

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

X 394

P1-87-809

Э.Херрманн*, В.С.Барашенков; А.Ф.Новгородов,
В.А.Халкин

ЭМИССИЯ ТЯЖЕЛЫХ НУКЛИДОВ
В РЕАКЦИЯХ ГЛУБОКОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ

Направлено в журнал "Isotopenpraxis"

* Университет им. Мартина Лютера, г.Галле, ГДР

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств ядер, образующихся в реакциях глубокого расщепления, представляет интерес для проверки и совершенствования теоретических моделей, а также для ряда практических применений физики высоких энергий /например, для радиохимического разделения элементов/. Выделение таких ядер, характеризующихся небольшим выходом, часто основывается на методе "мишень - активируемый поглотитель" с толстыми /много больше длины пробега исследуемого ядра/ мишенями и толстослойными поглотителями. Кроме того, приходится ограничиваться усредненным изучением ядер, вылетающих в широкие угловые интервалы через передний и задний торцы мишени / по отношению к направлению пучка первичных протонов/. Для этого измеряется отношение радиоактивностей данного типа ядер в переднем и заднем поглотителях, $N_{ABS}(\theta \leq \pi/2)$, $N_{ABS}(\theta > \pi/2)$ и их радиоактивности в мишени N_{TAG} :

$$F_F^- = N_{ABS}(\theta \leq \frac{\pi}{2}) / N_{TRG}, \quad F_B = N_{ABS}(\theta > \frac{\pi}{2}) / N_{TRG}$$

или, что более удобно, не зависящие от толщины мишени W произведения $F_F W$ и $F_B W$ /см., например, работы ^{1, 2/}. Пролет, энергия и другие характеристики изучаемых ядер вычисляются из измеренных величин путем их анализа на основе предположения о том, что первичный протон инициирует внутриядерный каскад, после которого остается сильно возбужденное "послекаскадное" ядро, теряющее свое возбуждение испарением нуклонов и легких ядер. Однако прямой расчет выхода ядер $F_F W$ и $F_B W$ с помощью каскадно-испарительной модели в некоторых случаях дает значения, в несколько раз расходящиеся с опытом /см., например, ^{1, 2/}. Кроме того, при обработке измеренных величин используются соотношения для скоростей и углов вылета послекаскадных и остаточных /"послеиспарительных"/ ядер, требующие более тщательного обоснования. Например, в работе ^{1, 2/} используются выражения для эмиссии ядер из мишени, справедливые лишь при условии, что скорость V , приобретенная ядром в процессе испарения, превосходит скорость v_0 , полученную им в каскадной стадии процесса ($\eta = v_0/V < 1$). Однако уже простые оценки, учитывающие изотропность в возбужден-

ных ядер, показывают, что в подавляющем числе случаев соотношение скоростей $\eta > 1$.

Целью нашей работы является оценка /путем монте-карловского моделирования реакций глубокого расщепления на основе более точной каскадно-испарительной модели/ законности приближенных соотношений, используемых при обработке экспериментов с толстыми мишенями, и сравнение результатов расчетов с опытом.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Обсуждаемые ниже результаты измерений относятся к металлическим мишеням, облучавшимся протонами с энергией $T = 150 \div \pm 660$ МэВ, когда достаточно хорошо выполняются условия применимости каскадно-испарительной модели. Данные для энергии $T = 660$ МэВ получены нами на фазотроне ОИЯИ. Для этого восемь пакетов по пять полиэтиленовых пленок толщиной 60 мг/см^2 , разделенных семью танталовыми фольгами толщиной $51,9 \text{ мг/см}^2$, облучались пучком протонов перпендикулярно их поверхности. Спустя $24 \cdot N$ час / $N = 1, 2, 3, 40$ / радиоактивность танталовых и полиэтиленовых пленок исследовалась с помощью GeLi-детектора. Из сопоставления радиоактивности тантала и полиэтилена вычислены значения $F_F W$ и $F_B W$, приведенные в табл. 1.

Таблица 1

Выход остаточных ядер при облучении танталовой мишени протонами с энергией $T=660$ МэВ. В скобках указаны статистические погрешности измерений

Ядро	$F_F W$ (мг/см ²)		$F_B W$ (мг/см ²)	
	опыт	теория	опыт	теория
¹⁷³ Hf	0,076(6)	0,075	0,0082(16)	0,0076
¹⁷¹ Lu	0,092(4)	0,10		0,011
¹⁷⁰ Hf	0,11(4)	0,12	0,0083(4)	0,012
¹⁸⁹ Lu	0,11(1)	0,14	0,020(2)	0,014
¹⁸⁹ Yb	0,11(1)	0,14		0,014
¹⁸⁷ Tm	0,13(3)	0,17		0,017
¹⁸⁶ Yb/Tm	0,17(3)	0,19	0,043(29)	0,019
¹⁸⁵ Tm	0,18(2)	0,21	0,012(1)	0,021
¹⁸⁰ Er/Ho	0,24(5)	0,30		
¹⁵⁷ Dy	0,31(4)	0,37	0,020(1)	0,038
¹⁵⁸ Tb	0,35(1)	0,49		0,050
¹⁵¹ Tb	0,49(27)	0,56		0,057
¹⁴⁹ Gd	0,45(1)	0,62		0,063
¹⁴⁷ Gd	0,47(8)	0,70		0,071

Данные для энергий $T \leq 600$ МэВ взяты из работ ²⁻¹⁰/. Следует заметить, что выходы ядер, полученные в одной серии измерений, каждый раз хорошо аппроксимируются выражением

$$FW = a \cdot \Delta A^b, \quad /1/$$

где ΔA - разность массовых чисел ядра-мишени и изучаемого нуклида. Это видно из рис. 1 /для наглядности там использован двойной логарифмический масштаб/ и из табл. 2, где приведена компиляция значений a и b для всех известных нам экспериментальных данных. Хотя число экспериментальных точек в работах,

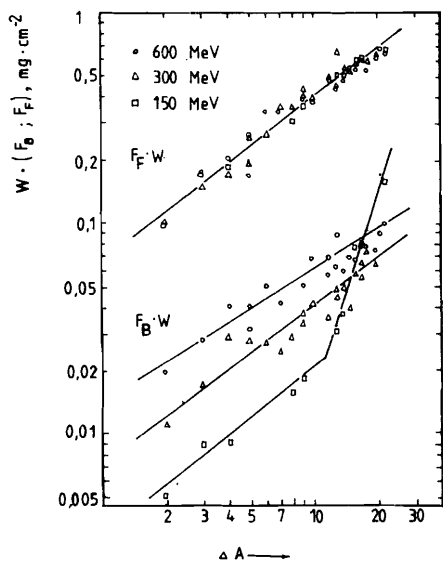


Рис. 1. Выход нуклидов в переднюю и заднюю полусферы в зависимости от разности массовых чисел нуклида и ядра-мишени. Экспериментальные точки из работы ^{2/}, прямые - аппроксимация - /1/.

как правило, невелико и разброс величины коэффициентов a , b довольно значителен, можно считать, что в случае F_{FW} коэффициент $b = 0,7 \div 1,4$ и почти не зависит от вещества мишени; коэффициент a уменьшается при переходе к более тяжелым мишеням соответственно уменьшению длины пробега нуклидов. Что касается

выхода нуклидов F_{BW} , то он растет с увеличением энергии протонов.

Таблица 2

Значения коэффициентов в аппроксимации /1/ для опытов с металлическими мишенями

FW	Мишень		ΔA	T (ГэВ)	a (мг/см ²)	b	Лит-ра
	Z	A					
1	2	3	4	5	6	7	8
F_{FW}	21-29	45-65	2-22	0,15-0,6	65	0,78	2
	22-29	48-65	14-40	29	7,4	1,40	3
	39-47	89-109	5-26	0,6	29	0,92	4

Таблица 2 /продолжение/

1	2	3	4	5	6	7	8
F_{FW}	47	108	2-27	0,48	-	0,9	5
	47	108	2-35	0,40	-	0,7	5
	47,5	108,1	3-15	0,20	15	1,15	6
	47,5	108,1	3-15	0,40	13	1,15	6
	73	181	9-42	0,58	11	1,02	7
	73	181	9-34	19	6,5	0,98	7
	83	209	3-11	0,45	5,6	1,22	8-10
	73	181	8-34	0,66	4,1	1,35	наст. раб.
F_{BW}	21-29	45-65	2-10	0,15	3	0,86	2
	21-29	45-65	13-22	0,15	-	3,3	2
	21-29	45-65	2-22	0,30	7	0,75	2
	21-29	45-65	2-22	0,60	14	0,64	2
	22-29	48-65	14-40	29	2,7	1,35	3
	47	108	2-27	0,48	-	0,6	5
	47	108	2-35	0,4	-	0,8	5
	73	181	9-34	19	2,2	0,97	7
	73	181	9-36	0,58	1,5	0,9	7
	73	181	8-24	0,66	1,3	0,95	наст. раб.
83	209	3-11	0,45	5,4	0,9	8,9	

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СВОЙСТВ ПОСЛЕКАСКАДНЫХ И ОСТАТОЧНЫХ ЯДЕР

Моделирование внутриядерного каскада мы выполнили методом Монте-Карло в предположении, что распределение вещества в ядре с диффузной границей описывается вудс-саксоновской функцией с параметрами, определенными из опытов с рассеянием электронов. Вместо обычно применяемого /в целях упрощения расчетов/ разбиения ядра на концентрические зоны постоянной плотности мы основывались на более точном "непрерывном приближении", соответствующем предельному случаю большого числа очень тонких зон ¹¹⁻¹³/. Учитывалось рождение π -мезонов и их взаимодействия с внутриядерными нуклонами, что дает заметный вклад в область $T > 500$ МэВ.

Расчет испарения возбужденного ядра, остающегося после вылета лавины каскадных частиц, выполнялся также методом Монте-Карло с учетом вылета протонов, нейтронов и легких ядер ²He, ³H, ³He, ⁴He /подробности расчета этой стадии см. в ¹³/.

Сравнение с опытом различных расчетных величин показало, что в области энергий $T \leq 1$ ГэВ модель хорошо описывает экспериментальные данные; расхождение, как правило, не выходит за пределы экспериментальных погрешностей /11, 12/. Это дает уверенность, что модель применима и для расчета обсуждаемых ниже характеристик послекаскадных и остаточных ядер.

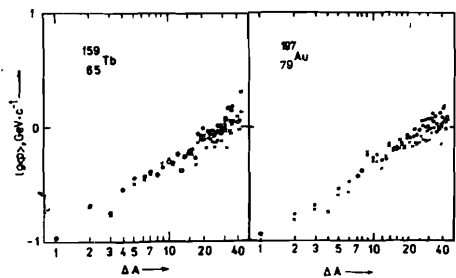
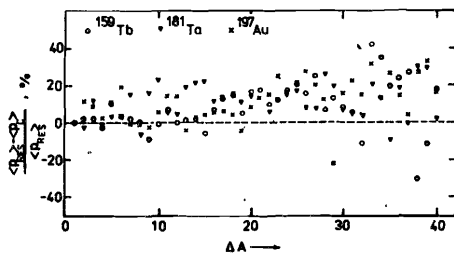


Рис. 2. Средний импульс послекаскадных /X/ и остаточных /o/ ядер, образующихся при облучении мишеней из золота и тербия протонами с энергией 660 МэВ.

Рис. 3. Относительная разность абсолютных значений импульсов послекаскадного и остаточного ядер, образовавшихся при взаимодействии протонов с энергией 660 МэВ с ядрами тербия, тантала и золота.



На рис. 2 на примере ядер тербия и золота при $T=660$ МэВ демонстрируется корреляция средних импульсов послекаскадного и остаточных ядер, $\langle P_c \rangle$ и $\langle P_{RES} \rangle$, в различных интервалах ΔA /здесь и везде ниже $\Delta A = A - A_{RES}$ разность массовых чисел исходного ядра мишени и остаточного ядра, образовавшегося после окончания процесса испарения; T - энергия бомбардирующего протона/. Как видно, импульсы $\langle P_c \rangle$ и $\langle P_{RES} \rangle$ растут при увеличении числа потерянных нуклонов ΔA , но их абсолютные значения остаются весьма близкими по величине. Последнее хорошо видно также из рис. 3, где приведена относительная разность этих импульсов для нескольких ядер-мишеней. В области $\Delta A \leq 20$ различие импульсов не превосходит 10%, и лишь при больших ΔA достигает приблизительно 20%*. Приведенные данные показывают

* Следует заметить, что импульс послекаскадного ядра $P_c = A_c V_c$, где A_c - массовое число этого ядра. Замена A_c на A , как это иногда делается при обработке экспериментальных данных /см., в частности, /2/ / - довольно грубое приближение.

также нечувствительность значений $\langle P_c \rangle$ и $\langle P_{RES} \rangle$ при фиксированной разности ΔA к типу ядра-мишени.

Корреляцию импульсов, усредненных по всем ΔA , приближенно можно аппроксимировать линейной функцией:

$$\langle P_{RES} \rangle = 1,17 \langle P_c \rangle - 34 \text{ МэВ} / \text{с}. \quad /2/$$

Заметные отклонения наблюдаются лишь при больших импульсах, соответствующих большой потере нуклонов /см. рис. 4/.

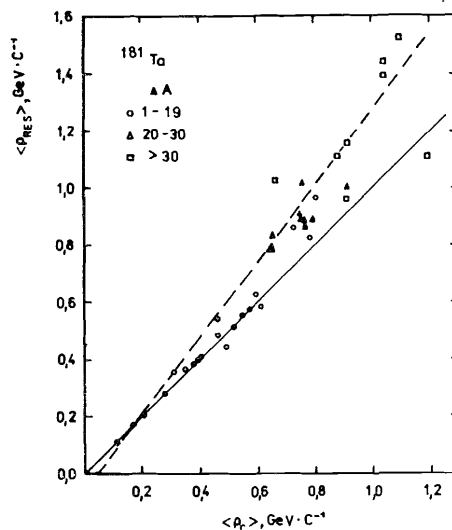


Рис. 4. Корреляция средних импульсов послекаскадного и остаточного ядер при различном числе потерянных нуклонов. Взаимодействие протонов с танталовой мишенью при $T=660$ МэВ. Прямая - $\langle P_{RES} \rangle = \langle P_c \rangle$, пунктир - функция /2/.

Близость средних значений P_{RES} и P_c соответствует относительно небольшой добавочной скорости V , приобретенной ядром в процессе испарения*. Как было показано выше, это противоречит использованному в работе /2/ предположению $\eta = v_c / V < 1$. Кроме того, для некоторых реакций /например,

при облучении скандиевой мишени/ в этой работе получены практически одинаковые значения V и уменьшающиеся значения η для $T = 150, 300$ и 600 МэВ, что приводит к странному выводу об уменьшении скорости послекаскадного ядра с ростом энергии бомбардирующего протона.

В наших работах /13, 14/ уже отмечалось, что средние импульсы послекаскадного и остаточного ядер в зависимости от числа потерянных нуклонов хорошо аппроксимируются степенной функцией

* Если $P_{RES} / P_c \sim A_c / A_{RES} - 1$ и углы вылета ядер $\theta_{RES} = \theta_c$, то

$$V = |\bar{V}_{RES} - \bar{v}_c| = v_c \left\{ \left(\frac{P_{RES} \cdot A_c}{P_c \cdot A_{RES}} - 1 \right) + 2 \frac{P_{RES} \cdot A_c}{P_c \cdot A_{RES}} [1 - \cos(\theta_{RES} - \theta_c)] \right\}^{1/2}$$

значительно меньше v_c .

$$\langle P \rangle = a_p \cdot \Delta A^{b_p} \quad /3/$$

Это подсказывает, что средние кинетические энергии таких ядер должны описываться соотношением

$$\langle E \rangle = (a/A) \cdot \Delta A^b \quad /4/$$

где A - их массовые числа.

Расчеты показывают, что коэффициенты в соотношениях /3/, /4/ практически не зависят от типа ядра-мишени и очень слабо чувствительны к энергии первичных протонов. Для остаточных и послекаскадных ядер в соотношении /4/

$$a_{RES} \approx a_c \approx 6,5 \text{ МэВ}; b_{RES} \approx 1,4; b_c \approx 1,3$$

/значения $\langle E \rangle$ в МэВ/.

Для последующего важно также отметить, что хотя в системе центра масс послекаскадного ядра испарительные частицы, а следовательно, импульс отдачи испаряющегося ядра, распределяются по углам изотропно, в лабораторной системе координат большинство остаточных ядер вылетает в переднюю полусферу $\theta < \pi/2$. Например, в случае взаимодействия протонов с энергией 660 МэВ с танталом распределение остаточных ядер можно аппроксимировать функцией

$$dN_{RES}(\theta)/d\cos\theta = N_0 \cdot \exp(\alpha \cdot \cos\theta), \quad /5/$$

где $\alpha \approx 1,73$, а определяемый условием нормировки $\int N d\Omega = 1$ коэффициент

$$N_0 = \alpha / 2\pi (e^\alpha - e^{-\alpha}). \quad /6/$$

При этом в заднюю полусферу /см. рис. 5/ вылетает всего лишь около 10% послекаскадных и приблизительно в полтора раза больше остаточных ядер /кстати, это тоже следствие малой величины скорости $V: \eta = v_c/V > 1/$.

В области углов $\theta < \pi/2$, куда вылетает большинство остаточных ядер, угловая зависимость коэффициентов в /3/ весьма слабая /см. табл. 3/. Она более заметна для ядер, вылетающих в обратную полусферу. Аналогично ведут себя коэффициенты в аппроксимации /4/.

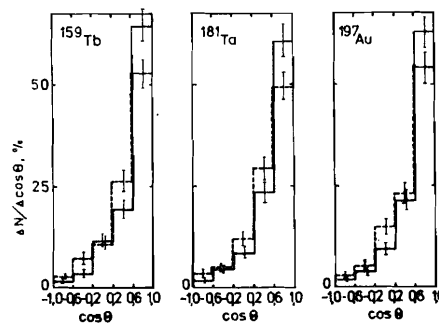


Рис. 5. Угловые распределения послекаскадных и остаточных ядер /соответственно сплошные и пунктирные гистограммы/. Мишени - тербий, тантал, золото; энергия протонов - 660 МэВ.

Таблица 3

Угловая зависимость коэффициентов в соотношении /3/ /указаны статистические ошибки расчета/

$\cos\theta_1 \div \cos\theta_2$	ΔA	a_p	b_p
1 \div -1	1 \div 40	102 \pm 5	0,68 \pm 0,02
1 \div 0,6	1 \div 40	110 \pm 5	0,68 \pm 0,02
1 \div 0,6	1 \div 20	110 \pm 8	0,68 \pm 0,03
0,2 \div -0,2	1 \div 37	100 \pm 10	0,60 \pm 0,07
0,2 \div -0,2	1 \div 20	115 \pm 14	0,52 \pm 0,06
-0,6 \div -1	1 \div 24	80	0,5

4. ВЫХОД ОСТАТОЧНЫХ ЯДЕР ИЗ ТОЛСТЫХ МИШЕНЕЙ

Соотношение /4/ позволяет рассчитать средние энергии образующихся внутри мишени остаточных ядер, что в свою очередь дает возможность оценить длину их пробегов R в веществе мишени, а отсюда - наведенную радиоактивность FW в поглотителе. Для этого вычисляется величина параметра

$$\epsilon = 32,52 \cdot A \cdot E(Z_{RES} \cdot Z(Z_{RES}^{2/3} + Z^{2/3})^{1/2} \cdot (A_{RES} + A))^{-1}, \quad /7/$$

где Z_{RES} и Z - зарядовые числа рассматриваемого остаточного ядра и ядра-мишени, E/кэВ/ - кинетическая энергия остаточного ядра. Если $\epsilon \geq 0,2$, то проекцию среднего пробега остаточного ядра на направление его первоначального движения R можно определить из таблиц /15/. Для вычисления R при меньших значениях ϵ воспользуемся теорией Линденхерда и др. /18-18/:

$$R = t \cdot \rho(Z_{RES}^{2/3} + Z^{2/3}) (A_{RES} + A) / 166,5 \cdot A_{RES}, \quad /7a/$$

$$t = 1 / (1 + 0,33A / A_{RES}) \quad /8/$$

$$\rho = \begin{cases} 1,53 \cdot \epsilon^{2/3}, & \epsilon < 0,08 \\ 3,06 \cdot \epsilon, & 0,08 < \epsilon < 0,2. \end{cases} \quad /9/$$

Относительная радиоактивность поглотителя определяется числом ядер, вылетевших, соответственно, с переднего или заднего торцов мишени:

$$N = \int_0^W dx \cdot N_P(x) \int_{\cos\theta_{MIN}}^{\cos\theta_{MAX}} d(-\cos\theta) \frac{dN_{RES}(\theta)}{d\cos(\theta)} \cdot \frac{dN_{RES}(x, \theta)}{d\cos\theta}. \quad /10/$$

Здесь

$$N_P(x) = R_P \cdot \exp(-x/R_P), \quad /11/$$

- вероятность неупругого взаимодействия протона в точке x/R_P - его средний пробег в веществе мишени/, $dN_{RES}(\theta)/d\cos\theta$ - вероятность образования в протон-ядерной реакции остаточного ядра, вылетающего под углом θ ,

$$dN_{RES}(x, \theta)/d\cos\theta = \exp(-S/R) \quad /12/$$

- вероятность ядру со средним пробегом R вылететь из мишени через передний ($S = (W - x)/\cos\theta$) или задний ($S = x/\cos\theta$) торцы.

В общем случае интегрирование в /10/ может быть выполнено численно. Если, однако, учесть, что пробег протона значительно больше толщины мишени, использовать для $dN_{RES}(x, \theta)/d\cos\theta$ аппроксимацию в виде /5/ и приближенно считать, что в мишени поглощаются все ядра с пробегами $R(E) \ll S$, то из выражения /10/ следует

$$F_F W \equiv F_F(a) W \approx 2\pi N_0 \int_{W-R}^W dx \int_0^1 \exp(a \cos\theta) d\cos\theta = \\ = R [1 - e^{-a}(1-a)] / a (e^a - e^{-a}); \quad /13/$$

$$F_B W \equiv F_B(a) W \approx F_F(-a) W. \quad /14/$$

В частном случае облучения танталовой мишени протонами с энергией 660 МэВ

$$F_F W \approx 0,54R, \quad F_B W \approx 0,055R, \quad /15/$$

то есть $F_B/F_F \approx 0,1$ /это отношение зависит лишь от параметра a /.

Как видно из табл. 1, полученные таким образом величины близки экспериментальным значениям, однако несколько завышены, особенно в области $\Delta A > 20$.

Поскольку угловая зависимость выхода ядер, дающих основной вклад в $F_F W$, довольно слабая и медленно изменяется при варьировании энергии протонов, использованное значение параметра можно применять и при других значениях T вблизи 660 МэВ.

Для определения величины Z_{RES} можно воспользоваться зависимостью средних значений $\langle \Delta Z \rangle = d(\Delta A) / \langle dZ = Z - Z_{RES} \rangle$, полученную при $T = 660$ МэВ:

$$\langle \Delta Z_{RES} \rangle = \begin{cases} 0,1\Delta A, & \Delta A \leq 15 \\ 0,4\Delta A - 5, & \Delta A > 15 \end{cases} \quad /16/$$

/см. рис. 6/. Как и большинство других "средних корреляций", она слабо зависит от A и T .

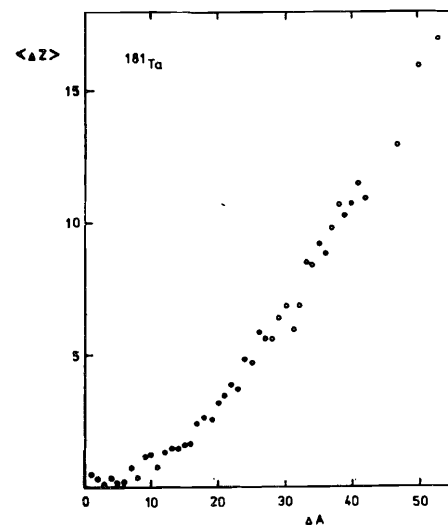


Рис. 6. Корреляция среднего числа протонов и полного числа нуклонов, теряемых ядром тантала при неупругом взаимодействии с протонами на энергию 660 МэВ.

Рассчитанные значения $F_F W$ для интервала энергий $T = 400 \pm 600$ МэВ сравниваются с опытом на рис. 7*. Экспериментальные точки близки к теоретическим кривым.

Следует заметить, что, согласуясь с экспериментом, наши данные приблизительно вдвое меньше расчетных значений для $T = 400$ МэВ, приведенных в работе /2/.

Экспериментальные и теоретические данные можно описать степенной зависимостью /1/.

*Этого нельзя сделать для $F_B W$, так как выход ядер в заднюю полусферу весьма чувствителен к энергии протонов, и для расчетов требуется более детальное угловое распределение $dN_{RES}(\theta)/d\cos\theta$.

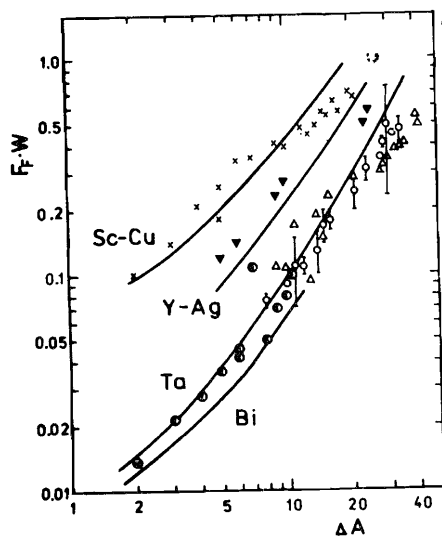


Рис. 7. Сравнение расчетных и экспериментальных значений $F_F W$. Кривые - расчет, экспериментальные точки: \circ - мишень Ta, $T = 660$ МэВ /наши данные/, Δ - мишень Ta, $T = 580$ МэВ^{/7/}, \times - мишень Sc-Cu, $T = 600$ МэВ^{/2/}, ∇ - мишень Y-Ag, $T = 600$ МэВ^{/4/}, \bullet - мишень Bi, $T = 450$ МэВ^{/8-10/}.

Коэффициенты несколько изменяются от работы к работе, но весьма слабо зависят от энергии T и типа ядра-мишени*. Расчет при $T = 660$ МэВ для танталовой мишени дает $a = 4,1 \cdot 10^{-3}$ мг/см², $b = 1,4$.

Зависимость экспериментальных значений $F_F W$ от ΔA также можно описать степенной функцией с коэффициентом b , слабо зависящим от энергии протонов и типа мишени. В то же время коэффициент a довольно быстро возрастает при увеличении энергии /см.рис.1/.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенных выше данных следует, что в области энергий порядка нескольких сотен МэВ каскадно-испарительная модель ядерных реакций хорошо согласуется с измерениями выхода тяжелых продуктов реакций расщепления из толстых мишеней. Подсказанные ею простые зависимости позволяют рассчитывать этот выход в широком диапазоне энергий T и разностей массовых чисел ΔA **.

Цитированные выше работы^{/2,4,7/} основаны на допущении Н.Шульгермана и др.^{/10/} о том, что отношение скоростей v_C/v справед-

*Интересно отметить, что степенная зависимость /1/ сохраняется и при энергиях $T \gg 1$ ГэВ. См., например, экспериментальные данные^{/8,7/} при $T = 19$ и $T = 29$ ГэВ.

**Следует иметь в виду, что коэффициенты формулы /15/ относятся к цилиндрической мишени. Для другой геометрии /например, для шарообразных частиц суспензии, используемых иногда в радиохимических работах/ они будут иными.

ливо для рассматривавшегося этими авторами случая деления, но не верно для реакций высокоэнергетического расщепления. То же самое относится к предположению о том, что пробег остаточного нуклида пропорционален его начальной скорости. Вследствие этого значения энергии возбуждения и других физических величин, полученные в работах^{/2,4,7/}, требуют уточнения.

В нашей работе^{/19/} выход продуктов реакций расщепления исследовался путем облучения протонами окислов тербия, тантала и нескольких других металлов, суспензированных в пивалоилтрифторацетоне, игравшем роль поглотителя и одновременно комплексобразователя для образовавшихся ядер. При этом для константы b в^{/12/} было получено значение, втрое меньшее, чем в настоящей работе. Расхождение, по-видимому, обусловлено вторичными химическими реакциями ядра отдачи с поверхностью окислов в поле излучения.

Авторы искренне благодарны В.И.Кочкину и Н.Ю.Шириковой за выполнение расчетов на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alexander J.M. In.: "Nuclear Chemistry", 1968, v.1, p.237, New York.
2. Lagarde-Simonoff M. et al. Nucl.Phys., 1976, A260, p.369.
3. Porile N.T., Tanaka S. Phys.Rev., 1964, B135, p.122.
4. Lagarde-Simonoff M., Simonoff G.N. Phys.Rev., 1979, C20, p.1498.
5. Борисова Н.И. и др. ЖЭТФ, 1959, 37, с.366.
6. Panoutin J.A. et al. Phys.Rev., 1968, 165, p.1281.
7. Neidhart B., Bachmann K. J.Inorg.Nucl.Chem., 1972, 34, p.423, 811.
8. Pierson W.R., Sugarman N. Phys.Rev., 1963, 130, p.2417.
9. Pierson W.R., Sugarman N. Phys.Rev., 1964, 133B, p.384.
10. Sugarman N. et al. Phys.Rev., 1956, 101, p.388.
11. Амелин Н.С., Барашенков В.С. Сообщение ОИЯИ, P2-12616, Дубна, 1979.
12. Амелин Н.С., Барашенков В.С. Депонир.публ.ОИЯИ, B1-2-12985, Дубна, 1979.
13. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М.: Атомиздат, 1972.
14. Beyer G.J., Herrmann E. Zur.Darstellung kurzlebiger radioactive Nuklide fur die Kernspektroskopie durch Spollation. Teil I.Dissertation B, Technische Univ.Dresden, Dresden, 1978, p.34-53.

15. Northcliffe L.C., Schilling R.E. Nucl.Data, 1970, A7, p.233.
16. Lindhard J., Scharf M. Phys.Rev., 1961, 124, p.108.
17. Lindhard J. et al. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 1963, 33, No.14.
18. Winterlon K.B. et al. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk., 1970, 37, No.14.
19. Херрманн Э. и др. Радиохимия, 1982, 24, с.231.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 ноября 1987 года.

Херрманн Э. и др.

P1-87-809

Эмиссия тяжелых нуклидов в реакциях
глубокого расщепления

Изучается эмиссия продуктов реакций расщепления с массовыми числами $A=147 \div 173$ из танталовой мишени, облученной протонами с энергией 660 МэВ. Результаты измерений и экспериментальные данные для меньших энергий и различных мишеней сравниваются с каскадно-испарительной моделью ядерных реакций. Расчеты согласуются с опытом. Из анализа теоретических и экспериментальных данных получены соотношения, позволяющие оценивать выход нейтрондефицитных нуклидов из толстых мишеней.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Herrmann E. et al.

P1-87-809

Emission of Heavy Nuclides in Reactions
of Deep Spallation

Emission of products of spallation reactions with mass numbers $A=147 \div 173$ from a tantalum target irradiated by 660 MeV protons has been investigated. Measurement results and experimental data for small energies and various targets are compared to cascade-evaporation model of nuclear reactions. Calculations are in agreement with experiment. The relations allowing to estimate the yield of neutron-deficient nuclides from thick targets have been obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987