

Синтез сверхтяжелых элементов методом холодного слияния

З.Хофманн

Центр Гельмгольца по исследованию тяжелых ионов, GSI

64291 Дармштадт, ул. Планка, 1, Германия, факс +49(061)5971–2902

Институт ядерной физики, Университет им. И.В.Гёте

60438 Франкфурт-на-Майне, ул. Макса фон Лауэ, 1, Германия, факс +49(069)7984–7100

Согласно оболочечной модели ядра, следующими после ^{208}Pb элементами с дважды магическими замкнутыми оболочками будут элементы с числом протонов $Z = 114, 120$ или 126 и числом нейтронов $N = 172$ или 184 . Именно такие сферические сверхтяжелые элементы (СТЭ) стали главной целью экспериментальных исследований, проводимых в Центре исследования тяжелых ионов (GSI, Дармштадт, Германия). Здесь с помощью реакций холодного слияния, в которых в качестве мишеней использовались мишени из свинца или висмута, были синтезированы новые элементы от 107 до 112. Позже в Национальном центре RIKEN (Вако, Япония) повторили опыты GSI по синтезу элементов 110–112, а также синтезировали новый нейтронно-дефицитный изотоп элемента 113. Нейтронно-избыточный изотоп элемента 112, а также новые элементы 113–116 и 118 были получены в реакциях горячего слияния частиц ^{48}Ca с актинидными мишенями в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Россия). Недавно часть результатов по идентификации ядер, полученных методом горячего слияния и расположенных на предсказанном «острове стабильности» СТЭ, была подтверждена в двух независимых экспериментах. Данные по распаду СТЭ показывают, что для самых тяжелых элементов доминирующим способом распада является эмиссия α -частиц, а не деление. Свойства распада и поперечные сечения образования СТЭ, полученные в эксперименте, сравниваются с результатами теоретических исследований. Библиография — 120 ссылок.

Оглавление

I. Введение	1211
II. Структура ядер и свойства распада	1213
III. Ядерные реакции	1219
IV. Заключение	1224

I. Введение

Поиск новых элементов — это путь в неизвестное. Первые научно обоснованные подходы к поиску новых элементов стали возможными после открытия российским химиком Д.И.Менделеевым и независимо немецким химиком Ю.Л.Мейером Периодической системы элементов. В то время основной задачей исследователей было заполнение имеющихся в Периодической таблице промежутков между известными элементами. Хотя свойства нового элемента могли быть примерно оценены благодаря периодичности свойств элементов, однако небольшие отклонения химического поведения вновь открытого элемента от предсказанного часто препятствовали его идентификации. (Следует

отметить, что позже эти элементы с необычным поведением нашли неожиданное применение, что способствовало развитию химической промышленности.)

Попытки синтезировать новые элементы, следующие за ураном (трансурановые элементы), были впервые предприняты в середине 1930-х годов, когда получила признание модель атома и были установлены составные части атомного ядра. Э.Ферми и Э.Сегре (Рим, Италия), а также О.Ганн и Л.Мейтнер (Берлин, Германия) попытались использовать для синтеза трансурановых элементов реакцию захвата нейтронов ядрами урана с последующим β -распадом образующихся составных ядер. Большинство существующих в макроскопических количествах трансурановых элементов (вплоть до эйнштейния) было получено в ядерных реакторах с использованием именно этого процесса. В 1938 г. О.Ганн и Ф.Штрассманн¹ сделали открытие, что ядро урана после захвата нейтрона распадается на две приблизительно равные части. Позже (в 1939 г.) это новое явление — деление ядер — было корректно описано Л.Мейтнер и О.Р.Фришем,² а еще год спустя Г.Н.Флеров и К.А.Петржак³ открыли явление спонтанного деления ядер урана в основном состоянии.

Для описания процесса деления ядер было предложено использовать модель заряженной жидкой капли. С помощью этой модели были рассчитаны энергии связи для широкого

З.Хофманн. Ведущий научный сотрудник GSI, профессор Института ядерной физики. Телефон: +49(061)5971–2734, e-mail: S.Hofmann@gsi.de
Область научных интересов: ядерная физика, синтез сверхтяжелых элементов.

Дата поступления 13 мая 2009 г.

Перевод с английского А.В.Еремина

диапазона ядер и определен верхний предел существования ядерной материи, который ограничивается элементами с атомными номерами 100–110.

Первые трансурановые элементы — нептуний ($Z = 93$), плутоний (94), америций (95) и кюрий (96) — были синтезированы Сибгоргом и сотр. в годы Второй Мировой войны в США (см., например, работу⁴). Позже (в 1948–1955 гг.) в США были синтезированы и другие трансурановые элементы — берклий (97), калифорний (98), эйнштейний (99), фермий (100) и менделевий (101). Для синтеза элементов с $Z = 93$ –98 использовали слияние ядер урана с легкими ионами, такими как ^2H и ^4He , или медленный нейтронный захват в ядерном реакторе с последующим β -распадом, а для синтеза эйнштейния и фермия — быстрый нейтронный захват в ядерном взрыве с последующим β -распадом.

Для идентификации вновь синтезированных элементов было необходимо исследовать их химические свойства. Эти исследования привели к открытию ряда актинидов, аналогичного известному к тому времени ряду лантанидов (оба ряда содержат элементы с незаполненной f -электронной оболочкой). В 1951 г. Г.Т.Сиборг и Е.М.МакМиллан получили Нобелевскую премию по химии за свои работы в области синтеза и исследования свойств трансурановых элементов.

Хотя модель заряженной жидкой капли (макроскопическая модель) хорошо воспроизводит многие коллективные свойства ядер, однако для описания некоторых индивидуальных (неоднородных) свойств ядер необходимо использовать микроскопическую модель — оболочечную модель ядра, — в частности, для объяснения увеличения энергии связи для ядер с магическим числом протонов или нейтронов (2, 8, 20, 28, 50 и 82). Ядра с числом нейтронов 126 также являются магическими. Однако самой высокой стабильностью обладают «дважды магические» ядра с замкнутыми протонной и нейтронной оболочками. Дважды магические ядра являются сферическими и не поддаются деформации, поэтому для их описания модель жидкой заряженной капли не подходит.

В 1948 г. существование магических чисел было успешно объяснено моделью ядерных оболочек.^{5–7} Была произведена экстраполяция магических чисел в неизвестные области. В результате для следующих замкнутых оболочек были предсказаны числа: 126 для протонов и 184 для нейтронов. Согласно расчетам, замкнутыми оболочками будут обладать также элементы с числом протонов 114 и 120. Для этих элементов был предложен термин сверхтяжелые элементы (СТЭ).

Эти предсказания стимулировали поиск методов синтеза таких СТЭ. Г.Н.Флеров предложил использовать для этих целей реакции слияния с тяжелыми ионами, что потребовало создания более мощных ускорителей. Это было главным побудительным мотивом для Флерова спустя один год после основания в Дубне Объединенного института ядерных исследований создать в нем собственную лабораторию, которая теперь носит его имя (Лаборатория ядерных реакций им. Флерова (ЛЯР)). Исследования элементов от 100 до 106 в Дубне проводились на новом циклотроне У300 с использованием реакций слияния ядер урана с пучками легких ионов (от ^{12}C до ^{22}Ne). В знак признания этой ранней работы в области исследования СТЭ сегодня элемент 105 официально называют дубний. Помимо синтеза новых элементов и изотопов в ранних работах ЛЯР большое внимание уделялось исследованиям механизмов реакций и ядерной структуры. Наиболее важными результатами этих исследований стали открытие делящихся изомеров (С.М.Поликанов и др.),⁸ ис-

пользование реакций холодного слияния для синтеза СТЭ (Ю.Ц.Оганесян и др.),⁹ обнаружение и объяснение резкого изменения систематически длинных периодов полураспада изотопа элемента 104 с $N = 152$ из-за исчезновения двугорбого барьера деления (Ю.Ц.Оганесян и др.).¹⁰

Примерно в это же время в Беркли (США) был построен линейный ускоритель HILAC. Здесь были синтезированы новые изотопы элементов 102, 103 и 104. Кульминацией проводимых в Беркли экспериментов стало открытие нового элемента 106. После тщательной проверки деталей проводимых экспериментов Международными союзами чистой и прикладной химии (IUPAC) и физики (IUPAP) для элементов 102, 103, 104 и 106 официально были приняты названия нобелий, лоуренсий, резерфордий и сиборгий соответственно.

В середине 1960-х годов для расчета энергии связи ядер при больших деформациях В.М.Струтинским¹¹ было предложено использовать макро-микроскопическую модель ядра, в которой изменение энергии связи рассматривается как функция деформации. Используя этот метод, удалось объяснить множество полученных в эксперименте данных. В частности стало возможным вычислять энергию связи тяжелого делящегося ядра на каждой ступени деления и, таким образом, определять барьер деления.

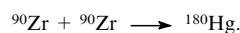
Однако расчет стабильности СТЭ по отношению к делению оставался проблематичным. Вычисленные с использованием различных наборов параметров периоды полураспада различались по величине на многие порядки.^{12–18} Предсказанные периоды полураспада некоторых СТЭ достигали возраста Вселенной, поэтому были предприняты попытки обнаружить эти СТЭ в природе.^{19,20} Несмотря на то что такие открытия время от времени анонсировались, ни одно из них не было подтверждено после более детального изучения.

Существовала также большая неопределенность в оценке выходов СТЭ. Вероятность выживания образовавшихся в результате полного слияния составных ядер, тесно связанную с вероятностью деления СТЭ в основном состоянии, было трудно предсказать. Даже правильный выбор механизма реакции — слияние или передача нуклонов — представлял сложную задачу. Только после выполнения соответствующих экспериментов стало понятно, что для лабораторного синтеза тяжелых элементов наиболее оптимальными являются реакции слияния–испарения с использованием мишеней из тяжелых элементов, техника сепарации ядер отдачи и их идентификация после имплантации в позиционно-чувствительные детекторы в соответствии с цепочками распадов, генетически связанных с известными распадами дочерних ядер.^{21–23}

Развитые в последнее время методы детектирования существенно расширили диапазоны измеряемых периодов полураспада. Нижний предел в измерении периодов полураспада определяется временем пролета ядер отдачи через сепаратор и составляет ~ 1 мкс, а верхний предел (~ 1 сут) — загрузкой от имплантированных продуктов реакций и фоновыми условиями. Используемые детекторы чувствительны ко всем видам радиоактивных распадов, связанных с эмиссией частиц (протонной радиоактивностью, α - и β -распадом, спонтанным делением).

Дальнейшее повышение точности измерений было достигнуто с использованием детекторов гамма- и рентгеновских лучей, а также детекторов, установленных вокруг мишени. Чувствительность спектроскопии «в пучке» значительно повышается, если такие детекторы работают в режиме запаздывающих совпадений с сигналами от имплан-

тированных продуктов реакций и их радиоактивного распада в фокальной плоскости сепаратора. Этот метод, называемый методом метки от распада ядра отдачи (метод RDT (Recoil Decay Tagging)), был впервые применен для исследования механизма радиационного захвата тяжелого иона — процесса холодного слияния без испарения каких-либо нуклонов,²⁴ с использованием реакции



Впоследствии метод RDT стал стандартным инструментом в ядерной спектроскопии «в пучке».

Детальное описание экспериментальных установок, используемых для исследования СТЭ, можно найти в обзорных статьях^{23, 25, 26}. Химические методы, применяемые для идентификации недавно открытых изотопов СТЭ или для подтверждения данных, полученных в более ранних экспериментах, описаны в работах^{27–29}. Для синтеза СТЭ применялись реакции холодного и горячего слияния. В первом случае в качестве мишеней использовались свинец или висмут, во втором — изотопы актинидов. С помощью реакций холодного слияния в GSI (Дармштадт, Германия) были синтезированы шесть новых элементов 107–112.²³ Позже в RIKEN (Вако, Япония) были повторены эксперименты GSI по синтезу элементов 110–112, а также был синтезирован новый элемент 113.^{30–32} В ЛЯР ОИЯИ для синтеза нейтронно-избыточных изотопов элемента 112 и новых элементов 113–116 и 118 использовали реакции горячего слияния.³³ Недавно синтез двух изотопов с использованием реакций $^{48}\text{Ca} + ^{242}\text{Pu}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ был подтвержден в независимых экспериментах.^{29, 34, 35}

В Национальной Лаборатории им. Лоуренса (LBNL, Беркли, США) были проведены эксперименты, подтверждающие полученные ранее данные,^{36, 37} а также синтезированы и идентифицированы несколько новых изотопов СТЭ. Результаты экспериментов по спектроскопии «в пучке» и в фокальной плоскости сепаратора приведены в обзорных статьях^{38–40}. Для таких исследований большой интерес представляют изомерные состояния ядер, которые расположены в области деформированных тяжелых ядер с $Z = 100$, $N = 152$ и $Z = 108$, $N = 162$. На рис. 1 представлены синтезированные к настоящему времени СТЭ и периоды их полураспада.

Ниже приведены результаты теоретических исследований тяжелых ядер и рассмотрены факторы, влияющие на вероятность их образования. Даны основные принципы эмпирического описания ядерных реакций горячего и холодного слияния.

II. Структура ядер и свойства распада

Расчет энергии связи ядер в основном состоянии — главный шаг в определении стабильности СТЭ. В макро-микроскопической модели энергия связи вычисляется как сумма макро-микроскопической (полученной из жидкокапельной модели ядра) и микроскопической (полученной из оболочечной модели ядра) составляющих, причем первая составляющая является преобладающей. Рассчитанные таким путем значения энергий связи являются более точными, чем рассчитанные только с использованием жидкокапельной или оболочечной модели. Оболочечные поправки к энергии связи для ядер в основном состоянии вблизи замкнутых оболочек имеют отрицательное значение, что приводит к уменьшению значения общей энергии связи, а следовательно, к увеличению стабильности. Экспериментально оценить значение энергии оболочечной поправки можно путем вычитания расчетной макро-микроскопической составляющей из измеренной полной энергии связи.

Оболочечные поправки к энергии связи ядер представлены на рис. 2,а (по данным работы⁴¹). На рисунке имеются два одинаково глубоких минимума: один при $Z = 108$ и $N = 162$ для деформированных ядер с параметрами деформации $\beta_2 \approx 0.22$, $\beta_4 \approx -0.07$, а другой при $Z = 114$ и $N = 184$ для сферических ядер. При использовании для расчета энергии связи ядер самосогласованной модели Хартри–Фока–Боголюбова и релятивистской модели среднего поля были получены различные результаты.^{42–46} Они предсказывают замкнутые оболочки для сферических ядер при $Z = 114$, 120 и 126 (на рис. 2,а показаны прерывистыми линиями) и $N = 172$ и 184.

Однако знаний энергий связи ядер в основном состоянии еще не достаточно для вычисления парциальных периодов полураспада по отношению к спонтанному делению (T_{SF}). Для вычисления парциальных периодов полураспада необходимо определить высоту барьера деления ядер в широком диапазоне их деформаций. Самые точные данные были получены для четно-четных ядер с использованием макро-микроскопической модели.⁴⁷ Парциальные периоды полураспада ядер по отношению к спонтанному делению, α - и β -распадам представлены на рис. 2,б–д соответственно.^{47, 48}

Характер изменения периодов полураспада по отношению к спонтанному делению отражает характер изменения энергий оболочечных поправок. Первой причиной этого является то, что в области СТЭ высота барьера деления определяется главным образом энергией оболочечной поправки для основного состояния, в то время как вклад от макро-микроскопической составляющей, рассчитанной с использованием жидкокапельной модели, приближается к нулю для элементов с $Z > 104$. Вторая причина заключается в том, что энергия оболочечных поправок в седловой точке мала.⁴⁹ Тем не менее, предсказывается, что при переходе от деформированных ядер к сферическим периоды полураспада по отношению к спонтанному делению возрастут от 10^3 до 10^{12} с соответственно. Это различие обусловлено увеличением ширины барьера деления при переходе от деформированных ядер к сферическим.

Парциальные периоды полураспада ядер по отношению к α -распаду уменьшаются почти монотонно от 10^{12} с для ядер с $Z \approx 106$ до 10^{-9} с для ядер вблизи $Z = 126$ (рис. 2,с). Однако, согласно данным⁴⁸, для некоторых протонно-избыточных ядер наблюдаются неплавные изменения энергий Q_α , выделяющихся в процессе α -распада, и связанных с ними периодов полураспада. Например, рассчитанный парциальный период полураспада по отношению к α -распаду для изотопа $^{318}128$ составляет $10^{-8.15}$ с, тогда как период полураспада для изотопа $^{319}128$ — больше 10^{20} с. Такие существенные различия объясняются наличием многочисленных минимумов с сильно различающейся квадрупольной деформацией на поверхности потенциальной энергии.

Долина β -стабильных ядер проходит через область вблизи $Z = 114$, $N = 184$. Периоды полураспада изотопов, находящихся на удалении приблизительно 20 нейтронов от основания этой долины, уменьшаются по отношению к β -распаду до значений порядка 1 с (рис. 2,д).⁴⁸

Объединяя результаты для индивидуальных мод распада (α , β , SF), можно определить, какой из парциальных периодов полураспада является преобладающим. На рис. 3,а приведены результаты, полученные для четно-четных ядер. Видно, что области деформированных тяжелых ядер вблизи $N = 162$ и сферических вблизи $N = 184$ сливаются, формируя область α -эмиттеров, окруженную областью спонтанно деющихся ядер. Самые длинные периоды полураспада наблюдаются для деформированных тяжелых ядер (порядка 1000 с) и сферических СТЭ (около 30 лет). Следует отметить,

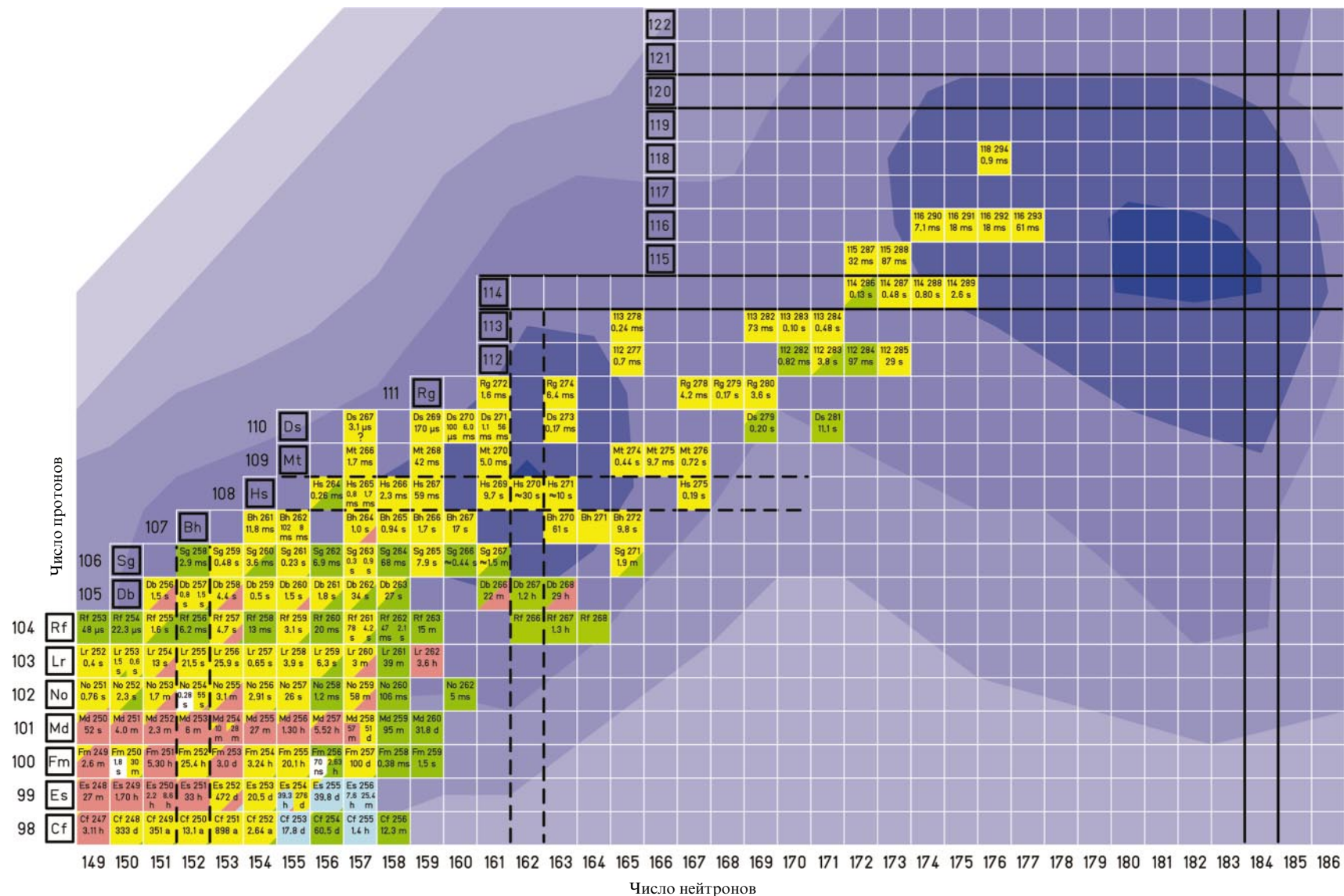


Рис. 1. Синтезированные на настоящий момент (2009 г.) изотопы тяжелых ядер. Для каждого известного изотопа приведено название элемента, массовое число и период полураспада. Элементы с магическими числами 114 и 120 для протонов и 184 для нейтронов выделены жирными линиями. Выделенные пунктиром линии отмечают элементы с числом протонов 108 и числом нейтронов 152 и 162. Ядра с этим числом протонов или нейтронов имеют повышенную стабильность, однако они являются деформированными, в отличие от сферических сверхтяжелых ядер с магическим числом протонов и нейтронов. Пересечение при $Z = 114$ и $N = 162$ отражает неопределенность в отнесении ядер из этой области к деформированным или к сферическим. Фоновая структура показывает расчетную энергию оболочечных поправок, согласно макро-микроскопической модели (чем темнее, тем больше энергия).

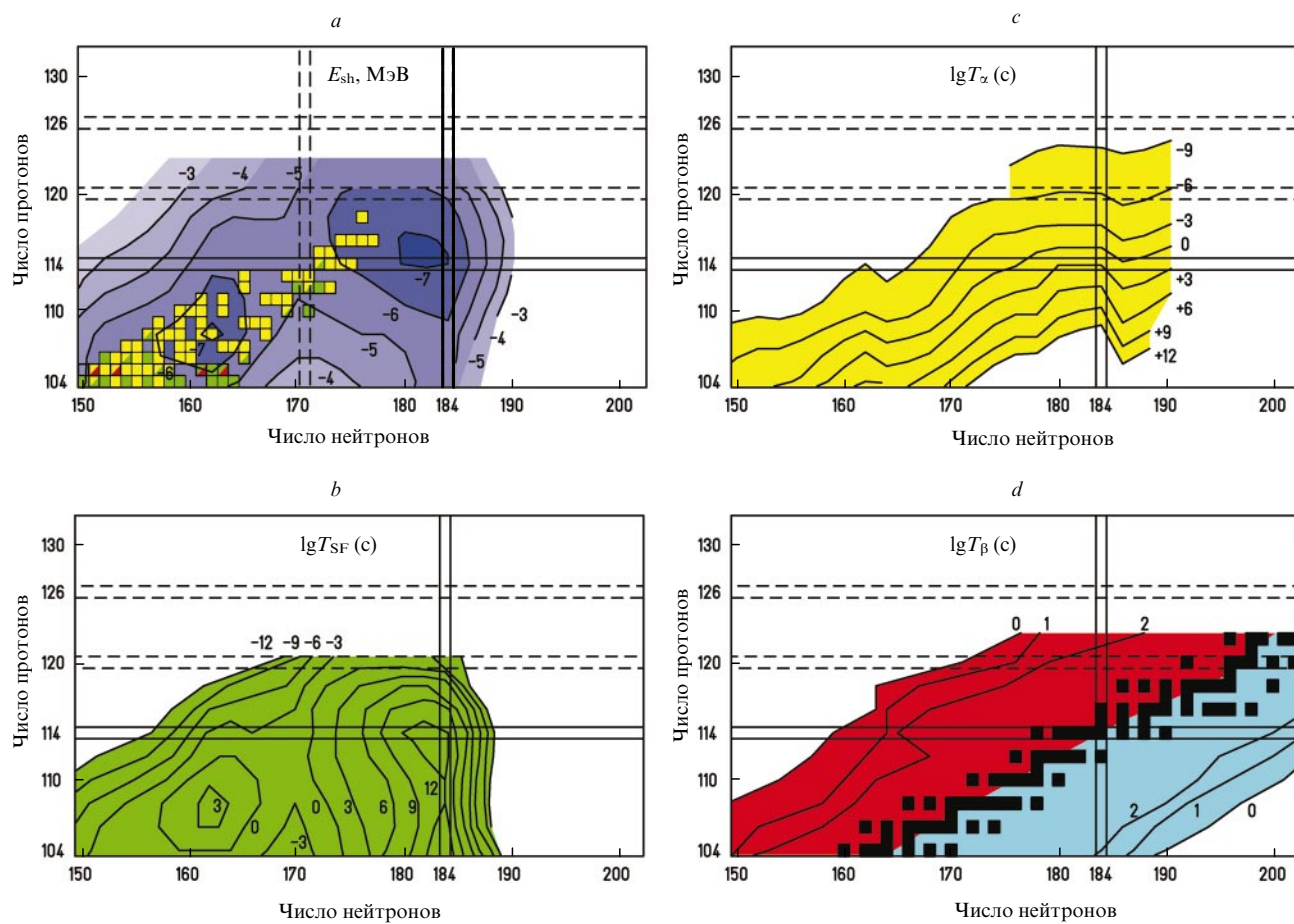


Рис. 2. Оболочечная составляющая (E_{sh}) энергии связи (a) 41 и парциальные периоды полураспада ядер при их спонтанном делении (b), α - (c) и β -распаде (d).^{47,48} Светлыми точками (a) обозначены ядра, известные к настоящему моменту, темными точками (d) — ядра, стабильные к β -распаду.

что самый большой период полураспада имеет не дважды магическое ядро элемента 114, а деформированное ядро СТЭ с $Z = 110$ и $N = 182$. Это результат непрерывного увеличения значений Q_{α} с увеличением атомного номера ядра. α -Распад становится доминирующим для элементов, следующих за дармштадтием ($Z = 110$), при этом наблюдается непрерыв-

ное уменьшение периода полураспада. Для ядер с $Z < 110$ и $N = 184$ преобладающим является β^{-} -распад.

На рис. 3, a показаны четыре члена цепочки α -распада изотопа $^{294}118$ — самого тяжелого из синтезированных четно-четных ядер (этот изотоп был зафиксирован в проведенном недавно в Дубне эксперименте).⁵⁰ Видно, что стрелки приблизительно следуют за контурными линиями вплоть до

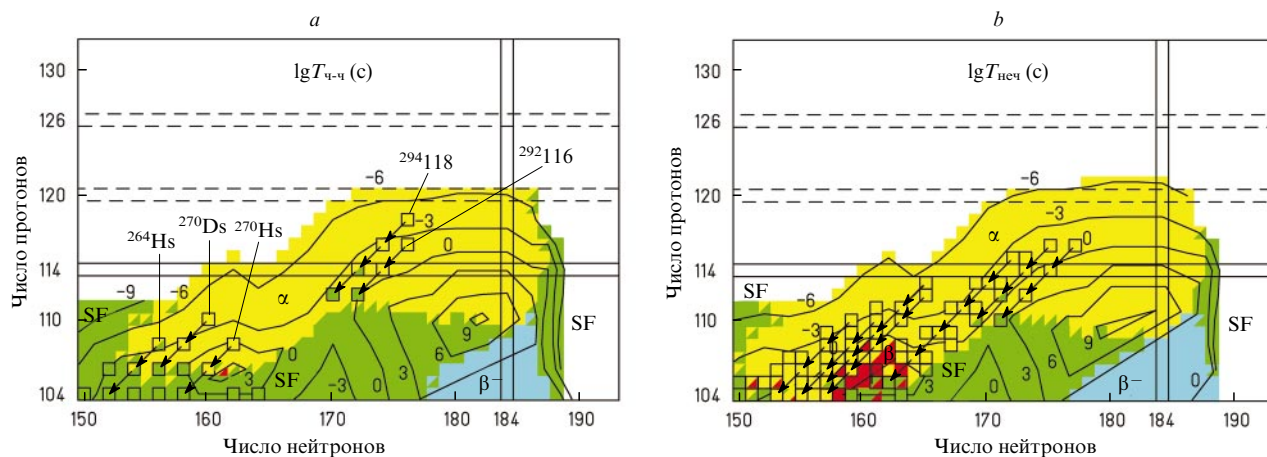


Рис. 3. Преобладающие парциальные периоды полураспада для α -, β^{+} -, β^{-} -распадов и спонтанного деления: a — для четно-четных ядер; b — для нечетных ядер. Здесь же показаны известные в настоящее время ядра и цепочки их распадов.

изотопа $^{282}112$, что свидетельствует о хорошем согласии полученных данных с экспериментальными наблюдениями. Ядро $^{282}112$ находится вблизи области ядер, для которых теория предсказывает спонтанный распад. Средние значения измеренных периодов полураспада ядер, образующихся в цепочке распада изотопа $^{294}118$ ($0.9 \text{ мс} > 7.1 \text{ мс} > 30 \text{ мс} > 0.82 \text{ мс}$), близки к экспериментальным. Только предсказанный период полураспада изотопа $^{286}114$ отклоняется от значения, полученного в эксперименте, больше чем в 10 раз. Однако это отклонение находится в пределах точности вычислений, так как даже незначительное изменение энергии α -распада ядра $^{286}114$, например на 350 кэВ, меняет период полураспада в 10 раз. Подобное согласие рассчитанных и полученных в эксперименте значений периодов полураспада наблюдается и для цепочки распада изотопа $^{292}116$ (см.⁵¹).

На рис. 3,а приведены также цепочки распада изотопа ^{264}Hs (см. работы^{26,52}) и синтезированных недавно четно-четных ядер ^{270}Ds (см.⁵³) и ^{270}Hs (см.⁵⁴). Указанные цепочки распадов заканчиваются спонтанным делением ядер ^{256}Rf , ^{262}Sg и ^{262}Rf соответственно.

Для нечетных ядер парциальные α - и SF-периоды полураспада (рис. 3,б), рассчитанные в работе⁴¹, нужно умножить на 10 и 1000 соответственно, для того чтобы учесть факторы запрета на деление нечетной частицы. Следует однако иметь в виду, что факторы запрета изменяются в широком диапазоне — от 10^1 до 10^5 , — что в основном является

результатом наличия уровня, на котором размещается нечетный нуклон.⁵⁵ Для нечетно-нечетных ядер необходимо принимать во внимание факторы запрета на деление, связанные как с нечетным протоном, так и с нечетным нейтроном. В случае нечетных и нечетно-нечетных ядер изолированная область α -эмиттеров исчезает. Для изотопов резерфордия и следующих за ним элементов с числом нейтронов от 150 до 160 преобладающим является α -распад. Если представить себе стабильность СТЭ как остров в море неустойчивости, то четно-четные ядра будут изображать ситуацию в приливе, а нечетные ядра — в отливе (в последнем случае остров окажется связанным с материком).

Для новых нейтронно-избыточных ядер, открытых недавно в Дубне, невозможно определить «экспериментальные» энергии оболочечных поправок, вычисляемые как разность измеренных энергий связи и вычисленных с использованием жидкокапельной модели ядра (последние можно взять, например, из работ^{56,57}), так как конечными точками в цепочках α -распада этих нейтронно-избыточных ядер являются неизвестные ядра. Однако можно определить тенденцию изменения энергий оболочечных поправок для ядер вдоль измеренных цепочек распада, нормируя энергии связи к рассчитанным теоретически для конечных ядер. Последние располагаются вблизи области ядер с известными массами, для которых наблюдается хорошее согласие между экспериментальными и рассчитанными энергиями связи. На рис. 4 представлены данные для четырех цепочек распада,

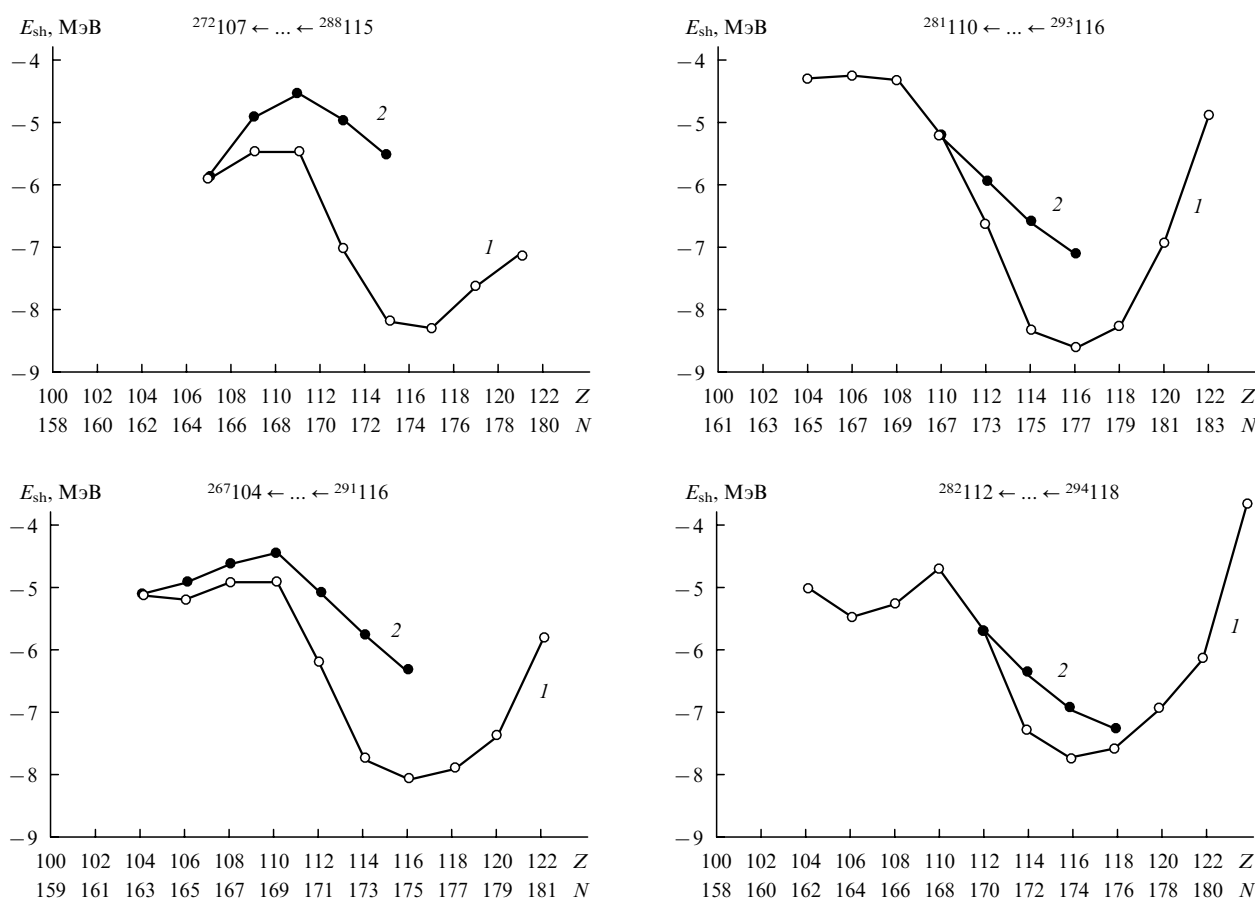


Рис. 4. Сравнение рассчитанных энергий оболочечных поправок (кривая 1)⁵⁶ с «экспериментальными» (кривая 2), полученными путем вычитания макроскопической составляющей энергии связи, рассчитанной с использованием жидкокапельной модели, из полной «экспериментальной» энергии связи, вычисленной исходя из измеренных величин Q_α для ядер в цепочке распада.³³ Величины неизвестных оболочечных поправок для ядер в конце цепочки распада нормализованы к теоретическому значению.

начинающихся с изотопов $^{288}115$, $^{291}116$, $^{293}116$ и $^{294}118$ (теоретические значения энергий связи взяты из работы⁵⁶).

Полученные «экспериментальные» кривые свидетельствуют об уменьшении (отрицательных) энергий оболочечных поправок при приближении к ядру с $N = 184$. Последовательность не нарушается в точках, отвечающих предсказанной замкнутой оболочке с числом протонов 114 и числом нейтронов от 172 до 176; это может означать, что замкнутая протонная оболочка (или подоболочка) $Z = 114$ оказывает меньшее влияние на стабильность СТЭ, чем замкнутая нейтронная оболочка $N = 184$. Данный факт необходимо принимать во внимание при планировании будущих экспериментов, целью которых является достижение $N = 184$.

Для синтеза ядер с $N = 184$ можно использовать различные реакции с участием актинидных мишеней и наиболее нейтронно-избыточных, но все еще стабильных, налетающих частиц. Продуктами этих реакций будут элементы с $Z \geq 120$. Данные элементы возможно будут характеризоваться очень низкими значениями сечений образования и периодов полураспада, что связано с увеличением кулоновского эффекта. Однако, если предсказанная замкнутая подоболочка $Z = 120$ оказывает большее влияние на стабильность СТЭ, чем замкнутая подоболочка $Z = 114$, то изотопы вблизи $Z = 120$ и $N = 184$ могут стать более доступными для экспериментальных исследований в силу увеличения стабильности. Эти предположения подтверждаются результатами недавних теоретических исследований с использованием самосогласованных ядерных моделей, из которых следует, что при определенном наборе параметров ядра в области $Z = 120$ и $N = 184$ характеризуются повышенной стабильностью.^{43,45} Однако для ядер в этой области разные теоретические модели предсказывают различные энергии оболочечных поправок, которые охватывают диапазон от -6 до -12 МэВ (см., например, работу⁴⁵ и ссылки в ней).

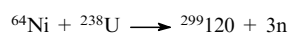
С целью подтверждения влияния предсказанных замкнутых нейтронной оболочки с $N = 184$ и протонной подоболочки с $Z = 120$ на стабильность СТЭ в GSI в 2007 и

2008 годах на установке SHIP был выполнен эксперимент⁵⁸ по поиску элемента 120 с использованием реакции



Облучение осуществляли в три этапа. В основной части эксперимента предельное значение сечения 90 фемтобарн было достигнуто после 116 дней непрерывного облучения. Выбранная энергия пучка соответствовала средней энергии возбуждения 36.4 МэВ, при которой ожидалось получить максимальное сечение образования.

В проведенном недавно теоретическом исследовании⁵⁹ для реакции



были вычислены сечения образования изотопа $^{299}120$ для двух разных барьеров деления. Так, при использовании для изотопов $^{299-302}120$ энергии оболочечной поправки, равной -7.0 МэВ, которая преобразуется в высоту барьера деления (BF) 7.0 МэВ, было получено сечение образования (σ) 4.5 фемтобарн (рис. 5). Однако если за высоту барьера деления взять величину 10 МэВ (при этом вероятность захвата ядер во входном канале и вероятность формирования составного ядра оставить неизменными), то используя эмпирическое правило, согласно которому изменение барьера деления на 1 МэВ приводит к изменению сечения на один порядок величины, получим сечение 4.5 пикобарн.

Если для оценки оболочечных поправок использовать описанный выше приближенный метод, то измеренное предельное значение сечения образования изотопов $^{299-302}120$ (90 фемтобарн) будет соответствовать нижнему предельному значению оболочечных поправок -8.3 МэВ. Таким образом можно исключить необычно большие значения энергий оболочечных поправок при $Z = 120$ и $N = 184$.

В Дубне была предпринята попытка синтезировать элемент 120 с использованием другой реакции, а именно $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ (см. работу⁶⁰). В этом эксперименте с использованием газонаполненного сепаратора ядер отдачи (DGFRS)

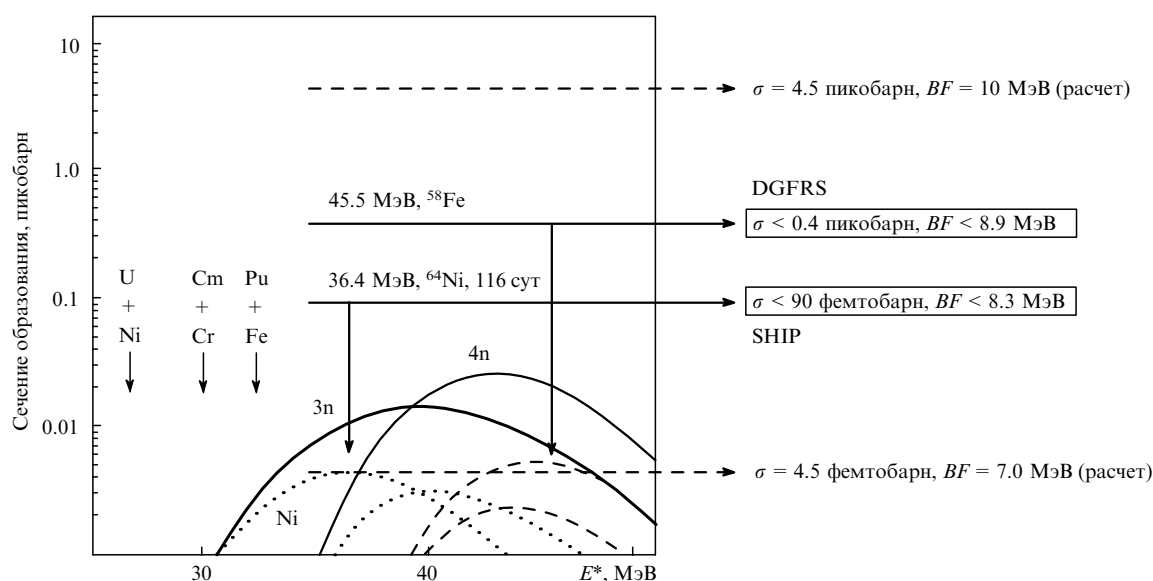


Рис. 5. Рассчитанные значения функции возбуждения для синтеза элемента 120 в 3n- и 4n-испарительных каналах реакций слияния $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ (сплошные кривые), $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ (штриховые линии) и $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ (пунктирные линии). (Рисунок частично взят из работы⁵⁹.) Энергии, отвечающие барьеру Басса, отмечены стрелками.⁶¹

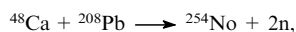
было достигнуто предельное значение сечения образования 400 фемтобарн, которое соответствовало более низкому значению оболочечных поправок — 8.9 МэВ. Экспериментальные пределы, достигнутые на установках SHIP и DGFRS для сечений образования и выведенных из них значений энергий оболочечных поправок и, соответственно, барьеров деления, представлены на рис. 5. Здесь же приведены функции возбуждения, рассчитанные⁵⁹ для трех возможных реакций $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$, $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ и $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$, приводящих к одному и тому же составному ядру $^{302}120^*$.

Самой многообещающей реакцией для синтеза элемента 120 является реакция $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$. Эта реакция — самая асимметричная, а потому для нее можно ожидать самой низкой вероятности ре-сепарации фрагментов реакции во входном канале. Поэтому основным направлением дальнейших экспериментальных исследований по синтезу и изучению свойств сверхтяжелых элементов на установке SHIP будет систематическое исследование реакций горячего слияния с использованием ^{248}Cm -мишени. Первой попыткой станет измерение функции возбуждения для синтеза элемента 116 в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$. Этот эксперимент будет подготовительным к исследованию реакции $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$; кроме того, он позволит подтвердить данные, полученные в работе⁵¹.

Недавно в GSI были проведены эксперименты, призванные дать ответ на два вопроса, которые долгое время оставались без ответа, а именно, какой максимальный угловой момент могут иметь тяжелые ядра в процессе их формирования и какова степень деформации ядра в основном состоянии? Информацию относительно барьера деления тяжелых ядер с высоким угловым моментом дает наблюдение высокоспиновых состояний ($I \geq 10$). Эта информация важна для понимания механизма синтеза СТЭ, так как барьер деления определяет вероятность выживания ядра. *A priori* неочевидно, что ядра в высокоспиновых состояниях, стабилизированных за счет оболочечных эффектов, могут избежать деления. Предполагается, что стабильность большей части изотопов трансфермиевых элементов, открытых к настоящему времени, является результатом способности ядра к деформации. Однако прямого доказательства этого нет, так как до сих пор не существует способов измерения степени деформации.

Стандартным методом идентификации высокоспиновых состояний является гамма-спектроскопия «в пучке», но он редко используется для изучения очень тяжелых ядер из-за подавляющего фона от их деления. Эта проблема была преодолена в недавних экспериментах, проведенных на сверхпроводящем линейном ускорителе АТЛАС (Аргонн, США) и на циклотроне Университета Ювяскюля (Финляндия) с использованием RDT-технологии.^{62–64}

Исследовалась реакция



которая имеет относительно высокое сечение образования (порядка 3 мкбарн). Важным результатом этих исследований было наблюдение вращательной полосы основного состояния ядра ^{254}No вплоть до спина 18. На основании полученных данных были сделаны выводы, что оболочечные эффекты стабилизируют тяжелые ядра до таких высоких значений спина и что ядро ^{254}No действительно является деформированным и представляет собой вытянутый сфероид с соотношением осей 4:3. Из энергий переходов был вычислен параметр квадрупольной деформации $\beta_2 = 0.27 \pm 0.02$. Это значение находится в превосходном согласии с теоретически

предсказанным.^{42, 43, 56, 65–70} Результаты недавних исследований вращательных полос ядер вблизи ядра ^{252}No с помощью спектроскопии «в пучке» приведены в работе⁴⁰.

Причиной роста стабильности ядер вблизи $Z = 100$, $N = 152$ и $Z = 108$, $N = 162$ является сжатие одночастичных нильссоновских уровней протонов и нейтронов при относительно большой продольной деформации ядер, что приводит к появлению больших энергетических промежутков выше и ниже сжатых уровней. Ядра с уровнями Ферми, находящимися ниже, в пределах или немного выше этих промежутков выигрывают в стабильности благодаря наличию большего числа нуклонов при более низкой отрицательной энергии связи.

Если уровень Ферми расположен в пределах полосы близлежащих уровней, и существуют уровни как с высоким, так и с низким спином, то могут образоваться относительно низколежащие высокоспиновые К-изомеры. Представляют интерес спектроскопические характеристики таких уровней, так как среди них могут находиться такие, которые важны для определения положения замкнутых оболочек в области сферических СТЭ.

Первые К-изомеры из интересующей нас области элементов — изомер ^{250}Fm с $T_{1/2} = 1.8$ с и изомер ^{254}No с $T_{1/2} = 0.28$ с — были исследованы 36 лет назад.⁷¹ Возрождение интереса к изомерным состояниям тяжелых элементов началось в 2001 г. с обнаружения изомерного состояния изотопа ^{270}Ds с $T_{1/2} = 6.0$ мс при энергии 1.13 МэВ и его интерпретации как К-изомера.⁵³ За деформацию этого ядра ответственны промежутки в энергетических уровнях при $Z = 108$ и $N = 162$ с деформациями $\beta_2 = 0.23$ и $\beta_4 = -0.07$. Одночастичные энергии в интересующей области рассчитывались с использованием макро-микроскопической модели^{65, 68} или метода самосогласованного среднего поля.⁴⁶ Результаты теоретических исследований К-изомеров тяжелых и сверхтяжелых элементов приведены в работах^{72, 73}. Недавно были выполнены эксперименты по детальному изучению изомерных состояний в ядрах ^{254}No , ^{252}No , ^{250}Fm и ^{256}Fm .^{74–78}

Другим источником информации о ядерной структуре служат энергии связи, для этого необходимо знать точные массы элементов.⁷⁹ В последние годы благодаря появлению новых технологий подготовки пучка (остановка продуктов реакций полного слияния в газе и быстрая фрагментация пучка в сочетании с использованием радиочастотных квадрупольных охладителей пучка) существенно расширился диапазон экзотических ядер, изучаемых с помощью масс-спектрометрии с применением ионных ловушек Пеннинга. Очень высокая массовая разрешающая способность ловушек Пеннинга достаточна, чтобы разделить изомерные состояния, благодаря чему достигается непревзойденная точность в определении массы. Теперь появилась возможность с высокой точностью определять массу редких изотопов почти всех элементов. С использованием масс-спектрометра SHIPtrap в GSI стало возможным исследование различных элементов, в том числе СТЭ с $Z \geq 100$.

С 2005 г. на SHIPtrap с высокой точностью были измерены массы приблизительно 60 редких изотопов. Эти работы внесли заметный вклад в ядерную астрофизику⁸⁰ и позволили впервые однозначно определить линию протонной стабильности ядер посредством прямых измерений массы ядер с несвязанным протоном.⁸¹ В 2008 г. на SHIPtrap были выполнены высокоточные измерения массы изотопов $^{252-254}\text{No}$. Эти эксперименты являются первым примером прямого измерения массы элементов в области элементов

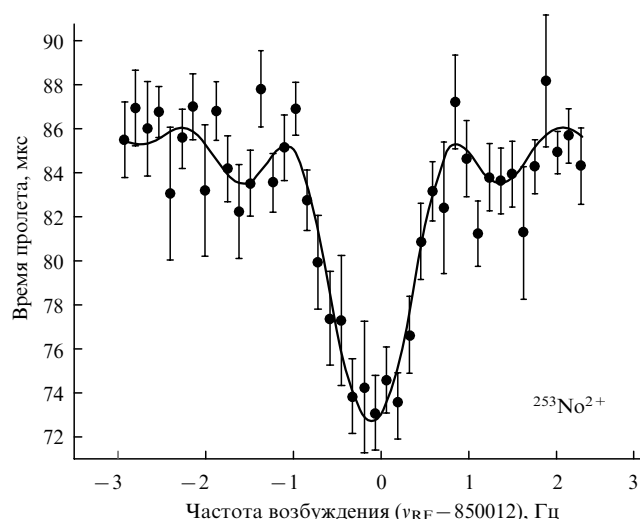


Рис. 6. Циклотронный резонанс для изотопа $^{253}\text{No}^{2+}$. Точки — экспериментальные данные, кривая — теоретический расчет, подогнанный к экспериментальным данным.

тяжелее урана. Резонансная циклотронная частота для ^{253}No представлена на рис. 6.

Ранее массы изотопов $^{252}, ^{254}\text{No}$ были определены из измерений Q_α , а масса изотопа ^{253}No была получена экстраполяцией соответствующих зависимостей.⁸² Проведение экспериментов требовало больших усилий из-за малого количества образующихся ядер. Так как изотоп ^{253}No , синтезированный по реакции



при энергии пучка $4.55 \text{ А} \cdot \text{МэВ}$, имеет сечение образования примерно 400 нанобарн, то в тормозящую газовую ячейку установки SHIPtrap попадало менее одного иона в секунду. Благодаря высокой чистоте, низкой скорости ионизации и малому времени экстракции (порядка нескольких миллисекунд) из тормозящей ячейки в основном экстрагировались двухзарядные ионы нобелия.

Массы изотопов нобелия, измеренные с высокой точностью, могут служить контрольными точками в этой области масс и использоваться для точного определения массы более тяжелых ядер (вплоть до дармштадтия ($Z = 110$)), исходя из связующих цепочек α -распада.

III. Ядерные реакции

Главными характеристиками, определяющими процесс слияния тяжелых ионов, являются

- 1) барьер слияния и связанные с ним энергия пучка и энергия возбуждения;
- 2) отношение поверхностного натяжения к кулоновскому отталкиванию, которое определяет вероятность слияния, последнее зависит от асимметрии взаимодействующих ядер (произведение $Z_1 \times Z_2$ растет при фиксированной сумме $Z_1 + Z_2$);
- 3) прицельный параметр (центрированность столкновения) и связанный с ним угловой момент;
- 4) отношение вероятности испарения нейтронов и эмиссии γ -квантов к вероятности деления составного ядра.

В реакциях слияния, приводящих к СТЭ, произведение $Z_1 \times Z_2$ достигает чрезвычайно больших, а барьер деления —

чрезвычайно малых значений. Следует отметить, что сам барьер деления незначителен, поскольку его наличие определяется исключительно оболочечными эффектами, которые невелики. По этим причинам слияние СТЭ подавляется дважды: первый раз из-за высокой вероятности ре-сепарации ядер налетающей частицы и мишени во входном канале и второй раз из-за высокой вероятности деления составного ядра в выходном канале. Напротив, слияние более легких элементов происходит беспрепятственно благодаря сжимающему эффекту поверхностного натяжения и превалированию процесса испарения нейтронов над процессом деления ядер.

На рис. 7 представлены сечения, полученные в реакциях синтеза тяжелых элементов. В реакциях холодного слияния с мишенями ^{208}Pb или ^{209}Bi при небольших энергиях возбуждения 10–15 и 15–25 МэВ реализуются главным образом 1n- и 2n-каналы α -распада соответственно, тогда как в реакциях горячего слияния с актинидными мишенями при энергиях возбуждения 35–40 и 40–45 МэВ особый интерес представляют соответственно 3n- и 4n-каналы. Самая маленькая величина сечения образования (31 фемтобарн) получена при синтезе элемента 113 в холодном слиянии.^{31, 32} В настоящее время это значение является нижним пределом, обусловленным экспериментальными ограничениями. Принимая во внимание, что для достижения сечения 1 пикобарн необходимо достаточно длительное облучение (около 2 недель), проведение систематических исследований на этом уровне сечений и ниже затруднительно. Необходимо дальнейшее усовершенствование экспериментальных условий. В этом контексте следует отметить, что на сегодняшний день чувствительность экспериментов по синтезу СТЭ возросла на три порядка величины по сравнению с поисковыми экспериментами по синтезу элемента 116 (см. рис. 7, d) с использованием реакции горячего слияния, проводимыми в 1982–1983 гг. в LBNL-GSI.⁸³

Сечения образования тяжелых элементов с $102 \leq Z \leq 113$ в реакциях холодного слияния (1n-канал) уменьшаются в 4 раза при переходе к каждому следующему элементу, а в реакциях горячего слияния (4n-канал, $Z < 110$) — в 10 раз. Уменьшение сечений образования является результатом увеличения вероятностей ре-сепарации ядер частицы и мишени во входном канале реакции и деления составного ядра в выходном канале. Теоретические исследования (см., например, работы^{23, 26, 84–89}) показывают, что резкое уменьшение сечений образования с увеличением Z для реакций холодного слияния связано в основном с увеличением вероятности ре-сепарации при больших значениях $Z_1 \times Z_2$, а для реакций горячего слияния — с сильными потерями из-за деления ядер при высоких энергиях возбуждения и из-за уменьшения барьера деления ядер в основном состоянии.

При экстраполяции полученных данных в область элементов с $Z \geq 114$ сечения должны резко уменьшаться. Однако экспериментальные данные, полученные в реакциях горячего слияния, показывают противоположную тенденцию. Сечения образования элементов 114 и 116 в 3n- и 4n-испарительных каналах снова увеличиваются и достигают максимальных значений (приблизительно 3 пикобарн) (см. рис. 7, c, d). В случае реакций холодного слияния относительно высокие значения сечений получены только для элементов 116 и 118 (см. рис. 7, a).

Взаимосвязь между измеренными сечениями образования и вычисленными барьерами деления^{47, 90} представлена на рис. 8. Как уже отмечалось выше, с ростом Z сечения и барьеры деления тяжелых элементов уменьшаются вплоть до элемента 110, однако при дальнейшем увеличении Z оба

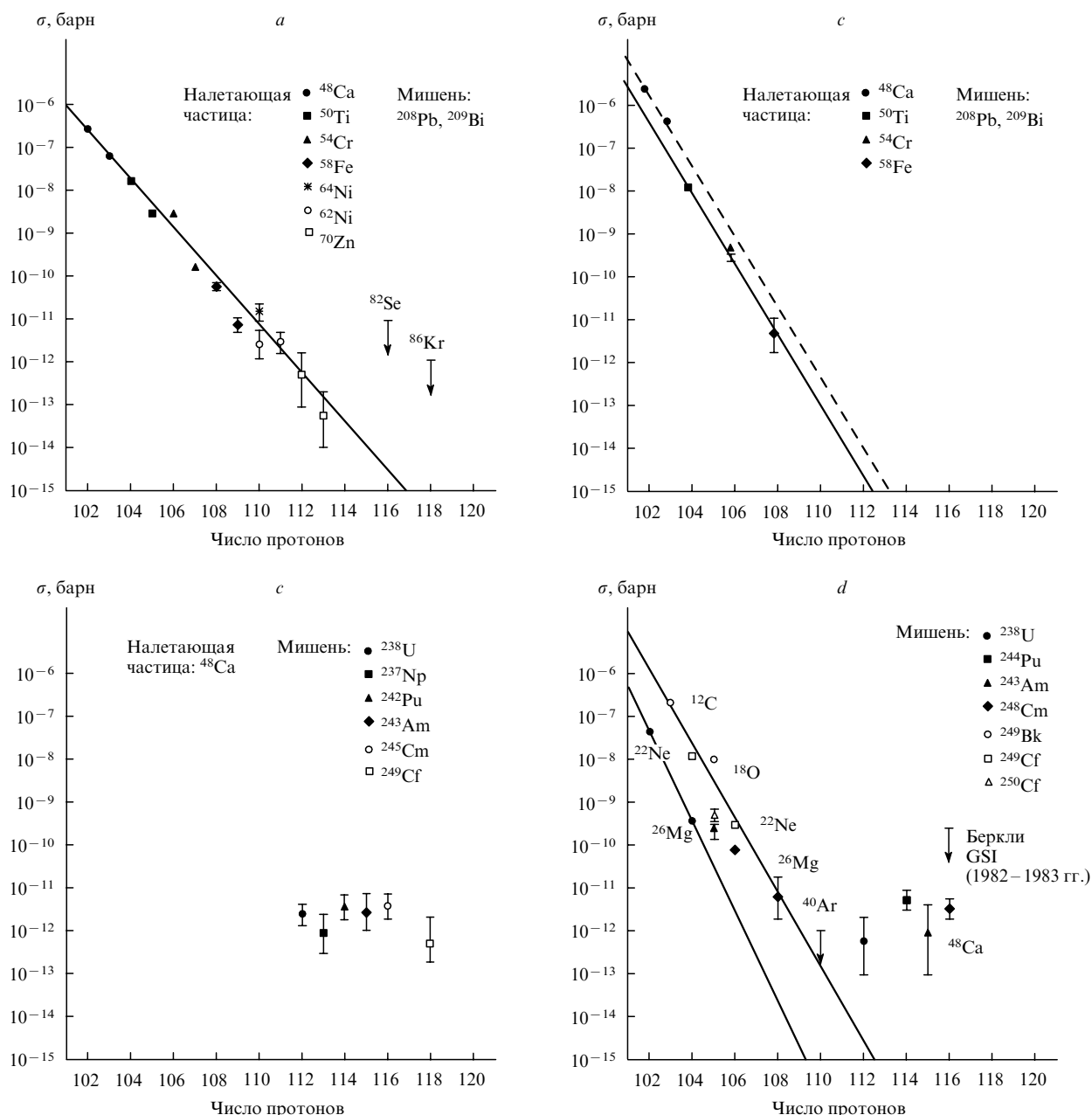


Рис. 7. Измеренные сечения образования СТЭ в реакциях холодного слияния налетающих частиц с мишенями ^{208}Pb и ^{209}Bi (a, b) с испарением одного (a, 1n-канал, $E^* = 10-15$ МэВ, $(N-Z)/2 = 3$) и двух (b, 2n-канал, $E^* = 20-25$ МэВ, $(N-Z)/2 = 3$) нейтронов и в реакциях горячего слияния налетающих частиц с актинидными мишенями (c, d) с испарением трех (c, 3n-канал, $E^* = 35-40$ МэВ, $(N-Z)/2 = 4$) и четырех (d, 4n-канал, $E^* = 40-45$ МэВ, $(N-Z)/2 = 1$) нейтронов. Значения $(N-Z)/2$ характеризуют избыток нейтронов в налетающей частице.

параметра снова начинают расти. Причиной того, что сечения увеличиваются меньше, чем барьеры деления, может быть то, что величина последних фактически меньше, чем предсказывается или, что более вероятно, увеличение кулоновского отталкивания во входном канале приводит к уменьшению вероятности слияния ядер.

В работе ²³ измерены функции возбуждения для реакций холодного слияния с использованием мишеней из свинца и висмута для синтеза четных элементов от нобелия до дармштадтия. Полученные данные, а также результаты измерения функций возбуждения для реакции синтеза составного ядра ²⁷⁸112 представлены на рис. 9. Максимальное сечение обра-

зования ядра-остатка в результате испарения одного нейтрона (1n-канал) было получено при энергиях пучка значительно меньших энергии одномерного барьера слияния.⁶¹ Следует отметить, что при оптимальной энергии пучка частица и мишень достигают конфигурации контакта в центральном столкновении. Величина барьера слияния, определенная с помощью относительно простой модели Басса,⁶¹ оказалась слишком высокой, поэтому процесс туннелирования ядра через этот барьер не может объяснить полученное значение сечения. По-видимому, барьер слияния на самом деле ниже; к снижению барьера слияния могут привести различные процессы, среди которых наиболее важными

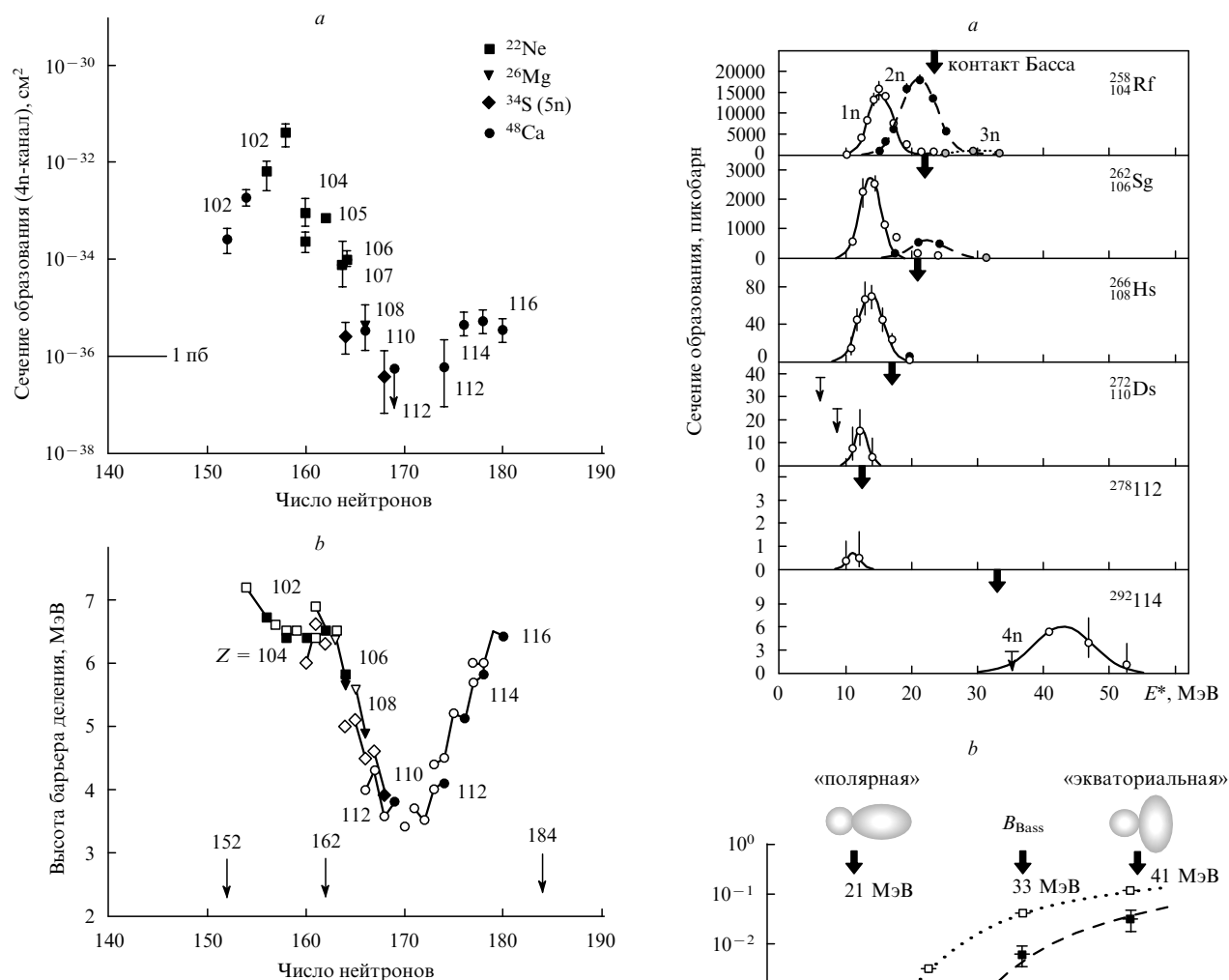


Рис. 8. Измеренные сечения образования ядер с $Z \geq 102$ в реакциях горячего слияния (a) и рассчитанные барьеры деления (b). Видна взаимосвязь между этими двумя величинами (подробности см. в тексте). (Рисунок взят из работы ⁵¹.)

являются передача нуклонов и возбуждение вибрационных степеней свободы. ^{91–94}

Высота кулоновского барьера в сильнодеформированных ядрах актинидных мишеней зависит от ориентации осей деформации. Измеренные функции возбуждения для реакций горячего слияния с использованием актинидных мишеней для синтеза изотопов $^{292}\text{114}$ и $^{283}\text{112}$ (см. работу ⁵¹), образовавшихся после испарения четырех и трех нейтронов соответственно, представлены на рис. 9, a. Сравнение функций возбуждения для ядра 114 , синтезированного в реакциях горячего и холодного слияния, показывает, что функция возбуждения для 114 -го элемента, полученного в реакции горячего слияния, расположена выше энергии контактной конфигурации Басса, которая была вычислена с использованием среднего радиуса деформированного мишенного ядра. Кроме того, ширина пика на половине высоты (FWHM), описывающего зависимость сечения образования от энергии возбуждения, для реакций горячего слияния значительно больше, чем для реакций холодного слияния (например, для изотопа ^{265}Hs соответствующие значения составляют 10.6 и 4.6 МэВ).

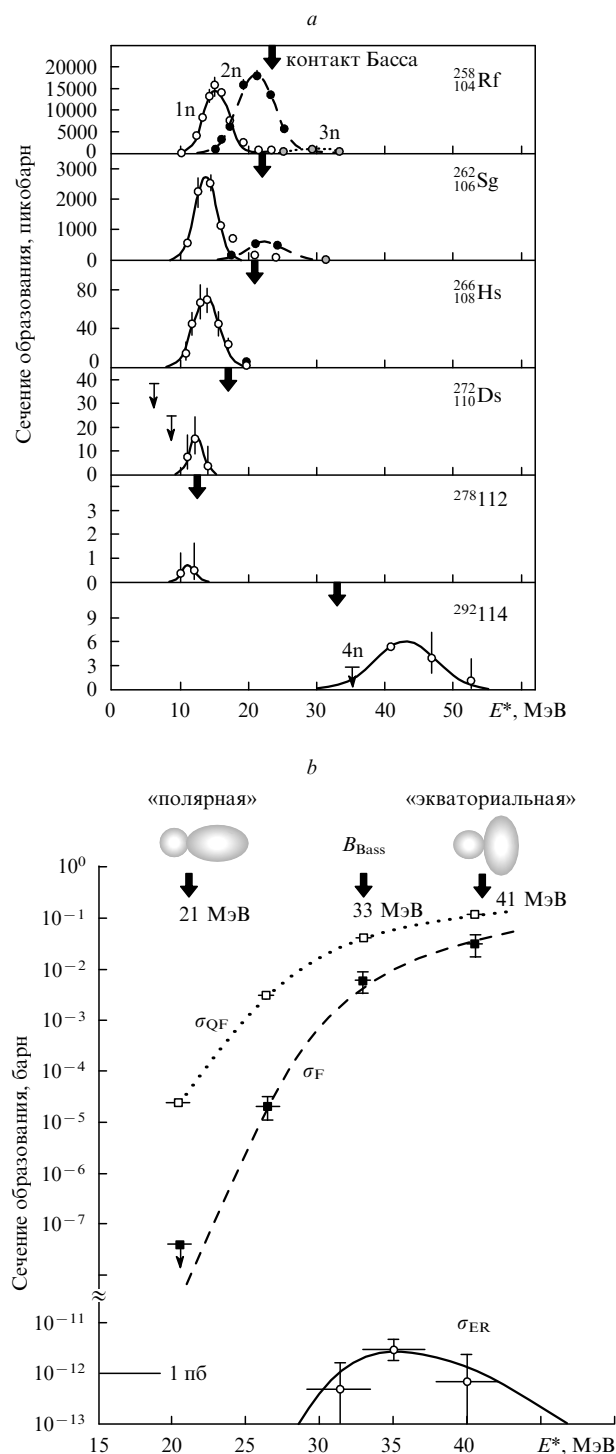


Рис. 9. a — Измеренные в экспериментах на установке SHIP функции возбуждения четных элементов (от резерфордия до элемента 112), полученных в реакциях изотопа ^{208}Pb с тяжелыми ионами (от ^{50}Ti до ^{70}Zn). Здесь же для сравнения приведена функция возбуждения элемента 114, синтезированного по реакции $^{48}\text{Ca} + ^{244}\text{Pu}$ (данные взяты из работы ⁵¹). Стрелками отмечены энергии, при которых достигаются контактные конфигурации (модель Басса). ⁶¹ b — Сечение образования как функция энергии возбуждения для квазиделения (QF), деления составного ядра (F) и остатков испарения (ER) для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$. (Рисунок 9, b взят из работы ⁵¹.)

На рис. 9, *b* представлены сечения образования как функций возбуждения для реакций деления продуктов слияния – испарения, деления составного ядра и квазиделения.⁹⁵ При низких энергиях налетающих частиц ядерные реакции могут происходить только при «полярной» (удлиненной) ориентации деформированных мишенных ядер. В верхней части рисунка приведены ориентации деформированных ядер в точке соприкосновения и соответствующие им кулоновские энергии. Хотя энергия возбуждения составного «полярного» ядра низкая (приблизительно 20–25 МэВ), что должно привести к подавлению его деления, однако при такой удлиненной конфигурации ядра не сольются, а с высокой вероятностью повторно разделятся. Только компактная конфигурация составного ядра, близкая к «экваториальной», приводит к слиянию, несмотря на то что в этом случае составное ядро значительно больше возбуждено (приблизительно до 35–40 МэВ).

В работах^{96–98} отмечается, что для синтеза СТЭ более предпочтительными являются налетающие частицы и ядра мишени с замкнутыми оболочками. Причина заключается не только в низкой (отрицательной) величине Q реакций с участием сферических ядер и, вследствие этого, в низкой энергии возбуждения, но также в том, что слияние таких ядер связано с минимальной диссипацией энергии. Траектория слияния проходит по долине холодного слияния, где ядра, участники реакции, сохраняют кинетическую энергию до минимально возможного расстояния. В случае холодного слияния налетающих частиц со сферическими ядрами мишени максимальное сечение слияния получается при энергиях частиц, достаточных для того, чтобы налетающая частица и ядро мишени сблизилось до расстояния, на котором их внешние орбиты соприкасаются.

На рис. 10 представлена диаграмма изменения энергии центра масс в зависимости от расстояния для реакции почти сферической частицы ^{64}Ni со сферическим ядром мишени ^{208}Pb , приводящей после эмиссии одного нейтрона к деформированному продукту слияния $^{271}110$. Максимальное сечение было получено при энергии центра масс, равной 236.2 МэВ. На рис. 10, *a* представлены ядерные потенциалы Вудса – Саксона для ядер ^{64}Ni и ^{208}Pb , находящихся в контактной конфигурации (начальная кинетическая энергия ядер израсходована на преодоление кулоновского потенциала). В этой конфигурации ядра налетающей частицы и мишени находятся на расстоянии 14 фм друг от друга. Данное расстояние на 2 фм больше, чем расстояние между этими ядрами в контактной конфигурации Басса,⁶¹ где в контакте находятся средние радиусы налетающей частицы и ядра мишени. На рис. 10, *b* приведены конфигурации внешних наиболее удаленных протонных орбит ядер ^{64}Ni и ^{208}Pb , находящихся в контакте. Для ядра ^{64}Ni показана занятая $1f_{7/2}$ -орбита, для ядра ^{208}Pb — свободная $1h_{9/2}$ -орбита. Пустые орбиты над замкнутыми оболочками ядра ^{208}Pb принимают протоны от налетающей частицы и таким образом инициируют процесс слияния. В точке контакта кулоновское отталкивание и, соответственно, вероятность деления составного ядра уменьшаются, что связано с передачей протонов. Далее процесс слияния будет протекать легко по пути минимальной диссипации энергии. Для теоретического описания этого процесса используют двухцентровую оболочечную модель.^{99–102}

Для реакций горячего слияния ситуация на первый взгляд должна быть иной. В этом случае максимуму функции возбуждения отвечает более высокая энергия, чем требуется (в соответствии с моделью Басса)⁶¹ для достижения контактной

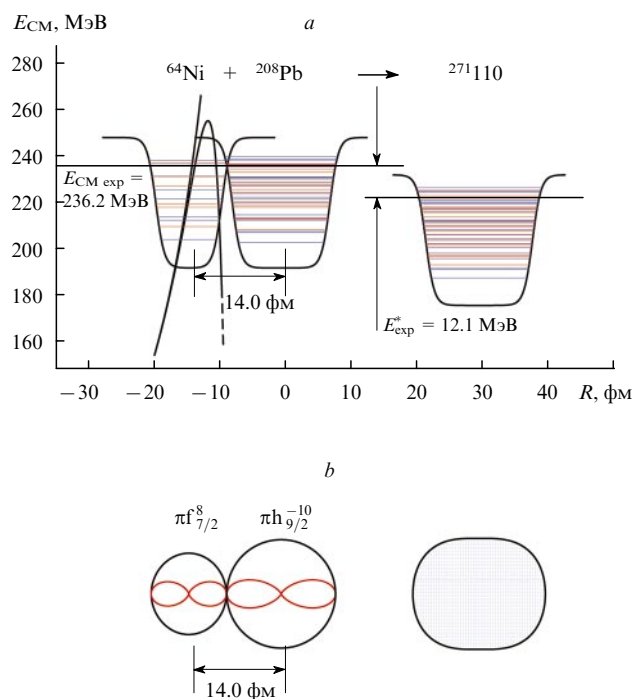


Рис. 10. *a* — Зависимость энергии центра масс (E_{CM}) от расстояния между ядрами налетающей частицы и мишени для реакции холодного слияния почти сферической частицы ^{64}Ni со сферическим ядром мишени ^{208}Pb , приводящей после эмиссии одного нейтрона к деформированному продукту слияния — изотопу $^{271}110$.

b — Внешние, наиболее удаленные протонные орбиты ядер частицы ^{64}Ni и мишени ^{208}Pb в точке контакта. Протоны циркулируют в плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка. (Рисунок взят из работы⁹³.)

конфигурации (см. рис. 9). Однако, принимая во внимание деформацию ядра мишени и считая, что слияние происходит при ориентации ядер, близкой к экваториальной, становится очевидным, что слияние частицы и ядра мишени произойдет только тогда, когда их внешние орбиты окажутся в контакте. Отвечающее этому случаю расстояние соответствует энергии, при которой наблюдается максимальное сечение образования. Для точного расчета нужно выбрать относительно большую гексадекапольную деформацию мишенного ядра, которая отвечает самому тесному сближению, лишь немного отличающемуся от центрального экваториального столкновения (рис. 11). В этом случае пустые орбиты вблизи от экваториальной плоскости вытянутого деформированного мишенного ядра способствуют передаче нуклонов. Используемые для описания такого процесса теоретические модели, принимающие во внимание деформацию ядер-участников, представлены в работах^{103–106}.

При низких энергиях бомбардирующей частицы, когда контактная конфигурация с нулевой кинетической энергией центра масс достигается только в полярных столкновениях, ядра не сливаются. Слияние не происходит, во-первых, потому, что при удлиненной конфигурации ядер мишени увеличивается вероятность ре-сепарации из-за неблагоприятного соотношения сил кулоновского отталкивания и поверхностного натяжения и, во-вторых, из-за наличия в ядрах мишени заполненных нильссоновских орбит (происходящих от орбит с высоким спином), которые препятствуют

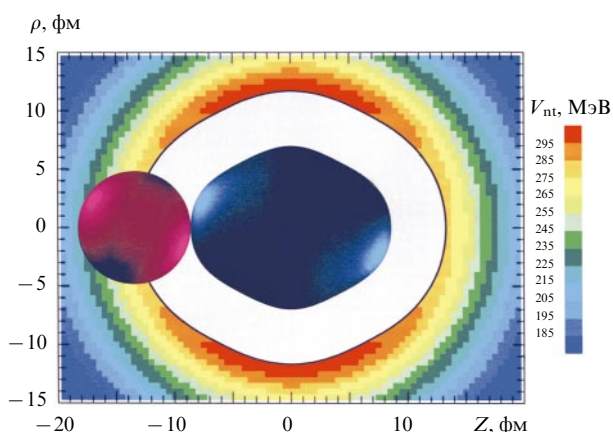


Рис. 11. Кулоновский потенциал (V), возникающий в точке контакта деформированного ядра мишени ^{238}U с почти сферической частицей ^{70}Zn , слияние которых приводит к составному ядру $^{308}\text{122}$. Вычисления выполнены только до достижения конфигурации контакта. (Рисунок предоставлен П.Мёллером, см. также работы ^{103, 104}.)

передаче нуклонов от частицы к мишени. Новейшая экспериментальная работа ¹⁰⁷ посвящена изучению реакций слияния деформированных актинидных мишенных ядер с легкими частицами, например с ^{12}C или ^{16}O (для них характерны полярные столкновения при низкой энергии пучка, приводя-

щие к увеличению вероятности подбарьерного слияния), и с более тяжелыми частицами типа ^{48}Ca , для которых слияние рассматривается как функция массы налетающей частицы и ее заряда.

Рисунок 12 иллюстрирует два различных сценария реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$, начинающейся с удлинённой (*a*) и компактной (*b*) конфигураций ядер, участников процесса. При низкой энергии налетающей частицы (рис. 12, *a*) ее контакт с ядром мишени может произойти только при полярной ориентации последнего, если же энергия частицы достаточно высока (рис. 12, *b*), то контакт произойдет и при экваториальной ориентации. В обоих случаях энергии частицы выбирались так, чтобы в контактной конфигурации кинетическая энергия центра масс была нулевой.

Успешный синтез тяжелых элементов инициировал проведение множества теоретических исследований (которые уже выполнены или ведутся сейчас), целью которых было детальное изучение реакций, используемых в синтезе тяжелых элементов. ^{88, 94, 106, 108–117}

Чтобы установить влияние отдельных факторов на протекание реакций слияния тяжелых ядер, необходимо проведение все более и более точных экспериментов. Особенно важно изучать различные комбинации налетающих частиц и мишеней — от очень асимметричных систем до симметричных — как в реакциях слияния, так и в реакциях передачи (вплоть до таких тяжелых систем, как $^{238}\text{U} + ^{248}\text{Cm}$) ¹¹⁸ и при этом измерять функции возбуждения. Такие исследования позволяют ответить на вопросы, как быстро уменьшаются сечения образования в результате деления составного ядра с

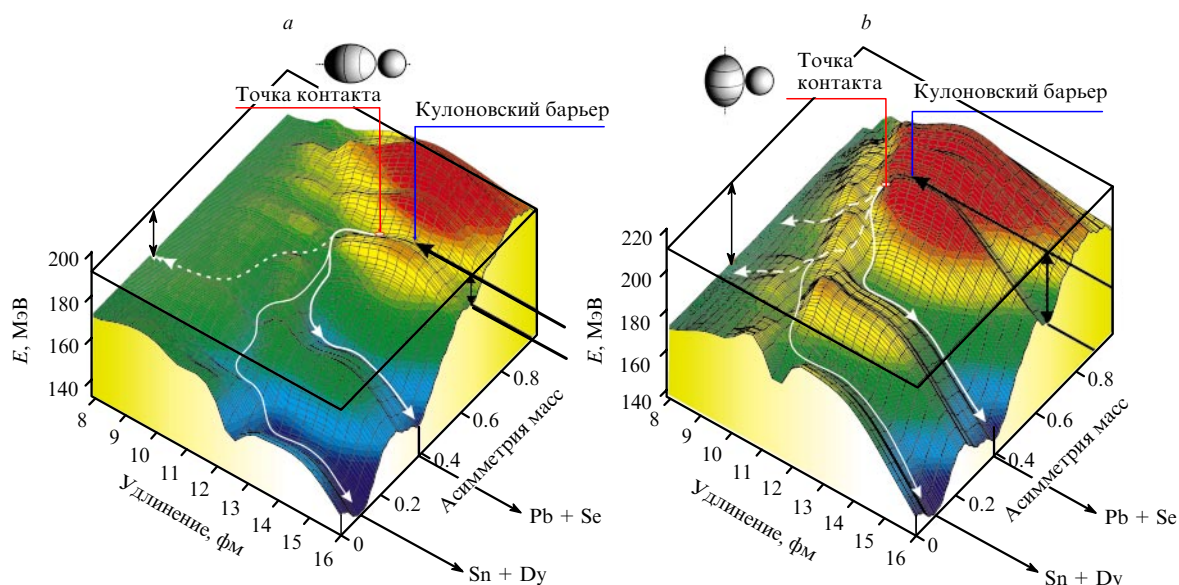


Рис. 12. Трехмерная поверхность потенциальной энергии для реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ как функция «вытянутости» и массовой асимметрии ее участников при низкой (*a*) и достаточно высокой (*b*) энергиях налетающей частицы.

Прямоугольная плоскость (вверху) соответствует полной энергии. Расстояние от этой плоскости до искривленной поверхности потенциальной энергии отвечает кинетической энергии во входном канале (до контакта) или внутренней энергии возбуждения системы (после контакта). Долины на поверхности потенциальной энергии являются следствием оболочечных эффектов партнеров реакции. После контакта изменение конфигурации в плоскости полной энергии происходит под влиянием структуры поверхности потенциальной энергии. Траектории выше долин являются предпочтительными из-за преобразования потенциальной энергии в кинетическую, что приводит к ре-сепарации с преобладанием дважды магического ядра ^{208}Pb , как одного из участников реакции. При удлинённой конфигурации (*a*) вероятность ре-сепарации будет выше из-за более длинного пути от контакта к составному ядру, поэтому сечение слияния в этом случае будет значительно меньше, чем в случае компактной конфигурации (*b*), хотя энергия возбуждения составного ядра (отмечена длинной двойной стрелкой) будет значительно меньше (~ 20 МэВ вместо 40 МэВ). (Рисунок предоставлен В.И.Загребавым).

ростом энергии, и как быстро уменьшаются сечения при низких энергиях из-за увеличения барьера слияния и вероятности ре-сепарации ядер мишени и частиц. В обоих случаях может быть получена информация о форме барьеров деления и слияния.

Исследование продуктов реакций передачи при энергиях пучка около и ниже кулоновского барьера может открыть прямой доступ к процессам, приводящим к слиянию. Из-за низкой энергии пучка реакции происходят только при лобовых соударениях, при этом ядра-участники перераспределяются по направлению и против направления пучка. Для изучения таких процессов идеальным инструментом являются сепараторы скоростей типа SHIP.¹¹⁹ Реакции передачи могут быть использованы и для синтеза нейтронно-избыточных тяжелых ядер.¹¹⁸ В этих случаях тоже необходимы пучки низких энергий и столкновения под нулевым углом, для того чтобы получить фрагменты с минимально возможной энергией возбуждения и таким образом уменьшить вероятность их деления.

При достаточно высоких сечениях образования измерения могут быть дополнены данными гамма-спектроскопии «в пучке» с использованием метода RDT, для того чтобы изучить влияние углового момента на вероятности слияния ядер и выживания составного ядра.¹²⁰

IV. Заключение

Из экспериментальных данных, полученных за последние три десятилетия, следует, что сечения образования СТЭ не уменьшаются непрерывно, как это было показано при синтезе тяжелых элементов с $Z \leq 112$ в реакциях холодного слияния. Результаты, полученные в Дубне при синтезе элементов 113–116 и 118 в реакциях горячего слияния, свидетельствуют о нарушении этой тенденции при достижении области сферических СТЭ. Некоторые из первоначально полученных в Дубне результатов были впоследствии подтверждены в независимых экспериментах с использованием других методов, включая методы изучения химических свойств конкретного элемента. Благодаря систематическим исследованиям различных реакций, применяющихся для синтеза СТЭ, и измерению функций возбуждения были надежно подтверждены цепочки распадов, приписываемые новым относительно нейтронно-избыточным изотопам СТЭ.

Наконец-то удалось достичь области предсказанных сферических СТЭ и начать исследования «острова стабильности». Сегодня трудно предсказать, как будут продвигаться исследования сферических СТЭ.

Однако, несмотря на новые захватывающие результаты, все еще остаются без ответа многие вопросы более общего характера. Новые разработки не только сделают возможным проведение экспериментов, нацеленных на синтез новых элементов за приемлемое время, но и позволят провести ряд других исследований, включая физику реакций и спектроскопию.

Принимая во внимание фундаментальные свойства ядерных сил, можно надеяться, что в ближайшие годы будет измерено больше физических характеристик, необходимых для лучшего понимания стабильности самых тяжелых элементов. Для эффективного объяснения полученных данных необходимо разработать микроскопическое описание процесса слияния для случая малых диссипативных энергий. Установление взаимосвязи между вероятностью слияния ядер и стабильностью продуктов слияния позволит точно

предсказывать сечения образования СТЭ в различных типах реакций.

Продолжение экспериментов по синтезу СТЭ при низких сечениях подразумевает, среди прочего, дальнейшее усовершенствование ускорителей. Использование высокоинтенсивных и радиоактивных пучков — возможные варианты будущих исследований. При выполнении экспериментов с высокоинтенсивными пучками (до десятков мкА·частиц) можно сдвинуть уровень сечений реакций в область десятков фемтобарн, а функции возбуждения измерять на уровне десятых долей пикобарн. Высокие интенсивности пучков, в свою очередь, потребуют развития новых мишенных технологий и усовершенствования сепараторов. Радиоактивные пучки ионов не столь интенсивны, как пучки стабильных изотопов, но они позволят достичь замкнутой нейтронной оболочки $N = 184$ в более легких элементах. Исследование процессов слияния с использованием радиоактивных нейтронно-избыточных пучков представляет большой интерес.

Ожидается, что периоды полураспадов сферических СТЭ будут относительно большими. Оказалось, что периоды полураспада различных изотопов, вычисленные с использованием ядерных моделей, эффективно предсказывающих периоды полураспадов для самых тяжелых элементов, изменяются в диапазоне от микросекунд до годов. Такой широкий диапазон подразумевает применение большого числа различных экспериментальных методов для исследования СТЭ: от надежной идентификации короткоживущих изотопов методами разделения ядер отдачи к экспериментам по атомной физике с захваченными в ловушку ионами и к исследованию химических свойств СТЭ с применением долгоживущих изотопов.

Крупным достижением в масс-спектрометрии с ловушками Пеннинга является измерение массы изотопов нобелия с использованием SHIPtrap. Применение SHIPtrap совместно с лазерной резонансной ионизацией и спектроскопией продуктов распада с использованием ловушек открывает новые перспективы для чувствительных высокоточных исследований очень тяжелых ядер при низкой энергии с применением ионных ловушек. В ближайшем будущем предполагается осуществить дальнейшие технические усовершенствования, например использовать криогенную тормозящую ячейку, что позволит продвинуться в область элементов с более высокими Z .

Наконец, более полное знание свойств СТЭ и механизмов их синтеза, позволит уверенно ответить на вопросы, могут ли СТЭ находиться в природе и где с наибольшей вероятностью их можно найти.

Литература

1. O.Hahn, F.Strassmann. *Naturwissenschaften*, **27**, 11 (1939)
2. L.Meitner, O.R.Frisch. *Nature (London)*, **143**, 239 (1939)
3. G.N.Flerov, K.A.Petrjak. *Phys. Rev.*, **58**, 89 (1940)
4. G.T.Seaborg, W.D.Loveland. *The Elements beyond Uranium*. Wiley, New York, 1990
5. M.G.Mayer. *Phys. Rev.*, **74**, 235 (1948)
6. O.Haxel, J.H.D.Jensen, H.D.Suess. *Phys. Rev.*, **75**, 1769 (1949)
7. H.Grawe. *Lect. Notes Phys.*, **651**, 33 (2004)
8. С.М.Поликанов, В.А.Друин, В.А.Карнаухов, В.Л.Михеев, А.А.Плеве, Н.К.Скобелев, В.Г.Субботин, Г.М.Тер-Акопьян, В.А.Фомичев. *Журн. экп. теор. физики*, **42**, 1464 (1962)
9. Yu.Ts.Oganessian, A.S.Iljinov, A.G.Demin, S.P.Tretyakova. *Nucl. Phys. A*, **239**, 353 (1975)

10. Yu.Ts.Oganessian, A.G.Demin, A.S.Iljinov, S.P.Tretyakova, A.A.Pleve, Yu.E.Penionzhkevich, M.P.Ivanov, Yu.P.Tretyakov. *Nucl. Phys. A*, **239**, 157 (1975)
11. V.M.Strutinsky. *Nucl. Phys. A*, **95**, 420 (1967)
12. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. *Nucl. Phys. A*, **81**, 1 (1966)
13. H.Meldner. *Ark. Fys.*, **36**, 593 (1967)
14. S.G.Nilsson, J.R.Nix, A.Sobiczewski, Z.Szymanski, S.Wycech, C.Gustafson, P.Möller. *Nucl. Phys. A*, **115**, 545 (1968)
15. U.Mosel, W.Greiner. *Z. Phys. A*, **222**, 261 (1969)
16. J.Grumann, U.Mosel, B.Fink, W.Greiner. *Z. Phys. A*, **228**, 371 (1969)
17. E.O.Fiset, J.R.Nix. *Nucl. Phys. A*, **193**, 647 (1972)
18. J.Randrup, S.E.Larsson, P.Möller, S.G.Nilsson, K.Pomorski, A.Sobiczewski. *Phys. Rev. C*, **13**, 229 (1976)
19. W.Grimm, G.Herrmann, H.-D.Schüssler. *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 1040 (1971)
20. G.N.Flerov, G.M.Ter-Akopian. *Rep. Prog. Phys.*, **46**, 817 (1983)
21. G.Münzenberg, W.Faust, S.Hofmann, P.Armbruster, K.Güttner, H.Ewald. *Nucl. Instr. Meth.*, **161**, 65 (1979)
22. S.Hofmann, W.Faust, G.Münzenberg, W.Reisdorf, P.Armbruster, K.Güttner, H.Ewald. *Z. Phys. A*, **291**, 53 (1979)
23. S.Hofmann, G.Münzenberg. *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 733 (2000)
24. K.-H.Schmidt, R.S.Simon, J.-G.Keller, F.P.Heßberger, G.Münzenberg, B.Quint, H.-G.Clerc, W.Schwab, U.Gollerthan, C.-C.Sahm. *Phys. Lett. B*, **168**, 39 (1986)
25. G.Münzenberg. In *Flight Separation of Heavy Ion Beams in Experimental Techniques in Nuclear Physics*. (Eds D.N.Poenaru, W.Greiner). Walter de Gruyter, Berlin, 1997. P. 375
26. S.Hofmann. *Rep. Prog. Phys.*, **61**, 639 (1998)
27. M.Schädel. *The Chemistry of Superheavy Elements*. Kluwer Academic, Dordrecht, 2003
28. J.V.Kratz. In *Handbook of Nuclear Chemistry. Vol. 2*. (Eds A.Vertes, S.Nagy, Z.Klencsar). Kluwer Academic, Dordrecht, 2003. P. 323
29. R.Eichler, N.V.Aksenov, A.V.Belozerov, G.A.Bozhikov, V.I.Chepigin, S.N.Dmitriev, R.Dressler, H.W.Gäggeler, V.A.Gorshkov, F.Haenssler, M.G.Itkis, A.Laube, V.Ya.Lebedev, O.N.Malyshev, Yu.Ts.Oganessian, O.V.Petrushkin, D.Piguet, P.Rasmussen, S.V.Shishkin, A.V.Shutov, A.I.Svirikhin, E.E.Tereshatov, G.K.Vostokin, V.Wegrzecki, A.V.Yeremin. *Nucl. Phys. A*, **787**, 373 (2007)
30. K.Morita, K.Morimoto, D.Kaji, T.Akiyama, S.Goto, H.Haba, E.Ideguchi, K.Katori, H.Koura, H.Kudo, T.Ohnishi, A.Ozawa, T.Suda, K.Sueki, F.Tokanai, T.Yamaguchi, A.Yoneda, A.Yoshida. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **76**, 043201 (2007)
31. K.Morita, K.Morimoto, D.Kaji, T.Akiyama, S.Goto, H.Haba, E.Ideguchi, R.Kanungo, K.Katori, H.Koura, H.Kudo, T.Ohnishi, A.Ozawa, T.Suda, K.Sueki, H.S.Xu, T.Yamaguchi, A.Yoneda, A.Yoshida, Y.L.Zhao. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **73**, 2593 (2004)
32. K.Morita, K.Morimoto, D.Kaji, T.Akiyama, S.Goto, H.Haba, E.Ideguchi, K.Katori, H.Koura, H.Kikunaga, H.Kudo, T.Ohnishi, A.Ozawa, N.Sato, T.Suda, K.Sueki, F.Tokanai, T.Yamaguchi, A.Yoneda, A.Yoshida. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **76**, 045001 (2007)
33. Yu.Ts.Oganessian. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, **34**, R165 (2007)
34. R.Eichler, N.V.Aksenov, A.V.Belozerov, G.A.Bozhikov, V.I.Chepigin, S.N.Dmitriev, R.Dressler, H.W.Gäggeler, A.V.Gorshkov, M.G.Itkis, F.Haenssler, A.Laube, V.Ya.Lebedev, O.N.Malyshev, Yu.Ts.Oganessian, O.V.Petrushkin, D.Piguet, A.G.Popeko, P.Rasmussen, S.V.Shishkin, A.A.Serov, A.V.Shutov, A.I.Svirikhin, E.E.Tereshatov, G.K.Vostokin, M.Wegrzecki, A.V.Yeremin. *Angew. Chem., Int. Ed.*, **47**, 3262 (2008)
35. S.Hofmann, D.Ackermann, S.Antalic, H.G.Burkhard, V.F.Comas, R.Dressler, Z.Gan, S.Heinz, J.A.Heredia, F.P.Heßberger, J.Khuyagbaatar, B.Kindler, I.Kojouharov, P.Kuusiniemi, M.Leino, B.Lommel, R.Mann, G.Münzenberg, K.Nishio, A.G.Popeko, S.Saro, H.J.Schött, B.Streicher, B.Sulignano, J.Uusitalo, M.Venhardt, A.V.Yeremin. *Eur. Phys. J. A*, **32**, 251 (2007)
36. C.M.Folden III, K.E.Gregorich, C.E.Düllmann, H.Mahmud, G.K.Pang, J.M.Schwantes, R.Sudowe, P.M.Zielinski, H.Nitsche, D.C.Hoffman. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 212702 (2004)
37. C.M.Folden III, S.L.Nelson, C.E.Düllmann, J.M.Schwantes, R.Sudowe, P.M.Zielinski, K.E.Gregorich, H.Nitsche, D.C.Hoffman. *Phys. Rev. C*, **73**, 014611 (2006)
38. M.Leino, F.P.Heßberger. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **54**, 175 (2004)
39. R.-D.Herzberg. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, **30**, R123 (2004)
40. R.-D.Herzberg, P.T.Greenlees. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, **61**, 674 (2008)
41. R.Smolanczuk, A.Sobiczewski. In *Proceedings of the XV Nuclear Physics Divisional Conference on Low Energy Nuclear Dynamics*. (Eds Yu.Ts.Oganessian, R.Kalpachieva, W.von Oertzen). World Scientific, Singapore, 1995. P. 313
42. S.Ćwiok, J.Dobaczewski, P.-H.Heenen, P.Magiarski, W.Nazarewicz. *Nucl. Phys. A*, **611**, 211 (1996)
43. K.Rutz, M.Bender, T.Bürvenich, T.Schilling, P.-G.Reinhard, J.A.Maruhn, W.Greiner. *Phys. Rev. C*, **56**, 238 (1997)
44. A.T.Kruppa, M.Bender, W.Nazarewicz, P.-G.Reinhard, T.Vertse, S.Ćwiok. *Phys. Rev. C*, **61**, 034313 (2000)
45. M.Bender, W.Nazarewicz, P.-G.Reinhard. *Phys. Lett. B*, **515**, 42 (2001)
46. M.Bender, P.Bonche, T.Duguet, P.-H.Heenen. *Nucl. Phys. A*, **723**, 354 (2003)
47. R.Smolanczuk, J.Skalski, A.Sobiczewski. *Phys. Rev. C*, **52**, 1871 (1995)
48. P.Möller, J.R.Nix, K.L.Kratz. *At. Data Nucl. Data Tables*, **66**, 131 (1997)
49. W.J.Swiatecki, K.Siwiek-Wilczynska, J.Wilczynski. *Acta Phys. Pol. B*, **38**, 1565 (2007)
50. Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, Yu.V.Lobanov, F.Sh.Abdullin, A.N.Polyakov, R.N.Sagaidak, I.V.Shirokovsky, Yu.S.Tsyganov, A.A.Voinov, G.G.Gulbekian, S.L.Bogomolov, B.N.Gikal, A.N.Mezentsev, S.Iliev, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, K.Subotic, V.I.Zagrebaev, G.K.Vostokin, M.G.Itkis, K.J.Moody, J.B.Patin, D.A.Shaughnessy, M.A.Stoyer, N.J.Stoyer, P.A.Wilk, J.M.Kenneally, J.H.Landrum, J.F.Wild, R.W.Lougheed. *Phys. Rev. C*, **74**, 044602 (2006)
51. Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, Yu.V.Lobanov, F.Sh.Abdullin, A.N.Polyakov, I.V.Shirokovsky, Yu.S.Tsyganov, G.G.Gulbekian, S.L.Bogomolov, B.N.Gikal, A.N.Mezentsev, S.Iliev, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, A.A.Voinov, G.V.Buklanov, K.Subotic, V.I.Zagrebaev, M.G.Itkis, J.B.Patin, K.J.Moody, J.F.Wild, M.A.Stoyer, N.J.Stoyer, D.A.Shaughnessy, J.M.Kenneally, P.A.Wilk, R.W.Lougheed, R.I.Il'kaev, S.P.Vesnovskii. *Phys. Rev. C*, **70**, 064609 (2004)
52. G.Münzenberg, P.Armbruster, G.Berthes, H.Folger, F.P.Heßberger, S.Hofmann, K.Poppensieker, W.Reisdorf, B.Quint, K.H.Schmidt, H.J.Schött, K.Sümmerer, I.Zychor, M.Leino, U.Gollerthan, E.Hanelt. *Z. Phys. A*, **324**, 489 (1986)
53. S.Hofmann, F.P.Heßberger, D.Ackermann, S.Antalic, P.Cagarda, S.Ćwiok, B.Kindler, J.Kojouharova, B.Lommel, R.Mann, G.Münzenberg, A.G.Popeko, S.Saro, H.J.Schött, A.V.Yeremin. *Eur. Phys. J. A*, **10**, 5 (2001)

54. C.E.Düllmann, W.Brüchle, R.Dressler, K.Eberhardt, B.Eichler, R.Eichler, H.W.Gäggeler, T.N.Ginter, F.Glaus, K.E.Gregorich, D.C.Hoffman, E.Jäger, D.T.Jost, U.W.Kirbach, D.M.Lee, H.Nitsche, J.B.Patin, V.Pershina, D.Piguet, Z.Qin, M.Schädel, B.Schausten, E.Schimpf, H.J.Schött, S.Soverna, R.Sudowe, P.Thörle, S.N.Timokhin, N.Trautmann, A.Türler, A.Vahle, G.Wirth, A.B.Yakushev, P.M.Zielinski. *Nature (London)*, **418**, 859 (2002)
55. D.C.Hoffman. *Nucl. Phys. A*, **502**, 21 (1989)
56. P.Möller, J.R.Nix, W.D.Myers, W.J.Swiatecki. *At. Data Nucl. Data Tables*, **59**, 185 (1995)
57. I.Muntian, Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Acta Phys. Pol. B*, **32**, 691 (2001)
58. S.Hofmann, D.Ackermann, S.Antalic, V.F.Comas, S.Heinz, J.A.Heredia, F.P.Heßberger, J.Khuyagbaatar, B.Kindler, I.Kojouharov, M.Leino, B.Lommel, R.Mann, K.Nishio, A.G.Popeko, S.Saro, J.Uusitalo, M.Venhart, A.V.Yeremin. *ESI Annual Report 2008*, in the press (2009)
59. V.I.Zagrebaev, W.Greiner. *Phys. Rev. C*, **78**, 34610 (2008)
60. Yu.Ts.Oganessian, V.K.Utyonkov, Yu.V.Lobanov, F.Sh.Abdullin, A.N.Polyakov, R.N.Sagaidak, I.V.Shirokovsky, Yu.S.Tsyganov, A.A.Voinov, A.N.Mezentsev, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, K.Subotic, V.I.Zagrebaev, S.N.Dmitriev, R.A.Henderson, K.J.Moody, J.M.Kenneally, J.H.Landrum, D.A.Shaughnessy, M.A.Stoyer, N.J.Stoyer, P.A.Wilk. *Phys. Rev. C*, **79**, 024603 (2009)
61. R.Bass. *Nucl. Phys. A*, **231**, 45 (1974)
62. P.Reiter, T.L.Khoo, C.J.Lister, D.Seweryniak, I.Ahmad, M.Alcorta, M.P.Carpenter, J.A.Cizewski, C.N.Davids, G.Gervais, J.P.Greene, W.F.Henning, R.V.F.Janssens, T.Lauritsen, S.Siem, A.A.Sonzogni, D.Sullivan, J.Uusitalo, I.Wiedenhöver, N.Amzal, P.A.Butler, A.J.Chewter, K.Y.Ding, N.Fotiades, J.D.Fox, P.T.Greenlees, R.D.Herzberg, G.D.Jones, W.Korten, M.Leino, K.Vetter. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 509 (1999)
63. M.Leino, R.G.Allatt, J.F.C.Cocks, O.Dorvaux, K.Eskola, P.T.Greenlees, K.Helariutta, P.M.Jones, R.Julin, S.Juutinen, H.Kankaanpää, A.Keenan, H.Kettunen, P.Kuusiniemi, M.Muikku, P.Nieminen, R.D.Page, P.Rahkila, A.Savelius, W.H.Trzaska, J.Uusitalo. *Acta Phys. Pol. B*, **30**, 635 (1999)
64. R.D.Herzberg, N.Amzal, F.Becker, P.A.Butler, A.J.C.Chewter, J.F.C.Cocks, O.Dorvaux, K.Eskola, J.Gerl, P.T.Greenlees, N.J.Hammond, K.Hauschild, K.Helariutta, F.P.Heßberger, M.Houry, G.D.Jones, P.M.Jones, R.Julin, S.Juutinen, H.Kankaanpää, H.Kettunen, T.L.Khoo, W.Korten, P.Kuusiniemi, Y.Le.Coiz, M.Leino, C.J.Lister, R.Lucas, M.Muikku, P.Nieminen, R.D.Page, P.Rahkila, P.Reiter, Ch.Schlegel, C.Scholey, O.Stezowski, Ch.Theisen, W.H.Trzaska, J.Uusitalo, H.J.Wollersheim. *Phys. Rev. C*, **65**, 014303 (2001)
65. S.Ćwiok, S.Hofmann, W.Nazarewicz. *Nucl. Phys. A*, **573**, 356 (1994)
66. I.Muntian, Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Phys. Rev. C*, **60**, 041302 (1999)
67. G.A.Lalazissis, M.M.Sharma, P.Ring, Y.K.Gambhir. *Nucl. Phys. A*, **608**, 202 (1996)
68. Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Nucl. Phys. A*, **533**, 132 (1991)
69. I.Muntian, Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Phys. Lett. B*, **500**, 241 (2001)
70. A.Sobiczewski, I.Muntian, Z.Patyk. *Phys. At. Nucl.*, **64**, 1105 (2001)
71. A.Ghiorso, K.Eskola, P.Eskola, M.Nurmia. *Phys. Rev. C*, **7**, 2032 (1973)
72. F.R.Xu, E.G.Zhao, R.Wyss, P.M.Walker. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 252501 (2004)
73. J.-P.Delaroche, M.Girod, H.Goutte, J.Libert. *Nucl. Phys. A*, **771**, 103 (2006)
74. S.Eeckhaudt, P.T.Greenlees, N.Amzal, J.E.Bastin, E.Bouchez, P.A.Butler, A.Chatillon, K.Eskola, J.Gerl, T.Grahn, A.Görgen, R.D.Herzberg, F.P.Heßberger, A.Hürstel, P.J.C.Ikin, G.D.Jones, P.Jones, R.Julin, S.Juutinen, H.Kettunen, T.L.Khoo, W.Korten, P.Kuusiniemi, Y.Le.Coiz, M.Leino, A.P.Leppänen, P.Nieminen, J.Pakarinen, J.Perkowski, A.Pritchard, P.Reiter, P.Rahkila, C.Scholey, Ch.Theisen, J.Uusitalo, K.van de Vel, J.Wilson. *Eur. Phys. J. A*, **26**, 227 (2005)
75. D.Peterson, B.B.Back, R.V.F.Janssens, T.L.Khoo, C.J.Lister, D.Seweryniak, I.Ahmad, M.P.Carpenter, C.N.Davids, A.A.Hecht, C.L.Jiang, T.Lauritsen, X.Wang, S.Zhu, F.G.Kondey, A.Heinz, J.Qian, R.Winkler, P.Chowdhury, S.K.Tandel, U.S.Tandel. *Phys. Rev. C*, **74**, 014316 (2006)
76. S.K.Tandel, T.L.Khoo, D.Seweryniak, G.Mukherjee, I.Ahmad, B.Back, R.Blinstrup, M.P.Carpenter, J.Chapman, P.Chowdhury, C.N.Davids, A.A.Hecht, A.Heinz, P.Ikin, R.V.F.Janssens, F.G.Kondey, T.Lauritsen, C.J.Lister, E.F.Moore, D.Peterson, P.Reiter, U.S.Tandel, X.Wang, S.Zhu. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 082502 (2006)
77. R.D.Herzberg, P.T.Greenlees, P.A.Butler, G.D.Jones, M.Venhart, I.G.Darby, S.Eeckhaudt, K.Eskola, T.Grahn, C.Gray-Jones, F.P.Heßberger, P.Jones, R.Julin, S.Juutinen, S.Ketelhut, W.Korten, M.Leino, A.-P.Leppänen, S.Moon, M.Nyman, R.D.Page, J.Pakarinen, A.Pritchard, P.Rahkila, J.Sarén, C.Scholey, A.Steer, Y.Sun, Ch.Theisen, J.Uusitalo. *Nature (London)*, **442**, 896 (2006)
78. B.Sulignano, S.Heinz, F.P.Heßberger, S.Hofmann, D.Ackermann, S.Antalic, B.Kindler, I.Kojouharov, P.Kuusiniemi, B.Lommel, R.Mann, K.Nishio, A.G.Popeko, S.Saro, B.Streicher, M.Venhart, A.V.Yeremin. *Eur. Phys. J. A*, **33**, 327 (2007)
79. K.Blaum. *Phys. Rep., Rev. Sec. Phys. Lett.*, **425**, 1 (2006)
80. C.Weber, V.-V.Elomaa, R.Ferrer, C.Fröhlich, D.Ackermann, J.Äystö, G.Audi, L.Batist, K.Blaum, M.Block, A.Chaudhuri, M.Dworschak, S.Eliseev, T.Eronen, U.Hager, J.Hakala, F.Herfurth, F.P.Heßberger, S.Hofmann, A.Jokinen, A.Kankainen, H.-J.Kluge, K.Langanke, A.Martin, G.Martinez-Pinedo, M.Mazzocco, I.D.Moore, J.B.Neumayr, Yu.N.Novikov, H.Penttilä, W.R.Plaß, A.V.Popov, S.Rahaman, T.Rauscher, C.Rauth, J.Rissanen, D.Rodriguez, A.Saastamoinen, C.Scheidenberger, L.Schweikhard, D.M.Seliverstov, T.Sonoda, F.-K.Thielemann, P.G.Thirolf, G.K.Vorobjev. *Phys. Rev. C*, **78**, 054310 (2008)
81. C.Rauth, D.Ackermann, K.Blaum, M.Block, A.Chaudhuri, Z.Di, S.Eliseev, R.Ferrer, D.Habs, F.Herfurth, F.P.Heßberger, S.Hofmann, H.-J.Kluge, G.Maero, A.Martin, G.Marx, M.Mukherjee, J.B.Neumayr, W.R.Plaß, S.Rahaman, D.Rodriguez, C.Scheidenberger, L.Schweikhard, P.G.Thirolf, G.Vorobjev, C.Weber. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 012501 (2008)
82. G.Audi, A.H.Wapstra, C.Thibault. *Nucl. Phys. A*, **729**, 337 (2003)
83. P.Armbruster, Y.K.Agarwal, W.Brüchle, M.Brügger, J.P.Dufour, H.Gäggeler, F.P.Heßberger, S.Hofmann, P.Lemmertz, G.Münzenberg, K.Poppensieker, W.Reisdorf, M.Schädel, K.H.Schmidt, J.R.H.Schneider, W.F.W.Schneider, K.Sümmerer, D.Vermeulen, G.Wirth, A.Ghiorso, K.E.Gregorich, D.Lee, M.Leino, K.J.Moody, G.T.Seaborg, R.B.Welch, P.Wilmarth, S.Yashita, C.Frink, N.Greulich, G.Herrmann, U.Hickmann, N.Hildebrand, J.V.Kratz, N.Trautmann, M.M.Fowler, D.C.Hoffman, W.R.Daniels, H.R.von Gunten, H.Dornhöfer. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 406 (1985)
84. V.I.Zagrebaev, M.G.Itkis, Yu.Ts.Oganessian. *Phys. At. Nucl.*, **66**, 1033 (2003)
85. W.Reisdorf, M.Schädel. *Z. Phys. A*, **343**, 47 (1992)
86. M.Schädel, S.Hofmann. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, **203**, 283 (1996)
87. W.J.Świątecki, K.Siwiek-Wilczyńska, J.Wilczyński. *Phys. Rev. C*, **71**, 014602 (2005)

88. V.I.Zagrebaev. *Phys. Rev. C*, **64**, 034606 (2001)
89. V.I.Zagrebaev, Y.Aritomo, M.G.Itkis, Yu.Ts.Oganessian, M.Ohta. *Phys. Rev. C*, **65**, 014607 (2002)
90. I.Muntian, Z.Patyk, A.Sobiczewski. *Acta Phys. Pol. B*, **34**, 2141 (2003)
91. W.von Oertzen. *Z. Phys. A*, **342**, 177 (1992)
92. V.V.Volkov. *Phys. Part. Nucl.*, **35**, 425 (2004)
93. S.Hofmann. In *Proceedings of the XV Nuclear Physics Divisional Conference on Low Energy Nuclear Dynamics*. (Eds Yu.Ts.Oganessian, R.Kalpakchieva, W.von Oertzen). World Scientific, Singapore, 1995. P. 305
94. V.Yu.Denisov, S.Hofmann. *Phys. Rev. C*, **61**, 034606 (2000)
95. M.G.Itkis, Yu.Ts.Oganessian, V.I.Zagrebaev. *Phys. Rev. C*, **65**, 044602 (2002)
96. J.Maruhn, W.Greiner. *Z. Phys. A*, **251**, 431 (1972)
97. A.Săndulescu, R.K.Gupta, W.Scheid, W.Greiner. *Phys. Lett. B*, **60**, 225 (1976)
98. R.K.Gupta, C.Părvulescu, A.Săndulescu, W.Greiner. *Z. Phys. A*, **283**, 217 (1977)
99. D.Scharnweber, U.Model, W.Greiner. *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 601 (1970)
100. U.Mosel, J.Maruhn, W.Greiner. *Phys. Lett. B*, **34**, 587 (1971)
101. A.Săndulescu, W.Greiner. *Rep. Prog. Phys.*, **55**, 1423 (1992)
102. A.Săndulescu, R.K.Gupta, W.Greiner, F.Carstoiu, M.Horoi. *Int. J. Mod. Phys. E*, **1**, 379 (1992)
103. P.Möller, A.Iwamoto. *Nucl. Phys. A*, **575**, 381 (1994)
104. A.Iwamoto, P.Möller, J.R.Nix, H.Sagawa. *Nucl. Phys. A*, **596**, 329 (1996)
105. S.Misicu, W.Greiner. *Phys. Rev. C*, **66**, 044606 (2002)
106. G.Fazio, G.Giardina, A.Lamberto, R.Ruggeri, C.Sacca, R.Palamara, A.I.Muminov, A.K.Nasirov, U.T.Yakhshiev, F.Hanappe, T.Materna, L.Stuttge. *Eur. Phys. J. A*, **19**, 89 (2004)
107. K.Nishio, S.Hofmann, F.P.Heßberger, D.Ackermann, S.Antalic, V.F.Comas, Z.Gan, S.Heinz, J.A.Heredia, H.Ikezoe, J.Khuyagbaatar, B.Kindler, I.Kojouharov, P.Kuusiniemi, B.Lommel, R.Mann, M.Mazzocco, S.Mitsuoka, Y.Nagame, T.Ohtsuki, A.G.Popeko, S.Saro, H.J.Schött, B.Sulignano, A.Svirikhin, K.Tsukada, K.Tsuruta, A.V.Yeremin. *Eur. Phys. J. A*, **29**, 281 (2006)
108. G.G.Adamian, N.V.Antonenko, W.Scheid. *Nucl. Phys. A*, **678**, 24 (2000)
109. V.Yu.Denisov, W.Nörenberg. *Eur. Phys. J. A*, **15**, 375 (2002)
110. Y.Aritomo, T.Wada, M.Ohta, Y.Abe. *Phys. Rev. C*, **59**, 796 (1999)
111. G.Giardina, S.Hofmann, A.I.Muminov, A.K.Nasirov. *Eur. Phys. J. A*, **8**, 205 (2000)
112. R.Smolańczuk. *Phys. Rev. C*, **63**, 044607 (2001)
113. G.Fazio, G.Giardina, G.Mandaglio, F.Hanappe, A.I.Muminov, A.K.Nasirov, W.Scheid, L.Stuttge. *Mod. Phys. Lett. A*, **20**, 391 (2005)
114. G.G.Adamian, N.V.Antonenko, A.S.Zubov. *Phys. Rev. C*, **71**, 34603 (2005)
115. G.G.Adamian, N.V.Antonenko. *Phys. Rev. C*, **72**, 64617 (2005)
116. T.Ichikawa, A.Iwamoto, P.Möller, A.J.Sierk. *Phys. Rev. C*, **71**, 44608 (2005)
117. V.Yu.Denisov, N.A.Pilipenko. *Phys. Rev. C*, **76**, 14602 (2007)
118. V.I.Zagrebaev, Yu.Ts.Oganessian, M.G.Itkis, W.Greiner. *Phys. Rev. C*, **73**, 031602(R) (2006)
119. S.Heinz, V.Comas, F.P.Heßberger, S.Hofmann, D.Ackermann, H.G.Burkhard, Z.Gan, J.Heredia, J.Khuyagbaatar, B.Kindler, B.Lommel, R.Mann, J.Maurer, K.Nishio, B.Sulignano. *Eur. Phys. J. A*, **38**, 227 (2008)
120. P.Reiter, T.L.Khoo, T.Lauritsen, C.J.Lister, D.Seweryniak, A.A.Sonzogni, I.Ahmad, N.Amzal, P.Bhattacharyya, P.A.Butler, M.P.Carpenter, A.J.Chewter, J.A.Cizewski, C.N.Davids, K.Y.Ding, N.Fotiades, J.P.Greene, P.T.Greenlees, A.Heinz, W.F.Henning, R.-D.Herzberg, R.V.F.Janssens, G.D.Jones, H.Kankaanpää, F.G.Kondeev, W.Korten, M.Leino, S.Siem, J.Uusitalo, K.Vetter, I.Wiedenhöver. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 3542 (2000)

SUPERHEAVY ELEMENTS BY COLD FUSION

S.Hofmann

*Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung
1, Planck-Str., 64291 Darmstadt, Deutschland, Fax +49(061)5971–2902
Institut für Kernphysik der J.W.Goethe Universität
1, Max-von-Laue-Str., 60438 Frankfurt am Main, Deutschland, Fax +49(069)7984–7100*

The nuclear shell model predicts that the next doubly magic shell-closure beyond ^{208}Pb is at a proton number $Z = 114$, 120, or 126 and at a neutron number $N = 172$ or 184. The outstanding aim of experimental investigations is the exploration of this region of spherical «SuperHeavy Elements» (SHEs). Using cold fusion reactions which are based on lead and bismuth targets, the new elements from 107 to 112 were synthesized at GSI in Darmstadt (Germany). Some of these results were confirmed at RIKEN in Wako (Japan), where also a relatively neutron deficient isotope of element 113 was synthesized. In hot fusion reactions of ^{48}Ca projectiles with actinide targets, a more neutron rich isotope of element 112 and the new elements from 113 to 116 and even 118 were produced at FLNR in Dubna (Russia)³. Recently, part of these hot fusion data which represent the first identification of nuclei located on the predicted island of SHEs were confirmed in two independent experiments. The decay data reveal that for the heaviest elements, the dominant decay mode is a emission rather than fission. Decay properties as well as reaction cross-sections are compared with results of theoretical studies.

Bibliography — 120 references.

Received 13th May 2009