

УДК 539.173

МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ P -ЧЕТНЫХ T -НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В РЕАКЦИЯХ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ВЫЛЕТОМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

© 2021 г. С. Г. Кадменский^{1, *}, Д. Е. Любашевский¹

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

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

Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

После доработки 01.06.2021 г.

Принята к публикации 28.06.2021 г.

В рамках квантовой теории деления при использовании представлений об изотропности пространства построены коэффициенты P -четных T -нечетных асимметрий D в угловых распределениях α -частиц $P^0(\theta)$ зависящих соответственно от четных и нечетных орбитальных моментов. Рассчитаны величины Δ_{odd} и Δ_{ev} при использовании χ^2 -метода из условия согласования теоретических коэффициентов $D_{3,5}$ с аналогичными экспериментальными $D_{3,5,exp}$ для исследуемых ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . Из сравнения Δ_{ev} с Δ_{α} видно, что при переходе от ядра-мишени ^{233}U к ^{235}U изменяется знак, что не возможно объяснить в рамках классического подхода, но может послужить теоретической базой для объяснения изменения знака в указанных ядрах для коэффициентов P -четных T -нечетных асимметрий в случае мгновенных нейтронов и γ -квантов.

DOI: 10.31857/S0367676521100173

ВВЕДЕНИЕ

В дифференциальных сечениях $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega_{\alpha}}$ реакций истинного тройного деления ядер ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu холодными поляризованными нейтронами с вылетом третьих частиц экспериментально исследовались P -четные T -нечетные асимметрии [1–6]. Далее будем использовать отличающуюся от используемой в работе [6] лабораторную систему координат (л. с. к.), в которой ось Z направлена по направлению единичного импульса легкого фрагмента деления \vec{k}_{LF} , ось Y направлена вдоль пучка продольно поляризованных нейтронов, для которых можно ввести единичные векторы поляризации $\vec{\sigma}_n^+$ или $\vec{\sigma}_n^-$, параллельные или антипараллельные направлению указанной оси соответственно, а детекторы α -частиц располагаются в направлении единичного импульса указанных частиц \vec{k}_{α} , задаваемым углами θ, φ , когда проекция импульса \vec{k}_{α} на ось X оказывается равной $(\vec{k}_{\alpha})_x = \sin\theta \cos\varphi$. Именно при таком выборе л. с. к. угол θ совпадает с углом между направлениями импульсов α -частицы и

легкого фрагмента деления, который фиксируется в эксперименте. Экспериментально анализируемый коэффициент исследуемой T -нечетной асимметрии $D(\Omega_{\alpha})$ определялся формулой [1]:

$$D(\Omega_{\alpha}) = \left(\frac{d\sigma_{nf}^{(+)}}{d\Omega_{\alpha}} - \frac{d\sigma_{nf}^{(-)}}{d\Omega_{\alpha}} \right) / \left(\frac{d\sigma_{nf}^{(+)}}{d\Omega_{\alpha}} + \frac{d\sigma_{nf}^{(-)}}{d\Omega_{\alpha}} \right), \quad (1)$$

где $\frac{d\sigma_{nf}^{(+)}}{d\Omega_{\alpha}}$ и $\frac{d\sigma_{nf}^{(-)}}{d\Omega_{\alpha}}$ – дифференциальные сечения α -частиц для направлений вектора поляризации падающих нейтронов $\vec{\sigma}_n^+$ или $\vec{\sigma}_n^-$ соответственно.

В первом порядке по вектору поляризации нейтрона \vec{p}_n дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega_{\alpha}}$ определяется как

$$\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega_{\alpha}} = \frac{d\sigma_{nf}^0}{d\Omega_{\alpha}} + \frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega_{\alpha}}, \quad (2)$$

где

$$\frac{d\sigma_{nf}^0}{d\Omega_{\alpha}} = Y(\theta), \quad (3)$$

представляет собой дифференциальное сечение исследуемой реакции холодными неполяризованными нейтронами с $\vec{p}_n = 0$; $Y(\theta)$ – аксиально-симметричное угловое распределение предразрывных α -частиц, нормированное на полное сечение σ_{nf}^0 , которое в [6] для исследованных ядер представлялось в виде гистограмм; а добавка $\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega_\alpha}$ в сечение (2), строится в первом порядке теории возмущений по значению вектора поляризации $\vec{\sigma}_n$ налетающего нейтрона и поэтому меняет знак при переходе от вектора $\vec{\sigma}_n^+$ к вектору $\vec{\sigma}_n^-$. В этом случае, используя представления об изотропности пространства и сохранении четности, величина $\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega_\alpha}$ может быть выражена [7] через P -четные скалярные функции. Данные функции зависят от комбинаций векторов \vec{k}_{TP} , \vec{k}_{LF} и $\vec{\sigma}_n$ и отвечают тройной и пятерной корреляциям, которые ранее обсуждались в работах [6, 8, 9], как

$$\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega_\alpha} = \left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega_\alpha} \right)_3 + \left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega_\alpha} \right)_5, \quad (4)$$

где

$$\left(\frac{d\sigma_{nf\alpha}^1(\theta, \varphi)}{d\Omega} \right)_3 = A_3(\theta) (\vec{\sigma}_n [\vec{k}_\alpha, \vec{k}_{LF}]) = A_3(\theta) \sin \theta \cos \varphi; \quad (5)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{nf\alpha}^1(\theta, \varphi)}{d\Omega} \right)_5 = A_5(\theta) (\vec{\sigma}_n [\vec{k}_\alpha, \vec{k}_{LF}]) (\vec{k}_\alpha, \vec{k}_{LF}) = A_5(\theta) \sin \theta \cos \theta \cos \varphi, \quad (6)$$

причем $A_3(\theta)$ и $A_5(\theta)$ зависят от четных степеней скалярного произведения векторов $(\vec{k}_{LF}, \vec{k}_{TP}) = \cos \beta$. В таком случае, используя формулы (4)–(6), коэффициент $D(\theta, \varphi)$ (1) можно записать в виде

$$D(\theta, \varphi) = D_3(\theta, \varphi) + D_5(\theta, \varphi), \quad (7)$$

где

$$D_3(\theta, \varphi) = \left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega_\alpha} \right)_3 / \sigma_{nf}^0 Y(\theta) = A_3(\theta) \sin \theta \cos \varphi / \sigma_{nf}^0 Y(\theta); \quad (8)$$

$$D_5(\theta, \varphi) = \left(\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega_\alpha} \right)_5 / \sigma_{nf}^0 Y(\theta) = A_5(\theta) \sin \theta \cos \theta \cos \varphi / \sigma_{nf}^0 Y(\theta). \quad (9)$$

Далее рассмотрим упрощенный случай, когда третьи частицы вылетают в плоскости ZX и $\varphi = 0$. Учитывая, что коэффициенты $\left(\frac{d\sigma_{nf}^1(\theta)}{d\Omega_\alpha} \right)_3$ и

$\left(\frac{d\sigma_{nf}^1(\theta)}{d\Omega_\alpha} \right)_5$ удовлетворяют условиям:

$$\left(\frac{d\sigma_{nf}^1(\pi - \theta)}{d\Omega_\alpha} \right)_3 = \left(\frac{d\sigma_{nf}^1(\theta)}{d\Omega_\alpha} \right)_3; \quad (10)$$

$$\left(\frac{d\sigma_{nf}^1(\pi - \theta)}{d\Omega_\alpha} \right)_5 = - \left(\frac{d\sigma_{nf}^1(\theta)}{d\Omega_\alpha} \right)_5, \quad (11)$$

то, с применением формул (8,9) можно записать, что

$$D_3(\theta) = [D(\theta)Y(\theta) + D(\pi - \theta)Y(\pi - \theta)] / 2Y(\theta), \quad (12)$$

$$D_5(\theta) = [D(\theta)Y(\theta) - D(\pi - \theta)Y(\pi - \theta)] / 2Y(\theta). \quad (13)$$

Используя выведенные соотношения возможно найти экспериментальные значения коэффициентов $D_3(\theta)$ и $D_5(\theta)$ через экспериментальные значения $D(\theta_\alpha)$ и невозмущенные угловые распределения третьих частиц $Y(\theta)$, что было сделано в работе [7]. Полученные значения указанных коэффициентов для ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu при их сопоставлении с соответствующими значениями, построенными в рамках использованных теоретических подходов, позволяют оценить достоинства и недостатки указанных подходов.

В настоящее время для определения $\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega_\alpha}$ (4) используются следующие альтернативные подходы:

1 – классический, основанный [3–6, 16, 17] на методе траекторных расчетов;

2 – подход, опирающийся на квантовую теорию двойного и тройного деления ядер [8, 9, 18–30].

Целью настоящей работы является оценка современного уровня понимания исследуемых P -четных T -нечетных асимметрий и демонстрация принципиальной возможности описания их характеристик в рамках квантовой теории деления, а также сопоставление характеристик P -четных T -нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях тройного деления ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами при вылете предразрывных α -частиц с полученными значениями в рамках различных теоретических подходов.

НЕДОСТАТКИ ШИРОКО ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПОДХОДОВ К ОПИСАНИЮ P -ЧЕТНЫХ T -НЕЧЕТНЫХ ROT - И TRI -АСИММЕТРИЙ

При тройном делении ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных α -частиц, описание P -четных T -нечетных асимметрий ROT типа основывается [6, 16, 17] на классических траекторных расчетах разлета продуктов тройного деления. Данные расчеты учитывают вращение составной делящейся системы вокруг оси, которая перпендикулярна оси симметрии указанной системы. Основопологающим результатом работ [6, 16, 17] является то, что угол поворота Δ_α асимптотического волнового вектора α -частицы \vec{k}_α по отношению к направлению асимптотического волнового вектора легкого фрагмента деления \vec{k}_{LF} определяется как

$$\Delta_\alpha = \Delta'_{LF} - \Delta'_\alpha, \quad (14)$$

где Δ'_{LF} и Δ'_α — углы поворота векторов \vec{k}_{LF} и \vec{k}_α относительно оси симметрии делящейся системы. В работе [6] появление асимметрии ROT типа авторы связывают с влиянием вращения составной делящейся системы вокруг оси, перпендикулярной ее оси симметрии, коэффициент которой имеет вид

$$D_{ROT}(\theta) = 2\Delta_\alpha \frac{Y'_\alpha(\theta)}{2Y_\alpha(\theta)}, \quad (15)$$

где Δ_α — обусловленный влиянием указанного вращения угол поворота единичного вектора третьей частицы \vec{k}_α предразрывной α -частицы относительно единичного вектора легкого фрагмента деления \vec{k}_{LF} . Появление угла Δ_α связывается с влиянием кориолисова взаимодействия обусловленного коллективным вращением составной делящейся системы вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии указанной системы, на угловые распределения фрагментов деления и α -частиц.

Для описания P -четных T -нечетных асимметрий TRI типа используется [7] отличный от формирования асимметрий ROT типа механизм, не связанный с влиянием вращения составной делящейся системы.

В работе [6] высказана гипотеза, что P -четные T -нечетные асимметрии TRI типа связаны с коллективными возбуждениями ядер с $K > 0$, где K — представляет собой квантовое число, возможны лишь для ядер при отсутствии аксиальной симметрии. Это утверждение противоречит общепринятой коллективной модели ядра [18], в которой считается, что только для системы с аксиальной симметрией проекция момента на ось симметрии K является интегралом движения и поэтому состояниям ядра можно приписать значение кван-

тового числа K . При этом авторы [6] признают наличие хороших квантовых чисел K и даже считают, что обработка их экспериментальных данных представляет уникальную возможность для определения их численных значений. Отсутствие же аксиальной симметрии они связывают с bending-колебаниями [31] составного делящегося ядра в окрестности точки разрыва. Этим они опять противоречат коллективной модели ядра, в которой система считается неаксиальной, при условии, что она “обладает устойчивой равновесной формой, отклоняющейся от аксиальной симметрии на величину, превышающую амплитуду нулевых колебаний” [18]. Резюмируя все выше сказанное можно прийти к выводу, что поперечные wriggling- и bending- колебания (должны быть нулевыми, поскольку из экспериментального подтвержденного закона сохранения квантового числа K в процессе деления следует [32], что делящаяся система в точке разрыва не может быть нагретой [18]), возбуждаемые в составном делящемся ядре в окрестности его точки разрыва, имеют малые амплитуды и поэтому сохраняют аксиальную симметрию.

Следующее утверждение работы [6] состоит в том, что такие bending-колебания можно представить как вращение изогнутого “бананообразного” ядра вокруг оси разлета осколков, причем его угловой момент значения $+K$ или $-K$, поскольку оба направления вращения равновероятны. Рассматриваемые bending-колебания вместе с wriggling-колебаниями служат источником [25] больших значений спинов фрагментов деления, но никак не связаны со спинами J и их проекциями K для переходных делительных состояний.

В дальнейшем авторы работы [6] используют гипотезу, что величина $D_{TRI}(\theta)$ не зависит от угла θ и имеет вид $D_{TRI}(\theta) = D_{TRI}$. Учитывая, что величина $D_{ROT}(\theta)$ (15) обращается в нуль в точке максимума углового распределения α -частиц $Y_\alpha(\theta)$, возникающего при угле $\theta^0 = 82^\circ$, величина D_{TRI} находится авторами как

$$D_{TRI} = D(\theta^0), \quad (16)$$

при этом $D_{ROT}(\theta)$ имеет вид:

$$D_{ROT}(\theta) = D(\theta) - D(\theta^0). \quad (17)$$

Таким образом, в цитированной работе коэффициенты D_{TRI} и $D_{ROT}(\theta)$ извлекаются из экспериментального коэффициента $D(\theta)$ при использовании определенных теоретических представлений, отраженных в формулах (16) и (17).

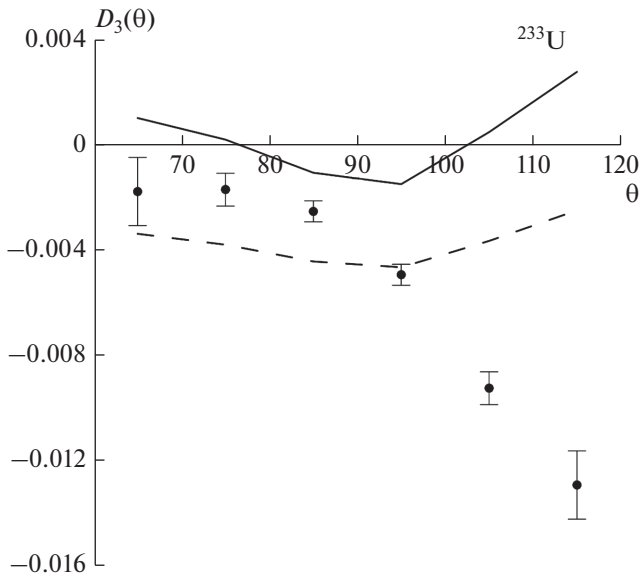


Рис. 1. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты $D_3(\theta)$ для ядра-мишени ^{233}U .

ХАРАКТЕРИСТИКИ T-НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

Теперь можно провести сравнение найденных экспериментальных коэффициентов $D_{3\text{exp}}(\theta)$ и $D_{5\text{exp}}(\theta)$ с $D_3(\theta)$ и $D_5(\theta)$, рассчитанными при использовании двух наиболее общих теоретических подходов. Первый подход основан на классическом методе траекторных расчетов [16, 17], в котором не учитывается интерференция делительных амплитуд различных нейтронных резонансных состояний $sJ_s \neq s'J_{s'}$, возбуждаемых в составном делящемся ядре. Альтернативный подход основан на квантовой теории деления [18–21, 27–30], в которой исследуемые P -четные T -нечетные асимметрии обусловлены только интерференцией делительных амплитуд различных нейтронных резонансных состояний $sJ_s \neq s'J_{s'}$.

В случае, когда $\varphi = 0$, для коэффициентов $\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega}$ (4), построенных в рамках квантового подхода [18–21, 27–30], можно выделить коэффициенты D_3 (18) и D_5 (19), как

$$D_3 = \Delta_{\text{odd}} \frac{dY_{\text{odd}}^0(\theta)}{d\theta} / Y^0(\theta), \quad (18)$$

$$D_5 = \Delta_{\text{ev}} \frac{dY_{\text{ev}}^0(\theta)}{d\theta} / Y^0(\theta), \quad (19)$$

где $Y_{\text{odd}}^0(\theta)$ и $Y_{\text{ev}}^0(\theta)$ – нечетная и четная часть, полного углового распределения α -частиц $Y^0(\theta)$.

Исследуем далее реализуемый при исследованиях коэффициентов P -четных T -нечетных асимметрий случай, когда детекторы третьих частиц располагаются в верхней полуплоскости XZ , что соответствует наблюдению экспериментальных коэффициентов указанных асимметрий $D^{\text{exp}}(\theta, \varphi = 0)$ при выборе азимутального угла φ , определяющего направление вылета третьей частицы, $\varphi = 0$. Тогда при использовании этих коэффициентов $D^{\text{exp}}(\theta, \varphi = 0)$ и экспериментальных значений угловых распределений предразрывных α -частиц $Y_0^{\text{exp}}(\theta)$ [6] можно по формулам (12), (13) восстановить экспериментальные значения коэффициентов $D_3^{\text{exp}}(\theta, \varphi = 0)$ и $D_5^{\text{exp}}(\theta, \varphi = 0)$ для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . Как видно из Рис. 1–8, где представлены экспериментальные коэффициенты $D_3^{\text{exp}}(\theta, \varphi = 0)$ и $D_5^{\text{exp}}(\theta, \varphi = 0)$ (жирные кружки) для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , коэффициенты $D_5^{\text{exp}}(\theta, \varphi = 0)$, как и следовало ожидать, обращаются в нуль при $\theta = \pi/2$.

Как видно из рис. 1–4, экспериментальные $D_{3\text{exp}}$ и теоретические коэффициенты D_3 для ^{233}U обладают одинаковыми знаками, но при этом сильно отличаются по абсолютным величинам в диапазоне углов $\theta < 85^\circ$ и $\theta > 100^\circ$, для ^{235}U и ^{239}Pu имеют достаточно близкие значения, а для ^{241}Pu имеются заметные отличия в интервале углов $\theta > 95^\circ$. Как видно из рис. 5–8, экспериментальные $D_{5\text{exp}}$ и теоретические коэффициенты D_5 для ^{233}U имеют противоположные знаки во всей области углов θ , для ^{235}U и ^{239}Pu качественно согласуются во всей области углов θ и для ^{241}Pu имеются заметные отличия абсолютных значений в области углов $\theta > 95^\circ$. Это означает, что представленное в [6] разумное согласие полного коэффициента D , с экспериментальным коэффициентом D_{exp} [6], находится в контрасте с существенным расхождением коэффициентов D_5 (25) и экспериментальных коэффициентов $D_{5\text{exp}}$ для ^{233}U , что ставит под сомнение справедливость указанного подхода.

Представленные в табл. 1 величины Δ_{odd} и Δ_{ev} , рассчитаны при использовании χ^2 -метода из условия согласования коэффициентов $D_3(\theta)$ и $D_5(\theta)$ с коэффициентами $D_{3\text{exp}}(\theta)$ и $D_{5\text{exp}}(\theta)$, представленными для исследуемых ядер-мишеней на рис. 1–8. При использовании коэффициентов Δ_{odd} и Δ_{ev} были рассчитаны коэффициенты $D_3(\theta)$ и $D_5(\theta)$. Как

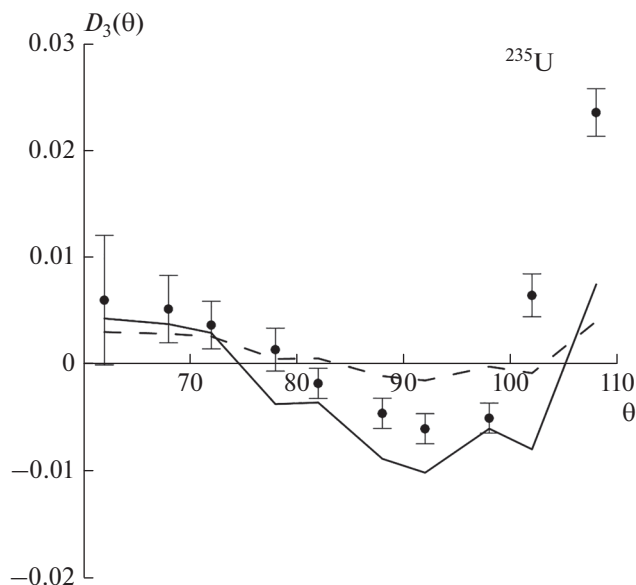


Рис. 2. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты $D_3(\theta)$ для ядра-мишени ^{235}U .

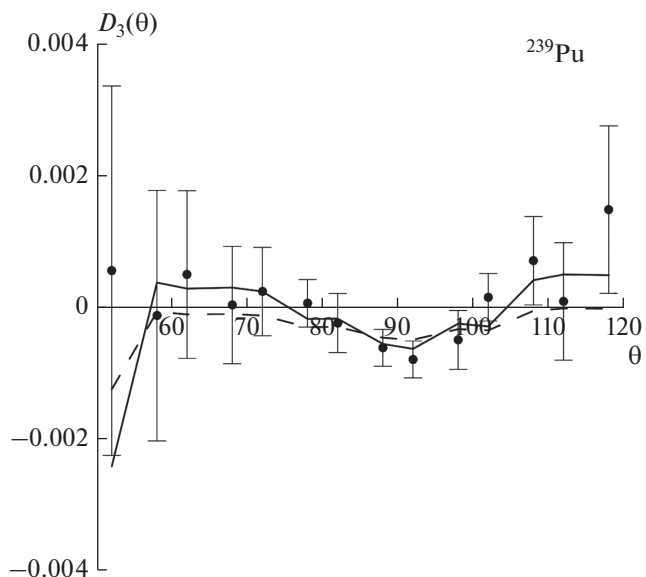


Рис. 3. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты $D_3(\theta)$ для ядра-мишени ^{239}Pu .

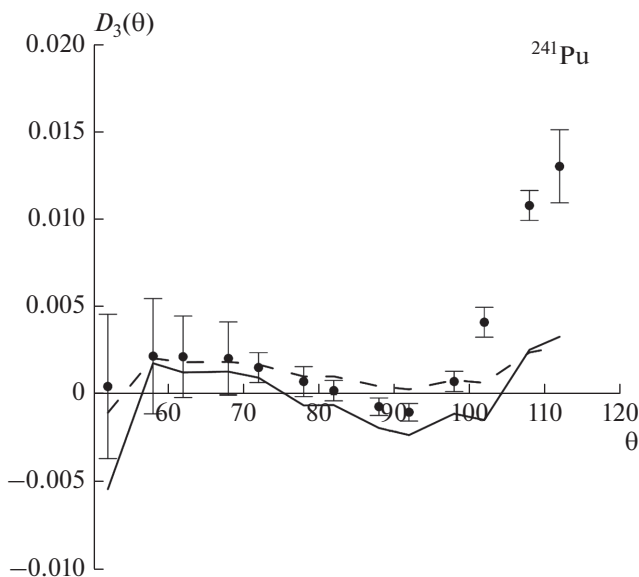


Рис. 4. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты $D_3(\theta)$ для ядра-мишени ^{241}Pu .

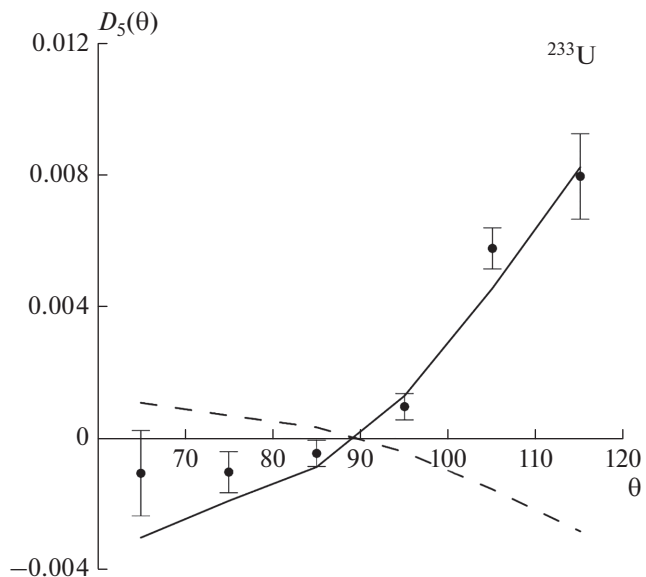


Рис. 5. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия, классического – пунктирная линия) коэффициенты $D_5(\theta)$ для ядра-мишени ^{233}U .

видно из рис. 1–4, экспериментальные $D_{3\text{exp}}(\theta)$ и теоретические коэффициенты $D_3(\theta)$ для ^{233}U кардинально отличаются, особенно в области углов

$\theta > 95^\circ$, а для ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu разумно согласуются во всей области углов, за исключением $\theta > 100^\circ$ для ^{235}U и ^{241}Pu . Представленные на рис. 5–8 теоре-

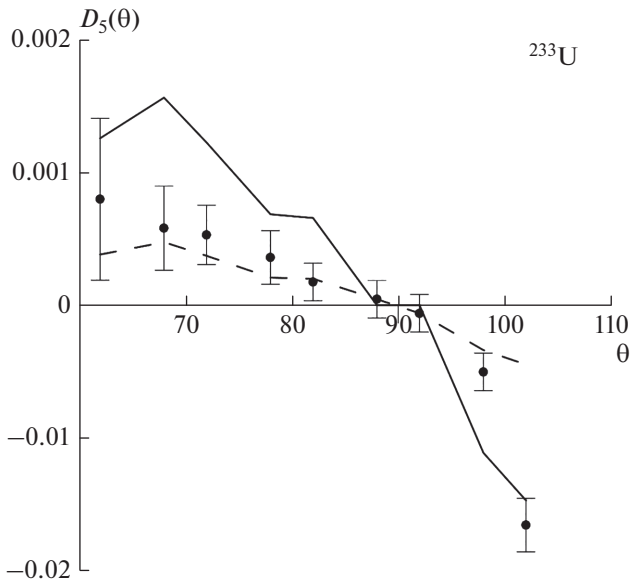


Рис. 6. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового — непрерывная линия, классического — пунктирная линия) коэффициенты $D_5(\theta)$ для ядра-мишени ^{233}U .

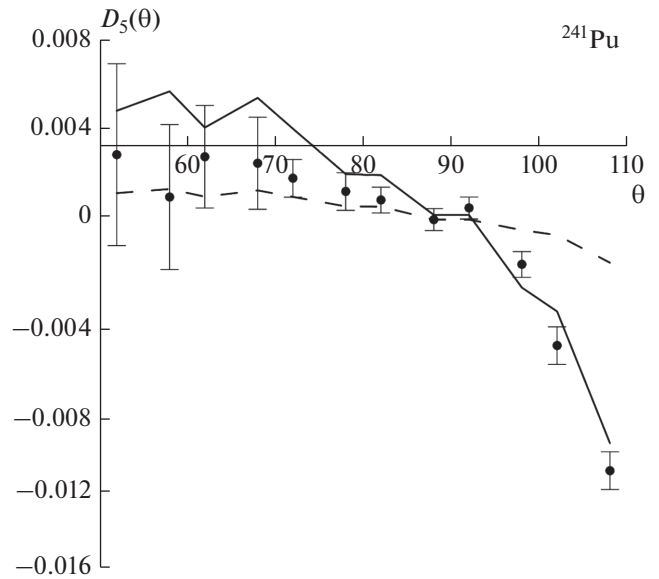


Рис. 8. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового — непрерывная линия, классического — пунктирная линия) коэффициенты $D_5(\theta)$ для ядра-мишени ^{241}Pu .

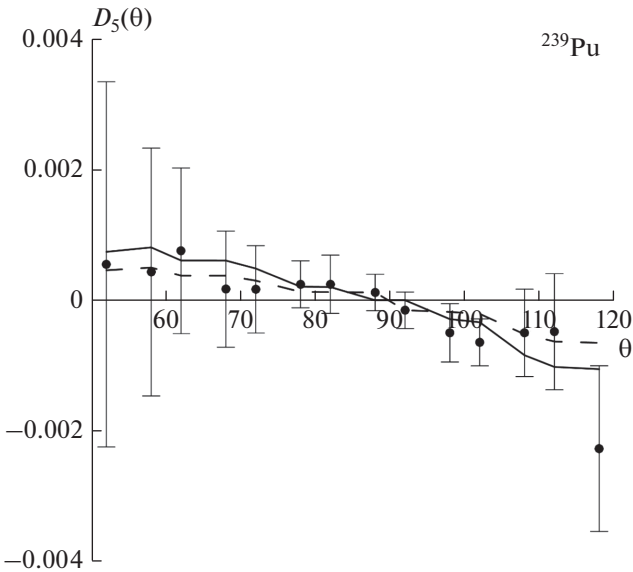


Рис. 7. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового — непрерывная линия, классического — пунктирная линия) коэффициенты $D_5(\theta)$ для ядра-мишени ^{239}Pu .

тические коэффициенты $D_5(\theta)$ находятся в достаточно приемлемом согласии, как по абсолютным величинам, так и по знакам для всех ядер-мишеней.

Причиной расхождения экспериментальных $D_{3\text{exp}}(\theta)$ и теоретических $D_3(\theta)$ коэффициентов, рассчитанных в рамках квантовой теории деления, может быть использованное в работе [27, 29] приближение, связанное с влиянием Кориолисова взаимодействия на амплитуду углового распределения α -частиц. К сожалению, нахождение амплитуды возмущенной амплитуды требует решения достаточно сложной трехтельной квантовой задачи о движении третьей частицы в кулоновском поле фрагментов деления с учетом влияния H^{Cor} в первом порядке теории возмущений.

Таблица 1. Рассчитанные при использовании χ^2 -метода величины Δ_{odd} и Δ_{ev} для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu

Ядро-мишень	Δ_{odd}	Δ_{ev}	Δ_{α}
^{233}U	0.018	-0.019	0.0105
^{235}U	0.085	0.092	0.1075
^{239}Pu	0.010	0.006	0.010
^{241}Pu	0.012	0.030	0.0235

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках квантового подхода удается получить хорошее согласие коэффициентов P -четных T -нечетных асимметрий D_3 для ядер ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , хотя не удается достигнуть приемлемого согласия для ядра ^{233}U . Это может говорить о наличии дополнительного механизма, не связанного с вращением квантовой системы делящегося ядра. В работе [6] была сделана такая попытка введением дополнительной константы D_{TRI} , но она не увенчалась успехом, так как связывалась с влиянием только коллективных bending – колебаниях составного делящегося ядра в окрестности его точки разрыва, но при этом полностью игнорирует роль wiggling-колебаний. Эффективный угол поворота Δ_{odd} для всех ядер имеет один и тоже знак. При описании коэффициентов P -четных T -нечетных асимметрий D_5 для всех четырех ядер было достигнуто очень хорошее согласие, а также была найдена особенность, что ядро ^{233}U Δ_{ev} имеет отрицательный знак, а при переходе к ядрам ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu меняется на противоположный, хотя в рамках классического подхода знак Δ_{α} остается одинаковым для всех четырех ядер. Это означает, что углы Δ_{odd} и Δ_{ev} строятся по другим физическим формулам, нежели в классическом подходе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jessinger P., Kotzle F., Gagarski F.M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 2000. V. 440. P. 618.
2. *Jessinger P., A. Koetzle A., Gonnenwein F. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2002. V. 65. P. 662.
3. *Gagarski A.M., Guseva I. S., Gonnenwein F. et al.* In: Proc. ISINN-14 (Dubna, 2007). P. 93.
4. *Gonnenwein F., Mutterer M., Gagarski A.M. et al.* // Phys. Lett. B. 2007. V. 652. P. 13.
5. *Gagarski A.M., Petrov G.A., Guseva I.S. et al.* // Proc. ISINN-16. (Dubna, 2009). P. 356.
6. *Gagarski A., Goennenwein F., Guseva I. et al.* // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. Art. No. 054619.
7. *Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E., Kostryukov P.V.* // Proc. 68 Nucl. Conf. "Nucleos 2007" (Voronezh, 2007). P. 39.
8. *Бунаков В.Е., Кадменский С.Г., Кадменский С.С.* // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 1917.
9. *Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Кадменский С.С.* // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 1429.
10. *Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2009. V. 72. P. 1872.
11. *Danilyan G.V., Granz P., Krakhotin V.A. et al.* // Phys. Lett. B. 2009. V. 679. P. 25.
12. *Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. P. 1155.
13. *Вальский Г.В., Гагарский А.М., Гусева И.С. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 6. С. 803; *Val'sky G.V., Gagarski A.M., Guseva I.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. No. 6. P. 767.
14. *Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2011. V. 74. P. 631.
15. *Данилян Г.В., Кленке Й., Копач Ю.Н. и др.* // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 715.
16. *Гусева И.С., Гусев Ю.И.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 3. С. 382; *Guseva I.S., Gusev Yu.I.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2007. V. 71. No. 3. P. 367.
17. *Guseva I., Gusev Yu.* // AIP Conf. Proc. 2009. V. 1175. P. 355.
18. *Bohr A., Mottelson B.R.* Nuclear structure. New York: Benjamin, 1969.
19. *Сушков О.П., Фламбаум В.В.* // УФН. 1982. Т. 136. С. 3; *Sushkov O.P., Flambaum V.V.* // Sov. Phys. Usp. 1982. V. 25. P. 1.
20. *Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 1424.
21. *Бунаков В.Е., Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 1894; *Bunakov V.E., Kadmensky S.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. P. 1846.
22. *Кадменский С.Г., Родионова Л.В.* // ЯФ. 2004. Т. 66. С. 1259; *Kadmensky S.G., Rodionova L.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2004. V. 66. P. 1219.
23. *Любашевский Д.Е., Кадменский С.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 6. С. 828; *Lyubashevsky D.E., Kadmensky S.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. No. 6. P. 791.
24. *Бунаков В.Е., Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е.* // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 198.
25. *Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е.* // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 447.
26. *Кадменский С.Г., Титова Л.В., Любашевский Д.Е.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 791; *Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 717.
27. *Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е.* // ЯФ. 2018. Т. 81. № 4. С. 433.
28. *Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. № 9. С. 1236; *Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2019. V. 83. No. 9. P. 1128.
29. *Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е., Кострюков П.В.* // ЯФ. 2019. Т. 82. № 3. С. 252.
30. *Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 8. С. 1015; *Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 8. P. 927.
31. *Nix J.R., Swiatecki W.J.* // Nucl. Phys. A. 1965. V. 71. P. 1.
32. *Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 2030.

The mechanism of P -even T -odd asymmetries formation in the reactions of ternary nuclear fission by cold polarized neutrons with the emission of alpha particles

S. G. Kadmsky^{a,*}, D. E. Lyubashevsky^a

^a*Voronezh State University, Voronezh, Russia*

**e-mail: kadmsky@phys.vsu.ru*

Within the framework of the quantum fission theory, using the concept of space isotropy, the coefficients of the P -even T -odd asymmetries D in the angular distributions of α -particles $P^0(\theta)$ depending on the even and odd orbital moments, respectively, are constructed. The values Δ_{odd} and Δ_{ev} are calculated using the χ^2 -method from the condition of agreement of the theoretical coefficients $D_{3,5}$ with analogous experimental coefficients $D_{3,5exp}$ for the ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , and ^{241}Pu nuclei under study. Comparison Δ_{ev} with Δ_{α} shows that when someone transits from the ^{233}U target nucleus to ^{235}U , the sign changes, which cannot be explained within the framework of the classical approach, but can be used as a theoretical basis for explaining the change in sign in the indicated nuclei for the coefficients of P -even T -odd asymmetries in the case of prompt neutrons and γ -quanta.