ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2019, том 82, № 3, с. 235–238

ЯДРА

О ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ

© 2019 г. Г. В. Данилян*

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" — ИТЭФ, Москва, Россия

Поступила в редакцию 25.12.2018 г.; после доработки 25.12.2018 г.; принята к публикации 25.12.2018 г.

В экспериментах по измерению эффекта вращения делящегося ядра ^{234}U в момент его развала на осколки обнаружено, что при тройном делении ядра-мишени ^{233}U поляризованными s-нейтронами делящееся ядро вращается как правый винт относительно направления пучка продольно поляризованных нейтронов, тогда как при бинарном делении того же ядра оно вращается в противоположном направлении. Более того, тройное деление "предпочитает" спиновое состояние $\mathbf{J} = \mathbf{I} + 1/2$. Этот феномен невозможно объяснить в рамках существующих представлений о тройном делении, как одним из двух "конечных" состояний после разрыва шейки. Одно и то же "материнское" ядро ^{234}U не может вращаться в противоположных направлениях для двух разных конечных состояний. С неизбежностью приходится допустить, что тройное деление представляет собой особую ветвь спуска с седловой точки к точке разрыва ядра (scission), при этом оно формируется в седловой точке в конфигурации, благоприятной для образования кластеров. Почему оно предпочитает спиновое состояние $\mathbf{J} = \mathbf{I} + 1/2$? Это интересный вопрос для дальнейшего исследования.

DOI: 10.1134/S004400271903005X

Тройное деление ядер было обнаружено в ядерной фотоэмульсии в виде странного трека, берущего начало примерно посередине "жирного" трека и направленного почти под нормальным углом к нему. Основной "жирный" трек вызван легким и тяжелым осколками деления. Детальное исследование этого явления установило, что обнаруженная дополнительно к осколкам деления заряженная частица является в основном длиннопробежной α-частицей, образующейся в области между осколками в момент разрыва "шейки", соединяющей два будущих осколка. Кулоновское поле осколков "фокусирует" α-частицу в экваториальной "плоскости", но, поскольку заряд тяжелого осколка превышает заряд легкого, то максимум углового распределения α-частиц несколько сдвинут в сторону легкого осколка (примерно под углом 83°). Вероятность такого события, не совсем правильно названного "тройным делением", составляет доли процента относительно вероятности деления на два осколка. Многочисленные теоретические исследования, включающие в себя Монте-Карло симуляцию события, привели к представлению, что α-частица (и другие легкие заряженные частицы, вплоть до ядер Ne, эмитируемые с чрезвычайно низкой вероятностью) образуется в момент разрыва шейки или несколько раньше (процесс происходит за времена порядка 10^{-21} с). Таким образом, конечное состояние делящегося ядра, спускающегося с седловой точки к точке разрыва (scission), после разрыва ничем не определено. С позиции квантовой механики, если рассматривать седловую точку как начальное состояние, а точку разрыва — как конечное, все волновые функции множества конечных состояний должны быть представлены в полной волновой функции начального состояния. Т.е. уже в седловой точке существуют конфигурации, соответствующие конкретным конечным состояниям бинарного и тройного деления.

В последние годы были получены противоречивые экспериментальные данные по корреляциям импульсов конечных частиц со спином делящегося ядра, которые можно объяснить, лишь предположив, что тройное и бинарное деления формируются не в точке разрыва, а в соответствующих конфигурациях ядра в седловой точке.

В 2005 г. сотрудничество ПИЯФ и Тюбингенский университет продолжало детальные исследования обнаруженной ранее в тройном делении ядер-мишеней ^{235}U поляризованными холодными нейтронами T-нечетной трехвекторной угловой корреляции ("TRI-эффект") [1]. В этих исследованиях был обнаружен неожиданный эффект: угловое распределение длиннопробежных α-частиц, регистрируемых в направлении, ортогональном направлению продольно поляризованного пучка холодных нейтронов и оси деления, смещалось на малый угол в направлении последней при реверсировании направления поляризации пучка нейтронов. Авторы пришли к выводу, что это смещение

*E-mail: danilyan@itep.ru

обусловлено вращением делящегося ядра в момент развала (scission), и оно получило название "ROT-эффект" (от rotation). Аналогичный эффект был обнаружен и при делении ядер-мишеней ^{233}U [2]. Оба ROT-эффекта оказались одного знака, тогда как знаки TRI-эффектов для этих же ядер противоположны.

Для проверки полученных группой ПИЯФ результатов группа ИТЭФ предприняла одновременные измерения ROT-эффектов в эмиссии мгновенных γ-квантов и нейтронов для ядер-мишеней ^{235}U и ^{233}U [3]. Мишень представляла собой "сэндвич". В одной половине камеры деления детектировались совпадения импульсов с детекторов γ-квантов и нейтронов с импульсами с детекторов осколков деления (ОД), эмитируемых мишенью ^{233}U, тогда как в другой — детектировались совпадения импульсов с тех же детекторов γ-квантов и нейтронов, с импульсами от детекторов ОД, эмитируемых мишенью ^{235}U. Результаты измерений группы ИТЭФ оказались в противоречии с данными группы ПИЯФ. Все экспериментальные данные приведены в табл. 1.

Чтобы могло означать несовпадение относительных знаков ROT-эффектов в тройном и бинарном делении ядер — мишеней ^{235}U и ^{233}U?

При захвате неполяризованным ядром со спином основного состояния $\mathbf{I}$ поляризованных s-нейтронов когерентно возбуждаются состояния компаунд-ядра со спинами $\mathbf{J} = \mathbf{I} + 1/2$ и $\mathbf{J} = \mathbf{I} - 1/2$. В первом состоянии направление поляризации составного ядра совпадает с направлением поляризации пучка нейтронов, тогда как во втором состоянии оно противоположно. Ядро с отличным от нуля спином вращается и, если оно поляризовано, ось деформации ядра вращается вокруг вектора поляризации ядра. Как правило, принимается правовинтовая система отсчета и направление вращения оси деформации считается положительным, если она поворачивается направо.

При делении поляризованных ядер вращение оси деформации в точке разрыва ядра приводит к смещению оси деления, определяемого траекторией ОД, которая вместо прямолинейной становится гиперболической благодаря дополнительной орбитальной составляющей скорости ОД в точке разрыва ядра. В экспериментах по исследованию тройного деления вектор поляризации делящегося ядра параллелен оси Z, определяемой направлением продольно поляризованного пучка нейтронов. Вдоль оси X летит легкий ОД, а α-частицы эмитируются делящимся ядром вдоль оси Y.

Конечно, и ОД, и α-частицы регистрируются детекторами, охватывающими конечные телесные углы. Смещение оси деления означает, что оси X и Y поворачиваются на угол $\delta\theta$ вокруг оси Z. Угловое распределение α-частиц не смещается, но в новой координатной системе X', Y' оно выглядит смещенной на угол $(-\delta\theta)$, поскольку ось деления поворачивается направо. При реверсе поляризации пучка нейтронов ось деления смещается на угол $(-\delta\theta)$, а угловое распределение α-частиц "смещается" на угол $\delta\theta$.

Кроме рассмотренного "кажущегося" смещения углового распределения α-частиц происходит и реальное его смещение. Оно обусловлено тем, что в самом начале "разбегания" осколков и α-частиц под действием кулоновского отталкивания, последняя, будучи захваченной вращающимся кулоновским полем ОД, действительно поворачивается на некоторый угол ϑ в направлении смещения траектории легкого осколка. Этот угол мал по сравнению с $\delta\theta$. Как следует из приведенного описания эксперимента, в измерениях скорости счета совпадений сигналов с детекторов α-частиц с сигналами с детекторов ОД при двух направлениях поляризации пучка нейтронов, обнаруживается разница в числе совпадений. Отношение этой разности к суммарному числу событий определяет измеряемую асимметрию A счета совпадений относительно направления поляризации пучка нейтронов

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}. \qquad (1)$$

В (1) N^+ и N^- — числа совпадений в секунду импульсов от детекторов частиц с импульсами от ОД при противоположных направлениях поляризации пучка нейтронов.

Величина измеряемой асимметрии определяется формулой

$$A = \delta\theta F'(\theta)/F(\theta), \qquad (2)$$

где $F(\theta)$ — функция углового распределения регистрируемых частиц, $F'(\theta)$ — ее производная в среднем положении телесного угла, охватываемого детектором частиц.

Результаты измерений этих асимметрий группой ИТЭФ приведены в табл. 1. Там же даны измеренные асимметрии группой ПИЯФ, но пересчитанные с учетом угла ϑ реального смещения α-частиц.

Однако между этими двумя данными по асимметриям есть существенная разница. Асимметрия в бинарном делении однозначно определяет угол $\delta\theta$ смещения траектории осколка, тогда как асимметрия, измеренная в тройном делении, представляет разностный угол $\Delta = \delta\theta - \vartheta$, где ϑ — угол смещения α-частицы, увлекаемой вращающимся кулоновским полем двух осколков. Измерить этот угол в эксперименте невозможно, и для того, чтобы определить $\delta\theta$, представляющий собой основную характеристику ROT-эффекта, необходимо определить ϑ в траекторных расчетах, которые, как

Таблица 1. Экспериментальные данные по ROT- и TRI-эффектам при делении ядер ^{233}U и ^{235}U поляризованными нейтронами

Частица и тип корреляции	Корреляция	^{233}U	^{235}U
α-TRI, $D_\alpha \times 10^3$	$W(\theta) = C^*\{1 + D_\alpha \mathbf{P}_\alpha[\boldsymbol{\sigma}_n, \mathbf{P}_{\rm lf}]\}$	-3.90 ± 0.12	$+1.70 \pm 0.2$
α-ROT, 2Δ, град		$+0.021 \pm 0.004$	$+0.215 \pm 0.005$
γ-ROT, $A \times 10^5$		-6.3 ± 1.6	$+16.6 \pm 1.6$
n-ROT, $A \times 10^5$		-4.8 ± 1.6	$+21.2 \pm 2.5$

* C — нормировочная константа.

Таблица 2. Экспериментальные данные по TRI- и ROT-эффектам при делении ядер поляризованными нейтронами

Частица и тип корреляции	^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu
α-TRI, $D_\alpha \times 10^3$	-3.90 ± 0.12	$+1.7 \pm 0.2$	-0.23 ± 0.09	$+1.30 \pm 0.15$
α-ROT, 2Δ, град	$+0.021 \pm 0.004$	$+0.215 \pm 0.005$	$+0.020 \pm 0.003$	$+0.047 \pm 0.004$
γ-ROT, $A \times 10^5$	-6.3 ± 1.6	$+16.6 \pm 1.6$		
n-ROT, $A \times 10^5$	-4.8 ± 1.6	$+21.2 \pm 2.5$		

известно, допускают большой произвол в выборе начальных условий. Следовательно, данные по ROT-эффектам в тройном делении — модельнозависимые.

Группа ПИЯФ измеряла TRI- и ROT-эффекты не только для ядер-мишеней ^{235}U и ^{233}U, но и для ядер-мишеней ^{239}Pu и ^{241}Pu. Все экспериментальные данные по TRI- и ROT-эффектам сведены в табл. 2.

Обращает на себя внимание, что знаки ROT-асимметрий в тройном делении всех четырех исследованных ядер оказались положительными. В то же время знаки ROT-эффектов в бинарном делении ядер ^{233}U и ^{235}U противоположны. Что могло бы означать, что знаки ROT-эффектов при делении всех четырех ядер положительны? Если это случайное совпадение знаков, что маловероятно, то проблема различия в относительных знаках ROT-эффектов в тройном и бинарном делении ядер ^{233}U и ^{235}U остается нерешенной. Но очень вероятно, что совпадение знаков асимметрий не случайное. В этом случае мы предлагаем следующий подход, который решает проблему.

Из вышеприведенных определений ясно, что положительный знак асимметрий в тройном делении ядер-мишеней ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu свидетельствует о том, что тройное деление всех перечисленных ядер формируется в конфигурации со спиновым состоянием $\mathbf{J} = \mathbf{I} + 1/2$, тогда как вероятность бинарного деления не зависит от спина. Какие аргументы можно привести против такого предположения? Во-первых, естественно задать вопрос: почему знаки TRI-эффектов не оказались положительными? Ответ очень простой. Коэффициент корреляции D_α (табл. 1) имеет свой собственный знак, зависящий от значений спинов начального и конечного состояний ядра, и поэтому он может быть неодинаков для разных ядер. Второй весьма важный аргумент — утверждение авторов работы [4], что относительная вероятность тройного деления к бинарному (T/B) не зависит от спина. В [4] анализируются экспериментальные данные по T/B для большого числа резонансов при делении ядер ^{235}U нейтронами. Однако только шесть резонансов можно считать достаточно изолированными. Из этих шести резонансов только в трех случаях величина спина достаточно надежно установлена в измерениях разных групп. Поэтому утверждения авторов [4] о независимости (T/B) от спина не подкреплены статистической достоверностью.

Если принять приведенные выше соображения, что определенное конечное состояние после разрыва шейки формируется не в точке разрыва, а в седловой точке, то объясняется обнаруженное противоречие, когда ROT-эффект в тройном делении ядер-мишеней ^{233}U имеет положительный знак, а в бинарном — отрицательный. Не может одно и то же делящееся ядро ^{234}U в одном и том же квантовом состоянии, в одной моде деления вра-

щаться перед разрывом шейки, как правый винт, а в другом — как левый.

В свете обсуждаемой проблемы очень желательны одновременные измерения ROT-эффектов в тройном и бинарном делении ядер-мишеней ^{235}U и ^{233}U, при объединении их в "сэндвич", подобно тому, как было сделано в эксперименте группы ИТЭФ. Но, в отличие от упомянутого эксперимента, в предлагаемом эксперименте ROT-эффекты в эмиссии мгновенных нейтронов и γ-квантов должны измеряться в совпадениях с α-частицей тройного деления указанных ядер. В этом эксперименте знаки ROT-эффектов в угловых распределениях мгновенных γ-квантов и нейтронов при делении ядер-мишеней ^{235}U и ^{233}U должны совпадать, если анизотропии угловых распределений мгновенных γ-квантов и нейтронов, эмитируемых возбужденными осколками делящегося ядра ^{234}U больше единицы, как это имеет место для анизотропий угловых распределений мгновенных γ-квантов и нейтронов, эмитируемых возбужденными осколками делящегося ядра ^{236}U.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Göennenwein, M. Mutterer, A. Gagarski, I. Guseva, G. Petrov, V. Sokolov, T. Zavarukhina, Yu. Gusev, J. von Kalben, V. Nesvizhevski, and T. Soldner, Phys. Lett. B **652**, 13 (2007); A. Gagarski, I. Guseva, F. Göennenwein, G. Petrov, P. Jesinger, V. Sokolov, T. Zavarukhina, M. Mutterer, J. von Kalbern, W. Trzaska, S. Khlebnikov, G. Tiourine, S. Soloviev, V. Nesvizhevsky, O. Zimmer, and T. Soldner, in *Proceedings of the International Seminar on Interaction of Neutrons with Nuclei ISINN-14, Dubna, Russia, 2006* (JINR, Dubna, 2007), p. 93.
2. Г. В. Данилян, Й. Кленке, Ю. Н. Копач, В. А. Крахотин, В. В. Новицкий, В. С. Павлов, П. Б. Шаталов, ЯФ **77**, 715 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 677 (2014)].
3. A. Gagarski, F. Pönnenwein, I. Guseva, P. Jesinger, Yu. Kopatch, T. Kuzmina, E. Lelièvre-Berna, M. Mutterer, V. Nesvizhevsky, G. Petrov, T. Soldner, G. Tiourine, W. H. Trzaska, and T. Zavarukhina, Phys. Rev. C **93**, 054619 (2016).
4. C. Wagemans and A. J. Deruytter, Nucl. Phys. A **194**, 657 (1972).

ON TERNARY FISSION INDUCED BY NEUTRONS

G. V. Danilyan

NRC "Kurchatov institute" — ITEP, Moscow, Russia

Rotational effects of the fissile nucleus ^{234}U at the scission point were measured in ternary and binary fission of ^{233}U nuclei using polarized s-neutrons. It was found that in ternary fission the fissile nucleus rotates to the right relative to the direction of the polarized neutron beam, whereas in binary fission of the same nucleus, it rotates in the opposite direction. Moreover, the ternary fission "prefers" the spin states $\mathbf{J} = \mathbf{I} + 1/2$. This phenomenon cannot be explained within the existing concepts of the ternary fission as one of the two "finite states" after rupture of the neck. The same "parent" nucleus ^{234}U cannot rotate in opposite directions for two different final states. It is necessary to assume inevitably that the ternary fission is a special branch of descent from the saddle point to the scission. It is formed on the saddle in the configuration favorable for the formation of clusters. Why does it "prefer" the spin state $\mathbf{J} = \mathbf{I} + 1/2$? This is an interesting question for further investigation.