

ОСОБЕННОСТИ ДЕЛЕНИЯ АКТИНИДНЫХ ЯДЕР, ОБРАЗОВАННЫХ  
В РЕАКЦИЯХ С ЛЕГКИМИ ЧАСТИЦАМИ<sup>1</sup>

Ю. В. Кибкало

Проведен анализ полных сечений деления при взаимодействии  $\alpha$ -частиц с ядрами  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  в интервале энергий до 140 МэВ. Получена энергетическая зависимость критического значения углового момента, приводящего к образованию делящейся системы, при взаимодействии  $\alpha$ -частиц с ядрами урана в данном интервале энергий. Предложен новый подход к описанию массовых распределений осколков деления актиноидных ядер, в котором учитывается влияние полного углового момента ядра. В рамках данного приближения проанализированы экспериментальные массовые распределения осколков деления ядер  $^{236}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ , образованных в реакциях с нейтронами,  $\gamma$ -квантами,  $\alpha$ -частицами и спонтанного деления в интервале энергий возбуждения до 30 МэВ. Получена зависимость параметров массовых распределений осколков от энергии возбуждения и переданного углового момента делящегося ядра.

## 1. Введение

Изучение сечений взаимодействия заряженных частиц и тяжелых ионов с ядрами показало, что относительная роль механизмов реакции с образованием составной системы и без полного слияния частицы с ядром заметно меняется с энергией частиц. Особенности теоретического описания реакций при разных механизмах и существенные различия энергий возбуждения ядра-продукта после первой стадии реакции (слияния с образованием составного ядра или предварительного вылета частиц с образованием возбужденного остатка) приводят к необходимости подробного исследования этих изменений. Это особенно важно при изучении деления ядер в широком энергетическом диапазоне, поскольку информация, получаемая из экспериментальных данных по делению, будет определяться характеристиками делящейся системы, которые зависят от способа ее образования. Некоторый прогресс в объяснении энергетической зависимости сечений слияния тяжелых ионов с ядрами достигнут на основе динамической модели [1].

В экспериментальных исследованиях механизма деления ядер в реакциях с тяжелыми ионами при средних энергиях возбуждения [2, 3] было показано, что только взаимодействие ионов с угловыми моментами до некоторого критического значения  $l_{fus} < l_{max}$  могут приводить к полному слиянию и, следовательно, к образованию составного ядра. Если налетающая частица передает ядру достаточную энергию, чтобы превысить критическую энергию деления, то процесс деления может произойти без промежуточного этапа образования составного ядра. Можно также рассматривать такой механизм как деление в результате прямых взаимодействий, поскольку оно происходит за время порядка ядерного  $\sim 10^{-21}$  с. В отличие от предыдущего случая возможны и такие процессы, в которых за прямым взаимодействием следует деление через составное ядро. Однако первичная частица не передает при этом весь свой импульс ядру-мишени. Таким образом, параметры наблюдаемых распределений осколков при определенной энергии возбуждения можно корректно извлечь из экспериментальных данных только при условии, если известен механизм реакции, приводящий к делению.

Двугорбая структура барьера деления и зависимость форм переходных состояний делящихся ядер от энергии возбуждения, обусловленная влиянием оболочечных эффектов,

<sup>1</sup> Работа выполнена при поддержке фонда МАГАТЭ, контракт № 9843.

во многом усложняет анализ и затрудняет расчеты выходов осколков для определенной энергии возбуждения делящегося ядра. Задача усложняется еще и тем, что для актиноидных ядер при средних энергиях возбуждения наблюдается существенный вклад эмиссионного деления, который затрудняет определение выходов осколков, соответствующих делению только исходного ядра.

Еще одна интересная особенность деления актиноидных ядер при средних энергиях возбуждения была продемонстрирована в теоретических работах [4 - 6]. В этих расчетах показано, что при некоторой энергии возбуждения оболочечные эффекты исчезают и ядро "чувствует" только средние свойства, описываемые жидко-капельной моделью. Это означает, что с ростом энергии возбуждения эффективное переходное состояние делящегося ядра постепенно сдвигается от формы второго барьера к жидко-капельной седловой форме. При этом должна меняться форма массовых и зарядовых распределений осколков деления от асимметричной формы, соответствующей двугорбому барьеру деления, к симметричной, определяемой жидко-капельным барьером. Энергия возбуждения, при которой форма переходного состояния делящегося ядра совпадает с жидко-капельной формой, как показано в работе [7], находится в интервале энергий возбуждения 40 - 45 МэВ.

С целью изучения зависимости сечения образования делящегося ядра от энергии возбуждения в настоящей работе проведен анализ полных сечений деления при взаимодействии  $\alpha$ -частиц энергий 20 - 140 МэВ с ядрами  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ .

## 2. Энергетическая зависимость сечений деления ядер

При проведении анализа экспериментальных данных предполагалось, что в полное сечение реакций, вычисляемое по оптической модели, дают вклад два основных процесса: 1) полное слияние налетающей частицы с ядром-мишенью, приводящее к образованию делящегося ядра; 2) реакции, идущие как с образованием составного ядра, так и в результате прямых процессов, не приводящие к образованию делящегося ядра.

Полное сечение реакций описывается выражением:

$$\sigma_R = \pi \lambda^2 \sum_l (2l+1) T_l, \quad (1)$$

где  $\lambda = \hbar / \sqrt{2\mu E}$  - длина волны;  $E$  - энергия налетающей частицы;  $\mu$  - приведенная масса системы. Коэффициенты проницаемости  $T_l$  рассчитывались в приближении параболического барьера [8]

$$T_l = \left[ 1 + \exp((l(l+1) - l_{\max}^2) / D) \right]^{-1}, \quad (2)$$

где  $l_{\max}$  - максимальное значение орбитального углового момента при взаимодействии частицы с ядром;  $D$  - «диффузность» распределения коэффициентов проницаемости.

Как упоминалось выше, для полного слияния частицы с ядром существует некоторое критическое значение углового момента  $l_{\text{fus}} < l_{\max}$ , приводящее к образованию делящегося ядра. В работе [7] показано, что для вычисления  $l_{\text{fus}}$  можно использовать квазиклассическое выражение

$$l_{\text{fus}}^2 = \frac{2\mu}{\hbar^2} \rho(\rho E - Z), \quad (3)$$

где  $Z = 1,44 Z_1 Z_2$  - кулоновский параметр;  $\rho = mE + b$  (фм) - параметризованный радиус поглощения,  $E$  - энергия частицы в с. ц. и. Параметры  $m$  и  $b$  определялись на основе выражений, полученных в работах [9, 10].

Для вычисления сечения образования делящейся системы при взаимодействии  $\alpha$ -частиц с ядрами урана использовались соотношения (1) и (2), но в соотношении (2) вместо максимального значения углового орбитального момента  $l_{max}$  подставлялось предельное значение углового момента  $l_{fus}$  для образования делящегося ядра, вычисляемое с использованием квазиклассического выражения (3). Для остальных параметров использовались соотношения, приведенные в работе [8]. На рис.1 проводится сравнение экспериментальных данных по полным сечениям деления при взаимодействии  $\alpha$ -частиц с ядрами  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  [7, 11 - 14] в интервале энергий возбуждения 20 - 140 МэВ с теоретическими расчетами сечения образования делящегося ядра. Во всем интервале энергий  $\alpha$ -частиц наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетами, для которых были получены оптимальные значения параметров  $m = -2.43 \cdot 10^{-2}$  (Фм/МэВ) и  $b = 1.545(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$  (Фм) в энергетической зависимости радиуса поглощения в соотношении (3).

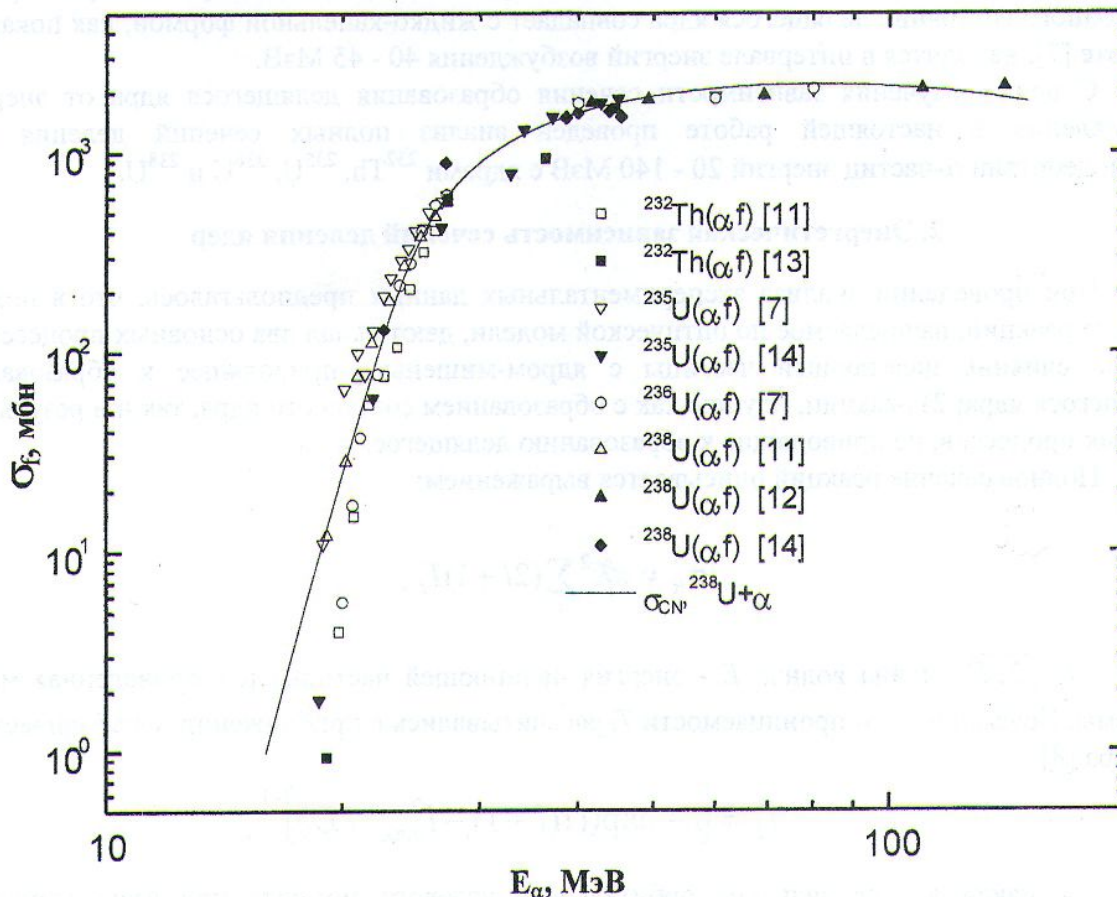


Рис. 1. Полные сечения деления ядер  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$   $\alpha$ -частицами. Линии - наши расчеты.

### 3. Влияние углового момента на массовые распределения осколков деления

Детальный анализ экспериментальных данных по делению актинидных ядер при средних энергиях возбуждения показывает, что при формировании угловых, массовых и энергетических распределений осколков деления существенную роль играет спектр переходных состояний над барьером деления, основными характеристиками которых являются коллективная энергия и полный угловой момент делящегося ядра. Вследствие чего на процесс формирования и разделения осколков существенное влияние должны оказывать не только температура, но и полный угловой момент делящегося ядра. Зависимость

интегральных и дифференциальных сечений деления от полного углового момента общепризнана и хорошо исследована, в то время как экспериментальному изучению влияния полного углового момента на массовые и энергетические распределения осколков деления посвящено чрезвычайно мало работ. Наиболее полно такие исследования представлены в работе [25]. В этой работе для изучения  $l$ -зависимости массовых и энергетических распределений осколков деления были выбраны ядра  $^{204,206}\text{Po}$  и  $^{260}\text{Ku}$ , образованные в реакциях с тяжелыми ионами от  $^{12}\text{C}$  до  $^{48}\text{Ti}$  и мишенями от  $^{164}\text{Du}$  до  $^{244}\text{Sm}$ . Отличительной особенностью этих работ является то, что они, в основном, выполнены на пучках тяжелых ионов при довольно высоких энергиях возбуждения ( $E^* > 40$  МэВ) и больших переданных угловых моментах ( $\bar{l} > 30 \hbar$ ). Анализ экспериментальных данных, проведенный в [25], показал слабую зависимость дисперсии массовых распределений осколков от переданного углового момента делящемуся ядру и полное отсутствие такой зависимости для полной кинетической энергии осколков в случае достаточно сильно нагретых делящихся ядер.

Для изучения зависимости формы массовых распределений осколков деления актинидных ядер от энергии возбуждения и переданного углового момента нами был проанализирован большой объем экспериментальных данных по делению ядер  $^{240}\text{Pu}$ , образованных в реакциях с  $\gamma$ -квантами, нейтронами и  $\alpha$ -частицами.

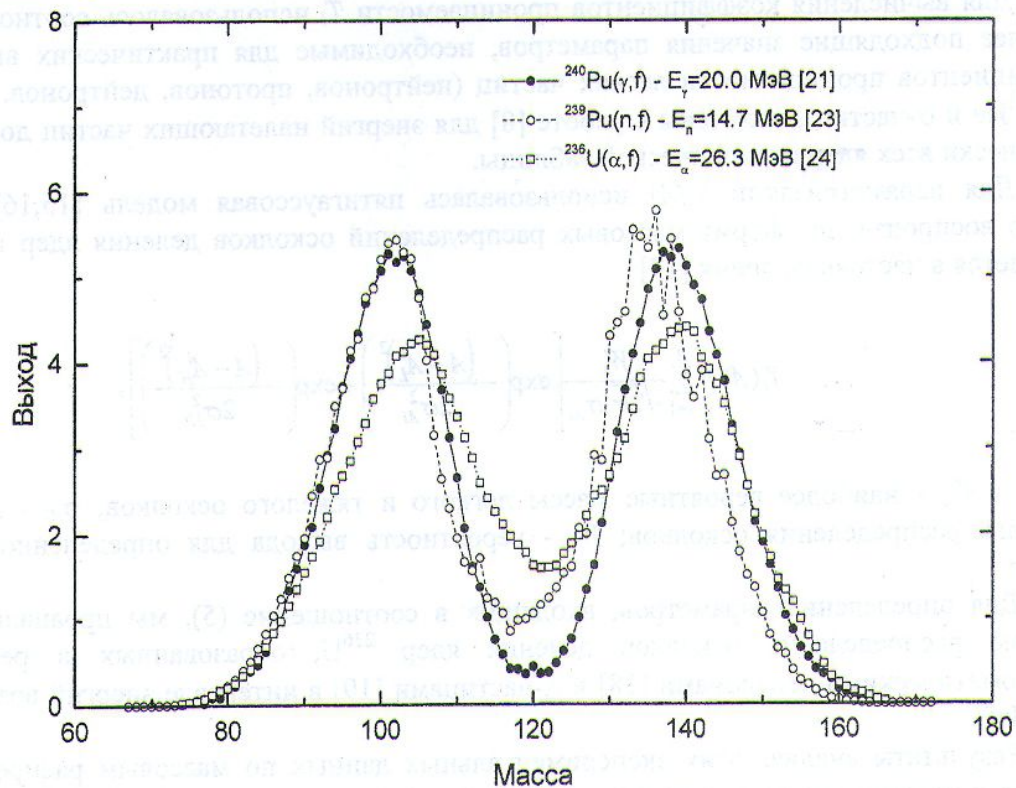


Рис. 2. Массовые распределения осколков деления ядер  $^{240}\text{Pu}$ , образованных в реакциях с  $\gamma$ -квантами, нейтронами и  $\alpha$ -частицами при близких энергиях возбуждения.

На рис. 2 представлены массовые распределения осколков деления ядер  $^{240}\text{Pu}$ , образованных в реакциях с  $\gamma$ -квантами [21], нейтронами [23] и  $\alpha$ -частицами [24] при близких энергиях возбуждения ( $E^* = 20$  МэВ, 21.2 МэВ и 21.3 МэВ соответственно), но различных значениях переданного углового момента ( $\bar{l} = 1\hbar$ ,  $6\hbar$  и  $8\hbar$  соответственно). Здесь мы видим, что дисперсия массовых распределений минимальна при делении ядер  $\gamma$ -квантами и затем растет с увеличением массы частиц, т.е. с ростом переданного углового момента. Таким образом, форма массовых распределений осколков деления ядер легкими частицами при низких энергиях возбуждения существенно зависит от среднего углового момента,

переданного делящемуся ядру.

В соответствии с этим представляет большой интерес исследование зависимости формы массовых распределений осколков деления от температуры и углового момента делящегося ядра при низких энергиях возбуждения и малых переданных угловых моментах.

#### 4. Энергетическая зависимость массовых распределений осколков деления

Поскольку при формировании осколков деления существенную роль играет распределение  $l$ -состояний над барьером деления, то наблюдаемое на эксперименте массовое распределение осколков необходимо усреднить по всем  $l$ -состояниям в седловой точке

$$Y(A) = \frac{\sum_{l=0}^{l_{\max}} (2l+1) T_l Y_l(A)}{\sum_{l=0}^{l_{\max}} (2l+1) T_l}, \quad (4)$$

где  $(2l+1)T_l$  - парциальное сечение образования составного ядра с угловым моментом  $l$ ;  $T_l$  - коэффициент проницаемости во входном канале реакции;  $Y_l(A)$  - парциальное распределение осколков по массам.

Для вычисления коэффициентов проницаемости  $T_l$  использовалось соотношение (2). Наиболее подходящие значения параметров, необходимые для практических вычислений коэффициентов проницаемости легких частиц (нейтронов, протонов, дейтронов, тритонов, ионов  $^3\text{He}$  и  $\alpha$ -частиц), получены в работе [8] для энергий налетающих частиц до 50 МэВ и практически всех ядер периодической таблицы.

Для параметризации  $Y_l(A)$  использовалась пятигауссовая модель [15,16], которая хорошо воспроизводит форму массовых распределений осколков деления ядер и успешно развивается в настоящее время [17]

$$Y_l(A) = \sum_{i=1}^3 \frac{W_i}{\sqrt{2\pi} \sigma_{Ai}} \left[ \exp\left(-\frac{(A-A_L^i)^2}{2\sigma_{Ai}^2}\right) + \exp\left(-\frac{(A-A_H^i)^2}{2\sigma_{Hi}^2}\right) \right], \quad (5)$$

где  $A_L^i$ ,  $A_H^i$  - наиболее вероятные массы легкого и тяжелого осколков;  $\sigma_{Ai}$  - дисперсия массового распределения осколков;  $W_i$  - вероятность выхода для определенного канала деления.

Для определения параметров, входящих в соотношение (5), мы проанализировали массовые распределения осколков деления ядер  $^{236}\text{U}$ , образованных в реакциях с монохроматическими нейтронами [18] и  $\alpha$ -частицами [19] в интервале энергий возбуждения до 30 МэВ.

Результаты анализа этих экспериментальных данных по массовым распределениям осколков с учетом среднего углового момента во входном канале показали, что существует некоторое критическое значение углового момента,  $l_{cr} = 6\hbar$ , выше которого асимметричная мода «Standard 1» переходит в симметричную моду «Superlong» (обозначения мод деления смотри в работах [15, 16]) во всем исследованном интервале энергий возбуждения, т.е.

$$A_H^i = \begin{cases} 134 & l \leq l_{cr} \\ A_f/2 & l > l_{cr} \end{cases}, \quad (6)$$

где  $A_f$  - масса делящегося ядра.

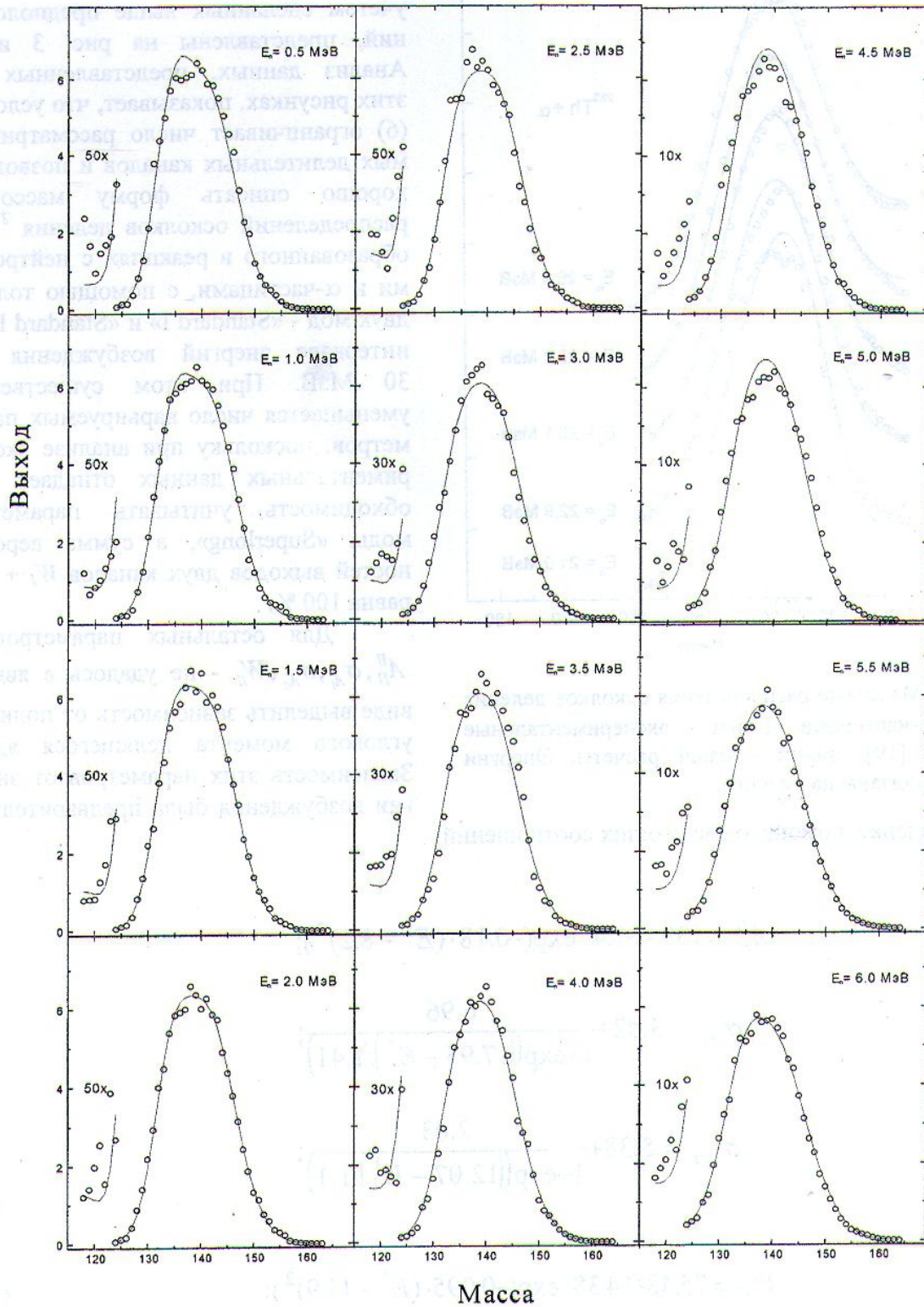


Рис. 3. Массовые распределения осколков деления  $^{235}\text{U}$  моноэнергетическими нейтронами. Точки - экспериментальные данные [18], линии - наши расчеты. Энергии частиц указаны на рисунке.

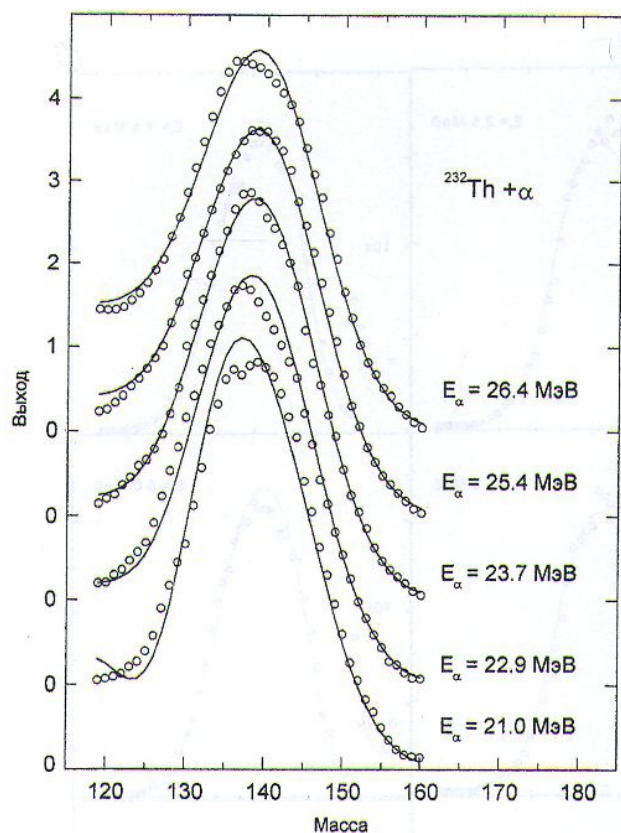


Рис. 4. Массовые распределения осколков деления  $^{232}\text{Th}$   $\alpha$ -частицами. Точки - экспериментальные данные [19], линии - наши расчеты. Энергии частиц указаны на рисунке.

представлена с помощью следующих соотношений:

$$A_{II}^H = 139.4 + 1.4 \cdot \exp(-0.18 \cdot (E^* - 8.2)^2); \quad (7)$$

$$\sigma_{A_I} = 3.02 + \frac{6.96}{1 + \exp\left(\frac{(17.95 - E^*)}{1.41}\right)}; \quad (8)$$

$$\sigma_{A_{II}} = 5.38 + \frac{2.03}{1 + \exp\left(\frac{(12.07 - E^*)}{1.1}\right)}; \quad (9)$$

$$W_{II} = 75.48 + 14.38 \cdot \exp(-0.095 \cdot (E^* - 11.9)^2); \quad (10)$$

$$W_I = 100 - W_{II}. \quad (11)$$

В настоящей работе проведен анализ экспериментальных данных по массовым распределениям осколков деления ядер  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ , образованных в реакциях с  $\gamma$ -квантами

Массовые распределения осколков деления ядер  $^{236}\text{U}$ , описанные с учетом сделанных выше предположений, представлены на рис. 3 и 4. Анализ данных, представленных на этих рисунках, показывает, что условие (6) ограничивает число рассматриваемых делительных каналов и позволяет хорошо описать форму массовых распределений осколков деления  $^{236}\text{U}$ , образованного в реакциях с нейтронами и  $\alpha$ -частицами, с помощью только двух мод - «Standard I» и «Standard II» в интервале энергий возбуждения до 30 МэВ. При этом существенно уменьшается число варьируемых параметров, поскольку при анализе экспериментальных данных отпадает необходимость учитывать параметры моды «Superlong», а сумма вероятностей выходов двух каналов  $W_I + W_{II}$  равна 100 %.

Для остальных параметров -  $A_{II}^H, \sigma_{A_I}, \sigma_{A_{II}}, W_{II}$  - не удалось в явном виде выделить зависимость от полного углового момента делящегося ядра. Зависимость этих параметров от энергии возбуждения была предварительно

[20, 21], нейтронами [22, 23] и  $\alpha$ -частицами [24] в интервале энергий возбуждения до 30 МэВ, а также спонтанного деления ядер  $^{240}\text{Pu}$  [21].

Результаты анализа показали, что наиболее вероятная масса тяжелого осколка для моды «Standard 1» при делении ядер  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$  соответствует аналогичной величине для  $^{236}\text{U}$  ( $A_{II}^I = 134.0$ ). Критическое значение углового момента  $l_{cr}$ , выше которого асимметричный делительный канал «Standard I» переходит в симметричный канал «Superlong», равно  $8\hbar$ . Наиболее вероятная масса тяжелого осколка  $A_{II}^{II} = 140.0$  для моды «Standard II» в случае деления ядер  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$  в интервале энергий возбуждения до 30 МэВ. Зависимость остальных параметров ( $\sigma_{A_I}, \sigma_{A_{II}}, W_{II}$ ) от энергии возбуждения показана на рис. 5. Здесь они сравниваются с аналогичными параметрами, полученными для делящихся ядер  $^{236}\text{U}$ , образованных в реакциях с монохроматическими нейтронами [18] и  $\alpha$ -частицами [19]. На рис. 5 видно, что при энергиях возбуждения выше 15 МэВ наблюдается существенное различие в энергетической зависимости параметров, полученных для  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ , и аналогичными параметрами, полученными для  $^{236}\text{U}$ . Очевидно, такая ситуация связана с вкладом эмиссионного деления и необходим более корректный учет вклада эмиссионного деления при делении актинидных ядер  $\alpha$ -частицами.

На рис. 6 и 7 приведены экспериментальные и расчетные данные по массовым распределениям осколков для деления ядер  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ , образованных в реакциях с нейтронами,  $\gamma$ -квантами и  $\alpha$ -частицами в интервале энергий возбуждения до 30 МэВ, а также спонтанного деления  $^{240}\text{Pu}$ . На этих рисунках видно, что достигнуто удовлетворительное согласие между экспериментальными и расчетными данными в интервале энергий возбуждения до 30 МэВ для делящихся ядер  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ , образованных в реакциях с различными частицами. При этом для удовлетворительного описания массовых распределений осколков деления ядер достаточно учитывать только две делительные моды «Standard I» и «Standard II».

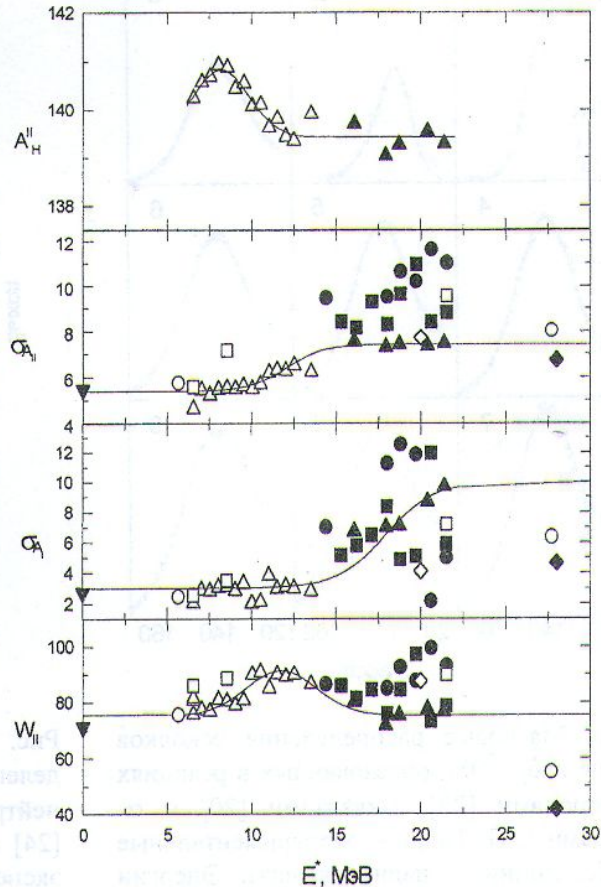


Рис. 5. Зависимость параметров модели от энергии возбуждения для делящихся ядер  $^{236}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ , образованных в реакциях:  $^{236}\text{U}(n,f)$  [18] ( $\Delta$ ),  $^{232}\text{Th}(\alpha,f)$  [19] ( $\blacktriangle$ ),  $^{238}\text{Pu}(n,f)$  [22] ( $\circ$ ),  $^{239}\text{Pu}(\gamma,f)$  [20] ( $\blacklozenge$ ),  $^{235}\text{U}(\alpha,f)$  [24] ( $\bullet$ ),  $^{240}\text{Pu}(sf)$  [21] ( $\blacktriangledown$ ),  $^{239}\text{Pu}(n,f)$  [23] ( $\square$ ),  $^{240}\text{Pu}(\gamma,f)$  [21] ( $\diamond$ ),  $^{236}\text{U}(\alpha,f)$  [24] ( $\blacksquare$ ). Линии – расчеты по формулам (7) – (10).



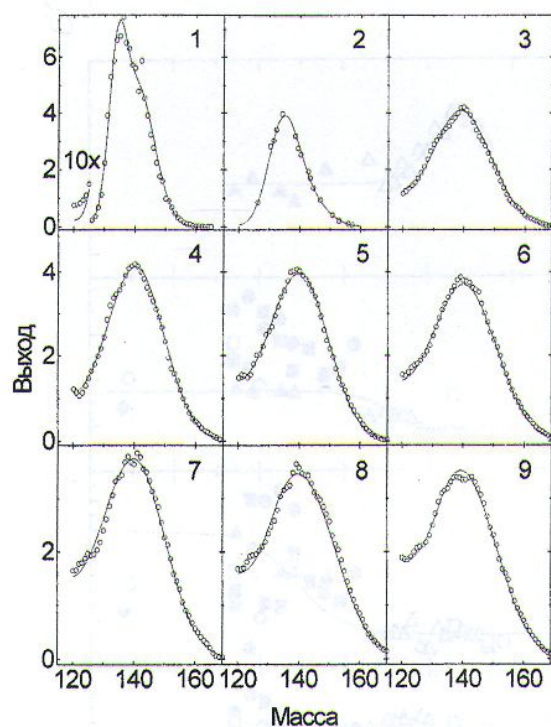


Рис. 6. Массовые распределения осколков деления ядер  $^{239}\text{Pu}$ , образованных в реакциях с нейтронами [22],  $\gamma$ -квантами [20] и  $\alpha$ -частицами [24]. Точки – экспериментальные данные, линии – наши расчеты. Энергии частиц: 1 –  $E_n = 0.025$  эВ, 2 –  $E_\gamma = 28$  МэВ, 3 –  $E_\alpha = 20.0$  МэВ, 4 –  $E_\alpha = 22.2$  МэВ, 5 –  $E_\alpha = 23.6$  МэВ, 6 –  $E_\alpha = 24.5$  МэВ, 7 –  $E_\alpha = 25.4$  МэВ, 8 –  $E_\alpha = 26.3$  МэВ, 9 –  $E_\alpha = 27.2$  МэВ.

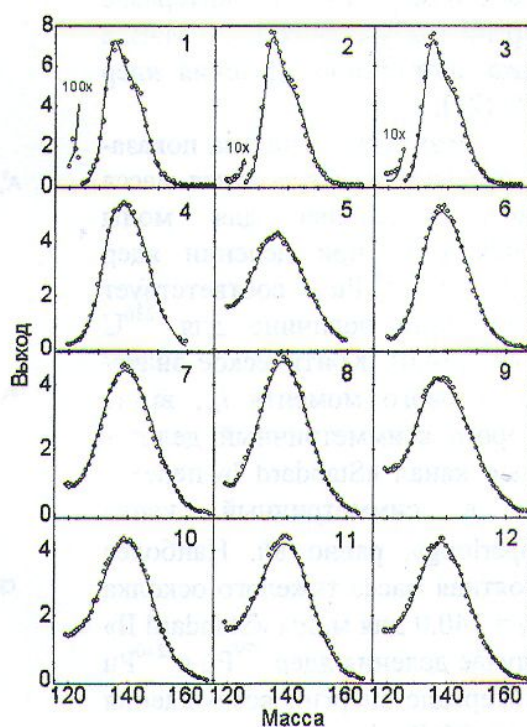


Рис. 7. Массовые распределения осколков деления ядер  $^{240}\text{Pu}$ , образованных в реакциях с нейтронами [23],  $\gamma$ -квантами [21],  $\alpha$ -частицами [24] и спонтанного деления [21]. Точки – экспериментальные данные, линии – наши расчеты. Энергии частиц: 1 – спонтанное деление, 2 –  $E_n = 0.025$  эВ, 3 –  $E_n = 2.0$  МэВ, 4 –  $E_n = 5.5$  МэВ, 5 –  $E_n = 15.0$  МэВ, 6 –  $E_\alpha = 20.0$  МэВ, 7 –  $E_\alpha = 20.9$  МэВ, 8 –  $E_\alpha = 22.7$  МэВ, 9 –  $E_\alpha = 24.5$  МэВ, 10 –  $E_\alpha = 25.4$  МэВ, 11 –  $E_\alpha = 26.3$  МэВ, 12 –  $E_\alpha = 27.2$  МэВ.

## 5. Заключение

Для изучения зависимости сечения образования делящегося ядра от энергии возбуждения и переданного углового момента проведен анализ полных сечений деления при взаимодействии  $\alpha$ -частиц энергий 20 - 140 МэВ с ядрами  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ . Получены энергетические зависимости радиуса поглощения  $\alpha$ -частиц ядрами урана и величина критического углового момента, приводящего к образованию делящейся системы, в данном интервале энергий частиц. Полученные зависимости использовались для анализа экспериментальных данных по делению актинидных ядер  $\alpha$ -частицами.

Детальный анализ экспериментальных данных по делению ядер показывает, что на процесс формирования осколков деления ядер существенное влияние оказывает не только температура, но и полный угловой момент делящегося ядра. Проведен анализ экспериментальных данных по массовым распределениям осколков деления ядер  $^{236}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ , образованных в реакциях с нейтронами,  $\gamma$ -квантами и  $\alpha$ -частицами в интервале

энергий возбуждения до 30 МэВ, а также спонтанного деления ядер  $^{240}\text{Pu}$ . Получена зависимость параметров пятигауссовой модели от энергии возбуждения и переданного углового момента делящегося ядра. Оказалось, что для хорошего описания массовых распределений осколков деления ядер во всем интервале энергий возбуждения требуется значительно меньше варьируемых параметров, отпадает необходимость в учете делительного канала «Superlong». Необходимы дальнейшие исследования зависимости параметров от массы, заряда, и энергии возбуждения делящегося ядра.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Swiatecky W.E.* // Nucl. Phys. - 1982. - Vol. A376. - P. 275.
2. *Glass D., Mosel.* // Nucl. Phys. - 1975. - Vol. A237. - P. 429.
3. *Lefort M.* // Phys. Rev. - 1975. - Vol. C12. - P. 686.
4. *Vandenbosh R.* // Phys. Rev. - 1973. - Vol. C7. P. 2092.
5. *Ramamurthy V.S., Kapoor S.S., Kataria S.K.* // Phys. Rev. Lett. - 1970. - Vol. 25. - P. 386.
6. *Коломиец В.М., Струтинский В.М.* // Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ АН СССР. - 1973. - Т. 2. - С. 483.
7. *Заика Н.И., Кибкало Ю.В., Токарев В.П.* // ЯФ. - 1985. - Т. 41. - С. 1454.
8. *Murthy K.H.N., Gupta S.K., Chatterjee A.* // Z. Phys. - 1982. Vol. A305. - P. 73; Z.Phys. - 1982. - Vol. A307. - P. 374.
9. *Losano M., Escudero J.I., Madurga G.* // J. Phys. - 1982. - Vol. C8. - P. 1259.
10. *Kailos S., Gupta S.K.* // Z. Phys. - 1981. - Vol. A302. - P. 355.
11. *Заика Н.И., Кибкало Ю.В., А.В.Мохнач и др.* // ЯФ. - 1985. - Т. 31. - С. 43.
12. *Viola V.R.Jr., Back B.B., Wolf K.L. et al.* // Phys. Rev. - 1982. - Vol. C26. - P. 178.
13. *Foreman B.M.Jr., Walter M., et al.* // Phys. Rev. - 1959. - Vol. 116. - P. 382.
14. *Vandenbosch R., Thomas T.D. et al.* // Phys. Rev. - 1958. - Vol. 111. - P. 1358.
15. *Brosa U., Grossmann S., Muller A.* // Phys. Reports. - 1990. - Vol. 197. - P. 167.
16. *Brosa U., Grossmann S., Muller A., Becker E.* // Nucl. Phys. - 1989. - Vol. A502. - P. 423c.
17. *Tie-shuan Fan, Ji-min Hu, Shang-lian Bao.* // Nucl. Phys. - 1995. - Vol. A591. - P. 161.
18. *Straede Ch., Budtz-Jorgensen C., Knitter H.H.* // Nucl. Phys. - 1987. - Vol. A462. - P. 85.
19. *Заика Н.И., Кибкало Ю.В., Парлаз О.А. и др.* // УФЖ. - 1989. - Т. 34. - С. 493.
20. *Кондратько М.Я., Мосесов А.В. и др.* // Атомная энергия. - 1981. - Т. 50. - С. 34.
21. *Thierens H., De Clercq A., Jacobs E. et al.* // Phys. Rev. - 1981. - Vol. C 23. - P. 2104.
22. *England T.R., Rider B.F.* // LA-UR-93-3106 (ENDF - 349) [Oct., 1994].
23. *Сурин В.М., Сергачев А.И., Резчиков Н.И., Кузьминов Б.Д.* // ЯФ. - 1971. - Т. 14. - С. 935.
24. *Заика Н.И., Кибкало Ю.В., Токарев В.П., Шитюк В.А.* // ЯФ. - 1985. - Т. 42. - С. 304.
25. *Г.Г.Чубарян, М.Г.Иткис, С.М.Лукьянов и др.* // ЯФ. - 1993. - Т. 56. - С. 3.

ОСОБЛИВОСТІ ПОДІЛУ АКТИНІДНИХ ЯДЕР,  
УТВОРЕНИХ У РЕАКЦІЯХ З ЛЕГКИМИ ЧАСТИНКАМИ

Ю. В. Кібкало

Проведено аналіз повних перерізів поділу при взаємодії  $\alpha$ -частинок з ядрами  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  та  $^{238}\text{U}$  в інтервалі енергій до 140 МеВ. Отримано енергетичну залежність критичного значення кутового моменту, що приводить до утворення системи поділу, при взаємодії  $\alpha$ -частинок з ядрами урану в даному діапазоні енергій. Запропоновано новий підхід до опису масових розподілів уламків поділу актинідних ядер, в якому враховується вплив повного кутового моменту ядра. У рамках цього наближення проаналізовано експериментальні масові розподіли уламків поділу ядер  $^{236}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  та  $^{240}\text{Pu}$ , утворених у реакціях з нейтронами,  $\gamma$ -квантами,  $\alpha$ -частинками і спонтанного поділу в інтервалі енергій збудження до 30 МеВ. Отримано залежність параметрів масових розподілів уламків від енергій збудження та переданого кутового моменту ядра, що ділиться.

PECULIARITIES OF FISSION OF ACTINIDE NUCLEI FORMED  
IN REACTIONS WITH LIGHT PARTICLES

Yu. V. Kibkalo

The analysis of total fission cross-sections for interaction of  $\alpha$ -particles with nuclei  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  in the energy range up to 140 MeV is carried out. The energy dependence of critical value of angular momentum leading to a fissioning system formation for interaction of  $\alpha$ -particles with uranium nuclei in a given energy range is obtained. The new approach for description of fission fragment mass distributions of actinide nuclei with accounting of influence of a total angular momentum is offered. The experimental fission fragment mass distributions of nuclei  $^{236}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{240}\text{Pu}$  formed in reactions with neutrons,  $\gamma$ -quantum,  $\alpha$ -particles and spontaneous fission in an excitation energy range up to 30 MeV are considered within the framework of present approach. The parameters dependence of fragment mass distributions on excitation energy and transferred angular momentum of a fissioning nucleus is obtained.