

ЯДРА

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ, ПОЗВОЛЯЮЩИЕ ОДНОВРЕМЕННО ОПИСЫВАТЬ P -ЧЕТНЫЕ T -НЕЧЕТНЫЕ АСИММЕТРИИ В РЕАКЦИЯХ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ ПРИ ВЫЛЕТЕ РАЗЛИЧНЫХ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ

© 2023 г. С. Г. Кадменский^{1)*}, Д. Е. Любашевский¹⁾

Поступила в редакцию 29.09.2022 г.; после доработки 29.09.2022 г.; принята к публикации 29.09.2022 г.

Дифференциальные сечения $d\sigma_{nf,\nu}(\theta)/d\Omega$ реакции деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами n с вылетом таких легких частиц ν , как предразрывные альфа-частицы или мгновенные нейтроны n' и гамма-кванты, в специально выбранной л.с.к. можно представить в виде суммы двух членов. Первый член равен сечению аналогичной реакции с неполяризованными нейтронами $d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega = \sigma_{nf,\nu}^{\{0\}} P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$, где $\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}$ — полное сечение этой реакции, а $P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$ — угловое распределение вылетающих в ней легких частиц ν . Второй член указанной суммы $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ линейно зависит от вектора поляризации нейтрона σ_n и описывает P -четные T -нечетные асимметрии в исходном сечении. Используя представления об изотропности пространства и сохранении четности, сечение $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ можно представить как сумму двух скалярных функций $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega = \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{\text{ev}} + \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{\text{odd}}$, которые связаны соответственно с четными и нечетными относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$ корреляторами вида $(\sigma_n[\mathbf{k}_{\text{LF}}, \mathbf{k}_v])$ и $(\sigma_n[\mathbf{k}_{\text{LF}}, \mathbf{k}_v])$ ($\mathbf{k}_{\text{LF}}, \mathbf{k}_v$), где $\mathbf{k}_{\text{LF}}$ и $\mathbf{k}_v$ — волновые векторы легкого фрагмента деления и легкой частицы. Указанные корреляторы можно связать с величинами $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} \equiv (\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega)_{\text{ev(odd)}}/\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}$, экспериментальные значения которых можно найти через экспериментальные значения введенного ранее в работе [1] коэффициента асимметрии $D_{nf,\nu}(\theta)$ и углового распределения $P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$ легких частиц, по формуле $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} = (D_{nf,\nu}(\theta) P_{\nu}^{\{0\}}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$. Теоретические значения величин $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ в квантово-механическом подходе можно получить, используя формулу $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} = \Delta_{\nu,\text{ev(odd)}} \frac{d}{d\theta} (P_{\nu,\text{ev(odd)}}^{\{0\}}(\theta))$, учитывающую угол поворота $\Delta_{\nu,\text{ev(odd)}}$ волнового вектора $\mathbf{k}_v$ легкой частицы относительно волнового вектора $\mathbf{k}_{\text{LF}}$ легкого фрагмента деления под действием кориолисова взаимодействия, связанного с коллективным вращением делящейся системы вокруг оси, перпендикулярной ее оси симметрии. Угол поворота находится из сопоставления экспериментальных и теоретических значений величин $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ при использовании метода максимального правдоподобия. Из-за учета квантовых интерференционных эффектов углы $\Delta_{\nu,\text{ev(odd)}}$ в общем случае могут принимать не только положительные, как в квазиклассическом методе траекторных расчетов [1], но и отрицательные значения. Использование этого результата позволяет получить разумное согласие экспериментальных и теоретических величин $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ одновременно для всех частиц ν в случае ядер-мишеней ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . В случае же ядер-мишеней ^{233}U для получения указанного согласия требуется добавление к величине $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{\text{ev}}$, не зависящей от угла θ величины $(\tilde{\beta}_{nf,\alpha})_{\text{ev}}$, появление которой, в принципе, может быть связано [1] с нарушением аксиальной симметрии делящейся системы из-за влияния ее bending- и wriggling-колебаний в окрестности точки разрыва.

DOI: 10.31857/S0044002723010221, EDN: RBUMJV

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени проведено заметное число экспериментальных исследований P -четных T -нечетных асимметрий в сечениях реакций деле-

¹⁾Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия.

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

ния неориентированных ядер-мишеней холодными нейтронами n с вектором поляризации σ_n , ориентированным вдоль (σ_n^+) или против (σ_n^-) направления волнового вектора нейтрона $\mathbf{k}_n$, с вылетом легких частиц ν . Среди таких частиц наблюдаются [2–4] альфа-частицы, появляющиеся в качестве третьих частиц при тройном делении составных делящихся ядер (СДЯ), формируемых при захвате нейтрона n ядром-мишенью, а также мгновенные γ -кванты и нейтроны n' , испускаемые термализованными фрагментами двойного деления СДЯ [5–8]. Физическая природа появления рассматриваемых P -четных T -нечетных асимметрий в сечениях анализируемых реакций деления ядер достаточно сложна. Поэтому целью настоящей работы является анализ в рамках квантовой теории деления [9–14] ряда важных и нетривиальных свойств анализируемых реакций и решение поставленной в работе задачи при учете указанных свойств.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ P -ЧЕТНЫХ T -НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В СЕЧЕНИЯХ ИССЛЕДУЕМЫХ РЕАКЦИЙ

Для описания дифференциальных сечений $d\sigma_{nf,\nu}(\theta)/d\Omega$ рассматриваемых реакций, как правило, используется [4] лабораторная система координат (л.с.к.), ось Z которой направлена по волновому вектору легкого фрагмента деления $\mathbf{k}_{LF}$, ось Y — по волновому вектору падающего нейтрона $\mathbf{k}_n$, а направление волнового вектора легкой частицы $\mathbf{k}_\nu$ задается в плоскости ZX углом θ относительно вектора $\mathbf{k}_{LF}$. Эти сечения при учете спиновой матрицы плотности СДЯ, которая строится [15] через спиновые матрицы плотности неориентированного ядра-мишени и поляризованного налетающего нейтрона, можно представить [16] формулой вида

$$d\sigma_{nf,\nu}(\theta)/d\Omega = d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega + d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega, \quad (1)$$

где первый член $d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega$ соответствует сечению исследуемой реакции при участии холодных неполяризованных нейтронов ($\sigma_n = 0$) и представляется как

$$d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega = \sigma_{nf,\nu}^{\{0\}} P_\nu^{\{0\}}(\theta), \quad (2)$$

где $\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}$ — интегральное сечение исследуемой реакции, а $P_\nu^{\{0\}}(\theta)$ — нормированное угловое распределение вылетающих в этой реакции легких частиц, выражаемое [1] через действительную амплитуду $A_\nu^{\{0\}}(\theta)$ этого распределения:

$$P_\nu^{\{0\}}(\theta) = \left| A_\nu^{\{0\}}(\theta) \right|^2 = \left(A_\nu^{\{0\}}(\theta) \right)^2 = \quad (3)$$

$$= \left(\sum_l a_{\nu l} Y_{l0}(\theta) \right)^2.$$

Экспериментальные распределения $P_\nu^{\{0\}}(\theta)$ определяются для альфа-частиц [17, 18] и мгновенных нейтронов и гамма-квантов [19, 20] формулами вида

$$P_\alpha^{\{0\}}(\theta) = K_\alpha \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\theta - \theta_0}{m} \right)^2 \right\}, \quad (4)$$

$$P_{n'(\gamma)}^{\{0\}}(\theta) = K_{n'(\gamma)} (1 + G_{n'(\gamma)} \cos^2 \theta).$$

В табл. 1 приведены значения констант θ_0 , m и K_α для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu [17, 18] и констант $G_{n'(\gamma)}$, $K_{n'(\gamma)}$ для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U [19, 20]. Второй член $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ формулы (1) линейно зависит от вектора σ_n и описывает исследуемые P -четные T -нечетные асимметрии. При использовании представлений [21] об изотропности пространства и сохранении четности величина $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ может быть выражена [22, 23] суммой двух скалярных функций:

$$d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega = \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{\text{ev}} + \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{\text{odd}}, \quad (5)$$

которые имеют соответственно четный и нечетный характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$

$$\left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{\text{ev,odd}} = \frac{1}{2} \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \pm d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\pi - \theta)/d\Omega \right), \quad (6)$$

и могут быть представлены как

$$\left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{\text{ev}} = B_{\text{ev}}(\theta) (\sigma_n [\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_\nu]) = B_{\text{ev}}(\theta) \sigma_n k_{LF} k_\nu \sin \theta, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{\text{odd}} &= \\ &= \tilde{B}_{\text{ev}}(\theta) (\sigma_n [\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_\nu]) (\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_\nu) = \\ &= \tilde{B}_{\text{ev}}(\theta) \sigma_n (k_{LF} k_\nu)^2 \sin \theta \cos \theta, \end{aligned} \quad (8)$$

где величины $B_{\text{ev}}(\theta)$ и $\tilde{B}_{\text{ev}}(\theta)$ выражаются через суммы четных относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$ скалярных комбинаций $(\mathbf{k}_{LF}, \mathbf{k}_\nu)^n \sim \cos^n \theta$ с четными целочисленными значениями $n = 0, 2, \dots$

Для анализа P -четных T -нечетных асимметрий в сечениях исследуемых реакций в работах

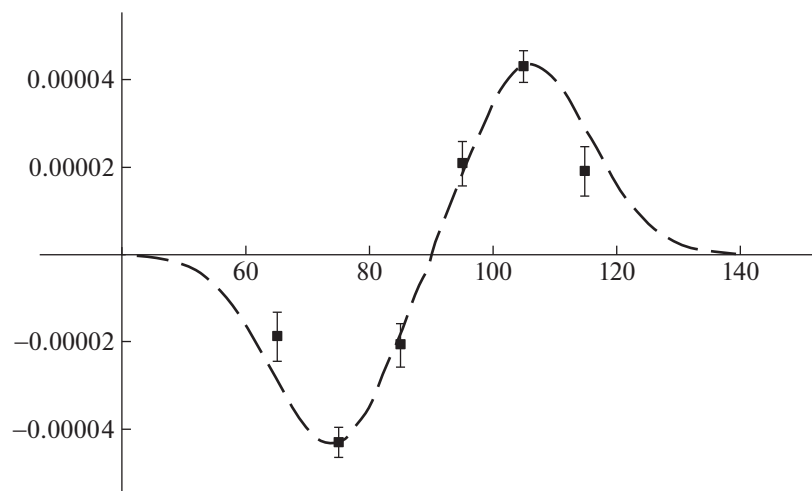


Рис. 1. Экспериментальные (черные квадраты) и рассчитанные (длинная штриховая кривая — квантовый подход) значения величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{\text{odd}}$ в случае ядра-мишени ^{233}U .

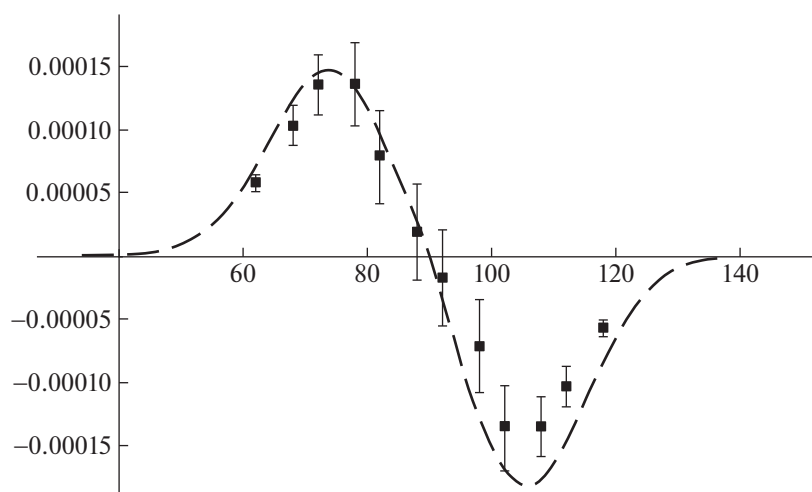


Рис. 2. Величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{\text{odd}}$ в случае ядра-мишени ^{235}U .

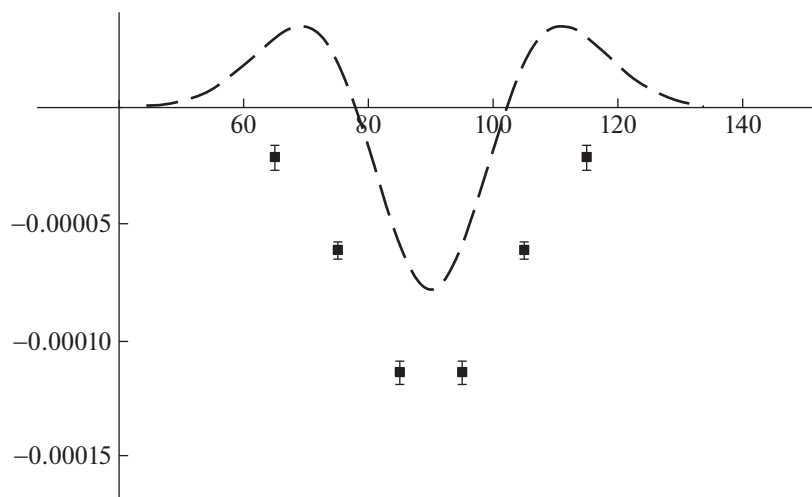


Рис. 3. Величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{\text{ev}}$ в случае ядра-мишени ^{233}U .

[3–6] были введены коэффициенты асимметрии $D_{nf,\nu}(\theta)$, определяемые как:

$$D_{nf,\nu}(\theta) = \frac{N_{\nu}^{+}(\theta) - N_{\nu}^{-}(\theta)}{N_{\nu}^{+}(\theta) + N_{\nu}^{-}(\theta)}, \quad (9)$$

где $N_{\nu}^{\pm}(\theta)$ — экспериментальные скорости счета частиц ν для векторов поляризации нейтронов σ_n^{+} или σ_n^{-} . Поскольку величины $N_{\nu}^{\pm}(\theta)$ пропорциональны экспериментальным дифференциальным сечениям $d\sigma_{nf,\nu}^{(\pm)}(\theta)/d\Omega$ исследуемых реакций, из формул (9) и (5) следует соотношение

$$D_{nf,\nu}(\theta) = \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right) / \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega \right), \quad (10)$$

которое позволяет найти величину $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ через экспериментальные значения величин $D_{nf,\nu}(\theta)$ и $\left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega \right)$:

$$\begin{aligned} \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right) &= \\ &= D_{nf,\nu}(\theta) \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Теперь можно ввести в рассмотрение величину $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$:

$$\begin{aligned} (\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} &\equiv \\ &\equiv \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega \right)_{\text{ev(odd)}} / \sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}, \end{aligned} \quad (12)$$

не зависящую от плотности потока падающих нейтронов, которая при использовании формул (11), (5) преобразуется к виду

$$(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} = \left(D_{nf,\nu}(\theta) P_{\nu}^{\{0\}}(\theta) \right)_{\text{ev(odd)}}, \quad (13)$$

что позволяет найти экспериментальные значения величины $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ через экспериментальные значения величин $D_{nf,\nu}(\theta)$ и $P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$.

Для случая альфа-частиц подобные значения $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ представлены на рис. 1–8 для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu черными квадратами.

В случае вылета мгновенных гамма-квантов для ядра-мишени ^{235}U экспериментальное значение коэффициента $D_{nf,\gamma}(\theta)$ [5] имеет нечетный характер, а угловое распределение $P_{\gamma}^{\{0\}}(\theta)$ (4) — четный характер относительно преобразования $\theta \rightarrow \pi - \theta$. Это приводит к обращению в нуль в формуле (5) тройного коррелятора и сохранению в ней отличного от нуля пятерного коррелятора, имеющего нечетный характер. Экспериментальные

значения величины $(\beta_{nf,\gamma}(\theta))_{\text{odd}}$ для ядра-мишени ^{235}U , рассчитанные по формуле (13), представлены на рис. 9.

К сожалению, экспериментальные значения коэффициентов асимметрии $D_{nf,n'(\gamma)}(\theta)$ в случае мгновенных нейтронов для ядра-мишени ^{235}U и мгновенных гамма-квантов и нейтронов для ядра-мишени ^{233}U измерены только для малого числа углов в области $\theta < 90^\circ$ [4–7], что не позволяет рассчитать экспериментальные значения величин $(\beta_{nf,n'(\gamma)}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ на основе формул (13). Поэтому значения $(\beta_{nf,n'(\gamma)}(\theta))_{\text{odd}}$ в этих случаях были восстановлены при использовании рассмотренного ниже представления об отличии от нуля только пятерного коррелятора для величины $(D_{nf,n'(\gamma)}(\theta))_{\text{odd}}$ и представлены на рис. 10–12.

3. КВАНТОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКЦИЙ ДВОЙНОГО И ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ НЕОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР-МИШЕНЕЙ ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Прежде чем рассматривать P -четные T -нечетные асимметрии в сечениях реакций двойного и тройного деления основных состояний неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами, исследуем квантовые характеристики указанных реакций. Начальная стадия этих реакций связана с захватом ядром-мишенью (A, Z) холодного нейтрона с очень малой кинетической энергией $T_n < 0.025$ эВ и формированием возбужденного СДЯ с энергией возбуждения $E_{\text{воз}}(A+1, Z) \approx |B_n|$, где $B_n \approx (-6 \text{ МэВ})$ — энергия связи нейтрона в основном состоянии ядра $(A+1, Z)$. За ядерные времена $T_0 \approx 10^{-21}$ с это возбужденное состояние переходит в нейтронное резонансное состояние СДЯ, волновая функция ψ_K^{JM} которого в приближении метода случайных матриц Вигнера [23–25] представляется формулой

$$\psi_K^{JM} = \sum_{i \neq 0} b_i \psi_{iK}^{JM} + b_0 \psi_{0K}^{JM}(\beta_\lambda). \quad (14)$$

В этой формуле волновая функция ψ_{iK}^{JM} соответствует i -квазичастичному возбужденному состоянию СДЯ, а волновая функция $\psi_{0K}^{JM}(\beta_\lambda)$, связанная с числом квазичастиц $i = 0$, описывает коллективное деформационное движение СДЯ с энергией возбуждения $|B_n|$ при изменении параметров его деформации β_λ и отвечает переходному делительному состоянию указанного ядра, введенному в работе [9]. При этом коэффициенты b_i в (14) описываются распределением Вигнера [23], а их

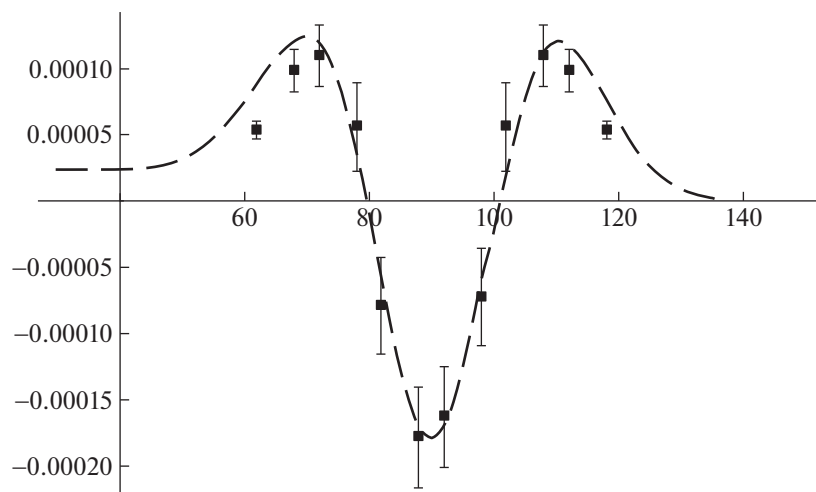


Рис. 4. Величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{ev}$ в случае ядра-мишени ^{235}U .

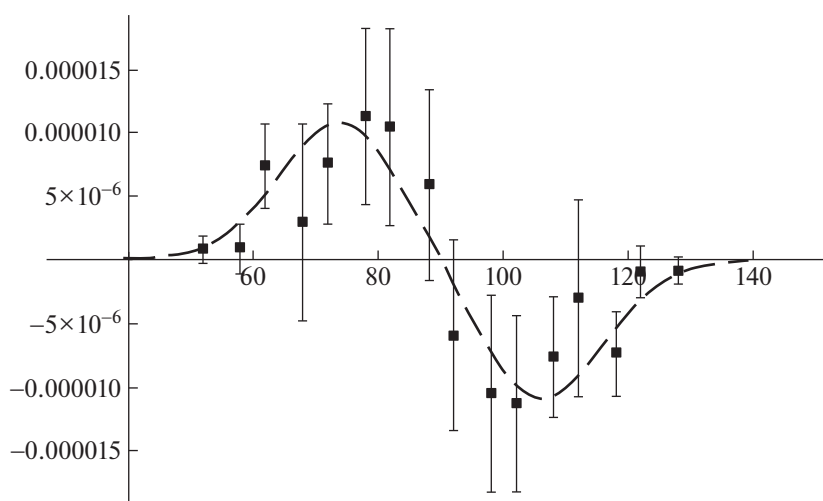


Рис. 5. Величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{odd}$ в случае ядра-мишени ^{239}Pu .

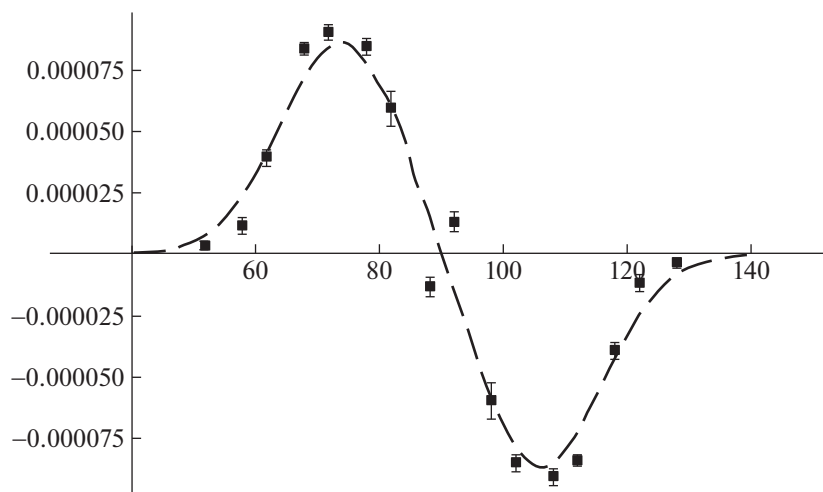


Рис. 6. Величины $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{odd}$ в случае ядра-мишени ^{241}Pu .

квадраты имеют средние значения $\overline{(b_i)^2} = 1/N$, где $N \approx 10^6$ — полное число квазичастичных состояний рассматриваемого ядра, участвующих в формировании волновой функции СДЯ (14).

Этот потенциал определяет поведение волновой функции $\psi_{0K}^{JM}(\beta_\lambda)$ в формуле (14), описывающей коллективную деформационную моду движения СДЯ при энергии его возбуждения $|B_n|$ в зависимости от его параметров деформации. На рис. 13 представлен потенциал деформации $V(\beta_\lambda)$, построенный в рамках капельной модели ядра с учетом оболочных поправок [9, 26] и имеющий двугорбый характер. Для рассматриваемых выше делящихся ядер-мишеней величина энергии возбуждения $|B_n|$ СДЯ, представленная на рисунке прямой линией, оказывается выше высот внутреннего B_{int} и внешнего B_{ext} барьеров деления, что обеспечивает с заметной вероятностью переход коллективных деформационных состояний этих ядер с волновыми функциями $\psi_{0K}^{JM}(\beta_\lambda)$ в область, отвечающую точке разрыва СДЯ на первичные фрагменты деления. При этом в этой области СДЯ, а также первичные фрагменты деления оказываются [27] в холодных возбужденных, но нетермализованных коллективных деформационных состояниях. При разлете первичных фрагментов деления они за времена $\approx T_0$ переходят в термализованные состояния, из которых в дальнейшем происходит испарение таких легких частиц, как мгновенные нейтроны и гамма-кванты.

В конфигурациях СДЯ, близких к точке его разрыва, важнейшую роль играют поперечные bending- и wriggling-колебания [28] этого ядра.

Bending-колебания связаны с поворотами сильно деформированных предфрагментов деления, соприкасающихся своими вершинами в области шейки делящегося ядра (см. рис. 14), в противоположные стороны вокруг некоторой оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра Z . Из-за закона сохранения полного спина СДЯ в bending-колебаниях у вылетающих фрагментов появляются дополнительные значения спинов, удовлетворяющих условию $\mathbf{J}_{1b} + \mathbf{J}_{2b} = 0$.

Wriggling-колебания связаны с поворотами предфрагментов деления в одну сторону вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра, что приводит к появлению одинаково направленных и больших по величине дополнительных значений спинов вылетающих фрагментов деления $\mathbf{J}_{1w}$ и $\mathbf{J}_{2w}$. Компенсация отличного от нуля суммарного спина $\mathbf{J}_{1w} + \mathbf{J}_{2w}$ указанных предфрагментов осуществляется за счет вращения всего СДЯ вокруг той же оси в противоположную сторону (см. рис. 10), что приводит к появлению относительных орбитальных моментов $\mathbf{L}_w$ предфрагментов деления, удовлетворяющих в силу

закона сохранения полного спина СДЯ условию $\mathbf{J}_{1w} + \mathbf{J}_{2w} + \mathbf{L}_w = 0$.

Для рассматриваемых в работе ядер-мишеней bending- и wriggling-колебания описываются [28] при использовании параметров, близких к аналогичным параметрам для ядра-мишени ^{235}U и включающих параметры жесткости $K_w = 295 \text{ МэВ рад}^{-2}$ и $K_b = 52 \text{ МэВ рад}^{-2}$ и массовые параметры $M_w = 1.6 \times 10^6 \text{ МэВ Фм}^2 \text{ с}^2$ и $M_b = 2.0 \times 10^6 \text{ МэВ Фм}^2 \text{ с}^2$, приводящие к значениям частот указанных колебаний $\omega_w = \sqrt{K_w/M_w} = 2.3 \text{ МэВ}/\hbar$ и $\omega_b = \sqrt{K_b/M_b} = 0.9 \text{ МэВ}/\hbar$ и параметров $C_w = M_w \hbar \omega_w = 132 \hbar^2$ и $C_b = M_b \hbar \omega_b = 57 \hbar^2$. Поскольку, как отмечалось выше, СДЯ в окрестности точки его разрыва на фрагменты деления находится в холодном возбужденном состоянии, то рассматриваемые поперечные bending- и wriggling-колебания этого ядра имеют характер нулевых колебаний. Используя волновую функцию нулевых wriggling-колебаний [28], можно получить [29] функцию распределения первичных фрагментов деления по их относительному орбитальному моменту L_w :

$$W(L_w) = \frac{L_w}{C_w} \exp\left(-\frac{L_w^2}{2C_w}\right), \quad (15)$$

которая приводит к среднему значению $\bar{L}_w = 14.4$ указанного момента. При использовании квантово-механического соотношения неопределенности [29] между значениями неопределенностей ΔL_w орбитального момента L_w и $\Delta \theta$ угла θ при учете больших величин $\bar{L}_w$ можно прийти к заключению о малости значений ($\Delta \theta \approx 0$) и о близости направления вылета фрагментов деления к направлению оси симметрии СДЯ, что соответствует реализации гипотезы О. Бора [9]. Одновременный учет [28] нулевых bending- и wriggling-колебаний СДЯ позволяет получить [29] спиновое распределение первого из фрагментов деления:

$$W(J_1) = \frac{4J_1}{C_b + C_w} \exp\left[-\frac{2J_1^2}{C_b + C_w}\right]. \quad (16)$$

Поскольку значение коэффициента C_w для wriggling-колебаний оказывается заметно большим аналогичного значения C_b для bending-колебаний, основной вклад в среднее значение спина $\bar{J}_1$ дают wriggling-колебания. Это значение оказывается равным $\bar{J}_1 = 8.6$ для ядра-мишени ^{235}U и хорошо коррелирует с аналогичным экспериментальным значением $\bar{J}_1 = 7-9$ [30, 31]. Заметим, что спиновое распределение (16) принципиально отличается от широко используемого аналогичного распределения [9], которое отвечает

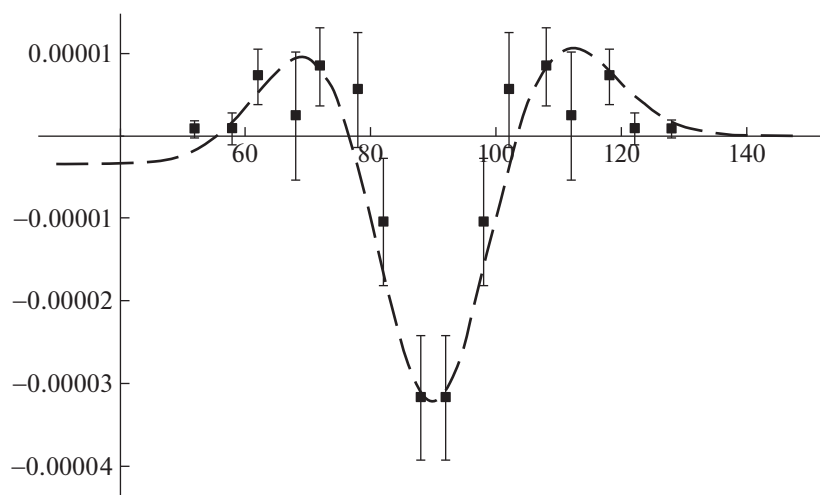


Рис. 7. Величины $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{ev}$ в случае ядра-мишени ^{239}Pu .

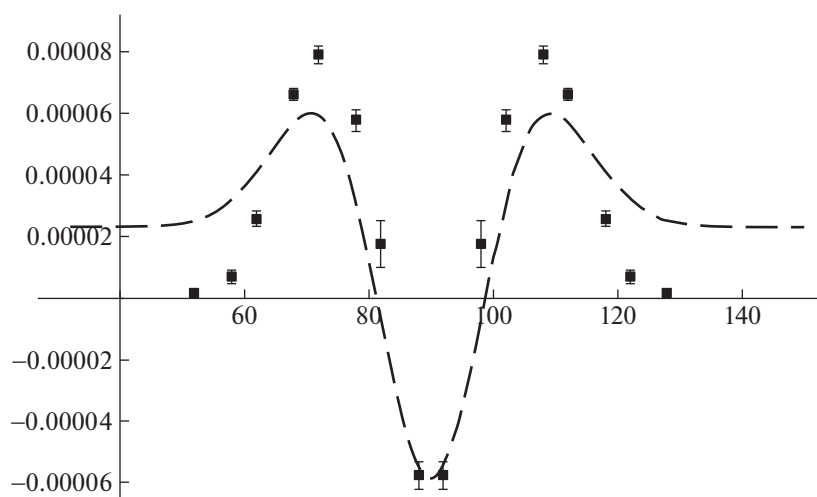


Рис. 8. Величины $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{ev}$ в случае ядра-мишени ^{241}Pu .

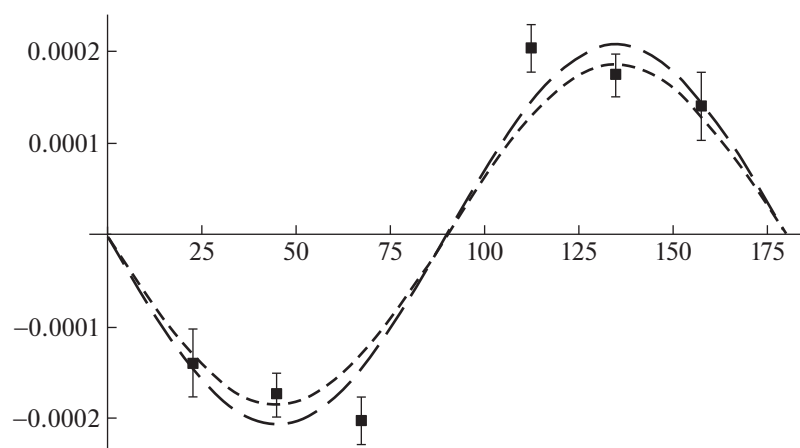


Рис. 9. Значения величины $(\beta_{nf, \gamma}(\theta))_{odd}$ в случае ядра-мишени ^{235}U .

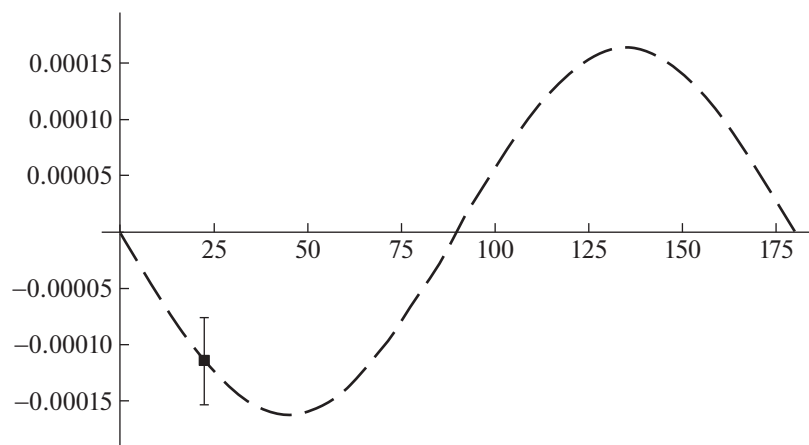


Рис. 10. Значения величины $(\beta_{nf,n'}(\theta))_{\text{odd}}$ в случае ядра-мишени ^{235}U .

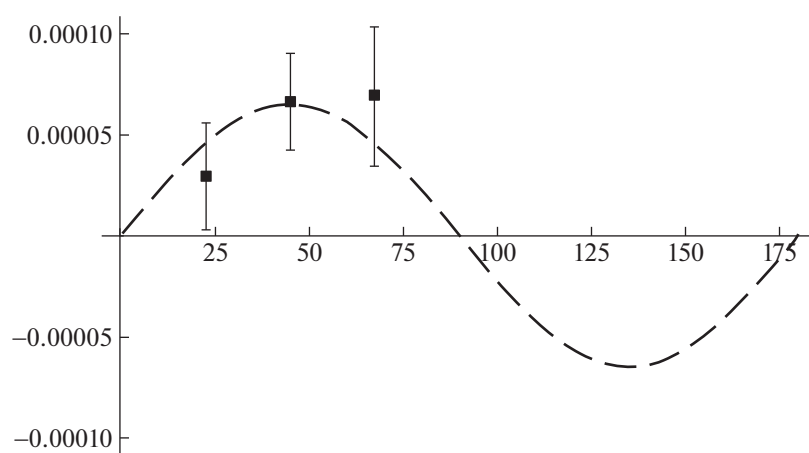


Рис. 11. Значения величины $(\beta_{nf,\gamma}(\theta))_{\text{odd}}$ в случае ядра-мишени ^{233}U .

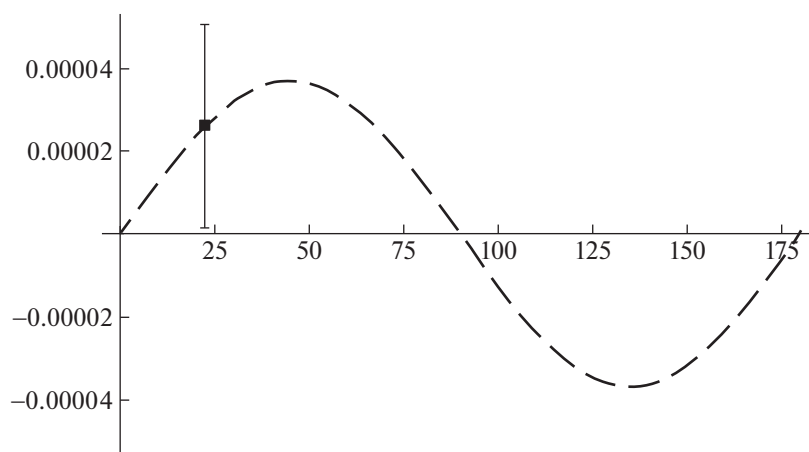


Рис. 12. Значения величины $(\beta_{nf,n'}(\theta))_{\text{odd}}$ в случае ядра-мишени ^{233}U .

термализованному состоянию рассматриваемого фрагмента деления и соответствует распределению Гиббса.

Вылетающие в тройном делении неориентиро-

ванных ядер-мишеней холодными нейтронами α -частицы оказываются длиннопробежными, асимптотические значения средних кинетических энергий которых $E_\alpha \approx 16$ МэВ близки к высоте кулонов-

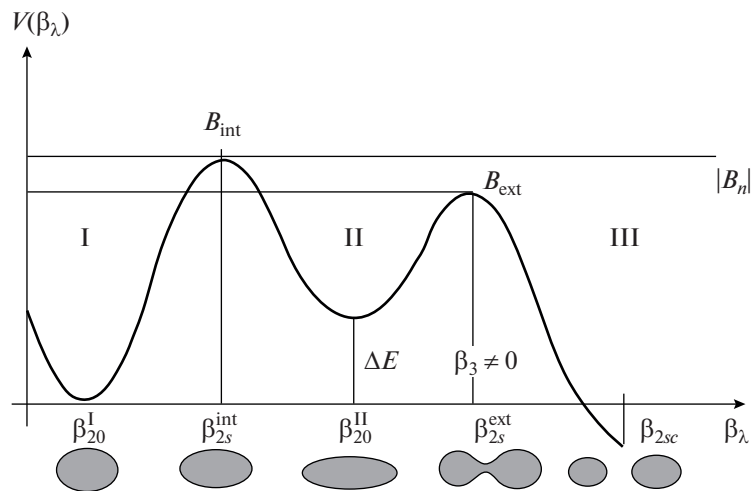


Рис. 13. Потенциал деформации $V(\beta_\lambda)$ для ядер-актинидов, взятый из работы [9].

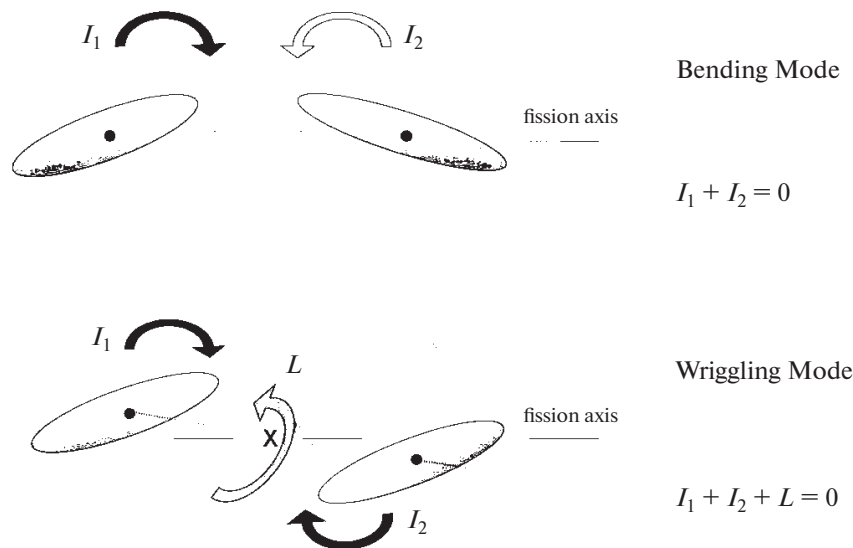


Рис. 14. Поперечные bending- и wriggling-колебания делящегося ядра в окрестности точки его разрыва на фрагменты деления.

ского барьера B_α для вылета этих частиц из шейки СДЯ ($A + 1, Z$) в окрестности его точки разрыва на фрагменты деления и заметно превосходят теплоту $Q_\alpha \approx 5$ МэВ обычных α -распадов основных состояний ядер-актинидов с переходом в основные состояния конечных ядер. Появление подобных энергий в процессе тройного деления ядер было объяснено в работе [32] по аналогии с процессами двухпротонного и 2β -распадов ядер [33] при использовании представления о виртуальном характере процесса тройного деления СДЯ, формируемого при захвате холодного нейтрона ядром-мишенью, с вылетом α -частицы.

Появление P -четных T -нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях реакций двойного и тройного деления ядер холодными поляризо-

ванными нейтронами с вылетом различных легких частиц было связано в квантовой теории деления [1, 16, 23] с учетом влияния коллективного вращения составной делящейся системы (СДС) вокруг

Таблица 1

Ядро-мишень	θ_0	m	K_α	$K_{n'}$	$G_{n'}$	K_γ	G_γ
^{233}U	82	9.35	0.043	0.300	0.1	0.295	0.146
^{235}U	82	10.2	0.039	0.300	0.1	0.295	0.146
^{239}Pu	83	11	0.036				
^{241}Pu	83	10.2	0.039				

Таблица 2

Ядро-мишень	$\Delta\theta_{\alpha, \text{ev}} \times 10^{-3}$	$\Delta\theta_{\alpha, \text{odd}} \times 10^{-3}$	$\Delta\theta_{\gamma, \text{odd}} \times 10^{-3}$	$\Delta\theta_{n', \text{odd}} \times 10^{-3}$
^{233}U	0.5	-0.5	-0.48	-0.78
^{235}U	1.4	1.9	1.6	3.3
^{239}Pu	0.19	0.1		
^{241}Pu	0.25	0.6		

оси, перпендикулярной ее оси симметрии, на угловые распределения фрагментов деления и легких частиц. Это влияние строилось через включение в полный гамильтониан СДС гамильтониана кориолисова взаимодействия H^{Cor} [9] полного спина СДС $\hat{J}$ с орбитальными моментами фрагментов деления $\hat{L}$ и легких частиц $\hat{l}$:

$$H^{\text{Cor}} = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} (\hat{J}_+ \hat{l}_- + \hat{J}_- \hat{l}_+) - \quad (17)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}_0} (\hat{J}_+ \hat{L}_- + \hat{J}_- \hat{L}_+),$$

где $\mathfrak{S}_0$ — увеличивающийся при разлете продуктов деления момент инерции аксиально-симметричной СДС, а операторы $\hat{J}_\pm$, $\hat{l}_\pm$ и $\hat{L}_\pm$ определяются как

$$\hat{J}_\pm = \hat{J}_x \pm i\hat{J}_y; \quad \hat{l}_\pm = \hat{l}_x \pm i\hat{l}_y; \quad (18)$$

$$\hat{L}_\pm = \hat{L}_x \pm i\hat{L}_y.$$

Действие указанных операторов на стандартные волновые функции определяется формулами:

$$\hat{J}_\pm D_{M_s K_s}^{J_s}(\omega) = \quad (19)$$

$$= [(J_s \pm K_s)(J_s \mp K_s + 1)]^{1/2} D_{M_s(K_s \mp 1)}^{J_s}(\omega),$$

$$\hat{l}_\pm Y_{l(K_l \pm 1)}(\Omega'_{\text{TP}}) =$$

$$= [(l \mp K_l)(l \pm K_l + 1)]^{1/2} Y_{l(K_l \pm 1)}(\Omega'_{\text{TP}}),$$

$$\hat{L}_\pm Y_{L K_L}(\Omega'_{\text{LF}}) =$$

$$= [(L \mp K_L)(L \pm K_L + 1)]^{1/2} Y_{L(K_L \pm 1)}(\Omega'_{\text{LF}}).$$

При действии компонент кориолисова гамильтониана (17), связанных с орбитальными моментами фрагментов деления $\hat{L}$ и легкой частицы $\hat{l}$, на невозмущенные действительные амплитуды $A_{\text{LF}}^{\{0\}}(\theta_{\text{LF}})$ и $A_\nu^{\{0\}}(\theta)$ (3) угловых распределений фрагментов деления и легких частиц можно получить [16] важные соотношения:

$$L_\pm A_{\text{LF}}^{\{0\}}(\theta_{\text{LF}}) = L_\pm \sum_{\text{LF}} a_{\text{LF}} Y_{\text{LF},0}(\theta_{\text{LF}}) = \quad (20)$$

$$= \frac{d}{d\theta_{\text{LF}}} A_{\text{LF}}^{\{0\}}(\theta_{\text{LF}});$$

$$\hat{l}_\pm A_\nu^{\{0\}}(\theta) = \hat{l}_\pm \sum_l a_{\nu l} Y_{l0}(\theta) = \frac{d}{d\theta} A_\nu^{\{0\}}(\theta).$$

При использовании формул вида (20), (3), можно получить [1] в первом порядке по кориолисову гамильтониану (17) значение величин $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}(12)$

$$(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} \equiv (\Delta\theta_\nu)_{\text{ev(odd)}} \frac{d}{d\theta} (P_\nu^{(0)})_{\text{ev(odd)}}. \quad (21)$$

В (21) $(\Delta\theta_\nu)_{\text{ev(odd)}}$ — угол поворота направления вылета легкой частицы ν относительно направления вылета легкого фрагмента деления, определяемый разностью углов $(\Delta\theta_\nu)_{\text{ev(odd)}} = (\Delta\theta'_{\text{LF}})_{\text{ev(odd)}} - (\Delta\theta'_\nu)_{\text{ev(odd)}}$, где $(\Delta\theta'_{\text{LF}})_{\text{ev(odd)}}$ и $(\Delta\theta'_\nu)_{\text{ev(odd)}}$ — углы поворота под влиянием кориолисова взаимодействия направлений вылета легкого фрагмента деления и легкой частицы относительно оси симметрии СДЯ. При этом углы поворота $\Delta\theta'_{n'(\gamma)}$ для мгновенных нейтронов и гамма-квантов близки к нулю из-за малости величины кориолисова взаимодействия, действующего на указанные легкие частицы в области их испарения из фрагментов деления.

В работе [1] были построены формулы для углов $(\Delta\theta_\nu)_{\text{ev(odd)}}$, в которых была продемонстрирована существенная роль интерференции делительных амплитуд нейтронных резонансных состояний СДЯ sJ_s и $s'J_{s'}$ с различными значениями sJ_s и $s'J_{s'}$, которая приводила в общем случае к существенному изменению не только абсолютных величин, но и знаков углов поворота $(\Delta\theta_\nu)_{\text{ev(odd)}}$ по сравнению с аналогичными углами, имеющими только положительные значения и рассчитанными в работах [2–4] при использовании не содержащего интерференционных эффектов квазиклассического метода траекторных расчетов.

4. ОПИСАНИЕ P -ЧЕТНЫХ T -НЕЧЕТНЫХ АССИМЕТРИЙ В СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ВЫЛЕТОМ ЛЕГКИХ ЧАСТИЦ

Квантовая теория деления, учитывающая [1] влияние интерференции делительных амплитуд нейтронных резонансных состояний СДЯ sJ_s и $s'J_{s'}$ с различными значениями sJ_s и $s'J_{s'}$, может приводить к отличию по модулям и знакам углов $\Delta\theta_{\nu, \text{ev(odd)}}$, фигурирующих в формуле (21), от аналогичных углов $\Delta\theta_\alpha$ и $\Delta\theta_{\text{LF}}$, вводимых [4] в

квазиклассическом приближении и имеющих всегда положительный знак. Поскольку теоретические расчеты углов $\Delta\theta_{\nu, \text{ev}(\text{odd})}$ с учетом интерференционных эффектов очень сложны, воспользуемся для определения этих углов методом максимального правдоподобия [34, 35]. В этом методе углы поворота $\Delta\theta_{\nu, \text{ev}(\text{odd})}$, фигурирующие в формуле (21), находятся из условия минимума величины χ^2 , вводимой в методе максимального правдоподобия и характеризующей близость экспериментальных и теоретических величин $(\beta_{nf, \nu}(\theta))_{\text{ev}(\text{odd})}$.

Как видно из табл. 2, для ядер-мишеней ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu значения указанных углов поворота имеют, как и в случае метода траекторных расчетов [2–4], положительные и достаточно близкие значения для тройных и пятерных корреляторов в случаях всех типов легких частиц. В то же время для ядра-мишени ^{233}U углы поворота для пятерных корреляторов в случаях α -, n' - и γ -частиц имеют, в отличие от результатов расчетов в квазиклассическом подходе, отрицательные значения с близкими значениями их модулей.

Рисунки 5–8 демонстрируют удовлетворительное согласие между собой экспериментальных и теоретических значений величин $(\beta_{nf, n'(\gamma)}(\theta))_{\text{odd}}$ для ядер-мишеней ^{233}U и ^{235}U при вылете как мгновенных нейтронов, так и гамма-квантов соответственно. Рисунки 1–4 также демонстрируют разумное согласие между собой теоретических и экспериментальных значений величин $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{\text{ev}}$ и $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{\text{odd}}$ при вылете α -частиц для всех ядер, кроме ядра-мишени ^{233}U . Рисунок 9 демонстрирует, что для ^{233}U экспериментальные значения величины $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{\text{odd}}$ (черные квадраты) отличаются от рассчитанных значений (длинные пунктирные линии) на не зависящую от угла θ достаточно большую по модулю отрицательную величину $(\beta_{nf, \alpha})_{\text{ev}} \approx (-8 \times 10^{-5})$. В этом случае вместо величины $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{\text{ev}}$ (21) можно ввести величину $(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{\text{ev}}$, которая представляется обобщающей (21) формулой вида

$$(\beta_{nf, \alpha}(\theta))_{\text{ev}} = \Delta_{\alpha, \text{ev}} \frac{d}{d\theta} (P_{\alpha, \text{odd}}^{\{0\}}(\theta)) + (\beta_{nf, \alpha})_{\text{ev}}. \quad (22)$$

В принципе, механизм появления члена $(\tilde{\beta}_{nf, \alpha})_{\text{ev}}$ в (22) можно попытаться связать с рассмотренным в работе [4] влиянием вращения составного делящегося ядра (СДЯ) вокруг его оси деления, обусловленного нарушением аксиальной симметрии СДЯ при учете коллективных bending- и wriggling-

колебаний этого ядра в окрестности точки его разрыва. Однако это, естественно, требует дополнительного рассмотрения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе продемонстрировано, что при использовании квантово-механических подходов к анализу целого ряда базовых свойств реакций двойного и тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами можно одновременно описать характеристики P -четных T -нечетных асимметрий в подобных реакциях при вылете таких различных по своей природе легких частиц, как предразрывные альфа-частицы и мгновенные нейтроны и гамма-кванты. Этот результат можно рассматривать как дополнительное подтверждение справедливости предложенных квантово-механических механизмов для описания указанных базовых свойств анализируемых реакций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, В. Е. Бунаков, ЯФ **82**, 239 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 254 (2019)].
2. P. Jesinger, G. V. Danilyan, A. M. Gagariski, P. Geltenbort, F. Gönnerwein, A. Kötze, Ye. I. Kobokina, M. Mutterer, V. Nesvizhevsky, S. R. Neumaier, V. S. Pavlov, G. A. Petrov, V. I. Petrova, K. Schmidt, V. B. Shvachkin, and O. Zimmer, ЯФ **62**, 1723 (1999) [Phys. At. Nucl. **62**, 1608 (1999)].
3. P. Jesinger, A. Kötze, F. Gönnerwein, M. Mutterer, J. von Kalben, G. V. Danilyan, V. S. Pavlov, G. A. Petrov, A. M. Gagariski, W. H. Trzaska, S. M. Soloviev, V. V. Nesvizhevski, and O. Zimmer, Phys. At. Nucl. **65**, 630 (2002).
4. A. Gagariski, F. Gönnerwein, 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).
5. G. V. Danilyan, P. Granz, V. A. Krakhotin, F. Mezei, V. V. Novitsky, V. S. Pavlov, M. Russina, P. B. Shatalov, and T. Wilpert, Phys. Lett. B **679**, 25 (2009).
6. 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)].
7. Г. В. Данилян, ЯФ **82**, 235 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 250 (2019)].
8. A. M. Gagariski *et al.*, Crystallogr. Rep. **56**, 1238 (2011).
9. A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1975), Vol. 2.
10. О. П. Сушков, В. В. Фламбаум, УФН **136**, 3 (1982) [Sov. Phys. Usp. **25**, 1 (1982)].
11. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (Наука, Москва, 1958).
12. С. Г. Кадменский, ЯФ **65**, 1424 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 1390 (2002)].

13. С. Г. Кадменский, ЯФ **62**, 236 (1999).
14. С. Г. Кадменский, ЯФ **68**, 2030 (2005) [Phys. At. Nucl. **68**, 1968 (2005)].
15. С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, В. Е. Бунаков, Изв. РАН. Сер. физ. **75**, 1033 (2011) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **75**, 978 (2011)].
16. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский, Изв. РАН. Сер. физ. **83**, 1236 (2019) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **83**, 1128 (2019)].
17. C. Guet *et al.*, Nucl. Phys. **314**, 1 (1979).
18. F. Fossati *et al.*, Nucl. Phys. **208**, 196 (1973).
19. T. Ericson and V. Strutinsky, Nucl. Phys. **8**, 284 (1958).
20. В. М. Струтинский, ЖЭТФ **37**, 861 (1959) [Sov. Phys. JETP **10**, 613 (1960)].
21. Л. Д. Ландау, *Квантовая механика* (Физматгиз, Москва, 1978), т. 2.
22. С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский, П. В. Кострюков, ЯФ **82**, 252 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 267 (2019)].
23. E. P. Wigner, Ann. Math. **62**, 548 (1955); **65**, 203 (1958); **67**, 325 (1958).
24. С. Г. Кадменский, В. П. Маркушев, В. И. Фурман, ЯФ **35**, 300 (1982) [Sov. J. Nucl. Phys. **35**, 166 (1982)].
25. С. Г. Кадменский, ЯФ **65**, 1833 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 1785 (2002)].
26. В. М. Струтинский, ЯФ **3**, 614 (1965).
27. С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова, ЯФ **66**, 1259 (2004); ЯФ **68**, 1491 (2005) [Phys. At. Nucl. **68**, 1433 (2005)].
28. J. R. Nix and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. A **71**, 1 (1965).
29. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский, ЯФ **79**, 198 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 304 (2016)].
30. J. B. Wilhelmy, E. Cheifetz, R. C. Jared, S. G. Thompson, H. R. Bowman, and J. O. Rasmussen, Phys. Rev. **5**, 2041 (1972).
31. A. Gavron, Phys. Rev. **13**, 2562(R) (1976).
32. С. Г. Кадменский, Л. В. Титова, Д. Е. Любашевский, А. С. Веретенников, А. А. Пислюков, ЭЧАЯ **53**, 620 (2022) [Phys. Part. Nucl. **53**, 644 (2022)].
33. Д. Е. Любашевский, Изв. РАН. Сер. физ. **84**, 1406 (2020) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **84**, 1201 (2020)].
34. Л. Яноши, *Теория и практика обработки результатов измерений* (Мир, Москва, 1968).
35. И. Н. Силин, *Поиск максимума правдоподобия методом линеаризации. Статистические методы в экспериментальной физике* (Атомиздат, Москва, 1976).

THEORETICAL APPROACHES ALLOWING SIMULTANEOUS DESCRIPTION OF *P*-EVEN *T*-ODD ASYMMETRIES IN REACTIONS OF NUCLEAR FISSION BY POLARIZED NEUTRONS DURING THE EMISSION OF DIFFERENT LIGHT PARTICLES

S. G. Kadmsky¹⁾, D. E. Lyubashevsky¹⁾

¹⁾Voronezh State University, Russia

The differential cross sections $d\sigma_{nf,\nu}(\theta)/d\Omega$ for fission reaction of unoriented target nuclei by cold polarized neutrons n with the emission of such light particles ν as prescission alpha particles or prompt neutrons n' and gamma quanta in a specially selected l.c.s. can be represented as the sum of two terms. The first term coincides with the cross section of similar reaction with unpolarized neutrons $d\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}(\theta)/d\Omega = \sigma_{nf,\nu}^{\{0\}} P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$, where $\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}$ is the total cross section of the studied reaction and $P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$ is the angular distribution of light particle ν emitted in this reaction. The second term $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ depends linearly on the neutron polarization vector σ_n and describes *P*-even *T*-odd asymmetries in the analyzed cross section. Using the concepts of space isotropy and parity conservation, the cross section $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega$ can be represented as the sum of two scalar functions $d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega = \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{\text{ev}} + \left(d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega\right)_{\text{odd}}$, which are related respectively to even and odd correlators of the forms $(\sigma_n[\mathbf{k}_{\text{LF}}, \mathbf{k}_\nu])$ and $(\sigma_n[\mathbf{k}_{\text{LF}}, \mathbf{k}_\nu])$ ($\mathbf{k}_{\text{LF}}, \mathbf{k}_\nu$), respectively to the transformation $\theta \rightarrow \pi - \theta$, where $\mathbf{k}_{\text{LF}}$ and $\mathbf{k}_\nu$ are the wave vectors of light fission fragment and particle ν . These correlators can be related to the quantities $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} \equiv (d\sigma_{nf,\nu}^{\{1\}}(\theta)/d\Omega)_{\text{ev(odd)}}/\sigma_{nf,\nu}^{\{0\}}$, the experimental values of which can be found through the experimental values of the introduced earlier in [1] the asymmetry coefficient $D_{nf,\nu}(\theta)$ and the angular distribution $P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)$ of light particles using the formula $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} = \left(D_{nf,\nu}(\theta) P_{\nu}^{\{0\}}(\theta)\right)_{\text{ev(odd)}}$.

The theoretical values $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ in the quantum-mechanical approach can be obtained by use of the formula $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}} = \Delta_{\nu,\text{ev(odd)}} \frac{d}{d\theta} \left(P_{\nu,\text{ev(odd)}}^{\{0\}}(\theta) \right)$, which takes into account the rotation angle $\Delta_{\nu,\text{ev(odd)}}$ of the wave vector $\mathbf{k}_\nu$ relatively to the wave vector $\mathbf{k}_{\text{LF}}$ under the influence of the Coriolis interaction associated with the collective rotation of the fissile system around an axis perpendicular to its symmetry axis. The angle of rotation can be found from the comparison of experimental and theoretical values $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ by the use of the maximum likelihood method. When taking into account quantum interference effects, the angles $\Delta_{\nu,\text{ev(odd)}}$ in the general case can have not only positive values, as in the semiclassical method of trajectory calculations [1], but also negative values. The use of this result makes it possible to obtain reasonable agreement between the experimental and theoretical values $(\beta_{nf,\nu}(\theta))_{\text{ev(odd)}}$ simultaneously for all light particles in the case of target nuclei ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu . In the case of the ^{233}U target nucleus, in order to obtain the above mentioned agreement, it is necessary to add to the quantity $(\beta_{nf,\alpha}(\theta))_{\text{ev}}$ the angle independent quantity $(\tilde{\beta}_{nf,\alpha})_{\text{ev}}$, the appearance of which, in principle, can be associated [1] with the violation of the axial symmetry of the fissile system due to the influence of its bending and wriggling vibrations in the vicinity of the scission point.