

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2457/83

10/5-83

P2-83-117

В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги,*
Ж.Ж.Мусульманбеков

КАСКАДНЫЙ МЕХАНИЗМ
НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЯДЕР

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Кишиневский государственный университет.

1983

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известно большое число моделей неупругих взаимодействий высокоэнергетических ядер, которые по форме и деталям весьма значительно отличаются одна от другой. Однако в их основе, как правило, лежит один из двух механизмов внутриядерных взаимодействий: каскадный механизм, когда суммарное взаимодействие рассматривается как разветвленная последовательность /"дерево"/ некогерентных взаимодействий быстрых частиц с отдельными внутриядерными нуклонами, и коллективный механизм, при котором взаимодействие быстрой частицы происходит когерентно сразу с несколькими внутриядерными нуклонами.

Эти два основных типа взаимодействий, конечно, не являются абсолютно изолированными и могут переходить один в другой по мере того, как когерентные взаимодействия, реализующиеся в отдельных узлах каскадного дерева, постепенно захватывают все это дерево /или, наоборот, когда единое коллективное взаимодействие распадается на отдельные обособленные блоки/^{1/1/}.

Модель внутриядерных каскадов в своем развитии прошла несколько стадий и в современной версии, учитывающей временную координату и изменение свойства ядра /эффект трейлинга/ в ходе процесса, дает наиболее детальное описание ядерных реакций по сравнению с другими известными подходами ^{1,2-7/}. Вместе с тем можно с уверенностью утверждать, что при достаточно высоких энергиях, когда становятся важны эффекты, связанные с большой длиной формирования вторичных частиц в адрон-адронных столкновениях и многочастичными взаимодействиями, известные в настоящее время модели внутриядерных каскадов будут непригодны ^{1,8/}. Вопреки первоначальному, более оптимистическому прогнозу сравнение расчетов с полученными в последние годы экспериментальными данными показало, что даже в более простом случае адрон-ядерных столкновений область применимости этих моделей ограничена энергиями $T \lesssim 10$ ГэВ ^{1,7/} *. При больших энергиях теоретический каскад оказывается слишком разветвленным и если не вводить каких-либо дополнительных предположений, расчетная множественность рождающихся частиц превосходит экспериментальную.

Неупругие столкновения ядер с точки зрения каскадной модели обсуждались уже во многих работах /см., например, ^{9-14/} /. Од-

*Здесь и везде далее T - кинетическая энергия налетающей частицы /ядра/ в лабораторной системе координат.

нако выводы о степени согласия расчетов с экспериментом в области энергий, которые больше нескольких ГэВ, довольно противоречивы.

Можно думать, что эти противоречия отчасти связаны с тем, что программы каскадных расчетов на ЭВМ очень сложны; они отличаются друг от друга аппроксимацией адрон-адронных взаимодействий, алгоритмами учета временной координаты, диффузности ядерной границы и другими деталями. Поэтому, когда речь идет о 10-20-процентных эффектах в средних величинах, различные версии модели могут давать несколько различающиеся результаты.

Нами выполнены систематические расчеты внутриядерных каскадов для широкого диапазона энергий и массовых чисел сталкивающихся ядер для оценки границы, после которой наступают значительные отклонения от традиционной каскадной модели.

МОДЕЛЬ И МЕТОД РАСЧЕТА

По отношению к налетающим на него нуклонам другого ядра и рожденным ими каскадным частицам каждое из сталкивающихся ядер рассматривалось как нуклонный ферми-газ в потенциальной яме с диффузной границей. В память ЭВМ закладывались пространственные координаты всех внутриядерных нуклонов, разыгранные в соответствии с осцилляторной плотностью для ядер с массовым числом $A \leq 16$ и вудс-саксоновской плотностью при $A > 16$.

Неупругое взаимодействие ядер представляло собой суперпозицию двухчастичных нуклон-нуклонных и пион-нуклонных столкновений, которые могут иметь место как в области перекрытия ядер, так и внутри каждого ядра в отдельности /рис.1/. Взаимодействия каскадных частиц с внутриядерными нуклонами могут происходить и в том случае, когда ядра уже разошлись на некоторое расстояние, и продолжаться до тех пор, пока все каскадные частицы вылетят из ядер или поглотятся ими. Взаимодействием каскадных частиц между собой пренебрегалось *.



Рис.1. Неупругое взаимодействие двух сталкивающихся ядер.

*При расчете столкновений тяжелых ядер, вообще говоря, следует учитывать искривление их траекторий кулоновскими силами. Однако при $T > 100$ МэВ/нуклон этот эффект незначителен, и мы им пренебрегаем.

Эволюция взаимодействующей системы в зависимости от временной координаты рассматривалась аналогично работам /7,9/: для начального момента времени t , определяемого соприкосновением ядер, разыгрывались все допустимые кинематикой и принципом Паули соударения частиц, из которых выбиралось происходящее раньше остальных, то есть - через интервал времени $\Delta t = \min \{t_i\}$ после этого положения ядер и всех каскадных частиц сдвигалось к новому моменту времени $t \rightarrow t + \Delta t$. Далее расчет повторялся. Такой метод значительно экономнее, чем предлагавшееся в работе /15/ последовательное прослеживание состояний системы через равные и достаточно малые временные интервалы ϵ .

Характеристики внутриядерных адрон-адронных взаимодействий разыгрывались методом, описанным в книге /4/. Распад возбужденных ядер, остающихся после вылета каскадных частиц, рассчитывался с помощью стандартной испарительной модели с параметром плотности уровней $a = A/10 \text{ МэВ}^{-1}$.

В крайних случаях, когда одно из сталкивающихся ядер имеет массовое число $A = 1$, наша модель переходит в описание нуклон-ядерного каскада.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных для взаимодействий дейтронов и α -частиц с легкими и тяжелыми ядрами дано в предыдущих работах /12,16,17/. В экспериментально достижимой области энергий $T \leq 4 \text{ ГэВ/нуклон}$ каскадные расчеты хорошо согласуются с результатами измерений; расхождения, в частности превышение теоретической множественности рождающихся π^- -мезонов, проявляются лишь для очень тяжелых ядер с $A > 100$ вблизи предельных энергий $T = 3-4 \text{ ГэВ}$. В настоящей работе мы рассмотрим более тяжелые ускоренные ядра, ^{40}Ar и ^{12}C , при энергиях, которые больше нескольких сотен МэВ/нуклон.

На рис.2 на примере взаимодействия ядер углерода с легкими и тяжелыми мишенями показана энергетическая зависимость множественности рождающихся частиц. Подобно тому, как это принято в фотоэмульсионных исследованиях, удобно выделить три компонента, относящиеся к различным интервалам энергии и имеющие различное

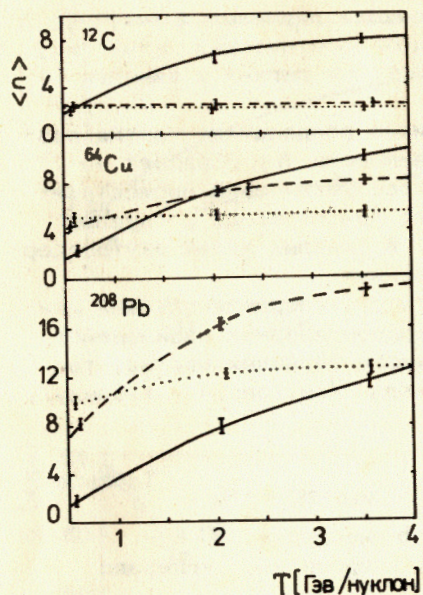


Рис.2. Энергетическая зависимость средней множественности s-, g- и b-частиц /сплошная, пунктирная и точечная кривые/, рождающихся в неупругих столкновениях ядер углерода с ядрами ^{12}C , ^{64}Cu , ^{208}Pb .

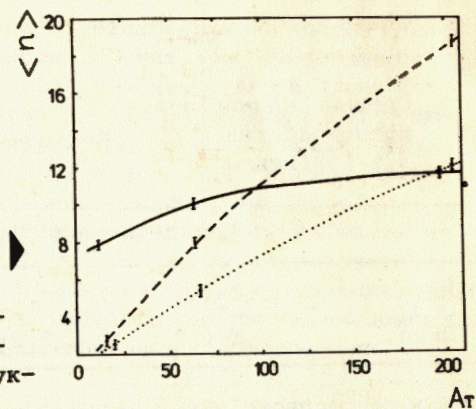


Рис.3. Средняя множественность s-, g- и b-частиц /сплошная, пунктирная и точечная кривые/, рождающихся в неупругом взаимодействии ^{12}C с различными ядрами-мишенями при $T = 3,6 \text{ ГэВ/нуклон}$.

физическое происхождение: так называемые s-, g- и b-частицы*. Как видно, в общих чертах зависимость средней множественности от энергии такая же, как и в случае адрон-ядерных взаимодей-

* Энергетические критерии выделения этих частиц см., например, в /4/. При обсуждении свойств частиц, образующихся при неупругих столкновениях ядер, следует учитывать, что некоторые частицы, которые в системе покоя налетающего ядра являются g- и b-частицами, при переходе к лабораторной системе координат /системе покоя ядра-мишени/, к которой относятся все приводимые далее численные данные, становятся s-частицами. Этим взаимодействие ядер отличается от случая высокоэнергетических адрон-ядерных столкновений, где s-частицы в основном состоят из рожденных пионов и первичного адрона, g-частицы - из протонов отдачи, а b-частицы - из испарительных частиц. Величина $\langle n_g \rangle$ по-прежнему характеризует разветвленность каскадного "дерева", а $\langle n_b \rangle$ - энергию возбуждения ядра-остатка.

вий /ср. с/7//: быстрое нарастание выхода ливневых ν -частиц, очень медленное изменение числа низкоэнергетических ν -частиц, различное поведение множественности $\langle n_g \rangle$ в легких и тяжелых мишенях.

Рис.3 иллюстрирует зависимость числа рождающихся частиц различных типов от массового числа ядра-мишени A_T . Обращает на себя внимание значительно более быстрое увеличение множественности нерелятивистских g - и ν -частиц при переходе к тяжелым мишеням по сравнению с ν -частицами. В тяжелых ядрах внутриядерный каскад становится очень разветвленным.

Согласие расчетной множественности с экспериментальными данными значительно хуже, чем в случае адрон-ядерных взаимодействий. Расхождения проявляются как в числе ливневых частиц, так и в числе внутриядерных столкновений $\sim \langle n_g \rangle / \text{см. рис.4 и таблицу/}$.

Таблица

Средние множественности ν -, g - и ν -частиц в ^{12}C E_m -взаимодействиях при кинетической энергии ядер углерода 3,6 ГэВ/нуклон

	$\langle n_\nu \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\langle n_\nu \rangle$
Расч.	10,1 \pm 0,2	7,8 \pm 0,3	5,2 \pm 0,2
Эксп.	7,8 \pm 0,2	5,9 \pm 0,3	4,3 \pm 0,1

Хорошее согласие имеет место лишь в случае столкновения легких ядер, когда число кратных соударений отдельных нуклонов в каждом из взаимодействующих ядер немногим больше единицы. Различие теоретических и экспериментальных данных еще не велико при взаимодействии ядер с массовыми числами $A \approx 20 \pm 40$ /рис.4/, но для взаимодействий с фотоэмульсией ($A_T \approx 70$) расчет дает уже почти на четверть завышенную множественность каскадных частиц*.

Различие расчетных и экспериментальных данных становится особенно заметным для центральных столкновений, где условия применимости каскадной модели выполняются значительно хуже,

*В работах /9,11/ отмечалось совпадение экспериментальной и теоретической множественностей для взаимодействий $^{14}\text{N} + E_m$ при $T = 2,1$ ГэВ/нуклон. Однако использовавшиеся в этих работах программы расчетов на ЭВМ содержали некоторые неточности, поэтому теоретические значения требуют пересмотра. Мы благодарны В.Д.Тоневу, обратившему наше внимание на это обстоятельство.

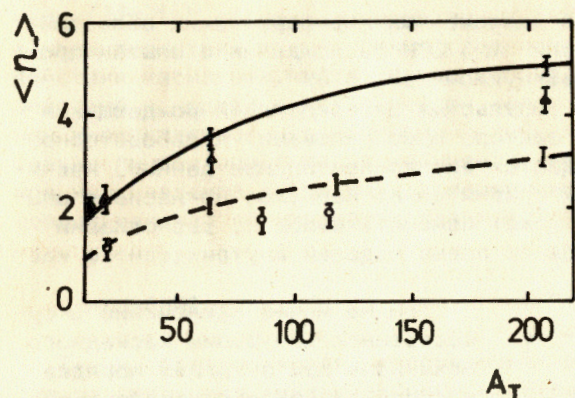


Рис.4. Среднее число π^- -мезонов, рождающихся в неупругих столкновениях ядер углерода с различными мишенями при $T = 3,6$ и $2,1$ ГэВ/нуклон /сплошная и пунктирная кривые/. Экспериментальные точки взяты из работ /18-20/.

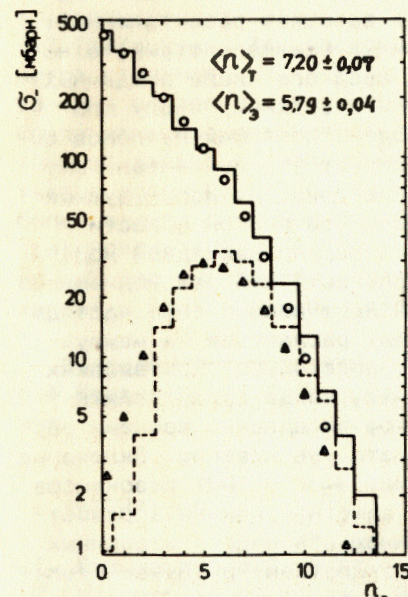


Рис.5. Распределение множественности π^- -мезонов, рождающихся в столкновениях $\text{Ar} + \text{KCl}$ при $T = 1,8$ ГэВ/нуклон. Сплошная и пунктирная кривые - каскадный расчет соответственно для всех и только для центральных столкновений. Экспериментальные точки взяты из работы /21/; указаны теоретическое и экспериментальное значения средней множественности π^- -мезонов $\langle n \rangle$ в центральных столкновениях.

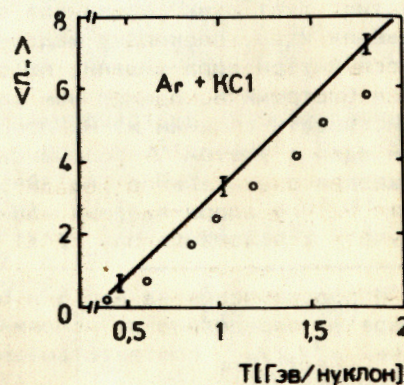


Рис.6. Среднее число π^- -мезонов, рождающихся в центральных столкновениях ядер аргона с мишенью KCl . Кривая - расчетные, точки - экспериментальные данные /21/.

чем при столкновении более разреженных периферических областей. Например, для взаимодействий $Ag + KCl$ расхождения с опытом проявляются уже при $T \geq 0,5$ ГэВ/нуклон /рис.5,6/ *.

Что касается угловых и импульсных распределений рождающихся частиц, то кинематические факторы преобразования к лабораторной системе координат, где задаются экспериментальные данные, маскируют противоречия, поэтому сравнительно неплохое согласие с опытом этих распределений не может изменить вывода о разногласии с опытом известных в настоящее время моделей внутриядерного каскада.

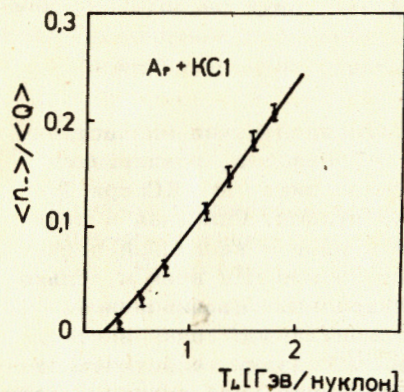


Рис.7. Отношение среднего числа π^- -мезонов к среднему числу провзаимодействовавших протонов в центральных столкновениях $Ag + KCl$. Кривая - расчетные, точки - экспериментальные данные /21/.

вложенность каскада и, соответственно, множественность вторичных частиц. Учет этих резонансов особенно существен в случае столкновения ядер, поскольку медленные резонансные частицы, образующиеся внутри ядра-мишени, по отношению к налетающему ядру являются быстрыми и, прежде чем распасться, они успевают провзаимодействовать с одним из нуклонов этого ядра. Расчеты столкновений ядер с учетом Δ -резонанса в области $T < 1$ ГэВ действительно показали значительное /на 30-50%/ подавление мезообразования /10,13/. В адрон-ядерных взаимодействиях такого эффекта нет, и учет Δ -резонанса при $T < 1$ ГэВ дает сравнительно небольшой

*Использованное на рис.5 и 6 граничное значение параметра удара ρ определено из условия, чтобы доля центральных столкновений $\sigma_c^T(\rho) / \sigma_{in}^T$ соответствовала экспериментальному отношению $\sigma_c^9(\rho) / \sigma_{in}^9$ /18/.

Тем не менее заключение о существенном нарушении каскадного механизма при энергиях порядка нескольких ГэВ представляется пока преждевременным. Хотя модель и завышает разветвленность вторичных взаимодействий, отношение среднего числа рожденных мезонов к среднему числу провзаимодействовавших нуклонов соответствует экспериментальному значению /рис.7/. Используемые для расчетов в этой области энергии версии каскадной модели предполагают, что все родившиеся внутри ядра резонансные частицы успевают распасться на межнуклонном расстоянии. При высоких энергиях, когда важно релятивистское замедление времени распада, это уже неверно. Включение в расчет π -N и N-N резонансов может заметно уменьшить развет-

вклад /22-24/. В области промежуточных энергий существенный вклад в характеристики ядро-ядерных столкновений могут дать взаимодействия каскадных частиц между собой. Хотя учет этих взаимодействий в модели может привести как к подавлению, так и увеличению множественности вторичных частиц, можно надеяться на значительно лучшее описание экспериментальных данных по выходу протонов и π -мезонов с большими поперечными импульсами в многонуклонных каналах ядро-ядерных взаимодействий /25/.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, модель ядро-ядерных взаимодействий, основанная на механизме внутриядерного каскада, приходит в противоречие с экспериментом при описании средних множественностей в столкновениях средних и тяжелых ядер уже при энергиях 1-2 ГэВ/нуклон. Эти расхождения возрастают с уменьшением параметра столкновения. Улучшения согласия с опытом можно добиться за счет подавления каскадного процесса путем включения в модель рождения и взаимодействия резонансов. Отдельного исследования требует вопрос о взаимодействиях каскадных частиц между собой. Учет в модели перечисленных эффектов позволит рассчитывать на более полное описание процессов, происходящих в ядро-ядерных столкновениях. Такая уточненная модель может служить "каскадным фоном" для выделения различных экзотических процессов, не связанных с двухчастичными взаимодействиями.

В заключение пользуемся случаем поблагодарить М.Г.Мещерякова, Б.Ф.Костенко и В.Д.Тонеева за обсуждения и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P2-12933, Дубна, 1979.
2. Metropolis N. et al. Phys.Rev., 1958, vol.110, p.185,204.
3. Bertini H.W. Phys.Rev., 1963, vol.131, p.180; 1978, vol.C17, p.1382.
4. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
5. Барашенков В.С. и др. УФН, 1973, т.109, с.91.
6. Тонеев В.Д. ОИЯИ, 2-12187, Дубна, 1979.
7. Barashenkov V.S. et al. Nucl.Phys., 1980, vol.A338, p.413.
8. Николаев Н.И. ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.177.
9. Гудима К.Г., Тонеев В.Д. ЯФ, 1978, т.27, с.658.
10. Variv V., Fraenkel Z. Phys.Rev., 1978, vol.C20, p.2227.
11. Марин А. и др. ЯФ, 1979, т.29, с.105.
12. Barashenkov V.S. et al. Zs.Phys., 1980, vol.A296, p.371.

13. Cugnon J. et al. Phys.Rev., 1980, vol.C22, p.1885; Nucl. Phys., 1981, vol.A352, p.505; vol.A360, p.444.
14. Halbert E.C. Phys.Rev., 1981, vol.C23, p.295.
15. Chen K. et al. Phys.Rev., 1969, vol.166, p.949.
16. Барашенков В.С. и др. ЯФ, 1981, т.33, с.1061.
17. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P2-81-202, Дубна, 1981.
18. Aksinenko V.D. et al. Nucl.Phys., 1980, A346, p.173.
19. Anikina M.Kh. et al. JINR, E1-80-651, Dubna, 1980.
20. Fung S.V. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, vol.40, p.202.
21. Sandoval A. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, vol.45, p.874.
22. Harp D. Phys.Rev., 1974, vol.C10, p.2387.
23. Ginocchio N. Phys.Rev., 1978, vol.C17, p.195.
24. Амелин Н.С. ОИЯИ, P2-80-661, Дубна, 1980.
25. Akhababian N. et al. JINR, E1-82-510, Dubna, 1982.

Барашенков В.С., Жереги Ф.Г., P2-83-117
 Мусульманбеков Ж.Ж.

Каскадный механизм неупругих взаимодействий
 высокоэнергетических ядер

В рамках модели внутриядерного адрон-нуклонного каскада выполнены систематические расчеты неупругих взаимодействий ядер для широкого диапазона энергий и массовых чисел. Сравнение расчетов с экспериментальными данными показывает, что модель приводит к противоречиям уже при энергиях несколько ГэВ/нуклон. Хотя эти противоречия характерны фактически для всех используемых в настоящее время версий каскадной модели, вывод о нарушении самого каскадного механизма представляется преждевременным. Уточнения модели, в особенности учет резонансных частиц, позволят расширить область ее применимости.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники
 и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Barashenkov V.S., Zheregii F.G., P2-83-117
 Musulmanbekov Zh.Zh.

Intranuclear Cascade Studies of Inelastic Nucleus-Nucleus
 Interactions

In the framework of the intranuclear cascade model the Monte-Carlo simulation of inelastic nucleus-nucleus interactions is performed for a wide range of energies and atomic numbers of interacting nuclei. The results of simulating contradict the experimental data already at a few GeV energies. To improve the agreement one must take into account at least the production and interaction of resonances.

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.

Рукопись поступила в издательский отдел
 3 марта 1983 года.