ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Спины осколков вынужденного деления в рамках динамического подхода

Д. О. Еременко^{1,3,*a*}, В. А. Дроздов³, С. Ю. Платонов^{1,3}, О. В. Фотина^{2,3}, О. А. Юминов³

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, ¹ кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений;

² кафедра физики элементарных частиц.

³ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^a eremenko@sinp.msu.ru

Статья поступила 20.07.2016, подписана в печать 28.07.2016.

Предложен новый подход к вычислениям средних спинов осколков вынужденного деления, учитывающий основные динамические аспекты этого ядерного процесса. В рамках предложенного метода проведен анализ экспериментальных данных по угловой и энергетической зависимостям средних спинов, а также по анизотропии угловых распределений осколков деления для реакции ${}^{16}\text{O} + {}^{232}\text{Th}$ при $E_{\rm cm} = 80{-}150$ МэВ. Определен диапазон значений времени релаксации для степени свободы, связанной с ориентацией оси симметрии делящегося ядра относительно полного углового момента, обеспечивающих согласованное описание экспериментальных данных.

Ключевые слова: тяжелые ионы, ядерное деление, динамика, спины осколков, угловые распределения, диссипация.

УДК: 539.173, 539.17.014. РАСS: 25.70.Јј.

Введение

Развитие современной теории вынужденного деления атомных ядер во многом связано с детальным описанием динамических аспектов этого сложного ядерного процесса [1, 2]. Причем на передний план выходит изучение полной длительности [3-5], длительностей протекания отдельных стадий [3, 6, 7] и времен протекания различных релаксационных процессов [2, 8-10] для ядерного деления. Существенный прогресс здесь связан с появлением динамической модели формирования угловых распределений осколков деления [4, 11, 12], в рамках которой эволюция делящегося ядра описывается в комбинированном пространстве деформационных переменных и проекции К полного углового момента J на ось деления. Для моделирования динамики изменения деформационных переменных используются стохастические уравнения Ланжевена. К рассматривается как величина, испытывающая случайные переходы между своими допустимыми значениями на протяжении всей эволюции делящейся системы. Частота таких переходов определяется временем релаксации т_к для К-моды. Вид угловых распределений осколков зависит от соотношения между тк и длительностями протекания отдельных стадий деления. Модель обеспечивает согласованное описание угловых распределений осколков деления в чрезвычайно широком диапазоне энергий возбуждения и J делящегося ядра, включая столь высокие значения, что традиционно используемая стандартная статистическая модель переходных состояний в седловой точке барьера деления [13] становится неприменима [14]. Следует отметить, что статистическая модель переходных состояний в седловой точке барьера деления является частными случаем динамической модели [11, 12]. Модель была успешно использована для анализа экспериментальных данных по угловым распределениям осколков деления и квазиделения [4, 10-12, 15, 16] в реакциях с тяжелыми ионами. Однако, как оказалось, величина τ_K , определенная в различных работах, лежит в довольно широких пределах 10^{-21} - 10^{-18} с. В ряде работ рассматривались различные варианты зависимостей τ_K от деформации, углового момента и температуры делящегося ядра [16-18]. На этом пути также не удалось достичь единого мнения не только об указанных зависимостях, но и о характерных значениях τ_K . Следовательно, становится актуальным поиск новых экспериментально наблюдаемых величин, зависящих от динамических аспектов эволюции К, и построение соответствующих методов расчета.

В настоящей работе в качестве такой величины предложено использовать средние спины осколков вынужденного деления. На базе динамической модели предложен метод расчета, отражающий динамические аспекты процесса формирования спинов осколков. В рамках предложенного метода проведен анализ экспериментальных данных по угловой и энергетической зависимостям средних спинов,

37

а также по анизотропии угловых распределений осколков деления для реакции ${}^{16}\text{O} + {}^{232}\text{Th}$ при $E_{\rm cm} = 80-150$ МэВ. Анализ выполнен в приближении постоянной величины τ_K и нацелен на определение характерного диапазона ее значений.

1. Формализм расчетов

В настоящей работе для вычислений угловых распределений и спинов осколков деления используется формализм динамической модели [4, 10–12]. В рамках этой модели динамика процесса вынужденного деления описывается с помощью системы стохастических уравнений Ланжевена для одной коллективной координаты *r* и соответствующего импульса *p*

$$\frac{dr}{dt} = \frac{p}{m(r)},$$

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{1}{2} \frac{d}{dr} \left(\frac{p^2}{m(r)}\right) - \frac{dF}{dr} - \beta(r)p + f(t).$$
(1)

Здесь r — расстояние между центрами масс формирующихся осколков вдоль долины деления, которая определяется методом, предложенным в [19] с использованием параметризации [20] для аксиально и зеркально симметричных ядерных форм; $\beta(r)$ коэффициент затухания для деформационной моды r, а f — случайная сила со свойствами: $\langle f(t) \rangle = 0$ и $\langle f(t_1), f(t_2) \rangle = 2D(r)\delta(t_1 - t_2)$. Предполагается, что для коэффициента диффузии D(r) выполняется соотношение Эйнштейна $D(r) = m(r)\beta(r)T$, где T температура делящегося ядра. Массовый параметр m(r) рассчитывался в рамках приближения Вернера-Уиллера [21]. Консервативные силы в (1) определяются как производная по r от свободной энергии $F(r, T, J, K = V(r, J, K) - a_d(r)T^2$. Ядерная температура рассчитывалась с помощью хорошо известного соотношения $T = \sqrt{E_{\text{int}}/a_d(r)}$ (см. [1-3, 7, 14, 22]), где $E_{\text{int}} = E^* - p^2/(2m) - V(r, J, K)$ — энергия возбуждения, связанная с внутренними (одночастичными) степенями свободы, а E^* — полная энергия возбуждения. В расчетах учитывалась деформационная зависимость параметра плотности уровней $a_d(r) = a_{1d}A + a_{2d}A^{2/3}B_S(r)$, где A — массовое число, B_S(r) — безразмерный функционал поверхностной энергии. Значения коэффициентов a_{1d} и a_{2d} взяты из [22]. Для расчетов потенциальной энергии деформированного и вращающегося ядра с учетом ее зависимости от К использовалось следующее соотношение:

$$V(r, J, K) = B_{S}(r)E_{S}^{0}(Z, A) + B_{C}(r)E_{C}^{0}(Z, A) + \frac{[J(J+1) - K^{2}]\hbar^{2}}{2\Im_{\perp}} + \frac{K^{2}\hbar^{2}}{2\Im_{\parallel}}, \quad (2)$$

где Z — заряд делящегося ядра; $B_C(r)$ — безразмерный функционал кулоновской энергии; E_S^0 и E_C^0 — поверхностная и кулоновская энергии для соответствующей сферического ядра; \Im_{\parallel} и \Im_{\perp} — моменты

инерции относительно оси симметрии делящегося ядра и оси, перпендикулярной к ней соответственно. Моменты инерции рассчитывались в приближении твердого тела [19, 20]. Для $B_S(r)$ и $B_C(r)$ использовались результаты работы [19].

В рамках динамической модели для моделирования эволюции K использовался следующий алгоритм. Для каждого шага численного интегрирования системы уравнений (1) рассчитывается вероятность случайного перехода между ее допустимыми значениями $(-J \leq K \leq J)$, которая полагается равной h/τ_K , где h — величина шага численного интегрирования. Далее генерируется случайное число ξ с однородным распределением в интервале [0, 1]. Если выполняется условие $\xi < h/\tau_K$, выбирается новое значение K из распределения

$$P(K) \propto exp\left(-\frac{\Delta F(r,J,K,T)}{T}\right).$$
 (3)

Здесь ΔF — изменение свободной энергии при переходе к новому значению K. В расчетах также учитывался процесс эмиссии легких частиц (нейтронов, протонов, α -частиц и γ -квантов). Метод учета эмиссии при ланжевеновском моделировании деления подробно описан в [2, 23]. Отметим только, что после каждого акта эмиссии вводились поправки не только на величину J вследствие уносимого частицей углового момента, но и на величину K. Причем в последнем случае предполагалось, что эмиссия легкой частицы не меняет угла ориентации оси симметрии делящегося ядра относительно **J**.

Для расчетов наблюдаемых характеристик процесса вынужденного деления разыгрывалось множество ланжевеновских событий. Начальные значения *r*, *p*, *J* и *K* выбирались на основе следующего распределения:

$$\Phi(r, p, J, K) = \frac{1}{\sqrt{2\pi mT}} \cdot \exp\left(-\frac{p^2}{2mT}\right) \times \delta(r - r_{\rm eq}(J, K)) Y_0(J, K).$$
(4)

Здесь $r_{eq}(J, K)$ — значение коллективной координаты для равновесной деформации при данных J и K. Все детали расчета начальных распределений $Y_0(J, K)$ подробно описаны в [10]. В конечном счете характеристики процесса деления рассчитывались как среднее по большому числу ланжевеновских событий. Так, например, угловые распределения осколков деления рассчитываются следующим образом:

$$W(\theta) = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^{N_f} W_i(\theta) = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^{N_f} \frac{1}{2} (2J_i + 1) \left| d_{K_i, M_i}^{J_i}(\theta) \right|^2,$$
(5)

где N_i — количество ланжевеновских событий деления, $d_{K,M}^J(\theta)$ — сферическая функция Вигнера, θ — угол вылета осколков деления по отношению к направлению пучка налетающих частиц.

При вычислении средних спинов осколков деления $(S(\theta))$ необходимо учесть следующие механизмы. Первый — часть полного углового момента делящейся системы, связанная с ее вращением как целого, переходит в спины осколков. Второй возбуждение К-моды, которое приводит к появлению угловой зависимости спина осколков деления [25-27]. Третий — возбуждение различных коллективных спиновых мод (так называемых wrigling, bending и twisting) в процессе разрыва делящегося ядра на два фрагмента. В этом случае принято предполагать, что характерные времена релаксации коллективных спиновых мод столь малы, что в точке разрыва они достигают теплового равновесия, а их совокупный вклад можно оценить как $S_{\text{coll}} = kA^{5/6}T^{1/2}$ [24, 26, 27], где k — коэффициент пропорциональности. Таким образом, в рамках динамической модели

$$\langle S(\theta) \rangle = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^{N_f} \sqrt{c^2 J_i^2 + (1 - c^2) K_i^2 W_i(\theta) + S_{i, \text{ coll}}^2}.$$
 (6)

В выражении (6) коэффициент *с* характеризует часть *J*, переходящую в спины осколков деления [25]. Этот коэффициент для системы из двух соприкасающихся осколков деления равен $c = (\Im_1 + \Im_2)/(\Im_1 + \Im_2 + \mu r_{sci}^2)$, где $\Im_{1,2}$ — моменты инерции осколков деления, μ — их приведенная масса, а r_{sci} — расстояние между центрами масс осколков в точке разрыва. Так, например, если в точке разрыва делящаяся система представляет собой две сферы равной массы, то c = 2/7. Как правило, в расчетах значения *c* и *k* варьируются с целью наилучшего описания экспериментальных данных.

Отметим также, что в таких вычислениях величина $\langle S(\theta) \rangle$ не связана с какой-либо выделенной точкой потенциальной поверхности делящегося ядра (седловой точкой или точкой разрыва) и должна зависеть от τ_K . Кроме того, в рамках предложенного подхода автоматически учитывается фактор, обсуждаемый в [26, 27] и связанный с подавлением возбуждения коллективных спиновых мод вследствие возбуждения *K*-моды.

2. Анализ экспериментальных данных

Апробация предложенного динамического подхода к вычислениям средних спинов осколков вынужденного деления проведена на примере описания экспериментальных данных по энергетической и угловой зависимостям средних спинов, а также по анизотропии угловых распределений $[W(180^{\circ})/W(90^{\circ})]$ осколков деления для реакции полного слияния-деления ¹⁶O + ²³² Th при $E_{\rm cm} = 80-150$ МэВ. Отметим, что начальные распределения делящегося ядра по J и K (см. соотношение (4)), формирующиеся во входном канале реакции, были взяты из работы [10], где подробно описан сам метод расчета этих распределений и приведены значения всех параметров ядро-ядерного потенциала. Однако, в отличие от [10], в этой работе экспериментальные данные анализировались только для надбарьерных энергий. Также следует указать, что, как и в [10], коэффициент затухания для деформационной моды $\beta(r)$ рассчитывался в рамках модели однотельной ядерной диссипации [28], а именно с использованием формулы «стена + окно» [29, 30]). Причем значение параметра $k_s = 0.2$ (введен авторами [29, 30] для понижения вклада механизма «стены») также было взято из [10], где оно определено на основе описания экспериментальных данных по множественности предразрывных нейтронов для реакции ¹⁶O+²³² Th. Таким образом, при проведении анализа экспериментальных данных в рамках предложенного динамического подхода варьировались только значения τ_K , c и k.

Отметим, что в случае столкновения бесспиновых ядер Ј образующегося составного ядра лежит в плоскости перпендикулярной пучку налетающих частиц. Используя обычное как для динамических [10-12, 15-17], так и для статистических расчетов [14, 26, 27] предположение о пренебрежимо слабом влиянии эмиссии легких частиц на ориентацию Ј можно сделать вывод, что для $S(180^\circ)$ и $S(0^\circ)$ значения $K \neq 0 \hbar$ практически не дают вклада. Другими словами, величины $S(\theta)$ при углах, близких к 0 и 180°, практически не зависят от τ_K , а их анализ позволяет независимо определить значения коэффициентов с и k. Для этих целей мы использовали экспериментальные данные по энергетической зависимости $S(165^{\circ})$ (рис. 1). В наших расчетах величина S(165°) действительно оказалась нечувствительной к выбору τ_K , а для коэффициентов с и k получены значения 0.3 и 0.124 соответственно. Эти значения оказались близки к значениям, полученным в [26, 27] в рамках статистического анализа.



Рис. 1. Энергетические зависимости $\langle S(165^{\circ}) \rangle$ и $\langle S(90^{\circ}) \rangle$ для реакции ¹⁶O + ²³² Th. Красные точки – экспериментальные данные из [26, 27]: квадраты для $\theta = 165^{\circ}$, круги для $\theta = 90^{\circ}$. Кривые — результаты вычислений для $\theta = 165^{\circ}$ (синяя сплошная) и для $\theta = 90^{\circ}$ с $\tau_K = 50 \cdot 10^{-21}$ с (зеленый короткий штрих), $\tau_K = 20 \cdot 10^{-21}$ с и (сплошная красная), $\tau_K = 10 \cdot 10^{-21}$ с (синий длинный штрих)



Рис. 2. Угловая зависимость $\langle S(\theta) \rangle$ для реакции 16 O + 232 Th при $E_{lab} = 120$ МэВ. Черные точки — экспериментальные данные из [24]. Кривые — результаты вычислений с $\tau_K = 50 \cdot 10^{-21}$ с (зеленый короткий штрих), $20 \cdot 10^{-21}$ с (красная сплошная) и $10 \cdot 10^{-21}$ с (синий короткий штрих)



Рис. 3. Энергетическая зависимость анизотропии угловых распределений осколков деления для реакции $^{16}\text{O} + ^{232}$ Th. Черные — экспериментальные данные: круги из [31], квадраты — [33] и ромбы — [32]. Цветные — результаты вычислений с $\tau_K = 50 \cdot 10^{-21}$ с (зеленые ромбы), $20 \cdot 10^{-21}$ с (красные круги) и $10 \cdot 10^{-21}$ с (синие квадраты)

На рис. 1, 2 и 3 представлено сравнение экспериментальных данных по энергетической зависимости $\langle S(90^\circ) \rangle$, угловой зависимости $\langle S(\theta) \rangle$ при $E_{\rm lab} = 120~{\rm M}$ эВ и анизотропии угловых распределений осколков деления с результатами вычислений, выполненных при $au_K = 50 \cdot 10^{-21}$ с, $20 \cdot 10^{-21}$ с и 10.10⁻²¹ с. Наилучшего одновременного описания всех трех экспериментально наблюдаемых величин удается достичь при $au_{K} = 20 \cdot 10^{-21}$ с. Однако при таком значении тк наблюдается незначительная недооценка расчетами экспериментальных $\langle S \rangle$ при углах, близких к 90°, которая уменьшается с ростом τ_K . С другой стороны, как видно на рис. 3, увеличение величины τ_K приводит к существенному уменьшению расчетных значений анизотропии угловых распределений осколков деления по отношению к экспериментальным данным. Тем не менее можно утверждать, что τ_K имеет порядок 10^{-20} с. По-видимому, получение более детальной экспериментальной информации об угловой зависимости средних спинов осколков деления в диапазоне углов $\theta = 90-150^{\circ}$ позволит сделать более определенный вывод о величине времени релаксации для *K*-моды.

Обсудим наблюдаемые в расчетах поведение энергетической и угловой зависимостей $\langle S \rangle$ при изменении τ_K . Подчеркнем, что наибольшей чувствительностью к характеристикам распределений по K обладает величина $\langle S(90^\circ) \rangle$. Действительно, при эмиссии фрагментов перпендикулярно пучку налетающих частиц все возможные значения K дают заметный вклад в $\langle S \rangle$. Последнее связано со свойствами d-функции (соотношения (5) и (6) (см. также [25–27]). На рис. 4 и 5 для двух начальных значений J = 20 и 50 \hbar продемонстрирована чувствительность распределений по K (Y(J, K)), реализующихся в процессе деления, к выбору τ_K . Распределения вычислены при $E_{\rm lab} = 120$ МэВ с $\tau_K = 10 \cdot 10^{-21}$, $20 \cdot 10^{-21}$ и 50 $\cdot 10^{-21}$ с и без учета эмиссии легких



Рис. 4. Распределения по K, реализующиеся в процессе деления при $J = 20 \hbar$. Точки — результаты расчетов при $\tau_K = 10 \cdot 10^{-21}$ с (зеленые треугольники), $\tau_K = 20 \cdot 10^{-21}$ с (красные круги) и $\tau_K = 50 \cdot 10^{-21}$ с (синие квадраты). Черные кривые — распределения по K, характерные для седловой точки (сплошная) и точки разрыва (штриховая). Все распределения нормированы на единицу



Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для $J = 50 \hbar$

частиц. Для сравнения на рис. 4 и 5 также приведены Y(J, K), соответствующие седловой точке барьера деления и точке разрыва при $K = 0\hbar$ [13, 14]. Отметим, что при $J = 20\hbar$ отношение величины барьера деления (при $K = 0\hbar$) к температуре делящейся системы составляет $B_j/T \approx 0.95$, а средняя полная длительность деления, $t_f = 61 \cdot 10^{-21}$ с, превышает и среднюю длительность эволюции от седловой точки до точки разрыва, $t_{ss} = 18 \cdot 10^{-21}$ с, и используемые в настоящей работе значения τ_K . При $J = 50\hbar$ отношение $B_j/T \approx 0.14$, $t_j = 51 \cdot 10^{-21}$ с,

Как показано на рис. 4 и 5, уменьшение τ_K приводит к более узким распределениям по К, приближающимся распределениям для точки разрыва, что, в свою очередь, приводит к уменьшению расчетных значений (S(90°)). Отметим также близость $Y(J=20 \hbar, K)$, вычисленного при $\tau_K = 50 \cdot 10^{-21}$ с, к Y(J, K) для седловой точки. Это объясняется тем, что большинство переходов между различными значениями К происходит до седловой точки ($t_{ss} < \tau_K < t_f$) и увеличением величины барьера деления с ростом К [3, 11, 12]. Распределение $Y(J = 50 \hbar, K)$ оказалось более узким (хотя и близким), чем распределение в седловой точке, так как $\tau_K \approx t_f$, и соответственно «выбор» K может реализоваться на протяжении всей эволюции делящейся системы от равновесной деформации до точки разрыва.

В целом можно утверждать, что в рамках предложенного метода процесс формирования средних спинов осколков деления не связан с какой-либо выделенной точкой потенциальной поверхности делящегося ядра (седловой точкой или точкой разрыва). Удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных значений подтверждает адекватность построенной динамической картины. Заметная зависимость $\langle S(90^\circ)
angle$ от величины au_K делает предложенный метод перспективным для исследований роли входного канала в реакциях полного слияния деформированных ядер — деления при подбарьерных энергиях ядро-ядерных столкновений [10]. Еще одно перспективное направление применения предложенного динамического метода — исследование процесса формирования спинов осколков деления при более низких энергиях возбуждения, когда становится важной оболочечная структура барьера деления [7, 34-36].

Заключение

Развит новый динамический подход к вычислениям средних спинов осколков вынужденного деления. Подход базируется на формализме предложенной ранее динамической модели процесса формирования угловых распределений осколков деления. В рамках предложенного подхода проведен анализ экспериментальных данных по угловой и энергетической зависимостям средних спинов, а также по анизотропии угловых распределений осколков деления для реакции полного слияния-деления ${}^{16}\text{O} + {}^{232}\text{ Th}$ при $E_{\rm cm} = 80-150$ МэВ. Показано, что в целом расчеты обеспечивают удовлетворительное описание рассматриваемых экспериментальных данных, а время релаксации для K-моды составляет по порядку величины 10^{-20} с. Предложенный динамический подход является перспективным для исследований роли входного канала в реакциях полного слияния-деления при подбарьерных энергиях ядро-ядерных столкновений.

Список литературы

- Krappe H.J., Pomorski K. // Theory of Nuclear Fission.
 B.; Heidelberg: Springer-Verlag, 2012.
- Адеев Г.Д., Карпов А.В., Надточий П.Н., Ванин Д.В. // ЭЧАЯ. 2005. **36**. С. 732. (Adeev G.D., Karpov A.V., Nadtochi P.N., Vanin D.V. // Phys. Part. Nucl. 2005. **36**. Р. 378.)
- Lestone J.P., McCalla S.G. // Phys. Rev. C. 2009. 79. P. 044611.
- Drozdov V.A., Eremenko D.O., Fotina O.V. et al. // Nucl. Phys. A. 2004. 734. P. 225.
- Yuminov O.A., Platonov S.Yu., Eremenko D.O. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B. 2000. 164. P. 960.
- Giardina G., Lamberto A., Eremenko D.O. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 1995. 04. P. 443.
- Eremenko D.O., Fotina O.V., Giardina G. et al. // Nuovo Cimento A. 1995. 108. P. 883.
- Weidenmuller H.A. // Prog. in Part. and Nucl. Phys. 1980. 3. P. 49.
- Еременко Д.О., Дроздов В.А., Платонов С.Ю. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2008. № 2. С. 35. (Eremenko D.O., Drozdov V.A., Platonov S.Yu. et al. // Moscow University Phys. Bull. 2008. 63. N 2. P. 118.)
- Eremenko D.O., Drozdov V.A., Fotina O.V. et al. // Phys. Rev. C. 2016. 94. P. 014602.
- Drozdov V.A., Eremenko D.O., Platonov S.Yu. et al. // AIP Conf. Proc. 2004. 704. P. 130.
- 12. Eremenko D.O., Drozdov V.A., Eslamizadex M.H. et al. // Phys. At. Nucl. 2006. 69. P. 1423.
- 13. Vandenbosch R., Huizenga J.R. // Nuclear Fission. N.Y.: Academic Press, 1973.
- 14. Ньютон Дж.О. // ЭЧАЯ. 1990. **21**. С. 821. (Newton J.O. // Sov. J. Part. Nucl. 1990. **21**. Р. 349.)
- Karpov A.V., Hiryanov R.M., Sagdeev A.V. et al. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2007. 34. P. 255.
- Drozdov V.A., Eremenko D.O., Fotina O.V. et al. // Int. J. Mod. Phys. E. 2010. 19. P. 1125.
- Nadtochy P.N., Ryabov E.G., Gegechkori A.E. et al. // Phys. Rev. C. 2014. 89. P. 014616.
- Leston J.P., Sonzogni A.A., Kelly M.P. et al. // Phys. Rev. C. 1997. 56. P. R2907.
- 19. Lestone J.P. // Phys. Rev. C. 1995. 51. P. 580.
- Trentalange S., Koonin S.E., Sierk A. // Phys. Rev. C. 1980. 22. P. 1159.
- Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. // Phys. Rev. C. 1976. 13. P. 2385.
- Иенатюк А.В., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. // ЯФ. 1975. 21. С. 1185. (Ignatyuk A.V., Itkis M.G., Okolovich V.N. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1975. 21. P. 612.)
- Frobrich P., Gontchar I.I. // Phys. Rep. 1996. 292.
 P. 131.

- 24. Schmitt R.P., Cooke L., Dejbakhsh H. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. **592**. P. 130.
- 25. Schmitt R.P., Haenni D.R., Cooke L. et al. // Nucl. Phys. A. 1988. **487**. P. 370.
- 26. Shetty D.V., Choudhury R.K., Nayak B.K. et al. // Phys. Rev. C. 1998. **58**. P. R616.
- Shetty D.V., Choudhury R.K., Nayak B.K. et al. // Phys. Rev. C. 1999. 60. P. 061601(R).
- Blocki J., Bohen Y., Nix J.R. et al. // Ann. Phys. (New York). 1978. 113. P. 330.
- Nix J.R., Sierk A.G. // Proc. of the Intern. School-Seminar on Heavy Ion Physics, 1986. Dubna: JINR, 1987. P. 453.
- 30. Sierk A.J., Nix J.R. // Phys. Rev. C. 1980. 21. P. 982.
- Back B.B., Betts R.R., Gindler J.E. et al. // Phys. Rev. C. 1985. 32. P. 195.

- 32. Ramamurthy V.S., Kapoor S.S., Choudhry R.K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. 65. P. 25.
- Kailas S., Nadkarni D.M., Chatterjee A. // Phys. Rev. C. 1999. 59. P. 2580.
- 34. Еременко Д.О., Фотина О.В., Джиардина Дж. и др. // ЯФ. 2002. 65. С. 20. (Eremenko D.O., Fotina O.V., Giardina G. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2002. 65. P. 18.)
- 35. Эсламизадех М.Х., Дерменев А.В., Еременко Д.О. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2008. № 1. С. 24. (Eslamizadeh М.Н., Drozdov V.A., Eremenko D.O. et al. // Moscow University Phys. Bull. 2008. 63. N 1. P. 24.)
- 36. Eremenko D.O., Mellado B., Platonov S.Yu. et al. // J. Phys. G. 1996. 22. P. 1077.

The spins of induced-fission fragments within the dynamic approach

D. O. Eremenko^{1,3,a}, V. A. Drozdov³, S. Yu. Platonov^{1,3}, O. V. Fotina^{2,3}, O. A. Yuminov³

¹Department of Nuclear Physics and Quantum Theory of Collisions;

² Department of Physics of Elementary Particles;

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

³ Scobeltsyn Institute of Nuclear Physics (SINP MSU),

Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia. E-mail: ^a eremenko@sinp.msu.ru.

A new approach to calculating the mean spins of induced-fission fragments is proposed. This approach, which has the key dynamic aspects of induced fission factored in, was used to analyze experimental data on the angular and energy dependences of mean spins and on the anisotropy of the angular distributions of fission fragments for the ${}^{16}\text{O} + {}^{232}\text{Th}$ reaction at $E_{\rm cm} = 80-150$ MeV. The range of relaxation times that provide a consistent description of the experimental data was determined for the degree of freedom associated with the orientation of the symmetry axis of a fissioning nucleus with respect to the total angular momentum.

Keywords: heavy ions, nuclear fission, dynamics, spins of fragments, angular distributions, dissipation. PACS: 25.70.Jj.

Received 20 July 2016.

English version: Moscow University Physics Bulletin. 2017. 71, No. 1. Pp. 39-44.

Сведения об авторах

- 1. Еременко Дмитрий Олегович доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, профессор; тел.: (495) 939-24-65, е-mail: eremenko@sinp.msu.ru.
- 2. Дроздов Вадим Александрович канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-50-92, e-mail: drozdov@sinp.msu.ru.
- 3. Платонов Сергей Юрьевич доктор физ.-мат. наук, доцент, профессор; тел.: (495) 939-24-65, e-mail: platonov@sinp.msu.ru.
- 4. Фотина Ольга Владиленовна канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, доцент; тел.: (495) 939-38-19, e-mail: fotina@srd.sinp.msu.ru.
- 5. Юминов Олег Аркадьевич доктор физ.-мат. наук, профессор, вед. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-50-92, е-mail: yuminov@sinp.msu.ru.