

УДК 539.173

НЕСТАТИСТИЧЕСКАЯ ПРИРОДА СПИНОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАГМЕНТОВ ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

© 2022 г. С. Г. Кадменский¹, *, Д. Е. Любашевский¹

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования “Воронежский государственный университет”, Воронеж, Россия

*E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию 14.03.2022 г.

После доработки 08.04.2022 г.

Принята к публикации 22.04.2022 г.

Показано, что возникающие в результате спонтанного и индуцированного низкоэнергетического деления ядер неравновесные распределения спинов и относительных орбитальных моментов образующихся фрагментов деления вблизи точки разрыва исследуемого ядра успешно описываются одновременным учетом нулевых поперечных wriggling- и bending-колебаний составного делящегося ядра вблизи точки его разрыва. Опровергнут вывод о некоррелированном происхождении спинов фрагментов деления.

DOI: 10.31857/S0367676522080099

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время нет экспериментальных данных, которые позволили бы однозначно выбрать одну из множества конкурирующих теорий о механизме возникновения спина фрагментов деления и относительного орбитального момента [1–8]. Тем не менее все теоретические подходы предсказывают, что в процессе спуска ядра от седловой точки к точке разрыва, происходит возбуждение коллективных колебательных мод, приводящих к появлению больших значений спинов предфрагментов деления и большого относительного орбитального момента. В работе [9] было выдвинуто предположение о некоррелированном происхождении спинов, поскольку фрагменты в данной работе считались двумя отдельными независимыми квантовыми системами. Подтверждение или опровержение данного вывода является актуальной задачей.

Стабильность тяжелых атомных ядер определяется тонким балансом между кулоновским отталкиванием протонов, которые пытаются деформировать ядро, и ядерным поверхностным натяжением, приводящим ядро к сферическим конфигурациям, а также к эффектам квантовых оболочек, которые добавляют дополнительную стабильность для определенных ядерных форм. Деление происходит при нарушении этого баланса в сторону кулоновского отталкивания. Это экзотермический динамический процесс, который начинается с нестабильности формы ядра, которая после прохождения точки невозврата (седло-

образной точки) становится все более и более удлиненной. Возникающие фрагменты соединены между собой шейкой. Дальнейший быстрый разлет фрагментов приводит к делению ядра. Оболочечные эффекты в возникающих фрагментах приводят к определенным благоприятным значениям масс указанных фрагментов. При низкоэнергетическом делении ядер-актинидов, обычно содержащих около 240 нуклонов, наиболее вероятен выход для легкого фрагмента с массой $A \approx 100$ и тяжелого фрагмента с массой $A \approx 140$. После деления ядра на два возбужденных фрагмента процесс снятия возбуждения каждого из фрагментов определяется статистическим процессом. Первоначально это происходит за счет эффективного уменьшения энергии возбуждения посредством испускания обычно от 0 до 2 нейтронов и от 1 до 3 высокоэнергетических γ -квантов. Впоследствии испускаются еще несколько γ -квантов, которые обычно уменьшают значения спина на две единицы, унося большую часть спина и оставшуюся энергию возбуждения. Этот быстрый процесс снятия возбуждения заканчивается на основных состояниях фрагментов обычно в течение нескольких наносекунд [10].

Есть много конкурирующих теоретических подходов, описывающих механизм образования собственного спина в делящемся ядре, и на каком этапе это происходит. Один класс теорий предполагает, что спин возникает из-за возбуждения коллективных колебательных мод, таких, как wriggling- и bending-колебания, перед его делени-

ем [11]. Эти теории предполагают, что колебания либо инициируются тепловыми возбуждениями, возникающими из-за квантовых флуктуаций, либо, и тем и другим. Другой класс теорий предполагает, что после деления спины образуются либо кулоновскими силами [12], либо деформированными фрагментами, которые имеют связанные ориентации [13, 14]. Поскольку спин быстро уносится γ -квантами, экспериментальное изучение механизма образования обязательно включает детальное наблюдение мгновенных γ -квантов.

Попытки объяснения данного факта через кулоновское взаимодействие вылетающих из делящегося ядра сильно деформированных фрагментов деления оказались неудовлетворительными, поскольку рассматриваемое кулоновское взаимодействие может изменить значения относительных орбитальных моментов \vec{L} и спинов \vec{J}_1, \vec{J}_2 фрагментов лишь на малые величины $\Delta L, \Delta J_1, \Delta J_2 \leq 2$ [1] по сравнению с их средними значениями. Современное понимание природы отмеченного выше факта [1, 2, 15, 16] основано на учете двух типов коллективных поперечных колебаний делящегося ядра в окрестности точки его разрыва, рассмотренных в работе [11]. К первому типу относятся изгибные bending-колебания, связанные с поворотами в противоположные стороны вокруг некоторой оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра Z , двух сильно деформированных предфрагментов деления, соприкасающихся своими вершинами в области шейки делящегося ядра и переходящих во фрагменты деления после разрыва этой шейки. Из-за закона сохранения полного спина делящегося ядра обусловленные bending-колебаниями спины вылетающих из делящегося ядра фрагментов удовлетворяют условию $\vec{J}_{b1} = -\vec{J}_{b2}$. Второй тип учитываемых поперечных колебаний делящегося ядра связан с извивными wriggling-колебаниями, для которых повороты предфрагментов деления происходят в одну сторону вокруг оси, также перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра, что приводит к появлению одинаково направленных и больших по величине спинов вылетающих фрагментов деления \vec{J}_{w1} и \vec{J}_{w2} . Компенсация отличного от нуля суммарного спина указанных предфрагментов $\vec{F}_w = \vec{J}_{w1} + \vec{J}_{w2}$ осуществляется за счет поворота всего делящегося ядра вокруг той же оси в противоположную сторону. Это приводит к появлению относительного орбитального момента фрагментов \vec{L}_w , связанного в силу закона сохранения полного спина делящегося ядра с вектором \vec{F}_w соотношением $\vec{L}_w = -\vec{F}_w$. Оба типа поперечных колебаний дают вклады в значения спинов \vec{J}_1 и \vec{J}_2 вылетающих фрагментов деления,

однако только wriggling-колебания фактически определяют распределение относительных орбитальных моментов \vec{L} этих фрагментов.

Цель настоящего исследования – развить подход, предложенный в работах [15, 16] для доказательства возможности описания угловых и спиновых распределений фрагментов, формируемых при спонтанном и низкоэнергетическом индуцированном делении ядер, при одновременном учете нулевых поперечных bending- и wriggling-колебаний делящегося ядра, опровергнуть вывод о некоррелированном происхождении углового момента фрагментов деления сделанном в работе [9], и установить непосредственную связь угловых распределений осколков спонтанного и низкоэнергетического деления ядер с нулевыми wriggling- и bending- колебаниями.

СПИНОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ СПОНТАННОГО И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ИНДУЦИРОВАННОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Спонтанное и вынужденное низкоэнергетическое деление деформированных ядер описывается при использовании концепции переходных делительных состояний (ПДС) делящегося ядра, которые строятся в обобщенной модели ядра [17, 18] при учете сохранения направления оси симметрии делящегося ядра на всех стадиях его внутренних коллективных деформационных движений. Поскольку рассматриваемые виды деления ядер реализуются в случаях, когда энергия возбуждения делящегося ядра E_{exc} заметно не превосходит высот внутреннего и внешнего барьеров деления, наибольшая вероятность указанного деления при учете барьерных факторов проницаемости имеет место, если энергии рассмотренных выше ПДС имеют значения, близкие к энергии E_{exc} . Это соответствует отсутствию нуклонных многоквaziчастичных мод возбуждения делящегося ядра и его холодности на всех стадиях коллективного деформационного движения вплоть до точки разрыва [19–21]. При нарушении условия адиабатичности [22] в области деления после прохождения делящимся ядром внешнего барьера деления в данном ядре могут возбуждаться коллективные “входные” состояния. В ряде работ [23, 24] допускается, что указанные входные состояния еще до разрыва делящегося ядра успевают перейти в многоквaziчастичные равновесные термализованные состояния, характеризующиеся достаточно высокими температурами ($T > 1$ МэВ) и вследствие этого большими энергетическими плотностями уровней. В этом случае реализуется [25, 26] динамическое усиление Корио-

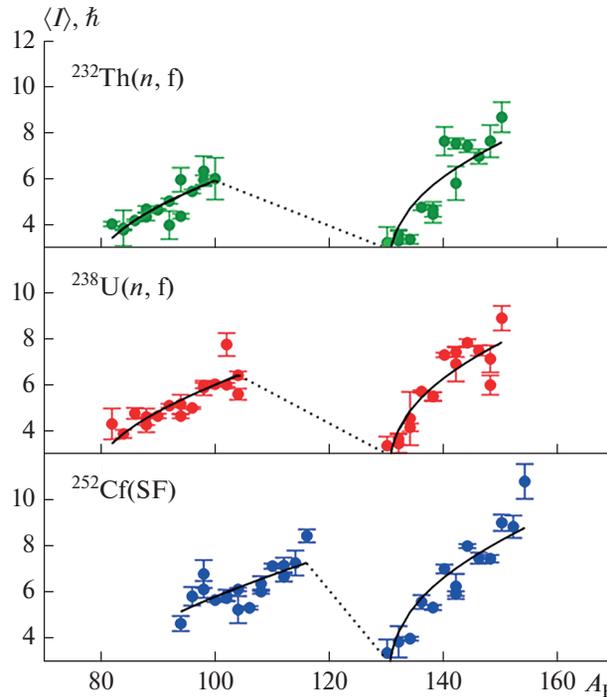


Рис. 1. Зависимость среднего спина I от массы фрагментов A_F , полученная в работе [9].

лисова взаимодействия полного спина делящегося ядра \bar{J} со спинами \bar{j} нуклонов, лежащих вблизи его поверхности Ферми. Это взаимодействие приводит к равномерному статистическому смешиванию всех возможных значений проекции K спина \bar{J} на ось симметрии ядра и к полному исчезновению любого рода анизотропий [19–21] в угловых распределениях продуктов спонтанного и низкоэнергетического вынужденного двойного и тройного деления ядер. Поскольку существование подобных анизотропий подтверждено экспериментально, можно прийти к важнейшему заключению [19–21, 27–30], что делящееся ядро не успевает термализоваться даже на неадиабатических стадиях его коллективного движения, т.е. остается холодным вплоть до разрыва, что согласуется с сохранением проекции K ПДС (J_{MK}) ядра в окрестности его точки разрыва. Отсюда следует вывод, что вылетающие из делящегося ядра фрагменты двойного деления в окрестности точки разрыва оказываются в холодных неравновесных состояниях, что обусловлено неравновесными значениями параметров деформации указанных фрагментов, а также возможным появлением в них входных возбужденных состояний. Для описания таких состояний авторы работы [9] в рамках статистической одночастичной модели установили, что если вновь образованные фрагменты независимы, то в соответствии со статисти-

ческой теорией можно ожидать, что их возбужденные состояния будут иметь распределение вероятностей $P(J)$ спинов \bar{J} , которое впервые было получено Гансом Бете, и имеет вид [31]:

$$P(J/\sigma^2) = \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

где σ – стандартное отклонение спинового распределения, описывающее ширину этого распределения, который напрямую связан со средним значением спина $J \approx 1.15\sigma$. Из статистической теории была получена гладкая параметризация, которую можно сравнить с нашими средними значениями спинов (рис. 1):

$$J = cA_N^{1/4} A_F^{7/12}, \quad (2)$$

где c – константа и единственный свободный подгоночный параметр, A_F – масса фрагмента, A_N – масса нуклонов шейки. Для легких и тяжелых фрагментов были использованы значения $A_N = (A_F - 78)$ и $A_N = (A_F - 130)$ вблизи двойных магических замкнутых оболочек Ni и Sn. Представленный здесь вывод имеет ограничения и предназначен не для полного описания, а для иллюстрации идеи. Расширенное теоретическое описание включало бы более сложные зависимости параметров из-за структурных эффектов.

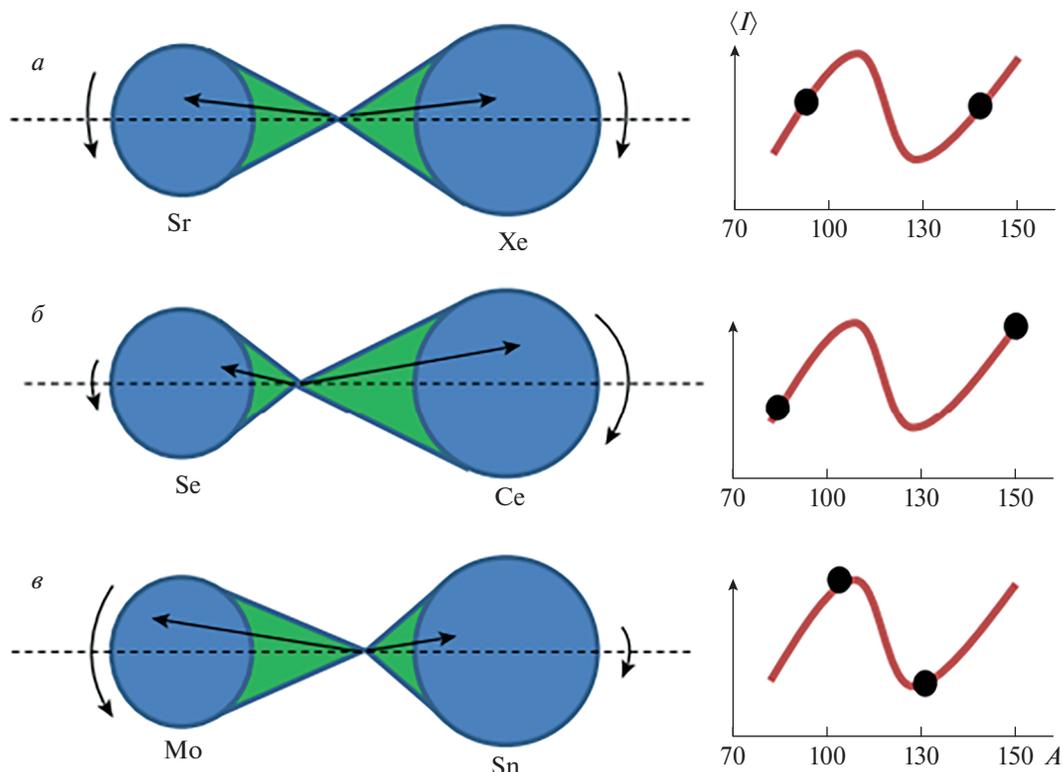


Рис. 2. Схематическая диаграмма генерации углового момента после разрыва, предложенная в работе [9].

В работе [9] было выполнено шесть независимых подгонок с использованием вышеуказанной параметризации для каждого легкого и тяжелого пика для трех различных ядер. Рассчитанные константы удивительно похожи. Среднее значение $c = 0.196$ и стандартное отклонение $\sigma_c = 0.009$. Относительное отклонение составляет всего около 4%, что позволяет предположить, что спины фрагментов попадают на универсальную кривую. Таким образом, эта простая параметризация, по-видимому, чувствует основные составляющие взаимосвязи спин-масса. Экспериментально наблюдаемое изменение средних спинов, таким образом согласуется с тем, что ожидается из статистической теории для некоррелированного механизма образования спинов после деления. Могут быть и другие эффекты второго порядка, например, кулоновские силы, которые еще не учтены, но они явно малы.

В рамках макроскопического подхода предполагается, что фрагменты приобретают свой спин в процессе, аналогичном разрыву эластичного жгута. Между двумя возникающими фрагментами образуется шейка, которая сначала растягивается, а затем происходит разрыв и, наконец, релаксация, во время которой потенциальная энергия деформированной шейки аналогично растянутому

эластичному жгуту преобразуется в кинетическую энергию. Для асимметричного деления ядер актиноидов предполагается двойной кластер, в котором ядра возникающих фрагментов лежат около дважды замкнутых магических оболочек, а оставшиеся нуклоны из шейки разделяются между ними после разрыва. На рис. 2 демонстрируется процесс образования собственного спина предфрагментов деления, где стрелками показаны направления их вращения, а нуклоны шейки выделены зеленым цветом. Прямые черные стрелки показывают размеры и примерные направления векторов импульса, которые генерируют соответствующие спины. Положения на пилообразном распределении полученных средних спинов показаны на рис. 2 справа.

Предполагается, что нуклоны обеих половин разорванной шейки генерируют спин в каждом фрагменте. Относительные величины спинов будут зависеть от количества нуклонов шейки и, следовательно, от точного местоположения разрыва шейки, то есть от конфигурации при разрыве. Обычно шейка разрывается посередине в самом слабом месте [32]. Однако в квантовой механике разрыв может появиться в любом месте с уменьшением вероятности для более экстремальных вариантов. По-видимому, когда система до-

стигает определенной конфигурации разрыва, она уже не может влиять на образование спина после деления, так как фрагменты не сохраняют “память” об их образовании.

При делении нуклоны, лежащие вблизи шейки ядра и далеко от центров масс фрагментов, оказываются в двух очень вытянутых конфигурациях. Такие экстремальные деформации имеют большую поверхностную энергию, которая обеспечивает возврат к более сферическим формам. Колебания в совокупном направлении движения этих бывших нуклонов шейки порождают два независимых спина. Небольшие угловые отклонения от оси деления коллективного движения нуклонов должны происходить из-за принципа неопределенности Гейзенберга для орбитального момента и угла разлета [33]. Неопределенности в направлении результирующего импульса, лежащего вдоль оси деления, приведут к небольшим перпендикулярным компонентам, которые будут образовывать распределение спинов. Спины в обоих фрагментах будут лежать в плоскости, перпендикулярной оси деления в соответствии с экспериментальными данными [9], хотя при этом не будет наблюдаться никакой корреляции или ограничения на их относительную ориентацию. Результирующий орбитальный момент \vec{L} фрагментов компенсируется компонентами спинов \vec{J}_1 и \vec{J}_2 , которые направлены перпендикулярно оси деления и обеспечивает выполнение закона сохранения полного спина $\vec{J}_1 + \vec{J}_2 + \vec{L} = 0$.

Резкое изменение формы фрагментов от вытянутой к более сферической также приводит к выделению энергии, поскольку поверхностная энергия преобразуется во внутреннюю энергию возбуждения, создавая основу для последующего испарения нейтронов. Таким образом, спины, энергия возбуждения и множественности испускаемых нейтронов будут сильно коррелировать друг с другом. В самом деле, известно, что подобные пилообразные распределения имеют место в средней множественности нейтронов в зависимости от массы фрагмента [34, 35].

Хотя авторы [9] признают, что возможны и другие интерпретации, краткое предположение о механизме, который образует собственный спин, в свете полученных данных, состоит в следующем: делящееся ядро вначале имеет нулевой или близкий к нулю спин и испытывает 1) непреодолимую нестабильность формы из-за кулоновских сил; 2) образование шейки между двумя возникающими кластерами фрагментов; 3) растяжение шейки и разрыв с рождением двух деформированных предфрагментов, которые представляются двумя независимыми квантовыми системами; 4) релаксацию формы каждого фрагмента по мере

того, как поверхностная потенциальная энергия преобразуется в возбуждение внутренних нуклонных степеней свободы; 5) результирующее заполнение состояний с различными спинами, происходящее в соответствии со статистической теорией для двух независимых возбужденных фрагментов. В эквивалентной макроскопической картине последние два шага также можно рассматривать как: 4) релаксацию формы, когда совокупные коллективные движения нуклонов имеют внеосевые компоненты, образующие два независимых спина; 5) статистические распределения вращающихся моментов, создающие два независимых распределения спинов.

Авторы работы [9] в рамках своего подхода не могут объяснить экспериментально наблюдаемый факт, нашедший свое объяснение в рамках гипотезы Бора [17], который состоит в том, что направление разлета фрагментов сонаправлено оси симметрии делящегося ядра, при котором угол разлета фрагментов $\Delta\theta' \rightarrow 0$. В подходе авторов работы [9] спины фрагментов и орбитальный момент появляются только после разрыва ядра на фрагменты деления. Для объяснения же этого экспериментального факта уже в момент разрыва необходимо наличие большого орбитального момента $\Delta L = \infty$, который мог бы скомпенсировать по закону сохранения большие значения спинов фрагментов.

Можно данный экспериментальный факт объяснить в рамках неравновесного спинового распределения фрагментов деления, возникающего из-за поперечных wriggling- и bending-колебаний делящегося ядра в окрестности его точки разрыва [11]. В случаях спонтанного и индуцированного низкоэнергетического деления ядер вылетающие из него фрагменты должны находиться в холодных неравновесных состояниях вблизи точки разрыва [15, 16]. Это необходимо учесть при построении их спиновых распределений, используя только нулевые поперечные wriggling- и bending-колебания ядра.

Волновые функции нулевых wriggling- и bending-колебаний в импульсном представлении $\Psi_0(J_{w_x})$, $\Psi_0(J_{w_y})$ и $\Psi_0(J_{b_x})$, $\Psi_0(J_{b_y})$ зависят от моментов количества движения для wriggling (w)- и bending (b)-колебаний J_{w_x} , J_{w_y} , J_{b_x} , J_{b_y} . Эти моменты связаны с проекциями спинов \vec{J}_1 и \vec{J}_2 фрагментов деления на оси X , Y , перпендикулярные оси симметрии делящегося ядра Z :

$$\begin{aligned} J_{w_x} &= J_{1x} + J_{2x}, & J_{w_y} &= J_{1y} + J_{2y}, & J_{b_x} &= J_{1x} - J_{2x}, \\ J_{b_y} &= J_{1y} - J_{2y}, & J_1^2 &= J_{1x}^2 + J_{1y}^2, & J_2^2 &= J_{2x}^2 + J_{2y}^2. \end{aligned} \quad (3)$$

В результате $\Psi_0(J_{w_x})$ и $\Psi_0(J_{b_x})$ представляются в виде [9]:

$$\begin{aligned} \Psi_0(J_{w_x}) &= (\pi C_w)^{-1/4} \exp\left(-\frac{J_{w_x}^2}{4C_w}\right); \\ \Psi_0(J_{b_x}) &= (\pi C_b)^{-1/4} \exp\left(-\frac{J_{b_x}^2}{4C_b}\right), \end{aligned} \quad (4)$$

причем $C_w = M_w \hbar \omega_w$, $C_b = M_b \hbar \omega_b$, частоты ω_w и ω_b wriggling- и bending-колебаний определяются классическими формулами $\omega_w = \sqrt{K_w/M_w}$ и $\omega_b = \sqrt{K_b/M_b}$, где K_i – параметр жесткости, а M_i – массовый параметр. Выражая функцию распределения $W(\bar{J}_1, \bar{J}_2)$ фрагментов деления по спинам \bar{J}_1 и \bar{J}_2 через произведения квадратов модулей волновых функций нулевых bending- и wriggling-колебаний (4)

$$\begin{aligned} W(\bar{J}_1, \bar{J}_2) &= \\ &= |\Psi_0(J_{w_x})|^2 |\Psi_0(J_{w_y})|^2 |\Psi_0(J_{b_x})|^2 |\Psi_0(J_{b_y})|^2, \end{aligned} \quad (5)$$

можно получить [9] явный вид распределения (5):

$$\begin{aligned} W(\bar{J}_1, \bar{J}_2) &= \frac{4J_1 J_2}{\pi C_b C_w} \times \\ &\times \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{C_b} + \frac{1}{C_w}\right)(J_1^2 + J_2^2) + \right. \\ &\left. + \left(\frac{1}{C_b} - \frac{1}{C_w}\right)J_1 J_2 \cos \phi\right], \end{aligned} \quad (6)$$

где ϕ ($0 \leq \phi \leq 2\pi$) – угол между двумерными векторами спинов фрагментов \bar{J}_1 и \bar{J}_2 , лежащими в плоскости $xу$. Проводя интегрирование в формуле (6) по переменным J_2 и ϕ , можно получить [11] распределение спинов одного из предфрагментов деления:

$$W(J_1) = \frac{4J_1}{C_b + C_w} \exp\left[-\frac{2J_1^2}{C_b + C_w}\right]. \quad (7)$$

При использовании формулы (7) можно рассчитать средние значения \bar{J}_1 спина одного из фрагментов деления:

$$\bar{J}_1 = \int_0^\infty J_1 W(J_1) dJ_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} (C_b + C_w)^{1/2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} B. \quad (8)$$

Из оценок работы [11] для делящегося ядра ^{236}U при значениях параметров деформации предфрагментов деления $\beta_2 \approx 0.2$ следует, что $M_w = 1.6 \cdot 10^6 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^2 \cdot \text{с}^2$; $M_b = 2.0 \cdot 10^6 \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^2 \cdot \text{с}^2$; $K_w = 295 \text{ МэВ} \cdot \text{рад}^{-2}$; $K_b = 52 \text{ МэВ} \cdot \text{рад}^{-2}$; $\hbar\omega_w = 2.3 \text{ МэВ}$; $\hbar\omega_b = 0.9 \text{ МэВ}$; $C_w = 132\hbar^2$ и $C_b = 57\hbar^2$,

т.е. жесткости K_i^0 , энергии квантов $\hbar\omega_w$ и коэффициенты C_w для wriggling-колебаний оказываются заметно большими аналогичных величин для bending-колебаний. Совместный учет wriggling- и bending-колебаний приводит к среднему значению спина фрагмента деления $\bar{J} \approx 8.6$, что коррелирует с диапазонами значений средних спинов фрагментов деления \bar{J} (7–9), полученных в работах [36, 37].

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ФРАГМЕНТОВ СПОНТАННОГО И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВЫНУЖДЕННОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Почти все недавние расчеты угловых распределений фрагментов, возникающих в результате спонтанного и индуцированного низкоэнергетического деления ядер, основаны на гипотезе Бора [17], состоящей в том, что направления разлета фрагментов коллинеарно оси симметрии делящегося ядра. Из квантово-механической связи между неопределенностями ΔL и $\Delta\theta'$ в определении относительных орбитальных моментов \bar{L} фрагментов деления и их вылета под углом θ' во внутренней системе координат (в. с. к.) делящегося ядра [1, 11, 27] следует, что угловое распределение фрагментов, предложенное в [17], отлично от нуля при фиксированных значениях $\theta' = 0^\circ$ и $\theta' = 180^\circ$ ($\Delta\theta' = 0$), поэтому возникает полная неопределенность $\Delta L = \infty$ в значениях относительного орбитального момента L . Поскольку такая ситуация невозможна в экспериментах, становится ясным, что реализация гипотезы Бора [17] может иметь лишь приближенный характер. С учетом осевой симметрии делящегося ядра общее выражение для углового распределения фрагментов двойного деления в в. с. к. можно представить в виде [27–30, 38]:

$$P(\Omega') = |A(\Omega')|^2 = \left| \sum_L \Psi_L Y_{L0}(\Omega') \right|^2, \quad (9)$$

где Ψ_L – нормированная (к единице) волновая функция описывает распределение осколков деления $W(L) = |\Psi(L)|^2$ по их относительным орбитальным моментам L и приводит к амплитуде углового распределения $A(\Omega')$, отличной от нуля в непосредственной близости углов $\theta' = 0^\circ$ и $\theta' = 180^\circ$. В силу квантово-механического принципа неопределенности это возможно в случае, когда амплитуда $A(\Omega')$ строится как когерентная суперпозиция относительных орбитальных моментов

L фрагментов деления, что соответствует большим средним значениям и дисперсии этих орбитальных моментов. Механизм появления волновых функций ψ_L приводит к указанной выше структуре амплитуды $A(\Omega')$, возникающей естественным образом [15, 16] при учете нулевых поперечных wriggling-колебаний ядра в точке его разрыва [11], поскольку только такие колебания, а не поперечные bending-колебания влияют на относительные орбитальные моменты фрагментов деления и приводят к требуемому выше виду волновой функции ψ_L .

Для ПДС (J_{MK}) делящегося ядра, нормированного к единице, угловое распределение фрагментов спонтанного и низкоэнергетического индуцированного деления ядер в лабораторной системе координат (л. с. к.) $P'_{MK}(\Omega)$, где Ω – телесный угол, определяющий направление вылета указанных фрагментов в л. с. к. С помощью формализма, развитого в [17], в терминах вышеизложенного [см. уравнение. (9)], угловое распределение осколков деления, $P(\Omega')$ в в. с. к. делящегося ядра определяется как

$$P'_{MK}(\Omega) = \frac{2J+1}{16\pi^2} \times \int d\omega \left[|D'_{MK}(\omega)|^2 + |D'_{M-K}(\omega)|^2 \right] P(\Omega'). \quad (10)$$

В выражении (10) $D'_{MK}(\omega)$ – обобщенная сферическая функция, зависящая от углов Эйлера $\omega = \alpha, \beta, \gamma$, определяющих ориентацию осей в л. с. к. по отношению к осям в. с. к.

Для теоретического описания углового распределения в (10) необходимо знать угловое распределение осколков деления $P(\Omega')$ в в. с. к. делящегося ядра. С помощью выражения (9) это распределение выражается через амплитуду углового распределения $A(\Omega')$, которая связана с волновой функцией ψ_L , определяющей распределение фрагментов деления по их относительным орбитальным моментам L в окрестности точки разрыва делящегося ядра. Эта функция должна быть связана с wriggling-колебаниями ядра, поэтому орбитальные угловые моменты выше вводятся только для таких колебаний. Чтобы доказать это утверждение, мы преобразовали спиновое распределение осколков деления в (5) к виду:

$$W\left(\bar{L}, J^{\vec{\tau}}\right) \frac{1}{\pi^2 C_w C_b} \exp\left[-\frac{\bar{L}^2}{2C_w} - \frac{J^{\vec{\tau}2}}{2C_b}\right], \quad (11)$$

где введены определения относительного орбитального момента \bar{L} и относительного спина $J^{\vec{\tau}}$

фрагментов деления через спины первого и второго фрагментов деления \vec{J}_1 и \vec{J}_2 :

$$\bar{L} = -(\vec{J}_1 + \vec{J}_2), \quad \vec{J}^{\vec{\tau}} = (\vec{J}_1 - \vec{J}_2)/2; \quad (12)$$

$$\vec{J}_1 = \frac{-\bar{L}}{2} + \vec{J}^{\vec{\tau}}, \quad \vec{J}_2 = -\frac{\bar{L}}{2} - \vec{J}^{\vec{\tau}}. \quad (13)$$

Причем якобиан замены при переходе от элемента фазового объема $d\vec{J}_1 d\vec{J}_2$ к элементу $d\bar{L} dJ^{\vec{\tau}}$ равен 1. Учитывая, что элементы фазового объема $d\bar{L}, dJ^{\vec{\tau}}$ при учете двухмерности векторов $\bar{L}, J^{\vec{\tau}}$ в цилиндрической системе координат представляются как

$$d\bar{L} = L dL d\phi_{\bar{L}}. \quad (14)$$

Проводя интегрирование распределения (11) по $dJ^{\vec{\tau}}, d\phi_{\vec{J}^{\vec{\tau}}}, d\phi_{\bar{L}}$, можно получить нормированное при интегрировании по dL на единицу распределение $W(L)$:

$$W(L) = \frac{L}{C_w} \exp\left[-\frac{L^2}{2C_w}\right]. \quad (15)$$

Как и следовало ожидать, результирующее распределение $W(L)$ определяется константой C_w для wriggling-колебаний.

Учитывая уравнение, связывающее $W(L) = |\psi(L)|^2$ с введенной выше волновой функцией ψ_L , которая описывает распределение относительных орбитальных моментов фрагментов деления в окрестности точки разрыва делящегося ядра, и используя формулу (15), можно получить следующее выражение для функции ψ_L :

$$\psi_L = \sqrt{\frac{L}{C_w}} \exp\left(-\frac{L^2}{4C_w}\right). \quad (16)$$

Среднее значение \bar{L} модуля относительного орбитального момента L фрагментов деления [38], определяется как

$$\begin{aligned} \bar{L} &= \int_0^{\infty} L |\psi(L)|^2 dL = \\ &= \frac{1}{C_w} \int_0^{\infty} L^2 \exp\left(-\frac{L^2}{2C_w}\right) dL = \sqrt{\frac{\pi}{2}} (C_w)^{1/2}. \end{aligned} \quad (17)$$

При использовании найденного выше среднего значения орбитального момента $C_w = 132$ для ядра ^{236}U оказывается равным $\bar{L} \approx 14.4$ и несильно отличается от полученного при одновременном учете wriggling- и bending-колебаний среднего значения $2\vec{J}_1$ удвоенного спина одного фрагмента деления, равного 17.2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное в данной работе успешное описание угловых распределений фрагментов спонтанного и вынужденного низкоэнергетического деления ядер основано на использовании двух базовых представлений. Первое из этих представлений связано с холодностью делящегося ядра в точке его разрыва. Второе основано на учете поперечных нулевых bending- и wriggling-колебаний этого ядра, приводящих к появлению больших значений спинов и относительных орбитальных моментов фрагментов деления, ориентированных перпендикулярно оси симметрии делящегося ядра в момент его разрыва. При этом были использованы волновые функции нулевых wriggling- и bending-колебаний делящегося ядра, определяемые через коллективные параметры C_w и C_b , рассчитываемые на основе капельной модели ядра [11]. Опровергнут вывод о некоррелированном происхождении спинов, сделанный в работе [9], поскольку фрагменты в ней считались двумя отдельными независимыми квантовыми системами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rasmussen J.O., Nörenberg W., Mang H.J.* // Nucl. Phys. A. 1969. V. 136. P. 465.
2. *Moretto L.G., Peaslee G.F., Wozniak G.J.* // Nucl. Phys. A. 1989. V. 502. P. 453.
3. *Mișicu S., Săndulescu A., Ter-Akopian M.G.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. Art. No. 034613.
4. *Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. Art. No. 064302.
5. *Gönnenwein F., Tsekhanovich I., Rubchenya V.* // Int. J. Mod. Phys. E. 2007. V. 16. P. 410.
6. *Bonneau L., Quentin P., Mikhailov A.N.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. Art. No. 064313.
7. *Mikhailov I.N., Quentin P.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 462. P. 7.
8. *Bertsch G.F., Kawano T., Robledo L.M.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 034603.
9. *Wilson J.N., Thisse D., Lebois M. et al.* // Nature. 2021. V. 590. P. 566.
10. *Talou P., Kawano T., Stetcu I. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. Art. No. 064613.
11. *Nix J.R., Swiatecki W.J.* // Nucl. Phys. A. 1965. V. 71. P. 1.
12. *Hoffman M.M.* // Phys. Rev. B. 1964. V. 133. P. 714.
13. *Mikhailov I.N., Quentin P.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 462. P. 7.
14. *Bertsch G.F., Kawano T., Robledo L.M.* // Phys. Rev. C. 2019. V. 99. Art. No. 034603.
15. *Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е., Тутова Л.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 7. С. 975; *Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E., Titova L.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2015. V. 79. No. 7. P. 879.
16. *Бунаков В.Е., Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е.* // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 198; *Bunakov V.E., Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. P. 304.
17. *Bohr A., Mottelson B.* Nuclear structure. N.Y.: Benjamin, 1969.
18. *Brack M., Damgaard J., Jensen A.S. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1972. V. 44. P. 320.
19. *Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1739; *Kadmensky S.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. P. 1691.
20. *Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 258; *Kadmensky S.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2004. V. 67. С. 241.
21. *Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 2030; *Kadmensky S.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2005. V. 68. P. 1968.
22. *Tanimura O., Fließbach T.* // Z. Phys. A. 1987. V. 328. P. 475.
23. *Fong P.* // Phys. Rev. C. 1971. V. 3. P. 2025.
24. *Tsang C.F.* // Phys. Scr. Suppl. A. 1974. V. 10. P. 90.
25. *Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И.* // ЯФ. 1980. Т. 31. С. 1175; *Kadmensky S.G., Markusev V.P., Furman V.I.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1980. V. 31. P. 607.
26. *Кадменский С.Г., Маркушев В.П., Фурман В.И.* // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 300; *Kadmensky S.G., Markusev V.P., Furman V.I.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1982. V. 35. P. 166.
27. *Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 1424; *Kadmensky S.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2002. V. 65. P. 1390.
28. *Кадменский С.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. С. 1084; *Kadmensky S.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2004. V. 68. P. 1072.
29. *Кадменский С.Г., Родионова Л.В.* // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1259; *Kadmensky S.G., Rodionova L.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. P. 1219.
30. *Кадменский С.Г., Родионова Л.В.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 1479; *Kadmensky S.G., Rodionova L.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2005. V. 68. P. 1421.
31. *Bethe H.A.* // Phys. Rev. 1936. V. 50. P. 332.
32. *Brosa U., Grossmann S., Müller A.* // Phys. Rep. 1990. V. 197. P. 167.
33. *Franke-Arnold S., Barnett S.M., Leach J. et al.* // New J. Phys. 2004. V. 6. P. 103.
34. *Terrell J.* // Phys. Rev. 1962. V. 128. P. 2925.
35. *Göök A., Hamsch F., Vidali M.* // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. Art. No. 064611.
36. *Gavron A.* // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 2562.
37. *Бунаков В.Е. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. С. 1618; *Bunakov V.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2006. V. 70. P. 1853.
38. *Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е.* // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 447; *Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 850.

Non-statistical nature of fragments' spin distributions in binary nuclear fission**S. G. Kadmsky^{a, *}, D. E. Lyubashevsky^a**^a *Voronezh State University, Voronezh, 394030 Russia***e-mail: kadmsky@phys.vsu.ru*

It is shown that the nonequilibrium distributions of spins and relative orbital moments of fission fragments formed near the scission point of the nucleus under study, arising as a result of spontaneous and induced low-energy fission of nuclei, are successfully described by simultaneously taking into account the zero transverse wriggling and bending vibrations of the compound of the fissile nucleus near its scission point. The conclusion about the uncorrelated origin of the fragments spins was disproved.