

НОВЫЙ КЛАСС ЯДЕРНЫХ РАСПАДОВ С УЧАСТИЕМ ВИРТУАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЯДЕР

© 2020 г. С. Г. Кадменский^{1)*}, Л. В. Титова¹⁾, Д. Е. Любашевский¹⁾

Поступила в редакцию 25.12.2019 г.; после доработки 25.12.2019 г.; принята к публикации 25.12.2019 г.

Исследован новый класс ядерных реакций и распадов, который можно назвать виртуальным, поскольку он связан с появлением в амплитудах ширин указанных процессов виртуальных промежуточных состояний атомных ядер с атомным весом $A \geq 2$, энергии которых лежат вне массовых поверхностей, на примере $2p$ - и 2β -распадов ядер, а также спонтанного тройного деления четно-четных ядер-актинидов. Проведен расчет ширин и угловых распределений ядерных $2p$ -распадов, а также периодов полураспада ядер в 2β -распаде. Получены оценки значений радиусов шейки делящегося ядра и значения выделяемой энергии при двойном делении основного состояния промежуточного ядра для спонтанного тройного деления ядер ^{248}Cm , ^{250}Cf и ^{252}Cf .

DOI: 10.31857/S0044002720040121

1. ВВЕДЕНИЕ

В теории поля хорошо известны [1] реакции и распады, связанные с появлением в их амплитудах промежуточных виртуальных состояний различных элементарных частиц, импульсы и энергии которых не связаны между собой релятивистскими формулами Эйнштейна для свободных частиц. К подобным явлениям относится, например, реакция комптоновского рассеяния γ -квантов на свободных электронах, амплитуда которой описывается [1] представленной на рис. 1 диаграммой Фейнмана, в которой фигурируют вершинные части, связанные с поглощением или испусканием γ -кванта электроном, выражаемые черными кружочками, и функция Грина электрона (линия со стрелкой и с индексом e^*), которая не имеет полюсного характера из-за невозможности одновременного выполнения законов сохранения импульса и энергии при поглощении (испускании) γ -кванта свободным электроном и поэтому описывает виртуальное состояние электрона. Подобные процессы с участием виртуальных состояний ряда элементарных частиц известны также и в ядерной физике.

Возникает вопрос: существуют ли ядерные реакции и распады, связанные с появлением в их амплитудах виртуальных промежуточных состояний атомных ядер с атомным весом $A \geq 2$, энергии которых лежат вне массовых поверхностей указанных реакций и распадов. К числу таких распадов можно отнести, во-первых, предсказанные

В.И. Гольданским [2, 3] и экспериментально обнаруженные в работах [4–8] двухпротонные распады ряда нейтронодефицитных ядер, представление о виртуальности которых было обосновано в более поздних работах [9–12]. Во-вторых, к виртуальным распадам относятся фактически и двойные β -распады ядер, в амплитудах которых появляются [13–16] виртуальные состояния промежуточных ядер. Целью настоящей работы является анализ методов, использованных для описания рассмотренных выше виртуальных $2p$ - и 2β -распадов ядер, и исследование других известных ядерных реакций и распадов, которые также имеют виртуальный характер и вместе с $2p$ - и 2β -распадами ядер формируют новый класс ядерных реакций и распадов, который можно назвать виртуальным.

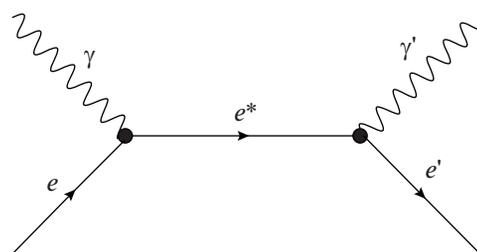


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана для амплитуды реакции комптоновского рассеяния γ -квантов на свободных электронах с вершинными частями (черные кружочки) поглощения или испускания γ -кванта электроном и функцией Грина электрона (линия со стрелкой и с индексом e^*).

¹⁾Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия.

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

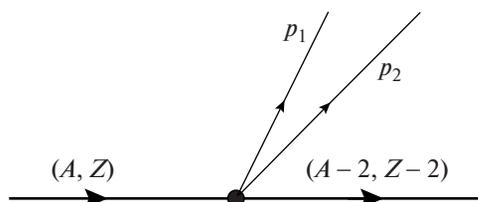


Рис. 2. Диаграмма Фейнмана для амплитуды одновременного вылета из родительского ядра (A, Z) двух протонов и конечного ядра $(A - 2, Z - 2)$ с соответствующей вершинной частью (черный кружок).

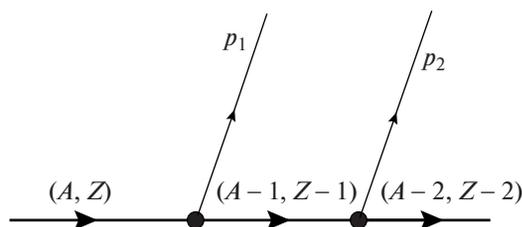


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, для последовательного двухпротонного распада с вершинными частями вылетов первого и второго протонов и функцией Грина (линия со стрелкой и с индексом $(A - 1, Z - 1)$).

2. ВИРТУАЛЬНЫЕ ДВУХПРОТОННЫЕ РАСПАДЫ ЯДЕР

Широко используемый в настоящее время подход [17–20] к описанию $2p$ -распадов ядер основывается на представлении об одновременности вылета из родительского ядра (A, Z) двух протонов и конечного ядра $(A - 2, Z - 2)$, когда амплитуды указанных распадов представляются диаграммой рис. 2. Подобные распады с точки зрения закона сохранения энергии возможны, если теплота Q_{2p} двухпротонного распада ядра (A, Z) с образованием ядра $(A - 2, Z - 2)$, определяемая как

$$Q_{2p} = E(A, Z) - E(A - 2, Z - 2), \quad (1)$$

где $E(A, Z)$ и $E(A - 2, Z - 2)$ — внутренние энергии ядер (A, Z) и $(A - 2, Z - 2)$, имеет положительное значение и приближенно совпадает с суммарной кинетической энергией $(T_1 + T_2)$ двух вылетающих протонов в случае больших значений $(A \gg 2)$ атомного веса родительского ядра:

$$Q_{2p} = (T_1 + T_2) > 0. \quad (2)$$

Успешное описание свойств $2p$ -распадов с одновременным появлением трех вылетающих частиц может быть достигнуто только в рамках теории, в которой фигурируют трехчастичные волновые функции конечных каналов этих распадов, учитывающие, как правило, не только парные, но и трехчастичные потенциалы взаимодействия вылетающих частиц. Наиболее последовательный вариант этой теории был развит в работах [17–20] на основе

R -матричного формализма ядерных реакций [21–23] с использованием метода гиперсферических гармоник. Однако в этих работах нет ответа на вопрос, как вводимые в них трехчастичные потенциалы взаимодействия трех вылетающих частиц, параметры которых определяются [17–20] с помощью подгонки рассчитанных характеристик $2p$ -распадов к их экспериментальным значениям, могут повлиять на структурные свойства исследуемых ядер, поскольку в описывающих эти свойства традиционных теориях [24, 25] используются только парные нуклон-ядерные (оболочечные) и нуклон-нуклонные эффективные потенциалы.

В работах [9–11] развита теория, иллюстрирующая амплитуду рассматриваемого $2p$ -распада диаграммой Фейнмана (рис. 3), в которой эти распады рассматриваются как последовательные двухступенчатые процессы. На первой ступени из ядра (A, Z) вылетает протон p_1 и появляется функция Грина $G(A - 1, Z - 1)$ промежуточного ядра $(A - 1, Z - 1)$, а на второй ступени указанное промежуточное ядро распадается с испусканием второго протона p_2 и образованием конечного ядра $(A - 2, Z - 2)$. При этом сумма теплот Q_{p_i} первого протонного распада:

$$Q_{p_1i} = E(A, Z) - E_i(A - 1, Z - 1), \quad (3)$$

и Q_{p_2i} второго протонного распада:

$$Q_{p_2i} = E_i(A - 1, Z - 1) - E(A - 2, Z - 2), \quad (4)$$

связана с теплотой Q_{2p} двухпротонного распада родительского ядра (1) соотношением

$$Q_{2p} = Q_{p_1i} + Q_{p_2i}. \quad (5)$$

Рассматриваемую теорию можно обосновать, если допустить, что существует достаточно большая временная задержка между моментами вылета первого и второго протонов, что позволяет пренебречь короткодействующим ядерным взаимодействием между вылетевшими протонами и, следовательно, исключить возможность появления виртуального s -состояния этих протонов [26–28]. В этом случае вершинные части диаграммы рис. 3 можно выразить [9, 10] через амплитуды однопротонных ширин распадов (A, Z) и $(A - 1, Z - 1)$ ядер. Соответствующие ширины определяются для сферических и деформированных ядер в [29–31] интегральными формулами, в которых фигурируют традиционные оболочечные потенциалы и эффективные потенциалы нуклон-нуклонных взаимодействий, используемые в современных многочастичных теориях ядра [24, 25]. При использовании диаграммы рис. 3 в работах [9, 10] была определена ширина Γ_{2p}^A двухпротонного распада ядра (A, Z) с образованием ядер $(A - 2, Z - 2)$:

$$\Gamma_{2p}^A = \frac{1}{2\pi} \times \quad (6)$$

Таблица 1. Сопоставление экспериментальных $(\Gamma_{2p}^A)^{\text{exp}}$ и теоретических $(\Gamma_{2p}^A)^{\nu}$ ширин двух протонных распадов четных по протонам ядер

№	$(A, Z) \rightarrow (A - 2, Z - 2)$	A	Z	$(\Gamma_{2p}^A)^{\text{exp}}, \text{МэВ}$	$(\Gamma_{2p}^A)^{\nu}, \text{МэВ}$
1	Ne \rightarrow O	16	10	$1.11_{-0.01}^{+0.01} \times 10^{-3}$	1.2×10^{-3}
2	Mg \rightarrow Ne	19	12	$1.1_{-0.25}^{+1.4} \times 10^{-10}$	2.4×10^{-10}
3	Fe \rightarrow Cr	45	26	$1.6_{-0.5}^{+0.5} \times 10^{-19}$	1.77×10^{-19}
4	Ni \rightarrow Fe	48	28	$2.2_{-1.1}^{+1.1} \times 10^{-19}$	1.56×10^{-19}
5	Kr \rightarrow Se	67	36	$0.62_{-0.03}^{+0.03} \times 10^{-19}$	0.618×10^{-19}

$$\times \sum_i \int_0^{Q_{2p}} dT_1 \frac{\Gamma_{p_1(A-1)_i}^A(T_1) \Gamma_{p_2(A-2)_i}^{(A-1)_i}(Q_{2p} - T_1)}{(Q_{p_1i} - T_1)^2 + \frac{1}{4}(\Gamma_{\text{tot}}^{(A-1)_i})^2}.$$

В (6) $\Gamma_{p_1(A-1)_i}^A(T_1)$ — ширина однопротонного распада родительского ядра (A, Z) с вылетом протона p_1 с кинетической энергией T_1 и образованием промежуточного ядра в состоянии $(A - 1)_i$, а $\Gamma_{p_2(A-2)_i}^{(A-1)_i}(Q_{2p} - T_1)$ — аналогичная ширина распада промежуточного ядра с вылетом второго протона p_2 с кинетической энергией T_2 , определяемой согласно (2) как $T_2 = (Q_{2p} - T_1)$. В этой же формуле $\Gamma_{\text{tot}}^{(A-1)_i}$ — полная ширина распада i -го возбужденного состояния промежуточного ядра во все возможные конечные каналы его распада.

Можно выделить два возможных типа двухступенчатых $2p$ -распадов ядер. Первый тип соответствует двум последовательным реальным однопротонным распадам родительского и промежуточного ядер, когда теплоты Q_{p_1i} и Q_{p_2i} имеют положительные значения и совпадают соответственно с кинетическими энергиями T_1 и T_2 первого и второго вылетающих протонов. В этом случае в диаграмме рис. 3 функция Грина $G(A - 1, Z - 1)$ промежуточного ядра имеет полюсной характер и поэтому после интегрирования по dT_1 в формуле (6) с использованием теоремы Коши ширина (6) приводится [9, 10] к ширине $(\Gamma_{2p}^A)^0$ двухпротонного распада, связанного с двумя последовательными реальными однопротонными распадами родительского и промежуточного ядер:

$$(\Gamma_{2p}^A)^0 = \sum_i \frac{\Gamma_{p_1(A-1)_i}^A(Q_{p_1i}) \Gamma_{p_2(A-2)_i}^{(A-1)_i}(Q_{p_2i})}{\Gamma_{\text{tot}}^{(A-1)_i}}. \quad (7)$$

Второй тип $2p$ -распада возникает тогда, когда теплота p_1 -распада ядра (A, Z) $Q_{p_1i} < 0$. В результате все i -е состояния промежуточного ядра в функции Грина $G_i(A - 1, Z - 1)$ носят виртуальный характер, поскольку лежат вне массовой поверхности p_1 -распада ядра (A, Z) , а теплота Q_{p_2i}

распада указанных состояний $(A - 1, Z - 1)$ ядра удовлетворяет условию $Q_{p_2i} > |Q_{p_1i}| > 0$, которое соответствует необходимому для реального $2p$ -распада ядра (A, Z) условию (2). Тогда в подынтегральном выражении формулы (6) исчезает полюс, и ширина Γ_{2p}^A (6) совпадает с шириной $(\Gamma_{2p}^A)^{\nu}$ виртуального двухступенчатого $2p$ -распада ядра (A, Z) :

$$(\Gamma_{2p}^A)^{\nu} = \frac{1}{2\pi} \times \sum_i \int_0^{Q_{2p}} \frac{\Gamma_{p_1(A-1)_i}^A(T_1) \Gamma_{p_2(A-2)_i}^{(A-1)_i}(Q_{2p} - T_1)}{(Q_{p_1i} - T_1)^2} dT_1. \quad (8)$$

Как было показано в работах В.И. Гольданского [2, 3], неравенства $Q_{p_1i} < 0$ и $Q_{p_2i} > |Q_{p_1i}| > 0$, необходимые для виртуальности двухпротонного распада, реализуются для $2p$ -распадов основных состояний четных по протонам ядер (A, Z) с образованием основных состояний четных по протонам конечных ядер при учете эффектов сверхтекучей модели атомного ядра [24]. Действительно, в этом случае из-за отрицательности энергии спаривания двух валентных протонов в ядре (A, Z) , образующих куперовскую пару, теплота Q_{p_1i} , связанная с вылетом первого протона p_1 и образованием нечетного по протонам промежуточного ядра, уменьшается по сравнению с теплотой Q_{p_2i} вылета нечетного протона из этого ядра, который не участвует в формировании куперовской пары.

В табл. 1 представлены взятые из работ [4–8] экспериментальные ширины $(\Gamma_{2p}^A)^{\text{exp}}$ двухпротонных распадов основных состояний четных по протонам ядер ^{16}Ne , ^{19}Mg , ^{45}Fe , ^{48}Ni , ^{67}Kr с переходом в основные состояния конечных ядер и аналогичные теоретические ширины $(\Gamma_{2p}^A)^{\nu}$, рассчитанные по формуле (8) в рамках теории виртуальных $2p$ -распадов [9–12] в рамках сверхтекучей модели атомного ядра [24]. Видно, что при выборе параметров оболочечных потенциалов протонов

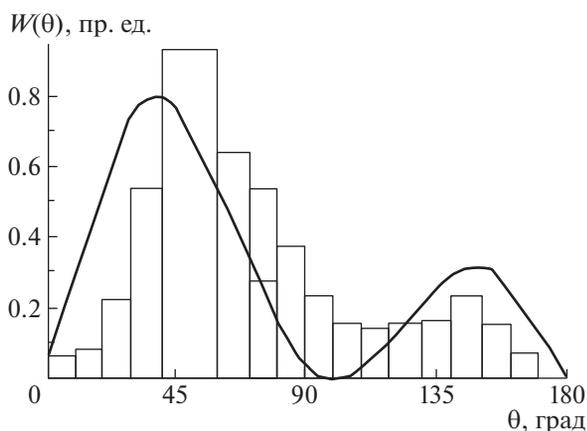


Рис. 4. Сопоставление экспериментального углового распределения вылетающих протонов $W^{\text{exp}}(\theta)$ (гистограмма) с теоретическим распределением $W^{\text{th}}(\theta)$ (сплошная кривая), рассчитанным по формуле (9) при значении параметра $\beta = 3$.

исследуемых ядер, близких к параметрам указанных потенциалов [32, 33] для ядер, лежащих в полосе β -стабильности, наблюдается разумное согласие теоретических $(\Gamma_{2p}^A)^\nu$ и экспериментальных $(\Gamma_{2p}^A)^{\text{exp}}$ ширин.

Возникает вопрос о возможности последовательного описания не только ширин, но и угловых распределений продуктов ядерных $2p$ -распадов. В [11] была получена формула для распределения $W^{\text{th}}(\theta)$ двух вылетающих протонов из ядра ^{45}Fe в зависимости от угла θ между направлениями их вылета:

$$W(\theta) = \frac{1}{2(1 + \beta^2)} (1 + \sqrt{3}\beta \cos \theta)^2 \sin \theta, \quad (9)$$

где $\beta^2 = \Gamma(2p_{3/2})/\Gamma(2s_{1/2})$, а $\Gamma(2p_{3/2})$ и $\Gamma(2s_{1/2})$ — рассчитанные в сверхтекучей модели атомного ядра [24] ширины вылета двух протонов из оболочечных состояний $2p_{3/2}(2s_{1/2})$. Как видно из рис. 4, наблюдается разумное согласие экспериментального углового распределения [34, 35] вылетающих протонов $W^{\text{exp}}(\theta)$ с теоретическим распределением $W^{\text{th}}(\theta)$, рассчитанным на основе формулы (9) при использовании значения параметра $\beta = 3$, получаемого в работе [11] при успешном описании ширины $2p$ -распада ядра ^{45}Fe , представленной в табл. 1.

3. ВИРТУАЛЬНЫЕ ДВОЙНЫЕ β -РАСПАДЫ ЯДЕР

Теория 2β -распада ядер была разработана в [13] при использовании формулы для вероятности $\omega_{2\beta}$ указанного распада ядра в единицу времени. Эта

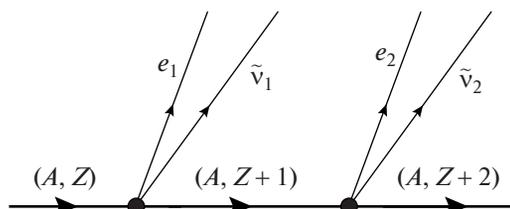


Рис. 5. То же, что и на рис. 1, для амплитуды двухступенчатого $2\beta^-$ -распада ядра (A, Z) с вылетом двух электронов (e_1, e_2) и двух антинейтрино $(\tilde{\nu}_1, \tilde{\nu}_2)$ и образованием конечного ядра $(A, Z + 2)$.

вероятность связана с шириной данного распада $\Gamma_{2\beta^-}^Z$ соотношением $\Gamma_{2\beta^-}^Z = \hbar\omega_{2\beta}$ и определяется во втором порядке теории возмущений по гамильтониану H' слабого взаимодействия как

$$\omega_{2\beta} = \frac{2\pi}{\hbar} \delta(E_A - E_F) \sum_F |H''_{AF}|^2, \quad (10)$$

где

$$H''_{AF} = \sum_C \frac{H'_{AC}H'_{CF}}{E_A - E_C}, \quad (11)$$

а H'_{AC} и H'_{CF} имеют вид

$$H'_{AC} = \int \Psi_C^* \Phi_C^* H' \Psi_A \Phi_A d\tau. \quad (12)$$

В (12) Ψ_A , Ψ_C и Ψ_F — волновые функции ядер A и C , возникающих после β_1 -распада, и конечного ядра F , возникающего после β_2 -распада ядра C ; Φ_A , Φ_C и Φ_F — волновые функции легких частиц, фигурирующих в процессе рассматриваемого 2β -распада. В дальнейшем в работах [13–15] эти формулы были обобщены для использования современных вариантов теории слабого взаимодействия. Амплитуду вероятности рассматриваемого 2β -распада можно представить диаграммой Фейнмана (рис. 5) на примере двухнейтринного $2\beta^-$ -распада основного состояния ядра (A, Z) . Эта диаграмма соответствует последовательному двухступенчатому $2\beta^-$ -распаду ядра A , аналогичному рассмотренному выше $2p$ -распаду, представленному диаграммой рис. 3. Вершинные части этой диаграммы связаны с матричными элементами слабого взаимодействия типа H'_{AC} и H'_{CF} , а линия со стрелкой и верхним индексом $(A, Z + 1)$ представляет функцию Грина $G(A, Z + 1)$ промежуточного ядра $(A, Z + 1)$, пропорциональную величине $(E_A - E_C)^{-1}$ формулы (11) и не имеющую полюсного характера. Поэтому результаты, полученные в работе [13], соответствуют последовательному двухступенчатому виртуальному характеру процесса двойного β -распада ядер. По аналогии с двухпротонным виртуальным ядерным

распадом ширину $2\beta^-$ -распада ядра (A, Z) можно представить выражением, близким по смыслу к рассмотренной выше формуле (8):

$$(\Gamma_{2\beta^-}^Z)^\nu = \frac{1}{2\pi} \times \quad (13)$$

$$\times \sum_i \int_0^{Q_{2\beta^-}} \frac{\Gamma_{\beta_1^-(Z+1)_i}^Z(T_1) \Gamma_{\beta_2^-(Z+2)_i}^{(Z+1)}(Q_{2\beta^-} - T_1)}{(Q_{\beta_1^-} - T_1)^2} dT_1,$$

где $\Gamma_{\beta_1^-(Z+1)_i}^Z(T_1)$ и $\Gamma_{\beta_2^-(Z+2)_i}^{(Z+1)}(Q_{2\beta^-} - T_1)$ — ширины β^- -распада ядра (A, Z) с вылетом электрона e_1 и антинейтрино $\tilde{\nu}_1$ с суммарной энергией T_1 :

$$T_1 = \sqrt{(m_{e_1}c^2)^2 + (p_{e_1}c)^2} + \quad (14)$$

$$+ \sqrt{(m_{\tilde{\nu}_1}c^2)^2 + (p_{\tilde{\nu}_1}c)^2}$$

и β^- -распада i -го состояния промежуточного ядра $(A, Z + 1)_i$ с вылетом электрона e_2 и антинейтрино $\tilde{\nu}_2$ с суммарной энергией $T_2 = Q_{2\beta^-} - T_1$, где $Q_{2\beta^-}$ — теплота $2\beta^-$ -распада родительского ядра, определяемая формулой типа (1) для двухпротонного распада:

$$Q_{2\beta^-} = E(A, Z) - E(A, Z + 2) + \quad (15)$$

$$+ 2(m_n - m_p)c^2.$$

В формуле (13) $Q_{\beta_1^-}$ — теплота β^- -распада ядра (A, Z) с вылетом электрона e_1 и антинейтрино $\tilde{\nu}_1$ и формированием i -го возбужденного состояния промежуточного ядра $(A, Z + 1)$, определяемая как

$$Q_{\beta_1^-} = E(A, Z) - E_i(A, Z + 1) + \quad (16)$$

$$+ (m_n - m_p)c^2.$$

Аналогичным образом получается выражение $Q_{\beta_2^-}$ для β_2^- -распада i -го состояния промежуточного ядра с вылетом электрона e_2 и антинейтрино $\tilde{\nu}_2$ и образованием конечного ядра $(A, Z + 2)$ в основном состоянии:

$$Q_{\beta_2^-} = E_i(A, Z + 1) - E(A, Z + 2) + \quad (17)$$

$$+ (m_n - m_p)c^2.$$

При этом сумма теплот $Q_{\beta_1^-}$ (16) и $Q_{\beta_2^-}$ (17) равна теплоте $Q_{2\beta^-}$ (15) для $2\beta^-$ -распада родительского ядра.

Необходимо учесть, что в случае двухпротонных распадов ядер помимо виртуального механизма возникает последовательный двухступенчатый

механизм с участием реальных протонных распадов начального и промежуточного ядер. В варианте теории двойного β -распада, развитом в [13–15], отсутствует возможность появления указанного механизма. В то же время для двух ядер ^{48}Ca и ^{96}Zr экспериментально зафиксирован [36, 37] последовательный двухступенчатый 2β -распад с участием реальных β_1 - и β_2 -распадов родительского и промежуточного ядер с вероятностью 10^{-2} от вероятности виртуального $2\beta^-$ -распада указанных ядер. В [38] этот результат подтвержден теоретическим расчетом при использовании формулы для ширины $2\beta^-$ -распада, аналогичной формуле (7) для ширины $2p$ -распада ядер.

Существующие расчеты периодов полураспада $T_{1/2}^{\text{th}}$ для $2\beta^-$ -распадов ядер основаны на теоретических подходах [13, 39] с использованием формул второго порядка теории возмущений по гамильтонианам слабого взаимодействия. Этот подход был использован [14] для расчета периодов полураспада $T_{1/2}^{\text{th}}$ не только для двухнейтринных $2\beta^-$ -распадов ядер, но и для аналогичных $2\beta^+$ -распадов, а также распадов, связанных с участием электронного захвата. В табл. 2 представлены распады, которые являются одними из самых редких типов радиоактивности ядер, поскольку найденные периоды их полураспада оказываются большими, чем 10^{17} лет и на много порядков превышают время существования Вселенной ($\approx 10^{10}$ лет). Кроме того, табл. 2 содержит взятые из работ [14–16] экспериментальные и теоретические характеристики для $2\beta^-$ -распадов ядер. Как видно из табл. 2, для всех представленных в ней четно-четных родительских ядер теплоты $Q_{2\beta^-}$ для $2\beta^-$ -распада, как и следовало ожидать, имеют положительные значения, лежащие в интервале $0.850 \leq Q_{2\beta^-} \leq 3.380$ МэВ. При этом теплоты $Q_{\beta_1^-}$ для β_1^- -распадов для всех представленных в табл. 2 родительских ядер лежат в интервале $-1.265 \leq Q_{\beta_1^-} \leq -0.055$ МэВ и оказываются отрицательными, что соответствует закрытым каналам β_1^- -распадов указанных ядер. Рассмотренные выше энергетические условия реализуются для четно-четных родительских ядер из-за куперовского спаривания нуклонов, последовательно описываемого в рамках сверхтекучей модели ядра [23, 24]. Как видно из табл. 2, большинство ядер имеют значения экспериментальных $T_{1/2}^{\text{exp}}$ и теоретических $T_{1/2}^{\text{th}}$ периодов полураспада, достаточно хорошо согласующиеся между собой, за исключением ядер ^{110}Pd , ^{148}Nd и ^{154}Sm , в которых наблюдаемые расхождения составляют несколько порядков, что связано, по видимому, с существенными неточностями в опре-

Таблица 2. Четно-четные изотопы, для которых возможен $2\beta^-$ -распад из их основных состояний

№	$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2)$	A	Z	$Q_{2\beta^-}$, кэВ	$T_{1/2}^{\text{exp}}(2\beta^-)$, лет	$T_{1/2}^{\text{th}}(2\beta^-)$, лет	$Q_{\beta_1^-}$, кэВ
1	Ge \rightarrow Se	76	32	2045.7 ± 5	1.6×10^{21}	8.5×10^{20}	-922.9 ± 2.7
2	Se \rightarrow Kr	82	34	3005 ± 16	9.2×10^{19}	6.7×10^{19}	-88 ± 12
3	Mo \rightarrow Ru	100	42	3032.6 ± 8.6	7.3×10^{18}	3.2×10^{19}	-170 ± 6
4	Pd \rightarrow Cd	110	46	2014 ± 24	$>6 \times 10^{17}$	6.3×10^{20}	-879 ± 20
5	Cd \rightarrow Sn	116	48	2808.5 ± 7.3	3.3×10^{19}	7.3×10^{19}	-464 ± 8
6	Sn \rightarrow Te	124	50	2278.3 ± 8.8	$>1.2 \times 10^{21}$	1.5×10^{21}	-627 ± 5
7	Te \rightarrow Xe	128	52	868.9 ± 5.5	2.41×10^{24}	1.6×10^{24}	-1258 ± 5
8	Te \rightarrow Xe	130	52	2533.1 ± 6.6	6.9×10^{20}	4×10^{20}	-451 ± 11
9	Xe \rightarrow Ba	136	54	2481 ± 15	2.2×10^{21}	4.5×10^{20}	-67 ± 11
10	Nd \rightarrow Sm	148	60	1928 ± 10	$>3 \times 10^{18}$	1×10^{21}	-536 ± 9
11	Nd \rightarrow Sm	150	60	3367 ± 11	8.2×10^{18}	5.8×10^{18}	-130 ± 80
12	Sm \rightarrow Gd	154	62	1250 ± 10	$>2.3 \times 10^{18}$	1.49×10^{22}	-728 ± 5
13	Gd \rightarrow Dy	160	64	1731 ± 11	$>1.9 \times 10^{19}$	7.2×10^{20}	-102.3 ± 1.4
14	U \rightarrow Pu	238	92	1146.2 ± 4.6	2×10^{21}	1.9×10^{22}	-145.6 ± 1.3

деления экспериментальных значений $T_{1/2}^{\text{exp}}$ в этих ядрах.

4. ВИРТУАЛЬНОЕ ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ АТОМНЫХ ЯДЕР

Используя современные представления [40–42] о двойном и тройном делении ядер, рассмотрим спонтанное тройное деление из основных состояний ряда четно-четных изотопов ядер-актинидов [43] с вылетом первичных легкого ($A_{\text{LF}}, Z_{\text{LF}}$) и тяжелого ($A_{\text{HF}}, Z_{\text{HF}}$) фрагментов деления и третьей α -частицы. Вылетающая в тройном делении α -частица обладает тремя важными экспериментальными свойствами. Во-первых, для α -частиц, вылетающих из первой ямы потенциала деформации ядра (A, Z) в процессе хорошо изученного подбарьерного α -распада исследуемых ядер, теплота этого распада Q_α :

$$Q_\alpha^A = E(A, Z) - E(A - 4, Z - 2), \quad (18)$$

где $E(A, Z)$ и $E(A - 4, Z - 2)$ — внутренние энергии основных состояний (A, Z) и дочернего ($A - 4, Z - 2$) ядер, близка к значению $Q_\alpha^A \approx \approx 6$ МэВ. Вылетающая в тройном делении α -частица является длиннопробежной, поскольку ее асимптотическая кинетическая энергия T_α [41, 42] заметно превосходит по величине теплоту Q_α^A (табл. 3). Во-вторых, угловое распределение α -частицы в тройном делении имеет анизотропный

характер, причем максимум этого распределения формируется при направлениях вылета α -частиц, перпендикулярных направлениям вылета легких фрагментов тройного деления. В-третьих, экспериментальное отношение $\Gamma_{\alpha f}^A / \Gamma_f^A$ представленных в табл. 3 ширины $\Gamma_{\alpha f}^A$ и Γ_f^A тройного и двойного спонтанного деления для исследуемой группы ядер-актинидов имеет универсальное значение, близкое к величине 3×10^{-3} [41, 43]. Эти свойства тройного деления можно понять, если допустить, что вылетающие α -частицы формируются в конфигурациях основного состояния делящегося ядра. Такие конфигурации возникают после преодоления этим ядром с вероятностью ω^0 внутреннего и внешнего барьеров деления и достижения им грушевидной формы, отвечающей появлению двух деформированных предфрагментов деления, соединенных шейкой [44] и обозначаемых индексом (0).

Для описания тройного деления ядер предложено несколько механизмов. Однако испарительный механизм, 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 [45]. Более успешным оказался механизм тройного деления ядер [44], когда на первом этапе деления происходит выброс α -частицы из шейки делящегося ядра (A, Z) под действием зависящего

Таблица 3. Характеристики тройного деления ядер ^{248}Cm , ^{250}Cf и ^{252}Cf

Ядро	^{248}Cm	^{250}Cf	^{252}Cf
T_α , МэВ	14.72	15.95	15.96
Q_α^A , МэВ	5.16	6.13	6.22
Γ_α^A , МэВ	3.81×10^{-35}	1.11×10^{-30}	5.31×10^{-30}
Γ_f^A , МэВ	3.48×10^{-36}	8.84×10^{-34}	1.67×10^{-31}
Γ_α^{A-4} , МэВ	1.80×10^{-37}	3.03×10^{-33}	3.81×10^{-35}
Γ_f^{A-4} , МэВ	2.17×10^{-40}	9.11×10^{-37}	3.48×10^{-36}
$\Gamma_{\alpha f}^A / \Gamma_f^A$	$(2.44 \pm 0.11) \times 10^{-3}$	$(3.87 \pm 0.30) \times 10^{-3}$	$(3.87 \pm 0.30) \times 10^{-3}$
$(W_\alpha^A)_{\max}$, МэВ	14.72 ± 0.08	15.95 ± 0.13	15.96 ± 0.09
FWHM_α^A , МэВ	9.16 ± 0.17	10.49 ± 0.16	10.22 ± 0.18
$(\Gamma_\alpha^A)_{\max}$, МэВ	0.030	0.045	0.045
$(T_\alpha^A)_{\max}$, МэВ	17.2	19.0	18.9
$(R_\alpha^A)_{\text{пек}}$, Фм	3.19	2.19	2.18

от времени неадиабатического потенциала ее взаимодействия с остаточным ядром $(A - 4, Z - 2)$. При этом α -частица имеет кинетическую энергию T_α , близкую к высоте кулоновского барьера $(B_\alpha)^0$ в области шейки делящегося ядра. Затем остаточное ядро $(A - 4, Z - 2)$ делится на два первичных фрагмента деления. К сожалению, данный неадиабатический механизм не учитывает тот факт, 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

$$(\tilde{T}_f^{A-4})^0 = (T_f^{A-4})^0 - T_\alpha + Q_\alpha^A. \quad (19)$$

В настоящей работе предлагается новый подход

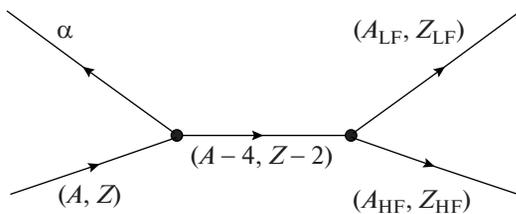


Рис. 6. Диаграмма Фейнмана для амплитуды двухступенчатого виртуального тройного деления составного делящегося ядра с вылетом длиннопробежной α -частицы и формированием двух фрагментов деления $(A_{\text{LF}}, Z_{\text{LF}})$ и $(A_{\text{HF}}, Z_{\text{HF}})$.

к описанию рассмотренных выше характеристик тройного деления ядер при использовании результатов развитой в работах [9, 10] теории двухступенчатого последовательного виртуального двухпротонного распада ядер, обсуждаемой в разд. 2. В этом случае амплитуда исследуемого тройного деления ядер вновь представляется диаграммой Фейнмана (рис. 6). Ширина $(\Gamma_{\alpha f}^A)^\nu$ указанного деления имеет вид, аналогичный формуле (8) для ширины $(\Gamma_{2p}^A)^\nu$

$$(\Gamma_{\alpha f}^A)^\nu = \frac{1}{2\pi} \times \int_{Q_\alpha^A + \Delta}^{Q_\alpha^A} \frac{\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) \left(\Gamma_f^{(A-4)} (\tilde{T}_f^{A-4})^0 \right)^0}{(Q_\alpha^A - T_\alpha)^2} dT_\alpha. \quad (20)$$

В формуле (20) $\Gamma_\alpha^A(T_\alpha)$ — ширина α -распада основного состояния ядра (A, Z) с вылетом α -частицы из его шейки и образованием основного состояния ядра $(A - 4, Z - 2)$, определяемая как

$$\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) = \omega^0 (\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0, \quad (21)$$

где ω^0 — введенная выше вероятность перехода ядра (A, Z) из первой ямы его потенциала деформации к конфигурации (0) этого 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 $\left(\Gamma_f^{(A-4)} (\tilde{T}_f^{A-4})^0 \right)^0$ — делительная ширина состояния ядра $(A - 4, Z - 2)$,

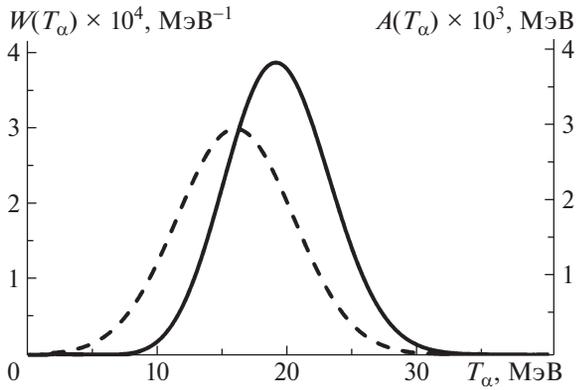


Рис. 7. Зависимость величины $A(T_\alpha)$ от кинетической энергии T_α α -частиц (сплошная кривая) и экспериментальное энергетическое распределение α -частиц в тройном делении ядер (штриховая).

отвечающего конфигурации (0). Теплота $Q_{\alpha f}^A$ тройного деления родительского ядра имеет вид

$$Q_{\alpha f}^A = E(A, Z) - E(A_1, Z_1) - E(A_2, Z_2) = Q_\alpha^A + Q_f^{A-4}, \quad (22)$$

где Q_α^A — теплота α -распада ядра (A, Z) (18), а теплота деления остаточного ядра Q_f^{A-4} определяется как

$$Q_f^{A-4} = E(A-4, Z-2) - E(A_1, Z_1) - E(A_2, Z_2). \quad (23)$$

Величина Δ в формуле (20) имеет относительно малые значения (несколько МэВ) и вводится экспериментаторами для того, чтобы отсечь влияние спектра α -частиц, вылетающих из первой ямы потенциала деформации, на α -спектр виртуального тройного деления ядер. Тогда из отношения ширины $(\Gamma_{\alpha f}^A)^\nu$ исследуемого тройного и ширины Γ_f^A двойного спонтанного деления ядер можно получить представленное на рис. 7 энергетическое распределение вылетающих α -частиц $W_{\alpha f}$, нормированное на величину 3×10^{-2} :

$$W_{\alpha f}(T_\alpha) = \frac{1}{2\pi} \times \frac{\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) \left(\Gamma_f^{(A-4)} \left(\tilde{T}_f^{A-4} \right)^0 \right)^0}{(Q_\alpha^A - T_\alpha)^2 \Gamma_f^A(Q_f^A)}. \quad (24)$$

Учитывая, что $\Gamma_\alpha^A(T_\alpha)$ определяется формулой (21), для ширины $\Gamma_f^A(Q_f^A)$ получаем:

$$\Gamma_f^A(Q_f^A) = \omega^0 \left(\Gamma_f^A(Q_f^A) \right)^0. \quad (25)$$

В результате $W_{\alpha f}$ имеет вид

$$W_{\alpha f}(T_\alpha) = \frac{1}{2\pi} \times \frac{\left(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) \right)^0 \left(\Gamma_f^{(A-4)} \left(\tilde{T}_f^{A-4} \right)^0 \right)^0}{(Q_\alpha^A - T_\alpha)^2 \left(\Gamma_f^A(Q_f^A) \right)^0}. \quad (26)$$

Используя формулу (26), 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:

$$A(T_\alpha) = 2\pi W_{\alpha f}(T_\alpha) (Q_\alpha^A - T_\alpha)^2 \times \frac{\left(\Gamma_f^A(Q_f^A) \right)^0}{\left(\Gamma_f^{(A-4)} \left(\tilde{T}_f^{A-4} \right)^0 \right)^0}. \quad (27)$$

Если учесть, что ширина $\left(\Gamma_f^{(A-4)} \left(\tilde{T}_f^{A-4} \right)^0 \right)^0$ при $\left(\tilde{T}_f^{A-4} \right)^0 > 0$ близка к ширине $\left(\Gamma_f^A(Q_f^A) \right)^0$ из-за надбарьерности процесса деления ядер $(A-4, Z-2)$ и (A, Z) , для конфигурации (0) величина $A(T_\alpha)$ при $\left(\tilde{T}_f^{A-4} \right)^0 > 0$ совпадает с шириной $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$, которая в этом случае имеет вид

$$\left(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) \right)^0 = 2\pi W_{\alpha f}(T_\alpha) (Q_\alpha^A - T_\alpha)^2. \quad (28)$$

В общем случае ширину $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$ α -распада ядра (A, Z) можно представить как

$$\left(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha) \right)^0 = \omega_\alpha \frac{\hbar c \sqrt{2T_\alpha}}{2R_A \sqrt{M_\alpha c^2}} P(T_\alpha), \quad (29)$$

где $P(T_\alpha)$ — фактор проницаемости кулоновского барьера, ω_α — вероятность формирования α -частицы в ядре (A, Z) (в случае облегченного α -распада на основное состояние родительского ядра $\omega_\alpha \approx 0.01$), R_A — радиус родительского ядра, c — скорость света. Будем считать, что на вершине барьера деления фактор проницаемости кулоновского барьера принимает значения $P(T_\alpha) \approx 1$. Сопоставляя (28), (29) и используя экспериментальное энергетическое распределение α -частиц $W_{\alpha f}(T_\alpha)$, значения положения максимума $(W_\alpha^A)_{\max}$ и ширины на полувысоте распределения FWHM_α^A которого представлены в табл. 3, можно получить оценку радиуса R_A . Полученные значения R_A составляют 2.18–3.2 Фм для ядер ^{248}Cm , ^{250}Cf и ^{252}Cf . Найденные значения радиуса ядра R_A подтверждают предположение, что α -частица вылетает из шейки

ядра. Из рис. 7 можно оценить значение кинетической энергии α -частицы T_α , при котором достигается максимальное значение ширины $(\Gamma_\alpha^A(T_\alpha))^0$, а затем определить значение $(T_f^{A-4})^0$ из соотношения $(T_f^{A-4})^0 + Q_\alpha^A = T_\alpha$. Согласно табл. 3 величина $Q_\alpha^A = 6$ МэВ, а значение $T_\alpha = 19$ МэВ, тогда кинетическая энергия фрагментов двойного деления основного состояния промежуточного ядра будет $T_f^{A-4} \approx 13$ МэВ. Впервые получена оценка эффективной высоты кулоновского барьера $(B_\alpha)^0$ для выхода α -частицы из шейки делящегося ядра, имеющей значение порядка 19 МэВ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продемонстрированы возможные следствия появления виртуальных промежуточных состояний ядер для процессов $2p$ -распада, 2β -распада и тройного деления ядер. Это позволяет выделить особую группу ядерных реакций и распадов, в которых ярко проявляются виртуальные механизмы распадов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, *Квантовая электродинамика* (Физматгиз, Москва, 1959).
2. В. И. Гольданский, ЖЭТФ **39**, 497 (1960) [Sov. Phys. JETP **12**, 348 (1961)].
3. В. И. Гольданский, УФН **87**, 255 (1965).
4. M. Pfützner, E. Badura, C. Bingham, B. Blank, M. Chartier, H. Geissel, J. Giovinazzo, L. V. Grigorenko, R. Grzywacz, M. Hellström, Z. Janas, J. Kurcewicz, A. S. Lalleman, C. Mazzocchi, I. Mukha, G. Münzenberg, *et al.*, Eur. Rev. Lett. **14**, 279 (2002).
5. J. Giovinazzo, B. Blank, M. Chartier, S. Czajkowski, A. Fleury, M. J. Lopez Jimenez, M. S. Pravikoff, J.-C. Thomas, F. de Oliveira Santos, M. Lewitowicz, V. Maslov, M. Stanoiu, R. Grzywacz, M. Pfützner, C. Borcea, and B. A. Brown, Phys. Rev. Lett. **89**, 102501 (2002).
6. C. Dossat, A. Bey, B. Blank, G. Canchel, A. Fleury, J. Giovinazzo, I. Matea, F. de Oliveira Santos, G. Georgiev, S. Grévy, I. Stefan, J. C. Thomas, N. Adimi, C. Borcea, D. Cortina Gil, M. Caamano, *et al.*, Phys. Rev. **72**, 054315 (2005).
7. I. Mukha, K. Sümmerer, L. Acosta, M. A. G. Alvarez, E. Casarejos, A. Chatillon, D. Cortina-Gil, J. Espino, A. Fomichev, J. E. García-Ramos, H. Geissel, J. Gómez-Camacho, L. Grigorenko, J. Hoffmann, O. Kiselev, A. Korshennikov, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 182501 (2007).
8. I. Mukha, L. Grigorenko, K. Sümmerer, L. Acosta, M. A. G. Alvarez, E. Casarejos, A. Chatillon, D. Cortina-Gil, J. M. Espino, A. Fomichev, J. E. García-Ramos, H. Geissel, J. Gómez-Camacho, J. Hofmann, O. Kiselev, A. Korshennikov, *et al.*, Phys. Rev. C **77**, 061303(R) (2008).
9. С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков, ЯФ **77**, 1075 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 1019 (2014)].
10. С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков, ЯФ **77**, 1605 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 1532 (2014)].
11. С. Г. Кадменский, Ю. В. Иванков, Д. Е. Любашевский, ЯФ **80**, 500 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 903 (2017)].
12. Yu. V. Ivankov and S. G. Kadmensky, *Book of Abstracts of International Conference "Nucleus 2018"* (Saint-Petersburg, 2018), p. 173.
13. Л. А. Слив, ЖЭТФ **20**, 1035 (1950) [Sov. Phys. JETP **20**, 1141 (1950)].
14. J. Suhonen and O. Civitarese, Phys. Rep. **300**, 123 (1998).
15. V. I. Tretyak, *Double Beta Decay: History and Current Status* (Inst. for Nuclear Research, 2014).
16. Б. С. Ишханов, *Радиоактивность* (Университетская книга, Москва, 2011).
17. L. V. Grigorenko, R. C. Johnson, I. G. Mukha, I. J. Thompson, and M. V. Zhukov, Phys. Rev. Lett. **85**, 22 (2000).
18. L. V. Grigorenko, R. C. Johnson, I. G. Mukha, I. J. Thompson, and M. V. Zhukov, Phys. Rev. **64**, 054002 (2001).
19. L. V. Grigorenko and M. V. Zhukov, Phys. Part. **76**, 014009 (2007).
20. L. V. Grigorenko, Phys. Part. Nucl. **40**, 674 (2009).
21. M. Goldberger and K. Watson, *Collision Theory* (Wiley, New York, 1964; Мир, Москва, 1967).
22. A. M. Lane and R. G. Thomas, Rev. Mod. Phys. **30**, 257 (1958).
23. А. С. Давыдов, *Теория атомного ядра* (Физматгиз, Москва, 1958).
24. В. Г. Соловьев, *Теория атомного ядра: Ядерные модели* (Энергоатомиздат, Москва, 1981).
25. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Мир, Москва, 1983).
26. Л. Д. Ландау, Я. А. Смородинский, ЖЭТФ **14**, 269 (1944) [Sov. Phys. JETP **14**, 269 (1944)].
27. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **28**, 3 (1955) [Sov. Phys. JETP **1**, 2 (1955)].
28. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (Наука, Москва, 1974).
29. С. Г. Кадменский, В. И. Фурман, *Альфа-распад и родственные ядерные реакции* (Энергоатомиздат, Москва, 1985).
30. С. Г. Кадменский, В. П. Бугров, В. Е. Бунаков, В. И. Фурман, ЯФ **42**, 57 (1985) [Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 34 (1985)].
31. В. П. Бугров, С. Г. Кадменский, ЯФ **49**, 1562 (1989) [Sov. J. Nucl. Phys. **49**, 967 (1989)].
32. П. Э. Немировский, *Современные модели атомного ядра* (Атомиздат, Москва, 1960).

33. С. А. Фаянс, Препринт ИАЭ-1593 (Москва, 1968).
34. C. Dossat, A. Bey, B. Blank, G. Canchel, A. Fleury, J. Giovinazzo, I. Matea, F. de Oliveira Santos, G. Georgiev, S. Grévy, I. Stefan, J. C. Thomas, N. Adimi, C. Borcea, D. Cortina Gil, M. Caamano, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 054315 (2005).
35. K. Miernik, W. Dominik, H. Czyrkowski, R. Dałbrowski, A. Fomitchev, M. Golovkov, Z. Janas, W. Kuśmierz, M. Pfützner, A. Rodin, S. Stepantsov, R. Slepniev, G. M. Ter-Akopian, and R. Wolski, Nucl. Instrum. Methods A **581**, 194 (2007).
36. S. Rakers, C. Bäumer, A. M. van den Berg, B. Davids, D. Frekers, D. De Frenne, Y. Fujita, E.-W. Grewe, P. Haefner, M. N. Harakeh, M. Hunyadi, E. Jacobs, H. Johansson, B. C. Junk, A. Korff, A. Negret, *et al.*, Phys. Rev. **70**, 054302 (2004).
37. H. Heiskanen, M. T. Mustonen, and J. Suhonen, J. Phys. G **34**, 837 (2007).
38. Д. Е. Любашевский, Изв. РАН. Сер. физ. (2019) (в печати).
39. E. J. Konopinski, Los Alamos Report LAMS-1949 (1955).
40. A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1969, 1975), Vols. 1, 2.
41. M. Mutterer and J. P. Theobald, *Dinuclear Decay Modes* (Bristol IOP Publ., 1996), Chap. 12.
42. С. Г. Кадменский, ЯФ **65**, 1833 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 1785 (2002)].
43. S. Vermote, C. Wagemans, O. Serot, J. Heysec, J. Van Gils, T. Soldner, and P. Geltenbort, Nucl. Phys. A **837**, 176 (2010).
44. O. Tanimura and T. Fließbach, Z. Phys. **328**, 475 (1987).
45. С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова, ЯФ **68**, 1479 (2005) [Phys. At. Nucl. **68**, 1421 (2005)].

THE NEW CLASS OF THE NUCLEAR DECAYS AND REACTIONS WITH PARTICIPATION OF THE VIRTUAL STATES OF INTERMEDIATE NUCLEI

S. G. Kadmen'sky¹⁾, L. V. Titova¹⁾, D. E. Lyubashevsky¹⁾

¹⁾ Voronezh State University, Russia

A new class of nuclear reactions and decays, which can be called virtual, since it is associated with the appearance of virtual intermediate states of atomic nuclei with atomic weight $A \geq 2$, whose energies lie outside the mass surfaces, is investigated, on the example of $2p$ and 2β decays of nuclei, as well as spontaneous ternary fission of even-even nuclei-actinides. The widths and angular distributions of nuclear $2p$ decays and the half-lives of nuclei in 2β decay are calculated. Estimates of the neck radii of the fissile nucleus and the heat of the binary fission of the ground state of the intermediate nucleus for spontaneous ternary fission of ^{248}Cm , ^{250}Cf , and ^{252}Cf nuclei are obtained.