

СЗУЗет

К-473

4708 / 2-78

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



P7 - 11661

Р.Клапиш, И.В.Кузнецов, Л.Лессар,
Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, В.Рейсдорф,
Л.Ремсбрег, Э.Роекл, М.де Сен Симон, К.Тибо

ИЗУЧЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ МАСС-СПЕКТРОМЕТРА
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ СЛИЯНИЯ
С ПОСЛЕДУЮЩИМ ИСПАРЕНИЕМ НЕЙТРОНОВ

1978

Р.Клапиш,¹ И.В.Кузнецов, Л.Лессар,²
Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич, В.Рейсдорф,³
Л.Ремсбрег,⁴ Э.Роекл,³ М.де Сен Симон,¹ К.Тибо¹

ИЗУЧЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ МАСС-СПЕКТРОМЕТРА
ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ СЛИЯНИЯ
С ПОСЛЕДУЮЩИМ ИСПАРЕНИЕМ НЕЙТРОНОВ



-
- 1 Лаборатория Рене Бернса, Орсе, Франция.
 - 2 Университет Монреала, Канада.
 - 3 Общество по изучению тяжелых ионов, Дармштадт, ФРГ.
 - 4 Брукхейвенская национальная лаборатория, США.

Клапш Р. и др.

P7 - 11661

Изучение с помощью масс-спектрометра продуктов реакций слияния с последующим испарением нейтронов

Работа посвящена проблеме изучения образования составных ядер в реакциях с тяжелыми ионами и их распада. Целью работы являлось получение экспериментальных данных по функциям возбуждения реакций слияния с последующим испарением нейтронов. Измерение функций возбуждения производилось в совместном эксперименте Дубна-Орсе с помощью масс-спектрометра на пучке тяжелых ионов. Получены функции возбуждения для реакций с испарением нейтронов из составных ядер рубидия и цезия, образующихся при взаимодействии ускоренных ионов ^{11}B , ^{18}O , ^{22}Ne с мишенями из ^{60}Ni , ^{59}Co , ^{70}Ge , ^{103}Ru , ^{107}Ag в широком интервале энергий возбуждения. Проводится анализ полученных данных.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Klapisch R. et al.

P7 - 11661

A Study of Evaporation Residues Using a Mass Spectrometer

The paper deals with a study of the formation and decay of compound nuclei produced by heavy ion reactions. The present investigation has been aimed at obtaining experimental data on the excitation functions of fusion reactions followed by neutron evaporation. The excitation function measurements were carried out in a joint Orsay-Dubna experiment using a French isotope separator installed at a heavy ion beam from the Dubna U-300 cyclotron. Excitation functions have been measured for the reactions involving neutron evaporation from the rubidium and cesium compound nuclei produced in the bombardment of the ^{60}Ni , ^{59}Co , ^{70}Ge , ^{103}Ru and ^{107}Ag targets with the ^{11}B , ^{18}O and ^{22}Ne ions in a wide range of excitation energies. An analysis of the data obtained is made.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.
Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие тяжелых ионов с ядрами характеризуется большим разнообразием ядерных реакций, продуктами которых могут быть нуклиды с большим избытком нейтронов или протонов. Изучение таких ядер, удаленных от полосы бета-стабильности, представляет значительный интерес, т.к. при изменении соотношения между числом протонов и нейтронов в ядре его свойства сильно меняются. Поэтому весьма актуальным становится вопрос о возможных методах синтеза ядер, удаленных от полосы β -стабильности.

Одним из эффективных способов получения нейтронодефицитных ядер являются ядерные реакции с тяжелыми ионами, протекающие через стадию образования составного ядра. В этих реакциях образуется, как правило, составное ядро, уже имеющее некоторый недостаток нейтронов по сравнению с нуклидами, лежащими в полосе бета-стабильности. Кроме того, в процессе девозбуждения составного ядра происходит испарение нейтронов, которое приводит к еще большему обеднению ядра нейтронами. С ростом нейтронного дефицита возрастает эмиссия заряженных частиц, которая ограничивает в конечном итоге возможность получения нейтронодефицитных ядер. Однако, как показано в работе /1/, в реакциях с тяжелыми ионами в области неделящихся ядер можно получать с заметным сечением сильно нейтронодефицитные нуклиды, образующиеся из составного ядра даже после испарения 10-12 нейтронов.

Хотя к настоящему времени выполнено большое количество работ по изучению реакций, протекающих через стадию образования составного ядра, закономерности образования сильно нейтродефицитных ядер в этих реакциях изучены недостаточно полно. Вместе с тем развитие ускорительной техники /увеличение энергии и интенсивности бомбардирующих частиц, ускорение ионов с $A > 40$ / выдвинуло на первый план проблему получения и изучения свойств нуклидов со значительным обогащением протонами.

Наиболее прямой путь изучения данной реакции является наблюдение ее конечных продуктов, связанных с вылетом нейтронов, протонов или α -частиц, что приводит к необходимости точной идентификации этих продуктов по Z и A . Кроме этого, как правило, изучаемые продукты, удаленные от полосы бета-стабильности, имеют короткие времена жизни и сопровождаются большим фоном от побочных продуктов реакции. Важным условием при изучении продуктов реакции является также высокая эффективность регистрации независимо от радиоактивных свойств их распада. В достаточной мере всем этим условиям удовлетворяет масс-спектрометрическая методика, разработанная во Франции ^{/2/} и успешно использованная для изучения продуктов реакций под действием тяжелых ионов на пучке циклотрона У-300 ЛЯР ОИЯИ ^{/3/}.

В настоящей работе приводятся результаты изучения реакций полного слияния с образованием составных ядер рубидия и цезия в совместном эксперименте Дубна-Орсэ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Подробное описание конструкции и принципа действия масс-спектрометра, использованного на пучке тяжелых ионов, было дано ранее в нашей работе ^{/3/}. Не останавливаясь на деталях, приведем лишь краткое описание основных характеристик масс-спектрометра и схему эксперимента.

Сфокусированный и сколламированный пучок ускоренных тяжелых ионов через тонкую алюминиевую разделительную фольгу попадал на мишень толщиной 150-200 $\mu\text{г}/\text{см}^2$. В данных опытах мишень располагалась перед источником ионов масс-спектрометра, поскольку составные ядра приобретали от налетающего иона большой импульс в направлении пучка /рис. 1/. Источник

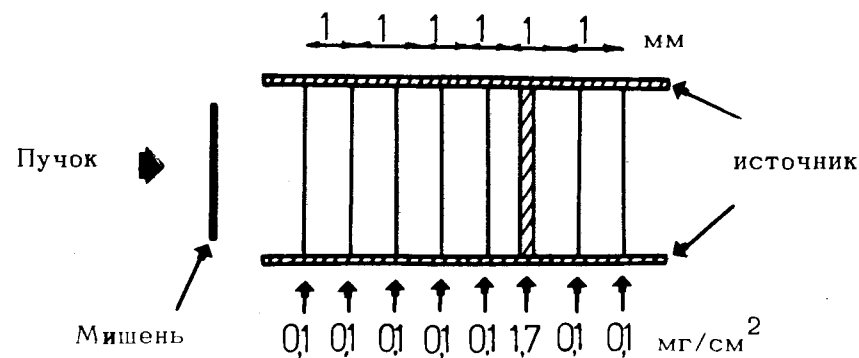


Рис. 1

ионов представлял собой тонкостенный графитовый цилиндр /длина - 30 мм, диаметр - 16 мм/, который нагревался постоянным электрическим током до температуры 1300°-1800°С. Несмотря на близость горячего источника в качестве мишени использовались вещества с относительно низкой температурой плавления, так как внешняя мишень хорошо охлаждалась водой. В опытах использовались мишени из разделенных изотопов $^{63}_{29}\text{Cu}$, $^{70}_{32}\text{Ge}$, $^{107}_{47}\text{Ag}$, которые были приготовлены с помощью масс-сепаратора "Sidonie" в Орсэ и имели высокую чистоту /98%/ разделения. Продукты ядерных реакций, выбитые из мишени, тормозились стопкой тонких графитовых фольг, расположенных внутри источника ионов /рис. 1/. Внедренные атомы диффундировали на графитовых поглотителях, и щелочные продукты ионизовались на поверхности нагретого

графита. Затем ионы щелочных элементов вытягивались из источника через тонкую щель ускоряющим потенциалом и анализировались по массе. Время выноса щелочных продуктов из источника лежит в широком интервале, от долей секунды до десятков секунд. Эффективность ионизации таких щелочных элементов, как Rb и Cs, на горячей поверхности графита составляла 2%. Разрешающая способность масс-спектрометра $M/\Delta M = 500$. При измерении использовался циклический режим облучения - облучение мишени проводилось в течение 1 с через каждые 4 с. За время одного цикла облучения регистрировались и записывались в отдельные подгруппы памяти анализатора два масс-спектра: спектр А регистрировался во время облучения, спектр Б - непосредственно перед началом следующего цикла облучения. Разница двух спектров /А-Б/ соответствует относительным независимым выходам изотопов Rb и Cs, образующимся за время облучения. Различные источники фона и методы их учета и исключения рассмотрены в работах ^{3,4/}. Необходимо также отметить, что при обработке экспериментальных результатов учитывался ряд поправок:

1. Поправки на радиоактивный распад исследуемых изотопов, которые находились из известных времен жизни изотопов и кривой диффузии. Обычно эта поправка составляла ~10% для изотопа с периодом полураспада ~1 с.

2. Поправка на кумулятивный выход продуктов, который обуславливался β -распадом медленно диффундирующих продуктов, приводящих к образованию щелочных элементов. В этом случае было необходимо учитывать сечение образования и времена жизни материнских и дочерних ядер одной и той же массы, а также продолжительность эксперимента. Поправка на кумулятивность была меньше на 20%.

3. Нормализация измерений. В опытах обычно сканировались 3 или 4 массы. Для этой цели использовались выходы, по крайней мере, одной массы, общей для двух последовательных измерений. Измерения проводились при двух энергиях бомбардирующих ионов попеременно.

Таким образом усреднялись временные вариации эффективности масс-спектрометра и интенсивности пучка тяжелых ионов.

Энергия пучка ионов контролировалась по рассеянным на тонкой золотой фольге ионам, регистрируемым поверхностно-барьерным детектором Si(Au), который располагался под углом 40° к пучку. Снижение энергии бомбардирующих ионов осуществлялось при помощи тонких алюминиевых фольг. Энергетическое разрешение первоначального пучка ионов составляло ~1%.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

С помощью масс-спектрометра на пучке тяжелых ионов исследовался ряд реакций с образованием составных ядер $^{81}_{37}\text{Rb}$ и $^{125}_{55}\text{Cs}$ /см. табл. 1/.

В экспериментах, как видно из таблицы, измерялись функции возбуждения реакций с испарением нейтронов и заряженных частиц в широкой области изменения энергии возбуждения и угловых моментов составных ядер. Экспериментальные результаты по изученным реакциям, полученные в виде функций возбуждения, представлены в табл. 2.

Поскольку масс-спектрометр позволяет измерить только относительные выходы исследуемых изотопов, то для определения абсолютных значений сечений хп-реакций были проведены дополнительные опыты. В этих опытах тонкие мишени $^{70}_{32}\text{Ge}$, $^{59}_{27}\text{Co}$ облучались ионами ^{11}B и ^{22}Ne на внутреннем пучке циклотрона У-300. Продукты реакций собирались в золотой подложке /энергия ионов ^{11}B и ^{22}Ne была ниже порога реакции на золоте/, после чего γ -активность сборника измерялась на гамма-спектрометре с целью определения сечения образования изотопов ^{79}Rb и ^{78}Rb в результате испарения 2-х и 3-х нейтронов из составного ядра ^{81}Rb . С помощью измеренных таким образом сечений были проноормированы функции возбуждения, полученные

Таблица 1

Бомбардирующий ион	Ядро мишени	Составное ядро	Энергия возбуждения (МэВ)	α (n) max	Тип реакции
$^{11}_5\text{B}$	$^{70}_{32}\text{Ge}$	$^{81}_{37}\text{Rb}$	45-90	44	xn (x=2,3,4,5)
$^{18}_8\text{O}$	$^{63}_{29}\text{Cu}$	$^{81}_{37}\text{Rb}$	60-85	48	xn (x=2,3,4)
$^{22}_{10}\text{Ne}$	$^{59}_{27}\text{Co}$	$^{81}_{37}\text{Rb}$	55-85	59	xn (x=2,3,4,5)
$^{22}_{10}\text{Ne}$	$^{60}_{28}\text{Ni}$	$^{82}_{38}\text{Sr}$	60-100	61	pxn (x=1,2,3,4)
$^{18}_8\text{O}$	$^{107}_{47}\text{Ag}$	$^{125}_{55}\text{Cs}$	45-100	68	xn (x=1,2,3,4,5,6)
$^{22}_{10}\text{Ne}$	$^{103}_{45}\text{Rh}$	$^{125}_{55}\text{Cs}$	50-120	87	xn (x=2,3,4,5,6,7)
$^{22}_{10}\text{Ne}$	$^{107}_{47}\text{Ag}$	$^{129}_{57}\text{La}$	83-121	90	α xn (x=0,1,2,3,4,5,6,7)

с помощью масс-спектрометра. В случае образования составного ядра ^{125}Cs данные об абсолютных сечениях xn-реакций брались из работы^{/5/}. На рис. 2,3 показаны экспериментально измеренные функции возбуждения для реакций $^{70}\text{Ge}(^{11}\text{B}, xn)^{81-x}\text{Rb}$, $^{103}\text{Rh}(^{22}\text{Ne}, xn)^{125-x}\text{Cs}$. Полное сечение реакции σ_T , представленное на этих рисунках, рассчитывалось по формуле $\sigma_T = \pi r_0^2 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})^2 (1 - \frac{V}{E})$ с $r_0 = 1,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$. Из рисунков видно, что сечение xn-реакций вблизи порога меньше, чем

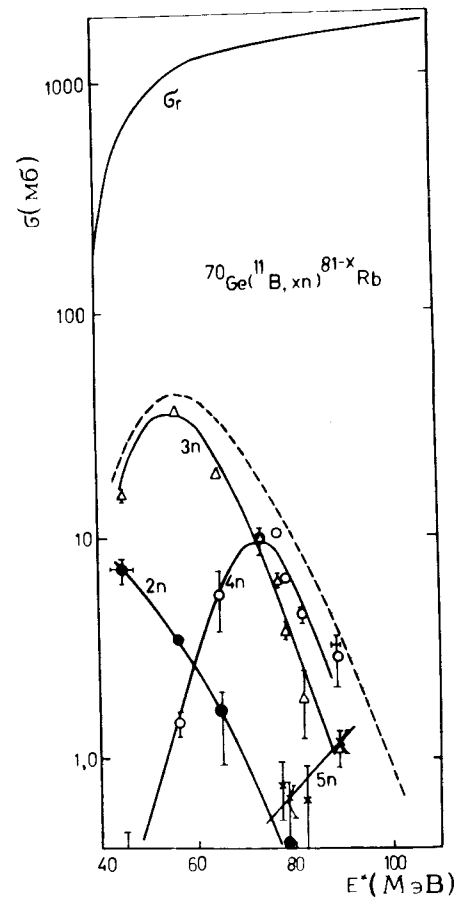


Рис. 2

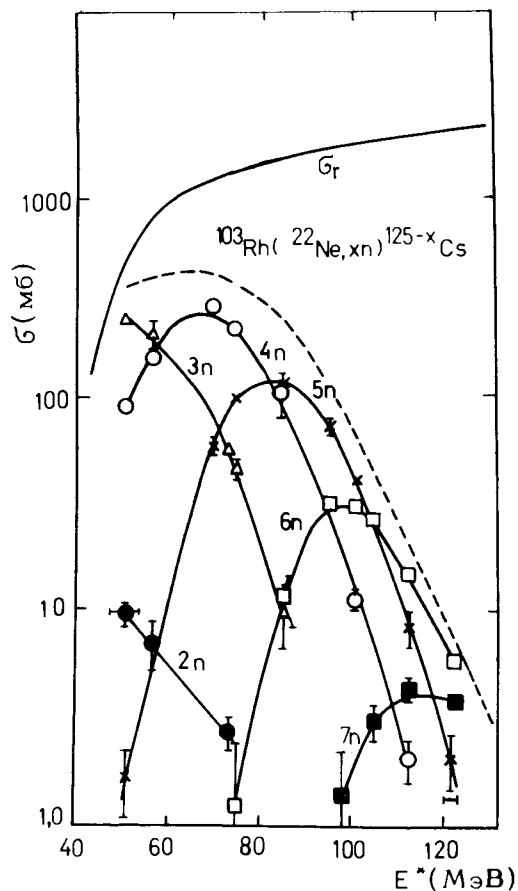


Рис. 3

полное сечение реакции, и резко уменьшается по мере увеличения энергии возбуждения. Причем, сравнение $\Sigma \sigma(xn)$ -реакций с ионами бора и неона, приводящих к одному и тому же составному ядру ^{81}Rb , показывает почти тождественное уменьшение сечения xn -реакций с ростом энергии возбуждения составного ядра. Если учесть, что критический угловой момент составляет $l_{cr} = 40$ и 46 единиц \hbar соответственно для ионов ^{11}B и $^{22}\text{Ne}^{6+}$, можно оценить отношение сечения полного слияния к полному сечению реакции при максимальной энергии возбуждения в каждой реакции. Это отношение

$\sigma_{CF}/\sigma_R = \frac{(l_{cr} + 1)^2}{(l_{max} + 1)^2}$ (1) составляет 0,83 для ^{11}B и 0,6 для ^{22}Ne . В то же время экспериментальные функции возбуждения показывают, что $\frac{\Sigma \sigma(xn)}{\sigma_r} < 10^{-2}$, что

объясняется, в основном, влиянием на сечения xn -реакций испарения заряженных частиц.

Из анализа функций возбуждения может быть также получена информация о средней энергии, приходящейся на один нейтрон, которая определяется как

$$\langle E_n \rangle = \frac{1}{x} [\langle E^* \rangle - \sum_{i=1}^x S_n(i)],$$

где $\langle E^* \rangle$ - средняя энергия возбуждения, соответствующая максимуму функции возбуждения, а $S_n(i)$ - энергия связи нейтрона в ядре с массой $A_{CN} - (i-1)$. Эта энергия распределяется между кинетической энергией нейтрона $\langle \epsilon_n \rangle$ и энергией испускаемых гамма-квантов $\langle \epsilon_\gamma \rangle$:

$$\langle E_n \rangle = \langle \epsilon_n \rangle + \langle \epsilon_\gamma \rangle.$$

Если предположить, что $\langle \epsilon_n \rangle = 2T$ (T - температура ядра, испускающего нейтрон, равная $(\frac{E^*}{a})^{1/2}$, а $\frac{A_{CN}}{8}$

параметр плотности уровней), можно посчитать значения $\langle \epsilon_n \rangle$ и $\langle \epsilon_\gamma \rangle = \langle E_n \rangle - \langle \epsilon_n \rangle$. Экспериментальные значения средней энергии, приходящейся на один нейтрон, и расчетные значения средней кинетической энергии испускаемых нейтронов и гамма-квантов в MeV для изученных в данной работе реакций представлены в табл. 2.

Из таблицы видно, что значение $\langle E_n \rangle$ в пределах ошибок эксперимента не зависит от массы бомбардирующего иона. Абсолютные значения $\langle E_n \rangle$ хорошо ложатся на систематику, полученную В.Нойбертом и К.Александром¹⁷⁾ и представленную на рис. 4, где наши данные обозначены черными кружками. Что касается энергии, уносимой γ -излучением $\langle \epsilon_\gamma \rangle$, то, как видно из табл. 3,

Реакция	$E_{\text{Лаб}}$ (МэВ)	σ ($x=2n$)	σ ($x=3n$)	σ ($x=4n$)	σ ($x=5n$)
$^{70}\text{Ge}(^{11}\text{B}, \text{xn})^{81-x}\text{Rb}$	37,5 \pm 2,5	7,0 \pm 0,3 ^x	15,3 \pm 0,9	0,28 \pm 0,18	
	50,6 \pm 2,5	3,4 \pm 0,2	36,0 \pm 0,7	1,44 \pm 0,18	
	60,0 \pm 2,1	1,6 \pm 0,6	19,3 \pm 0,9	5,3 \pm 1,7	
	70,0 \pm 0,8		9,8 \pm 0,6	9,9 \pm 1,7	
	74,0 \pm 1,5	0,40 \pm 0,4	6,3 \pm 0,4	10,1 \pm 0,4	0,74 \pm 0,22
	75,2 \pm 1,5	0,26 \pm 0,2	3,7 \pm 0,7	6,3 \pm 0,4	0,64 \pm 0,11
	79,0 \pm 1,3	0,24 \pm 0,2	1,86 \pm 0,6	4,4 \pm 0,4	0,63 \pm 0,29
	87,5 \pm 1,0		1,09 \pm 0,2	2,8 \pm 0,8	1,14 \pm 0,13
$^{83}\text{Cu}(^{10}\text{Ne}, \text{xn})^{81-x}\text{Rb}$	63,1 \pm 1,4	4,3 \pm 0,3	32,2 \pm 1,0	2,9 \pm 0,3	
	74,6 \pm 0,6	1,8 \pm 0,16	14,8 \pm 0,5	7,4 \pm 0,35	
	85,1 \pm 1,1		4,6 \pm 0,3	6,2 \pm 0,4	
	95,1 \pm 0,8		1,64 \pm 0,08	1,32 \pm 0,16	0,51 \pm 0,16
$^{89}\text{Co}(^{22}\text{Ne}, \text{xn})^{81-x}\text{Rb}$	65,0 \pm 2,9	4,34 \pm 0,17 ^x	20,5 \pm 1,0	0,68 \pm 0,17	
	75,3 \pm 1,7	1,70 \pm 0,12	16,5 \pm 0,5	1,53 \pm 0,24	
	88,3 \pm 1,9	(0,09 \pm 0,12)	3,65 \pm 0,17	2,69 \pm 0,35	
	92,0 \pm 2,9	(0,09 \pm 0,12)		2,55 \pm 0,57	
	96,0 \pm 1,7		2,05 \pm 0,21	1,96 \pm 0,16	(0,14 \pm 0,17)
	104,4 \pm 2,0		2,4 \pm 0,5	2,3 \pm 0,5	(0,34 \pm 0,38)
	108,2 \pm 1,9		1,4 \pm 0,4	0,66 \pm 0,26	(0,31 \pm 0,08)
	120,0 \pm 1,7				

х) Сечения для реакций $^{70}\text{Ge}(^{11}\text{B}, \text{xn})^{81-x}\text{Rb}$ и $^{89}\text{Co}(^{22}\text{Ne}, \text{xn})^{81-x}\text{Rb}$ даны в миллибарах.

Таблица 2 / продолжение /

Реакция	$E_{\text{Лаб}}$ (МэВ)	σ ($x=1n$)	σ ($x=2n$)	σ ($x=3n$)	σ ($x=4n$)	σ ($x=5n$)	σ ($x=6n$)
$^{60}\text{Ni}(^{22}\text{Ne}, \text{pxn})^{81-x}\text{Rh}$	77,8 \pm 3,2	25,7 \pm 0,7	214 \pm 3,6	36,4 \pm 0,7			
	95,1 \pm 3,4	4,0 \pm 0,6	59,2 \pm 2,1	65,3 \pm 1,8	7,1 \pm 0,6		
	98,3 \pm 3,4		37,1 \pm 3,6	62,8 \pm 1,4	8,0 \pm 0,7		
	127 \pm 2,0		2,4 \pm 1,4	11,4 \pm 1,9	10,0 \pm 2,0		
	132,5 \pm 1,5		4,3 \pm 0,9	13,4 \pm 0,9	8,0 \pm 1,7		
$^{107}\text{Ag}(^{16}\text{O}, \text{xn})^{126-x}\text{Cs}$	58,0 \pm 1,8	1,4 \pm 0,3	0,9 \pm 0,3	10,2 \pm 0,8			
	64,0 \pm 1,4	1,45 \pm 0,22	2,5 \pm 0,3	34,3 \pm 1,3	3,8 \pm 0,3		
	69,8 \pm 1,2	2,5 \pm 0,4	3,5 \pm 0,4	38,8 \pm 0,8	19,7 \pm 1,0		
	79,0 \pm 1,2	1,05 \pm 0,18	4,96 \pm 0,07	30,7 \pm 1,6	40,4 \pm 1,6		
	86,1 \pm 1,2		4,20 \pm 0,4	13,3 \pm 0,3	48,5 \pm 1,6	6,1 \pm 0,3	0,36 \pm 0,13
	99,0 \pm 0,8		2,5 \pm 0,4	5,8 \pm 0,2	31,0 \pm 0,6	16,8 \pm 1,0	0,40 \pm 0,18
	106,0 \pm 0,8				14,5 \pm 2,0	20,7 \pm 3,2	1,6 \pm 0,4
	114 \pm 0,8		0,70 \pm 0,13	3,6 \pm 0,3	7,05 \pm 0,4	11,9 \pm 2,3	2,4 \pm 0,3
122 \pm 0,6				4,7 \pm 0,5	6,7 \pm 0,6	4,2 \pm 0,3	

Таблица 2 /продолжение/

Реакция	E_{lab} (МэВ)	G ($x=2n$)	G ($x=3n$)	G ($x=4n$)	G ($x=5n$)	G ($x=6n$)	G ($x=7n$)
^{103}Rh , ^{104}Ne , ^{105}Xe $^{186-188}\text{Os}$	76,4 \pm 2,8	1,5 \pm 0,2	42,6 \pm 1,5	15,6 \pm 0,6	0,25 \pm 0,09		
	83,7 \pm 1,9	1,1 \pm 0,3	35,9 \pm 5,9	27,2 \pm 1,5	(0,48 \pm 0,51)		
	99,5 \pm 1,9			48,5 \pm 1,5	10,0 \pm 0,9		
	104 \pm 1,8	0,41 \pm 0,07	9,7 \pm 0,5	37,5 \pm 1,5	16,9 \pm 0,7	(0,15 \pm 0,22)	
	105,5 \pm 1,8	(0,13 \pm 0,23)	7,8 \pm 0,9	18,4 \pm 4,4	20,6 \pm 1,5	1,9 \pm 0,6	
	118 \pm 1,2		1,6 \pm 0,5		12,6 \pm 1,2	5,4 \pm 0,5	0,21 \pm 0,13
	130 \pm 1,0						
	133 \pm 1,0				1,83 \pm 0,22	7,05 \pm 0,8	5,1 \pm 0,3
	137 \pm 1,3						4,4 \pm 0,2
	142 \pm 0,8				0,31 \pm 0,07	1,3 \pm 0,2	2,4 \pm 0,2
	151 \pm 1,2					0,34 \pm 0,1	0,68 \pm 0,09
	162 \pm 1,1						0,59 \pm 0,04

Таблица 3

Реакция	X=3		X=4	
	$\langle E_n \rangle$	$\langle \epsilon_n \rangle$	$\langle \epsilon_n \rangle$	$\langle \epsilon_n \rangle$
$^{11}\text{B} + ^{70}\text{Ge}$	7,3 \pm 0,8	3,3	4,0	7,5 \pm 0,8
$^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$				4,3
$^{22}\text{Ne} + ^{59}\text{Co}$				3,2
				7,0 \pm 0,8
				4,2
				2,8
				7,3 \pm 0,8
				4,3
				3,0

Реакция	X=3		X=4		X=5	
	$\langle E_n \rangle$	$\langle \epsilon_n \rangle$	$\langle E_n \rangle$	$\langle \epsilon_n \rangle$	$\langle E_n \rangle$	$\langle \epsilon_n \rangle$
$^{18}\text{O} + ^{107}\text{Ag}$	8,0 \pm 0,8	3,2	4,8	7,5 \pm 0,8	3,1	6,4 \pm 0,5
$^{22}\text{Ne} + ^{103}\text{Rh}$				3,4	3,1	3,7
				3,4	3,1	2,7
				7,5 \pm 0,8	3,1	6,2 \pm 0,5
				3,4	3,1	3,6
				3,4	3,1	2,6
Реакция			X=7			
	$\langle E_n \rangle$	$\langle \epsilon_n \rangle$	$\langle E_n \rangle$	$\langle \epsilon_n \rangle$	$\langle E_n \rangle$	$\langle \epsilon_n \rangle$
$^{18}\text{O} + ^{107}\text{Ag}$						
$^{22}\text{Ne} + ^{103}\text{Rh}$	6,0 \pm 0,8	3,9	2,1	5,8 \pm 0,8	4,1	1,7

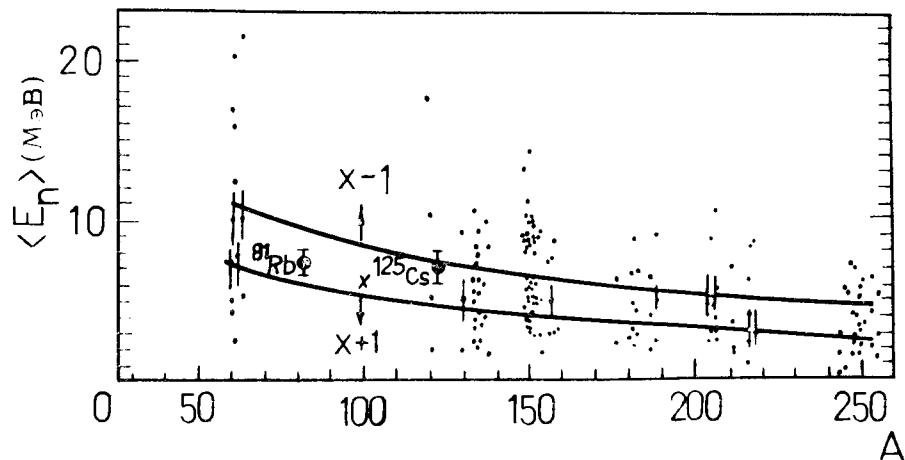


Рис. 4

она практически не зависит от способа образования составного ядра и регулярно уменьшается с ростом числа нейтронов. Полная же энергия, уносимая гамма-квантами, в пределах ошибок эксперимента является постоянной:

$$\langle E_{\gamma} \rangle = 12,0 \pm 0,8 \text{ МэВ для } ^{81}\text{Rb},$$

$$\langle E_{\gamma} \rangle = 12,9 \pm 0,9 \text{ МэВ для } ^{125}\text{Cs}.$$

Результаты, полученные по функциям возбуждения для реакции $^{60}\text{Ni}(^{22}\text{Ne}, \text{pxn})^{81-x}\text{Rb}$, приводящей к составному ядру ^{82}Sr , отличающемуся от ^{81}Rb только на один протон, показывают, что эффективные сечения реакции (HI, pxn) примерно в 10 раз больше, чем реакции (HI, xn) . Такой же результат был получен в работе /8/, где изучалась реакция $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{79}\text{Rb}$. В этой работе также было получено, что сечения реакций pxn , 2pxn , αxn более высокие, чем сечения реакции с испарением нейтронов. На рис. 5 приведены эффективные энергии связи нейтрона и протона в зависимости от массового числа изотопов рубидия и цезия. Ввиду того, что конкуренция со стороны испарения протонов и нейтронов определяется их эффективными энергиями связи, то видно, что испарение протонов из возбужденных ядер рубидия будет доминировать над испарением нейтронов. Причем,

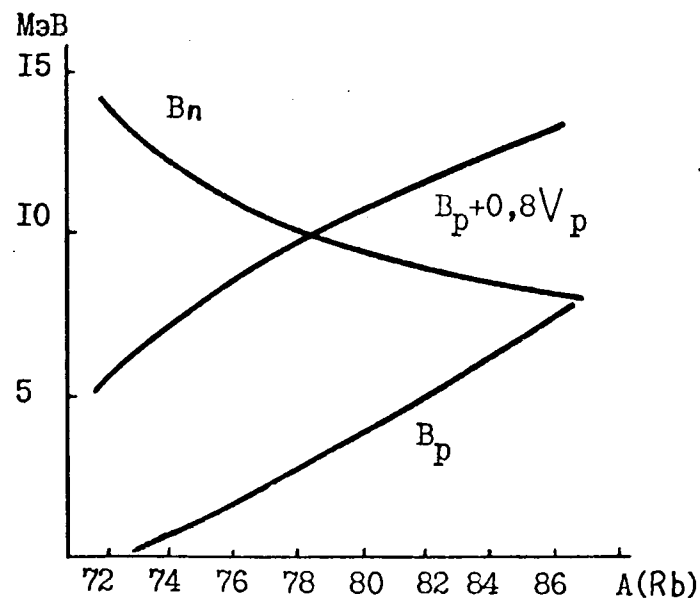
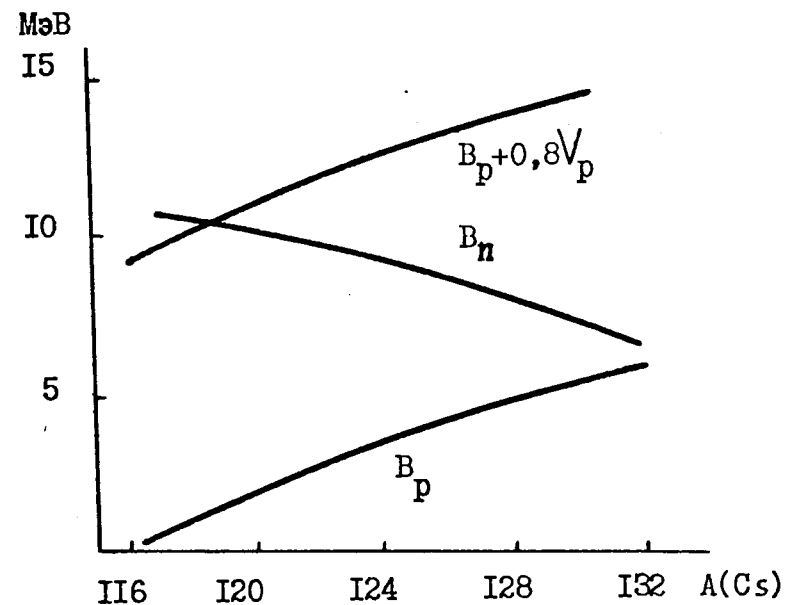


Рис. 5

как показывают эксперименты¹⁰, эмиссия протонов более вероятна, чем эмиссия нейтронов уже из составного ядра⁸¹Rb с минимальной энергией возбуждения. В случае изотопов цезия положение несколько иное, так как более высокий кулоновский барьер по отношению к вылету протонов приводит к тому, что эффективная энергия связи протонов превышает энергию связи нейтронов даже для изотопов, удаленных на 15 массовых единиц от стабильного. В конечном итоге это проявляется в том, что сечение α -реакций для исследованных изотопов цезия падает не так резко с энергией возбуждения, как в случае рубидия.

В заключение группа авторов благодарит дирекцию ОИЯИ за предоставление возможности проведения данного эксперимента в Дубне и широкое гостеприимство. Мы благодарны также академику Г.Н.Флерову за большое внимание к данной работе и ценные замечания в процессе ее выполнения. Мы выражаем глубокую признательность сотрудникам Лаборатории Р.Бернаса: Р.Фержо, М.Жакотэну и Ж.Ф.Кепанскому - за техническое обеспечение эксперимента; сотрудникам группы эксплуатации циклотрона ЛЯР У-300 - за получение интенсивных пучков тяжелых ионов, а также всем сотрудникам различных служб Лаборатории Р.Бернаса и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, внесшим свой вклад в успешное проведение совместного эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Oganessian Yu., Penionzhkevich Yu., Shamsutdinov A. *Acta Phys.Pol.*, 1975, 2, p.141.
2. Klapisch R. e.a. *Nucl. Instr. and Meth.*, 1967, 53, p.216.
3. Клапиш Р. и др. ОИЯИ, Р7-9994, Дубна, 1976.
4. De Saint-Simon M. *Thèse d'état*, No. 1816, Orsay, 1977.
5. Александр К., Нойберт В. ОИЯИ, Р7-3185, Дубна, 1967.

6. Wilczynski J. *Nucl.Phys.*, 1973, A216, p.139.
7. Нойберт В., Александр К. ОИЯИ, Р7-3657, Дубна, 1968.
8. Langevin M., Bazzeto et C. *Detraz J. Phys.Rev.*, 1976, 133B, p.2176.
9. Wapstra A.H., Gove N.B. *Data Tables*, 1971, A9, p.267.
10. Wells J.C. e.a. *Phys.Rev.*, 1975, C11, p. 879.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июня 1978 года.