

УДК 539.17

ДЕЛЕНИЕ АКТИНИДОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 29 МэВ

^{1,3)} Пан А.Н., ²⁾ Козулин Э.М., ¹⁾ Квочкина Т.Н., ^{1,3)} Буртебаев Н.Т., ¹⁾ Ковальчук К.В., ¹⁾ Жолдыбаева С.Х.¹⁾ Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан²⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия³⁾ Казахский Национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Приведены экспериментальные данные о массово-энергетических распределениях осколков деления составных ядер ^{236}U , $^{237,240,242}\text{Pu}$, ^{244}Cm , образованных в реакциях $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$, $^{233,236,238}\text{U}(\alpha, f)$ и $^{240}\text{Pu}(\alpha, f)$, при энергии бомбардирующих альфа-частиц $E_\alpha = 29$ МэВ. Энергия возбуждения составных ядер для всех реакций составляла 21 ± 2 МэВ. Эксперименты выполнены на изохронном циклотроне У-150М Института ядерной физики, г. Алматы. Показано, что поведение массовых распределений $Y(m)$ зависит, в основном, от числа протонов в образующихся тяжелом и легком осколках. Для изотопов одного элемента ($^{237,240,242}\text{Pu}$) зарядовые распределения осколков $Y(Z)$ практически совпадают.

Обнаруженные отличия в поведении выходов масс осколков $Y(m)$ от их энергетических распределений ($E_k(m)$ и $\sigma^2(m)$) указывают на то, что эти характеристики формируются на разных стадиях процесса деления. Кинетическая энергия осколков определяется условиями в точке разрыва ядра, массовые распределения формируются на более ранних стадиях процесса разделения ядра, где будущие осколки еще соединены толстой шейкой.

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследований реакции деления атомных ядер обусловлена необходимостью дальнейшего развития базовых представлений современной ядерной физики, а также тем, что эта реакция широко используется в практических целях. Так, например, деление является основным видом распада возбужденных тяжелых и сверхтяжелых составных ядер ($Z > 90$). Наряду с α -распадом, деление устанавливает естественную границу существования тяжелых элементов в природе. Деление актинидных ядер составляет и, в обозримое время, будет составлять основу атомной энергетики. Более того, радиологическая обстановка в местах проведения ядерных испытаний и аварий атомных станций определяется продуктами деления. Это и многое другое обуславливает непреходящий интерес к изучению процесса деления ядер во многих странах мира.

Одной из наиболее сложных и интересных проблем в современной физике деления атомных ядер является предсказание относительной вероятности образования осколков деления с заданной массой и кинетической энергией – распределений выходов масс и кинетических энергий (массово-энергетических распределений – МЭР) [1]. Эти распределения формируются в процессе перехода возбужденного составного ядра из основного (околосферического) состояния через деформированную седловую точку (барьер деления) к экстремально-деформированной конфигурации – точке разрыва делящегося ядра на осколки. Важнейшими факторами, определяющими возможные траектории этого перехода, являются величина потенциальной энергии ядра на разных стадиях процесса деления и динамические эффекты, возникающие в ядерной материи при делении ядра.

Исходя из этого ясно, что экспериментальные данные о МЭР являются важнейшим источником ин-

формации о зависимости потенциальной энергии ядра от его деформации [2–5]. Кроме того, данные о МЭР могут широко использоваться и при изучении динамических процессов в ядерном веществе, см. например, [6].

Существующие в настоящее время теоретические подходы к описанию массово-энергетических распределений дают только грубую, качественную картину и не могут быть использованы для прогнозирования свойств осколков деления неизученных ядер. В то же время, для развития современной ядерной энергетики (быстрых реакторов на уран-ториевых циклах и гибридных ядерных реакторов – ADS) необходимы надежные данные о МЭР осколков для большого набора актинидных ядер [7].

Анализ состояния баз ядерных данных [8] показывает, что современные базы позволяют, в частности, провести только первичную оценку возможности трансмутации продуктов деления и минорных актинидов в ADS, однако детальная проработка этой концепции требует существенно большего объема первичных ядерных данных, а также повышения их точности. По сути дела, необходимо создавать новые базы данных, оценивать погрешности этих данных и степень влияния погрешностей на основные параметры ADS. В этой широкомасштабной работе развитие теоретических моделей и проведение новых ядерно-физических экспериментов, в том числе и в области деления легкими заряженными частицами, призваны сыграть одну из ключевых ролей. Последнее обстоятельство связано с тем, что из-за высокой радиотоксичности минорных актинидов и острой нехватки мощных источников высокоэнергетических нейтронов получить эту информацию в полном объеме в прямых нейтронных экспериментах нереально. Необходимо привлекать результаты модельных рас-

четов, опирающихся, в том числе и на данные, полученные в реакциях с протонами и альфа-частицами.

Востребованность этих данных обусловлена следующими соображениями. Вынужденное деление протекает через образование составного ядра. Это означает, что особенности входного канала определяют только параметры составного ядра (нуклонный состав, энергию возбуждения, угловой момент), а на характеристики выходного канала (например, выходы продуктов) заметного влияния не оказывают. Протоны и нейтроны, при одинаковых кинетических энергиях, вносят в составное ядро примерно одинаковый угловой момент. Угловой момент, вносимый альфа-частицами, несколько больше, однако его влияние может быть скомпенсировано введением соответствующих поправок, благо для альфа-частиц они невелики. Зато использование этих частиц, в отличие от протонов, позволяет, в некоторых случаях, формировать составные ядра, совпадающие по нуклонному составу с ядрами, образованными в реакциях с нейтронами. Комбинации реакций относительно низко активных ядер-мишеней тория, урана и плутония с протонами и альфа-частицами позволяют перекрыть весь диапазон практически значимых актиноидов, и тем самым, заложить прочный фундамент для тестирования ядерных моделей, предназначенных для проведения расчетов в интересах ADS.

ЭКСПЕРИМЕНТ И РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе приведены результаты измерений массово-энергетических распределений осколков деления составных ядер ^{236}U , ^{237}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu и ^{244}Cm . Эксперимент выполнен на пучке альфа-час-

тиц, ускоренных на Алматинском изохронном циклотроне У-150М Института ядерной физики.

Данные получены методом E1-E2 в реакции (α, f) при энергии α -частиц $E_\alpha = 29$ МэВ. В работе использовались мишени из высокообогащенных хлоридов исследуемых изотопов (^{232}Th , $^{233, 236, 238}\text{U}$ и ^{240}Pu) с толщиной рабочего слоя 45–55 мкг/см², напыленных на подложки из Al_2O_3 с толщиной ~ 50 мкг/см².

Для регистрации парных осколков использовались ПИПС детекторы с быстрой спектрометрией и отбором истинных совпадений по времени пролета осколков. Для каждого ядра было зарегистрировано ~ 2 миллионов актов деления, что позволило обеспечить хорошую статистическую точность данных о выходах $Y(m)$ масс, кинетических энергий $E_k(m)$ и дисперсий кинетических энергий σ^2_E в диапазоне масс осколков $m \approx 70$ –170 а.е.м. МЭР осколков рассчитывались из данных измерений стандартным методом, с калибровкой детекторов по спектрам осколков деления ^{252}Cf . К сожалению, для большинства из исследованных нами реакций, экспериментальная информация о числе пред и после делительных нейтронов отсутствует. Поэтому, поправки в МЭР на эмиссию нейтронов не вводились. Однако, как показывают наши оценки, это обстоятельство не влияет на результаты последующего обсуждения экспериментальных данных.

Результаты измерений для исследованных реакций $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$, $^{233, 236, 238}\text{U}(\alpha, f)$ и $^{240}\text{Pu}(\alpha, f)$ при энергии альфа-частиц $E_\alpha = 29$ МэВ представлены на рисунке 1 в виде зависимостей от массы основных характеристик МЭР осколков.

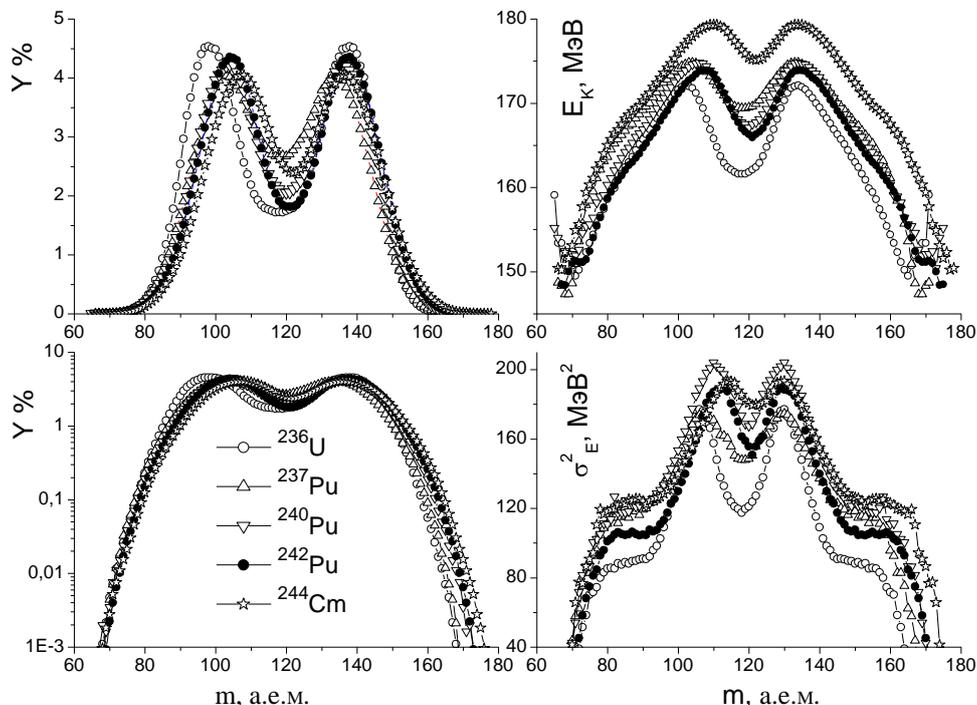


Рисунок 1. Выходы масс (Y), средние полные кинетические энергии (E_k) и дисперсии кинетических энергий (σ^2_E) осколков деления составных ядер ^{236}U , ^{237}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu и ^{244}Cm , образованных альфа-частицами с энергией $E_\alpha = 29$ МэВ

Прежде всего, следует отметить, что энергии возбуждения для всех представленных здесь ядер близки ($\sim 22,5$ МэВ), поэтому все наблюдаемые отличия в МЭР обусловлены только разницей в нуклонном составе делящихся ядер. В то же время, для всех ядер наблюдаются и общие свойства, а именно: пик масс тяжелых осколков имеет массу $m \approx 140$, а выходы масс легких осколков $Y(m < 80)$ слабо меняются от ядра к ядру.

В энергетических характеристиках осколков (правая часть рисунка) также наблюдаются некоторые общие закономерности. Для всех ядер зависимости $E_k(m)$ и $\sigma^2_{E'}(m)$ двугорбые с минимумом в области масс осколков $m \approx A_{CN}/2$.

Положения пиков тяжелых осколков в $E_k(m)$ и $\sigma^2_{E'}(m)$ соответствуют массе $m \approx 132$, а для легких осколков с $m \approx 82$ в этих зависимостях наблюдается слабо выраженный излом.

Этот пик объясняется тем, что тяжелый осколок с массой $m_H \approx 132$ состоит из «магического» числа нейтронов $N = 82$ и «магического» числа протонов $Z = 50$. Такие ядра имеют замкнутые сферические оболочки и максимальную энергию связи, поэтому при их образовании происходит выделение энергии.

ОБСУЖДЕНИЕ

Все вышеприведенные эффекты наблюдались нами и ранее, при исследовании деления тех же составных ядер ^{236}U , $^{237, 240, 242}\text{Pu}$ и ^{244}Cm , образованных альфа-частицами с энергией $E_\alpha = 23,7$ МэВ (энергия возбуждения ~ 17 МэВ) [9]. Этот факт подтверждает рисунок 2.

Аналогичные особенности в поведении зависимостей $E_k(m)$ (пик при $m_H \approx 132$ и излом при $m_L \approx 82$) наблюдаются и здесь. Их происхождение обусловлено также вышеуказанными причинами. Следует отметить, что и в другой характеристике кинетических энергий осколков деления – $\sigma^2_{E'}(m)$ имеются похожие нерегулярности, обусловленные, по-видимому, формированием тех же сферических оболочек в тяжелом и легком осколке.

Таким образом, при энергиях возбуждения 17 МэВ и 22,5 МэВ наблюдаются одинаковые особенности в данных о $E_k(m)$ и $\sigma^2_{E'}(m)$. Эти особенности указывают на то, что в точке разрыва делящегося ядра на осколки (точке, где и устанавливаются характеристики распределения кинетических энергий осколков) оболочечная структура будущих осколков уже почти сформировалась и она близка к структуре оболочек ядер в основном состоянии.

Иная ситуация наблюдается в данных о выходах масс осколков $Y(m)$. Максимумы выходов, $Y(m)$, здесь расположены не при $m_H = 132$ ($N \approx 82$, $Z \approx 50$), а для масс тяжелых осколков $m_H \approx 140$. В районе же масс легких осколков 82 ($N \approx 50$) никаких особенностей в $Y(m)$ не видно, а наблюдается быстрое, монотонное падение выходов с уменьшением массы легкого осколка. Исходя из этого, можно предположить, что условия в месте формирования массовых распределений отличаются от условий в месте формирования энергетических распределений. А так как кинетическая энергия осколков определяется условиями

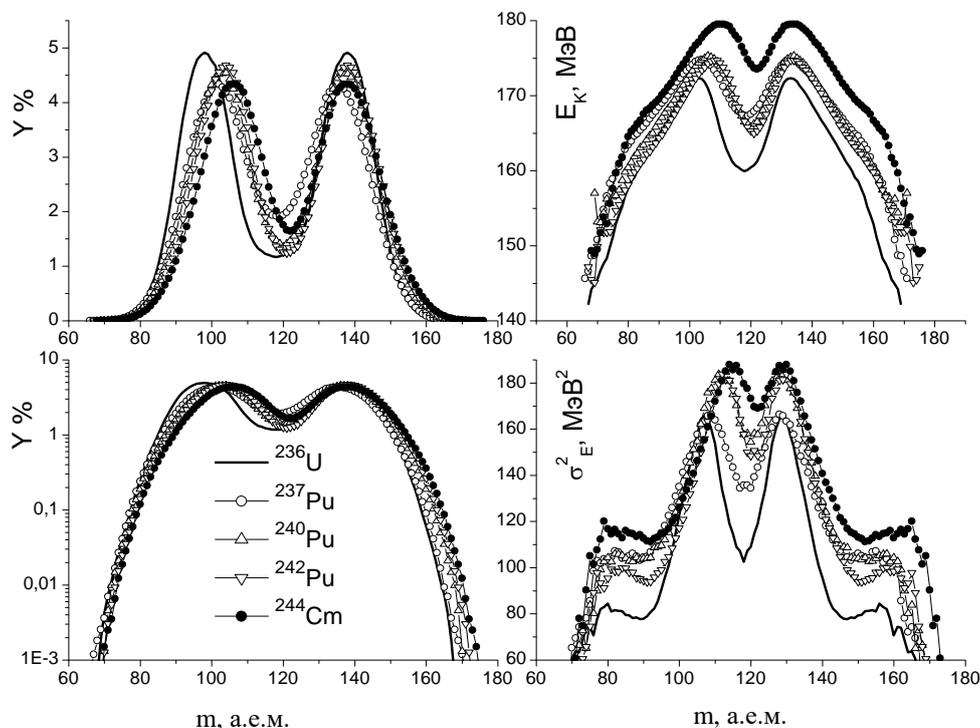


Рисунок 2. Выходы масс (Y), средние полные кинетические энергии (E_k) и дисперсии кинетических энергий ($\sigma^2_{E'}$) осколков деления составных ядер ^{236}U , $^{237, 240, 242}\text{Pu}$, ^{244}Cm , образованных альфа- частицами с энергией $E_\alpha = 23,7$ МэВ

в точке разрыва ядра, это указывает на то, что массовые распределения формируются на более ранних стадиях процесса разделения ядра, где будущие осколки еще соединены толстой шейкой.

На рисунках 1 и 2 видно, что для всех делящихся ядер в области масс тяжелых осколков $m_H = 130-145$ наблюдается группировка по положению относительных выходов масс, а положения ответных легких пиков меняются в зависимости от нуклонного состава делящегося ядра. Это указывает на то, что в этой области масс вероятность разделения ядра A_{CN} на осколки с массами m_H и $m_L = (A_{CN} - m_H)$ зависит, в основном, от свойств формирующегося тяжелого осколка m_H . Эти свойства, в свою очередь, определяются числом протонов и нейтронов, а также формой образующегося осколка.

Другая группировка выходов масс наблюдается для легких осколков с массами $m_L < 80$, где мы видим быстрое падение $Y(m)$ с уменьшением m_L . При этом положения краев тяжелых осколков сильно меняются в зависимости от нуклонного состава делящегося ядра. Это говорит о том, что при большой масс-асимметрии деления условия формирования уже определяются нуклонным составом легкого осколка.

Подобную картину мы наблюдали и при анализе массово-энергетических распределений осколков деления ядер ^{232}Th протонами различных энергий (от 7 до 55 МэВ). Было обнаружено, что выход симметричных осколков уменьшается с уменьшением энергии налетающих протонов, а выход асимметричных увеличивается [10].

Для того, чтобы выявить влияние числа протонов и нейтронов в образующихся осколках на процесс формирования характеристик массовых распределений, мы представили данные о $Y(m)$ в зависимости от числа протонов (правая часть рисунка 3) и числа нейтронов (левая часть рисунка 3).

Для определения Z, N осколка по его массе m мы использовали известную гипотезу о неизменной зарядовой плотности ядерного вещества, согласно которой число протонов и нейтронов в осколке связано с его массой соотношениями: $Z = m \cdot (Z_{CN}/A_{CN})$ и $N = m \cdot (N_{CN}/A_{CN})$, где A_{CN}, Z_{CN} и N_{CN} – масса, заряд и число нейтронов в делящемся ядре.

Как видно из правой части этого рисунка, обсужденный выше эффект группировки выходов тяжелых осколков в представлении $Y(Z)$ проявился более четко. Теперь в диапазоне зарядов тяжелых осколков $Z_H = 50-56$ для всех делящихся ядер наиболее вероятное значение $Y(Z)$ наблюдается при $Z_H = 54$, и все распределения имеют одинаковую ширину.

Другая картина наблюдается в выходах осколков в представлении от числа нейтронов $Y(Z)$. В этом представлении эффект группировки выражен очень слабо, а положения пиков для разных ядер заметно отличаются. Исходя из этого сопоставления, можно предположить, что масс – асимметричные пики в выходах осколков при $m \approx 138-140$ появляются вследствие процесса формирования сильной Z оболочки в образующемся тяжелом осколке. Более того, можно предположить, что и при больших масс-асимметриях деления главную роль также играют Z оболочки лег-

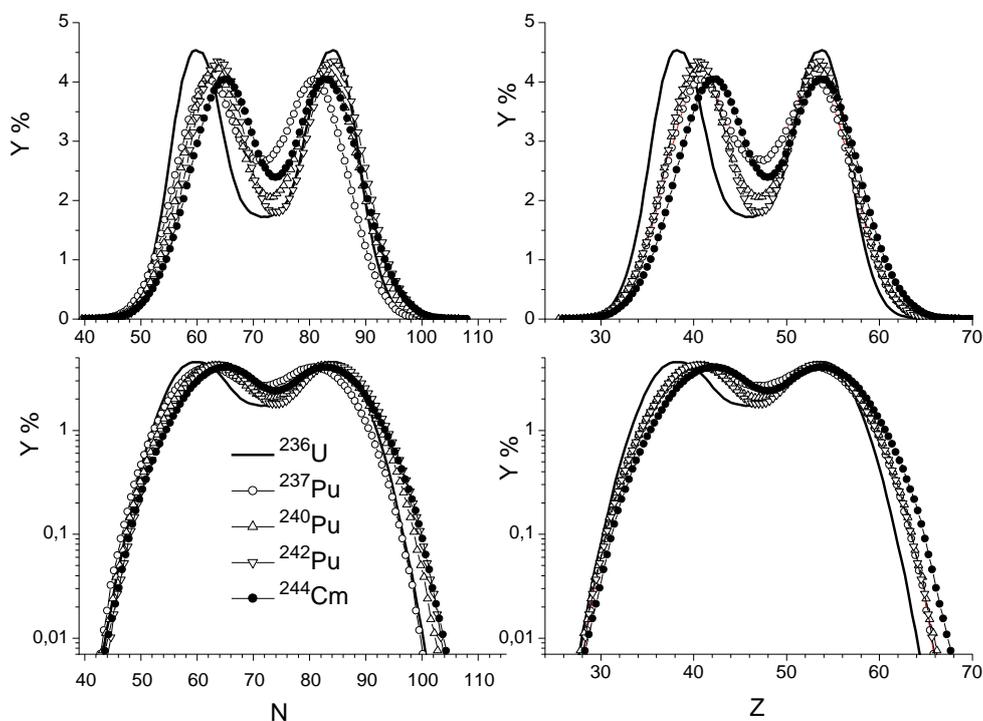


Рисунок 3. Распределение выходов нейтронов $Y(N)$ и протонов $Y(Z)$ в осколках деления ^{236}U , ^{237}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{244}Cm , образованных альфа-частицами с энергией $E_\alpha = 29$ МэВ

ких осколков. Об этом говорит тот факт, что на краях Z распределений наблюдается совпадение выходов для составных ядер ^{237}Pu , ^{240}Pu и ^{242}Pu , т.е. ядер с одинаковым зарядом, но сильно отличающихся по нейтронному составу.

Из сопоставления левой и правой частей этого рисунка также явно видно, что распределения выходов масс в Z -представлении выглядят намного проще, чем в N -представлении. Так, например: в области пика тяжелого осколка ($Z_H = 50\text{--}58$) зависимости $Y(Z)$ для разных делящихся ядер практически совпадают, и максимум выходов наблюдается при $Z_H = 54$ для всех исследуемых ядер. Более того, распределения $Y(Z)$ для трех изотопов плутония (^{237}Pu , ^{240}Pu и ^{242}Pu) совпадают и на краях распределений (при $Z_H > 58$). Следует отметить, что качественно такую же картину мы наблюдали ранее и в распределениях $Y(Z)$, полученных в реакциях (р, f).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение кратко сформулируем полученные основные результаты и выводы.

– Получены новые экспериментальные данные о массово-энергетических распределениях осколков деления составных ядер ^{236}U , $^{237, 240, 242}\text{Pu}$, ^{244}Cm при энергии возбуждения делящихся ядер $\sim 22,5$ МэВ.

– Показано, что с ростом энергии возбуждения делящихся ядер от 17 до 22,5 МэВ вклад симметрич-

ного способа деления в экспериментальные МЭР осколков увеличивается. При этом все нерегулярности, наблюдаемые в зависимостях $Y(m)$, $E_k(m)$ и $\sigma^2_E(m)$ сохраняются.

– Поведение массовых распределений $Y(m)$ зависит, в основном, от числа протонов в образующихся тяжелом и легком осколках. Для изотопов одного элемента $^{237, 240, 242}\text{Pu}$ зарядовые распределения осколков $Y(Z)$ практически совпадают.

– Обнаруженные отличия в поведении выходов масс осколков $Y(m)$ от их энергетических распределений ($E_k(m)$ и $\sigma^2(m)$) возможно указывают на то, что эти характеристики формируются на разных стадиях процесса деления: кинетическая энергия осколков определяется условиями в точке разрыва ядра, массовые распределения формируются на более ранних стадиях процесса разделения ядра, где будущие осколки еще соединены толстой шейкой.

– Полученные данные о массово-энергетических распределениях могут быть использованы для создания полумпирических систематик выходов масс и кинетических энергий осколков деления, а также для уточнения баз ядерных данных, необходимых при расчетах и конструкторских разработках новых типов исследовательских и энергетических ядерных реакторов и установок.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gönnewien F. In the nuclear fission process // Boca Raton, USA – CRC Press. – 1991. – 287 P.
2. Moller P., Nix J.R., Swiatecki W.J. Calculated fission properties of the heaviest elements // Nucl. Phys. – 1987. – Vol. A469. – P. 1–50.
3. Moller P., Nix J.R., Swiatecki W.J. New developments in the calculation of heavy-element fission barriers // Nucl. Phys. – 1988. – Vol. A492. – P. 349–387.
4. Brosa U., Grossmann S., Muller A. Fission channels in ^{258}Fm // Z. Phys. – 1986. – Vol. 325. – P.241–242.
5. Siegler P., Hamsch F.-J., Oberstedt S., Theobald J.P. Fission modes in the compound nucleus ^{238}Np // Nucl. Phys. – 1995. – Vol. A594. – P. 45–56.
6. Goutte H., Berger J.-F., Gogny D. Fission collective dynamics in a microscopy framework // International Journal of Modern Physics E – 2006. – Vol. 15, No. 2. – P. 292–301.
7. Gorodisskiy D.M., Mulgin S.I., Rusanov A.Ya., Zhdanov S.V. Modal approach to the description of fragment mass yields in neutron and proton induced fission of actinides at incident particle energies from 5 to 200 MeV // Fission product yield data for the transmutation of minor actinide nuclear waste. – Vienna: IAEA. – 2008. – P. 183–209.
8. Fission Product Yield Data for the Transmutation of Minor Actinide Nuclear Waste. IAEA, Vienna STI/PUB/1286, ISBN: 92-0-115306-6. – 2008. – PP. 341.
9. Kovalchuk K. V., Mulgin S. I., Okolovich V. N., Rusanov A. Ya., Zhdanov S. V. Mass, charge and energy distributions of fragments from fission of actinide nuclei induced by the 23.7 MeV alpha-particles // Proceedings of the 2-nd Intern. Confer. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy. – 2008. – Kyiv. – P. 280–284.
10. Пан А.Н., Козулин Э.М., Иткис Ю.М., Иткис М.Г., Княжева Г.Н., Гикал К.Б., Новиков К.В., Квочкина Т.Н., Буртебаев Н.Т., Ковальчук К.В. Деление ^{232}Th под действием протонов низких и средних энергий // Известия РАН, сер. физ. – 2018. – Т.82, № 6. – С. 800–803.

29 МэВ ЭНЕРГИЯЛЫ АЛЬФА-БӨЛШЕКТЕРДІҢ ӘСЕР ЕТУІНЕН АКТИНИДТЕРДІҢ БӨЛІНУІ

1,3) А.Н. Пан, 2) Э.М. Козулин, 1) Т.Н. Квочкина, 1,3) Н.Т. Буртебаев, 1) К.В. Ковальчук, 1) С.Х. Жолдыбаева

1) *Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан*2) *Біріккен ядролық зерттеулер институты, Дубна, Ресей*3) *Әл-Фараби атын. Қазақ Ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан*

Атқылаушы альфа-бөлшектердің $E_\alpha = 29$ МэВ энергиясы кезінде ^{232}Th (α, f), $^{233, 236, 238}\text{U}$ (α, f) және ^{240}Pu (α, f) реакцияларында пайда болған ^{236}U , $^{237, 240, 242}\text{Pu}$, ^{244}Cm құрама ядролардың бөліну жарықшақтарының массалық-энергетикалық үлестірілулері туралы эксперименттік деректер келтірілген. Барлық реакциялар үшін құрама ядролардың қозу энергиясы 21 ± 2 МэВ құрады. Эксперименттер Алматы қаласындағы Ядролық физика институтының У-150М изохронды циклотронында орындалған.

$Y(m)$ массалық үлестірілулердің іс-қимылы, негізінен, ауыр және жеңіл жарықшақтардағы пайда болатын протондар санына байланысты екені көрсетілген. Бір элементтің ($^{237, 240, 242}\text{Pu}$) изотоптары үшін $Y(Z)$ жарықшақтарының зарядтық үлестірілуі іс жүзінде сәйкес келеді.

Жарықшақтардың масса шығуларының іс-қимылындағы олардың ($E_k(m)$ және $\sigma^2(m)$) энергетикалық үлестірілуінен айқындалған айырмашылықтары осы сипаттамалар бөліну процесінің әртүрлі кезеңдерінде қалыптасатындығына көрсетеді. Жарықшақтардың кинетикалық энергиясы ядроның үзілу нүктесіндегі жағдайлармен анықталады, массалық үлестірілу ядроның бөліну процесінің ерте сатыларында қалыптасады, онда болашақ жарықшақтар сонымен бірге қалың мойыншамен жалғастырылған.

FISSION OF ACTONIDES BY ALPHA PARTICLES WITH ENERGY OF 29 MeV

1,3) A.N. Pan, 2) E.M. Kozulin, 1) Kvochkina T.N., 1,3) N.T. Burtebayev, 1) K.V. Kovalchuk, 1) S.Kh. Zholdybayeva

1) *Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan*2) *Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, Dubna, Russia*3) *Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan*

The experimental data on mass and energy distributions of fission fragments of compound nuclei ^{236}U , $^{237, 240, 242}\text{Pu}$, ^{244}Cm formed in ^{232}Th (α, f), $^{233, 236, 238}\text{U}$ (α, f) и ^{240}Pu (α, f) reactions at incident alpha particle energies of $E_\alpha = 29$ MeV is presented. Excitation energy of the compound nuclei for all reactions was 21 ± 2 MeV. Experiments were carried on the isochronous cyclotron U-150M at The Institute of Nuclear Physics, Almaty city.

It was shown that behavior of mass distributions $Y(m)$ depends mainly on proton number in heavy and light fragments that are being formed. For isotopes of one element ($^{237, 240, 242}\text{Pu}$) charge distributions of fragments $Y(Z)$ are almost the same.

The discovered differences between behaviors of fragments mass distributions $Y(m)$ and their energy distributions ($E_k(m)$ и $\sigma^2(m)$) points to these characteristics being formed at a different stages of fission process. Kinetic energy is determined by the conditions at rupture point, mass distributions are formed at earlier stages of fission process, when future fragments are still connected by a thick neck.