

♀
объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

2877 / 2-81

15/6-81

P2-81-202

В.С.Барашенков, Ж.Ж.Мусульманбеков,
С.Ю.Шмаков

ЗАВИСИМОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК
НЕУПРУГИХ ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ОТ МАССЫ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ
НАЛЕТАЮЩЕЙ ЧАСТИЦЫ

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik, A"

1981

В настоящее время имеется весьма подробная экспериментальная и теоретическая информация о характеристиках высокоэнергетических взаимодействий нуклонов с ядрами, что позволяет, в частности, достаточно точно выполнять различные расчеты, связанные с прохождением пучков быстрых нуклонов через вещество. Существенно меньше известно о ядерных взаимодействиях дейтронов и α -частиц, хотя эти данные также требуются для различных ядерно-физических расчетов. Необходимые сведения о неупругих взаимодействиях дейтронов и α -частиц сейчас можно получить лишь с помощью каскадно-испарительной модели.

Как показали расчеты многих авторов /см. работы /1-5/, где можно найти дальнейшую библиографию/, каскадно-испарительная модель, дополненная фонговским механизмом высокоэнергетического деления, хорошо согласуется с известными экспериментальными данными по неупругим ядерным взаимодействиям в широкой области энергий налетающих частиц T - приблизительно от сотни МэВ и, по крайней мере, до нескольких ГэВ/нуклон*.

Целью нашей статьи является выяснение зависимости средних характеристик неупругих взаимодействий от типа налетающей частицы. Как мы увидим ниже, в случае взаимодействия легчайших ядер с тяжелыми и средними ядрами эти характеристики - множественность вторичных частиц различных сортов, их средние угловые и энергетические распределения, массовые и зарядовые спектры остаточных ядер и даже делимость ядер, т.е. те величины, которые наиболее важны при расчетах радиационной защиты, накопления полезных изотопов и для других аналогичных задач /см., например, /7-9/ - оказываются почти не зависящими от типа налетающей частицы и практически совпадают с соответствующими величинами для нуклон-ядерных взаимодействий /при равных энергиях налетающих частиц/. Это позволяет использовать уже имеющиеся данные и в ряде случаев упростить вычисления /алгоритм каскадных расчетов для дейтронов и α -частиц более сложен, чем для нуклонов^{/3/}. Заметные различия проявляются лишь во взаимодействиях с легкими ядрами, при массовых числах $A \leq 30$.

* Мы не будем рассматривать область больших энергий, где ситуация менее ясна и для согласования с экспериментом необходимо использовать значительно более сложную каскадную модель /6/.

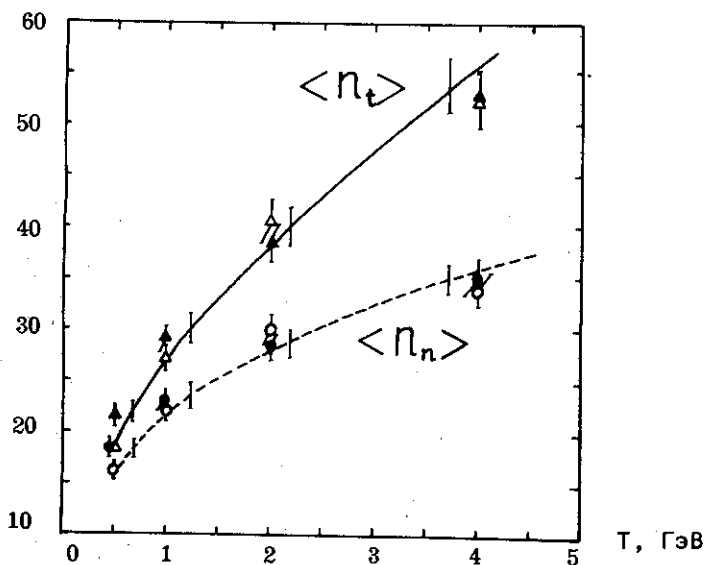


Рис. 1. Среднее число частиц, образующихся в неупругом взаимодействии протонов /кривые/, дейтронов /значки \circ и Δ / и α -частиц /значки \bullet и \blacktriangle / с ядром ^{238}U при энергии T . Указаны статистические погрешности расчетов.

Все приведенные ниже данные получены с помощью модели внутриядерных каскадов, учитывающей изменение свойств ядра-мишени в результате выбивания его нуклонов лавиной каскадных частиц /см. /2,3/. Деление возбужденных ядер, остающихся после каскадной стадии процесса, рассматривалось методом, описанным в работах /4,10/.

На рис. 1 на примере ядра урана иллюстрируется степень инвариантности средней множественности заряженных и нейтральных частиц к типу налетающей частицы в случае тяжелых ядер-мишеней, когда существенную роль играет процесс высокоэнергетического деления. Если ограничиться 5%-процентной точностью, как это обычно делается при монте-карловских расчетах внутриядерных и межядерных каскадов, то значительных отклонений не заметно даже на границе применимости каскадной модели, при энергиях T порядка десятков МэВ. То же самое можно сказать об угловых и энергетических распределениях каскадных частиц /как в среднем, так и в отдельности для заряженной и нейтральной компонент/.

После каскадной стадии взаимодействия в этом случае остаются ядра, обладающие, безотносительно к типу налетающей частицы, почти одинаковыми средними значениями массового и зарядово-

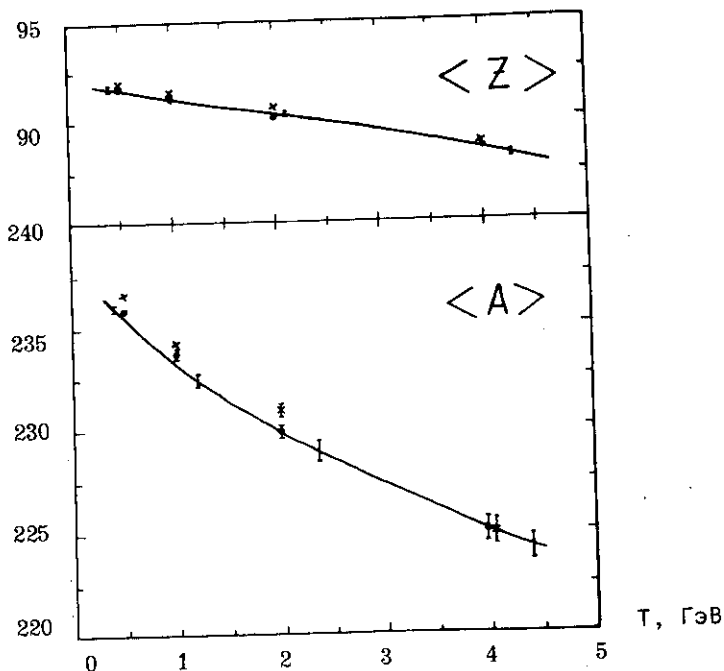


Рис. 2. Средние зарядовое и массовое числа остаточного ядра после каскадной стадии взаимодействия. Исходное ядро - ^{238}U . T - энергия бомбардирующей частицы. Кривые - взаимодействия с протонами, значками \bullet и \times нанесены соответственно данные для взаимодействий с дейтронами и α -частицей. Указаны статистические погрешности расчетов.

го чисел и практически одной и той же энергией возбуждения /рис. 2,3/. Поэтому не только свойства высокоэнергетических, каскадных частиц, но и свойства частиц малых энергий, вылетающих в процессе распада остаточных ядер, оказываются очень близкими при разных значениях массы бомбардирующей частицы. Например, отношение множественностей заряженных и нейтральных частиц, рождающихся при распаде остаточных ядер, которые образовались в неупругих столкновениях $p + ^{238}\text{U}$ и $\alpha + ^{238}\text{U}$ при $T = 1$ ГэВ, $\langle n_{\pm} \rangle_{\alpha} / \langle n_{\pm} \rangle_p = 1.0 \pm 0.1$. $\langle n_n \rangle_{\alpha} / \langle n_n \rangle_p = 1.1 \pm 0.1$. Практически одинаковы также соответствующие угловые и энергетические распределения распадных частиц.

Не зависящей от свойств налетающей частицы оказывается и делимость ядра σ_f / σ_{in} /см. табл. 1/, хотя в отдельности сечение деления σ_f и сечение неупругого взаимодействия σ_{in} существенно возрастают при переходе к более тяжелым налетающим частицам.

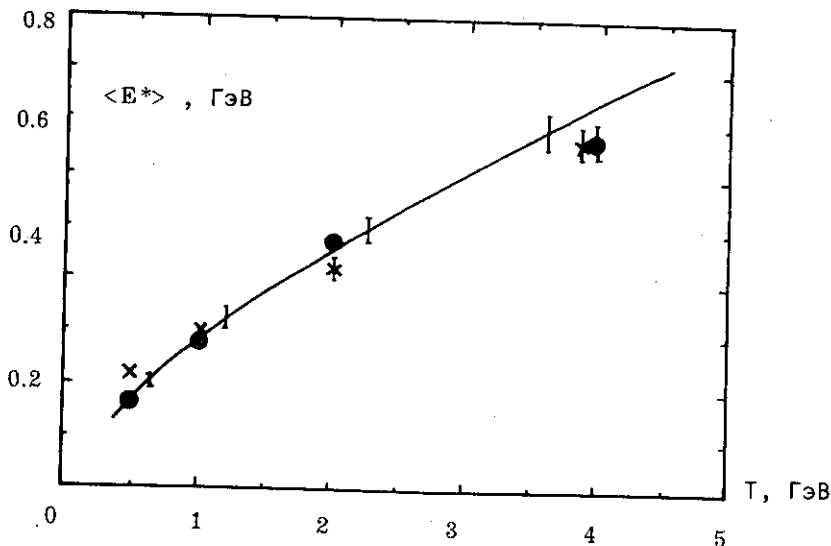


Рис.3. Средняя энергия возбуждения остаточного ядра после каскадной стадии взаимодействия. Все обозначения, как на рис. 2.

Аналогично ведут себя характеристики вторичных частиц и остаточных ядер в случае взаимодействий с ядрами среднего атомного веса. Это видно, в частности, из табл. 2, где в качестве примера приведена множественность частиц для взаимодействий со средним ядром фотоэмульсии ^{70}Ga . Отношение чисел заряженных и нейтральных частиц, образующихся во взаимодействии

Таблица 1

Относительная величина делимости ядер урана протонами, дейтронами и α -частицами с энергией T

$$D_{dp} = \left(\frac{\sigma_f}{\sigma_{in}} \right)_d / \left(\frac{\sigma_f}{\sigma_{in}} \right)_p, \quad D_{\alpha p} = \left(\frac{\sigma_f}{\sigma_{in}} \right)_\alpha / \left(\frac{\sigma_f}{\sigma_{in}} \right)_p$$

Статистическая погрешность расчета $\Delta D = \pm 10\%$ при $T = 0,5$ ГэВ и $\pm 15\%$ при $T = 4$ ГэВ.

$T, \text{ГэВ}$	0,5	1	2	4
D_{dp}	0,98	1,03	1,00	1,02
$D_{\alpha p}$	1,00	1,06	1,00	1,10

Таблица 2

Средняя множественность нейтронов $\langle n_n \rangle$ и суммарная множественность всех вторичных частиц $\langle n_t \rangle$, рождающихся при неупругих взаимодействиях протонов, дейтронов и α -частиц с ядрами ^{70}Ga и ^{14}N при $T=1$ ГэВ

		p	d	α	-
^{70}Ga	$\langle n_n \rangle$	5,5 \pm 0,4	5,9 \pm 0,4	6,2 \pm 0,4	-
	$\langle n_t \rangle$	11,5 \pm 0,8	11,6 \pm 0,8	12,4 \pm 0,9	-
^{14}N	$\langle n_n \rangle$	2,1 \pm 0,1	2,7 \pm 0,2	2,9 \pm 0,2	-
	$\langle n_t \rangle$	6,6 \pm 0,5	6,8 \pm 0,5	7,3 \pm 0,5	-

як с протоном и α -частицей, при $T=1$ ГэВ, $\langle n_{\pm} \rangle_{\alpha} / \langle n_{\pm} \rangle_p = 1,1 \pm 0,1$, $\langle n_n \rangle_{\alpha} / \langle n_n \rangle_p = 1,2 \pm 0,1$. Близкими оказываются угловые и энергетические распределения частиц.

Слабая чувствительность характеристик неупругих взаимодействий к типу налетающей частицы обусловлена тем, что геометрические размеры этой частицы в несколько раз меньше размеров ядра-мишени, поэтому вклад фрагментационных каналов, когда часть нуклонов налетающего дейтрона или α -частиц вылетает с большой энергией, не испытав взаимодействия с внутриядерными нуклонами, сравнительно незначителен /к тому же множественность частиц во фрагментационных каналах значительно меньше средней/, и энергия, вносимая в ядро налетающей частицей, целиком идет на процесс каскадирования и возбуждение ядра-остатка; число вторичных частиц и их свойства в этом случае определяются не массой налетающей частицы, а ее энергией. Существенная зависимость от типа налетающей частицы проявляется лишь в отдельных каналах реакции /особенно для периферических столкновений/.

Иная картина имеет место для взаимодействий с легкими ядрами, когда вклад фрагментационных каналов превалирует /например, при взаимодействии дейтронов и α -частиц с ядром азота сечение фрагментации составляет около 75% сечения неупругих взаимодействий/. Хотя средняя множественность вторичных частиц при этом и не слишком сильно зависит от массы налетающей частицы /см. табл. 2/, различие в угловых и энергетических характеристиках значительное.

Все эти особенности неупругих взаимодействий легких ионов с ядрами непосредственно видны в процессе монте-карловского моделирования.

Каскадно-испарительная модель ядерных реакций хорошо проверена на опыте для нуклон-ядерных столкновений. Экспериментальная информация о неупругих столкновениях высокоэнергетических дейтронов и α -частиц, с которой можно сравнить результаты расчетов, намного меньше. Представляет интерес проверить экспериментально, с какой точностью выполняются указанные выше выводы о слабой зависимости характеристик неупругих взаимодействий с тяжелыми и средними ядрами от типа бомбардирующей частицы. Экспериментальное подтверждение этих выводов позволило бы существенно упростить алгоритмы розыгрыша неупругих взаимодействий легких ядер с тяжелыми, что имеет важное значение в расчетах различных ядерно-физических процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bertini H.W. Phys.Rev., 1963, v. 131, p. 1801; 1969, v. 188, p. 1711; 1972, v. 6C, p. 631.
2. Барашенков В.С. и др. УФН, 1973, т. 109, с. 91.
3. Barashenkov V.S., Musulmanbekov J.J., Gereghi F.G. Zs. Phys., 1980, v. A296, p. 371.
4. Barashenkov V.S., Shmakov S.Iu., JINR, E2-12902, Dubna, 1979.
5. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P1-80-206, Дубна, 1980.
6. Барашенков В.С. и др. ОИЯИ, P2-12933, Дубна, 1979.
7. Барашенков В.С., Сдобнов В.Е., Чигринов С.Е. АЭ, 1974, т. 36, с. 224.
8. Казарновский М.В. и др. Препринты ИЯИ АН СССР П-0133, П-0149, М., 1980.
9. Барашенков В.С., Шмаков С.Ю. ОИЯИ, P2-80-531, Дубна, 1980.
10. Barashenkov V.S. et al. Nucl.Phys., 1974, v. A222, p.204.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 марта 1981 года.