

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

УДК 524.86

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ  
НУКЛЕОСИНТЕЗ В ЗВЕЗДАХ

Научный руководитель  
(проф., д.ф.-м.н., доц.)

\_\_\_\_\_ А. Л. Барабанов

Студент

\_\_\_\_\_ А. А. Несынов

Москва 2025

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>1</b>	<b>Перевод статьи</b>	<b>3</b>
1.1	Постановка задачи . . . . .	3
1.2	Перевод текста . . . . .	3
1.2.1	Оформление в L <sup>A</sup> T <sub>E</sub> X . . . . .	3
1.3	Краткий пересказ основных результатов и содержания статьи . . . . .	3
1.3.1	Ядерно-физические основы (Разделы 1, 2) . . . . .	3
1.3.2	Астрофизический механизм и его неопределенности (Раздел 3) . . . . .	4
1.3.3	Возможности наблюдения (Раздел 4) . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Проблемы машинного перевода</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Задача о рассеянии протона на ядре углерода-12</b>	<b>6</b>
3.1	Обоснование . . . . .	6
3.2	Постановка задачи . . . . .	6
3.3	Нахождение энергии гамма-квантов в зависимости от параметров системы . . . . .	6
3.3.1	Переход из ЛСО в СЦИ . . . . .	6
3.3.2	Переход из СЦИ в ЛСО . . . . .	7
3.3.3	Эффект Доплера . . . . .	8
3.3.4	Итоговый результат . . . . .	8
3.3.5	Определение границ спектра . . . . .	9
3.3.6	Сводная таблица проверки модели . . . . .	9
3.4	Результат . . . . .	10
<b>4</b>	<b>Заключение</b>	<b>11</b>
<b>5</b>	<b>Библиография</b>	<b>12</b>
<b>A</b>	<b>Перевод статьи</b>	<b>13</b>

# 1. ПЕРЕВОД СТАТЬИ

## 1.1 Постановка задачи

Настоящая работа выполнена в рамках задания по подготовке перевода на русский язык научной статьи и его оформлению в соответствии с требованиями для последующего использования.

Для перевода была получена следующая статья:

- Авторы: E. M. Holmbeck, T. M. Sprouse, M. R. Mumpower.
- Название: “Nucleosynthesis and observation of the heaviest elements”[1].
- Выходные данные: *The European Physical Journal A* (2023) 59:28.
- DOI: 10.1140/epja/s10050-023-00927-7.

## 1.2 Перевод текста

Выполнен частичный перевод основного текста статьи

### 1.2.1 Оформление в L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X

Создан файл Перевод статьи Holmbeck.tex, представляющий собой законченный документ. В оформлении учтены:

Структурирование документа (разделы, подразделы).

Корректная вставка и позиционирование рисунков.

Использование двухколоночного формата (multicols), аналогичного оригиналу.

Форматирование математических формул и специальных терминов (напр.,  $r$ -процесс,  $\beta$ -распад).

## 1.3 Краткий пересказ основных результатов и содержания статьи

Статья представляет собой комплексный обзор современных представлений о происхождении элементов тяжелее железа, в особенности актиноидов (тория, урана) и сверхтяжелых элементов.

### 1.3.1 Ядерно-физические основы (Разделы 1, 2)

Производство тяжелых элементов осуществляется в основном через **процесс быстрого захвата нейтронов ( $r$ -процесс)**. Для его моделирования критически важны свойства экстремально нейтроноизбыточных ядер, большинство из которых никогда не наблюдались в лаборатории. Ключевыми, но трудно определяемыми параметрами являются:

Массы и энергии связи, определяющие устойчивость ядер и скорости реакций;

«Магические числа» протонов и нейтронов, создающие области повышенной стабильности (например, пики в спектре распространенности элементов на Солнце.);

Барьеры деления – энергетический порог, преодолев который тяжелое ядро раскалывается на два осколка средней массы. В области предполагаемых сверхтяжелых элементов ( $Z \sim 100$ ,  $N \sim 190$ ) существует зона чрезвычайно низких барьеров, которая является основным препятствием для их образования.

### 1.3.2 Астрофизический механизм и его неопределенности (Раздел 3)

*R*-процесс – это динамическая цепная реакция, в которой ядра, быстро захватывая нейтроны, постепенно увеличивают массовое число, а затем превращаются в элементы с большим зарядовым числом через  $\beta$ -распад.

**Проблема сверхтяжелых элементов:** Чтобы создать элементы тяжелее урана, поток ядер должен преодолеть «зону распада» с низкими барьерами деления. Расчеты показывают, что даже в оптимальных условиях лишь ничтожная доля ядер (менее 1% для некоторых цепочек) может «выжить» и превратиться в сверхтяжелый элемент.

**Чувствительность к моделям:** Конечный выход актиноидов и сверхтяжелых элементов в сильной степени зависит от выбора теоретической модели для ядерных масс и барьеров деления. Разные модели предсказывают результаты, различающиеся на порядки величины – от полного отсутствия сверхтяжелых до их заметного производства.

**Требуемые условия:** Наиболее благоприятными для производства самых тяжелых элементов являются **низкоэнтропийные, чрезвычайно нейтроноизбыточные среды**. Основными кандидатами считаются процессы слияния нейтронных звезд и черной дыры с нейтронной звездой.

### 1.3.3 Возможности наблюдения (Раздел 4)

Прямое обнаружение короткоживущих сверхтяжелых элементов в природе маловероятно. Однако их возможное образование можно выявить косвенно:

По актиноидам в звездах: Наличие тория и урана в спектрах древних звезд доказывает, что *r*-процесс работал уже в ранней Вселенной. Аномально высокие содержания актиноидов в некоторых звездах («усиление актиноидов») могут указывать на особые условия, потенциально благоприятные и для сверхтяжелых элементов;

По продуктам деления: Деление тяжелых ядер должно обогащать среду элементами из области второго пика *r*-процесса ( $A \sim 130$ ). Поиск такого избытка в химическом составе звезд может служить указанием на то, что деление (и, следовательно, образование сверхтяжелых ядер-предшественников) действительно имело место;

По сигнатурам в килоновых: Радиоактивный распад короткоживущих тяжелых ядер (например,  $^{254}\text{Cf}$ ) и их деление могут вносить вклад в спектр от слияний нейтронных звезд (килоновых), оставляя характерные особенности в кривых блеска на поздних временах (десятки-сотни дней).

## 2. ПРОБЛЕМЫ МАШИННОГО ПЕРЕВОДА

Основные проблемы: Языковая модель может «ослепнуть» из-за узкого контекстного окна. Несмотря на запрос «перевести текст на русский язык», модель демонстрирует тенденцию к **просачиванию слов из оригинала**.

В контексте перевода научной статьи наблюдался следующий типичный случай: Модель могла перевести «abundance» как «распространенность» в одном абзаце и оставить «abundance» в другом, особенно если в локальном контексте присутствовали другие английские термины или цитаты.

В ходе работы был сделан вывод о методологической необходимости использования инструментов машинного перевода для обработки значительных объёмов текста, характерных для научных обзоров. В то же время анализ результатов подтвердил, что на критически важных участках текста, связанных с передачей точной терминологии, сложных понятий и контекстных связей, обязательным этапом является проверка и ручная корректировка. Таким образом, применяемый подход можно охарактеризовать как гибридный, где автоматизация решает задачу первичной обработки, а финальное качество обеспечивается контролем со стороны человека.

## 3. ЗАДАЧА О РАССЕЯНИИ ПРОТОНА НА ЯДРЕ УГЛЕРОДА-12

### 3.1 Обоснование

Изучение распределения по энергии  $E_\gamma$ , возникающего при неупругом рассеянии протонов на ядрах  $^{12}\text{C}$ , является важнейшим инструментом диагностики высокоэнергичных процессов. Анализ формы линии 4.439 МэВ позволяет по измерениям, выполненным на Земле, судить о том, как движутся струи горячей водородной плазмы на удалённом астрофизическом объекте.

### 3.2 Постановка задачи

Рассматривается процесс неупругого рассеяния протона на покоящемся ядре углерода:

$$p + {}^{12}\text{C} \rightarrow p' + {}^{12}\text{C}^* \rightarrow p' + {}^{12}\text{C} + \gamma$$

Необходимо определить энергию испускаемого фотона  $E_\gamma$  в лабораторной системе отсчета (ЛСО) в зависимости от энергии налетающего протона  $E_p$ , угла вылета гамма-кванта  $\alpha$  и направления рассеяния протона. Требуется провести проверку модели по экспериментальным спектрам, полученным в работе Kiener (2019) [2].

### 3.3 Нахождение энергии гамма-квантов в зависимости от параметров системы

#### 3.3.1 Переход из ЛСО в СЦИ

В К (лабораторная СО) ядро покоится, в К' (СЦИ) суммарный импульс равен нулю.

**Скорость движения системы К' ( $V_{cm}$ )**

В лабораторной системе движется только протон. Импульс протона равен  $\vec{p}_0 = m\vec{v}_0$ . Ядро покоится. Скорость центра масс  $\vec{V}_{cm}$ :

$$\vec{V}_{cm} = \frac{\vec{p}_0}{m + M} = \frac{m\vec{v}_0}{m + M}. \quad (1)$$

**Энергия в К' до столкновения  $E_{0\_cm}$**

Кинетическая энергия в К' равна разности полной кинетической энергии в лабораторной системе и энергии движения самого центра масс:

$$E_{0\_cm} = E_0 - E_{cm} = E - \frac{(m + M)V_{cm}^2}{2}. \quad (2)$$

Подставляя выражение для  $V_{cm}$ :

$$E_{0\_cm} = E_0 - \frac{m + M}{2} \left( \frac{mv_0}{m + M} \right)^2 = E_0 - E_0 \frac{m}{m + M} = E_0 \frac{M}{m + M} = \frac{mv_0^2}{2} \frac{M}{m + M}. \quad (3)$$

**Энергия в СЦИ после столкновения  $E_{1\_cm}$**

Так как столкновение неупругое, часть кинетической энергии расходуется на возбуждение ядра (переход в состояние с энергией  $E^*$ ).

$$E_{1\_cm} = E_{0\_cm} - E^*. \quad (4)$$

### Скорость возбужденного ядра в СЦИ $v_1$

После столкновения протон и возбужденное ядро разлетаются в противоположные стороны. Так как суммарный импульс в СЦИ равен нулю, модули их импульсов равны:

$$|\vec{p}_{p1}| = |\vec{p}_{c1}| = p_1. \quad (5)$$

Кинетическая энергия конечного состояния выражается через этот импульс:

$$E_{1\_cm} = \frac{(p_1)^2}{2m} + \frac{(p_1)^2}{2M^*} = \frac{(p_1)^2}{2} \left( \frac{1}{m} + \frac{1}{M^*} \right) = \frac{(p_1)^2}{2} \frac{m + M^*}{mM^*}. \quad (6)$$

$$(p_1)^2 = \frac{2mM^*}{m + M^*} E_{1\_cm}. \quad (7)$$

$$v_1 = p_1/M^*. \quad (8)$$

$$(v_1)^2 = \frac{1}{(M^*)^2} \frac{mM^*}{m + M^*} E_{1\_cm} = \frac{2m}{M^*(m + M^*)} E_{1\_cm}. \quad (9)$$

$$v_1 = \left( \frac{2m}{M^*(m + M^*)} \left( \frac{mv_0^2}{2} \frac{M}{m + M} - E^* \right) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

### 3.3.2 Переход из СЦИ в ЛСО

#### Вектор скорости ядра в СЦИ ( $\vec{v}_1$ )

В К' ядро отдачи движется в направлении, противоположном рассеянному протону. Если протон рассеялся под углами  $(\theta_0, \varphi_0)$ , то ядро движется под углами  $\lambda_0 = \pi - \theta_0$  и  $\mu_0 = \pi + \varphi_0$ .

Декартовы компоненты:

$$v_{1,x} = v_1 \sin(\lambda_0) \cos(\mu_0) = v_1 \sin(\pi - \theta_0) \cos(\pi + \varphi_0) = -v_1 \sin \theta_0 \cos \varphi_0,$$

$$v_{1,y} = v_1 \sin(\lambda_0) \sin(\mu_0) = v_1 \sin(\pi - \theta_0) \sin(\pi + \varphi_0) = -v_1 \sin \theta_0 \sin \varphi_0,$$

$$v_{1,z} = v_1 \cos(\lambda_0) = v_1 \cos(\pi - \theta_0) = -v_1 \cos \theta_0.$$

#### Скорость ядра в лабораторной системе ( $\vec{V}_{c\_lab}$ )

$$\vec{V}_{cm} = (0, 0, V_{cm}).$$

$$\vec{V}_{c\_lab} = \vec{v}_1 + \vec{V}_{cm}$$

Компоненты скорости возбужденного ядра в лабораторной системе:

$$\begin{aligned} V_{c\_lab\_x} &= v_{1,x} + 0 = -v_1 \sin \theta_0 \cos \varphi_0, \\ V_{c\_lab\_y} &= v_{1,y} + 0 = -v_1 \sin \theta_0 \sin \varphi_0, \\ V_{c\_lab\_z} &= v_{1,z} + V_{cm} = V_{cm} - v_1 \cos \theta_0. \end{aligned}$$

Таким образом, вектор скорости ядра:

$$\vec{V}_{c\_lab} = (-v_1 \sin \theta_0 \cos \varphi_0, \quad -v_1 \sin \theta_0 \sin \varphi_0, \quad V_{cm} - v_1 \cos \theta_0). \quad (11)$$

### 3.3.3 Эффект Доплера

#### Направление наблюдения

Детектор находится в плоскости  $(x, z)$  под углом  $\alpha$  к оси  $z$ . Единичный вектор направления наблюдения  $\vec{n}$ :

$$\vec{n} = (\sin \alpha, 0, \cos \alpha). \quad (12)$$

#### Формула Доплера

$$E_\gamma = E^* \cdot \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{V_{c\_lab}}{c}\right)^2}}{1 - \frac{V_{c\_lab}}{c} \cdot \left(\frac{\vec{V}_{c\_lab}}{V_{c\_lab}} \cdot \vec{n}\right)} \quad (13)$$

Поскольку скорость протона (и, следовательно, ядра) мала по сравнению со скоростью света ( $V_{c\_lab} \ll c$ ), то можно использовать первый порядок малости по  $\beta = V_{c\_lab}/c$ :

$$E_\gamma = E^* \cdot \left(1 + \frac{1}{c} \cdot (\vec{V}_{c\_lab} \cdot \vec{n})\right) \quad (14)$$

#### Расчет проекции скорости

Скалярное произведение:

$$\begin{aligned} (\vec{V}_{c\_lab} \cdot \vec{n}) &= V_{c\_lab\_x} n_x + V_{c\_lab\_y} n_y + V_{c\_lab\_z} n_z \\ &= (-v_1 \sin \theta_0 \cos \varphi_0) \sin \alpha \\ &\quad + (-v_1 \sin \theta_0 \sin \varphi_0) \cdot 0 \\ &\quad + (V_{cm} - v_1 \cos \theta_0) \cos \alpha \end{aligned}$$

$$(\vec{V}_{c\_lab} \cdot \vec{n}) = V_{cm} \cos \alpha - v_1 (\sin \theta_0 \cos \varphi_0 \sin \alpha + \cos \theta_0 \cos \alpha). \quad (15)$$

Обозначим за  $\theta_{rel}$  — угол между вектором  $\vec{v}_1$  и направлением на детектор.

$$\theta_{rel} = \sin \theta_0 \cos \varphi_0 \sin \alpha + \cos \theta_0 \cos \alpha \quad (16)$$

### 3.3.4 Итоговый результат

$$\boxed{E_\gamma(\alpha, \theta_0, \varphi_0) = E^* \cdot \left[1 + \frac{1}{c} \left(V_{cm} \cos \alpha - v_1 \cos \theta_{rel}\right)\right]} \quad (17)$$



### 3.3.5 Определение границ спектра

Так как ядро может рассеиваться в СЦИ в любом направлении ( $\cos \theta_{rel} \in [-1, 1]$ ), для фиксированного угла детектора  $\alpha$  энергия фотонов распределена в диапазоне:

$$E_{\gamma}^{min,max} = E^* \cdot \left[ 1 + \frac{V_{cm}}{c} \cos \alpha \mp \frac{v_1}{c} \right] \quad (18)$$

Этот диапазон формирует характерную прямоугольную форму линии, смещение которой определяется углом  $\alpha$  (эффект Доплера), а ширина  $\Delta E = 2E^* \cdot (v_1/c)$  — энергией налетающего протона.

### 3.3.6 Сводная таблица проверки модели

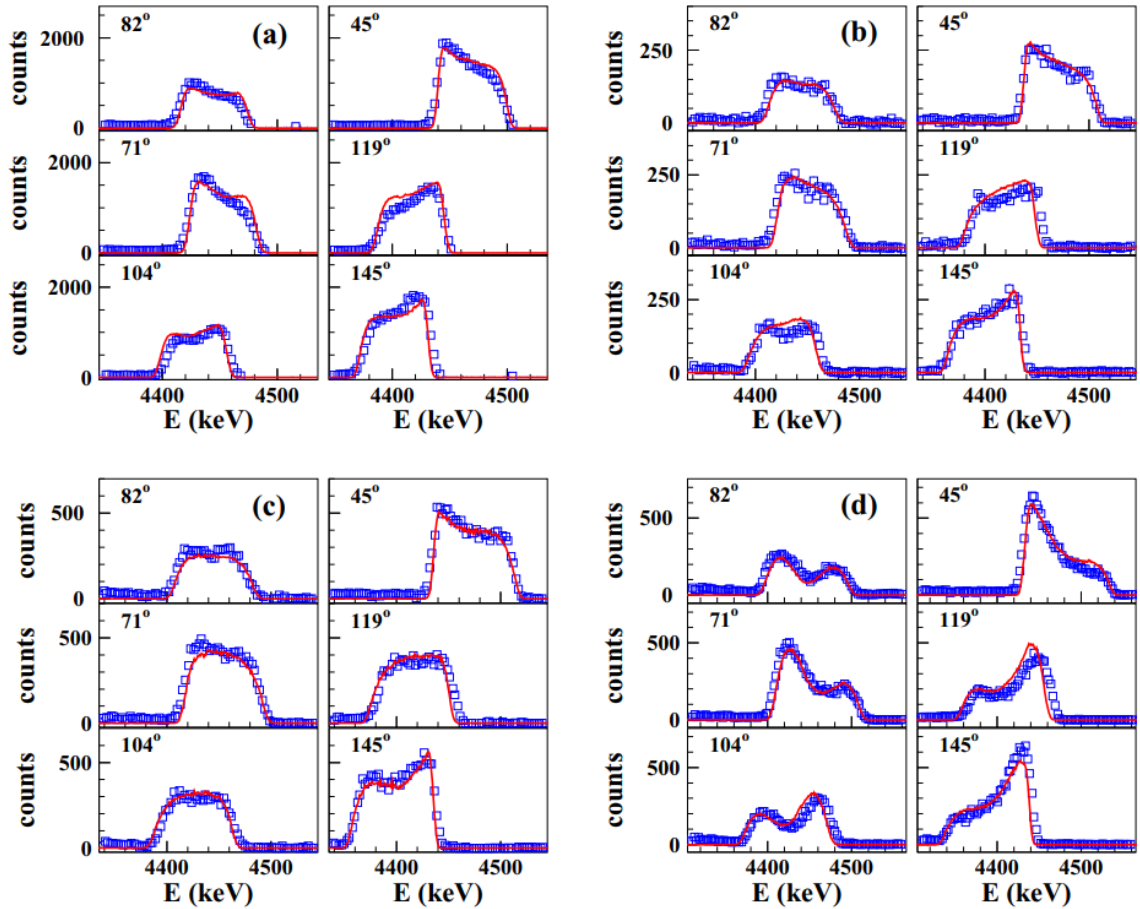


Рисунок 1 — Графики, полученные в работе Kiener. «Измеренные формы гамма-излучения с энергией 4,439 МэВ, полученного в результате неупругого рассеяния протонов на  $^{12}\text{C}$  в эксперименте в Орсее-1997 (синие метки) при энергиях протонного пучка  $E_p = 8,6$  МэВ (а), 10,0 МэВ (b), 11,4 МэВ (c) и 16,25 МэВ (d).»

В таблице ниже представлены результаты сопоставления теоретических расчетов кинематики процесса с экспериментальными данными из работы Kiener. Энергия перехода  $E^* = 4439.4$  кэВ.

Таблица 1 — Общая сводная таблица параметров: сопоставление теоретических расчетов и визуальных данных на Рис. 1.

$E_p$ , МэВ	Параметры $V_{cm}/c \mid v_1/c$	$\alpha$ , °	$\cos \alpha$	Теория $E_\gamma$ (кэВ)	Ширина $\Delta E$ (кэВ)	Статья (визуал), кэВ	Откл. (кэВ)
8.6	0.0105 0.0070	45	0.707	4441 – 4503	62	4440 – 4505	$\pm 2$
		71	0.326	4423 – 4485		4425 – 4485	$\pm 2$
		82	0.139	4415 – 4477		4415 – 4480	$\pm 3$
		104	-0.242	4397 – 4459		4395 – 4460	$\pm 2$
		119	-0.485	4386 – 4448		4385 – 4450	$\pm 2$
		145	-0.819	4370 – 4432		4370 – 4435	$\pm 3$
10.0	0.0113 0.0081	45	0.707	4439 – 4511	72	4440 – 4510	$\pm 1$
		71	0.326	4420 – 4492		4420 – 4495	$\pm 3$
		82	0.139	4410 – 4482		4410 – 4480	$\pm 2$
		104	-0.242	4391 – 4463		4390 – 4465	$\pm 2$
		119	-0.485	4379 – 4451		4380 – 4450	$\pm 1$
		145	-0.819	4362 – 4434		4360 – 4435	$\pm 2$
11.4	0.0121 0.0091	45	0.707	4437 – 4518	81	4435 – 4520	$\pm 3$
		71	0.326	4417 – 4498		4415 – 4500	$\pm 2$
		82	0.139	4407 – 4488		4405 – 4490	$\pm 2$
		104	-0.242	4386 – 4467		4385 – 4470	$\pm 3$
		119	-0.485	4373 – 4454		4375 – 4455	$\pm 2$
		145	-0.819	4355 – 4436		4355 – 4440	$\pm 4$
16.25	0.0144 0.0121	45	0.707	4431 – 4538	107	4430 – 4540	$\pm 2$
		71	0.326	4406 – 4513		4405 – 4515	$\pm 2$
		82	0.139	4395 – 4502		4395 – 4505	$\pm 3$
		104	-0.242	4370 – 4477		4370 – 4480	$\pm 3$
		119	-0.485	4355 – 4462		4355 – 4465	$\pm 3$
		145	-0.819	4333 – 4440		4335 – 4440	$\pm 2$

### 3.4 Результат

В ходе работы была выведена математическая модель распределения энергии гамма-квантов  $E_\gamma$ , испущенных возбужденным ядром с энергией 4.439 МэВ. Сравнение с экспериментальными данными показало высокую точность (отклонение  $< 0.1\%$ ). Модель подтверждает, что ширина линии однозначно определяет энергию протонов, а положение линии – геометрию наблюдения.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен частичный переевод статьи Holmbeck (2023), определены основные проблемы, связанные с машинным переводом.

Выведена аналитическая модель: Описана нерелятивистская кинематика процесса  $^{12}\text{C}(p, p'\gamma) \rightarrow ^{12}\text{C}$ , позволяющая рассчитать границы спектрального распределения для линии 4.439 МэВ.

Выявлены закономерности:

Ширина линии ( $\Delta E$ ) зависит главным образом от энергии налетающего протона  $E_p$ .

Смещение линии определяется углом наблюдения  $\alpha$  относительно оси пучка.

Подтверждена точность: Сравнение расчетов с экспериментальными графиками статьи Kiener (2019) показало отклонение не более 0.1% (в пределах 1 – 4 кэВ), что подтверждает применимость модели для анализа солнечных вспышек.

## 5. БИБЛИОГРАФИЯ

- [1] E. M. Holmbeck, T. M. Sprouse и M. R. Mumpower. «Nucleosynthesis and observation of the heaviest elements». В: *The European Physical Journal A* 59.2 (февр. 2023). ISSN: 1434-601X. URL: <http://dx.doi.org/10.1140/epja/s10050-023-00927-7>.
- [2] J. Kiener и др. «Prompt gamma-ray line emission from solar flares». В: *Astronomy & Astrophysics* 621 (2019), A10.

## А. ПЕРЕВОД СТАТЬИ

# Нуклеосинтез и наблюдение самых тяжелых элементов

Э. М. Хомбек<sup>1,2</sup>, Т. М. Спраус<sup>2,3,4</sup>, and М. Р. Мампауэр<sup>2,3,5</sup>

<sup>1</sup>Обсерватории Научного института Карнеги, Пасадена, Калифорния 91101, США

<sup>2</sup>Теоретический отдел, Национальная лаборатория Лос-Аламоса, Лос-Аламос, Нью-Мексико 87545, США

<sup>3</sup>Центр теоретической астрофизики, Национальная лаборатория Лос-Аламоса, Лос-Аламос, Нью-Мексико 87545, США

23 декабря 2025 г.

## Аннотация

Считается, что быстрый процесс захвата нейтронов, или «г-процесс», нуклеосинтеза ответственен за производство примерно половины природной распространенности тяжелых элементов, обнаруженных в периодической таблице после железа (с числом протонов  $Z = 26$ ) и всех тяжелых элементов после висмута ( $Z = 83$ ). В процессе создания актиноидов и потенциально сверхтяжелых элементов г-процесс неизбежно должен синтезировать сверхтяжелые ядра (с экстремальным числом протонов, нейтронов или и тем, и другим) далеко от изотопов, доступных в лаборатории. Многие вопросы об этом процессе остаются без ответа, такие как «где в природе может происходить этот процесс?» и «какие самые тяжелые элементы создаются в результате этого процесса?» В этом обзоре мы на высоком уровне рассматриваем ядерные свойства, релевантные для самых тяжелых элементов, которые, как считается, создаются в г-процессе. Мы даем обзор механизмов происхождения и распада этих тяжелых элементов, в частности актиноидов и сверхтяжелых элементов, и обсуждаем эти тяжелые элементы в связи с астрофизическим г-процессом. Мы рассматриваем наблюдательные свидетельства наличия актиноидов, обнаруженных в Солнечной системе и в бедных металлами звездах, и комментируем перспективы наблюдения за производством тяжелых элементов во взрывных астрофизических событиях. Наконец, мы обсуждаем возможность того, что будущие наблюдения и лабораторные эксперименты предоставят новую информацию для понимания производства самых тяжелых элементов.

**Ключевые слова:** г-процесс · Нуклеосинтез · Актиноиды · Сверхтяжелые элементы

## Содержание

<b>Введение</b>	1
1.1 От атомов к ядрам	2
1.2 Ядерные превращения и нуклеосинтез	3
1.3 Намеки на нуклеосинтез тяжелых элементов	5
<b>Ядерная физика самых тяжелых ядер</b>	6
2.1 Энергия связи и масса ядра	6
2.2 Захват нейтронов	8
2.3 Радиоактивный распад	9
2.3.1 Бета-распад ( $\beta^-$ )	10
2.3.2 Альфа-распад ( $\alpha$ )	11
2.4 Ядерное деление	12
2.4.1 Барьеры деления	13
2.4.2 Процессы деления	13
<b>Астрофизическая алхимия</b>	15
3.1 Основы г-процесса	15
3.2 Производство самых тяжелых элементов	16
3.3 Чувствительность к ядерной физике	18
3.4 Чувствительность к астрофизике	21
<b>Наблюдение самых тяжелых элементов</b>	21
4.1 Актиноиды в Солнечной системе	22
4.2 Актиноиды в звездах	22
4.3 Фрагменты деления	26
4.4 За пределами урана	26
<b>Резюме и будущие перспективы</b>	28
<b>Ссылки</b>	29

Т. М. Спраус и Э. М. Хомбек внесли равный вклад в эту работу.

a e-mail: eholmbeck@carnegiescience.edu

b e-mail: tmsprouse@lanl.gov

c e-mail: mumpower@lanl.gov (автор-корреспондент)

## 1 Введение

Во Вселенной мы знаем по крайней мере 118 химических элементов, которые могут существовать. Чтобы визуализировать и сортировать эти элементы по их химическим свойствам, они размещаются в периодической таблице и группируются в соответствии с их химической структурой (см. рис. 1). Самыми тяжелыми элементами в периодической таблице являются те, чьи зарядовые числа превышают  $Z = 83$ , включая серию актиноидов ( $89 \leq Z \leq 103$ ) и трансактиноидные — часто называемые «сверхтяжелыми» — элементы с  $Z > 103$ . Экспериментальные усилия за последние несколько десятилетий привели к открытию новых элементов, включая, на сегодняшний день, самый тяжелый из известных элементов — оганесон (Og) с  $Z = 118$  [1, 2]. В то время как все, кроме двух элементов с  $Z \leq 83$ , имеют по крайней мере одно состояние, в котором они живут дольше времени Хаббла ( $\gtrsim 14$  млрд лет), все известные элементы с  $Z > 83$  радиоактивны; то есть они существуют только конечное время. Однако, для элементов вблизи  $Z \sim 114$  был предложен «Остров Стабильности» [3–5], где некоторые из этих элементов, как полагают, менее радиоактивны и существуют дольше, чем их сверхтяжелые соседи.

Поскольку тяжелые элементы имеют тенденцию распадаться довольно быстро по сравнению с временем, прошедшим с момента их астрофизического производства, большинство тяжелых элементов — особенно трансактиноидов — не могут быть найдены в природе; вместо этого они могут быть созданы в лабораторных условиях. Существует несколько актиноидных элементов, которые живут достаточно долго, чтобы быть найденными в природе в значительных количествах: торий (Th), протактиний (Pa), уран (U), нептуний (Np) и плутоний (Pu) с  $Z = 90 - 94$ , соответственно. На рис. 1 выделены актиноидные и трансактиноидные элементы в периодической таблице, и они окрашены в соответствии с их распространенностью на Земле. Кроме того, все элементы между Bi и Th ( $83 < Z < 90$ ) встречаются в природе в земной коре как продукты распада долгоживущих актиноидов, хотя только в следовых количествах. За пределами Земли Th и U — единственные элементы с  $Z > 83$ , которые также можно идентифицировать по свету спокойных звезд за пределами нашей Солнечной системы, особенно в некоторых из самых старых звезд Галактики.

Присутствие тяжелых элементов как внутри, так и за пределами Солнечной системы свидетельствует о естественном механизме производства этих элементов [6]. Однако ни один трансактиноидный элемент до сих пор не был найден в природе, ни в Солнечной системе, ни за ее пределами. Могут ли они вообще быть созданы естественным путем? Может ли процесс, создающий актиноиды, также создавать сверхтяжелые элементы, и есть ли шанс найти или наблюдать эти элементы в местах их рождения? Чтобы ответить на эти вопросы, данный обзор сначала знакомит в разделе 2 с ядерной физикой, задействованной в производстве (и разрушении) самых тяжелых элементов. Далее, в разделе 3 рассматривается, где и как эти ядерные свойства активны в астрофизическом контексте, который создает тяжелые элементы. Мы продолжаем рассмотрением наблюдательных следствий нуклеосинтеза тяжелых элементов в разделе 4, обсуждая возможности наблюдения самых тяжелых элементов и их естественного производства. Наконец, раздел 5 предлагает обнадеживающие перспективы по мере нашего продвижения в будущее этой темы на стыке физики и астрономии.

### 1.1 От атомов к ядрам

До этого момента в нашем обзоре мы фокусировались на периодической таблице как таксономии, в рамках которой может быть классифицировано всё богатое разнообразие атомных ядер. Ядра могут быть сгруппированы в соответствии с их общим числом протонов в определенных элементах. За относительно немногими исключениями, атомные ядра, принадлежащие одному и тому же элементу, будут иметь общую электронную структуру и, следовательно, общий набор химических и материальных свойств, так что их общее число протонов представляет собой превосходную основу для их классификации на протяжении большей части химии, материаловедения, инженерии и даже наших повседневных взаимодействий с миром.

Начиная примерно 100 лет назад, становилось все более очевидным, что классификация атомов только по их химическим свойствам недостаточна для однозначной идентификации атомов. Эксперименты с золотой фольгой, проведенные Эрнестом Резерфордом, Хансом Гейгером и Эрнестом Марсденом между 1908 и 1913 годами, заложили первоначальную основу, разработав атомную модель, состоящую из плотного, положительно заряженного ядра (то, что мы теперь знаем как атомное ядро), окруженного относительно разреженным объемом, занятым отрицательно заряженными электронами [7, 8]. Последующие эксперименты в течение следующих нескольких десятилетий — в частности, открытие нейтрона — в конечном итоге привели к пониманию, что атомное ядро состоит из нейтронов в дополнение к протонам, что дало возможность дальнейшего разграничения между атомами одного и того же элемента [9].

Многие годы, следовавшие за этими новаторскими усилиями в ядерной физике, в конечном итоге увенчались современным пониманием атомного ядра: атомное ядро представляет собой связанную систему нейтронов и протонов, каждый из которых является составной системой элементарных частиц, известных как кварки. Эти составляющие кварки связаны вместе сильным взаимодействием, опосредованным глюонами. Сами протоны и нейтроны аналогичным образом связаны сильным взаимодействием, но опосредованным обменом мезонами, составной частицей кварк-антикварк. Общее число протонов ( $Z$ ) в ядре все еще в целом ответственно за установление его химических свойств, но широко варьирующееся число нейтронов ( $N$ ), которое может быть объединено с этими протонами для образования связанных ядер различных изотопов, требует независимой оси, вдоль которой они могут быть отсортированы, а именно — числа нейтронов. Аналогично, ядро может быть обозначено своим «атомным массовым числом»,  $A$ : общее суммарное число нейтронов и протонов в ядре. В этой схеме **нуклид** относится к уникальной комбинации определенного числа протонов и нейтронов в связанной системе и является ядерным аналогом химического «элемента». Подобно тому, как элементы расположены в периодической таблице в соответствии с возрастающим числом протонов и структурой электронных оболочек, нуклиды аналогичным образом расположены на **карте нуклидов**, с осями, описываемыми не только числом протонов в ядре, но также и числом нейтронов, указывая все изотопы, которые могут существовать для конкретного элемента.

Мы определяем **сверхтяжелые ядра** как те ядра, которые обладают экстремальным числом протонов, нейтронов или их комбинацией; в широком смысле это ядра с  $Z > 82$ . **Сверхтяжелые элементы** относятся к тем видам с  $Z > 103$ , образуя подмножество сверхтяжелых ядер. Определение сверхтяжелого элемента зависит от атомного или ядерного контекста; здесь мы принимаем ядерную пер-

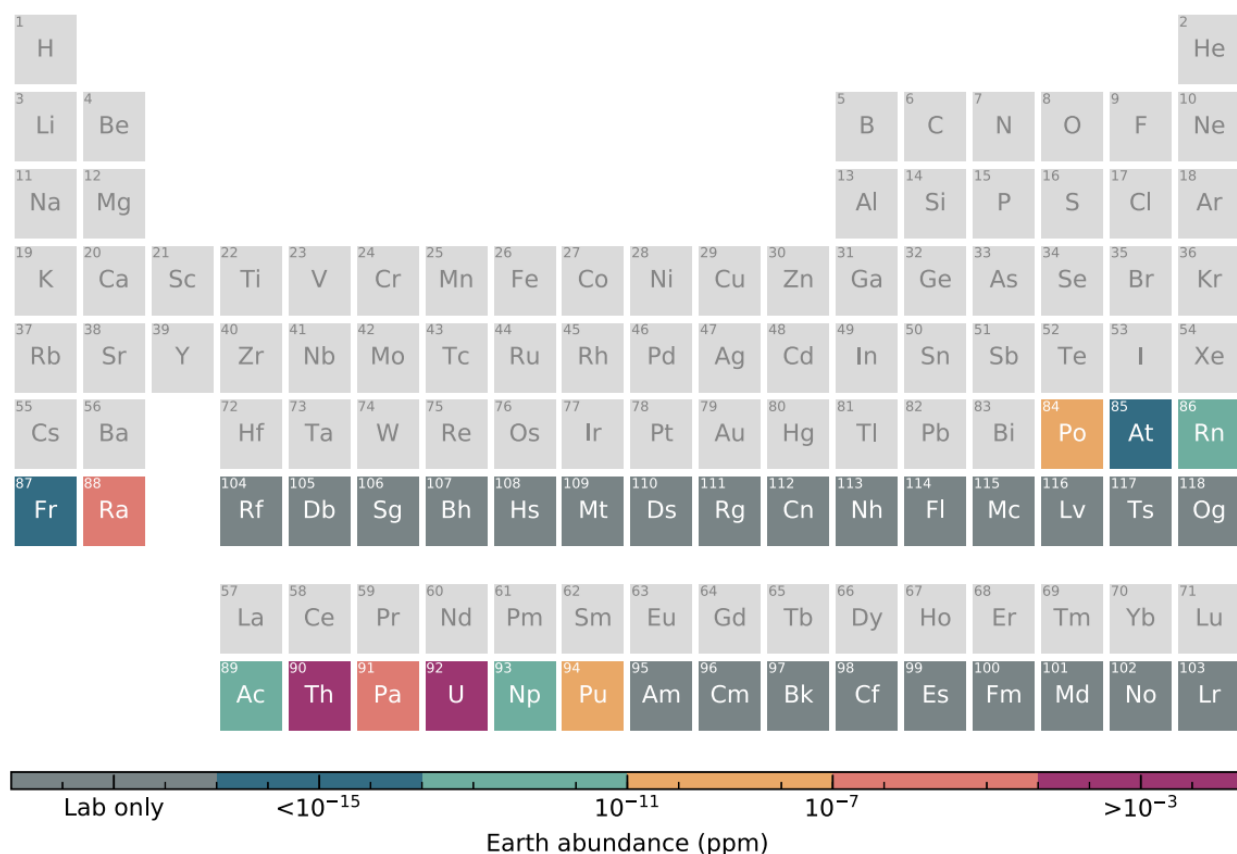


Рис. 1: Периодическая таблица элементов, показывающая распространенность на Земле самых тяжелых элементов с  $Z > 83$ , включая сверхтяжелые элементы ( $Z > 103$ ). Элементы, отмеченные темно-серым цветом, не обнаружены на Земле, но были зафиксированы в лабораторных условиях.

спектру.

Протонное число элемента и структура его электронных оболочек (визуализированные его расположением в периодической таблице) являются основными свойствами, которые описывают, как элемент реагирует химически. Аналогично, в дополнение к его идентичности по числу протонов и нейтронов, существует множество свойств ядра, которые определяют, как отдельные изотопы реагируют и распадаются. Они варьируются от относительно простых, таких как их масса или энергия связи, до более сложных, таких как точное описание того, как ядро может взаимодействовать с другими ядрами. В то время как любая попытка перечислить эти свойства в их полном объеме требует посвященного, исчерпывающего обзора, мы посвящаем Раздел 2 более сфокусированному обсуждению небольшого подмножества этих свойств, которые особенно важны для понимания астрофизического производства самых тяжелых элементов.

## 1.2 Ядерные превращения и нуклеосинтез

Поскольку все ядра состоят из одних и тех же базовых строительных блоков – протонов и нейтронов, – сразу же следует, что существует возможность их перестройки в новые комбинации тех же самых составляющих. Действительно, это общее явление наблюдалось с самых ранних дней ядерной физики; наблюдение радиоактивности было, пожалуй, самым ранним примером – даже если оно не понималось как превращение ядер как таковое в течение многих последующих лет.

Ядерные превращения могут быть классифицированы несколькими способами. Один из наиболее естественных подходов – рассмотреть условия, при которых происходит превращение. Например, некоторые ядра превращаются спонтанно, в том смысле, что процесс протекает сам по себе без взаимодействия с какими-либо внешними частицами. Спонтанное деление и  $\alpha$ -распад являются яркими примерами таких превращений. Эти спонтанные распады отличаются от **вынужденных превращений**, которые происходят только тогда, когда ядро взаимодействует с какой-либо внешней частицей, такой как барион, другое ядро или, возможно, лептон.

Другой распространенный способ описания ядерных превращений касается типов взаимодействий, которые их опосредуют. Поскольку в конечном итоге именно сильное взаимодействие связывает ядра вместе, широкий спектр ядерных превращений в основном обусловлен сложным образом этой категорией взаимодействий. Чтобы проиллюстрировать это, рассмотрим ситуацию, в которой ядро-снаряд бомбардирует ядро-мишень. В этом сценарии возможен обмен некоторыми протонами и/или нейтронами между ними. После такого превращения общие количества протонов и нейтронов сохраняются независимо, но, тем не менее, они перераспределяются, превращая исходные ядра мишени и снаряда в другие ядра. Однако не во всех ядерных превращениях сохраняются числа протонов и нейтронов, поскольку слабые взаимодействия могут преобразовывать протоны в нейтроны и наоборот, прототипическим примером чего является ядерный  $\beta^\pm$ -распад, который изменяет элемент ядра, но оставляет общее число нейтронов



и протонов неизменным.

Хотя различие между сильными и слабыми превращениями полезно для общего обсуждения таких тем, фундаментальные силы всегда активны, и поэтому различие не всегда является четким. Например, ядерный  $\beta$ -распад (слабый процесс) может оставлять ядро в возбужденном энергетическом состоянии, которое затем может испустить протон или нейтрон (посредством свойств сильного взаимодействия), прежде чем перейти в конечное энергетическое состояние. Другой пример —  $\alpha$ -распад, который демонстрирует взаимосвязь между сильным и электромагнитным взаимодействиями. В общем, тщательное понимание всех превращений, в которых может участвовать ядро, потребует детального рассмотрения всех типов взаимодействий как единого целого.

Учитывая богатые и разнообразные типы превращений, в которых могут участвовать ядра, возникает вопрос: происходят ли эти превращения каким-либо значимым образом в физических средах? Это, пожалуй, наиболее очевидно, когда мы рассматриваем, что последствием Большого Взрыва, как понимается, стало образование первичных ядер, состоявших почти полностью из водорода, гелия и лития, что резко контрастирует с тем, что мы наблюдаем сегодня, как в Солнечной системе, так и во всей Вселенной (как показано, например, на рис. 1). В отличие от этого, ранние исследования нуклеосинтеза Большого Взрыва предсказывали создание всего диапазона элементов [10]. Учитывая современное понимание того, что Большой Взрыв произвел только самые легкие элементы, логичным объяснением наличия остальных элементов, обнаруженных в настоящее время, было бы то, что ядерные превращения происходили во Вселенной с самого ее начала, преобразуя легкие ядра в последовательно более тяжелые, вплоть до естественно встречающихся тория, урана и плутония, наблюдаемых, например, здесь, на Земле. «**Нуклеосинтез**» — это общий термин, который относится к любому процессу, производящему новые ядра в физических системах, причем «**астрофизический нуклеосинтез**» относится особенно к нуклеосинтезу, происходящему в астрофизических средах.

Элементы, которые мы находим в нашей Солнечной системе, таким образом, являются продуктом примерно девяти миллиардов лет различных и невероятно разнообразных процессов астрофизического нуклеосинтеза, которые создали более тяжелые элементы из строительных блоков, оставшихся после Большого Взрыва. На Рис. 2 показана распространенность каждого изобара (тех ядер, которые имеют одинаковое общее число протонов и нейтронов в их ядре,  $A$ ), обнаруженного в Солнечной системе, в логарифмическом масштабе. Хотя водород и гелий все еще являются наиболее распространенными элементами — что отражает их первичное происхождение — остальная часть периодической таблицы ( $Z \geq 3$ ) составляет лишь около 2% от общего материала Солнечной системы [11, 12].

Как видно на Рис. 2, наблюдается устойчивое снижение распространенности с увеличением атомного массового числа, где самые тяжелые элементы также являются наименее распространенными. Удивительно устойчивая теория, объясняющая эту закономерность как следствие нуклеосинтеза, была впервые предложена в знаковом результате 1957 года Бёрбиджа, Бёрбиджа, Фаулера и Хойла [13] и в современных работах, например, Эла Кэмерона [14]. Эти работы, положившие начало области, теперь известной как «ядерная астрофизика», интерпретировали отчетливые пики в структуре распространенности Солнечной системы как явное свидетельство ядерной физической структуры и звездной эволюции. Пики локально высоких содержаний, умень-

шающиеся в ряду C, O, Ne, Si и S, соответствуют  $\alpha$ -ядрам, преимущественно образующимся на стадиях слияния все более массивных звезд, достигая пика железа около  $A = 56$ , образующегося при коллапсе ядер сверхновых, которые отмечают конечную точку синтеза в жизнях очень массивных звезд. За пределами этой точки, т.е. при движении к более тяжелым ядрам, населяющим Солнечную систему (указано затененной областью на Рис. 2), кулоновский барьер увеличивается для более тяжелых элементов, делая реакции с заряженными частицами все больше неустойчивыми в звездных средах. Другими словами, синтез одноименно заряженных ядер (например, Fe и Fe), который для элементов легче Fe производил энергию, которая когда-то поддерживала звезду, теперь становится энергетически затратным для элементов тяжелее Fe, приводя к коллапсу звезды. Следовательно, элементы тяжелее Fe не могут быть произведены астрофизически путем звездного синтеза. Скорее, захват свободных нейтронов ядрами ответственен за подавляющее большинство содержаний элементов с  $Z \gtrsim 30$  в Солнечной системе, хотя захваты заряженных частиц все еще ответственны за производство некоторых ядер Солнечной системы. Однако, поскольку свободные нейтроны распадаются с периодом полураспада около десяти минут, нуклеосинтез этих самых тяжелых ядер требует специфических и относительно редких астрофизических условий: то есть, среды, которая также производит нейтроны для последующего захвата. Захват легких заряженных ядер (например, протона) является возможным путем синтеза более тяжелых нейтрон-дефицитных элементов. Быстрый захват протонов (р-процесс) [15] считается, что производит легкие  $p$ -ядра вплоть до массового числа  $A \sim 110$ , см. [16] и ссылки далее. Астрофизические условия (температура и плотность) должны быть подходящими, чтобы благоприятствовать преодолению падающими протонами кулоновского барьера более тяжелых ядер. В средах с достаточными потоками нейтрино может происходить захват антинейтрино на протонах, или так называемый  $\nu p$ -процесс. Этот процесс может объяснить производство  $^{92,94}\text{Mo}$  и  $^{96,98}\text{Ru}$  в Солнечной системе [17]. Что касается Солнечной системы, то тяжелые элементы обязаны большей частью своего производства двум общим типам захвата нейтронов: медленному и быстрому [18]. Любая перспектива производства (сверх)тяжелых элементов, но должна проходить через *быстрый* процесс захвата нейтронов (или « $r$ -процесс»), концепцию, которую мы исследуем гораздо более подробно в Разделе 3.

### 1.3 Намеки на нуклеосинтез тяжелых элементов

Параллельно с прорывами в понимании атомов и ядер происходили знаковые идентификации тяжелых элементов на Земле. Сегодня мы знаем, что следовые количества нескольких тяжелых элементов, произведенных  $r$ -процессом, можно найти на Земле (см. рис. 1). Уран был впервые обнаружен в 1789 году из образцов минералов [19], а  $^{244}\text{Pu}$  — недавно в глубоководных морских отложениях [20–22]. (Исчерпывающий обзор истории открытий актиноидов см. в [23] и [24].) Еще до прямых обнаружений актиноидных элементов существование Th, U и Pu выводилось из измерений Xe и Pb как радиоактивных «материнских» ядер, которые подверглись ядерному превращению, распадаясь на более легкие «дочерние» виды (например, [25–27]).

Уже в 1910-х годах гипотеза о том, что происхождение самого урана является дочерним продуктом распада еще более тяжелого элемента, как выдвигалась, так и критиковалась [28, 24]. Как мы увидим в этом обзоре, эта гипотеза,

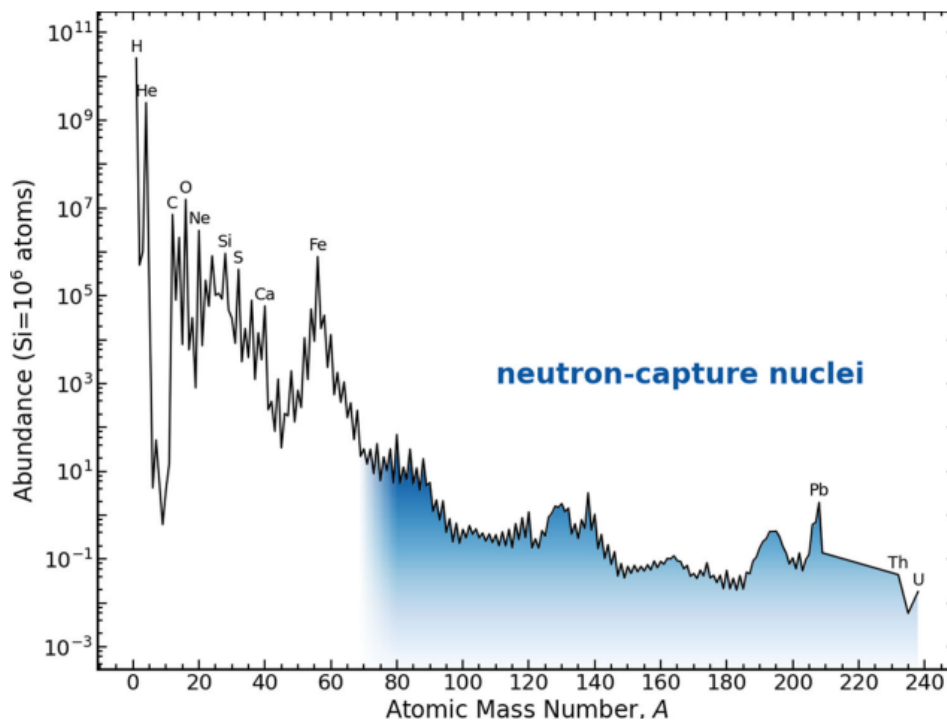


Рис. 2: Распространенность каждого изобара (постоянное число протонов плюс нейтронов,  $A$ ) в Солнечной системе по данным из ссылки [11]. Ядра с основным происхождением в нуклеосинтезе захвата нейтронов выделены синим цветом.

по иронии судьбы, была не совсем ошибочной. Актиноиды действительно могут быть продуктами распада сверхтяжелых элементов, и наблюдения актиноидов могут быть косвенным путем для вывода о производстве сверхтяжелых элементов [29].

Определение «наблюдения» не ограничивается прямым сбором и измерением образцов, как, например, проводимым на Земле через метеориты или глубоководные отложения; большая часть полезной и доступной информации о Вселенной поступает от звездного света. Звезда по сути представляет собой холодный слой материала, окружающий более горячее ядро, которое излучает свет в непрерывном спектре энергий (т.е. длин волн). Элементы в звездной фотосфере могут «поглощать» фотоны, излучаемые более глубокими слоями звезды, при определенных энергиях. В частности, если фотон имеет достаточно энергии, чтобы возбудить электрон на более высокий атомный энергетический уровень (или состояние ионизации), фотон может быть «поглощен» электроном. Этот обмен энергией проявляется в электромагнитном спектре относительно холодной звездной фотосферы как атомная «линия поглощения», в которой яркость определенных длин волн света меньше, чем у соседних длин волн, которые не поглощаются (или поглощаются не так сильно). В спокойной звезде — такой как Солнце — горячее звездное ядро производит континуум света на разных длинах волн, и элементы в более холодной атмосфере звезды могут поглощать свет, излучаемый горячим ядром, создавая линии поглощения, уникальные для элементного состава звездной фотосферы. Следуя этому принципу, многие элементы можно идентифицировать по свету от Солнца. Действительно, гелий был впервые обнаружен в 1868 году по солнечному свету во время солнечного затмения и, таким образом, обязан своим названием греческому слову «гелиос» (солнце) [30, 31]. Несколько более недавно — и бо-

лее чем через сто лет после его наземного открытия в 1828 году — торий был впервые идентифицирован в солнечном спектре [32], и мы подчеркиваем, что эта идентификация не была бы возможна без преданных усилий «лабораторной астрофизики» по характеристике атомных переходов тория, чтобы определить, где их можно найти в звездном свете [33]. За пределами Солнечной системы энергетический спектр звездного света также может раскрывать элементы, присутствующие в других звездах. В разделе 4 мы более подробно обсудим звездные наблюдения самых тяжелых элементов.

Наблюдения как на Земле, так и по спектру света Солнца позволяют зафиксировать элементный состав Солнечной системы для создания диаграмм, подобных рис. 2, показывающих, сколько каждого элемента/изобара существует в Солнечной системе [34]. Однако наблюдения по свету и наблюдения по физическим образцам фундаментально различны. Атомные линии поглощения, видимые в звездных спектрах, определяются числом протонов в ядре, и только в редких случаях линии поглощения проявляют чувствительность к общему числу нуклонов в ядре. Другими словами, содержания, полученные из звездного света, указывают только на общее содержание элемента (т.е. просуммированное по всем изотопам, которые могут присутствовать) [35, 36]. С другой стороны, лабораторные методы способны разделять элементы не только по их заряду, но и по их массовому числу, предоставляя еще одну ось, вдоль которой можно охарактеризовать содержания элементов и позволяя получить содержания как функцию атомного массового числа (как на рис. 2). Поскольку Солнечная система — это единственная система, для которой можно провести изотопные измерения во всей наблюдаемой периодической таблицы, она остается единственной системой, для которой у нас есть *изотопная* картина распространенности [37].

Звездная пыль из других систем, прибывающая в Солнечную систему в виде досолнечных зерен, также позволяет получить некоторую изотопную информацию, но эти зерна не коррелируют со звездами, которые в настоящее время наблюдаются с помощью звездной спектроскопии. Распределение элементного состава спокойных звезд, за исключением нашего Солнца, строго по элементам, за исключением редких горстки элементов, изотопы которых можно идентифицировать в звездных спектрах [38,39].

Аналогично, атомные особенности (поглощения или излучения) могут быть обнаружены и в неспокойных событиях. Например, Уильям Хаггинс провел первые спектроскопические наблюдения новой звезды в 1866 году [40], отметив, что водородные линии заметно отличаются от тех, что найдены в звездах [41]. Сегодня классы новых и сверхновых классифицируются на основе того, какие элементы обнаруживаются в их спектрах. В разделе 4 мы рассмотрим, можно ли, когда и как найти свидетельства самых тяжелых элементов в спектрах взрывных астрофизических событий.

## 2 Ядерная физика самых тяжелых ядер

Производство самых тяжелых элементов в природе критически зависит от свойств очень короткоживущих, нестабильных ядер. На сегодняшний день многие из этих свойств остаются неизмеренными, и поэтому при моделировании нуклеосинтеза в экстремальных областях карты нуклидов необходимо использовать теоретические расчеты ядерных свойств для дополнения ядерных данных. В этом разделе мы рассматриваем ядерные свойства, которые представляют особый интерес для образования самых тяжелых элементов.

### 2.1 Энергия связи и масса ядра

Одним из основных свойств ядра является его энергия связи, или минимальная энергия, необходимая для разделения ядра на составляющие его нуклоны (нейтроны и протоны). Из соотношения энергия-масса Эйнштейна это можно эквивалентно выразить в терминах массы. В принципе, эту величину можно вывести из состояния с наименьшей энергией многочастичного гамильтониана; однако эта расчетная задача является чрезвычайно сложной для легких ядер [42], и сложность только возрастает для более тяжелых ядер [43, 44].

Наиболее точные оценки атомных масс получены из экспериментальных измерений, данные которых регулярно компилируются и обобщаются в регулярных выпусках "Оценки Атомных Масс" (AME) [45–47]. Последний (2020) выпуск набора данных AME содержит атомные массы примерно 2500 изотопов. Для трех последних выпусков AME средняя заявленная неопределенность среди всех ядер составляла 40, 30 и 25 КэВ соответственно. Из этой прогрессии ясно, что точность измерений постоянно повышается с течением времени, особенно с заменой измерений конечной точки  $\beta$  измерениями с помощью ловушек Пеннинга [48].

Первые оценки ядерной энергии связи были основаны на капельной модели ядра, и было показано, что эта энергия насыщения на нуклон [49]. В течение нескольких лет после этой идеи Вайцзеккером была выведена феноменологическая формула [50]. Эта полуэмпирическая формула состоит из аддитивных членов, каждый из которых описывает уникальный аспект физики ядерных энергий связи:

$$E_B(Z, N) = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(Z, N) \quad (1)$$

где первый член описывает увеличение энергии связи по мере добавления в ядро большего количества нуклонов, второй член описывает вклад поверхности ядра (нуклонов вблизи края ядра), третий (кулоновский) член описывает электростатическое отталкивание протонов, четвертый член измеряет асимметрию (принцип запрета Паули), и последний член управляет парными спинowymi связями. Коэффициенты ( $a_i$ ) для каждого из этих членов подбираются по измеренным ядерным массам ядер. Заметим, что переход от измеренных атомных масс к ядерным массам требует дополнительного члена для учета энергии связи электронов.

Возможно, наиболее очевидным недостатком формулы масс Вайцзеккера является ее неспособность воспроизвести так называемые особенности «замкнутых оболочек», проявляющиеся в ядерных массах. Эти замкнутые оболочки соответствуют нуклонам, полностью заполняющим дискретные энергетические уровни ядра, и являются прямой параллелью замкнутым валентным электронным оболочкам элементов инертных газов (т.е., последний столбец на Рис. 1). Наблюдая ядерные массы в зависимости от числа протонов и нейтронов, можно заметить относительно более сильные энергии связи ядер с определенными числами нейтронов и/или протонов по сравнению с их ближайшими соседями на карте нуклидов. Это наблюдение было впервые постулировано как следствие базовой оболочечной структуры примерно в 1932 году Бартлеттом [51,52] и отдельно Гапоном и Иваненко [53]. Первые расчеты ядер в модели оболочечной структуры были независимо выполнены Майером [54, 55] и Йенсеном [56], которые подтвердили каноническое расположение замкнутых нейтронных и протонных оболочек при «магических» числах 2, 8, 20, 28, 50, 82 и 126 (для нейтронов). Для тяжелых или деформированных ядер ситуация становится несколько более сложной, с замкнутыми оболочками, появляющимися при разных числах протонов и нейтронов. Например, самая тяжелая подтвержденная замкнутая протонная оболочка находится при  $Z = 82$ , со следующей доступной замкнутой оболочкой, предположительно, при 114, хотя ранняя экстраполяция ядерных оболочек к сверхтяжелым элементам предполагала следующее замыкание протонной оболочки при  $Z = 126$  по прямой аналогии с нейтронной [57, 58]. Для нейтрона самое тяжелое наблюдаемое замыкание оболочки находится при  $N = 126$ , и предполагается, что  $N = 184$  также может быть замкнутой оболочкой [59, 3]. Поведение оболочек тяжелых, богатых нейтронами ядер при  $N = 126$  и  $N = 184$  играет уникально важную роль в обеспечении производства самых тяжелых элементов в астрофизических средах, что мы обсуждаем более подробно в Разделе 3. Ядра с замкнутыми нейтронной и протонной оболочками, как правило, имеют сферическую форму и считаются «дважды магическими». «Остров Стабильности» — область на карте нуклидов, в которой, как предполагается, сверхтяжелые элементы являются долгоживущими, — как предполагается, находится вокруг постулируемого дважды магического замыкания оболочек при  $Z = 114$  и  $N = 184$ , хотя существуют споры о том, где именно на плоскости  $N$ - $Z$  существовал бы Остров Стабильности [60–65].

В то время как Ур. 1 может воспроизводить основные закономерности в массах измеренных ядер, растущий объем наших знаний о ядерном ландшафте требует потребность

в более сложных теоретических описаниях атомного ядра, как для учета упомянутых выше эффектов ядерных оболочек, так и других, более тонких особенностей ядерной структуры. Ниже мы рассмотрим некоторые из более распространенных подходов, которые применялись к самым тяжелым ядрам в последние годы.

Полуклассический подход — иногда называемый макроскопико-микроскопическим методом — разбивает описание ядерной связи на две части: (1) энергии, связанные с макроскопической формой, усовершенствованный аналог формулы Вайцеккера, и (2) энергии, связанные с квантовыми явлениями. Мотивация для этого подхода носит эмпирический характер и проистекает из картины среднего поля атомных ядер [66]. Популярные полуклассические модели включают широко используемую Модель Конечного Диапазона Капельки (Finite-Range Droplet Model, FRDM) [67–69], Дюфло-Цукера (DZ) [70], KTUY [71] и Вайцеккера-Скирма (WS) [72–74]. Значительная часть современных знаний о нейтронно-избыточных ядрах, относящихся к  $g$ -процессу, основана на фундаментальных знаниях, полученных с помощью полуклассических моделей [75–81]. На сегодняшний день макроскопико-микроскопические подходы обеспечивают соответствие оценкам масс с точностью порядка нескольких сотен КэВ [82].

Ряд мощных и предсказательных методов стремится смоделировать атомное ядро на основе нуклон-нуклонных взаимодействий между его составляющими протонами и нейтронами, например, модели безъядерных оболочек (no-core shell models) [83, 84], Метод Монте-Карло с Грин-функциями (Green's Function Monte Carlo, GFMC) [85, 86] или методы Конфигурационного Взаимодействия (Configuration-Interaction, CI) [87]. Однако, как следствие многотельной проблемы в физике (которая констатирует простой факт, что сложность описания ядерных систем растет комбинаторно с атомным массовым числом), быстро становится очевидным, что эти и/или подобные методы не могут быть разумно применены даже к умеренно тяжелым ( $A \gtrsim 100$ ) ядрам, не говоря уже о самых тяжелых/сверхтяжелых ядрах с  $A \sim 300$ ; необходимые вычислительные ресурсы во много раз превышают те, которые можно представить в ближайшем или отдаленном будущем.

В качестве альтернативы, теоретические методы функционала плотности энергии (Energy Density Functional, EDF) в ядерном моделировании направлены на то, чтобы приблизительно охватить некоторые из богатых микроскопических физических процессов, присутствующих в атомных ядрах, избегая при этом комбинаторного взрыва сложности, который в противном случае возникает в более тяжелых ядерных системах [88–93]. Эти подходы фокусируются на описании потенциальной энергии ядра в терминах локальных, одночастичных плотностей числа частиц и связанных с ними величин (плотность кинетической энергии, спиновые плотности и спин-орбитальные плотности, среди ряда других). Применение вариационного принципа непосредственно предлагает путь к идентификации конфигурации основного состояния путем минимизации функционала плотности энергии по всем возможным конфигурациям, из которых может быть выведена ядерная масса (среди других наблюдаемых ядерной структуры). Эффекты ядерного спаривания оказываются некоторой проблемой для этих методов, поэтому предсказания моделей в ядерном EDF подходе обычно ограничены четно-четными ядрами, хотя были продвинуты методы для обработки ядерных систем с неспаренными протонами и/или нейтронами, например, через процедуру блокировки [94]. С феноменологическими поправками, примененными поверх «голых» предсказаний

модели, эти модели могут в целом соответствовать известным данным с точностью порядка нескольких сотен КэВ [95–103]. Эта ситуация в значительной степени сравнима с таковой для макроскопико-микроскопических подходов; следует, однако, отметить, что в любом подходе экспериментальные измерения имеют характерные неопределенности примерно на порядок величины (или более) ниже, чем предоставляет любая современная теория.

При любом из этих подходов теоретические массовые модели используют известные экспериментальные ядра для ограничения лежащих в основе параметров внутри модели. В некоторых случаях другая информация также может быть использована на этапе оптимизации параметров, включая свойства протяженной ядерной материи, высоты барьеров деления, ядерную деформацию, плотность насыщения ядер, нуклон-нуклонное взаимодействие и глубину нейтронного скин-слоя.

Главной заботой при изучении производства самых тяжелых ядер является то, насколько хорошо модели работают при экстраполяции далеко от известных, измеренных ядер [104–107]; открытые вопросы все еще сохраняются вокруг эволюции деформации и коллективных эффектов [108–110], а также силы замыканий оболочек [111–114]. На Рис. 3 показано поведение нескольких массовых моделей для изотопной цепи урана вместе с измерениями из компиляции AME2020, где они доступны. Все наборы масс сравниваются с базовой массовой моделью FRDM2012, что позволяет оценить экстраполяции. Разница между предсказаниями массовых моделей и AME находится в пределах стандартной неопределенности (500 КэВ) для теоретических массовых расчетов там, где есть измеренные данные. Однако за пределами диапазона измеренных масс расхождение между массовыми моделями быстро превышает 500 КэВ, особенно на стороне, богатой нейтронами. Это расхождение предсказаний моделей с увеличением нейтронного избытка является общей тенденцией современных усилий по моделированию.

Точные измерения масс богатых нейтронами ядер (с неопределенностью порядка 25 КэВ или менее) являются основным способом разрешения расхождений между предсказаниями масс [115]. Измерения на современных установках предоставили множество знаний в последние годы [116–122]. Полученные сведения включают поведение сильно деформированных ядер [123–125], поведение ядер вблизи замкнутых оболочек [126–129], разрешение изомерных состояний [130–132] и первое прямое измерение массы сверхтяжелого нуклида [133].

Как мы увидим в следующих подразделах, массы ядер играют критическую роль в скоростях ядерных реакций и распадов и остаются одним из крупнейших источников неопределенности для свойств богатых нейтронами ядер. В Разделе 3 будет подробно обсуждаться, как различные теоретические предсказания ядерных масс влияют на производство сверхтяжелых элементов, помогая или препятствуя возможности их наблюдения.

## 2.2 Захват нейтронов

Захват нейтронов — это процесс превращения, в котором ядро поглощает нейтрон, увеличивая массовое число на единицу. Этот процесс обычно сопровождается испусканием  $\gamma$ -квантов в возбужденном составном ядре. Для энергий падающих нейтронов ( $E_n \sim 1\text{--}100$  КэВ), релевантных для астрофизических процессов, создающих самые тяжелые элементы, захват нейтронов может быть описан теорией Хаузера-Фешбаха [134–136]. Этот статистический подход основан на образовании составного ядра и является вер-

ным для ядер, которые имеют достаточно высокие плотности уровней [137, 138]. Для ядер с низкой плотностью уровней (например, вблизи замкнутых оболочек) или для ядер вблизи нейтронной капельной линии механизм прямого захвата также может вносить значительный вклад [139–142]. Предравновесные реакционные механизмы, такие как полупрямой захват, вероятно играют меньшую роль при относительно низких энергиях нейтронов, встречающихся в астрофизических средах [143].

Статистические модельные расчеты требуют входных данных из моделей ядерной структуры, включая оптическую модель потенциала [144, 145], плотность ядерных уровней [146–148] и  $\gamma$ -силовую функцию [149–152]. Оптическая модель — вместе с ассоциированным оптическим модельным потенциалом — используется для описания общего поперечного сечения поглощения нейтрона в составное ядро. Плотность ядерных уровней и  $\gamma$ -силовые функции затем используются для определения относительной вероятности девозбуждения составного ядра. Когда энергия возбуждения значительно выше энергии отделения нейтрона, как в случае  $\beta$ -распада богатых нейтронами ядер, испускание нейтронов будет доминировать над испусканием  $\gamma$ -квантов в статистическом подходе. Напротив, при захвате нейтронов в астрофизических условиях полная энергия возбуждения в составном ядре сравнительно ниже, что ограничивает каналы реакции в основном упругим, неупругим или радиационным ( $\gamma$ ) испусканием. При радиационном захвате нейтронов, обозначаемом  $(n, \gamma)$ , ядро девозбуждается испусканием одного или нескольких фотонов, заполняющих либо основное состояние, либо изомерное состояние составного ядра [153]. Для некоторых легких ядер канал  $(n, \alpha)$  и обратный ему могут стать энергетически выгодными [154, 155], в то время как реакции с нейтронами на ядрах вблизи нейтронной капельной линии [156] могут также проявлять канал  $(n, 2n)$  из-за низких энергий отделения [157]. В обоих этих случаях каналы будут конкурировать с  $(n, \gamma)$ . Помимо конкуренции между испусканием нейтронов и  $\gamma$ -квантов составным ядром, для очень тяжелых ядер составное ядро может оказаться в состоянии, в котором ядерное деление также может конкурировать; это обсуждается гораздо более подробно в Разделе 2.4.2.

Тесно связанным с захватом нейтронов является обратный процесс, фотоделение, при котором фотон имеет достаточно энергии, чтобы выбить нейтрон из ядра. Энергия, необходимая таким фотонам для вызова фотоделения, должна, естественно, превышать энергию отделения одного нейтрона ядра, без чего объединенная система фотон-ядро имела бы недостаточно энергии, чтобы оторвать свободный нейтрон от ядра. В отличие от сечений захвата нейтронов, которые обычно должны моделироваться напрямую, скорость обратного процесса может быть быстро получена путем применения аргументов, основанных на статистической механике — в частности, принципе детального равновесия. Таким образом, скорость фотоделения может быть выражена с помощью уравнения:

$$\lambda_{(y,n)} = \frac{2}{n_n} \frac{G'(T)}{G(T)} \left( \frac{\mu k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} \lambda'_{(n,y)} e^{-S_n/k_B T}, \quad (2)$$

где  $n_n$  — плотность нейтронов;  $G(T)$  — ядерная статистическая сумма;  $\mu$  — приведенная масса ядер мишени и снаряда;  $T$  — температура;  $S_n$  — энергия отделения нейтрона;  $\lambda_{(y,n)}$  и  $\lambda'_{(n,y)}$  — скорости фотоделения и скорости захвата нейтрона, соответственно, для ядра с  $(Z, N)$ ; а величины со штрихом соответствуют ядру с одним нейтроном меньше относительно нештрихованных величин, т.е.  $(Z, N - 1)$ .

При любой фиксированной температуре энергия отделения контролирует скорость фотоделения, поскольку она входит в экспоненциальный множитель.

В целом, для фиксированной плотности нейтронов конкретная точка вдоль изотопной цепи, в которой достигается равновесие между двумя процессами, т.е. где поток ядерной распространенности «останавливается», требует детального понимания как астрофизических условий (которые задают температуру нуклеосинтетической среды), так и ядерной структуры для богатых нейтронами ядер по всей карте нуклидов (которая задает энергии отделения одного нейтрона). Конкретные последствия этого соотношения для нуклеосинтеза тяжелых элементов обсуждаются далее в Разделе 3.

## 2.3 Радиоактивный распад

Основным свойством изотопа является то, как долго он может существовать в среднем, прежде чем подвергнется радиоактивному распаду. Радиоактивный распад изотопа включает изменение идентичности одного или нескольких нуклонов (как в случае ядерного  $\beta$ -распада, Раздел 2.3.1) или распад на несколько более мелких ядер ( $\alpha$ -распад и деление, Разделы 2.3.2 и 2.4.2 соответственно). Время,

за которое совокупность идентично приготовленных изотопов уменьшается вдвое от начальной популяции посредством радиоактивного распада, известно как период полураспада,  $T_{1/2}$ . Важно понимать, что это определение носит статистический характер и, следовательно, описывает среднее поведение ансамбля частиц в идентичном состоянии.

Периоды полураспада основного состояния ядер могут варьироваться от долей секунды до времен, больших возраста Вселенной. На Рис. 4 показаны общие периоды полураспада для самых тяжелых измеренных изотопов, как сообщается в оценке NuBase (2020) [158]. Стабильные изотопы обозначены черными квадратами, а радиоактивные ядра окрашены в соответствии с логарифмом по основанию 10 их периода полураспада. Многие элементы в области актиноидов, а также все, кроме двух элементов с зарядом меньше висмута ( $Z < 83$ ), имеют по крайней мере один долгоживущий изотоп. Исключениями более легких элементов без стабильных изотопов являются технеций ( $Z = 43$ ) и прометий ( $Z = 61$ ). Период очень короткоживущих ядер существует между этими двумя областями, где  $\alpha$ -распад является доминирующим механизмом распада. За пределами области измеренных масс ядра становятся все более короткоживущими и, для более легких ядер ниже  $Z \sim 90$ , как предсказывается, в основном подвергаются  $\beta$ -распаду.

Когда два или более процесса ядерного распада протекают одновременно, общий период полураспада представляет собой сумму обратных парциальных периодов полураспада, которые определяются так, как если бы каждый из процессов распада происходил независимо. Общий период полураспада особенно важен для самых тяжелых ядерных видов, где  $\beta$ -распад,  $\alpha$ -распад и спонтанное деление могут все конкурировать. На Рис. 5 изображен основной измеренный режим распада по всей карте нуклидов. Большинство ядер вдали от стабильности (включая те, что участвуют в создании самых тяжелых элементов) будут подвергаться  $\beta$ -распаду. Однако в самой тяжелой области существует конкуренция между этими каналами, и любое отдельное ядро может иметь значительную вероятность распасться посредством  $\beta$ ,  $\alpha$  или деления.

Хотя конкретный период полураспада ядра зависит от совокупной вероятности всех его каналов распада (которые обычно включают разности  $Q$ -значений), расположе-

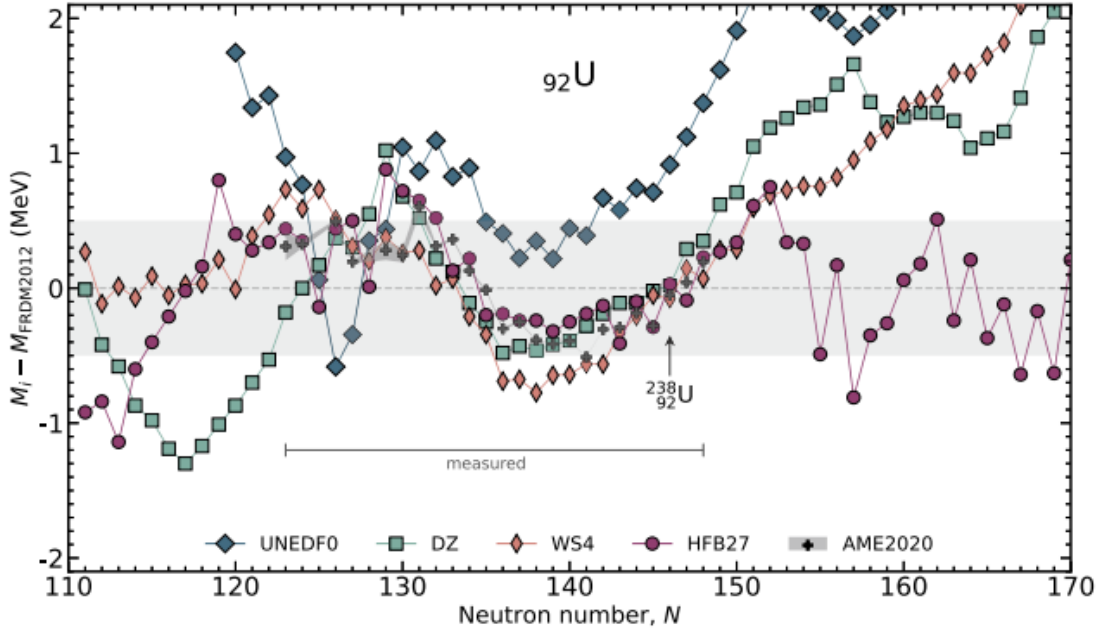


Рис. 3: Предсказания массовых моделей вдоль изотопной цепи U ( $Z = 92$ ) относительно FRDM2012. Плюсовые маркеры и темно-серая полоса показывают измерения масс и неопределенности, соответственно, для каждой записи  $Z = 92$  в AME2020. Светло-серая горизонтальная полоса указывает общую неопределенность 500 кэВ, которая легко достигается теоретическими моделями в области, где существуют измерения масс. За пределами измерений предсказания моделей быстро расходятся.

ние наиболее  $\beta$ -стабильного ядра вдоль изобарной цепи, тем не менее, может быть приближенно определено из энергии связи. Возвращаясь к полуэмпирической формуле массы, можно оценить минимальную энергию связи на нуклон (и, следовательно, какая комбинация  $Z + N = A$  является наиболее стабильной):

$$N/Z \sim 1 + \frac{a_C}{a_A} (Z + N)^{2/3}, \quad (3)$$

где  $a_C \sim 0.7$  МэВ и  $a_A \sim 23$  МэВ — кулоновский и асимметричный коэффициенты. Маленький положительный множитель подразумевает, что более тяжелые стабильные ядра имеют немного больше нейтронов, чем протонов. Этот факт можно наблюдать на Рис. 4 и 5, где известные стабильные ядра постепенно отклоняются от  $N = Z$ .

Ниже мы обсуждаем основные тенденции самопроизвольного распада для тяжелых, богатых нейтронами ядер, которые включают испускание частиц. Спонтанное деление и  $\beta$ -запаздывающее деление, которые также важны для определения общей (не)стабильности самых тяжелых ядер, оставлены специально для нашего более широкого обсуждения деления в Разделе 2.4.2.

### 2.3.1 Бета-распад ( $\beta^-$ )

Ядерный  $\beta^-$ -распад является основным режимом распада для большинства ядер, участвующих в процессах захвата нейтронов, ответственных за создание самых тяжелых элементов, то есть в г-процессе. Этот процесс ядерного превращения управляется слабым взаимодействием, которое преобразует нейтрон в протон в ядре. Ядро одновременно испускает электрон и антинейтрино для сохранения заряда и лептонного числа. В несколько юмористическом письме Паули [159] само нейтрино было постулировано для объясне-

ния непрерывного энергетического распределения электрона, которое наблюдалось десятилетиями ранее [160]. Позже Ферми предоставил теоретическую основу для выполнения расчетов [161] (см. также английский перевод Уилсона [162]). Для полноты — хотя и не особенно актуально во время астрофизического производства тяжелых ядер посредством быстрого захвата нейтронов —  $\beta^+$ -распад происходит на нейтрон-дефицитной стороне ядерной стабильности, когда протон в ядре превращается в нейтрон посредством испускания нейтрино и позитрона. Распад ядер посредством  $\beta^+$  (или  $e^-$ -захвата) может вносить незначительный вклад в медленный процесс захвата нейтронов, особенно в точках ветвления. Если не указано иное, любое упоминание « $\beta$ »-распада здесь относится к  $\beta^-$ -распаду.

Процесс  $\beta$ -распада может оставлять ядро в энергетически возбужденном состоянии. В этом возбужденном состоянии ядро может либо испускать энергию в форме фотонов для перехода в состояния с более низкой энергией, либо, если это энергетически разрешено, испускать ( $\beta$ -запаздывающие) частицы, возможно, снова изменяя свою идентичность (возможность, которую мы обсудим позже в этом разделе и в Разделе 2.4.2). Общая энергия, доступная в  $\beta$ -распаде, измеряется с помощью  $Q_\beta$ , разности энергий (или масс) между начальным и конечным основными состояниями:  $Q_\beta = m_i - m_f - m_e$ . Эта энергия представляет максимально возможную энергию возбуждения остаточного ядра сразу после начального  $\beta$ -распада. Теоретические модели ядерного  $\beta$ -распада требуют как относительной энергии между состояниями родительского и дочернего ядер, так и предсказания силы перехода (или интенсивности) между этими участвующими уровнями [163]. Это требование сводится к применению золотого правила Ферми к конкретным ядерным операторам [164–166]. Сопряжение этой информации может быть обобщено в функции силы  $\beta$ -распада ядра [167], из которой сразу может

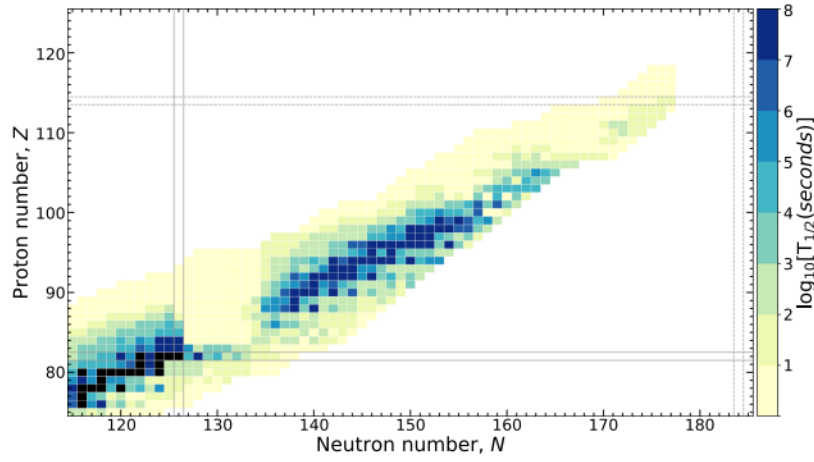


Рис. 4: Периоды полураспада самых тяжелых измеренных изотопов. Обратите внимание на чрезвычайно короткие периоды полураспада у видов после  $^{238}\text{Pb}$  ( $Z = 82$ ) и до  $^{223}\text{Ra}$  ( $Z = 88$ ). Подтвержденные (сплошные линии) и предполагаемые (пунктирные линии) замкнутые сферические оболочки показаны для справки.

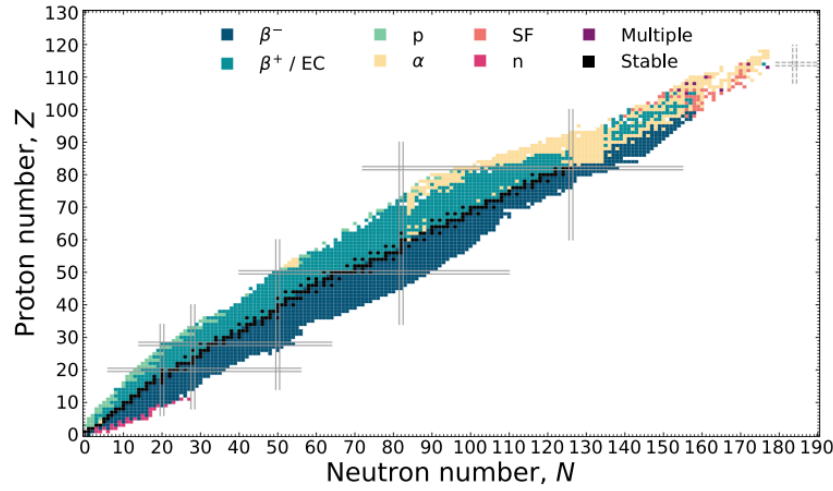


Рис. 5: Основной измеренный режим распада по всей карте нуклидов. Большинство ядер вдали от стабильности (включая те, что участвуют в создании самых тяжелых элементов) будут подвергаться  $\beta$ -распаду. Однако в самой тяжелой области существует конкуренция между этими каналами, и любое отдельное ядро может иметь значительную вероятность распасться посредством  $\beta$ ,  $\alpha$  или деления.

быть рассчитана общая скорость  $\beta$ -распада [168]. Когда после  $\beta$ -распада в возбужденное состояние населенность возбужденных состояний в дочернем ядре превышает порог испускания частиц, может последовать запаздывающее испускание частиц [169,170]. Для богатых нейтронами ядер запаздывающее испускание частиц может происходить, когда энергия отделения нейтрона в дочернем ядре меньше  $Q_\beta$  родительского ядра, т.е.  $S_n(Z+1, N-1) < Q_\beta(Z, N)$ , что приводит к так называемому  $\beta$ -запаздывающему испусканию нейтронов [171,172].

В целом, возбужденное ядро будет благоприятствовать испусканию частиц над электромагнитным распадом всякий раз, когда это энергетически разрешено [173]. Однако более уточненная картина может быть получена путем применения принципов статистического распада, очень похоже на то, как моделируется девозбуждение после образования составного ядра [174] после захвата нейтронов (Раздел 2.2). Таким образом, могут быть рассчитаны коэффициенты ветвления и энергетические спектры испускаемых

частиц [175,176]. Поскольку общая энергия составного ядра определяется  $Q_\beta$ , которая может быть довольно большой (десять МэВ или более) для очень богатых нейтронами ядер, заселяемых во время  $g$ -процесса, энергетически выгодно испускание нескольких нейтронов, прежде чем  $\beta$ -нестабильное ядро найдет свой путь к стабильному ядру. Для ядер с большим  $Q_\beta$ , т.е. при приближении к нейтронной капельной линии, современные модели предсказывают примерно пять запаздывающих нейтронов, испускаемых за один  $\beta$ -распад [177]. В самых крайних случаях после  $\beta$ -распада в ядрах  $g$ -процесса может испускаться до восьми или более нейтронов.

Для ядер в локализованной области карты нуклидов ядерная оболочечная модель может быть использована для расчета скоростей  $\beta$ -распада [178–181]. Однако в настоящее время для вычисления всех соответствующих ядер необходимо использовать теории с глобальным охватом [182,183]. Глобальные расчеты свойств  $\beta$ -распада были выполнены в рамках макро-микро-метода на осно-



ве приближения квазичастичной случайной фазы (QRPA) [184] с феноменологической обработкой первых запрещенных переходов [185]. Этот подход обычно позволяет получить характеристики  $\beta$ -распада, в которых доминируют переходы Гамова-Теллера. Напротив, микроскопические подходы предполагают, что переходы первого запрета играют важную роль, особенно выше замыкания оболочки  $N = 126$  [187]. В последнее время микроскопические подходы используют метод конечной амплитуды для ускорения расчета свойств  $\beta$ -распада [188,189]. Важно иметь в виду, что текущие большие расхождения в свойствах  $\beta$ -распада будут иметь существенное влияние на создание элементов в астрофизических средах. Мы вернемся к этому пункту в Разделе 3.

### 2.3.2 Альфа-распад ( $\alpha$ )

Альфа-распад — это ядерное превращение, при котором из ядра испускается  $\alpha$ -частица (ядро гелия, состоящее из двух протонов и двух нейтронов). Альфа-распад технически возможен, когда  $Q$ -значение ( $Q_\alpha = m_i - m_f - m_\alpha$ ) положительно, и он является одним из основных режимов распада самых тяжелых нуклидов. Однако из-за относительно сильного кулоновского барьера, установленного родительским ядром, существует много ядер, которые демонстрируют положительное  $Q_\alpha$ , но для которых вероятность  $\alpha$ -распада практически равна нулю, и те ядра со значительными скоростями  $\alpha$ -распада — это те, у которых сравнительно большие значения  $Q_\alpha$ .

На Рис. 6 показано поведение  $Q_\alpha$  вдоль изотопных цепочек для тяжелых ядер. Измерения, представленные в AME2020, показаны точками, а линии указывают предсказания  $Q_\alpha$  из FRDM2012. Черные сплошные (пунктирные) линии обозначают атомные номера, кратные десяти (пяти). Этот рисунок отражает общее качественное согласие между теорией и экспериментальными значениями при использовании для определения соответствующих  $Q$ -значений для расчетов ядерных реакций и распадов. Применительно именно к  $\alpha$ -процессу, однако, следует отметить, что те ядра со значительным  $Q_\alpha$  лежат гораздо ближе к ядрам с известными массами, поэтому сложная и постоянная проблема неопределенных ядерных масс по отношению к, например, теоретическим расчетам захвата нейтронов или  $\beta$ -распада очень богатых нейтронами ядер не столь серьезная для аналогичных предсказаний свойств  $\alpha$ -распада.

Парциальный период полураспада  $\alpha$ -распада может быть рассчитан с помощью предположения о квантовом туннелировании через барьер, что приводит к хорошо известному соотношению Виолы-Сиборга [191]. Такого рода феноменология была ключевой в предвосхищении возможного замыкания оболочки  $N = 184$ . Вслед за этой работой последующие предсказания периодов полураспада  $\alpha$ -распада были сделаны с использованием различных методов [192–197]. В то время как недавно были проведены измерения более легких  $\alpha$ -распадающихся ядер [198], именно цепочки  $\alpha$ -распада самых тяжелых ядер влияют на актиноиды и сверхтяжелые элементы.

## 2.4 Ядерное деление

Самые тяжелые ядерные виды могут подвергаться делению — общему термину для процессов, которые расщепляют ядро на два или более более легких «фрагмента деления». Расщепление ядра на два основных фрагмента вместе с, возможно, небольшим количеством нейтронов является наиболее распространенной модальностью, как впервые сообщили Мейтнер, Штрассман и Ган [199].

Скорости деления являются наиболее важным свойством деления в контроле того, могут ли и сколько тяжелых и сверхтяжелых ядер быть произведены после  $\gamma$ -процесса; если скорости для определенных ядер слишком высоки, например, ядра будут иметь малую «вероятность выживания» во время их распада к менее богатым нейтронами ядрам, который происходит в конце любого  $\gamma$ -процесса. В то же время, спектры электромагнитного и частично излучения, а также выходы фрагментов деления могут быть важными инструментами наблюдения для исследования возможности производства тяжелых и сверхтяжелых элементов в средах  $\gamma$ -процесса и их остатках.

В целом, полная теоретическая основа для расчета многочисленных свойств деления, представляющих интерес для  $\gamma$ -процесса, оказалась внушительной задачей, и был разработан ряд подходов для достижения прогресса в этой постоянной проблеме ядерной теории. В широком смысле, теоретические подходы отражают те, которые применяются в ядерной структуре (см. обсуждение в Разделе 2.1), причем полностью микроскопические, макроскопико-микроскопические и феноменологические модели все

вносят важный вклад в наше понимание и предсказания свойств деления по всей ядерной карте (см. ссылку [200] для недавнего и тщательного обзора). Микроскопические подходы, в частности, находятся на уникально перспективном этапе своей истории, поскольку недавние достижения в вычислительном оборудовании начинают предоставлять значительные ресурсы, необходимые для полного применения таких методов к проблеме деления [201–218] (см. также ссылку [93] и цитируемую там литературу). В то же время макроскопико-микроскопические подходы продолжают заполнять пробел, поскольку их сравнительно менее требовательные вычислительные методы позволяют проводить исследования, предсказывающие свойства деления по всей ядерной карте [219–226]. Также систематически заполняют важные пробелы в нашей способности делать разумные предсказания для определенных типов наблюдаемых делений, особенно в отношении расчета скоростей деления [227–231] и приблизительных выходов фрагментов [232, 233]. Современные подходы теперь также включают разделение энергии фрагментов, девозбуждение и соответствующие спектры испускания нейтронов и гамма-квантов [234–239].

Мы исследуем конкретные последствия деления для нуклеосинтеза в Разделе 3, сосредоточив оставшиеся части настоящего обсуждения на современном понимании деления как такового.

### 2.4.1 Барьеры деления

В любом предсказании скоростей деления — независимо от процесса деления или ядра — барьер деления является одним из самых сильных предикторов склонности ядра к делению. Поскольку свойства деления столь немногих ядер были измерены экспериментально (и еще меньше, когда рассматриваются только ядра, представляющие интерес для  $\gamma$ -процесса), моделирование  $\gamma$ -процесса опирается на глобальные модели для предсказания барьеров деления, которые, в свою очередь, используются для расчета фактических скоростей деления для соответствующих процессов деления. Такие глобальные предсказания доступны в моделях BCPM [240], ETFSI [241, 242], FRLDM [190], HFB-14 [243] и Томаса-Ферми [244]. В каждой из этих моделей ядерная потенциальная энергия каждого ядра вычисляется в области коллективных координат, и результирующая география поверхности потенциальной энергии анализируется для идентификации барьера деления по отношению к



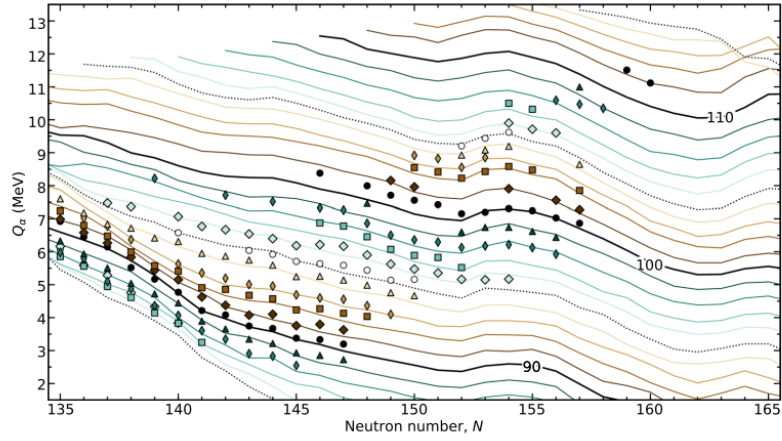


Рис. 6: Изотопные  $Q$ -значения  $\alpha$ -распада из выпуска 2020 года Оценки Атомных Масс (AME2020) (точки) [47] по сравнению с таковыми из модели FRDM2012 (сплошные линии) [69] для постоянного числа протонов. Толстые черные линии указывают интервалы атомного номера в десять единиц.

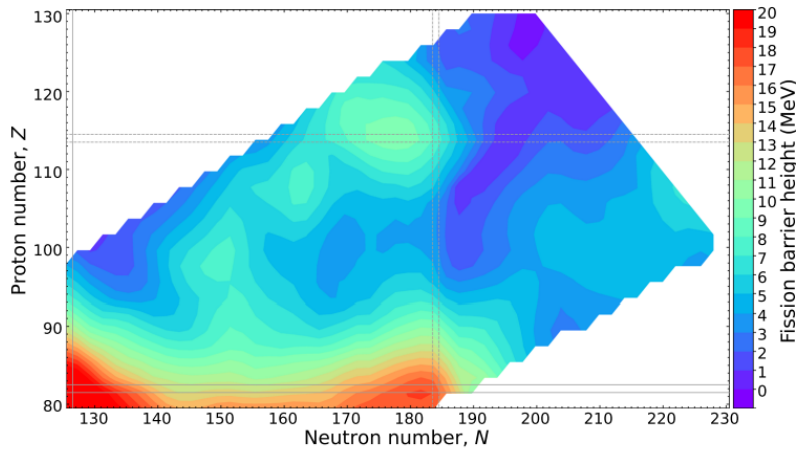


Рис. 7: Высоты барьеров деления в самой тяжелой области карты нуклидов, рассчитанные с использованием модели FRLDM [190]. Обратите внимание на область особенно низких высот барьеров вокруг  $Z = 100$  и  $N = 190$ , что повышает склонность ядер к делению и существенно подавляет их способность производить сверхтяжелые элементы.

основному состоянию и конфигурациям деления (деления). Разница между энергиями основного состояния и барьера деления принимается за «высоту барьера деления», которая в конечном итоге используется для предсказания скоростей различных процессов деления [245]. Когда ядро изначально находится в возбужденном состоянии (например, как в составном ядре, образованном при захвате нейтронов, или в возбужденных энергетических состояниях, в которые ядра  $\beta$ -распадаются), энергия возбуждения может быть вычтена из высоты барьера для получения эффективного значения для дальнейшего использования в таких расчетах.

На Рис. 7 мы показываем глобальное поведение высот барьеров в области деления ядерной карты для модели FRLDM [190]. Особенно примечателен переход к широкой, диффузной области низких высот барьеров для очень богатых нейтронами ядер, расположенных вокруг  $Z = 100$  и  $N = 190$ . Еще в 1960-х годах ожидалось, что эта общая область будет иметь относительно более низкие высоты барьеров, которые будут усиливать склонность к делению, когда  $g$ -процесс пытается пройти через эту область на пути к сверхтяжелым элементам, в конечном итоге подавляя или

полностью предотвращая производство этих элементов в природе [246]. Современные расчеты с использованием вышеупомянутых моделей в целом согласуются друг с другом на уровне порядка 5 МэВ (но расходятся более значительно для наиболее нейтронно-избыточных ядер), но в любом случае в целом демонстрируют эту область более низких высот барьеров, а также соответствующие выводы для образования сверхтяжелых элементов [177,240,247–249]]. Тем не менее, эти расчеты подвержены тому же уровню неопределенностей, характерных для ядерной теории в целом; будущая работа, направленная на улучшение этих методов, несомненно, оправдана. Мы исследуем в Разделе 3.2, как эта область низких высот барьеров деления влияет на образование сверхтяжелых элементов в современных моделях  $g$ -процесса.

#### 2.4.2 Процессы деления

В самом общем смысле деление происходит, когда ядро проходит через сложное пространство конфигураций, временно проходя через одну или несколько областей, связанных

с относительно высокой потенциальной энергией, пока не достигнет одной из многих возможных сильно деформированных «конфигураций деления» с гораздо более низкой потенциальной энергией, чем та, с которой оно начинало. Как только конфигурация деления реализуется ядром, ядро энергетически стремится разделиться на два или более фрагмента. Барьер деления измеряет минимальную энергию возбуждения (относительно основного состояния), которой ядро должно обладать в своем начальном состоянии, чтобы претерпеть этот процесс в классическом смысле, т.е. так, что полная энергия никогда не опускается ниже нуля на протяжении всей его динамической траектории к делению. Конечно, ядро явно является квантово-механической системой, поэтому часто бывает так, что ядро проходит через барьер путем туннелирования, и барьер деления, следовательно, используется как показатель для предсказания скоростей деления в феноменологических подходах.

Таким образом, различные процессы деления, наблюдаемые в природе, классифицируются в зависимости от различных способов подготовки начального состояния делящегося ядра. Возможно, самым простым из них является случай спонтанного деления, который может происходить в основном или метастабильном состоянии особенно тяжелых ядер, при котором деление протекает *на месте* путем туннелирования через барьер деления [250]. В этом случае скорость спонтанного деления является постоянным свойством ядра (т.е. не определяется внешними факторами, такими как температура, плотность или другие ядра) [251–253]. Даже если спонтанное деление технически возможно для большого числа нестабильных тяжелых ядер, часто бывает так, что оно пренебрежимо мало по сравнению с другими доступными способами распада, которые протекают гораздо быстрее. Для ядер, производимых во время г-процесса, это обычно так. Однако на более длительных временных масштабах после завершения г-процесса оно, вероятно, вносит значительный вклад, как только другие режимы распада и/или деления становятся недоступными (например, после того, как исчерпание свободных нейтронов эффективно перекроет канал деления, вызванный нейтронами, обсуждаемый ниже). В то время как небольшое количество скоростей спонтанного деления было измерено экспериментально [158], пересечение этих случаев с ядрами г-процесса довольно мало. Теоретические расчеты могут основываться на аргументах проницаемости барьера [254] или эмпирической феноменологии [229], некоторые из которых в общих чертах отражают зависимость скорости от барьера деления [230, 255].

В отличие от спонтанного деления, существует множество возможных способов получения ядра с широким диапазоном энергий возбуждения. Когда это происходит, полная энергия ядра значительно приближается к барьеру деления, что может значительно увеличить вероятность деления. Особый интерес для приложений г-процессов представляют процессы деления, вызванные нейтронами и  $\beta$ -задержанные процессы.

При нейтрон-индуцированном делении составное ядро образуется почти так же, как при захвате нейтронов. Полная энергия ядра сразу после захвата нейтрона равна сумме энергии нейтрона и энергии отделения одного нейтрона ( $S_n$ ) продуктивного ядра. При обычном захвате нейтронов составное ядро претерпевает каскад электромагнитных распадов в основном состоянии. Однако для более тяжелых ядер, где барьеры деления достаточно низки, деление конкурирует с электромагнитными распадами, так что некоторая (возможно, значительная) доля событий захвата нейтронов заканчивается делением, а не основным со-

стоянием, связанным с составным ядром. Полные скорости нейтрон-индуцированного деления и захвата нейтронов могут быть оценены путем рассмотрения обоих каналов в статистических подходах Хаузера-Фешбаха [256].

На Рис. 8 мы построили графики сечения захвата нейтронов и нейтрон-индуцированного деления как функцию от растущего числа нейтронов для изотопной цепи Np ( $Z = 93$ ) и для равновесных сред при температуре, в общем репрезентативной для г-процесса,  $T = 1$  ГК. Вспоминая барьеры деления, построенные на Рис. 7, существует диффузная область значительно более низких барьеров деления, через которую проходит изотопная цепь  $Z = 93$  для изотопов с числами нейтронов примерно между  $N = 165$  и  $N = 175$ . Эта тенденция в высоте барьера деления отчетливо отражается при сравнении относительных сечений для деления и захвата нейтронов, где резкий пик в сечении деления точно совпадает с ядрами с самыми низкими барьерами, причем нейтрон-индуцированное деление явно доминирует над захватом нейтронов примерно на три порядка величины в самых крайних случаях.

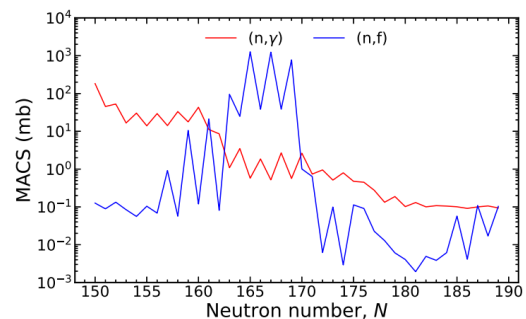


Рис. 8: Максвелловски усредненные сечения (MACS) для захвата нейтронов (красный) и нейтрон-индуцированного деления (синий) вдоль изотопной цепи Np ( $Z = 93$ ). Сечения оценены при  $T_9 = 1$  ГК, типичной температуре, которую может проходить г-процесс.

Важно, что общая скорость нейтрон-индуцированного деления для каждого ядра,  $\lambda_{(n,f)}$ , зависит напрямую от плотности числа свободных нейтронов,  $n_n$ , так что  $\lambda_{(n,f)} \propto n_n$ . Соответственно, в чрезвычайно богатых нейтронами средах, характерных для г-процесса, нейтрон-индуцированное деление может быть довольно значительным, особенно во время более ранней фазы г-процесса, где общее число нейтронов превышает все другие ядра в среде. Действительно, расчеты показывают, что нейтрон-индуцированное деление может, в течение короткого, но критического периода времени во время нуклеосинтеза, быть самым быстрым процессом деления [257].

Третий и последний процесс деления, обычно рассматриваемый в исследованиях г-процесса, — это  $\beta$ -запаздывающее деление. В этом сценарии ядро претерпевает первоначальный  $\beta$ -распад, который оставляет его в любом количестве возбужденных ядерных состояний конечного ядра, от основного состояния до Q-значения для распада, причем оставшаяся энергия уносится электроном и анти-электроном нейтрино, которые немедленно производятся распадом. Как и в случае нейтрон-индуцированного деления, возбужденное ядро, образованное сразу после  $\beta$ -распада, имеет некоторую вероятность подвергнуться делению, степень которой в значительной степени определяется относительной величиной энергии возбуждения и барьера деления. Общая скорость  $\beta$ -запаздывающего деления тогда принимается за произведение общей скорости  $\beta$ -распада и вероятности последующего деления, и эффектив-

ная скорость  $\beta$ -распада представляет собой разность общей скорости со скоростью  $\beta$ -запаздывающего деления.

Интересная вариация  $\beta$ -запаздывающего деления происходит, когда рассматриваются самые богатые нейтронами ядра  $g$ -процесса. При движении по изотопной цепочке к ядрам с возрастающим нейтронным богатством энергия отделения нейтрона *уменьшается*, а  $Q$ -значение для  $\beta$ -распада *увеличивается*. Как обсуждалось в Разделе 2.3.1, это создает идеальные условия для испускания одного или более запаздывающих нейтронов. Связывая вероятность деления на каждом этапе этой последовательности распада и при условии, что барьеры деления достаточно низки, что деление становится заметной возможностью, это вводит перспективу *многошансового*  $\beta$ -запаздывающего деления, процесса, который включает спектр возможностей для испускания некоторого числа запаздывающих нейтронов с последующим делением (в отличие от электромагнитного распада в основное или метастабильное состояние). Таким образом, общий процесс  $\beta$ -распада представляет собой сложную свертку электромагнитных распадов, испускания нейтронов и деления. Кумулятивные эффекты конкуренции между этими режимами распада могут быть тщательно разрешены в статистической рамке Хаузера-Фешбаха [177, 248] очень похоже на то, как конкуренция между различными каналами выхода рассматривается для определения вероятности деления, вызванного нейтронами, относительно захвата нейтронов.

В то время как нейтрон-индуцированное деление может быть самым быстрым процессом деления в течение первой(ых) секунды(нд)  $g$ -процесса, когда свободные нейтроны все еще чрезвычайно обильны, скорости  $\beta$ -запаздывающего деления и многошансового  $\beta$ -запаздывающего деления, которые постоянны и *не* зависят от обилия нейтронов, могут стать основным процессом деления, как только обилие нейтронов падает до достаточно низких уровней, тем самым устраняя любую значительную возможность возникновения нейтрон-индуцированного деления. Поскольку это обычно происходит, когда ядра распадаются к более долгоживущим и менее богатым нейтронами ядрам, точные предсказания скоростей  $\beta$ -запаздывающего деления по всей ядерной карте особенно важны для понимания образования тяжелых и сверхтяжелых элементов в последствии  $g$ -процесса [232, 247, 248, 257–260].

### 3 Астрофизическая алхимия

#### 3.1 Основы $g$ -процесса

Как мы намекали в Разделе 1.2, ожидается, что естественная распространенность элементов тяжелее железа будет в основном обеспечиваться нуклеосинтезом с захватом нейтронов, причем самые тяжелые из них (тяжелее свинца), в частности, производятся исключительно в рамках подвида нуклеосинтеза с захватом нейтронов, известного как *процесс быстрого захвата нейтронов*, или  $g$ -процесс [261]. До сих пор мы делали много ссылок на  $g$ -процесс, описывая свойства самых тяжелых ядер, которые создаются — даже если на мгновение — этим нуклеосинтетическим механизмом. Теперь, вооруженные знаниями о соответствующей ядерной физике в области тяжелых элементов, мы можем обратиться к всестороннему описанию самого  $g$ -процесса.

Схематически,  $g$ -процесс протекает следующим образом: если взять систему с небольшим обилием «затравочных» ядер, но подвергнутую чрезвычайно большому потоку свободных нейтронов, нейтроны будут радиационно захватываться затравочными ядрами, преобразуя их по изотопным цепочкам в ядра с более тяжелыми массовыми числами, но

с тем же атомным номером. Таким образом, ядра могут быть представлены как движущиеся горизонтально на карте нуклидов (когда построены в осях  $N$  и  $Z$ ). По мере увеличения числа нейтронов для данной изотопной цепи, скорости  $\beta$ -распада, как правило, становятся значительно быстрее [262]. В то же время энергии отделения нейтронов имеют тенденцию *уменьшаться* по мере того, как ядра становятся более нейтронно-обогащенными, так что скорость захвата нейтронов в целом замедляется, а обратный процесс — фотодиссоциация нейтронов из ядер — еще больше снижает общую способность ядер к чистому захвату нейтронов. Совокупный эффект увеличения скорости  $\beta$ -распада и уменьшения скорости захвата нейтронов заключается в том, что затравочные ядра будут продолжать захватывать нейтроны (формируя более тяжелые ядра) до тех пор, пока скорости  $\beta$ -распада не станут достаточно высокой, чтобы конкурировать с захватом нейтронов, что затем приведет к переходу ядер к следующему элементу. Этот процесс повторяется для следующей изотопной цепочки, при этом захват нейтронов увеличивает массовое число, а  $\beta$ -распад превращает ядра в более тяжелые элементы.

На Рис. 9 показана схема того, как самые тяжелые ядра заселяются во время  $g$ -процесса в терминах их основных реакционных каналов: захваты, распады и деление; вспомним обсуждение в Разделе 2. «Путь»  $g$ -процесса, показанный линиями со стрелками, приблизительно обозначает богатый нейтронами путь вблизи нейтронной капельной линии, пройденный при создании самых тяжелых элементов. Вдоль красной линии происходит больше захватов на распад, как указано ее пологим наклоном. Синяя линия указывает на то, что процесс движения вверх по замкнутой нейтронной оболочке, например, предсказанный при  $N = 184$  — замедляется распадами. После того, как предсказанное замыкание оболочки преодолено, большие неопределенности затрудняют определение пути  $g$ -процесса (и доминирующего канала).

Путь  $g$ -процесса, обозначенный на Рис. 9, является чисто схематическим. Он более строго определяется как набор наиболее распространенных ядер вдоль каждой изотопной цепи в данный момент времени  $g$ -процесса. На ранних стадиях  $g$ -процесса при высоких температурах и плотностях путь может быть определен равновесием между  $(n, \gamma)$  и  $(\gamma, n)$  вдоль любой данной изотопной цепи. Как только большая часть этих реакций больше не находится в равновесии, в точке, известной как точка заморозки  $(n, \gamma)$ , путь может быть определен подмножеством ядер, для которых скорости  $\beta$ -распада распада становятся сравнимыми со скоростями захвата нейтронов [263].

После того, как этот обмен между нейтрон-индуцированными реакциями и  $\beta$ -распадом продолжается некоторое время (обычно в течение секунды или около того), нейтроны будут в основном или почти полностью исчерпаны, после чего  $\beta$ -распад обгоняет захват нейтронов в качестве доминирующего механизма трансмутации. На Рис. 10 показаны содержания каждого ядра при заморозке (панель 'а') и в другие ключевые моменты времени в расчете  $g$ -процесса с использованием богатых нейтронами условий (траектория из [264] с ядерной физикой как в [248]). После заморозки ядра начинают свою длинную серию распадов, как показано на Рис. 10b, которая в конечном итоге завершается стабильными и чрезвычайно долгоживущими ядрами и начинает изохронную фазу  $g$ -процесса (Рис. 10c) [265]. За исключением нескольких поздних  $\alpha$ -распадов, спонтанных делений и скрытого захвата нейтронов, которые могут скорректировать окончательные содержания [266, 267], содержания на Рис. 10c показывают стабильные

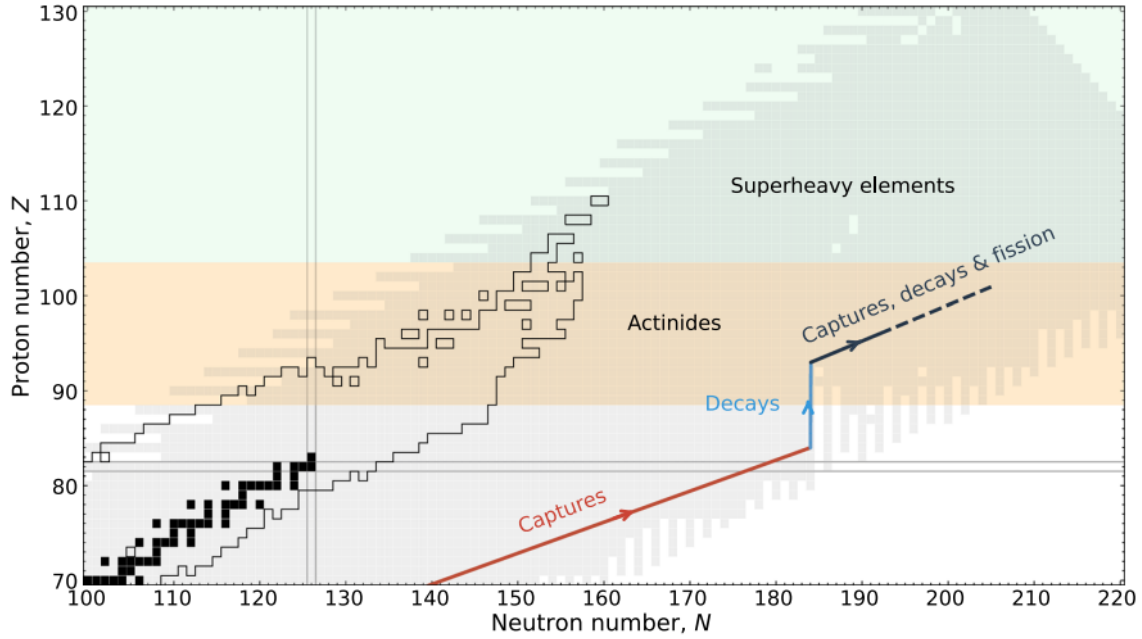


Рис. 9: Схематическое описание пути r-процесса и доминирующих реакционных каналов, активных в области тяжелых элементов. Черные квадраты указывают стабильные ядра, обведенные квадраты — измеренные ядра, а серые заполненные — теоретическую протяженность, для которой ядра могут существовать. Обратите внимание, что для этих областей тяжелых элементов путь r-процесса находится очень далеко от протяженности измеренных ядерных данных (т.е. далеко от черных обведенных квадратов, обозначающих протяженность AME2020), указывая, что ядерные данные в этих областях опираются на теорию и становятся очень неопределенными.

и долгоживущие ядра, созданные r-процессом, которые, например, сейчас наблюдаются в Солнечной системе и во всей Вселенной.

Как во время самого r-процесса, так и после распада свежесинтезированных ядер до их конечных, стабильных/долгоживущих конфигураций, замкнутые нейтронные оболочки при  $N = 50; 82; 126$ ; и, возможно, 184 проявляются как относительно избыточные «пики» в структуре изотопного состава. Например, пики в изотопной структуре Солнечной системы на Рис. 2 при  $A \sim 80, 130$  и 195 являются прямым следствием замкнутых нейтронных оболочек. (Более резкие пики при больших массовых числах на Рис. 2 также от тех же замкнутых нейтронных оболочек, но возникают из медленного процесса захвата нейтронов, который заселяет эти оболочки при больших зарядовых числах, и, следовательно, больших массовых числах в целом.) Эти пики объясняются одновременным увеличением периодов полураспада вдоль замкнутой оболочки и внезапным падением энергий отделения нейтронов, которое происходит сразу после пересечения замкнутых оболочек [268]. Конечный эффект этого заключается в сильном затруднении ядерного потока через такие изотопы, что приводит к удержанию ядер с нейтронным богатством, значительно меньшим, чем найдено в других местах таблицы нуклидов [269]. Поскольку скорости  $\beta$ -распада для этих ядер с замкнутой оболочкой медленнее, чем у окружающих ядер, замкнутые оболочки ограничивают поток ядерного изотопного состава в сторону более тяжелых ядер, и ядра будут иметь тенденцию накапливаться вокруг этих дискретных чисел нейтронов. Заметим на Рис. 10a, что ядра при замкнутой нейтронной оболочке  $N = 126$  действительно показывают наибольшие содержания в расчете. После заморозки — и в зависимости от степени скрытого захвата нейтронов — ядра, когда-то

заселенные при замкнутой оболочке  $N = 126$ , сохраняют свои высокие содержания вдоль тех же изобаров ( $A \sim 195$ ), но пик высокого содержания смещается к меньшим числам нейтронов. Этот сдвиг пика обилия можно только начать видеть на Рис. 10b по небольшому сдвигу к меньшим числам нейтронов в области с высоким обилием при  $Z = 70$ . Наконец, в поздние времена эта область с высоким обилием (образованная до и в середине вымораживания как эффект замыкания нейтронной оболочки при  $N = 126$ ) теперь заселяет  $N \sim 118$ , как можно видеть на Рис. 10c.

Предложенная замкнутая нейтронная оболочка при  $N = 184$  особенно актуальна для сверхтяжелых элементов, поскольку именно вокруг области  $N = 184$  и  $Z = 114$  дважды магической области, как предполагается, находится Остров Стабильности [270]. Далее мы обсудим область за пределами  $N = 126$ , где содержания ядер во время стандартного r-процесса зависят от сложного взаимодействия реакций за рамками простого захвата нейтронов и  $\beta$ -распада.

### 3.2 Производство самых тяжелых элементов

Как описано в предыдущем разделе, базовая каноническая картина r-процесса включает захват нейтронов, его обратный процесс фотоделения и  $\beta$ -распад. Однако, как только r-процесс производит самые тяжелые элементы, особенно те, что находятся далеко за пределами Pb, ситуация значительно усложняется, и эффекты более разнообразного набора процессов, таких как  $\alpha$ -распад и деление, могут внести значительный вклад в общую динамику последующего нуклеосинтеза. Конкуренция между входящим и выходящим материалом с высоким зарядом и массой в конечном итоге определяет распространенность тяжелых элементов, образующихся в r-процессе, включая, возможно, сверхтяжелые.

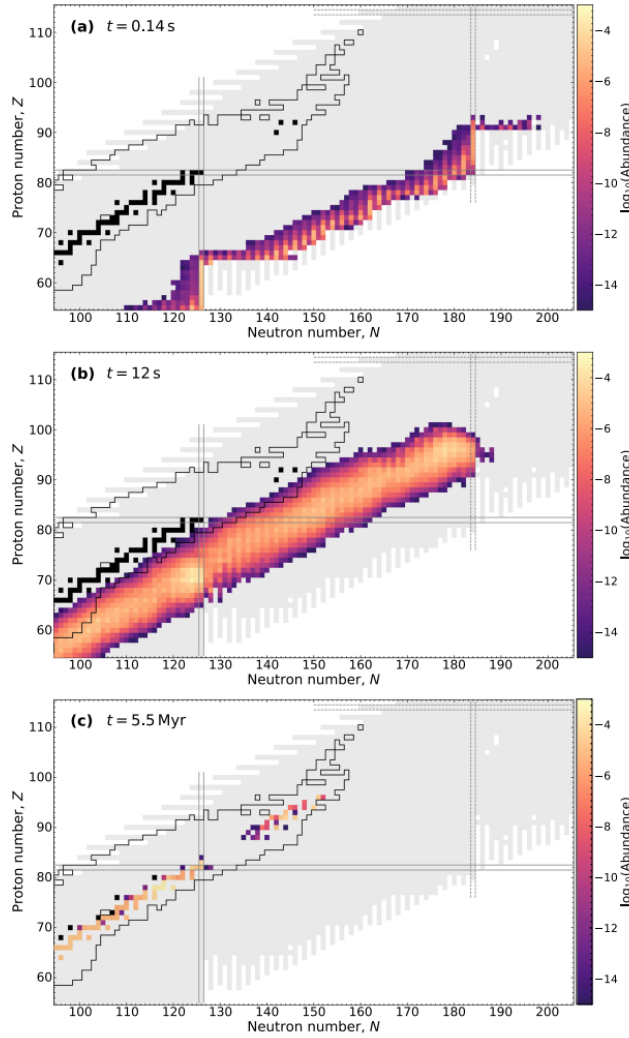


Рис. 10: Снимки ядер, произведенных в расчете сети г-процесса с использованием астрофизических условий из моделирования слияния нейтронных звезд [264] и ядерных данных из [248] для трех ключевых моментов времени: (а) до заморозки ( $n, \gamma$ ), (b) распад обратно к стабильности, и (с) спустя долгое время после события г-процесса. Цветные квадраты показывают содержания ядер в каждый момент расчета. Стабильные ядра показаны как черные квадраты, а предел измерений масс из AME2020 [47] показан черным контуром. Серая затененная область показывает теоретическую протяженность связанных ядер, которые могут существовать согласно массовой модели FRDM2012 [68], а вертикальные и горизонтальные полосы при  $N = 126$  и  $Z = 82$  обозначают замкнутые ядерные оболочки.

Обращаясь к Рис. 9, захват нейтронов и  $\beta$ -распад приносят материал в область актиноидов. Доходя до актиноидов, ядра имеют шанс подвергнуться делению через нейтрон-индуцированные,  $\beta$ -запаздывающие и/или спонтанные каналы деления [248, 271]. Как описано в Разделе 2.4.2, ядра с зарядовым числом, большим чем  $Z \sim 90$ , могут быть приведены к делению падающим нейтроном [272, 273]. Аналогичным образом, деление может следовать за  $\beta$ -распадом ядра, если этот распад помещает его в достаточно возбужденное состояние [247, 248, 259]. Для некоторых теоретических моделей,  $\beta$ -запаздывающее и нейтрон-индуцированное деление могут в конечном итоге прекратить г-процесс и предотвратить синтез ядер с очень высокими  $A$ . Этот эффект виден на Рис. 7 чрезвычайно низкими высотами барьеров деления вблизи  $Z = 100$  и сразу после  $N = 184$ .

Современные моделирования г-процесса предполагают конечную точку прекращения деления между  $A \sim 275$  и  $A \sim 300$  [248, 274, 275]. Ядра, находящиеся в этой обла-

сти карты нуклидов, безусловно, являются сверхтяжелыми в том смысле, что они имеют экстремальный избыток нейтронов. Вопрос о том, образуются ли сверхтяжелые *элементы* на столь ранней стадии г-процесса, а также их возможное выживание в более стабильных видах, остается открытым. Эти вопросы связаны с предельной точкой окончания г-процесса, которая также неопределенна. Достаточно высокие барьеры деления для этих чрезвычайно богатых нейтронами видов подняли бы конечную точку г-процесса до еще более высоких массовых чисел [276].

Как только поток нейтронов падает и временной масштаб  $\beta$ -распада доминирует над захватом нейтронов, вновь синтезированные богатые нейтронами ядра могут распадаться на ещё более тяжелые элементы, благодаря чему у них появляется ещё один шанс заселить сверхтяжёлые элементы. На Рис. 11 показаны пути, вдоль которых некоторые богатые нейтронами ядра, которые могут быть созданы в г-процессе, могут  $\beta$ -распадаться. Наибо-

лее нейтронно-избыточные ядра с большей вероятностью испускают по крайней мере один нейтрон после  $\beta$ -распада ( $\beta$ -запаздывающее испускание нейтронов), что ещё больше уменьшает массу ядер, которые в конечном итоге образуются в конце этих цепочек  $\beta$ -распада. Однако эти ядра не могут полностью свободно  $\beta$ -распадаться без помех; во время этих  $\beta$ -распадов процессы деления могут продолжать высвобождать ядра из области тяжелых элементов. Достаточно низкие высоты барьеров деления в этой области могут заставить ядра предпочитать деление над  $\beta$ -распадом и, следовательно, дросселировать образование актиноидов и сверхтяжелых элементов.

Зеленый и синий цвета на Рис. 11a показывают вероятность того, что ядро переживет деление и  $\beta$ -распад в отсутствие нейтрон-индуцированного деления. Эти вероятности были вычислены взятием отношения скорости  $\beta$ -распада к сумме скоростей  $\beta$ -распада,  $\beta$ -запаздывающего и спонтанного деления (из массовой модели FRDM2012 [68, 69] и высот барьеров деления FRLDM [190]) на основе каждого ядра. Взяв произведение вероятностей вдоль определенного пути  $\beta$ -распада (например, одного из черных пунктирных путей), мы можем получить верхнюю границу того, насколько вероятно, что конкретное ядро при заморозке превратится в сверхтяжелый вид. Чтобы создать, например,  $^{290}\text{Ds}$  ( $Z = 110$ ), ядро-предшественник  $^{304}\text{Cm}$  ( $Z = 96$ ) должно пройти через несколько областей, где вероятность деления превышает вероятность  $\beta$ -распада. В конечном итоге, кумулятивная вероятность того, что  $^{304}\text{Cm}$  и дочерние ядра, созданные последующим  $\beta$ -распадом, переживут каждую возможность деления и создадут  $^{290}\text{Ds}$ , составляет приблизительно 0.1% в отсутствие нейтрон-индуцированного деления.

При включении канала деления под действием нейтронов (т.е. путем добавления дополнительного члена к отношению скоростей), даже при низких температурах и потоках нейтронов, деление под действием нейтронов в поздние моменты времени, когда ядра близки к стабильности, может препятствовать образованию сверхтяжелых элементов, как показано на Рис. 11b. В случае  $^{290}\text{Ds}$ , даже низкий поток нейтронов снижает общую вероятность образования более чем на порядок. С другой стороны, при меньшей массе существует небольшое окно с более низкими вероятностями деления, где ядра могут распадаться на сверхтяжелые элементы. Например, в отсутствие нейтрон-индуцированного деления  $^{294}\text{Pu}$  ( $Z = 94$ ) имеет приблизительно 0.8% шанса выжить в каждом акте деления в своей наиболее вероятной цепочке распада и образовать  $^{283}\text{Ns}$  ( $Z = 108$ ). (Нейтрон-индуцированное деление изменяет это конечное ядро на  $^{283}\text{Db}$  ( $Z = 105$ ) с комбинированной вероятностью выживания 0.04%.) В следующем разделе мы исследуем, как эти предсказания варьируются для различных предположений о теоретических ядерно-физических свойствах.

### 3.3 Чувствительность к ядерной физике

В чрезвычайно богатых нейтронами областях карты нуклидов все свойства ядер, входящие в моделирование  $g$ -процесса, зависят от теоретических расчетов, и предсказания теории могут варьироваться. Например, сила замкнутых нейтронных оболочек влияет на то, как долго ядра остаются на этой оболочке, в конечном итоге определяя, сколько массы занимает замкнутые оболочки. Слишком прочные нейтронные оболочки эффективно накапливают избыток в замкнутых оболочках, что может препятствовать достижению материалом области актиноидов и иметь важные последствия для образования сверхтяжелых элементов [277]. В частности,  $N = 126$  является самой высокой извест-

ной сферической нейтронной замкнутой оболочкой. Хотя теории предсказывают следующую сферическую нейтронную замкнутую оболочку при  $N = 184$ , ее существование еще не подтверждено. В современных динамических моделированиях богатые нейтронами  $g$ -процессы, которые проходят за пределами замкнутой оболочки  $N = 126$ , обычно завершаются около  $N = 184$  процессами деления, как обсуждалось в Разделах 2.4.2 и 3.2. Сила этой замкнутой оболочки играет дополнительную роль в производстве тяжелых и сверхтяжелых ядер, замедляя поздние нейтроны. Недавние микроскопические модели деления [278] показывают, что материал, накопленный вокруг замкнутых оболочек, подобных  $N = 184$  — устойчивый к захвату нейтронов — может позволить больше поздних свободных нейтронов, которые могут, в свою очередь, индуцировать деление на тяжелых ядрах, распадающихся к стабильности, например, как в случае на Рис. 11b. С другой стороны, если замкнутая оболочка  $N = 184$  не существует или ослаблено в зависимости от нейтронного избытка, возможно, что  $g$ -процесс прекращается при более высоких массовых числах, обеспечивая более легкий путь для заселения сверхтяжелых ядер. Такие соображения чувствительны к поведению ядерных реакций при большом нейтронном избытке [279].

Аналогичным образом,  $\beta$ -распад определяет, как быстро материал проходит между замкнутыми нейтронными оболочками (и за их пределами). Это особенно важно для замкнутой оболочки  $N = 126$ , поскольку она действует как "сторож" производства самых тяжелых элементов [129]. Скорости распада, которые включают Первые-Запрещенные переходы для ядер выше замкнутой оболочки  $N = 126$ , увеличивают скорости  $\beta$ -распада в среднем более чем на порядок величины по сравнению с предсказаниями моделей, которые не полностью включают эти типы переходов (например, [187] против [186]). Как следствие, тяжелые ядра проводят очень мало времени в области  $N > 126$ , прежде чем достигнуть области деления. В конечном итоге, меньше материала заселяет область актиноидов к моменту наступления  $\beta$ -заморозки, что приводит к снижению вероятности того, что сверхтяжелые элементы будут заселены. Другие исследования  $\beta$ -распада включают экспериментальную характеристику  $\beta$ -запаздывающего испускания нейтронов для богатых нейтронами ядер [172, 280]. Не только позднее испускание нейтронов может увеличить вероятность деления тяжелых ядер, но и понимание конкуренции между каналами  $\beta$ -запаздывающего испускания нейтронов и  $\beta$ -запаздывающего деления также проинформирует о том, сколько материала отображается в области более низких массовых чисел в  $g$ -процессе из-за  $\beta$ -запаздывающего деления.

Если теоретические (и экспериментальные) предсказания масс и  $\beta$ -распада достаточно щедры, чтобы обильно заселить область актиноидов во время  $g$ -процесса, то тяжелым ядрам придется бороться с делением, ещё одним источником неопределенности в теории ядра. Как показано на Рис. 7, существуют значительные области с низкими барьерами к делению, что неразрывно связано со скоростью деления. Такие низкие высоты барьеров вызывают деление как доминирующий канал превращения, уменьшая вероятность того, что тяжелое ядро выживет, когда оно подвергается  $\beta$ -распаду через область низких барьеров деления [257, 258]. Низкие высоты барьеров деления выше  $N = 184$  подавляют производство сверхтяжелых элементов, особенно когда ядра проходят через область, где вероятность подвергнуться  $\beta$ -запаздывающему делению составляет почти 100% [248]. Высота барьеров деления — и, следовательно, вероятность подвергнуться делению — различаются между



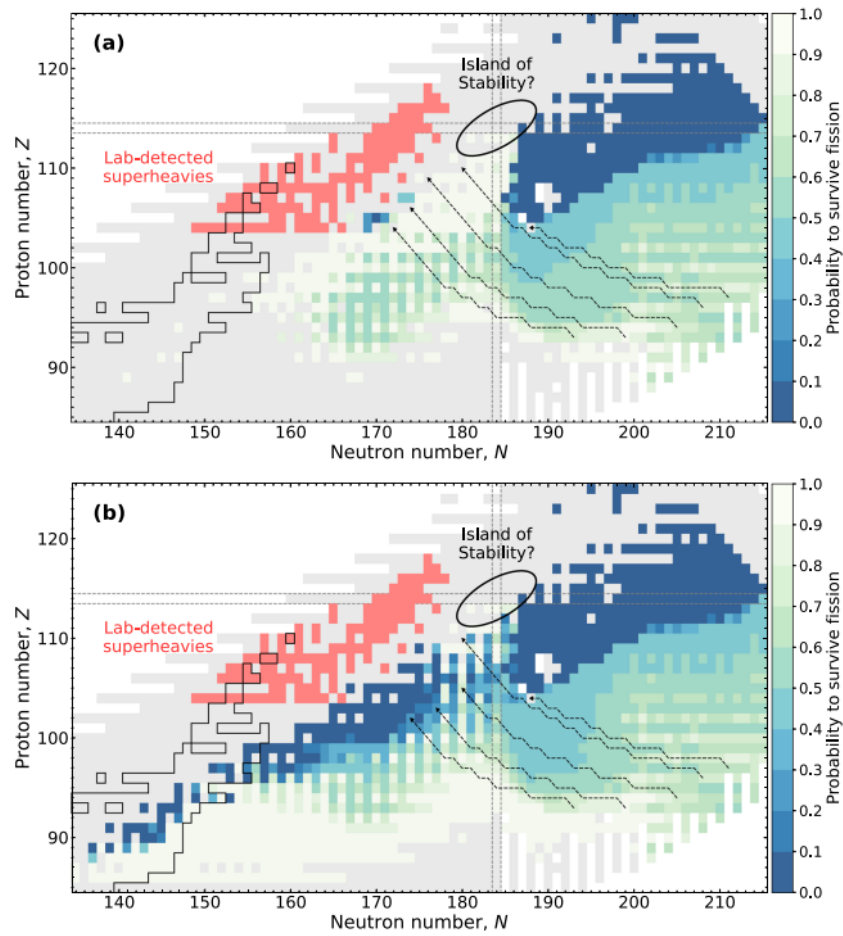


Рис. 11: Наиболее вероятные пути  $\beta$ -распада (пунктирные) некоторых богатых нейтронами ядер, которые могут заселить сверхтяжелые элементы, когда они проходят через области, где существует вероятность деления (цвета), рассчитанные с использованием данных распада и реакций на основе массовой модели FRDM2012 [68, 69] и высот барьеров деления FRLDM [190]. Только  $\beta$ -запаздывающее деление и спонтанное деление включены в панель (а), а панель (b) дополнительно включает канал нейтрон-индуцированного деления. Черный контур показывает протяженность текущих измерений ядерных масс из компиляции AME2020 [47], а серые квадраты показывают теоретическую протяженность ядер, которые могут существовать. Сверхтяжелые элементы, которые наблюдались в лабораторных условиях, отмечены красным, а черный круг указывает область теоретического сверхтяжелого «Острова Стабильности».

теоретическими предсказаниями. Теории, которые предсказывают более высокие барьеры деления и более слабую (или отсутствующую) замкнутую оболочку  $N = 184$ , имеют увеличенную вероятность заселения более тяжелых масс, которые могут распадаться к сверхтяжелым элементам, при условии, что высоты барьеров достаточно высоки, что  $\beta$ -запаздывающее деление также подавлено.

Существование деформированных замкнутых оболочек в области тяжелых масс поддерживается экспериментом [281–284] и может быть описано теоретическими подходами [285–288]. Однако остается открытой проблема того, сохраняются ли эти оболочечные особенности для самых богатых нейтронами ядер. Появление альтернативной замкнутой оболочки в этой области сверхтяжелых ядер повлияло бы на заселение актиноидов и сверхтяжелых. Например, теоретические модели указывают на деформированную нейтронную замкнутую оболочку при  $N = 162$  [289–291]. Деформированная или сферическая замкнутая оболочка ниже  $N = 184$  задерживала бы материал при меньших массовых числах, вероятно, приводя к относительно большему заселению самых легких актиноидов. И наоборот, отсутствие или ослабление предложенной замкнутой

оболочки  $N = 184$  в паре с другой более высокой замкнутой оболочкой могло бы привести к большему производству самых тяжелых актиноидов или сверхтяжелых элементов, при условии, что деление не существенно мешает во время распада обратно к стабильности.

На Рис. 12 показано, как различные комбинации массовых моделей и высот барьеров деления могут производить различные элементарные содержания в моделировании  $g$ -процесса. Чтобы исследовать текущие вариации в предсказаниях моделей, барьеры HFB14 использовались в комбинации с массами UNEDF0 и HFB27, барьеры FRLDM использовались для масс FRDM2012 и WS4, а барьеры KTUY использовались для масс DZ. Приблизительно через семь часов после события  $g$ -процесса появляется относительно устойчивая картина для элементов ниже  $Z \sim 98$ , тогда как выше Cf предсказания существенно варьируются. Самые тяжелые элементы производятся с набором данных DZ/KTUY, что приводит к завершению процесса около  $Z \sim 108$ . Модель HFB производит наибольший выход сверхтяжелых, в то время как массы с барьерами FRLDM представляют более пессимистичный случай. Согласно их преимущественно механизму заселения  $\beta$ -распадом, сверхтя-

желые, которые были бы синтезированы г-процессом, естественно были бы на богатой нейтронами стороне карты нуклидов и, следовательно, вероятно, были бы более богаты нейтронами, чем то, что в настоящее время создано в лаборатории.

Выбранные модели, использованные здесь, предполагают, что торий ( $Z = 90$ ), уран ( $Z = 92$ ) и плутоний ( $Z = 94$ ) являются среди наиболее заселенных видов актиноидов около 7.5 часов после события г-процесса. Последующий  $\alpha$ -распад от более тяжелых актиноидов может продолжать способствовать их производству на гораздо более длительных временных масштабах, чем фаза захвата нейтронов г-процесса. Выше калифорния ( $Z = 98$ ) модели начинают существенно расходиться в их производстве самых тяжелых элементов. Модель барьеров деления KTUY, с ее высокими барьерами деления, последовательно предоставляет возможность производить ядра с наибольшим атомным номером, даже с вариацией в предполагаемых массах (не показано). Также обнаружено, что модели HFB последовательно производят наибольшее заселение сверхтяжелых; в случае Рис. 12 основная часть заселения находится в резерфордии ( $Z = 104$ ). Разнообразие видов, заселенных на Рис. 12, приведет к значительным вариациям в конечных путях распада самых тяжелых элементов, что, в свою очередь, влияет на потенциал для наблюдений, которые происходят на более длительных временных масштабах.

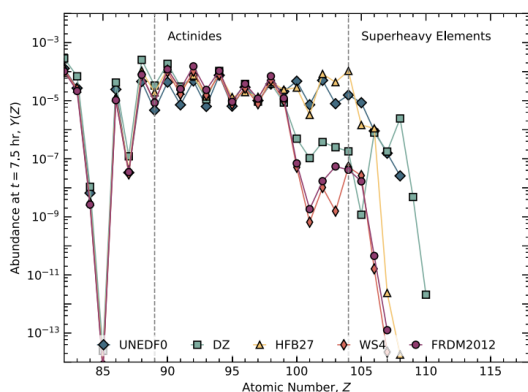


Рис. 12: Общие элементарные содержания примерно через семь часов в расчете г-процесса с использованием различных моделей ядерных масс и высот барьеров деления. Для моделей UNEDF0 и HFB27 использовались высоты барьеров из HFB14. Как WS4, так и FRDM2012 используют высоты барьеров деления FRLDM [190], а DZ использует барьеры KTUY [292].

Возвращаясь к значениям на Рис. 11 с более оптимистичным выбором, таким как HFB27, кумулятивная вероятность того, что  $^{304}\text{Cm}$  переживет деление, чтобы заселить  $^{290}\text{Ds}$ , составляет около 7.6% без нейтрон-индуцированного деления и 1.8% с активным нейтрон-индуцированным делением. Для слегка более низкого сверхтяжелого, скажем  $^{283}\text{Hs}$ , путь распада от  $^{299}\text{Pu}$  проходит между областями низких высот барьеров, приводя к кумулятивной вероятности выживания 63%. Массы и высоты барьеров деления, таким образом, имеют значительный эффект на сверхтяжелые элементы, которые могут быть произведены г-процессом.

Важно признать несколько моментов здесь относительно моделирования, показанных на Рис. 12; даже в оптимистичных сценариях (например, DZ/KTUY) со значительными сверхтяжелыми элементами, созданными, они, вероятно, будут найдены в следовых количествах относительно

содержаний более легких ядер, которые могут быть заселены во многих более, менее экстремальных, астрофизических условиях. Во-вторых, моделирования, представленные здесь, не полностью оценивают все ядерные неопределенности, вовлеченные в производство самых тяжелых ядер. Дополнительные неопределенности, в частности с периодами полураспада  $\beta$ , будут служить увеличению вариаций, наблюдаемых на Рис. 12.

Учитывая порядки величины вариаций, найденных в производстве сверхтяжелых элементов с текущим моделированием, обширная работа, включающая измерения и теоретические расчеты, требуется для разрешения этой ситуации. Продолжающиеся усилия по пониманию деления тяжелых богатых нейтронами ядер прояснят вероятность того, что тяжелые ядра переживут свои длинные цепочки  $\beta$ -распада и в конечном итоге заселят сверхтяжелые элементы [98, 293]. Наблюдательные последствия деления будут обсуждаться в Разделе 4.

### 3.4 Чувствительность к астрофизике

Не только производство сверхтяжелых элементов чувствительно к пока еще неизвестной ядерной физике богатых нейтронами ядер, но оно также чувствительно к астрофизическим условиям, ответственным за событие г-процесса. Температура, энтропия, плотность и нейтронное богатство формируют начальный элементный состав — какие ядра присутствуют, когда г-процесс начинается — а также скорости реакций между ядрами во время г-процесса, частично определяя, как далеко в массовом числе прогрессирует г-процесс. Например, при той же температуре и плотности, астрофизические условия с более высоким нейтронным богатством (больше свободных нейтронов, доступных для захвата) обычно производят более сильный г-процесс и, таким образом, более высокую вероятность производства самых тяжелых элементов. Зависимость изотопного производства от динамики г-процесса не уникальна для обсуждения сверхтяжелых элементов. Например, было показано, что формирование редкоземельных ядер зависит от условий заморозки г-процесса [142, 249, 275, 294, 295], и производство самых тяжелых элементов также было тщательно исследовано в предыдущей работе (например, [297–300]).

На Рис. 13 показан пример зависимости производства тяжелых элементов от двух астрофизических параметров в стандартном г-процессе: удельной энтропии ( $s$ ) и начального состава ( $Y_e$ ). Траектории, использованные для построения Рис. 13, происходят из параметризации, использованной в [301], где мы зафиксировали параметр временного масштаба  $\tau = 10$  мс. Вообще, более низкие  $Y_e$  — и, таким образом, более богатые нейтронами условия — дают более высокое содержание актиноидов, что указано ярко-желтым цветом. Аналогично, более высокая энтропия обычно позволяет даже умеренно низко- $Y_e$  условиям производить значительный материал актиноидов, поскольку условия с высокой энтропией позволяют больше фотodelения нейтронов из ядер. Отмечая тенденции на Рис. 13, производство самых тяжелых элементов явно не является простой функцией астрофизических параметров. В любом случае, наибольший шанс наблюдения сверхтяжелых элементов, вероятно, следовал бы из астрофизической среды, в которой содержание тяжелых элементов максимизировано.

В настоящее время условия, которые благоприятствуют производству тяжелых и сверхтяжелых элементов, — это низкоэнтропийные, низко- $Y_e$  астрофизические сайты, в целом согласуясь с ранними исследованиями производства сверхтяжелых элементов в г-процессах, которые используют параметризованные расчеты [302–305]. Современные мо-



делирования слияний нейтронных звезд надежно предсказывают низкоэнтропийные, низко- $Y_e$  условия [157, 306], которые могли бы оказаться подходящими для производства сверхтяжелых элементов. Слияния нейтронных звезд содержат несколько интересных сайтов, возможных для нуклеосинтеза r-процесса, включая аккреционный диск после слияния [307, 308] и приливно выброшенное вещество [309]. Сложные моделирования с переносом излучения Монте-Карло аккреционного диска [310, 311] в настоящее время не производят значительных количеств самых тяжелых элементов, но этот вывод сильно зависит от неопределенностей в физике нейтрино, которая контролирует морфологию диска [312–315]. Приливные выбросы могут быть более благоприятным местом для образования самых тяжелых элементов из-за, как правило, более низкой начальной доли электронов и меньшего времени для взаимодействия нейтрино с материалом [316–320]. Полные моделирования от фазы сближения до создания диска после слияния будут очень ценными в оценке способности синтеза самых тяжелых элементов в слияниях нейтронных звезд.

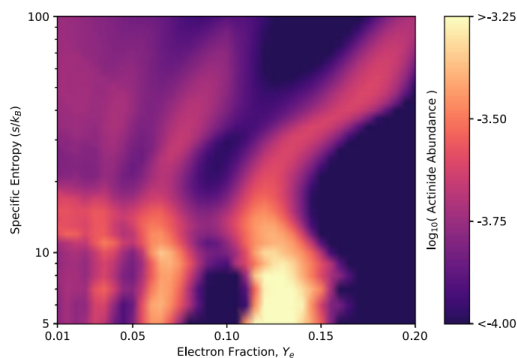


Рис. 13: Производство актиноидов как функция энтропии (вертикальная ось) и электронной доли (горизонтальная ось) для параметризованных астрофизических условий с фиксированным временным масштабом расширения  $\tau = 10$  мс.

Другие слияния компактных объектов, представляющие интерес, включают слияния черных дыр с нейтронными звездами (BHNS), которые также имеют потенциал производить самые тяжелые элементы [321, 322]. Исследование BHNS двойных систем предлагает для исследования широкий спектр физических процессов помимо нуклеосинтеза, включая уравнение состояния нейтронных звезд, звездную эволюцию, высокоэнергетическую астрофизику и расширение Вселенной [323]. Однако слияния черных дыр с нейтронными звездами вряд ли могут быть многоканальными источниками из-за требования высокого спина для электромагнитного сигнала, что далее усугубляется ограничениями текущих технологий наблюдения [324].

Наконец, остается возможным, что магниторотационные сверхновые или коллапсары достигают подходящих условий для формирования самых тяжелых элементов [325–330]. Дальнейшие исследования в этом направлении необходимы, особенно в отношении начальных конфигураций диска, которые сильно влияют на результирующий нуклеосинтез.