

О Б З О Р Ы

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Путь к сверхтяжелым элементам

Б. С. Ишханов^{1,2,a}, Т. Ю. Третьякова^{2,b}

¹ *Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики.*

² *Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ). Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.*

E-mail: ^a bsi@depni.sinp.msu.ru, ^b tretiakova@sinp.msu.ru

Статья поступила 19.08.2016, подписана в печать 29.08.2016.

Обзор посвящен исследованиям тяжелых и сверхтяжелых элементов, методам их образования и идентификации. Особое внимание уделено последним открытиям в области сверхтяжелых элементов с $Z = 107-112$ в реакциях холодного слияния и элементов с $Z = 113-118$ в реакциях взаимодействия ^{48}Ca и актинидов.

Ключевые слова: сверхтяжелые элементы, магические числа нуклонов, тяжелые ионы, спонтанное деление, альфа-распад.

УДК: 539.14; 539.17. PACS: 25.70.-z; 27.90.+b.

*Посвящается
академику Георгию Николаевичу Флерову
и сотрудникам Лаборатории
ядерных реакций ОИЯИ (Дубна)*

Поводом для написания настоящего обзора явилось решение Международного союза теоретической и прикладной химии (International Union of Pure and Applied Chemistry, IUPAC) о признании открытия четырех новых химических элементов $Z = 113, 115, 117, 118$ [1, 2]. Элемент 113, nihonium (Nh, Nihonium), открыт в ускорительном центре японского научно-исследовательского института RIKEN. Nihon — название Японии на японском языке, означающее «Страна восходящего солнца». Открытие 115, 117 и 118 элементов признано за российско-американской коллаборацией, включающей Лабораторию ядерных реакций имени Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ, Дубна), Ливерморскую национальную лабораторию имени Э. Лоуренса (LLNL, США), Окриджскую национальную лабораторию (ORNL, США) и университет Вандербиля (Vanderbilt University, Нашвилл, США). Элемент 115, moscovium (Mc, Moscovium), назван в честь Московской области — региона, в котором расположен ОИЯИ (Дубна). Элемент 117, tennessine (Ts, Tennessine), получил свое название в честь американского штата Теннесси, в котором находится ORNL. Элемент 118, oganesson (Og, Oganesson), назван в честь академика Юрия Цолаковича Оганесяна за его пионерские работы в исследовании «острова ядерной стабильности» и открытие сверхтяжелых ядер.

1. Ядерный континент. Свинец и висмут — самые тяжелые стабильные элементы таблицы Менделеева

Атомное ядро — это система нуклонов, состоящая из Z протонов и N нейтронов, связанных ядерным взаимодействием. Энергия связи атомного ядра в жидко-капельной модели описывается формулой Бете–Вайцзеккера [3, 4]. В зависимости от времени жизни и соотношения между Z и N атомные ядра делятся на стабильные и радиоактивные. Явление радиоактивности было открыто А. А. Беккерелем в 1896 г., обнаружившим неизвестное ранее излучение, которое испускали соли урана [5, 6]. В 1898 г. Пьер и Мария Кюри выделили новые элементы, радий Ra ($Z = 88$) [7] и полоний Po ($Z = 84$) [8], также обладающие свойством радиоактивности. Э. Резерфорд в 1898 г. показал, что излучение урана имеет две компоненты: положительно заряженные α -частицы (ядра ^4He) и отрицательно заряженные β -частицы (электроны) [6, 9]. В 1900 г. П. Виллардом было открыто γ -излучение урана [6].

Стабильные ядра расположены в так называемой долине стабильности (рис. 1). Отношение N к Z вдоль линии стабильности зависит от массового числа $A = N + Z$:

$$N/Z = 0.98 + 0.015A^{2/3}. \quad (1)$$

В настоящее время известно около 3500 атомных ядер, число стабильных ядер около 300. Слева от долины стабильности располагаются радиоактивные ядра, распадающиеся в результате β^+ -распада и e^- -захвата. При удалении от долины стабильности в сторону ядер, перегруженных протонами, уменьшается их период полураспада. Граница $B_p(N, Z) = 0$ ($B_p(N, Z)$ — энергия отделения протона

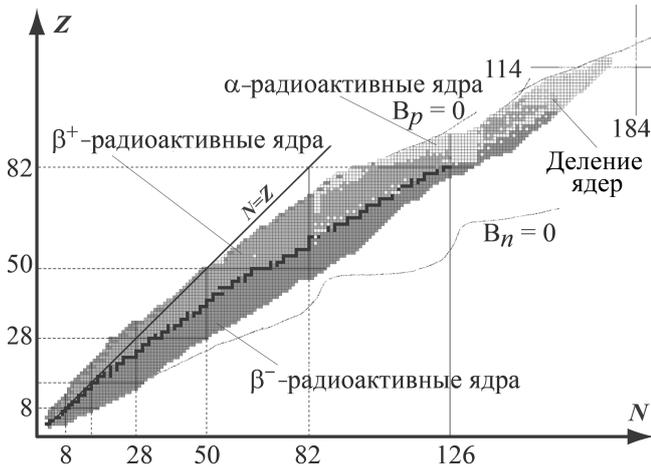


Рис. 1. NZ -диаграмма атомных ядер

в ядре (N, Z) ограничивает область существования ядер слева.

При продвижении от долины стабильности в сторону ядер, перегруженных нейтронами, также происходит уменьшение периода полураспада ядер. Справа область существования ядер ограничена соотношением $B_n(N, Z) = 0$ ($B_n(N, Z)$ — энергия отделения нейтрона в ядре (N, Z)). Вне границ $B_p(N, Z) = 0$ и $B_n(N, Z) = 0$ атомные ядра существовать не могут, так как их распад происходит за характерное ядерное время $\tau_{\text{яд}} = 10^{-22}$ с.

Область ядер с протонным избытком экспериментально изучена практически полностью вплоть до границы $B_p(N, Z) = 0$. Что касается ядер с избытком нейтронов, то (за исключением легких ядер) область экспериментально обнаруженных ядер лежит довольно далеко от границы $B_n(N, Z) = 0$. В этой области может располагаться еще около 2500–3000 неизвестных нам ядер.

Ценность информации, полученной из исследования изотопа, находящегося далеко от области стабильности, значительно больше того, что мы узнаем, изучая изотопы, находящиеся вблизи этой области. Это — общий методологический подход, который используется и физиками, и химиками, — изучать свойства вещества в экстремальных условиях его существования. Изотопы, далекие от области β -стабильности, являются предельными в том отношении, что в одном случае, когда протонов мало и число нейтронов относительно велико, основную роль играют ядерные силы; в другом случае, когда имеется избыток протонов, весьма существенную роль играют кулоновские силы отталкивания, вплоть до того, что становится возможным радиоактивный распад ядер с испусканием протонов.

В связи с этим становится понятным наш особый интерес к изучению ядер трансурановых элементов, где кулоновские силы настолько велики, что преодолевают ядерные силы притяжения. Почти исчезает потенциальный барьер, удерживающий в равновесии ядро как целое, и оно делится на осколки. В то же время специфические ядерные эффекты, связанные с внутренней структурой ядра, могут быть выражены чрезвычайно сильно. Именно в этой области элементов

открыт новый вид ядерной изомерии — изомерия формы. Здесь же возможен ряд других интересных явлений, связанных, например, с наличием второго минимума в энергии деформации ядра.

Академик Г. Н. Флеров (из доклада в Оргкомитет конференции ЮНЕСКО, посвященной столетию создания таблицы Менделеева [10])

Ограничения на существование атомных ядер есть и со стороны сверхтяжелых элементов. Элементы с $Z > 92$ в естественных условиях не обнаружены. Расчеты по жидкокапельной модели ядра предсказывают исчезновение барьера деления для ядер с $Z^2/A \approx 41$ (примерно 104 элемент) [11]. В проблеме существования сверхтяжелых ядер следует выделить два круга вопросов.

- Какими свойствами должны обладать сверхтяжелые ядра? Будут ли существовать магические числа в этой области Z и N ? Каковы основные каналы распада и периоды полураспада сверхтяжелых ядер?
- Какие реакции следует использовать для синтеза сверхтяжелых ядер, типы бомбардирующих ядер, ожидаемые величины сечений, ожидаемые энергии возбуждения составного ядра и каналы снятия возбуждения образующихся ядер?

Проблема синтеза сверхтяжелых элементов тесно связана с тем фактом, что ядра с $Z, N = 2, 8, 20, 28, 50, 82, N = 126$ (магические числа) обладают повышенной стабильностью по отношению к различным типам радиоактивного распада. Это явление объясняется в рамках модели ядерных оболочек — магические числа соответствуют заполненным ядерным оболочкам [12, 13]. Естественно возникает вопрос о существовании следующих магических чисел по Z и N . В случае если они существуют в области NZ -диаграммы атомных ядер $N > 150, Z > 101$, должны наблюдаться сверхтяжелые ядра, имеющие повышенные периоды полураспада, т. е. должен существовать остров стабильности. Применение метода Струтинского [14], в котором были введены оболочечные поправки к капельной модели ядра, показало наличие барьера деления в широкой области сверхтяжелых сферических ядер [15–18].

В работе [19] на основе расчетов, выполненных с использованием потенциала Вудса–Саксона с учетом спин-орбитального взаимодействия, было показано, что повышение стабильности ядер следует ожидать для ядра с $Z = 114$, т. е. следующая заполненная протонная оболочка соответствует $Z = 114$, заполненная нейтронная оболочка соответствует числу $N \sim 184$. Замкнутые оболочки могут существенно увеличить время жизни ядра. Таким образом, в области ядер $Z = 114, N \sim 184$ может находиться «остров стабильности» — область относительно долгоживущих сверхтяжелых ядер. Этот результат согласуется с результатами других работ [20, 21]. В дальнейшем результаты применения метода Струтинского были подтверждены многочис-

ленными микро- и макроскопическими исследованиями [22–24].

2. Полуостров трансуранов. Радиоактивные семейства урана и тория

Самыми тяжелыми стабильными изотопами являются изотопы свинца ^{204,206,207,208}Pb ($Z = 82$) и висмута ²⁰⁹Bi ($Z = 83$), расположенные вблизи магических чисел $Z = 82$, $N = 126$. Все изотопы с $Z > 83$ являются радиоактивными (рис. 2). Среди этих изотопов относительно высокую распространенность на Земле имеют изотопы тория Th ($Z = 90$) и урана U ($Z = 92$), которые сохранились с момента образования Солнечной системы. В табл. 1 приведены периоды полураспада и процентное содержание в естественной смеси наиболее долгоживущих изотопов тория и урана. Все химические элементы тяжелее урана, трансураны, получены на Земле искусственно в различных ядерных реакциях.

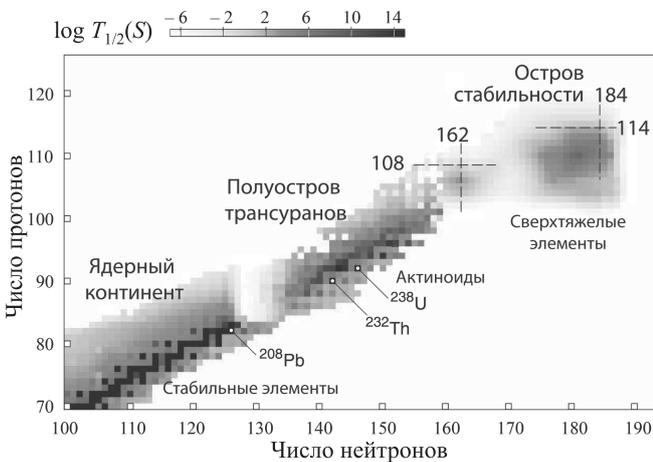


Рис. 2. Периоды полураспада (верхняя шкала) тяжелых ядер в зависимости от чисел протонов и нейтронов [25]. Образование острова стабильности сверхтяжелых элементов обусловлено влиянием оболочки $Z = 114$ и $N = 184$

Таблица 1

Долгоживущие тяжелые изотопы урана U и тория Th

Изотоп	Заряд Z атомного ядра	Содержание в естественной смеси, % [26]	Период полураспада $T_{1/2}$, лет [26]
²³² Th	90	100	$(1.40 \pm 0.01) \cdot 10^{10}$
²³⁴ U	92	0.0054 ± 0.0005	$(2.455 \pm 0.006) \cdot 10^5$
²³⁵ U	92	0.7204 ± 0.0006	$(7.04 \pm 0.01) \cdot 10^8$
²³⁸ U	92	99.2742 ± 0.0010	$(4.468 \pm 0.003) \cdot 10^9$

Наиболее долгоживущие изотопы элементов с $Z \sim 83-89$ являются α -излучателями. Легкие изотопы распадаются в результате β^+ -распада, тяжелые — в результате β^- -распада. В естественных условиях некоторые из этих изотопов наблюдаются как продукты распада более долгоживущих изотопов урана или тория.

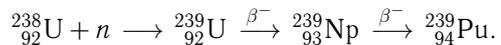
Периоды полураспада наиболее долгоживущих изотопов $Z = 83-89$ не превышают $2 \cdot 10^3$ лет. Изотопы тория и урана образуют полуостров стабильности — группу долгоживущих изотопов, окруженную «морем радиоактивности» относительно короткоживущих изотопов (рис. 2). Выделенность изотопов Th и U обусловлена их большим периодом полураспада, сравнимым со временем существования Земли. Для обозначения таких ядер существует специальный термин — Primordial Nuclide. Так как, с одной стороны, времена жизни таких ядер велики по сравнению с земными масштабами времен, а с другой стороны, эти ядра все же нестабильны, они являются источником существования целой группы ядер, расположенных между ураном и свинцом.

Значительное число изотопов с массовыми числами $A = 210-234$, обнаруженных на Земле, но имеющих времена жизни значительно меньшие, чем время существования Земли, обязаны своим происхождением радиоактивным семействам урана и тория. На рис. 3 показано радиоактивное семейство ²³⁵U, включающее цепочку радиоактивных изотопов до свинца ²⁰⁷Pb. Родоначальниками остальных трех радиоактивных семейств являются изотопы уран ²³⁸U, торий ²³²Th и нептуний ²³⁷Np ($T_{1/2} = 2.1 \cdot 10^6$ лет). Семейство ²³⁷Np в настоящее время распалось, так как период полураспада ²³⁷Np — родоначальника этого семейства — существенно меньше возраста Земли.

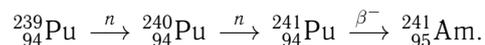
3. Методы получения трансурановых элементов

3.1. Захват нейтронов

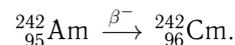
Ядерные реакторы с большой плотностью потока нейтронов позволяют получать трансурановые элементы путем последовательного захвата нескольких нейтронов. Химические элементы с $Z = 93$ и 94 были получены в результате облучения нейтронами урана ²³⁸U [29]. В результате β^- -распада изотопа ²³⁹U ($Z = 92$) образуется изотоп нептуния ²³⁹Np ($Z = 93$), который затем, распадаясь, образует изотоп плутония ²³⁹Pu ($Z = 94$):



Путем облучения нейтронами в ядерном реакторе изотопа ²³⁹Pu была впервые проведена идентификация элемента $Z = 95$ (америция) [30]:



При этом также образуется изотоп ²⁴²Cm в результате β^- -распада ²⁴²Am:



Последовательность образующихся при облучении нейтронами ²³⁹Pu изотопов можно проследить на рис. 4 [31]. Таким образом можно продвинуться в область $Z = 97-98$. Цепочка обрывается на изотопе ²⁵²Cf ($Z = 98$), так как образующийся в результате захвата нейтронов изотоп ²⁵³Cf является β^- -излучателем и с периодом полураспада $T_{1/2} = 17.8$ дня

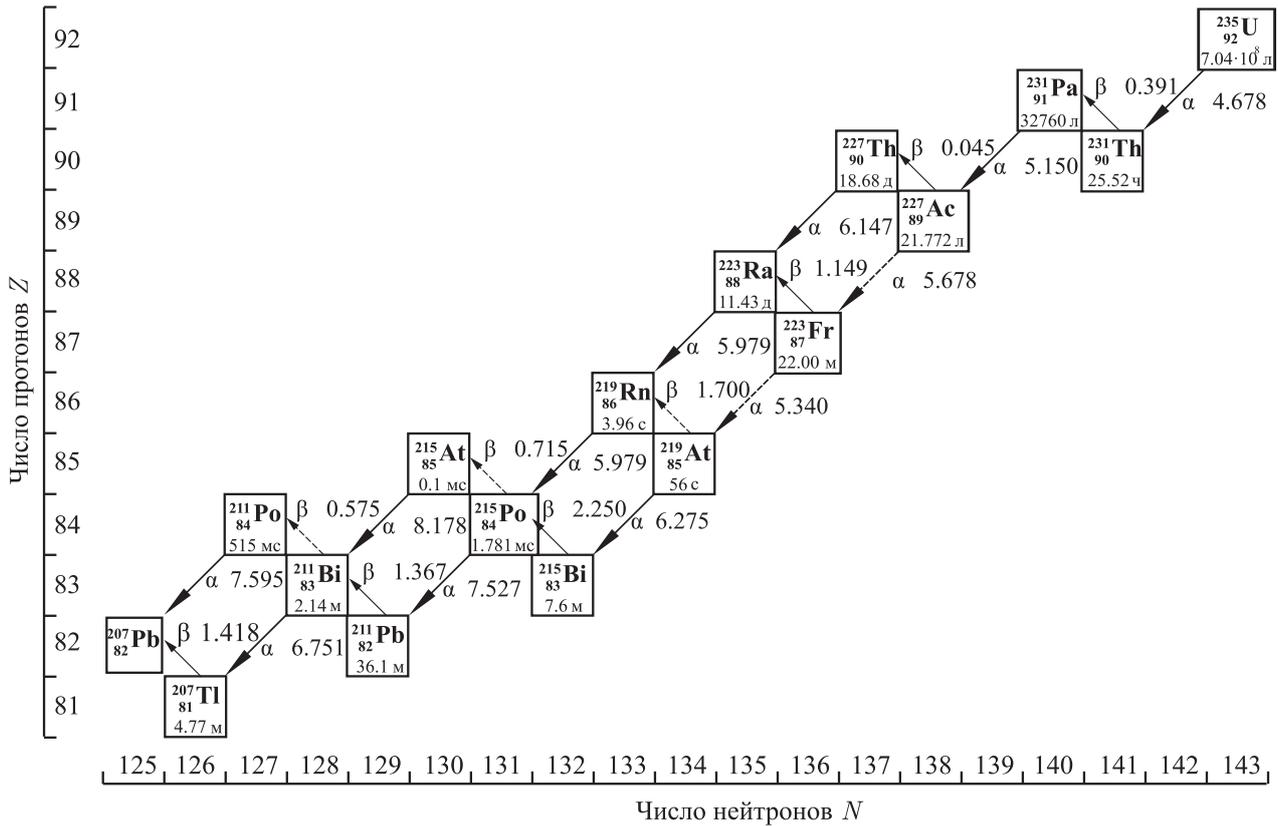


Рис. 3. Радиоактивный ряд актиния $4n + 3$. Для промежуточных изотопов указаны периоды полураспада, моды и энергии распада (в МэВ). Данные из [27, 28]

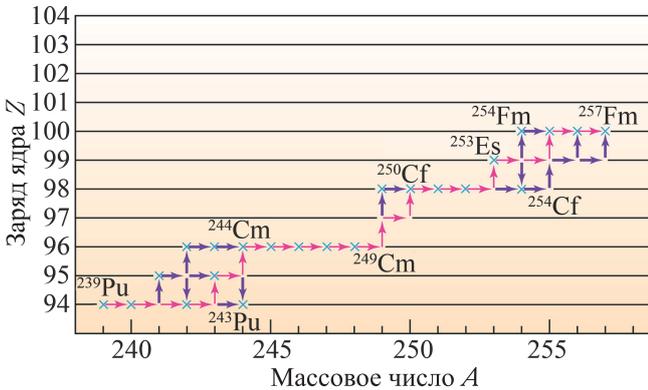
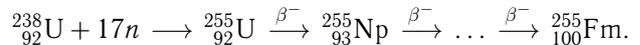
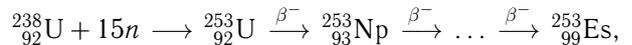


Рис. 4. Образование трансураниевых элементов при облучении нейтронами мишени ^{239}Pu [31]

превращается в изотоп ^{253}Es , распадающийся с испусканием α -частиц ($T_{1/2} = 20.4$ дня). В результате длительного облучения (около 100 сут) в реакторе с плотностью потока нейтронов 10^{16} нейтронов/см²·с можно получить около одного процента изотопа ^{252}Cf от исходного количества ^{239}Pu .

Продвижение к элементам с большим Z оказывается таким способом практически невозможным не только из-за того, что образующиеся изотопы имеют малые периоды полураспада, но и потому, что основными видами распада образующихся изотопов химических элементов тяжелее урана — трансураниевых элементов — являются α -распад и спонтанное деление.

Можно попытаться продвинуться к большим Z , используя мощные импульсные потоки нейтронов так, чтобы длительность нейтронного облучения была много меньше периодов полураспада изотопов, обрывающих цепочку. Первые изотопы элементов с $Z = 99$ (эйнштейний) и $Z = 100$ (фермий) $^{253}_{99}\text{Es}$ и $^{255}_{100}\text{Fm}$ были впервые получены при взрыве термоядерного устройства «Майк» в результате мгновенного ($\sim 10^{-6}$ с) захвата ядром $^{238}_{92}\text{U}$ соответственно 15 и 17 нейтронов и последующего β -распада образовавшихся изотопов ^{253}U и ^{255}U [32]:



Образование тяжелых изотопов в результате быстрого последовательного захвата большого числа нейтронов происходит во Вселенной в ходе r -процесса при взрыве Сверхновых.

3.2. Реакции под действием α -частиц

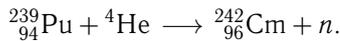
Идея получения трансураниевых элементов путем облучения нейтронами впервые была выдвинута Э. Ферми. В результате β^- -распада ядра, перегруженного нейтронами, его заряд должен увеличиваться на единицу. Но продвижение в сторону больших Z возможно также и в результате реакции слияния тяжелых ядер с налетающими легкими ядрами. Первый идентифицированный изотоп элемента

с $Z = 94$ $^{238}_{94}\text{Pu}$ был получен в Беркли при облучении дейтронами урана $^{238}_{92}\text{U}$ [33]:



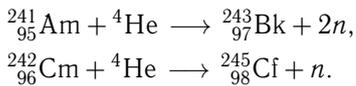
С созданием ядерных реакторов большой мощности стало возможным накапливать необходимые количества трансурановых элементов и использовать их в качестве мишеней для продвижения к большим Z путем облучения на циклотронах α -частицами. В частности, в реакторе возможно получить достаточно большие количества изотопа ^{239}Pu , так как он имеет большой период полураспада — $2.4 \cdot 10^4$ лет.

Трансурановый элемент кюриум Cm ($Z = 96$) был получен в 1944 г. в результате облучения α -частицами ^{239}Pu [34, 35]:

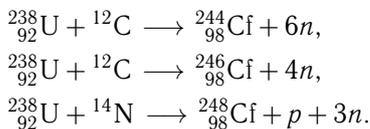


Изотоп ^{242}Cm является α -излучателем с периодом полураспада $T_{1/2} = 162.79$ дня.

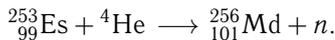
Химические элементы берклий Bk ($Z = 97$) и калифорний Cf ($Z = 98$) были получены в 1949–50 гг. в реакциях [36, 37]



^{245}Cf образовался в результате облучения $\sim 10^{-6}$ г кюрия и был выделен в количестве 5000 атомов. Впоследствии некоторые изотопы калифорния были получены путем бомбардировки мишени из ^{238}U пучками тяжелых ионов углерода и азота:



Сто первый элемент менделевий был получен в 1955 г. в реакции [38, 39]



Весь имеющийся запас эйнштейния, полученный путем облучения в ядерных реакторах к 1955 г., составлял около 10^{-12} г. Несмотря на то что сечение реакции (α, n) довольно велико ($\sim 10^{-3}$ барн), образование менделевия происходило со скоростью около 1 атома в час. В первой серии экспериментов было получено всего 17 ядер 101-го элемента. Здесь особенно отчетливо проявились все сложности, с которыми пришлось вскоре столкнуться при получении новых элементов тяжелее фермия ($Z > 100$) — трансфермиевых элементов:

- отсутствие в требуемых количествах мишеней из тяжелых трансурановых элементов;
- существенное уменьшение по мере увеличения Z времени жизни изотопов, что значительно усложняет идентификацию полученных элементов.

Облучение ^{238}U различными пучками тяжелых ионов (гелий, углерод, изотопы кислорода) привели

к открытию большого числа изотопов с $Z = 95-101$. В 1951 г. Э. Макмиллан и Г. Сиборг получили Нобелевскую премию по химии за открытие и исследование в химии трансурановых элементов. Химическому элементу $Z = 101$ авторы открытия, американские ученые Г. Сиборг, А. Гиорсо и другие, дали название менделевий (Md) «...в знак признания приоритета великого русского химика Дмитрия Менделеева, который первым использовал для предсказания химических свойств неоткрытых элементов периодическую систему элементов, принципы которой явились ключом для открытия большинства трансурановых элементов» [35].

Следующий этап в получении тяжелых ядер связан с использованием пучков ускоренных ионов тяжелее углерода, азота и кислорода. Это позволило вернуться к использованию более доступных мишеней из стабильных изотопов свинца и висмута. Так, 102-й элемент может быть получен как в реакции $^{242}_{94}\text{Pu} + ^{18}_8\text{O}$, так и в реакции $^{208}_{82}\text{Pb} + ^{48}_{20}\text{Ca}$.

3.3. Реакции под действием тяжелых ионов. Магические ядра — ключ к трансфермиевым элементам

Для получения сверхтяжелых ядер используются пучки тяжелых ионов. При взаимодействии тяжелых ионов с мишенью в зависимости от заряда, кинетической энергии и орбитального момента налетающего иона возможны различные механизмы реакции. При низких энергиях налетающего тяжелого иона ($E/A < 20$ МэВ/нуклон) можно выделить три основных механизма реакции:

1. Образование составного ядра и его последующий распад.
2. Прямые ядерные реакции.
3. Реакции передачи, идущие в результате образования двойной ядерной системы (глубоко неупругие процессы).

В случае образования составного ядра исходные частицы образуют промежуточное ядро за ядерное время, т.е. время, необходимое для того, чтобы налетающая частица пересекла ядро, $\tau_{\text{яд}} \sim 10^{-23}$ с [40, 41]. Время существования составного ядра составляет $10^3 - 10^5 \tau_{\text{яд}}$. Предельным случаем реакции передачи является реакция слияния, когда все нуклоны одного из ядер двойной ядерной системы передаются другому ядру и образуется компунд-ядро. При касательных столкновениях налетающего иона с ядрами мишени происходят прямые «квазиупругие» процессы с передачей небольшого числа нуклонов.

При выборе соответствующих условий реакции может образоваться двойная ядерная система, в результате эволюции которой возможна передача большого числа нуклонов от одного ядра к другому. Кинетическая энергия налетающего иона в основном переходит в тепловую энергию нуклонов двойной ядерной системы.

Время жизни двойной ядерной системы (10^{-21} с) на порядок превосходит время протекания прямых ядерных реакций. Механизм взаимодействия между налетающим ядром и ядром-мишенью зависит от относительного орбитального момента сталкивающихся ядер. В случае лобового столкновения ядро-мишень поглощает налетающий ион и образуется возбужденное составное ядро. Для каждой комбинации налетающего ядра и ядра-мишени существует критическое значение орбитального момента $l_{\text{крит}}$, выше которого компаунд-ядро не образуется. Условие, при котором возможно слияние сталкивающихся ядер, определяется формой потенциала во входном канале $V_{\text{вх}}$. В этот потенциал в основном дают вклад три члена, описывающие кулоновское $V_{\text{кул}}$, ядерное $V_{\text{яд}}$ и центробежное $V_{\text{цб}}$ взаимодействия:

$$V_{\text{вх}} = V_{\text{кул}} + V_{\text{яд}} + V_{\text{цб}}.$$

Для того чтобы слияние было возможно, необходимо существование минимума в энергетической зависимости потенциала $V_{\text{вх}}$ от расстояния между сталкивающимися ядрами (рис. 5). При столкновениях с угловым моментом больше критического ($l > l_{\text{крит}}$) кулоновские и центробежные силы превосходят ядерные и слияние оказывается невозможным, так как потенциал взаимодействия является отталкивающим при всех расстояниях между сталкивающимися ядрами. В случае касательного столкновения ($l \approx L$) происходит в основном квазиупругое рассеяние в кулоновском поле ядра-мишени. Угловой момент L для касательных столкновений определяется соотношением

$$\frac{\hbar^2 L(L+1)}{2mR^2} = E - B_{\text{кул}},$$

где E — энергия налетающей частицы, $B_{\text{кул}}$ — высота кулоновского барьера, $m = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ — приведенная масса системы, R (ФМ) = $1.3(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ — радиус системы.

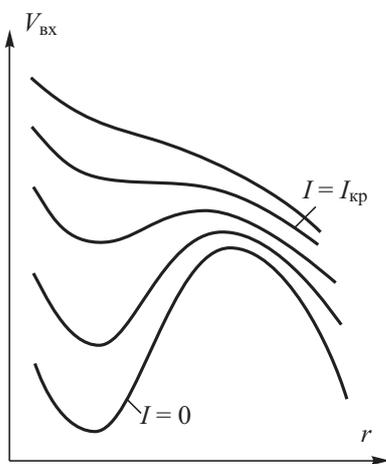


Рис. 5. Зависимость потенциала $V_{\text{вх}}$ от расстояния между сталкивающимися ядрами

Сечение образования составного ядра описывается соотношением [42]

$$\sigma = \pi \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \sum_{l=0}^{l_{\text{крит}}} (2l+1) T_l,$$

λ — длина волны налетающего иона, T_l — пропускательность потенциального барьера. В основе этого соотношения лежит оптическая модель ядра. Дальнейшее развитие оптической модели получила в работе [43], в которой процесс образования компаунд-ядра описывается как динамическое слияние двух ядер, при котором исходные ядра сразу после соприкосновения поверхностей теряют свои индивидуальные свойства.

В области тяжелых ядер ($Z > 90$) существенную роль играет деление атомных ядер. Спонтанное деление атомных ядер было открыто в 1940 г. К. Петряком и Г. Флеровым [44]. Исходя из массовой формулы Бете–Вайцеккера, можно оценить величину энергии Q , выделяющейся в процессе деления:

$$Q = 0.36a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - 0.25a_2 A^{2/3}$$

(эта оценка получена для случая, когда отношение масс легкого и тяжелого осколков деления составляет 2 : 3). Отсюда следует, что $Q > 0$, если параметр деления $Z^2/A > 17$. Деление оказывается энергетически выгодным для ядер с $Z > 50$. Однако мгновенному самопроизвольному делению ядер препятствует потенциальный барьер. В процессе деления изменяется форма ядра, что приводит к изменению кулоновской и поверхностной энергий. Вероятность спонтанного деления растет с увеличением параметра деления Z^2/A , т.е. при переходе к более тяжелым ядрам. При переходе от 92-го элемента к 104-му вероятность спонтанного деления увеличивается примерно в 10^{20} раз.

Барьер деления играет решающую роль в стабильности тяжелых ядер. Согласно капельной модели ядра с $Z^2/A > 49$ не должны существовать [45, 46], так как для этих ядер величина потенциального барьера равна нулю и такие ядра должны делиться в течение характерного ядерного времени $\tau_{\text{яд}}$. Однако более детальные расчеты, учитывающие влияние ядерных оболочек на свойства атомных ядер, указывают на качественно новые явления.

На рис. 6 представлены результаты расчетов распадных характеристик сверхтяжелых ядер в макро/микроскопическом подходе [47]. Приведены периоды полураспада четно-четных (слева) и нечетных (справа) сверхтяжелых ядер относительно спонтанного деления, α -распада и β -распада. Наиболее устойчивым ядром по отношению к спонтанному делению является ядро с $Z = 114$ и $N = 184$. Для него период полураспада по отношению к спонтанному делению $\sim 10^{16}$ лет. Для изотопов 114-го элемента, отличающихся от наиболее устойчивого на 6–8 нейтронов, периоды полураспада уменьшаются

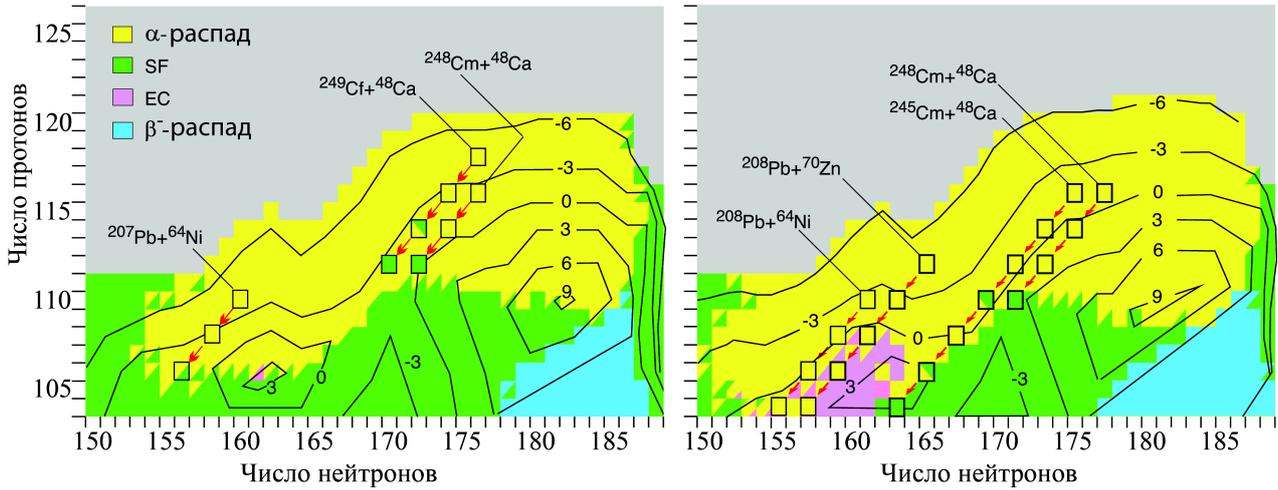


Рис. 6. Карта рассчитанных периодов полураспада $\log(T_{1/2})$ и доминирующих мод распада (указаны цветом) для изотопов с $Z \geq 104$ и $N \geq 150$ [47]. Слева приведены данные для четно-четных изотопов, справа — для ядер с нечетным A . Указаны цепочки распадов ядер, образованных в реакциях холодного слияния и реакциях « ^{48}Ca + актиниды» [47]

на 10–15 порядков. Наиболее устойчивое по отношению к α -распаду ядро расположено в области $Z = 110$ и $N = 184$ ($T_{1/2} = 10^5$ лет). Учет β -распада несколько меняет картину. Учет всех мод распада приводит к образованию острова стабильности в окрестности $Z = 110$ и $N = 184$. Наиболее долгоживущее сферически симметричное ядро может иметь период полураспада около 30 лет [48]. Отличие величины Z от предсказываемого оболочечной моделью магического числа 114 связано с конкуренцией между делением (относительно которого ядро с $Z = 114$ наиболее стабильно) и α -распадом (относительно которого устойчивы ядра с меньшими Z). У нечетных ядер периоды полураспада по отношению к α -распаду и спонтанному делению увеличиваются, а по отношению к β -распаду уменьшаются.

Микроскопические расчеты также предсказывают значительное увеличение энергий связи ядер при $N = 162$ и $N = 184$, что совпадает с предсказаниями макро/микроскопической модели. В качестве магического числа для протонов предсказываются $Z = 120, 122, 124$ и даже 126 [49]. Следует отметить, что приведенные оценки сильно зависят от параметров, использованных в расчетах, и могут рассматриваться лишь как указания на возможность существования сверхтяжелых ядер, имеющих времена жизни достаточно большие для их экспериментального обнаружения.

Таким образом, в области $Z > 100, N > 126$ можно ожидать появление следующих магических чисел по протонам и нейтронам, что приведет к дополнительной устойчивости атомных ядер и увеличению их времени жизни в этой области $N-Z$ -диаграммы. Можно ожидать повышения устойчивости атомных ядер в районе $Z = 114$.

Изменения положения одночастичных уровней при изменении величины деформации ядра приво-

дят к перераспределению энергии одночастичных состояний по сравнению со сферическими ядрами и изменению магических чисел в деформированном потенциале. Следствием является то, что в основном состоянии атомные ядра имеют форму, отличную от сферически симметричной, т. е. деформированы. Магические числа в атомных ядрах являются еще одной характеристикой, обеспечивающей устойчивость деформированных атомных ядер.

Анализируя различные возможности образования сверхтяжелых элементов в реакциях с тяжелыми ионами, нужно учитывать следующие обстоятельства.

1. Так как необходимо создать ядро с достаточно большим отношением числа нейтронов к числу протонов, то в качестве налетающей частицы надо выбирать тяжелые ионы, имеющие большое отношение N/Z .

2. Необходимо, чтобы образующееся компаунд-ядро имело малую энергию возбуждения и небольшую величину момента количества движения, так как в противном случае будет снижаться эффективная высота барьера деления.

При захвате нейтрона энергия возбуждения образовавшегося составного ядра составляет 6–8 МэВ. В случае захвата легких ионов $^4\text{He}, ^{12}\text{C}$ образовавшиеся составные ядра будут иметь энергию возбуждения $\sim 20\text{--}40$ МэВ. При увеличении заряда налетающего ядра ему необходимо сообщать все большую энергию для преодоления кулоновского барьера реакции слияния ядер. Энергию возбуждения составного ядра E_x можно представить как

$$E_x = E_p - (M_{CN} - (M_T + M_p))c^2 = E_p - Q,$$

где E_p и M_p — энергия и масса налетающей частицы, M_T — масса ядра-мишени, M_{CN} — масса составного ядра. Поэтому необходимо, чтобы образовавшееся составное ядро быстро охладилось,

так как в противном случае оно будет распадаться на два осколка, поскольку его энергия возбуждения существенно превышает высоту барьера деления.

Возбужденное ядро может охлаждаться путем испускания нейтронов или γ -квантов. Для того чтобы охладить ядро, нагретое до 40–50 МэВ, необходимо испускание 4–5 нейтронов. Сечение образования ядра-продукта σ_{xn} после испускания нейтронов описывается соотношением

$$\sigma_{xn}(E_x) = \sigma_{CN}(E_x) \cdot P_{xn}(E_x) \cdot \prod_{i=1}^x \left[\frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}}(E_x) \right]_i,$$

где $\sigma_{CN}(E_x)$ — сечение образования составного ядра с энергией E_x , P_{xn} — вероятность охлаждения составного ядра в результате испускания нейтронов, $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ — отношение ширины испускания нейтронов к полной ширине распада составного ядра на каждой ступени последовательного испускания нейтронов [50, 51]. Испускание нейтронов в основном конкурирует с делением ядра, вероятность которого при энергиях выше барьера деления в ~ 100 раз выше вероятности испускания нейтрона. Поэтому вероятность охлаждения ядра с энергией 40–50 МэВ путем испускания нейтронов будет $\sim 10^{-8} - 10^{-10}$.

Сечение образования сверхтяжелых ядер в реакциях с тяжелыми ионами составляет $10^{-6} - 10^{-4}$ барн и экспоненциально убывает при увеличении заряда Z образующегося изотопа (рис. 7). Прогресс в область сверхтяжелых элементов стало возможно после того, как была выдвинута идея реакций «холодного слияния». В этих реакциях в качестве мишеней используются «магические» стабильные изотопы ^{208}Pb ($Z = 82$, $N = 126$) и ^{209}Bi ($Z = 83$, $N = 126$). Использование в качестве мишеней ядер близких к магическим имеет дополнительное преимущество, так как энергия возбужденного составного ядра E_x , образующаяся в результате слияния исходных ядер, оказывается более низкой,

что приводит к необходимости испускания меньшего количества нейтронов из составной системы при ее охлаждении. Минимальная энергия возбуждения E_x^{min} соответствует кулоновскому барьеру реакции слияния: $E_x^{\text{min}} = B_{\text{кул}} - Q$. Кинетическая энергия налетающей частицы E_p выбирается как можно ниже, вблизи кулоновского барьера $B_{\text{кул}}$, чтобы преодолеть кулоновское взаимодействие сталкивающихся ядер. Уменьшение величины энергии возбуждения ядра необходимо для уменьшения вероятности деления образующейся составной системы. Концепция холодного синтеза была впервые выдвинута Ю.Ц. Оганесяном [53] и оказалась решающей при получении сверхтяжелых элементов.

С продвижением в трансурановую область возникла проблема выделения и идентификации короткоживущих изотопов. В связи с тем, что для получения этих элементов, как правило, используют пучки тяжелых ионов, продукты реакции за счет большого первоначального импульса вылетают из мишени в направлении первичного пучка. Это обстоятельство используется для идентификации продуктов реакции. Выбитые из мишени продукты реакции собираются с помощью различных методов и переносятся к анализирующему устройству. Наиболее простой метод — метод собирания ионов отдачи на механической подложке (рис. 8).

Часто используется метод торможения ионов отдачи в газовой среде с последующим собиранием их с помощью либо электростатического поля, либо газовой струи. В качестве тормозящего газа чаще всего используется инертный газ гелий. Рис. 9 иллюстрирует один из способов использования метода газовой струи. Ядра отдачи тормозятся в объеме, заполненном гелием при давлении около 1 атм. Капиллярная трубка соединяет этот объем с другим объемом, откачиваемым с помощью высокоскоростного насоса. За счет разницы в давлениях

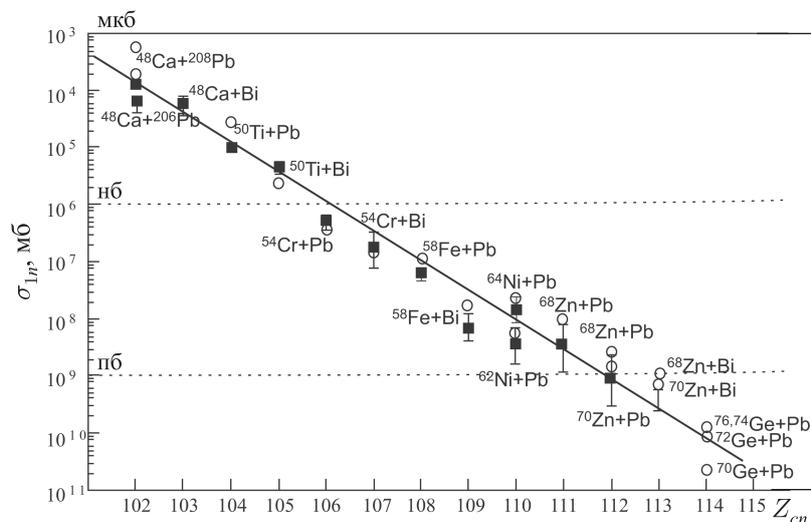


Рис. 7. Значения сечений реакций взаимодействия тяжелых ионов (HI, 1n) в зависимости от заряда образующегося составного ядра [52]. Темными значками показаны имеющиеся экспериментальные данные, светлыми — результаты расчетов

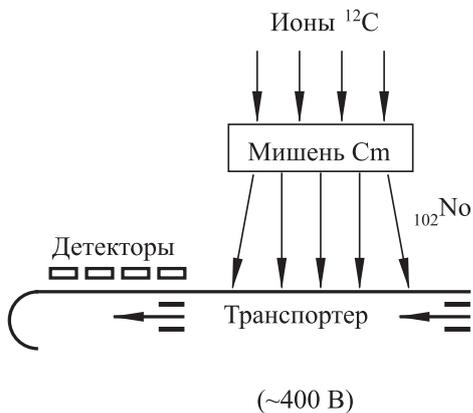


Рис. 8. Схема установки идентификации изотопов методом сбора продуктов распада на движущемся транспортере

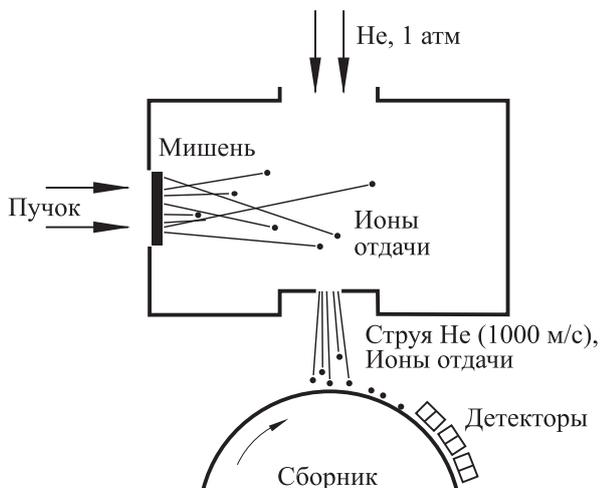


Рис. 9. Схема установки для сбора атомов отдачи при помощи струи газа

образуется узконаправленная газовая струя. Ионы отдачи в этой струе имеют скорости около 1000 м/с. Газовая струя ударяет в сборник, и тяжелые ионы

адсорбируются на его поверхности. Метод обеспечивает 70–80% сбора образующихся ядер. Следующая задача — быстрая транспортировка продуктов реакции к детектору. Часто сборники ионов отдачи устанавливаются на движущейся ленте либо на вращающемся колесе. Зная скорость движения сборника и измеряя число зарегистрированных событий несколькими детекторами, расположенными по направлению движения, можно определить период полураспада образующегося изотопа.

При увеличении порядкового номера химического элемента по мере продвижения в область все более тяжелых ядер резко уменьшаются их периоды полураспада. Поэтому для сепарации ионов используются комбинации электрических и магнитных полей. Фильтр скоростей SHIP (Separator for Heavy Ion reaction Products) установлен в ускорительном комплексе GSI (нем. Gesellschaft für Schwerionenforschung), расположенном в пригороде Дармштадта (Германия). Сепаратор (рис. 10) состоит из двух электрических и четырех магнитных диполей и двух квадрупольных триплетов. Длина сепаратора от мишени до детекторов составляет 11 м. Радиус колеса мишени ~155 мм, и оно вращается синхронно с микроструктурой пучка ускорителя. Детектирующая система состоит из двух детекторов вторичных нейтронов по времени пролета и позиционно-чувствительного кремниевого детектора. Время пролета продуктов реакции через сепаратор SHIP составляет 2 мкс [55].

При идентификации трансфермиевых элементов используется то обстоятельство, что α -распад является одним из основных типов распада в этой области ядер, причем для $Z > 100$ характерен каскадный α -распад. При этом по мере увеличения Z увеличивается энергия α -распада. Идентификация цепочек последовательных α -распадов, определение энергий последовательно испускаемых α -частиц становится

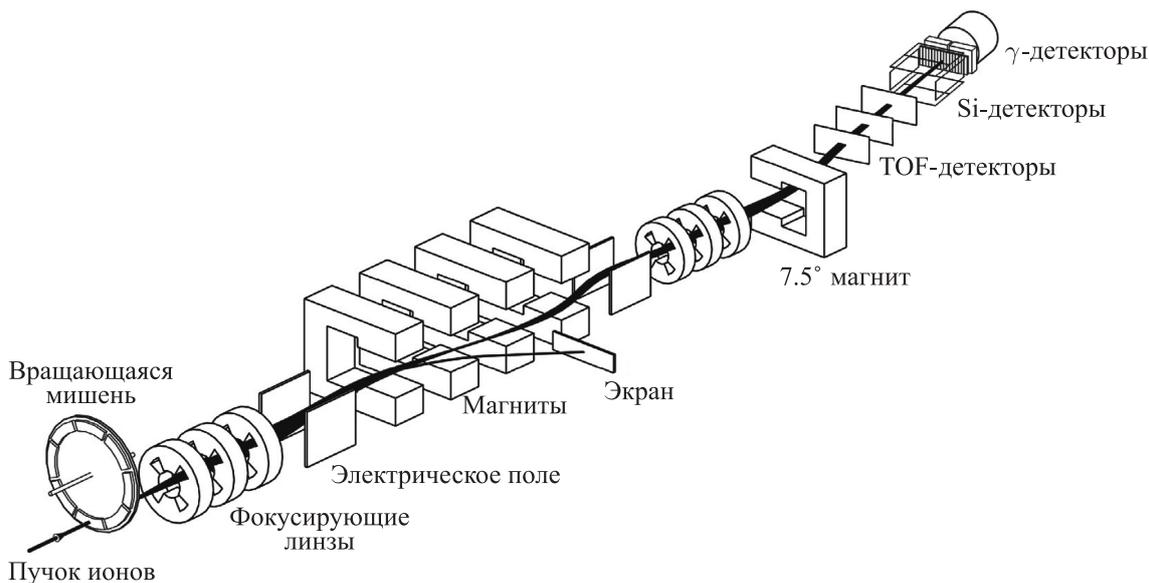


Рис. 10. Схема сепаратора SHIP [47, 54]

одним из основных методов идентификации трансфермиевых элементов.

Ядра с $Z = 102-109$ были открыты до 1986 г. [56, 57] и получили названия: 102 [58, 59] — No (Nobelium), 103 [60–64] — Lr (Lawrencium), 104 [65–69] — Rf (Rutherfordium), 105 [70–73] — Db (Dubnium), 106 [74, 75] — Sg (Seaborgium), 107 [76] — Bh (Bohrium), 108 [77, 78] — Hs (Hassium), 109 [79] — Mt (Meitnerium). Учитывая заслуги исследователей из Дубны в открытии большого числа изотопов тяжелых элементов (102–105), в 1997 г. решением Генеральной ассамблеи чистой и прикладной химии элементу с $Z = 105$ было присвоено имя Дубний (Db).

4. Холодное слияние атомных ядер (^{208}Pb , ^{209}Bi) + (Ti, ..., Zn)

Новый этап в исследовании сверхтяжелых ядер начался в 1994 г., когда была существенно повышена эффективность регистрации и усовершенствована методика наблюдения сверхтяжелых ядер. Как результат, были обнаружены изотопы 110, 111 и 112 элементов [80–82].

Для получения сверхтяжелых ядер использовались ускоренные пучки ^{50}Ti , ^{51}V , ^{58}Fe , ^{62}Ni , ^{64}Ni , ^{70}Zn и ^{82}Se . В качестве мишеней применялись изотопы ^{208}Pb и ^{209}Bi . Различные изотопы 110 элемента были синтезированы в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова, ОИЯИ с помощью реакции $^{244}\text{Pu}(^{34}\text{S}, 5n)^{272}110$ и в GSI в реакции $^{208}\text{Pb}(^{62}\text{Ni}, n)^{269}110$. Изотопы $^{269}110$, $^{271}110$, $^{272}111$ и $^{277}112$ регистрировались по их цепочкам распада (рис. 11).

К 2000 г. в экспериментах с тяжелыми ионами удалось синтезировать ~40 изотопов от 104 до 112 химического элемента, список которых приведен в табл. 2. Для большинства изотопов были определены типы распадов, времена жизни, для некоторых

Изотопы трансфермиевых элементов,
открытые к 2000 г.

Заряд ядра Z	Химический символ	Название	Массовое число A
102	No	нобелий	250–260, 262
103	Lr	лоуренсий	251–262
104	Rf	резерфордий	253–262
105	Db	дубний	255–258
106	Sg	сиборгий	259–261, 263, 265, 266
107	Bh	борий	260–262, 264, 266, 267
108	Hs	хассий	260–265
109	Mt	мейтнерий	266–268
110	Ds	дармштадтий	267, 269, 271
111	Rg	рентгений	272
112	Cn	коперниций	277

изотопов определены массы и квантовые характеристики низколежащих состояний. Таким образом, прогресс в синтезе трансурановых элементов $Z = 107-112$ был связан с «открытием» реакций холодного синтеза, в которых магические изотопы ^{208}Pb и ^{209}Bi облучались ионами с $Z = 22-30$. Образующееся в реакции холодного синтеза ядро нагрето слабо и охлаждается в результате испускания одного нейтрона. Так впервые были получены изотопы химических элементов с $Z = 107-112$. Однако дальнейшее продвижение — к более тяжелым ядрам — таким методом оказывается затруднительным из-за роста величины потенциального барьера между сталкивающимися ядрами. Поэтому в Дубне был реализован другой метод получения сверхтяжелых ядер. В качестве мишеней использовались наиболее тяжелые изотопы искусственно полученных химических элементов плутония Pu ($Z = 94$), америция Am ($Z = 95$), кюрия Cm ($Z = 96$), берклия

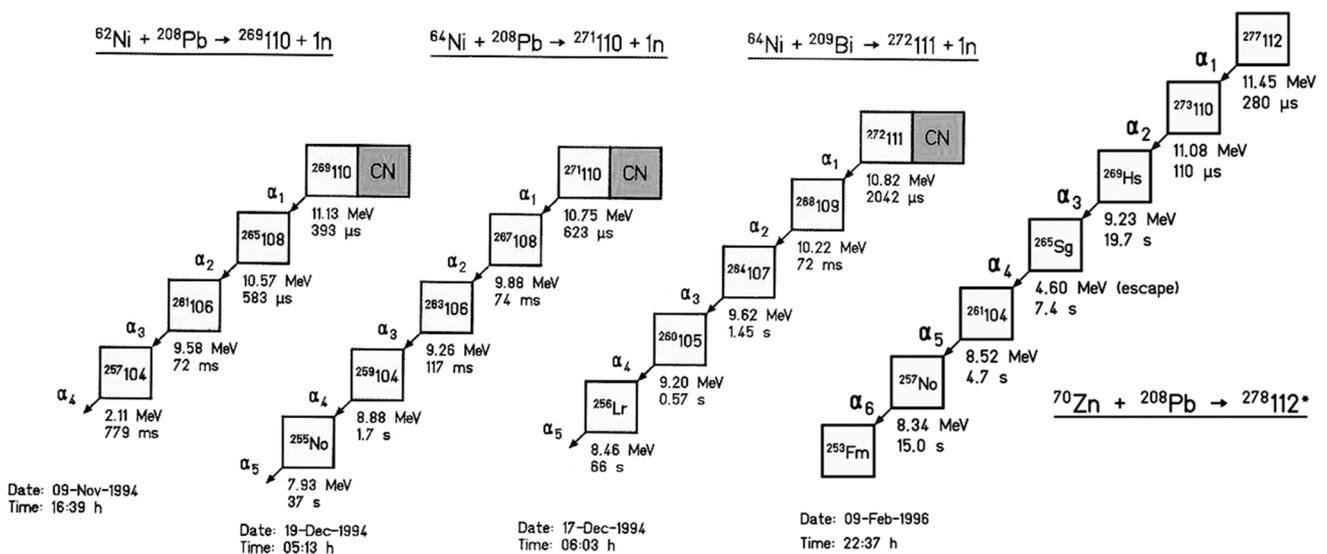


Рис. 11. Цепочки α -распадов 110, 111 и 112 химических элементов, полученных в GSI (Германия) [55]. Для каждого изотопа указаны время жизни и энергия α -распада E_α (в МэВ)

Вк ($Z = 97$) и калифорния Cf ($Z = 98$). В качестве ускоренных ионов был выбран изотоп кальция ^{48}Ca ($Z = 20$).

До 2000 г. самые тяжелые элементы (вплоть до 112-го) были синтезированы в реакциях «холодного слияния». К сожалению, эти реакции не могут быть использованы для синтеза ядер, находящихся в пределах предсказанного теорией «острова стабильности» сверхтяжелых элементов. Образующееся при слиянии ядер ^{208}Pb и ^{76}Ge компаунд-ядро $^{284}114$ ($N = 170$) содержит на 14 нейтронов меньше, чем требуется для замкнутой нейтронной оболочки $N = 184$. При столь значительном дефиците нейтронов продукты испарения нейтронов будут располагаться далеко от границы предсказанного «острова стабильности». Отметим, что никакие варианты слияния стабильных и даже долгоживущих изотопов не могут привести к ядрам на «вершине» острова стабильности. Поэтому желательно подойти как можно ближе к границам этой неизвестной области, с тем чтобы войти в зону действия замкнутой сферической оболочки $N = 184$. Нуклиды, содержащие большое число нейтронов, могут в принципе быть получены при использовании в качестве мишени изотопов тяжелых актинидов с $Z = 94-98$, а в качестве налетающей частицы — редкого изотопа ^{48}Ca .

Теряя возможность использования в реакциях холодного слияния магических ядер ^{208}Pb при переходе к нейтронно-избыточным изотопам актинидов, мы вновь приобретаем магические числа протонов и нейтронов в налетающей частице ^{48}Ca .

Академик Ю. Ц. Оганесян,
 профессор С. Н. Дмитриев
 (из работы «Сверхтяжелые элементы
 Периодической системы Менделеева» [51])

5. Реакции горячего слияния атомных ядер ^{48}Ca и актинидов

Использование в качестве налетающей частицы изотопа ^{48}Ca имеет ряд преимуществ:

- это дважды магическое ядро $Z = 20$, $N = 28$, поэтому при его слиянии с ядром мишени энергия возбуждения составного ядра будет уменьшаться до 30–35 МэВ;
- асимметрия зарядов сливающихся ядер уменьшает их кулоновое расталкивание $V_C \sim Z_1 \cdot Z_2 = 20 \times (92-98)$, что увеличивает вероятность образования составного ядра при более низкой энергии возбуждения;
- изотоп ^{48}Ca имеет наибольшее отношение N/Z среди стабильных изотопов.

Идентификация полученных сверхтяжелых изотопов проводилась в ЛЯР ОИЯИ с помощью сепаратора ядер отдачи, схематически показанного на рис. 12 [83]. Пучок ускоренных ионов ^{48}Ca падает на вращающуюся мишень; продукты реакции, образующиеся после испарения нейтронов, попадают в камеру, заполненную водородом под давлением 10^{-3} атм (газонаполненный сепаратор). В результате взаимодействия с газовой средой уменьшается зарядовая дисперсия ядер отдачи и разделение

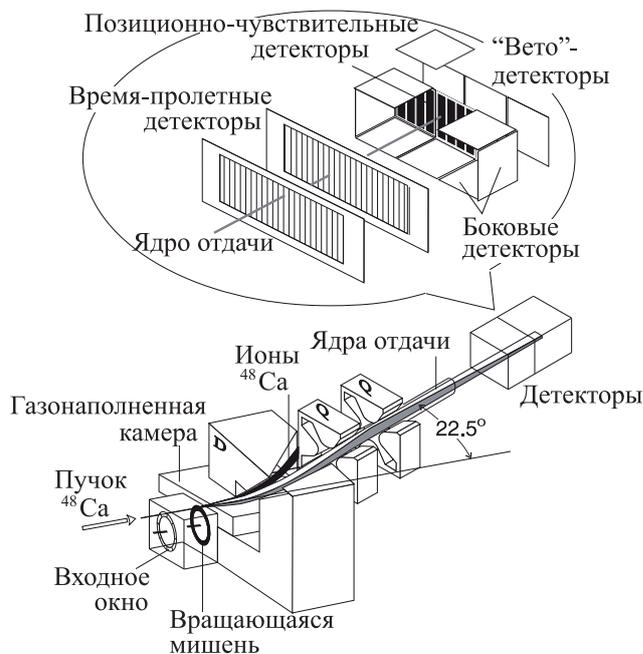


Рис. 12. Схематический вид сепаратора ядер отдачи DGFRS (Dubna Gas-Filled Recoil Separator) [83]

в магнитном поле ядер отдачи от фоновых событий происходит наиболее эффективно. Ядра отдачи, прошедшие через магнитный сепаратор, имплантируются в позиционно-чувствительный детектор, имеющий площадь $\sim 50 \text{ см}^2$. Детектор состоит из 12 стрипов, позволяющих определить координаты точки имплантации в детектор. Детектор регистрирует время попадания в детектор и координаты имплантированных ядер отдачи, энергии α -частиц распада и продукты деления (два совпадающих по времени сигнала с энергией $\approx 200 \text{ МэВ}$). Перед основным детектором расположены два тонких кремниевых детектора, с помощью которых определяется время пролета ядер отдачи. Расстояние между мишенью и детектором составляет $\sim 4 \text{ м}$, время пролета сверхтяжелых ядер от мишени до детектора — около 1 мкс. Детектор окружен восемью боковыми детекторами для регистрации α -частиц и осколков деления от распада имплантированных ядер.

Магнитный сепаратор ядер отдачи уменьшал фон побочных продуктов реакции в 10^5-10^7 раз. Регистрация продуктов реакции осуществлялась с помощью позиционно-чувствительного кремниевого детектора. Измерялись энергия, координаты и время пролета ядер отдачи. После имплантации иона в детектор все последующие сигналы от регистрируемых частиц распада должны исходить из точки остановки имплантированного иона. Созданная методика позволяла с высокой степенью надежности ($\sim 100\%$) установить связь между остановившимся в детекторе сверхтяжелым ядром и продуктами его распада. С помощью такой методики были надежно идентифицированы сверхтяжелые элементы с $Z = 110-118$.

Определение атомных номеров сверхтяжелых изотопов проводилось на основе:

- измерений характеристик распада: периода полураспада и энергии α -распада;
- измерения функции возбуждения реакции образования составного ядра;
- химической идентификации изотопов Db ($Z = 105$) и Cn ($Z = 112$) в цепочке распадов.

В результате экспериментов по облучению мишеней $^{235, 238}\text{U}$, ^{237}Np , $^{242, 244}\text{Pu}$, ^{243}Am , $^{245, 248}\text{Cm}$ и ^{249}Cf ускоренными ионами ^{48}Ca в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова были открыты новые сверхтяжелые химические элементы с атомными номерами $Z = 113-118$ и 21 новый изотоп ранее известных химических элементов с $Z = 104-112$. Работы были выполнены в коллаборации с Ливерморской национальной лабораторией, Национальной лабораторией Ок-Ридж и университетом Вандербильта (США). Первые эксперименты, результатом которых стало открытие элементов с четным $Z = 114$ и 116 в реакциях с использованием $^{242, 244}\text{Pu}$ [84, 85] и $^{245, 248}\text{Cm}$ [86, 87], были проведены в 1998–2005 гг.

Химический элемент 113 был практически одновременно получен в 2004 г. в лаборатории RIKEN японского института физико-химических исследований и в ЛЯР ОИЯИ. Японские исследователи для синтеза 113-го элемента использовали реакцию холодного слияния $^{70}\text{Zn} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{278}113 + n$ [88]. Три цепочки α -распадов $^{282}113$, полученные в 2004 [89], в 2007 [90] и в 2012 [91], показаны на рис. 13.

В ЛЯР ОИЯИ в 2004 г. в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{243}\text{Am}$ было обнаружено образование химического элемента $Z = 115$, идентифицированное по цепочкам α -распадов с образованием изотопов $^{283, 284}113$ [92].

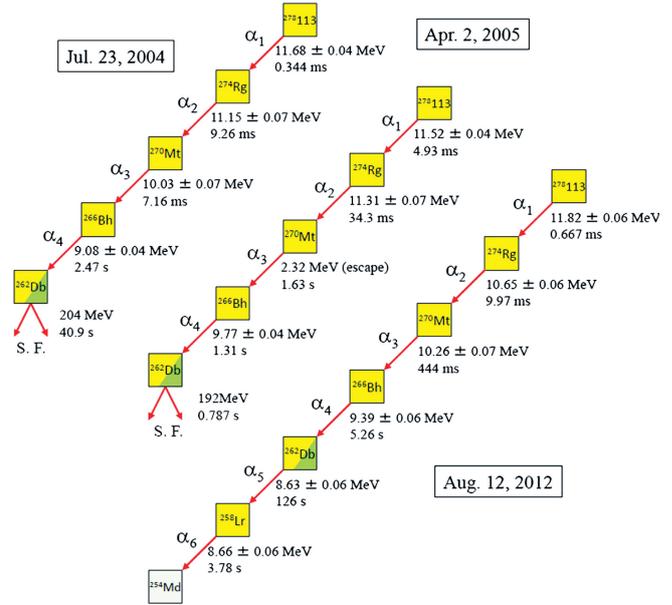


Рис. 13. Цепочки распада 113-го химического элемента [88]

Позднее изотоп $^{282}113$ был получен в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{237}\text{Np}$ [93]. Цепочки α -распадов изотопов $^{282}113$ и $^{287, 288, 289}115$, открытых в Дубне, показаны на рис. 14. Для каждого изотопа указаны время жизни и энергия α -распада (в МэВ). На рисунке также приведены число событий и год публикации экспериментальных результатов [1].

Два изотопа 117 химического элемента синтезированы российско-американской коллаборацией [95, 96] в реакции $^{249}\text{Bk} + ^{48}\text{Ca}$. На рис. 14 показаны цепочки распадов изотопов $^{293, 294}117$, оканчивающиеся спонтанным делением изотопов ^{281}Rg и ^{270}Db .

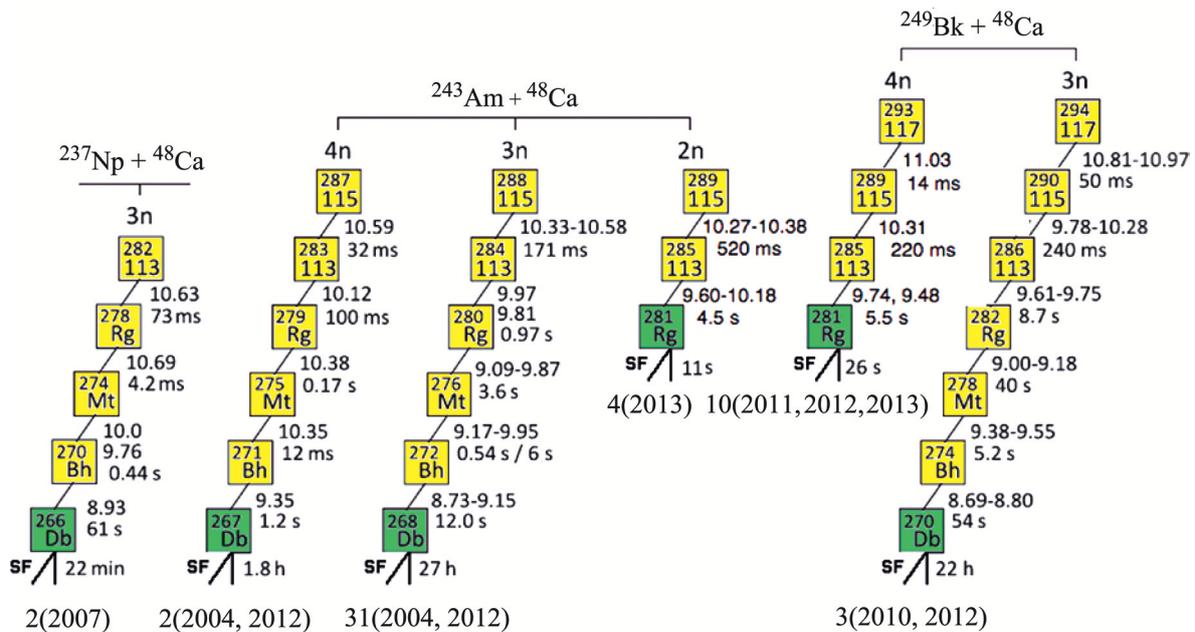


Рис. 14. Цепочки распадов изотопов $^{282}113$, $^{287, 288, 289}115$ и $^{293, 294}117$, полученных в ЛЯР ОИЯИ [94]. Для каждого изотопа указаны время жизни и энергия α -распада E_α (в МэВ). Внизу цепочек жирным шрифтом указано число событий (год публикации) [1]

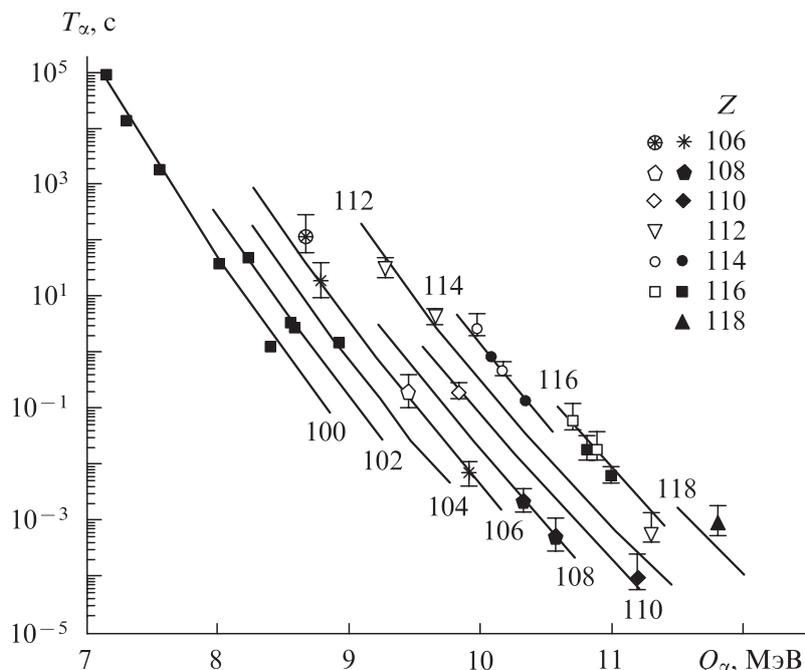


Рис. 15. Экспериментальные значения периодов полураспада (T_α) и энергий α -распадов (Q_α) для Z -четных нуклидов с $Z \geq 100$ [51]. Темные точки — ядра с четным числом нейтронов, светлые — с нечетным, линии — расчет по формуле Вайолы–Сиборга [99]

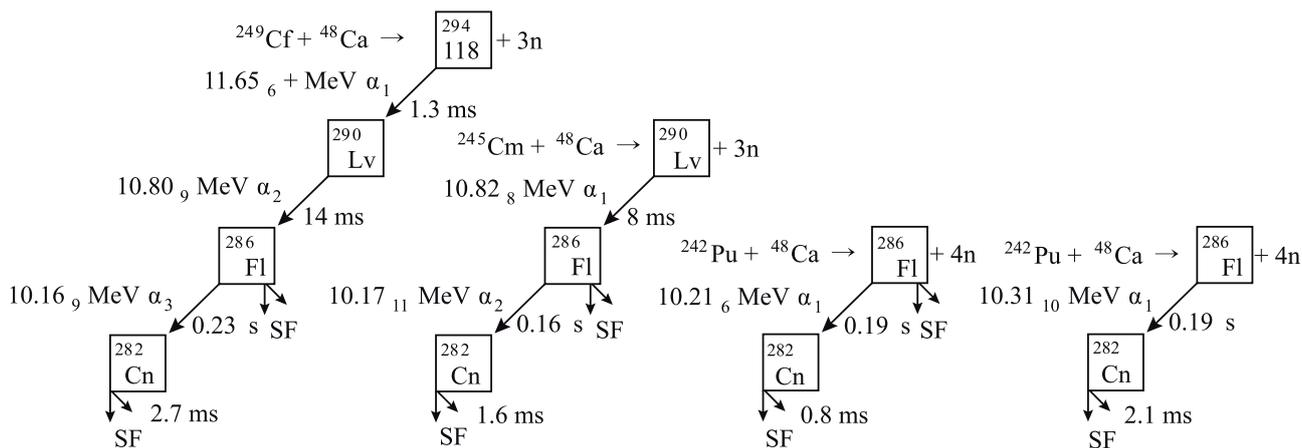
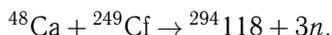


Рис. 16. Цепочка распадов изотопа $^{294}_{118}$ (слева), полученного в российско-американской коллаборации [97, 98]. Для каждого изотопа указаны время жизни и энергия α -распада E_α (в МэВ). Также приведены цепочки, подтверждающие образование дочерних ядер $^{290}_{116}\text{Lv}$ и $^{286}_{114}\text{Fl}$ [2]

Химический элемент 118 был синтезирован в реакции под действием ^{48}Ca на изотопе ^{249}Cf :



В течение 2006–2012 гг. были обнаружены несколько случаев образования изотопа $^{294}_{118}$ [97, 98]. Период полураспада этого изотопа около одной миллисекунды. Цепочка последовательных α -распадов показана на рис. 16, слева. Распад дочернего ядра $^{286}_{114}\text{Fl}$ происходит как в результате спонтанного деления, так и за счет испускания α -частицы. Дополнительным подтверждением образования 118-го элемента стало наблюдение цепочек распада $^{290}_{116}\text{Lv}$ и $^{286}_{114}\text{Fl}$, независимо образующихся в реакциях $^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{290}_{116}\text{Lv} + 3n$ и $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{286}_{114}\text{Fl} + 3n$, исследованных ранее.

На рис. 15 проведено сравнение экспериментально полученных значений периодов полураспада T_α и энергий α -распадов E_α для четно-четных изотопов $Z = 100–118$ с результатами теоретической аппроксимации по формуле Вайолы–Сиборга [99]

$$\lg T_\alpha = (aZ + b)Q_\alpha^{-1/2} + cZ + d.$$

Из полученных данных видно повышение стабильности атомных ядер вблизи деформированной оболочки $Z = 108, N = 162$ и сферической оболочки $Z = 110–118$ и $N = 184$ [51].

Заключение

Динамика открытия новых химических элементов в период с 1900 по 2015 гг. приведена на рис. 17. К 1900 г. было известно 88 химических элементов,

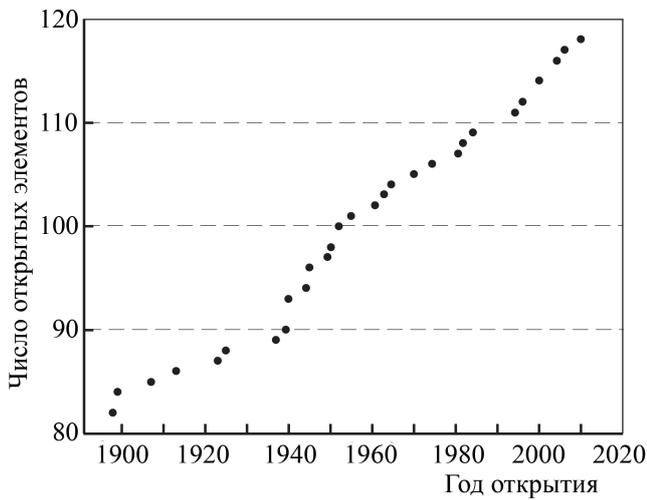


Рис. 17. Динамика открытия новых химических элементов

к 1950 г. их число увеличилось до 98. В 2000 г. было открыто 114 элементов и к настоящему моменту число элементов таблицы Менделеева составляет 118.

На рис. 18 показан верхний участок NZ -диаграммы обнаруженных к 2016 г. сверхтяжелых ядер [100]. Отмечен предполагаемый центр острова стабильности $Z = 114$, $N = 184$. Как видно, синтезированные изотопы по числу протонов Z уже превысили ожидаемое значение $Z = 114$, однако все обнаруженные изотопы лежат гораздо левее значения $N = 184$. Косвенным подтверждением существования острова стабильности является существенный рост периода полураспада с ростом числа нейтро-

нов в изотопах с $Z = 113-116$. Для достижения центра острова стабильности необходимы реакции с использованием более нейтронно-избыточных изотопов, необходимы пучки ускоренных ионов с большим отношением N/Z .

Второе обстоятельство, которое необходимо учесть, — в центре острова стабильности периоды полураспада ядер могут достигать 10^5 лет, а используемые в настоящее время методики обнаружения сверхтяжелых элементов в основном ориентированы на регистрацию короткоживущих изотопов.

При приближении к острову стабильности большую роль будут играть методы химической идентификации сверхтяжелых ядер. Для химической идентификации трансфермиевых элементов в Дубне была разработана специальная методика экспрессного химического анализа продуктов реакции в газовой струе. При идентификации элементов химическими методами используется сходство свойств изучаемого элемента и его более легкого аналога, принадлежащего к той же химической группе. С этой целью необходимо для каждого исследуемого элемента определить его место в системе элементов Менделеева.

На рис. 19 приведены электронные структуры атомов вплоть до $Z = 118$: отмечены электронные оболочки и последовательность их заполнения электронами. 118-й элемент соответствует полностью заполненной $7p$ -оболочке и является по своим химическим свойствам аналогом радона ($Z = 72$) и ксенона ($Z = 54$). В химических элементах, начиная

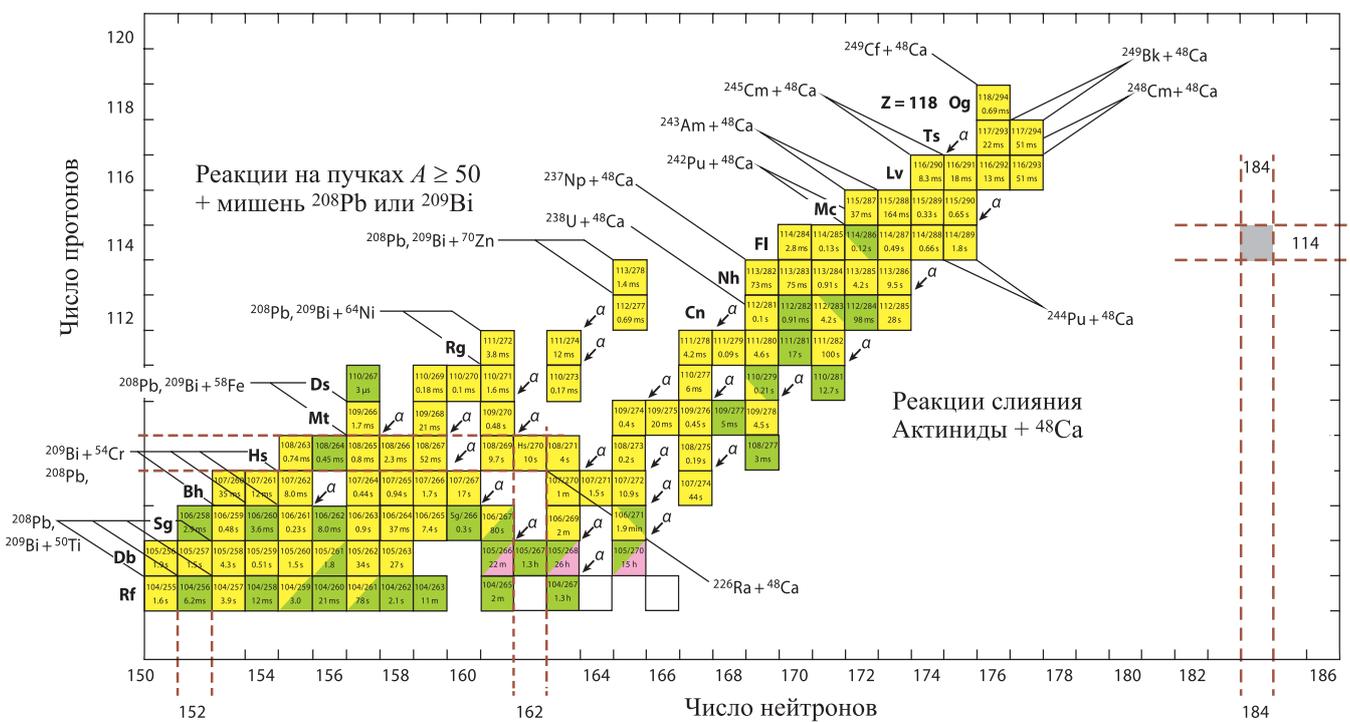


Рис. 18. Известные к 2016 г. изотопы сверхтяжелых элементов и реакции их образования. Для каждого изотопа указаны название элемента, его масса и период полураспада. Нейтрон-дефицитные тяжелые изотопы с $Z \leq 113$ были получены в реакциях «холодного слияния». Изотопы 112–118 с большим числом нейтронов образованы в реакциях «горячего слияния» [100, 101]

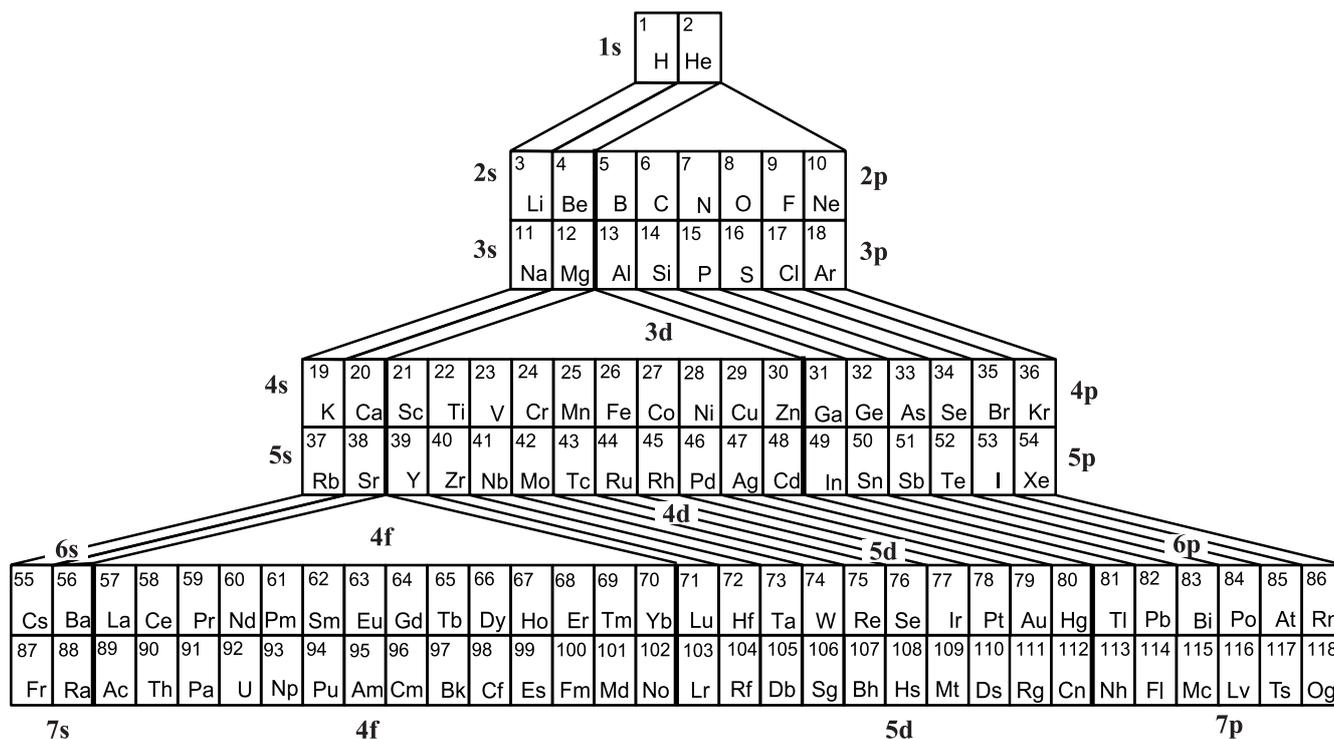


Рис. 19. Периодическая таблица Менделеева с указанием последовательности заполнения электронных оболочек

Таблица 3

Химические элементы $Z > 83$

Для каждого элемента приведены год открытия и реакция, в которой элемент был получен впервые, а также массовое число A и период полураспада $T_{1/2}$ наиболее долгоживущего из известных изотопов.

Год открытия	Символ элемента	Реакция образования	A	$T_{1/2}$ [26]
1898	^{84}Po	Радиохимическая идентификация изотопов, существующих в природе	209	102 ± 5 лет
1940	^{85}At		210	8.1 ± 0.4 ч
1899	^{86}Rn		222	3.8235 ± 0.0003 сут
1939	^{87}Fr		223	22.00 ± 0.07 мин
1898	^{88}Ra		226	1600 ± 7 лет
1899	^{89}Ac		227	21.772 ± 0.003 лет
1898	^{90}Th		232	$(1.40 \pm 0.01) \cdot 10^{10}$ лет
1913	^{91}Pa		231	$(3.276 \pm 0.011) \cdot 10^4$ лет
1789	^{92}U		238	$(4.468 \pm 0.003) \cdot 10^9$ лет
1940	^{93}Np	$^{238}_{92}\text{U} + n \rightarrow ^{239}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{239}_{93}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{239}_{94}\text{Pu}$	237	$(2.144 \pm 0.007) \cdot 10^6$ лет
	^{94}Pu		244	$(8.00 \pm 0.07) \cdot 10^7$ лет
1945	^{95}Am	$^{239}_{94}\text{Pu} \xrightarrow{n} ^{240}_{94}\text{Pu} \xrightarrow{n} ^{241}_{94}\text{Pu} \xrightarrow{\beta^-} ^{241}_{95}\text{Am}$	243	7370 ± 40 лет
1944	^{96}Cm	$^{239}_{94}\text{Pu} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{242}_{96}\text{Cm} + n$	247	$(1.56 \pm 0.05) \cdot 10^7$ лет
1949	^{97}Bk	$^{241}_{95}\text{Am} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{245}_{97}\text{Bk} + 2n$	247	1380 ± 250 лет
1950	^{98}Cf	$^{242}_{96}\text{Cm} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{246}_{98}\text{Cf} + n$	251	898 ± 44 лет
1952	^{99}Es	$^{238}_{92}\text{U} + 15n \rightarrow ^{253}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{253}_{93}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} \dots \xrightarrow{\beta^-} ^{253}_{99}\text{Es}$	252	471.7 ± 1.9 сут
1952	^{100}Fm	$^{238}_{92}\text{U} + 17n \rightarrow ^{255}_{92}\text{U} \xrightarrow{\beta^-} ^{255}_{93}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} \dots \xrightarrow{\beta^-} ^{255}_{100}\text{Fm}$	257	100.5 ± 0.2 сут

Химические элементы $Z > 100$

Для каждого элемента приведены год открытия и реакция, в которой элемент был получен впервые, а также массовое число A и период полураспада $T_{1/2}$ наиболее долгоживущего из известных изотопов.

Год открытия	Символ элемента	Реакция образования	A	$T_{1/2}$ [26]
1955	$_{101}\text{Md}$	$^{253}_{99}\text{Es} + ^4_2\text{He} \rightarrow ^{256}_{101}\text{Md} + n$	258	51.5 ± 0.3 сут
1963	$_{102}\text{No}$	$^{238}_{92}\text{U} + ^{22}_{10}\text{Ne} \rightarrow ^{256}_{102}\text{No} + 4n$	259	58 ± 5 мин
1961	$_{103}\text{Lr}$	$^{249}_{98}\text{Cf} + ^{10,11}_5\text{B} \rightarrow ^{255}_{103}\text{Lr} + (4, 5)n$ $^{250-52}_{98}\text{Cf} + ^{11}_5\text{B} \rightarrow ^{257}_{103}\text{Lr} + (4, 5, 6)n$	262	~ 4 ч
1964	$_{104}\text{Rf}$	$^{242}_{94}\text{Pu} + ^{22}_{10}\text{Ne} \rightarrow ^{260}_{104}\text{Rf} + 4n$	263	10 ± 2 мин
1970	$_{105}\text{Db}$	$^{242}_{95}\text{Am} + ^{22}_{10}\text{Ne} \rightarrow ^{261}_{105}\text{Db} + 3n$ $^{249}_{98}\text{Cf} + ^{15}_7\text{N} \rightarrow ^{260}_{105}\text{Db} + 4n$	268 m	32^{+11}_{-7} ч
1974	$_{106}\text{Sg}$	$^{249}_{98}\text{Cf} + ^{18}_8\text{O} \rightarrow ^{263}_{106}\text{Sg} + 4n$	271 m	$2.4^{+4.3}_{-1.0}$ мин
1981	$_{107}\text{Bh}$	$^{209}_{83}\text{Bi} + ^{54}_{24}\text{Cr} \rightarrow ^{266}_{107}\text{Bh} + n$	274	$0.9^{+4.2}_{-0.4}$ мин
1984	$_{108}\text{Hs}$	$^{208}_{82}\text{Pb} + ^{58}_{26}\text{Fe} \rightarrow ^{265}_{108}\text{Hs} + n$	270	22 с
1982	$_{109}\text{Mt}$	$^{209}_{83}\text{Bi} + ^{58}_{26}\text{Fe} \rightarrow ^{266}_{109}\text{Mt} + n$	278 m	8^{+37}_{-4} с
1994	$_{110}\text{Ds}$	$^{208}_{82}\text{Pb} + ^{62}_{28}\text{Ni} \rightarrow ^{269}_{110}\text{Ds} + n$	281	20^{+20}_{-7} с
1994	$_{111}\text{Rg}$	$^{209}_{83}\text{Bi} + ^{64}_{28}\text{Ni} \rightarrow ^{272}_{111}\text{Rg} + n$	281 m	26^{+25}_{-2} с
1996	$_{112}\text{Cn}$	$^{208}_{82}\text{Pb} + ^{70}_{30}\text{Zn} \rightarrow ^{277}_{112}\text{Cn} + n$	285	30^{+30}_{-10} с
2004	$_{113}\text{Nh}$	$^{209}_{83}\text{Bi} + ^{70}_{30}\text{Zn} \rightarrow ^{278}_{113}\text{Nh} + n$	286 m	20^{+94}_{-9} с
1999	$_{114}\text{Fl}$	$^{244}_{94}\text{Pu} + ^{48}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{289}_{114}\text{Fl} + 3n$ $^{242}_{94}\text{Pu} + ^{48}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{287}_{114}\text{Fl} + 3n$	289 m	$2.7^{+1.4}_{-0.7}$ с
2004	$_{115}\text{Mc}$	$^{243}_{95}\text{Am} + ^{48}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{287, 288}_{115}\text{Mc} + (4, 3)n$	289	$0.22^{+0.26}_{-0.08}$ с
2000	$_{116}\text{Lv}$	$^{248}_{96}\text{Cm} + ^{48}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{292}_{116}\text{Lv} + 4n$	293	53^{+62}_{-19} мс
2010	$_{117}\text{Ts}$	$^{249}_{97}\text{Bk} + ^{48}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{294, 293}_{117}\text{Ts} + (3, 4)n$	294	$0.08^{+0.37}_{-0.04}$ с
2006	$_{118}\text{Og}$	$^{249}_{96}\text{Cm} + ^{48}_{20}\text{Ca} \rightarrow ^{294}_{118}\text{Og} + 3n$	294	$0.9^{+1.1}_{-0.3}$ мс

со 104-го и вплоть до 112-го, заполняется подболочка $6d$, и по своим химическим свойствам они должны быть подобны ряду элементов от гафния ($Z = 72$) до ртути ($Z = 80$), у которых заполняется подболочка $5d$.

Характеристики и реакции образования тяжелых и сверхтяжелых атомных ядер приведены в табл. 3, 4. Для каждого химического элемента даны массовое число A и период полураспада наиболее долгоживущего изотопа. Дата открытия и реакции получения трансфермиевых элементов ($Z > 100$) приведены в соответствии с отчетами IUPAC/IUPAP [1, 2, 57, 102–105].

Создание Д. И. Менделеевым Периодической системы химических элементов является ярким достижением отечественной науки. Опубликованная им в 1871 г. Периодическая таблица содержала 64 химических элемента. Открытие радия в 1898 г. стало началом новой эпохи в развитии химии — эпохи атомной и ядерной физики, давшей ключ к изучению сложной внутренней структуры атомов.

Исследования ведущих ядерных центров мира, в том числе Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований, привели к увеличению числа химических элементов до 118. Продвижение в область сверхтяжелых элементов — это не только вопрос о существовании границы Периодической системы Менделеева, но и расширение наших представлений о Вселенной, происходящих в ней физических процессах и динамике ее развития.

Список литературы

1. Karol P.J., Barber R.C., Sherrill B.M. et al. // *Pure Appl. Chem.* 2016. **88**. P. 139.
2. Karol P.J., Barber R.C., Sherrill B.M. et al. // *Pure Appl. Chem.* 2016. **88**. P. 155.
3. Weizsäcker C.F. von // *Z. Phys.* 1935. **96**. P. 431.
4. Bethe H.A., Bacher R.F. // *Rev. Mod. Phys.* 1936. **8**. P. 82.
5. Becquerel H. // *Comptes rendus.* 1896. **122**. P. 501, 559, 689, 1086; **123**. P. 855.
6. Ишханов Б.С. Радиоактивность. М.: Университетская книга, 2011.

7. Curie P. et M., Bémont G. // Comptes rendus. 1898. **127**. P. 1215.
8. Curie P. et M. // Comptes rendus. 1898. **127**. P. 175.
9. Rutherford E. // Phil. Mag. S. 5. 1899. **47**, N 284. P. 109.
10. Флеров Г.Н. Новейшие элементы таблицы Менделеева. Перспективы и химические проблемы поисков сверхтяжелых элементов. Препринт ОИЯИ Р15-4315. Дубна, 1969.
11. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. М.: Мир. 1971. (Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear structure. New York; Amsterdam, 1969.)
12. Mayer M.G. // Phys. Rev. 1948. **74**. P. 235.
13. Haxel O., Jensen J.H.D., Suess H.E. // Phys. Rev. 1949. **75**. P. 1766.
14. Strutinsky V.M. // Nucl. Phys. 1967. **A95**. P. 420.
15. Myers W.D., Swiatecki W.J. // Nucl. Phys. 1966. **81**. P. 1.
16. Музыка Ю.А., Пашкевич В.В., Струтинский В.М. // Ядерная физика. 1968. **8**. С. 716.
17. Nilsson S.G., Nix R., Sobiczewski A. et al. // Nucl. Phys. 1968. **A115**. P. 545.
18. Musychka Yu.A. // Phys. Lett. 1969. **28B**. P. 539.
19. Sobiczewski A., Gareev F.A., Kalinkin B.N. // Phys. Lett. 1966. **22**. P. 500.
20. Mottelson B.R., Nilsson S.G. // Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1959. **1**. No. 8.
21. Meldner H. // Ark. Fys. 1967. **36**. P. 593.
22. Brack M., Damgaard J., Jensen A.S. et al. // Rev. Mod. Phys. 1972. **44**. P. 320.
23. Fiset E.O., Nix J.R. // Nucl. Phys. 1972. **A193**. P. 647.
24. Möller P., Nix J.R. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1994. **20**. P. 1681.
25. Oganessian Yu. // Radiochim. Acta. 2011. **99**. P. 429.
26. National Nuclear Data Center, Brookhaven. Nuclear Wallet Cards.
27. National Nuclear Data Center, Brookhaven. Evaluated Nuclear Structure Data File. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
28. База данных «Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ». <http://cdfe.sinp.msu.ru/>
29. McMillan E., Abelson P.H. // Phys. Rev. 1940. **57**. P. 1185.
30. Seaborg G.T., James R.A., Morgan L.O. // National Nuclear Energy Series. Plutonium Project Record. Vol. 14B. The Transuranium Elements: Research Papers. New York: McGraw-Hill Book Company, 1949. Paper No. 22.1 «The new element americium (atomic number 95)».
31. Seaborg G.T. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1968. **18**. P. 53.
32. Ghiorso A., Thompson S.G., Higgins G.H. et al. // Phys. Rev. 1955. **99**. P. 1048.
33. Seaborg G.T., McMillan E., Kennedy J.W., Wahl A.C. // Phys. Rev. 1946. **69**. P. 366.
34. Seaborg G.T., James R.A., Ghiorso A. // National Nuclear Energy Series. Plutonium Project Record. Vol. 14B. The Transuranium Elements: Research Papers. New York: McGraw-Hill Book Company, 1949. Paper No. 22.2 «The new element curium (atomic number 96)».
35. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 1. Трансурановые элементы. М.: Атомиздат, 1967. (Hyde E.K., Perlman I., Seaborg G.T. The nuclear properties of the heavy elements. Detailed radioactivity properties. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1964.)
36. Thompson S.C., Ghiorso A., Seaborg G.T. // Phys. Rev. 1950. **80**. P. 781.
37. Thompson S.C., Street K.Jr., Ghiorso A., Seaborg G.T. // Phys. Rev. 1950. **80**. P. 790.
38. Ghiorso A., Harvey B. G., Choppin G.R. et al. // Phys. Rev. 1955. **98**. P. 1518.
39. Phillips L., Gatti R., Chesne A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1958. **1**. P. 215.
40. Bohr N. // Nature. 1936. **137**. P. 344 (29 February 1936). (Бор Н. // УФН. 1936. **14**, № 4. С. 425.)
41. Bohr N., Kalckar F. // Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 1937. **14**, N 10. P. 1.
42. Волков В.В. Ядерные реакции глубоконеупругих передач. М.: Атомиздат, 1982.
43. Bjornholm J., Swiatecki W.J. // Nucl. Phys. 1982. **A391**. P. 471.
44. Петржак К.А., Флеров Г.Н. // УФН. 1941. **25**, № 2. С. 241. (Petrzhak K.A., Flerov G.N. // Phys. Usp. 1993. **36**. P. 332.)
45. Bohr N., Wheeler J.A. // Phys. Rev. 1939. **56**. P. 426.
46. Frenkel J. // Phys. Rev. 1939. **55**. P. 987.
47. Hofmann S., Münzenberg G. // Rev. Mod. Phys. 2000. **72**. P. 733.
48. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K. // Rep. Prog. Phys. 2015. **78**. 036301.
49. Sobiczewski A., Pomorski K. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2007. **58**. P. 292.
50. Grover J.R., Gilat J. // Phys. Rev. 1967. **157**. P. 802.
51. Оганесян Ю.Ц., Дмитриев С.Н. // Успехи химии. 2009. **78**. С. 1165. (Oganessian Yu.Ts., Dmitriev S.N. // Russ. Chem. Rev. 2009. **78**. P. 1077.)
52. Cherepanov E.A. The Analysis of Reactions Leading to Synthesis of Superheavy Elements within the Dinuclear System Concept. Preprint JINR E7-99-27. Dubna, 1999.
53. Oganessian Yu.Ts. // Lecture Notes in Phys. 1975. **33**. Springer, Heidelberg. P. 221.
54. Münzenberg G., Faust W., Hofmann S. et al. // Nucl. Instrum. Methods 1979. **161**. P. 65.
55. Münzenberg G. // Nucl. Phys. 2015. **A944**. P. 5.
56. Münzenberg G. // Rep. Prog. Phys. 1988, **51**. P. 57.
57. TWG of IUPAC and IUPAP. Discovery of the transfermium elements. Part III. // Pure Appl. Chem., 1993. **65**, N 8. P. 1757.
58. Донец Е.Д., Щеголев В.А., Ермаков В.А. // Ат. энергия. 1966. **20**. С. 223. (Donets E.D., Shchegolev V.A., Ermakov V.A. // At. Energy. 1966. **20**. P. 257.)
59. Загер Б.А., Миллер М.Б., Михеев В.Л. и др. // Ат. энергия. 1966. **20**. С. 230. (Zager B.A., Miller M.B., Mikheev V.L. et al. // At. Energy. 1966. **20**. P. 264.)
60. Ghiorso A., Sikkeland A., Larsh A.E., Latimer R.M. // Phys. Rev. Lett. 1961. **6**. P. 473.
61. Донец Е.Д., Щеголев В.А., Ермаков В.А. // Ат. энергия. 1965. **19**. С. 109. (Donets E.D., Shcheglev V.A., Ermakov V.A. // Sov. At. Energy. 1965. **19**. P. 995.)
62. Flerov G.N., Korotkin Yu.S., Mikheev V.L. et al. // Nucl. Phys. 1967. **A106**. P. 476.
63. Друин В.А. // Ядер. физика. 1970. **12**. С. 268. (Druin V.A. // Sov. J. Nucl. Phys. 1971. **12**, P. 146.)
64. Eskola K., Eskola P., Nurmi M., Ghiorso A. // Phys. Rev. C. 1971. **4**. P. 632.
65. Флеров Г.Н., Оганесян Ю.Ц., Лобанов Ю.В. и др. // Ат. энергия. 1964. **17**. С. 310. (Flerov G.N., Oganessian Yu.Ts., Lobanov Yu.V. et al. // Sov. At. Energy. 1964. **17**. P. 1046.)
66. Flerov G.N., Oganessian Yu.Ts., Lobanov Yu.V. et al. // Phys. Lett. 1964. **13**. P. 73.
67. Звара И., Чубурков Ю.Т., Цалетка Р., Шалаевский М.Р. // Радиохимия. 1969. **11**. С. 163.

68. Zvara I., Chuburkov Yu.T., Belov V.Z. et al. // *J. Inorg. Nucl. Chem.* 1970. **32**. P. 1885.
69. Ghiorso A., Nurmia M., Harris J. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1969. **22**. P. 1317.
70. Флеров Г.Н., Оганесян Ю.Ц., Лобанов Ю.В. и др. // *Ат. энергия.* 1970. **29**. С. 243. (Flerov G.N., Oganessian Yu.Ts., Lobanov Yu.V. et al. // *Sov. At. Energy.* 1970. **29**. С. 967.)
71. Flerov G.N., Oganessian Yu.Ts., Lobanov Yu.V. et al. // *Nucl. Phys.* 1971. **A160**. P. 181.
72. Ghiorso A., Nurmia M., Eskola K. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1970. **24**. P. 1498.
73. Друин В.А., Демин А.Г., Харитонов Ю.П. и др. // *Ядер. физика.* 1971. **13**. С. 251. (Druin V.A., Demin A.G., Kharitonov Yu.P. et al. // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1971. **13**. P. 139.)
74. Ghiorso A., Nitschke J.M., Alonso J.R. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1974 **33**. P. 1490.
75. Оганесян Ю.Ц., Третьяков Ю.П., Ильинов А.С. и др. // *Письма в ЖЭТФ.* 1974. **20**. С. 580. (Oganessian Yu.Ts., Tretyakov Yu.P., Il'inov A.S. et al. // *JETP Lett.*, 1974. **20**. P. 265.)
76. Münzenberg G., Hofmann S., Heßberger F.P. et al. // *Zs. Physik A.* 1981. **300**. P. 107.
77. Münzenberg G., Armbruster P., Folger H. et al. // *Zs. Physik A.* 1984. **317**. P. 235.
78. Oganessian Yu.Ts., Demin A.G., Husonnois M., Tretyakova S.P. et al. // *Zs. Physik A.* 1984. **319**. P. 215.
79. Münzenberg G., Armbruster P., Heßberger F.P. et al. // *Zs. Physik.* 1982. **309**. P. 89.
80. Hofmann S., Ninov V., Heßberger F.P. et al. // *Z. Phys. A.* 1995. **350**. P. 277.
81. Hofmann S., Ninov V., Heßberger F.P. et al. // *Z. Phys. A.* 1995. **350**. P. 281.
82. Hofmann S., Ninov V., Heßberger F.P. et al. // *Z. Phys. A.* 1996. **354**. P. 229.
83. Subotic K., Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K. et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A.* 2002. **481**. P. 71.
84. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1999. **83**, P. 3154.
85. Oganessian Yu.Ts., Yerein A.V., Popeko A.G. et al. // *Nature.* 1999. **400**. P. 242.
86. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Moody K.J. // *Ядерная физика.* 2001. **64**. С. 1427. (Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Moody K. J. // *Phys. Atom. Nucl.* 2001. **64**. P. 1349.)
87. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al. // *Phys. Rev. C.* 2001. **63**. 011301.
88. Morita K. // *Nucl. Phys. A.* 2015. **944**. P. 30.
89. Morita K., Morimoto K., Kaji D. et al. // *J. Phys. Soc. Jpn.* 2004. **73**. P. 2593.
90. Morita K., Morimoto K., Kaji D. et al. // *J. Phys. Soc. Jpn.* 2007. **76**. 045001.
91. Morita K., Morimoto K., Kaji D. et al. // *J. Phys. Soc. Jpn.* 2012. **81**. 103201.
92. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al. // *Phys. Rev. C.* 2004. **69**. 021601(R).
93. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al. // *Phys. Rev. C.* 2007. **76**. 011601(R).
94. Oganessian Yu.Ts., Abdullin F.Sh., Dmitriev S.N. et al. // *Phys. Rev. C.* 2013. **87**. 014302.
95. Oganessian Yu.Ts., Abdullin F.Sh., Balley P.D. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2010. **104**. 142502.
96. Oganessian Yu.Ts., Abdullin F.Sh., Balley P.D. et al. // *Phys. Rev. C.* 2011. **83**. 054315.
97. Oganessian Yu.Ts., Utyonkov V.K., Lobanov Yu.V. et al. // *Phys. Rev. C.* 2006. **74**. 044602.
98. Oganessian Yu.Ts., Abdullin F.Sh., Alexander C. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. **109**. 162501.
99. Viola V.E. Jr., Seaborg G.T. // *J. Inorg. Nucl. Chem.* 1966. **28**. P. 741.
100. Thoennessen M. *The Discovery of Isotopes.* Switzerland: Springer Int. Publ., 2016.
101. Hamilton J.H., Hofmann S., Oganessian Yu.Ts. // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2013. **63**. P. 383.
102. Karol P.J., Nakahara H., Petley B.W., Vogt E. // *Pure Appl. Chem.* 2001. **73**. P. 959.
103. Karol P.J., Nakahara H., Petley B.W., Vogt E. // *Pure Appl. Chem.* 2003. **75**. P. 1601.
104. Barber R.C., Heinz W., Gäggeler H.W. et al. // *Pure Appl. Chem.* 2009 **81**. P. 1331.
105. Barber R.C., Karol P.J., Nakahara H. et al. // *Pure Appl. Chem.* 2011. **83**, P. 1485; Errata: Barber R.C., Karol P.J., Nakahara H. et al. // *Pure Appl. Chem.* 2011. **83**, P. 1801.

The way to superheavy elements

B. S. Ishkhanov^{1,2,a}, **T. Yu. Tretyakova**^{2b}

¹Department of of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

²Skobel'tzyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119191, Russia.

E-mail: ^absi@depni.sinp.msu.ru, ^btretyakova@sinp.msu.ru.

This review is devoted to the studies of heavy and superheavy elements and the methods of their synthesis and identification. Special attention is paid to the latest discoveries in the area of superheavy elements with $Z = 107-112$ in cold fusion reactions and $Z = 113-118$ in reactions between ^{48}Ca and actinides.

Keywords: superheavy elements, magic numbers of nucleons, heavy ions, spontaneous fission, alpha decay.

PACS: 25.70.-z; 27.90.+b.

Received 19 August 2016.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2017. **72**, No. 3. Pp. 203–223.

Сведения об авторах

1. Борис Саркисович Ишханов — доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой; тел.: (495) 939 50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.

2. Татьяна Юрьевна Третьякова — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-56-36, e-mail: tretyakova@sinp.msu.ru.