

с
f

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5123/2-81

19/x-81

7-81-478

В.Д.Дмитриев,¹ Х.Зодан,² А.М.Калинин,
С.М.Лукьянов, Ю.Ц.Оганесян, Ю.Э.Пенионжкевич,
Т.С.Саламатина

МАССОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР
ТРАНСУРАНОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ
 α -ЧАСТИЦАМИ

Направлено в ЯФ

¹ Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград.

² ЦИЯИ, Россендорф, ГДР.

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие представлений об оболочечной структуре ядра, а также совершенствование методов расчета потенциальной энергии ядер привели к пересмотру представлений о некоторых аспектах механизма их деления и характеристик этого процесса. В первую очередь это относится к барьерам деления. Предложенный Струтинским микромакроскопический метод вычисления потенциальной энергии ядра^{1,2} приводит к расщеплению жидкокапельного барьера на два барьера, разделенных достаточно глубоким минимумом. Дальнейшие теоретические исследования, выполненные в рамках этого подхода, указали на некоторые другие особенности формы ядра на различных стадиях развития деформации в процессе деления. Это, в частности, заставило с несколько иных позиций взглянуть на механизм формирования массовых распределений осколков деления ядер. Так, например, асимметрия массовых распределений осколков спонтанного деления ядер и вынужденного деления ядер тяжелее Ra, Ac при малых энергиях возбуждения связывалась обычно с проявлением оболочек осколков деления, т.е. предполагалось, что формирование массовых распределений происходит на поздних стадиях деления вблизи точки разрыва^{3, 5/}. Однако, как показывают вычисления поверхности потенциальной энергии ядра по методу Струтинского, для тяжелых ядер в районе второго барьера деления наблюдается сильная неустойчивость по отношению к окупольным /зеркально-асимметричным/ деформациям⁶⁻⁻⁸. Это позволяет предположить, что формирование массовых распределений начинается в районе второго барьера.

Проведенное в работах^{9,10/} исследование энергетических зависимостей вероятностей симметричного и асимметричного способов деления ядер в реакциях $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, p\text{f})$, $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, \text{tf})$ и $^{226}\text{Ra}(^3\text{He}, \text{df})$ показало, что пороги для симметричного и асимметричного способов деления отличаются на 1,5-2 МэВ, что хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями работы^{8/}. Изучение соотношений выходов осколков симметричного и асимметричного способов деления ядер ^{237}Np , ^{238}U , ^{242}Pu , ^{243}Am ионами гелия^{11/} также показало, что полученные результаты не противоречат гипотезе о различии барьеров для симметричного и асимметричного деления. В то же время измерение угловой анизотропии в зависимости от асимметрии деления, проведенное в работах^{12-18/}, показало, что в пределах экспериментальных по-

грешностей нет различия в угловой анизотропии для осколков симметричного и асимметричного деления, на основании чего делается вывод о существовании одинакового барьера для двух типов деления.

Как было нами показано ранее ^{11/}, в области ядер гяжелее урана с увеличением массы делящегося ядра увеличивается выход осколков симметричного деления, что сказывается на изменении формы массовых распределений. В связи с этим представляет интерес изучение формы массовых распределений осколков деления в этой области с использованием методики, обладающей высоким массовым разрешением.

С этой целью в настоящей работе массовые распределения осколков деления ядер ²³⁷Np, ²³⁸U, ²⁴⁹Cf при облучении их ионами ⁴He с энергией 28 и 36 МэВ изучались с помощью время-пролетного спектрометра.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для изучения массовых распределений осколков деления использовался метод одновременного измерения кинетической энергии осколка E_k и его скорости $v = l/t$. Это позволяло непосредственно определять массу регистрируемого осколка с помощью соотношения

$$M = 2Et^2/l^2. \quad //$$

Измерение скорости осколка производилось с помощью двух идентичных детекторов на основе микроканальных пластин /МКП/, расположенных на расстоянии $l = 115$ см друг от друга и формирующих сигнал временной отметки. Характеристики детекторов подробно описаны в работе ^{17/}. Калибровка временного тракта экспериментальной установки осуществлялась измерением скорости α -частиц от источников ²⁴¹Am и ²⁴⁹Cf. Временное разрешение составляло ≈ 300 пс. Конструкция установки и схема измерительной аппаратуры приводятся в работе ^{18/}.

Измерение кинетической энергии осколков производилось с помощью ионизационной камеры с сеткой /ИК/, конструкция которой аналогична описанной в работе ^{19/}. В качестве рабочего газа использовались пары гептана (C_7H_{16}) при давлении 40 Торр, которое было достаточным для полного торможения осколков деления в рабочем объеме камеры. Столь низкое давление рабочего газа в ИК позволило использовать для входного окна пленки толщиной 30 мкг/см². В нашем случае пленки изготавливались из коллодия /нитрат целлюлозы/ и наносились на поддерживающую сетку с прозрачностью $\sim 95\%$. Энергетические потери осколков во входном

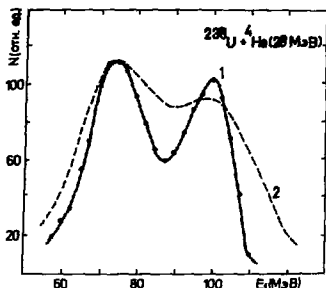


Рис. 1. Спектр кинетических энергий осколков деления ^{238}U α -частицами с энергией 28 МэВ, измеренный в настоящей работе с помощью ионизационной камеры /сплошная кривая/ и полупроводникового детектора 21 /пунктирная кривая/.

окне ИК, рассчитанные на основе результатов работы ²⁰, составляли ~2,1 МэВ. Причем различие в потерях для условно выделенных групп осколков: с $Z=50$, $A=140$, $E_k=70$ МэВ и с $Z=40$, $A=100$, $E_k=100$ МэВ - составляло менее 200 кэВ. Энергетическое разрешение ИК определялось по измерению спектра кинетической энергии ионов ^{132}Xe с энергией 115 МэВ, упруго рассеянных под углом 20 градусов относительно направления пучка на тонкой /30 мкг/см²/ висмутовой мишени. Полученное энергетическое разрешение составляло 1% и в основном определялось энергетическим разбросом пучка ионов Хе. Для калибровки энергетического тракта производились измерения спектра кинетических энергий осколков деления ядер ^{238}U ионами ^4He с энергией 28 МэВ, который затем сравнивался со спектром, полученным в ²¹. Как видно из рис. 1, лучшее энергетическое разрешение обеспечило больший провал в энергетическом спектре осколков деления, чем в ²¹.

Разрешение времяпролетного спектрометра по массе определяется соотношением

$$\frac{\Delta M}{M} = \left\{ \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 + 4 \left(\frac{\Delta l}{l} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad /2/$$

и составляет в нашем случае величину 1,5% /ошибкой в определении длины пролетной базы можно пренебречь/.

Эксперимент проводился на выведенном пучке α -частиц циклотрона У-200 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Измерение энергии α -частиц осуществлялось по упругому рассеянию на мишени с помощью полупроводникового детектора, установленного под углом 20 градусов относительно направления пучка ионов. Пучок формировался с помощью коллиматора из двух графитовых диафрагм диаметром 4 мм, расположенных на расстоянии 15 см друг от друга. Энергия бомбардируемого пучка варьировалась с помощью обдирочной фольги, перемещаемой по радиусу ускорителя. Энергетическое разрешение пучка при этом не изменялось и составляло 1%.

Мишени изготавливались путем нанесения изотопов ^{238}U , ^{237}Np , ^{249}Cf на тонкую алюминиевую /5 мкм/ либо углеродную /50 мкг/см²/ подложку.

Экспериментальная информация в виде цифровых кодов с разбиением на 4096×4096 каналов накапливалась и обрабатывалась на ЭВМ "Минск-32". Для каждого события, с учетом калибровок временного и энергетического трактов, на основе вводимого двумерного кода (x_t, x_E) вычислялись значения времени пролета t и энергии E :

$$t = a_t x_t + b_t,$$

$$E = a_E x_E + b_E,$$

где x_E, x_t - коды с АЦП, соответствующие энергии и времени, a_t, b_t и a_E, b_E - калибровочные коэффициенты. Тогда масса осколка определяется выражением

$$A' = 1,9297 E(\text{МэВ}) [t(\text{нс})]^2 / [l(\text{см})]^2 \quad /4/$$

Распределение осколков деления по массам $N(A')$ формировалось с разбиением на интервалы по 2 а.е.м. путем суммирования двумерного спектра $N(A', E)$ по переменной E . При этом учитывалось, что спектр $N(A', E)$ связан с экспериментально измеренным спектром $N(x_E, x_t)$ соотношением ^{22'}

$$N(A', E) = N(x_E, x_t) J \left(\begin{matrix} x_E & x_t \\ A' & E \end{matrix} \right), \quad /5/$$

где $J \left(\begin{matrix} x_E & x_t \\ A' & E \end{matrix} \right)$ - якобиан перехода из системы координат (x_E, x_t) в систему координат (A', E) .

Определенная таким образом величина A' представляет собой значение массы осколка после испарения нейтронов, и получаемое массовое распределение сдвинуто относительно истинного на величину $\bar{\nu}(A)$. Как показано в работе ^{23'}, при энергиях возбуждения делящегося ядра $E^* > 20$ МэВ зависимость среднего числа нейтронов от массы испускающего их осколка предполагается линейной:

$$\bar{\nu}(A) = \bar{\nu} A / A_c, \quad /6/$$

где $\bar{\nu}$ - среднее число нейтронов на акт деления, A_c - масса делящегося ядра, A - масса осколка до испарения нейтронов.

Таким образом, истинное значение массы осколка определялось выражением

$$A = A' / (1 - \bar{\nu} / A_c). \quad /7/$$

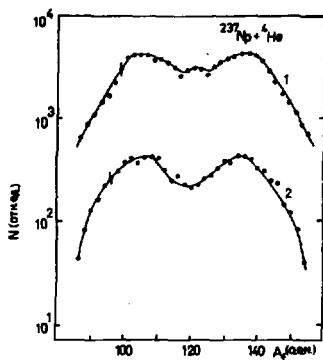


Рис.2. Массовые распределения осколков деления ^{238}U α -частицами с энергией 1 - 36 МэВ и 2 - 28 МэВ соответственно.

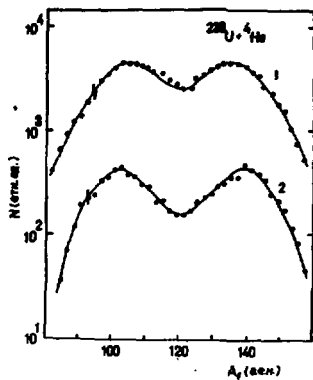


Рис.3. Массовые распределения осколков деления ^{237}Np α -частицами с энергией 1 - 36 МэВ и 2 - 28 МэВ соответственно.



Рис.4. Массовые распределения осколков деления ^{249}Cf α -частицами с энергией 1 - 36 МэВ и 2 - 28 МэВ соответственно.

Величина $\bar{\nu}$ определяется из экспериментального массового распределения

$$\bar{\nu} = (A_c - A'_1 - A'_2) = A_c - 2\bar{A}' = \quad /8/$$

$$= A_c - 2[\sum A' N(A')]/\sum N(A').$$

На рис.2-4 представлены массовые распределения осколков деления ядер ^{238}U , ^{237}Np и ^{249}Cf под действием ионов ^4He с энергией 28 и 36 МэВ, полученные в данной работе. Сравнение массового распределения осколков для реакции $^{238}\text{U}(^4\text{He}, f)$ при энергии 28 МэВ с результатами работы ^{/21/} показывает, что в на-

шем случае отношение "пик-провал" составляет 3,2, что несколько лучше величины этого отношения /2,5/, полученной в работе /21/. Это свидетельствует о более высоком разрешении по массам, достигнутом в наших условиях. На рис. 3,4, на которых представлены массовые распределения осколков деления составных ядер ^{241}Am и ^{253}Fm , видно, что, как и в случае деления ^{238}U α -частицами, выход осколков в области симметричного деления растет с увеличением энергии α -частиц. Если при меньшей энергии возбуждения массовые распределения осколков сохраняют двугорбую форму, то с увеличением энергии возбуждения в массовых распределениях осколков деления ^{241}Am и ^{253}Fm наблюдается проявление слабовыраженного третьего максимума, соответствующего симметричному делению.

Изучение закономерностей поведения симметричной и асимметричной компонент массовых распределений осколков деления ядер актинидов при изменении энергии и массы делящегося ядра может дать важную информацию о влиянии рельефа поверхности потенциальной энергии на форму массовых распределений осколков деления.

В случае деления легких актинидов, таких, как Ra, Ac, разделение массового распределения на симметричную и асимметричную компоненту можно сравнительно легко осуществить, поскольку с ростом энергии возбуждения выход осколков в области симметричного деления быстро растет и соответствующий ему пик хорошо выделяется на фоне асимметричной компоненты. По мере увеличения массы делящегося ядра пик, соответствующий группе легких осколков асимметричного деления, сдвигается в сторону больших масс, в то же время выход осколков симметричного деления уменьшается /10,24/, что затрудняет выделение симметричной компоненты массового распределения. В связи с этим мы использовали метод разложения массовых распределений на симметричную и асимметричную компоненты с помощью пяти гауссианов /25/. Этот метод позволяет хорошо воспроизвести форму экспериментального массового распределения и применялся нами ранее при измерении соотношений симметричной и асимметричной компонент в массовых распределениях осколков деления ядер от ^{242}Pu до ^{247}Bk . Полученные таким образом соотношения вкладов симметричного и асимметричного способов деления для реакций $^{237}\text{Np}(\alpha, f)$ и $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ хорошо согласуются с результатами работы /11/. В случае деления составного ядра ^{253}Fm , образующегося при облучении ^{249}Cf ионами ^4He с энергией 28 и 36 МэВ, было найдено, что это соотношение составляет 0,25 и 0,32 соответственно. Таким образом, полученные в настоящей работе результаты подтверждают данные работы /11/ об увеличении вероятности симметричного деления возбужденных ядер в области от урана до фермия при увеличении массы делящегося ядра.

Существуют различные представления о механизме формирования массовых распределений осколков, объясняющие это явление различием высот барьеров деления для симметричного и асимметричного способов^{10/}, влиянием оболочечной структуры осколков деления вблизи точки разрыва^{12/}, динамикой спуска с барьера к точке разрыва^{8/}. В данной работе мы попытались проанализировать полученные результаты в рамках предположения о формировании распределений осколков по массам в районе внешнего барьера деления. С этой целью полученные отношения симметричной и асимметричной компонент предполагались равными отношениям вероятностей двух способов деления, которые могут быть описаны отношением соответствующих ширин распада составного ядра $\Gamma^{\text{сим}}$ и $\Gamma^{\text{асим}}$:

$$W_{\text{сим}} / W_{\text{асим}} = c \exp \{ 2\sqrt{a_c(E^* - V_f^c)} - 2\sqrt{a_a(E^* - V_f^a)} \},$$

здесь

$$c = (2\sqrt{a_c(E^* - V_f^c)} - 1) / (2\sqrt{a_a(E^* - V_f^a)} - 1)$$

близко к единице и слабо зависит от энергии возбуждения, a_c , a_a , V_f^a и V_f^c - параметры плотностей уровней и барьеры для симметричного и асимметричного деления.

Оказалось, что величина отношения $\Gamma^{\text{сим}} / \Gamma^{\text{асим}}$ слабо зависит от абсолютных значений величины барьеров деления, но очень чувствительна к их разности. Полученные с помощью разложения массовых распределений отношения симметричной и асимметричной компонент удается объяснить различием барьеров V_f^c и V_f^a , если предположить, что отношение параметров плотности уровней a_c/a_a не зависит от энергии возбуждения. Это предположение не противоречит результатам^{126/}, где на примере деления ^{238}U было показано, что при $E^* - V_f > 10$ МэВ величина a_c/a_a остается постоянной при различных энергиях возбуждения. Извлеченные таким образом оценки величины разности барьеров деления хорошо согласуются с ранее полученными для деления ^{242}Pu и ^{241}Am . В случае деления ^{253}Fm значение $\Delta V = V_f^c - V_f^a = 1$ МэВ.

Итак, полученные результаты говорят о том, что соотношения симметричной и асимметричной компонент массовых распределений осколков деления ядер в области $94 \leq Z \leq 100$ соответствуют представлениям о формировании массовых распределений осколков деления вблизи внешнего барьера. Количественные оценки величины разности барьеров удовлетворительно согласуются с теоретическими предположениями^{8/}. На рис. 5а представлена зависимость отношения симметричной моды к асимметричной для различных масс делящегося ядра в диапазоне от Ra до Fm. Ниже, на рис. 5б, приведены теоретические разности барьеров, полученные в рабо-

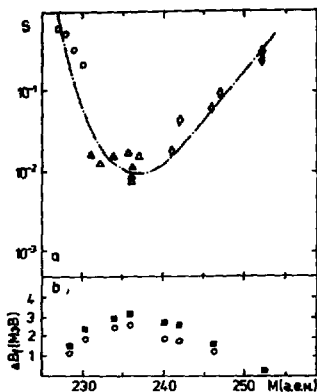


Рис. 5. а/ График отношения симметричной и асимметричной компонент массовых распределений осколков деления ядер в области от Ra до Fm в зависимости от массы делящегося ядра. б/ График зависимости разности барьеров для симметричного и асимметричного деления от массы делящегося ядра.

те^{8/}. Из рисунка видно, что качественный характер зависимости относительного выхода осколков двух мод деления находится в согласии с теоретическими предсказаниями величины разности барьеров.

Следует отметить, что сделать однозначный вывод о формировании массовых распределений вблизи внешнего барьера деления не представляется возможным до тех пор, пока не будет решен окончательно вопрос о том, одинакова или различна анизотропия угловых распределений осколков деления с различными массами. Согласно современным представлениям угловая анизотропия осколков формируется на барьере деления. Если барьеры для двух мод деления различны, то это должно привести к различным температурам ядра в симметричной и асимметричной седловых точках и, как следствие, разной анизотропии. Однако, как показано в работе^{24/}, точность подобных экспериментов пока не позволяет говорить о различии угловой анизотропии для осколков симметричного и асимметричного деления.

Необходимо принять во внимание влияние процессов, происходящих при движении ядра от барьера деления к точке разрыва. Так, например, в работе^{8/} показано, что в районе второго барьера форма ядра характеризуется значительно большей асимметрией, чем это наблюдается в экспериментах. При больших деформациях степень асимметрии /т.е. отношение массы тяжелого осколка к массе легкого/ уменьшается и вблизи точки разрыва близка к экспериментально наблюдаемой. Причем вблизи точки разрыва осколки уже практически сформировались.

Вероятно, на формирование массовых распределений оказывают влияние различные факторы. На начальных стадиях процесса деления основную роль играет рельеф поверхности потенциальной энергии делящегося ядра, особенно в районе второго барьера. Здесь коллективное движение ядра наиболее медленное и хорошо моделируется в статическом приближении. На стадии спуска

с барьера деления к точке разрыва и особенно вблизи ее значительную роль могут играть уже оболочечные структуры самих осколков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Струтинский В.М. ЯФ, 1966, т.3, вып.4, с.614.
2. Strutinsky Ч.М. Nucl.Phys., 1967, A95, No.2, p.420.
3. Fong P. Phys.Rev., 1959, vol.102, No.3, p.434.
4. Рубченя В.А. ЯФ, 1968, т.9, вып.6, с.1192.
5. Игнатюк А.В. ЯФ, 1969, т.9, вып.2, с.357.
6. Moller P., Nilson S.G. Phys.Lett., 1970, vol.31B, No.5, p.283.
7. Paskevich V.V. Nucl.Phys., 1971, A169, No.2, p.272.
8. Moller P. Nucl.Phys., 1972, vol.A192, No.3, p.529.
9. Konenchy E., Spect H.J., Weber J. Symmetric and Asymmetric Fission of Ac Isotopes near the Fission Threshold. Proc. IAEA Symp. Phys. and Chem.Fission. Rochester, 1973, p.2.
10. Specht H.J. Nucleonika, 1975, vol.20, p.717.
11. Дмитриев В.Д. и др. ЯФ, 1979, т.30, вып.4, с.915.
12. Баранов П.С., Протопопов А.Н., Эйсмонт В.П. ЖЭТФ, 1961, т.41, вып.10, с.1003.
13. Воробьева В.Г., Гентош А.И., Кузьминков Б.Д. ЯФ, 1969, т.9, вып.2, с.303.
14. Meadows J.W. Phys.Rev., 1969, vol.177, No.4, p.1817.
15. Дьяченко Н.П. ЯФ, 1976, т.24, вып.1, с.17.
16. Воробьева В.Г. и др. ЯФ, 1977, т.26, вып.5, с.962.
17. Дмитриев В.Д. и др. ОИЯИ, 7-12290, Дубна, 1979.
18. Дмитриев В.Д. и др. ОИЯИ, 7-13006, Дубна, 1980.
19. Qude Uwe, Rudolke Kl., Siegert G. Nucl.Instr. and Meth., 1979, vol.164, No.3, p.435.
20. Vimpot R. Nucl.Instr. and Meth., 1980, vol.174, p.231.
21. Seki M. Phys.Soc.Jap., 1965, vol.20, p.190.
22. Schmitt H.W., Kiker W.E., Williams C.W. Phys.Rev., vol.133, No.4B, p.837.
23. Bishop C.J. et al. Nucl.Phys., 1970, A150, No.1, p.129.
24. Селицкий Ю.А. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.2, с.314.
25. Ohnishi T. Astrophys. and Space Science, 1975, vol.34, p.321.
26. Околович В.Н., Павлов А.Ф., Тишин А.С. ЯФ, 1975, т.21, вып.4, с.699.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июля 1981 года.