

Массовые соотношения для предсказания масс неизвестных атомных ядер

А. П. Ивлева^{1,*}, Т. Ю. Третьякова^{1,2}

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

²Московский 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 09.04.2023; подписана в печать 12.04.2023)

На основе современных данных АМЕ2020 рассмотрены такие массовые соотношения, связанные с нейтрон–протонными корреляциями, как Δ_{np} , δV_{np} и соотношения Гарви–Келсона, используемые для предсказания масс неизвестных атомных ядер. Проведен анализ поведения этих характеристик в рамках модели жидкой капли и в микроскопическом подходе Хартри–Фока в сравнении с современными экспериментальными данными. Получены новые аппроксимации соотношений Δ_{np} и δV_{np} от массового числа A .

PACS: 21.10.Dg

УДК: 539.143.23

Ключевые слова: масса атомного ядра, нейтрон–протонные корреляции.

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день известно около 3500 ядер, но предполагается, что число ядер должно быть около 7000. Характеристики неизвестных изотопов, в первую очередь, их массы, важны для определения границ существования ядер. Характеристики тяжелых изотопов важны для постановки экспериментов по синтезу новых элементов, также особый интерес для моделирования астрофизических процессов представляют неизвестные нейтрон-избыточные изотопы в области трека r -процесса [1–3].

Существуют различные подходы, позволяющие с той или иной точностью оценить массу и энергию связи неизвестных атомных ядер. Теоретические методы включают макроскопические подходы (капельная модель ядра), рассматривающие ядро как каплю ядерной материи, и микроскопические (например подход Хартри–Фока), решающие задачу описания системы нуклонов и основанные на свойствах межнуклонного взаимодействия. Существенные успехи достигнуты в рамках макро-микроскопических подходов, основанных на модели жидкой капли и включающих в себя поправки на эффекты оболочечной структуры атомных ядер (например, модель FRDM [4]).

Достаточно эффективным для предсказания масс является также феноменологический подход, использующий простые алгебраические линейные соотношения масс соседних ядер. Поскольку массовая поверхность $M_{\text{ядра}}(N, Z)$ является непрерывной, то возможно предсказание массы неизвестного ядра на основе локальной совокупности экспериментальных значений. Примером данного подхода служат соотношения Гарви–Келсона [5, 6], а также методика на основе соотношения для оценки остаточного np -взаимодействия [7].

Несмотря на простоту и прозрачность метода, данный подход обладает высокой предсказательной точностью (отклонения могут составлять от 60 до 300 кэВ) [1].

Ранее в работе [8] нами были рассмотрены различные массовые соотношения, связанные с нейтрон–протонными корреляциями, и получены аппроксимации для вкладов спаривания тождественных нуклонов и энергии np -взаимодействия в зависимости от массового числа A . Поскольку некоторые из этих соотношений показали свою эффективность для предсказания масс неизвестных ядер, важно проанализировать поведение соответствующих характеристик на основе современных экспериментальных данных АМЕ2020 [9], а также сравнить их с расчетами в различных модельных подходах, позволяющих выделить те или иные особенности структуры ядра. Мы рассмотрим такие наиболее активно обсуждаемые соотношения для оценки np -корреляций, как Δ_{np} [10] и δV_{np} [11], на основе современных экспериментальных данных, а также в рамках модели жидкой капли (LDM) и на основе расчетов методом Хартри–Фока с взаимодействием Скирма (SHF). Используемая нами модель жидкой капли позволяет учесть эффект спаривания нуклонов, но не включает в себя поправок на оболочечную структуру ядра, в то время как расчеты в SHF без учета спаривания позволяют продемонстрировать влияние оболочечной структуры.

1. СООТНОШЕНИЯ ГАРВИ–КЕЛСОНА

В 1966 г. в работах [5, 6] был впервые использован метод предсказания масс неизвестных атомных ядер на основе локальных массовых соотношений. Он основан на формулах, связывающих массы (или энергии связи $B(N, Z)$) шести близко расположенных нуклидов и известных как поперечное (GK_T) и продольное (GK_L) соотношения Гарви–Келсона (рис. 1, а, б):

* ivleva.ap19@physics.msu.ru

$$GK_T: -B(N+2, Z-2) + B(N, Z) - B(N, Z-1) + B(N+1, Z-2) - B(N+1, Z) + B(N+2, Z-1) = 0. \quad (1)$$

$$GK_L: +B(N, Z-2) - B(N+2, Z) + B(N+2, Z-1) - B(N+1, Z-2) + B(N+1, Z) - B(N, Z-1) = 0. \quad (2)$$

Соотношения Гарви-Келсона базируются на модели независимых частиц в предположении медленного изменения одночастичных характеристик нуклонов в атомных ядрах с ростом A и включают в себя требование равенства 0 суммы проекций изоспина используемых ядер.

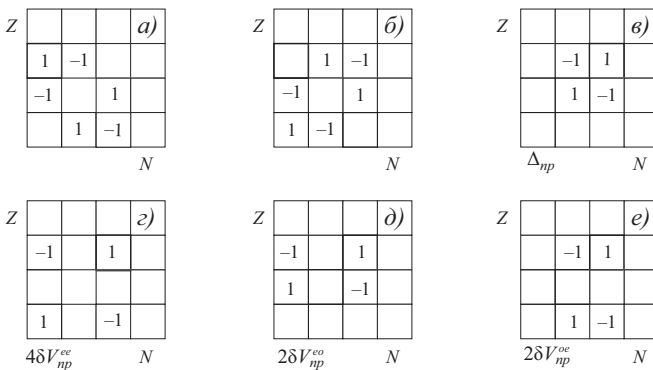


Рис. 1. Локальные массовые соотношения на NZ -диаграмме: соотношения Гарви-Келсона [5] GK_T (а), GK_L (б), оценка np -взаимодействия в нечетно-нечетных ядрах Δ_{np} (в) и соотношения δV_{np} в четно-четных (г), четно-нечетных (д) и нечетно-четных (е) ядрах. Цветом отмечено ядро (N, Z)

Соотношения (1) и (2) могут быть использованы для предсказания массы неизвестного шестого ядра на основе пяти известных. В силу своей структуры наиболее продуктивным с точки зрения продвижения от линии стабильности в области протонного или нейтронного избытка является поперечное соотношение GK_T . Поскольку карта известных изотопов постоянно расширяется, актуальной является проверка точности выполнения данных соотношений на основе современных экспериментальных данных. На рис. 2 представлены зависимости соотношений GK_T и GK_L от массового числа $A > 11$ на базе данных АМЕ2020. Видно, что разброс значений в области легких ядер для поперечного соотношения существенно больше и достигает 4 МэВ, при том, что для продольного соотношения эта величина не превышает 2.5 МэВ. Данное различие вполне соответствует характеру массовой поверхности в данной области, где линия стабильности идет по линии $N = Z$, оболочечная структура ярко выражена и играет значительную роль в формировании характеристик ядра.

Для более тяжелых ядер в области $A > 40$ среднеквадратичное отклонение от 0 для GK_T составляет 286.7 кэВ, а для GK_L — 200.7 кэВ. В этой области уже практически отсутствуют ядра с $N = Z$, дающие наиболее значительные отклонения от 0, а отклонения для магических ядер не отличаются от общей тенденции, что свидетельствует о том, что соотношения Гарви-Келсона не чувствительны к оболочечным эффектам.

2. ОЦЕНКА ОСТАТОЧНОГО НЕЙТРОН-ПРОТОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ Δ_{np}

Дальнейшее развитие метода локальных массовых соотношений было сделано в работах Янеке [7, 12]. Приняв во внимание, что по мере удаления от линии стабильности предсказания соотношений GK_T и GK_L все больше расходятся и точность расчетов существенно падает, было предложено использовать оценку остаточного нейтрон-протонного взаимодействия Δ_{np} . Преимущество такого подхода заключается в том, что в соотношение Δ_{np} входят энергии связи только для четырех соседних ядер, что значительно повышает точность расчетов. Величина Δ_{np} в случае нечетно-нечетных ядер определяется как разность энергии отделения пары нейтрон-протон S_{np} и суммы энергий отделения протона S_p и нейтрона S_n от замкнутого дважды магического остова $(N-1, Z-1)$ [10]:

$$\Delta_{np}(N, Z) = S_{np}(N, Z) - (S_p(N-1, Z) + S_n(N, Z-1)) = B(N, Z) + B(N-1, Z-1) - B(N, Z-1) - B(N-1, Z). \quad (3)$$

Соотношение (3) изначально было предложено для нечетно-нечетных ядер, затем его применение было расширено на все типы ядер (см., например, [8]). Модельный анализ данной характеристики предсказывает ее слабую зависимость от A и от нейтронного избытка $(N-Z)$ (фактически от проекции изоспина) [7]. Расчетная схема Δ_{np} представлена на рис. 1, в. В сравнении с рис. 1, а, б видно, что соотношения GK_T и GK_L фактически являются комбинациями Δ_{np} для соседних ядер, исключаящими зависимость от A или от проекции изоспина, соответственно.

Успешность использования тех или иных массовых соотношений зависит от того, насколько гладкими являются соответствующие зависимости от массового числа и от нейтронного избытка (или от N и Z). В качестве примера на рис. 3 приведены зависимости Δ_{np} от числа нейтронов N в цепочках изотопов алюминия ($Z = 13$) и олова ($Z = 50$).

Экспериментальные значения Δ_{np} в цепочках изотопов разделяются на две группы с четным и нечетным значением A . Изотопы алюминия (рис. 3, а) относятся к области легких ядер, для которых различие в значениях величины Δ_{np} между четными и нечетными A составляет свыше 1 МэВ. В экспериментальной зависимости ярко выражен пик при $N=13$, соответствующий

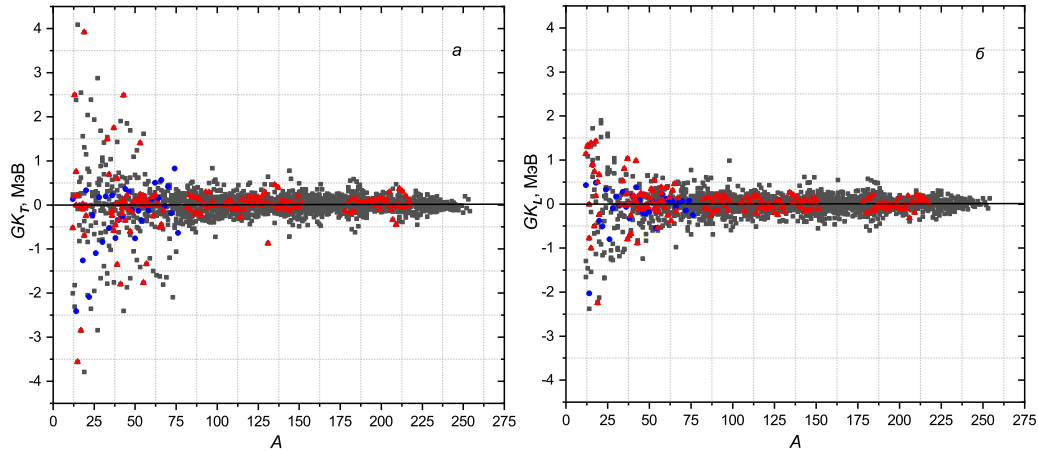


Рис. 2. Значения соотношений GK_T (а) и GK_L (б) от A . Синими точками отмечены ядра с $N = Z$, красными точками — магические ядра. Для расчета использованы данные АМЕ2020 [8]

энергии Вигнера для ядер с $N = Z$, а также присутствует выброс при $N = 20$, который мог бы быть связан с магическим числом 20 и переходом на следующую оболочку. В изотопах олова значения Δ_{np} для четных и нечетных ядер отличаются на величину в среднем 0.5 МэВ, при этом важно отметить достаточно гладкое общее поведение обеих групп значений (рис. 3, б).

Для иллюстрации влияния оболочечной структуры на значения Δ_{np} мы провели расчеты методом Хартри-Фока с силами Скимма [13] без учета эффекта спаривания нуклонов. Важно отметить, что в этом случае основное влияние оболочечной структуры может быть связано с заполнением очередной подоболочки, поскольку в отсутствие спаривания вычислительная схема не позволяет ввести параллельное заполнение подоболочек и фактически реализуется последовательное заполнение уровней. На рис. 3 отмечен соответствующий порядок уровней и видно, что переход на следующую подоболочку приводит к незначительным отклонениям, не превышающим 100 кэВ.

Наиболее отчетливо выделить влияние спаривания нуклонов позволяют расчеты в модели жидкой капли. В этом подходе ядро представляется как сферическая (в обычном состоянии), положительно заряженная и несжимаемая капля жидкости, а энергия связи ядра рассчитывается по формуле Бете-Вайцзеккера [15, 16], включающей в себя объемный, поверхностный и кулоновский члены, описывающие каплю, а также вклад энергии симметрии, наличие ко-

торого обусловлено принципом Паули. Также в формулу был добавлен вклад энергии спаривания нуклонов, вид и значения коэффициентов которого определяются из подгонки экспериментальных данных. Мы рассмотрим два варианта описания эффекта спаривания:

1. LDM w/o np — расчеты проведены в модели жидкой капли без учета np -спаривания. В этом случае член в формуле Вайцзеккера, описывающий усредненный эффект спаривания тождественных нуклонов, имеет вид: $E_{pair} = \delta^{-\frac{3}{4}}$, где δ определяется выражением [17]:

$$\delta = \begin{cases} +\Delta, & \text{четно-четные ядра} \\ 0, & \text{четно-нечетные ядра} \\ -\Delta, & \text{нечетно-нечетные ядра} \end{cases},$$

$$\Delta_n = \Delta_p = \Delta = 34 \text{ МэВ.}$$

2. LDM w/ np — расчеты с учетом различия вкладов nn -, pp - и np -спаривания. В работе [18] был предложен следующий вид вклада энергии спаривания в формулу Бете-Вайцзеккера:

$$E_{pair} = \begin{cases} 0, & \text{четно-четные ядра} \\ \Delta_n, & \text{нечетно-четные ядра} \\ \Delta_p, & \text{четно-нечетные ядра} \\ \Delta_n + \Delta_p - \delta_{np}, & \text{нечетно-нечетные ядра} \end{cases}.$$

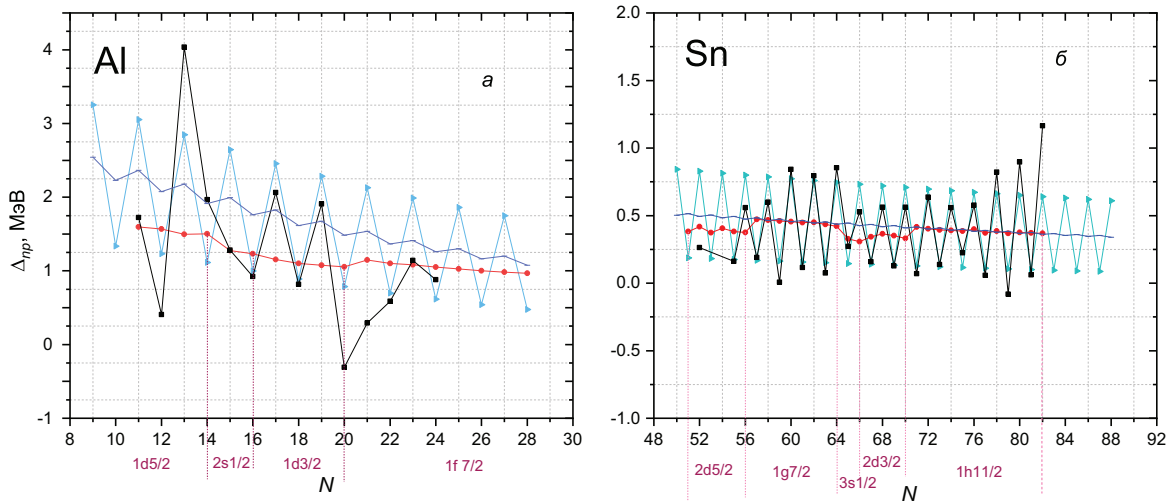


Рис. 3. Зависимость $\Delta_{np}(N)$ в изотопах Al (а) и Sn (б) на основе экспериментальных данных (черная кривая) и модельные расчеты в LDM с учетом нейтрон-протонного спаривания (голубая кривая) и с учетом только спаривания тождественных нуклонов (синяя кривая). Красная кривая — расчет SHF с параметризацией SLy4 [14]

В этом варианте расчета мы использовали аппроксимации соответствующих вкладов, полученные нами ранее в работе [8] на основе данных AME2016:

$$\delta_{np} = 7.04 \cdot A^{-\frac{2}{3}}, \Delta_n = 5.11 \cdot A^{-\frac{1}{3}}, \Delta_p = 5.74 \cdot A^{-\frac{1}{3}}.$$

На рис. 3 видно, что учет усредненного спаривания тождественных нуклонов практически не отражается на поведении $\Delta_{np}(N)$, в то время как добавление поправки на нейтрон-протонные корреляции δ_{np} приводит к разбросу между четными и нечетными A и значительно улучшает согласие с экспериментальной кривой. Наиболее четко это согласие прослеживается для изотопов вблизи от линии стабильности для состояний с относительно большим значением j : для Al это

$j = 3/2$, для изотопов олова это $j = 7/2$ и $11/2$.

3. СООТНОШЕНИЕ δV_{np}

Вопрос о нейтрон-протонных корреляциях в последние годы привлекает повышенное внимание [19, 20]. Помимо соотношения Δ_{np} , для описания np -взаимодействия в литературе также активно используется величина δV_{np} [11], которая для нечетно-нечетных ядер совпадает с величиной Δ_{np} , а для остальных вычисляется иным способом (рис. 1, в, г, д, е):

$$\delta V_{np}(N, Z) = \begin{cases} \frac{1}{4} [B(N, Z) - B(N, Z - 2) - B(N - 2, Z) + B(N - 2, Z - 2)], & NZ : \text{чет-чет}, \\ \frac{1}{2} [B(N, Z) - B(N, Z - 1) - B(N - 2, Z) + B(N - 2, Z - 1)], & NZ : \text{чет-неч}, \\ \frac{1}{2} [B(N, Z) - B(N, Z - 2) - B(N - 1, Z) + B(N - 1, Z - 2)], & NZ : \text{неч-чет}, \\ B(N, Z) - B(N, Z - 1) - B(N - 1, Z) + B(N - 1, Z - 1), & NZ : \text{неч-неч}. \end{cases}$$

На рис. 4 приведены зависимости величины δV_{np} от числа нейтронов для изотопов алюминия и олова. Для алюминия по-прежнему остался выброс при $N = Z = 13$, соответствующий энергии симметрии, использование данной характеристики в качестве индикатора энергии Вигнера показано в работе [19]; масштабы остальных флуктуаций сравнимы с флуктуациями в методе Хартри-Фока в диапазоне около 1.5 МэВ. Для олова характеристика δV_{np} демонстри-

рует более гладкое по сравнению с Δ_{np} поведение: диапазон флуктуаций экспериментальной кривой также сравним с разбросом расчетов в SHF и не превышает 200 кэВ. Расчеты в LDM показывают, что данная характеристика имеет очень гладкое поведение для четно-четных и нечетно-четных ядер (рис. 4, б), при этом учет np -корреляций приводит к разделению на две группы — нечетно-нечетных и четно-нечетных изотопов (рис. 4, а). Таким образом, можно рассчиты-

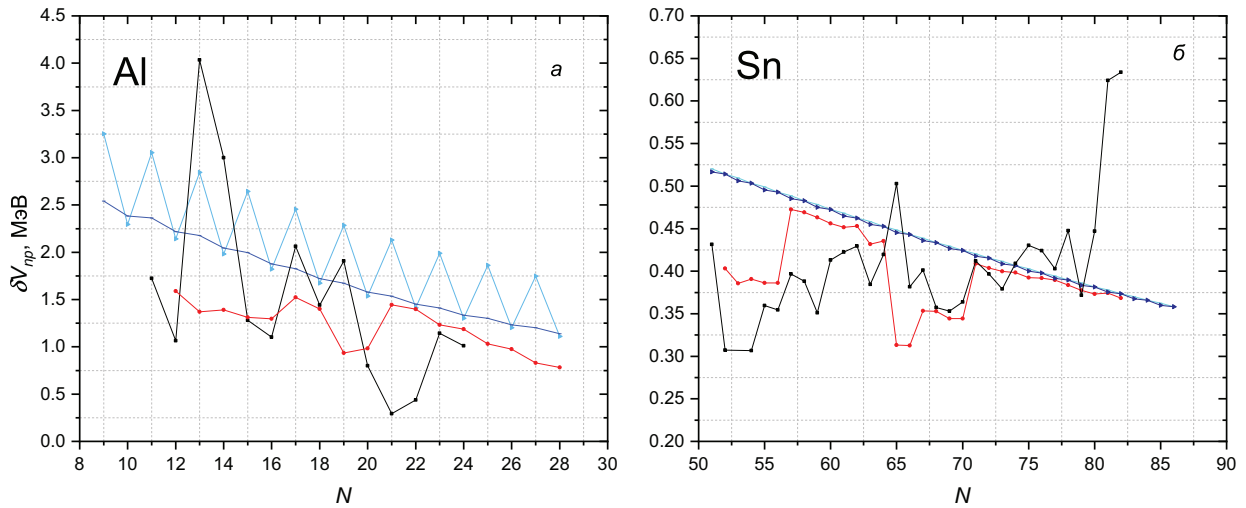


Рис. 4. Зависимость $\delta V_{np}(N)$ для изотопов алюминия (а) и олова(б). Обозначения см. рис. 3

Таблица 1. Параметры функции (4) для аппроксимации $\Delta_{np}(A)$ для $A > 40$

	C_1 , МэВ	C_2 , МэВ	γ	σ , кэВ
A четные	0.133 ± 0.015	62.40 ± 1.70	-1	169
	0	31.84 ± 3.06	-0.81 ± 0.02	168
	0	76.36 ± 0.74	-1	177
A нечетные	0.087 ± 0.005	0	-	147
	0.023 ± 0.013	8.24 ± 1.52	-1	144
	0	10.75 ± 0.62	-1	145

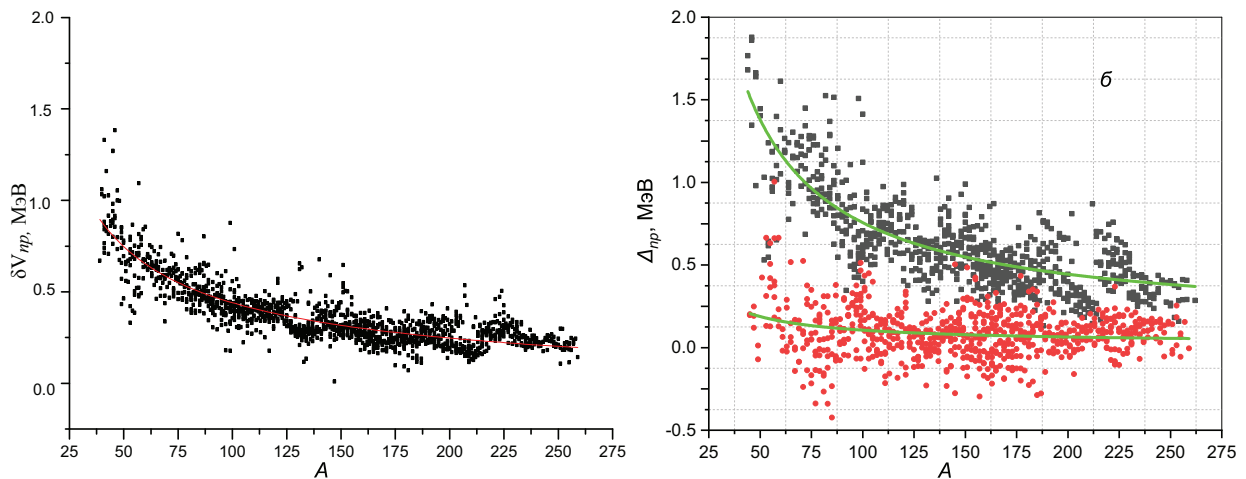


Рис. 5. Аппроксимации зависимостей $\delta V_{np}(A)$ для нечетных A и четно-четных ядер (а) и $\Delta_{np}(A)$ для четных A (черные точки) и нечетных A (красные точки) (б). Точки — расчет с использованием данных АМЕ2020. Линии — наиболее оптимальные аппроксимации (см. табл. 1 и 2)

вать на успешное применение соотношений δV_{np} для построения аппроксимаций и их применения для предсказания масс ядер.

4. АППРОКСИМАЦИИ ЗАВИСИМОСТЕЙ Δ_{np} и δV_{np}

Для предсказания масс неизвестных ядер необходимы аналитические аппроксимации рассмотренных характеристик. Наиболее часто используется зависи-

Таблица 2. Параметры функции (5) для характеристики $\delta V_{np}(A)$ для $A > 40$ (кроме нечетно-нечетных ядер) и величина среднеквадратичного отклонения σ

C_1 , МэВ	C_2 , МэВ	γ	σ , кэВ
0	17.82 ± 0.92	-0.81 ± 0.01	114.1
0.08 ± 0.05	34.23 ± 0.51	-1	114.1
-0.081 ± 0.007	11.25 ± 0.17	$-2/3$	113.9

мость от массового числа A с различными вариантами степенной зависимости:

$$\Delta_{np}(A) = C_1 + C_2 \cdot A^\gamma, \quad (4)$$

$$\delta V_{np}(A) = C_1 + C_2 \cdot A^\gamma, \quad (5)$$

где C_1 , C_2 и γ — параметры аппроксимации, которые либо находятся из фитирования экспериментальных значений, либо фиксируются. Поскольку у $A^{1/3}$ есть определенный физический смысл (данная величина пропорциональна радиусу ядра), то представляется разумным поиск аппроксимаций с показателями степени γ , кратными $1/3$.

В табл. 1 приведены результаты аппроксимаций величины Δ_{np} для различных наборов подгоночных коэффициентов. В соответствии с проведенным выше анализом, массив значений Δ_{np} следует разделить на две группы: для четных и нечетных A (см. рис. 5, б). Также при подгонке были исключены области магических и около магических чисел (отличающихся на 1), а также ядер с $N = Z$, $N = Z \pm 1$ и $Z = N \pm 1$.

Видно, что в случае свободного параметра показателя степени значение $\gamma = -0.81$ близко к значению -1 , обычно используемому при аппроксимации Δ_{np} для четных A [21, 22].

Непосредственное сравнение параметров наших аппроксимаций с полученными ранее в большинстве случаев затруднено из-за различного выбора базы экспериментальных значений при проведении подгонки. Так, в работе [21] при получении аппроксимаций весь диапазон ядер разбивался на области с различными значениями A . Такой подход был оптимальным и для предсказания масс сверхтяжелых ядер в работе [22], где подгонка проводилась для $A > 180$. Позже в работе [23] мы показали, что использование показателя степени γ в качестве подгоночного параметра позволяет отказаться от разбиения на отдельные области и провести подгонку параметров аппроксимации сразу для всего диапазона ядер. Полученные в [23] параметры для четных A ($C_2 = 28.2 \pm 2.2$ МэВ и $\gamma = -0.79 \pm 0.02$) находятся в согласии с соответствующими параметрами, полученными в настоящей работе (см. табл. 1).

На рис. 5 представлены зависимости $\delta V_{np}(a)$ и $\Delta_{np}(b)$ от массового числа A . Значения характеристики Δ_{np} делятся на две группы для нечетных и четных значений массового числа A . Значения δV_{np} для нечетных A и четно-четных ядер демонстрируют существенно меньший разброс. При подгонке параметров нами также были удалены значения для четно-четных ядер с $N = Z$ и для ядер, в расчеты для которых попадали энергии связи для ядер с $N = Z$. По результатам данной подгонки для δV_{np} наиболее оптимальным является показатель $\gamma = -2/3$, однако этот результат незначительно отличается от других вариантов подгонки и может зависеть от выбора данных.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе современной базы экспериментальных значений масс ядер АМЕ2020 рассмотрены массовые соотношения, используемые для предсказания масс неизвестных ядер: соотношения Гарви–Келсона, а также более поздние варианты, связанные с нейтрон-протонными корреляциями в атомных ядрах. Анализ соотношений δV_{np} и Δ_{np} на основе современных экспериментальных данных в сравнении с модельными расчетами в подходе Хартри–Фока показал слабую чувствительность данных характеристик к оболочечным эффектам. Расчеты в модели жидкой капли с различным описанием энергии спаривания нуклонов показали, что соотношения δV_{np} и для нечетных A , и для четно-четных ядер не чувствительны к вкладу нейтрон-протонных корреляций и имеют наиболее гладкую зависимость от A из всех рассмотренных соотношений. Получены новые аппроксимации соотношений δV_{np} и Δ_{np} в зависимости от A , которые могут быть в дальнейшем использованы для предсказания масс неизвестных ядер в широком диапазоне массовых чисел.

Авторы выражают благодарность К.А. Стопани, Е.В. Владимировой, М.В. Симонову и В.В. Негребецкому за полезные обсуждения и всестороннюю помощь при подготовке данной работы. Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фундаментальные и прикладные исследования космоса».

- [1] Lunney D., Pearson J.M., Thibault C. // *Rev. Mod. Phys.* **75**. 1021. (2003).
- [2] Yamaguchi T., Koura H., Litvinov Yu., Wang M. // *Prog. Part. Nucl. Phys.* **120**. 103882. (2021).
- [3] Негребецкий В.В., Симонов М.В., ВладимIROVA Е.В. и др. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* № 1. 37. (2022). (Negrebetkiy V.V., Simonov M.V., Vladimirova E.V. et al. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* **77**, N 1. 43.(2022).)
- [4] Moller P., Sierk A.J., Ichikawa T., Sagawaet H. // *At. Data and Nucl. Data Tabl.* **109-110**. 1. (2016).
- [5] Kelson I., Garvey G.T. // *Phys. Rev. Lett.* **5**. 197. (1966).
- [6] Garvey G.T., Gerace W.J., Jaffe R.L. et al. // *Rev. Mod. Phys.* **41**. S1. (1969).
- [7] Jánecke J., Berens H. // *Phys. Rev. C.* **9**. 1276. (1974).
- [8] Ishkhanov B.S., Sidorov S.V., Tretyakova T.Yu., Vladimirova E.V. // *Chin. Phys. C.* **43**(1). 014104. (2019).
- [9] Wang M., Huang W.J., Kondevet F.G. et al. // *Chin. Phys. C.* **45**(3). 030003. (2021).
- [10] Kravtsov V.A. // *Sov. Phys. JETP.* **36**(9). 871. (1959).
- [11] Wu Zheyang, Changizi S.A., Qi Chong // *Phys. Rev. C.* **93**. 034334. (2016).
- [12] Masson P., Jánecke J. // *At. Data and Nucl. Data Tabl.* **39**. 273. (1988).
- [13] Vautherin D., Brink D.M. // *Phys. Rev. C.* **5**. 626. (1972).
- [14] Chabanat E., Bonche P., Haensel P. et al. // *Nucl. Phys.* **A635**. 231. (1998).
- [15] C.F. von Weizsäcker // *Z. Physik.* **96**. 431. (1935).
- [16] Bethe H.A., Bacher R.F. // *Rev. Mod. Phys.* **8**. 82. (1936).
- [17] Green A., Edwards D.E. // *Phys. Rev.* **91**. 46. (1953).
- [18] Madland D.G., Nix J.R. // *Nucl. Phys.* **A476**. 1. (1988).
- [19] Warner D.D., Bentley M.A., Isacker P. Van // *Nature Physics.* **2**. 311. (2006).
- [20] Frauendorf S., Macchiavelli A.O. // *Prog. in Part. and Nucl. Phys.* **78**. 24. (2014).
- [21] Jiang H., Fu G.J., Sun B. et al. // *Phys. Rev. C.* **85**. 054303. (2012).
- [22] Vladimirova E.V., Ishkhanov B.S., Simonov M.V. et al. // *Int. Jour. of Modern Physics E.* **30**(4). 2150025. (2021).
- [23] ВладимIROVA Е.В., Симонов М.В., Негребецкий В.В. и др. // *Изв.РАН. Сер. физ.* **86**(4). 571. (2022). (Vladimirova E.V., Simonov M.V., Negrebetkiy V.V. et al. // *Bull. of the RAS: Physics.* **86**(4). 473. (2022).)

Mass relations for unknown atomic nuclei mass predictions

A.P. Ivleva^{1,a}, T.Yu. Tretyakova^{1,2}

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

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

E-mail: ^aivleva.ap19@physics.msu.ru

On the basis of the AME2020 data we consider the mass relations such as Δ_{np} , δV_{np} and Harvey-Kelson relations that are associated with neutron-proton correlations and can be used to predict masses of unknown atomic nuclei. The behavior of these characteristics is analyzed within the framework of the liquid drop model and in the Hartree-Fock microscopic approach in comparison with modern experimental data. New approximations of Δ_{np} , and δV_{np} as functions of the mass number A are obtained.

PACS: 21.10.Dr

Keywords: atomic nucleus mass, neutron-proton correlations.

Received 09 April 2023.

Сведения об авторах

1. Ивлева Анастасия Петровна — студентка; e-mail: ivleva.ap19@physics.msu.ru.

2. Третьякова Татьяна Юрьевна — канд. физ.-мат. наук, доцент; (495) 723-46-77, e-mail: tretyakova.t20@physics.msu.ru.