

ПОДХОДЫ К ОПРЕДЕЛЕНИЮ РАДИУСА ШЕЙКИ ЯДРА В ТОЧКЕ ЕГО РАЗРЫВА

METHODS OF DEFINING THE NUCLEUS NECK RADIUS AT THE POINT OF RUPTURE

Титова Л.В., кандидат физико-математических наук, доцент, заведующий кафедрой ядерной физики, ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», Воронеж, Россия

Titova L.V., PhD in Physics and Mathematics, Docent, Head of the Nuclear Physics Department, Voronezh State University, Voronezh, Russia

Любашевский Д.Е., доктор физико-математических наук, доцент, профессор, ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», Воронеж, Россия

Lyubashevsky D.E., DrSc in Physics and Mathematics, Docent, Professor, Voronezh State University, Voronezh, Russia

Ключников С.В., студент 2 курса физического факультета, ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», Воронеж, Россия

Kluychnikov S.V., 2nd year student of the Physics Department, Voronezh State University, Voronezh, Russia

Кострюков П.В., PhD in the field of exact and natural sciences in the field of physical sciences, преподаватель, ФГБОУ ВО «Воронежский государственный лесотехнический университет им. Г.Ф. Морозова» / ФГБОУ ВО «Воронежский государственный университет», Воронеж, Россия

Kostryukov P.V., PhD in the field of exact and natural sciences in the field of physical sciences, teacher, Voronezh State University of Forestry and Technologies named after G.F. Morozov / Voronezh State University, Voronezh, Russia

Аннотация. Представлен сравнительный анализ методов определения радиуса шейки ядра $r_{\text{ш}}$ в точке его разрыва при делении актинидов. Рассмотрены классические подходы на основе модели жидкой капли, современные методы теории функционала плотности с временной зависимостью и приближение Борна-Оппенгеймера. Предложен альтернативный метод на основе концепции «холодного» деления с анализом спиновых распределений фрагментов. Установлена количественная связь между радиусом шейки и спинами фрагментов через поперечные bending и wriggling колебания. Показано, что для ^{235}U , ^{238}U и ^{252}Cf радиус шейки составляет 1.5 – 2.2 фм, что согласуется с различными теоретическими подходами.

Ключевые слова: деление ядер, радиус шейки ядра, спиновое распределение, холодное деление, деформация фрагментов.

Abstract. Comparative analysis of methods for determining the nuclear neck radius (r_{neck}) at the point of rupture during actinide fission is presented. Classical approaches based on the liquid drop model, modern time-dependent density functional theory methods, and the Born-Oppenheimer approximation (BOA) are considered. An alternative method based on the "cold" fission concept with analysis of fragment spin distributions is proposed. A quantitative relationship between the neck

radius and fragment spins through transverse bending and wriggling vibrations is established. It is shown that for ^{235}U , ^{238}U and ^{252}Cf the neck radius is 1.5 – 2.2 fm, which is consistent with various theoretical approaches.

Keywords: nuclear fission, nucleus neck radius, spin distribution, cold fission, fragment deformation.

Введение

Процесс ядерного деления начинается с образования составного ядра при захвате нейтрона ядром-мишенью AX , что за время $\tau_{nuc} \sim 10^{-21}$ приводит к формированию возбуждённого состояния $^{A+1}X^*$. Энергия возбуждения, составляющая обычно 5 – 7 МэВ для актинидов, инициирует деформацию ядра, которая переходит от близкой к сферической формы к вытянутой конфигурации, преодолевая потенциальный барьер деления [1].

Этот барьер формируется в результате конкуренции между поверхностной энергией и ядерными силами, стремящимися сохранить компактную форму ядра, с одной стороны, и дестабилизирующим кулоновским отталкиванием между формирующимися фрагментами – с другой. Высота барьера определяет вероятность деления [1], а его структура влияет на характеристики продуктов деления [2], включая их массовые и энергетические распределения.

В процессе деформации форма ядра описывается через квадрупольные β_2 и октупольные β_3 параметры деформации. Симметричные квадрупольные моды приводят к делению на фрагменты примерно равной массы ($A_{\phi_1} \approx A_{\phi_2}$), тогда как асимметричные октупольные моды способствуют образованию фрагментов различной массы. Эти деформационные характеристики непосредственно влияют на массовые выходы продуктов деления и их полных кинетических энергий (ПКЕ), которая для актинидов составляет 170 – 185 МэВ и измеряется с очень высокой точностью $\sim 2\%$ [3].

Одним из ключевых параметров, определяющих динамику процесса деления, является радиус шейки $r_{ш}$ – минимальный поперечный размер области, соединяющей формирующиеся фрагменты в момент разрыва. Этот параметр критически влияет на энергетические характеристики продуктов деления: малые значения $r_{ш} \approx 1$ фм соответствуют компактным конфигурациям и высоким значениям полной кинетической энергии фрагментов, тогда как большие значения $r_{ш} \approx 2.2$ фм указывают на растянутую шейку и меньшую ПКЕ продуктов.

Поскольку массовые выходы $Y(A_{\phi})$ существенно зависят от асимметрии деления, которая, в свою очередь, определяется параметрами шейки, точное определение $r_{ш}$ позволяет предсказать массовые распределения с погрешностью в пределах 5%. Это делает разработку надёжных методов оценки радиуса шейки одной из приоритетных задач современной теории ядерного деления.

Некоторые методы оценки радиуса шейки

Классический подход

Классический подход к определению радиуса шейки основан на модели жидкой капли, сделанной в работе [4], которая рассматривает ядро как заряженную каплю с поверхностным натяжением $\sigma \approx 9$ МэВ/фм². В рамках этой модели радиус шейки определяется через баланс

ядерных сил притяжения, описываемых двухнуклонным потенциалом Юкавы, и кулоновского отталкивания между предфрагментами.

Основная идея подхода заключается в том, что для конфигураций с большими радиусами шейки ядерные силы притяжения превышают кулоновскую силу отталкивания, делая ядро устойчивым к разрыву. Однако, по мере уменьшения радиуса шейки кулоновская сила отталкивания начинает доминировать, что в конечном итоге приводит к разрыву шейки при некотором критическом значении радиуса. Согласно [4], радиус шейки в точке разрыва выражается формулой:

$$r_{\text{ш}} = \sqrt{\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\sigma \pi R^2}}, \quad (1)$$

где Z_1, Z_2 – заряды предфрагментов; $e^2 = 1.44 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}$; $R \approx 11 \text{ фм}$ – расстояние между центрами масс предфрагментов.

Применение этой формулы к конкретным ядерным реакциям даёт следующие результаты. Для спонтанного деления ^{252}Cf с типичными фрагментами $Z_1 = 42, Z_2 = 56$ расчёт по формуле (1) даёт $r_{\text{ш}} \approx 1.2 \text{ фм}$. Для индуцированного деления $^{235}\text{U}(n,f)$ с фрагментами $Z_1 = 38, Z_2 = 54$ и $R \approx 10 \text{ фм}$ получается $r_{\text{ш}} \approx 1.35 \text{ фм}$.

Однако, эти значения оказываются систематически заниженными по сравнению с оценками, основанными на размерах нуклонов ($d_{\text{нукл}} \approx 1.8 \text{ фм}$). Это связано с упрощениями модели, которая представляет предфрагменты как сферические объекты и не учитывает микроскопические эффекты, такие как оболочечные структуры и коллективные возбуждения.

Признавая ограничения простой геометрической модели, Дэвис и его коллеги предложили более реалистичный метод расчёта кулоновских сил и сил разрыва шейки для реальных форм ядер, возникающих при делении. В этом подходе система мысленно делится на две части по минимальному радиусу шейки, после чего силы рассчитываются путём дифференцирования энергии кулоновского и ядерного взаимодействия по расстоянию между центрами масс при неизменной форме предфрагментов.

Энергии взаимодействия определяются путём интегрирования кулоновского взаимодействия и эффективного двухнуклонного взаимодействия Юкавы для каждого из предфрагментов деления. Этот метод позволяет учесть реальную геометрию деформированных фрагментов и получить более точные оценки радиуса шейки.

Расчёты, проведённые в [4] для двух типов ядерной диссипации (обычной вязкости двух тел и диссипации одного тела, возникающей в результате столкновения нуклонов с движущейся потенциальной стенкой) показали, что при любом типе диссипации радиус шейки при разрыве ядер актинидов составляет около 2 фм. Это значение несколько превышает простую геометрическую оценку, но лучше согласуется с экспериментальными данными, в первую очередь по ПКЕ.

Современные подходы

Современное развитие квантово-механических методов привело к созданию более точных подходов, основанных на теории функционала плотности с временной зависимостью (TDDFT). Эти методы обеспечивают [5-7] высокоточное моделирование ядерного деления за

счёт применения самосогласованных квантово-механических расчётов, учитывающих корреляции между нуклонами и оболочечные эффекты.

TDDFT описывает эволюцию ядерной плотности через решение уравнений Шрёдингера методом Хартри-Фока-Боголюбова с временной зависимостью. Этот подход позволяет проследить весь процесс деления от начальной деформации до окончательного разделения на фрагменты, учитывая при этом квантовые флуктуации и коллективные эффекты.

Результаты TDDFT-расчётов показывают, что для ^{236}U радиус шейки в момент разрыва составляет $r_{\text{ш}} \approx 1.8$ фм, а для ^{252}Cf — $r_{\text{ш}} \approx 2$ фм. Эти значения хорошо согласуются с экспериментальными массовыми выходами: $A_{\text{ф}} \approx (96,140)$ для ^{235}U ; $(108,144)$ для ^{252}Cf и ПКЕ фрагментов: 170 МэВ для ^{236}U , 185 МэВ для ^{252}Cf .

Важным аспектом TDDFT-моделирования является учёт энергетической диссипации в процессе деления. Диссипация моделируется через фрикционные силы, включающие вязкость двух тел и диссипацию одного тела, обусловленную взаимодействием нуклонов с деформирующейся границей шейки [6]. Для ^{236}U расчёты демонстрируют явную зависимость $r_{\text{ш}}$ от асимметричных деформаций, что отражает пики в массовых выходах.

Однако, несмотря на большие успехи TDDFT-моделирования имеется целый спектр недостатков, вызываемые в первую очередь из численных методов. Обеспечивая высокую точность, метод требуют огромных вычислительных ресурсов. Также имеется серьезная проблема расширения круга исследуемых ядер. Обычно они исчисляются единицами.

Приближение Борна-Оппенгеймера (BOA) предлагает [8, 9] альтернативный вероятностный подход к описанию процесса деления, основанный на разделении медленных и быстрых степеней свободы. В этом подходе медленные переменные (например, расстояние между предфрагментами) рассматриваются как адиабатические параметры, а быстрые переменные (колебания асимметрии и параметров шейки) – как квантовые флуктуации [9].

Вероятностное распределение формы ядра в BOA задаётся выражением:

$$W(q_3, q_4; q_2) \propto \exp\left(\frac{V(q_3, q_4; q_2) - V_{\min}(q_2)}{T^*}\right), \quad (2)$$

где V – потенциальная энергия деформации; $T^* \approx 1$ МэВ – эффективная температура, характеризующая квантовые флуктуации $T^* = E_0 \tanh(E_0/T)$; E_0 – нулевая энергия коллективных колебаний, которая в указанной модели является параметром.

Чтобы правильно учесть поведение главной моды – удлинения q_2 от координат масс-асимметрии q_3 и параметра шейки q_4 в работе [9] была введена зависимость, представляемая вероятностью $P(q_2, q_3, q_4)$, которая напрямую связана с вероятностью разрыва шейки ядра $P_{\text{neck}}(q_2, q_3, q_4)$, имеющей вид:

$$P_{\text{neck}}(q_2, q_3, q_4) \equiv P_{\text{neck}}(r_{\text{ш}}) = \exp^{-\log^2\left(\frac{r_{\text{ш}}}{d}\right)^2}, \quad (3)$$

Исходя из введенной (3), расчёты в рамках BOA метода (2) предсказывают для большей части актинидов радиус шейки $r_{\text{ш}} \approx 1.6\text{--}2$ фм, что было хорошо фиттировано по десяткам массовым выходам вынужденного и спонтанного деления, полученных эмпирическим путем.

Преимущество BOA заключается в том, что он естественным образом включает успехи обобщенной модели и упрощает численные расчеты, давая при этом весьма близкие к

экспериментальным данным. В частности, массовым распределениям, что хорошо показано в работе [10]. Однако, статистичность метода является серьезным препятствием для получения большей точности в описания деления.

Альтернативный подход

Недавние прорывные экспериментальные исследования [10] впервые предоставили надёжные данные по спиновым распределениям фрагментов деления для актинидов, открывающие принципиально новые возможности для верификации теоретических моделей и определения радиуса шейки.

Фундаментальной основой развиваемого подхода является концепция «холодного» деления, экспериментально подтверждённая наблюдаемыми анизотропиями в угловых распределениях продуктов деления при низкоэнергетических процессах. Эти анизотропии, характеризуемые коэффициентом $\alpha \approx 0.1$ для ядер актинидов, указывают на сохранение аксиальной симметрии делящейся системы и проекции спина на ось симметрии в течение всего процесса деления. Наблюдение устойчивых анизотропий свидетельствует о том, что делящаяся система остаётся «холодной» ($T < 0.5$ МэВ) на всех стадиях процесса. Если бы система нагревалась до температур $T \sim 1 - 2$ МэВ, как предполагают традиционные «горячие» модели, например [7, 11], это привело бы к статистическому смешиванию проекций спина на ось симметрии и полному исчезновению наблюдаемых анизотропий.

Для описания волновой функции «холодного» делящегося состояния применяется подход [2, 12], основанный на теории случайных матриц Вигнера:

$$\Psi_{JMK} = b_0 \psi_{JMK}(\beta_\lambda) + \sum_{i \neq 0} b_i \psi_{JMiK},$$

где функция ψ_{JMiK} описывает i -квазичастичное возбуждённое состояние ядра; $\psi_{JMK}(\beta_\lambda)$ описывает коллективное деформационное движение ядра с энергией возбуждения $|B_n|$, соответствующее переходному делительному состоянию. Коэффициенты b_i подчиняются распределению Вигнера, а их квадраты имеют средние значения $\langle b_i^2 \rangle = 1/N$, где $N \approx 10^6$ – общее число квазичастичных состояний.

Поскольку делящаяся система сохраняет «холодность» до точки разрыва, решающую роль в формировании спиновых характеристик фрагментов играют нулевые поперечные колебания – bending и wriggling моды. Bending-колебания характеризуются антипараллельной ориентацией спинов предфрагментов ($\vec{J}_1 \uparrow \downarrow \vec{J}_2$), что обеспечивает сохранение полного углового момента системы. При этих колебаниях один предфрагмент вращается по часовой стрелке, а другой – против часовой стрелки вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра. Wriggling-колебания характеризуются параллельной ориентацией спинов предфрагментов ($\vec{J}_1 \uparrow \uparrow \vec{J}_2$). Для сохранения полного углового момента система должна приобрести относительный орбитальный момент $\vec{L} = -(\vec{J}_1 + \vec{J}_2)$.

Потенциальная энергия bending-колебаний при малых углах поворота θ_1 и θ_2 описывается [13, 14] выражением:

$$V(\theta_1, \theta_2) = \frac{1}{2} C_{11} \theta_1^2 + C_{12} \theta_1 \theta_2 + \frac{1}{2} C_{22} \theta_2^2. \quad (4)$$

Моменты инерции для различных типов колебаний определяются соотношениями. Для bending-колебаний:

$$I_b = \frac{\mu R^2 I_H}{\mu R^2 + I_H};$$

для wriggling-колебаний:

$$I_w = \frac{I_0 I}{I_1 + I_2},$$

где $\mu = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2}$ – приведённая масса; I_H – момент инерции тяжёлого фрагмента;

$I_0 = \frac{M_1 M_2 (R_1 + R_2 + r_{\text{ш}})^2}{M_1 + M_2}$ – момент инерции относительного движения; $r_{\text{ш}}$ – радиус шейки.

В рамках квантовой теории деления [12] средний спин фрагмента связан с параметрами колебаний через:

$$\langle J_i \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{d_i}}, \quad (5)$$

где $d_i = I_i^2 C_w (I_1 + I_2)^{-2} + C_b$; параметры $C_k = I_k \hbar \omega_k$ определяются моментами инерции и частотами соответствующих колебаний. Это соотношение устанавливает прямую связь между экспериментально наблюдаемыми спинами фрагментов и радиусом шейки в момент разрыва, поскольку I_0 явно зависит от $r_{\text{ш}}$. Определение радиуса шейки осуществляется через подгонку теоретических значений спинов к экспериментальным данным [10], результаты которой представлены на рисунке 1.

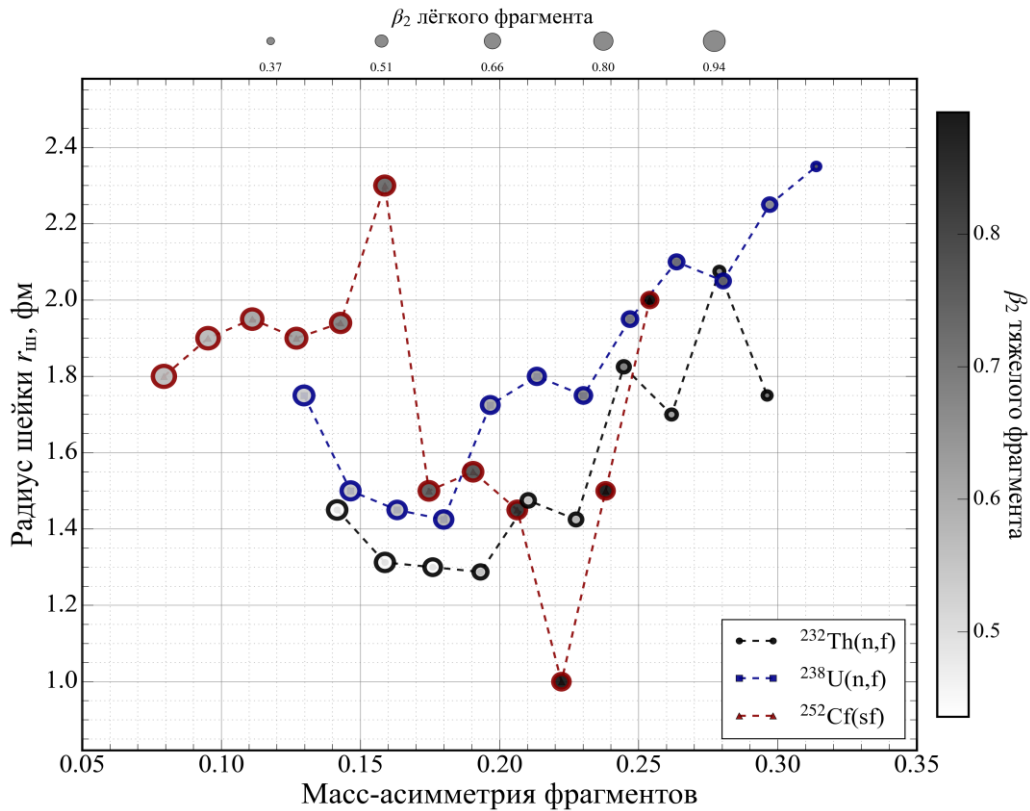


Рисунок 1 – Зависимость радиуса шейки от массовой асимметрии фрагментов для различных реакций деления. Размер маркеров соответствует квадрупольной деформации лёгкого фрагмента (β_2), цветовая шкала отражает деформацию тяжёлого фрагмента

Они выявляют сложные и неожиданные закономерности в поведении радиуса шейки ядра в момент разрыва при делении различных актинидов. Радиус шейки демонстрирует существенные различия между рассматриваемыми изотопами и показывает нетривиальные корреляции с деформационными характеристиками образующихся фрагментов.

Вынужденное деление $^{232}\text{Th}(n,f)$ характеризуется относительно узким диапазоном радиуса шейки от 1.3 до 2.1 фм со средним значением около 1.7 фм. Поведение параметра первоначально обладает плавными изменениями без резких скачков и напоминает U-образный характер, что указывает на стабильную динамику процесса деления для данного изотопа. Однако пилообразный характер может позволить усомниться в этом. Однако есть разумное объяснение такому поведению. Подразумевается, что в области 0.14 – 0.22 фм это связано с приобретением оптимальной конфигурации деления с образованием «магических» фрагментов.

Это также подтверждает вынужденное деление $^{238}\text{U}(n,f)$, которое демонстрирует более широкий диапазон изменения радиуса шейки от 1.4 до 2.4 фм. Среднее значение составляет около 1.8 фм, однако характерной особенностью является высокая вариабельность со скачками значений при изменении массовой асимметрии. Особенно заметны максимумы радиуса шейки при больших асимметриях (0.27 – 0.30 фм), что указывает на формирование растянутых конфигураций шейки при образовании сильно асимметричных пар фрагментов.

Спонтанное деление $^{252}\text{Cf}(sf)$ показывает самый широкий диапазон от 1.0 до 2.3 фм при среднем значении около 1.6 фм. Наиболее примечательной особенностью является наличие экстремально малых значений радиуса шейки (менее 1.3 фм) при асимметрии около 0.20, что также говорит о компактной конфигурации шейки размером, сопоставимым с размером нуклона. Вместе с тем наблюдается острый пик радиуса шейки при асимметрии 0.15, что указывает на сложную энергетическую поверхность процесса спонтанного деления.

Анализ корреляций между радиусом шейки и деформационными характеристиками фрагментов выявляет фундаментальные закономерности. Сильная деформация тяжёлого фрагмента, отображаемая тёмными оттенками на цветовой шкале, преимущественно наблюдается при средних значениях радиуса шейки в диапазоне 1.4 – 2.0 фм. Это указывает на то, что высокие деформации тяжёлого фрагмента ограничивают возможные значения радиуса шейки и препятствуют формированию как чрезмерно компактных, так и сильно растянутых конфигураций. Деформация лёгкого фрагмента, отображаемая размером маркеров, демонстрирует принципиально иное поведение. Высокие деформации лёгкого фрагмента (крупные маркеры) встречаются практически во всём диапазоне радиусов шейки, включая экстремальные значения. Это свидетельствует о том, что сильная деформация лёгкого фрагмента не накладывает жёстких ограничений на радиус шейки.

Минимальные радиусы шейки (менее 1.3 фм) наблюдаются исключительно при спонтанном делении ^{252}Cf и соответствуют быстрому разрыву ядра с высвобождением максимальной ПКЕ. Такие компактные конфигурации указывают на оптимальную энергетическую конфигурацию при образовании фрагментов с замкнутыми оболочечными структурами. Максимальные радиусы шейки (более 2.2 фм) характерны для растянутых конфигураций, где разрыв происходит медленно с возможными потерями энергии на

внутреннее трение в ядерной материи. Эти значения преимущественно наблюдаются при индуцированном делении ^{238}U при больших асимметриях.

Важным наблюдением является антикорреляция между деформациями лёгкого и тяжёлого фрагментов, проявляющаяся в редкости одновременного появления крупных тёмных маркеров на графике. Это указывает на то, что доступная деформационная энергия системы распределяется между фрагментами таким образом, что сильная деформация одного фрагмента компенсируется меньшей деформацией другого.

Заключение

В настоящей работе проведён комплексный сравнительный анализ методов определения радиуса шейки ядра в точке его разрыва при делении актинидов, включающий классические полуэмпирические подходы, современные квантово-механические методы и впервые предложенный альтернативный подход, основанный на концепции «холодного» деления.

Классический подход [4] даёт радиус шейки около 2 фм для актинидов, но систематически занижает значения из-за упрощений модели. Современные методы TDDFT[5-7] и BOA [8, 9] предсказывают $r_{\text{ш}} = 1.6 - 2$ фм с высокой точностью, но требуют значительных вычислительных ресурсов.

Разработанный авторами альтернативный метод достигает наивысшей точности в воспроизведении экспериментальных данных по спинам фрагментов [10] и обладает высокой вычислительной эффективностью. Впервые установлена количественная связь между радиусом шейки и спиновыми характеристиками фрагментов через анализ поперечных bending и wriggling колебаний, что позволяет использовать спиновые данные как надёжный инструмент для определения радиуса шейки.

Детальный анализ трёх реакций деления выявил сложные закономерности поведения размеров шейки, связанные с достижением «магических» асимметрий. Обнаружена важная корреляция: сильная деформация тяжёлого фрагмента ограничивает радиус шейки средними значениями, тогда как деформация лёгкого фрагмента допускает экстремальные конфигурации.

Все рассмотренные современные методы демонстрируют согласованность в определении радиуса шейки актинидов в диапазоне 1.5 – 2.2 фм, что подтверждает надёжность результатов. Предложенный подход открывает новые возможности для прогнозирования характеристик продуктов деления и дальнейшего развития теории ядерного деления. Перспективными направлениями являются расширение метода на трансурановые элементы и учёт продольных колебательных мод.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bohr, N. The Mechanism of Nuclear Fission / N. Bohr, J.A. Wheeler // Physical Review. – 1939. – Vol. 56, No. 5. – P. 426-450.
2. Bohr, A. Nuclear Structure / A. Bohr, B.R. Mottelson. – New York: Benjamin, 1975. – Vol. 2: Nuclear Deformations. – 740 p.

3. Wagemans, C. The Nuclear Fission Process / C. Wagemans. – Boca Raton: CRC Press, 1991. – 608 p.
4. Rupture of the neck in nuclear fission / K.T.R. Davies, R.A. Managan, J.R. Nix, A.J. Sierk // *Physical Review C*. – 1977. – Vol. 16, No. 5. – P. 1890-1901.
5. Bulgac, A. Time-dependent density functional theory and the real-time dynamics of Fermi superfluids / A. Bulgac // *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. – 2013. – Vol. 63, No. 1. – P. 97-121. – DOI: 10.1146/annurev-nucl-102212-170631.
6. Fission fragment intrinsic spins and their correlations / A. Bulgac [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2021. – Vol. 126, No. 14. – P. 142502. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.142502.
7. Bulgac, A. Nuclear fission dynamics with time-dependent density functional theory / A. Bulgac, S. Jin, I. Stetcu // *Physical Review C*. – 2019. – Vol. 100, No. 3. – P. 034612. – DOI: 10.1103/PhysRevC.100.034612.
8. Pomorski, K. Mass distribution of fission fragments within the Born-Oppenheimer approximation / K. Pomorski, F.A. Ivanyuk, B. Nerlo-Pomorska // *The European Physical Journal A*. – 2017. – Vol. 53, No. 3. – P. 59. – DOI: 10.1140/epja/i2017-12250-5.
9. Fission fragment mass yields of Th to Rf even-even nuclei / Pomorski K. [et al.] // *Chinese Physics C*. – 2021. – Vol. 45, No. 5. – P. 054109. – DOI: 10.1088/1674-1137/abec69.
10. Spin measurements in fission / J. Wilson, D. Thisse, M. Lebois [et al.] // *Nature*. — 2021. — Vol. 590, No. 7847. — P. 566–570.
11. Vogt, R. Angular momentum effects in fission / R. Vogt, J. Randrup // *Physical Review C*. – 2021. – Vol. 103. – P. 014610.
12. Спиновое распределение фрагментов двойного деления атомных ядер с учетом wriggling- и bending-колебаний / С.Г. Кадменский, Д.Е. Любашевский, Д.А. Степанов, А.А. Писклюков // *Ядерная физика*. – 2024. – Т. 87, № 3. – С. 288-294. – DOI: 10.31857/S0044002724030182.
13. Role of bending mode in generation of angular momentum of fission fragments / Shneidman T.M. [et al.] // *Physical Review C*. – 2002. – Vol. 65, No. 6. – P. 064302. – DOI: 10.1103/PhysRevC.65.064302.
14. Nuclear structure with the dinuclear model / Adamian G.G. [et al.] // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2004. – Vol. 67. – P. 1701-1708.

REFERENCES

1. Bohr, N. The Mechanism of Nuclear Fission / N. Bohr, J.A. Wheeler // *Physical Review*. – 1939. – Vol. 56, No. 5. – P. 426-450.
2. Bohr, A. Nuclear Structure / A. Bohr, B.R. Mottelson. – New York: Benjamin, 1975. – Vol. 2: Nuclear Deformations. – 740 p.
3. Wagemans, C. The Nuclear Fission Process / C. Wagemans. – Boca Raton: CRC Press, 1991. – 608 p.
4. Rupture of the neck in nuclear fission / K.T.R. Davies, R.A. Managan, J.R. Nix, A.J. Sierk // *Physical Review C*. – 1977. – Vol. 16, No. 5. – P. 1890-1901.

5. Bulgac, A. Time-dependent density functional theory and the real-time dynamics of Fermi superfluids / A. Bulgac // *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. – 2013. – Vol. 63, No. 1. – P. 97-121. – DOI: 10.1146/annurev-nucl-102212-170631.
6. Fission fragment intrinsic spins and their correlations / A. Bulgac [et al.] // *Physical Review Letters*. – 2021. – Vol. 126, No. 14. – P. 142502. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.142502.
7. Bulgac, A. Nuclear fission dynamics with time-dependent density functional theory / A. Bulgac, S. Jin, I. Stetcu // *Physical Review C*. – 2019. – Vol. 100, No. 3. – P. 034612. – DOI: 10.1103/PhysRevC.100.034612.
8. Pomorski, K. Mass distribution of fission fragments within the Born-Oppenheimer approximation / K. Pomorski, F.A. Ivanyuk, B. Nerlo-Pomorska // *The European Physical Journal A*. – 2017. – Vol. 53, No. 3. – P. 59. – DOI: 10.1140/epja/i2017-12250-5.
9. Fission fragment mass yields of Th to Rf even-even nuclei / Pomorski K. [et al.] // *Chinese Physics C*. – 2021. – Vol. 45, No. 5. – P. 054109. – DOI: 10.1088/1674-1137/abec69.
10. Spin measurements in fission / J. Wilson, D. Thisse, M. Lebois [et al.] // *Nature*. — 2021. — Vol. 590, No. 7847. — P. 566–570.
11. Vogt, R. Angular momentum effects in fission / R. Vogt, J. Randrup // *Physical Review C*. – 2021. – Vol. 103. – P. 014610.
12. Spin distribution of binary fission fragments of atomic nuclei taking into account wriggling and bending oscillations / S.G. Kadmsky, D.E. Lyubashevsky, D.A. Stepanov, A.A. Pisklyukov // *Nuclear Physics*. – 2024. – Vol. 87, No. 3. – P. 288-294. – DOI: 10.31857/S0044002724030182.
13. Role of bending mode in generation of angular momentum of fission fragments / Shneidman T.M. [et al.] // *Physical Review C*. – 2002. – Vol. 65, No. 6. – P. 064302. – DOI: 10.1103/PhysRevC.65.064302.
14. Nuclear structure with the dinuclear model / Adamian G.G. [et al.] // *Physics of Atomic Nuclei*. – 2004. – Vol. 67. – P. 1701-1708.