

УДК 539.173.8

Распределения осколков деления по массам

КУЗЬМИНОВ Б. Д.

Деление ядер уже несколько десятилетий служит предметом интенсивных исследований, чему способствуют его широкое практическое использование и большой научный интерес физиков к уникальному по масштабам процессу перестройки ядра. Среди многих нерешенных проблем центральное место занимает вопрос о природе асимметрии деления ядер.

Интенсивные экспериментальные исследования распределений осколков по массам при делении ядер с различными нуклонным составом и энергией возбуждения вскрыли ряд закономерностей и особенностей разделения массы ядра между осколками. На рис. 1 показано распределение осколков по массам для некоторых делящихся ядер [1—4]. Легкие ядра делятся преимущественно на два симметричных по массам осколка. Ядра близкие к радию обладают сравнимой вероятностью развала на симметричные и асимметричные по массам осколки. Переход к ядрам с более высоким значением Z приводит к резкому уменьшению вероятности деления на одинаковые по массам осколки. Так, по данным работы [5], отношение выходов наиболее вероятных и симметричных по массам пар осколков при делении ^{232}Th нейтронами с энергией 1,53 МэВ составляет $3 \cdot 10^4$. При делении таких тяжелых ядер, как ^{258}Fm , симметричные способы деления предпочтительнее.

Характерная особенность зависимости выходов осколков от энергии возбуждения делящихся ядер состоит в преимущественном росте выходов симметричных способов деления (рис. 2 и 3).

Помимо глобальных закономерностей следует отметить тонкую структуру в распределении осколков деления по массам. На рис. 1 отчетливо видна структура для делящегося ядра ^{230}Th ; она наблюдается и для других делящихся ядер и коррелирует с четностью

числа протонов и нейтронов в осколках [7, 9—11]. В работе [7] отмечалось, что, по-видимому, основную роль играет четность числа

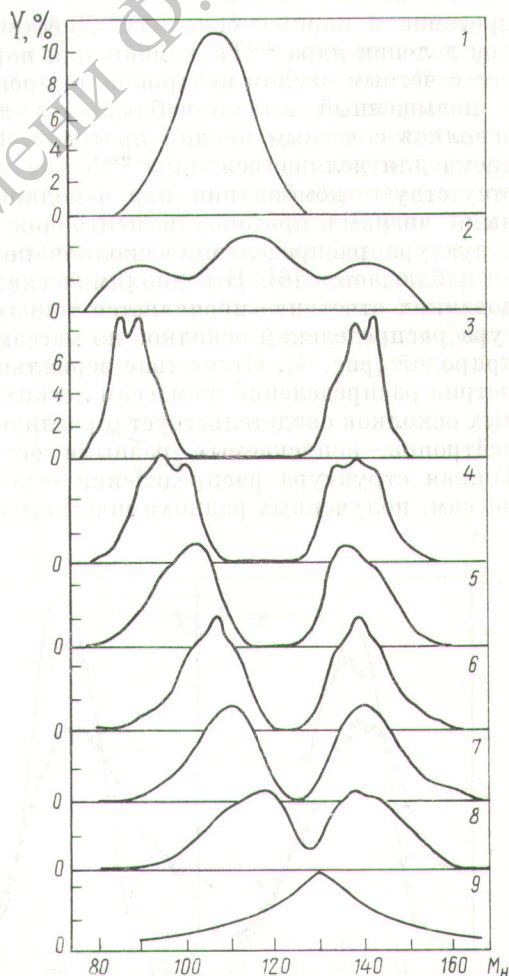
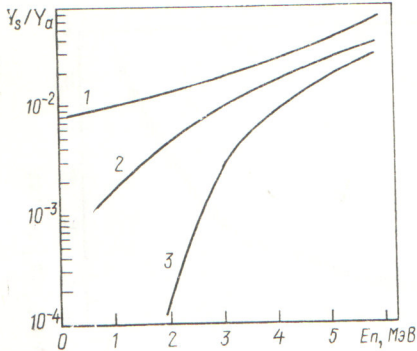


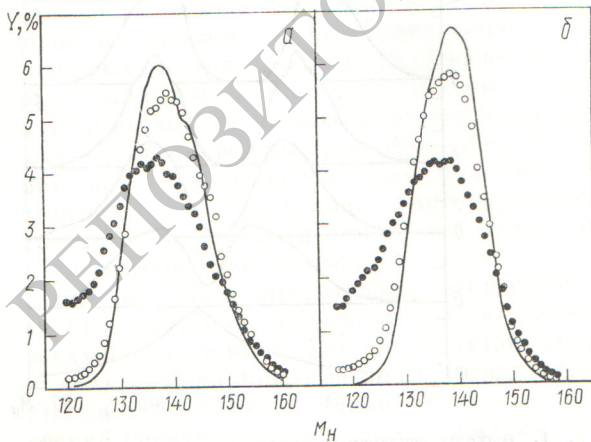
Рис. 1. Выходы осколков деления:

1 — ^{211}Po [1]; 2 — ^{227}Ac [2]; 3 — ^{230}Th ; 4 — ^{238}U ; 5 — ^{240}Pu ; 6 — ^{246}Cm ; 7 — ^{250}Cf ; 8 — ^{256}Es [3]; 9 — ^{258}Fm [4]

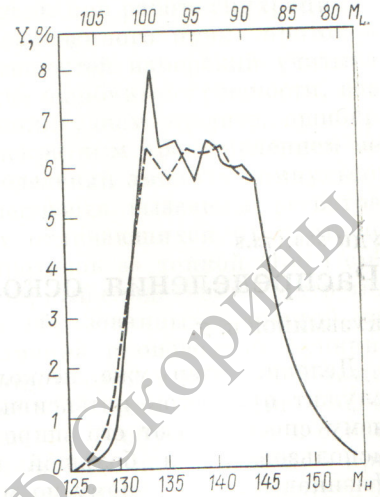


Р и с. 2. Энергетическая зависимость отношений выходов симметричных по массам и наиболее вероятных (асимметричных) осколков при делении ядер ^{239}Pu (1), ^{237}Np (2) [6] и ^{232}Th (3) нейтронами [7]

протонов в парных осколках. Действительно, при делении ядра ^{233}Th комбинации пар осколков с четным числом нейтронов не происходят, а повышенный выход наблюдается для пар осколков с четным числом протонов. В то же время для делящегося ядра ^{238}Np , у которого отсутствуют комбинации пар осколков с четными числами протонов и нейтронов, тонкая структура распределений осколков по массам не наблюдается [6]. В радиохимических исследованиях отчетливо проявляется тонкая структура распределений осколков по массам с иной природой (рис. 4). Отсутствие зеркальной симметрии распределений по массам легких и тяжелых осколков свидетельствует о различии чисел нейтронов, испускаемых разными осколками. Тонкая структура распределений осколков по массам, полученных радиохимическим методом,



Р и с. 3. Распределения осколков по массам при делении ^{239}Pu (а) и ^{235}U (б) тепловыми нейтронами (—) и нейтронами с энергией 5,5 (○) и 15 (●) МэВ [8]



Р и с. 4. Распределение вторичных осколков (после испускания нейтронов) по массам при делении ^{235}U тепловыми нейтронами [12]:

группа тяжелых (—) и легких (— — —) осколков

по-видимому, связана с аномалией высокой вероятностью испускания нейтронов отдельными осколками деления.

Качественное представление о процессе деления ядер дают расчеты, выполненные в рамках модели жидкой капли [13—15]. Согласно этой модели, легкие ядра уже в седловой точке обладают неустойчивостью по отношению к развалу на два осколка. Для тяжелых ядер неустойчивость к развалу появляется значительно позже преодоления ядром седловой точки. Для всех ядер предсказывалось преимущественно симметричное распределение массы между осколками. Попытки описать распределения осколков по массам на основе статистической модели были предприняты в работах [16—20]. При этом предполагалось, что время, затрачиваемое ядром на процесс спуска от седловой точки до точки развала на два осколка, по крайней мере на порядок больше характерного нуклонного времени. Основы статистической модели изложены в работе [16], где принято, что в момент, непосредственно предшествующий разрыву ядра, делящаяся система находится в состоянии квазистатистического равновесия и выход осколков деления пропорционален плотности состояний двух соприкасающихся осколков. В работе [16] удалось хорошо воспроизвести асимметричное распределение осколков по массам при делении ^{235}U тепловыми нейтронами. Этот успех в значительной степени приписывался оболочечным эффектам, принятым во внимание при вычислении плотности

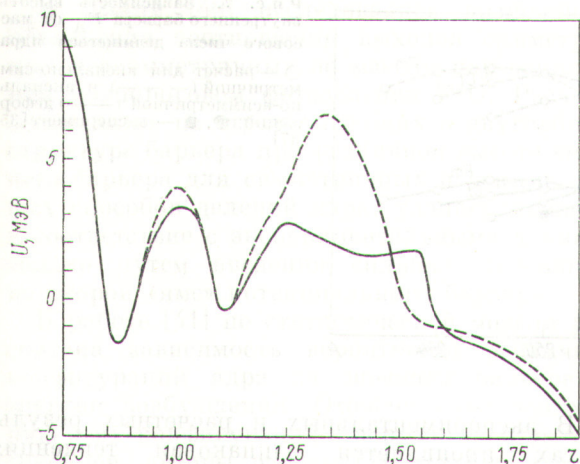


Рис. 5. Потенциальный барьер для делящегося ядра ^{240}Pu

уровней осколков. Однако попытки применить модель [16] к другим ядрам не принесли удачи. Модификации статистической модели [17—19] также оказались не в состоянии объяснить совокупность экспериментальных фактов. В работе [19] неудачи статистической модели объяснялись тем обстоятельством, что, по-видимому, не существует резкого перехода от статистического равновесия к окончательному разрыву ядра, поэтому эффекты, возникающие перед разрывом, могут размазать равновесную картину. В работе [21] отмечалось, что у деформированных ядер оболочки сдвигаются к другим A и Z , поэтому расчеты с учетом оболочек недеформированных осколков не будут достаточно точно воспроизводить результаты экспериментов. Зависимость параметра плотности уровней от энергии возбуждения и от деформации осколков учтена в работе [20]. Было получено качественное совпадение ряда расчетных результатов с экспериментальными данными. Однако в расчетах, выполненных для ^{235}U , наиболее вероятным получился осколок с массой 132, т. е. роль дважды оболочечного осколка оказалась определяющей в асимметрии деления. Экспериментальные данные не подтверждают этого.

Для объяснения энергетической зависимости выходов симметричных по массам пар осколков в работе [22] была выдвинута гипотеза «двух способов деления», предполагавшая существование двух распределений осколков по массам — симметричного и асимметричного, обладающих разными шириной и средним значением массы тяжелого осколка ($\bar{A}_S = A/2$, $\bar{A}_H = 140$). Статистический вес симметричного

распределения существенно возрастал с ростом энергии возбуждения делящегося ядра. В развитии этой гипотезы [23] было принято, что симметричным способам разделения массы ядра между осколками соответствуют более вытянутые конфигурации в момент разрыва, чем асимметричным.

Метод введения оболочечных поправок при расчетах потенциальной энергии сильно деформированных ядер, предложенный В. М. Струтинским [24], широко применяется при расчете формы поверхности потенциальной энергии и других характеристик делящихся ядер. Основные результаты расчетов состоят в том, что барьер деления имеет двугорбую структуру, причем на внешнем барьере ядро обладает неустойчивостью относительно симметричной деформации [25—30]. На рис. 5 показана зависимость потенциальной энергии от деформации делящегося ядра ^{240}Pu [28]. Пунктир обозначает симметричную деформацию ядра. Учет асимметричной по массе деформации существенно уменьшает высоту внешнего барьера. Новые представления о форме барьера деления позволили качественно объяснить ряд экспериментальных фактов, не объясненных капельной моделью ядра: образование делящихся изомеров [31], группировка подбарьерных делительных резонансов [32], проявление широких резонансов в делимости ядер вблизи порога

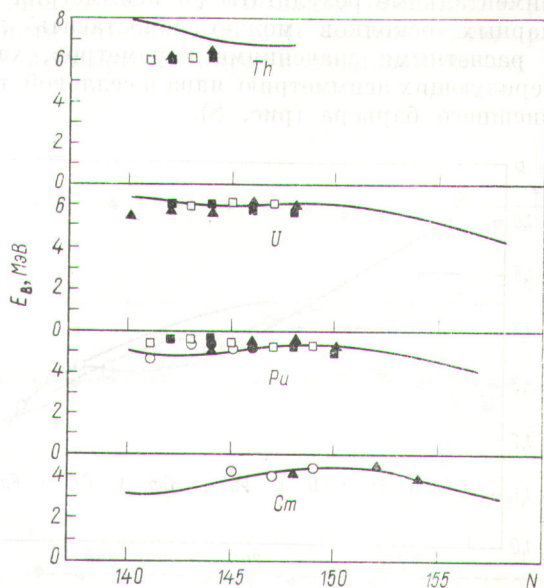
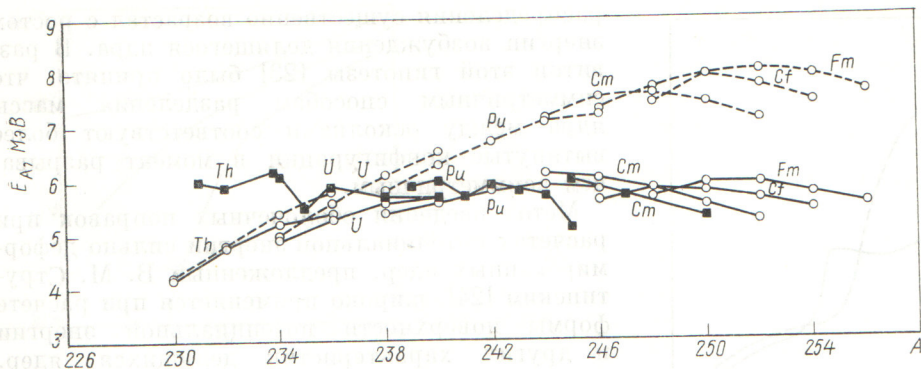


Рис. 6. Зависимость высоты внешнего барьера E_B от числа нейтронов делящегося ядра:

— расчет [28]; \square , \blacksquare , \blacktriangle , \circ — эксперименты [35, 37]

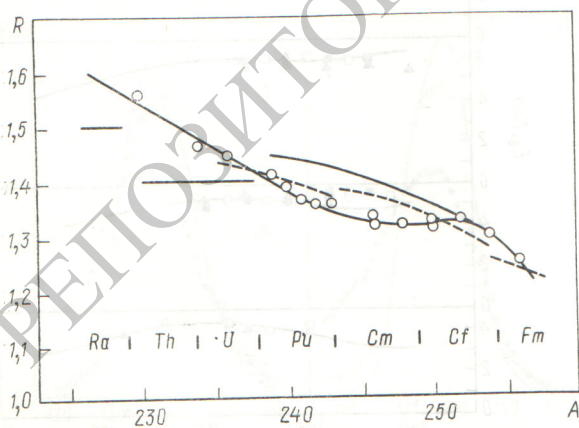


Р и с. 7. Зависимость высоты внутреннего барьера E_A от массового числа делящегося ядра:

○ — расчет для аксиально-симметричной (— — —) и аксиально-асимметричной (—) деформаций; ●, ■ — эксперимент [35, 37]

деления [33, 34]. Учет асимметричной деформации значительно улучшил совместимость результатов расчета барьеров деления со значениями высот внутреннего и внешнего барьеров, полученных экспериментально. На рис. 6 и 7 сравниваются расчетные и экспериментальные результаты [28, 35—37].

Новые представления о форме барьера деления ядер послужили основой для развития моделей, связывающих асимметрию масс парных осколков с асимметрией деформации ядра в седловой точке [26—30]. Различие высот внешних барьеров для симметричной и асимметричной деформаций ядра в седловой точке открыло возможности для физического обоснования гипотезы двух способов деления. Экспериментальные результаты по асимметрии масс парных осколков можно сопоставить лишь с расчетными значениями параметров, характеризующих асимметрию ядра в седловой точке внешнего барьера (рис. 8).



Р и с. 8. Зависимость отношения масс наиболее вероятных пар осколков (○) и параметра асимметрии ядра в седловой точке от массового числа делящегося ядра:

статический (—) и динамический (— — —) барьеры [29, 38]

В экспериментальных и расчетных результатах проявляется одинаковая тенденция к уменьшению асимметрии по мере роста массового числа делящихся ядер, хотя в деталях эти результаты не совпадают. С ростом числа нуклонов делящегося ядра повышается его устойчивость относительно асимметричных деформаций в седловой точке благодаря росту макроскопической энергии и практическому постоянству одночастичных эффектов с увеличением массового числа делящегося ядра. Этим обстоятельством объясняется тот факт, что такие тяжелые ядра, как ^{258}Fm , делятся симметрично. Преимущественный рост выходов симметричных по массам пар осколков при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра также объясняется уменьшением относительной роли одночастичных эффектов, так как возбужденные нуклоны распределяются по большому числу уровней. Разница высот барьеров для симметричной и асимметричной деформаций ядра уменьшается, что ведет к увеличению вероятности симметричных способов деления (см. рис. 2). При большой энергии возбуждения делящихся ядер, когда оболочечные эффекты исчезают, наиболее вероятным становится симметричное деление.

В некоторых последних работах выполнены количественные расчеты, связывающие распределения осколков по массам со свойствами делящегося ядра вблизи седловой точки [39—42].

В работе [39] проанализированы радиохимические данные об энергетической зависимости отношения выходов симметричных и асимметричных по массам пар осколков. Благодаря реакции $(n, xn'f)$ анализ привлеченных экспериментальных данных весьма затруднен. В процессе анализа одновременно извлекались два параметра — высота и ширина барьера симметричного деления.

В работе [40] исследовалась возможность объяснения соотношения выходов симметричных и асимметричных по массам пар осколков при подпороговом фотоделении ^{238}U . Расчеты, основанные на представлениях о двугорбовой структуре барьера при различной высоте внешнего барьера для симметричных и асимметричных способов делений ядра, удалось привести в соответствие с экспериментальными данными только путем введения сильных резонансов во второй «яме» потенциального барьера.

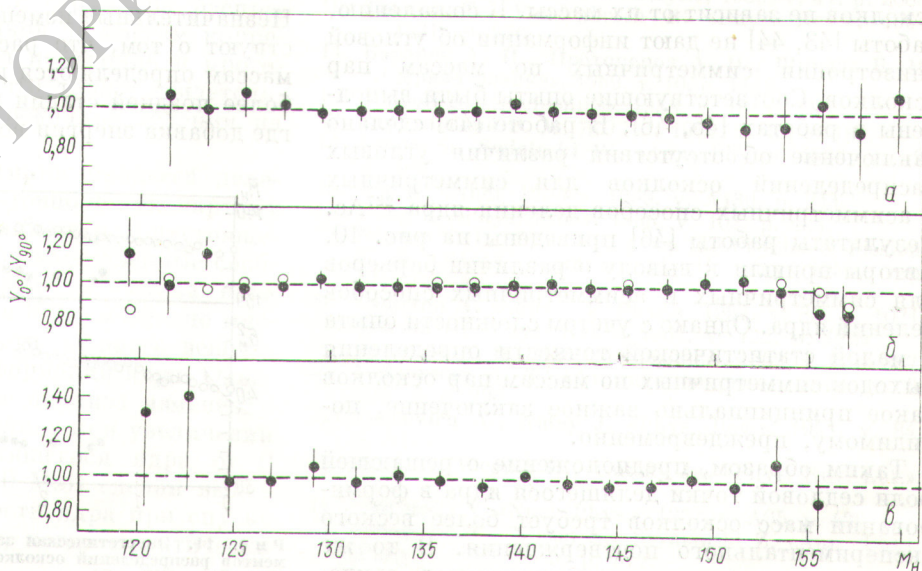
В работе [41] по статистической модели рассчитана зависимость вероятности различных конфигураций ядра на внешнем барьере от энергии возбуждения. отождествляя асимметрию этих конфигураций с асимметрией парных осколков, авторы работы [41] получили зависимость кривой выходов масс осколков от энергии возбуждения ядра в седловой точке. При энергии возбуждения > 30 МэВ наиболее вероятным становится симметричное деление. Однако при малой энергии возбуждения расчетные распределения осколков по массам слишком узкие. Авторы работы [41] отмечают необходимость учета динамических эффектов при движении ядра от седловой точки до точки его развала.

Авторы работы [42] подсчитали выходы осколков при разной энергии возбуждения для ^{266}Ra , ^{228}Th , ^{240}Pu и ^{258}Fm . Было показано, что корреляция между экспериментальными и теоретическими результатами существует только в том случае, если рассматривать плотность уровней вблизи внешнего барьера. Полу-

ченная тенденция изменений распределений осколков по массам с ростом энергии возбуждения делящегося ядра ^{240}Pu качественно согласуется с экспериментом работы [8]. Однако нельзя признать, что результаты расчетов [42] дают удовлетворительную картину формирования осколков по массам. В частности, модель, развитая в работе [42], оказалась не в состоянии правильно указать положение границ области асимметрично делящихся ядер. Расчеты [42] для ^{226}Ra , ^{228}Th и ^{258}Fm не дали даже качественно согласующихся с опытом результатов.

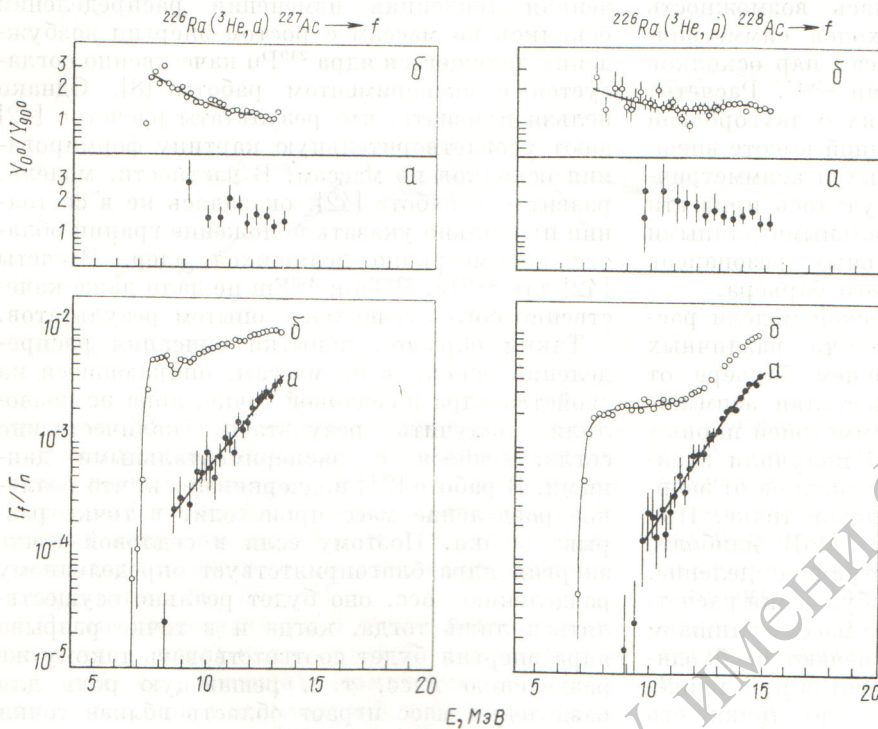
Таким образом, попытки описания распределений осколков по массам, опирающиеся на свойства ядра в седловой точке, пока не позволили получить результаты, количественно согласующиеся с экспериментальными данными. В работе [21] подчеркивалось, что реальное разделение масс происходит в точке разрыва шейки. Поэтому если в седловой точке энергия ядра благоприятствует определенному разделению масс, оно будет реально осуществляться лишь тогда, когда и в точке разрыва ядра энергия будет соответствовать такому же разделению масс, т. е. решающую роль для разделения масс играет область вблизи точки разрыва ядра.

Сведения о степени влияния седловой точки на распределения осколков по массам можно получить в опытах по изучению зависимости угловой анизотропии парных осколков от асимметрии их масс. Если парам осколков с различным отношением масс соответствует разная асимметрия ядра в седловой точке, то



Р и с. 9. Зависимость угловой анизотропии от массы осколков при делении ^{238}U нейтронами с энергией 1,6 МэВ (а), ^{235}U нейтронами с энергией 3 МэВ (б) и ^{232}Th тепловыми нейтронами (в);

○ — тепловые нейтроны

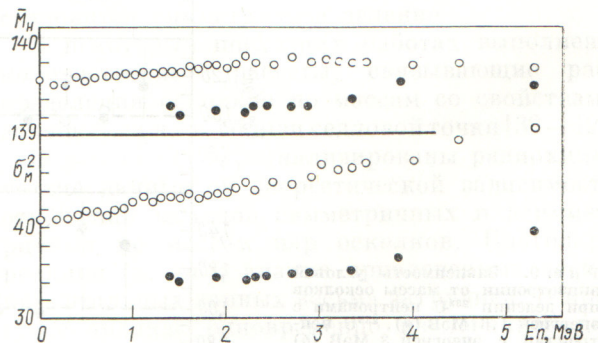


Р и с. 10. Энергетические зависимости угловой анизотропии осколков и отношения делительной и нейтронной ширины (Γ_f/Γ_n) для симметричных (а) и асимметричных (б) способов деления ядер ^{227}Ac и ^{228}Ac

в соответствии с существующими представлениями о природе угловой анизотропии осколки должны характеризоваться различными угловыми распределениями. Однако эксперименты этого не подтверждают [43, 44]. На рис. 9 показана угловая анизотропия осколков с фиксированными массами [43]. В пределах погрешностей измерений (2%) угловая анизотропия осколков не зависит от их массы. К сожалению, работы [43, 44] не дают информации об угловой анизотропии симметричных по массам пар осколков. Соответствующие опыты были выполнены в работах [45, 46]. В работе [45] сделано заключение об отсутствии различия угловых распределений осколков для симметричных и асимметричных способов деления ядра ^{227}Ac . Результаты работы [46] приведены на рис. 10. Авторы пришли к выводу о различии барьеров для симметричных и асимметричных способов деления ядра. Однако с учетом сложности опыта и малой статистической точности определения выходов симметричных по массам пар осколков такое принципиально важное заключение, по-видимому, преждевременно.

Таким образом, предположение о решающей роли седловой точки делящегося ядра в формировании масс осколков требует более веского экспериментального подтверждения. В то же время можно высказать ряд аргументов, свиде-

тельствующих о том, что массы осколков формируются на более поздней стадии процесса деления, чем седловая точка. На рис. 11 приведены энергетические зависимости средней массы тяжелого осколка \bar{M}_H и дисперсии распределений осколков по массам σ_M^2 при делении ядер ^{239}Pu и ^{240}Pu нейтронами. Энергия возбуждения над барьером меняется примерно в пять раз. Незначительные изменения \bar{M}_H и σ_M^2 свидетельствуют о том, что распределения осколков по массам определяются не в седловой точке, а на более поздней стадии процесса деления — там, где добавка энергии возбуждения в 5 МэВ отно-



Р и с. 11. Энергетическая зависимость первого и второго моментов распределений осколков по массам для делящихся ядер ^{239}Pu (●) и ^{240}Pu (○)

сительно мала. В работе [47] получено, что степень асимметрии ядра для минимальной потенциальной энергии зависит от деформации ядра, однако от седловой точки до области неустойчивости ядра к развалу изменения параметра асимметрии невелики. В этом смысле корреляция параметра асимметрии ядра в седловой точке с экспериментальными значениями отношения масс наиболее вероятных пар осколков, которая видна на рис. 8, может означать корреляцию параметра асимметрии ядра вблизи точки разрыва с отношением масс осколков.

Расчеты поверхности потенциальной энергии деформированного ядра проводятся с использованием одноцентрового или двухцентрового потенциала [48]. Двухцентровый потенциал подчеркивает скорее свойства осколков, чем ядра в целом, особенно при больших деформациях. Предсказания двухцентральной модели [49, 50] хорошо согласуются с результатами измерения выходов и кинетической энергии для изотопов фермия [51]. В то же время расчеты, основанные на балансе энергии в седловой точке и учитывающие оболочечную структуру делящегося ядра, а не осколков [52], не дают согласующихся с опытом результатов для изотопов фермия. При делении изотопов фермия кинетическая энергия симметричных по массам осколков необычно велика. Это свойство следует объяснить жесткостью дважды магических ядер (осколков) $[Z = 50; N = 82]$. Для более легких актиноидов характерна малая кинетическая энергия симметричных по массам пар осколков, т. е. форма делящегося ядра в момент разрыва определяется оболочечной структурой осколков. Отмечено, что тонкая структура распределений первичных осколков по массам коррелирует с четностью числа нейтронов и протонов в парных осколках, что также свидетельствует о влиянии свойств осколков деления на их выходы.

Без исследования динамики процесса деления нельзя получить достаточно ясную картину природы асимметрии деления ядер. К настоящему времени имеются только качественные соображения относительно процесса спуска ядра с седловой точки. В работе [53] высказано мнение об уменьшении вязкости ядерного вещества по мере увеличения деформации ядра. Однако в работе [54] на основе анализа изменения кинетической энергии осколков при увеличении энергии возбуждения делящегося ядра от 0 (спонтанное деление) до 10 МэВ сделан вывод о большей величине вязкости ядра при спуске с потенциального барьера, когда практически

вся коллективная энергия спуска с барьера переходит в энергию возбуждения осколков.

Учитывая результаты экспериментальных и теоретических исследований, можно констатировать, что энергия деформации создает преимущества для асимметричной формы ядра к развалу на два осколка в седловой точке на внешнем барьере и в области неустойчивости ядра. Тщательное изучение динамики процесса деления ядер позволит установить, в какой степени свойства делящегося ядра как целого отражаются на способах разделения массы ядра между осколками. Однако влияние структурных особенностей осколков на вероятность их образования в настоящее время очевидно, и проблема асимметрии деления ядер не может быть решена количественно без учета этого обстоятельства.

Поступил в Редакцию 24/II 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jensen R., Fairhall A. «Phys. Rev.», 1958, v. 109, p. 942.
2. Konecny E., Norenberg W., Schmitt H. «Nucl. Phys.», 1969, v. A139, p. 513.
3. Unik J. e.a. In: Proc. IAEA 3rd Symp. «Physics and Chemistry of Fission». V. 2. Rochester, 13—17 Aug. 1973, p. 19.
4. John W. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 45.
5. Дубровина С. М. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 470.
6. Кузьминов Б. Д., Сергачев А. И., Смиреникина Л. Д. «Ядерная физика», 1970, т. 11, с. 297.
7. Воробьева В. Г. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 9, с. 296.
8. Сурип В. М. и др. «Ядер. физ.», 1971, т. 14, с. 935.
9. Fraser J. e.a. «Canad. J. Phys.», 1963, v. 41, p. 2080.
10. Thomas T., Vandenbosch R. «Phys. Rev.», 1964, v. 133B, p. 976.
11. Баранов А. И., Протопопов А. Н., Ширяев Б. М. «Ядерная физика», 1969, т. 10, с. 1149.
12. Katcoff S. «Nucleonics», 1958, v. 16, p. 78.
13. Струтинский В. М. ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 189.
14. Cohen S., Swiatecki W. «Ann. Phys.», 1963, v. 22, p. 406.
15. Nix R. «Nucl. Phys.», 1969, v. A130, p. 241.
16. Fong P. «Phys. Rev.», 1956, v. 102, p. 434.
17. Newlon T. In: Proc. Symp. on the Physics of Fission. Chalk River, Ontario, 14—18 May 1956, rep. CRP-642-A.
18. Cameron A. «Canad. J. Phys.», 1957, v. 35, p. 1021.
19. Newson H. «Phys. Rev.», 1961, v. 122, p. 1224.
20. Игнатюк А. В. «Ядерная физика», 1969, т. 9, с. 357.
21. Гейликман Б. Т. «Атомная энергия», 1969, т. 6, вып. 3, с. 290.
22. Turkevich A., Niday J. «Phys. Rev.», 1951, v. 84, p. 52.
23. Britt H., Wegner H., Gursky Ju. «Phys. Rev. Lett.», 1962, v. 8, p. 98.
24. Strutinsky V. «Nucl. Phys.», 1967, v. A95, p. 420.
25. Johansson T., Nilson S., Szymanski Z. «Ann. Phys. (Paris)», 1970, v. 5, p. 377.

26. Brack M. e.a. «Rev. Mod. Phys.», 1972, v. 44, p. 320.
27. Nix R. «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1972, v. 22, p. 65.
28. Möller P., Nix R. «Nucl. Phys.», 1974, v. A229, p. 269.
29. Pauli H. «Phys. Rep.», 1973, v. 7, p. 35.
30. Pauli H., Ledergerber T. «Nucl. Phys.», 1973, v. A207, p. 1.
31. Поликанов С. М. и др. ЖЭТФ, 1962, т. 15, с. 1016.
32. Migneco E., Theobald J. «Nucl. Phys.», 1968, v. A112, p. 603.
33. Воротников П. Е. и др. «Ядерная физика», 1967, т. 5, с. 295.
34. Pedersen I., Kuzminov B. «Phys. Lett.», 1969, v. 29B, p. 176.
35. Back B. e.a. [3], v. 1, p. 25.
36. Britt H. e.a. «Phys. Rev.», 1973, v. C7, p. 801.
37. Back B. e.a. [3], v. 1, p. 3.
38. Pauli H., Ledergerber T., Brack M. «Phys. Lett.», 1971, v. 34B, p. 264.
39. Baba H., Baba S. «Nucl. Phys.», 1971, v. A175, p. 199.
40. Alm A., Kivikas T., Lindger L. [3], v. 1, p. 55.
41. Kapoor S., Ramamurthy V. Ibid., p. 375.
42. Jensen A., Dossing T. Ibid., p. 409.
43. Воробьева В. Г. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 10, с. 491.
44. Meadows J. «Phys. Rev.», 1969, v. 177, p. 1817.
45. Konecny E., Schmitt H. «Phys. Rev.», 1968, v. 172, p. 1226.
46. Konecny E., Specht H., Weber J. [3], v. 2, p. 3.
47. Pashkervich V. «Nucl. Phys.», 1971, v. A169, p. 275.
48. Адеев Г. Д., Гамалая И. А., Черданцев П. А. «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 1144.
49. Mustafa M., Mosel V., Schmitt H. «Phys. Rev.», 1973, v. C7, p. 1519.
50. Schmitt H., Mosel V. «Nucl. Phys.», 1972, v. A186, p. 1.
51. Ragaini R. e.a. «Phys. Rev.», 1974, v. 9C, p. 399.
52. Tsang C., Wilhelmy J. «Nucl. Phys.», 1972, v. A184, p. 417.
53. Swiatecki W., Bjørnholm S. «Phys. Rep.», 1972, v. 4C, p. 325.
54. Дьяченко Н. П. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 696.

УДК 539.164.3

Экспериментальное исследование альфа-распада актиноидных элементов (состояние данных об альфа-распаде)

БАРАНОВ С. А., ЗЕЛЕНКОВ А. Г., КУЛАКОВ В. М

Исследования α -распада изотопов актиноидных элементов ведутся во многих лабораториях несколько десятков лет. Актуальность их изучения объясняется тем, что почти все они неустойчивы по отношению к α -распаду. Поэтому измерение спектра α -излучения позволяет определять состав образцов, содержащих изотопы тяжелых элементов. С другой стороны, проведенная в 50-х годах [1] систематизация данных дала возможность предсказывать энергию α -излучения и период полураспада неизвестных изотопов и успешно идентифицировать последние. Тонкая структура α -излучения особенно интенсивно изучалась в 50—70-е годы, и в результате была получена значительная информация о свойствах возбужденных уровней ядер, которая использовалась при развитии обобщенной модели ядра и теории α -распада [2—4]. Расширение подобных работ было связано с развитием средств получения изотопов и в первую очередь с созданием высокопоточных исследовательских реакторов и ускорителей тяжелых ионов и разработкой методов исследования.

Спектр α -излучения и точность определения периода полураспада данного изотопа определяются его величиной, доступностью и коли-

чеством изотопически чистых образцов, применявшейся методикой измерения. Наиболее детально и с высокой точностью, как правило, измерены долгоживущие β -устойчивые изотопы, получаемые с помощью ядерных реакторов. В этих благоприятных условиях период полураспада найден с погрешностью меньше 1%, и в спектрах α -излучения получено более 20 групп тонкой структуры для нечетных изотопов и до 10 групп для четно-четных с относительной интенсивностью до $10^{-5}\%$.

Методика измерения энергетических спектров α -излучения

Для измерения энергетических спектров α -частиц применяются приборы трех типов: магнитные альфа-спектрографы, ионизационные импульсные камеры с сеткой и полупроводниковые детекторы излучения [5]. Основным и наиболее прецизионным способом изучения таких спектров большинства радиоактивных ядер актиноидных элементов является метод отклонения заряженных частиц в магнитном поле, имеющий существенные преимущества перед другими. Использование в магнитных альфа-спектрографах ядерных фотоэмульсий и полупроводнико-