

The Sequential Character of Low Energy Ternary and Quaternary Nuclear Fission

S.G. Kadmsky, A.O. Bulychev

Voronezh State University, Voronezh, Russia

Последовательный характер низкоэнергетического тройного и четверного деления ядер

С.Г. Кадменский, А.О. Булычев

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существует два подхода к описанию низкоэнергетического истинного тройного деления ядер, при этом истинным тройным делением ядер в отличие от задержанного тройного деления называется процесс, при котором третья легкая частица испускает наряду с двумя массивными фрагментами деления из самого составного делящегося ядра, а не испаряется из одного из указанных фрагментов, появляющихся после разрыва указанного составного ядра. Первый подход опирается [1. I. Halpern, *Proc. Symp. on Physics and Chemistry of Fission* (Vienna: IAEA, 1964) p. 369; 2. А.Л. Барабанов // *Symmetries and spin-angular correlations in reactions and decay* (М.: Fizmatlit. 2010. 520с.)] на представление об одновременности вылета двух фрагментов деления и третьей частицы из делящегося ядра и связывается со snapping-эффектом, обусловленным быстрым неадиабатическим разрывом шейки делящегося ядра и приводящим к одновременному образованию двух фрагментов деления и третьей частицы. Второй подход [3. N. Carjan, *J. Phys. (Paris)* **37**, 1279 (1976); 4. O. Tanimura and T. Fliessbach, *Z. Phys. A* **238**, 975 (1982).] также обусловлен неадиабатичностью коллективного деформационного движения делящегося ядра и соответствует последовательному двухступенчатому характеру процесса тройного деления составного ядра, при котором на первой ступени происходит вылет третьей частицы из составного делящегося ядра и образование промежуточного ядра, которое на второй ступени делится на два фрагмента деления. Этот подход был использован в дальнейшем в работах по квантовой теории тройного деления [5. С. Г. Кадменский, *ЯФ* **66**, 739, (2003); 6. С.Г. Кадменский, *ЯФ* **67**, 167, 258 (2005); 7. С. Г. Кадменский, *ЯФ* **71**,

1220 (2008); 9. S.G.Kadmensky, V.E. Bunakov, L.V. Titova, *Proc. of Conf. «Nucleus-2014»*, Minsk, Belarus, 2014, P. 30.].

В работах [10. M. Mutterer et al., In Proc. 5 Int. Conf. on Dynamical Aspects of Nuclear Fission, Caste-Papiernicka, Slovakia, 2001, P. 191; 11. P. Jesinger *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **24**, 379 (2005)] было продемонстрировано существование двух видов четверного деления с появлением двух массивных фрагментов и двух легких частиц – истинного, когда все четыре частицы вылетают из составного делящегося ядра в достаточно узком интервале времени порядка нескольких ядерных времен (10^{-21} с), и псевдочетверного, когда происходит тройное деление указанного ядра с вылетом нестабильной третьей частицы, которая затем распадается с образованием третьей и четвертой легких частиц. Для описания четверного деления, как правило, используются подходы, аналогичные рассмотренному выше последовательному двухступенчатому подходу к описанию тройного деления ядер.

Целью настоящей работы является нахождение аргументов для обоснования возможности использования концепции последовательных многоступенчатых подходов для описания низкоэнергетического тройного и четверного деления ядер.

2. НЕИСПАРИТЕЛЬНЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ В ИСТИННОМ ТРОЙНОМ И ЧЕТВЕРНОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР.

Определяющим механизмом низкоэнергетического двойного деления ядер является механизм [12. A. Bohr. and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1969, 1975), V.1.2], связанный с кол-

лективным деформационным движением аксиально-симметричного деформированного делящегося ядра в направлении к точке его разрыва на фрагменты деления. Расчет параметров этого коллективного движения [13. J. R. Nix, Nucl. Phys. A. **130**, 241 (1969); 14. M. Brack *et al.*, Rev. Mod. Phys. **44**, 320 (1972)] осуществляется при сохранении направления оси симметрии делящегося ядра на всех этапах процесса его деления и при использовании условия адиабатичности рассматриваемого коллективного движения [12], требующего малости скорости изменения радиуса делящегося ядра по сравнению со скоростями нуклонов этого ядра вблизи его поверхности Ферми. Однако, как было показано в работах [3, 4], указанное условие адиабатичности нарушается в области появления и эволюции шейки делящегося ядра, связывающей два предфрагмента деления. Поэтому в этой области могут появиться возбужденные «входные» состояния делящегося ядра [15. С. Г. Кадменский, ЯФ **71**, 1220 (2008).]. В ряде работ [16. P. Fong, Phys. Rev. C **3**, 2025 (1971), 17. В. А. Рубчя, С. Г. Явшиц, ЯФ **40**, 649 (1984)] допускается, что эти входные состояния успевают перейти в равновесные термализованные состояния делящегося ядра вблизи его точки разрыва, характеризующиеся высокими энергетическими плотностями и температурами $T \geq 1$ МэВ. Но тогда в силу вступает эффект динамического усиления Кориолисова взаимодействия [18. С. Г. Кадменский, В. П. Маркушев, В. И. Фурман, ЯФ **34**, 987 (1981), 19. С. Г. Кадменский, В. П. Маркушев, В. И. Фурман, ЯФ **35**, 300 (1982).], который приводит к равномерному статистическому смешиванию всех возможных значений проекций K спина делящегося ядра в волновых функциях переходных делительных состояний и полному исчезновению [5-7] любого рода анизотропий в угловых распределениях продуктов

низкоэнергетического двойного и тройного деления ядер. Но поскольку существование подобных анизотропий надежно установлено экспериментально, можно прийти к важнейшему выводу [5-7], что делящееся ядро остается «холодным» на всех заключительных этапах процесса его деления. Это естественно приводит к сохранению сверхтекучих нуклон – нуклонных корреляций как в делящемся ядре, так и в начальных фрагментах деления, что позволяет объяснить четно-нечетные эффекты в экспериментальных массовых и зарядовых распределениях конечных фрагментов деления [20. N. Mollenkopf *et al.*, *Phys. G* **18**, 1203 (1992).].

Поскольку делящееся ядро остается холодным на всех этапах процесса деления этого ядра вплоть до точки его разрыва на фрагменты деления, испарительный механизм появления легких частиц для истинного тройного деления ядер, предложенный в ряде работ [17, 19], не может быть реализован. Поэтому реализуется наиболее вероятный неиспарительный механизм вылета третьих частиц, предложенный в работах [3, 4] и связанный с переходами третьих частиц из их поверхностных кластерных состояний в шейке делящегося ядра в состояния непрерывного спектра этих частиц (в надбарьерные состояния для заряженных третьих частиц), под действием эффекта «встряски», обусловленного неадиабатическим характером коллективного деформационного движения делящегося ядра.

Как показали расчеты [3], рассматриваемый неиспарительный механизм вылета третьих частиц для истинного тройного деления ядер реализуется только для интервалов времени, соответствующих заметному неадиабатическому характеру деформационного движения делящегося ядра и предшествующих

моменту разрыва указанного ядра на фрагменты деления. При реализации рассматриваемого механизма вероятность одновременного вылета из делящегося ядра третьей частицы и двух фрагментов деления оказывается пренебрежимо малой. Поэтому истинное тройное деление ядер может рассматриваться как последовательный двухступенчатый процесс, на первом этапе которого из переходного делительного состояния составного делящегося ядра (Z, A) выбрасывается третья частица (Z_3, A_3) и возникает переходное делительное состояние промежуточного ядра $(Z - Z_3, A - A_3)$, которое на втором этапе испытывает двойное деление с образованием легкого (Z_1, A_1) и тяжелого (Z_2, A_2) фрагментов деления.

Заметим, что экспериментальные угловые распределения третьих легких частиц имеют [21. M. Mutterer, J. Theobald, *Dinuclear Decay Modes* (Bristol: Inst. Phys. Publ., 1996) Ch. 12.] ярко выраженный экваториальный характер с максимумом в направлении, приблизительно перпендикулярном направлению вылета легкого фрагмента деления. Этот факт согласуется с представлением, что указанные легкие частицы вылетают преимущественно из шейки делящегося ядра в моменты времени, предшествующие моменту его разрыва на фрагменты деления. Если учесть, что влияние сверхтекучих корреляций в делящемся ядре приводит к наибольшей вероятности переходов третьих частиц в непрерывный спектр с равными нулю их начальными орбитальными моментами, то формы угловых распределений третьих частиц будут определяться кулоновским взаимодействием указанных частиц с оставшимися после их вылета промежуточными ядрами на первом этапе, а затем, после развала указанных ядер, с образовавшимися фрагментами деления. Полученное заключение при учете заметной зарядовой и массовой асимметрии фрагментов де-

ления достаточно хорошо подтверждается в многопараметровых траекторных расчетах [22. М. Я. Барковский и др., Препринт №1540, ЛИЯФ АН СССР, Ленинград, 1989].

3. СОХРАНЕНИЕ АКСИАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ЯДРА НА ВСЕХ ЭТАПАХ ПРОЦЕССА ДЕЛЕНИЯ И ВОЗМОЖНОСТЬ ИСТИННОГО ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ НЕОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР.

Определяющим свойством низкоэнергетического деления деформированных ядер, имеющих аксиально-симметричную форму в первой яме их потенциала деформации является сохранение аксиальной симметрии и, следовательно, направления оси симметрии делящейся системы на всех предразрывных и послеразрывных этапах процесса деления [12]. Это позволяет не согласиться с представлением работы [2], в которой допускается, что единственным выделенным направлением в делящемся ядре является направление вектора его спина J , которая появляется при поляризации указанного ядра, поскольку в деформированном делящемся ядре всегда существует выделенное направление n , связанное с направлением его оси симметрии. Это направление может быть выделено экспериментально, поскольку с наибольшей вероятностью направление вылета из делящегося ядра фрагментов деления совпадает с направлением n . Поэтому возможно появление анизотропий в угловом распределении вылетающих в тройном делении легких частиц, связанных не только с введенным в работе [2] несохраняющим четность коррелятором (J, k_3) , где k_3 - волновой вектор третьей частицы, но и с коррелятором (k_{LF}, k_3) , где k_{LF} - наиболее вероятный волновой вектор легкой частицы, совпадающий по направлению с n . Поэтому никаких запре-

тов, связанных с несохранением четности, для вылета третьей частицы из делящегося ядра еще до его разрыва на фрагменты деления не существует и помимо механизма тройного деления, связанного с одновременным вылетом легкой частицы и двух массивных фрагментов деления, может быть реализован механизм последовательного тройного деления.

4. Т-ИНВАРИАНТНОСТЬ И НЕВОЗМОЖНОСТЬ МЕХАНИЗМА ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ, СВЯЗАННОГО С ОДНОВРЕМЕННЫМ ВЫЛЕТОМ ЛЕГКОЙ ЧАСТИЦЫ И ФРАГМЕНТА ДЕЛЕНИЯ

Экспериментально были обнаружены [23. P. Jessinger, A. Kotzle, A.M. Gagarski, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **440**, 618 (2000); 24. A. M. Gagarski, I. S. Guseva, F. Gonnenein, *et al.*, in *Proceedings of the ISINN-14, Dubna, Russia, 2006* (JINR, Dubna, 2007), p. 93.] Т-нечетные асимметрии в тройном делении составного ядра вида $(\mathbf{s}_n, [\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_3])$, где \mathbf{s}_n - вектор поляризации захватываемого ядром мишенью при образовании составного ядра нейтрона. Поскольку эти асимметрии возникают при использовании Т-инвариантных гамильтонианов делящейся системы с учетом кориолисова взаимодействия легкой частицы со спином поляризованного составного делящегося ядра [25. В.Е. Бунаков, С.Г. Кадменский, ЯФ **66**, 1894 (2003)], то они удовлетворяют условию Т-инвариантности. Как было показано в работе [26. S.G. Kadmensky, P.V. Kostyukov], представленную в тезисах Международной конференции «Ядро-2015», условия Т-инвариантности данной асимметрии выполняются только при условии реализации последовательного двухступенчатого механизма тройного деления ядер.

5. ВОЗМОЖНОСТЬ УЧЕТА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЫЛЕТАЮЩЕЙ ЛЕГКОЙ ЧАСТИЦЫ С МАССИВНЫМИ ФРАГМЕНТАМИ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО ДВУХСТУПЕНЧАТОГО МЕХАНИЗМА УКАЗАННОГО ДЕЛЕНИЯ

При реализации двухступенчатого последовательного механизма тройное деления составного делящегося ядра существует возможность учета взаимодействия легкой частицы, момент вылета которой отстоит от момента деления оставшегося после ее вылета ядра на фрагменты деления на временной интервал Δt , при условии, что за это время вылетающая третья частица не слишком далеко удалилась от делящегося ядра и поэтому остаются не равными нулю дальнедействующие кулоновские силы взаимодействия третьей частицы и фрагментов деления. Эта ситуация хорошо отражена в траекторных расчетах энергетических и угловых распределений третьих частиц в тройном делении ядер.