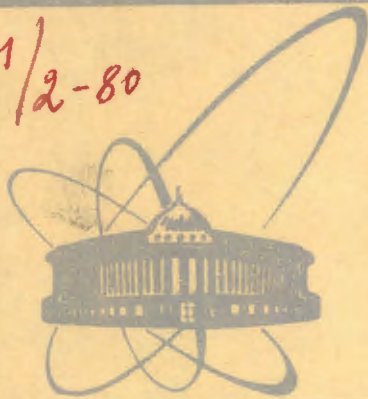


461/2-80



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4/2-80

P7 - 12802

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

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВЕРОЯТНОСТИ ДЕЛЕНИЯ
ДОАКТИНИДНЫХ ЯДЕР В РЕАКЦИИ (^{12}C , f)

1979

Бейзин С.Д. и др.

P7 - 12802

Статистический анализ вероятности деления
доактинидных ядер в реакции (^{12}C , f)

Представлены результаты анализа экспериментальных данных по сечениям деления и угловым распределениям осколков деления составных ядер, образующихся при облучении мишеней из Er, Yb, Hf, W и Os ионами ^{12}C в интервале энергий от барьера взаимодействия до 110 МэВ. Метод расчета основан на статистическом рассмотрении процесса де возбуждения составных ядер. В расчетах учитывалось деление составного ядра и дочерних ядер после вылета нейтронов, протонов и альфа-частиц.

Показано, что при определенных предположениях о структуре барьера деления и энергетической зависимости параметров плотности уровней удастся достаточно хорошо описать всю совокупность экспериментальных данных по сечениям деления и угловым распределениям осколков деления доактинидных ядер, полученных в реакции (^{12}C , f).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Bejzin S.D. et al.

P7 - 12802

Statistical Analysis of Fission Probability for
Preactinide Nuclei in the (^{12}C , f) Reaction

The results of analysis of experimental data on fission cross sections and angular distributions of fission fragments of compound nuclei produced at the bombardment of Er, Yb, Hf, W, Os targets by ^{12}C ions within energy range from interaction barrier up to 110 MeV are presented. The calculation method is based on a statistical consideration of preexcitation process of compound nuclei. Fission of compound nuclei and daughter nuclei after neutron, proton and alpha-particle emission was considered. It is shown that under definite hypotheses as to structure of fission barrier and energy function of density level parameters one could describe rather satisfactorily all assembly of experimental data on fission cross sections and angular distributions of fission fragments of preactinide nuclei produced in the (^{12}C , f) reaction.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

ВВЕДЕНИЕ

Реакции с тяжелыми ионами позволяют изучать деление возбужденных ядер в широкой области Z^2/A . В последнее время особый интерес проявляется к анализу энергетической зависимости сечения деления в области средних масс ядер, для которой накоплен большой экспериментальный материал [1-4].

Анализ экспериментальных данных о делимости доактинидных ядер имеет ряд определенных преимуществ по сравнению с исследованием области более тяжелых ядер [$Z^2/A > 36$], где деление является доминирующим каналом распада составного ядра и, в связи с этим, результаты расчетов малочувствительны к параметрам, определяющим делительную ширину. Известно, что в области средних масс ядер наблюдается резкая энергетическая зависимость сечения деления, связанная с большой разницей в величинах делительного барьера и энергий связи нуклонов. Особый интерес к изучению деления ядер с массовыми числами $A = 170-210$ обусловлен также возможностью исследования влияния оболочечных эффектов на процесс деления, ввиду имеющегося в этой области перехода от деформированных ядер к сферическим. Кроме того, в этих ядрах, благодаря аномально большой деформации ядра в седловой точке, близкой к конфигурации разрыва, оболочечные эффекты в переходном состоянии существенно ослаблены.

Наиболее широко распространенный метод анализа функций возбуждения в реакциях с тяжелыми ионами основан на статистической модели, с ферми-газовой плотностью уровней, использующей жидкокапельные фигуры равновесия для вращающихся ядер, полученные в модели CPS [5]. Вместе с тем, в большинстве опубликованных по данной теме работ исследования проводились в сравнительно узком интервале по энергии возбуждения и Z^2/A . Не всегда достаточно полно учитывались все каналы, ведущие к делению исходного составного ядра, влияние оболочечных эффектов на структуру барьера деления и зависимость плотности уровней от энергии. Кроме того,

обычно исследуются только сечения деления, не анализируются угловые распределения осколков деления и сечения испарительных реакций.

В настоящей работе проводится анализ экспериментальных данных по сечениям деления и угловым распределениям осколков деления составных ядер, образующихся при облучении мишеней из Er, Yb, Hf, W и Os ионами ^{12}C в интервале энергий от барьера взаимодействия до 110 МэВ $^{1/3}$.

Метод расчета сечений деления и угловых распределений осколков основан на статистическом рассмотрении процесса девозбуждения составных ядер. 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. Предполагалось, что каждый нейтрон в процессе испарения в среднем уносит угловой момент $-2\hbar$, протон $-3\hbar$, α -частица $-10\hbar$. Расчеты велись по программе ALICE, в которую был внесен ряд изменений 6,7 . Для каждой реакции рассчитывались сечения деления, угловые распределения осколков, сечения образования изотопов в испарительных каналах, отношения ширины для каждой ступени каскада (Γ_f/Γ_n , Γ_f/Γ_p , Γ_f/Γ_α).

МЕТОД РАСЧЕТА

Расчет полных сечений деления проводился по формуле

$$\sigma_f = \sum_{\ell=0}^{\ell_{cr}} \sigma_c^\ell \sum_{i=0}^m \frac{\Gamma_{fi}^\ell}{\Gamma_{fi}^\ell + \sum_{\nu=n,p,\alpha} \Gamma_{\nu i}^\ell} \sum_{\eta=n,p,\alpha} \prod_{k=0}^{i-1} \frac{\Gamma_{\eta k}^\ell}{\Gamma_{\eta k}^\ell + \sum_{\nu=n,p,\alpha} \Gamma_{\nu k}^\ell},$$

где m - число предшествующих делению ступеней испарительного каскада, соответствующих вылету нейтронов, протонов и альфа-частиц. Обычно в настоящих расчетах учитывалось деление после вылета 6-8 нейтронов и 2 протонов /либо одной α -частицы/.

* Экспериментальные данные для реакции $^{164,168}\text{Er} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{176,180}\text{W}$ приведены впервые. Они получены с использованием методики, детально описанной в работах 1,3 .

Испарительную ширину для частицы ν ($\nu = n, p, \alpha$) составного ядра с энергией возбуждения E и угловым моментом ℓ можно записать в виде

$$\Gamma_\nu^\ell(E) = (2\ell + 1)(2s_\nu + 1)\mu_\nu \int_0^{E - E_{\min}(\ell) - B_\nu} \rho_\nu(E - E_{\min}(\ell) - B_\nu - \epsilon) \sigma_\nu(\epsilon) d\epsilon,$$

где s_ν и μ_ν - спин и приведенная масса частицы ν ; $\sigma_\nu(\epsilon)$ - энергетическая зависимость сечений обратных реакций захвата (n, p, α), которая рассчитывалась по оптической модели $^{8/}$; $E_{\min}(\ell)$ - энергия вращения для равновесной фигуры в модели CPS $^{5/}$; $\rho_\nu(E)$ - плотность уровней для остаточного ядра после испарения частицы ν ; B_ν - энергия связи нуклонов или α -частицы.

При расчете энергий возбуждения для всех ядер использовались экспериментальные значения масс. Энергии связи нуклонов и α -частиц рассчитывались на основе массовой формулы работы $^{9/}$. Для делительной ширины использовалось выражение

$$\Gamma_f^\ell(E) \sim (2\ell + 1) \int_0^{E - E_{sp}(\ell)} \rho_f(E - E_{sp}(\ell) - \epsilon) d\epsilon,$$

где $E_{sp}(\ell) = E_{\min}(\ell) + B_f(\ell)$; $B_f(\ell)$ - барьер деления ядра с угловым моментом ℓ ; $\rho_f(E)$ - плотность уровней делящегося ядра в седловой точке.

Сечение образования составного ядра равно

$$\sigma_c(E) = \sum_{\ell=0}^{\ell_{cr}} \sigma_c^\ell(E),$$

где парциальные сечения образования составного ядра σ_c^ℓ рассчитывались с использованием действительной части оптического потенциала $V_N = V_0 \cdot \exp[(r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) - R)/d]$. Для всей области исследуемых ядер $V_0 = -67$ МэВ, $d = 0,4$ Фм, $r_0 = 1,28$ Фм. Величина критического углового момента вычислялась по формуле $^{10/}$

$$\ell_{cr} = 0,155 \bar{r}_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \cdot \frac{A_1 \cdot A_2}{A_1 + A_2} \sqrt{\frac{E_L}{A_1}},$$

где $\bar{r}_0 = 1,15 - 1,17$; A_1, A_2 - массы налетающего иона и ядра-мишени, E_L - лабораторная энергия иона углерода. Угловые распределения осколков деления рассчитывались для каждой ступени испарительного каскада и каждого значения углового момента

$$W(\theta) \sim \sum_{\ell=0}^{\ell_{cr}} \sum_{i=0}^m (2\ell + 1) \sigma_f(\ell_1, N_1, Z_1) I_0 \left(\frac{\ell_1^2 \sin^2 \theta_1}{4K_{01}^2} \right) \exp\left(-\frac{\ell_1^2 \sin^2 \theta_1}{4K_{01}^2}\right),$$

где I_0 - функция Бесселя мнимого аргумента нулевого порядка, $K_0^2 = \frac{1}{\hbar^2} J_{\text{eff}} \cdot T$; J_{eff} - эффективный момент инерции делящегося ядра, $T = \sqrt{10(E - B_f)}/A$ - температура в делительном канале.

В изложенном выше подходе существенными параметрами являются величина барьера деления B_f и отношение параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах a_f/a_v . Обычно в расчетах принимается, что отношение a_f/a_v меняется от 1 до 1,3 и не зависит от энергии возбуждения и оболочечной структуры ядра, а барьеры деления вычисляются по модели CPS с постоянным множителем, т.е. $B_f(l) = c \cdot B_f^{\text{CPS}}(l)$. Вместе с тем, в работах [1,2,10] был проведен анализ барьеров деления и плотностей уровней для доактинидных ядер, полученных в реакциях с легкими заряженными частицами, который показал необходимость учета влияния оболочечных эффектов на процесс деления.

По аналогии с этими работами мы используем:

а/ полуфеноменологическую формулу для параметров плотности уровней $\alpha(E) = \tilde{a} [1 + [1 - \exp(-0,054E)] \frac{\Delta W}{E}]$. Для каналов

испарения частиц $\tilde{a} = \tilde{a}_v$, $\Delta W_v(Z, A)$ - оболочечная поправка для остаточного ядра с равновесной деформацией. В канале деления $\tilde{a} = \tilde{a}_f$, $\Delta W_f(Z, A)$ - оболочечная поправка в седловой конфигурации, $\tilde{a}_f = 0,1A$.

б/ барьер деления рассчитывался по формуле

$$B_f(l) = c B_f^{\text{CPS}}(l) - \Delta W^{\text{exp}}(Z, A) + \Delta W_f(Z, A),$$

где c - подгоночный параметр, $\Delta W^{\text{exp}}(Z, A)$ - экспериментальное значение оболочечной поправки для составного ядра в основном состоянии, равное разности экспериментальной массы и жидкокапельной. Предполагалось, что аддитивная добавка к барьеру деления $\Delta W^{\text{exp}}(Z, A)$ не зависит от углового момента и энергии возбуждения. Так как деформация рассматриваемого ядра в седловой точке велика, в расчетах $\Delta W_f(Z, A)$ полагалась равной нулю.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1 приведена расчетная функция возбуждения для реакции $^{182}\text{W} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{194}\text{Hg}$. Видно, что основной вклад в нее вносят испарительные каналы, в то время как сечение деле-

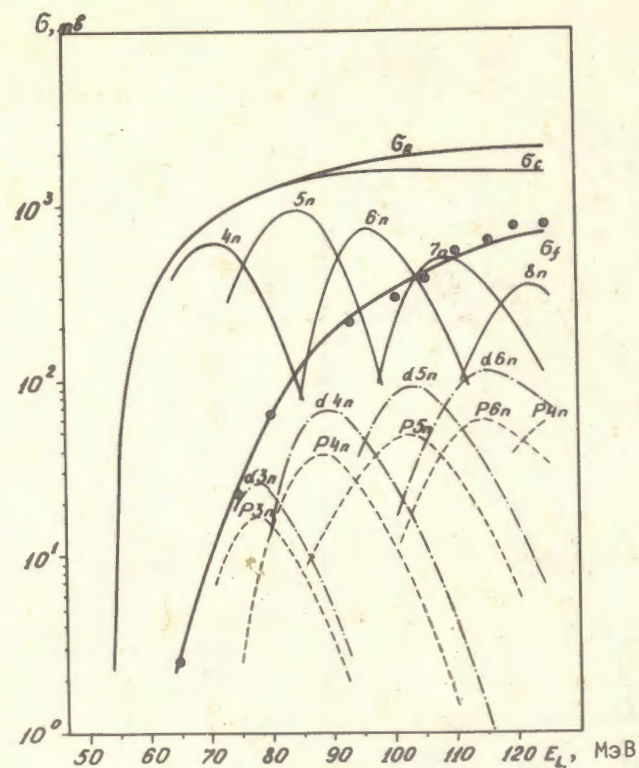


Рис. 1. Расчетные функции возбуждения различных каналов распада ядра ^{194}Hg , образованного в реакции $^{12}\text{C} + ^{182}\text{W}$. σ_R , σ_C и σ_f - сечения реакции образования составного ядра и деления, соответственно. • - экспериментальные сечения деления [3,4].

ния не превышает 30% полного сечения. Сечение реакции с вылетом заряженных частиц составляет менее 0,1 от сечения с испарением только нейтронов. Кроме того, после вылета протона барьер деления возрастает примерно на 2 МэВ, а после вылета α -частицы - на 4 МэВ. Поэтому в расчетную величину сечения основной вклад вносит деление после вылета нейтронов. Этот вывод иллюстрируется рис. 2, на котором приведены отношения делительной и нейтронной ширин Γ_f/Γ_n для состав-

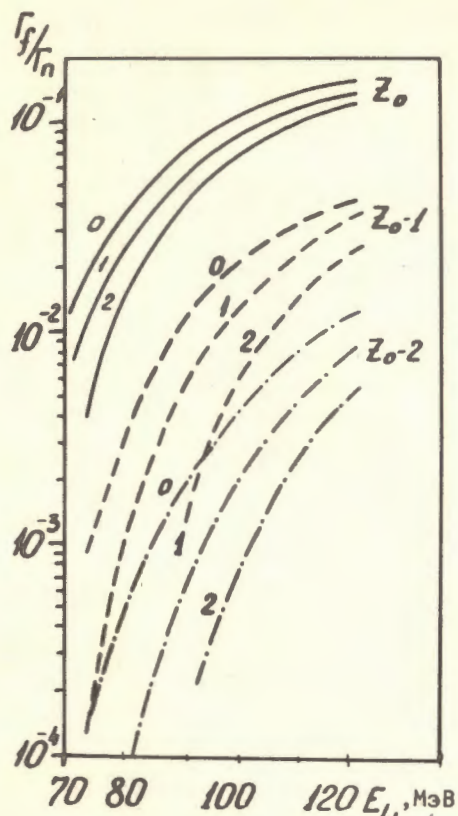


Рис.2. Зависимость Γ_f/Γ_n от энергии ионов ^{12}C для ядра ^{194}Hg после испарения $n=0,1,2$ нейтронов /сплошные кривые/, протона и нейтронов /штрихованные/ и альфа-частицы и нейтронов /штрихпунктирные/.

ного ядра ^{194}Hg при $\Delta Z=0,1,2$. Видно, что отношения Γ_f/Γ_n резко падают после вылета заряженных частиц и значительно слабее меняются после вылета нейтронов.

Расчетные и экспериментальные сечения деления даны на рисунках 1,3 и 4. Для ядер ^{199}Pb и ^{180}W также показан вклад деления до вылета первого нейтрона. Значения параметров расчета, для которых было получено наилучшее согласие с экспериментальными результатами, приведены в табл.1.

Одновременно с функциями возбуждения деления рассчитывались угловые распределения осколков деления $W(\theta)/W(90^\circ)$. На рис.5 дано сравнение расчетных и экспериментальных угловых распределений для двух энергий ядра ^{196}Hg . В табл.2 приведены величины критических угловых моментов /с которыми проводились расчеты σ_f и $W(\theta)$ /, экспериментальных угловых анизотропий осколков деления $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ и эффективных моментов инерций делящихся ядер в седловой точке. Послед-

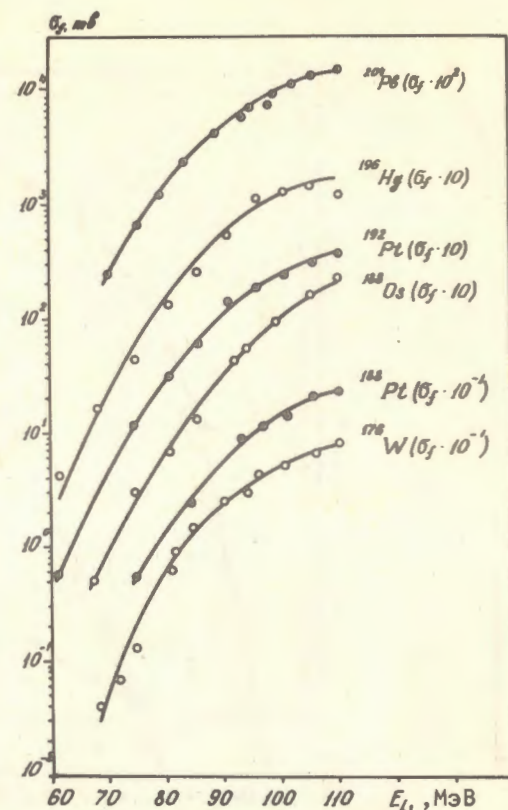


Рис.3. Функции возбуждения деления в реакции ($^{12}\text{C}, f$). Экспериментальные точки - из работы ¹³/.

ние были получены из условия согласования расчетных и экспериментальных угловых распределений осколков деления.

Рассмотрим полученные результаты более детально.

А/ Критический угловой момент

В энергетическом ходе сечений деления исследуемых ядер, начиная с энергий ~ 90 МэВ, наступает насыщение, которое связано с включением критического углового момента, т.е. l_{cr} становится меньше l_{max} . Так как делительная ширина резко зависит от l , то для энергий > 90 МэВ l_{cr} является параметром, существенно влияющим на результаты расчета сечений. Значительно меньше влияние критического углового момента при энергиях, для которых $l_{cr} \geq l_{max}$. На рис.6 для иллюстрации приведен график зависимости сечения образования составного ядра и сечения деления от углового момента. Рис.7а показывает влияние критического углового момента на резуль-

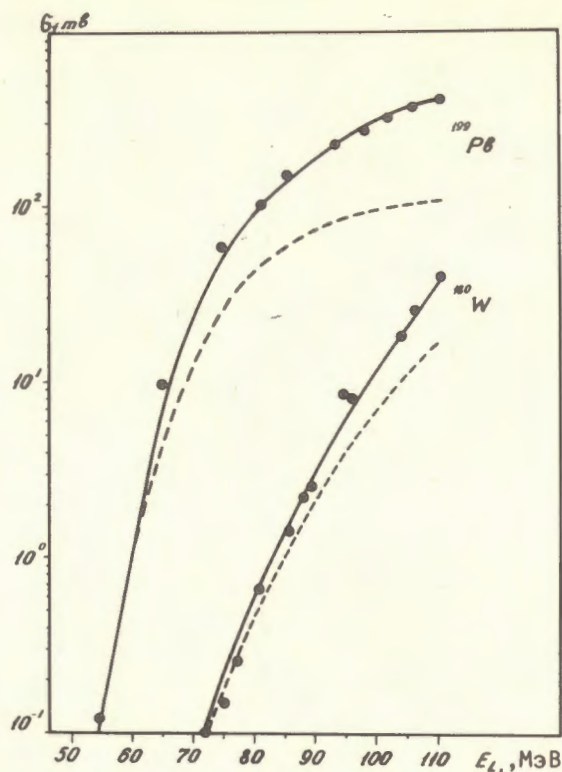


Рис. 4. Расчетные и экспериментальные сечения деления ядер ^{199}Pb и ^{180}W в зависимости от энергии ионов углерода. Пунктирной кривой показаны сечения деления до вылета нейтрона.

таты расчета энергетической зависимости сечения деления при $l_{\text{cr}(1,2)} = l_{\text{cr}} \pm 3\hbar$.

Так как для исследуемых ядер деление в основном начинается при энергиях ионов углерода, превышающих кулоновский барьер слияния, то сечение образования составного ядра мало чувствительно к параметрам ядерного потенциала. Поэтому, подбирая все параметры расчета так, чтобы хорошо описать энергетическую зависимость $\sigma_f(E)$ в области энергий $E_L \leq 90$ МэВ, можно с точностью $\pm 1\hbar$ установить величину крити-

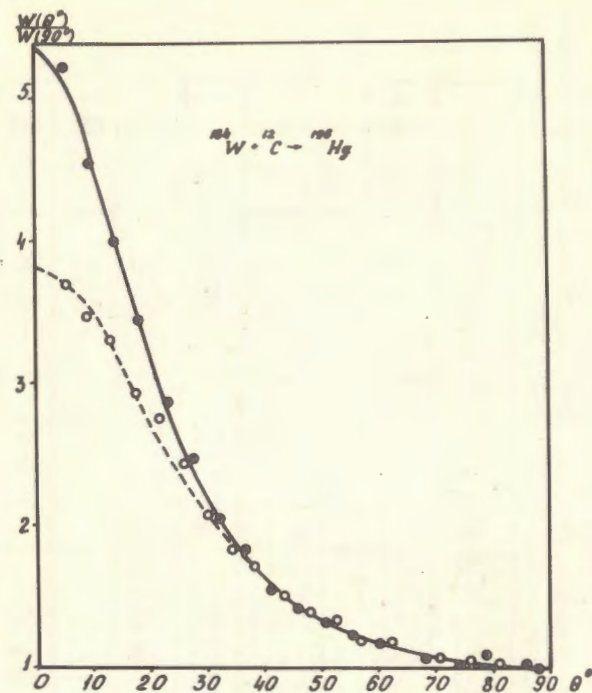


Рис. 5. Расчетные и экспериментальные угловые распределения осколков деления для ядра ^{196}Hg . — и \bullet для $E_L = 105,7$ МэВ, - - - и \circ для $E_L = 68,3$ МэВ.

ческого углового момента. Для всех исследуемых ядер при энергии ионов ^{12}C , равной 110 МэВ, мы получили $l_{\text{cr}} = 50 \pm 1\hbar$. Эта величина хорошо согласуется с критическими угловыми моментами, предсказываемыми в расчетах Басса^{11/}. Анализ сечений деления также показывает, что l_{cr} является функцией энергии падающих частиц. Так, для ядра ^{194}Hg критический угловой момент меняется от $47\hbar$ до $54\hbar$ при изменении E_L от 93 до 125 МэВ.

Таблица 1

Значения параметров, для которых получено согласие результатов расчета с экспериментальными данными. В первой колонке приведены составные ядра, для которых измерялись сечения деления и угловые распределения осколков. \bar{a}_f/\bar{a}_v - отношение асимптотических параметров плотности в делительном и испарительных каналах; $B_f^{LD} (\ell=0)$ - жидкокапельный барьер деления для углового момента, равного нулю; $B_f (\ell=0) = c B_f^{LD} (\ell=0) - \Delta W^{exp}$. ΔW^{exp} - экспериментальное значение оболочечной поправки для составного ядра в основном состоянии; ΔW - оболочечная поправка для остаточного ядра с равновесной деформацией.

Nuclei	\bar{a}_f/\bar{a}_n	C	$B_f^{LD} (\ell=0)$	$B_f (\ell=0)$	ΔW^{exp}	ΔW
204 Pb	1,00	0,93	13,7	22,1	-9,4	-8,6
199 Pb	1,02	0,87	12,6	16,4	-5,4	-4,6
196 Hg	1,02	0,9	15,8	18,9	-4,7	-4,1
194 Hg	1,05	0,9	15,2	17,2	-3,5	-2,9
192 Pt	1,01	0,88	18,8	19,3	-2,8	-2,3
188 Pt	1,05	0,87	17,7	16,5	-1,1	-1,9
188 Os	1,05	1,00	21,2	23,0	-1,8	-2,6
180 W	1,07	1,04	24,5	26,5	-1,0	-2,9
176 W	1,07	1,00	22,6	22,7	-0,1	-2,0

Таблица 2

Экспериментальные значения угловой анизотропии осколков деления и полученные в расчетах значения обратного эффективного момента инерции

Nuclei	E_f, MeV	$W(0^+)$ $W(100)$	ℓ_{cr}	$^{*1} j_{eff}^{-1}$	Nuclei	E_f, MeV	$W(0^+)$ $W(100)$	ℓ_{cr}	$^{*1} j_{eff}^{-1}$
204 Pb	110,5	5,50	51	1,77	188 Pt	110,5	5,10	49	1,74
	102,8	5,40	49	1,76		105,8	5,30	48	1,76
	93,6	5,24	46	1,92		98,4	5,35	45	1,85
	89,4	5,23	45	1,83		93,6	4,95	43	1,72
	83,8	4,82	42	1,83		85,0	4,61	38	1,72
199 Pb	110,5	4,89	48	1,41	188 Os	110,5	4,95	50	1,42
	101,9	4,37	46	1,48		99,6	5,02	47	1,40
	93,8	4,45	45	1,45		92,5	5,20	44	1,61
	75,0	3,92	38	1,83		81,0	4,63	38	1,58
	64,6	2,85	29	2,42		68,3	3,86	33	1,65
196 Hg	105,7	5,35	50	1,67	180 W	110,5	5,10	50	1,25
	96,4	5,35	48	1,76		106,4	4,88	49	1,15
	91,2	5,09	46	1,61		95,5	4,87	45	1,25
	81,0	4,80	42	1,85		81,0	4,45	39	1,27
	68,3	3,81	33	2,42		72,0	3,75	36	1,13
194 Hg	110,5	4,96	51	1,61	176 W	110,5	4,57	48	1,12
	101,6	5,16	48	1,67		101,0	4,54	46	1,12
	93,2	4,72	46	1,51		90,6	4,24	43	1,08
	80,6	4,74	41	1,82		74,8	3,71	37	1,00
	64,6	3,30	28	2,57		68,8	3,42	35	1,00
192 Pt	110,5	5,52	49	1,63	*) $j_{eff}^{-1} = \frac{I_{shp}}{j_{eff}}$				
	101,2	5,22	47	1,57					
	91,2	4,93	45	1,57					
	81,0	4,46	39	1,76					
	61,2	3,22	23	3,07					

Б/ Параметры плотности уровней

Как мы уже отмечали, в большинстве работ обычно принимают отношение a_f/a_v константой, варьируемой от ядра к ядру в пределах от 1 до 1,3. Вместе с тем можно ожидать, что это отношение по-разному зависит от энергии для сферических и деформированных ядер и выходит на свое асимптотическое зна-

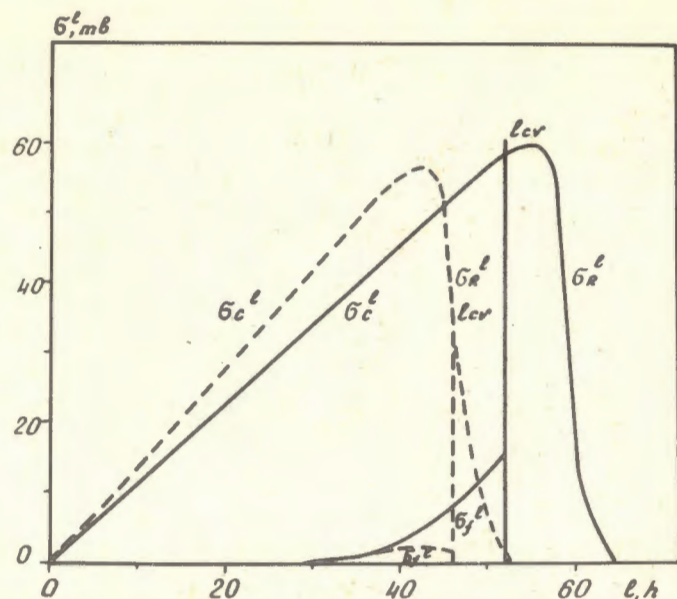


Рис.6. Зависимость сечений реакций σ_R , образования составного ядра σ_c и деления σ_f от углового момента для ядра ^{204}Pb . Сплошная кривая - для $E_L = 110,5$ МэВ, пунктирная - для $E_L = 89,4$ МэВ.

чение только при высоких энергиях возбуждения. На рис.7б дан график зависимости отношения \tilde{a}_f/\tilde{a}_n для ряда значений величины оболочечной поправки $\Delta W(Z, A)$. Видно, что, начиная с $\Delta W = -4$ МэВ, только в узкой области энергий отношение параметров плотности уровней в делительном и испарительном каналах можно считать константой. В то же время результаты расчетов очень чувствительны к энергетическому ходу параметров плотности уровней и к отношению \tilde{a}_f/\tilde{a}_n . На рис.7в приведены расчеты энергетической зависимости сечений деления ядра ^{176}W для трех значений отношения \tilde{a}_f/\tilde{a}_n , равных 1; 1,05 и 1,1. Видно, что в зависимости от отношения параметров плотности уровней \tilde{a}_f/\tilde{a}_n меняется наклон энергетической зависимости сечения деления.

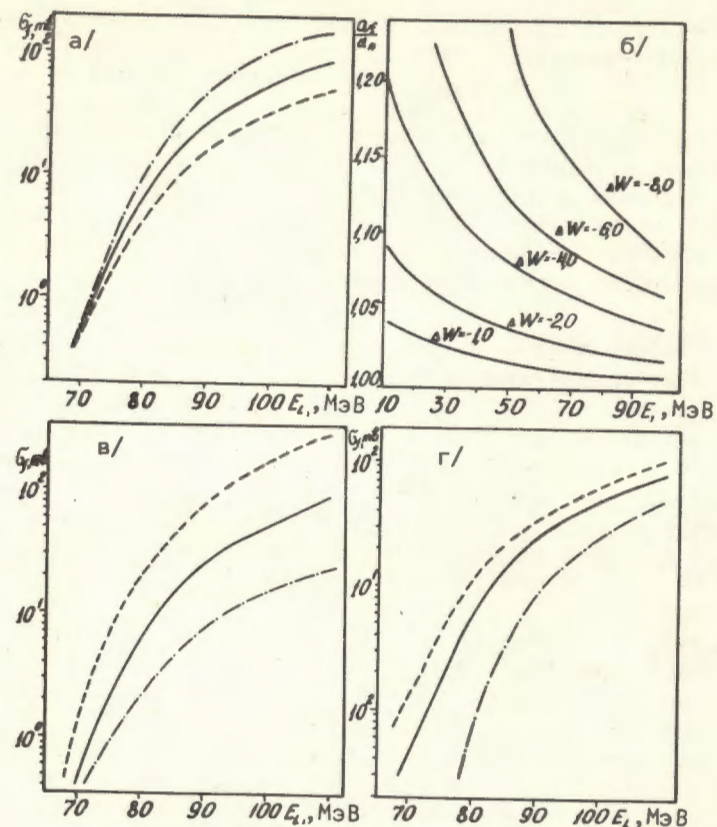


Рис.7. Энергетическая зависимость сечений деления ^{176}W для: а/ различных значений критического углового момента. Сплошная кривая соответствует l_{cr} из данной работы, пунктирная - $l_{cr1} = l_{cr} - 3\hbar$, штрихпунктирная - $l_{cr2} = l_{cr} + 3\hbar$; в/ различных значений \tilde{a}_f/\tilde{a}_n : сплошная кривая - $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n = 1,05$, пунктирная - 1,10, штрихпунктирная - 1,00; г/ различных значений коэффициента c . Сплошная кривая $c = 0,93$, пунктирная - 0,90, штрихпунктирная - 1,00; б/ энергетическая зависимость \tilde{a}_f/\tilde{a}_n для разных значений оболочечной энергии ΔW .

Как следует из табл. 1, при делении ядер с $\Delta W(Z, A) = -3,5$ МэВ наилучшее согласие с экспериментом получается в основном при \bar{a}_f / \bar{a}_n , равном единице, в то время как для легких деформированных ядер эта величина меняется в пределах 1,05-1,07. Тот факт, что при малых по абсолютной величине ΔW приходится \bar{a}_f / \bar{a}_n брать отличным от единицы, вероятно, указывает на то, что в использованной нами полуфеноменологической зависимости параметра плотности уровней от энергии и величины оболочечной поправки не в полной мере отражены все структурные особенности в характере изменения плотности уровней при переходе от сферических ядер в окрестности свинца к более легким деформированным ядрам^{12/}.

В/ Барьеры деления

В табл.1 представлены барьеры деления для нулевого углового момента $V_f(\ell=0)$, полученные в данной работе. Жидкокапельный барьер составляет основную часть этой величины; параметр c менялся в пределах 15% от 1,04 до 0,87, причем для большинства ядер оказалось, что c равно примерно 0,9. Возможно, что основной причиной отличия этого параметра от единицы является введение аддитивной добавки в барьер деления (ΔW^{exp}), которая не зависит ни от углового момента, ни от энергии.

На рис.7г приведена зависимость сечений деления от величины барьера деления $V_f(\ell)$ при $c = 0,90, 0,93$ и $1,00$. Изменение коэффициента c более сильно сказывается в области малых энергий.

В процессе проведения расчетов мы пытались описать экспериментальные сечения деления, предполагая, что оболочечная поправка к барьеру деления зависит от углового момента так же, как и его жидкокапельная составляющая, т.е. $V_f(\ell) =$

$$= c \cdot \frac{[V_f^{CPS}(\ell=0) + \Delta W^{exp}]}{V_f^{CPS}(\ell=0)} V_f^{CPS}(\ell), \text{ где } c - \text{ варьируемый параметр.}$$

Оказалось, что в таком подходе значительно труднее для всех ядер воспроизвести энергетическую зависимость сечения деления. Кроме того, для ядер с большой оболочечной поправкой это приводит к $V_f(\ell=0)$, значительно превышающему барьеры холодных ядер, например, для ядра ^{204}Pb это превышение равно 4 МэВ.

Если предположить, что аддитивная добавка к барьеру деления с ростом энергии возбуждения быстро убывает, то для ядер с $|\Delta W^{exp}| \geq 3,5$ МэВ резко увеличатся расчетные сечения деления при высоких энергиях. В этом случае для получения удов-

летворительного согласия экспериментальных и расчетных сечений необходимо уменьшить критические угловые моменты на 4-7 \hbar , что совершенно необосновано, и приводит к рассогласованию ℓ_{cr} для всей области исследуемых ядер.

Наконец, расчетные значения $V_f^0 = V_f(\ell=0)$ для трех составных ядер $^{204}\text{Pb} / V_f^0 = 22,1$ МэВ/, $^{192}\text{Pt} / V_f^0 = 20,4$ МэВ/, $^{188}\text{Os} / V_f^0 = 23,0$ МэВ/ можно сравнить с известными величинами V_f , полученными для этих ядер в реакциях $^{204}\text{Pb}(\gamma, f)^{13/}$ $V_f = 22,2$ МэВ; $^{189}\text{Os}(^3\text{He}, f)^{2/}$ $V_f = 20,2$ МэВ; $^{184}\text{W}(\alpha, f)^{14/}$ $V_f = 24,2$ МэВ. Различие между этими величинами не превышает 1,2 МэВ.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что выбор структуры барьеров деления в данных расчетах является достаточно обоснованным.

Г/ Угловое распределение осколков деления.

Совместное рассмотрение сечений деления и угловых распределений осколков деления с учетом всех каналов распада составного ядра позволяет провести более последовательный анализ экспериментальных данных.

Обнаружена интересная закономерность в энергетической зависимости величины обратного эффективного момента инерции делящегося ядра J_{eff}^{-1} для ядер с различной оболочечной поправкой. Оказалось, что у ядер с большой оболочечной поправкой при энергиях возбуждения в седловой точке 20-30 МэВ / $E_L = 60-70$ МэВ/ совпадение экспериментальных и теоретических угловых распределений происходит при резком увеличении отношения J_{sph} / J_{eff} / см. табл.2/, которое достигает величины 2,4 - 3,0. В то же время для деформированных ядер ^{188}Os , ^{180}W и ^{176}W мы не наблюдали подобной зависимости, и величина оставалась приблизительно постоянной во всей исследуемой области энергий. На рис.8 приведена полученная зависимость $J_{sph} / J_{eff} / J_{sph} = \frac{2}{5} MR^2$. $r_0 = 1,2$ Фм/,

от Z^2/A для энергии $E_L = 110$ МэВ и расчетные кривые по модели жидкой капли с резким краем^{15/} /штрихованная/ и размытым краем^{16/} /сплошная/. Видно, что найденные нами значения J_{eff} не противоречат расчетам по жидкокапельной модели ядра с размытым краем, однако в интервале $Z^2/A = 30-32$ наблюдается более резкое уменьшение J_{eff}^{-1} . При энергиях $E_L = 60-70$ МэВ полученная нами зависимость J_{eff}^{-1} от Z^2/A оказывается еще более резкой, так как для ^{188}Os , ^{180}W и ^{176}W

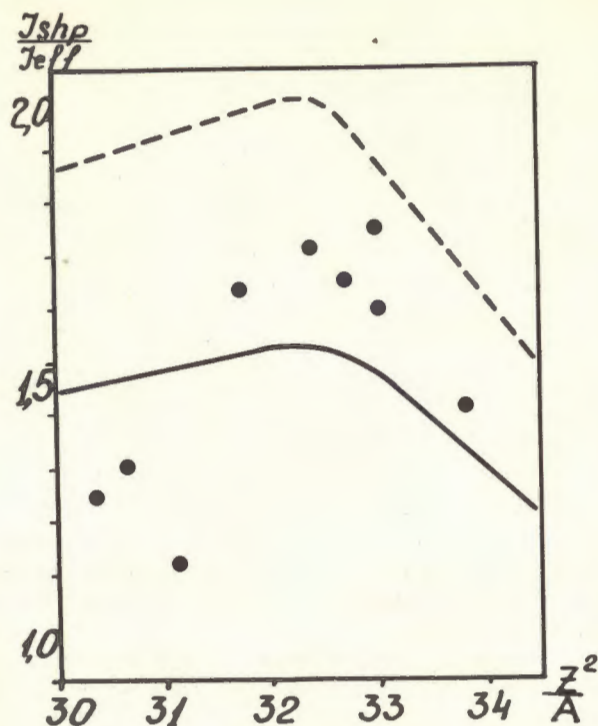


Рис. 8. Зависимость обратного эффективного момента инерции от Z^2/A . Расчетные кривые по модели жидкой капли: - - - с резким краем $^{15}/$, — с размытым краем $^{16}/$. • - результаты данной работы.

J_{eff}^{-1} не меняется, в то время как для ядер ^{190}Pb , ^{196}Hg , ^{194}Hg и ^{192}Pt она достигает значений /см. табл.2/, значительно превышающих расчетные даже для модели жидкой капли с резким краем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе, при определенных предположениях о структуре барьера деления и энергетической зависимости параметров плотности уровней удалось достаточно хорошо описать всю совокупность экспериментальных сечений деления и угловых распределений осколков деления доактинидных ядер в реакции (^{12}C , f). Существенное влияние на результаты расчетов ока-

зала величина оболочечной энергии ΔW , в частности, на полученные барьеры деления, заметно отличающиеся от жидкокапельных значений и неплохо согласующиеся с барьерами холодных ядер.

Мы предполагали, что только жидкокапельная составляющая барьера деления зависела от углового момента, в то время как остальная часть, отождествляемая с ΔW , бралась не зависящей от энергии возбуждения и углового момента. Вопрос выбора структуры барьера возбужденных ядер является очень важным не только для исследуемой области, но и для более тяжелых ядер, где соотношение этих составляющих будет меняться, и в пределе для сверхтяжелых ядер жидкокапельная часть барьера стремится к нулю. Для того, чтобы перенести расчеты в область более тяжелых ядер, необходимо убедиться в однозначности выбранного нами набора параметров. Поэтому желательно дальнейшее экспериментальное изучение процессов де-возбуждения ядра, включая измерение сечений деления и испарительных реакций, угловых распределений и других характеристик, в более широкой по Z и A области составных ядер и в более широком интервале энергий возбуждения и угловых моментов.

Авторы выражают искреннюю признательность академику Г.Н.Флерову и профессору Ю.Ц.Оганесяну за стимулирующий интерес к работе, ценные советы и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

- Игнатюк А.В. и др. ЯФ, 1975, 21, с.1185.
- Бейзин С.Д. и др. Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1977, ч.Ш, с.102.
- Бейзин С.Д., Иткис М.Г., Околович В.Н. Известия АН КазССР сер. физико-математическая, 1979, № 4, с.82.
- Sikkeland T. Phys.Rev., 1971, 3C, p.329.
- Cohen S., Plasil F., Swiatecki W.S. Ann. of Phys., 1974, 82, p.557.
- Blann M., Plasil F. Report C00-3494-10, 1973.
- Орлова О.А. и др. ОИЯИ, Р7-12061, Дубна, 1978.
- Blann M., Merkel G. Phys.Rev., 1963, 131, p.764.
- Myers W.D., Swiatecki W.S. Ark.Fys., 1967, 36, p.343.
- Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смирненкин Г.Н. Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1977, ч. 1, с. 60.
- Bass R. Nucl.Phys., 1974, A231, p.45.
- Игнатюк А.В. и др. Симпозиум по физике и химии деления. Юлих, 1979, IAEA-SM/241, с. 82.

13. Türck D., Clerc H.G., Trager H. Phys. Letters, v.63B, N3, p.283.
14. Morretto L.G. Physics and Chemistry of Fission. Proceedings of a Symposium. Rochester N-4, 1973, v.1, p.329.
15. Струтинский В.М. ЯФ, 1965, 1, с.821.
16. Блохин А.И., Игнатюк А.В. Материалы Международного семинара по взаимодействию быстрых нейтронов с ядрами. ZfK-271, Дрезден, 1974, с. 167.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 сентября 1979 года.