

СИСТЕМАТИКА ИРАСТ-ПОЛОС В ОБЛАСТИ ТЯЖЕЛЫХ И СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

А. Д. Ефимов^{а, б, 1}, И. Н. Изосимов^{б, 2}

^а Государственный университет морского и речного флота им. адмирала С. О. Макарова,
Санкт-Петербург, Россия

^б Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

^с Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С использованием экстраполяции рассчитаны энергии уровней ираст-полосы для ряда тяжелых и сверхтяжелых ядер. Указанные оценки энергии найдены исходя из имеющейся информации по соседним ядрам. Данный подход представляется оправданным, поскольку для наиболее коллективных состояний в рассматриваемой области ядер энергии ираст-состояний от ядра к ядру меняются плавно и незначительно. Полученные результаты крайне важны при планировании экспериментов и анализе экспериментальных данных по обнаружению и исследованию β - и γ -распадов высокоспиновых изомеров в области тяжелых и сверхтяжелых ядер.

By using the extrapolation method, the estimations of yrast-band level energies for heavy and superheavy nuclei were obtained. For getting these estimations, the information about the properties of the neighboring nuclei was exploited. Such a method seems reasonable because for more collective states in the considered region of nuclei the yrast-band level energies vary smoothly and slightly. The obtained results are very significant both for the experiment planning and for the analysis of the experimental data on the observation and study of the β - and γ -decays of high-spin isomers in the region of heavy and superheavy nuclei.

PACS: 21.60-n; 21.10-k; 23.90+w

ВВЕДЕНИЕ

Изомеры с большим значением спина или проекции спина (K -изомеры) занимают особое место в изучении возбужденных состояний атомных ядер [1–8]. Это связано с тем, что плотность уровней с высоким спином остается небольшой при значительных энергиях возбуждения ядер. Поэтому смешивание с состояниями более сложной природы не такое значительное и структура изомера определяется несколькими простыми конфигурациями. В области ядер $A < 180$ β -распад высокоспиновых изомеров

¹E-mail: efimov98@mail.ru

²E-mail: izosimov@jinr.ru

достаточно неплохо изучен [1, 2], чего нельзя сказать относительно ядер с $A > 220$. Поскольку при β -распаде спин ядра меняется незначительно, то высокоспиновые изомерные состояния заселяются в дочернем четно-четном ядре после соответствующего β -распада высокоспиновых изомеров в нечетно-нечетных ядрах [1–5]. Затем после одного или двух γ -переходов из этого изомера соответствующие состояния ираст-полосы заселяются в дочернем четно-четном ядре. Энергии уровней ираст-полосы часто известны из экспериментов, а в четно-четных ядрах могут быть рассчитаны с использованием модели взаимодействующих бозонов [3, 4]. Использование информации об энергиях уровней ираст-полосы упрощает идентификацию β -распада высокоспинового изомера. Однако теоретические предсказания спектров возбуждения в ядерной физике имеют часто более качественный характер. Полуфеноменологические и феноменологические подходы используют эффективные взаимодействия или гамильтонианы с параметрами, определяемыми при наилучшем согласии расчетных и экспериментальных данных. Поэтому представляется более продуктивным оценить энергии, особенно энергии уровней ираст-полос, используя полуфеноменологические и феноменологические подходы в сочетании с данными, полученными с использованием экстраполяции, по тем соседним ядрам, искомые характеристики для которых уже известны из экспериментов. Это оправдано тем, что энергии именно состояний ираст-полос менее остальных возбуждений подвержены резким изменениям от ядра к ядру. Исключение для предложенных ядер составляют $^{218,220}\text{U}$, так как первое является полумагическим, а второе — соседним с ним. В данной работе представлены экстраполяционно полученные оценки энергий уровней ираст-полос для ряда тяжелых и сверхтяжелых ядер исходя из имеющейся информации по соседним ядрам. Это относится как к сферическим ядрам, так и к ядрам с развитыми ротационными полосами. Это $^{218-224}\text{U}$, ^{250}Fm , $^{250,256}\text{No}$, ^{258}Rf , для которых полностью отсутствует информация о коллективных состояниях.

Особенностью анализируемой области ядер является весьма большая энергия деформации [2, 9] и, по-видимому, связанное с ней наличие длинных ротационных полос, для которых не наблюдается эффекта их пересечения. Отсутствие эффекта пересечения полос вплоть до довольно высоких значений спина в отмеченной области ядер явно как из анализа энергий уровней ираст-полос в рамках модели взаимодействующих бозонов, так и из значений $B(E2)$ внутри полос [2]. В рассматриваемой области масс наблюдается взаимная зависимость энергии первого возбужденного 2^+ -уровня и энергии деформации.

1. ОЦЕНКИ ЭНЕРГИЙ УРОВНЕЙ ИРАСТ-ПОЛОС

Для ^{218}U известна энергия только одного возбуждения — это изомерное состояние 8^+ с энергией $E = 2,105$ МэВ, поэтому, как можно оценить из данных на рис. 1, энергия состояния 6^+ может быть порядка $E \simeq 2,07$ МэВ, для 2^+ -состояния — $E \simeq 1,53$ МэВ, для 4^+ — $E \simeq 1,89$ МэВ.

Для ^{220}U с использованием экстраполяции в соответствии с данными на рис. 2 получены энергии для состояний от 2^+ до 8^+ : $E \simeq 0,691(1), 1,220(5), 1,60(2), 1,80(1)$ МэВ.

Аналогично это можно сделать для $^{222,224}\text{U}$, что показано на рис. 3 и 4.

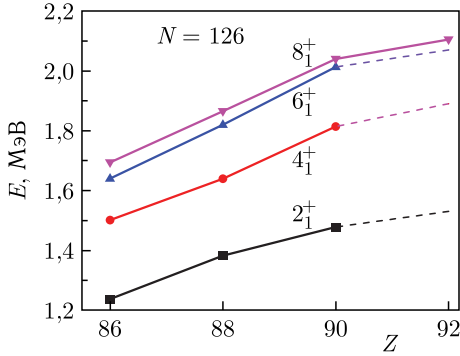


Рис. 1. Экспериментальные значения энергий нескольких состояний основной полосы изотонов с магическим числом нейтронов $N = 126$ и числом протонов $Z = 86, 88, 90$, т.е. для ^{212}Rn , ^{214}Ra , ^{216}Th [2], которые позволяют экстраполировать энергии для $Z = 92$, т.е. для ^{218}U

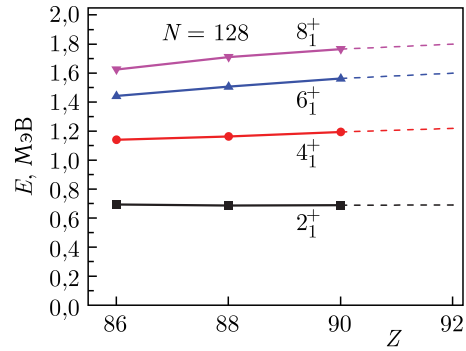


Рис. 2. Экспериментальные значения энергий нескольких состояний основной полосы изотонов с $N = 128$ и числом протонов $Z = 86, 88, 90$, т.е. для ^{214}Rn , ^{216}Ra , ^{218}Th [2], которые позволяют экстраполировать энергии для $Z = 92$, т.е. для ^{220}U . Состояния 8^+ являются изомерными

Для ^{222}U с использованием экстраполяции в соответствии с данными на рис.3 получены энергии для состояний от 2^+ до 8^+ : $E \simeq 0,384_{-0,001}^{+0,003}$, $0,778(5)$, $1,210(5)$, $1,650(5)$ МэВ.

Для ^{224}U с использованием экстраполяции в соответствии с данными на рис.4 получены энергии для состояний от 2^+ до 8^+ : $E \simeq 0,188_{-0,010}^{+0,005}$, $0,469_{-0,015}^{+0,005}$, $0,812_{-0,020}^{+0,005}$, $1,186_{-0,015}^{+0,005}$ МэВ.

На рис.5 видна тенденция в поведении энергии с ростом Z для разных изотонических цепочек от $N = 126$ (см. рис.1) до $N = 134$ (см. рис.5). Для магического

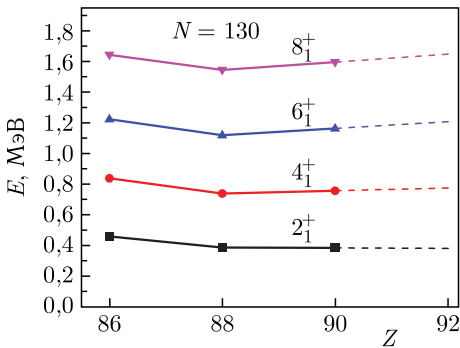


Рис. 3. Экспериментальные значения энергий нескольких состояний основной полосы изотонов с $N = 130$ и числом протонов $Z = 86, 88, 90$, т.е. для ^{216}Rn , ^{218}Ra , ^{220}Th [2], которые позволяют экстраполировать энергии для $Z = 92$ (^{222}U) с точностью до 5 кэВ

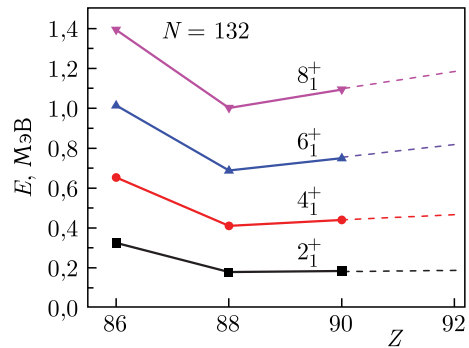


Рис. 4. Экспериментальные значения энергий нескольких состояний основной полосы изотонов с $N = 132$ и числом протонов $Z = 86, 88, 90$, т.е. для ^{218}Rn , ^{220}Ra , ^{222}Th [2], которые позволяют экстраполировать энергии для $Z = 92$, т.е. для ^{224}U , с той же точностью, как и на рис.3

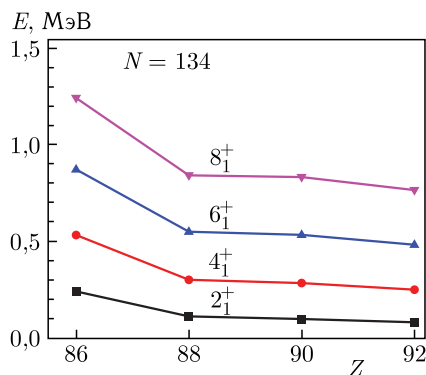


Рис. 5. Экспериментальные значения энергий нескольких состояний основной полосы изотонов с $N = 134$ и числом протонов $Z = 86, 88, 90, 92$, т. е. для ^{220}Rn , ^{222}Ra , ^{224}Th , ^{226}U [2]

числа нейтронов $N = 126$ с увеличением числа протонов Z от 86 до 90 наблюдается сильный рост энергий ираст-полосы.

При этом энергии переходов между состояниями ираст-полосы со спинами 6^+ и 8^+ существенно уменьшены по сравнению с остальными энергиями переходов, что и определяет изомерный характер 8^+ -состояний для изотонической цепочки (см. рис. 1). При $N = 128$ с увеличением числа протонов рост энергии продолжается, но он существенно сглажен, энергетический зазор между состояниями со спинами 6^+ и 8^+ увеличен, хотя остается меньше, чем между состояниями с меньшими спинами. Когда число нейтронов равно 130 или 132, как видно из рис. 3 и 4, значения энергий, кроме состояний 2^+ , имеют минимум при $Z = 88$. Когда число нейтронов равно 134 (см. рис. 5), то ситуация окончательно меняется и при увеличении числа протонов от 86 до 92 значения энергии неизменно уменьшаются. Полученные оценки для изотопов U приведены в табл. 1.

Для интересующих нас изотопов $^{252,254}\text{No}$ значения энергии известны до высоких спинов и меняются они, как видно из рис. 6, незначительно. Поэтому для ^{250}No делается линейная экстраполяция, которая приводит к значениям энергий для спинов от 2^+ до 12^+ $E \simeq 0,049, 0,162, 0,337, 0,570, 0,857, 1,196$ МэВ с погрешностью,

Таблица 1. Экспериментальные [2] и экстраполированные значения энергии (в кэВ) для рассматриваемых ядер

I^π	$^{218}_{92}\text{U}$ (экстр.)	^{220}U (экстр.)	^{222}U (экстр.)	^{224}U (экстр.)	$^{250}_{102}\text{No}$ (экстр.)	^{252}No (эксп.)	^{254}No (эксп.)	^{256}No (экстр.)	$^{256}_{104}\text{Rf}$ (эксп.)	$^{258}_{104}\text{Rf}$ (экстр.)
2^+	1530(40)	691(1)	384^{+3}_{-1}	188^{+5}_{-10}	49	46,4	44,2	47	44	47
4^+	1890(80)	1220(5)	778(5)	469^{+5}_{-15}	162	153,8	145,2	154	148	158
6^+	2070	1600(20)	1210(5)	812^{+5}_{-20}	337	320,7	304,6	324	309	329
8^+	2105	1800(10)	1650(5)	1186^{+5}_{-15}	570	544,5	518,7	553	527	564
10^+	—	—	—	—	857	821,2	786	—	799	—
12^+	—	—	—	—	1196	1142,0	1104	—	1122	—

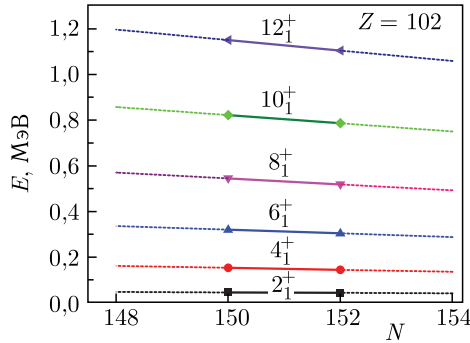


Рис. 6. Экспериментальные значения энергий нескольких состояний основной полосы изотопов No с числом нейтронов $N = 150, 152$, т. е. для ^{252}No , ^{254}No [2], которые позволяют экстраполировать энергии для состояний с $N = 148$

как предполагается, не превышающей 1–3 кэВ. Для ^{250}No известно единственное экспериментально обнаруженное возбужденное состояние — это изомер 6^+ с энергией 1,05 МэВ и периодом полураспада 46 мкс, который в 10 раз больше, чем для основного состояния (4,2 мкс).

Данные для ^{256}No получены не из рис. 6, так как известно, что, в частности, для изотопических цепочек Cf и Fm энергии ядр-полос минимальны при $N = 150$ и 152 соответственно. Поэтому оценки энергий для этого ядра получены с помощью тех разностей их значений, которые имеются для перехода от ^{250}Cf к ^{252}Cf (табл. 2).

Представленные на рис. 7 данные по значениям энергий изотонической цепочки с $N = 148$ можно было бы снова использовать для оценки энергий в ^{250}No , но из-за скудности данных для $^{246}_{98}\text{Cf}_{148}$ они будут менее достоверными. Данные, представленные на рис. 7, использованы также для экстраполяции энергий в $^{246}_{98}\text{Cf}$.

Для изотопа ^{256}Rf известны состояния до спина 20^+ , а также изомер с энергией $E = 2,2$ МэВ и периодом полураспада 27 мкс, но неизвестным спином. Для ^{258}Rf экспериментальных данных о возбуждениях нет. Их оценки, приведенные в табл. 1, получены, как и для ^{256}No , с использованием разностей экспериментальных значений энергии в изотопах ^{250}Cf и ^{252}Cf , что оказалось близким к разностям значений

Таблица 2. Экспериментальные [2] и экстраполированные значения энергии (в кэВ) для рассматриваемых ядер. Для ^{252}Fm энергия для 2^+_1 взята из эксперимента. Для ^{254}Fm энергии для 2^+_1 и 4^+_1 взяты из экспериментов, остальные состояния получены экстраполяцией в цепочке изотопов Fm

I^π	$^{244}_{98}\text{Cf}$ (эксп.)	^{246}Cf (экстр.)	^{248}Cf (эксп.)	^{250}Cf (эксп.)	^{252}Cf (эксп.)	^{254}Cf (эксп.)	$^{248}_{100}\text{Fm}$ (эксп.)	^{250}Fm (эксп.)	^{252}Fm (экстр.)	^{254}Fm (экстр.)	^{256}Fm (эксп.)
2 ⁺	37	44	41,5	42,7	45,7	50	46,0	45,0	42,1	45,0	48,1
4 ⁺	—	147(1)	137,8	141,9	151,7	—	152,0	147,0	140,2(2)	149,3	159,6
6 ⁺	—	307(1)	287,4	296,2	316,2	—	317,2	304,9	293,9(2)	313,0	332,2
8 ⁺	—	520(1)	488,0	500,0	536,6	—	538,6	516,9	494,0(3)	528	563,3
10 ⁺	—	—	737,3	—	809,2	—	813,3	780,2	—	—	—

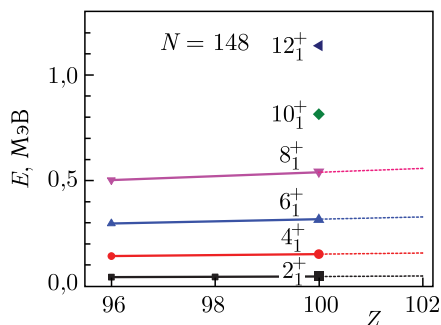


Рис. 7. Экспериментальные значения энергий нескольких состояний основной полосы изотонов с $N = 148$ и числом протонов $Z = 96, 98, 100$, т. е. для ^{244}Cm , ^{246}Cf , ^{248}Fm [2]

энергии для пар ^{252}Fm и ^{254}Fm , которые были получены в результате независимой экстраполяции, описанной ниже.

Для четных изотопов Cf нет ни одного ядра, для которого были бы измерены высокоспиновые состояния с $I > 10^+$. Поэтому для них в табл. 2 приведена полная информация относительно энергий ирраст-полос. Экстраполяция для ^{246}Cf была осуществлена по изотонам с $N = 148$ (рис. 7). Для пяти четных изотопов Fm известны энергии первого возбуждения. В ^{252}Fm только эта энергия и известна. Рассматривая же цепочку изотопов с $N = 152$, а именно ^{248}Cm , ^{250}Cf и ^{252}Fm , были получены с использованием экстраполяции значения неизвестных энергий для ^{252}Fm (см. табл. 2). В свою очередь, основываясь на полученных таким образом значениях энергии и уже известных значениях энергии для ^{256}Fm , были оценены энергии состояний 6^+ и 8^+ для ^{254}Fm , а их надежность была подтверждена по известным значениям энергий состояний 2^+ и 4^+ .

В табл. 3 приведены экспериментально обнаруженные изомерные высокоспиновые состояния положительной четности.

Таблица 3. Известные экспериментальные [2] значения энергии изомерных высокоспиновых состояний положительной четности и периоды полураспада для рассматриваемых ядер

$^{218}_{92}\text{U}$	$^{250}_{102}\text{No}$	$^{256}_{104}\text{Rf}$
8^+ , 2,105 МэВ, 0,56 мс	6^+ , 1,050 МэВ, 46 мкс	2,20 МэВ, 27 мкс

2. ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ПЕРВОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ОТ ЭНЕРГИИ ДЕФОРМАЦИИ

В данном разделе описывается систематизация энергий коллективных состояний в зависимости от значений энергии деформации, полученных в работе [9] с использованием приближения Хартри–Фока–Боголюбова с учетом реалистических сил Гоньи. Все известные экспериментальные значения энергии нижайших 2^+ -состояний в четно-четных ядрах от ^{90}Th до ^{104}Rf и теоретические значения энергии деформации позволяют установить соответствие между ними.

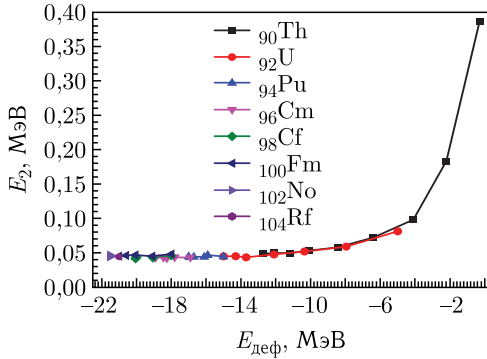


Рис. 8. Экспериментальные значения энергий 2_1^+ -состояний в зависимости от расчетных значений энергий деформации, полученных в работе [9] для четно-четных изотопов от Th до Rf

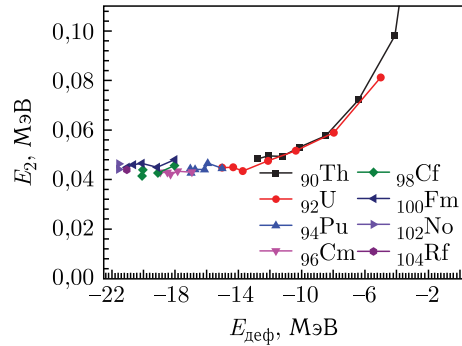


Рис. 9. То же, что и на рис.8, но в более крупном масштабе

Под энергией деформации понимается величина $E_{\text{деф}} = H(\beta_{\text{min}}) - H(\beta = 0)$, где $H(\beta)$ есть энергия на потенциальной поверхности, β_{min} соответствует значению параметра деформации β , для которого величина $H(\beta)$ минимальна. На рис. 8 и 9 представлены корреляции между энергиями первого возбуждения $E(2_1^+)$ и $E_{\text{деф}}$ в разных масштабах. На этих рисунках отдельно отмечены различные изотопические цепочки и для них приведены данные для всех ядер, для которых известна энергия $E(2_1^+)$ первых 2^+ -возбуждений. Исключение сделано для двух изотопов Cf — это $^{244,254}_{98}\text{Cf}$. Для первого энергия $E(2_1^+)$ необычайно низкая — 37 кэВ, для второго — 50 кэВ, что, наоборот, заметно больше, чем дает систематика. Из рис. 8 и 9 видно, что при энергии деформации меньше $-13 \div -11$ МэВ рассматриваемые энергии $E(2_1^+)$ в среднем не меняются независимо от Z и A , не считая нерегулярных разбросов. Среднее значение $E(2_1^+) = 44,4$ кэВ. При больших значениях $E_{\text{деф}}$ энергия $E(2_1^+)$ возбуждений растет. Это естественно, так как момент инерции J должен уменьшаться в идеале до $J = 0$ в сферических ядрах. При этом энергия вращательной полосы растет вплоть до исчезновения самой полосы, а ее место занимает вибрационная мода.

На рис. 10 представлена та же зависимость, но уже вне разделения по различным изотопическим цепочкам. Наличие длинного плато позволяет предположить зависимость момента инерции от энергии деформации по аналогии с зависимостью потенциала среднего поля от радиуса в представлении Саксона–Вудса. Это дает возможность использовать параметризацию

$$E(2_1^+) = \frac{3}{J}, \quad J = \frac{J_0}{1 + \exp[(1/\zeta V_0)(E_{\text{деф}} + V_1)]}. \quad (1)$$

В соответствии с выражением (1) были получены аппроксимационные значения $E(2_1^+)$ для разных значений $E_{\text{деф}}$, они также представлены на рис. 10. Сделано это для двух вариантов: в первом $J_0 = 67,412$ МэВ $^{-1}$, $V_0 = 21,5$ МэВ, $V_1 = 5,1932$ МэВ, $1/\zeta = 9$; во втором $J_0 = 67,5946$ МэВ $^{-1}$, $V_0 = 21,5$ МэВ, $V_1 = 4,6757$ МэВ, $1/\zeta = 10$. Данные параметры и форма параметризации (1) правильно передают тенденции в поведении энергии первого возбуждения от энергии деформации. Использовать такое

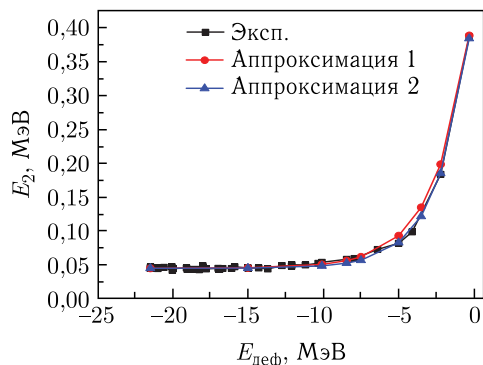


Рис. 10. То же, что и на рис. 9, но вне разделения по разным ядрам. Также приведены аппроксимационные линии, полученные с помощью соотношения (1) при двух наборах параметров: аппроксимация 1 — $J_0 = 67,412$, $V_0 = 21,5$, $V_1 = 5,1932$, $1/\zeta = 9$; аппроксимация 2 — $J_0 = 67,5946$, $V_0 = 21,5$, $V_1 = 4,6757$, $1/\zeta = 10$

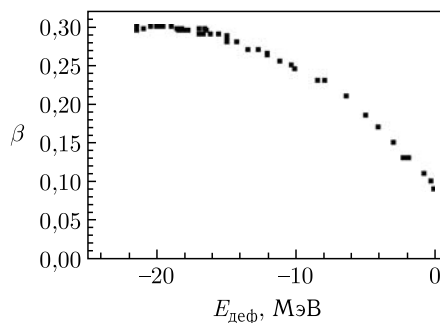


Рис. 11. Взаимная зависимость рассчитанных значений параметра деформации и $E_{\text{деф}}$ (данные взяты из работы [9])

представление для оценок неизвестных энергий первых возбуждений сверхтяжелых ядер разумно, если по соседним ядрам осуществить интерполяцию невозможно.

Наличие плато в значениях первого возбуждения при широком наборе энергий деформации, возможно, связано с тем, что в этих случаях деформация находится в пределах $\beta = 0,285-0,300$. Можно предположить, что продемонстрированная зависимость $E(2_1^+)$ от $E_{\text{деф}}$ следует из специфической зависимости параметра деформации β от энергии деформации. Это видно из рис. 11, данные для которого получены из работы [9].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оценки энергий состояний ираст-полос крайне важны при анализе экспериментальных данных с учетом возможного канала заселения уровней вблизи ираст-полос после β -распада высокоспиновых изомеров материнских нечетно-нечетных ядер [3,4]. Результаты данной работы по систематике энергий уровней ираст-полос исключительно полезны при планировании экспериментов и анализе экспериментальных данных по обнаружению и исследованию β - и γ -распадов высокоспиновых изомеров в области тяжелых и сверхтяжелых ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kondev F. G., Dracoulis G. D., Kibedi T.* // *At. Data Nucl. Data Tables.* 2015. V. 103–104. P. 50; V. 105–106. P. 105.
2. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. <http://www.nndc.bnl.gov>.
3. *Ефимов А. Д., Изосимов И. Н.* // *ЯФ.* 2021 (в печати); Препринт ОИЯИ Р4-2020-40. Дубна, 2020.

4. Ефимов А. Д., Изосимов И. Н. // ЯФ. 2021 (в печати); Препринт ОИЯИ Р4-2021-4. Дубна, 2021.
5. *Izosimov I. N., Kalinnikov V. G., Solnyshkin A. A.* // Phys. Part. Nucl. 2011. V. 42. P. 963; doi:10.1134/S1063779611060049.
6. *Lopez-Martens A., Wiborg-Hagen T., Hauschild K., Chelnokov M. L., Chepigin V. I., Curien D., Dorvaux O., Drafta G., Gall B., Gorgen A., Guttormsen M., Isaev A. V., Izosimov I. N., Kabachenko A. P., Katrasev D. E., Kutsarova T., Kuznetsov A. N., Larsen A. C., Malyshev O. N., Minkova A., Mullins S., Nyhus H. T., Pantelica D., Piot J., Popeko A. G., Saro S., Scintee N., Siem S., Syed N. U. H., Sokol E. A., Svirikhin A. I., Yeremin A. V.* // Nucl. Phys. A. 2011. V. 852. P. 15.
7. *Rezynkina K., Lopez-Martens A., Hauschild K., Deloncle I., Peru S., Brionnet P., Chelnokov M. L., Chepigin V. I., Dorvaux O., Dechery F., Faure H., Gall B., Isaev A. V., Izosimov I. N., Katrasev D. E., Kuznetsov A. N., Kuznetsova A. A., Malyshev O. N., Popeko A. G., Popov Yu. A., Sokol E. A., Svirikhin A. I., Yeremin A. V.* // Phys. Rev. C. 2018. V. 97. P. 054332.
8. *Kessaci K., Gall B. J., Dorvaux O., Lopez-Martens A., Chakma R., Hauschild K., Ackermann D., Chelnokov M. L., Chepigin V. I., Forge M., Isaev A. V., Izosimov I. N., Katrasev D. E., Kuznetsova A. A., Malyshev O. N., Piot J., Popeko A. G., Popov Yu. A., Sokol E. A., Svirikhin A. I., Yeremin A. V.* // Phys. Rev. C. 2021 (in press).
9. *Hilaire S., Girod M.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 33. P. 237;
http://www-phynu.cea.fr/science_en_ligne/carte_potentiels_microscopiques/choix/choisisotopes.html.

Получено 23 марта 2021 г.