

УДК 539.1.08

БИНАРНЫЙ РАЗВАЛ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ УГЛЕРОДНОЙ ФОЛЬГИ

© 2020 г. А. О. Стрекаловский^{1, *}, Д. В. Каманин¹, Ю. В. Пятков^{1, 2}, З. И. Горяйнова¹,
В. Е. Жучко¹, А. А. Александров¹, И. А. Александрова¹, Р. Корстен³,
В. Малаза³, Е. А. Кузнецова¹, О. В. Стрекаловский^{1, 4}

¹Международная межправительственная организация
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

³Университет Стелленбош, Факультет военных наук и Военная академия, Салданья, ЮАР

⁴Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области
Университет “Дубна”, Дубна, Россия

*E-mail: alex.strek@bk.ru

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

С помощью времяпролетного спектрометра проведено сравнение масс осколков деления ядер до и после прохождения ими углеродной фольги, событие за событием. Для всех зарегистрированных осколков наблюдалась существенная потеря массы осколка, а регистрируемый фрагмент-остаток оказывался магическим ядром. Для спонтанного деления ядер ²⁵²Cf эффект наблюдался как для легкого, так и тяжелого массового пиков. Это дает основание предполагать, что осколок обычного бинарного деления рождается в состоянии изомера формы, которое выглядит как двуйдерная система, состоящая из магического кора и более легкого кластера.

DOI: 10.31857/S0367676520040328

ВВЕДЕНИЕ

Ранее мы обсуждали [1–3] проявления нового оригинального эффекта, возникающего при пересечении металлических фольг осколками деления (ОД) тяжелых атомных ядер. Наблюдался значительный массовый дефицит в общей массе M_{sum} осколков деления, зарегистрированных в совпадении с выбитыми из фольги ионами. Показано, что при больших углах вылета по отношению к направлению скорости осколка выбитых ионов происходит преимущественно обычное упругое резерфордское рассеяние осколка деления на ядре фольги при энергиях ниже кулоновского барьера. В результате M_{sum} соответствует средней массе материнской системы после испускания нейтронов деления (отсутствие потерянной массы). Напротив, при почти лобовых столкновениях осколок деления теряет существенную часть своей массы, а тяжелые продукты развала являются магическими ядрами. Здесь мы представляем один из новых результатов, полученных с использованием толстой углеродной фольги в качестве замедлителя (дегрейдера).

ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент проводился на спектрометре LIS (Light Ions Spectrometer) в ЛЯР ОИЯИ. Схема установки показана на рис. 1. Установка LIS в текущей модификации представляет собой двухплечевой время-пролетный спектрометр, который включает в себя пять временных детекторов на микроканальных пластинах 1–5 и два PIN-диода 6, 7. По сравнению с предыдущей версией спектрометра [1–3] все времена пролета измеряются с использованием только временных детекторов на микроканальных пластинах, чтобы исключить влияние эффекта плазменной задержки в PIN-диоде. Каждый PIN-диод дает информацию для оценки как энергии ОД, так и времени пролета. Твердотельные фольги (дегрейдеры) различной толщины могут быть размещены в детекторе 2. Апертура для осколков деления, регистрируемых в совпадении в противоположных PIN-диодах, не превышает 3°.

Система сбора данных состоит из быстрого цифрового преобразователя CAEN DT5742 и персонального компьютера. Для дальнейшей off-line обработки получают цифровые изображения

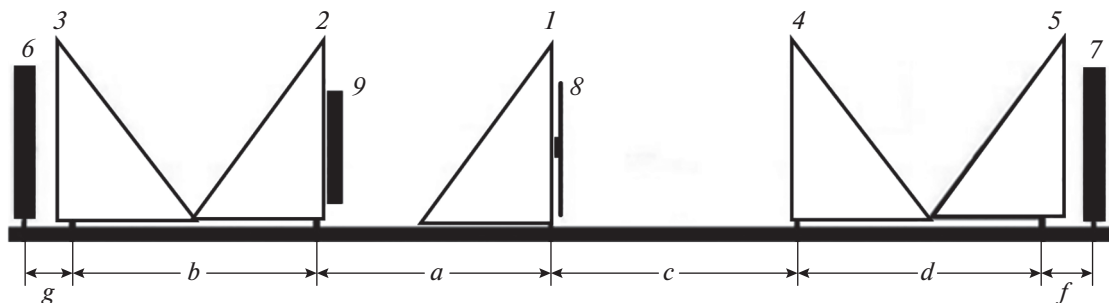


Рис. 1. Схема двух плечевого время-пролетного спектрометра LIS. В представленной модификации он включает пять детекторов временной отметки с 1 по 5, два PIN-диода 6, 7 и источник ^{252}Cf (sf) 8. Дополнительная металлическая фольга (дегрейдер) 9 может быть размещена в детекторе 2. Пролетные базы a по d не превышают 140 мм каждая. Расстояния g и d между PIN диодами и ближайшими временными детекторами составляют около 15 мм. Плечо спектрометра слева от стартового детектора 1 будет называться ниже как “плечо-1”, а противоположное как “плечо-2”.

всех сигналов. Используемая процедура реконструкции массы ОД представлена в [4]. Конструкция спектрометра позволяет измерять массу M_{1it} ОД с использованием двух скоростей, рассчитанных по времени пролета на базах a и c , и закона сохранения импульса. Таким образом находится масса фрагмента M_{1it} до того, как фрагмент проходит через дегрейдер 9 в первом плече спектрометра. Масса M_{1te} того же фрагмента после прохождения дегрейдера вычисляется с использованием метода “скорость–энергия”, который включает измерение времени пролета ОД на базе b и его энергии с использованием PIN-диода 6. Таким образом, мы знаем массу каждого ОД до и после того, как он пересекает фольгу дегрейдера для их сравнения событие за событием. В эталонном втором плече спектрометра дегрейдер отсут-

ствует и оно служит для демонстрации обычного спектра масс ОД, полученного в том же эксперименте.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В обсуждаемом эксперименте использовался углеродный дегрейдер толщиной 9.6 мкм, размещенный в плече-1 спектрометра. Как видно из рис. 2, дегрейдер достаточно толстый, так что отрезается низкоэнергетическая часть тяжелого массового пика ОД. На рисунке показана энергия E_{1lin} без поправки на дефект амплитуды импульса.

Массы ОД до и после прохождения дегрейдера сравниваются по событиям на рис. 3. По крайней мере, в легком массовом пике ОД, хорошо видна некоторая линейная структура. При большей статистике более сложная структура наблюдается и в тяжелом пике (рис. 4). На рис. 5 показана проекция распределения масса–масса ОД (рис. 4) на ось M_{1te} для демонстрации статистической значимости наиболее выраженных пиков.

ОБСУЖДЕНИЕ

В обсуждаемом эксперименте впервые наблюдалась фрагментация ОД из легкого массового пика при прохождении им твердотельной фольги (рис. 3). Линия (2) $M_{1te} = 85$ а. е. м. начинается с точки $M_{1it} = 85$ а. е. м., где $M_{1te} = M_{1it}$, т.е. потерянная масса в этой точке отсутствует. Линия продолжается до массового разделения по M_{1it} равного 120/132. Совокупность наблюдаемых фактов можно трактовать следующим образом. Существует мода деления ядра ^{252}Cf с предразрывной конфигурацией делящейся системы, состоящей из легкого (^{85}As) и тяжелого (^{132}Sn) магических кластеров, соединенных шейкой, включающей остальные нуклоны. Магичность ^{85}As обусловлена сильно деформированной нейтронной оболочкой $N \sim 52$

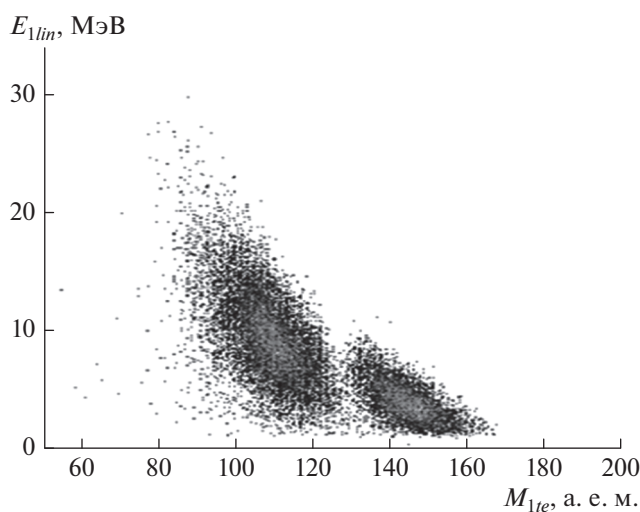


Рис. 2. Массово-энергетическое распределение фрагментов после прохождения толстого замедлителя (дегрейдера) из углерода. Обрезана низкоэнергетическая часть тяжелого массового пика.

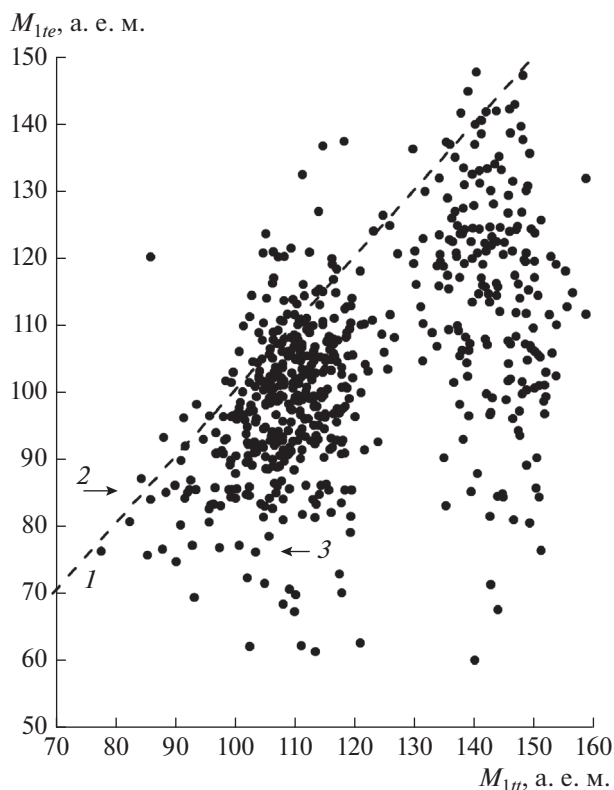


Рис. 3. Распределение масс ОД до (M_{1tt}) и после (M_{1te}) его прохождения через дегрейдер. Пунктирной линией (1) отмечены точки с одинаковыми массами $M_{1tt} = M_{1te}$. Специфическая линейная структура, отмеченная стрелками, видна в легком массовом пике. Линия 2 предположительно соответствует магическому изотопу ^{85}As , а линия 3 – магическому изотопу ^{77}Zn . Детальное описание дано в тексте.

[4], а тяжелый кластер представляет собой сферическое дважды магическое ядро ^{132}Sn [5]. При обычном бинарном делении разрывы происходят по всей длине шейки, что приводит к образованию легкого ОД в диапазоне масс 85–120 а. е. м. При прохождении фольги легкий ОД теряет нуклоны за пределами магического коря (^{85}As). Ключевым моментом в сценарии является то, что магическое ядро должно быть уже сформировано в легком фрагменте после его образования, и “память” об этом обстоятельстве сохраняется не менее четырнадцати наносекунд (среднее время пролета между источником Cf и дегрейдером) до момента попадания ОД в дегрейдер. Другими словами, обсуждаемый легкий ОД, по-видимому, рождается в состоянии изомера формы со временем жизни, по меньшей мере, в наносекундном диапазоне.

Аналогичный сценарий стоит и за линией 3 на рис. 3. Предположительно, это проявление моды деления, построенной на магических изотопах

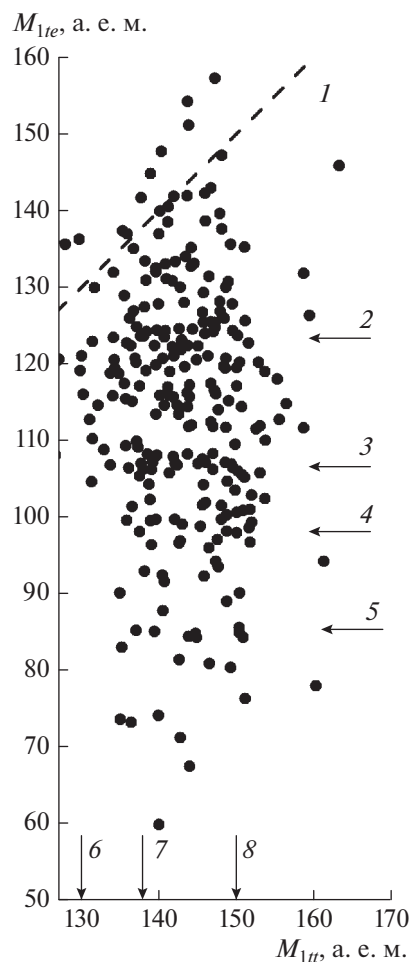


Рис. 4. Распределение масс осколков деления тяжелого массового пика до (M_{1tt}) и после (M_{1te}) прохождения фрагмента через дегрейдер. Пунктирной линией 1 отмечены точки с одинаковыми массами $M_{1tt} = M_{1te}$. Наблюдается структура, состоящая из нескольких прямоугольников, ограниченных магическими изотопами. Стороны прямоугольников отмечены пронумерованными стрелками и соответствуют, по-видимому, следующим магическим изотопам: ^{121}Ag , ^{123}Cd – 2, ^{108}Mo – 3, ^{98}Sr – 4, ^{82}Ge , ^{84}Se – 5, ^{130}Sn – 6, ^{138}I – 7, ^{150}Ce – 8. Детальное описание дано в тексте.

^{77}Zn и ^{148}Ce [6] в качестве боковых кластеров, соединенных шейкой. В обычном бинарном делении разрывы могут происходить по всей шейке. Проходя дегрейдер, легкий ОД испытывает бинарный развал, в результате чего высвобождается его магический кор.

В тяжелом массовом пике наблюдаются более сложные прямоугольные структуры (рис. 4). Обсудим наиболее выраженную структуру, а именно прямоугольник, ограниченный линиями, отмеченными пронумерованными стрелками 3, 4, 7, 8. Наблюдаемые массовые корреляции могут быть объяснены в рамках следующего сценария. На

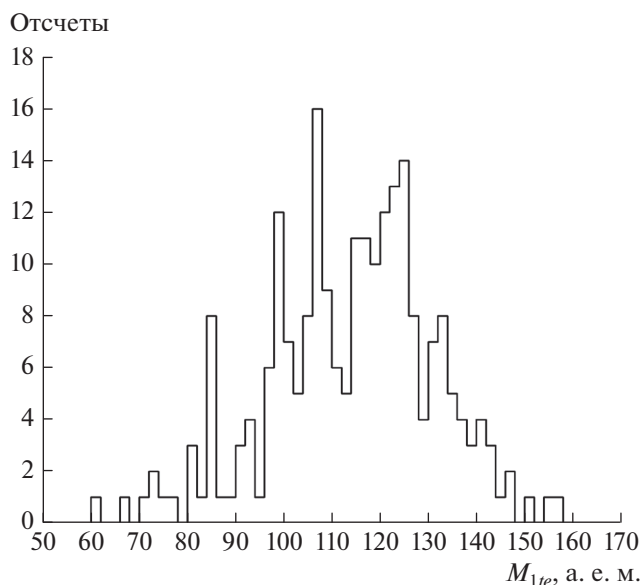


Рис. 5. Проекция распределения массы–массы, показанного на рис. 4, на ось M_{1te} . Наиболее выраженные пики, центрированные на массовых числах $A \sim 100$ и $A \sim 108$, соответствуют линиям 3, 4 на рис. 4.

некотором этапе спуска с барьера деления в долине симметричных ядерных форм [7] заранее формируется цепочка кластеров, показанная на рис. 6, с крайними кластерами 1, 2, являющимися деформированными магическими ядрами ^{98}Sr и ^{138}I [5, 6]. Разрывы вдоль шейки приводят к образованию тяжелого ОД с $M_{1tt} = 154\text{--}138$ а. е. м. Все эти фрагменты испытывают развал в дегрейдере, а зарегистрированным продуктом в любом случае является ядро ^{98}Sr . Для объяснения этого факта разумно предположить, что кластер Sr был предварительно сформирован в объеме ядра ^{138}I (рис. 6). По-видимому, ^{40}S и ^{98}Sr являются наиболее предпочтительными компонентами для кластеризации ядра ^{138}I , в то время как он деформируется в процессе удлинения ядра ^{252}Cf непосредственно перед делением. Вертикальная линия $M_{1tt} = 138$ а. е. м., которая ограничивает обсуждаемый прямоугольник слева, обусловлена переносом нуклонов из кластера 4 в кластер 5 после того, как они становятся свободными вследствие развала ядра ^{138}I в дегрейдере. Другими словами, мы наблюдаем, как магическое ядро ^{98}Sr “достраивается” до следующей магической оболочки в более тяжелых магических ядрах ^{106}Nb и ^{108}Mo [6] линия 3 на рис. 4.

Подобный же процесс ответственен за формирование вертикальных линий $M_{1tt} = 146\text{--}154$ а. е. м. Эти массы соответствуют ядрам от ^{146}Ce до ^{154}Nd с числом протонов $Z = 58\text{--}60$ из области на карте оболочечных поправок с заметной

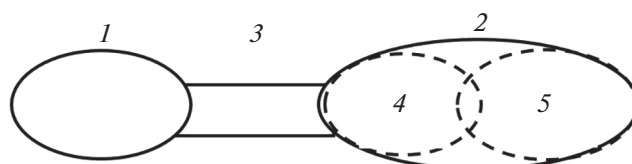


Рис. 6. Предполагаемая предразрывная конфигурация делящейся системы, проявляющаяся в эксперименте как прямая 4 на рис. 5. Кластерные компоненты конфигурации 1 – ^{98}Sr , 2 – ^{138}I , 3 – шейка ^{16}C , 4 – ^{40}S , 5 – ^{98}Sr . E_{1lin} , M_{1te} , а. е. м., M_{1tt} , а. е. м.

отрицательной оболочечной поправкой при параметре квадрупольной деформации $\beta_2 \approx 0.4$ [6]. Массы изотопов оценивались в рамках гипотезы неизменной зарядовой плотности.

Снова кластер ^{98}Sr играет роль акцептора нуклонов из более легких кластеров, аналогичных ^{40}S (рис. 6). Возникает вопрос, почему мы не наблюдаем подобные вертикальные линии, начинающиеся от всех $M_{1tt} = 138\text{--}154$ а. е. м.? Вероятно, существенно, что массы только на концах этого интервала соответствуют магическим ядрам, как отмечалось выше. Сразу после формирования деформированный тяжелый фрагмент с магическим составом нуклонов уже кластеризован на ^{98}Sr и дополнительный легкий кластер. Благодаря такому составу, фрагмент испытывает бинарный развал в дегрейдере. Напротив, в не магическом тяжелом фрагменте предварительно сформированы три кластера (рис. 6), а именно, некоторая часть шейки 3, кластер 4 и кластер 5. В этом случае в дегрейдере может произойти развал на три куска с кинематикой процесса, препятствующей дальнейшему переносу нуклонов между ядрами-партнерами распада.

Подобный же сценарий может стоять и за менее выраженными прямоугольниками выше и ниже анализируемого. Они различаются по магическим кластерам (кластеры перечислены в подпункте к рис. 4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обсуждаемые результаты свидетельствуют о том, что осколки обычного бинарного деления рождаются в состояниях изомеров формы как в делительной долине масс-симметричных, так и в долине масс-асимметричных форм. Это обстоятельство отражает основную особенность многомодального ядерного деления: предварительное образование двух магических коров в теле делящегося ядра, что определяет его дальнейшую эволюцию вплоть до деления. Эти модообразующие коры обнаруживаются из-за развала ОД в дегрейдере. Описываемый эффект наблюдается впервые.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 18-32-00538) и, частично, Российским научным фондом (проект академического отличия МИФИ, контракт № 02.а03.21.0005 от 27.08.2013), а также Департаментом науки и технологии Республики Южная Африка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pyatkov Yu.V., Kamanin D.V., Alexandrov A.A. et al.* // Proc. 22th Int. Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei, 2014. P. 83.
2. *Pyatkov Yu.V., Kamanin D.V., Alexandrov A.A. et al.* // Int. Symp. on Exotic Nuclei "EXON-2014". Conf. Proc. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2015. P. 383.
3. *Pyatkov Yu.V., Kamanin D.V., Alexandrov A.A. et al.* // Int. Symp. on Exotic Nuclei "EXON-2016". Conf. Proc. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2017. P. 284.
4. *Mulgin S.I., Schmidt K.-H., Grewe A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 640. P. 375.
5. *Wilkins B.D., Steinberg E.P., Chasman R.R. et al.* // Phys. Rev. C. 1976. V. 14. P. 1832.
6. *Märton H.* // Proc. of the "Seminar on Fission Point "D'Oye II", 1991. P. 15.
7. *Pyatkov Yu.V., Pashkevich V.V., Penionzhkevich Yu.E. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 624. P. 140.