

К 40-ЛЕТИЮ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Современное представление о стабильности
тяжелых и сверхтяжелых ядер

А. Собичевски

Дан краткий обзор последних теоретических исследований стабильности тяжелых и сверхтяжелых ядер. Рассматриваются четно-четные ядра с числом протонов $Z = 82-120$ и числом нейтронов $N = 126-190$. Проиллюстрирована роль оболочечной структуры этих ядер для их стабильности. Значительное внимание уделяется обсуждаемому длительное время деформированным сверхтяжелым ядрам, ряд которых уже получен экспериментально. Ожидается, что эти ядра находятся на пути к гипотетическим сферическим сверхтяжелым ядрам, проблема которых обсуждается уже на протяжении 30 лет.

PACS numbers: 25.60.+v, 25.70.-z, 25.85.Ca, 27.90.+b

Содержание

1. Введение (943).
 2. Важная роль оболочечных эффектов (943).
 3. Методы теоретического анализа (943).
 4. Основные результаты (945).
4.1. Оболочечная поправка к массе ядра. 4.2. Массы. 4.3. Периоды полураспада деформированных сверхтяжелых ядер. 4.4. Периоды полураспада по отношению к вылету α -частицы для деформированных и сферических сверхтяжелых ядер.
 5. Заключение (947).
- Список литературы (947).

1. Введение

В настоящее время ведутся интенсивные экспериментальные и теоретические исследования синтеза и свойств наиболее тяжелых ядер. Обзоры ранних экспериментальных результатов, а также результатов более современных экспериментов могут быть найдены, например, в [1–11].

Цель данной статьи состоит в том, чтобы дать краткий обзор последних теоретических результатов по исследованию свойств таких ядер. Обзоры более ранних результатов по этой теме содержатся в [12, 13]. Представленные здесь исследования основаны на микромакроскопическом описании ядерных свойств. Обсуждение результатов, полученных в полностью микроскопическом (Хартри–Фок–Боголюбов) подходе, приведено в [14].

Теоретические результаты, обсуждаемые в этом обзоре, близко связаны с экспериментальными исследо-

ваниями самых тяжелых ядер. Их цель состоит в описании существующих экспериментальных данных, а также в предсказании свойств еще не обнаруженных ядер. Эти исследования главным образом сконцентрированы на проблеме стабильности сверхтяжелых ядер.

2. Важная роль оболочечных эффектов

Известно, что ядра, подобно атомам, имеют оболочечную структуру. Влияние этой структуры важно для всех ядер. Ее роль для самых тяжелых ядер, однако, наиболее существенна, поскольку многие из них просто не существовали бы без влияния оболочечных эффектов.

Цель этого раздела состоит в том, чтобы показать важность влияния оболочечных эффектов на стабильность самых тяжелых ядер. Иллюстрация этого основана на результатах работы [15], в которой выполнен обширный количественный анализ влияния оболочечной структуры ядер на их свойства. В данной статье проанализированы четно-четные ядра тяжелее тория.

На рисунке 1, взятом из статьи [15], в логарифмическом масштабе приведены значения экспериментального T_{α}^{exp} и теоретического (макроскопическое без учета оболочечных эффектов описание) T_{α} времени полураспада по отношению к испусканию α -частиц (в секундах). T_{α} вычислялись на основе жидкокапельной модели ядра без учета оболочечной структуры.

Таким образом, различие между расчетными и экспериментальными периодами полураспада по отношению к вылету α -частицы целиком обусловлено влиянием оболочечной структуры ядер. Видно, что для всех тяжелых ядер, кроме двух самых легких изотопов урана, оболочечные эффекты увеличивают период полураспада. T_{α} увеличивается на 2–5 порядков для большинства рассматриваемых ядер.

Еще большее влияние оболочечных эффектов обнаружено для времен жизни по отношению к спонтанному делению T_{sf} . Это видно из рис. 2, где даны эксперимен-

А. Собичевски. Институт ядерных исследований им. А. Солтана,
PL-00-681 Варшава, ул. Хожа 69, Польша
E-mail: Adam.Sobiczewski@fuw.edu.pl

Статья поступила 8 июля 1996 г.

Перевод — Черепанов Е.А.

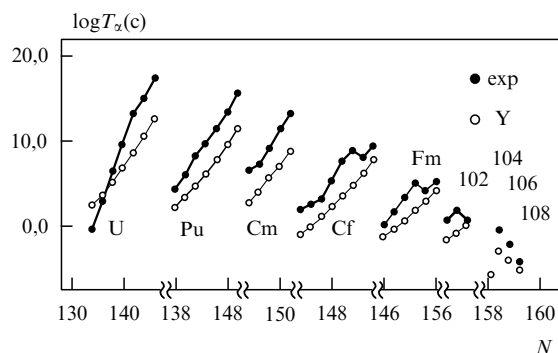


Рис. 1. Логарифм экспериментального (exp) и гладкого (Y) периодов полураспада по отношению к вылету α -частицы T_α (в секундах) [15].

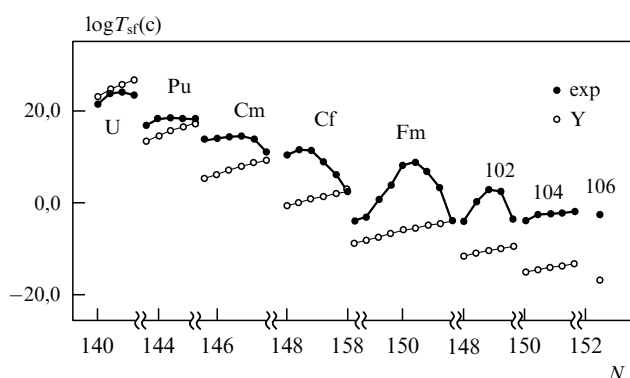


Рис. 2. Логарифм экспериментального (exp) и макроскопического (Y) периодов полураспада для спонтанного деления T_{sf} (в секундах) [15].

тальные и расчетные (в макроскопической модели без учета оболочечных поправок) значения T_{sf} . Видно, что влияние оболочечных эффектов задерживает во времени процесс деления для всех рассмотренных здесь ядер, кроме только самых легких изотопов урана. Эта задержка увеличивается от нескольких порядков для изотопов Pu до приблизительно 15 порядков величины для ядра $^{260}106$, которое имеет самый большой заряд Z среди четно-четных ядер с измеренным T_{sf} . Для таких тяжелых ядер, как $^{260}106$, с T_{sf} , равным нескольким миллисекундам, увеличение времени жизни за счет влияния оболочечной структуры фактически определяет их период полураспада. Другими словами, эти ядра не существовали бы без влияния на период полураспада оболочечных эффектов, как это уже упоминалось выше.

Механизм, который фактически определяет влияние оболочечных эффектов на полный период полураспада очень тяжелых ядер, проиллюстрирован на рис. 3. На этом рисунке показан барьер спонтанного деления ядра $^{264}108$ или, другими словами, зависимость энергии основного состояния этих ядер от параметра квадрупольной деформации β_2 . Для каждого β_2 энергия минимизирована по отношению к параметру гексадекапольной деформации β_4 . Полный барьер деления (Y + SHELL) с учетом оболочечных эффектов показан сплошной линией, а его гладкая (Y) часть (полученная в расчетах с использованием потенциала Юкавы с экспоненциальным членом [16]) — пунктирной линией. На рисунке 3 для сравнения приведен также барьер деления (точечная

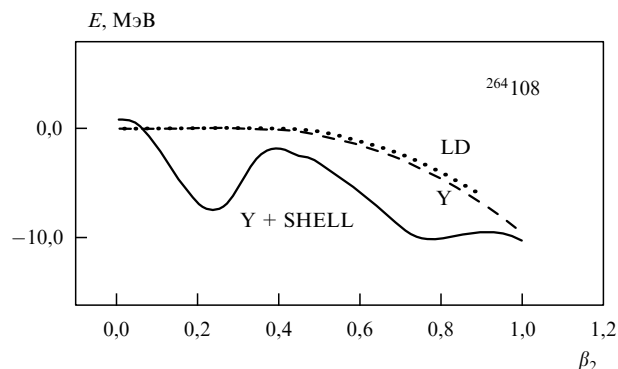


Рис. 3. Полный (Y + SHELL) барьер деления и его гладкая часть (Y), полученные в расчетах с использованием потенциала Юкавы с экспоненциальным членом и модели жидкой капли (LD), для ядра $^{264}108$ [15].

кривая), полученный на основе другой макроскопической модели (модели жидкой капли (LD) [17]). Можно видеть, что значительная высота (приблизительно 6 МэВ) барьера деления есть результат включения оболочечных эффектов. Без них никакой барьер деления (Y и LD) не возникает. Здесь можно добавить, что оболочечные эффекты также важны после преодоления барьера деления на пути к точке разделения, как было показано в [18–21].

Рисунки 1–3 иллюстрируют очень важную роль, которую играют оболочечные эффекты в свойствах самых тяжелых ядер (особенно в их стабильности), а также сильную зависимость оболочечных эффектов от числа протонов Z и нейтронов N . Это означает, что при теоретическом анализе все ядра должны рассматриваться индивидуально, т.е. без усреднения по ряду ядер. Сильная зависимость оболочечных эффектов от деформации ядер (см. рис. 3) требует внимательного анализа деформации. Другими словами, анализ свойств тяжелых ядер должен выполняться в достаточно большом, многомерном деформационном пространстве [22–24].

3. Методы теоретического анализа

Как было сказано во введении, широкое изучение стабильности тяжелых и сверхтяжелых ядер основано на микро-макроскопическом подходе. Этот простой подход позволяет достаточно хорошо описывать некоторые ядерные свойства, в частности ядерные массы [25]. Также представлены в литературе чисто микроскопические подходы, реализуемые в самосогласованных Хартри–Фок–Боголюбов-вычислениях с использованием эффективных двухтелных сил (см., например, [26, 14]).

В микро-макроскопических вычислениях, используемых в этой статье, масса ядра определялась как сумма макроскопической (рассчитанной на основе потенциала Юкавы с экспоненциальным членом) [16] и микроскопической (оболочечная поправка) частей. Последняя получена с помощью метода Струтинского [27] на основе одночастичного потенциала Вудса–Саксона [28].

Период полураспада относительно вылета α -частицы T_α рассчитывался на основе феноменологической формулы Вайолы и Сиборга [29] с четырьмя подгоночными

параметрами, переопределенными нами [30] для расчета новых данных.

Наконец, период полураспада относительно спонтанного деления T_{sf} вычислялся на основе динамического подхода [31–33], который состоит в поиске одномерной делительной траектории в многомерном деформационном пространстве, для которой интеграл действия, соответствующий проникаемости через барьер деления, минимальный. Тензор инерции, появляющийся в интеграле и описывающий инерцию ядра относительно его деформации, рассчитывался в кренкинг-модели (см., например, [34–36]).

Более детальное описание этих методов можно найти, например, в [23, 12, 37].

4. Основные результаты

4.1. Оболочечная поправка к массе ядра

Как описано в разделе 2, оболочечная поправка является главным фактором, влияющим на стабильность самых тяжелых ядер. Это обсуждалось в ряде статей, например в [38, 39, 15, 13]. В частности, оболочечная поправка к массе ядер в основном состоянии дает первичный вклад при расчете стабильности этих ядер.

На рисунке 4, взятом из [40], приведены оболочечные поправки к массе ядер E_{sh} , вычисленные для большой области самых тяжелых нуклидов. Видно, что зависимость E_{sh} имеет три минимума в рассматриваемой области ядер. Первый, самый глубокий ($E_{sh} = -14,3$ МэВ), получен для дважды магического сферического ядра ^{208}Pb . Второй минимум ($E_{sh} = -7,2$ МэВ) появляется для ядра $^{270}108_{162}$, которое предсказано как дважды магическое деформированное ядро [41, 23]. Третий минимум с такой же глубиной ($E_{sh} = -7,2$ МэВ), как и второй, получен для ядра $^{296}114_{182}$, которое близко к ядру $^{298}114_{184}$, предсказанному в [42, 43] как дважды магическое сферическое ядро, следующее за самым тяжелым, существующим в природе ядром ^{208}Pb . Кроме этих трех минимумов на рисунке видно довольно широкое плато вокруг ядра ^{252}Fm , которое, хотя и имеет меньшую (по абсолютному значению) оболочечную поправку

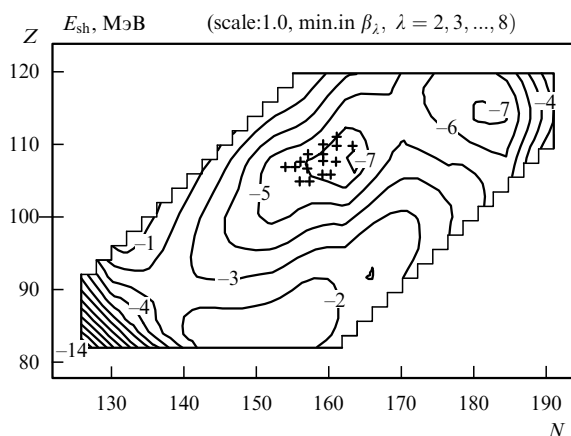


Рис. 4. Контурная карта оболочечных поправок к энергии E_{sh} . Крестиками обозначены самые тяжелые нуклиды, синтезированные к настоящему времени [40].

($E_{sh} = -5,2$ МэВ), чем ядро $^{270}108$, может также считаться дважды магическим деформированным ядром [41, 23]. Крестиками на рисунке обозначены самые тяжелые нуклиды, синтезированные к настоящему времени. Самые тяжелые изотопы элемента с $Z = 106$ были получены в [6], $Z = 108$ — в [11], $Z = 109$ — в [44, 9], $Z = 110$ — в [8, 45] и $Z = 111$ — в [9]. Недавно полученный в [46] изотоп $^{277}112$ еще не отмечен на рисунке.

Из рисунка 4 можно видеть, что некоторые из уже синтезированных ядер имеют добавку порядка 6–7 МэВ к их энергии связи, обусловленную оболочечной поправкой.

Появление области деформированных сверхтяжелых ядер вокруг предсказанного дважды магического ядра $^{270}108$ (^{270}Hs) составляет главное за последние годы изменение наших представлений относительно стабильности самых тяжелых ядер. Прежде длительное время полагали, что предсказанные сферические сверхтяжелые ядра, расположенные вокруг дважды магического ядра $^{298}114$, составляют остров стабильности, который отделен от полуострова относительно долгоживущих ядер "морем" полной неустойчивости. Появление деформированных сверхтяжелых ядер позволяет ожидать, что полуостров должен быть продлен до острова сферических сверхтяжелых ядер включительно. Это качественно иллюстрирует рис. 5, взятый из [33].

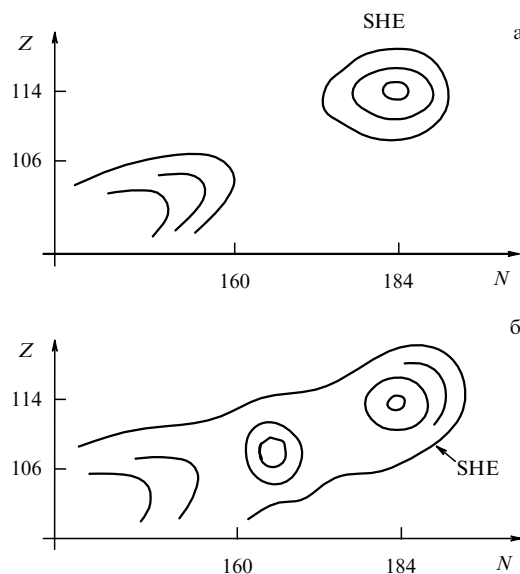


Рис. 5. Области относительно долгоживущих ядер: как полагалось ранее (а) и как ожидается теперь (б) [33].

4.2. Масса

Интересно показать, насколько хорошо экспериментальные массы воспроизводятся расчетом с учетом оболочечных поправок, которые приведены на рис. 4. На рисунке 6, взятом из статьи [47], показано отличие между расчетными и экспериментальными массами. Видно, что для большинства рассматриваемых здесь ядер различие между данными эксперимента и теории лежит в небольших пределах $\pm 0,25$ МэВ. Максимальное различие получено для дважды магического ядра ^{208}Pb . Расчетная энергия связи (примерно 1 МэВ) слишком

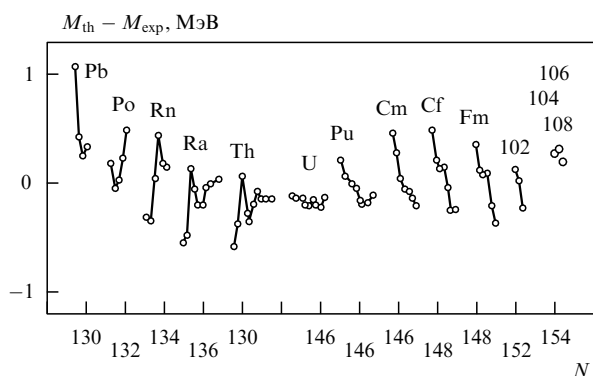


Рис. 6. Различие между расчетными (th) и экспериментальными (exp) массами [47].

мала для этого ядра. Также видно, что расчетная изотопическая зависимость расчетных масс не отражает экспериментальную зависимость, кроме изотопов урана, и это изменяется от одного элемента к другому.

4.3. Периоды полураспада деформированных сверхтяжелых ядер

На рисунке 7, взятом из работы [37], приведены периоды полураспада по отношению к вылету α -частицы T_α и к спонтанному делению T_{sf} , вычисленные для деформированных сверхтяжелых ядер, расположенных в районе ядра $^{270}108$. Отчетливо виден эффект от деформирован-

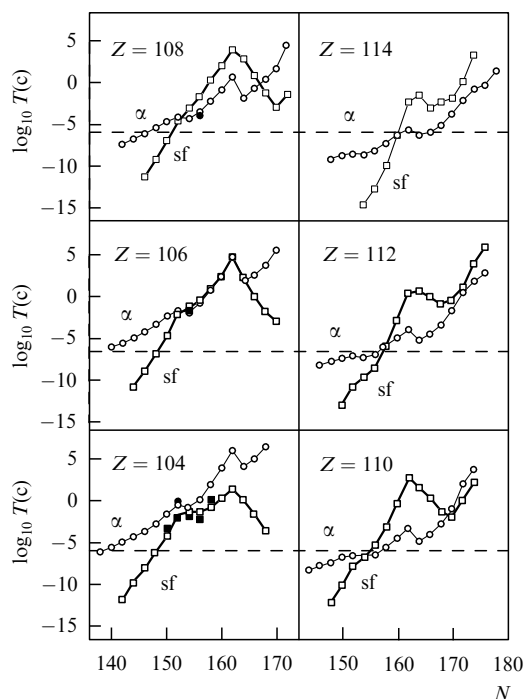


Рис. 7. Логарифмы расчетных периодов полураспада (в секундах) по отношению к спонтанному делению (sf) и вылету α -частиц как функции от числа нейтронов N для элементов 104–114. Экспериментальные величины даны заполненными значками. Горизонтальная пунктирная линия указывает самый короткий период полураспада (10^{-6} с) ядра, который может быть измерен в современной установке при синтезе сверхтяжелых элементов [37].

ной оболочки с $N = 162$. Слабее эффект от влияния оболочки с $N = 152$, который особенно проявляется для более легких элементов. Эти эффекты делают систематику периодов полураспада весьма сложной.

Сравнение результатов расчета для T_{sf} и T_α показывает, что для $Z = 104$ T_{sf} меньше T_α для всех значений N . Для $Z = 106$ T_{sf} сопоставим с T_α для большого числа изотопов с ($N = 152–164$). Для больших значений Z T_{sf} больше T_α , причем для большого числа изотопов. Это, возможно, результат влияния оболочечных эффектов, главным образом, оболочки $N = 162$, к которым T_{sf} более чувствителен, чем T_α . Только для самых легких изотопов T_{sf} короче, чем T_α для всех исследованных элементов.

4.4. Периоды полураспада по отношению к вылету α -частицы для деформированных и сферических сверхтяжелых ядер

Поскольку вылет α -частицы — главный способ распада для многих ядер, проанализированных на рис. 7, особенно с самыми большими Z , было бы интересно распространить вычисления T_α для более тяжелых ядер и охватить также область сферических сверхтяжелых ядер. Результаты таких вычислений приведены на рис. 8, взятом из работы [40]. На нем рассмотрена довольно большая область ядер с $Z = 100–120$ и $N = 146–190$.

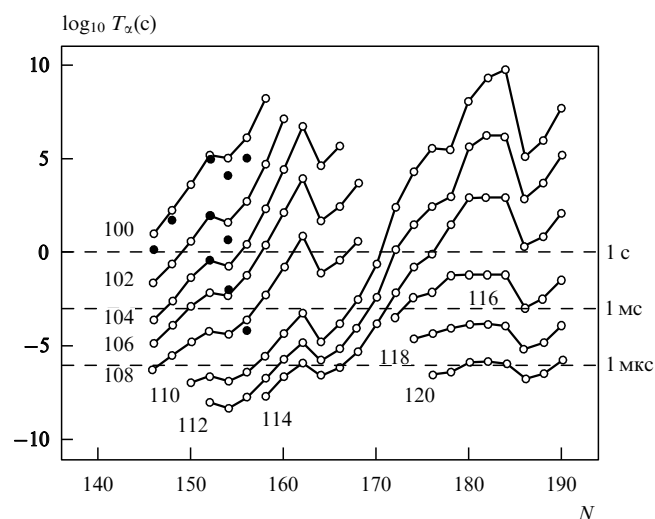


Рис. 8. Логарифм расчетных значений периодов полураспада (в секундах) по отношению к вылету α -частицы T_α как функции числа нейтронов N для ядер с $Z = 100–120$. Экспериментальные величины также показаны (заполненными кружками) [40].

Можно видеть результат влияния нейтронных оболочек с $N = 152$, 162 и 184 . Эффект от сферической оболочки с $N = 184$ (особенно для $Z = 110$) — самый сильный, эффект от оболочки с $N = 162$ (особенно для $Z = 108$) — не намного слабее. Эффект от деформированной оболочки с $N = 152$ — самый слабый. Также ясно виден эффект протонных оболочек. Эффект от сферической оболочки с $Z = 114$ (особенно для изотопов с $N \approx 184$) примерно такой же, как от деформированной оболочки с $Z = 108$ (особенно для изотопов с $N \approx 162$). Эффект от деформированной оболочки с $Z = 100$ — самый слабый.

Надо отметить (см. рис. 8), что вследствие большого влияния эффекта оболочек для дважды магического деформированного ядра $^{270}_{108}T_x$ (приблизительно 6 с) не намного короче, чем T_α (приблизительно 700 с) для дважды магического сферического ядра $^{298}_{114}$, хотя последнее имеет намного больше нейтронов. Также интересно обратить внимание на то, что зависимость $\log T_\alpha$ от Z для нейтронной деформированной оболочки с $N = 162$ сильно отличается от этой зависимости для нейтронной сферической оболочки с $N = 184$. Эта зависимость при $N = 162$ менее однородная и менее гладкая.

Экспериментальные значения T_α , известные для десяти ядер среди представленных на рис. 8, воспроизводятся в расчетах с точностью в среднем в пределах фактора 3. Самое большое расхождение получено для $^{256}_{102}$. Расчетная величина приблизительно в 8 раз больше экспериментального значения для этого ядра.

Сравнение с экспериментальными величинами также показывает, что в расчетах T_α для $N = 152$ и $Z = 100$ недооценен эффект влияния оболочек.

Для понимания соотношения между расчетными значениями периодов полураспада для α -распада T_α и для спонтанного деления T_{sf} для изотопов элемента 114 они приведены на рис. 9 [47]. Этот элемент запланировано синтезировать в ближайшем будущем в Дармштадте [48] и Дубне [49]. Из рисунка видно, что T_{sf} больше T_α для довольно большого числа рассматриваемых ядер. Можно видеть, что, начиная с числа нейтронов $N = 162$, мы имеем $T_{sf} > T_\alpha$. Для самого тяжелого изотопа ($N = 178$), показанного на рисунке, T_{sf} больше T_α примерно на 8 порядков. Дополнительно, кроме низкого локального максимума для T_α при $N = 162$ и для T_{sf} при $N = 164$ оба периода полураспада растут с увеличением N . Полный период полураспада (совпадающий с T_α) для самого тяжелого изотопа ($N = 178$) составляет 24 с.

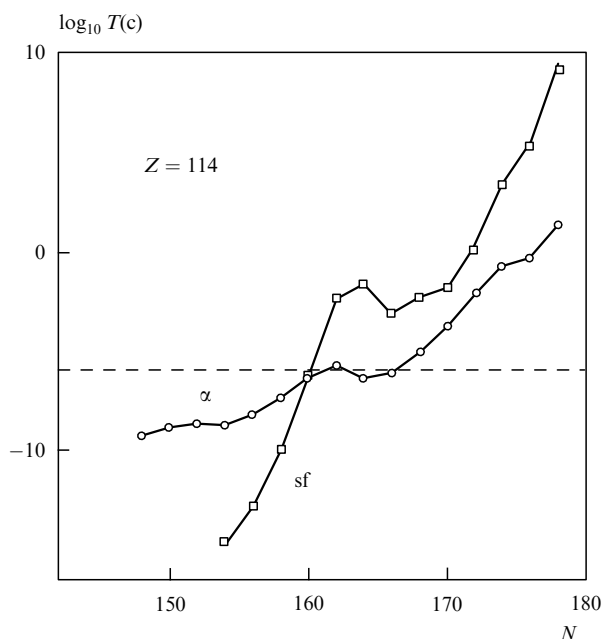


Рис. 9. Логарифм периодов полураспада (в секундах) с вылетом α -частицы (α) и спонтанного деления (sf), вычисленный для различных изотопов элемента 114 [47].

5. Заключение

В заключении этого краткого обзора последних теоретических исследований стабильности тяжелых и сверхтяжелых ядер можно сказать следующее:

1. Оболочечные эффекты играют важную роль в стабильности самых тяжелых ядер. Согласно теоретическому анализу все ядра с атомным номером Z , большим, чем примерно 105–106, существуют или, как ожидается, будут существовать только вследствие влияния этих эффектов.

2. Влияние оболочечных эффектов на свойства деформированных сверхтяжелых ядер довольно значительно. Оно сопоставимо с влиянием оболочечных эффектов на свойства сферических сверхтяжелых ядер.

3. В частности, ожидается существование большой области деформированных сверхтяжелых ядер, расположенной вокруг предсказанного дважды магического деформированного ядра $^{270}_{108}$. Ряд ядер из этой области уже был получен в эксперименте. Существование этой области изменяет наше представление о стабильности самых тяжелых ядер. В частности, сферические сверхтяжелые ядра, расположенные вокруг гипотетического дважды магического ядра $^{298}_{114}$, больше не находятся в виде острова в "море" полной неустойчивости, а принадлежат к протяженному полуострову относительно долгоживущих ядер. Таким образом, можно надеяться (в случае синтеза сверхтяжелых ядер в лабораторных условиях) обнаружить экспериментально все деформированные ядра на пути к острову сферических сверхтяжелых ядер.

4. Можно ожидать, что ядра из сверхтяжелой области будут распадаться в основном путем эмиссии α -частиц, что важно для экспериментального изучения таких ядер, поскольку делает их идентификацию более легкой и надежной. Последние экспериментальные исследования подтверждают это ожидание.

Автор хотел бы поблагодарить З. Патыка, Я. Скальского и Р. Смолянчука, в совместной работе с которыми было получено большинство рассмотренных в данном обзоре результатов, а также П. Армбрустера, Ф.П. Хессбергера, Д.Ц. Хоффмана, С. Хоффмана, Е.К. Хьюлета, Ю.А. Лазарева, М. Лейно, Г. Мюнценберга, В. Нинова, В. Неренберга, Ю.Ц. Оганесяна, А.Г. Попеко, С. Шаро, М. Шаделя и А.В. Еремина за очень полезные и плодотворные обсуждения. Также благодарен за поддержку Польскому комитету научных исследований (KBN), Грант номер 2 P03B 156 08, и ГСИ — Дармштадт.

Список литературы

1. Münzenberg G *Rep. Prog. Phys.* **51** 57 (1988)
2. Hoffman D C, Somerville L P, in *Particle Emission from Nuclei* Vol. 3 (Eds D N Poenaru, M S Ivascu) (Boca Raton: CRC Press, 1989) p. 1
3. Hulet E K et al. *Phys. Rev. C* **40** 770 (1989)
4. Seaborg G T, Loveland W D *The Elements beyond Uranium* (New York: Wiley, 1990)
5. Loughheed R W et al. *J. Alloys Comp.* **213/214** 61 (1994)
6. Lazarev Yu A et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 624 (1994)
7. Armbruster P, in *Proc. Intern. Conf.: Nuclear Shapes and Nuclear Structure at Low Excitation Energies, Antibes, France, 1994* (Eds M Vergnes, D Goutte, P H Heenen, J Sauvage) (Gif-sur-Yvette: Editions Frontieres, 1994) p. 365
8. Hofmann S et al. *Z. Phys. A* **350** 277 (1995)
9. Hofmann S et al. *Z. Phys. A* **350** 281 (1995)

10. Ghiorso A et al. *Phys. Rev. C* **51** R2293 (1995)
11. Lazarev Yu A et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1903 (1995)
12. Собичевски А *ЭЧАЯ* **25** 295 (1994); *Phys. Part. Nucl.* **25** (2) 119 (1994)
13. Möller P, Nix J R *J. Phys.* **20** 1681 (1994)
14. Berger J F et al., in *Proc. 24th Intern. Workshop: Extremes of Nuclear Structure, Hirschegg, Austria, 1996* (Eds H Feldmeier, J Knoll, W Nörenberg) (Darmstadt: GSI, 1996) p. 43
15. Patyk Z et al. *Nucl. Phys. A* **491** 267 (1989)
16. Krappe H J, Nix J R, Sierk A J *Phys. Rev. C* **20** 992 (1979)
17. Myers W D, Swiatecki W J *Ark. Fys.* **36** 343 (1967)
18. Depta K et al. *Mod. Phys. Lett. A* **1** 377 (1986)
19. Möller P, Nix J R, Swiatecki W J *Nucl. Phys. A* **469** 1 (1987); **492** 349 (1989)
20. Pashkevich V V *Nucl. Phys. A* **477** 1 (1988)
21. Ćwiok S et al. *Nucl. Phys. A* **491** 281 (1989)
22. Sobiczewski A et al. *Nucl. Phys. A* **485** 16 (1988)
23. Patyk Z, Sobiczewski A *Nucl. Phys. A* **533** 132 (1991)
24. Smolańczuk R, Klapdor-Kleingrothaus H V, Sobiczewski A *Acta Phys. Pol. B* **24** 685 (1993)
25. Patyk Z et al. *Acta Phys. Pol. B* **27** 457 (1996)
26. Berger J F, Girod M, Gogny D *Nucl. Phys. A* **502** 85c (1989)
27. Strutinsky V M *Nucl. Phys. A* **95** 420 (1967); **122** 1 (1968)
28. Ćwiok S et al. *Comput. Phys. Commun.* **46** 379 (1987)
29. Viola V E, Jr., Seaborg G T *J. Inorg. Nucl. Chem.* **28** 741 (1966)
30. Sobiczewski A, Patyk Z, Ćwiok S *Phys. Lett. B* **224** 1 (1989)
31. Pauli H C *Phys. Reports C* **7** 35 (1973); *Nukleonika* **20** 601 (1975)
32. Baran A et al. *Nucl. Phys. A* **361** 83 (1981)
33. Patyk Z et al. *Nucl. Phys. A* **502** 591c (1989)
34. Brack M et al. *Rev. Mod. Phys.* **44** 320 (1972)
35. Pomorski K et al. *Nucl. Phys. A* **283** 394 (1977)
36. Собичевски А *ЭЧАЯ* **10** 1170 (1979)
37. Smolańczuk R, Skalski J, Sobiczewski A *Phys. Rev. C* **52** 1871 (1995)
38. Ćwiok S et al. *Nucl. Phys. A* **410** 254 (1983)
39. Böning K et al. *Z. Phys. A* **325** 479 (1986)
40. Smolańczuk R, Sobiczewski A, in *Proc. XV EPS Nucl. Phys. Conf. on Low Energy Nuclear Dynamics, St. Petersburg, Russia, 1995* (Eds Yu Oganessian, W von Oertzen, R Kalpakchieva) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 313
41. Patyk Z, Sobiczewski A *Phys. Lett. B* **256** 307 (1991)
42. Sobiczewski A, Gareev F A, Kalinkin B N *Phys. Lett.* **22** 500 (1966)
43. Meldner H *Ark. Fys.* **36** 593 (1967)
44. Münzenberg G et al. *Z. Phys. A* **309** 89 (1982)
45. Lazarev Yu A et al. *Phys. Rev. C* (in press)
46. Hofmann S et al. *Z. Phys. A* **352** (1995) (in press)
47. Smolańczuk R, Skalski J, Sobiczewski A, in *Proc. 24th Intern. Workshop: Extremes of Nuclear Structure, Hirschegg, Austria, 1996* (Eds H Feldmeier, J Knoll, W Nörenberg) (Darmstadt: GSI, 1996) p. 35
48. Hofmann S, private communication (1996)
49. Oganessian Yu Ts, private communication (1996)

Present view of stability of heavy and superheavy nuclei

A. Sobiczewski

*A. Soltan Institute for Nuclear Studies,
Hoża 69, PL-00-681 Warsaw, Poland
E-mail: Adam.Sobiczewski@fuw.edu.pl*

Recent theoretical studies of the stability of heavy and superheavy nuclei are shortly reviewed. Even-even nuclei with proton number $Z = 82-120$ and neutron number $N = 126-190$ are considered. The important role of the shell structure in nuclear stability is illustrated. Much attention is given to deformed superheavy nuclei, which are expected to be on the way to the long-discussed, hypothetical spherical superheavy nuclei.

PACS numbers: **25.60.+v**, **25.70.-z**, **25.85.Ca**, **27.90.+b**

Bibliography — 49 references

Received 8 July 1996