

УДК 539.164.3

ИДЕНТИФИКАЦИЯ НОВЫХ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ α -РАСПАДА¹

© 2003 О. П. Бадаев**, С. Д. Кургалин*, Ю. М. Чувильский**, В. Шайд***

Воронежский государственный университет**Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова*****Университет г. Гиссен, Германия*

Предложен полуэмпирический метод идентификации ядер сверхтяжелых элементов на основе анализа их α -распадных свойств. Для оценки необходимых масс неизвестных изотопов развита схема интерполяции и экстраполяции энергий присоединения нуклона к ядру. Метод позволяет резко сузить список возможных излучателей α -частиц с фиксированными значениями энергии и периода полураспада и, в большинстве случаев, однозначно идентифицировать изотоп.

Введение

Недавнее открытие сверхтяжелых элементов с $Z = 110—116$ [1—8] приводит к необходимости разработки методов их надежной идентификации. Из-за предельно малой массы получаемых образцов (иногда это несколько ядер) регистрация синтезированных изотопов производится, фактически, только ядерно-спектроскопическими методами, причем ведущее место среди них занимает α -спектроскопия.

Наибольший интерес в последнее время представляет получение сверхтяжелых изотопов с большим избытком нейтронов, цепочки α -распада которых не приводят к известным ядрам. В этом случае особенно необходимы методы теоретического анализа характеристик α -распада и конкурирующих с ним процессов в изучаемых элементах и исследование их свойств.

Типичные задачи такого анализа можно разделить на три группы: 1) расчет или феноменологическая оценка энергий α -распада в изучаемых и близких к ним цепочках распадов сверхтяжелых ядер; 2) исследование соотношения энергия — период полураспада для экспериментально зарегистрированных α -распадов; 3) предсказание периодов полураспада по отношению к α -распаду других ядер — кандидатов на роль «звеньев» предполагаемой цепочки распада сверхтяжелых ядер.

¹ Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант 02-02-16411

В дополнение к сказанному можно указать и другие интересные задачи, например, определение изотопа, на котором обрывается α -цепочка и начинает преобладать другой тип распада (чаще всего — деление).

Для решения задач первой группы в настоящей работе применяется интерполяционно-экстраполяционный метод оценки масс и энергий α -распада [9—18], который развивается на область сверхтяжелых элементов.

Для решения задач, входящих в группы 2 и 3, традиционно применяются феноменологические подходы, основанные на формуле Гейгера—Нэттола и различных систематиках. В данной работе для их решения предлагается полуэмпирический метод, позволяющий путем анализа α -переходов близких по массе ядер получить (или уточнить) значение ширины α -распада изучаемого сверхтяжелого изотопа. Предлагаемый метод дает возможность исследовать конкретные характеристики сверхтяжелых элементов, вести поиск черт сходства и отличия этих экзотических объектов от обычных ядер.

Представленный список задач вызывает необходимость разработки и осуществления программы достаточно широких исследований свойств сверхтяжелых изотопов. В настоящей работе эта программа ориентирована, главным образом, на решение задач, связанных с идентификацией ядер.

1. Спектроскопические факторы α -частиц и их использование для идентификации сверхтяжелых элементов

Для теоретического описания обсуждаемых ядерных процессов используется полуэмпирический подход, в котором ширина Γ_α α -распада представляется в виде:

$$\Gamma_\alpha = \frac{W_\alpha}{W_0^\alpha} \Gamma_\alpha^{o.p.}, \quad (1)$$

где $\Gamma_\alpha^{o.p.}$ — одночастичная ширина α -распада для предварительно сформированного в ядре α -кластера; W_0^α — величина, характеризующая вероятность найти предварительно сформированный кластер в поверхностной области ядра, имеющая для любого α -кластерного канала значение, близкое к 0,3; W_α^α — спектроскопический фактор α -частицы.

Этот подход, обоснованный в [19], использовался во многих наших предыдущих работах (см., например, [20, 21]). В настоящей работе он развит на случай исследования α -распада сверхтяжелых ядер.

Изложим основные положения этого подхода.

При вычислении одночастичной ширины $\Gamma_\alpha^{o.p.}$ численно решается двухтельное уравнение Шредингера. Необходимое для получения решения ядерное взаимодействие описывается потенциалом, построенным на основе анализа сечений упругого рассеяния α -частиц и ширин α -распада низколежащих и высоковозбужденных состояний ядер (нейтронных резонансов) [22, 23]. Среди многих потенциалов такого типа предпочтение отдано варианту, дающему наибольшую точность при описании всех известных случаев α -распада средних и тяжелых ядер и их нейтронных резонансов — потенциалу Мак-Фаддена—Сэчлера [24], который имеет вид:

$$V_{nucl}(R) = \frac{V_0}{1 + \exp\{(R - R_0)/a\}}, \quad (2)$$

где параметры V_0 , R_0 , a принимают значения: $V_0 = -177,3$ МэВ; $R_0 = r_0 A^{1/3}$; $r_0 = 1,342$ фм; $a = 0,569$ фм.

Продемонстрируем характеристики потенциального барьера, определяемого этим потенциалом в сверхтяжелых ядрах. Так, для ядра $^{288}114$ при энергии α -распада $Q_\alpha = 9,96$ МэВ: внутренняя точка поворота $R_{int} = 9,9$ фм; внешняя точка поворота $R_{ext} = 32,0$ фм; точ-

ка, в которой достигается максимум потенциального барьера $R_{max} = 11,6$ фм; значения ядерного потенциала в разных точках: $V_{nucl}(R_{max}) = 26,5$ МэВ; $V_{nucl}(R = 13,1 \text{ фм}) = -0,1$ МэВ; $V_{nucl}(R = 14,4 \text{ фм}) = -0,01$ МэВ.

В квазиклассическом приближении одночастичная ширина $\Gamma_\alpha^{o.p.}$ α -распада представляется как:

$$\Gamma_\alpha^{o.p.} \approx \frac{\hbar\omega}{2\pi} P_\alpha, \quad (3)$$

где ω — характерная ядерная частота (в тяжелых ядрах $\hbar\omega \approx 7$ МэВ), P_α — проникаемость потенциального барьера для α -частицы.

Известно [19], что прямые микроскопические расчеты величин W_α для средних и тяжелых четно-четных ядер с учетом парных нуклон-нуклонных корреляций (в частности, сверхтекучих) приводят к значениям $W_\alpha \approx 10^{-2}$, слабо зависящим от того, какое конкретное ядро исследуется. Значительно большей оказывается их зависимость от свойств используемой модели: размера базиса, схемы шивки внутреннего (многонуклонного) и внешнего (двухтельного) решений и др. Неопределенность, связанная с этими факторами, имеет масштаб нескольких (до десяти) раз. Учет деформаций ядра, в принципе, изменяет формализм описания α -распада. Однако, как показали проведенные исследования [25—27], его использование при тех же исходных положениях приводит к результатам, близким к полученным в сферической модели, то есть при формальном использовании соотношения (1). Применение более точного многоканального формализма получения ширин α -распада деформированных ядер [25—27] для переходов из основного состояния в основное позволяет сделать заключение о том, что эффект связи каналов в четно-четных ядрах проявляется, главным образом, в переходах $0^+ \rightarrow 2^+, 0^+ \rightarrow 4^+$. В нечетных и нечетно-нечетных ядрах в игру вступают тонкие механизмы процессов, и качество теоретических предсказаний в данных случаях существенно снижается [25—28].

В связи с вышесказанным, подходом, позволяющим избежать неточностей прямых микроскопических расчетов (по крайней мере, для четно-четных ядер), является полуэмпирический подход. Он использует то, что потенциал взаимодействия α -частицы с ядра-

ми хорошо протестирован [22], а спектроскопические факторы α -частиц в средних и тяжелых четно-четных ядрах слабо и плавно меняются даже при довольно больших вариациях заряда и массы ядра [28]. Суть подхода в том, что для определенной области ядер с помощью этого потенциала рассчитываются и анализируются одночастичные ширины $\Gamma_{\alpha}^{o.p.}$ (или, что менее точно, проницаемости P_{α}) для всех имеющихся экспериментальных примеров. Выражение (1) при этом используется для получения экспериментальных спектроскопических факторов W_{α}^{exp} по известным экспериментальным ширинам $\Gamma_{\alpha}^{\text{exp}}$. Усредненный по надлежащему набору экспериментальных данных спектроскопический фактор $\bar{W}_{\alpha}^{\text{exp}}$ применяется в дальнейшем для расчета неизмеренных ширин. Средством контроля правильности усреднения является сопоставление надежно измеренных спектроскопических факторов W_{α}^{exp} и полученных величин $\bar{W}_{\alpha}^{\text{exp}}$ в данной области ядер. Требуется, чтобы отклонение значений W_{α}^{exp} от $\bar{W}_{\alpha}^{\text{exp}}$ было небольшим.

Идентификация источников α -излучения с помощью полуэмпирического метода основана на том, что в предположении о конкретном зарядовом Z и массовом A числах родительского ядра можно из соотношения энергии α -перехода Q_{α} и периода полураспада t_{α} определить спектроскопический фактор W_{α}^{exp} , сравнить его с величиной $\bar{W}_{\alpha}^{\text{exp}}$ и сделать заключение о справедливости предположений о значениях Z и A .

Примеры, демонстрирующие типичные величины спектроскопических факторов W_{α}^{exp} четно-четных ядер в двух областях значений $90 \leq Z \leq 102$ и $104 \leq Z \leq 108$, представлены в табл. 1. В этой и последующих таблицах приведены все известные данные, которые представляются надежно измеренными. Из таблицы видно, что и средние значения, и разброс величин W_{α}^{exp} в этих разных областях Z являются близкими. Из таблицы следует также важное обстоятельство: расчет величин W_{α}^{exp} в сферическом приближении для деформированных ядер не дает заметных отклонений в систематике величин W_{α}^{exp} .

Если теперь провести подобный анализ для изотопов в области сверхтяжелых ядер с $112 \leq Z \leq 116$, то, как видно из табл. 2, распределение величин спектроскопических факторов ядер, идентифицированных как четно-

четные, окажется полностью аналогичным распределениям, представленным в табл. 1.

Способность данного подхода достаточно уверенно различать α -источники и типы α -переходов подтверждает анализ зависимости полученных величин W_{α}^{exp} от характеристик α -распада. Для демонстрации этого введем факторы F_i ($i = Q_{\alpha}, L, \Delta Z, \Delta N$), которые будут учитывать влияние изменения энергии ΔQ_{α} α -распада, орбитального момента L , уносимого α -частицей, а также числа протонов Z и числа нейтронов N в ядрах на зна-

Таблица 1

Значения экспериментальных спектроскопических факторов W_{α}^{exp} и $\bar{W}_{\alpha}^{\text{exp}}$ для четно-четных элементов с $90 \leq Z \leq 108$.

Числа в круглых скобках означают степень десяти

Ядро	W_{α}^{exp}	$\bar{W}_{\alpha}^{\text{exp}}$	
${}_{90}^{222}\text{Th}$	0.41 (-2)	0.26 (-2)	
${}_{90}^{224}\text{Th}$	0.41 (-2)		
${}_{90}^{226}\text{Th}$	0.47 (-2)		
${}_{92}^{226}\text{U}$	0.26 (-2)		
${}_{92}^{228}\text{U}$	0.34 (-2)		
${}_{94}^{232}\text{Pu}$	0.23 (-2)		
${}_{98}^{240}\text{Cf}$	0.30 (-2)		
${}_{100}^{246}\text{Fm}$	0.14 (-2)		
${}_{100}^{248}\text{Fm}$	0.13 (-2)		
${}_{102}^{252}\text{No}$	0.09 (-2)		
${}_{102}^{254}\text{No}$	0.10 (-2)		
${}_{104}^{256}\text{Rf}$	0.21 (-2)		0.34 (-2)
${}_{106}^{260}\text{Sg}$	0.42 (-2)		
${}_{106}^{266}\text{Sg}$	0.49 (-2)		
${}_{108}^{264}\text{Hs}$	0.24 (-2)		

Таблица 2

Значения экспериментальных спектроскопических факторов W_{α}^{exp} для сверхтяжелых элементов с $Z = 112-116$.

Числа в круглых скобках означают степень десяти

Ядро	W_{α}^{exp}
${}_{112}^{284}$	0.19 (-2)
${}_{114}^{288}$	0.13 (-2)
${}_{116}^{292}$	0.31 (-2)
${}_{112}^{285}$	0.35 (-2)
${}_{114}^{289}$	0.36 (-3)

чения W_α^{exp} . Для типичных энергий α -распада $Q_\alpha \sim 9,5$ МэВ в области $104 \leq Z \leq 108$ получаем

$$F_{Q_\alpha} \equiv \frac{W_\alpha^{\text{exp}}(Q_\alpha)}{W_\alpha^{\text{exp}}(Q_\alpha + \Delta Q_\alpha)} \approx 10 \text{ при } \Delta Q_\alpha = 0,35 \text{ МэВ}$$

(при этом все остальные характеристики α -распада считаются неизменными). Если $Q_\alpha \sim 11,5$ МэВ, то при $\Delta Q_\alpha = 0,5$ МэВ $F_{Q_\alpha} \approx 10$. Для области значений $112 \leq Z \leq 116$ и при $Q_\alpha \sim 9,5$ МэВ величина $\Delta Q_\alpha = 0,5$ МэВ также приводит к фактору $F_{Q_\alpha} \approx 10$.

Зависимость спектроскопических факторов W_α^{exp} от изменения ΔL момента L , уносимого α -частицей, характеризуется фактором F_L , значения которого резко увеличиваются с ростом ΔL (см. табл. 3).

В той же области ядер типичное изменение спектроскопического фактора W_α^{exp} при изменении заряда ядра на единицу ($\Delta Z = 1$) приводит к величине $F_Z \approx 2,5$ (см. табл. 4). Зависимость фактора F_N от изменения числа нейтронов ΔN оказывается весьма слабой.

Хотя, в силу вышесказанного, достоверность результатов, полученных в полуэмпирическом подходе для нечетных и нечетно-нечетных ядер, существенно снижается, он все же может быть применен как метод оценки величин и к ядрам с разными четностями N и Z .

При этом усреднение величин W_α^{exp} для ядер с разными четностями N и Z должно проводиться по-отдельности. Более того, для α -распада нечетных и нечетно-нечетных

Таблица 3

Зависимость фактора F_L для α -переходов сверхтяжелого ядра $^{288}114$ от изменения ΔL значения орбитального момента L , уносимого α -частицей

ΔL	0	2	4	6	8
F_L	1	1.6	4.5	30	10^3

Таблица 4

Зависимость спектроскопических факторов W_α^{exp} для сверхтяжелого ядра $^{288}114$ от предположения о величине заряда Z в диапазоне $112 \leq Z \leq 116$ при экспериментальных значениях энергии и ширины распада. Числа в круглых скобках означают степень десяти

Z	112	113	114	115	116
W_α^{exp}	0.22 (-3)	0.54 (-3)	0.13 (-2)	0.33 (-2)	0.80 (-2)

ядер при расчете усредненного спектроскопического фактора $\overline{W}_\alpha^{\text{exp}}$ надо учитывать моменты и четности родительского и дочернего ядер, выделяя переходы разной степени запрета. Далеко не во всех случаях эти моменты и четности известны. Однако подавляющая часть α -переходов, измеренных в области тяжелых и сверхтяжелых элементов, относится к разрешенным и полузапрещенным. Следовательно при анализе можно ограничиться только этими случаями, пренебрегая переходами с более высокой степенью запрета. Еще более важным является тот факт, что распределения величин W_α^{exp} , получаемые в полуэмпирическом подходе, достаточно наглядны и их легко анализировать. Поэтому, как правило, есть шанс разделить α -переходы разного уровня запрета, обнаружив, например, «необычную» форму распределения величин W_α^{exp} .

Значения спектроскопических факторов W_α^{exp} для разных типов нечетных ядер, рассчитанные в данном подходе, представлены в табл. 5, 6.

Таблица 5

Значения спектроскопических факторов W_α^{exp} и $\overline{W}_\alpha^{\text{exp}}$ для нечетно-нечетных ядер с $105 \leq Z \leq 111$. Числа в круглых скобках означают степень десяти

Ядро	W_α^{exp}	$\overline{W}_\alpha^{\text{exp}}$
$^{258}_{105}\text{Db}$	0.16 (-3)	0.34 (-3)
$^{260}_{105}\text{Db}$	0.62 (-3)	
$^{262}_{105}\text{Db}$	0.75 (-3)	
$^{262}_{107}\text{Bh}$	0.22 (-3)	
$^{262}_{107}\text{Bh}$ (изомерное состояние)	0.20 (-3)	
$^{264}_{107}\text{Bh}$	0.42 (-3)	
$^{268}_{109}\text{Mt}$	0.24 (-3)	
$^{272}_{111}$	0.11 (-3)	

Таблица 6

Значения экспериментальных спектроскопических факторов W_α^{exp} и $\overline{W}_\alpha^{\text{exp}}$ для нечетно-четных ядер с $105 \leq Z \leq 107$. Числа в круглых скобках означают степень десяти

Ядро	W_α^{exp}	$\overline{W}_\alpha^{\text{exp}}$
$^{257}_{105}\text{Db}$	0.81 (-3)	0.36 (-3)
$^{261}_{105}\text{Db}$	0.12 (-3)	
$^{263}_{105}\text{Db}$	0.40 (-3)	
$^{261}_{107}\text{Bh}$	0.11 (-3)	

Из полученных результатов следует, что все известные в изучаемой области ядер α -переходы можно отнести к одному и тому же типу, если исключить противоречивые данные о ядре ^{266}Mt . Аналогичная картина наблюдается и для нечетно-четных ядер. Интересным является близкое подобие распределений W_{α}^{exp} для нечетно-нечетных и нечетно-четных ядер, представленных в табл. 5, 6.

Ситуация в четно-нечетных изотопах выглядит не столь ясной и требует детального анализа. Нами были исследованы все такие переходы, в том числе и переходы на возбужденные уровни дочерних ядер (изомерные состояния) (см. табл. 7). Отдельные примеры, для которых наблюдается слишком сильное отклонение энергий от выявленных тенденций, а также большое различие в периодах полураспадов, не включались в про-

цедуру усреднения. Однако даже после исключения таких случаев разброс значений спектроскопических факторов остается значительным и составляет ≈ 10 .

Вероятным объяснением столь больших вариаций результатов является наличие среди обсуждаемых α -переходов как разрешенных, так и полузапрещенных. Их разделение является, в любом случае, неоднозначной процедурой. В настоящей работе мы выделяем из обсуждаемого набора и относим к разрешенным те α -переходы, спектроскопические факторы которых лежат в том же диапазоне, что и спектроскопические факторы четно-нечетных изотопов тяжелых элементов ($W_{\alpha}^{\text{exp}} \geq 0,8 \cdot 10^{-3}$). Они обозначены в четвертом столбце табл. 7 цифрой 1, их усредненный спектроскопический фактор $\bar{W}_{\alpha}^{\text{exp}}$ приведен в пятом столбце этой таблицы верхним значе-

Таблица 7

Значения экспериментальных спектроскопических факторов W_{α}^{exp} и $\bar{W}_{\alpha}^{\text{exp}}$ для четно-нечетных ядер с $104 \leq Z \leq 112$. Числа в круглых скобках означают степень десяти

Ядро	W_{α}^{exp}	Примечания	Тип перехода	$\bar{W}_{\alpha}^{\text{exp}}$
$^{255}_{104}\text{Rf}$	0.24(-2)		1	
$^{257}_{104}\text{Rf}$	0.28(-3)		2	
$^{259}_{104}\text{Rf}$	0.96(-3)		1	
$^{261}_{104}\text{Rf}$	0.82(-3)		1	
$^{259}_{106}\text{Sg}$	0.93(-3)	$\bar{E}_{\alpha} = 9.34$ МэВ $E_{\alpha}^{\text{min}} = 9.03$ МэВ $E_{\alpha}^{\text{max}} = 9.62$ МэВ		
$^{259}_{106}\text{Sg}$	0.70(-2)			
$^{259}_{106}\text{Sg}$	0.15(-3)			
$^{261}_{106}\text{Sg}$	0.55(-3)		2	0.18(-2)
$^{263}_{106}\text{Sg}$	0.21(-2)		1	
$^{263}_{106}\text{Sg}$	0.21(-2)	изомерное состояние	1	
$^{265}_{106}\text{Sg}$	0.15(-2)	$\bar{E}_{\alpha} = 8.81$ МэВ $E_{\alpha}^{\text{max}} = 9.62$ МэВ		
$^{265}_{106}\text{Sg}$	0.56(-3)			
$^{265}_{108}\text{Hs}$	0.13(-2)		1	0.35(-3)
$^{265}_{108}\text{Hs}$	0.27(-3)	изомерное состояние	2	
$^{267}_{108}\text{Hs}$	0.12(-2)		1	
$^{269}_{108}\text{Hs}$	0.41(-3)		2	
$^{269}_{110}$	0.11(-2)			
$^{271}_{110}$	0.13(-2)	E_{α} — одинаковые, t_{α} — разные		
$^{271}_{110}$	0.25(-4)			
$^{273}_{110}$	0.19(-2)		1	
$^{273}_{110}$	0.36(-2)	изомерное состояние	1	
$^{277}_{112}$	0.23(-3)		2	

нием. Другая часть переходов отнесена к полузапрещенным. В табл. 7 они отмечены цифрой 2 в четвертом столбце. Их усредненный спектроскопический фактор $\overline{W}_\alpha^{\text{exp}}$ расположен в пятом столбце таблицы вторым. Четно-нечетные α -переходы, для которых разные измерения дали существенный разброс в энергиях переходов или других величинах, приведены в таблице без значений 1 или 2 в четвертом столбце и с примечаниями в третьем. Они не классифицировались по типу перехода. Такое разделение переходов по типам приводит к среднему значению спектроскопического фактора для полузапрещенных переходов в четно-нечетных ядрах, фактически совпадающему с его значением в нечетно-нечетных и нечетно-четных ядрах. При этом в данном случае усредненный спектроскопический фактор $\overline{W}_\alpha^{\text{exp}}$ разрешенных переходов оказывается лишь ненамного меньшим аналогичного фактора для четно-четных ядер.

2. Оценка масс, энергий α -распадов и периодов полураспада для сверхтяжелых ядер

Для решения поставленной задачи идентификации изотопов весьма важно дополнить изложенный выше теоретический подход методом оценки масс исследуемых сверхтяжелых ядер. Этот метод должен обладать достаточной точностью, быть простым и легко модифицируемым и позволять без труда объяснять и устранять противоречия в экспериментальных данных, которые могут обнаружиться при анализе рассчитанных ширин α -распадов.

Этим требованиям, на наш взгляд, в наибольшей степени удовлетворяет метод, представленный в работах [9—18]. Среди вариантов этого метода предпочтительными являются такие, которые основаны на линейной интерполяции энергии присоединения нуклона к ядру. Они используют разбиение плоскости значений $\{Z, N\}$ на области, ограниченные «субмагическими числами», — так называемые «субмагические области» [9, 11, 12]. Эти области значительно более узкие, чем области между обычными магическими числами на плоскости $\{Z, N\}$. Наиболее точным является вариант метода с интерполяцией энергии присоединения нуклона кусочно-линейными функциями на малых «субмагичес-

ких прямоугольниках» (см. подробное его изложение в работе [14]).

Рассмотрим схему получения масс тяжелых ядер и ее развитие на случай сверхтяжелых ядер. Основой схемы служит интерполяционный метод, изложенный в работах [11—13].

В этих работах зависимость энергии присоединения нуклона от значений Z и N аппроксимируется набором линейных поверхностей на прямоугольных областях: $Z_{\min}^k \leq Z \leq Z_{\max}^k$ и $N_{\min}^l \leq N \leq N_{\max}^l$.

Граничные значения $Z_{\min}^k = Z_{\max}^{k-1}$ и $N_{\min}^l = N_{\max}^{l-1}$ являются «субмагическими числами».

Для обсуждаемой области ядер на базе предлагаемого метода определены следующие субмагические числа: $N_{\min(\max)}^l = 140, 144, 148, 152, 156, 162, 170, 176$; $Z_{\min(\max)}^j = 100, 104, 108, 112$. В список субмагических чисел входят и общепринятые магические числа.

Выражения для энергий присоединения протона $p_{ij}(Z, N)$ и нейтрона $n_{ij}(Z, N)$ в прямоугольной области $\{kl\}$ имеют вид [18]:

$$p_{ij}(Z, N) = p_{ij}^{kl} - 1/2\alpha_{ij}^k(Z - Z_0) + 1/2\gamma_{ij}^N(N - N_0), \quad (4)$$

$$n_{ij}(Z, N) = n_{ij}^{kl} - 1/2\beta_{ij}^l(N - N_0) + 1/2\gamma_{ij}^Z(Z - Z_0). \quad (5)$$

Здесь i, j — индексы четности: $i = (-1)^Z$, $j = (-1)^N$. Параметры p_{ij}^{kl} и n_{ij}^{kl} , характеризующие энергию присоединения протона и нейтрона в узлах сетки, одинаковы для общих границ областей. Величины $\alpha_{ij}^k = p(Z, N) - p(Z + 2, N)$ и $\beta_{ij}^l = n(Z, N) - n(Z, N + 2)$ — разностные производные энергий присоединения для протона и нейтрона. Они выбираются равными в полосах k и l , то есть на всем диапазоне изменения значений Z и N соответственно. Кроме того, они должны удовлетворять условиям: $\alpha_{i1}^k = \alpha_{i-1}^k = \alpha_i^k$; $\beta_{i1}^l = \beta_{i-1}^l = \beta_i^l$. Наконец, на параметры γ_{ij}^Z и γ_{ij}^N , характеризующие смешанные разностные производные в энергиях связи (в каждой из областей их восемь), наложены четыре подобных же условия непрерывности: $\gamma_{-1j}^Z = \gamma_{+1j}^Z = \gamma_j^Z$; $\gamma_{i-1}^N = \gamma_{i1}^N = \gamma_i^N$. Требование однозначности является пятым условием: $\gamma_{-1}^Z + \gamma_1^Z = \gamma_{-1}^N + \gamma_1^N$. Таким образом, каждая область характеризуется тремя внутренними параметрами.

Расчет необходимых масс ядер производится последовательным переходом от одной области к соседней. Величины α_{ij}^k и β_{ij}^l , а также p_{ij}^{kl} и n_{ij}^{kl} вычисляются в наиболее изученной области каждой полосы. Важнейшим условием, обеспечивающим возможность при-

менения схемы интерполяции, является наличие внутри (не на границе) каждой области измеренной массы по крайней мере одного ядра для каждого из четырех типов четности. Если число измеренных масс ядер больше этого минимума, то выполняется процедура улучшения параметров [14—16].

В случае возможных грубых экспериментальных ошибок в используемых для расчетов массах ядер следует применять вариант метода, называемый «методом наименьшего модуля отклонения» [15]. Он позволяет при оценке масс ядер привлекать другие данные, например, энергии α - или β -переходов. Для повышения точности полученных масс особенно полезно использовать измеренные энергии α -переходов, поскольку эти величины, как правило, являются в значительной степени достоверными.

Очевидно, что при переходе от одной границы области к противоположной значения p_{ij}^{kl} и n_{ij}^{kl} изменяются, однако новых параметров не возникает. Все параметры однозначно определяются в процессе подгонки. Общее число параметров данного метода равно утроенной сумме количества полос по Z и N плюс утроенное число всех областей.

Подчеркнем, что интерполяционная процедура дает возможность по нескольким измеренным в данной области значениям масс определить все остальные величины. Отсутствие в какой-либо области сведений о массах ядер определенной четности можно в некоторых случаях компенсировать введением дополнительного параметра — четно-нечетной разности δ_{kl} , значение которой получается в большей прямоугольной области. При этом энергия α -распада, не выводящего ядро за пределы такого прямоугольника, не зависит от величины δ_{kl} .

В результате, поверхность энергии связи ядер представляется в каждой из областей набором непрерывных кусочно-гладких параболоидов.

Экстраполяция масс на области ядер, где невозможно использовать процедуру интерполяции, осуществляется на основе той же формальной схемы и такого же списка подгоночных параметров. Однако алгоритмы присвоения параметрам численных значений здесь принципиально другие. Их описание можно найти в работах [15—17]. Основным

приемом этих работ является поиск таких устойчивых характеристик параболоидов, которые мало изменяются при переходе от одной области к другой по каждой из полос Z и N .

Для подтверждения надежности представленного здесь метода оценки масс приведем краткую сводку результатов, полученных в работе [18] для традиционной области тяжелых ядер от $(Z, N) = (82, 126)$ до $(Z, N) = (104, 154)$. Анализировались стабильные и нейтрондефицитные ядра вплоть до линии протонной стабильности. В этой области 90 % из более чем 200 оцененных масс ядер совпали с экспериментальными значениями с точностью до 0,1 МэВ. Остальные величины этого отклонения не превышали 0,2 МэВ. Обнаружено лишь одно выходящее за этот предел значение разности, равное 0,22 МэВ.

Проведенные в настоящей работе аналогичное исследование для сверхтяжелых ядер ($104 \leq Z \leq 112, 140 \leq N \leq 176$) имеет такую же точность. Из более чем 40 известных энергий α -переходов в этой области ядер четыре воспроизводятся интерполяционной процедурой с отклонением до 0,1 МэВ. Для остальных энергий эта разность не превышает 0,2 МэВ.

Представленным выше методом была проведена экстраполяция масс и энергий α -распада сверхтяжелых ядер для областей ($104 \leq Z \leq 108, 140 \leq N \leq 148$) и ($104 \leq Z \leq 108, 162 \leq N \leq 176$).

Чтобы однозначно определить необходимые массы в области наиболее интенсивного поиска новых элементов ($112 \leq Z \leq 116, 170 \leq N \leq 176$), к сожалению, не хватает одного измеренного значения энергии α -распада для точного определения параметров обсуждаемой модели.

Данным методом рассчитаны все массы изотопов, которые требуются для вычисления энергий α -распадов. Получены энергии Q_α α -распада большого числа ядер с $Z \geq 104$, а также их периоды полураспада t_α (см. табл. 8—11). Некоторые из представленных в таблицах распадов уже наблюдались. Несмотря на это, в таблицах приведены теоретические значения Q_α и t_α . Их отличия от экспериментальных величин малы. Данные в таблицах ограничены лишь возможностями используемого метода оценки масс ядер. Слишком большие (годы) и слишком малые

Таблица 8

Энергии α -распада Q_α (МэВ) (верхнее значение) и периоды полураспада t_α (с) (нижнее значение) сверхтяжелых четно-четных изотопов с $Z = 104 - 112$, $N = 144 - 176$

	104	106	108	110	112
144	10.24 4.3 (-4)	10.39 7.9 (-4)			
146	10.23 4.2 (-4)	10.40 6.8 (-4)			
148	9.86 3.3 (-3)	10.25 1.5 (-3)			
150	9.17 2.4 (-1)	9.61 6.5 (-2)	10.67 5.2 (-4)		
152	8.76 4.0	9.37 2.9 (-1)	10.43 1.9 (-3)		
154	9.10 3.3 (-1)	9.88 1.0 (-2)	10.90 1.2 (-4)		
156	8.69 5.5	9.59 5.6 (-2)	10.63 5.0 (-4)	11.69 8.0 (-6)	
158		9.20 6.7 (-1)	10.27 3.5 (-3)	11.46 2.3 (-5)	11.59 4.5 (-5)
160		8.62 4.0 (1)	9.69 1.1 (-1)	10.98 2.5 (-4)	11.11 5.0 (-4)
162		8.04 4.0 (3)	9.11 5.3	10.50 3.3 (-3)	10.93 1.2 (-3)
164		9.40 1.3 (-1)	10.11 7.0 (-3)	11.47 1.7 (-5)	11.77 1.4 (-5)
166		8.69 1.9 (1)	9.76 5.6 (-2)	11.09 1.1 (-4)	11.39 8.7 (-5)
168		8.34 6.2 (2)	9.41 5.1 (-1)	10.71 7.7 (-4)	11.01 6.0 (-4)
170		7.99 4.3 (3)	9.06 5.3	10.33 6.3 (-3)	10.63 4.6 (-3)
172		6.88 1.8 (8)	7.82 1.1 (5)	9.05 2.5 (1)	9.28 2.5 (1)
174		6.42 5.96	7.42 4.4 (6)	8.56 1.0 (3)	8.79 9.2 (2)
176			6.96 5.9 (4)	8.07 4.7 (4)	8.30

(микросекунды) периоды t_α в таблицах не приводятся, поскольку наблюдение таких α -распадов затруднено.

Для четно-нечетных изотопов периоды полураспада t_α получены для двух вариантов предположения о степени запрета: для разрешенных и полузапрещенных переходов (см. табл. 11).

Представленные в таблицах результаты могут найти применение в качестве ориентиров для оценки возможности идентификации новых синтезированных изотопов, а также

Таблица 9

Энергии α -распада Q_α (МэВ) (верхнее значение) и периоды полураспада t_α (с) (нижнее значение) сверхтяжелых нечетно-нечетных изотопов с $Z = 105 - 111$, $N = 153 - 161$

	105	107	109	111
153	9.27 2.1			
155	9.29 1.7	10.08 5.4 (-2)		
157	8.73 8.1 (1)	9.76 3.5 (-1)	10.71 5.6 (-3)	
159		9.35 4.7	10.27 6.3 (-2)	11.46 3.8 (-4)
161		8.77 2.6 (-2)	9.69 2.1	10.98 4.3 (-3)

Таблица 10

Энергии α -распада Q_α (МэВ) (верхнее значение) и периоды полураспада t_α (с) (нижнее значение) сверхтяжелых нечетно-четных изотопов с $Z = 105, 107, 111$, $N = 154 - 162$

	105	107	111
154	9.45 6.6 (-1)	10.28 1.8 (-2)	
156	9.04 9.6	10.01 8.2 (-2)	
158	8.49 5.0 (2)	9.65 7.1 (-1)	11.64 1.7 (-4)
160		9.07 3.3 (1)	11.06 3.1 (-3)
162		8.49 2.3 (3)	10.68 2.3 (-2)

для решения разнообразных методических задач эксперимента, например, для получения более полной информации о выходе продуктов исследуемой реакции.

3. Результаты расчетов и обсуждение

Предложенный полуэмпирический метод применяется в настоящей работе для идентификации ядер, получаемых в экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов. Результаты, представленные в табл. 1—2 и 5—7, показывают, что спектроскопические факторы α -частиц, определяющие соотношение энергии α -распада и периода полураспада для изотопов, которые могут быть синтезированы, близки к

Таблица 11

Энергии α -распада Q_α (МэВ) (верхнее значение) и периоды полураспада t_α (с) (нижнее значение) сверхтяжелых четно-нечетных изотопов с $Z = 106 - 112$, $N = 153 - 175$. Величины t_α получены для двух вариантов предположения о степени запрета α -перехода: разрешенный (вверху) и полузапрещенный (внизу)

	106	108	110	112
153	9.62			
	4.7 (-1)			
	1.5 (-1)			
155	9.69	10.73		
	2.7 (-1)	2.6 (-3)		
	8.6 (-2)	8.1 (-4)		
157	9.49	10.59	11.83	
	8.8 (-1)	5.3 (-3)	3.4 (-5)	
	2.7 (-1)	1.6 (-3)	1.1 (-5)	
159	8.90	9.97	11.28	11.41
	5.0 (1)	1.8 (-1)	4.7 (-4)	9.3 (-4)
	1.5 (1)	5.5 (-2)	1.5 (-4)	2.9 (-4)
161	8.32	9.39	10.80	11.23
	3.6 (3)	6.8	5.4 (-3)	2.2 (-3)
	1.1 (3)	2.1	1.6 (-3)	6.7 (-4)
163			11.28	11.62
			4.0 (-4)	2.7 (-4)
			1.2 (-4)	8.6 (-5)
165			11.27	11.67
			3.8 (-4)	1.9 (-4)
			1.2 (-4)	6.0 (-5)
167			10.89	11.19
			2.6 (-3)	2.1 (-3)
			8.1 (-4)	6.4 (-4)
169			10.61	10.81
			1.1 (-2)	1.5 (-2)
			3.5 (-3)	4.6 (-3)
171			8.96	9.06
			4.7 (2)	1.1 (3)
			1.5 (2)	3.6 (2)
173			8.56	8.79
			9.6 (3)	8.4 (3)
			3.0 (3)	2.7 (3)
175			8.07	8.30
			5.3 (5)	4.4 (5)
			1.6 (5)	1.4 (5)

аналогичным величинам для уже полученных сверхтяжелых изотопов и тяжелых ядер с $Z \sim 90 - 100$, если принять предположения экспериментальных работ [1—8] относительно заряда и четности полученных нуклидов.

Важным является и получение ответа на вопрос о единственности проводимой иденти-

фикации. На примере изотопа, определенно-го авторами эксперимента как $^{288}114$, можно проиллюстрировать изменение величины спектроскопического фактора в зависимости от предположения о заряде родительского ядра при экспериментальной энергии распада. Рассчитанные значения спектроскопического фактора в рамках гипотезы $Z = 112$ оказываются сильно заниженным, а в рамках гипотез $Z = 115$ и $Z = 116$ — сильно завышенным по сравнению с реальным спектроскопическим фактором. Следовательно, данный метод вполне надежно отвергает обе эти гипотезы. Однако предположение о том, что получен элемент с $Z = 113$, не может быть опровергнуто путем подобных рассуждений, поскольку соответствующий спектроскопический фактор имеет значение, вполне соответствующее типичным величинам для ядер с нечетным Z .

Похожей является ситуация с другими измеренными изотопами: данный метод допускает и их заряд, меньший на единицу.

Кроме того, вследствие слабой зависимости периода полураспада ядра от его массы с помощью метода α -идентификации не может быть получен ответ на вопрос о числе нейтронов в ядре.

Отметим, что надежность подходов, основанных на систематиках, оказывается еще ниже, чем для данного метода, поэтому они также неспособны привести к однозначному выводу о числе нейтронов в исследуемом ядре.

Для обеспечения однозначности идентификации нового изотопа желательно в дополнение к обсуждаемому методу провести детальное исследование свойств реакции синтеза. Комбинация разных методов анализа увеличивает надежность предположений относительно зарядов синтезированных ядер. Так, маловероятно, что обсуждаемые эксперименты приводят к остаточному ядру с нечетным Z , поскольку вероятность испускания составным ядром протона, дейтрона или тритона слишком сильно подавлена из-за большой высоты соответствующих потенциальных барьеров.

Еще одной очевидной проблемой идентификации ядер сверхтяжелых элементов, доступной для решения в предложенном подходе, является поиск теоретическими методами всех возможных изотопов, которые могут излучать α -частицы с энергией, полученной

в эксперименте. Важно определить и периоды полураспада этих изотопов. По отношению к поставленной в конкретном опыте задаче идентификации ядра такие α -частицы могут создавать соответствующий фон. Кроме того, определение таким путем неизвестного ранее изотопа само по себе будет полезным побочным результатом проводимого исследования.

Заключение

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию α -распадных свойств ядер сверхтяжелых элементов для их надежной идентификации. Проанализирована возможность использования современной теории α -распада для целей такой идентификации. Развита полумпирический метод, позволяющий путем анализа известных α -переходов для близких по массе ядер получать значения ширины α -распада данного изотопа.

Результаты, представленные в работе, демонстрируют, что спектроскопические факторы α -частиц, определяющие соотношение энергии α -распада и периодов полураспада для новых синтезированных изотопов, близки к аналогичным величинам для полученных ранее сверхтяжелых и тяжелых ядер.

Для оценки масс неизвестных изотопов применена новая схема интерполяции и экстраполяции энергии присоединения нуклона к ядру. Использование данного метода позволило определить изотопы, которые могут излучать α -частицы с энергией, измеренной в эксперименте.

Несмотря на приближенность некоторых элементов предлагаемого метода, его использование для решения задач, перечисленных во введении, представляется оправданным. Более того, как следует из табл. 5—6, значения спектроскопических факторов нечетно-нечетных и нечетно-четных ядер, рассчитанные на основе всех известных экспериментов, оказываются весьма устойчивыми к вариациям параметров метода, то есть данный метод демонстрирует высокую предсказательную способность. Это позволяет с большой степенью надежности предсказывать периоды полураспада слабоизученных или неизученных изотопов в этой области ядер.

Теоретическое обоснования предлагаемого метода по сравнению с различными систе-

матиками, наличие в нем, фактически, только одного существенного параметра — усредненного спектроскопического фактора обеспечивает надежность предсказаний энергий α -переходов и времен жизни изотопов, позволяет сравнивать α -переходы в ядрах, различающихся по четности Z и N и анализировать α -распады разной степени запрета.

Предлагаемый метод идентификации продуктов ядерных реакций может быть распространен на другие интересные области исследований, в частности, использован для изучения изотопов с большим дефицитом нейтронов. Многие из представленных в данной работе α -распадных свойств ядер сверхтяжелых элементов, вероятно, будут проверены в ближайшие годы, поэтому полученные численные оценки величин могут послужить основой для определения или уточнения таких свойств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al. Synthesis of superheavy nuclei in the $^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$ reaction // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3154.
2. Oganessian Yu.Ts., Yeremin A.V., Gulbekian G.G. et al. Search of new isotopes of element 112 by irradiation of ^{238}U with ^{48}Ca // Eur. Phys. J. 1999. V. A5. P. 63.
3. Oganessian Yu.Ts., Yeremin A.V., Popeko A.G. et al. Synthesis of superheavy element 114 in reaction induced by ^{48}Ca // Nature. 1999. V. 400. P. 242.
4. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al. The synthesis of superheavy nuclei in the $^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$ reaction // Phys. At. Nucl. 2000. V. 63. P. 1679.
5. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al. The synthesis of superheavy nuclei in the $^{48}\text{Ca}+^{244}\text{Pu}$ reaction: $^{288}114$ // Phys. Rev. 2000. V. C62. 041604(R).
6. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al. Observation of the decay of $^{292}116$ // Phys. Rev. 2001. V. C63. 011301(R).
7. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Moody K.J. et al. Synthesis of $^{292}116$ in the $^{248}\text{Cm}+^{48}\text{Ca}$ reaction // Phys. At. Nucl. 2001. V. 64. P. 1349.
8. Oganessian Yu. Synthesis and properties of even-even isotopes with $Z=110-116$ in ^{48}Ca induced reactions // 52 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра «Ядро-2002». — М., 2002. — С. 37—40.
9. Колесников Н.Н. Энергии изобарных и изотопических переходов и новая формула для масс ядер // Вестник МГУ. Серия физика, астрономия. — 1966. — № 6. — С. 76—87.

10. Колесников Н.Н., Вымятнин В.М. Ядерные подоболочки и точная формула для энергии связи ядер // Известия вузов. Физика. — 1977. — № 6. — С. 115—123.
11. Колесников Н.Н., Бадаев О.П., Вымятнин В.М. Энергии связи нуклонов в среднетяжелых ядрах // М., 1980. — Деп. в ВИНТИ, № 4866-80. — 12 с.
12. Колесников Н.Н., Бадаев О.П., Старосотников М.И. Энергия связи нуклонов в ядрах области $22 < Z < 64$ // М., 1981. — Деп. в ВИНТИ, № 4867-81. — 15 с.
13. Колесников Н.Н., Бадаев О.П. Изомультуплетные уровни, энергии отрыва нуклонов и бета-распада легких ядер // М., 1983. — Деп. в ВИНТИ, № 6180-83. — 12 с.
14. Колесников Н.Н., Бадаев О.П., Вымятнин В.М. // В сб.: «Изучение возбужденных состояний ядер». Под ред. Б. С. Джелепова. — Алмата, 1986. — С. 255.
15. Бадаев О.П. Математическое моделирование ядерной энергетической поверхности // Вестник МГУ. Серия физика, астрономия. — 1996. — № 3. — С. 23—30.
16. Бадаев О.П. Феноменологическая модель для прогнозирования энергии связи β -нестабильных ядер // Физическая мысль России. — 1999. — Т. 7. № 1, 2. — С. 30—39.
17. Бадаев О.П. Математическое моделирование энергий связи сверхтяжелых атомных ядер // Препринт физич. ф-та МГУ № 12/2002. -05-16. — 12 с.
18. Бадаев О.П., Кургалин С.Д., Чувильский Ю.М. Оценка масс и вероятностей α -распада нейтронодефицитных изотопов трансурановых элементов // Известия РАН, серия физическая. — 2000. — Т. 64. № 5. — С. 924—929.
19. Кадменский С.Г., Фурман В.И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции. — // М.: Энергоатомиздат, 1985. — 224 с.
20. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д., Фурман В.И., Чувильский Ю.М. Полуэмпирический метод анализа относительных вероятностей спонтанной эмиссии тяжелых кластеров // Ядерная физика. — 1993. — Т. 56. Вып. 8. — С. 80—86.
21. Бадаев О.П., Кургалин С.Д., Чувильский Ю.М. Конкуренция протонного, α - и кластерного распада в области линии протонной стабильности // Известия РАН, серия физическая. — 2000. — Т. 64. № 5. — С. 918—923.
22. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д., Фурман В.И., Хлебостроев В.Г. α -распад нейтронных резонансов и тестирование оптических потенциалов α -частиц в глубокоподбарьерной области // Ядерная физика. — 1981. — Т. 33. Вып. 2. — С. 573—575.
23. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д., Фурман В.И., Чувильский Ю.М. Оптические потенциалы составных частиц и классификация распадов с испусканием тяжелых кластеров // Препринт ОИЯИ. — Дубна, 1989. — P4-89-509. — 22 с.; Ядерная физика. — 1990. — Т. 51. Вып. 1. — С. 50—61.
24. McFadden L., Satchler G.R. Optical-model analyses of the scattering of 24.7 MeV alpha particles // Nucl. Phys. — 1966. — V. 84. № 1. — P. 177—200.
25. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д. Облегченные α -переходы в деформированных ядрах // Известия АН СССР. Серия физическая. — 1980. — Т. 44. № 9. — С. 1955—1963.
26. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д. Фазовые соотношения и вероятности формирования α -частиц в поверхностной области четно-четных ядер // Известия вузов. Физика. — 1980. — Т. XXIII. № 7. — С. 49—54.
27. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д. Поверхностные спектроскопические факторы α -частиц в деформированных ядрах. — М., 1980. — 51 с. — Деп. в ВИНТИ 23.08.80, № 3287-80.
28. Вахтель В.М., Головкин Н.А., Громов К.Я., Иванов Р.Б., Кадменский С.Г., Кургалин С.Д., Михайлова М.А., Токмаков А.В., Фурман В.И., Чумин В.Г. Структурные эффекты и систематики α -переходов для ядер с $52 \leq Z \leq 90$ // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 1987. — Т. 18. Вып. 4. — С. 777—819.