

P7-2010-110

А. К. Насиров^{1,2}, Р. Б. Ташходжаев^{1,3}, О. О. Абдуразаков²

ИСТИННОЕ ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ ^{236}U —
ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ?

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

²Институт ядерной физики, Улугбек, Ташкент

³Национальный университет Узбекистана, Ташкент

Насиров А. К., Ташходжаев Р. Б., Абдуразаков О. О. P7-2010-110
Истинное тройное деление ^{236}U — последовательный механизм?

Предложен механизм и проведены расчеты для объяснения истинного тройного деления ядер ^{236}U , которое было обнаружено экспериментально методом «пропущенной массы». Наиболее вероятному выходу ядра ^{68}Ni , полученного в эксперименте, соответствует выход первичного возбужденного фрагмента ^{72}Ni после испускания нейтронов. Хорошее согласие теоретических результатов с экспериментальными данными означает, что предположение о последовательном механизме истинного тройного деления является разумным и важно учитывать оболочечные эффекты в теоретической модели.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2010

Nasirov A. K., Tashkhodjaev R. B., Abdurazakov O. O. P7-2010-110
True Ternary Fission of ^{236}U : Sequential Mechanism?

The mechanism is offered and calculations were performed to explain the true ternary fission of ^{236}U which was revealed experimentally by the «missed mass» method. The calculated yield of the primary excited nucleus ^{72}Ni after emission of neutrons corresponds to the observed most probable yield ^{68}Ni . The good agreement of theoretical results with experimental data means that the assumption about the sequential mechanism of the true ternary fission is reasonable and including the shell effects in a theoretical model is important.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2010

Оболочечная структура атомных ядер проявляется в формировании продуктов спонтанного или низкоэнергетического деления. Например, экспериментально наблюдаемое масс-асимметричное деление большинства актинидов может быть объяснено, если оболочечные эффекты учитываются в используемых теоретических моделях. Известно, что увеличение энергии возбуждения делящегося ядра приводит к уменьшению оболочечных эффектов. В результате сильно нагретые ядра делятся только симметрично, подобно каплям жидкости.

Другое проявление оболочечной структуры ядер — коллинеарное деление на три части, которое было исследовано на установке ФОБОС Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) [3]. Сечение коллинеарного тройного деления сопоставимо с известным тройным делением с эмиссией альфа-частицы (механизм которого не будет исследован в данной работе).

Возможность деления тяжелых ядер с $x > 0,46$ ($x = Z^2 A^{-1} / (Z^2 A^{-1})_{кр}$, $(Z^2 A^{-1})_{кр} \approx 46$ (A и Z — массовое и зарядовое числа) на три и больше осколков была обсуждена в работе [1]. Такой вывод был основан на энергетической выгоды деления на большое число осколков. Авторы работы [1] обсуждали возможность деления ядер на три одинаковых осколка разными способами: одновременно или последовательно из вытянутой формы, а также одновременно из сплюсненной формы.

Настоящая работа посвящена исследованию последовательного механизма тройного деления. Мы покажем, что массы образуемых осколков определяются их оболочечной структурой, так как наш метод позволяет учитывать расположение нуклонов на квантовых одночастичных уровнях во взаимодействующих ядрах в пути от седловой точки к точке разрыва. Теоретический метод был развит на основе концепции двойной ядерной системы. Аналогичный метод был применен в работе [2] для анализа массового распределения продуктов бинарного деления.

1. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ В РАМКАХ МОДЕЛИ ДВОЙНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ

Мы рассмотрим коллинеарное каскадное деление, когда оси деления ядер в обеих последовательных стадиях процесса совпадают. Предполагается, что истинное тройное деление начинается с сильно масс-асимметричного деления

исходного ядра, так как вероятность деления тяжелого продукта первого каскада асимметричного деления больше, чем таковая продукта симметричного деления. Тяжелый продукт подвергается делению, не изменяя направления своей скорости, и легкий продукт первого каскада деления летит в противоположном направлении согласно закону сохранения момента количества движения. В первом каскаде деления тяжелый фрагмент окажется в вытянутой форме и делится из нее. В этом случае ось аксиальной симметрии ядер совпадает с осью деления во втором каскаде. Поэтому направления скоростей вылета всех трех осколков каскадного тройного деления лежат на одной линии. Но направления скоростей двух осколков деления должны быть противоположными для сохранения полного момента системы: $\mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3 = \mathbf{P}_0$, где \mathbf{P}_0 является начальным импульсом первоначально делящегося составного ядра. В работе [3] авторы описывали результаты двух различных экспериментов, посвященных поиску коллинеарного разделения на три части из тяжелых ядер ^{236}U и ^{252}Cf . В этих экспериментах измерены бинарные совпадения продуктов бинарного и тройного деления на два или три осколка с помощью детекторов, которые позволяют регистрировать фрагменты, вылетающие

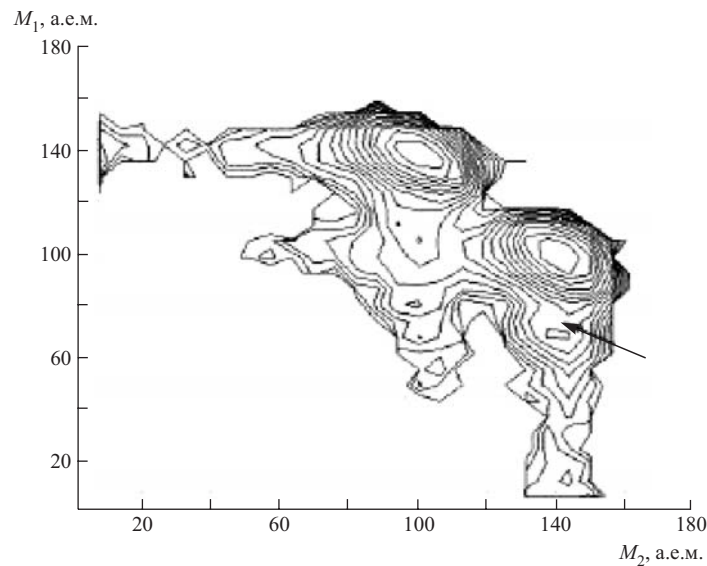


Рис. 1. Контурные карты (в логарифмическом масштабе) массово-массового распределения коллинеарных фрагментов, обнаруженных в совпадении в двух противоположных плечах спектрометра ФОБОС для реакции $^{235}\text{U}(n_{th}, f)$. Области, соответствующие массам $M_{1,2} = 100, 140$, связаны с делением исходного ядра на две части. Дополнительный холм, который обозначен стрелкой, расположен в области, соответствующей большой «недостающей» массе [3]

под углом 180° относительно друг друга. В эксперименте в каждом плече спектрометра измерялись энергии и скорости продуктов, а также координаты в двумерной плоскости. Таким образом, в случае тройного деления данный метод становится методом пропущенного третьего осколка. На рис. 1 приведены контурные карты (в логарифмическом масштабе) массово-массового распределения коллинеарных фрагментов, обнаруженных в совпадении в двух противоположных плечах спектрометра ФОБОС. Области, соответствующие массам $M_{1,2} = 100, 140$, связаны с делением исходного ядра на две части. Дополнительный холм, который обозначен стрелкой, расположен в области, соответствующей большой «недостающей» массе $\Delta M = 70$ [3]. Масс-асимметричность продуктов, образованных в первом каскаде тройного деления, требуется для того, чтобы барьер деления тяжелого фрагмента во втором каскаде был как можно меньшим. Если в первом каскаде деления образуются осколки с симметричными массами, то вероятность деления этих фрагментов будет ничтожно малой по сравнению с делением тяжелого фрагмента при асимметричном делении в первом каскаде деления, так как они имеют меньшую массу и, следовательно, для них барьер деления будет выше [4]. Такой сильно масс-асимметричный канал деления ^{236}U был наблюден еще в 1990-х гг. А. А. Говердовским и др. в работе [5].

Мы применяем модель двойной ядерной системы (ДЯС) к каждому каскаду деления, когда взаимодействуют только два ядра. Концепция ДЯС предполагает взаимодействие двух ядер с нуклонным обменом между ними и внутренним возбуждением ядер за счет частично-дырочных возбуждений нуклонов между одночастичными квантовыми состояниями. Посредством такого подхода хорошо объясняется множество особенностей реакций глубоконепругих передач, полного слияния ядер, деления, квазиделения [6–8]. Уместность применения концепции ДЯС для описания перечисленных процессов очевидна: мы имеем ДЯС во входном канале. Благодаря сохранению оболочечной структуры взаимодействующих ядер стадия ДЯС в механизме ядерных реакций при низких энергиях играет важную роль. Однако применение этого подхода для исследования отдельных свойств выхода продуктов в реакциях слияния-деления и квазиделения требует новых идей и обоснований. Главные степени свободы моделей ДЯС — зарядовая или массовая асимметрия системы и относительное расстояние R между его фрагментами.

Параметры деформации и углы ориентации их осей аксиальной симметрии (если фрагменты деформированы) могут быть приняты во внимание [7]. Эта модель неприемлема для процессов, когда ДЯС имеет большой параметр шейки, т. е. когда перекрытие нуклонных плотностей взаимодействующих ядер сравнимо с объемом ядер. Поэтому мы не можем анализировать начальную стадию спонтанного деления или индуцированного деления ядер. Нами рассматривается стадия деления, когда исходное ядро начало делиться и при спуске с седловой точки до точки разрыва формируются два взаимо-

действующих будущих фрагмента. Анализ экспериментальных данных, представляющих конкуренцию между эмиссией частиц (нейтронов, протонов или альфа-частиц) и делением в реакциях слияния-деления ядер, показал, что замедление деления связано с большими силами трения (вязкости) в ядерном веществе [9]. Мы не рассматриваем динамику удлинения делящегося ядра при делении. Удлинение системы — медленно меняющаяся переменная по сравнению с процессом обмена нуклонами между формирующимися фрагментами. Применение ДЯС предполагает задание некоторой начальной асимметрии зарядового Z и $Z_{CN}-Z$ (Z_{CN} — заряд делящегося ядра) и массового A и $A_{CN}-A$ (A_{CN} — массовое число делящегося ядра) распределений после преодоления седловой точки. В течение медленного спуска делящейся системы от седловой точки до точки разрыва ее массовая и зарядовая асимметрии изменяются из-за нуклонного обмена и их передачи между формирующимися фрагментами. Эволюция ДЯС с передачей нуклонов может быть вычислена с помощью мастер-уравнения Паули [6–8]

$$dP_Z(t)/dt = \Delta_{Z-1}^{(+)} P_{Z-1}(t) + \Delta_{Z+1}^{(-)} P_{Z+1}(t) - (\Delta_Z + \Lambda_Z) P_Z(t), \quad (1)$$

где $\Delta_Z = \Delta_Z^{(+)} + \Delta_Z^{(-)}$; $P_Z(t)$ — вероятность того, что в момент времени t один из фрагментов ДЯС имеет заряд Z (например $1 < Z < 91$ для ^{236}U), следовательно, заряд второго фрагмента будет равен $Z_{CN}-Z$; $\Delta_Z^{(+)}$ и $\Delta_Z^{(-)}$ — коэффициенты перехода протона в фрагмент Z из фрагмента-партнера и перехода в обратном направлении соответственно. $\Delta_Z^{(+)}$ и $\Delta_Z^{(-)}$ вычисляются с помощью усреднения по времени вероятности передачи протонов между фрагментами Z и $Z_{CN}-Z$ за временной интервал $\Delta t = 10^{-22}$ с:

$$\Delta_Z^{(+)} = 2 \sum_{ij} \left| g_{ij}^{(Z)} \right|^2 (2l_i + 1)(2l_j + 1) n_i^{(Z_{CN}-Z)} (1 - n_j^{(Z)}) \times \\ \times (\varepsilon_i^{(Z_{CN}-Z)} - \varepsilon_j^{(Z)})^{-2} W_{ij}^{(Z)} / \Delta t, \quad (2)$$

$$\Delta_Z^{(-)} = 2 \sum_{ij} \left| g_{ij}^{(Z)} \right|^2 (2l_i + 1)(2l_j + 1) n_i^{(Z)} (1 - n_j^{(Z_{CN}-Z)}) \times \\ \times (\varepsilon_i^{(Z_{CN}-Z)} - \varepsilon_j^{(Z)})^{-2} W_{ij}^{(Z)} / \Delta t, \quad (3)$$

где

$$W_{PT}^{(Z)} = (1 + \exp[-2(\Gamma_P + \Gamma_T)\Delta t/\eta] - \\ - \exp[-(\Gamma_P + \Gamma_T)\Delta t/\eta]) \times \\ \times \cos[(E_P - E_T)\Delta t/\eta] / \left((E_P - E_T)^2 + (\Gamma_P + \Gamma_T)^2 \right), \quad (4)$$

$n_i^{(Z_{CN-Z})}, \varepsilon_i^{(Z_{CN-Z}), l_i}$ и $n_j^{(Z)}, \varepsilon_j^{(Z)}, l_j$ являются числами заполнения, энергиями и кратностью вырождения одночастичных состояний в одном и другом фрагменте ДЯС соответственно; $g_{ij}^{(Z)}$ является матричным элементом перехода нуклона между одночастичными состояниями i и j , принадлежащими фрагментам Z_{CN-Z} и Z соответственно. Таким образом, значения $g_{ij}^{(Z)}$ вычисляются микроскопически. $\Gamma_i = \eta/\tau_i$ — ширина распада одночастичных возбужденных состояний в снарядоподобных и мишенеподобных фрагментах ($i = P, T$). Для ее вычисления использована формула для τ_i (А.12) из работы [8]. Фактор Λ_Z характеризует интенсивность распада ДЯС из конфигурации с зарядовой асимметрией Z . Значение Λ_Z определяется формулой

$$\Lambda = K_{\text{rot}} \omega_m \left(\sqrt{\gamma^2/(2\mu)^2 + \omega_b^2} - \gamma/2\mu \right) \exp(-h_b/T), \quad (5)$$

где частоты ω_m и ω_b связаны с размерами кармана и барьера в потенциальной энергии $V(R)$ ядро-ядерного взаимодействия между фрагментами Z и $Z_{\text{tot}}-Z$. Значения этих частот находятся аппроксимацией дна и барьера кармана гармоническими осцилляторами для каждой зарядовой конфигурации Z ДЯС:

$$\omega_m^2 = \mu^{-1} \left| \partial^2 V(R)/(\partial R)^2 \right|_{R=R_m}, \quad \omega_b^2 = \mu^{-1} \left| \partial^2 V(R)/(\partial R)^2 \right|_{R=R_b} \quad (6)$$

в точках R_m и R_b , соответствующих дну кармана и барьеру ядро-ядерного потенциала. h_b — высота барьера распада, определяется глубиной кармана; γ — коэффициент трения относительного движения по R , вычисляется, как в работе [8]; T — эффективная температура ДЯС на барьере, которая определяется по формуле $T = 3,46 \sqrt{(E_n + Q_{gg} - h_b)/A}$, где E_n — энергия, приносимая нейтроном; Q_{gg} — баланс энергии при образовании ДЯС с рассматриваемой зарядовой асимметрией; A — массовое число делящегося ядра.

Зарядовое распределение продуктов бинарного деления вычисляется интегрированием выходов распада ДЯС в течение времени реакции t_{reac} :

$$Y_Z(t_{\text{reac}}) = \Lambda_Z \int_0^{t_{\text{reac}}} P_Z dt. \quad (7)$$

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Для исследования эволюции зарядового распределения фрагментов ДЯС и продуктов ее распада мы численно решили систему линейных дифференциальных уравнений (1) для $Z = 2-90$. Коэффициенты $\Delta_Z^{(+)}$ и $\Delta_Z^{(-)}$ уравнения (1) были вычислены с помощью выражений (2) и (3). $Y_Z(t)$ характеризует зарядовое распределение продуктов в распаде ДЯС. $Y_Z(t)$ приобретает

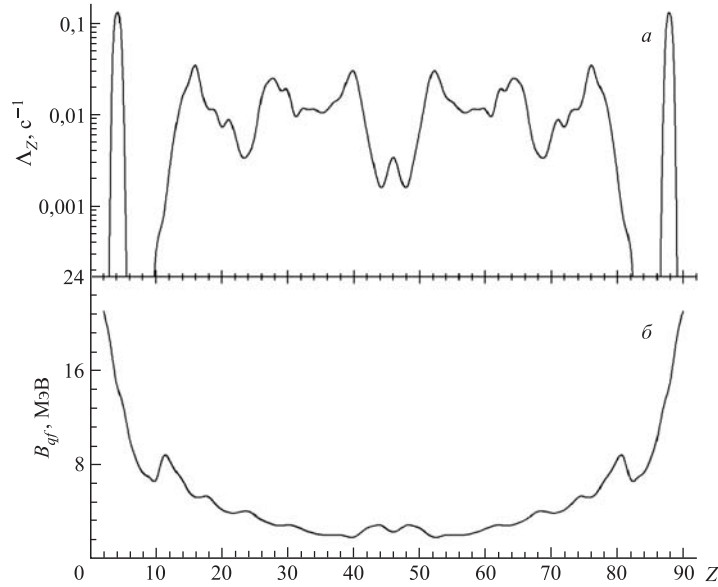


Рис. 2. Интенсивность (а) и барьер (б) распада ДЯС как функция зарядовых асимметрий Z для ^{236}U

дополнительную зависимость от Z по сравнению с $P_Z(t)$ из-за зависимости интенсивности распада Λ_Z от значения барьера B_{qf} и формы потенциала взаимодействия $V(R)$ фрагментов двойной системы: ω_m и ω_b зависят от $V(R)$ (6).

Массовое число фрагмента для данного зарядового числа Z было найдено как значение, соответствующее минимальной полной энергии ДЯС. Коэффициенты $\Delta_Z^{(+)}$ и $\Delta_Z^{(-)}$ как функции g_{PT} и одночастичных энергий вычислены для каждой пары фрагментов: для $Z = 2$ и $Z = Z_{\text{tot}} - 2$.

На рис. 2, а приведена зависимость интенсивности распада от зарядовой асимметрии ДЯС. Как видно из рис. 2, а, для значений $38 < Z < 40$ вероятность распада ДЯС намного больше, чем в зарядово-симметричной области. Это сказывается в разности эволюции зарядового распределения фрагментов двойной системы и продуктов распада. На рис. 2, б показана зависимость барьера распада ДЯС от Z . На рис. 3 приведена эволюция зарядового распределения $P_Z(t)$ фрагментов двойной системы как функция ее времени жизни перед распадом в два фрагмента.

Начальное массовое распределение взято в виде гауссовой формы с максимумом в $Z = 46$. Из рис. 3 видно, что форма зарядового распределения фрагментов деления в основном является асимметричной благодаря учету

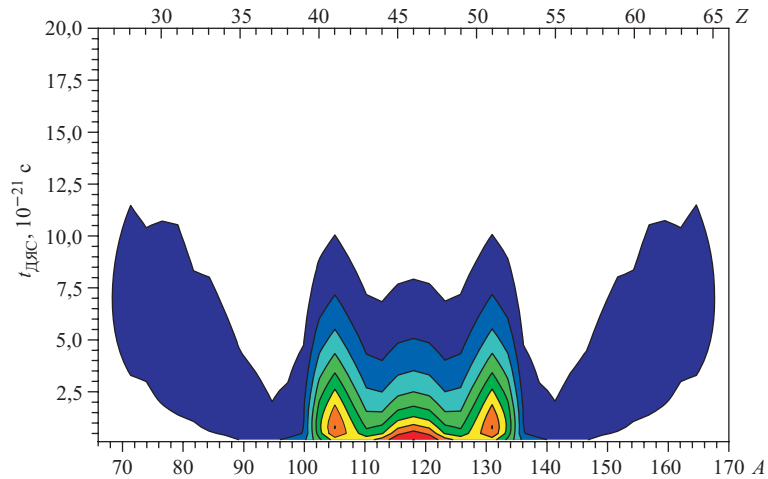


Рис. 3. Эволюция зарядового распределения фрагментов двойной системы как функция ее времени жизни при делении ^{236}U

квантовых эффектов в одночастичных энергиях нуклонов во фрагментах двойной системы при вычислении коэффициентов $\Delta_Z^{(+)}$ и $\Delta_Z^{(-)}$ мастер-уравнения (1).

Для того чтобы определить продукт-кандидат, который должен подвергаться вторичному делению с наибольшей вероятностью, мы исследовали выход продуктов распада первого каскада деления. Эволюция зарядового (массового) распределения продуктов распада ДЯС представлена на рис. 4.

Как уже отмечалось во введении, заряд и масса одного из фрагментов первого каскада деления должны быть как можно большими для достижения большой вероятности деления во втором каскаде тройного деления, так как барьер деления уменьшается с увеличением заряда делящегося ядра [4]. Из рис. 4 видно, что ^{164}Gd является наиболее тяжелым фрагментом и рассматривается как ядро, подвергающееся делению во втором каскаде. А сопряженным легким фрагментом — первым фрагментом коллинеарного тройного деления — является ^{72}Ni .

Эволюция зарядового (массового) распределения $P_Z(t)$ ДЯС, сформированной при спуске с седловой точки в первом каскаде деления, была найдена с помощью численного решения уравнения (1) для фрагментов пары, формирующих ДЯС, $Z_1 + Z_2 = 64$. Наиболее зарядово-асимметричным фрагментом распада является изотоп ^{164}Gd . Для того чтобы найти зарядовое распределение продуктов деления ^{164}Gd , мы суммировали выходы продуктов с электрическими зарядами $Z = 2-62$ за время существования ДЯС, как в формуле (7).

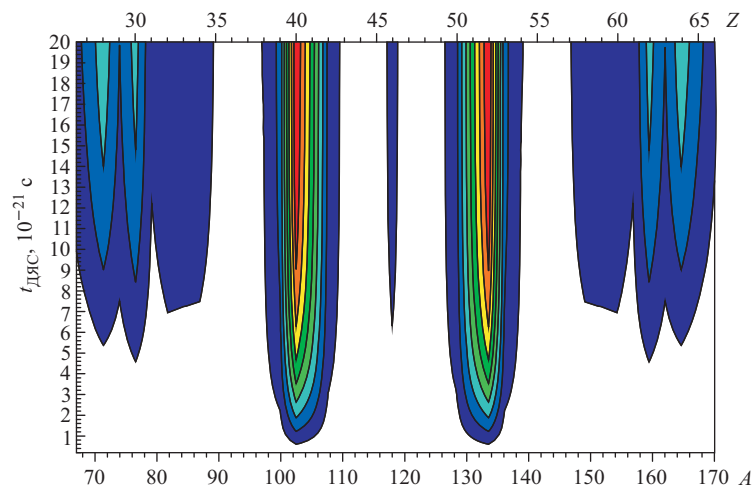


Рис. 4. Эволюция зарядового распределения продуктов распада ДЯС, образованной при делении ^{236}U

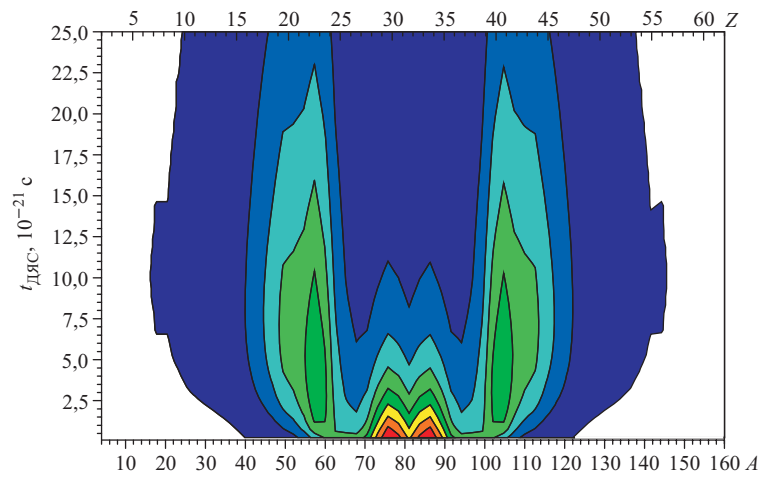


Рис. 5. Эволюция зарядового распределения фрагментов двойной системы как функция ее времени жизни при делении ^{164}Gd

Результаты вычисления для эволюции зарядового распределения P_Z фрагментов, формирующих ДЯС, показаны на рис. 5.

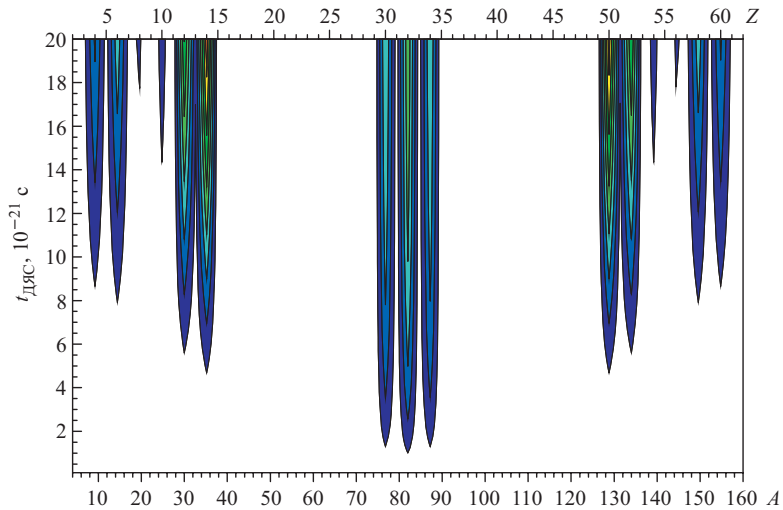


Рис. 6. Эволюция зарядового распределения продуктов распада ДЯС, образованной при делении ^{164}Gd

Результаты, полученные для выхода продуктов во втором каскаде последовательного тройного деления, т.е. при делении ^{164}Gd , представлены на рис. 6. Зарядовое распределение фрагментов распада ДЯС содержит набор максимумов, соответствующих выходам продуктов с зарядовыми числами ^{14}C , ^{22}O , ^{30}Mg , ^{34}Si , ^{80}Zn , ^{82}Ge , ^{84}Se , ^{130}Sn , ^{138}Xe , ^{134}Te , ^{142}Ba и ^{150}Ce . В эксперименте, выполненном группой ФОБОС, авторы наблюдали два продукта из трех в тройном делении ^{236}U [3]: явный пик соответствовал выходу ^{68}Ni на одном из детекторов, а на втором детекторе ярко выделялось массовое распределение с максимумом около 140 атомных единиц массы (а.е.м.). Систематика суммы масс зарегистрированных продуктов $M_1 + M_2 = M_S$, равной постоянным числам от 160 до 220 а.е.м., выявила максимумы около значений $M_S = 202$ и 208 для реакции $^{235}\text{U}(n_{\text{th}}, f)$. Авторы работы [3] полагают, что $M_S = 202$ и 208 соответствуют образованию пар ядер $^{132}\text{Sn} + ^{70}\text{Ni}$ и $^{128}\text{Sn} + ^{80}\text{Ge}$ в этих каналах, имеющих относительно большие сечения. В первом каскаде деления мы получили первую группу продуктов ^{72}Ni как сопутствующий фрагмент при образовании ^{164}Gd . В случае наблюдения $M_S = M_1 + M_2 = 208$ в работе [3] соответствует регистрация ^{72}Ni в одном детекторе и ^{130}Sn во втором детекторе, расположенном в противоположном направлении относительно мишени. А ^{30}Mg является продуктом тройного деления, пропущенным при регистрации из-за особенности этого метода [3]. Избыточные нейтроны испускаются после разлета. Наши результаты соответствуют первичным продуктам каскадов деления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Можно сделать заключение о том, что продукты, наблюдаемые в эксперименте [3], интерпретируются как продукты последовательного тройного деления.

Последовательный (каскадный) механизм истинно тройного деления тяжелого атомного ядра рассмотрен в рамках концепции ДЯС. Каскадный механизм предполагает, что сначала исходное ядро делится на два асимметричных по массам (зарядам) фрагмента. Легкий продукт — первый осколок истинно тройного деления. Другие два фрагмента образуются в расщеплении тяжелого продукта первого асимметричного деления. Из-за сохранения импульса следует, что оси деления обоих каскадов совпадают. Поэтому направления импульсов вылетающих продуктов являются коллинеарными.

Целью данной работы была оценка зарядового и массового распределения продуктов тройного деления и сравнение теоретических вероятностей образования продуктов в тройном делении ядер ^{236}U с результатами эксперимента, проведенного группой ФОБОС Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Сравнение наших результатов с экспериментальными данными показывает, что в первом каскаде деления образуются ^{72}Ni и ^{164}Gd . ^{72}Ni регистрируется одним из детекторов. Затем ^{164}Gd может делиться на фрагменты, приведенные на рис. 6 и в таблице. А ^{30}Mg является продуктом тройного деления, пропущенным при регистрации из-за особенности метода регистрации [3]. Избыточные нейтроны испускаются после разлета. Наши результаты соответствуют первичным продуктам каскадов деления. Мы можем с уверенностью сказать, что механизм коллинеарного тройного деления имеет место для интерпретации экспериментальных данных и метод расчета, приведенный в этой работе, пригоден для исследования роли оболочечных структур ядер в механизме тройного деления.

Авторы выражают искреннюю благодарность ведущим специалистам группы ФОБОС Ю. В. Пяткову и Д. В. Каманину за полезные дискуссии и ценные замечания при выполнении данной работы.

Теоретические выходы продуктов тройного деления ^{236}U

Номер канала	Первый фрагмент	Второй фрагмент	Третий фрагмент
1	^{72}Ni	^{14}C	^{150}Ce
2	^{72}Ni	^{22}O	^{142}Ba
3	^{72}Ni	^{26}Ne	^{138}Xe
4	^{72}Ni	^{30}Mg	^{134}Te
5	^{72}Ni	^{34}Si	^{130}Sn
6	^{72}Ni	^{80}Zn	^{84}Se
7	^{72}Ni	^{82}Ge	^{82}Ge

ЛИТЕРАТУРА

1. *Diehl H., Greiner W.* // Nucl. Phys. A. 1974. V. 229. P. 29–46.
2. *Пикуль В. П. и др.* // Ядерная физика. 2005. Т. 68. С. 177–187.
3. *Пятков Ю. В. и др.* // Ядерная физика. 2010. Т. 73. С. 1309–1316.
4. *Sierk A. J.* // Phys. Rev. C. 1988. V. 33. P. 2039.
5. *Говердовский А. А. и др.* // Ядерная физика. 1995. Т. 58. С. 1546.
6. *Adamian G. G. et al.* // Z. Phys. A. 1994. V. 347. P. 203.
7. *Fazio G. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 22. P. 75.
8. *Nasirov A. K.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 759. P. 342–369.
9. *Hilsher D., Rossner H.* // Ann. Phys. Fr. 1992. V. 17. P. 471.
10. *Гончар И. И.* // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26, вып. 4. С. 932.

Получено 23 сентября 2010 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 21.12.2010.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,87. Уч.-изд. л. 1,06. Тираж 290 экз. Заказ № 57202.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/