ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2019, том 82, № 3, с. 252–259

ЯДРА

СВЯЗЬ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК P-ЧЕТНЫХ T-НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ТРОЙНЫМИ И ПЯТЕРНЫМИ СКАЛЯРНЫМИ КОРРЕЛЯЦИЯМИ

© 2019 г. С. Г. Кадменский[1)*], Д. Е. Любашевский[1)], П. В. Кострюков[1)]

Поступила в редакцию 25.12.2018 г.; после доработки 25.12.2018 г.; принята к публикации 25.12.2018 г.

При использовании представлений об изотропности пространства коэффициенты P-четной T-нечетной асимметрии D в угловых распределениях предразрывных α-частиц, вылетающих в качестве третьих частиц в реакциях тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами, представляются в низших порядках теории возмущений по вектору поляризации нейтрона через сумму двух P-четных скалярных коэффициентов D_3 и D_5, связанных соответственно с тройной и пятерной корреляциями, зависящими от единичных векторов $\mathbf{k}_\alpha$, $\mathbf{k}_{\rm LF}$ и $\boldsymbol{\sigma}_n$, определяющих характеристики исследуемых коэффициентов. На основе указанного представления находятся экспериментальные значения коэффициентов D_3 и D_5 при использовании экспериментальных значений D и угловых распределений α-частиц, вылетающих для случая аналогичной реакции с неполяризованными нейтронами. Проведено сравнение найденных коэффициентов D_3 и D_5 с аналогичными коэффициентами, рассчитанными при использовании классического метода траекторных расчетов и квантовой теории деления, использующей представление о вращательном механизме появления исследуемых асимметрий. Показано, что классический метод, не учитывающий интерференцию делительных амплитуд различных S-нейтронных резонансов, приводит к непреодолимому противоречию рассчитанного коэффициента D_3 с аналогичным экспериментальным коэффициентом для ядра-мишени ^{233}U. В случае же квантового подхода сделан вывод о необходимости проведения для ядра-мишени ^{233}U трехтельных расчетов возмущенной кориолисовым взаимодействием амплитуды углового распределения α-частиц, движущихся в кулоновских полях фрагментов деления.

DOI: 10.1134/S0044002719030115

1. ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени накоплен достаточно большой экспериментальный материал по исследованию P-четных T-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}$ реакций истинного тройного деления неориентированных ядер-мишеней ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных α-частиц [1–7]. Из-за малости волнового вектора $\mathbf{k}_n$ для холодных падающих нейтронов их можно рассматривать как S-нейтроны с орбитальным моментом $l_n = 0$. Поэтому нейтронные резонансные состояния $|sJ_s\rangle$ составного делящегося ядра (СДЯ), формируемые при захвате S-нейтронов неориентированным ядром-мишенью со спином I, будут иметь два значения спина $J_s = I + 1/2 \equiv J_>$ или $J_s = I - 1/2 \equiv J_<$. По этой же причине можно пренебречь зависимостью анализируемых P-четных T-нечетных асимметрий в сечениях $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}$ от волнового вектора $\mathbf{k}_n$. Тогда указанные асимметрии естественно рассматривать при выборе лабораторной системы координат (л.с.к.), в которой единичный волновой вектор легкого фрагмента деления $\mathbf{k}_{\rm LF}$ направлен по оси Z, а единичный вектор спина падающего нейтрона $\boldsymbol{\sigma}_n$, связанный с вектором поляризации нейтрона $\mathbf{p}_n$, направлен соответственно параллельно (при $\boldsymbol{\sigma}_n = \boldsymbol{\sigma}_n^+$) или антипараллельно (при $\boldsymbol{\sigma}_n = \boldsymbol{\sigma}_n^-$) оси Y. Направление единичного волнового вектора α-частицы $\mathbf{k}_\alpha$ задается телесным углом $\Omega(\theta, \varphi)$, для которого угол θ совпадает с углом между волновыми векторами $\mathbf{k}_\alpha$ и $\mathbf{k}_{\rm LF}$.

Учитывая незначительный вклад членов, связанных с вектором поляризации $\mathbf{p}_n$ падающих нейтронов, в полное дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}$ исследуемой реакции, это сечение можно представить как сумму членов нулевого $\frac{d\sigma^0_{nf}}{d\Omega}$ и первого $\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega}$

[1)]Воронежский государственный университет, Россия.
[*]E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

порядков теории возмущений по вектору $\mathbf{p}_n$

$$\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega} = \frac{d\sigma^0_{nf}}{d\Omega} + \frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega}. \quad (1)$$

Тогда для описания анализируемых P-четных T-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}$ (1) удобно ввести [1, 2] понятия коэффициентов этих асимметрий $D(\Omega)$:

$$D(\Omega) = \quad (2)$$
$$= \left(\frac{d\sigma^+_{nf}}{d\Omega} - \frac{d\sigma^-_{nf}}{d\Omega}\right) \Bigg/ \left(\frac{d\sigma^+_{nf}}{d\Omega} + \frac{d\sigma^-_{nf}}{d\Omega}\right),$$

где дифференциальные сечения $\frac{d\sigma^{\pm}_{nf}}{d\Omega}$ связаны с направлениями вектора поляризации нейтрона $\mathbf{p}_n$ вдоль (+) или против (−) оси Y. Используя выражение (1), в котором $\frac{d\sigma^0_{nf}}{d\Omega}$ не зависит от вектора $\mathbf{p}_n$, а величина $\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega}$ меняет знак при замене $\mathbf{p}_n \to -\mathbf{p}_n$, коэффициент (2) представляется как

$$D(\Omega) = \frac{d\sigma^{1+}_{nf}}{d\Omega} \Bigg/ \frac{d\sigma^0_{nf}}{d\Omega}. \quad (3)$$

Целью настоящей работы является анализ общих зависимостей сечения $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega}$ и определяющих его компонент $\frac{d\sigma^0_{nf}}{d\Omega}$ и $\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega}$ от различных видов скалярных корреляций трех векторов: $\boldsymbol{\sigma}_n$, $\mathbf{k}_\alpha$ и $\mathbf{k}_{\mathrm{LF}}$. На основе этих зависимостей при использовании экспериментальных значений величин $D^{\exp}(\Omega)$ и $\frac{d\sigma^0_{nf}}{d\Omega}$ определены вклады указанных корреляций в экспериментальные коэффициенты $D^{\exp}(\Omega)$. Сопоставление этих вкладов с аналогичными вкладами, полученными в рамках различных теоретических подходов к описанию анализируемых T-нечетных асимметрий, позволяет оценить качество указанных теоретических подходов.

2. СВЯЗЬ СЕЧЕНИЙ АНАЛИЗИРУЕМЫХ РЕАКЦИЙ С РАЗЛИЧНЫМИ ВИДАМИ СКАЛЯРНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Сечения $\frac{d\sigma^0_{nf}}{d\Omega}$ в (1) можно представить как

$$\frac{d\sigma^0_{nf}}{d\Omega} = \sigma^0_{nf} P^0(\theta), \quad (4)$$

где σ^0_{nf} — полное сечение реакции тройного деления неориентированных ядер-мишеней холодными неполяризованными нейтронами, а $P^0(\theta)$ — нормированное угловое распределение вылетающих в этой реакции α-частиц в л.с.к., которое выражается через его амплитуду $A^0(\theta)$, которую при использовании методов работы [8] можно представить в виде разложения по сферическим функциям $Y_{l0}(\theta)$, где l — орбитальный момент α-частицы

$$P^0(\theta) = \left|A^0(\theta)\right|^2 = \quad (5)$$
$$= \left|\sum_l d_l Y_{l0}(\theta)\right|^2 = \left|\sum_l \{d_l\}\, e^{i\delta_l} Y_{l0}(\theta)\right|^2,$$

причем $\{d_l\}$ и δ_l — главное значение и фаза величины d_l. Амплитуда $A^0(\theta)$ выражается через сумму компонент $A^0_{\mathrm{ev}}(\theta)$ и $A^0_{\mathrm{odd}}(\theta)$ ее разложения (5) с четными и нечетными значениями l соответственно:

$$A_0(\theta) = A^0_{\mathrm{ev}}(\theta) + A^0_{\mathrm{odd}}(\theta), \quad (6)$$

которые удовлетворяют условиям:

$$A^0_{\mathrm{ev}}(\theta) = A^0_{\mathrm{ev}}(\pi - \theta); \quad (7)$$
$$A^0_{\mathrm{odd}}(\theta) = -A^0_{\mathrm{odd}}(\pi - \theta).$$

Как было показано в [8], фазы δ^{ev}_l и δ^{odd}_l, входящие в (5) и (6), слабо зависят от орбитальных моментов l, вносящих заметный вклад в указанные амплитуды. Такая ситуация обусловлена тем, что монопольная, дипольная и квадрупольная компоненты потенциала кулоновского взаимодействия α-частицы с фрагментами деления $V^{\text{кул}}(\mathbf{r}, \mathbf{R})$, где $\mathbf{r}$ — радиус-вектор α-частицы, а $\mathbf{R}$ — относительный радиус-вектор фрагментов деления, значительно превосходят центробежные потенциалы, связанные с орбитальными моментами l. Последнее условие удовлетворяется в области, где формируются угловые распределения α-частицы, поскольку значения кулоновских параметров α-частицы для ее взаимодействия с легким и тяжелым фрагментами деления $\eta_{\mathrm{LF}} = \frac{2Z_{\mathrm{LF}}e^2}{hv_\alpha}$ и $\eta_{\mathrm{HF}} = \frac{2Z_{\mathrm{HF}}e^2}{hv_\alpha}$ в этой области много больше единицы.

Это утверждение подкрепляется тем фактом, что угловые распределения предразрывных α-частиц в реакциях с неполяризованными нейтронами успешно описываются в рамках классического метода траекторных расчетов [9, 10]. Тогда можно положить $\delta^{\mathrm{ev}}_l = \delta^{\mathrm{odd}}_l = \delta_0$, где δ_0 — не зависящая от l постоянная фаза, и для углового распределения α-частиц $P^0(\theta)$ получить соотношение:

$$P^0(\theta) = \left(\left\{A^0_{\mathrm{ev}}(\theta)\right\} + \left\{A^0_{\mathrm{odd}}(\theta)\right\}\right)^2 = \quad (8)$$
$$= P^0_{\mathrm{ev}}(\theta) + P^0_{\mathrm{odd}}(\theta),$$

где главные значения $\left\{A^0_{\mathrm{ev}}(\theta)\right\}$ и $\left\{A^0_{\mathrm{odd}}(\theta)\right\}$ амплитуд $A^0_{\mathrm{ev}}(\theta)$ и $A^0_{\mathrm{odd}}(\theta)$ при $\delta^{\mathrm{ev}}_l = \delta^{\mathrm{odd}}_l = \delta_0$ имеют вид

$$\left\{A^0_{\mathrm{ev}}(\theta)\right\} = \sum_{l=l_{\mathrm{ev}}} \{d_l\}\, Y_{l0}(\theta), \quad (9)$$
$$\left\{A^0_{\mathrm{odd}}(\theta)\right\} = \sum_{l=l_{\mathrm{odd}}} \{d_l\}\, Y_{l0}(\theta),$$

четная $P^0_{\rm ev}(\theta)$ (нечетная $P^0_{\rm odd}(\theta)$) компоненты углового распределения $P^0(\theta)$ с учетом (5)–(7) представляются как

$$P^0_{\rm ev}(\theta) = \left\{A^0_{\rm ev}(\theta)\right\}^2 + \left\{A^0_{\rm odd}(\theta)\right\}^2, \qquad (10)$$
$$P^0_{\rm odd}(\theta) = 2\left\{A^0_{\rm ev}(\theta)\right\}\left\{A^0_{\rm odd}(\theta)\right\},$$

а главные значения $\left\{A^0_{\rm ev}(\theta)\right\}$ и $\left\{A^0_{\rm odd}(\theta)\right\}$ можно выразить через угловые распределения $P^0(\theta)$ (8):

$$\left\{A^0_{\rm ev}(\theta)\right\} = \frac{1}{2}\left[\sqrt{P^0(\theta)} + \sqrt{P^0(\pi-\theta)}\right]; \qquad (11)$$
$$\left\{A^0_{\rm odd}(\theta)\right\} = \frac{1}{2}\left[\sqrt{P^0(\theta)} - \sqrt{P^0(\pi-\theta)}\right].$$

Из (8) следует также, что угловое распределение $P^0(\theta)$ выражается суммой четной $P^0_{\rm ev}(\theta)$ и нечетной $P^0_{\rm odd}(\theta)$ его компонент, зависящих соответственно от четных и нечетных степеней скалярного произведения $(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_{\rm LF}) = \cos\theta$ и поэтому удовлетворяющих условиям:

$$P^0_{\rm ev}(\theta) = P^0_{\rm ev}(\pi-\theta), \qquad (12)$$
$$P^0_{\rm odd}(\theta) = -P^0_{\rm odd}(\pi-\theta).$$

Величина $\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega}$ в (1) имеет первый порядок по вектору $\mathbf{p}_n$ и в общем случае при использовании представлений об изотропности пространства и о сохранении четности связана с суммой двух P-четных скалярных функций. Эти функции выражаются через произведения P-четных T-четных функций $A_3(\theta)$ и $A_5(\theta)$, зависящих от четных степеней $\cos\theta$, на одну из двух возможных комбинаций векторов $\mathbf{k}_\alpha$, $\mathbf{k}_{\rm LF}$ и $\boldsymbol{\sigma}_n$: $(\boldsymbol{\sigma}_n[\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_{\rm LF}])$ и $(\boldsymbol{\sigma}_n[\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_{\rm LF}])(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_{\rm LF})$, отвечающих соответственно тройной и пятерной корреляциям, которые в упрощенной форме обсуждались ранее в работах [7, 11–13]:

$$\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega}\right)_3 + \left(\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega}\right)_5, \qquad (13)$$

где

$$\left(\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega}\right)_3 = A_3(\theta)\left(\boldsymbol{\sigma}_n[\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_{\rm LF}]\right) = \qquad (14)$$
$$= A_3(\theta)\sin\theta\cos\varphi,$$
$$\left(\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega}\right)_5 = A_5(\theta)\left(\boldsymbol{\sigma}_n[\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_{\rm LF}]\right)(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{k}_{\rm LF}) =$$
$$= A_5(\theta)\sin\theta\cos\theta\cos\varphi.$$

Коэффициент асимметрии $D(\theta,\varphi)$ (3) при использовании (13), (14) можно представить через сумму коэффициентов $D_3(\theta,\varphi)$ и $D_5(\theta,\varphi)$, связанных с введенными выше коэффициентами $A_3(\theta)$ ($A_5(\theta)$) для тройных (пятерных) корреляций:

$$D(\theta,\varphi) = D_3(\theta,\varphi) + D_5(\theta,\varphi), \qquad (15)$$

$$D_3(\theta,\varphi) = \left(\frac{d\sigma^{1+}_{nf}}{d\Omega}\right)_3 \Big/ \sigma^0_{nf}P^0(\theta) = \qquad (16)$$
$$= A_3(\theta)\sin\theta\cos\varphi \Big/ \sigma^0_{nf}P^0(\theta),$$

$$D_5(\theta,\varphi) = \left(\frac{d\sigma^{1+}_{nf}}{d\Omega}\right)_5 \Big/ \sigma^0_{nf}P^0(\theta) = \qquad (17)$$
$$= A_5(\theta)\sin\theta\cos\theta\cos\varphi \Big/ \sigma^0_{nf}P^0(\theta).$$

Рассмотрим случай, когда используются детекторы α-частиц, расположенные в плоскости ZX, т.е. в (15)–(17) $\varphi = 0$. Тогда величины $\left(\frac{d\sigma^{1+}_{nf}(\theta)}{d\Omega}\right)_{3,5}$ удовлетворяют условиям:

$$\left(\frac{d\sigma^{1+}_{nf}(\pi-\theta)}{d\Omega}\right)_3 = \left(\frac{d\sigma^{1+}_{nf}(\theta)}{d\Omega}\right)_3, \qquad (18)$$

$$\left(\frac{d\sigma^{1+}_{nf}(\pi-\theta)}{d\Omega}\right)_5 = -\left(\frac{d\sigma^{1+}_{nf}(\theta)}{d\Omega}\right)_5. \qquad (19)$$

Используя (15)–(19), получаем

$$D_3(\theta) = \qquad (20)$$
$$= \left[D(\theta)P^0(\theta) + D(\pi-\theta)P^0(\pi-\theta)\right]\Big/2P^0(\theta),$$

$$D_5(\theta) = \qquad (21)$$
$$= \left[D(\theta)P^0(\theta) - D(\pi-\theta)P^0(\pi-\theta)\right]\Big/2P^0(\theta).$$

Выражения (20) и (21) позволяют найти экспериментальные значения $D_{3\rm exp}(\theta)$ и $D_{5\rm exp}(\theta)$ через экспериментальные значения коэффициентов $D_{\rm exp}(\theta)$ и экспериментальные угловые распределения предразрывных α-частиц $P^0_{\rm exp}(\theta)$, приведенные в [7] для реакций тройного деления ядер-мишеней ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu. Как видно из рис. 1–4, представленные на них $D_{3\rm exp}(\theta)$ и $D_{5\rm exp}(\theta)$ с хорошей точностью имеют одинаковые знаки для ядер ^{235}U, ^{239}Pu, ^{241}Pu, но противоположный знак для ядра ^{233}U.

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ АСИММЕТРИИ С ИХ ТЕОРЕТИЧЕСКИМИ АНАЛОГАМИ

Проведем сравнение найденных коэффициентов $D_{3\rm exp}(\theta)\{D_{5\rm exp}(\theta)\}$ с соответствующими коэффи-

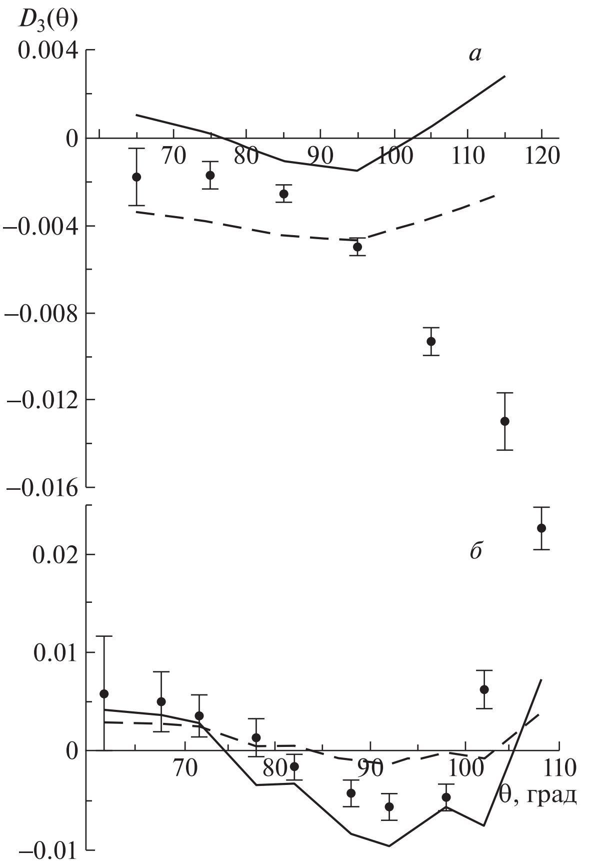

Рис. 1. Коэффициенты асимметрии $D_3(\theta)$ в зависимости от угла θ для ядер-мишеней ^{233}U (*а*) и ^{235}U (*б*). Точки — экспериментальные $D_{3\mathrm{exp}}(\theta)$. Кривые: сплошные — рассчитанные в квантовом теоретическом подходе, штриховые — в классическом траекторном. На всех остальных рисунках используются те же обозначения экспериментальных и теоретических коэффициентов $D_i(\theta)$.

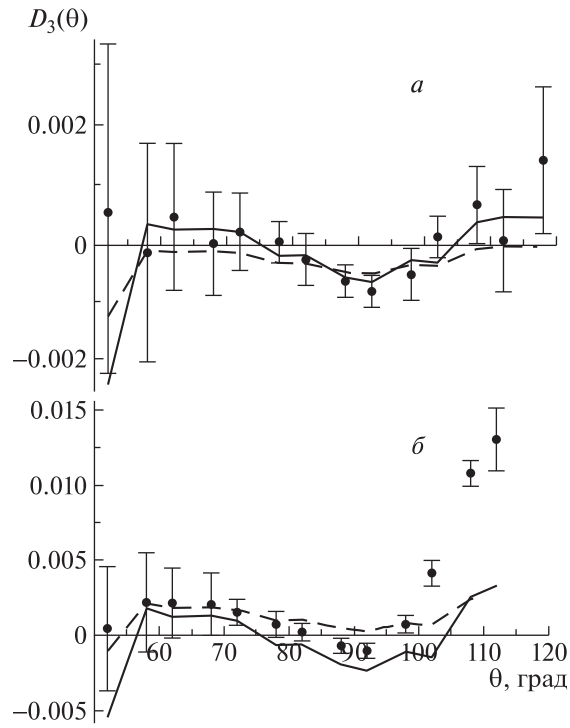

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для ядер-мишеней ^{239}Pu (*а*) и ^{241}Pu (*б*).

циентами $D_3(\theta)\{D_5(\theta)\}$, рассчитанными при использовании двух наиболее общих теоретических подходов.

Первый из них основан на классическом методе траекторных расчетов [7, 9, 10] и не учитывает интерференцию делительных амплитуд различных нейтронных резонансных состояний $|sJ_s\rangle \neq \neq |s'J_{s'}\rangle$, возбуждаемых в делящемся ядре при захвате налетающего нейтрона ядром-мишенью. Второй — на квантовой теории деления [8, 11, 12, 14–19], в которой анализируемые T-нечетные асимметрии обусловлены именно интерференцией делительных амплитуд различных нейтронных резонансных состояний $|sJ_s\rangle \neq |s'J_{s'}\rangle$ и возмущенных кориолисовым взаимодействием четных $A^0_{\mathrm{ev}}(\theta)$ и нечетных $A^0_{\mathrm{odd}}(\theta)$ компонент амплитуд углового распределения α-частиц.

Исследуемые коэффициенты асимметрии (2) для случая $\varphi = 0$, определяемые в рамках классического подхода [7, 18, 19] представляются в виде

$$D(\Omega) = D_{\mathrm{TRI}} + D_{\mathrm{ROT}}(\theta) = = D_{\mathrm{TRI}} + \Delta \cdot \frac{dP_0(\theta)}{d\theta} \Big/ P_0(\theta), \qquad (22)$$

где коэффициент D_{TRI} определяется [7] механизмами, отличными от вращательного механизма и связанными, например, с влиянием на траекторию движения α-частицы классических пондеромоторных сил или bending-колебаний делящегося ядра в окрестности точки его разрыва, введенных в работе [20]. D_{TRI} соответствует по форме компоненте коэффициента тройной корреляции (16) и принимается [7] не зависящим от угла θ. Угол Δ в (16) равен:

$$\Delta = \delta_{\mathrm{LF}} - \delta_\alpha, \qquad (23)$$

где δ_{LF} — угол поворота направления вылета $\mathbf{k}_{\mathrm{LF}}$ легкого фрагмента деления, обусловленный коллективным вращением составной делящейся системы (СДС) и совпадающий при использовании гипотезы Бора [14] с углом поворота оси симметрии СДС, а δ_α — угол поворота волнового вектора $\mathbf{k}_\alpha$ α-частицы, обусловленный ее кулоновским взаимодействием с легким и тяжелым фрагментами деления, участвующими во вращении СДС. В этом случае, используя формулы (5)–(11) и (15)–(17), можно рассчитать коэффициенты $D_3(\theta)$ и $D_5(\theta)$ в

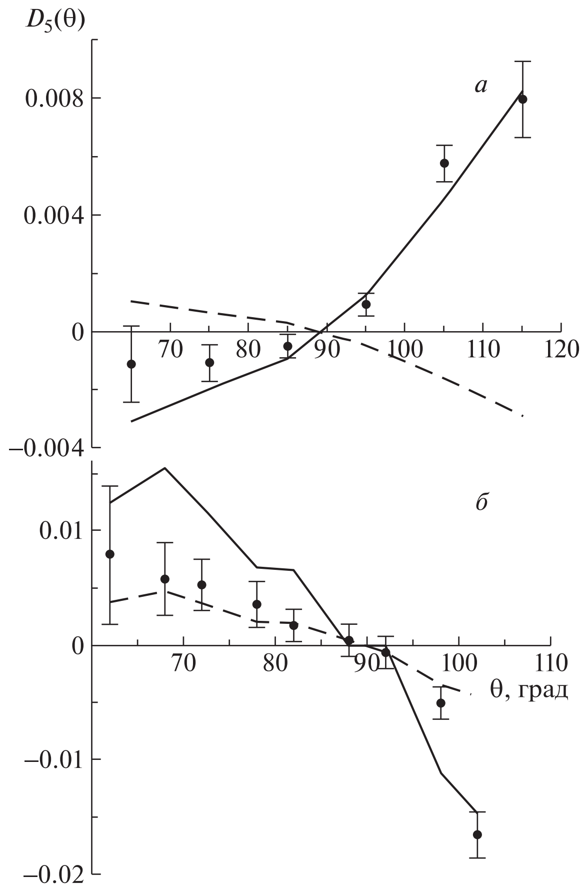

Рис. 3. Коэффициенты асимметрии $D_5(\theta)$ в зависимости от угла θ для ядер-мишеней ^{233}U (a) и ^{235}U ($б$).

рамках классического подхода:

$$D_3(\theta) = D_{\mathrm{TRI}} + \Delta \cdot \frac{d\left\{A^0_{\mathrm{odd}}(\theta)\right\}}{d\theta} \Big/ \left\{A^0(\theta)\right\}, \quad (24)$$

$$D_5(\theta) = \Delta \cdot \frac{d\left\{A^0_{\mathrm{ev}}(\theta)\right\}}{d\theta} \Big/ \left\{A^0(\theta)\right\}. \quad (25)$$

На рис. 1, 2 представлены экспериментальные $D_{3\exp}$ и теоретические D_3 коэффициенты (24) (штриховые кривые) для ядер-мишеней ^{233,235}U и ^{239,241}Pu. Для ядра ^{233}U (рис. 1a) оба коэффициента имеют одинаковые знаки, но значительно отличаются по абсолютным величинам в области углов $\theta < 85^\circ$ и $\theta > 100^\circ$. Для ядер ^{235}U и ^{239}Pu (рис. 1$б$ и 2a) оба коэффициента в пределах ошибок совпадают с $D_{3\exp}$ и по знаку, и по величине. Для ядра ^{241}Pu (рис. 2$б$) расчетные D_3 существенно отличаются от экспериментальных в области углов $\theta > 100^\circ$. Экспериментальные и теоретические D_5 коэффициенты (рис. 3, 4) для ядра ^{233}U имеют противоположные знаки во всей области углов θ. Для ядер ^{235}U и ^{239}Pu они качественно согласуются во всей области углов. Для ядра ^{241}Pu значения $D_{3\exp}$ и D_3 заметно различаются в области углов $\theta > 100^\circ$.

Полученные результаты по коэффициентам асимметрии позволяет сделать следующий вывод. Согласие полного коэффициента D (см. (22)), рассчитанного в классического траекторном подходе, с экспериментальным коэффициентом $D_{\exp}$ [7] противоречит существенным расхождениям с экспериментом, рассчитанного в рамках этого подхода коэффициента D_5 для ядра-мишени ^{233}U, что

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}
^{233}U	0.040	−0.060
^{235}U	0.350	0.340
^{239}Pu	0.024	0.016
^{241}Pu	0.050	0.110

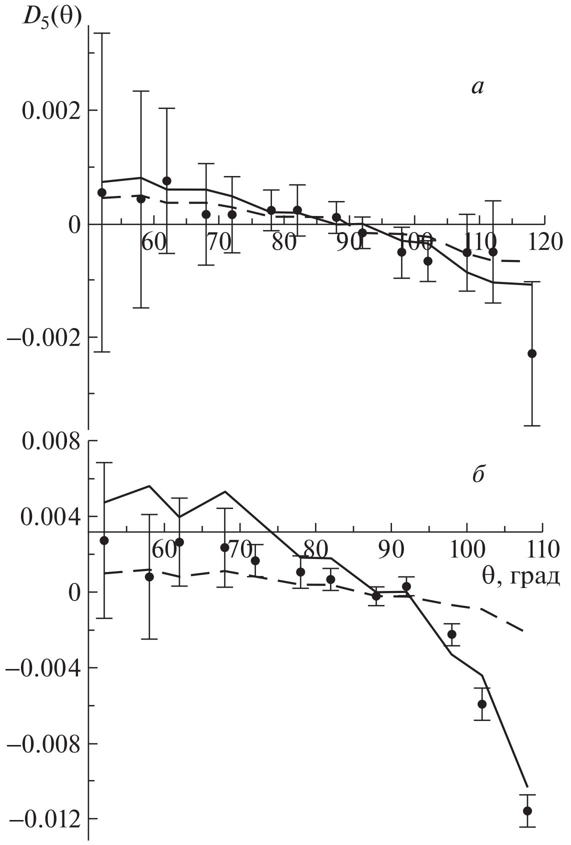

Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для ядер-мишеней ^{239}Pu (*а*) и ^{241}Pu (*б*).

ставит под сомнение справедливость указанного подхода.

В квантовом подходе [17] исследуемые коэффициенты асимметрии (2) в случае $\varphi = 0$ получены с учетом интерференции делительных ширин различных нейтронных резонансных состояний и возмущенных кориолисовым взаимодействием четных $A^0_{\rm ev}(\theta)$ и нечетных $A^0_{\rm odd}(\theta)$ компонент амплитуд углового распределения α-частиц

$$A^{\rm Cor}_{\rm ev}(\theta) = k_{\rm ev}\frac{dA^0_{\rm ev}(\theta)}{d\theta}; \tag{26}$$

$$A^{\rm Cor}_{\rm odd}(\theta) = k_{\rm odd}\frac{dA^0_{\rm odd}(\theta)}{d\theta}.$$

Тогда коэффициенты асимметрии (2) могут быть представлены в виде

$$D(\theta) = \frac{1}{\{A^0(\theta)\}} \times \tag{27}$$

$$\times\left[\frac{d\left\{A^0_{\rm ev}(\theta)\right\}}{d\theta}\Delta_{\rm ev} + \frac{d\left\{A^0_{\rm odd}(\theta)\right\}}{d\theta}\Delta_{\rm odd}\right],$$

где величины $\Delta_{\rm ev}$ и $\Delta_{\rm odd}$ при использовании обозначений работы [17] имеют вид

$$\Delta_{\rm ev} = \frac{\sum\limits_{sJ_s \neq s'J_{s'}K_s q} \tau\omega\left(K_s, J_s, J_{s'}\right) A^0_{qsJ_S s' J'_S K_S}\left(k^{\rm ev} - 1\right)\sin\delta_{sJ_s s' J_{s'}}}{\sum\limits_{sJ_s s' J_{s'} K_s q} A^0_{qs\,J_S s' J'_S K_S}\cos(\delta_{sJ_s s' J_{s'}})}, \tag{28}$$

$$\Delta_{\rm odd} = \frac{\sum\limits_{sJ \neq ss'J_{s'}K_s q} \tau\omega\left(K_s, J_s, J_{s'}\right) A^0_{qsJ_S s' J'_S K_S}\left(k^{\rm odd} - 1\right)\sin\delta_{sJ_s s' J_{s'}}}{\sum\limits_{sJ_s s' J_{s'} K_s q} A^0_{qsJ_S s' J'_S K_S}\cos(\delta_{sJ_s s' J_{s'}})}. \tag{29}$$

Подставляя в (27) выражения (15)–(17), можно выделить коэффициенты $D_3(\theta)$ (16) и $D_5(\theta)$ (17):

$$D_3(\theta) = \Delta_{\rm odd}\frac{d\left\{A^0_{\rm odd}(\theta)\right\}}{d\theta}\Big/\left\{A^0(\theta)\right\}, \tag{30}$$

$$D_5(\theta) = \Delta_{\rm ev}\frac{d\left\{A^0_{\rm ev}(\theta)\right\}}{d\theta}\Big/\left\{A^0(\theta)\right\}. \tag{31}$$

Величины $\Delta_{\rm odd}$ и $\Delta_{\rm ev}$, рассчитанные с использованием (28), (29) и подогнанные под экспериментальные $D_{3\exp}$ и $D_{5\exp}$ с помощью χ^2-процедуры, представлены в табл. 1. Определенные с этими значениями $\Delta_{\rm odd}$ и $\Delta_{\rm ev}$ коэффициенты $D_3(\theta)$ (30) показаны на рис. 1, 2 (сплошные кривые) вместе с их экспериментальными аналогами. Как видно из рисунков, экспериментальные $D_{3\exp}(\theta)$ и $D_3(\theta)$ (30) для ядра-мишени ^{233}U различаются кардинально, особенно в области углов $\theta > 95°$, а для ядер ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu согласуются во всей области углов, за исключением углов $\theta > 100°$ для ядер-мишеней ^{235}U и ^{241}Pu. Представленные на рис. 3, 4 теоретические коэффициенты и $D_5(\theta)$ (31), рассчитанные в рамках квантового подхода (сплошные кривые), находятся в приемлемом согласии с экспериментальными как по абсолютным величинам, так и по знакам для всех ядер-мишеней.

Причиной расхождения экспериментальных и теоретических $D_3(\theta)$ коэффициентов, рассчитанных в рамках квантовой теории деления, может быть использованное в [19] приближение, связанное с формулами (26). Можно ожидать, что для ядра-мишени ^{233}U четные компоненты $A_{\mathrm{ev}}^{\mathrm{Cor}}(\theta)$ амплитуды углового распределения α-частиц из-за учета ее кулоновского взаимодействия с фрагментами деления существенно отличаются по форме от величин $\frac{dA_{\mathrm{ev}}^0(\theta)}{d\theta}$, использованных в соотношении (26). К сожалению, нахождение амплитуды $A_{\mathrm{ev}}^{\mathrm{Cor}}(\theta)$ требует решения достаточно сложной трехтельной квантовой задачи о движении третьей частицы в кулоновском поле фрагментов деления с учетом влияния кориолисова взаимодействия в первом порядке теории возмущений.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как было показано выше, классический метод траекторных расчетов имеет непреодолимое разногласие с экспериментом для коэффициентов $D_3(\theta)$ в случае ядра-мишени ^{233}U. Заметим также, что указанный подход, не учитывающий интерференцию делительных амплитуд различных нейтронных резонансов СДЯ, образуемых при захвате холодных поляризованных нейтронов неориентированными ядрами-мишенями, противоречит квантовой теории деления ядер [8, 11, 12, 14–19], в рамках которой T-нечетные асимметрии возникают только при учете интерференции делительных амплитуд различных нейтронных резонансов с $J_s \neq J_{s'}$.

В то же время результаты настоящей работы свидетельствуют о необходимости проведения расчетов в рамках задачи трех тел для ядра-мишени ^{233}U. Эти расчеты позволят достоверно определить возмущенную кориолисовым взаимодействием амплитуду углового распределения α-частиц, движущихся в кулоновских полях легкого и тяжелого фрагментов деления.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Jesinger, G. V. Danilyan, A. M. Gagarski, P. Geltenbort, F. Gönnenwein, A. Kötzle, Ye. I. Korobkina, 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)].
2. P. Jesinger, A. Kötzle, A. M. Gagarski, F. Gönnenwein, G. Danilyan, V. S. Pavlov, V. B. Chvatchkin, M. Mutterer, S. R. Neumaier, G. A. Petrov, V. I. Petrova, V. Nesvizhevsky, O. Zimmer, P. Geltenbort, K. Schmidt, and K. Korobkina, Nucl. Instrum. Methods A **440**, 618 (2000).
3. P. Jesinger, A. Kötzle, F. Gönnenwein, M. Mutterer, J. von Kalben, G. V. Danilyan, V. S. Pavlov, G. A. Petrov, A. M. Gagarski, W. H. Trzaska, S. M. Soloviev, V. V. Nesvizhevski, and O. Zimmer, ЯФ **65**, 662 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 630 (2002)].
4. A. Gagarski, I. Guseva, F. Goennenwein, G. Petrov, P. Jesinger, V. Sokolov, T. Zavarukhina, M. Mutterer, J. von Kalbern, W. Trzaska, S. Khlebnikov, G. Tiourine, S. Soloviev, V. Nesvizhevsky, O. Zimmer, and T. Soldner, in *Proceedings of the ISINN-14, Dubna, Russia, 2006* (JINR, Dubna, 2007), p. 93.
5. F. Gönnenwein, M. Mutterer, A. Gagarski, I. Guseva, G. Petrov, V. Sokolov, T. Zavarukhina, J. von Kalben, V. Nesvizhevski, and T. Soldner, Phys. Lett. B **652**, 13 (2007).
6. A. Gagarski, G. Petrov, I. Guseva, T. Zavarukhina, F. Gönnenwein, M. Mutterer, J. von Kalben, W. Trzaska, M. Sillanpaa, Yu. Kopatch, G. Tiourine, T. Soldner, and V. Nesvizhevsky, in *Proceedings of the ISINN-16, Dubna, Russia, 2008* (JINR, Dubna, 2009), p. 356.
7. A. Gagarski, F. Gönnenwein, 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).
8. Д. Е. Любашевский, С. Г. Кадменский, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 828 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74**, 791 (2010)].
9. И. С. Гусева, Ю. И. Гусев, Изв. РАН. Сер. физ. **71**, 382 (2007) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **71**, 367 (2007)].
10. I. S. Guseva and Yu. I. Gusev, AIP Conf. Proc. **1175**, 355 (2009).
11. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, С. С. Кадменский, ЯФ **71**, 1917 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 1887 (2008)].
12. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, С. С. Кадменский, ЯФ **73**, 1474 (2010) [Phys. At. Nucl. **73**, 1429 (2010)].
13. A. M. Gagarskii, I. S. Guseva, F. Gönnenwein, Yu. N. Kopach, M. Mutterer, T. E. Kuz'mina, G. A. Petrov, G. Tyurin, and V. Nesvizhevsky, Crystal. Rept. **56**, 1238 (2011).
14. A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1969, 1975), Vol. 1, 2.

15. О. П. Сушков, В. В. Фламбаум, УФН **136**, 3 (1982) [Sov. Phys. Usp. **25**, 1 (1982)].

16. С. Г. Кадменский, ЯФ **65**, 1424, 1833 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 1390, 1785 (2002)].

17. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, ЯФ **66**, 1894 (2003) [Phys. At. Nucl. **66**, 1846 (2003)].

18. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 1015 (2016) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **80**, 927 (2016)].

19. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский, ЯФ **81**, 433 (2018) [Phys. At. Nucl. **81**, 463 (2018)].

20. J. R. Nix and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. A **71**, 1 (1965).

CONNECTION OF EXPERIMENTAL CHARACTERISTICS OF *P*-EVEN *T*-ODD ASYMMETRIES FOR TERNARY FISSION OF NUCLEI BY COLD POLARIZED NEUTRONS WITH TRIPLE AND QUINARY SCALAR CORRELATIONS

S. G. Kadmensky[1], D. E. Lubashevsky[1], P. V. Kostryukov[1]

[1] *Voronezh State University, Voronezh, Russia*

With the usage of the conception of space isotropy the coefficients of the P-even T-odd asymmetry D in the angular distributions of the prescission α particles as third particles emitted in ternary fission of nonoriented target nuclei by cold polarized neutrons are represented in lower orders of the perturbation theory by neutron polarization vector as the sum of two P-even scalar coefficients D_3 and D_5, connected respectively with the ternary and quinary correlations, depending on the unit vectors $\mathbf{k}_\alpha$, $\mathbf{k}_{\rm LF}$ and $\boldsymbol{\sigma}_n$, which determinate the characteristics of the investigated coefficients. Based on the above representation the experimental values of the coefficients D_3 and D_5 are found with usage of the experimental values of D and the angular distributions of emitted α particles for the case of the similar reaction with nonpolarized neutrons. The obtained coefficients D_3 and D_5 are compared with similar coefficients calculated using the classical method of the trajectory calculations and the quantum fission theory, which uses the idea of the rotational mechanism of the appearance of the investigated asymmetries. It is shown that the classical method, which does not take into account the interference of the fissile amplitudes of the various S-neutron resonances, leads to an irresistible contradiction of the calculated coefficient D_3 with the similar experimental coefficient for the ^{233}U target nucleus. In the case of the quantum approach, is also concluded that for the ^{233}U target nucleus it is necessary to perform three-body calculations of the angular distribution amplitude of the α particles perturbed by the Coriolis interaction, which move in the Coulomb fields of the fission fragments.