ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2019, том 83, № 9, с. 1236–1243

УДК 539.173

СОПОСТАВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК *T*-НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ ДЛЯ СЛУЧАЕВ ИСПУСКАНИЯ ПРЕДРАЗРЫВНЫХ И ИСПАРИТЕЛЬНЫХ ТРЕТЬИХ ЧАСТИЦ

© 2019 г. С. Г. Кадменский[1, *], В. Е. Бунаков[2], Д. Е. Любашевский[1]

[1]*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования "Воронежский государственный университет", Воронеж, Россия*

[2]*Федеральное государственное бюджетное учреждение "Петербургский институт ядерной физики имени Б.П. Константинова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт", Гатчина, Россия*

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

Поступила в редакцию 12.11.2018 г.
После доработки 08.04.2019 г.
Принята к публикации 27.05.2019 г.

Проведено сопоставление классического, использующего метод траекторных расчетов, и квантового, основанного на квантовой теории деления, теоретических подходов к описанию коэффициентов *T*-нечетных асимметрий в угловых распределениях мгновенных γ-квантов и нейтронов, испаряемых из термализованных фрагментов двойного деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами, и в угловых распределениях предразрывных α-частиц, испускаемых при аналогичном тройном делении ядер. Показано, что рассматриваемые коэффициенты для всех исследованных ядер-мишеней имеют квантовую природу и обращаются в нуль в классическом подходе при отсутствии интерференции делительных амплитуд различных нейтронных резонансов составного ядра. Продемонстрированы преимущества квантового подхода перед классическим.

DOI: 10.1134/S0367676519090096

ВВЕДЕНИЕ

В работах [1–6] были экспериментально исследованы *T*-нечетные асимметрии в дифференциальных сечениях $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega_\alpha}$ реакций истинного тройного деления ядер-мишеней ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu холодными поляризованными нейтронами с вылетом третьих частиц, в качестве которых рассматривались α-частицы, где $\Omega_\alpha(\theta_\alpha,\varphi_\alpha)$ – телесный угол, определяющий в л.с.к. направление единичного волнового вектора третьей частицы $\vec{k}_\alpha$. Геометрия эксперимента выбиралась так, что направления единичного вектора спина нейтрона $\vec{\sigma}_{\rm n}$ и единичного волнового вектора $\vec{k}_{\rm LF}$ легкого фрагмента деления были параллельны осям Y и Z л.с.к. соответственно. Экспериментально анализируемый коэффициент исследуемой *T*-нечетной асимметрии $D(\Omega_\alpha)$ определялся формулой [1]:

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

где знаки (±) соответствовали случаям, когда вектор поляризации падающего нейтрона $\vec{p}_{\rm n}$, параллельный вектору $\vec{\sigma}_{\rm n}$, направлен по или против оси Y.

В первом порядке по вектору поляризации нейтрона $\vec{p}_{\rm n}$ дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega_\alpha}$ представляется 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 $\frac{d\sigma_{nf}^0}{d\Omega_\alpha}$ – дифференциальное сечение исследуемой реакции холодными неполяризованными нейтронами с $\vec{p}_{\rm n}=0$:

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

причем $P^0(\theta_{TP})$ – нормированное невозмущенное угловое распределение вылетающих α-частиц, которое представлялось для исследованных ядер-мишеней [6] в виде гистограмм, а $\frac{d\sigma_{nf}^1}{d\Omega_\alpha}$ – добавка в сечение (2), зависящая от вектора $\vec{\sigma}_n$, а также вектора $\vec{p}_n$ в первом порядке теории возмущений. В этом случае величина $\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega_\alpha}$ при использовании представлений об изотропности пространства и сохранении четности может быть выражена [7] через P-четные скалярные функции, зависящие от одной из двух возможных комбинаций векторов $\vec{k}_{TP}$, $\vec{k}_{LF}$ и $\vec{\sigma}_n$ и отвечающие соответственно тройной и пятерной корреляциям, которые в упрощенной форме обсуждались ранее в работах [6, 8, 9], как

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

где

$$\left(\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega_\alpha}\right)_3 = B_3(\theta_\alpha)\left(\vec{\sigma}_n\left[\vec{k}_\alpha, \vec{k}_{LF}\right]\right) = B_3(\theta_\alpha)\sin\theta_\alpha\cos\varphi_\alpha; \tag{5}$$

$$\left(\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega_\alpha}\right)_5 = B_5(\theta_\alpha)\left(\vec{\sigma}_n\left[\vec{k}_\alpha, \vec{k}_{LF}\right]\right)\left(\vec{k}_\alpha, \vec{k}_{LF}\right) = B_5(\theta_\alpha)\sin\theta_\alpha\cos\theta_\alpha\cos\varphi_\alpha, \tag{6}$$

причем величины $B_3(\theta_\alpha)$ и $B_5(\theta_\alpha)$ зависят от четных степеней скалярного произведения векторов $\left(\vec{k}_{LF}, \vec{k}_{TP}\right) = \cos\theta_\alpha$. Тогда коэффициент $D(\theta_\alpha, \varphi_\alpha)$ (1) при использовании формул (4)–(6) представляется как

$$D(\theta_\alpha, \varphi_\alpha) = D_3(\theta_\alpha, \varphi_\alpha) + D_5(\theta_\alpha, \varphi_\alpha), \tag{7}$$

где

$$D_3(\theta_\alpha, \varphi_\alpha) = \left(\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega_\alpha}\right)_3 \Big/ \sigma^0_{nf} P^0(\theta_\alpha) = B_3(\theta_\alpha)\sin\theta_\alpha\cos\varphi_\alpha \big/ \sigma^0_{nf} P^0(\theta_\alpha); \tag{8}$$

$$D_5(\theta_\alpha, \varphi_\alpha) = \left(\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega_\alpha}\right)_5 \Big/ \sigma^0_{nf} P^0(\theta_\alpha) = B_5(\theta_\alpha)\sin\theta_\alpha\cos\theta_\alpha\cos\varphi_\alpha \big/ \sigma^0_{nf} P^0(\theta_\alpha). \tag{9}$$

Для упрощения рассмотрим случай, когда третьи частицы вылетают в плоскости ZX и $\varphi_\alpha = 0$. Учитывая, что коэффициенты $\left(\frac{d\sigma^1_{nf}(\theta_\alpha)}{d\Omega_\alpha}\right)_3$ и $\left(\frac{d\sigma^1_{nf}(\theta_\alpha)}{d\Omega_\alpha}\right)_5$ удовлетворяют условиям:

$$\left(\frac{d\sigma^1_{nf}(\pi - \theta_\alpha)}{d\Omega_\alpha}\right)_3 = \left(\frac{d\sigma^1_{nf}(\theta_\alpha)}{d\Omega_\alpha}\right)_3; \tag{10}$$

$$\left(\frac{d\sigma^1_{nf}(\pi - \theta_\alpha)}{d\Omega_\alpha}\right)_5 = -\left(\frac{d\sigma^1_{nf}(\theta_\alpha)}{d\Omega_\alpha}\right)_5, \tag{11}$$

при учете формул (8), (9) можно получить соотношения:

$$D_3(\theta_\alpha) = \left[D(\theta_\alpha)P^0(\theta_\alpha) + D(\pi - \theta_\alpha) \times P^0(\pi - \theta_\alpha)\right] \big/ 2P^0(\theta_\alpha), \tag{12}$$

$$D_5(\theta_\alpha) = \left[D(\theta_\alpha)P^0(\theta_\alpha) - D(\pi - \theta_\alpha) \times P^0(\pi - \theta_\alpha)\right] \big/ 2P^0(\theta_\alpha). \tag{13}$$

Формулы (12–13) позволяют найти экспериментальные значения коэффициентов $D_3(\theta_\alpha)$ и $D_5(\theta_\alpha)$ через экспериментальные значения $D(\theta_\alpha)$ и невозмущенные угловые распределения третьих частиц $P^0(\theta_\alpha)$, что было сделано в работе [7]. Полученные значения указанных коэффициентов для ядер-мишеней ^{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.

Начиная с 2009 года, T-нечетные асимметрии были исследованы в дифференциальных сечениях $\frac{d\sigma_{nf}}{d\Omega_\alpha}$ реакций задержанного тройного деления ядер-мишеней ^{235}U и ^{233}U холодными поляризованными нейтронами, когда в качестве третьих частиц фигурировали мгновенные (испарительные) γ-кванты [10–13] и нейтроны [14, 15]. Для описания рассматриваемых асимметрий также использовались коэффициенты, получаемые экспериментально на основе формул (1)–(3).

Для определения величин $\frac{d\sigma^1_{nf}}{d\Omega_\alpha}$ (4) в настоящее время используются два альтернативных подхода: классический подход, основанный [3–6, 16, 17] на методе траекторных расчетов, и подход, опирающийся на квантовую теорию двойного и тройного деления ядер [8, 9, 18–22, 23–27]. Результаты этих подходов будут обсуждены ниже.

Целью настоящей работы является сопоставление характеристик T-нечетных асимметрий в дифференциальных сечениях тройного деления ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами при вылете предразрывных α-частиц с аналогичными характеристиками указанных асимметрий при вылете испарительных γ-квантов и нейтронов.

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

Как отмечалось выше, для описания характеристик T-нечетных асимметрии в угловых распределениях предразрывных α-частиц, вылетающих в реакциях тройного деления ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами, используются классический и квантовый подходы.

При использовании классического подхода коэффициенты (1) T-нечетных асимметрий в угловых распределениях предразрывных α-частиц, вылетающих в реакциях истинного тройного деления неориентированных ядер-мишеней ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu холодными поляризованными нейтронами, экспериментально исследованные в работах [1–6] при $\varphi_\alpha = 0$, строились без учета интерференции делительных ширин различных нейтронных резонансных состояний $sJ_s \neq s'J_{s'}$, возбуждаемых в составном делящемся ядре (СДЯ) при захвате налетающего нейтрона ядром-мишенью, и представлялись [3–6, 16, 17] как

$$D(\Omega_\alpha) = D_{TRI} + D_{ROT}(\theta_\alpha) = \\ = D_{TRI} + \Delta \frac{dP_0(\theta_\alpha)}{d\theta_\alpha} \Big/ P_0(\theta_\alpha), \quad (14)$$

где Δ – угол смещения невозмущенного распределения α-частиц $P_0(\theta_{TP})$, определяемый как

$$\Delta = \delta_{LF} - \delta_\alpha, \quad (15)$$

причем δ_{LF} – угол поворота направления вылета $\vec{k}_{LF}$ легкого фрагмента деления, обусловленный коллективным вращением составной делящейся системы и совпадающий при использовании гипотезы О. Бора [18] с углом поворота оси симметрии составной делящейся системы (СДС), а δ_α – угол поворота волнового вектора α-частицы $\vec{k}_\alpha$, обусловленный ее кулоновским взаимодействием с легким и тяжелым фрагментами деления, участвующими во вращении СДС. В формуле (14) фигурирует обусловленная тройной корреляцией (5) и не зависящая от угла θ_α величина D_{TRI}, которая определяется механизмами [6], отличными от вращательного механизма и связанными, например, с влиянием на траекторию движения α-частицы классических пондеромоторных сил или bending-колебаний СДЯ в окрестности точки его разрыва [28]. При сопоставлении результатов расчетов полных коэффициентов T-нечетных асимметрий по формуле (14) без разделения этих коэффициентов на члены, связанные с тройными и пятерными корреляциями по формулам (7)–(9), с соответствующими экспериментальными коэффициентами удается достичь [6] удовлетворительного согласия для всех исследованных ядер-мишеней ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu. Однако ситуация категорически меняется, как было показано в работе [7] при сопоставлении экспериментальных коэффициентов $D_3^{\exp}$ и $D_5^{\exp}$, рассчитанных по формулам (8), (9) при использовании экспериментальных значений полного коэффициента $D^{\exp}$ (7) и экспериментальных угловых распределений α-частиц $P^0(\theta_\alpha)$, с соответствующими теоретическими значениями D_3 и D_5, построенными при использовании формул (12), (13) и нахождении коэффициента D по формуле (14). Оказалось, что хотя экспериментальный коэффициент $D_5^{\exp}$ для ядра-мишени ^{233}U имеет знак, противоположный знаку этого коэффициентов для ядер-мишеней ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu, аналогичный коэффициент D_5, рассчитанный при использовании для D формулы (14), имеет одинаковые знаки для всех анализируемых ядер-мишеней. Поскольку угловые распределения предразрывных α-частиц $P^0(\theta_\alpha)$ практически одинаковы для всех ядер-мишеней ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu, то для наблюдаемого изменения знака коэффициента $D_5(\theta_\alpha)$, получаемого при использовании формулы (14), необходимо чтобы угол Δ (15) менял знак при переходе от ^{233}U к остальным ядрам-мишеням. Если учесть, что рассчитываемая в работах [16, 17] величина δ_{LF} по модулю больше величины δ_α, то для описания указанного выше изменения знака коэффициента $D_5(\theta_\alpha)$ необходимо изменение знака величины δ_{LF}. В то же время наблюдается существенное разногласие также в рассчитанных и экспериментальных коэффициентах $D_3(\theta_\alpha)$ для ядра-мишени ^{233}U.

В рамках квантовой теории деления [8, 9, 18–23] природа всех наблюдаемых T-нечетных асимметрий в реакциях тройного деления аксиально-симметричных деформированных ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом третьих частиц была связана в отличие от классического подхода только с влиянием вращения поляризованной СДС на угловые распределения продуктов тройного деления ядер через гамильтониан кориолисова взаимодействия H_{Cor} полного спина СДС $\vec{J}$ с относительными орбитальными моментами $\vec{L}$ фрагментов деления и орбитальными моментами $\vec{l}$ третьей частицы, строящийся [20–23] при использовании модели "частица–ротатор" Бора–Моттельсона [18]:

$$H_{Cor} = -\frac{\hbar^2}{2\Im}\left(\left[J_+L_- + J_-L_+\right] + \left[J_+l_- + J_-l_+\right]\right), \quad (16)$$

где $\Im$ – момент инерции СДС для ее вращения вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии $\mathbf{n}$ указанной системы. Операторы $J_\pm$, $L_\pm$ и $l_\pm$ в формуле (16) имеют вид:

$$J_\pm = J_1 \pm iJ_2; \quad L_\pm = L_1 \pm iL_2, \quad l_\pm = l_1 \pm il_2, \quad (17)$$

причем индексы 1 и 2 отвечают ортам осей X' и Y' в.с.к. Действие операторов $J_\pm$, $l_\pm$ и $L_\pm$ на фигурирующие в определении [18, 20–22] волновых функций СДЯ и СДС обобщенные сферические функции $D^J_{MK}(\omega)$, зависящие от углов Эйлера ω, и сферические функции $Y_{LK_L}\left(\Omega'_{LF}\right)$ и $Y_{lK_L}\left(\Omega'_\alpha\right)$, описывающие движение фрагментов деления и третьих частиц во в.с.к., определяются как

$$\begin{gathered} J_\pm D^{J_s}_{M_sK_s}(\omega) = \left[(J_s \pm K_s)(J_s \mp K_s + 1)\right]^{1/2} D^{J_s}_{M_s(K_s\mp1)}(\omega); \\ L_\pm Y_{LK_L}\left(\Omega'_{LF}\right) = \left[(L \mp K_L)(L \pm K_L + 1)\right]^{1/2} Y_{L(K_L\pm1)}\left(\Omega'_{LF}\right); \\ l_\pm Y_{lK_l}\left(\Omega'_\alpha\right) = \left[(l \mp K_l)(l \pm K_l + 1)\right]^{1/2} Y_{l(K_l\pm1)}\left(\Omega'_\alpha\right). \end{gathered} \tag{18}$$

Спиновая матрица плотности $\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}$ поляризованного СДЯ, учитывающая интерференцию амплитуд делительных ширин двух различных нейтронных резонансных состояний $sJ_s \neq s'J_{s'}$ этого ядра, возникающих при захвате холодного поляризованного S-нейтрона с орбитальным моментом $l_n = 0$ неориентированным ядром-мишенью со спином I, имеет структуру [13]:

$$\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}} = \sum_{M_IM'_Im_nm'_n} C^{J_sM_s}_{I\frac{1}{2}M_Im_n} C^{J_{s'}M_{s'}}_{I\frac{1}{2}M'_Im'_n} \rho^I_{M_IM'_I} \rho^{1/2}_{m_nm'_n}, \tag{19}$$

где $\rho^I_{M_IM'_I} = \frac{1}{2I+1}\delta_{M_IM'_I}$ – матрица плотности неориентированного ядра-мишени, а $\rho^{1/2}_{m_nm'_n}$ – матрица плотности налетающего продольно поляризованного нейтрона [29] с вектором поляризации $\mathbf{p}_n$, направленным вдоль или против оси Y л.с.к.:

$$\begin{gathered} \rho^{1/2}_{m_nm'_n} = \frac{1}{2}\left(\vec{I} + \vec{p}_n\vec{\sigma}_n\right) = \frac{1}{2}\delta_{m_n,m'_n} + \\ + \frac{ip_n}{2}\left(\delta_{m_n,-1/2}\delta_{m'_n,1/2} - \delta_{m_n,1/2}\delta_{m'_n,-1/2}\right). \end{gathered} \tag{20}$$

Проводя суммирования по индексам $M_IM'_Im_nm'_n$, формулу (11) преобразуется к виду [13]:

$$\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}} = \left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_0 + \left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_\sigma, \tag{21}$$

где $\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_0$ – действительная спиновая матрица плотности неполяризованного СДЯ:

$$\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_0 = \frac{1}{2(2I+1)}\delta_{M_sM_{s'}}\delta_{J_sJ_{s'}}, \tag{22}$$

в принципе, не противоречащая классическому подходу, соответствующего случаю $s = s'$ и $J_s = J_{s'}$ и не учитывающему интерференции амплитуд делительных ширин двух различных нейтронных резонансных состояний, но в то же время позволяющая учитывать интерференцию нейтронных резонансов с $s \neq s'$ и $J_s = J_{s'}$. В формуле (21) $\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_\sigma$ – компонента спиновой матрицы плотности [21], связанная с поляризацией налетающего нейтрон:

$$\begin{gathered} \left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_\sigma = \frac{ip_n}{2(2I+1)} A(J_s, J_{s'}) \times \\ \times \left[C^{11}_{J_sJ_{s'}-M_sM_{s'}} + C^{1-1}_{J_sJ_{s'}-M_sM_{s'}}\right](-1)^{2J_s+J_{s'}-M_s-1}, \end{gathered} \tag{23}$$

причем коэффициент $A(J_s, J_{s'})$ определяется как

$$\begin{gathered} A(J_s, J_{s'}) = \delta_{J_s,J_{s'}}\left(\sqrt{\frac{J_s}{2(J_s+1)}}\delta_{J_s,J_<} - \sqrt{\frac{J_s+1}{2J_s}}\delta_{J_s,J_>}\right) - \\ - \sqrt{\frac{2J_s+1}{2J_s}}\delta_{J_s,J_{s'}+1} + \sqrt{\frac{2J_s+1}{2(J_s+1)}}\delta_{J_s,J_{s'}-1}. \end{gathered} \tag{24}$$

Мнимый характер поляризационной компоненты спиновой матрицы плотности $\left(\rho^{J_sJ_{s'}}_{M_sM_{s'}}\right)_\sigma$ (23), как было показано в работах [21, 29], приводит к невозможности реализации классического подхода, когда $s = s'$ и $J_s = J_{s'}$, и к возможности появления T-нечетных асимметрий в действительных дифференциальных сечениях реакций тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами только в случае учета интерференции различных нейтронных резонансов СДЯ $sJ_s \neq s'J_{s'}$.

При учете компоненты спиновой матрицы плотности (23) и влияния кориолисова взаимодействия (16) на обобщенные сферические функции, описывающие коллективное вращение составного делящегося ядра для интерферирующих нейтронных резонансных состояний sJ_s и $s'J_{s'}$, можно определить [20–22] эффективные частоты вращения $\omega(K_s, J_s, J_{s'})$ делящейся системы вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии делящейся системы, при учете интерференции нейтронных резонансов с одинаковыми и разными значениями sJ_s и $s'J_{s'}$:

$$\omega(K_s, J_s, J_{s'}) = -\frac{\hbar p_n}{2\Im} g(K_s, J_s, J_{s'}), \tag{25}$$

$$g\left(K_s,J_s,J_{s'}\right)=\begin{cases}\dfrac{J_s\left(J_s+1\right)-K_s^2}{J_s} & \text{для} \quad J_s=J_{s'}=I+1/2\equiv J_>,\\ -\dfrac{J_s\left(J_s+1\right)-K_s^2}{J_s+1} & \text{для} \quad J_s=J_{s'}=I-1/2\equiv J_<,\\ \dfrac{K_s\sqrt{J_>^2-K_s^2}}{J_>} & \text{для разных спинов } J_s\neq J_{s'}\end{cases} \qquad (26)$$

где $\bar{\Im}$ – момент инерции составной делящейся системы, усредненный по характерному интервалу времени τ, на котором частота вращения (25) имеет заметные ненулевые значения, что связано с увеличением величины момента инерции $\Im$ указанной системы при разлете фрагментов деления. Заметим, что формула (25) используется в классическом подходе работ [3–6, 7, 16] при $J_s=J_{s'}=J_>$ или $J_<$. Однако, в случае квантового подхода [18–22, 8, 9] должен использоваться вариант формулы (26) для $J_s\neq J_{s'}$, при котором величины $g\left(K_s,J_s,J_{s'}\right)$ и $\omega\left(K_s,J_s,J_{s'}\right)$ обращаются в нуль при $K_s=0$ и $K_s=J_s$ при $J_s=J_>$, что приводит к исчезновению влияния состояния с $K_s=0$, для которого фактор проницаемости делительного барьера для четно-четных СДЯ максимален.

При использовании методов работы [27], учтем влияние гамильтониана H_{cor} (16) в первом порядке теории возмущений на невозмущенные амплитуды угловых распределений фрагментов деления B_0 и предразрывных третьих частиц A_0, вылетающих в реакции тройного деления ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами, представляя главную компоненту $\{A_0\}$ амплитуды A_0 в виде суммы ее четной (even) $\{A_0^{\text{ev}}\}$ и нечетной (odd) $\{A_0^{\text{odd}}\}$ компонент:

$$\{A_0\}=\left\{A_0^{\text{ev}}\right\}+\left\{A_0^{\text{odd}}\right\}, \qquad (27)$$

коэффициент T-нечетной асимметрии $D(\Omega_\alpha)$ (1) можно представить в виде:

$$D(\theta_\alpha,\varphi_\alpha)=\frac{1}{\{A_0(\theta_\alpha)\}}\left[\frac{d\left\{A_0^{\text{ev}}(\theta_\alpha)\right\}}{d\theta_\alpha}\cos\varphi_\alpha(\Delta\theta_\alpha)_{\text{ev}}+\right.$$
$$\left.+\frac{d\left\{A_0^{\text{odd}}(\theta_\alpha)\right\}}{d\theta_\alpha}\cos\varphi_\alpha(\Delta\theta_\alpha)_{\text{odd}}\right], \qquad (28)$$

где

$$(\Delta\theta_\alpha)_{ev}=\frac{\sum\limits_{sJ_s\neq s'J_{s'}K_sq}\tau\omega\left(K_s,J_s,J_{s'}\right)A^0_{qsJ_Ss'J_{S'}K_S}\left(k^{\text{ev}}-1\right)\sin\delta_{sJ_ss'J_{s'}}}{\sum\limits_{sJ_ss'J_{s'}K_sq}A^0_{qsJ_Ss'J_{S'}K_S}\cos(\delta_{sJ_ss'J_{s'}})}, \qquad (29)$$

$$(\Delta\theta_\alpha)_{\text{odd}}=\frac{\sum\limits_{sJ\neq_s s'J_{s'}K_sq}\tau\omega\left(K_s,J_s,J_{s'}\right)A^0_{qsJ_Ss'J_{S'}K_S}\left(k^{\text{odd}}-1\right)\sin\delta_{sJ_ss'J_{s'}}}{\sum\limits_{sJ_ss'J_{s'}K_sq}A^0_{qsJ_Ss'J_{S'}K_S}\cos(\delta_{sJ_ss'J_{s'}})}. \qquad (30)$$

В формулах (29), (30) использованы обозначения величин, представленные в работе [27].

Заметим, что величины $\dfrac{d\left\{A_0^{\text{ev}}(\theta_\alpha)\right\}}{d\theta_\alpha}\cos\varphi_\alpha(\Delta\theta_\alpha)_{\text{ev}}$ и $\dfrac{d\left\{A_0^{\text{odd}}(\theta_\alpha)\right\}}{d\theta_\alpha}\cos\varphi_\alpha(\Delta\theta_\alpha)_{\text{odd}}$ по своей симметрии соответствуют тройной и пятерной корреляциям, введенным в формулах (5), (6), так что формула (28) аналогична введенным выше формулам (7)–(9). Рассчитанные при использовании формулы (28) в работе [7] коэффициенты $D_5(\theta_\alpha)$ оказались в удовлетворительном согласии с экспериментальными коэффициентами $D_5^{\exp}(\theta_\alpha)$ для всех ядер-мишеней ^{233}U, ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu, меняя знак при переходе от ядра-мишени ^{233}U к ядрам-мишеням ^{235}U, ^{239}Pu и ^{241}Pu. В то же время наблюдается существенное разногласие между рассчитанными D_3 и экспериментальными $D_3^{\exp}$ коэффициентами для ядра-мишени ^{233}U, в то время, как всех остальных ядер-мишеней наблюдается удовлетворительное согласие коэффициентов D_3 и $D_3^{\exp}$.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ *T*-НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ γ-КВАНТОВ И НЕЙТРОНОВ

Экспериментальные исследования угловых распределений испарительных нейтронов, вылетающих из термализованных легкого (+) и тяжелого (–) фрагментов СДЯ, формируемого в реакциях двойного деления неориентированных ядер-мишеней холодными неполяризованными нейтронами, приводят к следующей формуле для указанных распределений $P_n(\theta_n)$ в л.с.к.:

$$P_n(\theta_n) = P_n^0\left(\theta_n^0\right)\left[f_{n+}\left(\theta_n^0\right) + f_{n-}\left(\theta_n^0\right)\right], \qquad (31)$$

где θ_n^0 – угол между направлением волнового вектора испарительного нейтрона $\vec{k}_{n\pm}^0$ в системах центров масс фрагментов деления и направлением волнового вектора легкого фрагмента деления $\vec{k}_{LF}^0$, совпадающего с направлением оси симметрии СДЯ в момент его разрыва. В формуле (31) $P_n^0\left(\theta_n^0\right)$ – экспериментальное угловое распределение испарительных нейтронов в системе центра масс легкого фрагмента деления:

$$P_n^0\left(\theta_n^0\right) = A_n\left(1 - a_n \sin^2\theta_n^0\right). \qquad (32)$$

При построении формулы (31) использован факт близости экспериментальных коэффициентов a_n в формуле (32) для легкого и тяжелого фрагментов деления [30, 13]. Появление заметных анизотропий в формулах для угловых распределений испарительных нейтронов $P_n^0\left(\theta_n^0\right)$ (32) и γ-квантов $P_\gamma^0\left(\theta_\gamma^0\right)$ (35) в с.ц.м. фрагментов деления было связано в работах [31, 32] с появлением обнаруженных ранее экспериментально больших значений спинов первичных фрагментов деления $\vec{J}_{LF}$, $\vec{J}_{HF}$, ориентированных в плоскости, перпендикулярной направлению $\vec{n}_0$ оси симметрии делящегося ядра в момент его разрыва, которое с высокой точностью совпадает с асимптотическим направлением вылета фрагментов деления $\vec{k}_{LF}^0$ [18]. В формуле (31) $f_{n\pm}\left(\theta_n^0\right)$ – коэффициенты перехода из систем центров масс фрагментов деления в л.с.к.:

$$f_{n\pm}\left(\theta_n^0\right) = \frac{\left(1 \pm 2\beta_{n\pm}\cos\theta_n^0 + \beta_{n\pm}^2\right)^{1/2}}{\left|1 \pm \beta_{n\pm}\cos\theta_n^0\right|}. \qquad (33)$$

где $\beta_{n\pm} = \dfrac{\upsilon_\pm}{\upsilon_{n\pm}^0}$, причем $\upsilon_\pm$ – модули скоростей легкого и тяжелого фрагментов деления в л.с.к., а $\upsilon_{n\pm}^0$ – модули скоростей испарительных нейтронов в системах центров масс фрагментов деления. Величины $\cos\theta_n^0$ в формулах (31)–(33) должны быть выражены через углы θ_n в л.с.к., совпадающие с углами между направлением волнового вектора испарительного нейтрона $\vec{k}_n$ в л.с.к. и направлением асимптотического волнового вектора $\vec{k}_{LF}$, которое совпадает с направлением вектора $\vec{k}_{LF}^0$ в момент разрыва СДЯ для случая неполяризованных нейтронов, при использовании соотношения [33]:

$$\cos\theta_n^0 = -\beta_{n\pm}\sin^2\theta_n + \cos\theta_n\sqrt{1 - \beta_{n\pm}^2\sin^2\theta_n}. \qquad (34)$$

Экспериментальное распределение испарительных γ-квантов $P_\gamma(\theta_\gamma)$ в л.с.к., вылетающих из термализованных фрагментов СДЯ, формируемого в реакциях двойного деления неориентированных ядер-мишеней холодными неполяризованными нейтронами, определяется формулой (31) при замене индекса *n* на индекс γ и учете того факта, что γ-кванты движутся со скоростью света *c*, что приводит к близости коэффициента $\beta_{\gamma\pm}$ к нулю из-за малости скоростей фрагментов деления $\upsilon_\pm$ по сравнению со скоростью *c* и обращению коэффициентов $f_{\gamma\pm}(\theta_\gamma)$ вида (33) в единицу:

$$P_\gamma(\theta_\gamma) = 2P_\gamma^0(\theta_\gamma) = 2A_\gamma\left(1 - a_\gamma\sin^2\theta_\gamma\right), \qquad (35)$$

поскольку из соотношения (34) для γ-квантов следует условие совпадения углов в с.ц.м. с углами в л.с.к.: $\theta_\gamma^0 = \theta_\gamma$.

Теперь исследуем коэффициенты $D_\gamma(\Omega_\gamma)$ и $D_n(\Omega_n)$ *T*-нечетных асимметрий в угловых распределениях испарительных γ-квантов и нейтронов, испускаемых термализованными фрагментами деления СДЯ, формируемыми в реакции двойного деления неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами. В отличие от аналогичных коэффициентов $D(\theta_\alpha)$ для предразрывных α-частиц (14), при построении которых в рамках классического подхода [3–6, 16, 17] учитывалось прямое влияние на вылетающие α-частицы эффектов, которые связаны с bending-колебаниями СДЯ и вращением СДС, коэффициенты $D_\gamma(\theta_\gamma)$ и $D_n(\theta_n)$ для испарительных нейтронов и γ-квантов, в принципе, не учитывают влияния указанных эффектов, поскольку испарительные частицы испускаются фрагментами деления, находящимися на больших расстояниях друг от друга, где указанные эффекты исчезают. Поэтому в работе [34] коэффициент $D_\gamma(\theta_\gamma)$ для испарительных γ-квантов строится при использовании формулы (35) и формул (14), (15) с выбрасыванием члена D_{TRI} и заменой величины Δ на δ_{LF}:

$$D_\gamma(\theta_\gamma) = \delta_{LF}\frac{dP_\gamma^0(\theta_\gamma)}{d\theta_\gamma}\bigg/P_\gamma^0(\theta_\gamma) = -\frac{a_\gamma\delta_{LF}\sin 2\theta_\gamma}{1-a_\gamma\sin^2\theta_\gamma}. \quad (36)$$

Коэффициент $D_\gamma(\theta_\gamma)$ (36) совпадает по своей симметрии с введенным выше коэффициентом D_5 (9), связанным с пятерной корреляцией. Как отмечалось выше, экспериментальный коэффициент T-нечетной $D_5(\theta_\alpha)$ асимметрии для предразрывных α-частиц меняет знак при переходе от ядра-мишени ^{233}U к ядру-мишени ^{235}U, что может быть объяснено только изменением знака коэффициента δ_{LF}, входящего в формулу (36). Поскольку в расчетах, использующих классическую схему, величина δ_{LF} не меняет знака возникает противоречие между экспериментальным и теоретическим коэффициентами $D_5(\theta_\alpha)$. Как было показано в работах [10–13], экспериментальный коэффициент $D_\gamma(\theta_\gamma)$ (36) меняет знак при переходе от ядра-мишени ^{233}U к ядру-мишени ^{235}U, что, в принципе, не может быть объяснено при использовании классической схемы [16, 17] его расчета, для которого δ_{LF} имеет одинаковый знак для ядер-мишеней ^{233}U и ^{235}U.

При использовании формул (14), (15) и (31), (32) аналогичным образом строится [34] коэффициент $D_n(\theta_n)$ для испарительных нейтронов, который можно представить формулой:

$$D_n(\theta_n) = \left[f_{n+}(\theta_n^0)\frac{dP_n^0(\theta_n^0)}{d\theta_n^0} + f_{n-}(\theta_n^0)\frac{dP_n^0(\theta_n^0)}{d\theta_n^0}\right]\times \\ \times\frac{\delta_{LF}}{P_n^0(\theta_n^0)\left[f_{n+}(\theta_n^0)+f_{n-}(\theta_n^0)\right]}, \quad (37)$$

в которой угол θ_n^0 в с.ц.м. выражается через угол θ_n в л.с.к. при использовании формулы (34). При построении формулы (37) используется тот факт, что функции $f_{n\pm}(\theta_n^0)$ (33) зависят от направления вылета испарительного нейтрона $\vec{k}_{n\pm}^0$ по отношению к асимптотическому направлению волнового вектора легкого фрагмента деления $\vec{k}_{LF}$, в то время как распределение $P_n^0(\theta_n^0)$ (32) зависит от угла между направлением вектора $\vec{k}_{n\pm}^0$ и направлением волнового вектора легкого фрагмента деления $\vec{k}_{LF}^0$ в момент разрыва СДЯ. Экспериментальный коэффициент $D_n(\theta_n)$ (37), измеренный в работах [14, 15], как и экспериментальный коэффициент $D_\gamma(\theta_\gamma)$ (36), менял знак при переходе от ядра-мишени ^{233}U к ядру-мишени ^{235}U, что, по-видимому, невозможно понять при использовании классической схемы расчетов [16, 17].

В рамках квантовой теории деления [8, 9, 18–22, 23–26] в работе [27] был построен коэффициент T-нечетной асимметрии для предразрывных α-частиц $D(\theta_\alpha)$, основанный на учете влияния только вращательного механизма на угловые распределения фрагментов деления и α-частиц в виде (28)–(30). Применяя эти формулы к расчету аналогичного коэффициента для испарительных γ-квантов для $\varphi_\gamma = 0$, при использовании формулы (35), можно получить:

$$D_\gamma(\theta_\gamma) = \frac{1}{P_\gamma^0(\theta_\gamma)}\frac{d\left\{P_\gamma^0(\theta_\gamma)\right\}}{d\theta_\gamma}\overline{\delta}_{LF}, \quad (38)$$

где $\overline{\delta}_{LF}$ – эффективный угол поворота направления вылета легкого фрагмента деления при переходе от его волнового вектора $\vec{k}_{LF}^0$ в момент разрыва СДЯ к асимптотическому волновому вектору $\vec{k}_{LF}$:

$$\overline{\delta}_{LF} = \\ = \frac{-\sum\limits_{sJ_s\neq s'J_{s'}K_sq}\tau\omega(K_s,J_s,J_{s'})A^0_{qsJ_Ss'J_{S'}K_S}\sin\delta_{sJ_ss'J_{s'}}}{\sum\limits_{sJ_ss'J_{s'}K_sq}A^0_{qsJ_Ss'J_{S'}K_S}\cos(\delta_{sJ_ss'J_{s'}})}. \quad (39)$$

Применяя формулы (28)–(30) к расчету аналогичного коэффициента $D_n(\theta_n)$ для испарительных нейтронов для $\varphi_n = 0$, при использовании формул (31)–(33), можно получить выражение:

$$D_n(\theta_n) = \left[f_{n+}(\theta_n^0)\frac{dP_n^0(\theta_n^0)}{d\theta_n^0} + f_{n-}(\theta_n^0)\frac{dP_n^0(\theta_n^0)}{d\theta_n^0}\right]\times \\ \times\frac{\overline{\delta}_{LF}}{P_n^0(\theta_n^0)\left[f_{n+}(\theta_n^0)+f_{n-}(\theta_n^0)\right]}, \quad (40)$$

где угол θ_n^0 в с.ц.м. выражается через угол θ_n в л.с.к. при использовании формулы (34).

Сравнение формул (38) и (40), полученных при использовании квантового подхода, с формулами (36) и (37), полученных при использовании классического подхода, для коэффициентов $D_\gamma(\theta_\gamma)$ и $D_n(\theta_n)$ показывает, что они отличаются заменой величины $\overline{\delta}_{LF}$ (39) на величину δ_{LF} из формулы (15). Величина $\overline{\delta}_{LF}$ обращается в нуль для классического подхода при полном неучете интерференции нейтронных резонансов и отлична от нуля только при учете интерференции различных нейтронных резонансов $sJ_s \neq s'J_{s'}$. Это позволяет получить, в отличие от величин δ_{LF}, имеющих одинаковый знак для ядер-мишеней ^{233}U и ^{235}U, противоположные знаки величин $\overline{\delta}_{LF}$ для указанных ядер-мишеней, что позволяет объяснить поведение экспериментальных коэффициентов $D_\gamma(\theta_\gamma)$ и $D_n(\theta_n)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе показано, что классический подход, основанный на методе траекторных расчетов, к описанию коэффициентов *T*-нечетных асимметрий в угловых распределениях мгновенных γ-квантов и нейтронов, а также предразрывных α-частиц, вылетающих при делении неориентированных ядер-мишеней холодными поляризованными нейтронами, в принципе, не применим из-за отсутствия в этом подходе учета интерференции делительных амплитуд различных нейтронных резонансов составного ядра. Показано, что подход, основанный на квантовой теории деления, в отличие от классического подхода обладает возможностью описания целого ряда тонких характеристик процессов деления, например, изменение знаков исследуемых коэффициентов при переходе от одних ядер-мишеней к другим.

Авторы выражают благодарность за полезные обсуждения проблем, связанных с темой работы, научному сотруднику НИЦ “Курчатовский институт” Петербургского Института ядерной физики Гусевой И.С. и за помощь в написании работы аспиранту кафедры ядерной физики Воронежского государственного университета Кострюкову П.В.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jessinger P., Kotzle A., Gagarski A.M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 2000. V. 440. P. 618.
2. *Jessinger P., 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.* // Proc. 1SINN-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. № 054619.
7. *Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E., Kostryukov P.V.* // Abstr. 68 Nucl. Conf. (Voronezh, 2018). P. 39
8. *Бунаков В.Е., Кадменский С.Г., Кадменский С.С.* // ЯФ. 2008. Т. 71. № 11. С. 1917; *Bunakov V.E., Kadmensky S.G., Kadmensky S.S.* // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. № 11. P. 1887.
9. *Бунаков В.Е., Кадменский С.Г., Кадменский С.С.* // ЯФ. 2010. Т. 73. С. 1474; *Bunakov V.E., Kadmensky S.G., Kadmensky S.S.* // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. № 8. P. 1429.
10. *Данилян Г.В., Кленке Й., Крахотин В.А.* // ЯФ. 2009. Т. 72. № 11. С. 1872; *Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2009. V. 72. P. 1812.
11. *Danilyan G.V., Granz P., Krakhotin V.A. et al.* // Phys. Lett. B. 2009. V. 679. P. 25.
12. *Данилян Г.В., Кленке Й., Крахотин В.А.* // ЯФ. 2010. Т. 73. № 7. С. 1155; *Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2010. V. 73. № 7. P. 1116.
13. *Вальский Г.В., Гагарский А.М., Гусева И.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 6. С. 803; *Valsky G.V., Gagarski A.M., Guseva I.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. № 6. P. 767.
14. *Данилян Г.В., Кленке Й., Крахотин В.А.* // ЯФ. 2011. Т. 74. № 5. С. 697; *Danilyan G.V., Klenke J., Krakhotin V.A. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2011. V. 74. № 5. P. 671.
15. *Данилян Г.В., Кленке Й., Копач Ю.Н. и др.* // ЯФ. 2014. Т. 77. № 6. С. 715; *Danilyan G.V., Krakhotin V.A., Novitsky V.V. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2014. V. 77. № 6. P. 677.
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. № 3. P. 367.
17. *Guseva I., Gusev Yu.* // AIP Conf. Proc. 2009. V. 1175. P. 355.
18. *Bohr A., Mottelson B.R.* // Nucl. Struct. V. 1, 2. 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. № 1. C. 1.
20. *Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2002. Т. 65. № 8. С. 1424; *Kadmensky S.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2002. V. 65. № 8. P. 1390.
21. *Бунаков В.Е., Кадменский С.Г.* // ЯФ. 2003. Т. 66. № 10. С. 1894; *Bunakov V.E., Kadmensky S.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. № 10. P. 1846.
22. *Кадменский С.Г., Родионова Л.В.* // ЯФ. 2004. Т. 66. № 7. С. 1259; *Kadmensky S.G., Rodionova L.V.* // Phys. Atom. Nucl. 2003. V. 66. № 7. P. 1219.
23. *Любашевский Д.Е., Кадменский С.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 6. С. 828; *Lyubashevsky D.E., Kadmenskii S.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. № 6. P. 791.
24. *Бунаков В.Е., Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е.* // ЯФ. 2016. Т. 79. № 3. С. 198; *Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E., Kadmensky S.G.* // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. № 3. P. 304.
25. *Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е.* // ЯФ. 2017. Т. 80. № 5. С. 447.
26. *Кадменский С.Г., Титова Л.В., Любашевский Д.Е.* // Изв. РАН. 2017. Т. 81. С. 791; *Kadmensky S.G., Titova L.V., Lyubashevsky D.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. № 6. P. 717.
27. *Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е. и др.* // ЯФ. 2018. Т. 81. № 4. С. 415; *Guseva I.S., Gagarski A.M., Sokolov V.E. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 2018. V. 81. № 4. P. 447.
28. *Nix J.R., Swiatecki W.J.* // Nucl. Phys. A. 1965. V. 71. P. 1.
29. *Давыдов А.С.* Теория атомного ядра. Москва: Физматлит, 1958.
30. *Skarsvag K., Bergheim K.* // Nucl. Phys. 1963. V. 45. P. 72.
31. *Ericson T., Strutinskii V.* // JETP Lett. 1958. V. 8. P. 284.
32. *Strutinskii V.* // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1959. V. 37. P. 861.
33. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1973.
34. *Guseva I.S., Gagarski A.M., Gusev Y.I. et al.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2013. V. 10. P. 331.