации по множественности b-частиц, значительно превышающие экспериментально наблюдаемые, что проявляется в более широком расчетном распределении по сравнению с узким экспериментальным распределением. Аналогичная ситуация имеет место и для взаимодействий с легкими ядрами, что объясняет наличие первого "плеча" в расчетных распределениях.

Наиболее очевидной причиной расхождений может быть учет в существующей модели процессов мультифрагментации ядер. Процессе мультифрагментации возбужденных тяжелых ядер приводит к множественному образованию ядер-фрагментов с массами порядка $10 - 30$ а.е.м. и, безусловно, может привести к уменьшению средней множественности b-частиц. Это улучшит описание распределений $P(N_b)$ и скажется на корреляциях $N_b(N_g)$, но не изменит отрицательный характер корреляции при больших N_g .

7. Корреляции $N_s(N_b)$ и $N_p(N_b)$

В указанных характеристиках расхождении между экспериментальными данными и расчетами по КИМ имеют односторонний характер. Поэтому остановимся только на зависимости $N_p(N_b)$.

Как видно из рисунков, увеличение числа b -частиц от 0 до 7 сопровождается в КИМ резким увеличением множественности g -частиц, что обусловлено наложением характеристик двух групп событий с малой и большой множественностью g -частиц.

В области больших значений N_b ($N_b > 7 - 10$) предсказания КИМ согласуются с экспериментальными данными. Думается, учет мультифрагментации ядер не изменит этой ситуации.

При изучении корреляций $N_p(N_s)$ и $N_b(N_s)$ отмечалось, что изменение соотношения между выходами g - и b -частиц в КИМ может улучшить описание экспериментальных данных. В корреляции $N_p(N_b)$ оно улучшит ситуацию в области малых N_b , но может привести к расхождениям при больших N_b .

4 Обсуждение результатов

Как видно из представленных результатов, КИМ хорошо описывает распределения по множественности s -частиц, рождаемых на быстрой стадии взаимодействия. В то же время модель переоценивает долю событий с большой множественностью g -частиц и не предсказывает выход на плато средней множественности g -частиц при $N_s > 25$ для $Ne + Et$ - взаимодействий.

Выход g -частиц, в основном, определяется двумя факторами: числом внутриядерных соударений и энергетическим спектром выбитых протонов. Согласно работе [28] КИМ достаточно хорошо воспроизводит импульсные характеристики протонов с импульсом больше 150 МэВ/с, наблюдаемых в экспериментах с propaneвой камерой во взаимодействиях ядер углерода с различными ядрами, но переоценивает их число. Поэтому, ориентируясь на представленные данные, можно однозначно заключить, что КИМ завышает среднее число выбитых нуклонов ядра.

Согласно традиционной точке зрения это свидетельствует о том, что модель предполагает чрезмерно разветвленный каскад вторичных взаимодействий. Естественный путь достижения согласия с экспериментом — уменьшить число внутриядерных соударений, например, учтя рождение мезонных и барионных резонансов. Очевидно, это уменьшит множественность g -частиц, но может привести к уменьшению множественности и s -частиц, что нежелательно. Как достигнуть требуемого компромисса, не ясно.

В действительности ситуация гораздо сложнее. Согласно глауберовской теории (см. [29-31]) сечение неупругих ядро-ядерных взаимодействий определяется суммой вкладов диаграмм, отвечающих различным процессам. Среди них есть процессы, включающие взаимодействия "каскадных" частиц (нуклонов) друг с другом, которые не учитываются в рассматриваемой версии КИМ. Набор соответствующих диаграмм характеризуется малым числом внутриядерных соударений, как это следует из рис. 10 (а), на котором представлены распределения по числу внутриядерных соударений, рассчитанные в рамках глауберовского приближения с учетом и без учета диаграмм, пренебрегаемых КИМ. Поэтому с точки зрения глауберовского приближения в КИМ необходимо

увеличить число внутриядерных соударений. Для "подавления" же выхода рожденных частиц следует учесть рождение адронных резонансов, что и делается в современных моделях.

Согласно рис. 10 (b) в КИМ распределение по числу пуклонов, "раненных" в первичных соударениях, совпадает с ожидаемым в глауберовском приближении. Поскольку же в глауберовском приближении средняя множественность "раненных" нуклонов занижена, а КИМ достаточно хорошо описывает распределение по N_w , следует заключить, что дополнительное (к глауберовскому приближению) выбивание пуклонов в КИМ обусловлено взаимодействиями вторичных частиц с пуклонами ядра. Поэтому при увеличении множественности вторичных частиц должно быть увеличение множественности g-частиц. Расхождение расчетной множественности g-частиц с экспериментальными данными в области $N_s > 25$ (см. рис. 2) скорее всего связано с некорректным учетом вторичных взаимодействий и их интерференции.

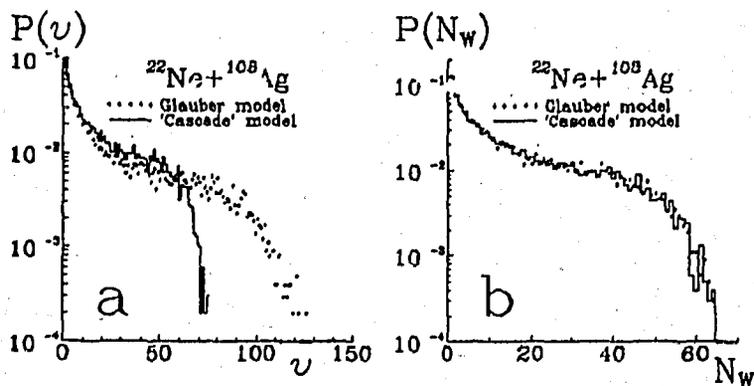


Рис. 10. Распределения по числу внутриядерных взаимодействий (ν) и по числу "раненных" нуклонов (N_w), рассчитанные с учетом и без учета взаимодействий каскадных частиц (рис. а и б соответственно)

Для иллюстрации этого положения рассмотрим одномерный каскад в рамках КИМ. Пусть в первом соударении налетающего адрона с каким-либо нуклоном ядра родилось n частиц. Тогда, без учета интерференции, распределение по расстоянию между первым и вторым взаимодействиями имеет вид:

$$dW = \frac{n}{\langle l \rangle} e^{-n l / \langle l \rangle} d l, \quad \langle l \rangle = 1 / \sigma^{\text{tot}} \rho_A(r). \quad (3)$$

Как видно, при увеличении множественности среднее расстояние между взаимодействиями уменьшается, т.е. каскад становится более разветвленным.

С точки зрения глауберовского приближения такой подход в применении к упругому рассеянию ядер эквивалентен полному пренебрежению интерференциями, что приводит к аномально большим сечениям. Учет интерференции дает результат: сечение определяется только геометрическими размерами ядер. Поэтому наличие множителя n в показателе экспоненты в (3) представляется неоправданным.

Интересно отметить, что согласно реджеонному подходу [32] множественность "ранних" нуклонов (разветвленность каскада) также не связана прямо с множественностью рожденных частиц и положением точки первичного взаимодействия.

Напомним, в работе [32] рассматривалась проблема каскадирования частиц в ядрах в рамках реджеонного подхода. В частности, анализировалась роль усиленных много-реджеонных ветвлений. Как подчеркивалось в [32], в центральной области имеет место деструктивный интерференция рожденных частиц. В области фрагментации интерференция конструктивна. Поэтому в инклюзивных спектрах реджеонное каскадирование приводит к эффектам, аналогичным возникающим в моделях, учитывающих время формирования вторичных частиц. Однако вклады диаграмм, анализируемых в [32], не содержат зависимости от продольной координаты, т.е. "каскад" происходит только в плоскости прицельного параметра, а не в трехмерном пространстве ядра. Развитие этой идеи в [33] привело к удовлетворительному описанию распределений по множественности g -частиц в ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. Поэтому есть основания полагать, что реджеонный подход может дать альтернативное описание каскадирования частиц в ядрах.

Отличия реджеонного и традиционного подходов можно ожидать в корреляционных зависимостях. Возможно, мы имеем указание на это отличие в исследуемых зависимостях $N_g(N_s)$. С этой точки зрения представляет интерес определение $N_g(N_s)$ при больших множественностях рожденных частиц. Согласно последним данным о взаимодействиях ядер золота с ядрами фотоэмульсии при энергии 10.7 ГэВ/нуклон [34] максимальное значение множественности g -частиц равно 15. Расчеты по КИМ дают значение 25! Таким образом, КИМ не описывает быстрой стадии взаимодействий при больших разрушениях ядер.

Согласно представленным данным о взаимодействиях ядер ^{22}Ne расхождение расчетов с экспериментом начинается при $\langle N_g \rangle \geq 20$. События с $N_s > 25$ в $Ne + Em$ -взаимодействиях представляют 25% взаимодействий с ядрами брома и 30% взаимодействий с ядрами серебра. Если предположить, что все g -частицы являются протонами, то в указанных взаимодействиях ядра-мишени теряют до 40% своих нуклонов. Следовательно, КИМ применима для описания быстрой стадии взаимодействий, если разрушение ядер не превышает 40%.

Перейдем к корреляциям g - и b -частиц. Согласно модели выход b -частиц определяется тремя факторами: энергией возбуждения ядра-остатка, предравновесной эмиссией частиц и испарительной частью модели. Очевидно, что при малых энергиях возбуждений ($\epsilon^* < 3$ МэВ/нуклон) можно использовать хорошо зарекомендовавшую себя модель испарения и деления ядер. При больших энергиях возбуждений необходимо учитывать мультифрагментационный развал ядер. В настоящее время в этом направлении предпринимаются значительные усилия, однако до построения последовательной теории еще далеко. Можно полагать, что учет мультифрагментации уменьшит выход b -частиц в области $10 \leq N_g \leq 20$ и не приведет к существенным изменениям при $N_g > 20$ (см. рис. 6).

Что касается зависимости $N_g(N_b)$, то резкое увеличение $\langle N_g \rangle$ при увеличении N_b от 0 до 7 во взаимодействиях ядер тяжелее углерода обусловлено положением характеристик двух групп событий. Первая группа характеризуется малыми значениями N_g ($N_g < 20$). Вторая — малыми значениями N_b и большими значениями N_g . Учитывая тенденцию к превышению расчетных значений $P(N_g)$ экспериментальных величин при $N_g > 20$, можно заключить, что неудовлетворительное описание $N_g(N_b)$ связано с плохим моделированием событий сильного разрушения ядер на быстрой стадии взаимодействий.

Извлечь информацию об описании медленной стадии взаимодействий из представленных данных довольно трудно. Поэтому мы ограничимся констатацией факта: КИМ позволяет воспроизводить корреляции между медленными частицами, если разрушение ядер на быстрой стадии взаимодействий не превышает $\sim 20\%$.

В работе [35] при исследовании мультифрагментации ядер золота при энергии 600 МэВ/нуклон было обнаружено, что использование спектров масс и энергий возбуждения ядер-остатков, рассчитанных в рамках КИМ после завершения быстрой, каскадной стадии взаимодействий, не позволяет воспроизвести экспериментальные данные [35]. Не помогает и "выключение" предравновесного распада. В итоге авторы [35] воспользовались феноменологической параметризацией распределения ядер-остатков по энергии возбуждения. Это можно рассматривать как признание того факта, что в настоящее время отсутствует понимание механизма образования ядер-остатков и механизма передачи им энергии возбуждения. Представленные в настоящей работе данные позволяют уточнить это высказывание: отсутствует понимание процессов, сопровождаемых разрушением ядра более чем на 20 % на быстрой стадии взаимодействий.

В используемой варианте КИМ [16] предполагается, что в ходе быстрой стадии взаимодействия не происходит существенной перестройки ядра, не меняются глубина потенциальной ямы и локальные значения энергии Ферми. Это, по-видимому, оправдано при небольших разрушениях ядер. При больших разрушениях (при $N_p > 10 - 15$ или $N_b > 25$ для $^{22}\text{Ne} + \text{Em}$ -взаимодействий), где наблюдается расхождение расчетов с экспериментальными данными, предположение КИМ представляется спорным. Думается, что при больших разрушениях ядер использовать представление о ядре как о вырожденном ферми-газе некорректно. Следует отказаться и от предположения о среднем ядерном потенциале. С уменьшением глубины потенциальной ямы, по-видимому, связано постоянство $\langle N_b \rangle$ при больших значениях N_p , в частности, с повышенным выходом медленных мезонов, которые обычно поглощаются нормальным слабо возбужденным ядром. С этой точки зрения представляет интерес экспериментальное изучение состава и энергетического спектра однозарядных частиц, рождающихся при малых и больших разрушениях ядер.

В нашем анализе мы ограничились только частотными характеристиками процессов множественного рождения. Для полноты картины перечислим некоторые наиболее интересные экспериментальные результаты, полученные при изучении угловых и энергетических спектров рожденных частиц.

В [36] при исследовании pp -, pp -, nC - и nTa -взаимодействий при 4.2 ГэВ/с было показано, что КИМ предсказывает более мягкий импульсный спектр π^- -мезонов, чем наблюдаемый в эксперименте, более широкое их угловое распределение и заметно меньший средний поперечный импульс. Более конкретно: КИМ не описывает экспериментальные распределения по P_T в области $P_T \geq 0.5$ ГэВ/с и по x_T в области фрагментации ядра-мишени ($x_T < -0.5$). В работах [37, 38] отмечалось отличие расчетных и экспериментальных распределений s -частиц по псевдобыстроходам для $Nt + \text{Em}$ -взаимодействий при энергии 1 А ГэВ. Можно согласиться с заключением авторов [37, 38], что в модели "заложены" более сильные каскадные процессы, нежели это требуется для объяснения экспериментальных данных.

Отметим работы [39 - 43], в которых исследовались энергетические спектры g - и b -частиц. Кратко перечислим их основные результаты:

1. КИМ завышает множественность протонов и занижает множественность α -частиц как для легких, так и для тяжелых ядер фотоэмиссии:

2. КИМ плохо описывает энергетические спектры протонов и α -частиц. В области малых энергий ($E_p < 30$ МэВ) она завышает среднюю энергию протонов и α -частиц. В области больших энергий ($30 \leq E_p \leq 400$ МэВ) наблюдается обратная картина. Экспериментальные спектры быстрых протонов и α -частиц гораздо более жесткие, чем расчетные;
3. КИМ неплохо описывает характеристики периферических взаимодействий. Однако при увеличении степени центральности соударений двух ядер наблюдаются серьезные расхождения между расчетными и экспериментальными величинами.

С этими результатами согласуется сравнение расчетов и экспериментальных данных о центральных и нецентральных СС-взаимодействиях при 1.2 А ГэВ/с [44].

Все это показывает, что существует проблема корректного описания характеристик частиц, выбиваемых из ядер.

5 Заключение

Каскадно-испарительная модель достаточно хорошо описывает взаимодействия ядер с ядрами фотоэмульсии при энергиях 3.1–3.5 А ГэВ, если разрушение ядер-мишени на быстрой стадии взаимодействий не превышает 20 – 40%. Описание множественности, состава и импульсных спектров частиц в процессах, сопровождаемых сильным разрушением ядер, может быть критическим тестом для моделей, учитывающих время формирования вторичных частиц. Этому тесту, на наш взгляд, не удовлетворят модели [1 - 4].

В настоящее время проблемой является: корректное описание каскадирования частиц в ядрах при сильном разрушении ядер, механизм передачи энергии возбуждению ядру-остатку и релаксация высоковозбужденных ядер.

Авторы благодарны членам сотрудничества по изучению ядерных взаимодействий методом ядерных фотоэмульсий за разрешение использовать экспериментальные данные, полученные в рамках сотрудничества. Авторы признательны проф. В.С. Барашенкову, Ж.Ж. Мусульманбекову, В.Ш. Навотному за плодотворные дискуссии, а С.Ю. Шмакову и С.А. Краснову за помощь в работе.

Литература

- [1] Амелин Н. С., Гудима К.К., Топсев В.Д.// ЯФ. 1990. Т. 51. С. 1730.
- [2] Амелин Н.С., Гудима К.К., Сивоклоков С.Ю., Топсев В.Д.// ЯФ. 1990. 52. С. 272.
- [3] Mohring H.-J., Ranft J.// Zeit. fur Phys. 1991. V. C52. P. 643.
- [4] Mohring H.-J., Ranft J.// Zeit. fur Phys. 1994. V. C62. P. 643.
- [5] Барашенков В.С., Топсев В.Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.

- [6] Bertini N.W. et al.// Phys. Rev. 1974. V. C9. P. 522.
- [7] Bertini N.W. et al.// Phys. Rev. 1976. V. C14. P. 590.
- [8] Bondorf J.P. et al.// Phys. Lett. 1976. V. 65B. P. 217.
- [9] Bondorf J.P. et al.// Zeit. fur Phys. 1976. V. A279. P. 385.
- [10] Tonceev V.D., Gudima K.K.// Nucl. Phys. 1983. V. A400. P. 173.
- [11] Барашенков В.С., Костенко Б.Ф.// Матем. моделирование. 1989. Т. Т. С. 9.
- [12] Blann M.// Ann. Rev. Nucl. Sci. 1966. V. 17. P. 478.
- [13] Blann M.// Ann. Rev. Nucl. Sci. 1975. V. 25. P. 123.
- [14] Weisskopf V.// Phys. Rev. 1937. V. 52, P. 295.
- [15] Friedman W.A.// Phys. Rev. 1983. V. C28. P. 16.
- [16] Барашенков В.С., Жереги Ф.Г., Мусульманбеков Ж.Ж. Препринт ОИЯИ Р2-83-117. Дубна. 1983.
- [17] Shmakov S.Yu., Uzhinskii V.V., Zadorozhny A.M.// Comp. Phys. Comm. 1989. V. 54. P. 125.
- [18] Benary O., Price L.B. NN and ND Interactions (Above 0.5 GeV/c) — A Compilation. 1970. UCRL-20000 NN.
- [19] Bubnov V.I. et al.// Zeit. fur Phys. 1981. V. A303. P. 133.
- [20] Galstyan J.A. et al.// Nucl. Phys. 1973. V. A208. P. 626.
- [21] Basova E.S. et al.// Zeit. fur Phys. 1978. V. A287. P. 393.
- [22] Марин А. и др.// ЯФ. 1979. Т. 19. С. 105.
- [23] Аптончик В.А. и др.// ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1228.
- [24] Андреева Н.П. и др.// ЯФ. 1987. Т. 45. С. 123.
- [25] Андреева Н.П. и др.// ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1010.
- [26] Andersson B., Otterlund I., Stenlund E.// Phys. Lett. 1978. V. 73B. P. 343; Stenlund E., Otterlund I.// Nucl. Phys. 1982. V. B198. P. 407
- [27] Пак А.С., Сэрдамба Л., Ужинский В.В. Препринт ОИЯИ Р2-90-113. Дубна. 1990; Пак А.С., Ужинский В.В. Препринт ОИЯИ Р2-88-898. Дубна. 1988.
- [28] Барашенков В.С., Соснин А.Н., Шмаков С.Ю.// ЭЧАЯ. 1993. Т. 24. С. 246.
- [29] Ужинский В.В. Препринт ОИЯИ Р2-81-780. Дубна. ОИЯИ. 1981.
- [30] Uzhinskii V.V. Preprint JINR E2-82-426. Dubna. 1982.

- [31] Задорожный А.М., Ужвинский В.В., Шмаков С.Ю.// ЯФ. 1984. Т. 30. С. 1155.
- [32] Боресков К.Г., Кайдалов А.Б., Киселев С.Т., Смородинская Н.Я.// ЯФ. 1991. Т. 53. С. 569.
- [33] El-Waged Kh., Uzhinskii V.V. Preprint JINR E2-94-126. Dubna. 1994.
- [34] EMU01-Collaboration. Adamovich M.I. et al.// Zeit. fur Phys. 1995. V. C65. P. 421.
- [35] Botvina A.S., Mishustin I.N. et al. Preprint GSI GSI-94-36. Darmstadt: GSI. 1994.
- [36] Бекмирзаев Р.Н. и др.// ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1281.
- [37] Басова Е.С., Петров Н.В., Трофимова Т.П., Тунсунов Б.П.// ЯФ. 1995. Т. 58. С. 268.
- [38] Басова Е.С., Петров Н.В., Трофимова Т.П., Тунсунов Б.П.// ЯФ. 1995. Т. 58. С. 474.
- [39] Богданов В.Г., Перфилов Н.А., Плющев В.А., Соловьева З.И.// ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1493.
- [40] Антоичик В.А. и др.// ЯФ. 1986. Т. 44. С. 1508.
- [41] Антоичик В.А. и др.// ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1344.
- [42] Антоичик В.А. и др.// ЯФ. 1990. Т. 51. С. 765.
- [43] Антоичик В.А. и др.// ЯФ. 1990. Т. 51. С. 936.
- [44] Агакишиев Г.Н. и др.// ЯФ. 1990. Т. 51. С. 758.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июня 1995 года.