

ростью 3—5 град/мин. Полученные термограммы рас-
пифровывали по известным методикам [9, 10].

На основании полученных результатов на рисунке изображены поверхности первичной кристаллизации систем $MgCl_2 - UCl_4 - CaCl_2$ и $MgCl_2 - UCl_3 - CaCl_2$. Для построения поверхности ликвидуса были использованы данные о двойных системах. Система $MgCl_2 - CaCl_2$ изучалась Менде [11] и А. И. Ивановым [12]. Изученные системы $MgCl_2 - UCl_4$; $MgCl_2 - UCl_3$ и $CaCl_2 - UCl_4$ относятся к простым эвтектическим. Температура плавления эвтектики $UCl_4 - 26$ мол. % $MgCl_2$ равна $540 \pm 2^\circ C$, а эвтектики $MgCl_2 - 36$ мол. % UCl_3 и $CaCl_2 - 60$ мол. % $UCl_4 - 670 \pm 2^\circ C$ и $490 \pm 2^\circ C$ соответственно. Система $CaCl_2 - UCl_3$ характеризуется наличием эвтектики при 41 мол. % UCl_3 с температурой плавления $630 \pm 2^\circ C$ и двух областей твердых растворов на основе хлористого кальция и трихлорида урана.

Для построения поверхности ликвидуса в системе $MgCl_2 - UCl_4 - CaCl_2$ изучено десять политермических разрезов, проходящих через вершину концентрационного треугольника, соответствующую составу $CaCl_2$, и противоположную сторону. Как видно из рисунка, а, система $MgCl_2 - UCl_4 - CaCl_2$ простая эвтектическая. Поля кристаллизации $MgCl_2$, UCl_4 , $CaCl_2$ сходятся, образуя эвтектику E следующего состава: 9 мол. % $MgCl_2 - 53$ мол. % $UCl_4 - 38$ мол. % $CaCl_2$ с температурой плавления $487 \pm 2^\circ C$. Рентгенограммы образцов различного состава подтвердили отсутствие новых фаз.

В системе $MgCl_2 - UCl_3 - CaCl_2$ изучено девять политермических разрезов. Поверхность первичной кристаллизации системы $MgCl_2 - UCl_3 - CaCl_2$ (см. рисунок, б) характеризуется наличием трех полей кристаллизации $MgCl_2$, UCl_3 и $CaCl_2$, которые сходятся, образуя эвтектику E следующего состава: 31 мол. % $MgCl_2 - 20$ мол. % UCl_3 и 49 мол. % $CaCl_2$

с температурой плавления $600 \pm 2^\circ C$. Рентгенограммы образцов различного состава показали, что для расплавов, богатых UCl_3 и $CaCl_2$, характерно присутствие твердого раствора, который по мере увеличения концентрации третьего компонента исчезает. Четкую границу исчезновения твердого раствора установить не удалось. Рентгенограммы образцов, богатых $MgCl_2$, показали присутствие исходных компонентов.

Таким образом, изучены поверхности первичной кристаллизации тройных систем $MgCl_2 - UCl_4 - CaCl_2$ и $MgCl_2 - UCl_3 - CaCl_2$. Установлено, что эти системы простые моноэвтектические.

Поступило в Редакцию 31/1 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. Niedrach, A. Glamm, *Industr. and Engng Chem.*, 48, 977 (1956).
2. P. Piper, Patent USA 3052611, 1962.
3. G. Ghanvin et al. *J. Nucl. Materials*, 11, No. 2, 183 (1964).
4. Л. Г. Берг. Введение в термографию. М., «Наука», 1969.
5. A. G ä u m a n n, *Chimia*, 20, 82 (1966).
6. Ю. В. Карякин. Чистые химические реактивы. М., Госхимиздат, 1947.
7. C. K u h l m a n n, B. S w i n c h a i t. *Industr. and Engng Chem.*, 50, No. 12, 1774 (1958).
8. Справочник по расплавленным солям. Пер. с англ. Под ред. А. Г. Морачевского. Л., «Химия», 1971.
9. F. P a u l i k et al. *Talanta*, 13, No. 10, 1405 (1966).
10. А. М. Захаров. Диаграммы состояния двойных и тройных систем. М., «Металлургия», 1964.
11. O. M e n d e. *J. anorg. Chem.*, 72, 162 (1911).
12. А. И. Иванов. «Докл. АН СССР», 86, 539 (1952).

Барьеры деления тяжелых ядер

П. Е. ВОРОТНИКОВ

УДК 539.173.4

Капельная модель деления тяжелых ядер, появившаяся сразу после обнаружения этого явления, предсказывала быстрое уменьшение высоты барьера деления B_f по мере роста параметра делимости ядра Z^2/A [1]. Экспериментальные данные для ядер с $Z \geq 90$ не подтвердили этой тенденции, что привело к усложнению модели. Можно отметить два этапа усложнения: учет одночастичной структуры ядра лишь при равновесной деформации (см., например, [2]) и более подробный расчет, включающий асимметрию формы, в широкой области деформаций [3, 4]. В первом случае барьер оставался одногорбым, во втором показано, что он состоит из двух горбов, различающихся по форме и высоте.

Экспериментально B_f проявляется в резком изломе энергетической зависимости вероятности или сечения деления. Опубликованные в последнее время данные позволяют сравнить экспериментальные и расчетные барьеры деления для ядер с $227 \leq A \leq 253$. На рис. 1 показаны величины B_f , полученные на основе анализа, с учетом конкурирующих процессов, сечений деления нейтронами $\sigma_f(E_n)$ некоторых четно-четных и нечетно-четных по Z и N ядер-мишеней [5—11]. Необходимые

для перехода от E_n к энергии возбуждений E^* составных ядер экспериментальные величины энергии связи нейтрона B_n взяты из таблиц работы [12]. В тех случаях, когда B_n приведены в работе [12] с большой ошибкой, использованы результаты систематики, показывающей, что для четно-нечетных изотопов с $A = 4n \pm 1$ величины B_n близки и изменяются примерно на $0,5$ Мэв при переходе от одной такой пары к другой. Эта процедура дала для Pu^{245} величину B_n , равную $5,0 \pm 0,2$ Мэв, а для Sm^{247} , Sm^{249} и Cf^{253} $5,3 \pm 0,2$ Мэв вместо $4,6 \pm 1,4$; $5,2 \pm 1,0$; $4,7 \pm 1,0$ и $4,8 \pm 1,0$ Мэв соответственно, приведенных в работе [12].

Замечательно постоянство B_f для ядер с $Z \geq 90$, резко отличающееся от капельной зависимости, показанной на рис. 1 штриховой линией. Поскольку отклонение B_f от этой зависимости обычно относят за счет оболочечных эффектов, на рис. 2 те же B_f нанесены в функции числа нейтронов в ядре N . Согласно расчетам работы [4], в модели двугорбого барьера следовало ожидать в районе подболочки $N = 152$ местное увеличение B_f примерно на 2 Мэв.

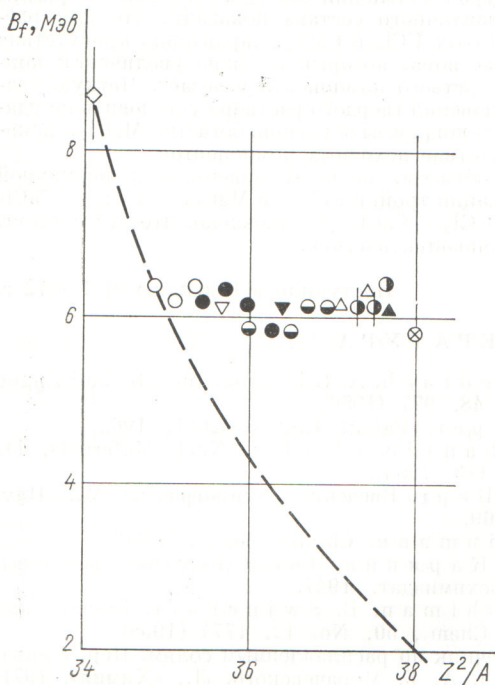


Рис. 1. Зависимость высот барьеров деления тяжелых ядер от Z^2/A :

◇ — Ra; ○ — Th; ▽ — Pa; ● — U; ▼ — Np;
 ○ — Pu; △ — Am; ⊙ — Cm; ▲ — Bk; ⊗ — Cf.

Очевидно, что этого не происходит — барьеры двух десятков ядер от Th²²⁹ до Cf²⁵³ остаются равными 6,1 Мэв со среднеквадратичным отклонением ±0,2 Мэв. Хотя относительный ход B_f в модели одногорбого [2] и двугорбого [4] барьеров различен, отклонение расчетных B_f от экспериментальных в обоих случаях достигает 1,5 Мэв, а его среднеквадратичное значение составляет 0,75 Мэв. Лишь для Ra²²⁷ величина B_f оказывается

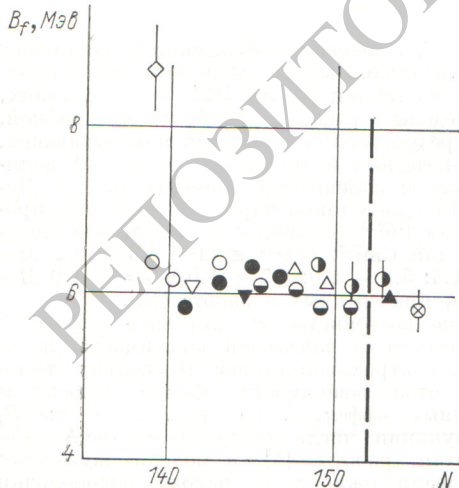


Рис. 2. Зависимость высот барьеров деления тяжелых ядер от числа нейтронов в ядре. (Обозначения те же, что и на рис. 1.)

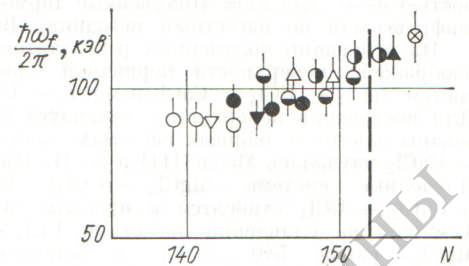


Рис. 3. Зависимость $\hbar\omega_f$ от числа нейтронов в ядре. (Обозначения те же, что и на рис. 1.)

значительно выше, что, возможно, связано с переходом к капельному закону для более легких ядер.

Подбарьерный ход $\sigma_f(E_n)$ позволяет определить величину $\hbar\omega_f = dE^*/d \ln [2\pi\Gamma_f(E^*)]$, характеризующую, как принято считать, форму барьера вблизи его вершины. В модели двугорбого барьера для ядер с $A \leq 242$ более высоким, т. е. определяющим $\sigma_f(E_n)$, является второй горб, для более тяжелых ядер — первый [4], причем величины $\hbar\omega_f$ для них должны различаться примерно вдвое [13]. Как видно из рис. 3, экспериментальные значения $\hbar\omega_f$ не демонстрируют такого скачка; они медленно растут, отклоняясь от среднего хода лишь в пределах ошибок ~ 5–10%, и не реагируют даже на переход через подоболочку $N = 152$. Отметим, что показанного роста $\hbar\omega_f$ достаточно для объяснения изменения периодов спонтанного деления при примерно сохраняющихся B_f .

Приведенные зависимости экспериментальных B_f и $\hbar\omega_f$ от N , по-видимому, не позволяют считать одночастичные или оболочечные эффекты ответственными за существенные отклонения высоты и формы барьера деления от жидкокапельных закономерностей. Это делает проблематичным объяснение деления актиноидов на основе представлений о деформирующейся жидкой капле и заставляет искать другие возможные механизмы этого явления [14].

Поступило в Редакцию 4/V 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Bohr, J. Wheeler. Phys. Rev., 56, 426 (1939).
2. G. Bell. Phys. Rev., 158, 1127 (1967).
3. V. Strutinsky. Nucl. Phys., A-95, 420 (1967).
4. H. Pauli, T. Ledergerber. Nucl. Phys., A-175, 545 (1971).
5. Neutron Cross Sections. BNL-325. Suppl. No. 2, 2 ed, 1965.
6. П. Е. Воротников и др. «Ядерная физика», 9, 538 (1969); 10, 726 (1969); 12, 474 (1970).
7. Ю. А. Бабенко и др. Там же, 10, 233 (1969).
8. P. Seeger et al. LA-4420, 1970.
9. G. Auchampaugh, J. Farrell, D. Bergen. Nucl. Phys., A-171, 31 (1971).
10. M. Moore, G. Keyworth. Phys. Rev., C3, 1656 (1971).
11. M. Moore, J. McNally, R. Baybarz. Phys. Rev., C4, 273 (1971).
12. J. Mattauch, W. Thiele, A. Wapstra. Nucl. Phys., 67, 1 (1965).
13. J. Cramer, J. Nix. Phys. Rev. C2, 1048 (1970).
14. П. Е. Воротников. Программа и тезисы XXI Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Ч. II, Л., «Наука», 1971, стр. 260.