

УДК 539.172.17

## ШИРИНЫ РАСПАДА ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР Ra И ВОЗМОЖНОСТИ ИХ ОПИСАНИЯ В СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ДЕВОЗБУЖДЕНИЯ КОМПАУНД-ЯДЕР

*А.Н.Андреев, Д.Д.Богданов, А.В.Еремин, А.П. Кабаченко, О.Н.Малышев, Ю.А.Музыка, Ю.Ц.Оганесян, А.Г.Попеко, Б.И.Пустыльник, Р.Н.Сагайдак, А.В.Тараненко, Г.М.Тер-Акопьян, В.И.Чепигин*

Для компаунд-ядер  $^{216,218,220}\text{Ra}$ , полученных в реакциях  $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ , были измерены функции возбуждения для  $xn$ -,  $pxn$ - и  $\alpha xn$ -каналов распада в области энергий возбуждения от 40 до 130 МэВ. За счет использования реакций на трех изотопах платины в работе с хорошей степенью точности измерены отношения сечений испарительных реакций, приводящих к образованию одного и того же конечного ядра, но с различным числом ступеней в испарительном каскаде, что позволило определить экспериментальные величины приведенных нейтронных ширин при высоких энергиях возбуждения компаунд-ядра. Установлено, что во всем диапазоне энергий возбуждения сечения образования испарительных продуктов в реакциях  $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$  хорошо описываются в рамках статистической модели испарения с учетом оболочечных поправок по Игнатьюку. Как показывают наши настоящие и предыдущие исследования, использование такого подхода позволяет с одним набором модельных параметров ( $C = 0,6 + 0,7$  и  $\tilde{a}_f / \tilde{a}_v = 1,00$ ) правильно описывать величины сечений образования испарительных продуктов в широкой области компаунд-ядер — от Bi до U. Кроме того, как показало сравнение с расчетом, величины отношений сечений чрезвычайно чувствительны к значению параметра  $\tilde{a}_f / \tilde{a}_v$  и позволяют определить его с высокой степенью точности. Таким образом, тестирование расчетов по двум наборам экспериментальных данных — сечения образования и отношения сечений — позволяет независимо определять значения обоих основных параметров модели  $C$  и  $\tilde{a}_f / \tilde{a}_v$ . Проведенные расчеты показали, что для доактинидных ядер значительная часть предделительных нейтронов (от 50 до 100%) являются председловыми. Таким образом, можно констатировать, что для исследованных ядер расчеты по статистической модели вполне удовлетворительно описывают как ширины распада сильновозбужденных ядер, так и множественность предделительных частиц вплоть до энергии ~130 МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им.Г.Н.Флерова ОИЯИ.

### Decay Widths of Highly Excited Ra Compound Nuclei and Their Description in Terms of Statistical Model of the Compound Nucleus De-Excitation

*A.N.Andreyev et al.*

Excitation functions have been measured for the  $xn$ ,  $pxn$  and  $\alpha xn$  decay channels of the compound nuclei of  $^{216,218,220}\text{Ra}$  produced in the reactions  $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$  in the excitation energy range of 40 + 130 MeV. Due to the employment of three platinum isotope targets,

cross-section ratios have been measured with a high degree of accuracy for reactions leading to the same final cold products after termination of evaporation cascades of different numbers of stages. This allowed us to obtain the experimental values for the reduced neutron widths of the compound nuclei at high excitation energy. It is shown that the evaporation reaction cross sections are well described in the framework of the statistical model taking into account shell effects according to Ignatyuk. Out present, and also earlier, investigations show that such calculations making use of one single set of the model parameters — the scaling factor to the liquid-drop fission barrier of Cohen, Plasil and Swiatecki  $C = 0.6-0.7$  and the ratio of the level density parameters  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1.0$  — reproduce correctly cross sections of evaporation reactions in a wide range of compound nuclei extending from Bi to U. The calculations showed that the cross section ratios are exceptionally sensitive to the value of  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$  and are very suitable for its high accuracy determination. By fitting two sets of experimental data — the absolute cross section values and the cross sections ratio — we disentangled the roles of the parameters  $C$  and  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$  and obtained their values. The calculations showed that, for the pre-actinide compound nuclei, the valuable part of pre-fission neutrons (from 50 to 100%) is emitted before the saddle point (pre-saddle neutrons). Thus, we conclude that our statistical model calculations reproduce quite satisfactory reaction cross sections as well as decay widths and pre-fission neutron multiplicities for the studied compound nuclei having the excitation energy of up to 130 MeV.

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

## 1. Введение

Реакции между сложными ядрами, идущие через стадию образования составного ядра, являются хорошим инструментом исследований как термодинамических характеристик ядерной материи (температура нагретых ядер, ширины распадов), так и ее динамических характеристик (скорость диссипации энергии, вязкость и другие). При этом экспериментальные данные обычно используются в качестве теста, позволяющего определять величины модельных параметров в рамках того или иного теоретического подхода к описанию процессов образования и девозбуждения компаунд-ядра и их зависимости от экспериментально контролируемых физических параметров, таких, как энергия возбуждения, переданный импульс, массовая асимметрия во входном канале реакции и т.д. Полученный в последнее время большой массив экспериментальных данных о числе предделительных нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами стимулировал широкую дискуссию о механизмах их испускания и факторах, определяющих делительную ширину возбужденного компаунд-ядра [1,2]. Один из аспектов этой дискуссии обусловлен тем фактом, что наблюдаемое в экспериментах число предделительных нейтронов больше, чем это следует из расчетов по статистической модели девозбуждения компаунд-ядра, и это различие увеличивается с ростом энергии возбуждения. Для объяснения такого различия были разработаны и широко используются новые подходы для определения делительной ширины, учитывающие влияние эффектов ядерной вязкости или трения [3,4]. Однако, на наш взгляд, при обсуждении расхождений между экспериментом и расчетом несколько недооценивается тот известный факт, что фитирование модельных расчетов по интегральному сечению деления практически не накладывает существенных ограничений на расчетное число предделительных нейтронов —  $\langle \nu_{pre} \rangle$ . Так, например, в работах [5,6] было показано, что при коррелированном изменении параметров статистической модели, определяющих плотность уровней

и величину жидкокапельного барьера, можно увеличить  $\langle v_{pre} \rangle$  в 2,5 раза при сохранении удовлетворительного описания функций возбуждения для делительной моды распада. Это не представляется удивительным, т.к. величина  $\langle v_{pre} \rangle$  чрезвычайно чувствительна к величинам  $\Gamma_n / \Gamma_{tot}$  на первых ступенях девозбуждения, в то время как интегральное сечение деления зависит от многих параметров расчета. Поэтому вопрос о реалистичности параметров, использующихся в расчетах по статистической модели при описании распада возбужденных делящихся компаунд-ядер, становится чрезвычайно важным и актуальным при интерпретации экспериментальных данных. Для развития и параметризации новых динамических подходов необходимо вначале четко выделить из экспериментальных данных ту их часть, которая реально не может быть описана в классической статистической модели с ее минимальным набором требований к процессу, а именно, чтобы процесс был полностью термализован и соотношение между различными модами распада определялось только их статистическими весами в фазовом пространстве.

Данная работа является продолжением наших исследований сечений образования испарительных продуктов в реакциях полного слияния в области ядер от  $Bi$  до  $U$  [7—9]. Для компаунд-ядер  $^{216,218,220}Ra$ , полученных в реакциях  $^{22}Ne + ^{194,196,198}Pt$ , были измерены функции возбуждения для  $xn$ -,  $p xn$ - и  $oxn$ -каналов распада в области энергий возбуждения от 40 до 130 МэВ. Некоторые предварительные результаты экспериментов обсуждались ранее в работах [10,11]. Наш интерес при исследовании этих реакций, с одной стороны, был обусловлен возможностью получения информации о влиянии оболочечных эффектов на распад высоковозбужденных составных ядер, с другой стороны — мы хотели проверить применимость статистической модели для описания соотношений ширин распадов, включая делительную ширину, и множественности предразрывных частиц (точнее, председловых) в широкой области энергий возбуждения. За счет использования реакций на трех изотопах платины в работе с хорошей степенью точности были измерены отношения сечений испарительных реакций, приводящих к образованию одного и того же конечного ядра, но с различным числом ступеней в испарительном каскаде. Этот набор экспериментальных данных является существенным и, как будет показано далее, достаточно жестким дополнительным условием, которому должна удовлетворять модель, претендующая на правильное описание процесса распада составного ядра и дающая возможность получения прямой экспериментальной информации о делимости ядра на первых ступенях испарительного каскада.

## 2. Экспериментальная методика

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона У-400 ЛЯР ОИЯИ. Использовались пучки ионов  $^{22}Ne$  с энергиями 135, 160, 176 и 192 МэВ. Интенсивность пучка на мишени ограничивалась и была равной  $2 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Изменение энергии бомбардирующих ионов с шагом 3 + 6 МэВ проводилось с помощью алюминиевых и титановых поглотителей.

В экспериментах использовались неподвижные мишени из разделенных изотопов платины —  $^{194}\text{Pt}$ ,  $^{196}\text{Pt}$ ,  $^{198}\text{Pt}$  на тонких алюминиевых ( $0,4 \text{ мг/см}^2$ ) подложках. Мишени были изготовлены методом напыления. Изотопный состав мишеней и их толщины приведены в табл. 1. Измерение толщин мишеней проводилось с использованием метода рентгенофлуоресцентного анализа после их изготовления и после проведения экспериментов. Проверка результатов на воспроизводимость показала, что точность измерений отношений толщин мишеней составляет  $\pm 5\%$ , абсолютных значений толщин —  $\pm 15\%$ .

Энергия бомбардирующих частиц измерялась полупроводниковым детектором, расположенным после мишени, по энергии ионов, рассеянных на угол  $30^\circ$ . Калибровка детектора осуществлялась с помощью стандартных  $\alpha$ -источников. Поправки на неонизационные потери энергии и потери энергии в «мертвом» слое детектора не учитывались. Такая методика измерений позволяет определять абсолютные величины энергий бомбардирующих ионов с  $A \leq 40$  с точностью  $\pm (1,0 + 1,5)\%$ , т.е.  $\pm 2,0 \text{ МэВ}$  для описываемых экспериментов. Точность определения относительных величин энергий ионов в 2—3 раза лучше и составляет  $\pm (0,7 + 1,0) \text{ МэВ}$ .

Продукты реакций полного слияния отделялись от продуктов реакций глубоконеупругих передач и бомбардирующих ионов с помощью кинематического сепаратора ВАСИЛИСА [12,13]. Это трехступенчатый электростатический сепаратор с телесным углом захвата  $15 \text{ мср}$  и полосой пропускания  $\pm 10\%$  по электрической жесткости. При быстродействии, близком к одной микросекунде, он обеспечивает эффективное разделение продуктов реакций полного слияния, продуктов реакций передач и бомбардирующего пучка. Эффективность сепарации продуктов полного слияния зависит от массы бомбардирующего иона и для компаунд-ядер с  $A > 200$  меняется от  $3\%$  для реакций с ионами кислорода до  $25\%$  для реакций с ионами аргона и кальция.

Регистрация ядер отдачи и измерение энергий их  $\alpha$ -распадов осуществлялось в фокальной плоскости сепаратора детектирующей системой [14] из двух широкоапертурных времяпролетных детекторов с временным разрешением  $0,5 \text{ нс}$  и восьмистрипового полупроводникового детектора с полным размером  $50 \times 70 \text{ мм}$  и разрешением  $30 \text{ кэВ}$  для  $\alpha$ -частиц с энергиями в диапазоне от  $6$  до  $9 \text{ МэВ}$ . Идентификация нуклидов проводилась по энергии  $\alpha$ -распада и функции возбуждения. Эффективность сепаратора в данных экспериментах измерялась с использованием калибровочной реакции  $^{22}\text{Ne} (135 \text{ МэВ}) + \text{ест. W} (340 \text{ мкг/см}^2)$  и была равной  $(3,7 \pm 0,5)\%$ . Для измерения эффективности использовался метод измерения отношения  $\alpha$ -активности в фокальной

плоскости сепаратора и на сборнике, расположенном после мишени [9]. Для того чтобы уменьшить влияние нестатистических факторов на отношение сечений, основная часть измерений была выполнена в течение одного облучения при фиксированной настройке сепаратора. При заданной энергии пучка измерения проводились последовательно для

Таблица 1. Изотопный состав мишеней и их толщины

Мишень	Толщина, $\text{мг/см}^2$	Изотопный состав, %			
		194	195	196	198
$^{194}\text{Pt}$	165	83,0	13,0	3,5	0,5
$^{196}\text{Pt}$	315	2,3	7,1	86,8	3,8
$^{198}\text{Pt}$	250	3,7	4,9	5,6	85,7

каждой из трех мишеней. Замена мишеней осуществлялась автоматически с помощью дистанционного управления. Среднее время облучения мишени при фиксированной энергии пучка составляло 25 + 30 минут. Между облучениями мишеней проводилось 10-минутное измерение для контроля за вкладом долгоживущих активностей, имплантированных в детектор. Кроме того, полный диапазон энергий пучка был условно разбит на пять поддиапазонов со средними значениями энергий бомбардирующих ионов 126, 108, 145, 167 и 185 МэВ. Измерения в поддиапазонах проводились в той последовательности, в которой они перечислены.

### 3. Результаты измерений

В диапазоне энергий возбуждения от 45 до 120 МэВ для компаунд-ядер  $^{216,218,220}\text{Ra}$  измерены функции возбуждения для  $\lambda\text{-}$ ,  $\rho\lambda\text{-}$  и  $\alpha\lambda\text{-}$  реакций. Результаты измерений приведены в таблицах 2—4. При расчете энергий возбуждения использовались экспериментальные величины масс нуклидов из работы [15]. Значения  $\alpha$ -вилок при расчете сечений брались из работы [16]. При обработке экспериментальных данных проведена процедура вычитания фона, связанного с немоноизотопностью мишеней. При этом использовались полученные в работе экспериментальные данные о выходах и форме функций возбуждения для всех трех мишеней, что позволило провести эту процедуру достаточно корректно.

Для иллюстрации на рис. 1 показаны экспериментальные функции возбуждения для реакции  $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$  и приведены результаты расчета по статистической модели. Из рисунка видно, что расчет хорошо описывает сечения в максимумах выходов и форму функций возбуждения. Небольшое расхождение в положениях расчетных и экспериментальных функций возбуждения на шкале энергий возбуждения (приблизительно на 2 МэВ) не выходит за пределы точности измерения абсолютной величины энергии бомбардирующих ионов и поэтому может быть убрано простым смещением экспериментальных точек вправо на 2 МэВ. Более детальное обсуждение результатов расчета будет проведено в следующих разделах статьи.

Полученные из экспериментальных данных величины сечений образования изотопов Ra с  $208 < A < 214$  в максимумах их выходов приведены в табл. 5 (в миллибарнах). Из данных табл. 5 следует, что отношение сечений образования конкретного изотопа в  $\lambda\text{-}$  и  $(x + 2)$   $n$ -реакциях практически постоянно во всем исследованном диапазоне массовых чисел и не зависит от абсолютной величины сечения образования изотопа (из таблицы видно, что при переходе от  $^{212}\text{Ra}$  к  $^{208}\text{Ra}$  сечение уменьшается в 300 раз). Качественно это свидетельствует о том, что парциальная делительная ширина  $\Gamma_f$  на первых ступенях девозбуждения невелика и не оказывает существенного влияния на полное сечение образования нуклида.

Сделаем еще одно короткое разъяснение к табл. 5. Для трех пар изотопов  $^{211}\text{Ra}$ — $^{212}\text{Ra}$ ,  $^{209}\text{Ra}$ — $^{210}\text{Ra}$  и  $^{207}\text{Ra}$ — $^{208}\text{Ra}$  энергии  $\alpha$ -распадов отличаются менее, чем на 10 кэВ. Использувавшийся в экспериментах детектор с разрешением 30 кэВ не позволял разделить  $\alpha$ -активности этих пар. Поэтому для этих случаев измеренные функции возбуждения представляют сумму  $\lambda\text{-}$  и  $(x + 1)$   $n$ -реакций. Однако величины сечений в

Таблица 2. Функции возбуждения для  $\alpha n$ -реакций

$^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$						
$E_{\text{Ne}},$ МэВ	$E^*,$ МэВ	Сечения, мб				
		$5n$	$6n$	$7n$	$8-9n$	$10-11n$
103,5	45	27,3	5,0			
106,5	47,7	23,5	12,5			
110,0	50,8	13,8	27,7	2,5		
113,5	53,7	5,1	35,1	4,4		
119,0	58,9	1,5	31,6	10,5		
124,0	63,4	0,4	14,2	19,0	2,4	
129,0	67,9		4,1	20,2	5,5	
133,0	71,5		1,6	18,8	8,7	
137,0	75,1		0,6	9,0	10,5	
143,0	80,5			2,9	10,4	0,25
149,5	86,4			1,0	8,1	0,26
155,5	91,8			0,3	3,9	0,56
160,0	95,8				3,2	0,99
166,0	101,3				1,5	1,07
172,5	106,6				0,66	0,93
180,5	114,4				0,28	0,69
186,0	119,4				0,20	0,54
$^{22}\text{Ne} + ^{196}\text{Pt}$						
$E_{\text{Ne}},$ МэВ	$E^*,$ МэВ	Сечения, мб				
		$4n$	$5n$	$6-7n$	$8-9n$	$10-11n$
103,5	45,8	5,05	18,6	1,7		
106,5	48,5	2,84	23,7	3,2		
110,0	51,6	0,95	19,9	7,6		
113,5	54,7	0,32	12,5	14,0		
119,0	59,7		5,4	18,1	0,3	
124,0	64,2		1,6	14,3	0,4	
129,0	68,7			10,5	0,6	
133,0	72,3			8,6	1,05	
137,0	75,9			5,0	1,4	
143,0	81,3			1,9	1,9	
149,5	86,7			0,5	1,6	0,015
155,5	92,5			0,3	1,0	0,024
160,5	96,6				0,7	0,040
166,0	102,0				0,4	0,056
172,0	107,3				0,2	0,052
180,5	115,0					0,036
184,0	118,1					0,036

Таблица 3. Функции возбуждения для  $p\alpha$ - и  $\alpha n$ -реакций

максимумах выходов более чем на 90% определяются сечением  $n\alpha$ -реакций из-за быстрого уменьшения сечений с уменьшением массового числа нуклида (см. функции возбуждения для реакций  $6n$  и  $7n$  на рис.1). Это подтверждается также положением максимумов функций возбуждения на шкале энергий возбуждения компаунд-ядра. Статистическая точность измерения выходов отдельных нуклидов при фиксированной энергии пучка была в данных экспериментах не хуже  $\pm 5\%$  и определялась, в основном, точностью учета фона под выделенным  $\alpha$ -пиком и немоноизотопностью использовавшихся мишеней. Исключение составляют данные для выходов нуклида  $^{208}\text{Ra}$  в реакции  $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$ . В этом случае в области энергий возбуждения, соответствующих максимуму выхода реакции  $12n$ , присутствует заметный фон от реакции  $6n$ . Энергии  $\alpha$ -распадов  $^{214}\text{Ra}$  и  $^{208}\text{Ra}$  совпадают, и вычитание фона проводилось методом экстраполяции экспериментально измеренной функции возбуждения для реакции  $6n$  в область более высоких энергий возбуждения. Поэтому точность измерений выходов  $^{208}\text{Ra}$  в данной реакции составляет  $\pm 25\%$ . Точность измерений величин сечений образования испарительных продуктов в данных экспериментах полностью определя-

$^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$					
$E_{\text{Ne}},$ МэВ	$E^*,$ МэВ	Сечения, мб			
		$p, 5n$	$p, 6n$	$p, 8-9n$	$p, 10-11n$
110,0	50,8	0,06			
113,5	53,7	0,14	0,07		
119,0	58,9	0,30	0,11		
124,0	63,4	0,28	0,28		
129,0	67,9	0,19	0,42		
133,0	71,5	0,13	0,84		
137,0	75,1	0,07	0,51	0,09	
143,0	80,5	0,02	0,47	0,36	
149,5	86,4		0,23	1,13	
155,5	91,8		0,08	1,48	0,16
160,0	95,8			2,19	0,25
166,0	101,3			2,44	0,42
172,5	106,6			2,07	0,64
180,5	114,4			1,74	1,19
186,0	119,4			1,29	1,35

$^{22}\text{Ne} + ^{196}\text{Pt}$					
$E_{\text{Ne}},$ МэВ	$E^*,$ МэВ	Сечения, мб			
		$p, 6-7n$	$p, 8-9n$	$p, 10-11n$	$\alpha, 10n$
124,0	64,2	0,36			
129,0	68,7	1,12			
133,0	72,3	1,72			
137,0	75,9	1,36	0,10		
143,0	81,3	1,51	0,20		
149,5	86,7	1,17	0,43		
155,5	92,5	1,08	0,91		
160,5	96,6	0,77	1,07	0,025	
166,0	102,0	0,63	1,14	0,082	
172,0	107,3	0,26	1,02	0,10	0,32
180,5	115,0		0,83	0,33	0,82
184,0	118,1		0,72	0,41	1,07

Таблица 4. Функции возбуждения для  $\alpha n$ -,  $p\alpha n$ - и  $\alpha p n$ -реакций

$^{22}\text{Ne} + ^{194}\text{Pt}$								
$E_{\text{Ne}},$ МэВ	$E^*,$ МэВ	Сечения, мб						
		4-5n	6-7n	8-9n	p, 4-5n	p, 6-7n	p, 8-9n	$\alpha, 8n$
97	41,1	5,0						
105,0	48,3	10,8			0,29			
109,0	51,9	10,2	0,3		0,63			
112,5	55,0	9,0	1,06		0,96			
118,0	60,0	4,7	2,5		1,16			
123,0	64,5	1,5	3,0		1,18			
128,5	69,4	0,4	2,4	0,021	0,93	0,31		
132,5	73,0		2,3	0,024	1,02	0,62		
136,0	76,1		1,2	0,035	0,57	0,60		
142,0	81,5		0,62	0,076	0,28	0,76		
148,0	87,0		0,28	0,091	0,23	0,70	0,038	0,34
156,0	94,1			0,058	0,1	0,54	0,14	0,45
160,0	97,7			0,043		0,43	0,24	0,67
163,0	100,4			0,027		0,23	0,23	0,75
167,0	104,0			0,021		0,22	0,31	1,01
171,0	107,6			0,014		0,12	0,28	1,01
180,0	115,7			0,006		0,07	0,30	0,78
184,0	119,3			0,006		0,04	0,24	0,68

Таблица 5. Величины сечений образования изотопов радия с  $208 \leq A \leq 214$  в максимумах их выходов в мб

Компаунд-ядро	Нуклид — испарительный остаток, $\sigma$				
	$^{214}\text{Ra}$	$^{213}\text{Ra}$	$^{212}\text{Ra}$	$^{210}\text{Ra}$	$^{208}\text{Ra}$
$^{220}\text{Ra}$	36	22	11	1,1	0,035
$^{218}\text{Ra}$		24	18	1,9	0,058
$^{216}\text{Ra}$			12	2,8	0,096

ется точностью измерений эффективности сепарации, толщин мишеней и потока ионов, прошедших через мишень. С учетом возможных систематических ошибок в измерениях прежде всего потока ионов мы считаем, что суммарная точность измерения сечений составляет  $\pm 40\%$ .

Ошибка в определении величин отношений сечений в максимумах их выходов существенно меньше, т.к. использовавший-

ся в экспериментах методический подход позволял при вычислении величин отношений исключить ошибки, связанные с измерениями абсолютных величин тока пучка и эффективности сепарации. Таким образом, ошибка для отношений сечений определялась только ошибкой в определении относительных толщин мишеней и ошибкой в определении величины максимального выхода по 3—4 экспериментальным значениям выходов, измеренным вблизи максимума. Из длительного опыта работы с сепаратором нам



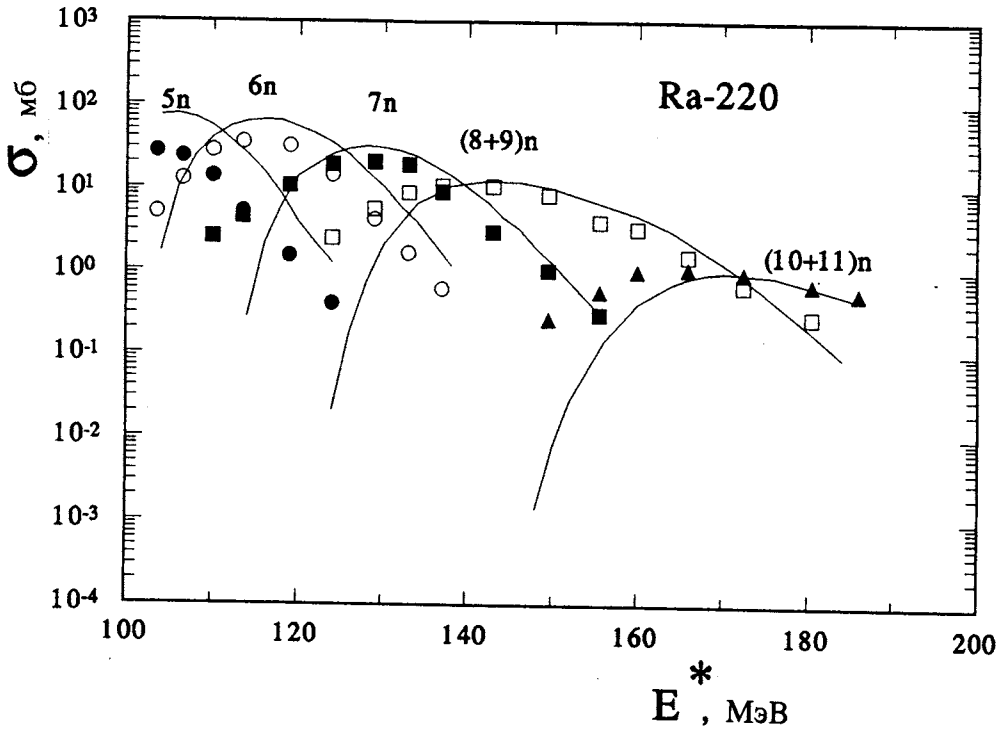


Рис.1. Функции возбуждения для  $m$ -каналов в реакции  $^{22}\text{Ne} + ^{198}\text{Pt}$ . Точки — экспериментальные данные, линии — результаты расчета по статистической модели с учетом оболочечных эффектов при значениях параметров:  $C = 0,63$  и  $\bar{a}_f / \bar{a}_v = 1,00$

известно, что воспроизводимость результатов для однократных измерений выходов, сделанных в различных экспериментах, составляет  $\pm 15\%$ . Поэтому, даже несколько огрубляя точность экспериментов, можно считать, что ошибка в определении величин отношений сечений составляет тоже  $\pm 15\%$ . В какой-то степени распределение полученных в эксперименте величин отношений сечений (см. табл.6) можно рассматривать как подтверждение правильности сделанной выше оценки точности измерений.

#### 4. Обсуждение результатов

Этот раздел мы условно разделим на три части. В первой — кратко представим формализм статистической модели и обсудим основные параметры расчетов, во второй — обсудим основные закономерности для максимумов сечений  $m$ -,  $pxm$ - и  $\alpha xm$ -каналов девозбуждения компаунд-ядер  $^{216,218,220}\text{Ra}$  и проведем сравнение со всей совокупностью ранее полученных данных по сечениям испарительных каналов. И, наконец, в третьей части мы проанализируем делимость ядер в этой области и оценим дополнительную информацию о вероятности деления возбужденных ядер, которую можно извлечь из анализа отношений сечений испарительных реакций.

Основные соотношения  
для ширин в статистической модели

Для анализа экспериментальных данных нами, как и ранее, применялась статистическая модель, в которой мы для универсальности используем минимальное количество физических предположений и параметров, что, естественно, несколько огрубляет модель, но позволяет делать более однозначные выводы. Наиболее важной величиной в расчетах по статистической модели является ядерная плотность уровней. В наших расчетах мы используем соотношения модели ферми-газа (без учета эффектов коллективного усиления) с феноменологическим учетом оболочечных эффектов ( $\Delta W$ ) в параметре плотности уровней по Игнатьюку [17].

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

где  $\tilde{a}_{\nu} = (0,11A - 6,3 \cdot 10^{-5} \cdot A^2)$ ,  $E^*$  — энергия возбуждения составного ядра, а  $\Delta W_{\nu}(A, Z)$  — оболочечная поправка к массе ядра, образовавшегося после испускания частицы  $\nu$  (нейтрона, протона или  $\alpha$ -частицы). Параметр плотности уровней  $\tilde{a}_{\nu}$  в делительном канале мы считаем постоянным, не зависящим от энергии возбуждения и пропорциональным асимптотическому значению параметра плотности уровней в канале с испарением частиц  $\tilde{a}_{\nu}$  (предположение о пренебрежимо малой величине оболочечной поправки в седле). Барьеры деления для ядер вычислялись по формуле

$$B_f(l) = CB_f^{LD}(l) + \Delta W^{\text{exp}},$$

где  $C$  — свободный параметр,  $B_f^{LD}(l)$  — барьер деления в модели вращающейся жидкой капли CPS [18],  $\Delta W^{\text{exp}}$  — поправка к барьеру деления составного ядра, равная оболочечной поправке к массе его основного состояния. Для анализируемых ядер величина оболочечной поправки меняется от  $\approx 5,5 + 7,6$  МэВ для ядер Ra, Fr и Rn с  $N = 126$  до  $\approx 1,5$  МэВ для ядер, образующихся после испарения  $\sim 10$  нейтронов. В барьере деления мы также пренебрегаем малой величиной оболочечной поправки в седловой точке.

Расчеты испарительных ширин основываются на формализме Вайскопфа и Эвинга

$$\Gamma_{\nu}^l(E) = \frac{(2l+1)(2s_{\nu}+1)m_{\nu}}{\pi^2 \rho_c(E_c) \hbar^2} \int_0^{E-E(l)-E_{\nu}} \rho_{\nu}(E-E(l)-E_{\nu}-\varepsilon) \varepsilon \sigma_{\nu}(\varepsilon) d\varepsilon,$$

где  $S_{\nu}$ ,  $E_{\nu}$  и  $m_{\nu}$  — спин, энергия связи и приведенная масса частицы;  $\nu$ ,  $\sigma_{\nu}(\varepsilon)$  — сечение обратной реакции захвата частицы  $\nu$  с энергией  $\varepsilon$ , которое рассчитывается по оптической модели с параметрами, предложенными в работе [19]. Делительная ширина рассчитывается по классической формуле Бора и Уиллера

$$\Gamma_f^l(E) = \frac{2l+1}{2\pi\rho_c(E_c)} \int_0^{E-E^{sp}(l)-B_f(l)} \rho_f(E - E^{sp}(l) - B_f(l) - \epsilon) d\epsilon,$$

где  $E^{sp}(l)$  — вращательная энергия в седловой точке.

В таком подходе основными параметрами статистического расчета являются отношение асимптотических значений плотности уровней в делительном и испарительном каналах  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$  и свободный параметр в формуле для барьера деления — коэффициент  $C$ . В принципе, при расчетах сечений испарительных каналов необходимо знать сечение образования составного ядра, связанное с величинами  $l_{кр}$  и  $\Delta l$ , однако в случае хорошо делящихся ядер сечение испарительных реакций в максимуме функции возбуждения практически полностью обусловлено вкладом парциальных волн с  $l \leq 30 + 40$ , то есть существенно меньших, чем  $l_{кр}$  в реакциях с ионами  $^{22}\text{Ne}$  [20]. Кроме того, так как мы в основном будем рассматривать сечения реакций при энергиях ионов, превышающих величину кулоновского барьера, то нет необходимости определять величину  $\Delta l$ .

Более сложная ситуация складывается с выбором оптимальных значений для параметров  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$  и  $C$ , так как оба параметра сильно влияют на величину делимости ядер. Проблема выбора величины  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$  рассматривалась в ряде работ при анализе процесса девозбуждения доактинидных составных ядер (см., например, обзор [21]). В различных моделях ее значения колеблются в пределах от 0,95 до 1,1, причем во всех работах отмечается слабая зависимость  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$  от массового числа. Следует отметить также, что в наших предшествующих работах было получено хорошее описание сечений испарительных реакций и делимостей в широком диапазоне составных ядер от  $\text{Bi}$  до  $\text{U}$  при использовании фиксированного значения параметра  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v \cong 1,0$ .

### Сечения образования испарительных остатков. Результаты и дискуссия

Было выполнено два варианта расчета:

а) в чисто жидкокапельном приближении, когда  $\Delta W_v(A, Z)$  и  $\Delta W^{\text{exp}} = 0$  и, соответственно, используются жидкокапельные значения энергий связи частиц;

б) с учетом оболочечных поправок  $\Delta W_v(A, Z)$  и  $\Delta W^{\text{exp}}$  в параметре плотности уровней и барьере деления.

На рис.2,а,б,в и рис.3,а,б,в кружками, квадратами и треугольниками изображены экспериментальные значения сечений  $xl$ - и  $pxl$ -каналов в максимумах функций возбуждения для реакций  $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$  соответственно в зависимости от числа нуклонов в конечном продукте испарительного каскада. Пунктиром показаны результаты расчетов, полученные в приближении полного отсутствия оболочечных эффектов при значениях параметров  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v \cong 1,0$  и  $C = 0,9$ . Линиями показаны результаты расчетов с

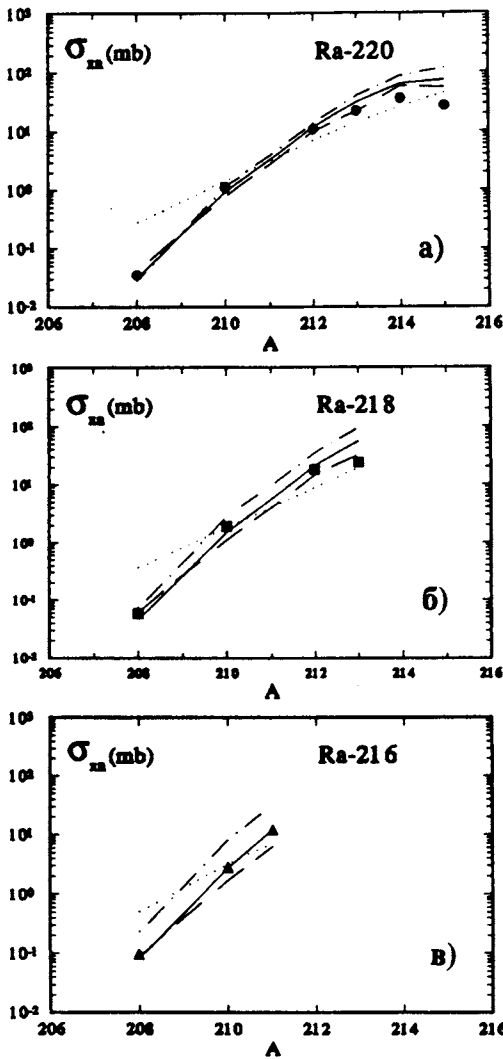


Рис.2. Сравнение экспериментальных и расчетных значений сечений в максимумах выходов для  $m_1$ -каналов девозбуждения компаунд-ядра в реакциях  $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ . Пунктиром показаны результаты расчетов, полученные в приближении полного отсутствия оболочечных эффектов. Линиями показаны результаты расчетов с учетом оболочечных поправок при трех значениях параметра  $\tilde{a}_f / \tilde{a}_i$ : 0,95 (штриховая линия), 1,00 (сплошная), 1,05 (штрих-пунктирная)

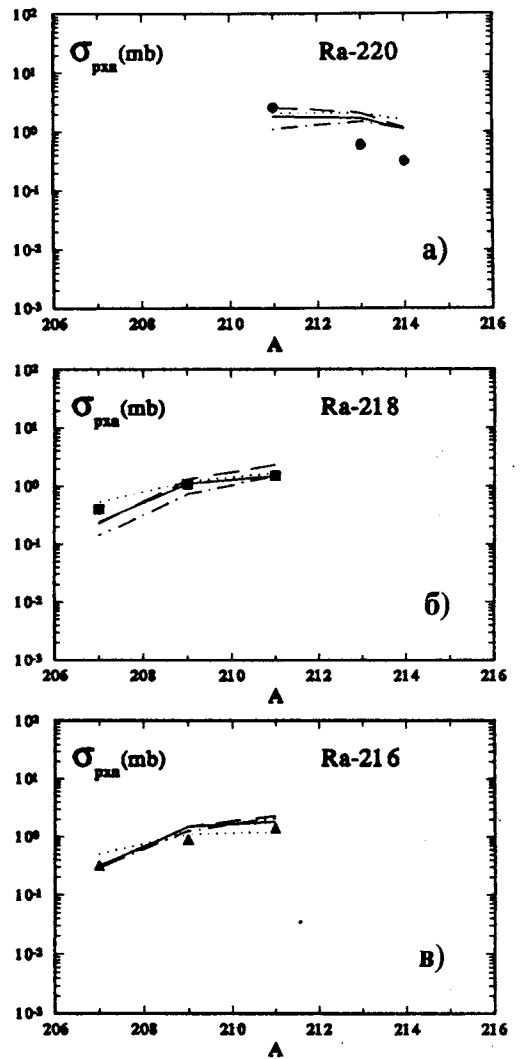


Рис.3. Сравнение экспериментальных и расчетных значений сечений в максимумах выходов для  $\rho_{11}$ -каналов девозбуждения компаунд-ядра в реакциях  $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$ . (см. пояснения к рис.2)

учетом оболочечных поправок при трех значениях параметра  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ : 0,95 (штриховая линия), 1,00 (сплошная), 1,05 (штрихпунктирная). Оптимальные значения для коэффициента  $C$  оказались при этом равными 0,45, 0,63 и 0,88 соответственно.

Из рисунков видно, что все четыре варианта расчета удовлетворительно описывают экспериментальные данные в широком диапазоне энергий возбуждения от 40 до 130 МэВ (соответственно вплоть до испускания 12 нейтронов). Таким образом, тестирование расчетов только по величинам сечений образования испарительных остатков даже в случаях, когда измерения сделаны для длинных цепочек конечных ядер, не позволяет сделать однозначный выбор и одновременно определить как параметр  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ , так и значение коэффициента  $C$ . Следовательно, необходимы какие-то другие экспериментальные данные, которые позволили бы это сделать. Этому вопросу будет посвящен следующий раздел статьи, а в оставшейся части данного мы более детального проанализируем вопрос о возможностях капельного и оболочечного подходов при их использовании для описания сечений образования испарительных продуктов и характеристик распада нейтронодефицитных высоковозбужденных компаунд-ядер с  $82 \leq Z \leq 92$ .

Вариант расчета с использованием чисто жидкокапельного приближения был предложен достаточно давно и широко использовался для расчетов сечений образования испарительных продуктов, особенно в трансурановой области ядер. Обоснованность применения такого подхода была и остается предметом дискуссии в литературе (см., например, обзор [22]). В рамках этой дискуссии достаточно интересный результат был получен в работе [23], в которой на примере анализа сечений образования нейтронодефицитных изотопов астатина и полония с  $A \approx 200$  было показано, что при фиксированном параметре  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$  расчеты, сделанные в чисто жидкокапельном приближении и приближении с синхронным уменьшением оболочечных эффектов в плотности уровней и барьере деления с ростом энергии возбуждения, приводят к практически совпадающим значениям коэффициента  $C = 0,9 + 1,0$ . Тем самым была показана правомерность использования жидкокапельного приближения при низких энергиях возбуждения для нуклидов с большой величиной оболочечной поправки в том случае, если с ростом энергии возбуждения оболочечные эффекты исчезают *одновременно* как в плотности уровней, так и в барьере деления. Такой вывод является сильным аргументом в пользу физической обоснованности использования жидкокапельного приближения для расчета сечений образования испарительных продуктов и позволяет рассматривать жидкокапельное приближение как универсальный модельный вариант, описывающий ситуацию в случае быстрого ослабления всех оболочечных эффектов с ростом энергии возбуждения.

Вместе с тем из рис.2 и 3 следует, что результаты расчетов, учитывающие влияние оболочечных эффектов по стандартной схеме, более удачно воспроизводят относительный ход экспериментальных сечений. Вариант расчета с использованием жидкокапельного приближения дает более слабое падение сечений с ростом нейтронного дефицита, чем это следует из эксперимента. Такой характер расхождений результатов расчета с экспериментальными данными является типичным при использовании жидкокапельного приближения в исследуемой области ядер и уже отмечался нами при изучении сечений образования нейтронодефицитных изотопов Po, At и Ac [23—25].

К существенно большим трудностям приводят попытки описать в рамках чисто жидкокапельного приближения весь полученный в наших экспериментах массив данных (около 15 реакций) о сечениях образования испарительных продуктов от свинца до урана в реакциях с ионами с  $A \leq 40$ . В этом случае, при условии фиксирования параметра  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,0$ , приходится плавно увеличивать значения коэффициента  $C$  от 0,65 до 0,9 при переходе от компаунд-ядер Bi с числом нейтронов  $N \approx 110$  к компаунд-ядрам Ra-Ac с  $N \approx 128 + 132$ , а затем резко уменьшать его значения до  $C = 0,65$  при переходе к компаунд-ядрам Pa-U с  $N \approx 136 + 138$  [24,26]. Таким образом, в рамках жидкокапельного приближения коэффициент  $C$  как бы «отслеживает» вначале рост оболочечной поправки для основного состояния от нуля (для Bi) до  $6 + 8$  МэВ (для Ac-Ra) и ее последующее падение до нуля при переходе к Pa-U. Необходимость столь сложного варьирования коэффициента  $C$  для достижения согласия с экспериментальными данными практически полностью исключает возможность использования жидкокапельного приближения для расчетов характеристик процесса девозбуждения в исследуемой области ядер.

В то же время весь обсуждавшийся выше массив экспериментальных данных очень хорошо описывается в рамках используемого нами оболочечного варианта расчета при практически фиксированном наборе параметров —  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,0$  и  $C = 0,63 + 0,70$ . Единственное предположение, которое приходится при этом делать, состоит в том, что величины жидкокапельных барьеров деления для образующихся в этих реакциях нейтронодефицитных нуклидов необходимо уменьшать на  $30 + 40\%$ , по сравнению с предсказаниями моделей Коена — Плазила — Святецкого или Сирка [18,27]. Можно напомнить, что на необходимость уменьшения коэффициента  $C$  вплоть до величин, равных  $0,6 + 0,7$ , для правильного описания в рамках испарительной модели сечений деления компаунд-ядер в области от Rh до Os, указывал еще М.Блан в работе [28], опубликованной в 1978 году. Отсутствие в то время надежных экспериментальных данных о барьерах деления для нейтронодефицитных нуклидов тяжелее Os привело к заключению о том, что наблюдаемый эффект является свойством только легких делящихся ядер; это нашло свое отражение в модели расчета барьеров деления, предложенной Сирком [27]. В свете обсуждаемых нами новых экспериментальных данных о делимости ядер в области от Bi до U вывод о локальном характере понижения барьеров теряет свою аргументированность, и необходимы поиски новых подходов для объяснения всего набора данных от Rh до U.

Делая предположение о том, что в широкой области  $Z$  величины жидкокапельных барьеров деления для нейтронодефицитных нуклидов необходимо уменьшить на  $30 + 40\%$  по сравнению с предсказаниями моделей [18,27], мы не исключаем, что частично такой результат может быть обусловлен упрощениями, сделанными при выборе модели расчета, в частности, с использованием только одного свободного параметра — коэффициента  $C$ . Однако постоянство этого единственного свободного параметра в широкой области  $A$  и  $Z$  для образующихся в реакциях нуклидов едва ли можно отнести к недостаткам используемого подхода. Поэтому мы считаем, что дело заключается не столько в огрублении модели, сколько в том, что экспериментальные данные говорят о необходимости поиска достаточно общих физических причин, приводящих к более высокой, чем это ожидалось, делимости нейтронодефицитных нуклидов. Одна из

попыток такого анализа была сделана в работах [8,29], в которых был предложен и проанализирован новый вариант изоспиновой зависимости жидкокапельных барьеров деления от нейтронного дефицита. Другим возможным вариантом объяснения может являться предположение, что отношение асимптотических параметров для плотностей уровней в делительном и испарительном каналах девозбуждения больше единицы. Как следует из расчетов, приведенных на рис.2 и 3, увеличение параметра всего на 5% приводит к увеличению коэффициента  $C$  до значения 0,88. Анализом этого предположения мы займемся в следующем разделе статьи.

### Нейтронные ширины и времена деления высоковозбужденных компаунд-ядер

Вернемся к анализу рис.2 и 3, где проведено сравнение экспериментальных величин сечений образования испарительных продуктов в  $xn$ - и  $pxn$ -каналах в реакциях  $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$  с результатами расчетов, сделанных для трех наборов параметров:

а)  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 0,95$ ;  $C = 0,45$ ;

б)  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,00$ ;  $C = 0,63$ ;

в)  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v = 1,05$ ;  $C = 0,88$ ;

Видно, что для всех трех вариантов расчетные кривые достаточно хорошо согласуются с результатами экспериментов и не выходят за пределы ошибок измерения. Как уже отмечалось, в статистической модели имеется два параметра, определяющих делимость ядра —  $C$  и  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ , небольшое варьирование которых приводит к значительному изменению сечений образования испарительных продуктов. Более того, из рис.2 и 3 видно, что при правильно подобранном коррелированном изменении обоих параметров можно получать одинаково хорошее согласие расчетов с экспериментальными величинами сечений для различных наборов этих параметров. Поэтому необходимы дополнительные экспериментальные данные, позволяющие протестировать величины параметров  $C$  и  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$  независимо друг от друга.

Один из таких наборов данных, подходящих для тестирования, могут составлять данные об отношениях  $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$ , полученные из экспериментальных отношений сечений образования одних и тех же нуклидов в реакциях с различным числом ступеней в испарительном каскаде. Это обусловлено тем, что влияние на делимость параметров  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$  и  $C$  различно при различных энергиях возбуждения. Параметр  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$  в большей степени определяет делимость ядер при высоких энергиях возбуждения и задает число шансов деления, в то время как параметр  $C$  определяет делимость вблизи барьера деления при низких энергиях.

На рис.4 приведены усредненные по угловым моментам  $l$  расчетные значения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$  на первой ступени каскада испарения для компаунд-ядра  $^{220}\text{Ra}$  в зависимости от энергии возбуждения для трех значений отношений  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$ . Усреднение проведено в диапазоне угловых моментов  $l$  от 0 до 40, так как этот набор моментов полностью определяет значения сечений в максимуме выходов в данной области ядер. Кроме того,

в этом диапазоне парциальные и средние значения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$  практически совпадают. Можно отметить, что расширение интервала интегрирования до значений, равных  $l_{\text{кр}} \approx 70$ , приводит к уменьшению величин  $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$  в 1,5 раза.

На рис.4 точками показаны экспериментальные значения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$  для компаунд-ядер  $^{218,220}\text{Ra}$ . Оценку экспериментальной величины  $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$  можно сделать, используя отношения сечений образования для ядра  $A-xZ$  в каналах с испусканием  $xn$ - и  $(x+2)n$ -нейтронов из компаунд-ядер, смещенных друг относительно друга на две единицы по массе:

$$\frac{\sigma_{(x+2)n}}{\sigma_{xn}} | Z, A, A-2 \cong \left[ \frac{\sigma_{CN(x+2)n}}{\sigma_{CN(xn)}} \right] \cdot \left\langle \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}} \right\rangle_A^2,$$

где  $\sigma_{CN(x+2)n}$  и  $\sigma_{CN(xn)}$  — сечения образования компаунд-ядра при энергиях, соответствующих максимумам выходов для реакций  $(x+2)n$  и  $(xn)$ ;  $\Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}}$  — среднее значение парциальной нейтронной ширины для компаунд-ядра  $AZ$  при энергии возбуждения, соответствующей максимуму выхода для  $(x+2)n$ -реакции.

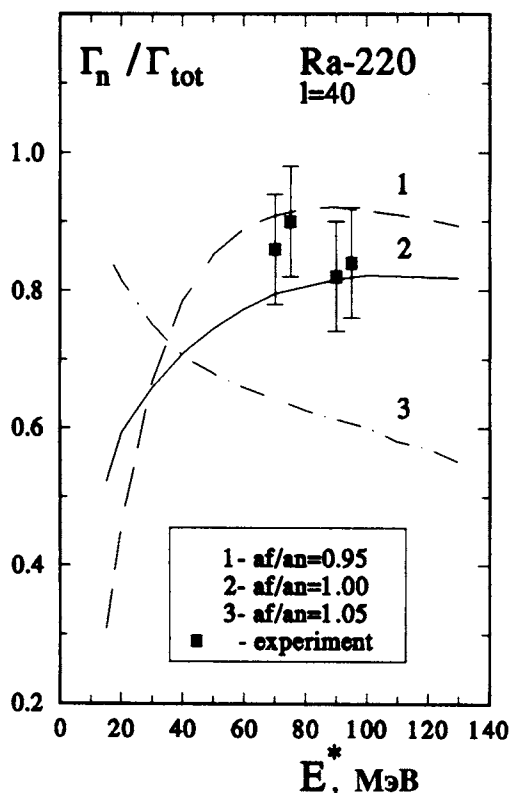


Рис.4. Сравнение экспериментальных и расчетных значений средних парциальных нейтронных ширин для компаунд-ядер  $^{218,220}\text{Ra}$ . Пояснения см. в тексте

При этом мы пренебрегли возможными изменениями углового момента на первых двух ступенях испарительного каскада, небольшим уширением формы и смещением по энергии положения максимума выхода конечного ядра. Предполагалось также, что сечение образования компаунд-ядра обратно пропорционально энергии бомбардирующих ионов в системе центра масс. В расчетах использовались только сечения реакций с  $x \geq 6$ , чтобы не учитывать влияния кулоновского барьера на сечение слияния. Экспериментальные значения величин отношений сечений и определенные таким способом средние значения приведенных нейтронных ширин даны в табл.6.

Напомним, что точность измерения отношений сечений в наших экспериментах составляла  $\pm 15\%$ , и, следовательно, точность определения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_{\text{tot}} \rangle$  была равна  $\pm(7+8)\%$ . С учетом этого из сравнения экспериментальных и расчетных данных на рис.4 однозначно



Таблица 6. Значения средних относительных нейтронных ширин

	$E^*$ , МэВ	$x$	$\frac{\sigma(x+2)n}{\sigma(xn)}$	$\frac{\sigma_c(xn)}{\sigma_c(x+2)n}$	$(\Gamma_n / \Gamma_{tot})^2$	$\Gamma_n / \Gamma_{tot}$
$^{220}\text{Ra} / ^{218}\text{Ra}$	70	6	0,62	1,20	0,74	0,86
.....	90	8	0,58	1,16	0,67	0,82
$^{218}\text{Ra} / ^{216}\text{Ra}$	73	6	0,68	1,20	0,81	0,9
.....	95	8	0,61	1,16	0,71	0,84

следует, что расчетные значения  $\langle \Gamma_n / \Gamma_{tot} \rangle$ , полученные в третьем варианте расчета, существенно расходятся с экспериментальными результатами.

Таким образом, вариант расчета с  $\tilde{a}_f / \tilde{a}_v = 1,05$  полностью исключается, и мы имеем убедительный экспериментальный аргумент в пользу использования в расчетах сечений образования испарительных доактинидных компаунд-ядер только значений  $\tilde{a}_f / \tilde{a}_v \leq 1,0$ .

Полученные экспериментальные значения  $\Gamma_n / \Gamma_{tot}$  свидетельствуют также о том, что вклад в делительный канал распада компаунд-ядер  $^{220,218,216}\text{Ra}$  с начальной энергией возбуждения  $E^* = 80 + 100$  МэВ вносят много ступеней испарительного каскада, что полностью согласуется с результатами расчета.

Измерение отношений сечений образования нуклида в реакциях с различным числом ступеней в испарительном каскаде позволяет нам не только экспериментально ограничить возможный диапазон варьирования параметра  $\tilde{a}_f / \tilde{a}_v$ , но и по экспериментальным значениям величины  $\langle \Gamma_n / \Gamma_{tot} \rangle$  на первых ступенях каскада девозбуждения определить среднее число председловых нейтронов и сравнить его с полным числом предделительных нейтронов. Для иллюстрации этого утверждения на рис.5 приведены зависимости числа председловых нейтронов от энергии возбуждения компаунд-ядра для всех трех вариантов расчетов.

Расчет числа предделительных нейтронов, испущенных до достижения ядром седловой точки, дает для энергии возбуждения 100 МэВ (при интегрировании по  $l$  до 40) величины  $\bar{v}_{pre}^{calc} = 3,0$  и  $\bar{v}_{pre}^{calc} = 5,0$  при значениях параметра  $\tilde{a}_f / \tilde{a}_v$ , равных 1,0 и 0,95 (см.рис.5). Точками на рис.5 показаны экспериментальные данные для полного числа предделительных нейтронов в зависимости от энергии возбуждения, полученные в работе [30] для компаунд-ядра  $^{213}\text{Fr}$ . Сравнения показывают, что при использовании значений параметра  $\tilde{a}_f / \tilde{a}_v$ , равных или меньших единицы, расчетные значения совпадают или даже превосходят экспериментальные величины. Такой, необычный на первый взгляд, характер расхождения, в принципе, легко объясним: вклад парциальных волн с  $l \leq 40$  в полное сечение слияния составляет  $\approx 30 + 40\%$ , и поэтому основная часть сечения делительной моды будет определяться более высокими значениями угло-

вых моментов. Если предположить, что в экспериментах по определению  $\bar{v}_{pre}^f$  регистрируются осколки деления составных ядер с угловыми моментами вплоть до  $l_{cr}$ , то в рассматриваемой реакции при энергии возбуждения, равной  $\sim 100$  МэВ, необходимо учитывать в расчете все парциальные волны вплоть до  $l_{cr} \cong 70$ . В этом случае расчетные значения величин для  $\bar{v}_{pre}^{calc}$  получаются равными 1,8 и 2,8 при значениях параметра  $\bar{a}_f/\bar{a}_v$ , равных 1,0 и 0,95 соответственно. Таким образом, даже в этом случае доля председловых нейтронов в полном числе предделительных нейтронов будет составлять от 50 до 80%.

Дополнительно можно отметить, что при сравнении с экспериментальными данными использование в расчетах полного набора угловых моментов вплоть до  $l_{cr}$  может оказаться не совсем корректным. Дело в том, что экспериментальная величина  $\bar{v}_{pre}$  определяется из совпадения нейтронов с осколками деления. Осколочные детекторы, как правило, стоят под углами, близкими к  $90^\circ$  [31]. Как известно, для компунд-ядер с  $A \sim 200$  и угловым моментом  $\sim 70$  угловая анизотропия осколков деления  $\geq 4$ , и следовательно, под углами, близкими к  $90^\circ$ , вклад осколков от деления компунд-ядер с большими угловыми моментами будет ослаблен. Вследствие этого реальная величина максимального углового момента для набора делящихся ядер, исследуемых в корреляционных экспериментах, будет меньше, чем  $l_{cr}$  для компунд-ядра, а так как число председловых нейтронов растет с уменьшением  $\langle l \rangle$ , то учет этого эффекта в расчетах приведет к некоторому уменьшению разницы между расчетной и экспериментальной величиной  $\bar{v}_{pre}^f$ .

Наконец, используя расчетные значения ширин, можно оценить среднее время выхода компунд-ядер  $^{220}\text{Ra}$  с угловыми моментами  $l \leq 40$  в седловую точку. Так, например, для энергий возбуждения 100 и 80 МэВ и  $l = 30$  оно равно  $2,7 \cdot 10^{-20}$  с и  $3,6 \cdot 10^{-20}$  с соответственно, что на порядок величины больше, чем времена испарения нейтронов при тех же энергиях возбуждения.

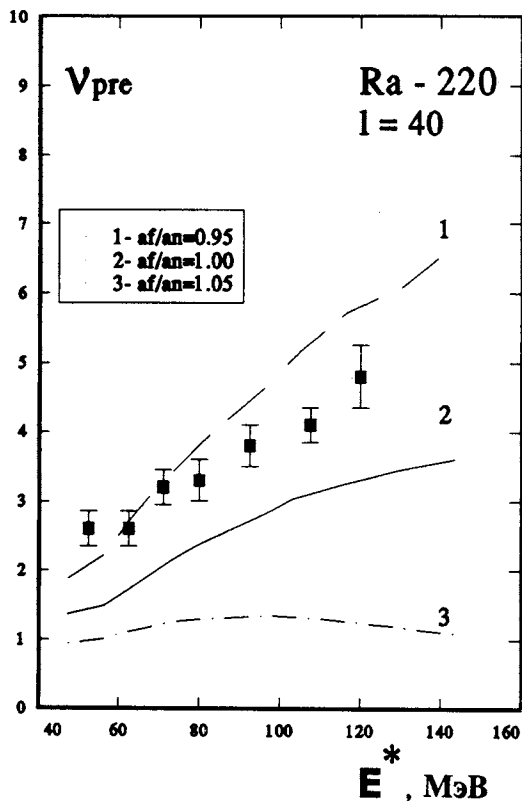


Рис.5. Расчетные значения числа председловых нейтронов при различных значениях параметра  $\bar{a}_f/\bar{a}_v$ . Точки — экспериментальные данные для полного числа предделительных нейтронов, полученные для компунд-ядра  $^{213}\text{Fr}$

## 5. Заключение

Кратко резюмируем основные выводы и результаты работы.

Установлено, что в диапазоне энергий возбуждения от 40 до 130 МэВ сечения образования испарительных продуктов в реакциях  $^{22}\text{Ne} + ^{194,196,198}\text{Pt}$  хорошо описываются в рамках статистической модели испарения с учетом оболочечных поправок по Игнатию. Как показывают наши настоящие и предыдущие исследования, использование такого подхода позволяет с одним набором модельных параметров ( $C = 0,6 + 0,7$  и  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v \leq 1,00$ ) правильно описывать величины сечений образования испарительных продуктов в широкой области компаунд-ядер — от  $\text{Bi}$  до  $\text{U}$ .

Измерение отношений сечений образования одного и того же нуклида в реакциях с разным числом ступеней в испарительном каскаде позволило с хорошей точностью определить величины парциальных нейтронных ширин при высоких энергиях возбуждения компаунд-ядра. Кроме того, как показало сравнение с расчетом, величины отношений сечений чрезвычайно чувствительны к значению параметра  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$  и позволяют определить его с высокой степенью точности. Таким образом, тестирование расчетов по двум наборам экспериментальных данных — сечения образования и отношения сечений — позволяет независимо определять значения обоих основных параметров модели, что невозможно при тестировании расчетов только по сечениям образования испарительных продуктов.

Экспериментальное определение параметров  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_v$  и  $C$  позволяет существенно повысить достоверность расчетов и правильность определения таких не измеряемых непосредственно в эксперименте величин, как парциальные делительные ширины на различных ступенях испарительного каскада и число председловых нейтронов. Проведенные в работе расчеты показали, что для доактинидных ядер значительная часть предделительных нейтронов (от 50 до 100%) являются председловыми. Таким образом, можно констатировать, что для исследованных ядер статистические расчеты вполне удовлетворительно описывают как ширины распада сильновозбужденных ядер, так и множественность предделительных частиц вплоть до энергии  $\sim 130$  МэВ.

Возникает естественный вопрос: до каких энергий возбуждения продолжает работать статистическая модель и можно говорить о полном слиянии и быстрой термализации компаунд-ядра как основном механизме образования испарительных продуктов. Мы предполагаем продолжить начатые в этой работе измерения вплоть до энергий возбуждения  $\sim 200$  МэВ и надеемся, с помощью имеющейся в нашем распоряжении сепараторной методики, экспериментально выделить канал образования компаунд-ядра и провести статистический анализ различных каналов его девозбуждения.

## Литература

1. Hinde D.J. et al. — Nucl. Phys., 1993, A553, p.255.
2. Hilscher D., Rossner H. — Ann. Phys. (Paris), 1992, v.17, p.471.
3. Gontchar I.I., Fröbrich P. — Nucl. Phys., 1993, A551, p.495.
4. Wada T., Carjan N., Abe Y. — Nucl. Phys., 1992, A538, p.283.

5. Ward D. et al. — Nucl. Phys., 1983, A403, p.189.
6. Muzychka Yu.A., Pustyl'nik B.I. — In: Proc. Int. School-Seminar on HI Physics, JINR D7-83-664, Dubna, 1983, p.420.
7. Bogdanov D.D. et al. — In: Proc. Int. Workshop on Dynamical Aspects of Nucl. Fission, Smolenice, 1991 (Eds. J.Kristiak, B.I.Pustyl'nik) JINR, E-92-95, Dubna, 1992, p.86.
8. Ter-Akopian G.M. et al. — Nucl. Phys., 1993, A553, p.735c.
9. Andreyev A.N. et al. — Nucl. Phys., 1994, A568, p.323.
10. Andreyev A.N. et al. — Nucl. Phys., 1995, A583, p.153c.
11. Andreyev A.N. et al. — In: Proc. 7th Int. Conf. on Nucl. Reaction Mechanisms, Varenna, 1994, (Ed. E.Gadioli Ricerca Scientifica ed Educazione Permanente Supplemento) N.100, 1994, p.84.
12. Yeremin A.V. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1989, A274, p.528.
13. Yeremin A.V. et al. — Nucl. Inst. and Meth., 1994, A350, p.608.
14. Andreyev A.N. et al. — Preprint JINR, E15-94-471, Dubna, 1994, to be published in Nucl. Inst. and Meth. (1995).
15. Wapstra A.H., Audi G., and Hoekstra R. — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1988, v.39, p.281.
16. Westmeier W., Merklin A. — Phys. Date 29, 1985, p.1.
17. Ignatyuk A.V., Smirenkin G.N., Tishin A.S. — Yadernaya Fizika, 1975, v.21, p.485.
18. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.J. — Ann. Phys., 1974, v.82, p.557.
19. Perey C.M., Perey F.G. — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1976, v.17, p.2.
20. Frobrich P. — Phys. Rep., 1984, 116, p.337.
21. Ignatyuk A.V. et al. — Particles and Nuclei, 1985, v.16, p.709.
22. Newton J.O. — Particles and Nuclei, 1990, v.21, p.821.
23. Andreyev A.N. et al. — Yadernaya Fizika, 1990, v.52, p.640.
24. Andreyev A.N. et al. — In: Proc. Int. School-Seminar on HI Physics, Dubna, 1989. JINR D7-90-142, Dubna, 1990, p.499.
25. Andreyev A.N. et al. — Yadernaya Fizika, 1995, v.58, p.791.
26. Andreyev A.N. et al. — In: Proc. Int. Workshop «Heavy-ion Fusion.» Padova, Italy, 1994. (Eds A.M.Stefanini et al.), World Scientific, Singapore, 1994, p.254.
27. Sierk A.J. — Phys. Rev., 1986, C33, p.2039.
28. Blann M., Beckerman M. — Phys. Rev., 1978, C17, p.1615.
29. Andreyev A.N. et al. — Phys. Lett.B, 1993, v.312, p.49.
30. Hinde D.J. et al. — Phys. Rev., 1992, C45, p.1229.
31. Hinde D.J., Hilscher D., Rossner H. — Nucl. Phys., 1992, A502, p.497.