

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 539.17

ОТЧЁТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ
ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, ДЕЛЕНИЕ И СТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Студент

_____ Д. А. Ситьков

Научный руководитель,
д.ф.-м.н., доц.

_____ А. Л. Барабанов

Москва 2024

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1 Модель ядерного деления	6
2 Модели плотности уровней	8
2.1 Модель Гильберта-Камерона	8
2.2 Обобщённая сверхтекучая модель	9
3 Моделирование с помощью комплекса TALYS-1.95	10
3.1 Расчёты в модели Гильберта-Камерона	10
3.2 Расчёты в обобщённой сверхтекучей модели	12
3.2.1 Сечение деления ^{241}Pu нейтронами	12
3.2.2 Сечение деления ^{242}Pu нейтронами	14
Заключение	16
Список использованных источников	17

ВВЕДЕНИЕ

На данный момент есть понимание относительно общего способа описания ядерных реакций — этому посвящена обзорная статья [1]. В данной статье описано, что во входном канале и выходных каналах взаимодействия частицы с ядром используются оптические потенциалы, распад компаунд-ядра описывается методом Хаузера-Фешбаха, в котором частицы испускаются с вероятностью, пропорциональной плотности уровней в остаточных ядрах. Поэтому для описания ядерных реакций важно знать, в частности, плотности уровней ядер, параметры барьеров деления ядер, вероятности переходов гамма-квантов, параметры оптических потенциалов.

Расчёт сечений реакций ядер атомов с лёгкими частицами, в том числе нейтронами, может быть осуществлён, например, в программном комплексе с открытым кодом TALYS [2]. Поскольку используемые в данном комплексе параметры ядерных моделей подобраны в результате описания подгонок ко множеству экспериментальных данных, то комплекс TALYS предоставляет реалистичное описание широкого диапазона наблюдаемых в ядерных реакциях с энергиями налетающих частиц до 200 МэВ. Однако требуется осторожность при описании реакций ядерного деления, когда задействованы дополнительные параметры, описывающие барьеры деления и состояния у барьеров деления. Сечения реакций деления, инициированных лёгкими частицами, в частности — нейтронами, особенно при относительно высоких энергиях столкновения, комплекс TALYS (впрочем, как и другие аналогичные комплексы), как правило, описывает не очень надёжно.

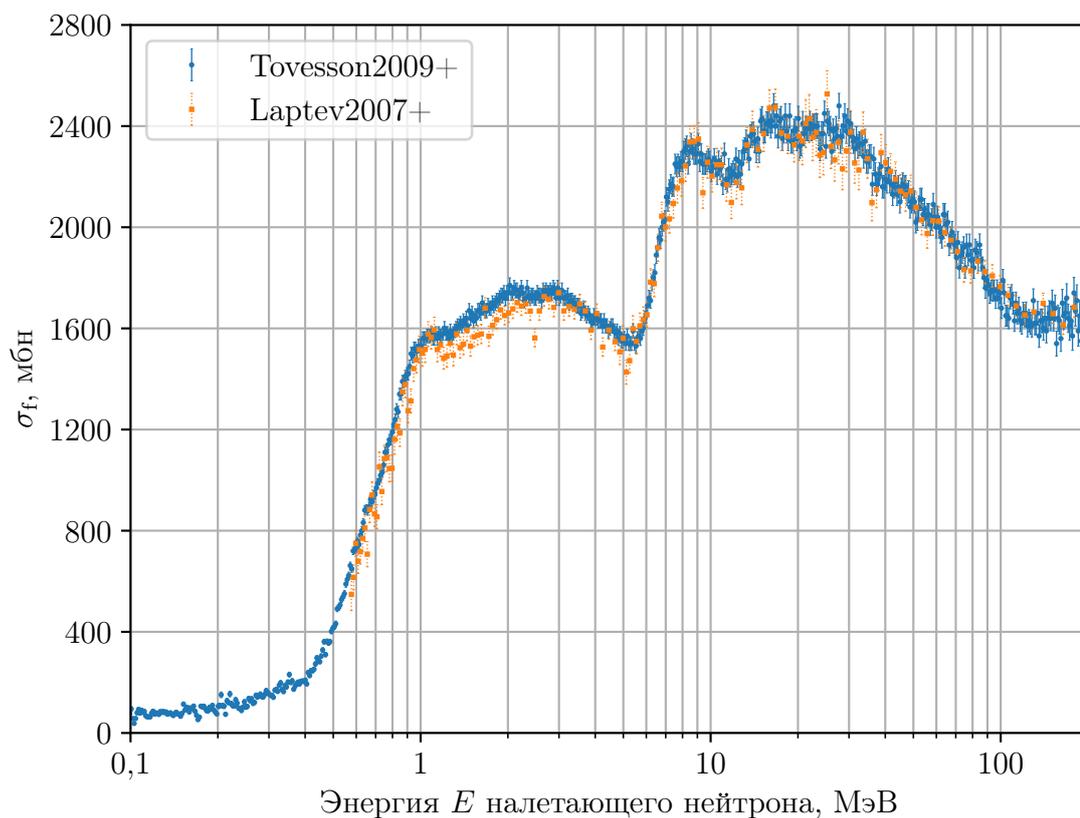


Рисунок 1 — Зависимость сечения реакции $^{240}\text{Pu}(n, f)$ от энергии падающих нейтронов. Данные «Tovesson2009+» — [3], «Laptev2007+» — [4].

На рис. 1 представлены результаты измерений сечения реакции $^{240}\text{Pu}(n, f)$ от энергии падающих нейтронов. При небольших энергиях падающих нейтронов (до 5 МэВ) сечение деления полностью определяется делением первичного компаунд-ядра ^{241}Pu (деление 1-го шанса). Пик сечения около 10 МэВ обусловлен появлением вклада от деления 2-го шанса: компаунд-ядро ^{241}Pu снимает возбуждение испусканием нейтрона и делится остаточное ядро ^{240}Pu . Следующие, при энергиях больше 10 МэВ, пики в сечении обусловлены вкладами деления 3-го и 4-го шансов. Таким образом, сечение деления оказывается чувствительным к параметрам, описывающим барьеры и плотности уровней переходных состояний, нескольких ядер одновременно: ^{241}Pu , ^{240}Pu , ^{239}Pu и ^{238}Pu . Подбору этих параметров в рамках расчётов сечения деления плутония-240 с помощью комплекса TALYS частично посвящена работа [5].

В данной работе предпринята попытка описать измеренные сечения деления нейтронами изотопов ^{241}Pu и ^{242}Pu с помощью комплекса TALYS-1.95. Ограничимся исследованием деления компаунд-ядер ^{242}Pu и ^{243}Pu . Поэтому в реакции $^{241}\text{Pu}(n, f)$ ограничимся рассмотрением сечения деления нейтронами с энергиями до 5 МэВ, которое полностью определяется делением компаунд-ядра ^{242}Pu (делением 1-го шанса). В реакции $^{242}\text{Pu}(n, f)$ будет рассмотрено сечение деления нейтронами с энергиями до 12 МэВ, которое определяется делениями 1-го (компаунд-ядро ^{243}Pu) и 2-го (компаунд-ядро ^{242}Pu) шансов. Исследованием деления компаунд-ядер ^{241}Pu , ^{240}Pu , ^{239}Pu , ^{238}Pu занимается мой коллега Трофимов Леонид, рассматривая сечения деления в реакциях $^{240}\text{Pu}(n, f)$,

$^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{238}\text{Pu}(n, f)$.

1 МОДЕЛЬ ЯДЕРНОГО ДЕЛЕНИЯ

Изначально идея барьера деления возникла из капельной модели ядра [6; 7]. Согласно этой модели соотношение между поверхностным натяжением капли ядерной материи и кулоновским отталкиванием внутри ядра ведёт к формированию барьера, который препятствует спонтанному делению ядра. Проницаемость барьера определяет период полураспада деления. Для тяжёлых ядер в этой модели высота барьера деления резко уменьшается с увеличением отношения квадрата зарядового числа к массовому Z^2/A , и полностью исчезает при достижении $(Z^2/A)_{cr} \approx 46-48$. Уменьшение высоты барьера ведёт к экспоненциальному увеличению проницаемости барьера.

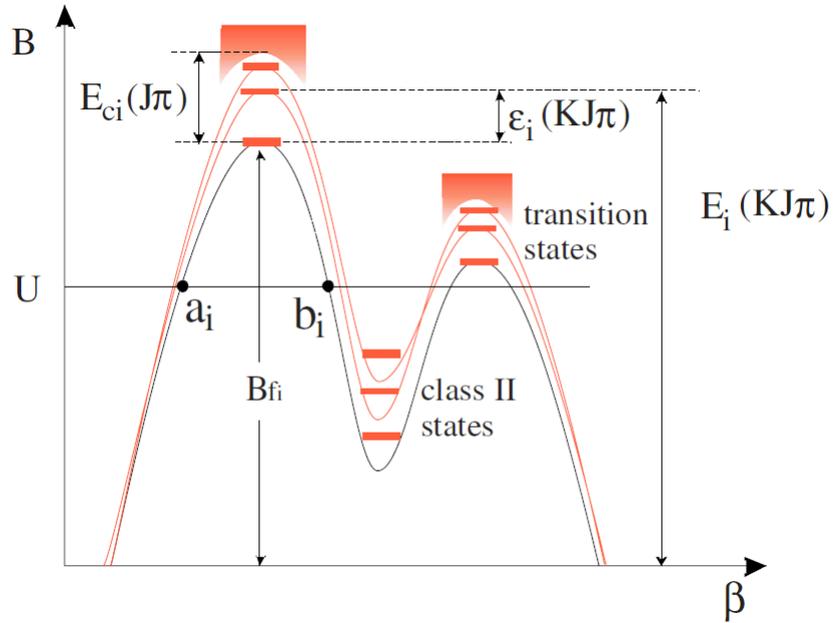


Рисунок 1.1 — Двугорбый барьер и соответствующие ему параметры: B_{fi} — минимальная (по J^π состояниям ядра) высота i -го барьера; $\epsilon_i(KJ\pi)$ — i -тый барьер переходного уровня состояния J^π ядра с проекцией K спина на ось симметрии ядра; $E_{ci}(J\pi)$ — энергия, выше которой для барьера i переходные состояния вычисляются по функции плотности уровней; a_i и b_i — классические точки поворота [1, FIG. 46].

Недостатком капельной модели ядра является, например, невозможность описания асимметричного распределения масс осколков [8]. Важным шагом в развитии модели была предложенная модель оболочечных поправок [9]. В рамках этой модели считается, что нуклоны, находящиеся в ядре, распределены по энергетическим оболочкам. У деформированного ядра есть дополнительные степени свободы — деформации. В простейшем случае это одна деформация — β_2 , описывающая квадрупольную деформацию ядра. Если ядро начинает двигаться по этой деформационной степени свободы (то

есть растягиваться), то с этой степенью свободы связывают кинетическую энергию T_{β_2} , энергию движения по коллективной степени свободы. Энергия нуклонной конфигурации $V_{\text{shell}}(\beta_2)$ зависит от деформации ядра и представляется в виде потенциальной энергии деформации, которая увеличивается по мере деформации ядра. Однако при увеличении деформации ядра нуклоны будут перестраиваться на другие оболочки. Энергию ядра тогда можно представить в виде $E_{\text{nucleus}} \sim \sum_{(\text{shells})} V_{\text{shell}}(\beta_2) + T_{\beta_2} \equiv B(\beta_2) + T_{\beta_2}$, где энергия деформации $B(\beta_2)$ будет являться огибающей кривой по минимумам каждой из оболочечной энергии деформации $V_{\text{shell}}(\beta_2)$. Для того, чтобы ядро поделилось, ему необходимо иметь энергию, превышающую i -тый барьер: $E_{\text{nucleus}} > \max_i \{B(\beta_2)\}$. Разница $(E_{\text{nucleus}} - \max_i \{B(\beta_2)\})$ и является энергией коллективного движения T_{β_2} . Потенциальная энергия $B(\beta_2)$ также зависит от спина J ядра и его чётности π , поэтому для каждой J^π конфигурации ядра будут свои барьеры деления — барьеры переходных состояний. Рассматриваются одногорбые, двугорбые и трёхгорбые барьеры.

Обычно дискретные барьеры описываются перевёрнутой параболой, зависящей от квадрупольной деформации $\beta \equiv \beta_2$ (рис. 1.1):

$$B_i(\beta) = B_{fi} - \frac{1}{2} \mu \hbar^2 \omega_i^2 (\beta - \beta_i)^2, \quad i = \overline{1, N}, \quad (1.1)$$

где N — количество горбов, энергии B_{fi} суть максимумы потенциала, β_i — деформации, соответствующие этим максимумам; частоты ω_i задают кривизну парабол, а массовый параметр μ считается независимым от деформации β и даётся полуэмпирической формулой $\mu \approx 0,054A^{5/3} \text{ МэВ}^{-1}$. Величины B_{fi} (высота барьера), $\hbar\omega_i$ (параметр ширины барьера) и ε_i (барьеры переходных уровней) считаются свободными параметрами и подбираются по экспериментально полученным значениям сечений.

2 МОДЕЛИ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ

В комплекс TALYS включены шесть моделей плотности уровней: модель Гильберта-Камерона [10], модель ферми-газа с обратным смещением [11] и сверхтекучая модель, основанная на представлении о сверхтекучем ядре при малых энергиях возбуждения [12; 13]. Следующие три модели основываются на числовых файлах, полученных в различных комбинаторных расчётах, однако надёжность этих моделей не выше, чем у предыдущих трёх. Каждой из этих моделей отвечает ключевое слово `ldmodel` со значениями 1, 2 или 3 для первых трёх моделей соответственно.

В наших расчётах при помощи комплекса TALYS-1.95 использовались первые три модели плотности уровней, однако основную роль при анализе упомянутых во введении реакций $^{241}\text{Pu}(n, f)$ и $^{242}\text{Pu}(n, f)$ сыграли модель Гильберта-Камерона и обобщённая сверхтекучая модель, поэтому приведём их краткое описание в следующих двух разделах.

2.1 МОДЕЛЬ ГИЛЬБЕРТА-КАМЕРОНА

По умолчанию комплекс TALYS вычисляет плотность переходных уровней $\rho^{\text{tot}}(E_x)$ на каждом барьере деления в модели Гильберта-Камерона, то есть при энергиях $E_x < E_M$ функция $\rho^{\text{tot}}(E_x) = \exp([E_x - E_0]/T)$, а при $E_x > E_M$ она равна плотности уровней для ферми-газа. Величины E_0 , T и E_M задаются условиями непрерывности и гладкости $\rho^{\text{tot}}(E_x)$, а также количеством переходных уровней $N_U - N_L$ с энергиями возбуждения $E_L < E_x \leq E_U < E_M$. Таким образом, чем больше величина $N_U - N_L$ при фиксированных E_L и E_U , тем выше плотность уровней при $E_x > E_M$. Дискретные уровни принадлежат ротационным полосам, и расстояние между этими уровнями обратно пропорционально поперечному моменту инерции \tilde{I}_\perp ядра у барьера. Эта величина задаётся произведением R_{tm} и параметра $I_\perp = I_0(1 + \beta_2/3)$, где $I_0 = 2m_n R^2 A/5$ — момент инерции сферического ядра с A нуклонами радиусом $R = 1,2A^{1/3}$ Фм; m_n — масса нейтрона; β_2 — параметр деформации ядра¹⁾. Для учёта коллективного увеличения плотности переходных уровней при $E_x > E_M$ используется дополнительная корректировка в виде множителя K_{rc} .

¹⁾По умолчанию в TALYS величина β_2 равна 0,6 для первого барьера и 0,8 для второго.

2.2 ОБОБЩЁННАЯ СВЕРХТЕКУЧАЯ МОДЕЛЬ

Феноменологическая версия данной модели [14] характеризуется фазовым переходом ядерной жидкости из сверхтекучего состояния на низких энергиях, где на плотность уровней сильно влияют парные корреляции, в область высоких энергий, которая описывается моделью ферми-газа. Таким образом, обобщённая сверхтекучая модель (GSM) похожа на модель Гильберта-Камерона тем, что в модели разделяются области низких и высоких энергий, однако в GSM это разделение является естественным следствием теории и не зависит от конкретных дискретных уровней, которые определяют энергию сшивки. При высоких энергиях возбуждения плотность уровней в GSM ведёт себя так же, как в модели Гильберта-Камерона.

Плотность уровней в GSM выражается функцией $\rho_{\text{GSM}}^{\text{tot}}(E_x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \frac{\exp(S)}{\sqrt{D}}$ при эффективной энергии возбуждения $U' = U'(E_x) \leq U_c$ ниже некоторой критической энергии U_c , зависящей, в частности, от A и учитывающей оболочечные поправки. Это общее выражение для полной плотности уровней, где $\sigma = \sigma(U')$ — ширина распределения плотности уровней по спинам ядра, $S = S(U')$ — энтропия, $D = D(U')$ — некоторый определитель, который связан с использованием метода перевала. При $U' \geq U_c$ плотность уровней переходит в модель ферми-газа: $\rho_{\text{GSM}}^{\text{tot}}(E_x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp[2\sqrt{aU}]}{a^{1/4}U^{5/4}}$, где эффективная энергия возбуждения $U = U(E_x)$, дисперсия спинов $\sigma = \sigma(U, a)$, параметр плотности уровней $a = a(E_x)$ аналогичен соответствующему параметру в модели Гильберта-Камерона.

3 МОДЕЛИРОВАНИЕ С ПОМОЩЬЮ КОМПЛЕКСА TALYS-1.95

До определённого времени параметры барьеров деления различных изотопов восстанавливались из экспериментальных данных сечений деления с энергиями налетающих частиц до 15–20 МэВ, что ограничивало вклады в сечения до сечений 1-го, 2-го шансов [1, FIG. 54]. В настоящее время, с появлением данных о сечениях деления, измеренных на широком диапазоне энергий до 300–500 МэВ (появляются вклады 3-го, 4-го и высших шансов деления), возникла возможность при помощи одной кривой сечения исследовать параметры сразу нескольких изотопов. Такая задача, в частности, была рассмотрена в работах [5; 15–17]. Вслед данным работам, моя задача состояла в том, чтобы описать измеренные сечения деления ядер Pu с массовыми числами $A = 241$ и 242 , инициированных низкоэнергетическими нейтронами до 5 МэВ и 12 МэВ для каждого из изотопов соответственно. На таких энергиях налетающих нейтронов вклад в сечение будут давать деления первого и второго шансов. Рассмотрение нейтронов более высоких энергий потребовало бы описания параметров компаунд-ядер, которые в данной работе не исследуются.

Программный комплекс TALYS-1.95 позволяет получать значения сечений заданной реакции. Для любого выбранного изотопа комплекс позволяет изменять установленные по умолчанию значения высот и ширин 1-го и 2-го барьеров, используя ключевые слова `fishbar` и `fishw`. Помимо высот и ширин барьеров мы изменяли параметры R_{tm} (ключевое слово — `Rtransmom`) и K_{rc} (ключевое слово — `Krotconstant`), которые влияют на плотность переходных уровней.

В модели Гильберта-Камерона увеличение параметра R_{tm} увеличивает $N_U - N_L$, тем самым увеличивается плотность уровней $\rho^{\text{tot}}(E_x)$ для всех значений E_x . Коэффициент K_{rc} во всех моделях плотности уровней описывает дополнительное «коллективное усиление» плотности уровней, обусловленное деформацией ядер. В модели Гильберта-Камерона увеличение K_{rc} увеличивает плотность $\rho^{\text{tot}}(E_x)$ при энергиях $E_x > E_M$. В обобщённой сверхтекучей модели увеличение параметра(-ов) R_{tm} или/и K_{rc} увеличивает плотность уровней $\rho_{\text{GSM}}^{\text{tot}}(E_x)$ для всех значений E_x .

3.1 РАСЧЁТЫ В МОДЕЛИ ГИЛЬБЕРТА-КАМЕРОНА

По умолчанию TALYS-1.95 вычисляет сечение деления изотопа ^{241}Pu нейтронами, используя модель Гильберта-Камерона для плотности уровней. Однако, как ока-

залось, в этом случае невозможно, меняя параметры барьеров деления и плотность переходных состояний на барьерах, воспроизвести зависимость указанного сечения от энергии падающих нейтронов.

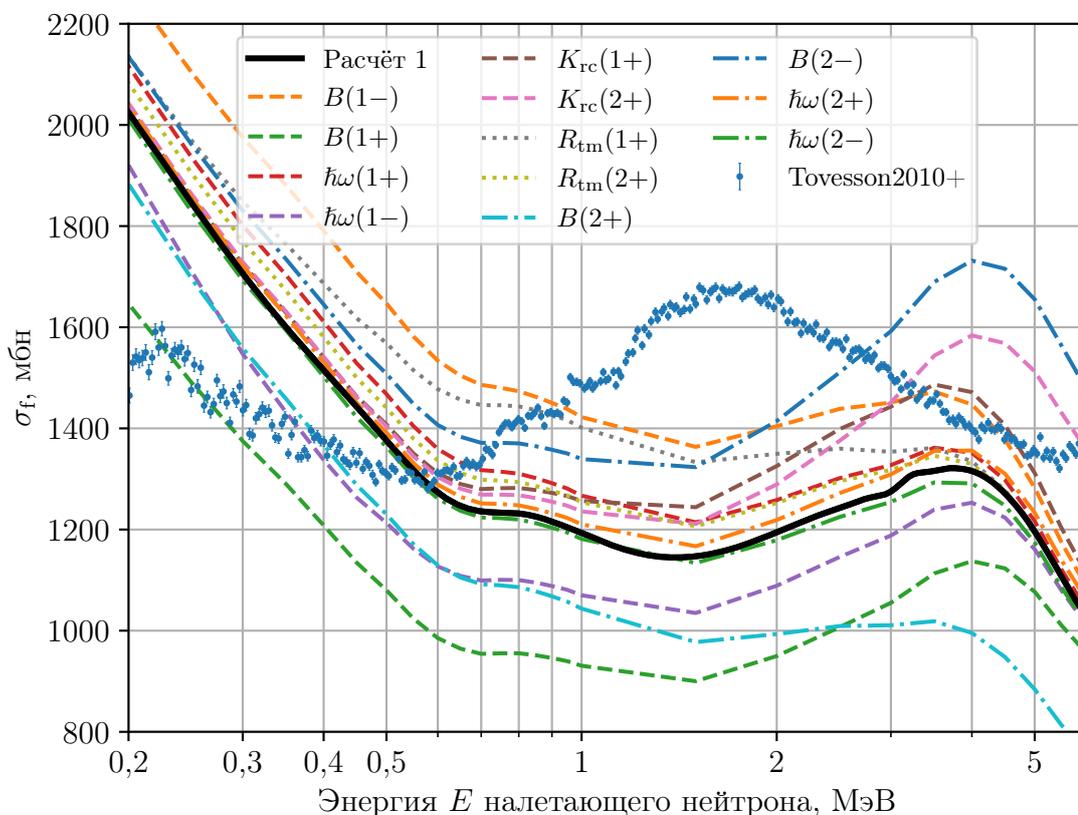


Рисунок 3.1 — Зависимости сечения деления изотопа ^{241}Pu от энергии налетающего нейтрона, рассчитанные при разных параметрах компаунд-ядра ^{242}Pu в модели Гильберта-Камерона плотности уровней. Данные «Tovesson2010+» — [18].

На рис. 3.1 представлены результаты расчётов сечения деления в реакции $^{241}\text{Pu}(n, f)$ в зависимости от энергий налетающих нейтронов, полученные путём вариации параметров, определяющих барьеры деления и плотность переходных состояний компаунд-ядра ^{242}Pu . Эти параметры определяются с помощью ключевых слов `fisbar`, `fishw`, `Krotconstant`, и `Rtransmom`. Кривая «Расчёт 1» — вычисленные в TALYS-1.95 сечения деления с параметрами по умолчанию. Цифра в скобках (1 или 2) в подписи к кривым с изменёнными параметрами обозначает номер барьера, соответствующий параметр которого был изменён. Следующий за данной цифрой знак (+ или -) обозначает был ли соответствующий параметр изменён в большую или меньшую сторону. Точные значения параметров указаны в табл. 3.1. Параметры именно этого ядра были подвергнуты изменениям, поскольку оно описывает деление 1-го шанса, что определяет сечение деления в реакции $^{241}\text{Pu}(n, f)$ на рассматриваемом диапазоне энергий нейтронов.

Видно, что никакое изменение исследуемых параметров в отдельности не ведёт к правильному описанию энергетического диапазона налетающих нейтронов от 1 МэВ до

5 МэВ. Одновременное изменение ряда параметров не привело к лучшим результатам.

Таблица 3.1 — Увеличенные и/или уменьшенные (+ и – соответственно) высоты B (МэВ) барьеров, параметры ширины $\hbar\omega$ (МэВ) барьеров, множители R_{tm} и K_{rc} для первого и второго барьеров изотопа $A=^{242}\text{Pu}$. В скобках рядом с названием столбца указано значение соответствующей величины, установленное по умолчанию.

Барьер 1 (+)					Барьер 2 (+)			
A	B (5.85)	$\hbar\omega$ (0.90)	R_{tm} (0.6)	K_{rc} (1.0)	B (5.05)	$\hbar\omega$ (0.60)	R_{tm} (1.0)	K_{rc} (1.0)
242	6.05	1.10	2.0	2.0	5.35	0.90	2.0	2.0
Барьер 1 (–)					Барьер 2 (–)			
A	B	$\hbar\omega$	R_{tm}	K_{rc}	B	$\hbar\omega$	R_{tm}	K_{rc}
242	5.65	0.40	-	-	4.50	0.30	-	-

Аналогичный результат был получен и при соответствующем анализе модели ферми-газа с обратным смещением (ldmodel 2). Вследствие этого, в дальнейших вычислениях была использована обобщённая сверхтекучая модель (ldmodel 3).

3.2 РАСЧЁТЫ В ОБОБЩЁННОЙ СВЕРХТЕКУЧЕЙ МОДЕЛИ

3.2.1 СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ^{241}Pu НЕЙТРОНАМИ

На [рис. 3.2](#) изображены расчётные зависимости сечения деления плутония-241 от энергии налетающих нейтронов. Кривая «Расчёт 2» показывает ход сечения, вычисленного в TALYS-1.95 при использовании обобщённой сверхтекучей модели плотности уровней с параметрами по умолчанию. Кривая «Расчёт 3» получена при вычислении соответствующих сечений в сверхтекучей модели при изменении параметров изотопа ^{242}Pu , относящихся к первому барьеру деления данного ядра. Изменённые параметры указаны в [табл. 3.2](#).

Данный ряд параметров для изотопа ^{242}Pu позволяет удовлетворительно описать экспериментальные значения сечений в энергетическом диапазоне нейтронов до 1 МэВ. Значения параметров были подобраны в результате процедуры, аналогичной при исследовании влияния изменения различных параметров на сечение деления изотопа ^{241}Pu , описанной в [разд. 3.1](#).

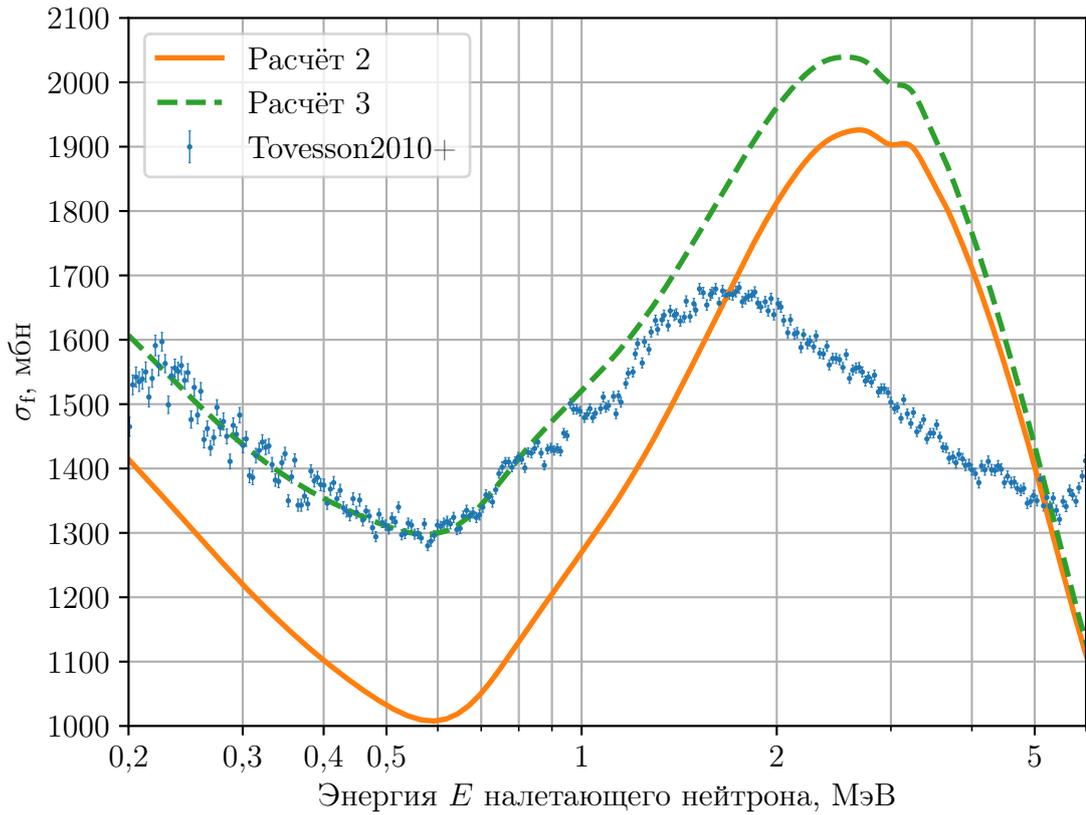


Рисунок 3.2 — Сечения деления изотопа ^{241}Pu в зависимости от энергии налетающих нейтронов.

Таблица 3.2 — Изменённые параметры изотопа ^{242}Pu для сечения деления плутония-241. В круглых скобках указаны значения соответствующих величин, установленные по умолчанию, если их значение было подвергнуто изменению. Остальные обозначения совпадают с обозначениями [табл. 3.1](#).

A	Барьер 1		Барьер 2	
	B	$\hbar\omega$	B	$\hbar\omega$
242	5.80 (5.85)	1.10 (0.90)	5.05	0.60

Как видно из [табл. 3.2](#) параметры $K_{\text{гс}}$ и $R_{\text{тн}}$ затронуты не были, так же как и параметры второго барьера. При исследовании влияния сечения на изменение этих параметров, оказалось, что добиться хода сечения, аналогичному показанному на [рис. 3.2](#), можно, не затрагивая эти параметры.

Пока что удачной комбинации исследуемых параметров, улучшающей ход сечения в диапазоне от 1 МэВ до 5 МэВ найти не удалось. С технической точки зрения, изменение рассматриваемых параметров в любую сторону либо вовсе не ведёт к смещению пика на $\sim 2,5$ МэВ, либо ведёт к смещению его *вправо*, в область больших энергий нейтронов.

3.2.2 СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ^{242}Pu НЕЙТРОНАМИ

На рис. 3.3 изображены расчётные зависимости сечения деления плутония-241 от энергии налетающих нейтронов. Кривая «Расчёт 4» показывает ход сечения, вычисленного в TALYS-1.95 при использовании обобщённой сверхтекучей модели плотности уровней с параметрами по умолчанию. Кривая «Расчёт 5» получена при вычислении соответствующих сечений в сверхтекучей модели при изменении параметров изотопов ^{242}Pu и ^{243}Pu , относящихся к их двум барьерам деления и при изменении параметров, затрагивающих плотность уровней. Изменённые параметры указаны в табл. 3.3.

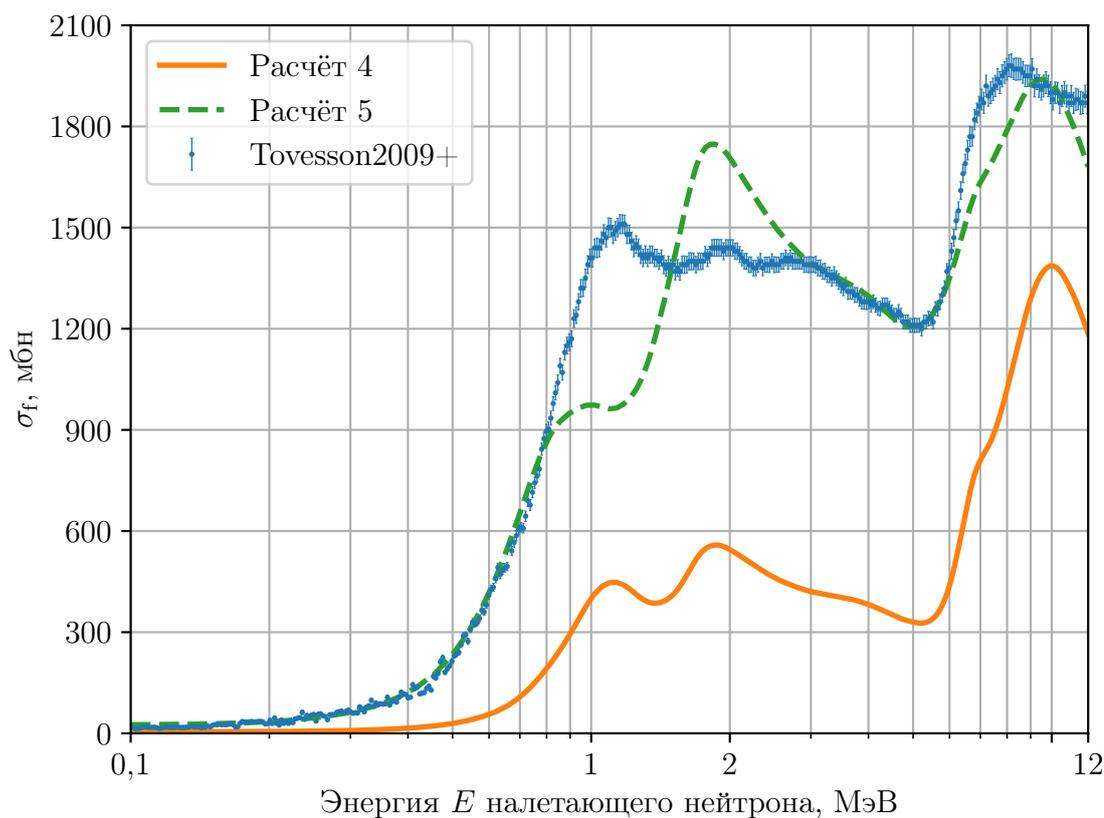


Рисунок 3.3 — Сечения деления изотопа ^{242}Pu в зависимости от энергии налетающих нейтронов. Данные «Tovesson2009+» — [3].

Таблица 3.3 — Изменённые параметры изотопов ^{242}Pu и ^{243}Pu для сечения деления плутония-242. Обозначения совпадают с обозначениями табл. 3.2.

A	Барьер 1			Барьер 2		
	B	$\hbar\omega$	K_{rc}	B	$\hbar\omega$	K_{rc}
242	5.65 (5.85)	1.10 (0.90)	1.0	5.05	0.60	1.0
243	5.77 (6.05)	0.65 (0.70)	2.0 (1.0)	5.55 (5.45)	0.50	8.0 (1.0)

Видно, что удовлетворительно описываются сечения деления на нейтронах с энергиями до 0,8 МэВ, и на нейтронах с энергиями в диапазоне от 3 МэВ до 6 МэВ.

Стоит отметить, что различные другие «испытанные» комбинации исследуемых параметров (табл. 3.3) не могут изменить вид сечения «локально», в диапазоне энергий нейтронов от 0,8 МэВ до 3 МэВ, что представляет собой похожую трудность в описании сечения деления плутония-242, что проявилась в описании сечения плутония-241.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В первой части данной работы в рамках расчётов в комплексе TALYS-1.95 было исследовано влияние изменения параметров, отвечающих за барьеры деления и модель плотности уровней образующихся в (n, f) реакциях на изотопах ^{241}Pu и ^{242}Pu компаунд-ядер, на соответствующие сечения деления. Было установлено, что при использовании модели Гильберта-Камерона плотности уровней для реакции $^{241}\text{Pu}(n, f)$ воспроизвести экспериментальный вид сечения путём изменения высот, ширин барьеров, а также параметров R_{cm} и K_{rc} , влияющих на плотность уровней, не удаётся. Аналогичный результат был получен и для модели ферми-газа с обратным смещением.

В связи с этим, во второй части данной работы расчёты производились в обобщённой сверхтекучей модели, основанной на представлении о сверхтекучем ядре при малых энергиях возбуждения. Для плутония-241 исследовалась зависимость сечения деления в реакции $^{241}\text{Pu}(n, f)$ от энергий нейтронов в диапазоне до 5 МэВ (область деления 1-го шанса). Были найдены значения параметров, относящихся к первому барьеру деления компаунд-ядра ^{242}Pu , которые позволили удовлетворительно описать ход сечения в диапазоне энергий налетающих нейтронов до 1 МэВ. Аналогично, для плутония-242 исследовалась зависимость сечения деления в реакции $^{242}\text{Pu}(n, f)$ от энергий нейтронов в диапазоне до 12 МэВ (область деления 1-го и 2-го шансов). Были найдены значения параметров, относящихся к барьерам деления и плотности уровней изотопов ^{242}Pu и ^{243}Pu , позволяющие описать экспериментальный ход сечения в диапазоне энергий налетающих нейтронов до 0,8 МэВ и в диапазоне от 3 МэВ до 6 МэВ.

Изменяя лишь рассматриваемые нами параметры ядер, достичь по отдельности близкого воспроизведения расчётами по комплексу TALYS-1.95 измеренных сечений деления в полных диапазонах рассматриваемых энергий нейтронов в реакциях $^{241}\text{Pu}(n, f)$ и $^{242}\text{Pu}(n, f)$ на данный момент не удалось. Планируется провести дальнейшие исследования с целью подбора подходящих комбинаций параметров барьеров и плотности уровней изотопов ^{242}Pu и ^{243}Pu , а также поиска других параметров данных ядер, изменение которых может приблизить рассчитанные по комплексу TALYS-1.95 кривые сечений к экспериментальным данным.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Capote R., Herman M., Obložinský P., Young P., Goriely S., Belgya T., Ignatyuk A., Koning A., Hilaire S., Plujko V., Avrigeanu M., Bersillon O., Chadwick M., Fukahori T., Ge Z., Han Y., Kailas S., Kopecky J., Maslov V., Reffo G., Sin M., Soukhovitskii E., Talou P.* RIPL — Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations // Nuclear Data Sheets. — 2009. — v. 110, iss. 12. — p. 3107–3214.
2. *Koning A. J., Rochman D.* Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System // Nuclear Data Sheets. — 2012. — v. 113, iss. 12. — p. 2841–2934.
3. *Tovesson F., Hill T. S., Mocko M., Baker J. D., McGrath C. A.* Neutron induced fission of $^{240,242}\text{Pu}$ from 1 eV to 200 MeV // Phys. Rev. C. — 2009. — v. 79, iss. 1, 014613.
4. *Laptev A. B., Shcherbakov O. A., Vorobyev A. S., Haight R. C., Carlson A.* Fast Neutron-Induced Fission of Some Actinides and Sub-Actinides // Fission and Properties of Neutron-Rich Nuclei. — World Scientific, 2007. — p. 462–468.
5. *Воробьев А. С., Гагарский А. М., Щербачков О. А., Вайшнине Л. А., Барабанов А. Л.* Измерение угловых распределений осколков деления ^{240}Pu нейтронами с энергиями 1–200 МэВ и их модельный анализ // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2020. — Т. 112, вып. 5/6. — С. 343–351.
6. *Bohr N., Wheeler J. A.* The Mechanism of Nuclear Fission // Phys. Rev. — 1939. — v. 56, iss. 5. — p. 426–450.
7. *Frenkel Ya. I.* On the Splitting of Heavy Nuclei by Slow Neutrons // Phys. Rev. — 1939. — v. 55, iss. 10. — p. 987.
8. *Vandenbosch R., Huizenga J. R.* Nuclear Fission. — Elsevier Science, 1973.
9. *Strutinsky V. M.* “Shells” in deformed nuclei // Nuclear Physics A. — 1968. — v. 122, iss. 1. — p. 1–33.
10. *Gilbert A., Cameron A. G. W.* A composite nuclear-level density formula with shell corrections // Can. J. Phys. — 1965. — v. 43. — p. 1446–1496.
11. *Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M.* Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$ // Nuclear Physics A. — 1973. — v. 217, iss. 2. — p. 269–298.
12. *Ignatyuk A. V., Weil J. L., Raman S., Kahane S.* Density of discrete levels in ^{116}Sn // Physical Review C. — 1993. — v. 47, iss. 4. — p. 1504–1513.

13. *Koning A. J., Hilaire S., Goriely S.* Global and local level density models // Nuclear Physics A. — 2008. — v. 810, iss. 1–4. — p. 13–76.
14. *Игнатюк А. В., Истеков К., Смиренкин Г. Н.* Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней ядер // Ядерная физика. — 1979. — Т. 29, вып. 4. — С. 875–883.
15. *Воробьев А. С., Гагарский А. М., Щербakov О. А., Вайшнене Л. А., Барabanov А. Л.* Угловые распределения и анизотропия осколков деления ^{237}Np нейтронами с энергиями 1–200 МэВ: данные измерений и модельные расчеты // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 2019. — Т. 110, вып. 3/4. — С. 222–229.
16. *Vorobyev A. S., Gagarski A. M., Shcherbakov O. A., Vaishnene L. A., Barabanov A. L., Kuz'mina T. E.* Measurement of the ^{236}U fission cross section and angular distributions of fragments from fission of ^{235}U and ^{236}U in the neutron-energy range of 0.3–500 MeV // Phys. Rev. C. — 2023. — v. 108, iss. 1, 014621.
17. *Vorobyev A. S., Gagarski A. M., Shcherbakov O. A., Vaishnene L. A., Barabanov A. L., Kuz'mina T. E.* Measurement of the neutron-induced fission cross section of ^{243}Am relative to ^{235}U in the neutron energy range of 0.3–500 MeV and its analysis // The European Physical Journal A. — 2024. — v. 60, iss. 5, 117.
18. *Tovesson F., Hill T. S.* Cross Sections for $^{239}\text{Pu}(n, f)$ and $^{241}\text{Pu}(n, f)$ in the Range $E_n = 0.01$ eV to 200 MeV // Nuclear Science and Engineering. — 2010. — v. 165, iss. 2. — p. 224–231.