

## Определение энергии $\alpha$ -распада в области сверхтяжелых элементов

В.С. Ульянова<sup>1</sup>, Д.Ф. Байрамов<sup>1</sup>, С.В. Сидоров<sup>2,\*</sup>, М.Е. Степанов<sup>1</sup>, К.А. Стопани<sup>2</sup>, Т.Ю. Третьякова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 2

<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына  
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1, стр. 2

(Поступила в редакцию 20.03.2025; подписана в печать 28.05.2025)

Массовые соотношения, основанные на различных оценках энергии  $\alpha$ -спаривания, давно успешно используются для предсказания масс неизвестных ядер. Мы используем аналогичные соотношения в применении к энергии  $\alpha$ -распада для предсказания неизвестных значений  $Q_\alpha$  в области сверхтяжелых элементов для ядер до  $Z = 118$ . Оценки энергии и скорости  $\alpha$ -распада, полученные на основе данных AME2020 и NUBASE2020, хорошо согласуются с экспериментальными данными 2022–2024 гг.

PACS: 23.60.+e, 21.10.Tg

УДК:

Ключевые слова:  $\alpha$ -распад, сверхтяжелые элементы, энергия  $\alpha$ -распада.

### ВВЕДЕНИЕ

В области исследования сверхтяжелых элементов (СТЭ) достигнут значительный прогресс: на сегодняшний день с помощью реакций «горячего» и «холодного» слияния были успешно синтезированы ядра вплоть до  $Z = 118$  и таким образом закрыт седьмой период таблицы Менделеева. В то же время, пока не было получено никаких доказательств существования ядер с зарядовым числом больше 118. Интерес к сверхтяжелым изотопам вызван, в частности, уникальным балансом между кулоновскими и ядерными силами в этой области ядер. Суммарное воздействие данных сил определяет границы как основного материка изотопов на  $NZ$ -диаграмме, так и предсказываемого «острова стабильности» [1–5].

Одним из основных каналов распада ядер в области сверхтяжелых элементов является  $\alpha$ -канал. Современные методы детектирования фактически основаны на регистрации цепочек  $\alpha$ -распадов синтезированного изотопа, заканчивающихся спонтанным делением [5]. В связи с этим крайне востребованными являются предсказания скорости и энергии соответствующих переходов. Поскольку энергия  $\alpha$ -распада определяется массами материнского и дочернего ядер, прямым решением проблемы является предсказание масс сверхтяжелых элементов. Современные модели, основанные на различных подходах, описывают экспериментальные данные с точностью порядка нескольких сотен килоэлектронвольт во всей области известных ядер [6]. В течение длительного времени наиболее успешным подходом в области описания известных масс атомных ядер являлись макро-микроскопические расчеты, основанные на модели жидкой капли и включающие те или иные поправки на оболочечную структуру ядра, —

к ним относятся модель FRDM [7] и более новая модель WS (Weizsaecker–Skyrme) [8]. По мере увеличения вычислительных ресурсов стало возможно применение микроскопического подхода, примером которого является семейство массовых моделей Skyrme-HFB [9], основанных на методе Хартри–Фока–Боголюбова с использованием сил Скирма. В целом в области известных ядер существующие модельные предсказания масс хорошо согласуются между собой, но при продвижении в области неизвестных ядер могут сильно расходиться [10].

Помимо этого, среди массовых моделей существует также ряд феноменологических подходов, основанных на локальных массовых соотношениях (ЛМС), связывающих соседние ядра на карте изотопов. Впервые успешность данного метода показали работы, основанные на соотношениях Гарви–Келсона [11, 12] и их развитие с использованием оценки нейтрон-протонного взаимодействия [13, 14]. Основанная на другом типе массовых соотношений методика используется для оценок масс неизвестных ядер в систематиках AME (Atomic Mass Evaluation) [15]. Метод ЛМС не описывает внутреннюю структуру ядра, но в ряде случаев позволяет делать прогнозы масс ядер с точностью, превосходящей точность фундаментальных моделей [6].

Соотношения, основанные на оценке  $\alpha$ -взаимодействия, неоднократно использовались для оценки масс неизвестных изотопов сверхтяжелых элементов [16–18], однако ввиду недостатка имеющихся экспериментальных значений масс применение данной методики было ограничено сверху  $Z = 106$ . Тем не менее продвижение к более тяжелым изотопам возможно с использованием других экспериментальных данных, например значений энергии  $\alpha$ -распада  $Q_\alpha$  [19].

В работе [20] была предложена методика предсказания энергии  $\alpha$ -распада неизвестных ядер с использованием локальных соотношений  $Q_\alpha$ , аналогичных ЛМС, и на основе библиотеки AME2012 и дополнительных экспериментальных данных за период 2004–

\* E-mail:sv.sidorov@physics.msu.ru

2010 гг. были сделаны предсказания значений  $Q_\alpha$  для неизвестных ядер с  $A \geq 200$ . Целью настоящей работы является верификация метода локальных соотношений для  $Q_\alpha$  на современных экспериментальных данных и предсказание энергий и скоростей  $\alpha$ -распада в области СТЭ.

### 1. ЛОКАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ $Q_\alpha$

Локальные массовые соотношения широко используются для оценки как нейтрон-нейтронных и протон-протонных, так и нейтрон-протонных парных корреляций в атомных ядрах. Для описания остаточного  $np$ -взаимодействия в нечётно-нечётных ядрах в работе [21] была предложена характеристика  $\Delta_{np}$ , представляющая собой разность между энергией отделения пары нейтрон-протон в ядре  $(N, Z)$  и суммой энергий отделения нейтрона в ядре  $(N, Z-1)$  и протона в ядре  $(N-1, Z)$ :

$$\Delta_{np}(N, Z) = S_{np}(N, Z) - S_n(N, Z-1) - S_p(N-1, Z) = B(N, Z) + B(N-1, Z-1) - B(N-1, Z) - B(N, Z-1),$$

где  $B(N, Z)$  — энергия связи ядра  $(N, Z)$ . В дальней-

шем это соотношение стало использоваться для ядер любой четности [22]. На рис. 1 представлены значения  $\Delta_{np}(A)$ , рассчитанные с использованием экспериментальных данных АМЕ2020.

Данная характеристика плавно спадает по мере увеличения массового числа  $A$  и оказывается близкой для соседних ядер с массовым числом одной четности. Разность  $\Delta_{np}(N, Z)$  и  $\Delta_{np}(N-1, Z-1)$  для соседних ядер представляет собой хорошо известное продольное соотношение Гарви-Келсона, для которого среднеквадратичное отклонение от нуля на современных данных для ядер с  $A > 40$  составляет 200.7 кэВ [23]. Разность  $\Delta_{np}$  для ядер одной четности  $(N+1, Z+1)$  и  $(N-1, Z-1)$  может быть выражена через  $Q_\alpha$  и, соответственно, также должна быть близка к нулю:

$$\Delta_{np}(N+1, Z+1) - \Delta_{np}(N-1, Z-1) = Q_\alpha(N+1, Z) + Q_\alpha(N, Z+1) - Q_\alpha(N, Z) - Q_\alpha(N+1, Z+1) \equiv \delta Q_{1n-1p} \approx 0. \quad (1)$$

В работах [24, 25] в качестве оценки  $np$ -корреляций была введена характеристика  $\delta V_{np}$ , в которой учитывается чётность числа нейтронов  $N$  и числа протонов  $Z$ :

$$\delta V_{np}(N, Z) = \begin{cases} B(N, Z) + B(N-1, Z-1) - B(N, Z-1) - B(N-1, Z), \text{ нн} \\ \frac{1}{4}(B(N, Z) + B(N-2, Z-2) - B(N, Z-2) - B(N-2, Z)), \text{ чч} \\ \frac{1}{2}(B(N, Z) + B(N-1, Z-2) - B(N, Z-2) - B(N-1, Z)), \text{ нч} \\ \frac{1}{2}(B(N, Z) + B(N-2, Z-1) - B(N, Z-1) - B(N-2, Z)), \text{ чн} \end{cases}$$

где буквами н (ч) указана нечетность (четность)  $N$  и  $Z$  в ядре. Поскольку данная характеристика также достаточно плавно спадает с ростом  $A$ , в работе [20] предложено использовать аналогичные соотношения для  $Q_\alpha$ :

$$\delta Q_{2n-1p} = Q_\alpha(N+2, Z) + Q_\alpha(N, Z+1) - Q_\alpha(N, Z) - Q_\alpha(N+2, Z+1) \approx 0, \quad (2)$$

$$\delta Q_{1n-2p} = Q_\alpha(N+1, Z) + Q_\alpha(N, Z+2) - Q_\alpha(N, Z) - Q_\alpha(N+1, Z+2) \approx 0, \quad (3)$$

$$\delta Q_{2n-2p} = Q_\alpha(N+2, Z) + Q_\alpha(N, Z+2) - Q_\alpha(N, Z) - Q_\alpha(N+2, Z+2) \approx 0, \quad (4)$$

Соотношения (1–4) позволяют предсказывать энергии  $\alpha$ -распада ядер без использования их масс. Данный метод наиболее актуален в области СТЭ, поскольку экспериментальных данных по массам сверхтяжелых изотопов существенно меньше, чем по энергиям  $\alpha$ -распада, значения которых получены вплоть до  $Z = 118$ .

Для оценки справедливости соотношений (1–4) на данных АМЕ2020 были рассчитаны среднеквадратич-

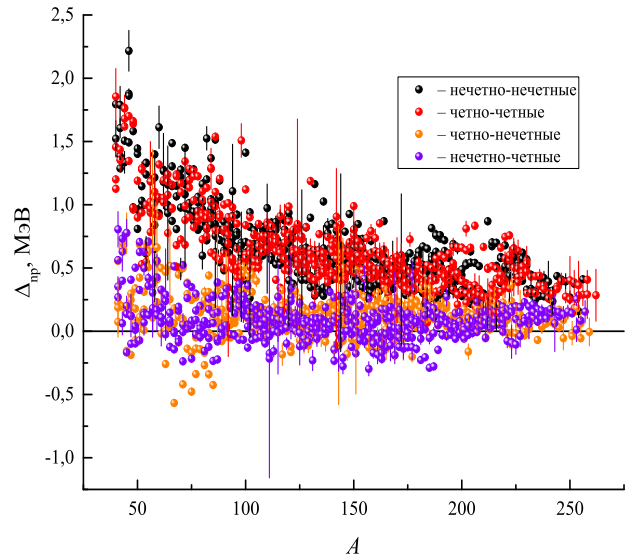


Рис. 1. Величина  $np$ -корреляций  $\Delta_{np}$  в зависимости от массового числа для ядер с числом протонов и нейтронов различной четности. Данные из АМЕ2020 [15]

ные отклонения (RMSD) для каждого соотношения:

$$RMSD = \sqrt{\frac{1}{N} \sum [\delta Q_{in-jp}(N, Z)]^2}, \quad (5)$$

где индексы  $i$  и  $j$  принимают значения 1 или 2. Значения RMSD для различных диапазонов массовых чисел приведены в табл. 1. Наименьшее отклонение от 0 дает соотношение (1), причем по мере сужения диапазона в области сверхтяжелых изотопов отклонение уменьшается вплоть до 53 кэВ для  $A \geq 280$ . Для остальных соотношений результат при сужении диапазона ядер ухудшается, что можно объяснить значительным уменьшением статистики. Для оценки предсказательной способности соотношений (1–4) была использована характеристика

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (Q_j^{\text{exp}} - Q_j^{\text{th}})^2}, \quad (6)$$

где суммирование производится для изотопов, в которых величина энергии  $\alpha$ -распада  $Q_j^{\text{exp}}$  была получена в эксперименте, а  $Q_j^{\text{th}}$  — соответствующее теоретическое предсказание. Характеристики  $\bar{\sigma}$ , рассчитанные для соотношений (1–4), также приведены в табл. 1. Как видно, значения  $\bar{\sigma}$  для всех соотношений меньше соответствующих величин RMSD, что согласуется с результатами [20] и аналогичными расчетами масс ядер с использованием соотношений Гарви–Келсона. В работе [20] расчеты на основе данных AME2012 показали, что наиболее точные оценки энергии  $Q_\alpha$  могут быть получены при усреднении результатов по всем четырем соотношениям (1–4). С появлением новых экспериментальных данных ситуация изменилась, и на данный момент из данных в табл. 1 следует, что для получения наиболее точных предсказания энергии  $\alpha$ -распада лучше использовать соотношение (1).

Таблица 1. Среднеквадратичные отклонения RMSD (5) и  $\bar{\sigma}$  (6) для различных диапазонов массовых чисел  $A$ . Названия столбцов соответствуют расчетам по локальным соотношениям (1–4)

| Диапазон     | RMSD, кэВ |     |     |     | $\bar{\sigma}$ , кэВ |     |     |     |
|--------------|-----------|-----|-----|-----|----------------------|-----|-----|-----|
|              | (1)       | (2) | (3) | (4) | (1)                  | (2) | (3) | (4) |
| $A \geq 280$ | 53        | 159 | 172 | 282 | 45                   | 98  | 145 | 247 |
| $A \geq 250$ | 71        | 119 | 97  | 170 | 59                   | 105 | 87  | 154 |
| $A \geq 240$ | 75        | 110 | 92  | 155 | 66                   | 93  | 78  | 139 |
| $A \geq 230$ | 85        | 111 | 88  | 137 | 69                   | 88  | 69  | 120 |
| $A \geq 220$ | 104       | 108 | 130 | 138 | 78                   | 82  | 107 | 108 |
| $A \geq 210$ | 117       | 130 | 156 | 182 | 82                   | 90  | 115 | 118 |
| $A \geq 200$ | 118       | 144 | 155 | 210 | 82                   | 86  | 108 | 122 |

## 2. ПЕРИОДЫ ПОЛУРАСПАДА ПО $\alpha$ -КАНАЛУ

Период полураспада по альфа-каналу можно оценить с помощью феноменологических соотношений, связывающих период полураспада с энергией  $Q_\alpha$ . В основе соотношений лежит эмпирический закон Гейгера–Неттола [26]:

$$\lg T_{1/2}^\alpha = \frac{a}{\sqrt{Q_\alpha}} + b,$$

где  $a$  и  $b$  — параметры, подгоняемые под экспериментальные данные. Данная зависимость получила обоснование в теории Гамова, описывающей  $\alpha$ -распад как туннелирование  $\alpha$ -частицы через кулоновский барьер. Поскольку параметры  $a$  и  $b$  различаются для распадов в каждой изотопической цепочке, было предложено значительное количество формул, обобщающих формулу Гейгера–Неттола на весь массив экспериментальных данных (см., например, [27–33]). Среди них широкое распространение получила формула Виолы–Сиборга [27]

$$\lg T_{1/2}^\alpha = \frac{aZ + b}{\sqrt{Q_\alpha}} + cZ + d + h_i, \quad (7)$$

где  $a$ ,  $b$ ,  $c$  и  $d$  — параметры, общие для всех ядер, а вклад  $h_i$  зависит от четности ядра и равен нулю для четно-четных ядер.

Мы провели сравнение пяти различных феноменологических соотношений для  $T_{1/2}^\alpha$ : формулы Виолы–Сиборга (7), соотношения Ройера [34], формулы из работы [35], формулы UDL [36], а также соотношения АКРА [37]. При этом для первых трех моделей использовались численные параметры из работы [35], для формулы UDL использованы параметры из [36], для АКРА — из работы [37].

С помощью выбранных соотношений были вычислены теоретические значения периодов полураспада  $T_{1/2}^{\text{th}}$  для всех  $\alpha$ -радиоактивных ядер с  $Z \geq 100$ , для которых имеются экспериментальные значения  $Q_\alpha$  и периода полураспада  $T_{1/2}^{\text{exp}}$  в базе данных NuDat [38]. В качестве характеристики точности выбранных соотношений использовалась величина среднеквадратичного отклонения логарифма периода полураспада

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i \left( \lg \frac{T_{1/2,i}^{\text{th}}}{T_{1/2,i}^{\text{exp}}} \right)^2}, \quad (8)$$

где  $N$  — число выбранных ядер. Вычисления были проведены отдельно для ядер с четным и нечетным количеством протонов и нейтронов. В базе данных NuDat содержатся полные периоды полураспада нестабильных ядер  $(T_{1/2}^{\text{exp}})_{\text{tot}}$ , а также вероятности канала  $\alpha$ -распада  $\varepsilon_\alpha$ . Используемые при вычислении по формуле (8) периоды полураспада по  $\alpha$ -каналу определялись с помощью соотношения  $T_{1/2}^{\text{exp}} = (T_{1/2}^{\text{exp}})_{\text{tot}} / \varepsilon_\alpha$ . Полученные результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2. Значения среднеквадратичного отклонения  $\sigma$  теоретических и экспериментальных логарифмов периода полураспада по каналу  $\alpha$ -распада. Экспериментальные значения  $Q_{\alpha}^{\text{exp}}$  и  $T_{1/2}^{\text{exp}}$  взяты из NuDat [38]. Теоретические периоды полураспада вычислены на основе соотношений из работ [27, 34–37]

| Четность<br>$N - Z$ | Число<br>ядер | Виола-<br>Сиборг [27] | Ройер<br>[34] | Пархоменко,<br>Собичевски [35] | UDL [36] | AKRA [37] |
|---------------------|---------------|-----------------------|---------------|--------------------------------|----------|-----------|
| ч-ч                 | 34            | 0.732                 | 0.696         | 0.691                          | 0.634    | 0.926     |
| ч-н                 | 52            | 0.786                 | 0.701         | 0.698                          | 1.107    | 0.760     |
| н-ч                 | 26            | 0.616                 | 0.632         | 0.639                          | 1.154    | 0.638     |
| н-н                 | 45            | 0.887                 | 0.941         | 0.929                          | 1.772    | 1.145     |
| Все ядра            | 157           | 0.771                 | 0.757         | 0.752                          | 1.255    | 0.895     |

Из приведенных данных видно, что наилучшее согласие с экспериментальными периодами полураспада демонстрирует феноменологическое соотношение, полученное в [35] и вставить формулу

$$\lg T_{1/2}^{\alpha}(Z, N) = aZ(Q_{\alpha} - \bar{E}_i)^{-1/2} + bZ + c,$$

где  $a = 1.5372$ ,  $b = -0.1607$ ,  $c = -36.573$ ,  $\bar{E}_i$  — средняя энергия возбуждения состояния, на которое происходит распад. Описательная сила модели UDL заметно лучше на отобранном наборе четно-четных ядер, но в то же время она демонстрирует наименьшую точность во всех остальных случаях. Исходя из результатов сравнения в дальнейшем для предсказания неизвестных периодов полураспада по каналу  $\alpha$ -распада была использована феноменологическая формула [35].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ ЯДЕР С  $Z \geq 100$

С помощью соотношения (1) были рассчитаны неизвестные энергии  $\alpha$ -распада по известным экспериментальным значениям для трех соседних ядер. Для этих расчетов были использованы экспериментальные значения по  $Q_{\alpha}$  из AME2020 [15]. Кроме того, из работы [5] были взяты значения для нескольких изотопов, не вошедших в AME2020: для  $^{283,285}\text{Sn}$ ,  $^{281,282}\text{Rg}$ ,  $^{277,279,281}\text{Ds}$  и  $^{274}\text{Mt}$ . Таким образом были рассчитаны  $Q_{\alpha}$  для ядер, лежащих непосредственно у границы актуальной карты изотопов, в то время как дальнейшее продвижение в области с избытком протонов или нейтронов осуществлялось с использованием итерационной процедуры. При увеличении итерационных шагов соответственно нарастает неопределенность полученных оценок, поэтому для получения реалистичных оценок число итерационных шагов должно ограничиваться (см., например, обсуждение в [17]).

На рис. 2 представлены значения рассчитанных энергий  $\alpha$ -распада для цепочек ядер  $Z = 108$  и  $Z = 114$ , в сравнении с предсказаниями, полученными в рамках модельных расчетов в подходе HFB [9] и FRDM [7]. Параметры данных моделей подогнаны на широком диапазоне ядер и в области известных

изотопов предсказания данных теоретических подходов позволяют адекватно описывать структуру и характеристики ядер. Как видно на примере цепочки изотопов флеровия ( $Z = 114$ ), в области СТЭ модельные предсказания сильно расходятся с экспериментальными данными. В то же время, метод локальных соотношений зачастую позволяет получать более точные предсказания для ядерных масс и иных энергетических характеристик, особенно для наиболее тяжелых элементов. На рис. 2 также представлены результаты работы [20], где аналогичные расчеты были выполнены с использованием локальных соотношений на основе данных AME2012. Можно отметить коррекцию предсказаний, связанную с изменением объема экспериментальных данных в области  $N > 167$  для  $Z = 108$  и  $N < 170$  для  $Z = 170$ .

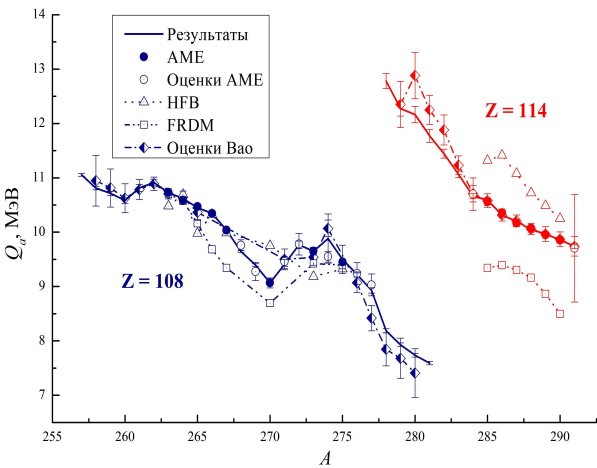


Рис. 2. Сравнение различных предсказаний энергий  $\alpha$ -распада в зависимости от массового числа для цепочек  $Z = 108$  и  $Z = 114$ . Сплошная линия — наши оценки, точки обозначены данные из AME 2020 [15]; закрашенные точки — экспериментальные данные, выколотые точки — оценки, модельные расчеты HFB [9] обозначены треугольниками, FRDM [7] — квадратами, оценки из работы Bao et al. [20] на основе AME2012 обозначены ромбами



Таблица 3. Энергии  $\alpha$ -частиц  $E_\alpha$ ,  $\alpha$ -распада  $Q_\alpha$  (в МэВ) и периоды полураспада  $T_{1/2}^\alpha$  избранных сверхтяжелых изотопов. Рассчитанные значения сопоставлены с экспериментальными данными из [41–43], а также теоретическими предсказаниями из [15, 20]. В скобках указаны погрешности (последние значащие цифры) экспериментальных данных и полученных оценок

| Изотоп            | Эксперимент |            |                          |        | Наша работа |                  | AME2020 [15] | Bao et al. [20] |
|-------------------|-------------|------------|--------------------------|--------|-------------|------------------|--------------|-----------------|
|                   | $E_\alpha$  | $Q_\alpha$ | $T_{1/2}$                | Ссылка | $Q_\alpha$  | $T_{1/2}^\alpha$ | $Q_\alpha$   | $Q_\alpha$      |
| $^{286}\text{Mc}$ | 10.71(2)    | 10.86(2)   | $20_{-9}^{+98}$ мс       | [41]   | 10.96(11)   | 19 мс            | —            | 11.01(14)       |
| $^{276}\text{Ds}$ | 10.75(3)    | 10.90(3)   | $0.36_{-15}^{+32}$ мс    | [42]   | 10.93(07)   | 0.4 мс           | 11.11(20)    | 11.49(15)       |
| $^{275}\text{Ds}$ | 11.20(2)    | 11.37(2)   | $0.43_{-12}^{+29}$ мс    | [43]   | 10.7(1.1)   | 2 мс             | 11.55(20)    | 10.96(19)       |
| $^{272}\text{Hs}$ | 9.63(2)     | 9.77(2)    | $0.16_{-06}^{+19}$ с     | [42]   | 9.77(12)    | 0.08 с           | 9.78(20)     | —               |
| $^{271}\text{Hs}$ | 9.34(2)     | 9.48(2)    | $46_{-16}^{+56}$ с       | [43]   | 9.41(18)    | 1.2 с            | 9.46(9)      | 9.54(15)        |
| $^{269}\text{Hs}$ | 9.20(4)     | 9.34(4)    | $13_{-4}^{+10}$ с        | [43]   | 9.40(11)    | 1.1 с            | 9.27(17)     | —               |
| $^{267}\text{Sg}$ | 8.27(2)     | 8.40(2)    | $9.8_{-4.5}^{+11.3}$ мин | [43]   | 8.40(18)    | 4.7 мин          | 8.63(21)     | —               |
| $^{265}\text{Sg}$ | 8.84(5)     | 8.97(5)    | $8.5_{-1.6}^{+2.6}$ с    | [43]   | 8.97(10)    | 3.6 с            | 9.05(12)     | —               |

Особый интерес представляет область около  $N = 162$ : ряд модельных расчетов предсказывают магичность данного числа нейтронов, что подтверждается, в том числе, и предсказаниями FRDM (см. рис. 2). Следует отметить, что недостаток экспериментальных данных не позволил авторам работы [20] сделать предсказания для ядер с  $158 < N < 163$ . Новые данные в AME2020, а также привлечение дополнительных экспериментальных данных из работы [5] позволили нам заполнить этот пробел. На рис. 3 представлены полученные энергии  $\alpha$ -распада для сверхтяжелых элементов с  $100 \leq Z \leq 118$ . Несмотря на то, что методика использования локальных соотношений не несет в себе информации о структуре ядра, использование полного объема экспериментальной информации в итоге приводит к проявлению некоторых особенностей, отражающих внутреннее строение ядра. На рис. 3 видно формирование характерных изломов на энергетической поверхности  $\alpha$ -распада, обычно связанных с магическими числами. Излом при  $N = 152$  прослеживается в большом количестве экспериментальных данных для изотопов с  $100 \leq Z \leq 105$  и составляет всего несколько сотен кэВ. Более существенный перепад связан с  $N = 162$  и составляет около 1 МэВ, однако можно заметить, что он определяется фактически только одним экспериментальным значением для  $^{274}\text{Hs}$ . Как уже было замечено, для заполнения разрыва экспериментальных данных AME2020 в данной области мы использовали экспериментальные данные работы [5], в первую очередь важны данные для  $Z = 109$  и 110. Высокая погрешность значения  $Q_\alpha = 10.2 \pm 1.1$  МэВ для  $^{274}\text{Mt}$ , однако, в свою очередь приводит и к существенным неопределенностям наших оценок для близлежащих ядер. В будущем появление новых экспериментальных данных должно прояснить вопрос о магических числах в данной области.

С помощью полученных значений  $Q_\alpha$  были рассчитаны периоды полураспада сверхтяжелых элементов  $T_{1/2}^\alpha$  по  $\alpha$ -каналу (см. рис. 4). В целом поведение зависи-

мостей  $T_{1/2}^\alpha(A)$  повторяет особенности энергетической поверхности  $Q_\alpha(N, Z)$ : значительный перепад наблюдается для ядер с числом нейтронов  $N \approx 162$ , также есть менее выраженный перепад около  $N \approx 152$ . Стоит отметить, что формула из работы [35], используемая в наших расчетах, лучше воспроизводит данные для четно-четных ядер, что характерно для большинства феноменологических соотношений. Наиболее существенные расхождения с экспериментальными значениями наблюдаются для ядер с нечетными значениями  $Z$  в диапазоне от 101 до 109, при этом полученные оценки не превышают экспериментальные данные больше чем на 2 порядка.

В конце 2019 г. на Фабрике сверхтяжелых элементов в Лаборатории ядерных реакций имени Г.Н. Флерова прошли первые эксперименты [40]. За последующие несколько лет были синтезированы новые изотопы и обновлены данные по ряду известных изотопов с четными значениями  $Z$  от 114 до 106, а также синтезирован новый изотоп московия  $^{286}\text{Mc}$  [41–44]. В табл. 3 представлены результаты для ряда изотопов, экспериментальные данные по которым не использовались в расчетной процедуре, в сравнении с нашими оценками и предсказаниями AME2020 и работы [20]. Теоретические оценки  $Q_\alpha$  для всех указанных ядер хорошо согласуются с экспериментальными данными. Отметим, что для большинства изотопов расчетная погрешность составляет сотни килоэлектронвольт, в то время как для изотопа  $^{275}\text{Ds}$  рассчитанная энергия  $Q_\alpha$  составляет  $10.7 \pm 1.1$  МэВ. Причиной столь большой неопределенности является упомянутая выше большая погрешность имеющейся экспериментальной оценки на энергию  $\alpha$ -распада в соседнем изотопе  $^{274}\text{Mt}$ , на основе которой, среди прочих, основывался расчет для  $^{275}\text{Ds}$ .

Менее точные оценки были получены для периодов полураспада по  $\alpha$ -каналу. В табл. 3 приведены экспериментальные значения периода полураспада, некоторые из которых включают также долю спонтанного

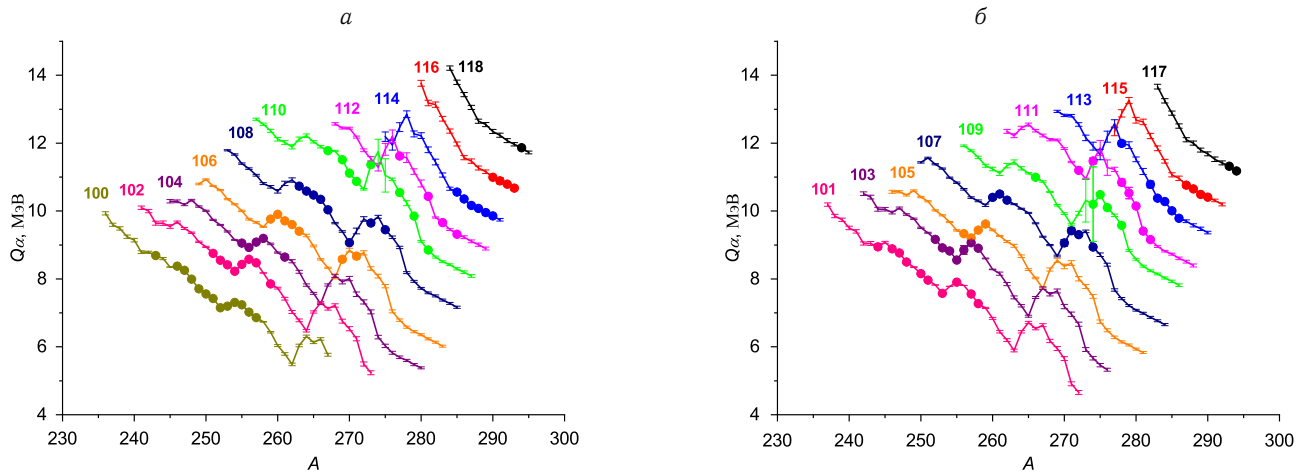


Рис. 3. Энергии  $\alpha$ -распада  $Q_\alpha$  в зависимости от массового числа в цепочках изотопов с четным (а) и нечетным (б) числом протонов  $Z$ . Точками обозначены экспериментальные значения из [5, 15]

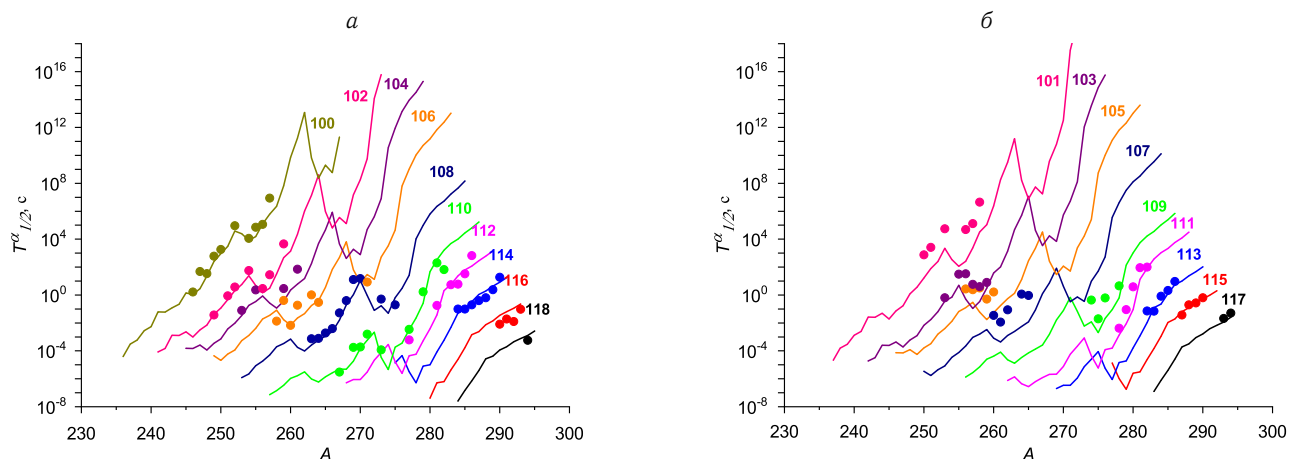


Рис. 4. Периоды полураспада  $\alpha$ -распада в зависимости от массового числа в цепочках изотопов с четным (а) и нечетным (б) числом протонов  $Z$ . Точками обозначены экспериментальные значения NuBase2020 [39]

деления. Можно отметить, что наши оценки в среднем в несколько раз занижают значения  $T_{1/2}^\alpha$ , полученные в работах [41–44] на основе экспериментальных значений  $Q_\alpha$  с использованием феноменологических формул Виолы–Сиборга и UDL.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены локальные соотношения для энергии  $\alpha$ -распада, построенные на основе различных локальных массовых соотношений для оценки энергии нейтрон-протонных корреляций, и показано, что на современном массиве экспериментальных данных наиболее точно выполняется соотношение (1) для четырех соседних нуклидов. Данное соотношение может быть эффективно использовано для предсказания значений

$Q_\alpha$  в области сверхтяжелых элементов, где количество экспериментальных данных по энергиям  $\alpha$ -распада существенно превышает объем данных по массам ядер.

С использованием экспериментальных данных AME2020 [15] и работы [5] рассчитаны значения  $Q_\alpha$  для ядер с  $Z \geq 100$ . Полученные оценки демонстрируют характерные особенности, обычно ассоциирующиеся с магическими числами, в области  $N = 152$  и  $N = 162$ , однако в первом случае соответствующий перепад составляет всего 200–300 кэВ, а скачок  $Q_\alpha$  при  $N = 162$  требует дополнительного изучения и подтверждения. Сравнение полученных значений  $Q_\alpha$  с новыми экспериментальными данными фабрики СТЭ (ЛЯР ОИЯИ, Дубна) показали высокую эффективность используемого метода.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МГУ имени М. В. Ломоносова.

- [1] Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K. // *Rep. Prog. Phys.* **78**, 3, 036301 (2015).
- [2] Hamilton J.H., Hofmann S., Oganessian Yu.Ts. // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63**, 383 (2013).
- [3] Hofmann H., Munzenberg G. // *Rev. Mod. Phys.* **72**, 733 (2000).
- [4] Ишханов Б.С., Третьякова Т.Ю. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* № 3. **3**, 3 (2017). (Ishkhanov B. S., Tretyakova T. Yu. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* **72**, 3, 203 (2017).)
- [5] Oganessian Yu. Ts., Sobiczewski A., Ter-Akopian G.M. // *Phys. Scr.* **92**, 2, 023003 (2017).
- [6] Lunney D., Pearson J. M., Thibault C. // *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1021 (2003).
- [7] Moller P., Sierk A. J., Ichikawa T., Sagawa H. // *At. Data Nucl. Data Tabl.* **109**, 1 (2016).
- [8] Ma N.-N., Zhang H.-F., Bao X.-J., Zhang H.-F. // *Chin. Phys. C.* **43**, 4, 044105 (2019).
- [9] Goriely S., Chamel N., Pearson J. // *Phys. Rev. Lett.* **102**, 152503 (2009).
- [10] Yamaguchi T., Koura H. // *Prog. Part. Nucl. Phys.* **120**, 103882 (2021).
- [11] Garvey G.T., Kelson I. // *Phys. Rev. Lett.* **16**, 197 (1966).
- [12] Garvey G.T., Gerace W.J., Jaffe R.L. et al // *Rev. Mod. Phys.* **41**, S1 (1969).
- [13] Janecke J., Berens H. // *Phys. Rev. C.* **9**, 1276 (1974).
- [14] Janecke J., Masson P.J. // *At. Data and Nucl. Data Tabl.* **39**, 2, 265 (1988).
- [15] Wang M., Huang W.J., Kondev F.G. et al // *Chin. Phys. C.* **45**, 3, 030003 (2021).
- [16] Fu G.J., Lei Y., Jiang H. et al // *Phys. Rev. C.* **84**, 034311 (2011).
- [17] Jiang H., Fu G. J., Sun B. et al // *Phys. Rev. C.* **85**, 054303 (2012).
- [18] Vladimirova E.V., Ishkhanov B.S., Simonov M.V. et al // *Int. J. Mod. Phys. E.* **30**, 4, 2150025 (2021).
- [19] Симонов М.В., Владимиров Е.В., Ишханов Б.С., Третьякова Т.Ю. // *Изв. РАН. Сер. физич.* **85**, 5, 676 (2021). (Simonov M. V., Vladimirova E.V., Ishkhanov B.S., Tretyakova T.Yu. // *Bull. RAS: Phys.* **85**, 5, 521 (2021).)
- [20] Bao M., He Z., Zhao Y.M., Arima A. // *Phys. Rev. C.* **90**, 024314 (2014).
- [21] Кравцов В.А. // *ЖЭТФ.* **36**, 4, 1224 (1959). (Kravtsov V.A. // *Sov. Phys. JETP.* **36**(9), 4, 871 (1959).)
- [22] Basu M.K., Banerjee D. // *Phys. Rev. C.* **3**, 992 (1971).
- [23] Ивлева А.П., Третьякова Т.Ю. // *Уч. Зап. ФФ МГУ.* **3**, 2330201 (2023).
- [24] Zhang J.-Y., Casten R.F., Brenner D.S. // *Phys. Lett. B.* **227**, 1 (1989).
- [25] Van Isacker P., Warner D.D., Brenner D.S. // *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4607 (1995).
- [26] Geiger H., Nuttall J.M. // *Philos. Mag.* **22**, 613 (1911).
- [27] Viola V.E., Seaborg G.T. // *J. Inorg. Nucl. Chem.* **28**, 3, 741 (1966).
- [28] Brown B.A. // *Phys. Rev. C.* **46**, 811 (1992).
- [29] Royer G. // *Nucl. Phys. A.* **848**, 3–4, 279 (2010).
- [30] Ren Yu., Ren Zh. // *Phys. Rev. C.* **85**, 044608 (2012).
- [31] Poenaru D.N., Gherghescu R.A., Greiner W. // *J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys.* **39**, 015105 (2012).
- [32] Luo S., Pan X., Dong J.-J. et al // *Commun. Theor. Phys.* **75**, 025301 (2023).
- [33] Cai B., Chen G., Xu J. et al // *Phys. Rev. C.* **101**, 054304 (2020).
- [34] Royer G. // *J. Phys. G* **26**, 1149 (2000).
- [35] Parkhomenko A., Sobiczewski A. // *Acta Phys. Pol. B.* **36**, 3095 (2005).
- [36] Qi C., Xu F.R., Liotta R.J., Wyss R. // *Phys. Rev. Lett.* **103**, 072501 (2009).
- [37] Akrawy D.T., Poenaru D.N. // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **44**, 105105 (2017).
- [38] National Nuclear Data Center, NuDat database, <https://www.nndc.bnl.gov/nudat/>. Дата обращения 13 января 2025 г.
- [39] Kondev F.G., Wang M., Huang W.J. et al // *Chin. Phys. C.* **45**, 3, 030001 (2021).
- [40] Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Kovrizhnykh N.D. et al // *Phys. Rev. C.* **106**, L031301 (2022).
- [41] Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Kovrizhnykh N.D. et al // *Phys. Rev. C.* **106**, 064306 (2022).
- [42] Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Shumeiko M.V. et al // *Phys. Rev. C.* **108**, 024611 (2023).
- [43] Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Shumeiko M.V. et al // *Phys. Rev. C.* **109**, 054307 (2024).
- [44] Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Ibadullayev D. et al // *Phys. Rev. C.* **106**, 024612 (2022).

## Determination of $\alpha$ -decay energies in the heavy element region

V. S. Ulyanova<sup>1</sup>, D. F. Bayramov<sup>1</sup>, S. V. Sidorov<sup>2,a</sup>, M. E. Stepanov<sup>1</sup>, K. A. Stopani<sup>2</sup>, T. Yu. Tretyakova<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

<sup>2</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University  
Moscow 119991, Russia

E-mail: <sup>a</sup>sv.sidorov@physics.msu.ru

Since the discovery of  $\alpha$ -decay, one of the main decay channels of unstable atomic nuclei, its intensive study has not ceased. These studies are especially relevant in the field of superheavy elements, since observation of the corresponding chain of  $\alpha$ -decays is necessary for the identification of new isotopes. Methods using mass ratios have long been successfully used to predict the masses of unknown nuclei. The efficiency of the method based on the residual  $np$ -interaction coefficient was previously demonstrated on the characteristics of  $\alpha$ -decay for isotopes with  $Z \leq 106$ . In this paper, the results for nuclei up to  $Z = 118$  are presented, obtained on the basis of experimental values of  $Q_\alpha$ .

Estimates of energy and  $\alpha$  decay rates obtained from AME2020 and NUBASE2020 data are in good agreement with the 2022–2024 experimental data.

PACS: 23.60.+e, 21.10.Tg

*Keywords:*  $\alpha$ -decay, superheavy elements,  $\alpha$ -decay energy.

*Received 20 March 2025.*

#### Сведения об авторах

1. Ульянова Валентина Сергеевна — студент; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: ulianova.vs22@physics.msu.ru.
2. Байрамов Даниэль Фаильевич — студент; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: bairamov.df20@physics.msu.ru.
3. Сидоров Семён Владимирович — канд. физ.-мат. наук, мл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: sv.sidorov@physics.msu.ru.
4. Степанов Михаил Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, физик; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: m.e.stepanov@gmail.com.
5. Стопани Константин Александрович — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: kstopani@sinp.msu.ru.
6. Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-56-31, e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru.