

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3445/2-80

28/7-80

P7-80-189

С.Д.Бейзин, М.Г.Иткис, Ю.А.Музыка,  
В.Н.Околович, Б.И.Пустыльник

АНАЛИЗ ЭМИССИОННОГО ДЕЛЕНИЯ  
ИЗОТОПОВ СВИНЦА

Направлено в ЯФ

1980

Особый интерес к изучению деления возбужденных доактинидных ядер вблизи области с  $Z=82$  и  $N=126$  обусловлен возможностью исследования влияния оболочечных эффектов на характеристики распада ядер в зависимости от энергии возбуждения и углового момента. Ответ на этот вопрос особенно важен в связи с проблемой синтеза сверхтяжелых ядер, стабильность которых, как предполагается, полностью связана с оболочечными эффектами. К сожалению, анализ только энергетической зависимости полного сечения деления не дает однозначного ответа на этот вопрос, так как для отдельных ядер из рассматриваемой области удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных функций возбуждения деления может быть получено в различных модельных предположениях, как с учетом, так и без учета влияния оболочечных эффектов. Более информативным с этой точки зрения является анализ соотношения вкладов различных ступеней эмиссионного деления, которые непосредственно связаны с отношением делительной и испарительных ширин. Однако в большинстве работ <sup>/1-4, 11/</sup>, в которых обсуждается эмиссионный характер деления доактинидных ядер, заключение о роли различных ступеней эмиссионного деления делается исходя из расчетных величин этих вкладов в полное сечение деления, полученных в разных моделях. Поэтому анализ даже одних и тех же экспериментальных данных по функциям возбуждения деления часто приводит к противоречащим друг другу выводам: в ряде работ получалось, что сечение доэмиссионного деления почти полностью определяет экспериментальное сечение <sup>/1, 3, 4/</sup>, в других оно оказывалось исчезающе малым <sup>/2, 5/</sup>. В связи с этим представляет интерес анализ экспериментальных функций возбуждения деления для последовательной цепочки изотопов одного элемента с целью извлечения экспериментальной информации о соотношении вкладов эмиссионного деления в полное сечение деления и проведения сравнения их с расчетными. Подобный анализ ранее был выполнен при изучении эмиссионного деления в реакции  $(\alpha, f)$  <sup>/5-7/</sup>:

Для составных ядер, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, экспериментальных данных по эмиссионному делению не имеется.

В данной работе представлены результаты измерений функций возбуждения деления пяти ядер свинца  $^{198}\text{Pb}$ ,  $^{200}\text{Pb}$ ,  $^{201}\text{Pb}$ ,  $^{202}\text{Pb}$  и  $^{204}\text{Pb}$  / в реакции  $\text{Ov}(^{12}\text{C}, f)$  /рис. 1/. Методика



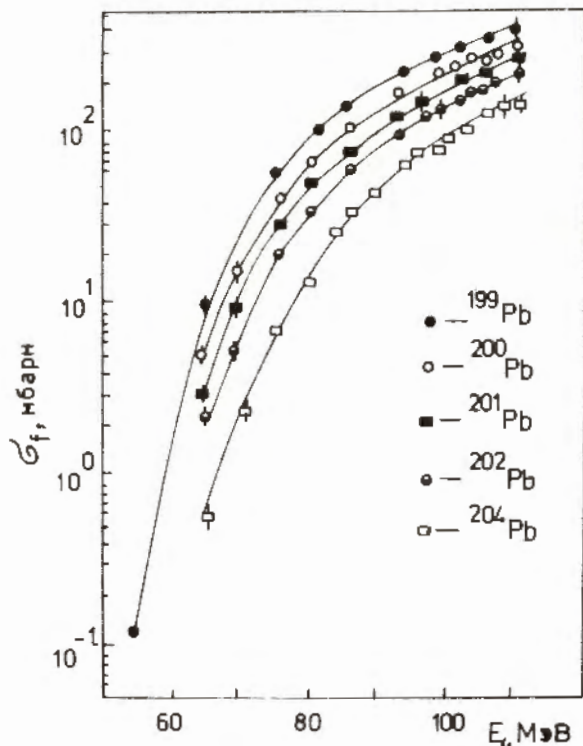


Рис. 1. Энергетическая зависимость сечений деления изотопов свинца в реакции ( $^{12}\text{C}, f$ ). Точки - экспериментальные данные, сплошные линии - результаты расчетов /см. текст/.

их измерений описана в работе [8]. Ошибки экспериментальных сечений деления не превышают 10%.

Хорошо известно, что в области доактивных ядер основной вклад в эмиссионное деление вносит деление после испарения нейтронов. Поэтому сечение деления можно записать в виде

$$\sigma_f(A, E) = \sum_{\ell} \sigma_c^{\ell}(A, E) \sum_{i=0}^m \frac{\Gamma_{fi}^{\ell}}{\Gamma_i^{\ell}} \prod_{k=0}^{i-1} \frac{\Gamma_{nk}^{\ell}}{\Gamma_k^{\ell}}, \quad /1/$$

где  $\sigma_c^{\ell}$  - парциальное сечение образования составного ядра с энергией возбуждения  $E$  и угловым моментом  $\ell$ ,  $\Gamma_{fi}^{\ell}$ ,  $\Gamma_n^{\ell}$  и  $\Gamma^{\ell}$  - соответственно делительная, нейтронная и полная ширины распада ядер, образующихся в процессе девозбуждения исходного составного ядра с массовым числом  $A$ . Так как для исследуемых составных ядер свинца  $\sigma_f^{\text{exp}}/\sigma_c \ll 1$ , то во всем энергетическом интервале величины  $\Gamma_n^{\ell}/\Gamma^{\ell}$  при изменении  $\ell$  меняются незначительно /от 0,92 до 1,0/. Следовательно, из выражения /1/ можно получить соотношение

$$\sum_{i=0}^k \sigma_f^i = \frac{\sigma_f^{\text{exp}}(A, E) \sigma_c(A-k-1, E_k) - \sigma_f^{\text{exp}}(A-k-1, E_k) \sigma_c(A, E)}{\sigma_c(A-k-1, E_k) - \sigma_f^{\text{exp}}(A-k-1, E_k)}, \quad /2/$$

где  $\sum_{i=0}^k \sigma_f^i$  - сумма сечений деления исходного и дочерних ядер, образующихся в процессе испарения  $k$  нейтронов, а энергии возбуждения дочерних ядер  $E_k$  определяются соотношением

$$E_k = E - \sum_{i=0}^k [B_n(i) - \bar{E}(i)]. \quad /3/$$

В равенстве /3/  $B_n$  - энергия связи нейтрона, а  $\bar{E}$  - средняя по спектру кинетическая энергия, уносимая нейтроном. В соотношение /2/ входят только экспериментальные сечения деления  $\sigma_f^{\text{exp}}$  и хорошо известные для ионов  $^{12}\text{C}$  сечения образования составного ядра, что делает его практически свободным от модельных предположений. С помощью этого соотношения по известным экспериментальным функциям возбуждения деления можно рассчитать сумму сечений деления любого числа дочерних ядер, а следовательно, и сечения деления каждого из них в отдельности, которые можно назвать экспериментальными. На рис. 2 приведены экспериментальные сечения доэмиссионного деления /обозначены точками/ для трех ядер свинца -  $^{202}\text{Pb}$ ,  $^{201}\text{Pb}$  и  $^{200}\text{Pb}$ . Для наглядности они представлены в виде  $\sigma_f^0/\sigma_f^{\text{exp}}$ , где  $\sigma_f^0$  - сечение доэмиссионного деления, а  $\sigma_f^{\text{exp}}$  - полное сечение деления того же ядра. Как видно из рисунка, отношение  $\sigma_f^0/\sigma_f^{\text{exp}}$  при наибольших энергиях возбуждения /~90 МэВ/ составляет величину ~20% и увеличивается до 60-80% при уменьшении энергии до 50 МэВ. В табл. 1 приведены суммы экспериментальных сечений деления  $\sum_{i=0}^k \sigma_f^i$  /вплоть до  $k=4$ / для составного ядра  $^{204}\text{Pb}$ . При энергии возбуждения  $^{204}\text{Pb}$   $E = 93$  МэВ экспериментальное сечение включает сумму сечений деления более пяти ядер, образующихся в процессе испарительного каскада, в то время как для  $E = 60$  МэВ оно практически совпадает с экспериментальным сечением доэмиссионного деления. Ошибки в величинах экспериментальных сечений деления исходного составного ядра и дочерних ядер определяются в основном ошибками измерения полных экспериментальных сечений деления и в меньшей степени связаны с неточностью, обусловленной усреднением отношений ширин по орбитальному моменту, производимым при получении соотношения /2/. В наиболее существенной области - при энергиях возбуждения

Рис. 2. Зависимость отношения сечения доэмиссионного деления к полному экспериментальному сечению деления для трех изотопов свинца от энергии возбуждения. Точками представлены экспериментальные вклады доэмиссионного деления, полученные по соотношению /2/, кривые - результаты расчетов /см. текст/.

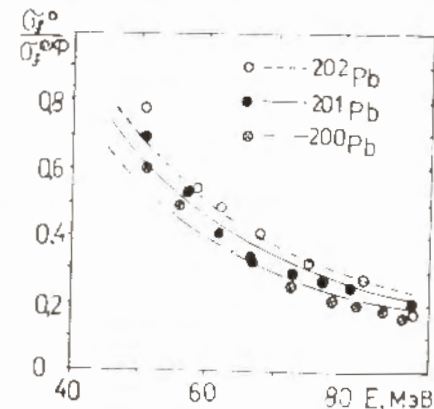


Таблица 1

Экспериментальные и расчетные суммы сечений деления, исходного и дочерних ядер, образующихся в процессе испарения К нейтронов -  $\sum_{i=0}^k \sigma_f^i$ .  $E_L$  - энергия ионов  $^{12}\text{C}$  в лабораторной системе,  $E$  - энергия возбуждения исходного составного ядра,  $\sigma_f$  - полное сечение деления.

$E_L$ , МэВ	$E$ , МэВ	Сечения $\sigma_f$ , мбн	$\sigma_f$	$\sum_{i=0}^1 \sigma_f^i$	$\sum_{i=0}^2 \sigma_f^i$	$\sum_{i=0}^3 \sigma_f^i$	$\sum_{i=0}^4 \sigma_f^i$
110,5	93,2	эксп.	152	72,6	97,3	118,1	132,6
		расчет	157	78,6	108,3	132,2	147,0
105,8	88,8	эксп.	138	75,3	101,6	121,6	134,7
		расчет	132	71,1	94,6	114,0	124,7
99,0	82,4	эксп.	98	59,5	80,7	93,6	
		расчет	93	55,3	74,2	86,5	
86,0	70,1	эксп.	33,7	26,1	32,4		
		расчет	34,1	25,2	31,4		
75,2	60,0	эксп.	6,4	5,4			
		расчет	6,7	5,8			

~90 МэВ - ошибка в экспериментальном сечении доэмиссионного деления не превосходит 30%. С уменьшением энергии возбуждения уменьшается и величина этой ошибки, которая для низких энергий практически совпадает с неточностью измерения  $\sigma_f^{\text{exp}}$ .

Экспериментальную информацию о сечениях эмиссионного деления можно сравнить с расчетными величинами, полученными в статистической модели деления. В работе <sup>19/</sup> нами был проведен анализ экспериментальных функций возбуждения деления в реакции ( $^{12}\text{C}, f$ ) в широкой области доактинидных ядер и достигнуто их достаточно хорошее описание при определенных ниже предположениях, о структуре барьера деления и энергетической зависимости параметров плотности уровней. В этом же приближении были описаны исследуемые в работе экспериментальные сечения деления изотопов свинца.

В расчетах учитывалось деление составного ядра и дочерних ядер после вылета нейтронов, протонов и альфа-частиц. Вычисления проводились для каждого парциального сечения образования составного ядра с шагом 1 МэВ по энергии возбуждения. Дели-

тельная и испарительные ширины распада ядер рассчитывались по стандартным формулам статистической модели с ферми-газовым приближением для плотности уровней. Параметры плотности уровней вычислялись с помощью выражения, феноменологически учитывающего оболочечные эффекты:

$$a(E) = \bar{a} \left[ 1 + f(E) \frac{\Delta W(Z, A)}{E} \right], \quad /4/$$

где  $f(E)$  - универсальная функция, описывающая энергетическую зависимость параметра плотности уровней,  $\bar{a} = A/10$  и  $\Delta W(Z, A)$  - оболочечная поправка для остаточного ядра с равновесной деформацией. Барьер деления задавался в виде

$$V_f(e) = c V_f^{\text{CPS}}(e) - \Delta W^{\text{exp}}(Z, A), \quad /5/$$

где  $c$  - подгоночный параметр,  $V_f^{\text{CPS}}(e)$  - барьер деления ядра в модели вращающейся жидкой капли <sup>10/</sup>,  $\Delta W^{\text{exp}}(Z, A)$  - экспериментальное значение оболочечной поправки для составного ядра в основном состоянии, равное разности экспериментальной массы и жидкокапельной. Величины  $\Delta W^{\text{exp}}(Z, A)$  и  $\Delta W(Z, A)$  рассчитывались для каждого ядра, входящего в цепочку испарительного каскада.

Параметры расчета, с которыми достигается наилучшее согласие теоретических и экспериментальных сечений деления /см. рис.1/, представлены в табл.2.

Таблица 2

Значения параметров, для которых получено согласие результатов расчета сечения деления с экспериментальными данными.  $\bar{a}_f / \bar{a}_v$  - отношение асимптотических параметров плотности уровней в делительном и испарительных каналах,  $V_f^0 = c V_f^{\text{CPS}}(0) - \Delta W^{\text{exp}}$  - барьер деления ядра с нулевым угловым моментом.

Ядро	$\bar{a}_f / \bar{a}_v$	$c$	$V_f^0$
$^{199}\text{Pb}$	1,00	0,87	16,4
$^{200}\text{Pb}$	1,00	0,89	17,5
$^{201}\text{Pb}$	1,00	0,87	18,1
$^{202}\text{Pb}$	1,00	0,90	19,6
$^{204}\text{Pb}$	1,01	0,93	22,1

Расчетные сечения доэмиссионного деления и деления дочерних ядер приведены на рис.2 /показаны кривыми/ и в табл.1. Видно, что согласие теоретических и экспериментальных сечений эмиссионного деления вполне удовлетворительное, что является одним из доводов в пользу выбранной нами модели для описания сечений деления, определенным образом учитывающей влияние обо-



лочечных эффектов на барьеры деления и плотность уровней. Кроме того, результаты данной работы свидетельствуют также о том, что при анализе основных характеристик процесса деления сравнительно слабоделящихся ядер нельзя ограничиваться рассмотрением деления исходного составного ядра, так как с ростом энергии возбуждения роль эмиссионного деления заметно возрастает. Если вернуться к обсуждению ранее цитированных работ, то можно заметить, что в отдельных схемах расчета <sup>3,4</sup>, особенно при выборе отношения  $\bar{\alpha}_f/\bar{\alpha}_n \sim 1,2$ , делается, на наш взгляд, необоснованный вывод о том, что  $\sigma_f^0/\sigma_f^{exp}$  составляет даже при больших энергиях возбуждения величину  $\sim 80\%$ . Такой вывод, в частности, получен в работе <sup>3</sup> при анализе функций возбуждения деления ядра <sup>182</sup>W ионами <sup>12</sup>C и в работе <sup>4</sup>, посвященной описанию угловых распределений осколков деления в реакциях с тяжелыми ионами. Наши расчеты дают для сечения доэмиссионного деления ядра <sup>194</sup>Hg величину  $0,25\sigma_f^{exp}$  при энергии возбуждения 90 МэВ, что хорошо согласуется со значениями  $\sigma_f^0$ , полученными для близких к <sup>194</sup>Hg ядер свинца непосредственно из экспериментальных данных. Так же нам кажутся недостаточно обоснованными выводы, сделанные в работе <sup>2</sup> на основе анализа угловых распределений осколков деления составного ядра <sup>201</sup>Tl /реакция <sup>197</sup>Au + 80 МэВ -  $\alpha$ -частица/, расчетный вклад деления которого до испарения первого нейтрона оказался менее одного процента. Этот результат расходится как с нашими расчетами, так и с анализом эмиссионного деления, проведенным в работе <sup>5</sup> на основе экспериментальных сечений деления реакции  $(\alpha, f)$ , где для более тяжелого ядра - изотопа <sup>212</sup>Po при такой же энергии возбуждения была получена величина  $\sigma_f^0/\sigma_f^{exp} \sim 10-15\%$ , а для более легкого <sup>188</sup>Og -  $50\%$ . Результаты последней работы близки к результатам нашего анализа с учетом большей делимости ядер в реакции  $(^{12}\text{C}, f)$ , связанной с более высокими угловыми моментами, реализующимися в этой реакции по сравнению с реакцией  $(\alpha, f)$ .

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе непосредственно из экспериментальных функций возбуждения деления изотопов свинца было оценено соотношение вкладов сечений эмиссионного деления в полное сечение деления.

Эта информация чрезвычайно полезна для выяснения достоверности тех или иных моделей, используемых для описания сечений вынужденного деления. Поэтому необходимо продолжить подобные исследования, используя другие наборы мишеней и тяжелых ионов. Полученное в данной работе удовлетворительное согласие экспе-

риментальных полных и парциальных сечений эмиссионного деления с расчетными является дополнительным подтверждением справедливости использованных нами предположений о влиянии оболочечных эффектов на основные характеристики процесса девозбуждения составных ядер.

Авторы благодарны профессору Ю.Ц.Оганесяну за стимулирующий интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Moretto L.G., Gatti R.C., Thompson S.G. UCRL-17989, Berkeley, 1968.
2. Blok H., Pate B.D. Z.Physik, 1977, A281, p.255.
3. Delagrange H., Fleury A., Alexander M. Phys.Rev., 1977, 16C, p.706.
4. Choudhury R.K., Kapoor S.S., Govil R. Nucl.Phys., 1979, A329, p.224.
5. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. ЯФ, 1979, т.30, с.1205.
6. Moretto L.G. Phys. and Chem. Fission. IAEA, Vienna, 1974, v.1, p.329.
7. Khadai-Joopari A. UCRL-16489, Berkeley, 1966.
8. Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Околович В.Н. Изв. АН КазССР, сер. физ.-мат., 1979, вып.4, с.55.
9. Бейзин С.Д. и др. ОИЯИ, P7-12802, Дубна, 1979.
10. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.S. Ann of Phys., 1974, 82, p.557.
11. Beckerman M., Blann H. Phys.Rev., 1978, 17C, p.1615.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 марта 1980 года.