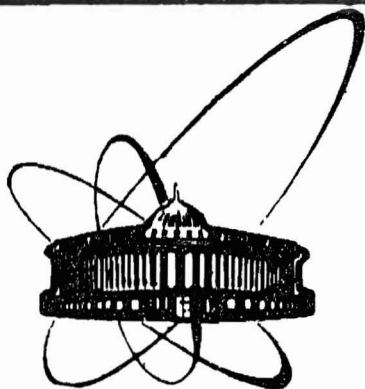


88-830



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

A 655

P7-88-830

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин, А.П.Кабаченко,  
О.А.Орлова, Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ  
С ИСПАРЕНИЕМ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ  
В КАНАЛЕ ПОЛНОГО СЛИЯНИЯ  
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ Au И Pb ИОНАМИ Ne

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1988

Сегодняшний интерес к значениям сечений для канала полного слияния в реакциях с тяжелыми ионами возник как следствие дискуссии о принципиальных возможностях синтеза элементов с  $Z > 108$  (см. например <sup>1,2/</sup>) и обусловлен желанием понять природу фундаментальных ограничений на процесс слияния двух ядер. Не менее важен вопрос о величине сечения образования продуктов полного слияния и с более утилитарной точки зрения, так как он является решающим при планировании экспериментов по изучению свойств изотопов трансурановых элементов. На практике для оценки значений сечений используются достаточно изощренные модельные расчеты (см. например <sup>3,4/</sup>), однако степень их согласия с экспериментом невелика и может значительно (на один-два порядка) меняться в зависимости от массового числа бомбардирующего иона и ядра мишени. Неудовлетворенность таким состоянием дел стимулирует как расчетные, так и экспериментальные работы по определению сечений образования продуктов реакций полного слияния.

#### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Принципиальная схема экспериментов приведена на рис. 1.

Пучок ионов <sup>22</sup>Ne с интенсивностью  $(2-3) \cdot 10^{11}$  част./с проходил через мишень диаметром 10 мм. Энергия бомбардирующих ионов менялась в интервале 100-130 МэВ с помощью алюминиевых поглотителей. Контроль за величиной и постоянством энергии ионов пучка осуществлялся измерением энергии ионов, рассеянных на тонкой фольге из сусального золота ( $200 \text{ мкг/см}^2$ ). Поток ионов, прошедших через мишень, измерялся цилиндром Фарадея. В качестве мишеней использовались золотая фольга толщиной  $0,6 \text{ мг/см}^2$  и напыленный на  $1,5 \text{ мкм}$  циркониевую фольгу слой из разделенного изотопа <sup>208</sup>Pb (95 % обогащения) с толщиной  $2,2 \pm 0,6 \text{ мг/см}^2$ . В ряде экспериментов использовались мишени из свинца естественного состава с толщиной  $0,5 \text{ мг/см}^2$ , напыленного на  $6 \text{ мкм}$  алюминиевую фольгу.

Для отделения продуктов реакций полного слияния от пучка и продуктов реакций передач использовался кинематический сепаратор Василиса <sup>5,6/</sup>, в котором с помощью трех высоковольтных дефлекторов осуществлялось разделение продуктов реакций по электрической жесткости. Входная диафрагма обеспечивала отбор продуктов реакций с углами вылета, меньшими  $\pm 3^\circ$  по отношению к пучку. Эффективность

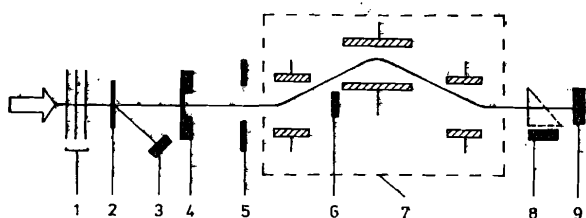


Рис.1 Схема эксперимента. 1-алюминиевые поглотители, 2 - Au-рассеиватель, 3 - детектор для измерения энергии бомбардирующих ионов, 4 - мишень, 5 - входная диафрагма, 6 - цилиндр Фарадея, 7 - сепаратор "Василиса", 8 - старт-детектор, 9 - полупроводниковый детектор.

сепаратора для реакций с испарением нейтронов была измерена экспериментально и составляла в данных опытах  $\varepsilon = (3 \pm 1)\%$  для эффективной толщины мишени  $0,2 \text{ мг/см}^2$ . Коэффициент очистки от ионов пучка был на уровне  $10^{12}$ . Регистрация продуктов реакций в фокальной плоскости сепаратора осуществлялась детектирующим устройством, состоящим из времяпролетного старт-детектора и кремниевого поверхностно-барьерного детектора (ППД). В старт-детекторе вторичные электроны, образовавшиеся при прохождении отсепарированных ядер отдачи через тонкую формваровую пленку ( $20 \text{ мкг/см}^2$ , диаметром  $60 \text{ мм}$ ), ускорялись до энергий  $700 \text{ эВ}$ , затем отклонялись электростатическим зеркалом на угол  $90^\circ$  и попадали на поверхность шевронной сборки из двух микроканальных пластин. В качестве стоп-детектора использовался сигнал с быстрого выхода усилителя сигнала ППД. В экспериментах использовались ППД с площадью  $20 \text{ см}^2$  и  $5 \text{ см}^2$  и разрешением  $60 \text{ кэВ}$  и  $40 \text{ кэВ}$  соответственно. Электронная аппаратура позволяла получать ланые об энергии и времени пролета ядер отдачи, времени их прихода в детектор, энергии и времени  $\alpha$ -распада нуклидов, "вбитых" в детектор. Электронная схема эксперимента подробно описана в работе [7].

#### РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

##### 1. Реакция $\text{Au} + {}^{22}\text{Ne}$

На рис.2 представлены  $\alpha$ -спектры продуктов реакции, измеренные

в фокальной плоскости сепаратора, при энергии бомбардирующих ионов  $106,5 \text{ МэВ}$  и  $121 \text{ МэВ}$ .

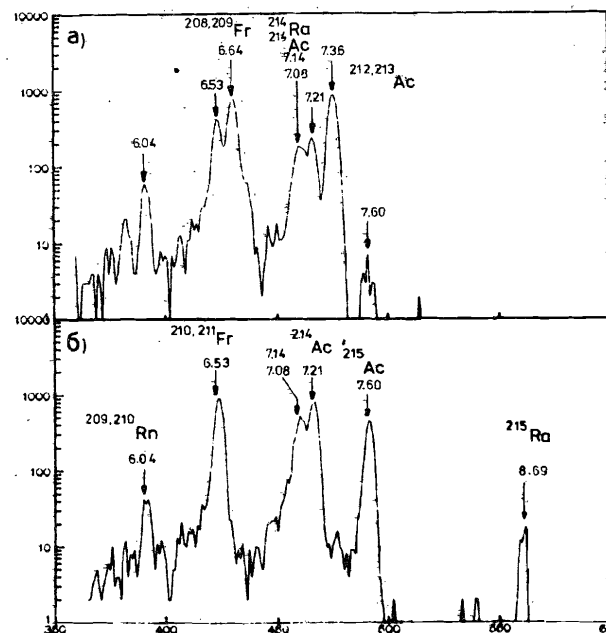


Рис.2 Альфа-спектры для реакции  $\text{Au} + {}^{22}\text{Ne}$ .  
а)  $E_{\text{Ne}} = 121 \text{ МэВ}$   
б)  $E_{\text{Ne}} = 106,5 \text{ МэВ}$

Из рисунка видно, что наблюдаемая активность в основном обусловлена распадом изотопов  $\text{Ac}$  и их дочерних продуктов. Идентификация активностей получена из сравнения энергий  $\alpha$ -линий с данными работы [8] и по функциям возбуждения. Можно отметить, что данные по энергиям  $\alpha$ -распадов и интенсивностям переходов хорошо совпадают с данными работы [8]. Некоторое расхождение, выходящее за пределы ошибок, наблюдается только для относительных интенсивностей переходов изотопа  ${}^{214}\text{Ac}$ . Остановимся на этом вопросе подробнее. С распадом  ${}^{214}\text{Ac}$  связаны  $\alpha$ -линии с энергией  $7,21 \text{ МэВ}$  и  $7,08 \text{ МэВ}$  и линия  $7,14 \text{ МэВ}$  от распада  ${}^{214}\text{Ra}$ , образующегося в результате электронного захвата из  ${}^{214}\text{Ac}$ . В нашем случае, из-за недостаточного разрешения детектора, линии  $7,08 \text{ МэВ}$  и  $7,14 \text{ МэВ}$  образуют в спектре дублет.

Таблица I

Энергии  $\alpha$ -частиц и относительные интенсивности переходов для изотопа  $^{214}\text{Ac}$

настоящая работа		работа /8/	
E (кэВ)	$I_\alpha$	E (кэВ)	$I_\alpha$
7210±10	70±5	7212±5	52±2
7080±10	30±5	7080±5	44±2
		7000±5	4±1
$W_{\alpha, \text{э}} / W_\alpha (\%)$	30 <sup>+5</sup> <sub>-10</sub>	$W_{\alpha, \text{э}} / W_\alpha (\%)$	< 11±3

Таблица 2

Функции возбуждения некоторых продуктов реакции  $\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$

$\sigma \epsilon_p$ ( $\times 10^{-31}$ )	$^{216}\text{Ac}$	$^{215}\text{Ac}$	$^{214}\text{Ac} + ^{214}\text{Ra}$	$^{212}, ^{213}\text{Ac}$	$^{215}\text{Ra}$	$^{213}\text{Ra}$	$^{211}, ^{212}\text{Ra}$
	3n	4n	5n	(6-7)n	p, 3n	p, 5n	p, (6-7)n
E <sub>Ne</sub> (МэВ)			7,2 7,08 7,14				
101		400	65	64			
102,5	4±1	350	130	125	6		
105		270	310	270			
106,5	1,4±0,3	190	350	290	6	>6	
108		120	400	340	8±4		
114,5		20±5	430	350	270		
121		2±0,5	85	70	330	25±5	
124		1±0,2	60	60	280	0,2±0,1	40±5
129		0,6±0,2	15	23	230	50±10	25±5

а)  $\epsilon_p(xn) = \epsilon_p(p, xn) = (1,5 \pm 0,5) \times 10^{-2}$

б)  $\epsilon_p = \epsilon_p \cdot \epsilon_g$ , где  $\epsilon_g$  - эффективность регистрации детектирующего устройства.

В пользу предположения о том, что наблюдаемый нами  $^{214}\text{Ra}$ , в основном, образуется из  $^{214}\text{Ac}$ , свидетельствует совпадение кривых выхода для линий (7,08 + 7,14) МэВ и 7,21 МэВ в интервале энергий 100-130 МэВ. Кроме того, из сравнения выходов  $\alpha$ -активностей следует, что отношение сечений реакций в области максимума функции возбуждения составляет для  $\sigma(p, 3n) / \sigma(4n) \approx 3 \times 10^{-2}$  и  $\sigma(p, 5n) / \sigma(6n) \approx 1,5 \times 10^{-2}$  (см. таблицу 2) и трудно предположить, что для реакций (p, 4n) и (5n) это отношение будет больше. Исходя из всего сказанного и того факта, что дублет хорошо аппроксимируется двумя линиями с равной интенсивностью, можно получить характеристики распада изотопа  $^{214}\text{Ac}$ , приведенные в таблице 1.

Причина наблюдаемого различия в характеристиках распада  $^{214}\text{Ac}$  может быть, на наш взгляд, связана с наличием у  $^{214}\text{Ac}$  изомерного состояния и различием в относительных выходах основного и изомерного состояний в реакциях  $\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$  и  $^{203}\text{Tl} + ^{16}\text{O}$ , использовавшейся для получения  $^{214}\text{Ac}$  в работе /8/.

Данные о функциях возбуждения в реакции  $\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$  приведены в таблице 2 и представлены на рис.3.

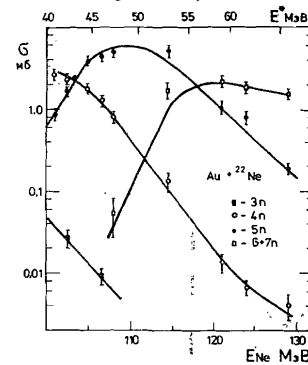


Рис.3 Функции возбуждения продуктов реакции  $\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$ .

Необходимо отметить, что точность определения величины произведения сечения образования нуклида на эффективность регистрации его  $\alpha$ -распада ( $\sigma \cdot \epsilon_p$ ) составляет  $\pm 15\%$ . Точность величин абсолютных значений сечений ( $xn$ ) и (p, xn) реакций определяется, в основном, точностью измерения эффективности

сепаратора в реакциях с ионами неона и составляет  $\pm 40\%$ . Анализ спектров показывает, что вклад продуктов реакций типа  $(\alpha, xn)$  в измеренных спектрах не превышает 10%, что в значительной мере обусловлено уменьшением эффективности сепарации для реакции с вылетом  $\alpha$ -частицы за счет более широкого углового распределения продуктов реакций. Согласно оценке для реакций с ионами  $^{22}\text{Ne}$ , отношение величин эффективности  $\epsilon_c(xn)/\epsilon_c(\alpha, xn) = 8 \pm 2$  при толщине мишени  $(0, 2-0, 3) \text{ мг/см}^2$ .

## 2. Реакция $^{208}\text{Pb} + ^{22}\text{Ne}$

Ситуация резко меняется при переходе к мишени из свинца. На рис. 4 приведены измеренные в фокальной плоскости сепаратора  $\alpha$ -спектры продуктов реакции  $^{208}\text{Pb} + ^{22}\text{Ne}$  для двух энергий возбуждения.

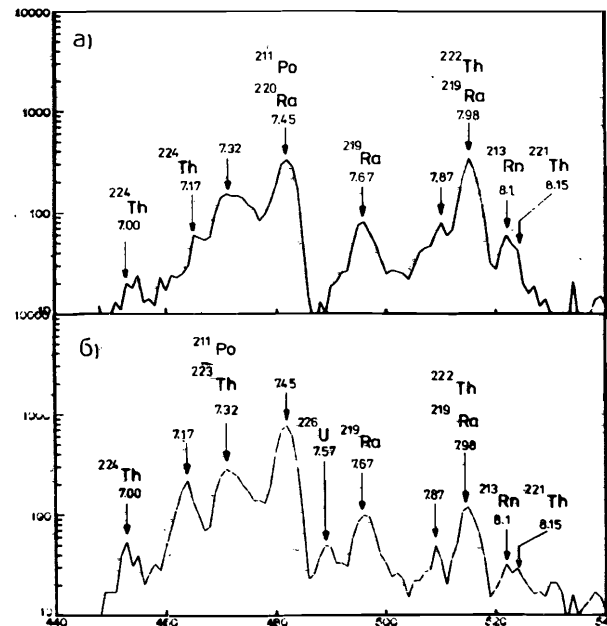


Рис. 4 Альфа-спектры для реакции  $^{208}\text{Pb} + ^{22}\text{Ne}$   
 а)  $E_{\text{Ne}} = 124 \text{ МэВ}$   
 б)  $E_{\text{Ne}} = 106 \text{ МэВ}$

Простой анализ энергий переходов и их относительных интенсивностей позволяет заключить, что практически все интенсивные переходы

связаны с распадом изотопов  $^{222-224}\text{Th}$  и дочерних продуктов этих нуклидов. Необходимые для идентификации данные об энергиях переходов, их относительных интенсивностях и периодах полураспада брались нами из работ [9,10].

Более детальная обработка спектров проводилась с использованием корреляционного анализа зарегистрированных событий. Корреляционный анализ позволяет выделить генетически связанные события и измерить временные интервалы между ними. На рис. 5 приведена часть двумерного спектра  $E_{\alpha}^1 - E_{\alpha}^2$  корреляций во временном окне 0-10 мс и распределение временных интервалов между событиями, составляющими корреляционные пары.

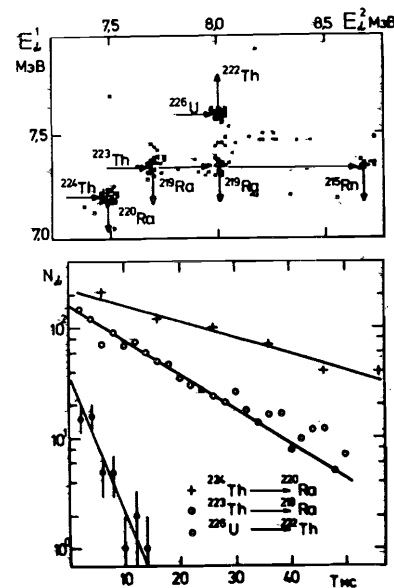


Рис. 5  
 в пользу такой идентификации являются присутствующие в спектре корреляции перехода с энергией 7,57 МэВ с переходами 8,4 МэВ ( $^{218}\text{Ra}$ ) и 9,05 МэВ ( $^{214}\text{Rn}$ ). Изотоп  $^{226}\text{U}$  был идентифицирован по

Корреляционные пары с энергиями родительских переходов  $E_{\alpha}^1 = 7,17 \text{ МэВ}$  и  $E_{\alpha}^1 = 7,32 \text{ МэВ}$  по энергиям дочерних переходов ( $E_{\alpha}^2$ ) и временным распределениям легко идентифицируются как корреляции, связанные с распадом изотопов  $^{223,224}\text{Th}$ . Для корреляции с  $E_{\alpha}^1 = 7,57 \text{ МэВ}$  энергия перехода и период полураспада дочернего нуклида ( $E_{\alpha}^2 = 7,98 \text{ МэВ}$ ,  $T_{1,2} = 2,6 \pm 0,4 \text{ мс}$ ) хорошо совпадают с известными характеристиками распада изотопа  $^{222}\text{Th}$ , и поэтому эту корреляцию можно идентифицировать как связанную с распадом  $^{226}\text{U} - ^{222}\text{Th}$ .

хорошо выделенным в спектре корреляциям перехода  $E_{\alpha}^1=7,87$  МэВ с переходами  $E_{\alpha}^2=8,15$  МэВ;  $8,47$  МэВ ( $^{221}\text{Th}$ ) и  $E_{\alpha}^2=8,1$  МэВ ( $^{213}\text{Rn}$ ). Временные распределения событий в названных корреляционных парах дают значения периодов полураспада дочерних нуклидов  $(2,0 \pm 0,5)$  мс и  $(20 \pm 8)$  мс соответственно, что согласуется с известными периодами полураспада  $^{221}\text{Th}$  и  $^{213}\text{Rn}$ . Данные о характеристиках распадов изотопов U, Th, и Ra, полученные в наших экспериментах в сравнении с уже известными, приведены в таблице 3.

Таблица 3

	настоящая работа			работы / 9-11/			
	$E_{\alpha}$ (кэВ)	$I_{\alpha}$	$T_{1/2}$ (мс)	$E_{\alpha}$ (кэВ)	$I_{\alpha}$	$T_{1/2}$ (мс)	
$^{225}\text{U}$	$7870 \pm 20$	100	$30^{+20}_{-10}$				
$^{226}\text{U}$	$7570 \pm 20$	$85 \pm 5$	$250^{+150}_{-100}$	$7430 \pm 20$	100	$500 \pm 200$	/11/
	$7420 \pm 20$	$15 \pm 5$					
$^{223}\text{Th}$	$7410 \pm 20$	$19 \pm 6$		$7317 \pm 10$	$40 \pm 10$		/9/
	$7320 \pm 20$ a)	$81 \pm 8$		$7287 \pm 10$	$60 \pm 10$		
$^{224}\text{Th}$	$7170 \pm 20$	$80 \pm 5$		$7170 \pm 10$	$81 \pm 3$	$1050 \pm 50$	/9/
	$7000 \pm 20$	$20 \pm 5$		$7000 \pm 10$	$19 \pm 3$		
$^{219}\text{Ra}$	$7670 \pm 20$	$55 \pm 5$	$10 \pm 1$	$7675 \pm 10$	$65 \pm 5$	$10 \pm 3$	/10/
	$7980 \pm 20$	$45 \pm 5$		$7980 \pm 10$	$35 \pm 2$		
$^{220}\text{Ra}$	$7460 \pm 20$	100	$17 \pm 2$	$7457 \pm 10$	100	$23 \pm 5$	/10/

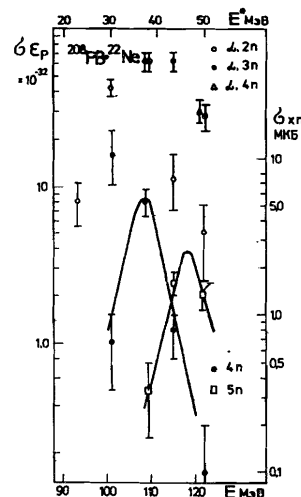
a) линия имеет сложную структуру

В работе /11/ идентификация изотопа  $^{226}\text{U}$  была проведена по наблюдавшейся в распаде продуктов реакции  $^{232}\text{Th} + \alpha$  корреляции перехода  $E_{\alpha}^1=7,43 \pm 0,02$  МэВ с дочерним переходом  $E_{\alpha}^2=7,98$  МэВ, который авторы связали с распадом  $^{222}\text{Th}$ . Из-за малого выхода для

линии  $7,43$  МэВ авторы не смогли провести проверку правильности идентификации по виду функции возбуждения или периоду полураспада дочернего продукта. На наш взгляд, сделанная идентификация является ошибочной, так как в приведенных экспериментальных данных отсутствует существенно более интенсивный переход с  $E_{\alpha}^1=7,57$  МэВ, связанный с распадом  $^{226}\text{U}$ . Представляется более вероятным связать наблюдающуюся в работе /11/ корреляцию с одним из парциальных переходов при распаде  $^{223}\text{Th}-^{219}\text{Rn}$  (см. таблицу 3).

На рис. 6 приведены данные о выходах изотопов U и Th (реакции  $(xn)$  и  $(\alpha, xn)$  соответственно) при различных энергиях возбуждения. Как и для реакции  $\text{Au} + ^{22}\text{Ne}$ , приведенные на рисунке значения ошибок относятся к величине  $(\sigma \cdot \epsilon)_p$ . Точность определения абсолютных значений сечений, как уже говорилось ранее, в настоящей работе не превышает  $\pm 40\%$  для  $(xn)$ -реакций и  $\pm 50\%$  для  $(\alpha, xn)$ -реакций. Но даже с учетом этой неопределенности можно сделать вывод, что в реакции  $^{208}\text{Pb} + ^{22}\text{Ne}$  сечения  $(\alpha, xn)$ -реакций в 30-60 раз больше, чем сечения реакций с вылетом только нейтронов.

На первый взгляд, наблюдаемое в эксперименте значительное различие отношений сечений  $\sigma(\alpha, xn)/\sigma(xn)$  для реакций  $^{22}\text{Ne}$  с Au и  $^{208}\text{Pb}$  представляется удивительным. Дело в том, что, исходя из таких энергетических факторов, как энергия связи нейтрона и энергия  $\alpha$ -распада, которые, в основном, определяют порядок величины отношения  $\Gamma_{\alpha}/\Gamma_n$  для испарительного канала, можно было ожидать значительного уменьшения сечений  $(\alpha, xn)$ -реакций при переходе от Au к Pb. Как следует из таблиц масс ядер (см. например /12/), в рассматриваемых реакциях энергия связи нейтронов у изотопов U и Ac одинакова, а энергия  $\alpha$ -распада на первых четырех испарительных каскадах больше для изотопов



Ac на  $1,5-3,0$  МэВ. Однако, если более внимательно проанализировать факторы, определяющие отношение  $\sigma(\alpha, xn)/\sigma(xn)$  в области делящихся ядер, то полученные результаты

перестают вызывать удивление. Следуя схеме, предложенной Джексоном /13/ и дополненной Сиккеландом /14/, в выражениях для поперечных сечений  $(x+1)n$  и  $\alpha, xn$ -реакций выделим множители, которые определяют вероятность  $(P_n)$  выживания компаунд-ядра при испарении  $(x+1)$  нейтронов и вероятность  $(P_\alpha)$  его выживания при испарении одной  $\alpha$ -частицы и  $x$  нейтронов:

$$P_n = \prod_{i=0}^x \left( \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)_i \quad 1/$$

$$P_\alpha = \left( \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma} \right)_0 * \prod_{i=1}^x \left( \frac{\Gamma'_n}{\Gamma} \right)_i + \sum_{i=1}^x \left( \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma} \right)_i * \prod_{k=i+1}^x \left( \frac{\Gamma'_n}{\Gamma} \right)_k * \prod_{m=0}^{i-1} \left( \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \right)_m \quad 2/$$

Здесь  $\Gamma, \Gamma_n, \Gamma_\alpha$  - полная, нейтронная и  $\alpha$ -ширины компаунд-ядра, величины которых зависят от ступени  $i$  испарительного каскада;  $\Gamma', \Gamma'_n$  - соответствующие ширины для возбужденного ядра с  $(Z-2, A-4)$ , образующегося после испарения  $\alpha$ -частицы из компаунд-ядра с атомным номером  $Z$ .

Записав отношение:

$$\frac{P_\alpha}{P_n} = \left( \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_n} \right)_0 * \prod_{i=1}^x \left( \frac{\Gamma'_n}{\Gamma_n} \right)_i * \left( \frac{\Gamma}{\Gamma'} \right)_i + \sum_{i=1}^x \left( \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_n} \right)_i * \prod_{k=i+1}^x \left( \frac{\Gamma'_n}{\Gamma_n} \right)_k * \left( \frac{\Gamma}{\Gamma'} \right)_k \quad 3/$$

отметим, что отношение сечений  $(\alpha, xn)$  и  $(x+1)n$ -реакций в области делящихся компаунд-ядер может в значительной степени определяться отношением делительных ширин  $\Gamma_f / \Gamma'_f$  возбужденных ядер с атомным номером  $Z$  и  $Z-2$ . Действительно, для реакций, изучавшихся в данной работе, основным слагаемым, которое может приводить к резкому изменению полной ширины ядра при изменении атомного номера на две единицы (испарение  $\alpha$ -частицы) или при переходе от компаунд-ядра  $^{219}_{87}\text{Ac}$  к компаунд-ядру  $^{230}_{88}\text{U}$ , является делительная ширина.

Экспериментальную оценку величины отношения  $\Gamma_f / \Gamma'_f$  можно независимо получить из отношения сечений  $(xn)$ -реакций для соответствующих составных ядер с порядковыми номерами  $Z$  и  $Z-2$ . Как видно из полученных экспериментальных данных, при переходе от  $\text{Ac}$  к  $\text{U}$  значения сечений реакций с испарением 4-5 нейтронов

уменьшаются за счет роста делительной ширины на три порядка. Такое падение сечений в  $(xn)$ -канале представляется достаточным для качественного объяснения наблюдаемых относительных выходов  $(xn)$  и  $(\alpha, xn)$ -реакций.

Из анализа формулы /2/ можно сделать еще одно интересное заключение. В тех случаях, когда сечение  $(\alpha, xn)$ -реакций обусловлено различием в делимости нуклидов до и после испарения  $\alpha$ -частицы, основной вклад в суммарную вероятность  $(\alpha, xn)$ -реакции будут вносить первые члены суммы. Это, в принципе, позволяет использовать данные об абсолютных значениях сечений  $(\alpha, xn)$ -реакций для вычисления делительных ширин и барьеров деления при различных энергиях возбуждения.

Авторы благодарны академику Г.Н.Флерову за интерес и большую помощь в работе, В.А.Горшкову и В.М.Морозову за обеспечение надежной работы электроники и ЭВМ.

#### Литература

1. Armbruster P. В сб. "Материалы Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов", (Дубна, 1986). Д7-68-86 ОИЯИ, Дубна (1986), с.82.
2. Оганесян Ю.Ц. В сб. "Материалы Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов" (Дубна, 1986). Д7-68-86 ОИЯИ, Дубна (1986), с.103
3. Reisdorf W. Z.Phys (1981), A300, p.227-238
4. Музыка Ю.А., Пустыльник Б.И. В сб. "Материалы Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов" (Алушта, 1983). Д3-83-644 ОИЯИ, Дубна (1983), с.420
5. Yeregin A.V. et al. Preprint of JINR, E15-88-137, Dubna, 1988
6. Андреев А.Н. и др. Краткие сообщения ОИЯИ 3 [29]-88, с.33, Дубна, 1988
7. Андреев А.Н. и др. Сообщения ОИЯИ P13-87-914, Дубна, 1987
8. Valli K., Trevil W.J., Hyde E.K. Phys. Rev. 167, (1968) p.1094
9. Valli K., Hyde E.K., Borggreen J. Phys.Rev., C1, (1970) p.2115
10. Table of Isotopes. Edited by C.M.Lederer and V.S.Shirley. John Wiley and Sons Inc., New York, 1978
11. Viola V.E., Minor J.M.M., Roche C.T. Nucl. Phys., A217(1973), p.372

12. Zeldes N., Grill A., Simević A. Mat. Fys. Sor. Dan. Vid. Selsk. 3, n.5 (1967)  
 13. Jackson J.D. Can. Journ. Phys., 34, 767 (1956)  
 14. Sikkeland T., Ghiorso A., Nurmia M.J., (1968b). Phys. Rev., 172

Копия поступила в издательский отдел  
 1 декабря 1988 года.

Андреев А.Н. и др. P7-88-830

Измерение сечений реакций с испарением легких частиц в канале полного слияния при облучении Au и Pb ионами Ne

Эксперименты выполнены с использованием кинематического сепаратора ядер отдачи "Василиса". Получены данные о характеристиках радиоактивного распада двух изотопов:  $^{225}\text{U}$   $E_{\alpha}=7,87\pm 0,01$  МэВ,  $T_{1/2}=30^{+20}_{-10}$  мс,  $^{226}\text{U}$   $E_{\alpha}=7,57\pm 0,01$  МэВ,  $T_{1/2}=0,25^{+0,15}_{-0,1}$  с. Уточнены характеристики распада для известных ранее нуклидов  $^{214}\text{Ac}$ ,  $^{223}\text{Th}$ ,  $^{219,220}\text{Ra}$ . Показано, что в области делящихся ядер имеется дополнительный фактор, увеличивающий относительный выход  $(\alpha, xn)$ -реакций. Обращается внимание на возможное использование данных о сечениях  $(\alpha, xn)$ -реакций для исследования зависимости величины барьера деления от энергии возбуждения ядра.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.  
 Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Andreev A.N. et al. P7-88-830

Measurement of Cross Sections of Reactions with Light Particle Evaporation in Total Fusion Channel at Au and Pb Bombardment with Ne Ions

The experiments were carried out with the use of "Vasilissa" kinematic separator. The data on characteristics of radioactive decay of two isotopes were obtained:  $^{225}\text{U}$   $E_{\alpha}=7.87\pm 0.01$  MeV  $T_{1/2}=30^{+20}_{-10}$  ms,  $^{226}\text{U}$   $E_{\alpha}=7.57\pm 0.01$  MeV  $T_{1/2}=0.25^{+0.15}_{-0.1}$  s. Decay properties of  $^{214}\text{Ac}$ ,  $^{223}\text{Th}$ ,  $^{219,220}\text{Ra}$  were measured more accurately. The data obtained provided evidence that there is an additional factor increasing the relative yield of  $(\alpha, xn)$  reactions. It is possible to use the data on cross sections of  $(\alpha, xn)$  reactions for investigations of dependence of fission barrier on excitation energy of a nucleus.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988