

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.12(023)

СВЕРХТЯЖЕЛЫЕ ЯДРА *)

Дж. Никс

С ускорителями тяжелых ионов связывается надежда получать все более тяжелые ядра — сотни короткоживущих возбужденных изотопов и, быть может, среди них несколько изотопов, находящихся в основном состоянии, период полураспада которых исчисляется годами.

В течение последних пяти лет ведутся неистовые поиски ядер, значительно более тяжелых, чем до сих пор известные. Эти «сверхтяжелые» ядра пытаются как найти в природе, так и получить искусственно в качестве выхода различных реакций, протекающих в ускорителях всего мира. При поисках этих ядер исследователи прошли путь от Русской православной церкви XIV века до дна океана у островов Фиджи, от Калифорнийских платиновых и золотых копеек до метеоритов и образцов лунной породы. Но нигде не было найдено никаких доказательств в пользу существования сверхтяжелых ядер. Теперь к ускорителям в СССР и Франции присоединился новый ускоритель Супер-ХИЛАК (Super-HILAC) в Беркли. Эти ускорители, потенциально способные создавать сверхтяжелые ядра, существование которых было предсказано семь лет назад, должны стимулировать новые их поиски.

Почему же такие ядра могут оказаться устойчивыми, несмотря на наличие различных видов их распада? Каковы лучшие способы получения таких ядер? И если мы сможем их получить, то какими окажутся их химические и физические свойства? Все эти вопросы будут обсуждены в настоящей статье.

КАЧЕСТВЕННЫЕ СООБРАЖЕНИЯ

В природе обнаружено около 300 ядер — это ядра изотопов различных элементов, содержащие от одного до 94 протонов. Все встречающиеся в природе ядра вместе с 1200 ядрами, полученными за последние 50 лет искусственным путем, изображены на рис. 1. Наиболее тяжелое искусственное ядро содержит 105 протонов и имеет массовое число, равное 262.

Протяженность этой «полосы» известных ядер ограничена в силу возникновения деления ядра. При переходе в область тяжелых ядер разрушающие кулоновские силы растут быстрее, чем силы внутриядерного сцепления, и возникает спонтанное деление ядра. Кроме того, большие силы

*) James Rayford Nix, Prediction for Superheavy Nuclei, Phys. Today 25 (4), 30 (1972). Перевод Н. И. Гинзбург.

Джеймс Р. Никс — сотрудник Теоретического отдела Лос-Аламосской лаборатории Калифорнийского университета в Нью-Мексико, США.

кулоновского отталкивания вызывают быстрый распад ядер в результате испускания α -частиц.

Если же возникает спонтанное деление ядра и α -распад, то как можно надеяться найти за пределами этой полосы еще более тяжелые ядра? Дело в том, что возникает дополнительная устойчивость ядра, связанная с заполнением протонных и нейтронных оболочек. При увеличении числа частиц в ядре отдельные протоны и нейтроны садятся на определенные одночастичные орбиты. Когда данная оболочка протонов или нейтронов

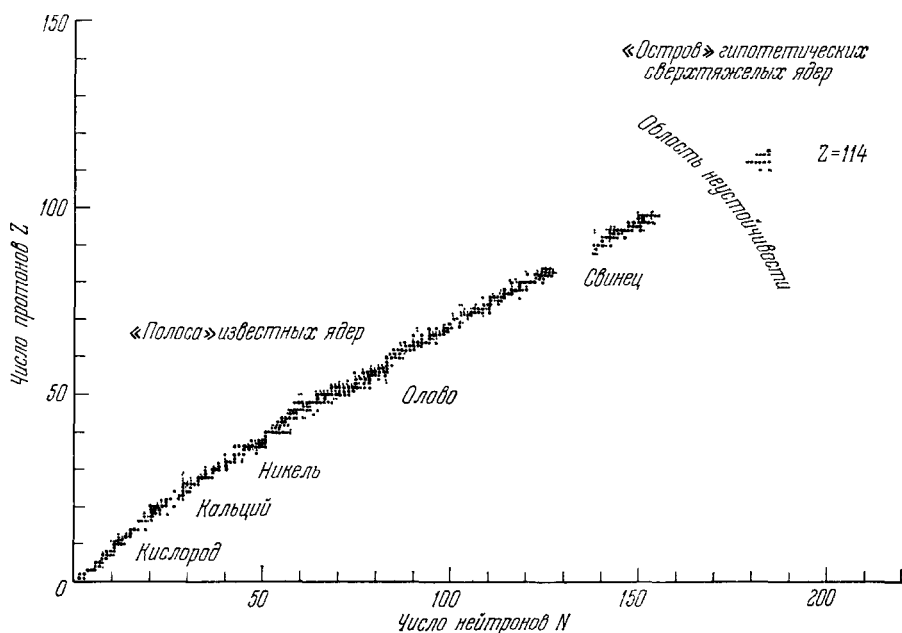


Рис. 1. Расположение гипотетических сверхтяжелых ядер и известных ядер. Положение каждого ядра определяется числом входящих в него протонов и нейтронов. Все известные ядра образуют длинную «полосу», а сверхтяжелые, которые, может быть, удастся получить, лежат на «острове», отделенном от этой полосы областью неустойчивости. Темные точки — ядра, встречающиеся в природе, средние — ядра с периодами полураспада больше года и мелкие точки — ядра с периодами полураспада меньше года.

полностью заполняется, энергия ядра понижается, т. е. возникает дополнительная связь, а следовательно, возрастает и устойчивость ядра. На рис. 1 указаны элементы с заполненными протонными оболочками. Величину этой дополнительной связи можно видеть на рис. 2. Точками обозначена разность между измеренными массами ядер в основном состоянии и плавным вкладом в значения этих масс в модели жидкой капли, т. е. другими словами, экспериментально определенное влияние отдельных частиц на энергию основного состояния¹. Вклад отдельных частиц изображен как функции числа протонов Z и числа нейтронов N . Итак, из эмпирических соображений следует, что заполнение одной основной оболочки приводит к дополнительной энергии связи, равной примерно 5 Мэв. Заполнение же обеих протонной и нейтронной оболочек, как у Pb^{208} ($Z = 82$, $N = 126$) приводит к дополнительной энергии связи около 10 Мэв. Оказывается, что в весьма хорошем приближении высота потенциального барьера, препятствующего делению ядра, увеличивается как раз на величину этой дополнительной энергии связи.

Заполнение оболочек следующим за свинцом ядер предсказаны для $Z = 114$ и $N = 184$, что соответствует массовому числу 298. Если не

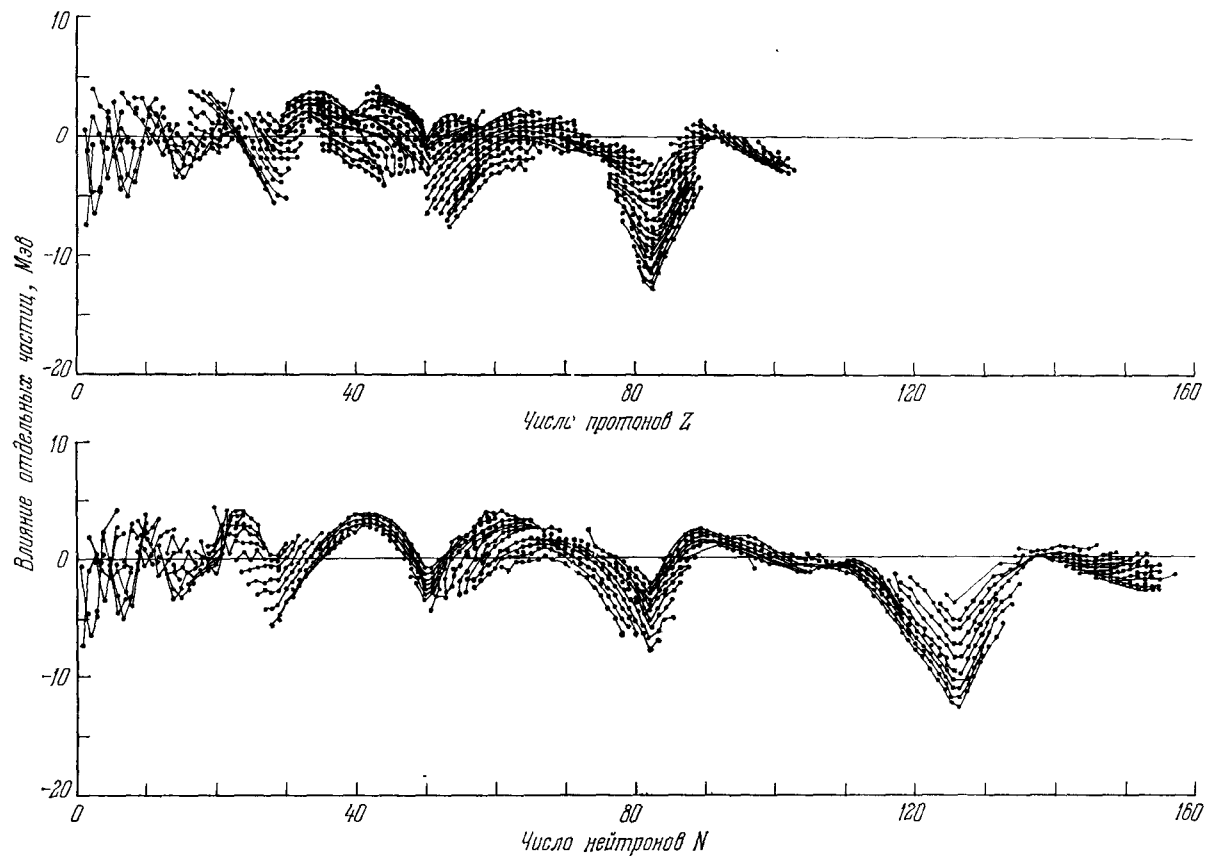


Рис. 2. Увеличение устойчивости ядер вблизи заполненных оболочек.

Измеренные значения масс ядер в основном состоянии характерным образом флуктуируют по отношению к плавной кривой, полученной для модели жидкой капли. Эти флуктуации обусловлены влиянием отдельных частиц. Обратите особое внимание на увеличение энергии связи ядер, содержащих примерно 82 протона или 126 нейтронов. Аналогичное увеличение можно снова ожидать для ядер с числом протонов 114 и нейтронов 184.

учитывать одночастичные эффекты, величина препятствующего делению барьера у такого сверхтяжелого ядра должна быть пренебрежимо малой. Но заполнение оболочек приводит к увеличению этого барьера примерно до 10 *Мэв*. Такой барьер является довольно высоким. Укажем для сравнения, что высота барьеров таких ядер, как уран, составляет лишь 5 *Мэв*! Таким образом, сверхтяжелые ядра с почти заполненными протонными и нейтронными оболочками должны быть сравнительно устойчивыми относительно спонтанного деления ядра, даже если ядра, расположенные в промежутке между концом полосы и «островом» (см. рис. 1), таковыми не являются.

Дополнительная энергия связи увеличивает также устойчивость ядра относительно α -распада, но только для ядер с заполненными оболочками и для более легких ядер. Для тяжелых ядер вероятность α -распада фактически увеличивается и доходит до минимума с приближением к ядру с заполненной оболочкой. Именно эта повышенная вероятность α -распада приводит к отсутствию в природе ядер немного тяжелее свинца. В связи с этим можно ожидать появления сравнительно устойчивых относительно α -распада ядер в центре и в нижней левой части «острова» предсказанных сверхтяжелых ядер. Ядра, расположенные в верхней части этого «острова», должны претерпевать быстрый α -распад.

И наконец, по характеру «полосы» устойчивых ядер (из ее положения на рис. 1) можно ожидать, что линия устойчивости относительно бета-распада должна пройти почти точно через центр «острова». Это значит, что по крайней мере некоторые из этих ядер могут оказаться устойчивыми относительно β -распада (включая захват электрона).

Мы привели простые качественные соображения, указывающие на возможность существования в области ${}_{114}\text{X}^{298}$ ядер, сравнительно устойчивых относительно спонтанного деления, α -распада и β -распада, т. е. всех трех существенных типов распада.

ИСТОРИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Хотя возможность существования сверхтяжелых ядер рассматривалась значительно ранее, широко развившиеся современные исследования начались семь лет назад в Беркли в результате появления двух независимых работ ². В первой работе У. Мейер и В. Святецкий получили, что высота барьера, препятствующего делению сверхтяжелых ядер, должна составлять несколько мегаэлектрон-вольт, а второй работой явилось предположение Х. Мелднера о том, что за заполненной протонной оболочкой с $Z = 82$ должна следовать заполненная протонная оболочка с $Z = 114$. До этого по аналогии с нейтронами считали, что следующая заполненная протонная оболочка будет оболочка с $Z = 126$. Новое предположение возникло при учете кулоновских сил, значение которых растет с весом ядра. Вскоре появились вычисления, давшие дополнительное доказательство в пользу того, что следующей заполненной протонной оболочкой является оболочка с $Z = 114$.

Вскоре после этих двух событий В. Струтинский развил улучшенный метод вычисления потенциальной энергии ядра как функции его размера ³ и совместно со своими сотрудниками использовал этот метод для вычисления барьеров у нескольких сверхтяжелых ядер ⁴. Затем С. Нильссон и его сотрудники применили метод Струтинского с обобщенным одночастичным потенциалом типа гармонического осциллятора для систематического исследования устойчивости сверхтяжелых ядер ⁵. Спустя некоторое время несколько других групп также начали рассмотрение этой задачи. Здесь невозможно учесть результаты каждой из этих групп исследователей,

и мы просто остановимся на тех из них, которые наилучшим образом иллюстрируют лежащие в основе физические принципы, а также на существующих в настоящее время надеждах, связанных со сверхтяжелыми ядрами.

Обширную литературу как ранних, так и более поздних работ можно найти в статье ⁶.

УСТОЙЧИВОСТЬ ЯДРА

Итак, одним из возможных видов распада сверхтяжелого ядра является спонтанное деление. В процессе этого деления изменяется форма ядра (рис. 3 слева). Чтобы определить устойчивость ядра относительно деления, нужно вычислить его потенциальную энергию как функцию деформации.

Как должны производиться такие вычисления? Не нужно ли начать с фундаментального взаимодействия между нуклонами, получаемого из данных по рассеянию, и решать уравнение для системы многих тел в каком-либо приближении, скажем, в приближении Хартри — Фока? Такой подход в принципе весьма убедителен, но на практике возникают трудности, даже при вычислении таких важных характеристик, как полная энергия связи и радиус сферических ядер. Кроме того, вычисления «из первых принципов» еще не выполнены для больших деформаций, с которыми приходится иметь дело при рассмотрении деления.

К счастью, был развит альтернативный метод, в котором можно обойти эти трудности. Таким методом является двухступенчатый подход, при котором плавные изменения потенциальной энергии получают из макроскопической модели, а локальные флуктуации берут из микроскопической модели. Основная идея этого подхода заключается в том, что макроскопическая модель, такая как модель жидкой капли, качественно описывает плавный ход ядерной потенциальной энергии, но не дает правильного представления о локальных флуктуациях, в то время как микроскопическая одночастичная модель описывает локальные флуктуации и не отражает плавных изменений потенциальной энергии. Почему же не объединить эти две модели? Мы надеемся, что в комбинированном макроскопическом-микроскопическом методе будут правильно описаны как плавное изменение энергии, так и ее локальные флуктуации. При вычислении потенциальной энергии таким методом мы движемся следующими этапами:

- 1) Определение формы ядра.
- 2) Вычисление макроскопической энергии (модель жидкой капли).
- 3) Определение одночастичного потенциала для нуклонов.

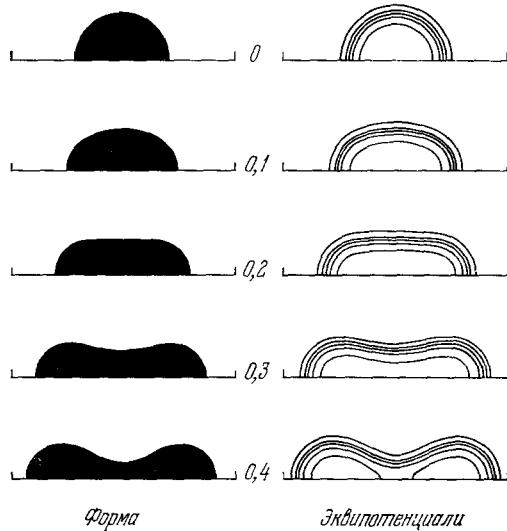


Рис. 3. Форма ядра при делении и соответствующий не зависящий от спина одночастичный ядерный потенциал для деформации, изменяющейся от нуля (сфера) до 0,4.

Эквипотенциальные кривые приводятся для 10 (наибольшая), 30, 50, 70 и 90% от глубины ямы. Полный потенциал для нуклона содержит также спин-орбитальный член, а для протонов, кроме того, и кулоновский член.

4) Решение уравнения Шрёдингера для нахождения энергий отдельных частиц.

5) Вычисление соответствующих микроскопических поправок (учет оболочек и образования пар).

6) Объединение результатов 2-го и 5-го этапов для получения полной потенциальной энергии.

Такой макро-микроскопический метод помог уже разрешить давно стоящие перед исследователями загадки в вопросе деления ядра, такие

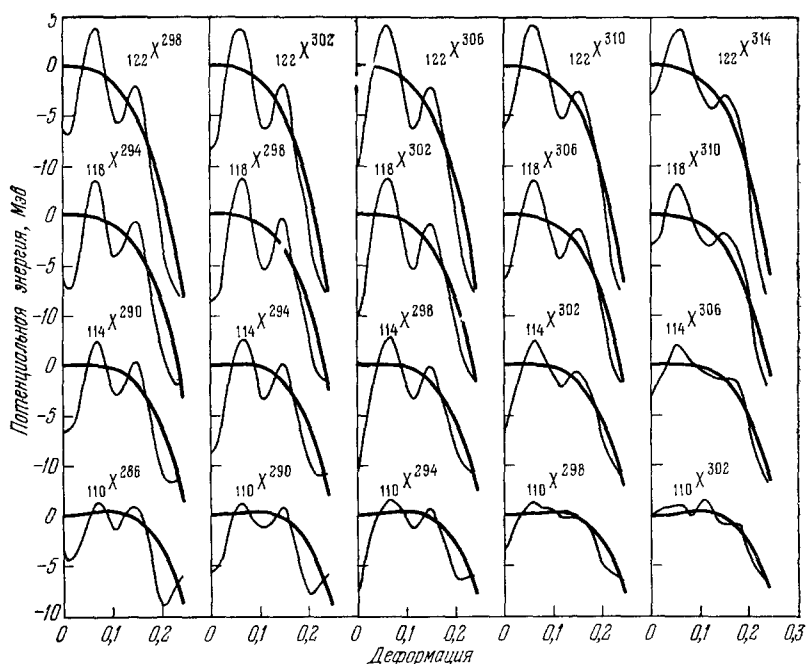


Рис. 4. Вычисленные барьеры для деления сверхтяжелых ядер. Толстые кривые отвечают модели жидкой капли, а тонкие — полной потенциальной энергии.

как распад тяжелых ядер на фрагменты с неравными друг другу размерами, а также возникшие позже вопросы, такие как спонтанно делящиеся изомеры. Этот же метод можно использовать для единообразного обсуждения связанных между собой вопросов, например, о реакциях тяжелых ионов, массах ядер в основном состоянии и о их деформациях. Однако все еще существуют трудности, связанные с обоснованием этого метода из общих принципов. Но в настоящее время он является практически единственным способом вычисления барьеров для деления, и его уже начали использовать несколько групп исследователей в различных странах.

Пример результатов таких вычислений изображен на рис. 4, на котором приведены барьеры для деления сверхтяжелых ядер, полученные в Лос-Аламосе М. Больстерли, Э. Физе, Дж. Нортон и автором⁷. Как мы видим, вклад, вносимый в эти результаты моделью жидкой капли, очень мал. Устойчивость относительно деления связана в основном с отрицательной одночастичной поправкой для сферической формы.

Для ядра ${}_{114}^{298}\text{X}$ с двумя заполненными оболочками высота барьера составляет 13 Мэв. После того как число нейтронов превосходит $N = 184$, барьер начинает падать. Уменьшение числа нейтронов также сни-

жает высоту барьера, но не в такой сильной степени, как их добавка. При добавлении небольшого числа протонов при переходе значения $Z = 114$ высота барьера фактически слегка увеличивается. Когда же число протонов уменьшается, высота барьера снова снижается.

Спонтанное деление ядра является процессом туннелирования через потенциальные барьеры такого типа. Однако устойчивость ядра по отношению к спонтанному делению определяется не только его потенциальными барьерами, а также инерцией, или эффективной массой, связанной с деформацией. Инерцию можно определить полумпирическим путем, согласовывая ее значение с известными временами жизни актинидов при их спонтанном делении или вычисляя ее с помощью микроскопической модели с принудительным вращением («кренинг-модель»). В последнем методе ядру сообщается известное принудительное коллективное движение заданного типа, и тогда инерция определяется по увеличению энергии, связанной с этим движением.

Если известны и потенциальный барьер и инерция, можно с помощью квазиклассического приближения (ВКБ-метода) для проникновения через барьер определить время жизни (период полураспада) при спонтанном делении. Периоды полураспада, вычисленные для таких барьеров с полумпирической оценкой инерции, приведены на рис. 5⁸. Эти результаты получены для четных ядер, т. е. для ядер, содержащих четное число протонов и нейтронов.

При удалении от ядра с двумя заполненными оболочками с $Z = 114$ и $N = 184$ период полураспада при спонтанном делении падает от 10^{15} лет для ядер вдоль внутреннего контура на рис. 5 до 10^{-5} лет (около 5 минут) для ядер вдоль внешнего контура. По отношению к спонтанному делению «остров» сверхтяжелых ядер представляет собой горную гряду, идущую с севера на юг со спуском в область неустойчивости, который более плавный в северо-западном направлении.

Вершина для периодов полураспада при спонтанном делении, расположенная у ядра ${}_{114}\text{X}^{298}$, топологически связана с полосой известных ядер седловинной точкой, расположенной на высоте 10^{13} лет, соответствующей ядру с $Z = 108$ и $N = 184$. Таким образом, вдоль линии с оболочкой $N = 184$ период полураспада при спонтанном делении *возрастает* с уменьшением числа протонов ниже 108, а с обеих сторон от значения $N = 184$.

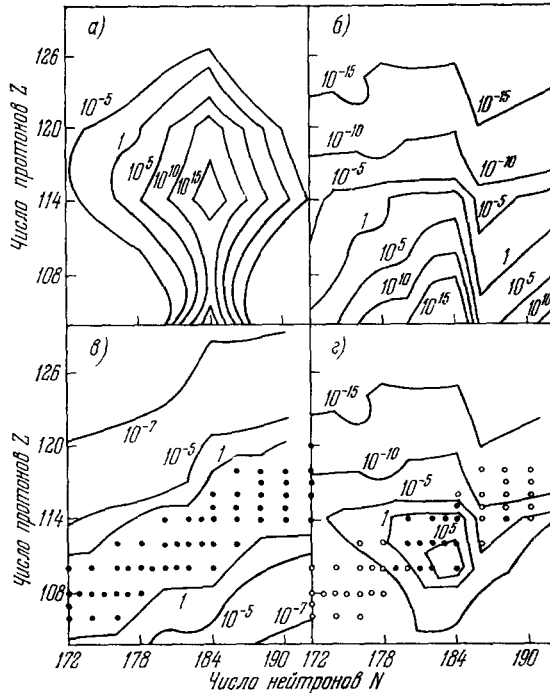


Рис. 5. Периоды полураспада, вычисленные для четных сверхтяжелых ядер.

Числа обозначают периоды полураспада в годах относительно спонтанного деления (а), α -распада (б), захвата электрона и β -распада (в) и для всех процессов распада (г). На двух последних графиках β -устойчивые ядра разделены на две группы: ядра с общим периодом полураспада больше одного года (темные кружки) и ядра с общим периодом полураспада меньше одного года (светлые).

это время круто падает. Такие богатые нейтронами ядра, являются конечно, неустойчивыми относительно β -распада.

На рисунке 5 приведены также вычисленные для четных ядер периоды полураспада для α - и β -распадов⁸. Эти времена были определены с помощью довольно обычного приближения из энергии, освобождающейся при распадах. Эта энергия находится из вычисленных масс основного состояния ядер, участвующих в распаде. При увеличении числа протонов вычисленные периоды полураспада для α -распада уменьшаются от 10^{15} лет для ядер вдоль нижнего контура до 10^{-15} лет (около 30 нсек) для ядер вдоль верхнего контура. Разрывы возникают в связи с заполнением нейтронных и протонных оболочек и с переходами от сферических к деформированным ядрам. При удалении от β -устойчивых ядер, обозначенных на рисунке точками, вычисленные периоды бета-полураспада уменьшаются от 1 года для ядер вдоль внутреннего контура до 10^{-7} лет (около 3 сек) для ядер вдоль внешнего контура.

Полные периоды полураспада определяются при учете всех трех типов распада. Для четных ядер периоды полураспада падают от 10^9 лет для ядер вдоль внутреннего контура до 10^{-15} лет для ядер вдоль верхнего контура. Для ядер с нечетным числом протонов или нейтронов периоды полураспада, связанные со спонтанным делением и альфа-распадом, возрастают по сравнению с их значениями для четных ядер, но время жизни, связанное с бета-распадом, уменьшается. После учета эффектов, связанных с добавлением нечетной частицы, ядром с самым длинным полным периодом полураспада, равным 10^9 лет, становится ядро ${}_{110}\text{X}^{294}$. (Сверхтяжелые ядра, изображенные на рис. 1, обладают полным периодом полураспада, превышающим 10^{-5} лет.)

МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ

Нам хотелось бы надеяться, что какие-либо сверхтяжелые ядра окажутся относительно устойчивыми, если они смогут возникнуть в своих основных состояниях. Прежде чем описывать два основных метода, с помощью которых можно надеяться получить такие ядра, хотелось бы напомнить, что в любой теории могут оказаться неточности. Например, в проведенном недавно синтезе изотопа фермия⁹ экспериментально определенный период полураспада был примерно в 10^{-8} раз меньше предсказанного, и пока не ясно, где вкралась ошибка.

Два метода получения сверхтяжелых ядер — это многократный захват нейтронов и реакции с участием двух довольно тяжелых ядер. В первом методе, который аналогичен попытке переплыть к «острову», могли бы образоваться ядра с юго-восточной стороны «острова», т. е. со стороны, богатой нейтронами. Здесь существуют две основные возможности: так называемый r -процесс и ядерные взрывы. При r -процессе (продолжительность около 10 секунд) масса данного ядра растет за счет захвата одного или более нейтронов, а число протонов возрастает в результате испускания β -частицы и т. д. Многие из естественных ядер возникают в сверхновых звездах в результате такого процесса. При ядерном взрыве (продолжительность около 10^{-6} сек или меньше), все происходит столь быстро, что ядро не успевает совершить бета-распад и захватить нейтроны. Вместо этого ядро должно сначала захватить достаточное число нейтронов, чтобы следующий за этим β -распад смог бы перевести это ядро в область сверхтяжелых ядер.

К сожалению, оба эти процесса чреватые одними и теми же основными ограничениями: промежуточные ядра, образующиеся между «полосой» известных ядер и «островом», заканчивают свое существование в результате деления. Хотя эти выводы не подтверждены окончательно, представ-

ляется маловероятным, чтобы сверхтяжелые ядра могли образоваться в природе либо искусственно в результате r -процесса или ядерных взрывов. Тогда наша основная надежда — реакция с участием тяжелых ионов. В этом методе, который можно сравнить с попыткой перелета через область неустойчивости на «остров», ядра образуются на юго-западной обедненной нейтронами стороне острова. Два достаточно тяжелых ядра приводятся в соприкосновение в результате ускорения одного из них на ускорителе тяжелых ионов, таком как Супер-ХИЛАК в Беркли. Эти два ядра могут образовать сверхтяжелое ядро с испусканием некоторых частиц, которые унесут с собой избыток энергии.

Существует несколько способов классификации различных типов реакций с участием тяжелых ионов, приводящих к образованию сверхтяжелых ядер. Здесь мы проведем классификацию в зависимости от механизма происходящей реакции. Существуют три возможности: образование компаунд-ядра, реакции прямого переноса и деление. При образовании компаунд-ядер мишень и бомбардирующее ядро образуют возбужденное компаунд-ядро. В большинстве случаев это ядро делится, но существует также некоторая вероятность, что оно потеряет энергию возбуждения в результате испускания нейтронов. В реакциях прямого переноса мишень и бомбардирующее ядро не сливаются полностью, а во время первичного взаимодействия выбрасывается легкая частица. Эта легкая частица может унести некоторую энергию и момент импульса, которые в противном случае оставались бы в качестве нежелательной энергии возбуждения и энергии вращения. При делении тяжелая мишень и бомбардирующее ядро, такие как уран плюс уран, сливаются с образованием массивного возбужденного ядра. Это ядро затем делится, и здесь есть надежда, что одним из фрагментов деления окажется сверхтяжелое ядро.

Таблица I

Механизмы реакций с участием тяжелых ионов, приводящие к образованию сверхтяжелых ядер

Механизм реакции	Примеры	Отношение числа протонов к числу нейтронов	Момент количества движения	Внутреннее возбуждение	Деформация ядра
Образование компаунд-ядер	${}^{90}\text{Th}^{232} + {}^{32}\text{Ge}^{76} \rightarrow {}^{122}\text{X}^{308*}$ ${}^{60}\text{Nd}^{150} + {}^{60}\text{Nd}^{150} \rightarrow {}^{120}\text{X}^{300*}$	«Бедное» «Беднейшее»	Средний Большой	Среднее Наименьшее	Малая Средняя
Реакция прямого переноса	${}^{94}\text{Pu}^{244} + {}^{40}\text{Zr}^{96} \rightarrow$ $\rightarrow {}^{144}\text{X}^{300*} + {}^{20}\text{Ca}^{40*}$ ${}^{78}\text{Pt}^{198} + {}^{78}\text{Pt}^{198} \rightarrow$ $\rightarrow {}^{116}\text{X}^{300*} + {}^{20}\text{Ca}^{48*} + {}^{20}\text{Ca}^{48*}$	Пре- крас- ное Хорошее	Средний Большой	Низкое? »	Небольшая? »
Деление	${}^{92}\text{U}^{238} + {}^{92}\text{U}^{238} \rightarrow$ $\rightarrow {}^{184}\text{X}^{476*} \rightarrow$ $\rightarrow {}^{114}\text{X}^{298*} + {}^{70}\text{Yb}^{178*}$	»	Средний	?	Большая?

Как можно видеть из табл. I, наиболее вероятный механизм образования сверхтяжелого ядра переходит, по-видимому, с ростом массы системы от образования компаунд-ядра к реакциям прямого переноса и затем к делению, хотя эти механизмы в значительной степени перекрываются.

ТРУДНОСТИ; ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

В табл. I указаны также четыре основные трудности, стоящие на пути наших попыток получения сверхтяжелых ядер в результате реакций с участием тяжелых ионов. Эти трудности связаны с созданием системы с достаточно большим отношением числа нейтронов к числу протонов, но с малым моментом импульса, с малой энергией возбуждения и с пример-

но сферической формой. К сожалению, ни один из механизмов не может обеспечить выполнения всех этих требований вместе. Механизм, хороший в одном отношении, обычно оказывается наихудшим в другом.

Первая трудность возникает в силу того, что устойчивые для бета-распада ядра все более и более обогащаются нейтронами с увеличением массового числа, в связи с чем в конечной системе трудно получить достаточно большое число нейтронов. Вторая трудность — необычайно большой момент импульса при реакциях с участием тяжелых ионов. Это обстоятельство снижает эффективную высоту барьера для деления, а следовательно, затрудняет или даже полностью препятствует образованию сверхтяжелого ядра.

Третья трудность — влияние внутренней энергии возбуждения на вероятность деления ядра. Для образования сверхтяжелого ядра эта энергия должна рассеиваться в результате испускания нейтронов (или α -частиц) и γ -квантов *до того*, как в системе начнется деление. К сожалению, вероятность такого рассеяния энергии очень мала, даже в случае умеренных возбуждений, поскольку высокий барьер для деления сверхтяжелого ядра в его основном состоянии создается протонами и нейтронами, находящимися на заполненных оболочках. При высоких энергиях возбуждения многие частицы переходят в состояния с более высокой энергией, что снижает роль заполненных оболочек. Это в свою очередь снижает высоту барьера (грубо говоря), а следовательно, сильно увеличивает вероятность деления ядра.

Четвертая трудность возникает в связи с тем, что относительно малая деформация может приводить к делению сверхтяжелого ядра. Барьер для деления сверхтяжелого ядра значительно уже, чем барьер у таких известных ядер, как уран. Уран не начинает делиться, пока деформация не придаст ему очень вытянутую седлообразную форму, а сверхтяжелое ядро начинает делиться, как только образуется седловина с очень малым эксцентриситетом. Таким образом, если мы хотим, чтобы не возникло немедленного деления, сверхтяжелое ядро должно образоваться примерно в сферической форме.

Чтобы обеспечить это в реакциях с участием сверхтяжелых ионов, начнем рассмотрение с двух сферических или слегка деформированных ионов, расположенных на бесконечно большом расстоянии друг от друга, и приведем их в соприкосновение, ускоряя одно из ядер. В момент первого соприкосновения оба ядра все еще обладают почти сферической формой и движутся довольно медленно, поскольку большая часть их первоначальной кинетической энергии перешла в кулоновскую потенциальную энергию. После соприкосновения ядер возникают большие силы, перпендикулярные линии, соединяющей две соприкасающиеся сферы с единичной. Следовательно, для образования одной сферы оба ядра должны войти в соприкосновение с несколько большей энергией, чем это необходимо для простого их соударения. Если энергия слишком мала, то ядра оттолкнутся, т. е. немедленно разделятся. Если же энергия слишком высока, то произойдет «перелет», который также приведет к делению. Если система обладает нужной энергией, то можно надеяться, что она образует единую сферическую конфигурацию и начнет около нее осциллировать. Наличие конечной ядерной вязкости переведет энергию этих колебаний в энергию внутреннего возбуждения, которая в результате испускания нейтронов должна быстро рассеяться до того, как возникнет деление ядра.

Первый механизм, который начали проверять экспериментально и будут продолжать проверять еще в течение некоторого времени, — образование сложных ядер при бомбардировке тяжелой мишени легкими частицами^{10, 11}. Этот метод, кроме предсказанного теорией взаимного притяжения частиц,

обладает тем преимуществом, что он наиболее легок с точки зрения технологии, поскольку в нем ускоряются легкие ионы. На рис. 6 изображен возможный ход двух таких реакций⁸. В обоих случаях возбужденные сложные ядра обычно будут претерпевать деление, но существует также очень малая вероятность, что они потеряют энергию возбуждения в результате испускания в среднем примерно четырех нейтронов и некоторого количества гамма-квантов. Получившиеся в результате этого процесса ядра, находящиеся в основных состояниях, согласно предсказаниям должны претерпевать распад главным образом в результате быстрого испускания серий альфа-частиц с высокой энергией. Однако, как только образуется заполненная протонная оболочка с $Z = 114$, главным видом распада станет захват электрона. После двух последовательных электронных захватов конечным продуктом реакции будет ядро ${}_{112}\text{X}^{288}$ с периодом полураспада, равным 0,8 часа.

Возможна также реакция, в которой энергия возбуждения уносится альфа-частицей и двумя нейтронами вместо четырех. Процесс распада в этом случае аналогичен процессу, изображенному на рис. 6, с той разницей, что вправо рассеивается два нейтрона. В этой цепи распада конечное ядро ${}_{112}\text{X}^{290}$ обладает при спонтанном делении периодом полураспада, равным 0,2 года. Если в распаде участвуют ядра с нечетным числом нейтронов или протонов, то повышенная вероятность захвата нейтрона по сравнению со спонтанным делением и альфа-распадом может привести к конечному образованию ядер с еще большими периодами полураспада. Например, реакция, где энергия возбуждения уносится тремя нейтронами при наличии быстрого испускания α -частиц или без него, приводит в основном к образованию в качестве конечного продукта ядра ${}_{110}\text{X}^{289}$, период полураспада которого при спонтанном делении составляет 1,6 года.

Реакции, которые пытались осуществить на опыте^{10, 11}, не столь благоприятны, как выше описанные. Хотя и не найдено никаких убедительных доказательств в пользу образования сверхтяжелых ядер в их основных состояниях, измерения кинетических энергий осколков деления в некоторых случаях дают возможность предполагать, что мишени и бомбардирующие частицы успешно проходят через первый этап, образуя одно ядро¹¹. Однако полученные ядра находятся в сильно деформированном и возбужденном состоянии и, вероятно, они быстро распадаются на два осколка сравнимого размера, а не теряют энергию возбуждения в результате испускания нейтронов.

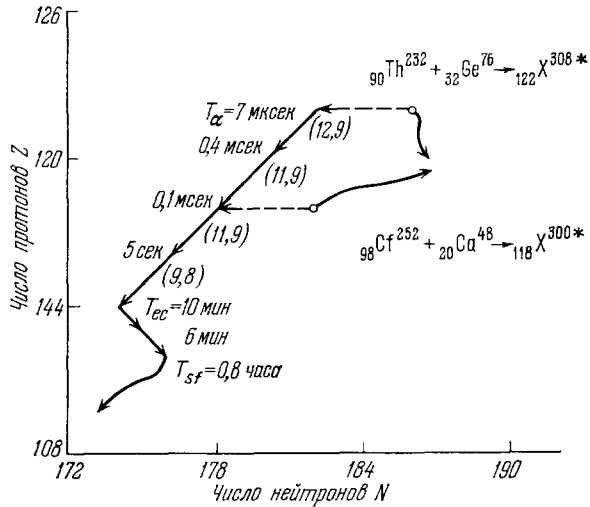


Рис. 6. Две реакции с тяжелыми ионами с образованием компаунд-ядер.

Вычисления показывают, что в большинстве случаев образующиеся возбужденные ядра быстро делятся (верхние кривые). Существует очень малая вероятность, что эти ядра могут потерять энергию возбуждения в результате испускания примерно четырех нейтронов и некоторого количества γ -квантов (прямые линии). В этом случае испускание серий α -частиц с высокой энергией (числа в скобках обозначают энергии α -распада в Мэв) будет происходить до образования заполненной протонной оболочки с $Z = 114$. Затем после двух последовательных захватов электрона возникает спонтанное деление конечного продукта реакции — ядра ${}_{112}\text{X}^{288}$.

легкого гомолога эти свойства уже должны быть менее сходными. Расчет электронных состояний методом самосогласованного поля также можно использовать для предсказания других химических и физических свойств ^{12, 13}, таких, например, которые приведены в табл. II. Как мы уже

Таблица II
Сравнение химических и физических свойств,
предсказываемых для ядра ¹¹⁴X²⁹⁸ со свойствами,
наблюдаемыми у Pb²⁰⁸

Свойство	Pb ²⁰⁸	¹¹⁴ X ²⁹⁸
Электронная конфигурация в основном состоянии	Внутренние оболочки Xe + 4f ¹⁴ 5d ¹⁰ 6s ² 6p ²	Внутренняя оболочка Rn + 5f ¹⁴ 6d ¹⁰ 7s ² 7p ²
Валентность	+2, +4	+2
Ионизационный потенциал эв	7,4	8,8
Энергия рентгеновского излучения, кэв	75	174
Плотность, г/см	11	14
Точка плавления, °C	327	67
Точка кипения, °C	1620	147

отмечали, расположение электронов у элемента 114 в основном состоянии аналогично электронной конфигурации у свинца; электроны просто заполняют следующую оболочку. Но свинец преимущественно двухвалентен и иногда четырехвалентен, в то время как элемент 114 согласно предположениям должен быть только двухвалентным. Ионизационный потенциал элемента 114 должен лишь слегка превышать ионизационный потенциал свинца, но энергия его рентгеновского излучения должна быть намного выше. Элемент 114 должен обладать несколько большей плотностью, чем свинец. И наконец, согласно предсказаниям точки плавления и кипения элемента 114 должны быть существенно ниже этих же точек у свинца, но эти предсказания являются следствием сложной экстраполяции и, следовательно, не столь определенны, как другие результаты ¹³.

Таблица III
Сравнение характеристик, предсказанных для деления
сверхтяжелых ядер со значениями, наблюдаемыми для Pu²⁴⁰

Делящееся ядро	Энергия на акт деления, Мэв	Кинетическая энергия поступательного движения, Мэв	Энергия возбуждения, Мэв	Число нейтронов на акт деления
¹¹⁴ X ²⁹⁸	317	235	82	10,5
¹¹⁰ X ²⁹⁴	290	216	74	10,6
Pu ²⁴⁰	205	178	27	2,8

Последнее свойство, на котором мы остановимся, связано с делением сверхтяжелого ядра ¹⁴. В силу повышенной кулоновской энергии, связанной с увеличением заряда сверхтяжелых ядер, при делении сверхтяжелого ядра освобождается больше энергии, чем при делении ядра обычного. Например, как можно видеть из табл. III, энергия, выделяющаяся при делении на два осколка, должна увеличиться более чем на 50 %, если сравнивать плутоний с элементом 114. Фактически еще большая энергия

выделяется у ядер тяжелее редкоземельных при делении на три, а не на два осколка. Это, конечно, не означает, что сверхтяжелые ядра в основном будут делиться на три осколка, но частота такого деления у сверхтяжелых ядер по сравнению с обычными должна быть выше. Наибольшая часть этой энергии есть кинетическая энергия поступательного движения центров масс самих осколков деления. Остающаяся часть — энергия возбуждения осколков; эта энергия рассеивается в основном благодаря испусканию нейтронов. Энергия возбуждения для сверхтяжелых ядер примерно втрое больше, чем для Pu^{240} . Кроме того, для испускания нейтрона из осколка деления сверхтяжелого ядра требуется меньшая энергия, поскольку эти осколки более богаты нейтронами, чем осколки Pu^{240} . Комбинация этих двух эффектов означает, что при делении сверхтяжелого ядра могло бы освободиться в четыре раза больше нейтронов, чем при делении Pu^{240} ! Например, при делении Pu^{240} должно в среднем освободиться 2,8 нейтронов, а при делении ${}_{114}\text{X}^{298}$ можно предполагать, что освободится около 10,5 нейтронов. Это предсказываемое увеличение дает некоторые основания для экспериментальных поисков сверхтяжелых ядер в природе.

В ближайшие годы можно ожидать получения сотен возбужденных сверхтяжелых ядер, живущих в течение времени, в несколько раз превышающего характерное ядерное время. Но сможет ли какое-либо из этих ядер избежать быстрой смерти в результате деления и, потеряв энергию возбуждения, превратиться в долгоживущее ядро в основном своем состоянии? Ответ на этот вопрос мы ждем от экспериментаторов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. D. Myers, W. J. Swiatecki, Ark. Fys. 36, 343 (1967).
2. W. D. Myers, W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. 81, 1 (1966).
3. В. М. Струтинский, ЯФ 3, 449 (1966); D. D. Clark, Phys. Today 24 (12), 23 (1971).
4. V. M. Strutinskii, Nucl. Phys. A95, 420 (1967); A122, 1 (1968); Ю. А. Мызька, В. В. Пашкевич, ЯФ 8, 417 (1968).
5. S. G. Nilsson, J. R. Nix, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wycech, C. Gustafsson, P. Möller, Nucl. Phys. A115, 545 (1968); S. G. Nilsson, C. F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymanski, S. Wycech, C. Gustafsson, I. L. Lamm, P. Möller, B. Nilsson, ibid. A131, 1 (1969).
6. J. R. Nix, Proc. of the Intern. Conference on the Properties of Nuclei Far from the Region of Beta-Stability (Leysin, 1970). Report CERN 70-30, v. 2. Geneva, 1970, p. 605; T. Johansson, S. G. Nilsson, Z. Szymanski, Ann. de Phys. 5, 377 (1970).
7. M. Bolsterli, E. O. Fiset, J. R. Nix, J. L. Norton, Phys. Rev. Lett. 27, 681 (1971); Phys. Rev. C5, 1050 (1972).
8. E. O. Fiset, J. R. Nix, Los Alamos Preprint LA-DC-13345 (1972).
9. E. K. Hulet, J. F. Wild, R. W. Loughheed, J. E. Evans, B. J. Qualheim, M. Nurmia, A. Ghiorso, Phys. Rev. Lett. 26, 523 (1971).
10. H. R. Bowman, R. C. Gatti, R. C. Jared, L. G. Moretto, W. J. Swiatecki, S. G. Thompson, Lawrence Radiation Laboratory Nuclear Chemistry Division Annual Report, 1967, Report UCRL-17989, Berkeley, 1968, p. 147; Г. Н. Флеров, Труды Межд. конференции по физике тяжелых ионов (Дубна, 1971), Дубна, ОИЯИ, 1973.
11. T. Sikkeland, Phys. Lett. B27, 277 (1968); M. Lefort, R. Bimbot, H. Gauvin, Y. Le Beyec, J. Peter, B. Tamain, X. Tarrago, Orsay Preprint, 1971.
12. J. B. Mann, J. T. Waber, J. Chem. Phys. 53, 2397 (1970); B. Fricke, W. Greiner, J. T. Waber, Theor. Chim. Acta (B.) 21, 235 (1971).
13. O. L. Keller Jr. J. L. Burnett, T. A. Carlson, C. W. Nestor, Jr. Phys. Chem. 74, 1127 (1970).
14. J. R. Nix, Phys. Lett. B30, 1 (1969).