

MECHANISMS OF MULTY-STAGE NUCLEAR DECAYS WITH TAKING INTO ACCOUNT REAL AND VIRTUAL STATES OF INTERMEDIATE NUCLEI

S.G. Kadmsky, L.V. Titova, D.E. Lyubashevsky, A.S. Veretennikov, A.A. Pisklyukov

Voronezh State University, Russia

E-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в области транс-свинцовых ядер известны [*“Альфа, бета и гамма-спектроскопия”, под редакцией К.Зигбана, Атомиздат, М., 1969, выпуск 2, 137*] четыре цепочки распадов генетически связанных радиоактивных ядер, испускающих α и β -частицы, которые строятся на представлении о следующих друг за другом по времени распадах этих ядер из их основных и возбужденных состояний. Описания этих распадов строятся [*смотри, например, С.Г. Кадменский и Ю.В. Иванков, ЯФ, т. 77, 1019, 2014; С.Г. Кадменский и Ю.В. Иванков, ЯФ, т. 77, 1532, 2014; С.Г. Кадменский, А.О. Булычев, Изв. РАН, сер. физ., том 79, 967, 2015; С.Г. Кадменский, А.О. Булычев, Изв. РАН, сер. физ., том 80, 1007, 2016*], 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 [*А. Лейн и Р. Томас, “Теория ядерных реакций при низких энергиях”, ИЛ, М., 1960*] и, в-третьих, на использовании техники

диаграмм Фейнмана для реальных распадов ядер, при которых состояния образующихся промежуточных ядер лежат на массовой поверхности указанных распадов.

Однако, уже в физике элементарных частиц рассматриваются [*А.И. Ахиезер и В.Б. Берестецкий, “Квантовая электродинамика”, Физматгиз, М., 1959*] 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 [*С.Г. Кадменский, Л.В. Титова, Д.Е. Любашевский, ЯФ, т.83, 326, 2020*]. К ним относятся двойной β и двухпротонный распады атомных ядер, теории которых основаны [*Л.А. Слив, ЖЭТФ, т.20, 1035, 1950 и С.Г. Кадменский и Ю.В. Иванков, ЯФ, т. 77, 1019, 2014; С.Г. Кадменский и Ю.В. Иванков, ЯФ, т. 77, 1532, 2014; С.Г. Кадменский, Ю.В. Иванков, Д.Е. Любашевский, ЯФ, т. 80, 903, 2017*] 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 и четверного делений атомных ядер, как многоступенчатых виртуальных процессов, и объяснить механизмы появления Р-четных Т-нечетных асимметрий в угловых распределениях третьих и четвертых частиц, появляющихся для указанных видов деления.

ШИРИНЫ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ РАСПАДОВ РОДИТЕЛЬСКИХ ЯДЕР В ЦЕПОЧКАХ ГЕНЕТИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ ЯДЕР

Рассмотрим n -ступенчатый распад покоящегося родительского ядра A_0 вида $A_0 \rightarrow b_1 + A_1 \rightarrow b_1 + b_2 + A_2 = \dots = b_1 + \dots + b_n + A_n$, 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 [*С.Г. Кадменский, А.О. Булычев, Изв. РАН, сер. физ., том 79, 967, 2015; С.Г. Кадменский, А.О. Булычев, Изв. РАН, сер. физ., том 80, 1007, 2016*]

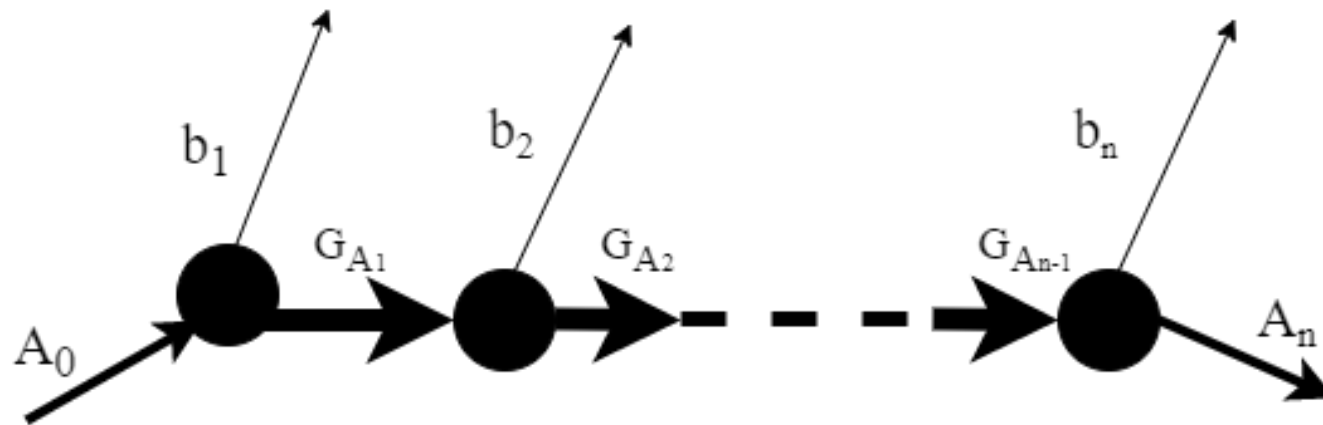


рис.1

В 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 жирные линии со стрелкой соответствуют функциям Грина G_{A_i} промежуточных ядер, определяемых как

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

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 , а Γ^{A_i} - полная ширина распада ядра A_i . Тогда парциальная ширина n - ступенчатого распада родительского ядра A_0 может быть представлена [*С.Г. Кадменский, А.О. Булычев, Изв. РАН, сер.*

физ., том 79, 967, 2015; С.Г. Кадменский, А.О. Булычев, Изв. РАН, сер. физ., том 80, 1007, 2016] формулой:

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

В формуле (2) можно выделить члены, у которых теплоты распадов $Q_{A_i b_i}$ имеют положительные значения $Q_{A_i b_i} > 0$ и которые соответствуют появлению полюсов в подынтегральном выражении (2), отвечающих положительным значениям кинетических энергий $T_{A_i b_i} > 0$. Эти члены соответствуют реальным распадам, которые учитываются в традиционной схеме описания цепочек радиоактивных распадов. В то же время в (2) могут появиться члены, у которых теплоты распадов имеют отрицательные значения и соответствуют виртуальным состояниям. В случае если все 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 $\left(\Gamma_{A_n b_1 \dots b_n}^{A_0}\right)^{seq}$ последовательного n - ступенчатого распада состояния ядра A_0 :

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

совпадающую с полученной ранее аналогичной формулой [*С.Г. Кадменский, А.О. Булычев, Изв. РАН, сер. физ., том 80, 1007, 2016*] при использовании метода кинетических уравнений. В случае же если все теплоты распадов $Q_{A_i b_i}$ в формуле (2) имеют отрицательные значения, можно получить [*С.Г. Кадменский, А.О. Булычев, Изв. РАН, сер. физ., том 80, 1007, 2016*] формулу для парциальной ширины $\left(\Gamma_{A_n b_1 \dots b_n}^{A_0}\right)^v$ в случае появления только виртуальных состояний промежуточных ядер:

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

где индекс P означает, что интегрирование по энергиям $T_{A_1 b_1} \dots T_{A_{n-1} b_{n-1}}$ 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. Развитая выше теория была использована ранее [*С.Г. Кадменский, Л.В. Титова, Д.Е. Любашевский, ЯФ, т.83, 326, 2020*] для описания двухступенчатых виртуальных 2β и $2p$ распадов, ниже она будет использована для описания тройного и четверного, спонтанного и вынужденного деления ядер как виртуальных процессов.

ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ КАК ВИРТУАЛЬНЫЙ ПРОЦЕСС

Основные экспериментальные характеристики тройного деления ядер:

- 1) в отличие от α -частиц, вылетающих из первой ямы потенциала деформации родительского ядра в процессе подбарьерного α -распада ядер, когда теплота этого распада Q_α :

$$Q_\alpha^A = E(A, Z) - E(A - 4, Z - 2), \quad (1)$$

где $E(A, Z)$ и $E(A - 4, Z - 2)$ – внутренние энергии основных состояний родительского (A, Z) и дочернего $(A - 4, Z - 2)$ 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 [*M. Mutterer and J. P. Theobald, Dinuclear Decay Modes, Bristol: IOP Publ., 1996, Chap. 12., S. Vermote, C. Wagemans, O. Serot, J. Heysec, J. Van Gils, T. Soldner, P. Geltenbort, Nucl. Phys. A. 837, 176 (2010).*] 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 о возможности реализации виртуального процесса распада родительского ядра.

- 2) угловое распределение α -частиц в тройном делении имеет анизотропный характер, причем максимум этого распределения формируется при направлениях вылета этих частиц, перпендикулярных направлениям 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 его деформационном движении после преодоления этим ядром с вероятностью ω^0 внутреннего и внешнего барьеров деления и достижения им грушевидной формы, и обозначаемых индексом (0).
- 3) экспериментальное отношение $N_\alpha = \Gamma_{\alpha f}^A / \Gamma_f^A$ ширины $\Gamma_{\alpha f}^A$ и Γ_f^A тройного и двойного деления для всей исследуемой группы ядер-актинидов имеет значения: $N_\alpha \approx (1,7 - 3,9) \cdot 10^{-3}$ [*M. Mutterer and J. P. Theobald, Dinuclear Decay Modes, Bristol: IOP Publ., 1996, Chap. 12., S. Vermote, C. Wagemans, O. Serot, J. Heysec, J. Van Gils, T. Soldner, P. Geltenbort, Nucl. Phys. A. 837, 176 (2010).*].

Для описания тройного деления ядер предложено несколько механизмов:

- **испарительный механизм** [*C. F. Tsang, Phys. Scripta 10A, 90 (1974); Г.В. Вальский, ЯФ 24, 270 (1976); В. А. Рубченя, ЯФ 35, 576 (1982)*], 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 [*С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова, ЯФ. 68, № 9, 1421 (2005)*].
- **неадиабатический механизм** тройного деления ядер [*О. Tanimura, T. Fließbach, Z. Phys. 328, 475 (1987)*.] - 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 $(A - 4, Z - 2)$, которое сообщает α -частице 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 из-за 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 происходит уменьшение кинетической энергии $(T_f^{A-4})^0$ относительного движения двух вылетающих фрагментов деления в момент деления остаточного ядра до значений:

$$(\tilde{T}_f^{A-4})^0 = (T_f^{A-4})^0 - T_\alpha + Q_\alpha^A . \quad (2)$$

- **новый виртуальный подход** к описанию характеристик тройного деления ядер [раздел 1 доклада].

Амплитуда ширины тройного деления ядер представляется диаграммой Фейнмана

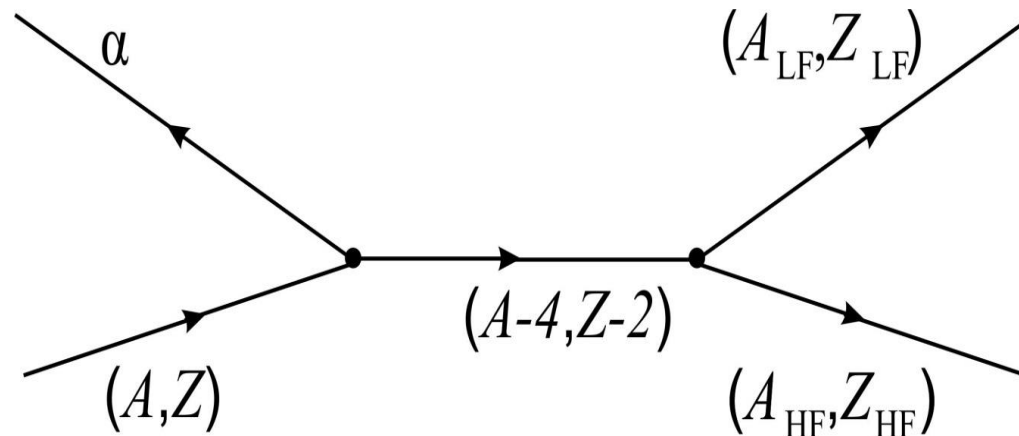


Диаграмма Фейнмана соответствует двухступенчатому процессу:

- из шейки делящегося ядра A вылетает α -частица с образованием дочернего ядра $(A - 4)$
- на последующей стадии это конечное ядро разрывается на два первичных фрагмента тройного деления A_{LF} и A_{HF} .

СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР

Ширина $(\Gamma_{\alpha f}^A)^v$ спонтанного тройного деления имеет вид, аналогичный формуле для ширины $(\Gamma_{2p}^A)^v$ виртуального двухступенчатого $2p$ -распада родительского ядра:

$$(\Gamma_{\alpha f}^A)^v = \frac{1}{2\pi} \int_{Q_{\alpha}^A}^{Q_{\alpha f}^A} \frac{\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}) (\Gamma_f^{(A-4)} (\tilde{T}_f^{A-4})^0)^0}{(Q_{\alpha}^A - T_{\alpha})^2} dT_{\alpha}. \quad (3)$$

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 $(A - 4, Z - 2)$,:

$$\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}) = \omega^0 \cdot (\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}))^0, \quad (4)$$

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, а $(\Gamma_f^{(A-4)}(\tilde{T}_f^{A-4}))^0$ – делительная ширина состояния дочернего ядра $(A - 4, Z - 2)$, отвечающего конфигурации (0).

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

$$W_{\alpha f}(T_{\alpha}) = \frac{1}{2\pi} \frac{(\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}))^0 (\Gamma_f^{(A-4)}(\tilde{T}_f^{A-4}))^0}{(Q_{\alpha}^A - T_{\alpha})^2 (\Gamma_f^A(T_f^A))^0}. \quad (5)$$

Используя формулу (5) можно получить выражение $A(T_\alpha)$ аналогичное ширине $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$ α -распада, связанное с вылетом α -частицы из шейки делящегося ядра:

$$A(T_\alpha) = 2\pi W_{\alpha f}(T_\alpha)(Q_\alpha^A - T_\alpha)^2 \frac{(\Gamma_f^A(T_f^A))^0}{(\Gamma_f^{(A-4)}(\tilde{T}_f^{A-4}))^0}. \quad (6)$$

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, тогда величина $A(T_\alpha)$ совпадает с шириной $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$, которая в этом случае имеет вид:

$$(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0 = 2\pi W_{\alpha f}(T_\alpha)(Q_\alpha^A - T_\alpha)^2. \quad (7)$$

Ширину α -распада родительского ядра $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$ в формуле (7) можно выразить:

$$(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0 = \omega_\alpha \frac{\hbar c \sqrt{2T_\alpha}}{2(R_\alpha^A)_{\text{neck}} \sqrt{M_\alpha c^2}} P(T_\alpha), \quad (8)$$

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. Считая, что фактор проницаемости $P(T_{\alpha}) \approx 1$ для энергий максимума $(T_{\alpha})_{\text{max}} \approx 16$ МэВ распределения $W_{\alpha f}(T_{\alpha})$, а также из сравнения формул (7) и (8) и используя экспериментальное энергетическое распределение α -частиц $W_{\alpha f}(T_{\alpha})$, значения положения максимума $(W_{\alpha}^A)_{\text{max}}$ и ширины на полувысоте распределения $FWHM_{\alpha}^A$, можно получить оценку радиуса $(R_{\alpha}^A)_{\text{neck}} = 2,18 - 3,2$ Фм для ядер ^{248}Cm , ^{250}Cf и ^{252}Cf .

Формула (7) 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:

$$(\Gamma_{\alpha}^A(T_{\alpha}))^0 = 2\pi W_{\alpha f}(T_{\alpha})(Q_{\alpha}^A + |B_n| - T_{\alpha})^2, \quad (9)$$

где B_n – энергия связи нейтрона в составном ядре. Используя формулы (8) и (9) и экспериментальное распределение $W_{\alpha f}(T_{\alpha})$ при $(T_{\alpha})_{\text{max}} \approx 16$ МэВ можно получить $(R_{\alpha}^A)_{\text{neck}} : (R_{\alpha}^A)_{\text{neck}} = 3,1$ и $3,7$ Фм для ядер 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 [*S. Vermote, et al., Nucl. Phys. A 806 (2008)*, *O. Serot, et al. Eur. Phys. J. A 8, 187–196 (2000)*], в которых произведена оценка шейки делящегося ядра в расчетах эволюции его формы при движении к точке разрыва на основе обобщенной капельной модели ядра.

МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ Т-НЕЧЕТНЫХ АСИММЕТРИЙ В РЕАКЦИЯХ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ХОЛОДНЫМИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ НЕЙТРОНАМИ С ИСПУСКанием АЛЬФА- ЧАСТИЦ

Доказано в [*S.G. Kadmensky, V.E. Bunakov, D.E. Lubashevsky // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys., 2019, vol. 83, p. 1236.*], что P-чётная T-нечётная асимметрия в дифференциальных сечениях ядерных реакциях тройного деления ядер холодными поляризованными нейтронами при вылете предразрывных α -частиц может быть представлена в общем случае через сумму тройных $\sigma_3(\Omega) = A_3(\theta)(\sigma_n[p_{LF}, p_\alpha])$ и пятерных $\sigma_5(\Omega) = A_5(\theta)(\sigma_n[p_{LF}, p_\alpha])(p_{LF}, p_\alpha)$ скалярных корреляций, зависящих от спина σ_n поляризованного нейтрона ориентированного вдоль оси Y, импульса фрагмента деления p_{LF} ориентированного вдоль оси Z и импульса α -частиц p_α , испускаемого в телесном углу $\Omega(\theta, \varphi)$. Коэффициенты A_3 и A_5 связаны с суммой величин $(p_{LF}, p_\alpha)^n = \cos^n(\theta)$ с четным значением n. Для случая α -частиц вылетающих в плоскости (ZX), тогда $\varphi = 0$, то корреляции представлены как $\sigma_3(\theta) \sim \sin \theta$

и $\sigma_5(\theta) \sim \sin \theta \cos \theta$, удовлетворяют условию симметрии $\sigma_3(\theta) = \sigma_3(\pi - \theta), \sigma_5(\theta) = -\sigma_5(\pi - \theta)$. Тогда исследуемые корреляции могут быть выражены через коэффициент исследуемой асимметрии [A. Gagarsky et al., Phys. Rev. C. 2016. V. 93. P 054619.]: $D(\theta) = [\sigma_3(\theta) + \sigma_5(\theta)] / \sigma_0(\theta)$, где $\sigma_0(\theta)$ является дифференциальным сечением аналогичной реакции с холодными поляризованными нейтронами, $\sigma_{3,5}(\theta) = 1/2 [D(\theta) \sigma_0(\theta) \pm D(\pi - \theta) \sigma_0(\pi - \theta)]$ (1).

Используя экспериментальные значения $D^{\text{exp}}(\theta)$ и $\sigma_0^{\text{exp}}(\theta)$ для ядер-мишеней ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu [A. Gagarsky et al., Phys. Rev. C. 2016. V. 93. P 054619.], были получены значение тройной $\sigma_3^{\text{exp}}(\theta)$ и пятерной $\sigma_5^{\text{exp}}(\theta)$ корреляции. Учитывая механизм формирования Т-нечётных асимметрий, обусловленных влиянием квантового вращения делящейся системы вокруг оси, перпендикулярной ее оси симметрии, на угловое распределение осколков деления и α -частиц, но угол поворота связанный с Кориолисовым взаимодействием на фрагменты деления, значительно превосходит

аналогичный угол полученный воздействием на α -частиц, поэтому углом поворота α -частиц можно пренебречь и учитывать только угол поворота фрагментов деления.

Корреляции можно представить в виде $\sigma_3^{th}(\theta) = \Delta_3 \left(d\sigma_{odd}^0(\theta)/d\theta \right)$, $\sigma_5^{th}(\theta) = \Delta_5 \left(d\sigma_{ev}^0(\theta)/d\theta \right)$ (2), где σ_{ev}^0 и σ_{odd}^0 являются нечетными компонентами [*S.G. Kadmsky, V.E. Bunakov, D.E. Lubashevsky // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys., 2019, vol. 83, p. 1236.*] дифференциального поперечного сечения $\sigma_0(\theta)$, связанные с чётными и нечётными орбитальными моментами α -частиц, Δ_3 и Δ_5 являются углами поворота p_α относительно p_{LF} , связанные как говорилось выше только с углом поворота фрагментов деления.

Сравнение корреляций из формул (1), (2) позволяет найти значение углов поворота Δ_3 , Δ_5 по χ^2 -методу, и с их помощью вычислить корреляции σ_3^{th} и σ_5^{th} . Рассчитанные углы сопоставимы с углами, полученными в классическом подходе [*A. Gagarsky et al., Phys. Rev. C. 2016. V. 93. P 054619.*], и для всех ядер имеют положительный знак.

В тоже 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 $\sigma_3^{th}(\theta)$ и $\sigma_5^{th}(\theta)$ наблюдается для всех ядер, но знак Δ_5 положительный и совпадает с Δ , который вычисляется в рамках классического подхода [A. Gagarsky et al., *Phys. Rev. C*. 2016. V. 93. P 054619.], но при переходе от ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu к ^{233}U , знак меняется. Различия, полученные выше для классического и квантового подходов исследуемых Т-нечётных асимметрий могут быть использованы при анализе надежности этих подходов.

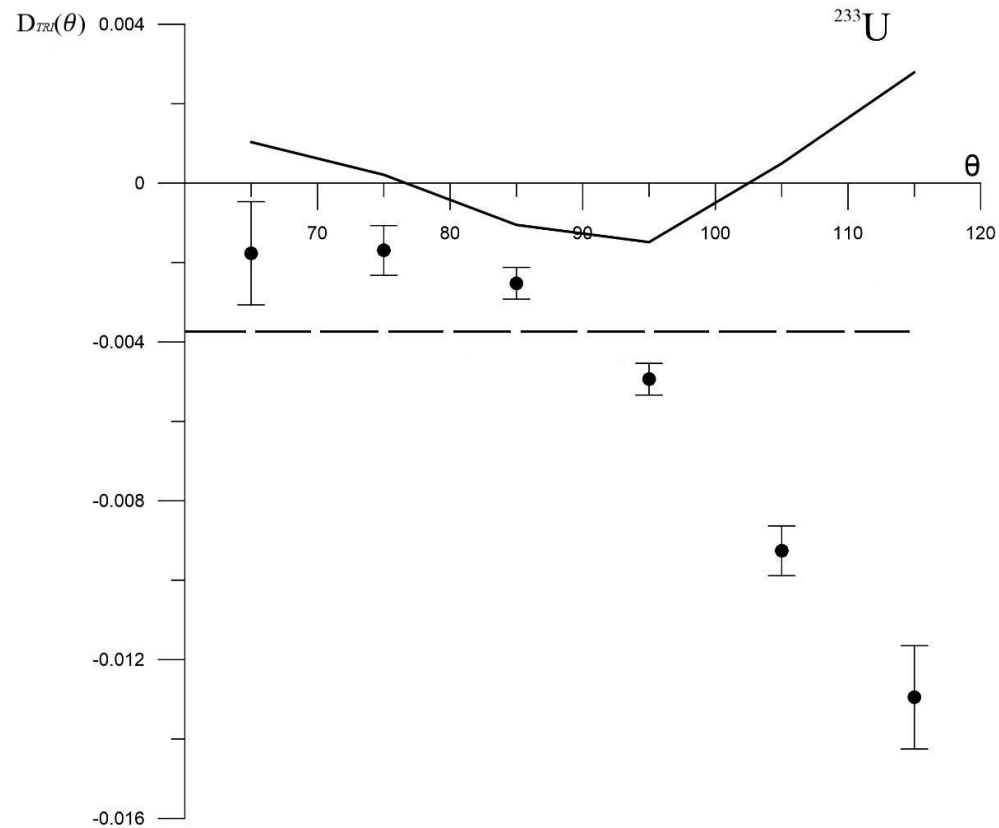


Рис. 1. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия $\Delta_3=0.0018$, классического – пунктирная линия $D_{TRI}=-0.00039$) коэффициенты $D_3(\theta)$ для ядра-мишени ^{233}U .

Наблюдается плохое согласие экспериментальных данных с обоими теоретическими подходами. В рамках квантового подхода возможность устранения данного рассогласования связанное с решением сложной трехтельной задачи.

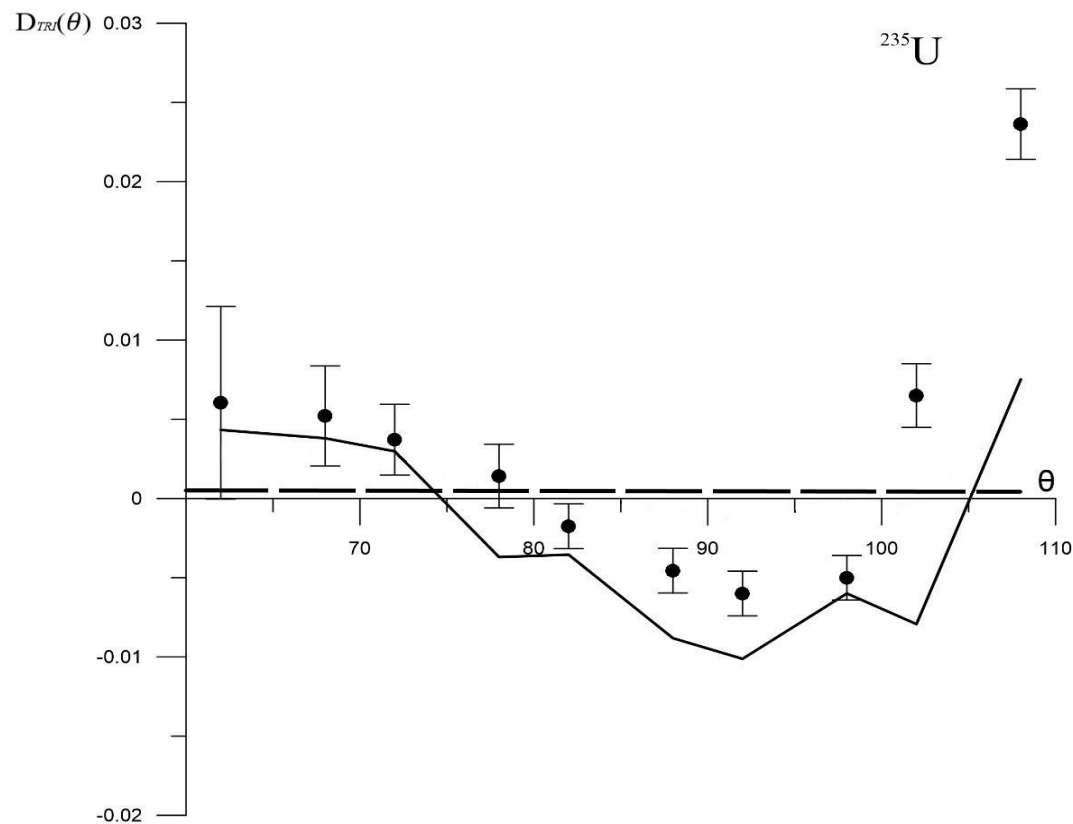


Рис. 2. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия $\Delta_3=0.0085$, классического – пунктирная линия $D_{TRI}=0.00017$) коэффициенты $D_3(\theta)$ для ядра-мишени ^{235}U .

Наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с теоретическим квантовым подходом, чего не удастся добиться в классическом.

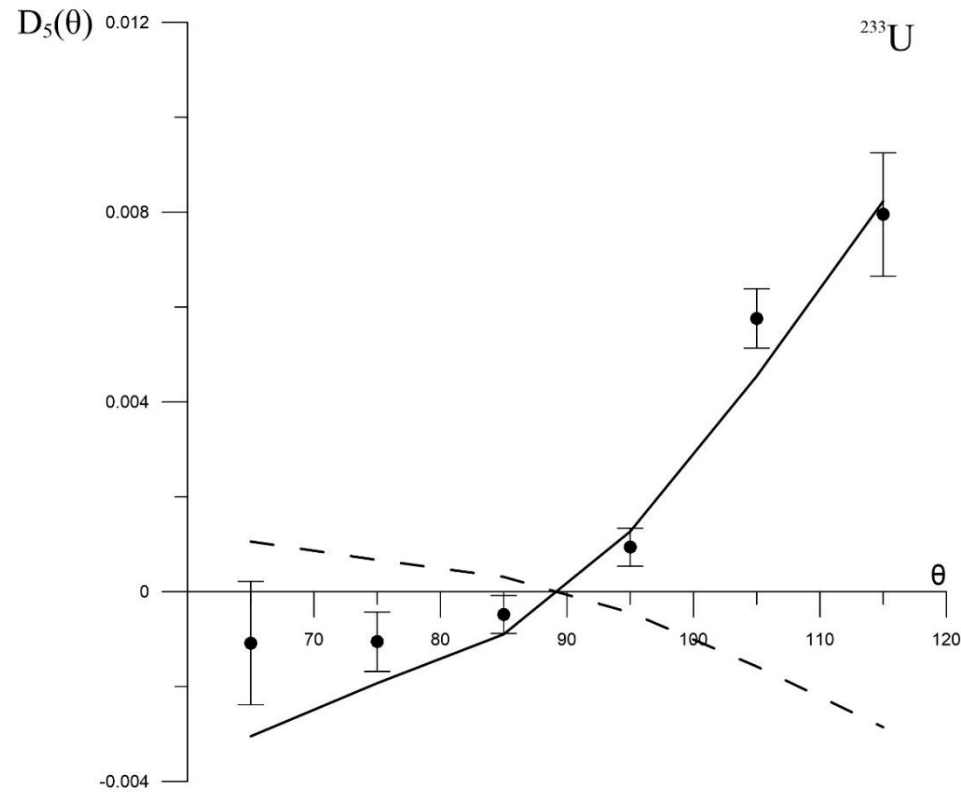


Рис. 3 Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия $\Delta_5 = -0.0019$, классического – пунктирная линия $\Delta = 0.00105$) коэффициенты $D_5(\theta)$ для ядра-мишени ^{233}U .

Наблюдается полное согласие экспериментальных данных с квантовым подходом, а в рамках классического подхода видно не возможность его применения для данного ядра мишени.

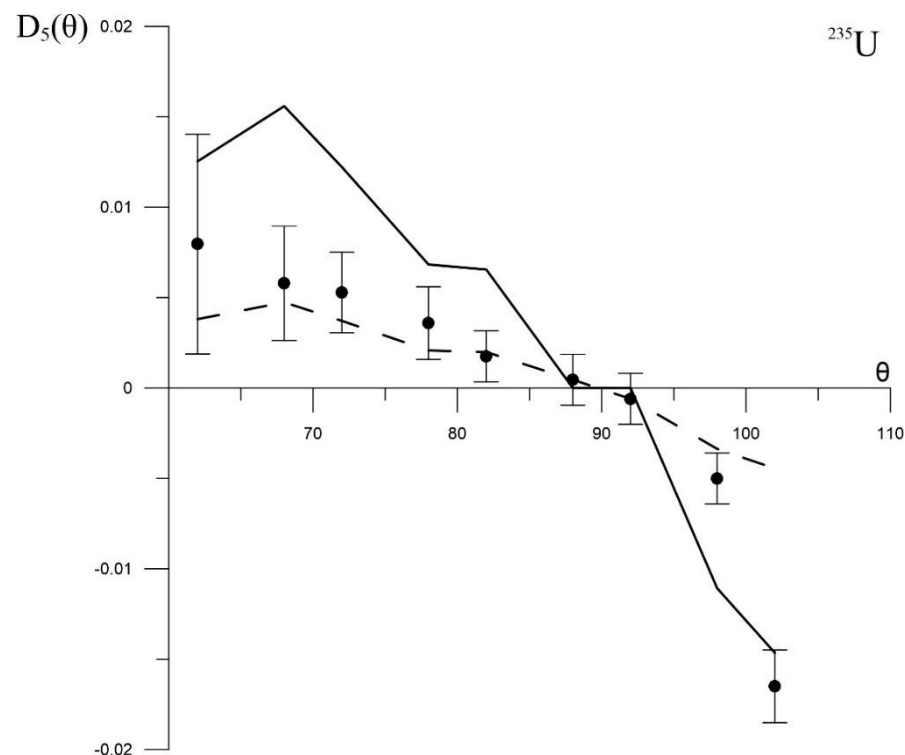


Рис. 4. Экспериментальные (черные кружки) и рассчитанные в рамках теоретических подходов (квантового – непрерывная линия $\Delta_5=0.0092$, классического – пунктирная линия $\Delta=0.00175$) коэффициенты $D_5(\theta)$ для ядра-мишени ^{235}U .

Наблюдается разумное согласие экспериментальных данных с квантовым подходом, хотя в рамках классического подхода удается достигнуть лучшего согласия.

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

Экспериментальные угловые распределения мгновенных нейтронов и γ - квантов [*I. Guseva and Yu. Gusev, AIP Conf. Proc. 1175, 355 (2009).*] в системах центра масс осколков деления имеют вид: $P_{\gamma,n}^0(\theta_{\gamma,n}^0) \sim \left(1 + A_{\gamma,n_\gamma} \cos^2 \theta_{\gamma,n}^0 \right)$, (3), связанные с четными орбитальными моментами нейтронов и γ -квантов. Если условия эксперимента не предполагают тип фиксации фрагмента для перехода от с.ц.м. к л.с.к., то угловые распределения (3) 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, коэффициенты $D(\theta)$ (1) для мгновенных нейтронов и γ -квантов зависят от пятерной скалярной корреляции $\sigma_5(\Omega) = A_5(\theta) (\sigma_n [p_{LF}, p_\alpha])(p_{LF}, p_\alpha)$. По этой причине коэффициенты $D(\theta_{n,\gamma})$ имеют вид [*S.G. Kadmsky, L.V. Titova, V.E. Bunakov*

// *Phys. Atom. Nucl.* 82, 239 (2019)] $D^{th}(\theta_{n,\gamma}) = \left(\Delta_{n,\gamma} dP_0^{th}(\theta_{n,\gamma}) / d\theta_{n,\gamma} \right) / P_0^{th}(\theta_{n,\gamma})$,

где $\Delta_{n,\gamma}$ -углы поворота волновых векторов мгновенных нейтронов k_n и γ - кванта k_γ относительно направления волнового вектора k_{LF} фрагмента светового деления. Значение $\Delta_{n,\gamma}$ были рассчитаны с помощью χ^2 -метода из условия совпадения теоретических коэффициентов $D^{th}(\theta_{n,\gamma})$ с аналогичными экспериментальными коэффициентами $D^{exp}(\theta_{n,\gamma})$ [*I. Guseva and Yu. Gusev, AIP Conf. Proc.* 1175, 355 (2009)., *G.V. Danilyan, J. Klenke, Yu.N. Kopatch // Phys. Atom. Nucl.* 77, 715 (2014)], представлены на рис. 5-8. Получили разумное согласие между экспериментальными и теоретическими коэффициентами для обоих ядер, при этом знаки величин $\Delta_{n,\gamma}$ совпадали друг с другом в ядрах ^{233}U и ^{235}U , но при переходе от ^{233}U к ^{235}U , они менялись с отрицательных на положительные. Знаки значений $\Delta_{n,\gamma}$ совпадали со знаками Δ_5 , рассчитанными для α -частиц, но наблюдалось несоответствие со значениями Δ , полученными в рамках классического подхода [*A. Gagarsky et al., Phys. Rev. C.* 2016. V. 93. P 054619.], так как при переходе от ^{233}U к ^{235}U знак не меняется, а остается

положительным для обоих ядер. Совпадение знаков для $\Delta_{n,\gamma}$ и Δ_5 говорит в пользу единого механизма возникновения Т-нечётных асимметрий и более сложной квантовой природы эффективного угла поворота, для их оценки необходимо учитывать интерференционные эффекты, что невозможно в рамках классического подхода.

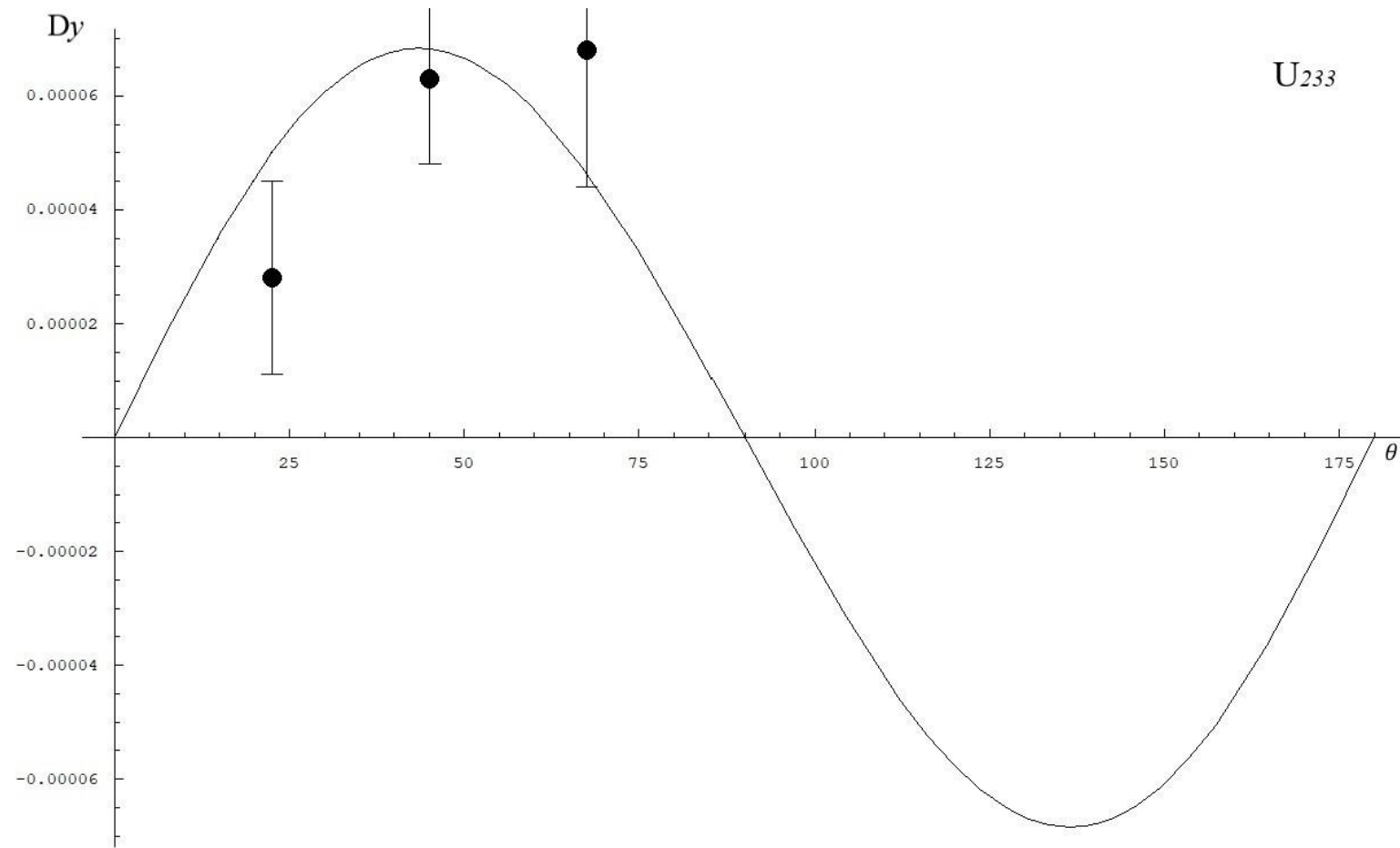


Рис. 5. Экспериментальные коэффициенты $D_\gamma(\theta_\gamma)$ для ядра-мишени ^{233}U (черные кружки) и аналогичные коэффициенты, рассчитанные при использовании χ^2 -метода в рамках квантового подхода (непрерывная линия $\Delta_\gamma = -0,00065$) для испарительных γ — КВАНТОВ.

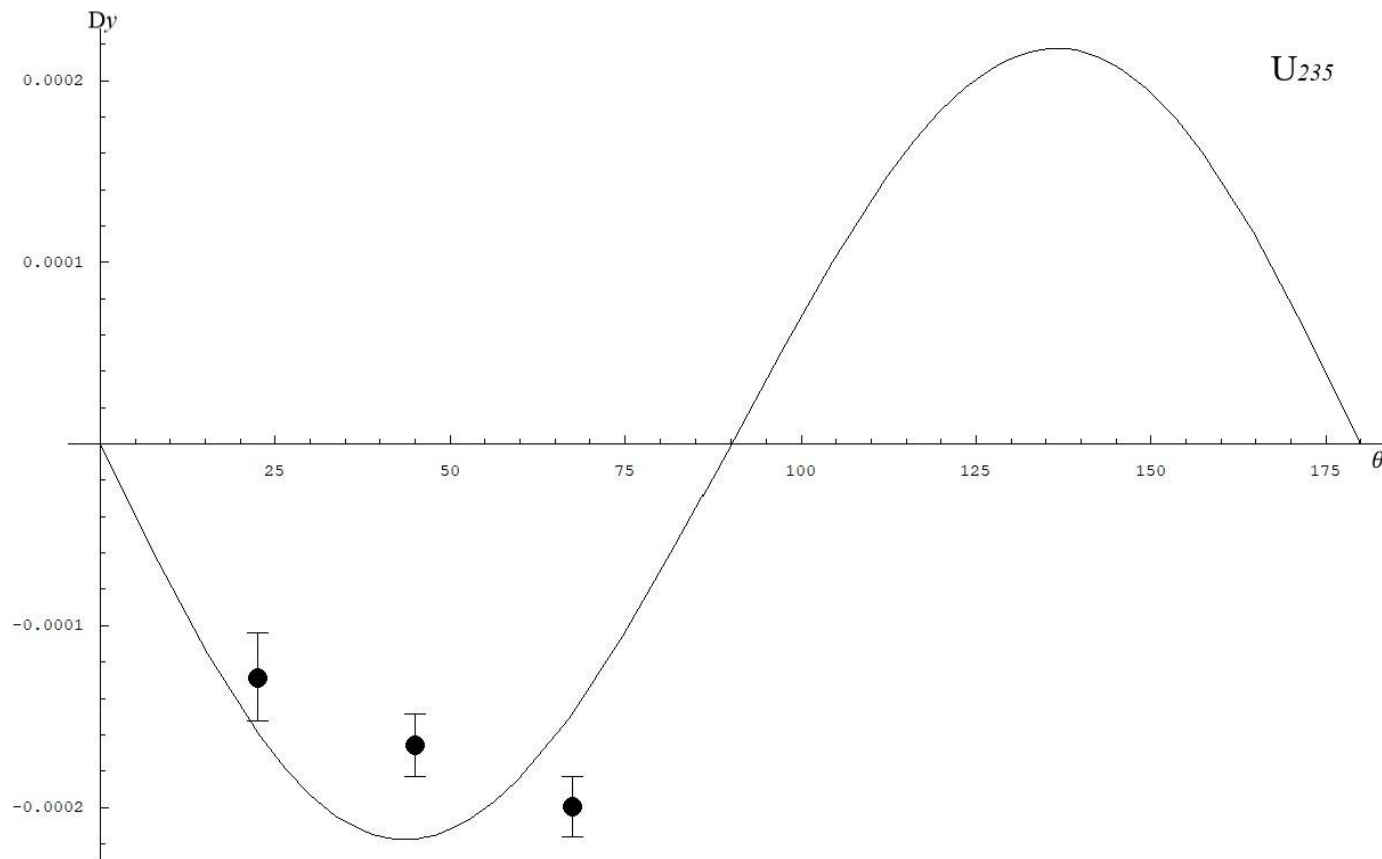


Рис.6. Экспериментальные коэффициенты $D_\gamma(\theta_\gamma)$ для ядра-мишени ^{235}U (черные кружки) и аналогичные коэффициенты, рассчитанные при использовании χ^2 -метода в рамках квантового подхода (непрерывная линия $\Delta_\gamma = 0,0021$) для испарительных γ -квантов.

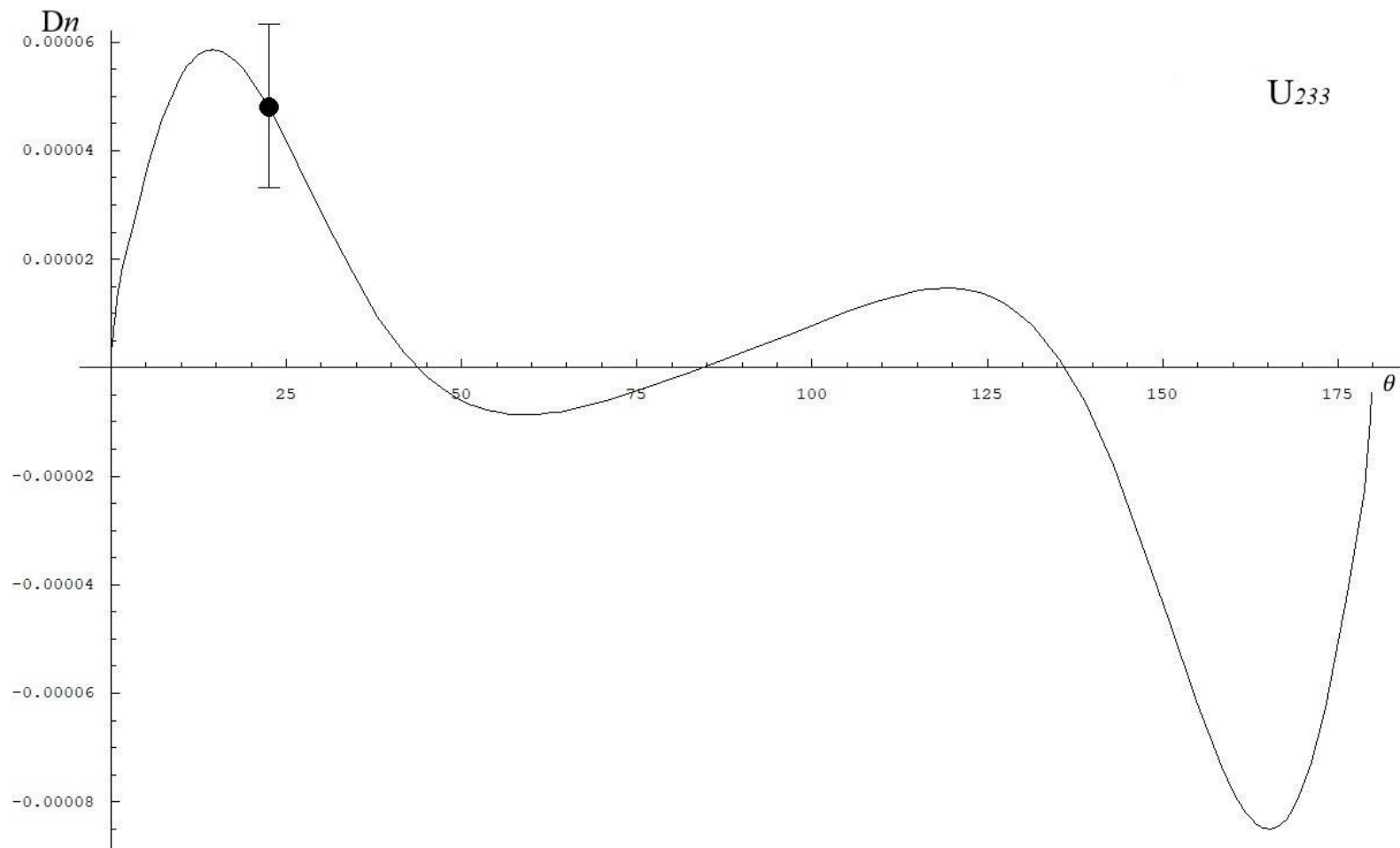


Рис. 7. Экспериментальные коэффициенты $D_n(\theta_n)$ для ядра-мишени ^{233}U (черные кружки) и аналогичные коэффициенты, рассчитанные при использовании χ^2 -метода в рамках квантового подхода (непрерывная линия $\Delta_n = -0,00027$) для испарительных нейтронов.

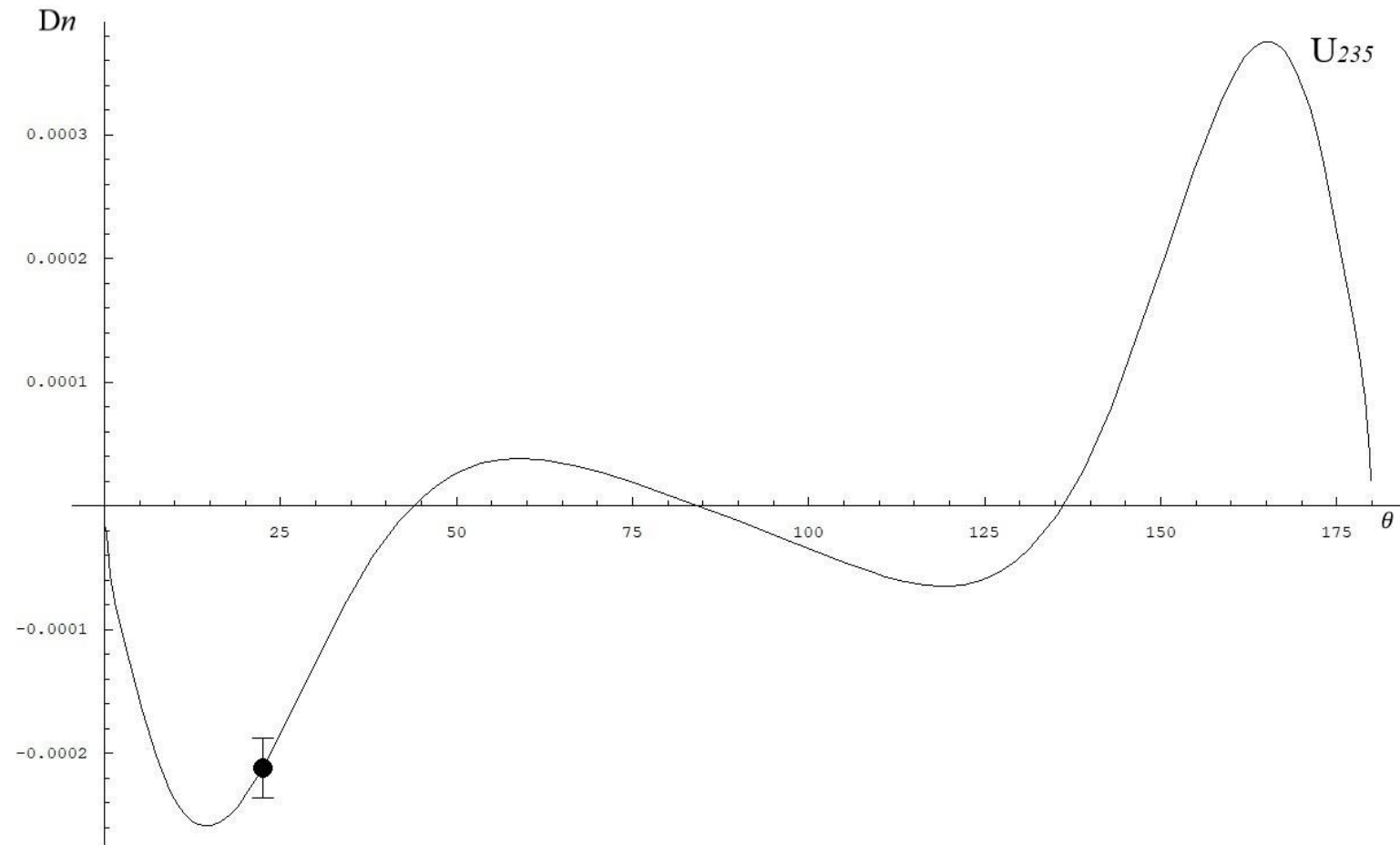


Рис. 8. Экспериментальные коэффициенты $D_n(\theta_n)$ для ядра-мишени ^{235}U (черные кружки) и аналогичные коэффициенты, рассчитанные при использовании χ^2 -метода в рамках квантового подхода (непрерывная линия $\Delta_n = -0,0012$) для испарительных нейтронов.

Заключение

Продемонстрирован новый подход к описанию ядерных реакций и распадов с учетом реальных и виртуальных состояний промежуточных ядер.

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!

THANK YOU FOR YOUR ATTENTION!