

Оценка энергий связи сверхтяжелых ядер на основе массовых соотношений для остаточного np -взаимодействия

Е. В. Владимирова¹, Б. С. Ишханов^{1,2}, М. В. Симонов¹, Т. Ю. Третьякова^{2*}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Статья поступила 28.06.2019; Подписана в печать 01.07.2019)

С использованием массовых соотношений для np -корреляций определены энергии связи атомных ядер с $Z=101-106$. На основе полученных данных рассчитаны энергии альфа-распада и сделаны оценки периодов полураспада по альфа-каналу. Полученные результаты находятся в согласии с другими модельными оценками.

PACS: 21.10.Dg, 21.30.Fe, 29.87.+g

УДК: 539.143

Ключевые слова: сверхтяжелые ядра, альфа-распад, $Z=101-106$

Синтез и изучение сверхтяжелых ядер (SHN) являются основным методом для проверки микроскопических моделей атомного ядра, предсказывающих существование острова стабильности в области сверхтяжелых элементов [1]. Альфа-канал является одной из доминирующих мод распада SHN и, как следствие, основным маркером для идентификации синтезированных нуклидов, что приводит к необходимости получения теоретических оценок энергии α -распада Q_α и его периода полураспада для SHN с высокой точностью. Для определения Q_α необходимо предсказание масс материнского и дочернего ядер.

Существуют различные теоретические модели для предсказания масс неизвестных нуклидов: микроскопические, опирающиеся на свойства межнуклонного взаимодействия, макроскопические, рассматривающие ядро как целое, а также микро-макроскопические модели, включающие в себя и те, и другие факторы. Отдельный класс образуют феноменологические подходы с использованием локальных массовых соотношений. Последний метод сочетает математическую простоту с высокой точностью предсказаний с отклонением от 60 до 300 кэВ [2]. Локальные массовые соотношения включают в себя несколько энергий связи близлежащих на NZ -диаграмме нуклидов; если известна только одна энергия связи из используемых, её можно получить на основе известных энергий и аппроксимации разностного выражения. Известным примером данного метода является использование соотношений Гарви-Келсона [3]. Большие успехи в предсказании масс ядер были достигнуты в использовании массовых соотношений для оценки остаточного np -взаимодействия [4–7]. В наиболее простом случае энергия np -взаимодействия в нечетно-нечетном ядре

может быть представлена следующим образом [8]:

$$\begin{aligned} \Delta_{np}(N, Z) &= \\ &= S_{np}(N, Z) - S_n(N, Z - 1) - S_p(N - 1, Z) = \\ &= B(N, Z) + B(N - 1, Z - 1) - \\ &\quad - B(N - 1, Z) - B(N, Z - 1), \quad (1) \end{aligned}$$

где $S_{np}(N, Z)$, $S_n(N, Z)$, $S_p(N, Z)$ — энергии отделения нейтрона и протона, нейтрона, протона соответственно; $B(N, Z)$ — энергия связи ядра.

Формула (1) обладает двумя особенностями, обеспечивающими её успешное применение в методе локальных массовых соотношений. Во-первых, благодаря относительно монотонному поведению зависимости Δ_{np} от массового числа A , появляется возможность подобрать достаточно точную аппроксимацию [9]. Во-вторых, формула включает в себя энергии связи только 4 соседних ядер, что особенно важно для области SHN, где количество экспериментально известных энергий связи сильно ограничено.

Ранее в работе [10] нами была протестирована устойчивость данной методики с использованием аппроксимации Δ_{np} из работы [7], полученной с использованием данных АМЕ2003, и современной систематики масс атомных ядер АМЕ2016. Для поиска новой аппроксимации $\Delta_{np}(A)$ в области тяжелых ядер используется следующее выражение:

$$\Delta_{np}^{approx}(A) = C_1 + C_2 \cdot A^{-\gamma}, \quad (2)$$

где C_1, C_2, γ — параметры аппроксимации, подобранные для ядер $A \geq 180$ за исключением области магических чисел $Z = 81, 82, 83, N = 125, 126, 127$ на основе экспериментальных данных из АМЕ2016 [11]. Полученные значения коэффициентов приведены в табл. I. Среднеквадратичные отклонения Δ_{np}^{approx} от Δ_{np} в рассматриваемом диапазоне составляют 153 кэВ и 111 кэВ для четных и нечетных A соответственно.

*E-mail: tretyakova@sinp.msu.ru

Таблица I: Значения коэффициентов аппроксимации $\Delta_{np}^{approx}(A)$

	C_1 (кэВ)	C_2 (кэВ)	γ
A четные	-0.031 ± 0.083	106.599 ± 16.646	1
A нечетные	0.116 ± 0.005	—	—

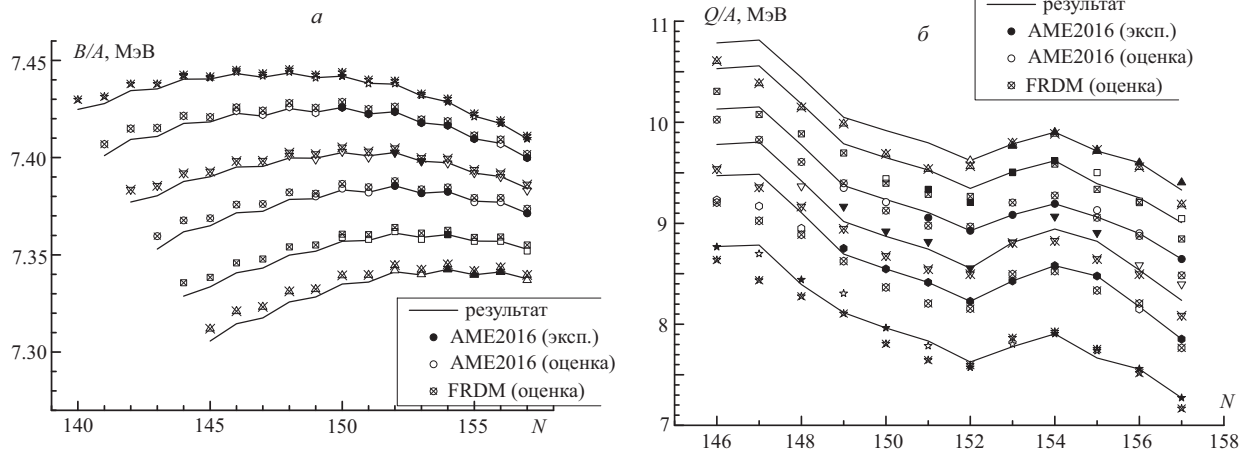


Рис. 1: *a* — Зависимость удельной энергии связи ядер $Z=101-106$ от числа нейтронов N . Сплошная линия — результаты расчетов; заполненные и пустые маркеры — экспериментальные и оцененные данные AME2016 соответственно; перечеркнутые маркеры — результаты расчетов FRDM; *б* — Зависимость энергии α -распада ядер $Z=101-106$ от числа нейтронов N

На рис. 1, *a* представлены результаты расчетов удельных энергий связи для изотопов $Z = 101 - 106$. Для нуклидов с известными экспериментальными массами указаны экспериментальные значения. Полученные результаты для энергий связи находятся в хорошем соответствии с оценками AME2016 и расчетами в модели жидкой капли конечного радиуса FRDM [12] вблизи экспериментально изученных ядер. При удалении в область протонного избытка полученные результаты и расчеты FRDM расходятся. Одна из причин данного расхождения заключается в том, что для оценки энергии связи очередного нуклида в наших расчетах используются оценки предыдущих итераций, что при отсутствии экспериментального значения приводит к нарастанию ошибок.

На основе полученных энергий связи рассчитаны характеристики α -распада для изотопов $Z = 101 - 106$. Энергии α -распада Q_α включают две оценки — массы начального и конечного ядер, поэтому характеризуются большим разбросом, но при этом общая тенденция поведения $Q_\alpha(A)$ сохраняется во всех подходах (рис. 1, *б*). В качестве данных AME2016 на рис. 2 использованы экспериментальные и оцененные значения энергий α -распада. Применение метода на диапазоне экспериментально изученных тяжелых ядер $Z = 84 - 105$, $N = 128 - 157$ (345 рассмотренных ядер) позволило получить точность предсказанных энергий α -распада со среднеквадратичным отклонением 174 кэВ. Расчет периода полураспада выполнен с использова-

нием соотношения Виолы-Сиборга [13]:

$$\lg(T_{1/2}) = \frac{(aZ + b)}{\sqrt{Q_\alpha}} + (cZ + d) + h_{log}, \quad (3)$$

где параметры, согласно [14], имеют следующие значения: $a = 1.389$, $b = 13.862$, $c = -0.1086$ и $d = -41.458$, фактор h_{log} равен 0, 0.641, 0.437 и 1.024 для четно-четных, четно-нечетных (четных по Z), нечетно-четных и нечетно-нечетных ядер, соответственно. Период полураспада сильно зависит от величины Q_α , что делает оценки $T_{1/2}$ более чувствительными к ошибкам. Сравнение расчетных и теоретических значений периода полураспада приведено на рис. 2.

В рамках данной работы с использованием новой аппроксимации остаточного np -взаимодействия Δ_{np} для ядер с $A \geq 180$ получены оценки энергий связи, энергий и полупериодов α -распада для $Z = 101 - 106$, $N \leq 157$. Сравнение с другими работами демонстрирует удовлетворительную точность полученных результатов. Сочетание используемых в формуле Δ_{np} изотопов не позволяет получить предсказаний для ядер $Z > 106$, $N > 157$, так как для продвижения не хватает экспериментально известных значений. Расчет энергий связи за пределами указанной области может быть проведен в дальнейшем при совместном использовании нескольких массовых соотношений.

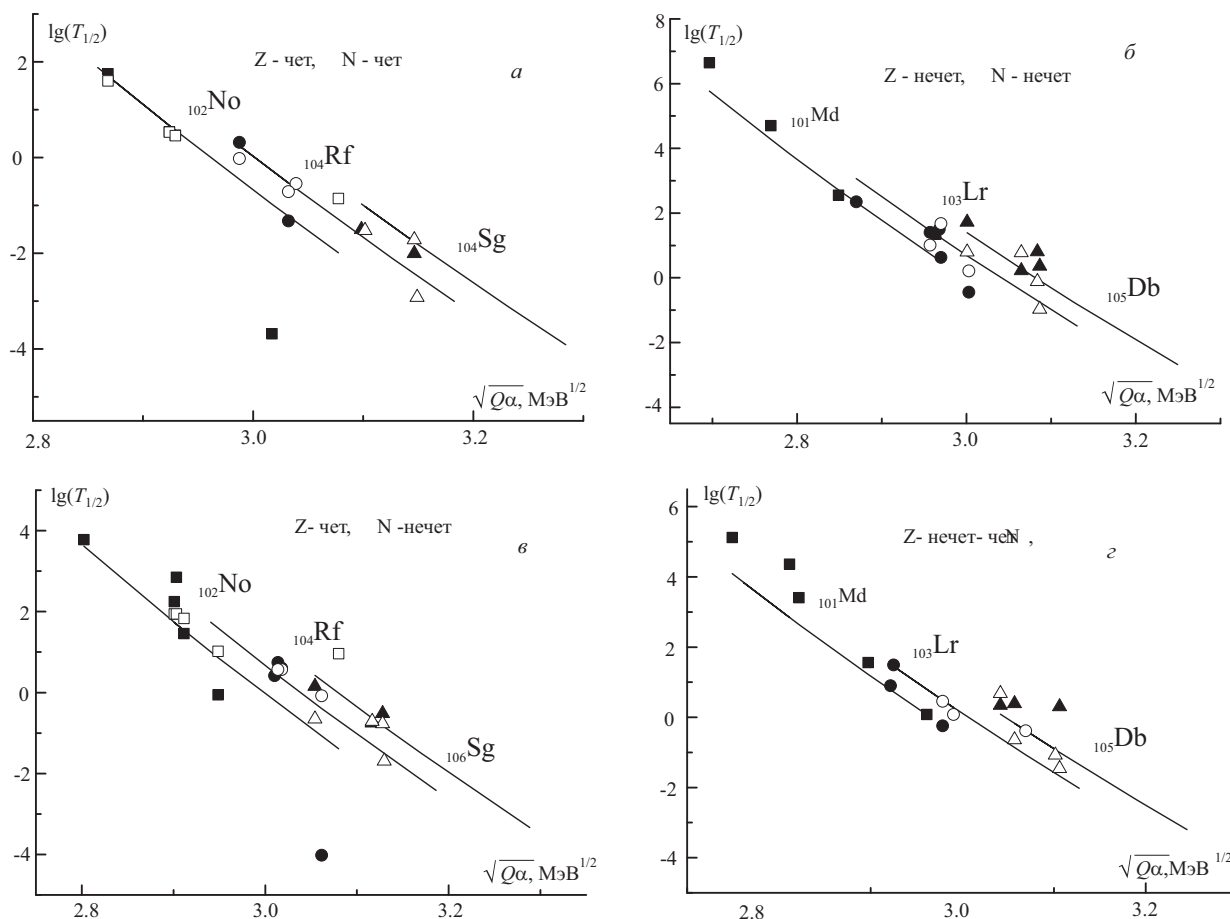


Рис. 2: Зависимость десятичного логарифма периода полураспада от квадратного корня энергии альфа-распада. Сплошная линия — результаты расчетов; заполненные и пустые маркеры — экспериментальные данные АМЕ2016 и оценки [7] соответственно

[1] Giuliani S.A. et al. // Rev. of Modern Phys. 2019. **91**. 011001.
 [2] Lunney D. et al. // Rev. of Mod. Phys. 2003. **75**. P. 1021.
 [3] Garvey G. T., Kelson I. // Phys. Rev. Lett. 1966. **16**. P. 197.
 [4] Janecke J., Berens H. // Phys. Rev. C. 1974. **9**. P. 1276.
 [5] Janecke J., Masson P.J. // At. Data and Nucl. Data Tabl. 1988. **39**. P. 265.
 [6] Fu G.J. et al. // Phys. Rev. C. 2011. **84**. 034311.
 [7] Jiang H. et al. // Phys. Rev. C. 2012. **85**. 054303
 [8] Kravtsov V.A. // Sov. Phys. JETP. 1959. **369**. P. 871
 [9] Ishkhanov B.S. et al. // Chinese Phys. 2019. **43**, № 1. 014104
 [10] Владимирова Е. В. et al. // Ученые записки физ. ф-та Моск. ун-та. 2019. № 2. 1920103.
 [11] Audi G. et al. // Chin. Phys. C. 2017. **41**, N 3. 030001
 [12] Moller P. et al. // At. Data and Nucl. Data Tabl. 2016. **109-110**, P. 1.
 [13] Viola V.E., Seaborg G. T. et al. // Nucl. Chem. 1966. **28**, P. 741.
 [14] Parkhomenko A., Sobiczewski A. // Acta Phys. Polonica B. 2005. **36**, N 10.

Binding energies of superheavy elements on the basis of mass relations for residual np-interaction

E. V. Vladimirova¹, B. S. Ishkhanov^{1,2}, M. V. Simonov¹, T. Yu. Tretyakova^{2,a}

¹ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia

²Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University Moscow 119991, Russia

E-mail: ^atretyakova@sinp.msu.ru

Using the mass ratios for np -correlations, the binding energies of atomic nuclei with $Z = 101-106$ are determined. Based on the data obtained, the calculations of alpha-decay energies was made and half-lives are estimated by alpha channel. The results obtained are in agreement with other model estimates.

PACS: 21.10.Dr, 21.30.Fe, 29.87.+g

Keywords: superheavy elements, alpha decay, $Z=101-106$.

Received 28 June 2019.

Сведения об авторах

1. Владимирова Елена Витальевна — аспирант; тел.: 495 939-56-36, e-mail: vladimirova.elena@physics.msu.ru.
 2. Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: 495 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
 3. Симонов Макар Валерьевич — студент; тел.: 495 939-56-36, e-mail: simonov.mv16@physics.msu.ru.
 4. Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, тел.: 495 939-56-36, e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru.
-