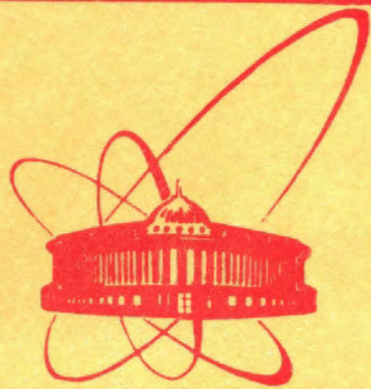


+



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3449/2-80

28/7-80

PI-80-206

В.С.Барашенков, Ф.Г.Жереги, Ж.Ж.Мусульманбеков,
В.А.Плющев, З.И.Соловьева

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ
НЕУПРУГИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРОТОНОВ,
ДЕЙТРОНОВ И α -ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ

Направлено в ЯФ

1980

В работах^{/1-4/} были измерены множественность, угловые и энергетические характеристики частиц, образующихся в неупругих столкновениях протонов, дейтронов и α -частиц с ядрами фотоэмульсии при одной и той же первичной энергии $T = 3,6$ ГэВ/нуклон. В некоторых пунктах результаты измерений плохо согласуются с количественными предсказаниями, полученными для "среднего" ядра фотоэмульсии на основе каскадно-испарительной модели^{/5-7/}. Кроме того, в эксперименте обнаружен своеобразный "ядерный скейлинг", проявляющийся в том, что энергия g -частиц, вылетающих в заднюю полусферу, практически не зависит ни от угла испускания, ни от массы налетающей частицы, ни от степени расщепления ядра-мишени. В то же время энергия частиц, вылетающих в переднюю полусферу, и суммарные, проинтегрированные по всем углам энергетические распределения g -частиц оказываются зависящими от типа первичной налетающей частицы. Эти выводы часто истолковываются как качественно противоречащие каскадному механизму ядерных реакций.

Нашей целью является сравнить экспериментальную и теоретическую зависимости различных характеристик ядерных взаимодействий от типа первичной частицы, используя современную, более совершенную версию каскадной модели для неупругих взаимодействий дейтронов и α -частиц с ядрами. Особое внимание уделено g -частицам, которые являются в основном протонами отдачи и несут информацию о механизме внутриядерных процессов.

Для расчета протон-ядерных взаимодействий мы использовали каскадно-испарительную модель с учетом эффекта трейлинга^{/8/}. Расчет дейтрон- и α -ядерных столкновений выполнен с помощью модели^{/9/}, которая является дальнейшим развитием каскадных моделей, описанных в работах^{/5,7/}.

Налетающий дейтрон рассматривается как произвольно ориентированная протон-нейтронная "гантель" с распределением импульсов частиц, определяемым из волновой функции дейтрона. При упругом или неупругом столкновении дейтрона с нуклоном ядра-мишени взаимодействует лишь один из дейтронных нуклонов, второй нуклон сохраняет свой импульс. Далее прослеживается развитие интенферирующих между собой каскадов, порожденных этими двумя нуклонами.

Импульсы нуклонов налетающей α -частицы разыгрывались с учетом законов сохранения по распределению, соответствующему гауссовской пространственной плотности распределения числа нуклонов внутри α -частицы. Предполагалось, что при столкновении

с ядром-мишенью α -частица с вероятностью, определяемой известными сечениями N - α взаимодействия σ_{el} и σ_{in} /см.²/, испытывает упругое или неупругое взаимодействие с одним из внутриядерных нуклонов. Это взаимодействие может произойти с любым нуклоном внутри цилиндра с осью вдоль направления движения α -частицы и радиусом $r_{eff} = r_0 + r_1 + \lambda$, где $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см - эффективный радиус сильного взаимодействия, r_1 - параметр, учитывающий размеры α -частицы, λ - длина ее дебройлевской волны. Предполагалось также, что неупругое α - N взаимодействие каждый раз осуществляется путем однократного N - N столкновения. В соответствии с известными экспериментальными сечениями учитывалась вероятность фрагментационных каналов $\alpha + N \rightarrow \alpha + \dots$.

$^3\text{He} + \dots, t + \dots, d + \dots, p + \dots$. Внутриядерные взаимодействия фрагментов-дейтронов рассчитывались указанным выше способом, взаимодействия ядер трития и ^3He с нуклонами ядра-мишени рассчитывались аналогично α - N взаимодействиям. В дальнейшем, как и в случае дейтрон-ядерных столкновений, прослеживались /с учетом эффекта трейлинга/ каскады, порожденные отдельными частицами.

Ядро-мишень рассматривалось как ферми-газ A нуклонов с плотностью, описываемой распределением осцилляторной модели в случае легких ядер и плотностью Вудса-Саксона для тяжелых ядер. Параметры этих распределений взяты из опытов по рассеянию электронов. Выбор ядра, с которым произошло взаимодействие, производился монте-карловским розыгрышем по процентному составу фотоэмульсии.

После окончания каскадной стадии процесса методом, описанным в книге /6/, выполнялся статистический расчет "испарения" возбужденного ядра-остатка.

Для отбора s -, g - и b -частиц использовались те же энергетические критерии, что и в эксперименте /4*/; статистика расчета была не ниже экспериментальной.

Все приводимые ниже экспериментальные и теоретические данные относятся к первичной энергии $T = 3,6$ ГэВ/нуклон.

В табл. 1 сравниваются расчетные и измеренные значения множественности вторичных частиц. Расхождение между этими значениями $|\langle n \rangle_T - \langle n \rangle_g| / (\langle n \rangle_T + \langle n \rangle_g)$ не превосходит 10-15%. Лишь для b -частиц, образующихся в α -ядерных столкновениях, различие составляет около 25% /экспериментальная множественность $\langle n_b \rangle$ в этом случае меньше, чем для взаимодействия $d + \text{Em}$ /.

* Пограничная энергия, разделяющая s - и g - частицы, считалась равной 400 МэВ для протонов и 60 МэВ для π -мезонов. Разделение g - и b - частиц производилось при энергиях 26 МэВ для протонов и соответственно 35, 41, 92 и 104 МэВ для фрагментов $d, t, ^3\text{He}, \alpha$.

Таблица 1

Средняя множественность частиц, образующихся при неупругих столкновениях протонов и легких ядер с ядрами фотоэмульсии. /Число серых и черных следов $n_h \geq 0$ /

	p + Em		d + Em		α + Em	
	Теория	Опыт	Теория	Опыт	Теория	Опыт
$\langle n_s \rangle^*$	1,91	1,63 \pm 0,02	3,26	2,77 \pm 0,07	5,40	4,27 \pm 0,13
$\langle n_g \rangle$	2,43	2,84 \pm 0,06	3,10	3,9 \pm 0,1	3,58	4,4 \pm 0,2
$\langle n_b \rangle$	3,88	3,79 \pm 0,08	5,43	4,6 \pm 0,2	6,17	4,4 \pm 10,2
$\langle n_h \rangle$	6,32	6,63 \pm 0,13	8,53	8,5 \pm 0,3	9,70	8,8 \pm 0,4
$\langle n_{tot} \rangle$	8,23	8,26 \pm 0,13	11,79	11,3 \pm 0,3	15,20	13,1 \pm 0,4

* В $\langle n_s \rangle$ включены релятивистские заряженные фрагменты налетающего ядра.

Таблица 2

Средняя множественность частиц в звездах с числом серых и черных следов $n_h \geq 28$

	d + HEм		α + HEм	
	Теория	Опыт	Теория	Опыт
%*	2,0	2,6 \pm 0,5	6,2	6,8 \pm 0,9
$\langle n_s \rangle$	2,6	2,9 \pm 0,2	7,2	6,6 \pm 0,2
$\langle n_g \rangle$	15,1	16,4 \pm 0,4	17,2	19,1 \pm 0,4
$\langle n_b \rangle$	15,8	16,2 \pm 0,3	15,9	14,4 \pm 0,3
$\langle n_h \rangle$	31,1	32,5 \pm 0,3	33,0	33,5 \pm 0,4
$\langle n_{tot} \rangle$	33,6	35,4 \pm 0,4	40,2	40,1 \pm 0,4

* Относительное число звезд с $n_h \geq 28$ $N(n_h \geq 28) / N(n_h \geq 0)$.

Вместе с тем обращает на себя внимание более быстрое возрастание теоретической множественности ливневых частиц при переходе к более тяжелым налетающим частицам. При этом расчетная множественность $\langle n_g \rangle$ оказывается, как правило, заниженной, а множественность $\langle n_b \rangle$, наоборот, несколько завышенной по сравнению с полученной экспериментально.

В табл.2 выделены данные для звезд с $n_h = n_g + n_b \geq 28$, называемых условно взаимодействиями с полным расщеплением ядер Ag, Br*. В этих случаях эксперимент и расчет согласуются значительно лучше.

Угловые и энергетические характеристики g -частиц указаны в табл.3 и на рис.1-3. Расчетные и экспериментальные величины неплохо согласуются, хотя из таблицы видно, что теоретические распределения $W(\cos\theta)$ характеризуются несколько большей анизотропией, а средняя энергия рождающихся частиц при увеличении массы первичной частицы возрастает заметно медленнее, чем это наблюдается на опыте. При переходе к расщеплениям с $n_h \geq 28$ как в теории, так и в эксперименте происходит смягчение энергетического спектра. Энергия частиц уменьшается с ростом угла вылета, однако при $\theta \geq \pi/2$ она становится практически постоянной. Каскадная модель хорошо объясняет этот экспериментальный факт.

Таблица 3

Средний косинус угла вылета g -частиц и средняя кинетическая энергия g -протонов

	$\langle \cos\theta \rangle$		$\langle \tau_g \rangle$	
	Теория	Опыт	Теория	Опыт
$p + Em, n_h \geq 0$	$0,358 \pm 0,011$	$0,319 \pm 0,007$	$123,7 \pm 3,2$	112 ± 3
$d + Em, n_h \geq 0$	$0,371 \pm 0,013$	$0,344 \pm 0,012$	$126,1 \pm 2,5$	122 ± 3
$\alpha + Em, n_h \geq 0$	$0,376 \pm 0,008$	$0,349 \pm 0,011$	$130,1 \pm 2,4$	145 ± 3
$d + HE m, n_h \geq 28$	$0,325 \pm 0,020$	$0,304 \pm 0,013$	105 ± 3	110 ± 3
$\alpha + HE m, n_h \geq 28$	$0,320 \pm 0,020$	$0,340 \pm 0,011$	123 ± 3	138 ± 3

* Мы не приводим таких данных для взаимодействий $p + Em$, т.к. в этом случае $N(n_h \geq 28)/N(n_h \geq 0) < 1\%$ и для расчета характеристик звезд требуется слишком большое время ЭВМ.

Никаких дополнительных предположений /в том числе и предположений о рассеянии на внутриядерных структурах, см./^{10/} для этого не требуется. Эффект объясняется поглощением вторичных пионов парой нуклонов в ядре-мишени с последующим разлетом этих нуклонов в их системе центра масс.

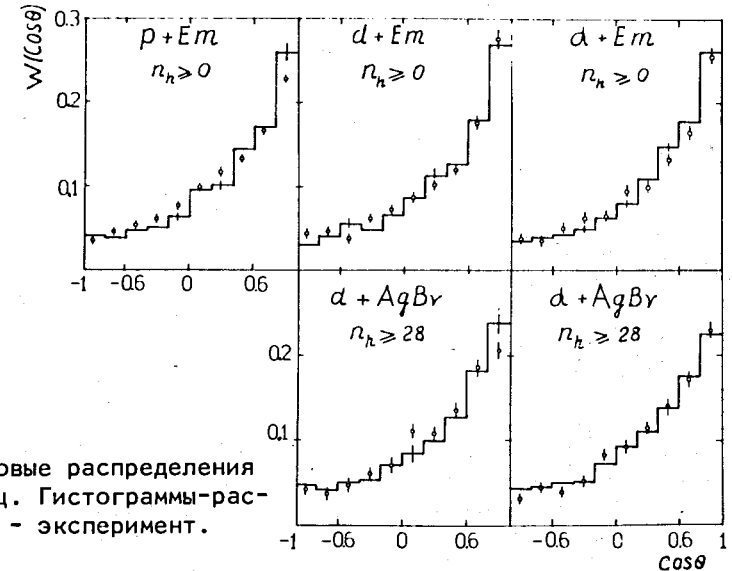


Рис.1. Угловые распределения g -частиц. Гистограммы - расчет, точки - эксперимент.

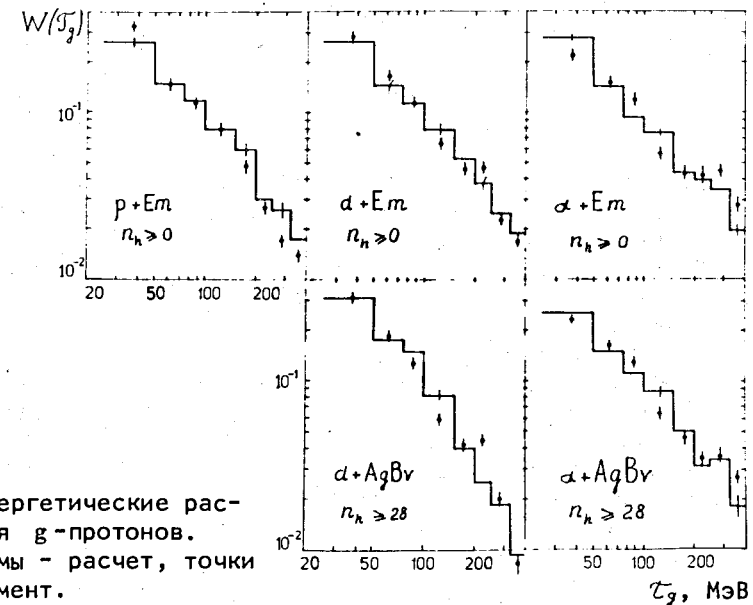


Рис.2. Энергетические распределения g -протонов. Гистограммы - расчет, точки - эксперимент.

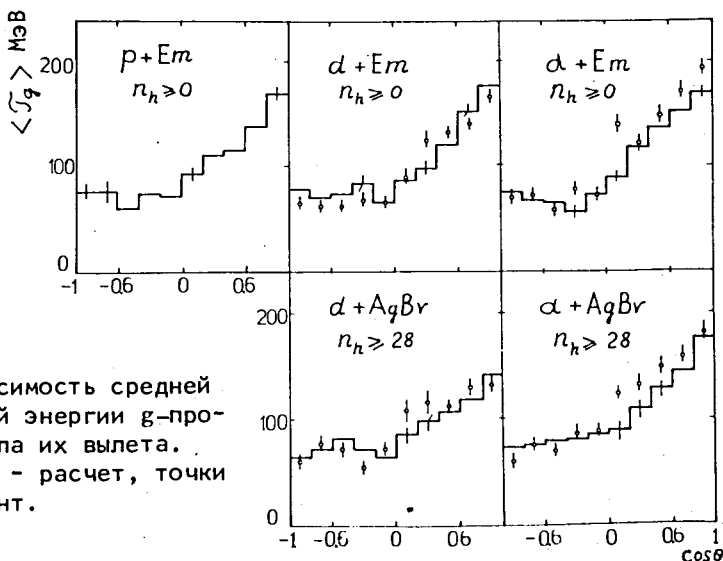


Рис.3. Зависимость средней кинетической энергии g -протонов от угла их вылета. Гистограммы - расчет, точки - эксперимент.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что каскадно-испарительная модель хорошо описывает совокупность известных в настоящее время экспериментальных данных по взаимодействию протонов, дейтронов и α -частиц с ядрами при энергиях $T \sim 4$ ГэВ/нукл. Расхождения проявляются лишь в деталях. Чем обусловлены эти расхождения, принципиальными ограничениями каскадно-испарительной модели или недостатками ее программной реализации, - это предмет дальнейшего исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Банник Б.П. и др. ОИЯИ, P1-13058, Дубна, 1979.
2. Богданов В.Г. и др. Препринт Радиового института РИ-77, Л., 1978.
3. Shabratova G.S. et al. Acta Phys.Slov., 1978, 28, p.132.
4. Богданов В.Г. и др. ЯФ, 1979, 29, с.688.
5. Барашенков В.С., Ильинов А.С., Тонеев В.Д. Acta Phys.Pol. 1973, 54, с.219.
6. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
7. Барашенков В.С. и др. ЯФ, 1973, 17, с.434.
8. Барашенков В.С., Ильинов А.С., Тонеев В.Д. ЯФ, 1971, 13, с.743.
9. Барашенков В.С., Жереги Ф.Г., Мусульманбеков Ж.Ж. ОИЯИ, P2-13018, Дубна, 1979.
10. Лексин Г.А. Препринт ИТЭФ №147, М., 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 марта 1980 года.