

УСЛОВИЯ СПРАВЕДЛИВОСТИ ГИПОТЕЗЫ О. БОРА О НАПРАВЛЕНИИ ВЫЛЕТА ФРАГМЕНТОВ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Л. В. Титова

Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 21.03.2020 г.

Аннотация. Проанализированы отклонения коэффициентов анизотропий в угловых распределениях фрагментов (УРФ) фотоделения и деления выстроенных ядер резонансными нейтронами, а также коэффициенты P-нечетных асимметрий в УРФ деления ядер поляризованными нейтронами, рассчитанных в рамках квантовой теории деления, от аналогичных коэффициентов, рассчитанных при использовании гипотезы О. Бора. На основе указанных отклонений проведена оценка параметра wriggling-колебаний для ядер-актининов в реакциях низкоэнергетического вынужденного двойного деления и определены условия применимости гипотезы О. Бора.

Ключевые слова: двойное деление, wriggling-колебания, угловые распределения фрагментов, P-нечетные асимметрии, гипотеза О. Бора, относительные орбитальные моменты фрагментов.

CONDITIONS FOR VALIDITY OF A. BOHR'S HYPOTHESIS ABOUT THE DIRECTION OF FRAGMENTS' FLIGHT IN LOW-ENERGY BINARY FISSION OF NUCLEI

L. V. Titova

Abstract. The deviations of the anisotropy coefficients in the angular distributions of fragments (ADF) of photofission and fission of aligned nuclei by resonant neutrons, as well as the coefficients of P-odd asymmetries in the ADF of nuclear fission by polarized neutrons calculated in the framework of the quantum fission theory, from similar coefficients calculated using the O. Bohr hypothesis, are analyzed. Based on these deviations, the wriggling-vibration parameter for actinide nuclei in reactions of low-energy binary fission was estimated. The conditions for the applicability of the A. Bohr hypothesis were determined.

Keywords: binary fission, wriggling vibrations, angular distributions of fragments, P-odd asymmetries, A. Bohr hypothesis, relative orbital moments of fragments.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных проблем физики двойного деления атомных ядер является задача определения относительных орбитальных моментов L и спинов J_i ($i = 1, 2$) фрагментов деления. Закон сохранения полного спина J делящегося ядра в процессе деления определяется выражением: $\vec{J} = \vec{J}_1 + \vec{J}_2 + \vec{L}$. При описании как анизотропий в УРФ фотоделения четно-четных ядер [1–6], так и P-четных и P-нечетных асимметрий [7, 8] в УРФ деления ядер поляризованными нейтронами [9–11] успешно используется формула О. Бора [12], при построении которой О. Бор выдвинул гипотезу о том, что фрагменты деления вылетают строго по или против оси симметрии Z' аксиально-симметричного делящегося ядра в его внутренней системе (в.с.). Для

приближенной справедливости формулы О. Бора необходимо появление когерентно связанных относительных орбитальных моментов фрагментов деления L , находящихся в интервале $0 \leq L \leq L_m$, где значение относительного орбитального момента L_m оказывается достаточно большим [13]. Этот факт приводит к выводу о том, что спины фрагментов деления \vec{J}_1 и \vec{J}_2 направлены преимущественно параллельно друг другу.

Нормированное на единицу УРФ двойного деления $T_{MK}^J(\theta)$ из состояния JMK (K — проекция спина J аксиально-симметричного делящегося ядра на его ось симметрии Z'), рассчитывается при использовании формулы О. Бора [12]:

$$T_{MK}^J(\theta) = \frac{2J+1}{8\pi} \times \left[|D_{MK}^J(\omega)|^2 + |D_{M-K}^J(\omega)|^2 \right]_{\beta=\theta}, \quad (1)$$

где $D_{MK}^J(\omega)$ — обобщенная сферическая функция, $\omega \equiv \alpha, \beta, \gamma$ — углы Эйлера, характеризующие ориентацию осей в.с. относительно осей лабораторной системы (л.с.). УРФ во в.с., которое обозначим как $F^2(\theta')$, имеет δ -образный характер вида $\delta(\xi' \mp 1)$, где $\xi' = \cos\theta'$, а θ' — угол между вектором \vec{R} и осью Z' , и при использовании гипотезы О. Бора представляется как

$$F^2(\theta') = \sum_{L=0}^{L_m} 2\pi Y_{L0}(\xi') Y_{L0}(\pm 1), \quad (2)$$

где величина L_m рассматривается в пределе $L_m \rightarrow \infty$. Формула (2) отражает квантовомеханическое соотношение неопределенности между оператором квадрата орбитального момента частицы \hat{l}^2 и углом θ' , из которого следует, что задание точного значения угла θ' возможно лишь при полной неопределенности в значениях орбитального момента l частицы. Поскольку в процессе деления ядер могут появиться только конечные значения относительных орбитальных моментов L фрагментов деления, то формула (1) носит приближенный характер и в рамках квантовой теории деления [13–15] обобщается следующим образом:

$$T_{MK}^J(\theta) = \frac{2J+1}{16\pi^2} \times \int d\omega \left[|D_{MK}^J(\omega)|^2 + |D_{M-K}^J(\omega)|^2 \right] F^2(\theta'), \quad (3)$$

где функция $F(\theta')$ имеет вид:

$$F(\theta') = \sum_L \psi_L Y_{L0}(\theta') \tilde{\pi}(L), \quad (4)$$

а множитель $\tilde{\pi}(L)$ возникает из-за закона сохранения четности в делении и равен $\tilde{\pi}(L) = \left(1 + \pi\pi_1\pi_2(-1)^L\right)/2$, где π и π_1, π_2 — четности родительского ядра и фрагментов деления, соответственно. В работах [13–15] функция ψ_L выбиралась в форме $\psi_L = b(L_m)(2L+1)\Theta(L-L_m)$, где $b(L_m) = \left(\sum_{L=0}^{L_m} (2L+1)\right)^{-1/2}$, $\Theta(L-L_m)$ — функция Хевисайда, которая приводила к угловым распределениям фрагментов деления, отличным от нуля внутри конуса с осью, направленной вдоль оси Z' и раствором угла $\delta\theta'$ при вершине конуса $\delta\theta' \approx 1/L_m$.

Современное объяснение гипотезы О. Бора и следствий из нее основано [16, 17] на учете двух типов коллективных поперечных колебаний делящегося ядра в окрестности точки его разрыва, подробно рассмотренных в работе [18]. 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. Эти предфрагменты переходят во фрагменты деления после разрыва указанной

шейки. Из-за закона сохранения полного спина делящегося ядра, обусловленные bending-колебаниями вектора спинов \vec{J}_1 и \vec{J}_2 вылетающих из делящегося ядра фрагментов деления, имеют противоположные направления и дают малые значения относительных орбитальных моментов \vec{L} , что противоречит гипотезе О. Бора.

Второй тип учитываемых поперечных колебаний делящегося ядра связан с извивными (wriggling-) колебаниями, для которых повороты предфрагментов деления происходят в одну сторону вокруг некоторой оси, также перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра [18]. Это приводит к появлению одинаково направленных и больших по величине спинов \vec{J}_1 и \vec{J}_2 вылетающих фрагментов деления. Компенсация отличного от нуля суммарного спина $(\vec{J}_1 + \vec{J}_2)$ указанных предфрагментов, осуществляется за счет поворота всего делящегося ядра вокруг той же оси в противоположную сторону, что приводит к появлению относительного орбитального момента фрагментов \vec{L} , противоположно направленного по отношению к суммарному спину фрагментов деления. Таким образом, wriggling-колебания приводят к генерации относительных орбитальных моментов вылетающих фрагментов деления \vec{L} , которые из-за закона сохранения полного спина делящегося ядра принимают значение $\vec{L} = -(\vec{J}_1 + \vec{J}_2) + \vec{J}$, и при учете малости спина делящегося ядра \vec{J} имеет большие значения. Волновая функция ψ_L wriggling-колебаний, входящая в формулу (4), имеет вид [16–18]:

$$\psi_L = \sqrt{\frac{L}{C_w}} \exp\left(-\frac{L^2}{4C_w}\right), \quad (5)$$

где величина C_w определяется через параметр жесткости K_w и массовый параметр M_w для wriggling-колебаний как $C_w = M_w \hbar \omega_w$, причем $\omega_w = \sqrt{K_w/M_w}$ [18]. Из оценок работы [18] для ядра ^{236}U следует, что параметр C_w в единицах \hbar^2 имеет значение $C_w = 132$. Нормированная на единицу волновая функция ψ_L задает распределение $W(L) = |\psi_L|^2$ фрагментов деления по их относительным орбитальным моментам L в окрестности точки разрыва делящегося ядра.

Целью настоящей работы является анализ различных экспериментальных УРФ двойного деления ядер и определение коэффициента wriggling-колебаний по отклонениям указанных УРФ, описываемых в рамках квантовой теории деления [13–15] от аналогичных УРФ, описываемых при использовании гипотезы О. Бора [12], а также установление условий ее справедливости.

2. АНИЗОТРОПИИ В УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ФРАГМЕНТОВ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДВОЙНОГО ФОТОДЕЛЕНИЯ ЯДЕР-АКТИНИДОВ

Рассмотрим УРФ глубокоподпорогового фотоделения для ядер $^{234-236-238}\text{U}$, $^{238-240-242}\text{Pu}$ [1–4] в диапазоне максимальных энергий γ -квантов $4.8 \leq E_\gamma \leq 7$ МэВ с учетом переходных делительных состояний (ПДС) [12] с $J^\pi K = 1^-0, 1^-1$, инициируемых поглощением $E1$ -квантов, и 2^+0 , инициируемых поглощением $E2$ -квантов. Согласно длинноволновому приближению при подпороговых значениях энергий E_γ сечения фотопоглощения электрических фотонов EJ с $J > 2$ и магнитных фотонов MJ с $J > 1$ малы и поглощением фотонов указанных мультипольностей можно пренебречь. Влияние ПДС $2^+1, 2^+2$, связанных с поглощением $E2$ -квантов, а также ПДС 1^+1 , связанных с поглощением $M1$ -квантов, считается малым, поскольку ПДС $2^+1, 2^+2$ и 1^+1 имеют большие энергии возбуждения по отношению к ПДС 0^+0 и 2^+0 и в случае подпорогового деления очень малые факторы проникаемости по сравнению с факторами проникаемости для ПДС 2^+0 [1]. Тогда дифференциальное сечение реакции (γ, f)

подпорогового фотоделения четно-четных ядер представляется в виде:

$$\sigma_{\gamma f}(\theta) = \sum_{J,K \geq 0} P^{JK} T_{JK}^J(\theta) = a_0 + b_0 \sin^2 \theta + c_0 \sin^2(2\theta), \quad (6)$$

где $P^{JK} = [\Gamma^{JK}/\Gamma^J] \sigma_{\gamma}^{EJ}$, а σ_{γ}^{EJ} – сечение образования компаунд-ядра с полным спином J , Γ^{JK} – делительная ширина ПДС составного ядра JK , Γ^J – полная ширина распада из состояния составного ядра в первой яме потенциала деформации. Асимметрия углового распределения определяется как

$$W_{\gamma f}(\theta) \equiv \sigma_{\gamma f}(\theta)/\sigma_{\gamma f}(90^\circ) = a + b \sin^2 \theta + c \sin^2(2\theta), \quad (7)$$

$$a = \frac{a_0}{a_0 + b_0}; \quad b = \frac{b_0}{a_0 + b_0} = 1 - a; \quad c = \frac{c_0}{a_0 + b_0}; \quad (8)$$

$$a_0 = P^{10} \sum_{JK} \alpha_{JK} G^{JK}; \quad b_0 = P^{10} \sum_{JK} \beta_{JK} G^{JK}; \quad c_0 = P^{10} \sum_{JK} \gamma_{JK} G^{JK}, \quad (9)$$

где $G^{JK} = P^{JK}/P^{10}$, а коэффициенты α_{JK} , β_{JK} и γ_{JK} при использовании формулы О. Бора определяются функцией (2), а при учете wriggling-колебаний формулой (4), и подробно определены в работе [13].

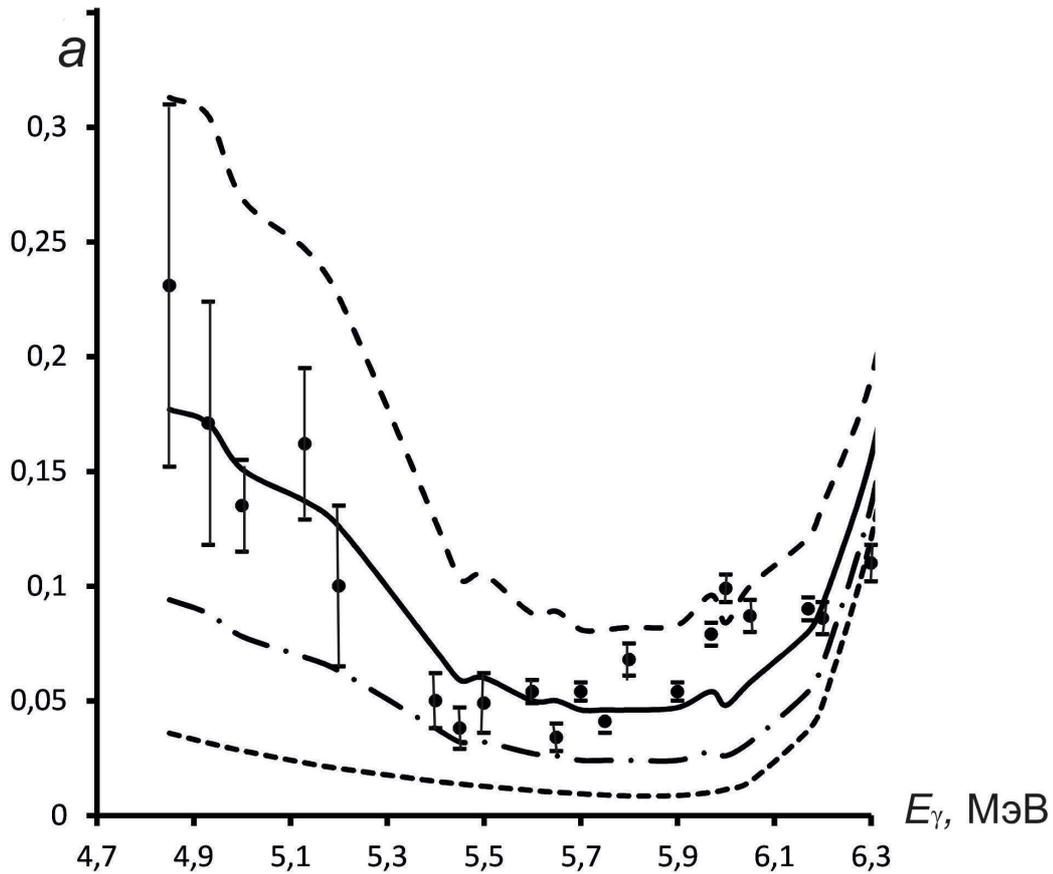


Рис. 1. Энергетическая зависимость коэффициентов а анизотропии УРФ подпорогового фотоделения ^{238}U при различных значениях параметра wriggling-колебаний C_w . Пунктирная линия – $C_w = 60$, сплошная линия – $C_w = 150$, штрих-пунктирная линия – $C_w = 180$, штриховая линия – $C_w \rightarrow \infty$ (предел О. Бора).

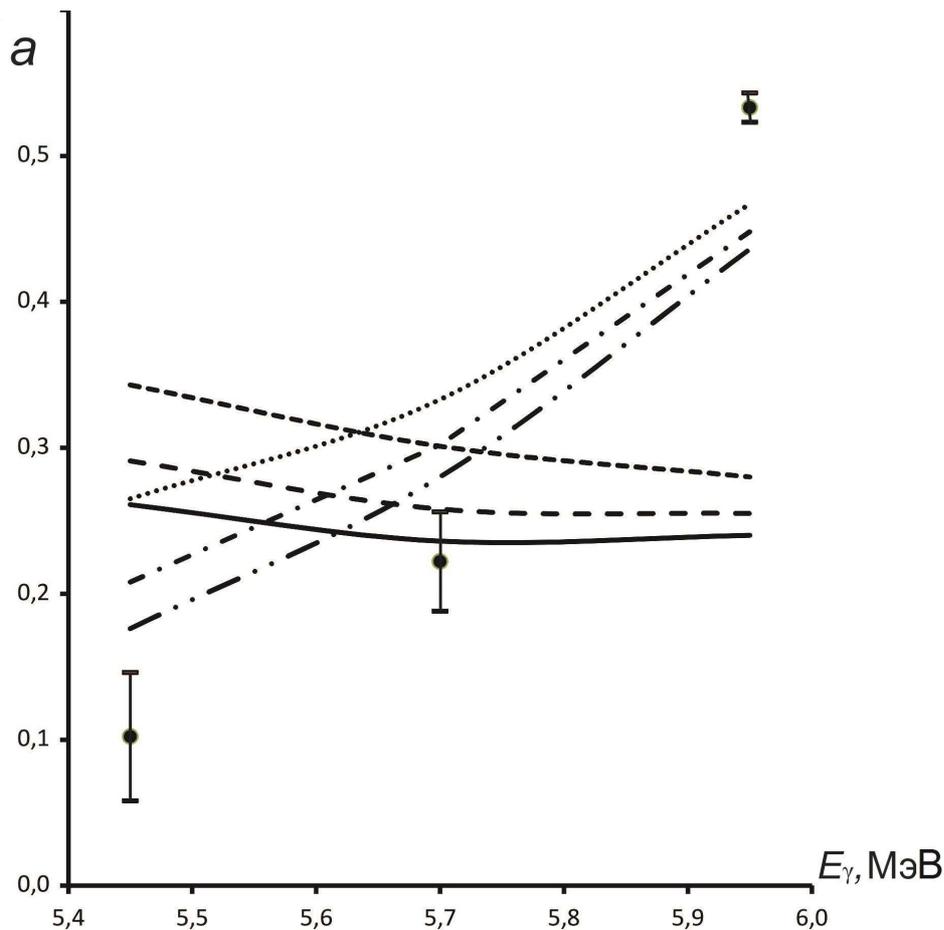


Рис. 2. Энергетическая зависимость коэффициентов a анизотропии углового распределения фрагментов подпорогового фотоделения ^{240}Pu при различных значениях параметра w riggling-колебаний C_w , рассчитанная при использовании данных работы [5]: точечная линия – $C_w = 50$, линия штрих с одной точкой – $C_w = 100$, линия штрих с двумя точками – $C_w \rightarrow \infty$ (предел О. Бора); работы [6]: пунктирная линия с коротким штрихом – $C_w = 50$, пунктирная линия с длинным штрихом – $C_w = 100$, сплошная линия – $C_w \rightarrow \infty$ (предел О. Бора).

Сравнение теоретических значений коэффициентов анизотропии a с экспериментальными [2–3] с применением χ^2 -процедуры позволяет оценить значения параметра w riggling-колебаний C_w для изотопов урана ^{234}U , ^{236}U , ^{238}U как 112; 130; 147, соответственно. На рис. 1 представлены экспериментальные значения коэффициентов a и теоретические кривые для нескольких значений параметра C_w и предела О. Бора ($C_w \rightarrow \infty$) в зависимости от энергии гамма-квантов E_γ для изотопов урана ^{238}U . Аналогичный вид имеют зависимости для ^{234}U , ^{236}U , которые в работе не представлены. Значения параметра C_w для всех трех изотопов урана лежат в диапазоне $C_w = 130 \pm 40$, что согласуется с полученной в работе [18] оценкой параметра w riggling-колебаний $C_w = 132$ для ^{236}U .

Сравнение же теоретических значений коэффициентов a с экспериментальными [4] с применением χ^2 -процедуры для изотопов плутония ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu не позволило получить оценку параметра C_w , что можно объяснить небольшим количеством экспериментальных данных по значениям коэффициентов углового распределения a , c для этих ядер [4] и отсутствием заметной чувствительности функции χ^2 к изменению параметра C_w (рис. 2). На рис. 2

представлена зависимость экспериментальных и теоретических значений коэффициента a для разных значений параметра C_w от энергии гамма-квантов E_γ для ядра ^{240}Pu при использовании двух наборов энергий ПДС на внутреннем и внешнем барьерах деления из работ [5, 6]. Из рис. 2 видно, что значения параметра C_w , описывающие экспериментальные значения коэффициента анизотропии a , находятся в широком диапазоне, что не позволяет достоверно определить его значение. Рис. 2 также демонстрирует, что значения энергий ПДС 1^0 и 1^-1 и кривизны барьеров из работы [6] позволяют получить теоретические значения коэффициента анизотропии a , которые согласуются с экспериментальными значениями. Обнаруженное расхождение теоретических значений коэффициентов анизотропии a от экспериментальных в областях энергий гамма-квантов $E_\gamma = 5.2 - 5.4$ МэВ для ^{238}Pu , $E_\gamma = 5.4 - 5.5$ МэВ для ^{240}Pu , $E_\gamma = 5.4 - 5.6$ МэВ для ^{242}Pu при использовании характеристик ПДС 1^0 и 1^-1 из работы [5], демонстрирует сильную чувствительность расчета к выбору характеристик ПДС на внутреннем и внешнем барьерах деления.

3. P-НЕЧЕТНЫЕ АСИММЕТРИИ В УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ФРАГМЕНТОВ ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР-АКТИНИДОВ ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Рассмотрим влияние wiggling-колебаний на P -нечетные асимметрии в угловых распределениях фрагментов низкоэнергетического деления ядра поляризованными нейтронами.

P -нечетные асимметрии в угловом распределении фрагментов деления неполяризованных ядер-мишеней со спином I и чётностью π поляризованными нейтронами наиболее сильно проявляются в случае [19], если процесс деления инициируется s -нейтронами, которые при захвате ядром-мишенью образуют s -нейтронные резонансные состояния со спинами $J_s = J_\pm = I \pm 1/2$ и чётностью π . Слабые нуклон-нуклонные силы приводят к примешиванию к волновой функции s , J_s -резонанса $\Psi_s^{J_s M \pi}$ волновых функций соседних p , J_p -резонансов $\Psi_p^{J_p M \bar{\pi}}$, имеющих спин $J_p = J_s$ и чётность $\bar{\pi} = -\pi$, с весом $\alpha_{sp}^{J_s}$, который определяется гамма-тоннианом слабого нуклон-нуклонного взаимодействия.

Используя методы работ [20, 21], член $dP^{odd}/d\Omega$ УРФ двойного деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами, связанный с появлением P -нечетных асимметрий, можно представить в виде:

$$\frac{dP^{odd}}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi k_n^2} \sum_{ss'J_s J_{s'} pK} D_{pK}^{sJ_s s' J_{s'}} \Gamma_K \frac{\sqrt{(2J_s + 1)(2J_{s'} + 1)}}{16\pi^2} T_K^{J_s J_{s'}}(\Omega), \quad (10)$$

где величина $T_K^{J_s J_{s'}}(\Omega)$ в случае интерференции нейтронных резонансов с разными спинами $J_s \neq J_{s'}$ определяется как

$$T_K^{J_s J_{s'}}(\Omega) = \sum_{MM'} \rho_{MM'}^{J_s J_{s'}} \int d\omega \left[D_{MK}^{J_s}(\omega) D_{M'K}^{J_{s'}*}(\omega) - (-1)^{J_s + J_{s'} + 2K} D_{M-K}^{J_s}(\omega) D_{M'-K}^{J_{s'}*}(\omega) \right] F(\Omega'), \quad (11)$$

В формуле (10) Γ_K — делительная ширина из состояния J_s, K ; Ω — телесный угол, определяющий направление вылета легкого фрагмента в л.с., M — проекция спина J_s на ось Z л.с., $\rho_{MM'}^{J_s J_{s'}}$ — спиновая матрица плотности составного делящегося ядра [19], а величина $D_{pK}^{sJ_s s' J_{s'}}$ равна

$$D_{pK}^{sJ_s s' J_{s'}} = b_{sK}^{J_s} b_{s'K}^{J_{s'}} \left\{ u_{sK}^{J_s} u_{s'K}^{J_{s'}*} \left[\alpha_{sp}^{J_s} + \alpha_{s'p}^{J_{s'}*} \right] + u_{sK}^{J_s*} u_{s'K}^{J_{s'}} \left[\alpha_{sp}^{J_s*} + \alpha_{s'p}^{J_{s'}} \right] (1 - \delta_{J_s, J_{s'}}) \right\}, \quad (12)$$

причем $u_s^{J_s\pi} = \frac{\sqrt{\Gamma_{sn}^{J_s}}}{E - E_s^{J_s} + \frac{i\Gamma_{sn}^{J_s}}{2}}$, коэффициенты $b_{sK}^{J_s}$ распределены по случайному закону [16], а $E_s^{J_s}$, $\Gamma_s^{J_s}$ и $\Gamma_{sn}^{J_s}$ — энергия, полная и нейтронная ширина s -нейтронного резонанса.

УРФ $dP^{odd}/d\Omega$ (10) можно представить в виде:

$$\frac{dP^{odd}}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi k_n^2} \sum_{sJ_s s'J_{s'}} \frac{(2J_s + 1)(2J_{s'} + 1)}{16\pi\sqrt{2(2I + 1)}} \sum_{pK} D_{pK}^{J_s J_{s'}} \Gamma_K(-1)^{J_{s'} - K + 1} C_{J_s J_{s'} K - K}^{L0} C_{J_s J_{s'} M_s - M_{s'}}^{L(M_s - M_{s'})} \times \sum_{L-\text{неч}} D_L(C_w) p_n P_L(\cos\theta), \quad (13)$$

где $P_1(\cos\theta)$ — полином Лежандра, зависящий от угла θ между направлением вылета легкого фрагмента деления \vec{k}_{LF} и вектором поляризации нейтрона \vec{p}_n . В формуле (13) коэффициент $D_L(C_w)$ равен

$$D_L(C_w) = \sum_{l'l'} \psi_l(C_w) \psi_{l'}(C_w) (C_{ll'00}^{L0})^2 \sqrt{(2l + 1)(2l' + 1)} / (2L + 1). \quad (14)$$

Члены формулы (14) с $L = 1$ соответствуют P -нечетным асимметриям типа $(\vec{p}_n, \vec{k}_{LF})$, которые можно определить выражением:

$$\frac{dP^{odd}}{d\Omega} = \alpha^{odd} P_1(\cos\theta), \quad (15)$$

где $\alpha^{odd} = D_1(C_w) \alpha_0^{odd}$, причем α_0^{odd} — коэффициент P -нечетной асимметрии, построенный при использовании гипотезы О. Бора, а коэффициент $D_1(C_w)$ определяется формулой (14) при $L = 1$. Коэффициенты $D_1(C_w) \leq 1$ для любых значений C_w (в единицах \hbar^2) меняются как представлено в Табл. 1, стремясь в пределе О. Бора к значению $D_1(C_w \rightarrow \infty) = 1$. Из Табл. 1 видно, что коэффициенты $D_1(C_w)$ для поляризации составных ядер ($L = 1$) имеют большие значения и более быстро сходятся к пределу О. Бора, чем коэффициенты $D_2(C_w)$ для выстроенности составных ядер ($L = 2$), используемые при анализе анизотропий в угловых распределениях фрагментов деления выстроенных ядер резонансными нейтронами. Сравнение относительных погрешностей экспериментальных измерений коэффициентов асимметрии $\alpha^{odd} = (3.67 \pm 0.06)$ для ядра ^{233}U [7] и $\alpha^{odd} = (0.84 \pm 0.06)$ для ядра ^{235}U [8] с теоретическими значениями относительных отклонений $\Delta D_1(C_w)$ указанных коэффициентов от предела О.Бора, представленных в Табл. 1, позволили получить оценку области значений параметра $C_w \leq 30$ и $C_w \leq 15$ для ядер ^{233}U и ^{235}U , соответственно, для которых отклонения коэффициента асимметрии α^{odd} от аналогичного коэффициента α_0^{odd} , могут быть обнаружены при анализе экспериментальных асимметрий в угловых распределениях. Эта же область соответствует условию применимости гипотезы О. Бора. Столь низкая оценка параметра C_w по сравнению с его значением, полученным из анализа коэффициентов анизотропии в угловых распределениях фрагментов двойного фотоделения ядер $C_w \approx 120$, связана с гораздо более высокой экспериментальной точностью измерения коэффициентов в последнем случае.

4. АНИЗОТРОПИИ В УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ФРАГМЕНТОВ ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ВЫСТРОЕННЫХ ЯДЕР-АКТИНИДОВ

Рассмотрим анизотропии в УРФ двойного деления выстроенных ядер при учете wriggling-колебаний. В рамках квантовой теории деления [13–15] УРФ низкоэнергетического деления выстроенных ядер резонансными нейтронами можно представить в виде:

$$\frac{dP^{J\pi}(\Omega)}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi k_n^2} \sum_{K \geq 0} T^{J\pi} \frac{\Gamma_f^{J\pi K}}{\Gamma^{J\pi}} \sum_{MM'} \rho_{MM'}^J T_{MK}^J(\Omega), \quad (16)$$

Таблица 1. Значения коэффициентов $D_L(C_w)$ и их отклонения от коэффициентов $D_L(C_w \rightarrow \infty)$ при $L = 1, 2$.

C_w	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$D_1(C_w)$	0.953	0.974	0.982	0.987	0.989	0.991	0.992	0.993	0.994
$D_2(C_w)$	0.835	0.913	0.941	0.955	0.964	0.970	0.974	0.977	0.980
$\Delta D_1(C_w), \%$	4.7	2.6	1.8	1.3	1.1	0.9	0.8	0.7	0.6
$\Delta D_2(C_w), \%$	16.5	8.7	5.9	4.5	3.6	3.0	2.6	2.3	2.0

где k_n — волновой вектор налетающего нейтрона, $\Gamma_f^{J\pi K}$ и $\Gamma^{J\pi}$ делительная и полная ширины, $T^{J\pi}$ — оптические коэффициенты нейтронной проницаемости. В формуле (16) $\rho_{MM'}^J$ — спиновая матрица плотности составного ядра, которая определяется комбинацией спиновых матриц плотности выстроенного ядра-мишени $\rho_{M_I M'_I}^I = a_{M_I}^I \delta_{M_I M'_I}$ и неполяризованного нейтрона $\rho_{mm'}^{1/2} = \frac{1}{2} \delta_{mm'}$, где a_M^J — параметр относительной заселенности подуровней JM делящегося ядра, причем $\sum_{M=-J}^J a_M^J = 1$. УРФ деления $dP^{odd}/d\Omega$ из состояния JMK принимает вид:

$$T_{MK}^J(\Omega) = \frac{(2J+1)}{4\pi} \sum_{F=0,2,4,\dots}^{2J} D_F(C_w) B_{MK}^{JF} P_F(\xi), \quad (17)$$

где коэффициент $D_F(C_w)$ определяется выражением:

$$D_F(C_w) = \sum_{LL'} \psi_L \psi_{L'} \frac{\sqrt{(2L+1)(2L'+1)}}{2F+1} (C_{LL'00}^{F0})^2 \tilde{\pi}(L) \tilde{\pi}(L'), \quad (18)$$

из которого следует, что коэффициенты $D_F(C_w) \leq 1$ и $D_0(C_w) = 1$ для любых значений C_w . В пределе О. Бора величина $D_F(C_w)$ принимает значение $D_F(C_w) = 1$ для любых значений F . При использовании формулы (17) анизотропия $W^J(\theta)$ УРФ деления выражается как

$$W^{J\pi K}(\theta) = \left(1 + \sum_{F=2,4,6,\dots} f_F^J A_F P_F(\theta) \right), \quad (19)$$

где

$$A_F = D_F(C_w) \sum_K \frac{\Gamma_f^{J\pi K}}{\Gamma^{J\pi}} A_F(J, K), \quad (20)$$

а коэффициенты $A_F(J, K)$ определены в работе [10]. Согласно работам [9,10,13], в дальнейшем анализе можно пренебречь значениями $F \geq 4$ и учитывать в формуле (19) $F = 2$. Значения коэффициентов $D_2(C_w)$, определяемые формулой (18) при $F = 2$, стремятся к единице с ростом C_w . Коэффициент анизотропии A_2 экспериментально измерен в работах [9–11], причем относительные отклонения $\Delta A_2/A_2$ теоретических значений коэффициентов A_2 (20), рассчитанных при учете wriggling-колебаний, от значений, рассчитанных по формуле О. Бора, полностью определяются величиной $\Delta D_2(C_w) = (D_2(C_w \rightarrow \infty) - D_2(C_w))/D_2(C_w \rightarrow \infty)$, поскольку коэффициент $D_2(C_w)$ входит в определение коэффициента анизотропии (20) в качестве множителя. Если считать, что вся относительная ошибка измерений коэффициента анизотропии $\Delta A_2/A_2$ связана с отклонением $\Delta D_2(C_w)$ и провести сравнение экспериментальных относительных погрешностей $\Delta A_2/A_2$ измеренных коэффициентов анизотропии A_2 для ядер ^{233}U и ^{235}U , в интервале энергий нейтронов (0.735–2.840) эВ для ядра ^{233}U [9] и в интервале (1.14 – 12.39) эВ для ядра ^{235}U [10], а также в интервале (39.2 – 41.4) эВ для ядра ^{237}Np [11], где указанные погрешности минимальны, с теоретическими значениями относительных

отклонений указанных коэффициентов от предела О. Бора, то можно оценить область значений параметра $C_w \leq 80$ и $C_w \leq 60$ для ядер ^{233}U и ^{235}U , соответственно, и $C_w \leq 30$ для ядра ^{237}Np , для которых отклонения УРФ (19) от аналогичного УРФ, построенного с использованием гипотезы О.Бора, могут быть обнаружены при анализе экспериментальных УРФ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из согласия теоретических и экспериментальных УРФ двойного фотоделения ядер актинидов получена оценка параметра wiggling-колебаний $C_w \approx 120$ для ядер $^{234-236-238}\text{U}$. Проведен анализ условий, при которых возможно наблюдение отклонений коэффициентов P -нечетных асимметрий, рассчитанных в рамках квантовой теории деления при учете wiggling-колебаний, от аналогичных коэффициентов, рассчитанных при использовании гипотезы О. Бора (значения параметра $C_w \leq 30$ для ядер ^{233}U и $C_w \leq 15$ для ядер ^{235}U). В тоже время отклонения в коэффициентах анизотропии УРФ деления выстроенных ядер ^{233}U и ^{235}U резонансными нейтронами демонстрируют согласие с представлением О. Бора при значениях величин $C_w \geq 80$ и $C_w \geq 60$ для ядер ^{233}U и ^{235}U соответственно. Столь низкая оценка параметра C_w по сравнению с его значением, полученным из анализа коэффициентов анизотропии в УРФ двойного фотоделения ядер $C_w \approx 120$, связана с гораздо более высокой экспериментальной точностью измерения коэффициентов в последнем случае. Для получения более точных оценок параметра C_w на основе коэффициентов P -нечетных асимметрий и коэффициентов анизотропий УРФ деления выстроенных ядер резонансными нейтронами требуется более высокая экспериментальная точность измерения указанных коэффициентов. В случае повышения экспериментальной точности измерений коэффициентов анизотропии существует возможность наблюдения отклонений УРФ от формулы О. Бора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фотоделение при подбарьерных возбуждениях ядер / Ю. М. Ципенюк, Ю. Б. Остапенко, Г. Н. Смиренин, А. С. Солдатов // ЭЧАЯ. — 1981. — Т. 12. — С. 1364–1431.
2. Угловые распределения фрагментов фотоделения ядер ^{238}U в области изомерного шельфа / В. Е. Жучко и др. // ЖЭТФ. — 1971. — Т. 34. — С. 1284–1289.
3. Фотоделение ^{238}Pu , ^{240}Pu и ^{242}Pu при энергиях 5-10 МэВ / А. С. Солдатов, А. И. Блохин, А. В. Игнатюк, А. Н. Стороженко // ЯФ. — 2000. — Т. 63. — С. 36–45.
4. Lindgren, L. J. Photoinduced fission of the doubly even uranium isotopes ^{234}U , ^{236}U and ^{238}U / L. J. Lindgren, A. Alm, A. Sandell // Nucl. Phys. A. — 1978. — V. 298. — P. 43–59.
5. Свойства угловой анизотропии глубоко-подбарьерного фотоделения четно-четных ядер / В. Е. Жучко и др. // ЯФ. — 1979. — Т. 30. — С. 634–641.
6. P -нечетные асимметрии в делении ядер ^{239}Pu поляризованными тепловыми нейтронами / Г. В. Данилян и др. // Письма ЖЭТФ. — 1977. — Т. 26. — С. 68–71.
7. Отношение коэффициентов p -нечетной асимметрии разлета осколков при тройном и бинарном делении ядер ^{233}U поляризованными нейтронами / А. В. Белозеров и др. // Письма ЖЭТФ. — 1991. — Т. 54. — С. 132–136.
8. Исследование нарушения четности и интерференционные эффекты в угловых распределениях фрагментов деления ядер ^{235}U резонансными нейтронами / В. П. Алфименков и др. // ЯФ. — 2000. — Т. 63. — С. 539–544.
9. Kuiken, R. Fission of aligned ^{233}U nuclei by neutrons from 0.4 to 2000 eV / R. Kuiken, N. J. Pattenden, H. Postma // Nucl. Phys. A. — 1972. — V. 190. — P. 401–418.
10. Kuiken, R. Fission of aligned ^{235}U nuclei induced by neutrons of 0.2 to 2000 eV / R. Kuiken, N. J. Pattenden, H. Postma // Nucl. Phys. A. — 1971. — V. 167. — P. 225–246.
11. Kuiken, R. Subthreshold neutron-induced fission of aligned ^{237}Np nuclei / R. Kuiken,

N. J. Pattenden, H. Postma // Nucl. Phys. A. — 1972. — V. 196. — P. 389–400.

12. Бор, О. Структура атомного ядра. Т. 2 / О. Бор, Б. Моттelson. — М. : Мир, 1977. — 664 с.

13. Кадменский, С. Г. Угловые распределения, относительные орбитальные моменты и спины фрагментов двойного деления поляризованных ядер / С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова / ЯФ. — 2003. — Т. 67. — С. 1259–1268.

14. Кадменский, С. Г. Распад и деление ориентированных ядер / С. Г. Кадменский // ЯФ. — 2002. — Т. 65. — С. 1424–1436.

15. Кадменский, С. Г. Угловые распределения фрагментов спонтанного деления ориентированных ядер и проблема сохранения проекции спина делящегося ядра на его ось симметрии / С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова // ЯФ. — 2005. — Т. 68. — С. 1491–1500.

16. Кадменский, С. Г. Роль wriggling-колебаний в формировании угловых и спиновых распределений нейтронов и гамма-квантов, испускаемых фрагментами деления / С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский, Л. В. Титова // Изв. РАН. Сер. Физ. — 2015. — Т. 79. — С. 975–979.

17. Бунаков, В. Е. Влияние поперечных колебаний делящегося ядра на угловые и спиновые распределения фрагментов низкоэнергетического деления ядер / В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, Д. Е. Любашевский // ЯФ. — 2016. — Т. 79. — С. 189–197.

18. Nix, J. R. Studies in the liquid-drop theory of nuclear fission / J. R. Nix, W. J. Swiatecki // Nucl. Phys. A. — 1965. — V. 71. — P. 1–94.

19. Сушков, О. П. Несохранение четности при взаимодействии нейтронов с тяжелыми ядрами / О. П. Сушков, В. В. Фламбаум // УФН. — 1982. — Т. 136. — С. 3–27.

20. Бунаков, В. Е. Р-нечетные и Р-четные корреляции для третьих частиц в тройном делении ядер / В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский // Изв. РАН. Сер. физ. — 2008. — Т. 71. — С. 2064–2072.

21. Кадменский, С. Г. Р-нечетные и Р-четные асимметрии в реакциях двойного и тройного деления ядер поляризованными нейтронами / С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Л. В. Титова // Изв. РАН. Сер. Физ. — 2012. — Т. 76. — С. 1316–1322.

REFERENCES

1. Tsypenyuk Yu.M., Ostapenko Yu.B., Smirenkin G.N., Soldatov A.S. Photofission at sub-barrier excitations. [Cipenyuk Yu.M., Ostapenko Yu.B., Smirenkin G.N., Soldatov A.S. Fotodelenie pri podbar'ernykh vozbuzhdeniyax yader]. *Fizika elementarnykh chastic i atomnogo yadra — Physics of Particles and Nuclei*, 1981, vol. 12, pp. 1364–1431.

2. Zhuchko V.E. et. al. Angular distributions of photofission fragments of ^{238}U in the region of the isomer shelf. [Zhuchko V.E. i dr. Uglovye raspredeleniya fragmentov fotodeleniya yader ^{238}U v oblasti izomernogo shel'fa]. *Zhurnal eksperimental'noy i teoreticheskoy fiziki — Soviet Physics — JETP*, 1971, vol. 34, pp. 1284–1289.

3. Soldatov A.S., Blokhin A.I., Ignatyuk A.V., Storozhenko A.N. Photofission of ^{238}Pu , ^{240}Pu , and ^{242}Pu in the energy range 5–10 MeV. [Soldatov A.S., Bloxin A.I., Ignatyuk A.V., Storozhenko A.N. Fotodelenie ^{238}Pu , ^{240}Pu i ^{242}Pu pri energiyax 5–10 MeV]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2000, vol. 63, pp. 36–45.

4. Lindgren L.J., Alm A., Sandell A. Photoinduced fission of the doubly even uranium isotopes ^{234}U , ^{236}U and ^{238}U . Nucl. Phys. A, 1978, vol. 298, pp. 43–59.

5. Zhuchko V.E. et. al. Properties of the angular anisotropy of deep sub-barrier photofission of even-even nuclei. [Zhuchko V.E. i dr. Svoystva uglovoy anizotropii gluboko-podbar'ernogo fotodeleniya chetno-chetnykh yader]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 1979, vol. 30, pp. 634–641.

6. Danilyan G.V. et. al. P-odd asymmetry in the fission of ^{239}Pu by polarized thermal neutrons. [Danilyan G.V. R-nchetnye asimmetrii v delenii yader ^{239}Pu polyarizovannymi

teplovymi neyutronami]. *Pis'ma v Zhurnal eksperimental'noy i teoreticheskoy fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters)*, 1977, vol. 26, pp. 68–71.

7. Belozerov A.V. et. al. Ratio of the P-odd asymmetry coefficients in the separation of fragments in double and triple fission of ^{233}U nuclei by polarized neutrons. [Belozerov A.V. i dr. Otnoshenie koeffitsientov r-nechetnoy asimmetrii razleta oskolokov pri troynom i binarnom delenii yader ^{233}U polyarizovannymi neyutronami]. *Pis'ma v Zhurnal eksperimental'noy i teoreticheskoy fiziki — Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters (JETP Letters)*, 1991, vol. 54, pp. 132–136.

8. Alfimenkov V.P. et. al. Investigation of parity violation and interference effects in the angular distributions of fragments originating from ^{233}U fission induced by resonance neutrons. [Alfimenkov V.P. i dr. Issledovanie narusheniya chetnosti i interferentsionnye efekty v uglovykh raspredeleniyakh fragmentov deleniya yader ^{233}U rezonansnymi neyutronami]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2000, vol. 63, pp. 539–544.

9. Kuiken R., Pattenden N.J., Postma H. Fission of aligned ^{233}U nuclei by neutrons from 0.4 to 2000 eV. *Nucl. Phys. A*, 1972, vol. 190, pp. 401–418.

10. Kuiken R., Pattenden N.J., Postma H. Fission of aligned ^{235}U nuclei induced by neutrons of 0.2 to 2000 eV. *Nucl. Phys. A*, 1971, vol. 167, pp. 225–246.

11. Kuiken R., Pattenden N.J., Postma H. Subthreshold neutron-induced fission of aligned ^{237}Np nuclei. *Nucl. Phys. A*, 1972, vol. 196, pp. 389–400.

12. Bohr A., Mottelson B. Nuclear Structure, V. 2. [Bor O., Mottel'son B. Struktura atomnogo yadra. T. 2]. Moscow, 1977, 664 p.

13. Kadmskiy S.G., Rodionova L.V. Angular distributions, relative orbital angular momenta, and spins of fragments originating from the binary fission of polarized nuclei. [Kadmskiy S.G., Rodionova L.V. Uglovye raspredeleniya, odnositel'nye orbital'nye momenty i spiny fragmentov dvoynogo deleniya polyarizovannykh yader]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2003, vol. 67, pp. 1259–1268.

14. Kadmskiy S.G. Decay and fission of oriented nuclei. [Kadmskiy S.G. Raspad i delenie orientirovannykh yader]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2002, vol. 65, pp. 1424–1436.

15. Kadmskiy S.G., Rodionova L.V. Angular distributions of fragments originating from the spontaneous fission of oriented nuclei and problem of the conservation of the spin projection onto the symmetry axis of a fissile nucleus. [Kadmskiy S.G., Rodionova L.V. Uglovye raspredeleniya fragmentov spontannogo deleniya orientirovannykh yader i problema soxraneniya proekcii spina delyashhegosya yadra na ego os' simmetrii]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2005, vol. 68, pp. 1491–1500.

16. Kadmskiy S.G., Lyubashevsky D.E., Titova L.V. Role of wriggling vibrations of fissile nuclei in the formation of angular and spin distributions of neutrons and gamma-quanta emitted by fission fragments. [Kadmskiy S.G., Lyubashevskiy D.E., Titova L.V. Rol' wriggling-kolebaniy v formirovanii uglovykh i spinovykh raspredeleniy neyutronov i gamma-kvantov, ispuskaemykh fragmentami deleniya]. *Izvestiya Rossiyskoy akademii nauk. Seriya fizicheskaya — Bulletin of Russian Academy of Science, Physics*, 2015, vol. 79, pp. 975–979.

17. Bunakov V.E., Kadmskiy S.G., Lyubashevsky D.E. Effect of transverse vibrations of fissile nuclei on the angular and spin distributions of low-energy fission fragments. [Bunakov V.E., Kadmskiy S.G., Lyubashevskiy D.E. Vliyanie poperechnykh kolebaniy delyashhegosya yadra na uglovye i spinovye raspredeleniya fragmentov nizkoenergeticheskogo deleniya yader]. *Yadernaya fizika — Physics of Atomic Nuclei*, 2016, vol. 79, pp. 189–197.

18. Nix J.R., Swiatecki W.J. Studies in the liquid-drop theory of nuclear fission. *Nucl. Phys. A*, 1965, vol. 71, pp. 1–94.

19. Sushkov O.P., Flambaum V.V. Parity breaking in the interaction of neutrons with heavy

nuclei. [Sushkov O.P., Flambaum V.V. Nesoxranenie chetnosti pri vzaimodeystvii neyutronov s tyazhelymi yadrami]. *Uspehi fizicheskix nauk – Physics-Uspekhi*, 1982, vol. 136, pp. 3–27.

20. Bunakov V.E., Kadmenskiy S.G. P-odd and P-even correlations for third particles in ternary fission. [Bunakov V.E., Kadmenskiy S.G. P-nechetnye i P-chetnye korrelyacii dlya tret'ix chastic v troyjnom delenii yader]. *Izvestiya Rossiyskoyj akademii nauk. Seriya fizicheskaya – Bulletin of Russian Academy of Science, Physics*, 2008, vol. 71, pp. 2064–2072.

21. Kadmenskiy S.G., Bunakov V.E., Titova L.V. P-odd and P-even asymmetries for reactions of double and triple fission of polarized target nuclei by cold neutrons. [Kadmenskiy S.G., Bunakov V.E., Titova L.V. P-nechetnye i P-chetnye asimmetrii v reakciyax dvoynogo i troyjnogo deleniya yader polyarizovannymi neyutronami]. *Izvestiya Rossiyskoyj akademii nauk. Seriya fizicheskaya – Bulletin of Russian Academy of Science, Physics*, 2012, vol. 76, pp. 1316–1322.

*Титова Лариса Витальевна, доцент кафедры ядерной физики физического факультета Воронежского государственного университета, кандидат физико-математических наук, Воронеж, Российская Федерация
E-mail: titova_lv@phys.vsu.ru*

*Titova Larisa Vital'evna, associate professor of the Department of Nuclear Physics, Physics faculty of Voronezh State University, candidate of physics and mathematics sciences, Voronezh, Russian Federation
E-mail: titova_lv@phys.vsu.ru*