

ОБОЛОЧЕЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ И СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ
НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ Ac, Ra и Fr
В РЕАКЦИИ $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$

А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин, А.П.Кабаченко,
О.Н.Мальшев, Ю.А.Музычка, Б.И.Пустыльник,
Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин

С использованием кинематического сепаратора ВАСИЛИСА измерены сечения образования изотопов Ac, Ra и Fr в реакции $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ в диапазоне энергий возбуждения компаунд-ядра от 40 до 120 МэВ. Экспериментальные данные проанализированы на основе статистической модели распада возбужденных ядер. Рассмотрено влияние различных предположений о параметрах барьеров деления исследованных ядер на результаты расчета.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Shell Effects and Cross Sections of Formation
of Neutron-Deficient Isotopes of Ac, Ra and Fr
in $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ Reaction

A.N.Andreev et al.

The cross sections of Ac, Ra and Fr isotope formation in the $^{197}\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$ reaction have been measured by means of the VASSILISSA kinematic separator in the range of compound nuclei excitation energies from 40 MeV to 120 MeV. The experimental data have been analysed on the basis of the statistical model of excited nuclei decay. The influence of different assumptions of parameters of investigated nuclei fission barriers on the calculations results was considered.

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

Введение

В последнее время возрос интерес к исследованиям различных каналов распада возбужденных составных ядер с $Z \cong 83 - 95$, т.к. в этой области ядер делительный канал становится доминирующим, и даже не-

большие изменения его параметров приводят к существенному изменению вероятностей распадов по другим конкурирующим каналам. Большая удаленность исследуемых ядер от линии β -стабильности и быстрое уменьшение жидкокапельного барьера деления с ростом Z делают экспериментальные результаты в этой области ядер критичными к параметрам модели, определяющим зависимость барьера от Z и фактора нейтронного дефицита. Кроме того, т.к. расчетные величины оболочечных поправок для нуклидов с числом нейтронов, близким к магическому числу $N = 126$, оказываются в этой области практически равными расчетным величинам жидкокапельных барьеров, появляется хорошая возможность исследовать влияние оболочечных эффектов на характеристики распада составного ядра и параметры делительного канала. Первая попытка экспериментального исследования этого вопроса связана с анализом делимости нейтронодефицитных составных ядер Th с массовыми числами в диапазоне $212 \leq A \leq 220$, полученных в реакциях с ионами ^{40}Ar и $^{48}\text{Ca}^{1,2}$. Для этих изотопов оболочечные поправки к массе ядра в основном состоянии составляют по величине $\cong 4 - 5$ МэВ и близки к величине жидкокапельного барьера. Однако для правильного воспроизведения экспериментальных величин сечений реакций с испарением 4 нейтронов в расчетах пришлось использовать только жидкокапельную составляющую барьера деления. Авторами был сделан вывод об аномально быстром ослаблении влияния оболочечных эффектов при увеличении энергии возбуждения и их полном исчезновении при энергиях возбуждения $10 - 15$ МэВ²⁻⁴.

Существует еще одна проблема в этой области ядер, связанная с резким уменьшением сечений (xn)-реакций при переходе от нейтронодефицитных составных ядер (Ac - Th) к аналогичным ядрам (U - Np)⁵⁻⁷. Если считать, что оболочечные эффекты не влияют на величины сечений реакций с испарением нейтронов для изотопов (Ac - Th), то для единообразного описания сечений испарительных реакций необходимо предположить, что жидкокапельная составляющая барьеров деления при переходе к изотопам (U - Np) скачкообразно уменьшается на 30-35% по сравнению с расчетом.

Настоящая работа является продолжением наших исследований этих эффектов, начатых три года назад^{5,6}. В ней приводятся результаты экспериментального изучения сечений образования различных испарительных продуктов для составного ядра ^{217}Ac в широкой области энергий возбуждения, а также результаты сравнения полученных данных с расчетами по статистической модели девозбуждения составных ядер.

Экспериментальная методика

Облучения проводились на циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ. В экспериментах использовались выведенные пучки ионов ^{20}Ne с энергиями 120,

140 и 190 МэВ. Изменение энергии бомбардирующих ионов с шагом 3 – 6 МэВ проводилось с помощью алюминиевых и титановых поглотителей. Энергия пучка после прохождения поглотителей измерялась поверхностно-барьерным полупроводниковым детектором по энергии ионов, рассеянных на тонкой (200 мкг/см^2) золотой фольге на угол 30° . Калибровка детектора и электронного тракта осуществлялась с помощью стандартного источника ^{226}Ra и калибровочных омических делителей. Интенсивность пучка на физической мишени диаметром 12 мм составляла $(3 - 6) \cdot 10^{11}$ част./с, энергетический разброс бомбардирующих ионов после прохождения поглотителей не превышал 1,0 – 1,5 % измеряемой энергии. В экспериментах использовалась мишень из ^{197}Au толщиной 415 мкг/см^2 . Мишень была изготовлена методом вакуумного напыления на алюминиевую фольгу толщиной $1,35 \text{ мг/см}^2$. Состав и однородность мишени по площади контролировались методом рентгенофлуоресцентного анализа. Точность в определении толщины мишени была не хуже 10%.

Отделение продуктов реакций полного слияния от пучка и продуктов реакций передач осуществлялась с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА^{18,91}, в котором происходит разделение продуктов реакций по электрической жесткости. Детектирующая система, расположенная в фокальной плоскости сепаратора, состояла из двух широкоапертурных времяпролетных детекторов диаметром 82 мм, изготовленных на основе микроканальных пластин и полупроводникового детектора общей площадью 35 см^2 , изготовленного методом планарной технологии и разделенного на восемь независимых полос. Общий вид сепаратора и детектирующего модуля приведены на рис.1. При охлаждении детектора до температуры -10°C энергетическое разрешение для каждой полосы было не хуже 25 кэВ для α -линий в диапазоне 6 – 9 МэВ. Электронная аппаратура позволяла получать для каждого детектора данные об энергиях и вре-

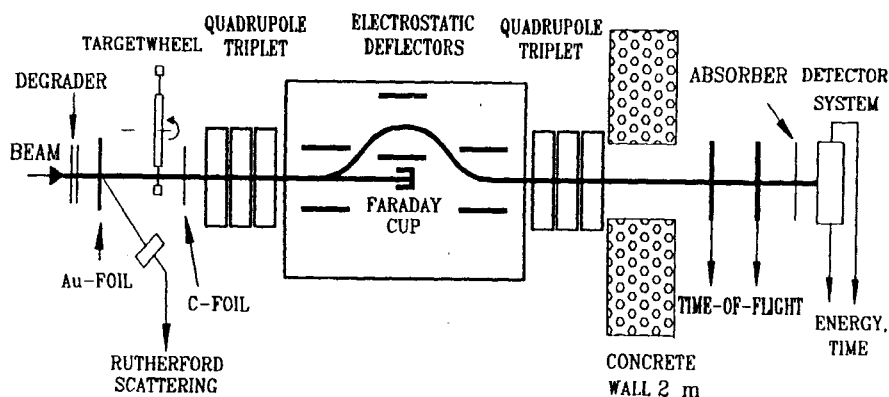


Рис.1. Общий вид сепаратора ВАСИЛИСА и детектирующего модуля.

мени пролета ядер отдачи, времени их прихода в детектор, энергии и времени α -распада нуклидов, имплантированных в детектор. Подробное описание детектирующего модуля и электронной аппаратуры дано в работах ^{10,11}. Эффективность сепарации для (x,n)- и (p,xn)-реакций измерялась непосредственно в каждом эксперименте в контрольной реакции $W + {}^{20}\text{Ne}$. Для этой цели после мишени устанавливался алюминиевый сборник толщиной $1,8 \text{ мг/см}^2$, который после 10-15-минутного облучения переносился без нарушения вакуума к полупроводниковому детектору, расположенному в мишенной камере на расстоянии 20 см от мишени. Затем в интервале времени $\cong 15$ мин проводилось измерение кривой распада имплантированной в сборник активности. Аналогичное измерение проводилось и для активности, имплантированной в детектирующее устройство после сепаратора. Сравнение этих данных позволяло определять эффективность сепарации с точностью $\pm 25\%$. Для мишени толщиной 400 мкг/см^2 эффективность сепарации в различных опытах составляла от 2 до 3%. Эффективность сепарации для (α , xn)-реакций определялась непосредственно в реакции $\text{Au} + {}^{20}\text{Ne}$ при энергиях бомбардирующих ионов 117, 125 и 130 МэВ. Для этого проводились измерения отношения α -активностей As и Fr для ядер, имплантированных в сборник после мишени (до сепаратора), и ядер, имплантированных в детектирующее устройство сепаратора. Измеренное таким образом значение отношений эффективностей для (xn)- и (α , xn)-реакций составило $6,1 \pm 0,6$, что в пределах ошибок совпадает с расчетной величиной 8 ± 2 , использовавшейся нами в предыдущих работах.

Идентификация нуклидов проводилась по энергиям α -переходов, периодам полураспада и функциям возбуждения наблюдаемых активностей. При расчетах энергии возбуждения составного ядра энергия пучка считалась равной энергии на выходе из мишени. Потери в мишени и подложке учитывались по таблицам ¹². Для расчета величины Q-реакции использовались таблицы масс ¹³.

Результаты экспериментов

Наиболее подробно характеристики α -распада нейтронодефицитных изотопов As с массовыми числами $209 \leq A \leq 215$ были изучены в работе ¹⁴ с применением методики "gas-jet". Необходимо отметить, что в этой работе также были детально измерены выходы изотопов As , Ra и Fr в реакциях ${}^{209}\text{Bi} + {}^{12}\text{C}$, ${}^{203,205}\text{Tl} + {}^{16}\text{O}$ и ${}^{197}\text{Au} + {}^{20}\text{Ne}$, приводящих к образованию компаунд-ядер As с массовыми числами 221, 219 и 217. Можно предполагать, что только неопределенность с измерением эффективности газового собирания не позволила авторам работы определить абсолютные значения сечений для различных каналов реакций. Получен-

ные нами данные и данные работы¹⁴ находятся в хорошем согласии как по характеристикам α -распадов изотопов As, так и по относительному изменению выходов нуклидов с изменением энергии возбуждения составного ядра. В наших экспериментах мы наблюдали только один новый α -излучатель с энергией $E_\alpha = (7740 \pm 20)$ кэВ и периодом полураспада $T_{1/2} = (50 \pm 25)$ мс, однозначная идентификация которого вызывает затруднения. Максимум выхода для данной α -активности наблюдается при энергиях Ne в интервале 160-170 МэВ, что на 10-15 МэВ больше энергии Ne, соответствующей максимуму выхода ^{209}As ($E_\alpha = (7590 \pm 20)$ кэВ, $T_{1/2} = (80 \pm 30)$ мс). Сечение образования в максимуме выхода для нового излучателя составляет (75 ± 25) нб и уменьшается до (15 ± 15) нб при энергии пучка 182 МэВ. Исходя из систематики энергий α -распадов для изотопов As и положения максимума функции возбуждения возможна предварительная идентификация данной активности как α -распад изомерного состояния в ядре ^{208m}As , аналогично тому, как это наблюдается для ядра ^{206m}Fr . К сожалению, отсутствие координатной чувствительности у системы регистрации и большие сечения образования изотопов ^{209}Ra и ^{205}Fr не позволили нам воспользоваться для идентификации этой активности методом α - α корреляций.

Значения сечений для (xn) -, (p, xn) - и (α, xn) -реакций, полученные в наших экспериментах, приведены в табл.1 и 2. Статистическая ошибка для большинства измерений (с $\sigma \geq 10$ мкб) не превышает 10% и точность полученных значений сечений определяется точностью измерения эффективности сепарации, толщины и однородности мишени, тока пучка. Контроль, проведенный по воспроизводимости результатов в отдельных измерениях, показал, что точность для относительного выхода нуклидов составляет $\pm 20\%$. Точность измерения абсолютных значений сечений оценивается нами как $\pm 50\%$.

На рис.2 приведены значения полных сечений для (xn) -, (p, xn) - и (α, xn) -каналов реакций в зависимости от энергии бомбардирующих ионов. Обращает на себя внимание быстрое падение сечения (xn) -канала и относительное постоянство сечений каналов с выходом заряженных частиц. Увели-

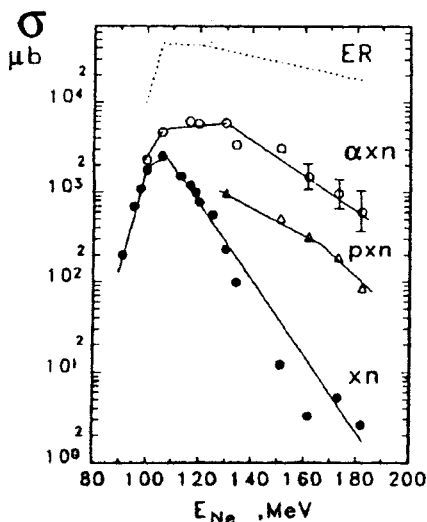


Рис.2. Полные (суммарные) сечения для (xn) -, (p, xn) - и (α, xn) -каналов реакции $\text{Au} + ^{20}\text{Ne}$.

Таблица 1. Функции возбуждения для (хп)-, (р, хп)- и (α , хп)-каналов для реакции Au + ^{20}Ne

E*, МэВ	Сечение, мкб					
	3n	4-5n	6-7n	p, 4-5n	α , 3n	α , 4-5n
36,5	45	80				
40	120	400				
42	140	1070				
44	145	1880			645	
50		2520		190	1660	≥ 500
51,5		2300		225	2210	4650
56,5		1430	80	440	2750	4630
59,5		1030	170	550	700	4630
61,5		760	240	700		6100
63		540	240	670		5740
66		300	240	690		5760
67,5		340	220	700		5420
72		40	190	780		6100
75,5		38	60	330		4740
91		3	10	80		2140
						1100

Таблица 2. Функции возбуждения для (хп)-, (р, хп)- и (α , хп)-каналов для реакции Au + ^{20}Ne

E*, МэВ	Сечение, мкб				
	8-9n	p, 6-7n	p, 8-9n	α , 6-7n	α , 8-9n
66				180	
67,5		35		480	
72		200		1100	
75,5		260		1210	
91	2,6	420	10	1950	
100,5	1,1	220	40	1120	
111	0,5	84	51	680	290
123	0,1	30	30		160

ченные значения ошибок для (α, xn) -канала при больших энергиях связаны с неопределенностью в учете вклада $(2p, xn)$ -каналов в образовании изотопов $^{206-209}\text{Fr}$. Дополнительно можно отметить, что при энергиях возбуждения 113-123 МэВ в экспериментальных спектрах резко возрастают интенсивности переходов, связанных с α -распадом изотопов $^{204-206}\text{Rn}$. Если считать, что их образование обусловлено испарительным каналом типа (α, p, xn) , то вклад этого канала в полное сечение при энергии возбуждения 123 МэВ будет составлять 2,0 – 3,5 мб.

Точечной линией на рис.2 показаны значения полного сечения испарительных каналов, рассчитанные при помощи используемой нами модифицированной программы ALICE^{15/}. Приведенные данные получены в результате суммирования вкладов всех испарительных каналов, приводящих к ядрам с $85 \leq Z \leq 89$. Так как полное сечение испарительных реакций в нашем случае в основном определяется каналами с испарением α -частиц, то оно также слабо меняется в исследованном нами диапазоне энергий возбуждения составного ядра. Расхождение абсолютных значений расчетного и экспериментального значений сечений (приблизительно на фактор 2) может быть уменьшено, если учесть в расчетах хорошо известное уменьшение приведенных α -ширин для нуклидов с $124 \leq N \leq 127$.

Обсуждение результатов

Анализ экспериментальных данных о сечениях (xn) -, (p, xn) - и (α, xn) -каналов реакций был выполнен на основе статистического рассмотрения процесса девозбуждения образующихся составных ядер. Расчеты проводились с помощью модифицированной программы ALICE. Для описания плотности уровней использовались соотношения модели ферми-газа с феноменологическим учетом оболочечных эффектов в параметре плотностей уровней^{15/}:

$$a_{\nu}(E) = \tilde{a}_{\nu} \{ 1 + [1 - \exp(-0,054E)] \Delta W_{\nu} / E \}, \quad (1)$$

где E – энергия возбуждения ядра. Для каналов испарения частиц a_{ν} – параметр плотности уровней с асимптотическим значением $\tilde{a}_{\nu} = A/10$, $\Delta W_{\nu}(A, Z)$ – оболочечная поправка к массе ядра, образующегося из исходного после испарения частицы сорта ν (нейтрона, протона или α -частицы). В канале деления $a_f = \tilde{a}_{\nu} = A/10$.

Предполагалось, что барьер деления, величину которого необходимо вычитать из энергии возбуждения ядра, имеет вид

$$B_f(\ell) = C V_f^{\text{CPS}}(\ell) + \Delta W^{\text{exp}}(Z, A), \quad (2)$$

где $V_f^{PS}(\ell)$ – барьер деления в модели вращающейся заряженной капли¹¹⁶, C – свободный параметр, $\Delta W^{exp}(Z, A)$ – оболочечная поправка к барьеру деления составного ядра, равная разности жидкокапельного и экспериментального значений массы ядра в основном состоянии.

Сечение образования составного ядра рассчитывалось по формуле:

$$\sigma_Q = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_{кр}} \frac{\ell_{кр} + 1}{1 + \exp [2\pi (V_{B\ell} - E_{с.ц.м.}) / \hbar \omega_{\ell}]} \quad (3)$$

где $V_{B\ell}$ – высота барьера взаимодействия, ω_{ℓ} – кривизна этого барьера для ℓ -й волны. Параметры потенциала и способ выбора $\ell_{кр}$ обсуждались нами ранее¹¹⁷. Основной целью расчетов в настоящей работе явилось оптимальное описание значений сечений в максимумах функций возбуждения. В этом случае оказывается, что более 90% от величины вычисленного поперечного сечения реакции в максимуме функции возбуждения достигается при значениях ℓ , значительно меньших, чем величина $\ell_{кр}$ для исследуемых реакций. Поэтому выбор модели для $\ell_{кр}$ не имел принципиального значения. Расчет сечений прекращался, если вклад последующей парциальной волны составлял меньше 1% от величины сечения. Было выполнено два варианта расчетов: 1) в чисто жидкокапельном приближении $\Delta W_{\nu} = \Delta W^{exp} = 0$ и 2) с учетом ΔW^{exp} и ΔW_{ν} в предположении, что эти величины не зависят от энергии возбуждения, при этом параметр плотности уровней в каскаде испарения частиц $a_{\nu}(E)$ является функцией энергии (см. формулу (1)). Для каждого из вариантов свободным параметром расчета являлся только параметр C . Отношение параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах в расчетах считалось постоянным и равным 1,0.

На рис.3 приведено сравнение результатов расчета с эксперимен-

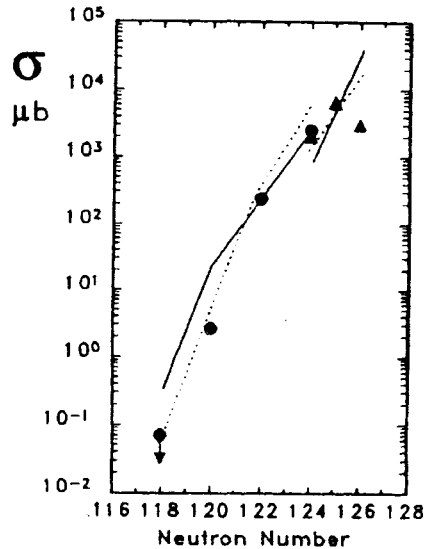


Рис.3. Сравнение измеренных и расчетных значений сечений в максимумах выхода (xn) -реакций; $Au + {}^{22}Ne$ – (▲); $Au + {}^{20}Ne$ – (●). Точечная линия – результаты расчета с учетом оболочечных эффектов (см. текст). Сплошная линия – результаты расчета при отсутствии оболочечных эффектов.

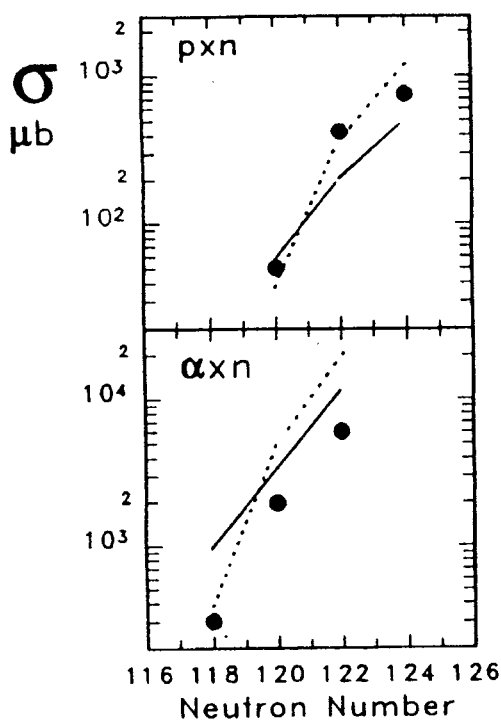


Рис.4. Сравнение измеренных и расчетных значений сечений в максимумах выхода в реакции $Au + {}^{20}Ne$ для (p, xn) -канала (верхний рисунок) и (α, xn) -канала (нижний рисунок).

тальными данными для xn -канала. Зависимость представлена как функция от числа нейтронов в конечном продукте испарительного каскада. Кружками и треугольниками изображены экспериментальные значения сечений в максимумах функций возбуждения реакций $Au + {}^{20}Ne$ и $Au + {}^{22}Ne$ соответственно. Сплошными линиями показаны результаты расчетов, полученные в предположении полного отсутствия оболочечных эффектов со зна-

чением $C = 1,0$ при жидкокапельном барьере деления (вариант 1). Точечной линией показаны результаты расчетов с учетом оболочечных поправок (вариант 2). При этом значение коэффициента при жидкокапельном барьере бралось равным $C = 0,7$, как это следует из анализа данных по сечениям образования нейтронодефицитных изотопов урана с массовыми числами $223 \leq A \leq 226$, полученных в (xn) -реакциях с ионами ${}^{20,22}Ne$ и ${}^{48}Ca$ [5-7], для которых оболочечные поправки $\Delta W^{exp} = 0$. При этом варианте интерпретации данных нет скачкообразного уменьшения жидкокапельного барьера деления при переходе от As к U , и, следовательно, уменьшение значений жидкокапельных барьеров по сравнению с расчетом [16] может оказаться характерным для всей области нейтронодефицитных ядер в районе $Th - U$, что представляется достаточно реалистичным. Аналогичное сравнение результатов расчета и эксперимента для сечений (p, xn) - и (α, xn) -каналов реакции $Au + {}^{20}Ne$ приведено на рис.4. Из рисунков 3 и 4 видно, что оба варианта расчетов удовлетворительно описывают экспериментальные результаты.

Из известных нам данных о сечениях образования изотопов As , опубликованных ранее, наибольший интерес с точки зрения проводимого анализа представляют данные о сечении образования изотопа ${}^{217}As$ ($N = 128$) в реакции ${}^{208}Pb({}^{14}N, 5n){}^{218}As$. Авторы этой работы измерили функцию

возбуждения и получили значения сечения в максимуме выхода (110 ± 20) мб. Расчет дает значения сечений в максимуме выхода для варианта с жидкокапельным барьером и варианта с оболочечной поправкой 160 и 60 мб соответственно. Т.е. в пределах фактора 1,5 этот экспериментальный результат также согласуется с обоими вариантами расчета.

Заключение

Приведенный анализ показывает, что несмотря на использование экспериментальных данных о сечениях образования ядер в широком диапазоне массовых чисел $207 \leq A \leq 217$ и значительный диапазон изменения сечений ($\cong 10^6$) не удастся сделать однозначный выбор параметров для описания девозбуждения составных ядер в этой области N и Z . Вывод о быстром исчезновении оболочечных поправок с ростом энергии возбуждения, сделанный в работах^{3,4}, является, на наш взгляд, во многом следствием априорного предположения, что жидкокапельная составляющая барьера деления правильно описывается современными моделями. Полученные в последнее время экспериментальные результаты, например, данные о сечениях образования нейтронодефицитных изотопов U , Nr и Pu , делают это предположение спорным. Наконец, возможным вариантом объяснения исчезновения оболочечных эффектов, а также быстрого уменьшения барьеров деления, полученных на основе анализа экспериментальных данных, при переходе от $Ac - Th$ к $U - Pu$ может являться неполная адекватность теоретической модели реальному процессу слияния и распада возбужденной составной системы при исследовании хорошо деформирующихся ядер.

Мы планируем продолжить изучение сечений каналов испарительных реакций в этой области ядер и, в первую очередь, провести их для реакций, приводящих к образованию нейтронодефицитных изотопов протактиния.

Авторы благодарны профессору Ю.Ц.Оганесяну за поддержку работы, инженерам А.Н.Кузнецову и Е.Н.Воронкову за помощь в наладке аппаратуры и группе циклотрона У-400 за обеспечение облучений.

Литература

1. Vermeulen D. et al. – Z.Phys., 1984, A318, p.157.
2. Sahm C.–C. et al. – Nucl. Phys., 1985, A441, p.316.
3. Schmidt K.–H. et al. – Proc. Symp. on the physics and chemistry of fission, Julich 1979, (IAEA, Vienna, 1980, vol.1, p.409.

4. Schmidt K.-H., Keller J.G., Vermeulen D. – Z.Phys., 1984, A315, p.159.
5. Андреев А.Н. и др. – ЯФ, 1989, т.50, с.619.
6. Andreyev A.N. et al. – In: Int. School–Seminar on Heavy Ion Phys., Dubna, 3–12 October, 1989, JINR, D7-90-142, Dubna, 1990, p.499.
7. Gaeggeler H.W. et al. – Nucl. Phys., 1989, A502, p.561.
8. Yeremin A.V. et al. – Nucl. Instr. & Meth., 1989, A274, p.528.
9. Yeremin A.V. et al. – Preprint JINR, E15-90-347, Dubna, 1990.
10. Andreyev A.N. et al. – Preprint JINR, P13-91-34, Dubna, 1991.
11. Kuznetsov A.N. – Preprint JINR, P13-90-206, Dubna, 1990.
12. Northcliffe R.L., Shilling R.F. – Nucl. Data Tables, 1970, A7, p.233.
13. Liran S., Zeldes N. – At Data and Nucl. Data Tables, 1976, 17, p.411.
14. Valli K., Trevil W.J., Hide E.K. – Phys. Rev., 1968, C 167, p.1094.
15. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тишин А.С. – ЯФ, 1975, т.21, с.255.
16. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. – Ann. of Phys., 1974, 82, p.557.
17. Muzichka Yu.A., Pustyl'nik B.I. – Preprint JINR, D3-83-644, Dubna, 1983, p.420.
18. Nomura T. et al. – Nucl. Phys., 1973, A217, p.253.

Рукопись поступила 23 августа 1991 года.