

МЕХАНИЗМЫ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ЯДЕРНЫХ РАСПАДОВ С УЧЕТОМ РЕАЛЬНЫХ И ВИРТУАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЯДЕР

С. Г. Кадменский *, *Л. В. Титова*, *Д. Е. Любашевский*,
А. С. Веретенников, *А. А. Писклюков*

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

При использовании диаграмм Фейнмана построены формулы для ширины многочастичных многоступенчатых ядерных распадов с учетом появления как реальных, так и виртуальных состояний промежуточных ядер. Отмечен успех в применении указанных формул для описания характеристик 2β - и $2p$ -распадов ядер. Показано, что спонтанное и вынужденное тройные деления ядер могут быть успешно описаны с использованием виртуального механизма испускания третьих частиц из шейки делящегося ядра в конфигурации, предшествующей его разрыву на фрагменты деления. Продемонстрировано, что P -четные и T -нечетные асимметрии $\sigma(\theta)$, где θ — угол между направлениями импульсов α -частицы и легкого фрагмента деления, в дифференциальном сечении реакции тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами в общем случае могут быть представлены через сумму тройных $\sigma_3(\theta)$ и пятерных $\sigma_5(\theta)$ скалярных комбинаций, зависящих от направлений импульсов α -частиц, легкого фрагмента деления и спина поляризованного нейтрона. При использовании свойств корреляций $\sigma_3(\theta) = \sigma_3(\pi - \theta)$ и $\sigma_5(\theta) = -\sigma_5(\pi - \theta)$ и экспериментальных значений $\sigma(\theta)$ найдены экспериментальные значения $\sigma_3(\theta)$ и $\sigma_5(\theta)$, сопоставление которых со значениями, полученными теоретически в рамках квантовой теории деления, демонстрирует удовлетворительное согласие практически для всех исследованных ядер-мишеней. В то же время отмечается существенное расхождение экспериментальных корреляций $\sigma_5(\theta)$ с теоретическими, рассчитанными с использованием квазиклассических методов. Проанализирована структура P -четных и T -нечетных асимметрий $\sigma(\theta)$, где θ — угол между направлениями импульсов нейтрона (γ -кванта) и легкого фрагмента деления, в дифференциальных сечениях реакций деления ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами с испусканием испарительных нейтронов (γ -квантов). Показано, что асимметрии $\sigma(\theta)$ имеют характер $\sigma_5(\theta)$ -корреляций и совпадают по знаку с $\sigma_5(\theta)$ -корреляциями для α -частиц. Этот результат свидетельствует о справедливости эксперименталь-

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

ных работ по исследованию испарительных нейтронов и γ -квантов и подтверждается расчетами в рамках квантовой теории деления.

Using the Feynman diagram technique, formulae for the widths of multiparticle multistage nuclear decays, taking into account the appearance of both real and virtual states of intermediate nuclei are constructed. The success in applying these formulae to describe the characteristics of 2β - and $2p$ -decays of nuclei is noted. It is shown that spontaneous and induced ternary fission of nuclei can be successfully described on the basis of the obtained formulae when using a virtual mechanism for the emission of the third particles from the neck of a fissile nucleus in its configuration preceding the rupture of this nucleus into fission fragments. It is demonstrated that P -even, T -odd asymmetries $\sigma(\theta)$, where θ is the angle between the directions of the momenta of the α -particle and light fission fragment, in the differential cross section of ternary fission by polarized cold neutrons in the general case can be represented as a sum of triple $\sigma_3(\theta)$ and quinary $\sigma_5(\theta)$ scalar combinations, dependent on the direction of α -particles and a light fission fragment momenta and polarized neutron spin. Using the properties of correlations $\sigma_3(\theta) = \sigma_3(\pi - \theta)$ and $\sigma_5(\theta) = -\sigma_5(\pi - \theta)$ and the experimental cross-section $\sigma(\theta)$ values, experimental values of $\sigma_3(\theta)$ and $\sigma_5(\theta)$ are found, which are compared with their theoretical values obtained in the framework of quantum fission theory, and show satisfactory agreement for almost all the studied target nuclei. At the same time, there is a significant discrepancy in the experimental $\sigma_5(\theta)$ correlations calculated using quasi-classical methods. The structure of P -even, T -odd asymmetries $\sigma(\theta)$, where θ is the angle between the directions of the neutron (γ -quantum) and light fission fragment momenta, is analyzed in the differential cross-section of the actinide nuclear fission reaction by cold polarized neutrons with the emission of evaporative neutrons and gamma-quanta. It is shown that the asymmetries $\sigma(\theta)$ have the character of asymmetry $\sigma_5(\theta)$ and coincide in sign with the asymmetry for α -particles. This result is confirmed by calculations in the framework of the quantum fission theory, which indicates the validity of experimental work for evaporative neutrons and γ -quanta and is confirmed by the calculations in the framework of the quantum fission theory.

PACS: 23.40.-s; 23.50.+z; 25.85.-w

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известны [1] четыре замкнутых цикла цепочек реальных α - и β -распадов трансвинцовых ядер из их основных и возбужденных состояний. Описание указанных циклов цепочек распадов строится [2–5], во-первых, на решении систем кинетических уравнений, использующих экспоненциальные по времени законы радиоактивного распада, во-вторых, на обобщении R -матричной теории ядерных реакций в направлении описания не только двухступенчатых, но и трехступенчатых процессов [6], и, в-третьих, на использовании диаграмм Фейнмана [7] для реальных распадов ядер, при которых состояния образующихся промежуточных ядер лежат на массовой поверхности указанных распадов. Однако уже в физике элементарных частиц рассматриваются [7]

реакции, в которых в качестве промежуточных состояний появляются виртуальные состояния указанных частиц, не лежащие на массовой поверхности данных реакций. Типичным примером такой реакции является реакция комптоновского рассеяния фотонов на свободных электронах. Подобные процессы известны и в ядерной физике [8]. К ним относятся двойной β - и двухпротонный распады атомных ядер, теории которых основаны [2, 3, 9, 10] на виртуальных двухступенчатых механизмах, в которых на первой ступени возникают не лежащие на массовой поверхности указанных распадов виртуальные состояния промежуточных ядер, при распаде которых на второй ступени возникают реальные состояния конечных ядер. В связи с этим появляется необходимость введения в рассмотренные выше цепочки радиоактивных распадов в общем случае промежуточных ядер, находящихся не только в реальных, но и в виртуальных состояниях. Решение данной задачи и является целью настоящей работы, чтобы на следующем этапе в рамках развитой теории провести исследования характеристик тройного деления атомных ядер как многоступенчатого виртуального процесса и объяснить механизмы появления P -четных и T -нечетных асимметрий в угловых распределениях третьих частиц, появляющихся для указанного вида деления.

1. ШИРИНЫ МНОГУСТУПЕНЧАТЫХ РАСПАДОВ РОДИТЕЛЬСКИХ ЯДЕР В ЦЕПОЧКАХ ГЕНЕТИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ ЯДЕР

Рассмотрим n -ступенчатый распад покоящегося родительского ядра A_0 вида $A_0 \rightarrow b_1 + A_1 \rightarrow b_1 + b_2 + A_2 = \dots \rightarrow b_1 + \dots + b_n + A_n$, который протекает через цепочку распадов состояний A_i родительского ($i = 0$) и промежуточных ($i = 1, 2, \dots, n - 1$) ядер с внутренними и кинетическими энергиями E_{A_i} и T_{A_i} с образованием в конечном канале стабильных частиц b_1, b_2, \dots, b_n и конечного ядра A_n с внутренними и кинетическими энергиями $E_{b_1}, E_{b_2}, \dots, E_{b_n}, E_{A_n}$ и $T_{b_1}, T_{b_2}, \dots, T_{b_n}, T_{A_n}$ соответственно. Амплитуду ширины исследуемого распада можно рассчитать на основе диаграммы Фейнмана (рис. 1), которая строится при использовании диаграммной техники, развитой в работах [4, 5]. На этой диаграмме тонкие линии со стрелками представляют собой волновые функции родительского $|\Psi_{A_0}\rangle$ и дочернего $|\Psi_{A_n}\rangle$ ядер, вершинные части, представленные черными кружками, выражаются через потенциалы взаимодействия образующихся при распаде ядра A_i частиц b_{i+1} и ядер A_{i+1} , а толстые линии со стрелкой соответствуют функциям Грина G_{A_i} промежуточных ядер, определяемых как

$$G_{A_i} = \frac{|\Psi_{A_i}\rangle\langle\Psi_{A_i}|}{Q_{A_i b_i} - T_{A_i b_i} + \frac{i\Gamma^{A_i}}{2}}, \quad (1)$$

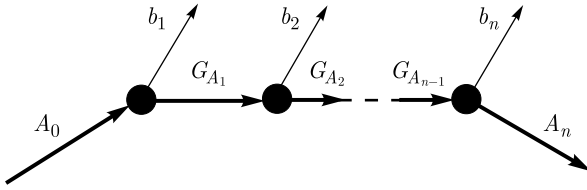


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана n -ступенчатого распада покоящегося родительского ядра A_0 вида $A_0 \rightarrow b_1 + A_1 \rightarrow b_1 + b_2 + A_2 = \dots = \rightarrow b_1 + \dots + b_n + A_n$

где $T_{A_i b_i}$ — положительно определенная кинетическая энергия относительного движения частицы b_i и ядра A_i ; $Q_{A_i b_i} = (E_{A_{i-1}} - E_{b_i} - E_{A_i})$ — теплота распада ядра A_{i-1} с образованием ядра A_i и частицы b_i ; Γ^{A_i} — полная ширина распада ядра A_i . Тогда парциальная ширина n -ступенчатого распада родительского ядра A_0 может быть представлена [4, 5] формулой

$$\Gamma_{A_n b_1 \dots b_n}^{A_0} = \frac{1}{(2\pi)^{n-1}} \times \int \frac{\Gamma_{A_1 b_1}^{A_0} \Gamma_{A_2 b_2}^{A_1} \dots \Gamma_{A_n b_n}^{A_{n-1}} dT_{A_1 b_1} \dots dT_{A_{n-1} b_{n-1}}}{\left[(T_{A_1 b_1} - Q_{A_1 b_1})^2 + \frac{(\Gamma^{A_1})^2}{4} \right] \dots \left[(T_{A_{n-1} b_{n-1}} - Q_{A_{n-1} b_{n-1}})^2 + \frac{(\Gamma^{A_{n-1}})^2}{4} \right]}. \tag{2}$$

В формуле (2) можно выделить члены, у которых теплота распадов $Q_{A_i b_i}$ имеет положительные значения ($Q_{A_i b_i} > 0$) и которые соответствуют появлению полюсов в подынтегральном выражении (2), отвечающих положительным значениям кинетической энергии ($T_{A_i b_i} > 0$). Эти члены соответствуют реальным распадам, которые учитываются в традиционной схеме описания цепочек радиоактивных распадов. В то же время в выражении (2) могут появиться члены, у которых теплота распадов имеет отрицательные значения и соответствует виртуальным состояниям. В случае, если все значения теплоты распадов $Q_{A_i b_i}$, фигурирующие в формуле (2), положительны, то, проводя интегрирование с учетом теоремы Коши, можно получить формулу для парциальной ширины $(\Gamma_{A_n b_1 \dots b_n}^{A_0})^{\text{seq}}$ последовательного n -ступенчатого распада состояния ядра A_0 :

$$\left(\Gamma_{A_n b_1 \dots b_n}^{A_0} \right)^{\text{seq}} = \frac{\Gamma_{A_1 b_1}^{A_0} \Gamma_{A_2 b_2}^{A_1} \dots \Gamma_{A_n b_n}^{A_{n-1}}}{\Gamma^{A_1} \dots \Gamma^{A_{n-1}}}, \tag{3}$$

совпадающую с полученной ранее аналогичной формулой [5] при использовании метода кинетических уравнений. В случае, если все значения теплоты распадов $Q_{A_i b_i}$ в формуле (2) отрицательные, то можно получить [5] формулу для парциальной ширины $(\Gamma_{A_n b_1 \dots b_n}^{A_0})^v$ при появлении

только виртуальных состояний промежуточных ядер:

$$\left(\Gamma_{A_n b_1 \dots b_n}^{A_0}\right)^v = \frac{1}{(2\pi)^{n-1}} P \times \\ \times \int \frac{\Gamma_{A_1 b_1}^{A_0} \Gamma_{A_2 b_2}^{A_1} \dots \Gamma_{A_n b_n}^{A_{n-1}} dT_{A_1 b_1} \dots dT_{A_{n-1} b_{n-1}}}{\left[(T_{A_1 b_1} - Q_{A_1 b_1})^2 + \frac{(\Gamma_{A_1}^{A_1})^2}{4}\right] \dots \left[(T_{A_{n-1} b_{n-1}} - Q_{A_{n-1} b_{n-1}})^2 + \frac{(\Gamma_{A_{n-1}}^{A_{n-1}})^2}{4}\right]}, \quad (4)$$

где индекс P означает, что интегрирование по энергиям $T_{A_1 b_1} \dots \dots T_{A_{n-1} b_{n-1}}$ проводится в смысле главного значения. В общем случае рассматриваемую ширину n -ступенчатого распада $\Gamma_{A_n b_1 \dots b_n}^{A_0}$ можно представить в виде суммы ширин, включающих композиции, связанные с разными числами последовательных реальных и виртуальных распадов. Развита выше теория была использована ранее [8] для описания двухступенчатых виртуальных 2β - и $2p$ -распадов, ниже она будет использоваться для описания спонтанного и вынужденного тройных делений ядер как виртуальных процессов.

2. ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ КАК ВИРТУАЛЬНЫЙ ПРОЦЕСС

Рассмотрим основные «экспериментальные» характеристики тройного деления ядер. Во-первых, в отличие от α -частиц, вылетающих из первой ямы потенциала деформации родительского ядра в процессе подбарьерного α -распада ядер, когда теплота этого распада

$$Q_\alpha^A = E(A, Z) - E(A - 4, Z - 2), \quad (5)$$

где $E(A, Z)$ и $E(A - 4, Z - 2)$ — внутренние энергии основных состояний родительского $E(A, Z)$ и дочернего $E(A - 4, Z - 2)$ ядер, близка к значению $Q_\alpha^A \approx 6$ МэВ, вылетающая в тройном делении α -частица является длиннопробежной, поскольку ее асимптотическая кинетическая энергия $T_\alpha \approx 16$ МэВ [5] заметно превосходит по величине теплоту Q_α^A . Этот факт свидетельствует о приобретении дополнительной энергии α -частицей по сравнению с обычным α -распадом, что указывает на возможность реализации виртуального процесса тройного деления родительского ядра с вылетом α -частицы. Во-вторых, угловое распределение α -частиц в тройном делении имеет анизотропный характер, причем максимум этого распределения формируется при направлениях вылета этих частиц, перпендикулярных направлению вылета легких фрагментов тройного деления. Преимущественно экваториальный характер угловых распределений α -частиц позволяет сделать вывод, что вылетающие α -частицы формируются в конфигурациях делящегося ядра, отвечающих появлению двух деформированных предфрагментов деления, соединенных шейкой, и возникающих при деформационном движении ядра с ве-

роятностью ω^0 внутреннего и внешнего барьеров деления и достижения им грушевидной формы, обозначаемой индексом 0. Наконец, «экспериментальные» отношения $N_\alpha = \Gamma_{\alpha f}^A / \Gamma_f^A$ ширины $\Gamma_{\alpha f}^A$ и Γ_f^A тройного и двойного деления для всей исследуемой группы ядер-актинидов имеют достаточно близкие значения: $N_\alpha \approx (1,7-3,9) \cdot 10^{-3}$ [11, 12].

Для описания тройного деления ядер предложено несколько механизмов. Испарительный механизм [13–15], связанный с вылетом α -частицы из нагретого до высокой температуры делящегося ядра, не реализуется, поскольку при спонтанном делении делящееся ядро на всех стадиях его эволюции до точки разрыва на первичные фрагменты деления находится в холодных нетермализованных состояниях [16]. Еще один механизм — это неадиабатический механизм тройного деления ядер [17], в котором тройное деление представляет собой двухступенчатый процесс, когда на первом этапе происходит выброс α -частицы из шейки делящегося ядра (A, Z) под действием зависящего от времени неадиабатического потенциала ее взаимодействия с остаточным ядром $(A - 4, Z - 2)$, при этом α -частица приобретает кинетическую энергию T_α , близкую к высоте кулоновского барьера $(B_\alpha)^0$ этой частицы в области шейки делящегося ядра, а затем указанное остаточное ядро делится на два первичных фрагмента деления. Но данный механизм не учитывает, что ввиду закона сохранения энергии в замкнутой системе делящегося ядра при увеличении асимптотической кинетической энергии T_α вылетающей α -частицы по сравнению с теплотой Q_α^A из-за влияния неадиабатичности должно происходить уменьшение кинетической энергии $(T_f^{A-4})^0$ относительного движения двух вылетающих фрагментов деления в момент деления остаточного ядра до значений $(\tilde{T}_f^{A-4})^0$:

$$(\tilde{T}_f^{A-4})^0 = (T_f^{A-4})^0 - T_\alpha + Q_\alpha^A. \tag{6}$$

В данной работе предложен новый виртуальный подход к описанию характеристик тройного деления ядер, основанный на представлениях, показанных выше. В рамках указанного виртуального подхода амплитуда ширины тройного деления ядер представляется диаграммой Фейнмана (рис. 2), которая соответствует двухступенчатому процессу, когда сначала из шейки делящегося ядра A вылетает α -частица с образованием

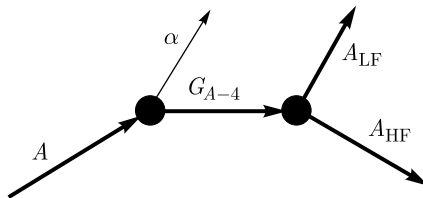


Рис. 2. Диаграмма Фейнмана спонтанного тройного деления с вылетом α -частицы в качестве третьей частицы

дочернего ядра $(A - 4)$, а на последующей стадии это конечное ядро разрывается на два первичных фрагмента тройного деления A_{LF} и A_{HF} . Ширина $(\Gamma_{\alpha f}^A)^v$ спонтанного тройного деления имеет вид, соответствующий виду формулы для ширины $(\Gamma_{2p}^A)^v$ виртуального двухступенчатого $2p$ -распада родительского ядра:

$$(\Gamma_{\alpha f}^A)^v = \frac{1}{2\pi} \int_{Q_{\alpha}^A}^{Q_{\alpha f}^A} \frac{\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}) \Gamma_f^{(A-4)}((\tilde{T}_f^{A-4})^0)}{(Q_{\alpha}^A - T_{\alpha})^2} dT_{\alpha}, \quad (7)$$

где $\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha})$ — ширина α -распада основного состояния родительского ядра (A, Z) с вылетом α -частицы из его шейки и образованием основного состояния дочернего ядра $(A - 4, Z - 2)$; $\Gamma_f^{(A-4)}((\tilde{T}_f^{A-4})^0)$ — делительная ширина состояния дочернего ядра $(A - 4, Z - 2)$, отвечающего конфигурации (0), а $Q_{\alpha f}^A$ — теплота тройного деления родительского ядра A с вылетом α -частицы:

$$\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}) = \omega^0 (\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}))^0, \quad (8)$$

где ω^0 — вероятность перехода родительского ядра из первой ямы его потенциала деформации к конфигурации (0) указанного ядра; $(\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}))^0$ — ширина α -распада, связанная с вылетом α -частицы с кинетической энергией T_{α} из шейки делящегося ядра в конфигурации (0).

Из отношения ширин исследуемого тройного $(\Gamma_{\alpha f}^A)^v$ и двойного Γ_f^A спонтанного деления ядер можно получить энергетическое распределение вылетающих α -частиц $W_{\alpha f}$, нормированное на величину N_{α} :

$$W_{\alpha f}(T_{\alpha}) = \frac{1}{2\pi} \frac{(\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}))^0 \Gamma_f^{(A-4)}((\tilde{T}_f^{A-4})^0)}{(Q_{\alpha}^A - T_{\alpha})^2 (\Gamma_f^A(T_f^A))^0}. \quad (9)$$

Используя формулу (9), можно получить выражение $A(T_{\alpha})$, соответствующее ширине $(\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}))^0$ α -распада, связанное с вылетом α -частицы из шейки делящегося ядра:

$$A(T_{\alpha}) = 2\pi W_{\alpha f}(T_{\alpha}) (Q_{\alpha}^A - T_{\alpha})^2 \frac{(\Gamma_f^A(T_f^A))^0}{\Gamma_f^{(A-4)}((\tilde{T}_f^{A-4})^0)}. \quad (10)$$

Если учесть, что ширина $\Gamma_f^{(A-4)}((\tilde{T}_f^{A-4})^0)$ при энергии $(\tilde{T}_f^{A-4})^0$, заметно превышающей 100 МэВ, близка к ширине $(\Gamma_f^A(T_f^A))^0$ из-за надбарьерности процесса деления ядер $(A - 4, Z - 2)$ и (A, Z) для конфигурации (0) указанного ядра, то величина $A(T_{\alpha})$ совпадает с шириной $(\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}))^0$, которая в этом случае имеет вид

$$(\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}))^0 = 2\pi W_{\alpha f}(T_{\alpha}) (Q_{\alpha}^A - T_{\alpha})^2. \quad (11)$$

Ширину α -распада родительского ядра $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$ в формуле (11) можно выразить как

$$(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0 = \omega_\alpha \frac{\hbar c \sqrt{2T_\alpha}}{2(R_\alpha^A)_{\text{neck}} \sqrt{M_\alpha c^2}} P(T_\alpha), \quad (12)$$

где $P(T_\alpha)$ — фактор проницаемости кулоновского барьера; ω_α — вероятность формирования α -частицы в родительском ядре, которая в случае облегченного α -распада на основное состояние родительского ядра равна $\omega_\alpha \approx 0,01$; $(R_\alpha^A)_{\text{neck}}$ — радиус шейки родительского ядра; c — скорость света. С учетом того, что фактор проницаемости равен $P(T_\alpha) \approx 1$ при энергии максимума $(T_\alpha)_{\text{max}} \approx 16$ МэВ распределения $W_{\alpha f}(T_\alpha)$, а также из сравнения формул (11) и (12) при использовании экспериментальных значений энергетического распределения α -частиц $W_{\alpha f}(T_\alpha)$ и значений положения максимума $(W_\alpha^A)_{\text{max}}$ и ширины на полувысоте распределения FWHM_α^A можно получить оценку радиуса $(R_\alpha^A)_{\text{neck}} = 3,19, 2,18$ и $2,19$ Фм для ядер ^{248}Cm , ^{250}Cf и ^{252}Cf соответственно.

Формула (11) для ширины α -распада родительского ядра $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$ может быть обобщена на случай вынужденного деления ядер ^{233}U , ^{235}U тепловыми нейтронами:

$$(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0 = 2\pi W_{\alpha f}(T_\alpha)(Q_\alpha^A + |B_n| - T_\alpha)^2, \quad (13)$$

где B_n — энергия связи нейтрона в составном ядре. Используя формулы (12) и (13) и экспериментальное значение распределения $W_{\alpha f}(T_\alpha)$ при $(T_\alpha)_{\text{max}} \approx 16$ МэВ, можно получить $(R_\alpha^A)_{\text{neck}} = 3,1$ и $3,7$ Фм для составных ядер ^{234}U и ^{236}U . Найденные значения радиуса ядра $(R_\alpha^A)_{\text{neck}}$ как для спонтанного, так и для вынужденного деления подтверждают предположение, что α -частица вылетает из шейки ядра, и согласуются с результатами работ [18, 19], в которых произведена оценка шейки делящегося ядра в расчетах эволюции его формы при движении к точке разрыва на основе обобщенной капельной модели ядра.

3. МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ T -НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В РЕАКЦИЯХ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ИСПУСКАНИЕМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

В работе [20] доказано, что P -четная и T -нечетная асимметрии в дифференциальных сечениях ядерных реакций тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами при вылете предразрывных α -частиц могут быть представлены в общем случае через сумму тройных $\sigma_3(\Omega) = A_3(\theta)(\sigma_n[\mathbf{p}_{\text{LF}}, \mathbf{p}_\alpha])$ и пятерных $\sigma_5(\Omega) = A_5(\theta)(\sigma_n[\mathbf{p}_{\text{LF}}, \mathbf{p}_\alpha])(\mathbf{p}_{\text{LF}}, \mathbf{p}_\alpha)$ скалярных корреляций, зависящих от спина σ_n поляризованного нейтрона, ориентированного вдоль оси Y , импульса фрагмента деления \mathbf{p}_{LF} , ориентированного вдоль оси Z ,

и импульса \mathbf{p}_α α -частиц, испускаемых при телесном угле $\Omega(\theta, \varphi)$. Коэффициенты A_3 и A_5 связаны с суммой величин $(\mathbf{p}_{LF}, \mathbf{p}_\alpha)^n = \cos^n(\theta)$ с четным значением n . Для случая α -частиц, вылетающих в плоскости (ZX) , когда $\varphi = 0$, корреляции представляются как $\sigma_3(\theta) \sim \sin \theta$ и $\sigma_5(\theta) \sim \sin \theta \cos \theta$, удовлетворяют условиям симметрии $\sigma_3(\theta) = \sigma_3(\pi - \theta)$, $\sigma_5(\theta) = -\sigma_5(\pi - \theta)$. Тогда исследуемые корреляции $\sigma_{3,5}(\theta)$ могут быть выражены через коэффициент асимметрии $D(\theta) = [\sigma_3(\theta) + \sigma_5(\theta)]/\sigma_0(\theta)$ [21], где $\sigma_0(\theta)$ — дифференциальное сечение аналогичной реакции с холодными неполяризованными нейтронами:

$$\sigma_{3,5}(\theta) = \frac{1}{2}[D(\theta)\sigma_0(\theta) \pm D(\pi - \theta)\sigma_0(\pi - \theta)]. \quad (14)$$

С использованием экспериментальных значений $D^{\text{exp}}(\theta)$ и $\sigma_0^{\text{exp}}(\theta)$ для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu [21] были получены значения тройной $\sigma_3^{\text{exp}}(\theta)$ и пятерной $\sigma_5^{\text{exp}}(\theta)$ корреляций. С учетом механизма формирования T -нечетных асимметрий, обусловленного влиянием квантового вращения делящейся системы вокруг оси, перпендикулярной ее оси симметрии, на угловое распределение фрагментов деления и α -частиц, было показано [23], что угол поворота, связанный с влиянием кориолисова взаимодействия на фрагменты деления, значительно превосходит аналогичный угол, полученный при влиянии кориолисова взаимодействия на α -частицы, поэтому углом поворота α -частиц можно пренебречь и учитывать только угол поворота фрагментов деления.

Теоретические тройную $\sigma_3^{\text{th}}(\theta)$ и пятерную $\sigma_5^{\text{th}}(\theta)$ корреляции можно представить в следующем виде:

$$\sigma_3^{\text{th}}(\theta) = \Delta_3 \left(\frac{d\sigma_{\text{odd}}^0(\theta)}{d\theta} \right), \quad \sigma_5^{\text{th}}(\theta) = \Delta_5 \left(\frac{d\sigma_{\text{ev}}^0(\theta)}{d\theta} \right), \quad (15)$$

где σ_{odd}^0 и σ_{ev}^0 — нечетные компоненты [20] дифференциального сечения $\sigma_0(\theta)$, связанные с нечетными и четными орбитальными моментами α -частиц, а Δ_3 и Δ_5 — углы поворота импульса \mathbf{p}_α относительно импульса \mathbf{p}_{LF} , связанные, как отмечалось выше, только с углом поворота фрагментов деления.

Сравнение корреляций в формулах (14), (15) позволяет найти значения углов поворота Δ_3 , Δ_5 по χ^2 -методу (таблица) и с их помощью вычислить корреляции $\sigma_3^{\text{th}}(\theta)$ и $\sigma_5^{\text{th}}(\theta)$. Рассчитанные значения углов Δ_3

Значения коэффициента D_{TRI} , рассчитанные с использованием χ^2 -метода величины Δ_3 и Δ_5 для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu

Ядро-мишень	Δ_3	Δ_5	D_{TRI}	Δ_{ROT}	Δ_{5_n}	Δ_{5_γ}
^{233}U	0,018	-0,019	-0,0039	0,0105	-0,0003	-0,00065
^{235}U	0,085	0,092	0,0017	0,1075	0,0012	0,00206
^{239}Pu	0,010	0,006	-0,00022	0,010		
^{241}Pu	0,012	0,030	0,0013	0,0235		

и Δ_5 сопоставимы со значениями, полученными в рамках классического подхода [21], и для всех ядер имеют положительный знак.

В то же время можно достичь приемлемого согласия между корреляциями для ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , однако эти корреляции сильно отличаются от ^{233}U . Разумное согласие между $\sigma_3^{\text{th}}(\theta)$ и $\sigma_5^{\text{th}}(\theta)$ наблюдается для всех ядер, но знак Δ_5 положительный и совпадает со знаком угла Δ ,

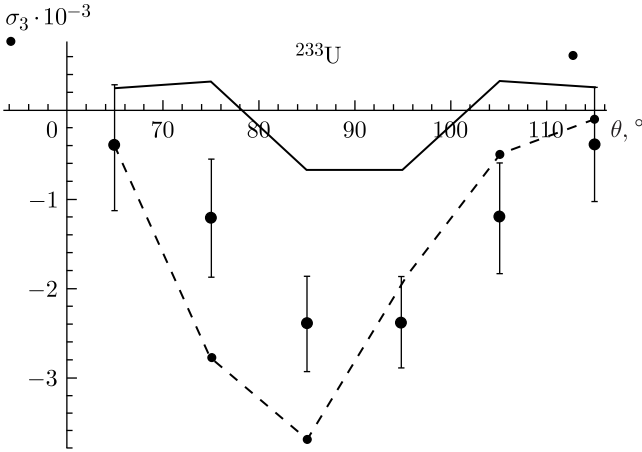


Рис. 3. Экспериментальные (темные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового (сплошная линия) при $\Delta_3 = 0,0018$, классического (штриховая) при $D_{\text{TRI}} = -0,00039$) коэффициенты $\sigma_3(\theta)$ для ядра-мишени ^{233}U

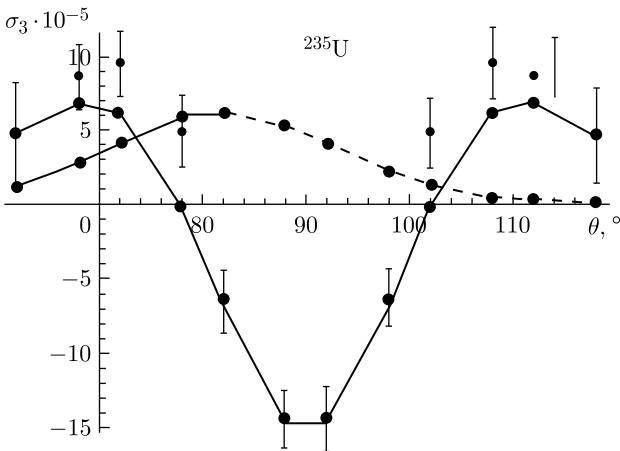


Рис. 4. Экспериментальные (темные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового (сплошная линия) при $\Delta_3 = 0,0085$, классического (штриховая) при $D_{\text{TRI}} = 0,00017$) коэффициенты $\sigma_3(\theta)$ для ядра-мишени ^{235}U

который вычисляется в рамках классического подхода [22], но при переходе от ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu к ^{233}U знак меняется. Различия данных, полученных выше в рамках классического и квантового подходов, по исследуемым T -нечетным асимметриям могут быть использованы при анализе надежности этих подходов. Из рис. 3 видно, что наблюдается плохое согласие экспериментальных данных с результатами обоих теоретических подходов. В рамках квантового подхода существует возможность устранения данного рассогласования, связанная с решением слож-

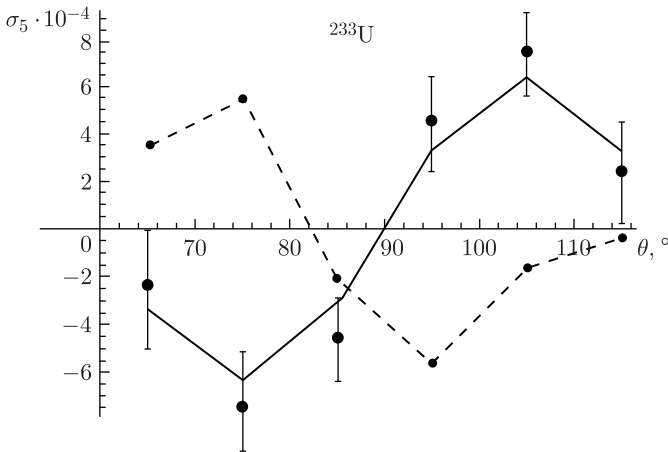


Рис. 5. Экспериментальные (темные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового (сплошная линия) при $\Delta_5 = -0,0019$, классического (штриховая) при $\Delta = 0,00105$) коэффициенты $\sigma_5(\theta)$ для ядра-мишени ^{233}U

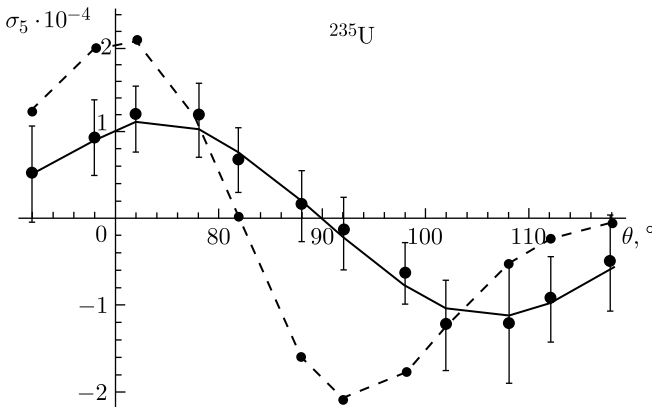


Рис. 6. Экспериментальные (темные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового (сплошная линия) при $\Delta_5 = 0,0092$, классического (штриховая) при $\Delta = 0,00175$) коэффициенты $\sigma_5(\theta)$ для ядра-мишени ^{235}U

ной трехтельной задачи. Хотя могут вызвать определенные сомнения и экспериментальные данные по ядру ^{233}U , так как они сильно отличаются от аналогичных данных для остальных ядер-актининов ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , и представляется разумным предложить экспериментальным группам провести дополнительную серию измерений для ядра ^{233}U . Из рис. 4 и 5 для ядер ^{235}U и ^{233}U видно, что наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с теоретическими, полученными в рамках квантового подхода, чего не удастся добиться в рамках классического. Из рис. 6 видно, что наблюдается полное согласие экспериментальных данных с данными, полученными в рамках квантового подхода, и что

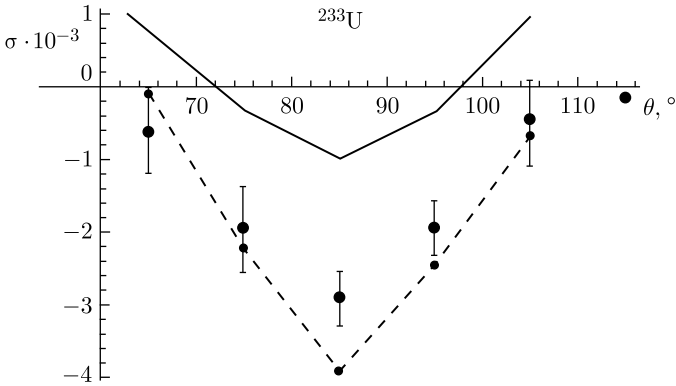


Рис. 7. Экспериментальные (темные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового (сплошная линия) при $\Delta_3 = 0,0018$ и $\Delta_5 = -0,0019$, классического (штриховая)) полные коэффициенты $\sigma(\theta)$ для ядра-мишени ^{233}U

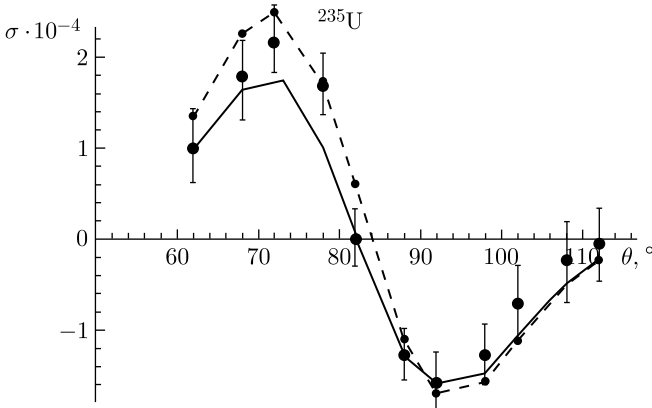


Рис. 8. Экспериментальные (темные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового (сплошная линия) при $\Delta_3 = 0,0085$ и $\Delta_5 = -0,0092$, классического (штриховая)) полные коэффициенты $\sigma(\theta)$ для ядра-мишени ^{235}U

невозможно применение классического подхода [22] для ядра-мишени ^{233}U . На рис. 7 и 8 представлено полное дифференциальное сечение $\sigma(\theta)$ для ядер-мишеней ^{233}U и ^{235}U , и видно, что классический подход лучше по сравнению с квантовым описывает ядро ^{233}U , хотя для ядра ^{235}U оба подхода дают хорошие результаты.

4. МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ Т-НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В РЕАКЦИЯХ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР-АКТИНИДОВ ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ИСПУСКАНИЕМ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ НЕЙТРОНОВ И ГАММА-КВАНТОВ

Экспериментально полученные угловые распределения мгновенных нейтронов и γ -квантов [22] в системах центра масс (с.ц.м.) осколков деления имеют вид

$$P_{\gamma,n}^0(\theta_{\gamma,n}^0) \sim (1 + A_{\gamma,n} \cos^2 \theta_{\gamma,n}^0) \quad (16)$$

и связаны с четными орбитальными моментами нейтронов и γ -квантов. Если условия эксперимента не предполагают тип фиксации фрагмента для перехода от системы центра масс к лабораторной системе, то угловые распределения (16) остаются зависимыми только от четных степеней $\cos \theta_{n,\gamma}$, где $\theta_{n,\gamma}$ — углы эмиссии нейтронов и γ -квантов. По этой причине в квантовой теории деления коэффициент $D(\theta)$ (14) для мгновенных нейтронов и γ -квантов зависят от пятерной скалярной корреляции $\sigma_5(\Omega) = A_5(\theta)(\sigma_n[\mathbf{p}_{\text{LF}}, \mathbf{p}_\alpha])(\mathbf{p}_{\text{LF}}, \mathbf{p}_\alpha)$, а коэффициент $D(\theta_{n,\gamma})$ принимает следующий вид [23]:

$$D^{\text{th}}(\theta_{n,\gamma}) = \frac{\Delta_{n,\gamma} dP_0^{\text{th}}(\theta_{n,\gamma})/d\theta_{n,\gamma}}{dP_0^{\text{th}}(\theta_{n,\gamma})}, \quad (17)$$

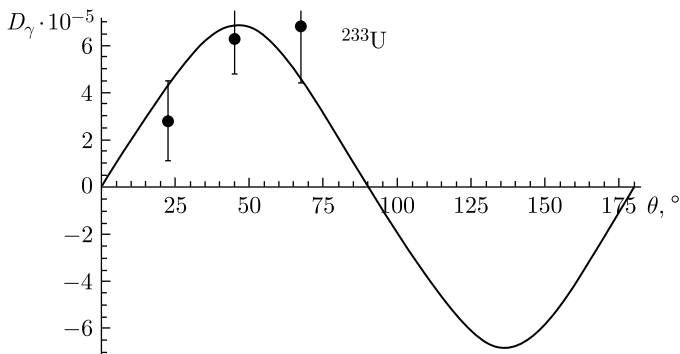


Рис. 9. Экспериментальные значения коэффициента $D_\gamma(\theta_\gamma)$ для ядра-мишени ^{233}U (темные кружки) и рассчитанные с использованием χ^2 -метода в рамках квантового подхода (сплошная линия при $\Delta_\gamma = -0,00065$) для испарительных γ -квантов

где $\Delta_{n,\gamma}$ — углы поворота волновых векторов мгновенного нейтрона \mathbf{k}_n и γ -кванта \mathbf{k}_γ относительно направления волнового вектора \mathbf{k}_{LF} легкого фрагмента деления. Значения $\Delta_{n,\gamma}$ рассчитаны с помощью χ^2 -метода из условия совпадения теоретических значений коэффициента $D^{th}(\theta_{n,\gamma})$ с экспериментальными значениями коэффициента $D^{exp}(\theta_{n,\gamma})$ [22, 24] и представлены на рис. 9, 11 и 10, 12 для ядер ^{233}U и ^{235}U соответственно. Получено разумное согласие между экспериментальными и теоретическими значениями коэффициентов для обоих изотопов урана, при этом знаки величин $\Delta_{n,\gamma}$ совпадают друг с другом для ядер ^{233}U и ^{235}U , но при переходе от ^{233}U к ^{235}U они меняются с отрицательных на положительные. Знаки углов $\Delta_{n,\gamma}$, представленных на рис. 7, 9 и 8, 10,

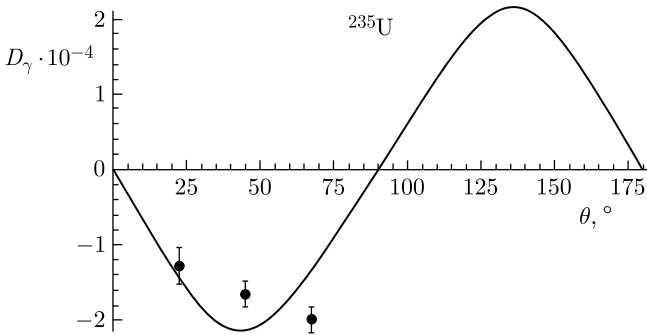


Рис. 10. Экспериментальные значения коэффициента $D_\gamma(\theta_\gamma)$ для ядра-мишени ^{235}U (темные кружки) и рассчитанные с использованием χ^2 -метода в рамках квантового подхода (сплошная линия при $\Delta_\gamma = 0,0021$) для испарительных γ -квантов

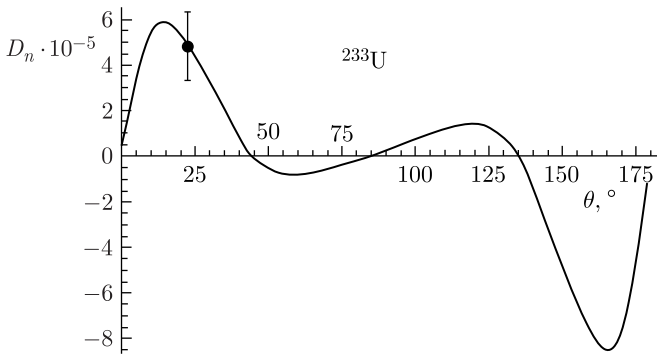


Рис. 11. Экспериментальные значения коэффициента $D_n(\theta_n)$ для ядра-мишени ^{233}U (темные кружки) и рассчитанные с использованием χ^2 -метода в рамках квантового подхода (сплошная линия при $\Delta_n = -0,00027$) для испарительных нейтронов

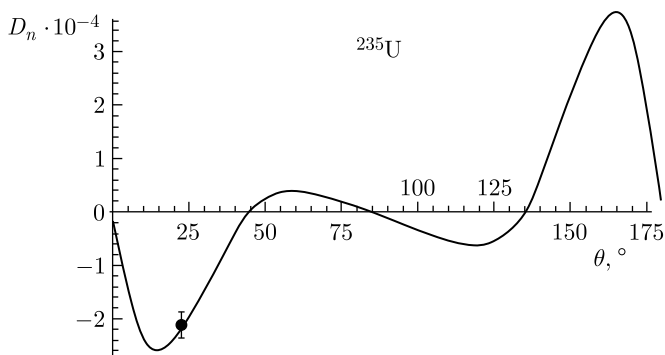


Рис. 12. Экспериментальные значения коэффициента $D_n(\theta_n)$ для ядра-мишени ^{235}U (темные кружки) и рассчитанные с использованием χ^2 -метода в рамках квантового подхода (сплошная линия при $\Delta_n = -0,0012$) для испарительных нейтронов

совпадают со знаками углов Δ_5 , рассчитанных для α -частиц и представленных на рис. 4 и 5, но наблюдается несоответствие со значениями Δ , полученными в рамках классического подхода [21], так как при переходе от ^{233}U к ^{235}U знак не меняется, а остается положительным для обоих исследуемых ядер. Совпадение знаков для $\Delta_{n,\gamma}$ и Δ_5 свидетельствует в пользу единого механизма возникновения T -нечетных асимметрий и более сложной квантовой природы возникновения эффективного угла поворота, поэтому для их оценки необходимо учитывать интерференционные эффекты, что невозможно сделать в рамках классического подхода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрирован новый подход к описанию ядерных реакций и распадов с учетом реальных и виртуальных состояний промежуточных ядер, использующий технику диаграмм Фейнмана. На основе указанного подхода построены формулы для ширин 2β - и $2p$ -распадов ядер. Также показано, что характеристики спонтанного и вынужденного тройного деления ядер успешно описываются на основе формул для ширин тройного деления, полученных при использовании виртуального механизма испускания третьих частиц из шейки делящегося ядра в его конфигурации, предшествующей разрыву этого ядра на фрагменты деления. Продемонстрировано, что P -четные и T -нечетные асимметрии $\sigma(\theta)$ в дифференциальном сечении реакции тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами с вылетом предразрывных α -частиц представляются суммой тройных $\sigma_3(\theta)$ и пятерных $\sigma_5(\theta)$ корреляций, зависящих от скалярных комбинаций векторов импульсов α -частицы и легкого фрагмента деления, а также спина поляризованного нейтрона. При использовании свойств четности и нечетности тройных и пятерных корреляций при

замене угла θ на угол $(\pi - \theta)$ и экспериментальных значений сечения $\sigma(\theta)$ найдены экспериментальные значения $\sigma_3(\theta)$ и $\sigma_5(\theta)$, при сопоставлении которых с их теоретическими значениями, полученными в рамках квантовой теории деления, продемонстрировано удовлетворительное согласие для всех исследованных ядер-мишеней: ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . Проведен анализ структуры P -четных и T -нечетных асимметрий $\sigma(\theta)$ в дифференциальном сечении реакции деления ядер-актинидов холодными поляризованными нейтронами с испусканием испарительных нейтронов и γ -квантов и показано, что указанные асимметрии имеют характер пятерных асимметрий $\sigma_5(\theta)$ и совпадают по знаку с асимметрией $\sigma_5(\theta)$ для предразрывных α -частиц. Этот результат подтверждается расчетами в рамках квантовой теории деления и является доказательством справедливости экспериментальных работ по исследованию P -четных и T -нечетных асимметрий испарительных нейтронов и γ -квантов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зигбан К. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия. М.: Атомиздат, 1969. 259 с.
2. Кадменский С. Г., Иванков Ю. В. Двухступенчатые механизмы двухпротонных распадов ядер // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 1075–1088.
3. Кадменский С. Г., Иванков Ю. В. Теория двухступенчатых двухпротонных распадов ядер // Там же. С. 1605–1614.
4. Кадменский С. Г., Булычев А. О. Обобщенный подход к описанию многоступенчатых распадов в цепочках генетически связанных ядер // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. С. 967–974.
5. Кадменский С. Г., Булычев А. О. Теория многоступенчатых статистических распадов в цепочках генетически связанных ядер // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 1009–1014.
6. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
7. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. М.: Физматгиз, 1959.
8. Кадменский С. Г., Титова Л. В., Любашевский Д. Е. Новый класс ядерных распадов с участием виртуальных состояний промежуточных ядер // ЯФ. 2020. Т. 83. С. 326–334.
9. Слив Л. А. // ЖЭТФ. 1950. Т. 20. С. 1141.
10. Кадменский С. Г., Иванков Ю. В., Любашевский Д. Е. Феноменологические характеристики двухпротонного виртуального распада ядра ^{45}Fe // ЯФ. 2017. Т. 80. С. 500–509.
11. Mutterer M., Theobald J. P. Dinuclear Decay Modes. Bristol: IOP Publ., 1996. Ch. 12.
12. Vermote S., Wagemans C., Serot O., Heyse J., Van Gils J., Soldner T., Geltenbort P., AlMahamid I., Tian G., Rao L. Ternary Particle Emission in Spontaneous Fission of ^{250}Cf and ^{252}Cf and in Neutron Induced Fission of ^{249}Cf and ^{251}Cf // Nucl. Phys. A. 2010. V. 837. P. 176–194.
13. Tsang C. F. Nuclear Collisions with Friction // Phys. Scripta A. 1974. V. 10. P. 90.

14. Вальский Г. В. О выходах легких частиц при тройном делении ядер // ЯФ. 1976. Т. 24. С. 270–277.
15. Рубченя В. А. Квазиклассическая оценка вероятности тройного деления // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 576–601.
16. Кадменский С. Г., Родионова Л. В. Угловые распределения фрагментов спонтанного деления ориентированных ядер и проблема сохранения проекции спина делящегося ядра на его ось симметрии // ЯФ. 2005. Т. 68. С. 1491–1500.
17. Tanimura O., Fliessbach T. Dynamic Model for Alpha Particle Emission during Fission // Z. Phys. 1987. V. 328. P. 475–486.
18. Vermote S., Wagemans C., Serot O., Heysse J., Van Gils J., Soldner T., Geltenbort P. Ternary α and Triton Emission in the Spontaneous Fission of ^{244}Cm , ^{246}Cm and ^{248}Cm and in the Neutron Induced Fission of ^{243}Cm , ^{245}Cm and ^{247}Cm // Nucl. Phys. A. 2008. V. 806. P. 1–14.
19. Serot O., Carjan N., Wagemans C. Description of Long-Range Alpha Emission Using the Sudden Approximation // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 8. P. 187–196.
20. Кадменский С. Г., Бунаков В. Е., Любашевский Д. Е. Сопоставление характеристик T -нечетных асимметрий в сечениях реакций тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами для случаев испускания предразрывных и испарительных третьих частиц // Изв. РАН. Сер. физ. 2019. Т. 83. С. 1236–1243.
21. GagarSKI A., Gönnerwein F., Guseva I., Jesinger P., Kopatch Yu., Kuzmina T., Lelièvre-Berna E., Mutterer M., Nesvizhevsky V., Petrov G., Soldner T., Tiourine G., Trzaska W. H., Zavarukhina T. Particular Features of Ternary Fission Induced by Polarized Neutrons in the Major Actinides $^{233,235}\text{U}$ and $^{239,241}\text{Pu}$ // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. P. 054619.
22. Guseva I., Gusev Yu. The Rotation of Scissioning Nucleus Considered Trajectory Calculations for Ternary Fission Induced by Cold Polarized Neutrons // AIP Conf. Proc. 2009. V. 1175. P. 355.
23. Кадменский С. Г., Титова Л. В., Бунаков В. Е. Определяющая роль интерференционных эффектов в описании T -нечетных асимметрий в реакциях тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами // ЯФ. 2019. Т. 82. С. 239–248.
24. Данилян Г. В., Кленке Й., Копач Ю. Н., Крахотин В. А., Новицкий В. В., Павлов В. С., Шаталов П. Б. Эффекты вращения делящегося ядра в угловых распределениях мгновенных нейтронов и γ -квантов деления ядер ^{233}U и ^{235}U поляризованными нейтронами // ЯФ. 2014. Т. 77. С. 715–720.