

Расширение Периодической системы элементов: сверхтяжелые — супернейтронные

В.Грайнер, В.И.Загребаев

Франкфуртский институт передовых исследований, Университет им. И.В.Гёте
60438 Франкфурт-на-Майне, ул. Рут Муфанг, 1, Германия, факс + 49(069)7984–7527
Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н.Флерова
Объединенного института ядерных исследований
141980 Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6, факс (496)216–5083

В обзоре рассмотрены ядерные реакции, ведущие к образованию новых сверхтяжелых элементов и изотопов. Проанализированы возможности и ограничения различных ядерных процессов («холодного» и «горячего» синтеза, слияния осколков деления, реакций многонуклонных передач, реакций с пучками радиоактивных ядер) с точки зрения перспектив их реализации на существующих установках.

Библиография — 70 ссылок.

Оглавление

I. Исторические заметки	1177
II. Введение	1178
III. Оболочечная структура сверхтяжелых ядер	1180
IV. Получение сверхтяжелых элементов в реакциях слияния	1181
V. Массово-симметричные реакции слияния	1187
VI. Пучки радиоактивных ионов	1188
VII. Реакции многонуклонных передач в глубоко неупругих столкновениях тяжелых ионов	1189
VIII. Электронная структура сверхтяжелых элементов	1197
IX. Заключение	1197

I. Исторические заметки

Мы начнем обсуждение Периодической системы с кратких исторических заметок о Д.Менделееве и Ю.Мейере, открывших порядок и систематику химических элементов.

Создатели Периодической системы — Дмитрий Иванович Менделеев (27.1.1834–20.1.1907) и Юлиус Лотар Мейер (19.3.1830–11.4.1895) — были сверстниками. Мейер, можно сказать, был рожден для научной карьеры: он появился на свет в семье медиков из провинции Ольденбург (Германия), и его первая научная степень была медицинской. В медицинской школе он начал интересоваться химией, в част-

ности такими физиологическими проблемами, как газы в крови. Майер получил степень доктора медицины в университете Вюрсбурга, а затем и степень доктора физики в Бреслау (Вроцлаве). Потом он в основном посвятил себя химии, став профессором в Карлсруэ (1868 г.) и Тюбингене (1876 г.), где и оставался до конца своей карьеры.

Менделеев родился в Тобольске и был младшим из 17 детей в семье. Его отец был директором Тобольской гимназии, а мать управляла небольшой стекольной фабрикой, принадлежащей ее брату. После смерти отца и незадолго до смерти матери 15-летнего Дмитрия отправили в Санкт-Петербург. Там он поступил в Педагогический институт и в Санкт-Петербургский университет, где и получил докторскую степень по химии. Сразу после этого в 1865 г. он стал профессором Технологического института, а в 1867 г. — профессором Санкт-Петербургского университета. Менделеев быстро приобрел известность не только благодаря своим исследованиям в области химии, но и потому, что стал советником по индустрии и коммерции. Он принимал активное участие в развитии российской нефтяной индустрии и, в частности, сформулировал оптимальные условия очистки спирта. Симпатии к либеральному движению часто приводили его к протесту против политического засилья и бюрократии и в конце концов в 1890 г. вынудили его отказаться от профессорской должности. Тем не менее он про-

В.Грайнер. Профессор, научный директор FIAS.

Телефон: + 49(069)7984–7526, e-mail: greiner@fias.uni-frankfurt.de
В.И.Загребаев. Доктор физико-математических наук, профессор, заместитель директора ЛЯР ОИЯИ. Телефон: (496)216–4762, e-mail: zagrebaev@jinr.ru

Область научных интересов авторов: теоретическая физика, ядерные реакции с тяжелыми ионами, квантовая электродинамика.

Дата поступления 26 мая 2009 г.

Перевод с английского В.И.Загребаева

должал играть заметную общественную роль и был назначен директором российской Палаты мер и весов, где внес значительный вклад в промышленное развитие России.

У Мейера и Менделеева был общий учитель — Роберт Бунзен, у которого они работали в Гейдельбергском университете с разницей в несколько лет. В 1860 г. Мейер и Менделеев были среди молодых участников первого большого международного химического конгресса в Карлсруэ, который много сделал для формулировки и стандартизации основных химических концепций. Оба были под большим впечатлением от доклада Станислао Канницаро, посвященного атомной гипотезе Амедео Авогадро. Необходимость преподавать курсы химии привела обоих к систематическому изучению известных химических элементов. Поскольку тогда не было современных учебников, каждый решил написать свой собственный. В то время химики старались придумать логическую схему классификации, располагая элементы по атомному весу, однако путаница в определении атомных весов мешала этим попыткам. Вскоре после конгресса в Карлсруэ были опубликованы несколько новых атомных классификаций и кульминацией стали работы Мейера и Менделеева.

В первом издании своей работы «Современные теории химии» («Die modernen Theorien der Chemie») (1864 г.) Мейер использовал атомные веса для расположения 28 химических элементов в 6 семейств, члены которых обладали похожими химическими и физическими характеристиками; при этом было оставлено пустое место для еще не открытого элемента. Его основное концептуальное достижение состояло в придании большей роли валентности — числу, которое характеризует суммарную силу (способность) данного элемента к образованию связей, объединяет членов данного семейства элементов и определяет порядок, в котором эти семейства располагаются. Эти 28 элементов являлись основной группой элементов. В 1868 г. Мейер включил также переходные металлы в таблицу, в которой элементы с одинаковой валентностью располагались в соответствии с ростом их атомного веса в одной колонке. Однако, к сожалению для Мейера, эта работа была опубликована уже после появления первой работы Менделеева на ту же тему в 1869 г.

После назначения на кафедру химии Санкт-Петербургского университета Менделеев начал писать книгу «Основы химии», опубликованную в период между 1868 и 1870 гг., и разрабатывать «периодический закон», который он впервые опубликовал в 1869 г. Менделееву удалось расположить все известные элементы в одной таблице. Он также сделал точные предсказания свойств еще не открытых элементов, наиболее известный пример — эка-кремний, т.е. германий, открытый лишь в 1886 г.

В 1870 г. Мейер опубликовал свою классическую работу «Природа химических элементов как функция их атомных весов» («Die Natur der chemischen Elemente als Function ihrer Atomgewichte»), описывающую эволюцию его исследований с 1864 г. Данная работа особенно интересна своим графическим представлением периодичности атомного объема в зависимости от атомного веса. Это, а также последующая корректировка старых значений атомных весов, которые таблица подвергала сомнению, помогло убедить многих химиков в правильности новых идей. Между прочим, Мейер и Менделеев долгое время продолжали диспут о приоритете.

Даже спустя 150 лет со дня своего открытия Периодическая система остается в центре внимания из-за открытия новых элементов. Современное представление Периодической системы дано в разделе VIII.

II. Введение

Хорошо известно, что уран является последним (наиболее тяжелым) элементом, чье время жизни соизмеримо со временем жизни Земли и который встречается в природе в макроскопических количествах. Все остальные элементы с атомным номером (Z) > 92 были созданы в лабораторных условиях (см. исторический обзор¹). Прогресс в этой области поистине впечатляющий: 25 новых тяжелых элементов были синтезированы за последние 60 лет (рис. 1). Некоторые трансурановые элементы (вплоть до калифорния) нарабатывались в больших количествах в процессах захвата нейтронов с последующим β^- -распадом в атомных реакторах. Этого количества, в частности, хватает, чтобы приготовить мишень, которая может быть использована для синтеза следующих сверхтяжелых (СТ) элементов в реакциях слияния (см. ниже).

Две важные страницы в истории синтеза СТ-ядер были перевернуты за последние двадцать лет. В реакциях «холодного» слияния, основанных на использовании ядер-мишеней с замкнутыми оболочками (свинца и висмута), были синтезированы СТ-элементы вплоть до $Z = 113$.^{2–4} При этом был поставлен своего рода «мировой рекорд» 0.03 пб для сечения образования 113-го элемента при полугодовом облучении мишени из висмута пучком ионов ^{70}Zn (см.^{3,4}). Дальнейшее продвижение в этом направлении (с пучками Ga или Ge) представляется весьма затруднительным. Из-за «кривизны» линии β -стабильности в реакциях «холодного» слияния мы можем синтезировать лишь нейтронно-дефицитные СТ-ядра, расположенные близко к линии протонной стабильности и, значит, имеющие короткое время жизни (рис. 2). Именно поэтому в реакциях слияния стабильных ядер невозможно достичь центра «острова стабильности», расположенного в области $Z \sim 114$, 120 и $N \sim 184$.

Сечения образования СТ-элементов в более асимметричных (и более «горячих») реакциях слияния ^{48}Ca с актиноидными мишенями оказались намного больше.⁵ Даже 118-й элемент был образован с сечением порядка 1 пб в реакции слияния $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$ (см.⁶). Слияние актиноидов с ^{48}Ca приводит к более нейтронно-обогащенным СТ-ядрам с большим временем жизни. Тем не менее и они расположены достаточно далеко от центра предсказываемого «острова стабильности», образованного замкнутой нейтронной оболочкой $N = 184$ (см. рис. 2). Заметим, что именно в реакциях слияния

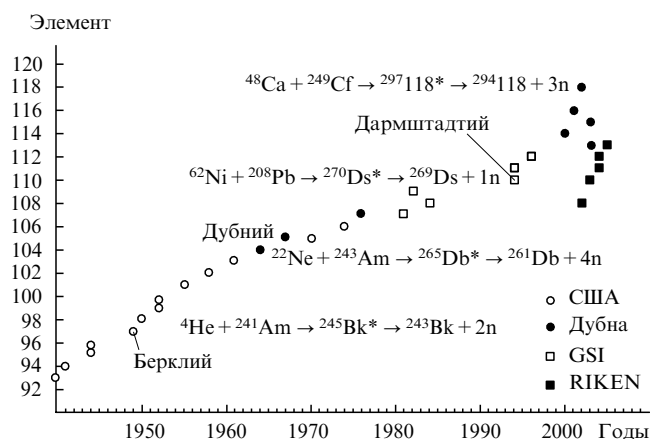


Рис. 1. История лабораторного синтеза тяжелых элементов.

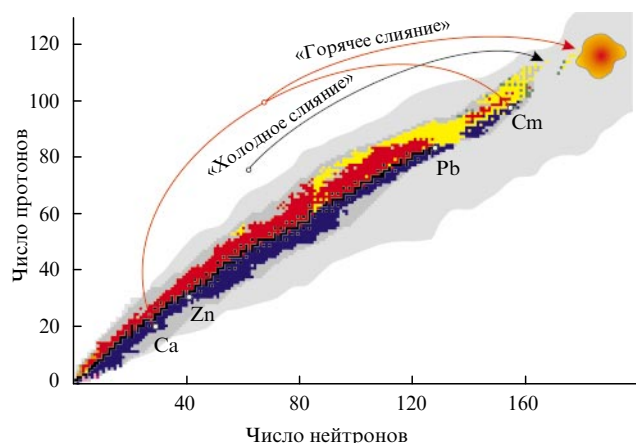


Рис. 2. Образование сверхтяжелых ядер в реакциях «холодного» и «горячего» слияния.

Предсказываемый остров стабильности показан в области $Z = 114, 120$ и $N = 184$. На рис. 2, 3, 29, 30 черным цветом показаны устойчивые ядра.

с ^{48}Ca впервые экспериментально было подтверждено само существование «острова стабильности». В этих реакциях был, наконец, достигнут берег этого острова — время жизни изотопа $^{285}112$ (синтезированного в реакции «горячего» слияния) оказалось на пять порядков больше по сравнению с изотопом того же элемента $^{277}112$, синтезированным в реакции «холодного» слияния. Как бы то ни было, калифорний ($Z = 98$) является наиболее тяжелым актинидом, который может быть использован в качестве мишенного материала. Период полураспада самого долгоживущего изотопа эйнштейния ($^{252}_{99}\text{Es}$) 470 сут. Этого времени достаточно для изготовления мишени и проведения опыта. Однако накопить нужное количество данного изотопа не представляется возможным.

Как видно из рис. 3, на карте ядер имеется некий разрыв между СТ-ядрами, образованными в реакциях «горячего» слияния с ^{48}Ca , и материком уже известных ядер. Этот разрыв препятствует получению более ясного представления о свойствах СТ-ядер в данной области. Использование пучков нейтронно-обогащенных радиоактивных ядер или реакций многонуклонных передач (см. ниже) могло бы помочь заполнить этот разрыв.

Еще одно «белое пятно» («щель») находится на «северо-востоке» ядерной карты. Существующая граница верхней части ядерной карты расположена очень близко к линии β -стабильности, в то время как неисследованная область тяжелых нейтронно-избыточных нуклидов (к востоку от линии стабильности) чрезвычайно важна для астрофизических исследований и, в частности, для понимания г-процесса астрофизического нуклеогенезиса. В соответствии с отчетом Национального Исследовательского Совета НАН США, происхождение тяжелых элементов от железа до урана остается одной из 11 наиболее важных проблем современного естествознания (см., например,⁷) и, по всей видимости, будет предметом интенсивных исследований в ближайшие годы. Заметим, что г-процесс протекает (и в конце концов прерывается делением) именно в области еще не изученных нейтронно-избыточных ядер. Нейтронная оболочка $N = 126$ (в области $Z \sim 70$) является последней «точкой ожидания» г-процесса (см. рис. 3). Время жизни и другие характеристики этих ядер чрезвычайно важны для понимания сценария г-про-

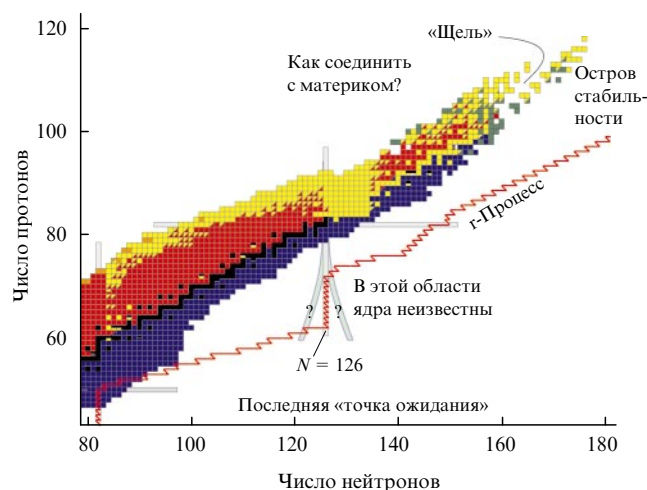


Рис. 3. Верхняя часть карты ядер и г-процесс, показанный схематически.

цесса.⁸ Изучение структуры ядер, расположенных вблизи линии $N = 126$, могло бы также прояснить интенсивно обсуждаемую проблему подавления оболочечных эффектов в ядрах с ростом избытка нейтронов.

Как правило, новые нейтронно- и протонно-избыточные ядра, удаленные от линии стабильности, получают в процессах фрагментации (расщепления, скалывания) при промежуточных энергиях столкновения, в делении тяжелых ядер и в низкоэнергетических процессах слияния. Два первых подхода сегодня интенсивно используются для получения новых изотопов легких и средних ядер, включая те, которые расположены на границе стабильности ядер. Например, в процессах фрагментации ^{48}Ca с энергией порядка 140 МэВ на 1 нуклон недавно были получены нейтронно-обогащенные нуклиды ^{44}Si , ^{42}Al и ^{40}Mg с экстремально малым сечением выхода на уровне 1 пб.^{9,10} В этой части ядерной карты граница нейтронной стабильности может в принципе простирается вплоть до экстремально экзотических ядер типа ^{40}O (см.¹¹). Однако нейтронно-избыточные ядра, расположенные вдоль замкнутой нейтронной оболочки $N = 126$, не могут быть синтезированы ни в процессах фрагментации, ни в процессах слияния. Именно поэтому мы не имеем никакой информации о ядрах в этой области; например, для цезия ($Z = 55$) известны и изучены 19 нейтронно-избыточных изотопов, а для платины ($Z = 78$) — всего 4.

В связи с этим совершенно очевидно, что необходимо искать новые методы получения СТ-элементов с $Z > 118$, нейтронно-обогащенных изотопов СТ-элементов, расположенных на «острове стабильности», а также неизученных нуклидов, лежащих в «северо-восточной» части ядерной карты. В настоящем обзоре мы анализируем возможности и ограничения различных ядерных процессов, ведущих к образованию СТ-элементов («холодный» и «горячий» синтез, симметричное слияние, реакции передач и реакции с радиоактивными пучками) с точки зрения перспективы их реализации на существующих установках.¹²

Недавно нами была предложена новая идея получения тяжелых (и сверхтяжелых) нейтронно-избыточных ядер с помощью процесса многонуклонных передач в низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов.¹³ Хорошо известно, что в глубоко неупругих столкновениях тяжелых ионов кинетическая энергия относительного движения очень быстро

переходит во внутреннюю энергию возбуждения снарядо- и мишенеподобных фрагментов, которая затем уносится при испарении легких частиц (главным образом нейтронов). На первый взгляд, это не оставляет нам шанса на получение в таких реакциях ядер с большим нейтронным избытком. Однако если энергия столкновения не очень высока и энергия (Q) реакции невелика, то образующиеся первичные фрагменты могут иметь не очень большую энергию возбуждения и после испарения лишь нескольких нейтронов будут переходить в свои основные состояния, оставаясь вдали от линии β -стабильности. Вопрос лишь в том, каково сечение процессов многонуклонных передач при низких энергиях и могут ли эти реакции рассматриваться в качестве альтернативного метода получения экзотических ядер.

III. Оболочечная структура сверхтяжелых ядер

Квантовые эффекты, определяющие оболочечную структуру сверхтяжелых ядер, играют решающую роль как в самом существовании (стабильности) этих ядер, так и в процессе их образования в реакциях слияния. Барьеры деления сверхтяжелых ядер (препятствующие их спонтанному делению и тем самым обеспечивающие их существование) полностью определяются их оболочечной структурой. Изучение оболочечной структуры СТ-ядер методом Хартри – Фока с использованием мезонной теории межукулонного взаимодействия и феноменологических сил Скирма приводит к сильной изотопической зависимости магических оболочек.¹⁴ Параметризация SkI4 межукулонных сил предсказывает в качестве магических чисел $Z = 114$ и 120 , в то время как другие силы дают лишь $Z = 120$. Вычисленные в этих подходах барьеры ядер с $Z = 120$ оказались достаточно высокими (рис. 4), хотя и они очень сильно зависят от выбранного набора межукулонных сил.¹⁵

Структура СТ-ядер может оказаться довольно необычной. Из-за увеличения роли кулоновских сил отталкивания вычисляемая плотность ядерного вещества демонстрирует все более поверхностный характер с ростом атомного номера (рис. 5). Следовательно, эти ядра могут обладать полупузырьковой или даже α -кластерной (фуллереноподобной) структурой. Очевидно, что такое строение уменьшает кулоновскую энергию. Эта проблема, безусловно, требует дальнейшего изучения.

Оболочечные эффекты играют важную роль также в низкоэнергетических столкновениях тяжелых ядер, в частности в процессах слияния. Динамика взаимодействия двух тяжелых ядер при низких (околобарьерных) энергиях столкновения определяется главным образом многомерным адиабатическим драйвинг-потенциалом, который может быть вычислен в рамках двухцентровой оболочечной модели.¹⁶ На этой многомерной поверхности потенциальной энергии оболочечная структура ядер проявляется в виде глубоких минимумов (основные состояния и изомерные формы) и долин, вдоль которых и эволюционирует преимущественно тяжелая ядерная система в процессах слияния, деления и квазиделения (QF).

Пример такого драйвинг-потенциала для ядерной системы, состоящей из 116 протонов и 180 нейтронов, показан на рис. 6 в пространстве «удлинение – массовая асимметрия» при фиксированном значении динамической квадрупольной деформации $\beta_2 = 0.1$. Оболочечные эффекты отчетливо проявляются в виде глубоких долин на потенциальной поверхности. Они соответствуют образованию

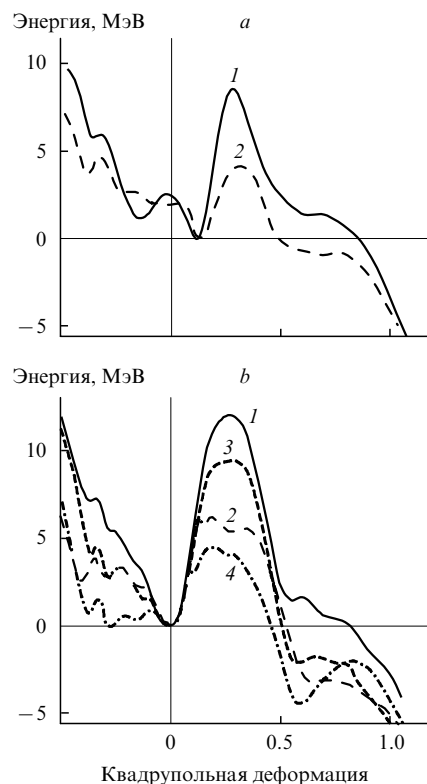


Рис. 4. Барьеры деления сверхтяжелых ядер $^{288}114$ (a) и $^{302}120$ (b), вычисленные в рамках релятивистского метода среднего поля с различными нуклон-нуклонными силами.¹⁵ 1 — SLy6, 2 — NL-Z2, 3 — SkI3, 4 — NL3.

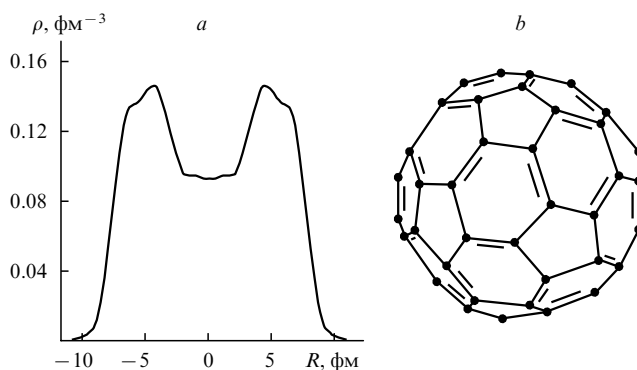


Рис. 5. Распределение плотности ядерного вещества (a) и возможная α -кластерная (фуллереноподобная) структура сверхтяжелого ядра (b). Ядро $Z = 120$, $N = 180$, нуклон-нуклонные силы NL-Z2.

дважды магических ядер в выходном канале: ^{208}Pb (при массовой асимметрии $\eta \approx 0.4$) и ^{132}Sn (при $\eta \approx 0.1$). После контакта два сталкивающихся ядра могут достаточно быстро разойтись с образованием фрагментов, близких по массе к снаряду (PLF) и мишени (TLF) (процесс глубоко неупругого рассеяния, DIP). Они могут также образовать моноядро, эволюционирующее в многомерном пространстве коллективных переменных (удлинение, деформация, массовая асимметрия и т.п.) и постепенно соскальзывающее в долины с минимальной потенциальной энергией (процесс

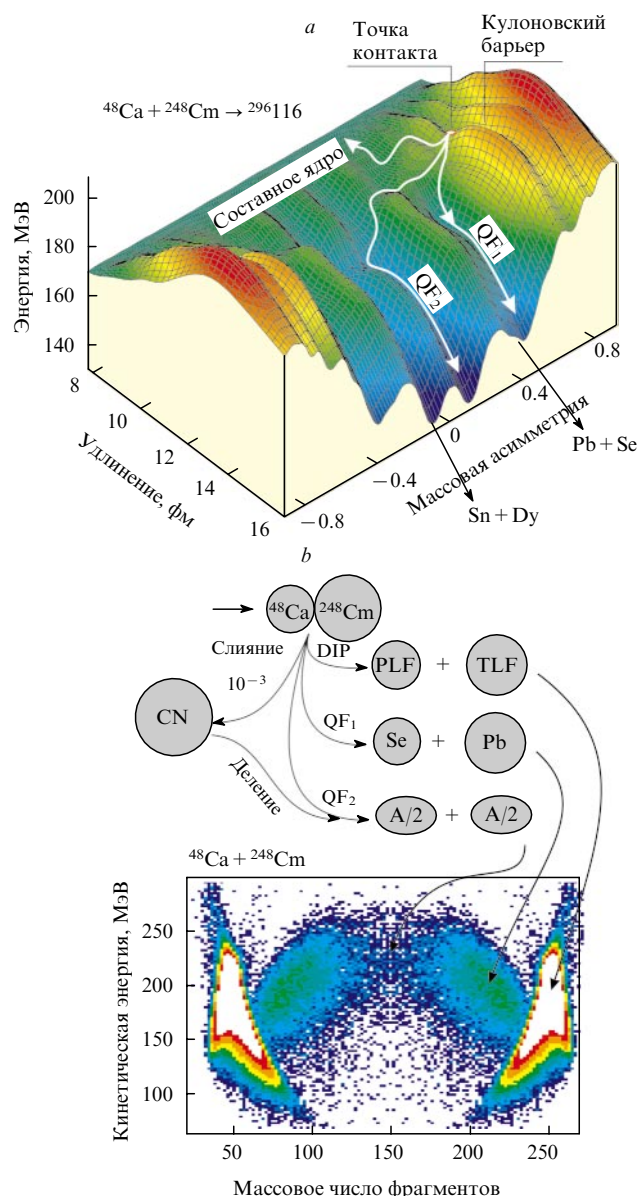


Рис. 6. Трехмерный вид драйвинг-потенциала для взаимодействия ядер $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ при динамической деформации $\beta_2 = 0.1$ (a).

Белые кривые со стрелками показывают наиболее оптимальные пути процессов квазиделения и слияния.

Соответствующее экспериментальное массово-энергетическое распределение продуктов этой реакции¹⁷ с ярко выраженными пиками процессов глубоко неупругого рассеяния ($A \approx 48.248$) и квазиделения ($A \approx 98.208$) (b).

квазиделения). Только в исключительных случаях тяжелая ядерная система за счет флуктуаций (обусловленных ее энергией возбуждения) может преодолеть все барьеры и образовать более или менее сферическое составное ядро (CN) (слияние), которое затем может выжить (при этом энергия возбуждения снимается за счет испарения нейтронов и γ -квантов) или поделиться (нормальное деление). Экспериментальные массово-энергетические распределения продуктов реакции, полученные Иткисом с соавт.¹⁷ и показанные на рис. 6, b, полностью подтверждают такой сценарий.

Двухцентровые оболочечные эффекты играют важную роль и при сильном перекрытии ядер, приводя к появлению глубоких локальных минимумов на потенциальной поверхности. Эти минимумы соответствуют изомерным состояниям, имеющим двухкластерную структуру с магическими или полумагическими корами, окруженными некоторым количеством общих нуклонов.¹⁸

IV. Получение сверхтяжелых элементов в реакциях слияния

Сечение образования СТ-ядра в реакции слияния тяжелых ионов (с последующим испарением x нейтронов в процессе охлаждения) записывается следующим образом:

$$\sigma_{\text{ER}}^{\text{xn}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P_{\text{cont}}(E, l) P_{\text{CN}}(E^*, l) P_{\text{xn}}(E^*, l), \quad (1)$$

где E — энергия, $k = (2\mu E)^{1/2}/\hbar$ (μ — приведенная масса системы, $\hbar$ — постоянная Планка), l — орбитальный момент, $P_{\text{cont}}(E, l)$ — проникаемость многомерного кулоновского барьера, $P_{\text{CN}}(E^*, l)$ — вероятность слияния тяжелого ядра с ядром-мишенью, E^* — энергия возбуждения, $P_{\text{xn}}(E^*, l)$ — вероятность выживания возбужденного составного ядра.

Для аккуратного и достаточно простого вычисления величины $P_{\text{cont}}(E, l)$ и соответствующего сечения захвата (контакта)

$$\sigma_{\text{cap}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum (2l+1) P_{\text{cont}}$$

может быть использован эмпирический или квантовый метод связанных каналов.¹⁹ Вероятность выживания $P_{\text{xn}}(E^*)$ возбужденного составного ядра может быть вычислена в рамках статистической модели. Здесь мы используем барьеры деления и другие свойства СТ-ядер, предсказываемые макромикроскопической моделью.²⁰ Остальные параметры, требуемые для вычисления распадных ширин, и сам алгоритм испарительного каскада и испускания γ -квантов в конкуренции с делением взяты из работы²¹. Все распадные ширины также могут быть легко вычислены для любого ядра непосредственно на Интернет-сайте.¹⁹

Наиболее сложной для вычисления является вероятность образования составного ядра $P_{\text{CN}}(E, l)$. Для ее оценки в работе²² было предложено использовать двумерное мастер-уравнение, при этом была найдена сильная зависимость P_{CN} от энергии, что недавно было подтверждено экспериментально.²³ В дальнейшем нами было предложено использовать уравнения ланжевеновского типа для вычисления вероятности образования составного ядра в реакциях как «холодного», так и «горячего» слияния.^{24, 25} Основная идея состоит в динамическом описании эволюции ядерной системы, определяемой времязависимым драйвинг-потенциалом, который довольно быстро трансформируется из диабатического (стадия сближения ядер, фолдинг-потенциал) в адиабатический, вычисляемый в двухцентровой оболочечной модели.¹⁶ Заметим, что недавно была предложена расширенная версия этой модели,²⁶ которая дает правильное асимптотическое значение потенциальной энергии для двух сталкивающихся ядер (и правильную высоту кулоновского барьера), а также вполне корректное поведение потенциала в выходном канале, обеспечивающее наблюдаемое массово-энергетическое распределение продуктов реакции и осколков деления.

При околобарьерных энергиях столкновения тяжелых ядер лишь в небольшом числе случаев ядерная система после контакта достигает конфигурации составного ядра (малые значения удлинения и деформации, см. рис. 6). Все остальные траектории заканчиваются в доминирующих выходных каналах глубоко неупругого рассеяния и квазиделения. Одна из таких траекторий показана на рис. 7 в трехмерном пространстве «удлинение–деформация–массовая асимметрия».

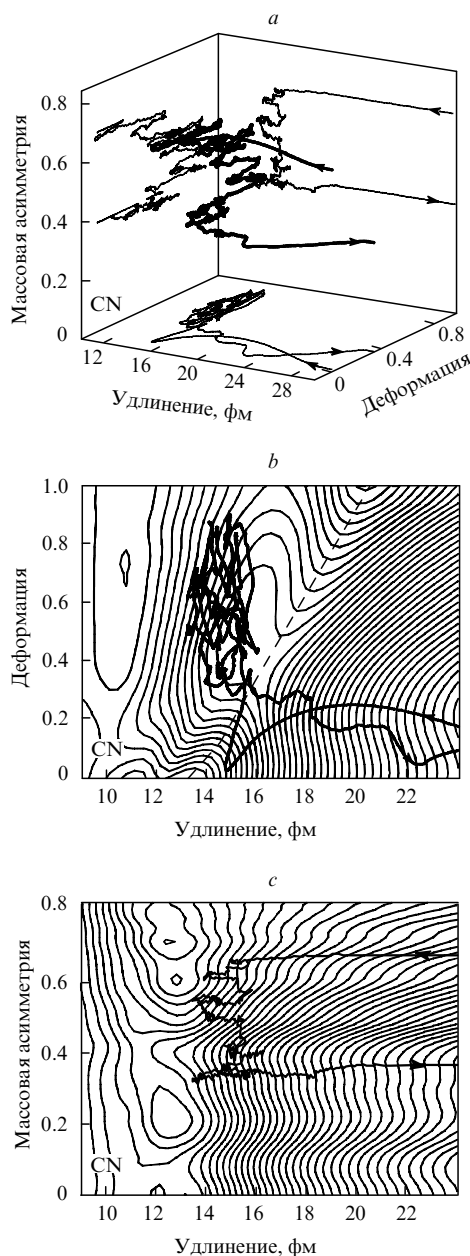


Рис. 7. Столкновение ядер $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ при энергии столкновения $E_{\text{с.м.}} = 210$ МэВ. Одна из типичных траекторий, вычисленная с помощью системы ланжевендовских уравнений и идущая в выходной канал квазиделения («свинцовая долина»), показана в трехмерном пространстве (a) и в виде проекции на плоскости «деформация–удлинение» (b) и «массовая асимметрия–удлинение» (c). Штриховая линия на рис. b показывает положение многомерного кулоновского барьера.

Сделанные на основе такого подхода теоретические предсказания^{27, 28} функций возбуждения выхода СТ-ядер с $Z = 112\text{--}118$ (в испарительных каналах $1n\text{--}5n$), образующихся в реакциях слияния актинидных мишеней с ^{48}Ca , оказались в хорошем согласии с полученными позже экспериментальными данными. Это вселяет в нас определенные надежды на реалистичность сделанных ниже оценок сечений других реакций, также ведущих к образованию СТ-ядер. Такие оценки крайне необходимы для планирования последующих (довольно дорогостоящих) экспериментов в этой области.

1. Реакции холодного слияния

При околобарьерных энергиях столкновения слияние тяжелых ядер (^{48}Ca , ^{50}Ti , ^{54}Cr и др.) с сильно связанными мишенями ^{208}Pb или ^{209}Bi приводит к сверхтяжелым составным ядрам с малой энергией возбуждения («холодный» синтез). Несмотря на этот благоприятный факт (только один или два нейтрона требуется испарить для перехода СТ-ядра в основное состояние), выход испарительных остатков в данных реакциях быстро убывает с увеличением заряда синтезируемого элемента. Это объясняется двумя причинами. Во-первых, в этих реакциях образуются нейтронно-дефицитные СТ-ядра с незаполненными оболочками. Поэтому энергия отделения нейтронов от таких ядер довольно большая, а барьеры деления сравнительно низкие (табл. 1). Это приводит к достаточно низкой выживаемости этих ядер даже для испарительных каналов $1n$ и $2n$ (рис. 8).

Главной причиной низкого выхода испарительных остатков в этих реакциях является, однако, резкое уменьшение вероятности слияния (образования составного ядра) с увеличением заряда налетающего иона. На рис. 9 показаны рассчитанные сечения захвата, образования составного ядра и выхода испарительных остатков совместно с имеющимися экспериментальными данными по синтезу СТ-ядер в реакциях слияния с ^{208}Pb (не все экспериментальные точки показаны, чтобы упростить рисунок). Вероятность слияния (P_{CN}), вычисленная для лобовых столкновений (вносящих основной вклад в сечение выхода испарительных остатков), сильно зависит от энергии столкновения (рис. 10), как и было найдено ранее в работе²². Недавно уменьшение вероятности слияния при подбарьерных значениях энергии было подтверждено экспериментально²³ в реакции $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$.

Нами найдено, что энергетическая зависимость рассчитанной вероятности слияния (см. рис. 10) может быть аппроксимирована простой формулой

Таблица 1. Энергетические характеристики (МэВ) составных ядер, образующихся в реакциях слияния $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$, $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$ (см.²⁰).

Ядро	B_{LD}	S.C.	B_{fis}	$E_{\text{n}}^{\text{sep}}$	E_{B}^*
^{256}No	1.26	4.48	5.7	7.1	22
^{258}Rf	0.71	4.49	5.3	7.6	24
^{262}Sg	0.47	4.63	5.1	7.8	24

Примечание. Здесь и в табл. 2 приняты следующие обозначения: B_{LD} — макроскопическая часть барьера деления, S.C. — оболочечная поправка, B_{fis} — барьер деления, $E_{\text{n}}^{\text{sep}}$ — энергия отделения нейтронов, E_{B}^* — энергия возбуждения CN при энергии столкновения, равной высоте барьера Басса²⁹ для соответствующей комбинации.

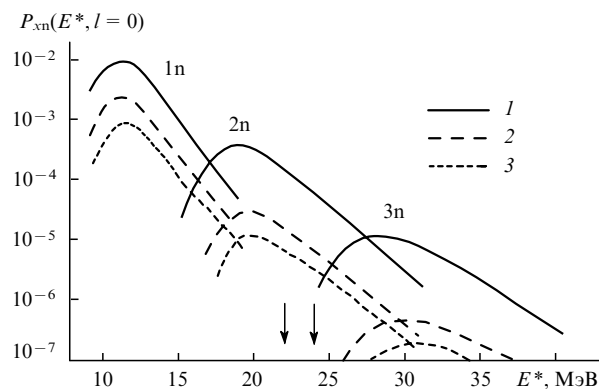


Рис. 8. Вероятность выживания $P_{xn}(E^*, l=0)$ составных ядер ^{256}No (1), ^{258}Rf (2) и ^{262}Sg (3), образующихся в реакциях слияния $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$, $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ и $^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$ в разных испарительных каналах.

Стрелками обозначены положения барьеров Басса (см. табл. 1).

$$P_{\text{CN}}(E^*, l) = P_{\text{CN}}^0 \left[1 + \exp \left(\frac{E_{\text{B}}^* - E_{\text{int}}^*(l)}{\Delta} \right) \right]^{-1}, \quad (2)$$

которую полезно использовать для быстрой оценки сечений выхода испарительных остатков в реакциях «холодного» слияния. Здесь P_{CN}^0 — «асимптотическая» (высоконадбарьерная) величина вероятности образования составного ядра, зависящая лишь от комбинации сталкивающихся ядер; E_{B}^* — энергия возбуждения составного ядра при энергии столкновения в системе центра масс, равной высоте бассовского барьера²⁹ (величины E_{B}^* обозначены на рис. 10 стрелками);

$$E_{\text{int}}^*(l) = E_{\text{c.m.}} + Q - E_{\text{rot}}(l)$$

— «внутренняя» энергия возбуждения, которая определяет также затухание оболочечной поправки к барьеру деления составного ядра; $E_{\text{c.m.}}$ — энергия столкновения или энергия в системе центра масс; $E_{\text{rot}}(l)$ — энергия вращения системы с орбитальным моментом l ; Δ — параметр, равный ~ 4 МэВ.

Величины P_{CN}^0 , вычисленные при энергии $E^* = 40$ МэВ (т.е. достаточно высоко над барьерами реакций «холодного» слияния), проявляют достаточно простую зависимость (практически линейную в логарифмическом масштабе), монотонно убывая с ростом заряда составного ядра и(или) увеличением произведения $Z_1 \cdot Z_2$ (рис. 11). Такое поведение также может быть аппроксимировано простой Ферми-функцией

$$P_{\text{CN}}^0 = \left[1 + \exp \left(\frac{Z_1 Z_2 - \zeta}{\tau} \right) \right]^{-1}, \quad (3)$$

в которой $\zeta \approx 1760$ и $\tau \approx 45$ являются подгоночными параметрами. Соотношение (3) справедливо лишь для реакций «холодного» слияния с участием ядер-мишеней с замкнутыми оболочками ^{208}Pb и ^{209}Bi . К сожалению, мы не имеем достаточно экспериментальных данных, чтобы проверить эту формулу для других реакций (либо получить более общее простое выражение для вероятности слияния тяжелых ядер).

На основе анализа реакций «холодного» слияния можно сделать два важных замечания. Первое из них довольно очевидно. Не существует причин (в вероятностях слияния

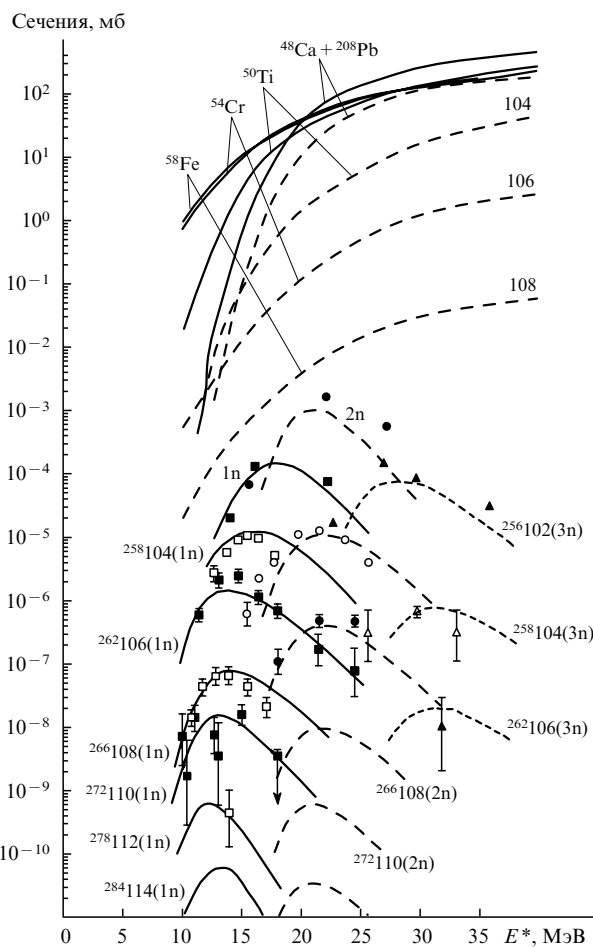


Рис. 9. Сечения захвата (верхние сплошные кривые), образования составного ядра (верхние штриховые кривые) и выхода СТ-ядер в реакциях «холодного» слияния с ^{208}Pb .

Испарительные каналы 1n, 2n и 3n показаны сплошными, штриховыми и точечными кривыми (теория), прямоугольниками, кружками и треугольниками (эксперимент) соответственно. Экспериментальные данные взяты из работ^{2-4, 30}.

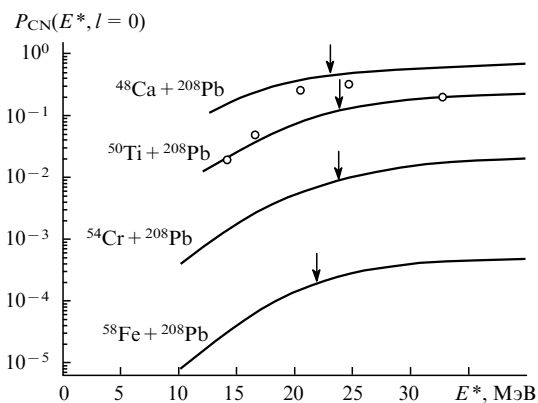


Рис. 10. Вычисленная вероятность слияния $P_{\text{CN}}(E^*, l=0)$ тяжелых ядер с ядром-мишенью ^{208}Pb .

Энергии возбуждения соответствующих составных ядер на барьере Басса показаны стрелками. Экспериментальные значения P_{CN} , полученные в работе²³ для реакции слияния $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$, обозначены кружками.

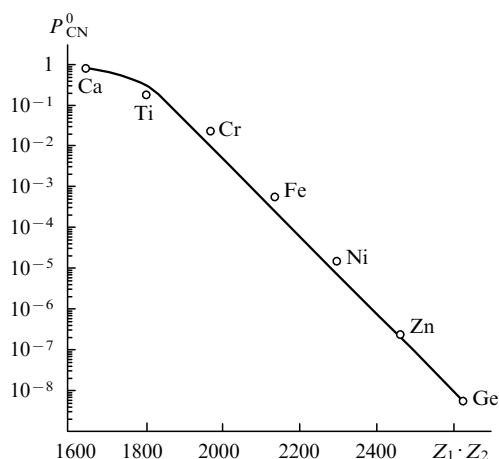


Рис. 11. Надбарьерная вероятность образования составного ядра в реакциях «холодного» слияния с участием ^{208}Pb . Результаты расчетов в динамической модели показаны кружками, сплошная кривая соответствует формуле (3).

или выживания), которые могли бы замедлить быстрое убывание сечения выхода испарительных остатков с ростом заряда сверхтяжелого ядра в реакциях «холодного» слияния. Сечение выхода 114-го элемента в реакции слияния $^{76}\text{Ge} + ^{208}\text{Pb}$ составляет, по нашей оценке, лишь 0.06 пб. Для 116-го и 118-го элементов, образующихся при слиянии ^{82}Se и ^{86}Kr со свинцовой мишенью в испарительном канале $1n$, мы получили сечения 0.004 и 0.0005 пб соответственно. Как уже упоминалось, реакции слияния с мишенями ^{208}Pb или ^{209}Bi приводят к образованию нейтронно-дефицитных СТ-ядер с коротким временем жизни, что может создать дополнительные трудности при идентификации этих ядер на существующих сепараторах.

Второй вывод важен для дальнейших экспериментов с актинидными мишенями (см. ниже). Экспериментальное сечение выхода 104-го элемента в реакции слияния $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ на два порядка (!) меньше по сравнению с выходом 102-го элемента, синтезируемого в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ (см. рис. 9). На первый взгляд, такое резкое уменьшение сечения делает практически бессмысленным использование пучка ^{50}Ti вместо ^{48}Ca в реакциях «горячего» слияния с актинидными мишенями. Однако уменьшение выхода изотопов резерфордия (по сравнению с нобелием) на самом деле вызвано двумя причинами. Один порядок величины в сечении мы теряем из-за более низкой вероятности выживания ядра ^{258}Rf , барьер деления которого на 0.4 МэВ меньше, а энергия отделения нейтрона на 0.5 МэВ больше по сравнению с таковыми для ядра ^{256}No (см. табл. 1). Вероятность же слияния ^{50}Ti с ^{208}Pb при околбарьерной энергии столкновения лишь в десять раз меньше вероятности слияния в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ (см. рис. 10). Этот факт вселяет определенный оптимизм при оценке перспектив использования титанового пучка для получения СТ-ядер в реакциях слияния с актинидными мишенями.

2. Реакции горячего слияния

Реакции слияния ^{48}Ca с актинидными мишенями приводят к более нейтронно-обогащенным СТ-ядрам по сравнению с реакциями «холодного» синтеза. Времена жизни этих ядер оказываются на несколько порядков больше. Например,

время жизни СТ-ядра $^{277}112$, синтезированного в реакции «холодного» слияния $^{70}\text{Zn} + ^{208}\text{Pb}$, составляет ~ 1 мс, тогда как $T_{1/2}(^{285}112) \approx 34$ с (это и означает приближение к «острову стабильности»). В среднем ядра, синтезированные в реакциях «горячего» слияния, имеют более высокие барьеры деления и меньшие энергии отделения нейтронов, что и дает им шанс на выживание в процессе охлаждающего каскада испарения нейтронов.

К сожалению, более слабая энергия связи ядер актинидных мишеней приводит к достаточно высокой энергии возбуждения составного ядра (поэтому эти реакции и называются «горячими»). При энергиях столкновения, близких к высоте кулоновского барьера, энергия возбуждения

$$E_{CN}^* = E_{c.m.} + B(Z_{CN}, A_{CN}) - B(Z_1, A_1) - B(Z_2, A_2)$$

(B — энергия связи) обычно выше 30 МэВ почти для всех комбинаций, и по крайней мере 3 нейтрона должны быть испарены, чтобы СТ-ядро оказалось в основном состоянии. Полная вероятность выживания составного ядра, образованного в реакции «горячего» слияния ($3n$ и(или) $4n$ испарительный канал), намного меньше, чем вероятность выживания в $1n$ канале реакции «холодного» слияния

$$P_{3n}^{\text{hot}}(E^* \approx 35 \text{ МэВ}) \ll P_{1n}^{\text{cold}}(E^* \approx 15 \text{ МэВ}).$$

С другой стороны, для более асимметричной «горячей» комбинации сталкивающихся ядер вероятность слияния (образования составного ядра) намного больше по сравнению с «холодной» комбинацией, ведущей к тому же элементу. Мы вычислили сечения захвата, слияния и выхода испарительных остатков для реакций «холодного» (с ^{208}Pb в качестве мишени) и «горячего» (с ^{48}Ca в качестве снаряда) синтеза СТ-элементов с $Z = 102-118$ с одной и той же энергией возбуждения — 15 МэВ для «холодных» и 35 МэВ для «горячих» комбинаций. Безусловно, энергии столкновения, соответствующие этим энергиям возбуждения, лишь приблизительно равны высотам кулоновских барьеров, и не все они в точности отвечают максимумам функций возбуждения выходов испарительных остатков. Однако некоторые общие выводы на основе этих вычислений все же могут быть сделаны.

Результаты вычислений показаны на рис. 12. Как можно видеть, сечение захвата для «горячих» комбинаций приблизительно на один порядок больше. Это обусловлено тем, что энергия возбуждения $E^* = 15$ МэВ соответствует энергии столкновения, которая немного ниже кулоновского барьера для «холодных» комбинаций. Медленное уменьшение сечения захвата (σ_{cap}) для «холодных» комбинаций при $Z_{CN} > 108$ вызвано постепенным уменьшением глубины потенциального кармана и, соответственно, уменьшением величины максимального углового момента, при котором еще происходит слияние сталкивающихся ядер (l_{crit}). Несколько большее значение σ_{cap} для комбинации $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$ обусловлено более «холодным» характером данной реакции по сравнению с другими «горячими» комбинациями — энергия возбуждения соответствующего составного ядра $^{297}118$ на кулоновском барьере Басса равна в этом случае лишь 28 МэВ (т.е. $E^* = 35$ МэВ соответствует надбарьерной энергии столкновения).

Для «холодных» комбинаций сталкивающихся ядер вероятность слияния быстро убывает с увеличением заряда налетающего иона, и, несмотря на необходимость испарения всего одного нейтрона, сечения выхода испарительных остатков для $Z_{CN} \geq 112$ становятся меньше, чем в более асиммет-

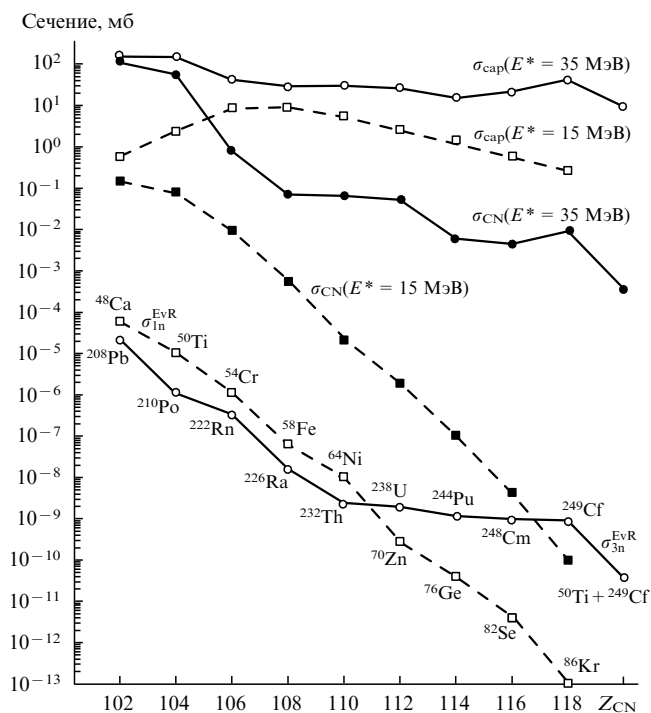


Рис. 12. Вычисленные сечения захвата (σ_{cap}), слияния (σ_{CN}) и выхода испарительных остатков (σ_{EvR}) в реакциях «холодного» синтеза с ^{208}Pb (квадраты, соединенные штриховой линией с указанием ядер-снарядов) и «горячего» синтеза с ^{48}Ca (кружки, соединенные сплошными кривыми с указанием ядер-мишеней). Сечения вычислены для энергий сталкивающихся ионов соответствующих энергий возбуждения составных ядер 15 МэВ («холодное» слияние, 1n канал) и 35 МэВ («горячее» слияние, 3n канал) соответственно.

Таблица 2. Энергетические характеристики (МэВ) составных ядер, образующихся в реакциях слияния ^{48}Ca с ядрами мишеней ^{232}Th , ^{238}U , ^{244}Pu , ^{248}Cm и ^{249}Cf (см. 20).

Ядро	B_{LD}	S.C.	B_{fis}	E_n^{sep}	E_B^*
$^{280}110$	0.21	4.76	5.0	7.0	32
$^{286}112$	0.10	6.64	6.7	7.1	33
$^{292}114$	0.04	8.89	8.9	7.0	34
$^{296}116$	0.01	8.58	8.6	6.7	32
$^{297}118$	0.00	8.27	8.3	6.2	28

ричных по массе «горячих» реакциях слияния. Увеличение выживаемости СТ-ядер с $Z = 114, 116$ (по сравнению с $Z = 110, 112$), синтезируемых в реакциях с ^{48}Ca , объясняется увеличением оболочечной поправки к основному состоянию этих ядер и, следовательно, увеличением барьера деления. Напомним, что расчеты проведены с использованием макромикроскопической модели, в которой замкнутые нуклонные оболочки предсказываются именно для $Z = 114$ и $N = 184$ (табл. 2).

Экспериментальные сечения синтеза СТ-элементов (от 112 до 118-го), полученных на пучке ионов ^{48}Ca , хорошо согласуются с нашими предсказаниями (сделанными до проведения экспериментов). Соответствующие функции возбуждения показаны на рис. 13. В отличие от «холодного» слияния, сечения выхода испарительных остатков в этих реакциях достигают максимального значения при энергиях, слегка превышающих высоту барьера Басса, 29 вычисленного для соответствующей комбинации ядер (см. стрелки на рис. 13). Это вызвано тем, что все актинидные ядра сильно деформированы в основном состоянии, а эффекты ориентации, как показано в работах 25,27 , играют важную роль в процессе слияния статически деформированных ядер.

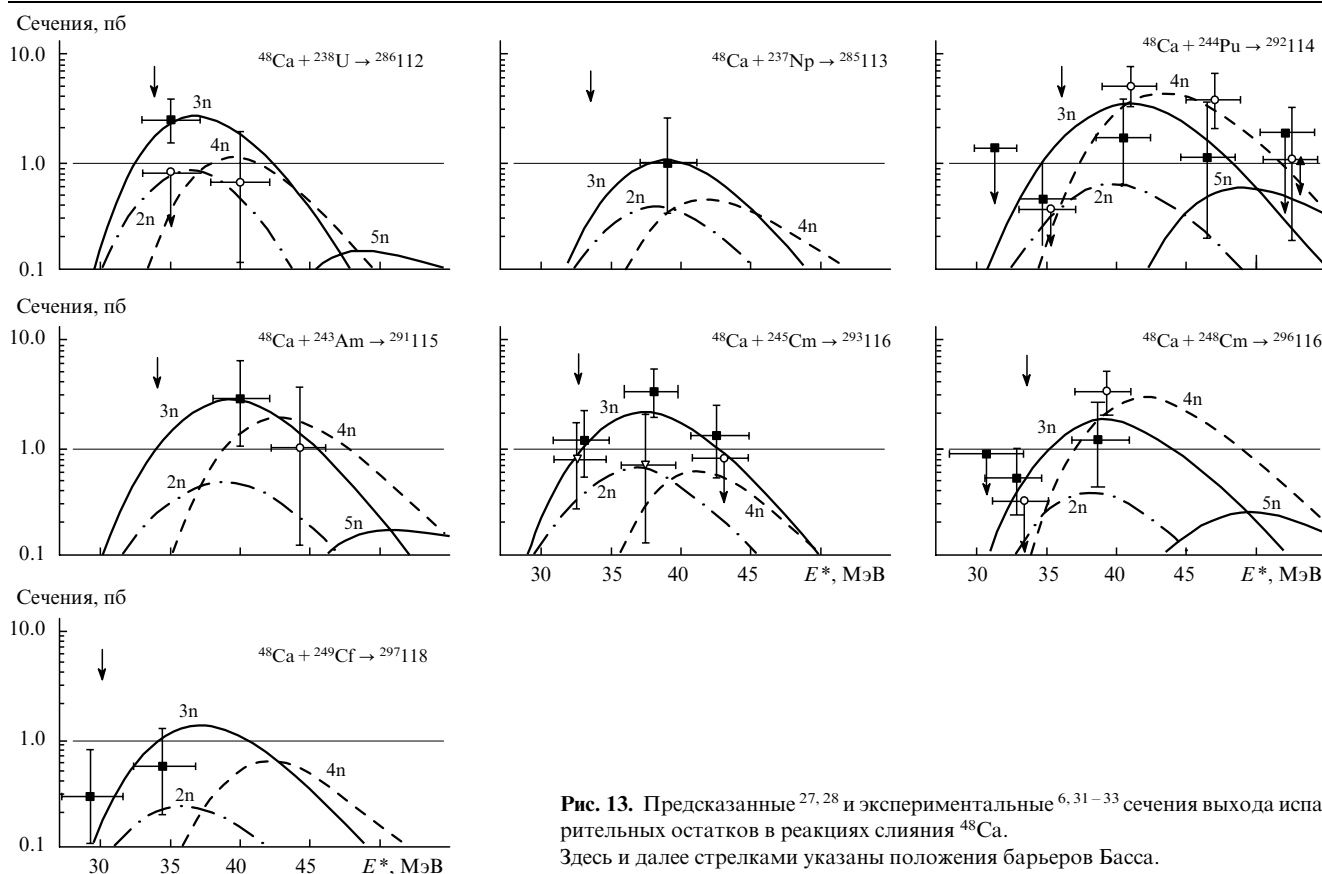


Рис. 13. Предсказанные 27,28 и экспериментальные $^{6,31-33}$ сечения выхода испарительных остатков в реакциях слияния ^{48}Ca . Здесь и далее стрелками указаны положения барьеров Басса.

В отличие от вероятности захвата (контакта), вероятность слияния (образования составного ядра) сильно подавлена для начальной ориентации «нос-к-носу»²⁵ (для которой кулоновский барьер минимальный и, следовательно, вероятность контакта максимальна). В результате в реакциях «горячего» слияния с деформированными актинидными ядрами оптимальная энергия в системе центра масс сдвигается на несколько МэВ вверх, приближаясь к кулоновскому барьеру двух ядер, ориентированных «бок-к-боку» (оптимальной конфигурации для последующего образования составного ядра в конкуренции с квазиделением).

В серии СТ-элементов, синтезированных в реакциях слияния актинидов с ^{48}Ca (см.⁵), пропущен 117-й элемент. Этот элемент может быть синтезирован с достаточно большим сечением в реакции слияния $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$, если удастся приготовить короткоживущую мишень (330 сут) из берклия. Сечения выхода испарительных остатков в этой реакции показаны на рис. 14. Следует заметить, что дочерние ядра, образующиеся в цепочке α -распада 117-го элемента ($^{289,290}\text{115}$, $^{285,286}\text{113}$, $^{281,282}\text{111}$, $^{277,278}\text{109}$ и т.д.), должны иметь достаточно большое время жизни и, следовательно, могут быть зарегистрированы и изучены в химических экспериментах, что делает реакцию $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$ чрезвычайно привлекательной. Берклиевая мишень может быть также использована для синтеза 119-го элемента в реакции слияния с ^{50}Ti (см. ниже).

Как уже упоминалось выше, ^{249}Cf ($T_{1/2} = 351$ год) является последней (с наибольшим значением $Z = 98$) из доступных мишеней, которая может быть использована в эксперименте. Таким образом, чтобы синтезировать СТ-элементы с $Z > 118$, мы вынуждены использовать пучки ядер тяжелее ^{48}Ca . Наиболее нейтронно-избыточный изотоп 120-го элемента может быть синтезирован, например, в трех различных реакциях слияния ($^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$, $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ и $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$), ведущих к одному и тому же составному ядру $^{302}\text{120}$, расположенному в непосредственной близости от замкнутой нейтронной оболочки $N = 184$. Эти три реакции не эквивалентны. На рис. 15 показана поверхность потенциальной энергии ядерной системы, состоящей из 120 протонов и 182 нейтронов, в пространстве «удлинение–массовая асимметрия» при фиксированном значении динамической деформации $\beta_2 = 0.2$. Легко видеть, что контактная конфигурация более симметричной комбинации $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$

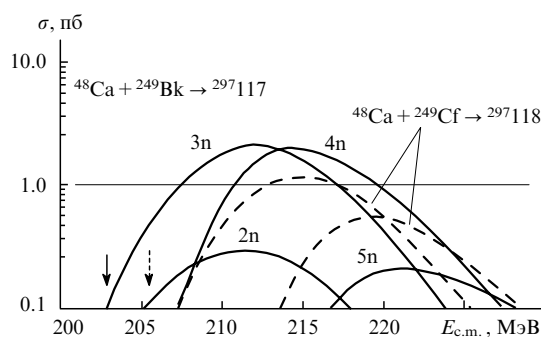


Рис. 14. Сечения выхода изотопов 117-го элемента в реакции слияния $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$ (сплошные кривые — 2n, 3n, 4n и 5n испарительные каналы). Для сравнения показаны сечения выхода испарительных остатков в каналах 3n и 4n в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Cf}$ (штриховые кривые).

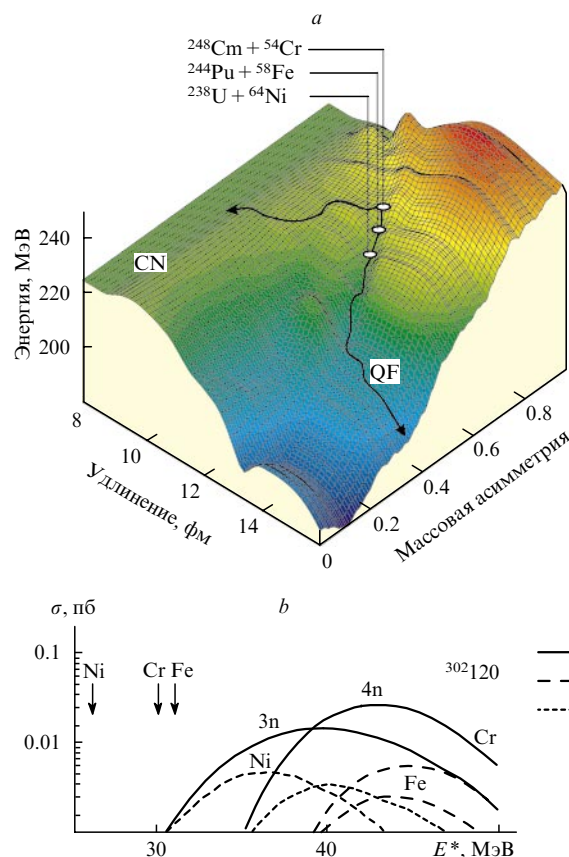


Рис. 15. Поверхность потенциальной энергии для ядерной системы, состоящей из 120 протонов и 182 нейтронов, в пространстве «удлинение–массовая асимметрия» (при фиксированном значении динамической деформации $\beta_2 = 0.2$) (a).

Положения начальных конфигураций (точки контакта) для трех комбинаций ($^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$, $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ и $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$) показаны кружками. Кривые со стрелками показывают наиболее оптимальную эволюцию системы в канал квазиделения и траекторию, ведущую к образованию составного ядра.

Рассчитанные сечения выхода испарительных остатков в реакциях слияния $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ (1), $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ (2) и $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ (3) (b).

лежит несколько ниже в долине, ведущей систему в доминирующий канал квазиделения.

В результате рассчитанные сечения выхода испарительных остатков для более симметричных реакций $^{58}\text{Fe} + ^{244}\text{Pu}$ и $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ оказываются меньше по сравнению с менее симметричной комбинацией $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ (см. рис. 15). Некоторый выигрыш для случая $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ получается за счет более «холодного» характера этой реакции — энергия возбуждения составного ядра, образующегося в этой реакции, оказывается значительно ниже по сравнению с двумя другими комбинациями (см. стрелки на рис. 15, b). Заметим, что 3n и 4n испарительные остатки составного ядра $^{302}\text{120}$ распадаются с образованием уже известных дочерних изотопов 112–118-го элементов.⁵ Это должно значительно упростить их идентификацию. С другой стороны, энергия первого α -распада 120-го элемента, по-видимому, достаточно высокая (порядка 13 МэВ), а его время жизни небольшое. Если оно окажется меньше времени пролета ядра отдачи через сепаратор (порядка 1 мкс), то появятся дополнительные сложности с идентификацией этого элемента.

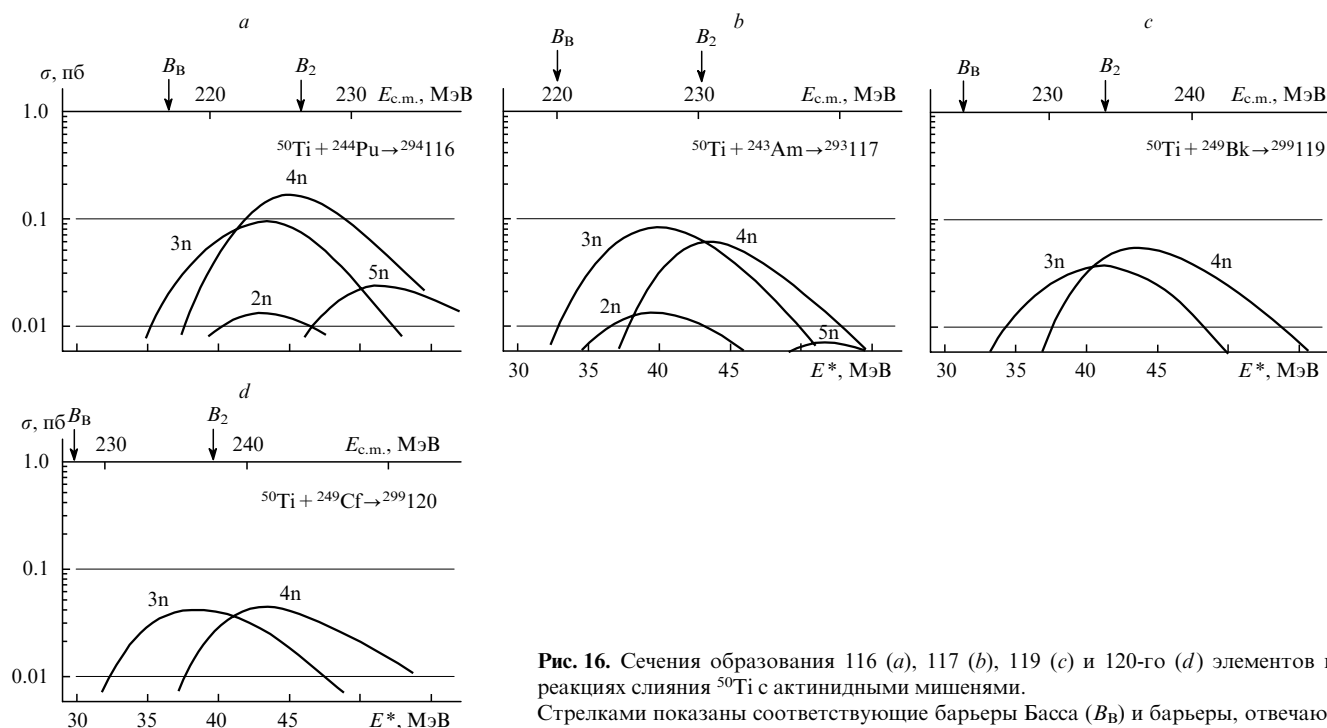


Рис. 16. Сечения образования 116 (a), 117 (b), 119 (c) и 120-го (d) элементов в реакциях слияния ^{50}Ti с актинидными мишенями. Стрелками показаны соответствующие барьеры Басса (B_B) и барьеры, отвечающие ориентациям «бок-к-боку» сталкивающихся ядер (B_2).

При вычислении вероятностей выживания СТ-ядер мы использовали барьеры деления, предсказываемые макромикроскопической моделью,²⁰ которая дает намного меньшие барьеры для ядра $^{302}120$ по сравнению, например, с ядром $^{296}116$. С другой стороны, полностью микроскопические подходы, основанные на методе самосогласованного поля Хартри–Фока, предсказывают более высокие барьеры деления для ядра $^{302}120$ при использовании сил Скирма (см. рис. 4).¹⁵ Это означает, что сечения выхода 3n и 4n испарительных остатков могут в принципе быть несколько выше тех, которые показаны на рис. 15. Это, однако, не влияет на положение максимумов соответствующих функций возбуждения и на предпочтительность более асимметричной реакции слияния $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ по сравнению с реакцией $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$.

Сильная зависимость сечения образования 120-го элемента от массовой асимметрии во входном канале (с учетом чрезвычайной малости абсолютного значения этого сечения) делает ближайшее к ^{48}Ca ядро ^{50}Ti наиболее предпочтительным для последующих экспериментов по синтезу СТ-элементов. Безусловно, использование пучка ^{50}Ti вместо ^{48}Ca также приведет к уменьшению выходов СТ-ядер, главным образом из-за уменьшения вероятности слияния. Вычисленные функции возбуждения для выхода 116, 117, 119 и 120-го элементов в реакциях слияния ядер актинидных мишеней ^{244}Pu , ^{243}Am , ^{249}Bk и ^{249}Cf с ^{50}Ti показаны на рис. 16. Максимумы сечений расположены на несколько МэВ выше соответствующих барьеров Басса за счет ориентационных эффектов (см. выше). Как видно из рис. 16, рассчитанные сечения выхода испарительных остатков 117, 119 и 120-го СТ-элементов, образующихся в реакциях с ^{50}Ti , вполне достижимы на существующих экспериментальных установках, хотя и требуют несколько большего времени облучения по сравнению с реакциями, основанными на ^{48}Ca .

V. Массово-симметричные реакции слияния

Одним из часто и широко обсуждаемых методов получения нейтронно-обогащенных СТ-ядер, расположенных на «острове стабильности», является ускорение осколков деления и их последующее слияние со стабильными ядрами-мишенями. Например, в реакции слияния $^{132}\text{Sn} + ^{176}\text{Yb}$ может быть синтезировано ядро $^{308}120$, которое (после испарения одного-двух нейтронов и α -распада) может достичь центра «острова стабильности». В настоящее время в различных лабораториях реализуются проекты получения пучков ускоренных нейтронно-избыточных осколков деления. Вопрос в том, какую интенсивность этих пучков следует получить, чтобы синтезировать СТ-элементы. Очевидно, что ответ на этот вопрос зависит от величины сечения слияния. К сожалению, экспериментальные данные по сечениям слияния тяжелых ядер ($A \approx 130$ и больше) с примерно одинаковой массой полностью отсутствуют.

Эксперименты по симметричным реакциям слияния более легких ионов $^{100}\text{Mo} + ^{100}\text{Mo}$, $^{100}\text{Mo} + ^{110}\text{Pd}$ и $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ показали,³⁴ что вероятность слияния резко снижается с увеличением массы (и заряда) сталкивающихся ядер. Однако последняя из изученных реакций такого рода — $^{110}\text{Pd} + ^{110}\text{Pd}$ — все еще далека от комбинаций, ведущих к образованию СТ-элементов. Это означает, что крайне желательно дальнейшее изучение этой проблемы.

Выбор сталкивающихся ядер также имеет важное значение. Реакция слияния $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ выглядит очень привлекательной для экспериментального изучения,³⁵ поскольку образующееся в ней составное ядро ^{272}Hs должно испытывать именно симметричное деление. Это означает, что конфигурация двух соприкасающихся ядер ^{136}Xe должна быть очень похожей на конфигурацию двух нарождающихся осколков деления ^{272}Hs в седловой точке. Таким образом, слияние ядер $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ должно действительно имитировать процесс слияния осколков деления.

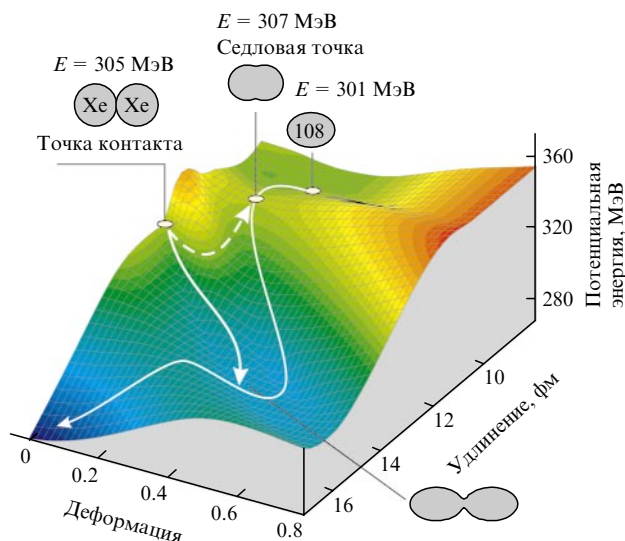


Рис. 17. Адиабатическая потенциальная энергия ядерной системы $^{272}108$ при нулевой массовой асимметрии (конфигурация $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ в асимптотической области) в пространстве «удлинение–деформация».

Кривые со стрелками указывают наиболее вероятный путь в каналы слияния и деления. Кружками обозначены конфигурации составного ядра, седловой точки и точки контакта двух сферических ядер ксенона.

Вычисленная в рамках двухцентральной оболочечной модели адиабатическая потенциальная поверхность ядерной системы, образующейся в результате взаимодействия $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$, показана на рис. 17 как функция удлинения (расстояния между центрами ядер) и динамической деформации при нулевой массовой асимметрии. Энергетическая шкала выбрана таким образом, чтобы нулевая энергия соответствовала двум ядрам ^{136}Xe , находящимся на бесконечном расстоянии в основном состоянии. Контактная конфигурация двух сферических ядер ^{136}Xe расположена очень близко (в энергетическом и конфигурационном пространстве) к седловой точке составного ядра (заметим, что точка касания расположена «за» кулоновским барьером, хотя в этой системе и нет выраженного потенциального кармана). Данная реакция слияния является чрезвычайно «холодной»; энергия возбуждения составного ядра (при энергии пучка, равной высоте барьеров) составляет всего 5 МэВ. Можно было бы ожидать, что после соприкосновения сталкивающиеся ядра за счет флуктуаций коллективных степеней свободы могут преодолеть внутренний барьер и достичь седловой конфигурации. После этого они могут слиться (образовать составное ядро) с вероятностью 50%.

Однако, как видно из рис. 18, потенциальная энергия в данной системе резко уменьшается с увеличением динамической деформации фрагментов, выталкивая их в доминирующий канал деления. Как следствие, рассчитанные нами вероятность слияния и сечения выхода испарительных остатков оказались чрезвычайно малыми для этой реакции,³⁶ несмотря на достаточно высокие барьеры деления изотопов хассия в области $A \approx 270$ (~ 6 МэВ (см. рис. 20)) (см. рис. 18). Они гораздо меньше сечения образования ^{265}Hs в более асимметричной реакции «холодного» слияния $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ (см. рис. 9). Стоит отметить, что сечение канала $1n$, рассчитанное по модели так называемого «диффузионного слияния»,^{37, 39}

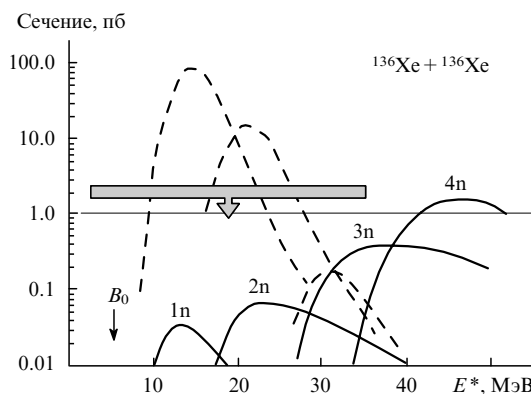


Рис. 18. Сечения выхода испарительных остатков в реакции слияния $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$.

Сплошные кривые показывают наши расчеты,³⁶ а штриховые — предсказания так называемой модели «диффузионного слияния».³⁷ Горизонтальная полоса соответствует верхней границе экспериментального сечения выхода испарительных остатков в этой реакции.³⁸

почти на три порядка превышает наши предсказания. Этот факт свидетельствует о значительных трудностях при вычислении вероятности слияния в таких реакциях.

Эксперимент по синтезу изотопов хассия в реакции слияния $^{136}\text{Xe} + ^{136}\text{Xe}$ был недавно проведен в Дубне, и ни одного события не было зарегистрировано на уровне сечений порядка 2 пб.³⁸ Таким образом, чтобы использовать ускоренные фрагменты деления для синтеза СТ-элементов в массово-симметричных реакциях слияния, необходимо достичь интенсивности пучков не менее 10^{13} с^{-1} (т.е. сравнимые по величине или больше интенсивности существующих пучков стабильных ядер). Поскольку экспериментальные сечения выхода СТ-ядер в таких реакциях по-прежнему неизвестны, опыты по слиянию двух близких по массе ионов ($\text{Xe} + \text{Xe}$ или $\text{Sn} + \text{Xe}$) должны быть продолжены.

VI. Пучки радиоактивных ионов

В последнее время широко обсуждается возможность использования пучков более легких радиоактивных ядер для синтеза новых СТ-элементов и изотопов. Выше было показано, что перспективы использования ускоренных осколков деления для синтеза СТ-ядер в реакциях симметричного слияния довольно призрачны и требуют повышения интенсивности пучков до уровня 10^{13} с^{-1} или выше, что вряд ли достижимо в ближайшие годы. На наш взгляд, пучки более легких радиоактивных ядер могли бы быть гораздо полезнее для решения следующих двух проблем. Как уже упоминалось, на карте ядер существует незаполненное пространство (разрыв) между синтезированными в реакциях с ^{48}Ca СТ-ядрами и материком уже известных нуклидов. Этот разрыв препятствует получению полной и ясной картины о свойствах СТ-ядер в данной области (в частности, о положениях замкнутых нейтронных и протонных оболочек и подоболочек). Не существует комбинаций стабильных ядер, с помощью которых можно было бы заполнить указанный пробел в реакциях слияния. Пучки радиоактивных ядер могли бы нам в этом помочь.

Вторая проблема, которая могла бы быть решена с помощью радиоактивных пучков, — это получение и исследование свойств нейтронно-избыточных трансформированных

изотопов. Это чрезвычайно важно по двум причинам. Во-первых, как мы знаем из эксперимента, добавление восьми нейтронов к ядру $^{277}112$ ($T_{1/2} = 0.7$ мс) увеличивает его время жизни почти на 5 порядков ($T_{1/2}(^{285}112) = 34$ с), что свидетельствует о реальном приближении к «острову стабильности». Как далеко еще до него? Как велико может быть время жизни ядер, расположенных в центре этого острова? Чтобы ответить на эти вопросы, нам необходимо добавлять больше и больше нейтронов к синтезируемым СТ-ядрам. Во-вторых, где-то в области $Z \approx 100$ и $N \approx 170$ г-процесс нуклеосинтеза должен прерываться нейтронно-индуцированным или β -задержанным делением. Эта область ядер, однако, совершенно не изучена, и лишь теоретические оценки ядерных свойств (довольно ненадежные для ядер с большим нейтронным избытком) используются сегодня в различных астрофизических сценариях.

Вопреки общераспространенному мнению, сам по себе нейтронный избыток не влияет значительно на сечение выхода испарительных остатков в реакциях слияния нейтронно-избыточных ядер. Нейтронный избыток уменьшает слегка (не более, чем на 1 МэВ) высоту кулоновского барьера за счет небольшого увеличения радиуса ядра. Нейтронные же передачи (перераспределение нейтронов между сталкивающимися ядрами) с положительным значением Q реакции могут на несколько порядков увеличить вероятность подбарьерного слияния за счет так называемого механизма «последовательного слияния».^{40, 41} Этот механизм, однако, не приводит к значительному увеличению сечения слияния в околосбарьерной области, где выход испарительных остатков максимален (см. выше).

На рис. 19 показаны сечения выхода испарительных остатков в реакции слияния $^{44}\text{S} + ^{248}\text{Cm}$, в которой мог бы быть синтезирован изотоп 112-го элемента с шестью дополнительными нейтронами (по сравнению с реакцией $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{286}112$). Полученное значение сечения (порядка 1 пб) означает, что интенсивность пучка серы-44 (образуемой, например, в реакции срыва 4 протонов с ^{48}Ca) должна быть не ниже 10^{12} с^{-1} , чтобы синтезировать этот нейтронно-избыточный изотоп 112-го элемента. В ближайшее время такая интенсивность вряд ли достижима.

В предельно асимметричных реакциях слияния (с участием ядер легче, чем неон) не наблюдается дополнительного подавления вероятности образования составного ядра; последнее образуется после контакта сталкивающихся

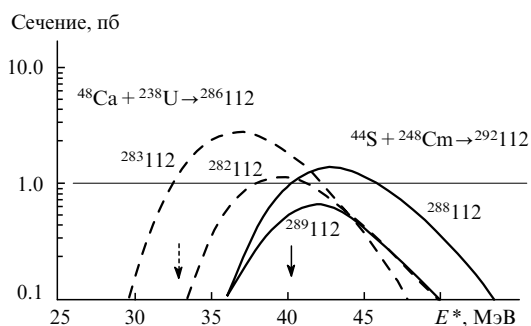


Рис. 19. Функции возбуждения для синтеза изотопов 112-го элемента в 3n и 4n испарительных каналах реакций слияния $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ ($A = 282$ и 283 , пунктирные кривые) и $^{44}\text{S} + ^{248}\text{Cm}$ ($A = 288$ и 289 , сплошные кривые). Стрелками обозначены барьеры Басса для двух реакций.

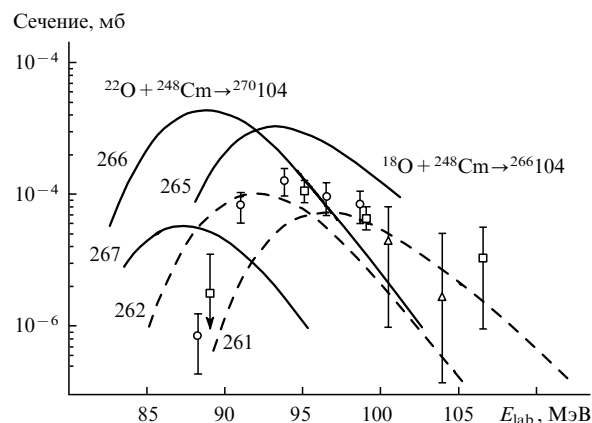


Рис. 20. Сечения выхода изотопов резерфордия в реакциях слияния $^{18}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$ ($A = 261$ и 262 , штриховые кривые) и $^{22}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$ ($A = 265$, 266 и 267 , сплошные кривые).

Экспериментальные данные для реакции $^{248}\text{Cm}(^{18}\text{O}, 5n)^{261}\text{Rf}$ взяты из работ^{42–44} (квадраты, треугольники и кружки соответственно). E_{lab} — энергия сталкивающихся ядер в лабораторной системе координат.

ядер с вероятностью $P_{\text{CN}} \approx 1$. Это значительно (на порядки) увеличивает сечение выхода испарительных остатков в таких реакциях. Таким образом, несмотря на сложности получения радиоактивных пучков легких нейтронно-избыточных ядер, они вполне могли бы быть использованы для изучения нейтронно-обогащенных трансформиевых элементов.

Новые тяжелые изотопы резерфордия (вплоть до ^{267}Rf) могли бы быть синтезированы, например, в реакции слияния $^{22}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$. Выход испарительных остатков в этой реакции (показанный на рис. 20) достаточно большой, и интенсивность пучка радиоактивных ядер ^{22}O на уровне 10^8 с^{-1} будет вполне достаточной для регистрации одного события в неделю на существующем экспериментальном оборудовании. Заметим, что реакция слияния $^{22}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$ на 3 МэВ «холодной», чем $^{18}\text{O} + ^{248}\text{Cm}$ ($E_{\text{B}}^* = 41$ и 44 МэВ соответственно), что позволяет измерить даже 3n испарительный канал, ведущий к образованию ядра $^{267}104$ (см. рис. 20). Времена жизни тяжелых изотопов резерфордия должны быть достаточно большими, и для исследования их свойств вполне могут быть использованы химические методы.

VII. Реакции многонуклонных передач в глубоко неупругих столкновениях тяжелых ионов

Для описания процессов передачи нуклонов в глубоко неупругих столкновениях тяжелых ионов были предложены и использованы для конкретных расчетов несколько подходов, а именно: уравнение Фоккера–Планка⁴⁵ и мастер-уравнение⁴⁶ для соответствующих функций распределения, уравнения Ланжевена⁴⁷ и более сложные квазиклассические модели (см.^{48–50}). Здесь мы используем модель описания низкоэнергетических столкновений тяжелых ионов, предложенную в работах^{24, 25}. Эта модель основана на использовании динамических уравнений ланжевенского типа. Расстояние между центрами ядер (соответствующее переменной «удлинение» для моноядра), динамические деформации поверхностей сфероидального типа β_1 , β_2 и массовая асимметрия

$$\eta = \frac{A_2 - A_1}{A_1 + A_2}$$

являются наиболее подходящими степенями свободы для одновременного описания процессов глубоко неупругого рассеяния и слияния – деления.

Чтобы описать выход различных изотопов данного элемента (в том числе нейтронно-избыточных), необходимо рассматривать по отдельности нейтронные и протонные передачи. Таким образом, мы здесь расширяем наш подход, предложенный в работах^{24,25}, и вместо одной переменной η вводим в рассмотрение независимые переменные протонной и нейтронной асимметрии:

$$\eta_N = \frac{2N - N_{CN}}{N_{CN}},$$

$$\eta_Z = \frac{2Z - Z_{CN}}{Z_{CN}}.$$

Здесь N и Z — числа нейтронов и протонов в одном из фрагментов, а N_{CN} и Z_{CN} относятся к составному ядру. Увеличение степеней свободы (даже на одну) значительно усложняет проблему из-за необходимости иметь дело с пятимерным драйвинг-потенциалом $V(R, \beta_1, \beta_2, \eta_N, \eta_Z)$. Поэтому мы ограничиваемся рассмотрением одного параметра динамической деформации β вместо независимых деформаций двух фрагментов (β_1 и β_2). С этой целью мы используем гипотезу о «равенстве сил»

$$C_1\beta_1 = C_2\beta_2,$$

где C_1 и C_2 — параметры жесткости ядерных поверхностей, вычисляемые, например, в рамках жидкокапельной модели. Используя это соотношение и определяя

$$\beta_1 + \beta_2 = 2\beta,$$

мы легко получаем деформации обоих фрагментов для данного значения β (и наоборот).

На рис. 21 показана потенциальная энергия ядерной системы, образующейся при взаимодействии ^{48}Ca и ^{248}Cm и вычисленная с помощью фолдинг-процедуры для начальной стадии реакции и в рамках расширенной версии двухцентровой оболочечной модели²⁶ для адиабатической (равновесной) стадии реакции. При описании ядро-ядерных столкновений, происходящих при надбарьерных значениях энергий, мы

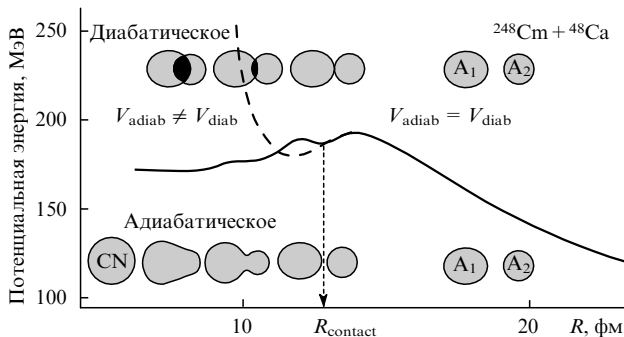


Рис. 21. Потенциальная энергия ядерной системы, образующейся при быстром (диабатическом, штриховая кривая) и медленном (адиабатическом, сплошная кривая) столкновениях ядер ^{48}Ca и ^{248}Cm .

используем времязависимый потенциал, который после контакта ядер постепенно трансформируется из диабатического (с отталкиванием в области перекрытия ядер) в адиабатический потенциал взаимодействия:²⁴

$$V(R, \beta, \eta_N, \eta_Z; t) = V_{\text{diab}}[1 - f(t)] + V_{\text{adiab}}f(t).$$

Здесь t — время взаимодействия ядер; $f(t)$ — сглаживающая функция, удовлетворяющая условиям $f(t=0) = 0$ и $f(t \gg \tau_{\text{relax}}) = 1$, а τ_{relax} — подгоночный параметр $\sim 10^{-21}$ с. Заметим, что многомерные диабатический (V_{diab}) и адиабатический (V_{adiab}) потенциалы зависят от одних и тех же переменных и совпадают друг с другом для разделенных ядер. Таким образом, полная потенциальная энергия $V(R, \beta, \eta_N, \eta_Z; t)$ является гладкой функцией своих переменных, обеспечивающей непрерывность соответствующих сил $-\partial V/\partial q_i$.

Для всех переменных, за исключением нейтронной и протонной асимметрии, мы используем обычные ланжевенские уравнения движения с инерционными параметрами μ_R и μ_δ , вычисленными в рамках гидродинамического подхода Вернера – Уилера.⁵¹ Основываясь на соответствующих мастер-уравнениях, описывающих обмен нуклонами между ядрами, нами были выведены безынерционные уравнения ланжевенского типа для нейтронной и протонной асимметрии:²⁴

$$\frac{d\eta_N}{dt} = \frac{2}{N_{CN}} D_N^{(1)} + \frac{2}{N_{CN}} \sqrt{D_N^{(2)}} \Gamma_N(t), \quad (4)$$

$$\frac{d\eta_Z}{dt} = \frac{2}{Z_{CN}} D_Z^{(1)} + \frac{2}{Z_{CN}} \sqrt{D_Z^{(2)}} \Gamma_Z(t),$$

где $\Gamma(t)$ — нормализованная случайная величина с гауссовским распределением, а $D^{(1)}$ и $D^{(2)}$ — транспортные коэффициенты переноса и диффузии.

Предполагая, что последовательная передача нуклонов играет основную роль в перераспределении массы между ядрами, т.е. $A' = A \pm 1$, получаем следующие выражения для транспортных коэффициентов:

$$D_{N,Z}^{(1)} = \lambda_{N,Z}(A \rightarrow A+1) - \lambda_{N,Z}(A \rightarrow A-1), \quad (5)$$

$$D_{N,Z}^{(2)} = \frac{1}{2} [\lambda_{N,Z}(A \rightarrow A+1) + \lambda_{N,Z}(A \rightarrow A-1)],$$

где макроскопическая вероятность нуклонных передач $\lambda_{N,Z}^{(\pm)}(A \rightarrow A' = A \pm 1)$ определяется ядерной плотностью уровней^{45,46}

$$\lambda_{N,Z}^{(\pm)} = \lambda_{N,Z}^0 \left[\frac{\rho(A \pm 1)}{\rho(A)} \right]^{1/2},$$

а $\lambda_{N,Z}^0$ — скорости нейтронных и протонных передач. Ядерная плотность уровней

$$\rho \sim \exp(2\sqrt{aE^*})$$

зависит, в свою очередь, от энергии возбуждения

$$E^* = E_{\text{c.m.}} - V(R, \delta_1, \delta_2, \eta_N, \eta_Z) - E_{\text{rot}}$$

и, таким образом, от всех коллективных степеней свободы, используемых в модели. В настоящий момент отсутствует экспериментальная (и теоретическая) информация о различии нейтронной и протонной скоростей обмена и, ради простоты, мы предполагаем здесь, что

$$\lambda_N^0 = \lambda_Z^0 = \frac{\lambda^0}{2},$$

где скорость нуклонных передач λ^0 ($\sim 10^{22} \text{ с}^{-1}$ (см.^{45, 46})) является параметром модели. Этот параметр выбирается на основе хорошего описания имеющихся экспериментальных данных по реакциям многонуклонных передач и квазиделению.^{24, 25}

Для разделенных ядер вероятность обмена нуклонами определяется протяженностью «хвостов» волновых функций одночастичных состояний. Обмен нуклонами еще до касания ядер играет важную роль в их взаимодействии и должен быть учтен в уравнении (4). Это можно сделать с помощью следующего выражения для вероятности нуклонных передач:

$$\lambda_{N,Z}^{(\pm)} = \lambda_{N,Z}^0 \left[\frac{\rho(A \pm 1)}{\rho(A)} \right]^{1/2} P_{N,Z}^{\text{tr}}(R, \beta, A \rightarrow A \pm 1). \quad (6)$$

Здесь $P_{N,Z}^{\text{tr}}(R, \beta, A \rightarrow A \pm 1)$ — вероятность передачи одного нуклона, которая зависит от расстояния между ядерными поверхностями и энергии связи нуклона в исходном ядре. Эта вероятность экспоненциально стремится к нулю при $R \rightarrow \infty$ и равна единице для перекрывающихся ядер. Для оценки $P_{N,Z}^{\text{tr}}$ мы используем квазиклассическое приближение, предложенное в работе⁴⁰. Уравнения (4)–(6) определяют непрерывное изменение зарядовой и массовой асимметрии во всем пространстве (очевидно, что $d\eta_{N,Z}/dt \rightarrow 0$ для сильно разделенных ядер).

Двойное дифференциальное сечение всех процессов вычисляется следующим образом (прямым моделированием эксперимента):

$$\frac{d^2 \sigma_{N,Z}}{d\Omega dE}(E, \theta) = \int_0^\infty b db \frac{\Delta N_{N,Z}(b, E, \theta)}{N_{\text{tot}}(b)} \frac{1}{\sin(\theta) \Delta \theta \Delta E}. \quad (7)$$

Здесь $\Delta N_{N,Z}(b, E, \theta)$ — число событий с данным прицельным параметром b , в которых было образовано ядро (N, Z) с кинетической энергией в диапазоне $(E, E + \Delta E)$ и в угловом интервале $(\theta, \theta + \Delta \theta)$, $N_{\text{tot}}(b)$ — полное число испытанных событий с данным прицельным параметром. Выражение (7) описывает массовое, зарядовое, энергетическое и угловое распределения первичных возбужденных продуктов бинарной реакции. Последующее деэксцитация этих фрагментов за счет испарения легких частиц и γ -квантов в конкуренции с делением учитывается для каждого события в рамках статистической модели, давая окончательное (наблюдаемое в эксперименте) распределение всех продуктов реакции. В модели предполагается, что полная энергия возбуждения делится между двумя первичными фрагментами пропорционально их массам.

Развитый нами подход был успешно применен для описания имеющихся экспериментальных данных по угловым, энергетическим и массовым распределениям продуктов реакций глубоко неупругого рассеяния тяжелых ионов при надбарьерных величинах энергии^{24, 25} и энергиях, близких к кулоновскому барьеру.⁵² Параметры модели приведены в работе²⁵.

1. Получение сверхтяжелых элементов в столкновениях актинидных ядер

Использование реакций многонуклонных передач с налетающих тяжелых ионов на актинидные мишени с целью получения новых нуклидов в трансурановой области ядер имеет длинную историю. В этих реакциях использовались пучки

легких (углерод,⁵³ кислород и неон⁵⁴), средних (кальций,^{55, 56} криптон и ксенон^{57, 58}) и очень тяжелых (^{238}U (см.^{59, 60})) ионов и наблюдался выход тяжелых актинидов вплоть до менделевия. Было обнаружено быстрое уменьшение сечений реакции с увеличением числа передаваемых нуклонов и заряда выживающего ядра остатка. Уровень сечения 0.1 мкб был достигнут для химически выделяемых изотопов Md.⁶⁰

Казалось бы, результаты этих экспериментов оставляют немного шансов для получения новых СТ-ядер. Однако имеются некоторые экспериментальные указания на то, что оболочечные эффекты могут сильно влиять на процессы нуклонных передач в низкоэнергетических диссипативных столкновениях тяжелых ионов. Например, в столкновениях ^{238}U и ^{110}Pd при энергии 6 МэВ на 1 нуклон наблюдалась повышенная передача протонов вдоль нейтронных оболочек $N_1 = 82$ и $N_2 = 126$, достигаемых почти одновременно в мишени- и снарядоподобных фрагментах бинарной реакции.⁶¹

Идея использования определенной выгоды, обусловленной оболочечными эффектами, для получения СТ-ядер в реакциях многонуклонных передач при низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов была впервые сформулирована в работе⁶². Известно, что оболочечные эффекты играют важную роль в процессах слияния тяжелых ионов с актинидными мишенями, приводя к наиболее выгодному перераспределению масс ядер с образованием дважды магического свинца или олова (см. долины квазиделения на рис. 6) и, таким образом, уменьшая вероятность слияния. В противоположность этому, в реакциях передач те же эффекты могут привести к повышенному выходу СТ-ядер. Это может произойти, если одно из сталкивающихся ядер, например ^{238}U , отдает часть нуклонов и превращается в дважды магическое ядро ^{208}Pb , в то время как другое, например ^{248}Cm , принимает эти нуклоны, превращаясь в выходном канале в

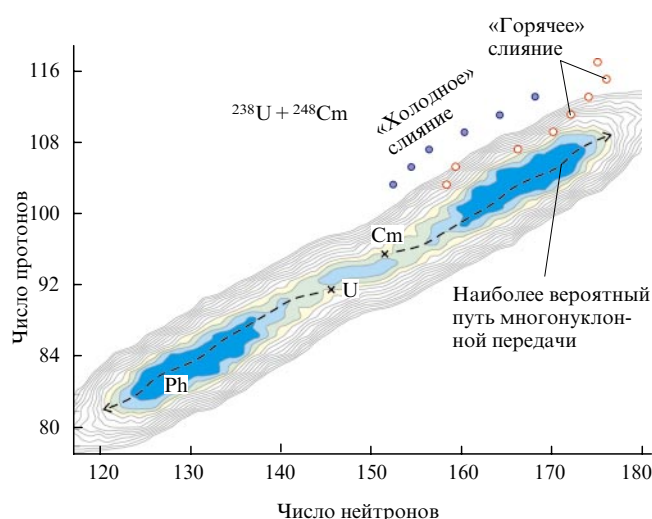


Рис. 22. Ландшафт потенциальной поверхности системы, образующейся при столкновении ядер ^{238}U и ^{248}Cm (контактная конфигурация ядер, фиксированная динамическая деформация $\beta_2 = 0.2$, контурные линии проведены с интервалом 1 МэВ). Светлые кружки соответствуют наиболее нейтронно-избыточным ядрам, синтезированным в реакциях «горячего» слияния с ^{48}Ca , а темные — СТ-ядрам, синтезированным в реакциях «холодного» слияния с мишенью из свинца. Штриховая линия показывает наиболее вероятный путь эволюции ядерной системы в процессе нуклонных передач.

СТ-ядро, — так называемый процесс «обратного» (антисимметризирующего) квазиделения.

Поверхность потенциальной энергии гигантской системы, образованной при столкновении ядер ^{238}U и ^{248}Cm , показана на рис. 22. Она вычислена в рамках двухцентровой оболочечной модели для конфигурации двух соприкасающихся ядер (при фиксированном значении их динамической квадрупольной деформации $\beta_2 = 0.2$) в зависимости от числа переданных протонов и нейтронов. Начальная конфигурация соприкасающихся ядер ^{238}U и ^{248}Cm показана на рисунке двумя крестиками.

В низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов именно потенциальная поверхность в значительной мере определяет эволюцию ядерной системы, толкая ее в сторону уменьшения потенциальной энергии в многомерном пространстве коллективных переменных. Из рис. 22 видно, что при обмене нуклонами наиболее оптимальный путь эволюции ядерной системы, образованной в столкновении ^{238}U с ^{248}Cm , располагается вдоль линии β -стабильности с возможностью образования СТ-ядер, содержащих намного больше нейтронов по сравнению с теми, которые образуются в реакциях «холодного» и «горячего» слияния. За счет неизбежных флуктуаций в таких реакциях передач могут возникать даже более нейтронно-избыточные изотопы СТ-элементов.

Рассчитанные сечения образования первичных (возбужденных) продуктов столкновения ^{238}U с кюриевой мишенью показаны на рис. 23 контурными линиями в логарифмическом масштабе. Как видно из рисунка, в этой реакции с достаточно большим сечением в 1 мкб могут быть образованы СТ-ядра, расположенные в непосредственной близости от центра «острова стабильности». Отметим еще раз, что эта область ядерной карты недостижима ни в каких реакциях слияния стабильных ядер с долгоживущими мишенями. Безусловно, возникает вопрос, смогут ли эти возбужденные первичные СТ-фрагменты выжить в процессе их охлаждения в конкуренции с делением — доминирующим каналом их распада.

Действительно, выход выживших СТ-элементов, образованных в низкоэнергетических столкновениях актинидных

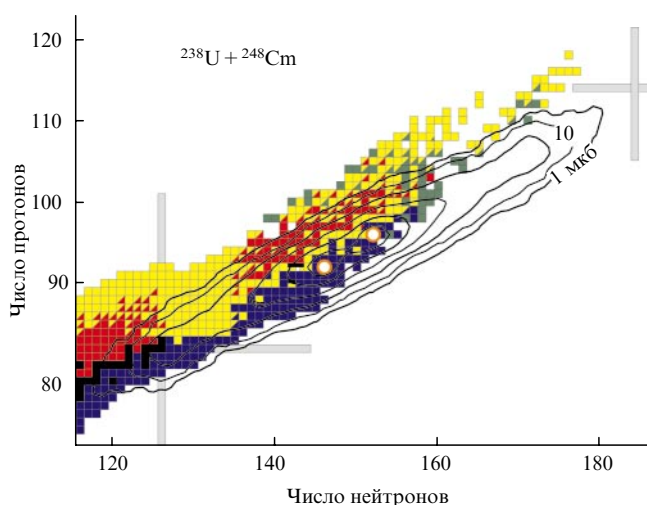


Рис. 23. Ландшафт сечения выхода первичных продуктов бинарной реакции (мкб, логарифмический масштаб) при столкновении ядер ^{238}U и ^{248}Cm при энергии 800 МэВ в системе центра масс (контурные линии проведены через один порядок величины).

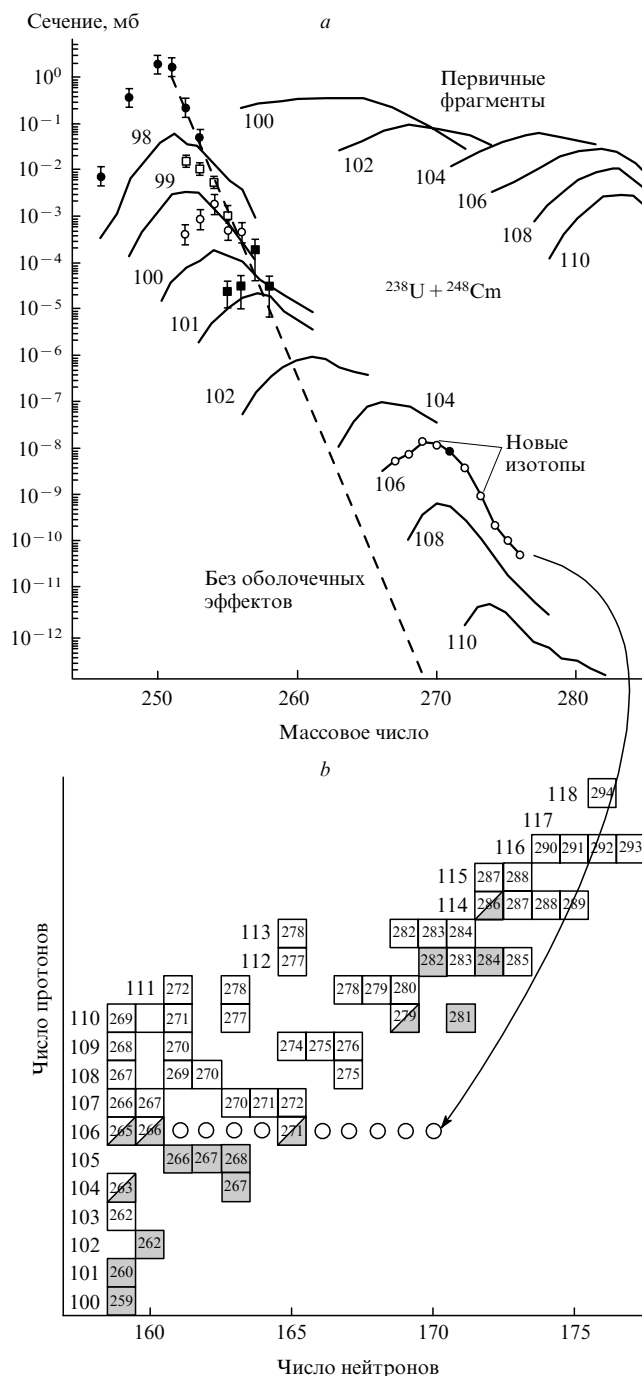


Рис. 24. Выход первичных и выживших изотопов СТ-ядер, образованных при столкновении ^{238}U и ^{248}Cm с энергией 800 МэВ в системе центра масс (a).

Экспериментальные данные по выходу изотопов Cf (темные кружки), Es (светлые квадраты), Fm (светлые кружки) и Md (темные квадраты) взяты из работы⁶⁰. Пунктирная линия показывает ожидаемый локус (положения максимумов) сечений выхода конечных продуктов в реакциях передач без учета оболочечных эффектов. Светлые кружки на кривой, обозначенной $Z = 106$, показывают неизвестные изотопы сиборгия.

Положение этих изотопов сиборгия на ядерной карте (b). Серым фоном отмечены ядра, испытывающие спонтанное деление.

ядер, достаточно низок. Все же оболочечные эффекты (см. дважды магические пересечения на рис. 23) дают определен-

ный выигрыш по сравнению с монотонным уменьшением сечения с увеличением числа переданных нуклонов. На рис. 24 показаны вычисленные нами сечения выхода сверхтяжелых испарительных остатков, образующихся в бинарных реакциях многонуклонных передач при столкновении ^{238}U и ^{248}Cm с энергией 800 МэВ в системе центра масс, вместе с имеющимися экспериментальными данными. Видно, что в таких реакциях действительно можно получить намного более обогащенные нейтронами изотопы СТ-ядер. В качестве примера на рис. 24 кружками показаны неизвестные изотопы сибория ($Z = 106$).

Безусловно, реалистичность наших предсказаний по сечениям выхода нейтронно-обогащенных СТ-ядер в процессах передач десятков нуклонов не очень высока. До сих пор было проведено ничтожно мало экспериментов по реакциям многонуклонных передач в столкновениях тяжелых ионов при околосбарьерных энергиях, и роль оболочечных эффектов в таких реакциях фактически неизвестна. В связи с этим более детальное экспериментальное изучение оболочечных эффектов в процессах нуклонных передач крайне желательно. Эффект «обратного» (антисимметризирующего) квазиделения может быть изучен и в более легких ядерных системах. Например, при столкновении ядер ^{160}Gd с ^{186}W именно из-за оболочечных эффектов мы могли бы ожидать повышенный выход бинарных продуктов реакции в области Ва и Рб.⁶³ Экспериментальное обнаружение этого эффекта и измерение соответствующего фактора усиления в выходе ядер с замкнутыми оболочками могло бы помочь сделать более точные предсказания (или прямые интерполяции) и для более тяжелых ядерных систем, экспериментальное изучение которых намного сложнее.

2. Гигантские ядерные молекулы и спонтанное рождение позитронов

Временной анализ протекания реакций диссипативных столкновений актинидных ядер показывает, что, несмотря на отсутствие притягивающего потенциального кармана, два очень тяжелых ядра в некоторых случаях могут находиться в контакте достаточно долгое время. В течение всего этого

времени гигантская ядерная система движется по многомерной потенциальной поверхности практически с нулевой кинетической энергией (результат большой ядерной вязкости). На рис. 25 показано распределение по времени протекания реакции $d\sigma/d\lg \tau$ (τ — время после контакта двух ядер) для столкновения ^{238}U и ^{248}Cm . Мы обнаружили, что именно динамические деформации (наряду с обменом нуклонами) приводят к заметной задержке процесса ядро-ядерного столкновения. Игнорирование динамических деформаций в уравнении движения значительно уменьшает время протекания реакции (см. рис. 25,а). С увеличением величины диссипированной энергии и переданной массы время протекания реакции также увеличивается, а распределение по времени становится уже (см. рис. 25,б).

Время жизни гигантской составной системы, большее чем 10^{-20} с, вполне достаточно для появления линейной структуры в плавном энергетическом спектре позитронов за счет спонтанного образования пар e^+e^- в сверхкритическом электрическом поле ($Z > 173$) — фундаментальный процесс квантовой электродинамики («распад вакуума», рис. 26).^{64–66} Абсолютная величина сечения задержанных событий с $\tau > 10^{-20}$ с оказывается максимальной при таких энергиях пучка, когда ядра уже могут соприкоснуться своими поверхностями (см. рис. 25,с). Заметим, что эта энергия является также оптимальной и для получения нейтронно-избыточных СТ-ядер в таких столкновениях. Безусловно, имеется некоторая неопределенность в выборе параметров модели, главным образом величины ядерной вязкости. Однако мы обнаружили лишь линейную зависимость времени протекания реакции от ядерной вязкости. Это означает, что полученный результат достаточно реалистичен с учетом логарифмического масштаба по обеим осям на рис. 25,а. Заметим также, что время взаимодействия, показанное на рис. 25, соответствует временному интервалу между контактом ядер и разделением фрагментов в выходном канале. Однако волновая функция электрона квазиатома зависит главным образом от полного заряда $Z_1 + Z_2$ и слабо зависит от расстояния между ядрами, до тех пор пока оно меньше, чем комптоновская длина волны электрона (обеспечивая применимость монопольного приближения для дираковских

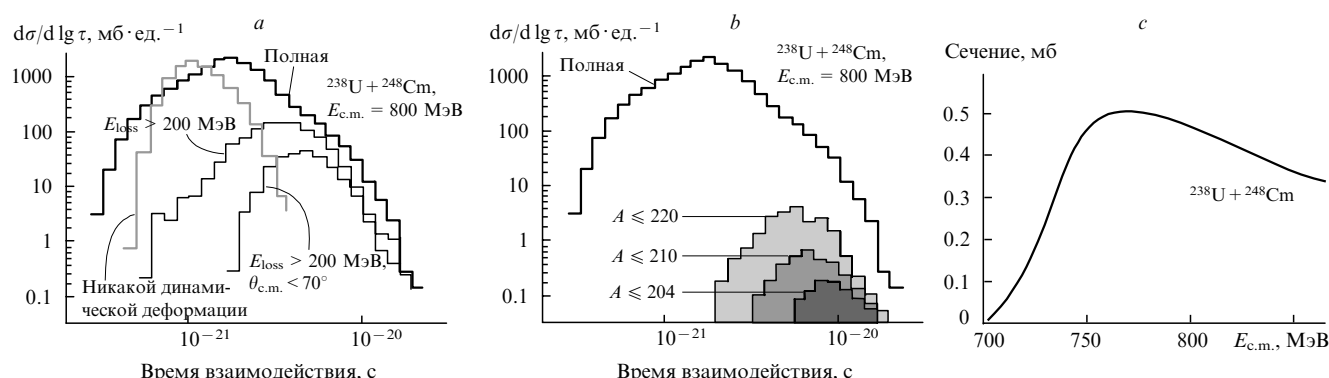


Рис. 25. Распределение по времени контакта ядер при столкновении ^{238}U и ^{248}Cm с энергией 800 МэВ в системе центра масс.

Гистограмма сплошной жирной линией соответствует всем событиям с потерей кинетической энергии столкновения более чем 30 МэВ. а — Гистограмма, обозначенная серым цветом, демонстрирует эффект «выключения» динамических деформаций ядер. Гистограммы тонкими линиями показывают распределение по времени реакции в каналах с образованием первичных фрагментов с $E_{\text{loss}} > 200$ МэВ (E_{loss} — потеря энергии) и $E_{\text{loss}} > 200$ МэВ, $\theta_{\text{c.m.}} < 70^\circ$ соответственно ($\theta_{\text{c.m.}}$ — угол в системе центра масс). б — Выделенные фоном гистограммы соответствуют распределениям по времени в каналах с образованием первичных фрагментов с $E_{\text{loss}} > 200$ МэВ, $\theta_{\text{c.m.}} < 70^\circ$ и $A \leq 220$, $A \leq 210$ и $A \leq 204$. с — Сечение событий с временем взаимодействия ядер, превышающим 10^{-20} с, в зависимости от энергии столкновения.

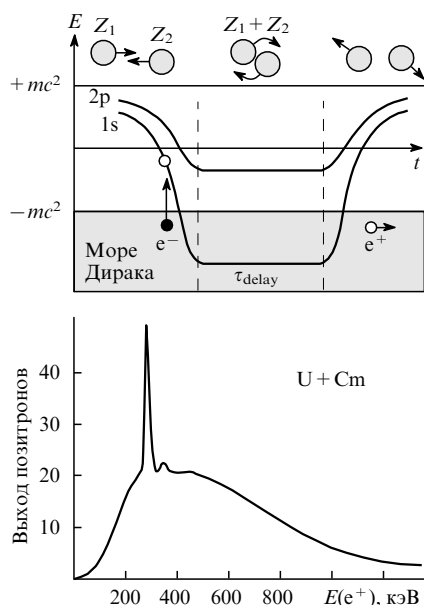


Рис. 26. Схематическое изображение спонтанного рождения позитронов в сверхкритическом электрическом поле долгоживущего гигантского квазиатома.

τ_{delay} — время задержки.

орбит).^{65, 66} Таким образом, распределение по времени жизни гигантского квазиатома фактически даже шире того, которое показано на рис. 25,а.

Образование фоновых (тормозных) позитронов в таких реакциях заставляет искать дополнительный триггер длительных событий, приводящих к появлению линейчатой структуры в их спектре. Такие длительные события соответствуют процессам с наибольшей диссипацией кинетической энергии с образованием возбужденных продуктов реакции, распадающихся в каналы деления (рис. 27,а). Однако существует вероятность образования первичных фрагментов в области дважды магического ядра ^{208}Pb , которые могут выжить в процессе их охлаждения за счет испарения нуклонов. Число длительных событий слабо зависит от прицельного параметра вплоть до его некоторого критического значения. С другой стороны, в угловом распределении всех возбужденных первичных продуктов (сильно пикирующем при угле чуть больше 90° в системе центра масс) наблюдается быстро убывающий «хвост» на малых углах (см. рис. 27,б). Распределение по времени протекания реакции в каналах с большой потерей энергии ($E_{\text{loss}} > 150$ МэВ), в которых наблюдается большая передача массы и первичные продукты рассеиваются в передние углы ($\theta_{\text{с.м.}} > 70^\circ$), оказывается достаточно узким и сдвигается в сторону больших временных задержек (см. выделенные фоном гистограммы на рис. 25,б).

Для рассматриваемого случая столкновения ядер ^{238}U и ^{248}Cm с энергией 800 МэВ в системе центра масс одновременное с позитронами детектирование ядер в области свинца при лабораторных углах вылета порядка 25° с энергией на нижней границе их спектра (порядка 1000 МэВ для Pb) могло бы являться реальным выделением (триггером) наиболее длительных времен протекания реакции.

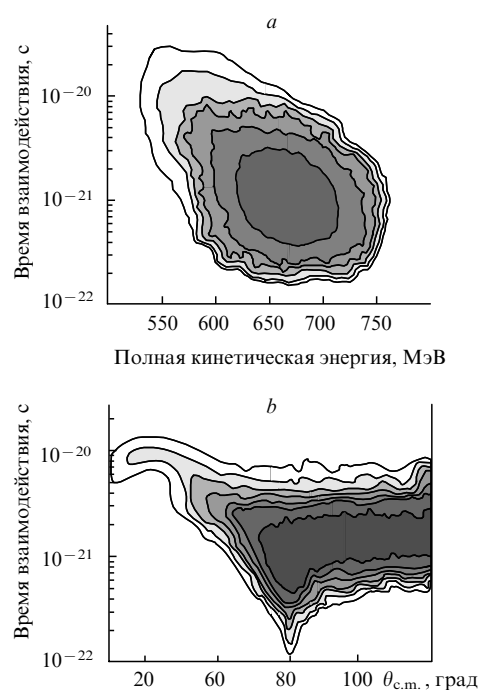


Рис. 27. Распределения первичных фрагментов, образующихся в столкновении ядер ^{238}U и ^{248}Cm с энергией 800 МэВ в системе центра масс ($E_{\text{loss}} > 15$ МэВ), на плоскостях «энергия – время» (а) и «угол – время» (б).

Распределения показаны в логарифмическом масштабе, контурные линии проведены через один порядок величины. Квазиупругий пик удален с рисунка.

3. Получение новых тяжелых нейтронно-избыточных ядер в «северо-восточной» части ядерной карты

Реакции слияния не могут быть использованы и для получения нейтронно-избыточных изотопов в «северо-восточной» части ядерной карты, в частности тех, которые расположены вдоль замкнутой нейтронной оболочки $N = 126$ (см. рис. 3). Свойства этих ядер чрезвычайно важны для астрофизических исследований (возможно, данная оболочка является последней «точкой ожидания» в г-процессе нуклеосинтеза), а также для изучения возможности искажения оболочечных эффектов (изменения магических чисел) с увеличением нейтронного избытка.

Можно было бы предположить, что именно нейтронный избыток в налетающем снаряде является наиболее важным фактором для получения тяжелых нейтронно-обогащенных изотопов в реакциях передач. Поэтому мы прежде всего изучили вероятность нуклонных передач в околорезонансных столкновениях нейтронно-избыточного ядра ^{48}Ca с мишенью ^{208}Pb . Вычисленные сечения выхода мишенеподобных фрагментов (первичных и детектируемых) показаны на рис. 28. Нетрудно видеть, что сечения многонуклонных передач действительно достаточно велики в этой реакции. Тем не менее, несмотря на большой избыток нейтронов в снаряде, в низкоэнергетических столкновениях ^{48}Ca с ^{208}Pb мы можем рассчитывать на получение очень небольшого числа новых нейтронно-обогащенных ядер с сечением > 1 мкб.

Для синтеза тяжелых нейтронно-обогащенных ядер, расположенных вдоль замкнутой нейтронной оболочки $N = 126$, мы предлагаем использовать процессы многонуклонных передач при низкоэнергетическом столкновении ядер ^{136}Xe и

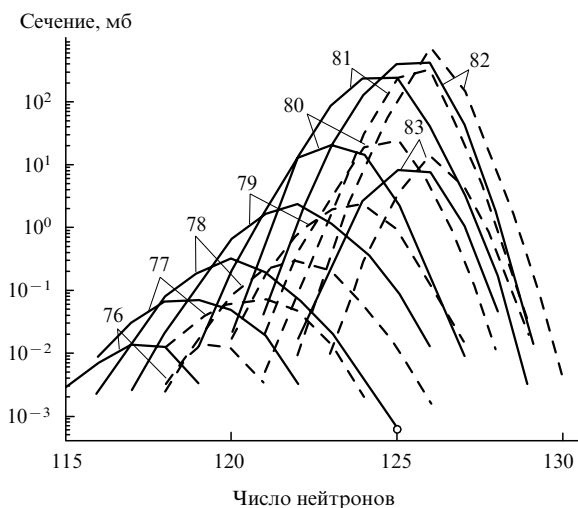
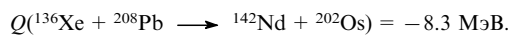


Рис. 28. Сечения выхода мишенеподобных фрагментов в столкновении ядер ^{48}Ca и ^{208}Pb при $E_{\text{с.м.}} = 185$ МэВ.

Штриховые кривые соответствуют первичным (возбужденным) фрагментам, а сплошные — выжившим ядрам после испарения нескольких нуклонов. Светлым кружком отмечен неизвестный изотоп платины.

^{208}Pb . Основная идея состоит в стабилизирующем эффекте замкнутых нейтронных оболочек двух ядер — $N = 82$ и 126 соответственно (рис. 29). Передача протонов от свинца к ксенону может оказаться весьма благоприятной, поскольку образующиеся при этом легкие фрагменты являются сильно связанными (стабильными) ядрами и Q реакции остается близким к нулю. Например,



Ландшафт вычисленных сечений выхода различных фрагментов в низкоэнергетических столкновениях ^{136}Xe и ^{208}Pb показан на рис. 30, а выход конечных (после испарения нескольких нуклонов) тяжелых нейтронно-избыточных продуктов реакции — на рис. 31. На рис. 32 представлены сечения образования ядер с замкнутой нейтронной оболочкой

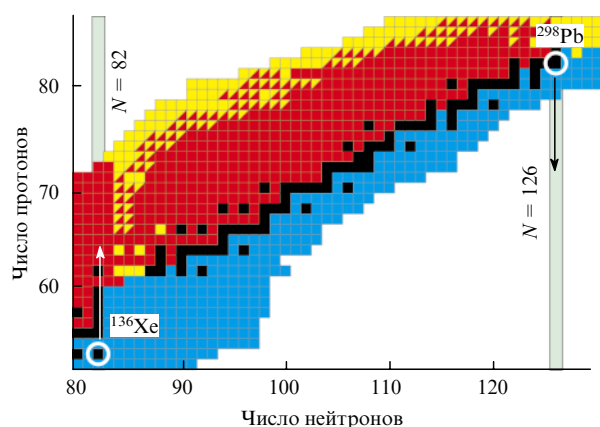


Рис. 29. Схематическое представление протонных передач в низкоэнергетических столкновениях ядер ^{136}Xe и ^{208}Pb . Темные квадраты обозначают стабильные ядра.

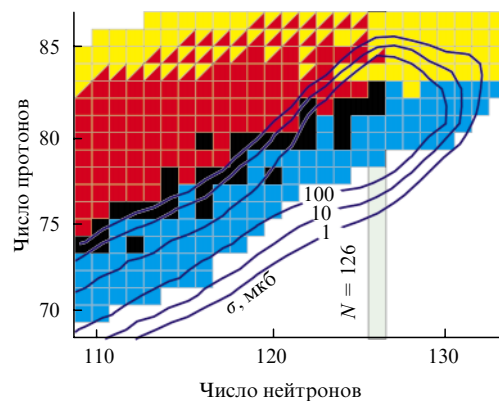


Рис. 30. Топографический ландшафт сечения образования тяжелых фрагментов $d^2\sigma/dZdN$ (мкб, числа около контурных линий) в столкновении ^{136}Xe с ^{208}Pb при энергии $E_{\text{с.м.}} = 450$ МэВ. Контурные линии проведены через один порядок величины.

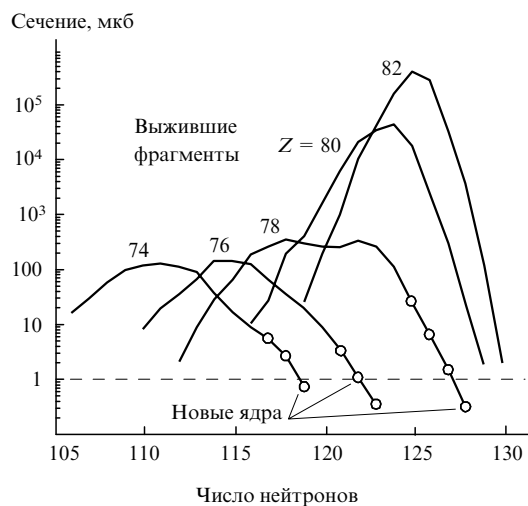


Рис. 31. Сечения образования тяжелых нейтронно-избыточных ядер в реакции $^{136}\text{Xe} + ^{208}\text{Pb}$ при энергии $E_{\text{с.м.}} = 450$ МэВ. Светлыми кружками отмечены неизвестные изотопы.

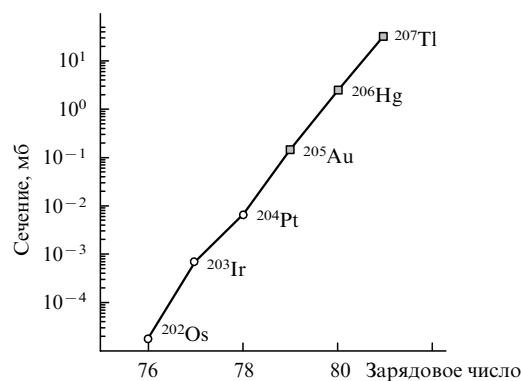


Рис. 32. Выход ядер $^A_ZX_{N=126}$ с замкнутой нейтронной оболочкой $N = 126$ в столкновениях ядер ^{136}Xe и ^{208}Pb при энергии $E_{\text{с.м.}} = 450$ МэВ. Светлыми кружками отмечены неизвестные изотопы.

$N = 126$. Заметим, что энергия столкновения ($E_{\text{с.м.}} = 450$ МэВ) близка к кулоновскому барьеру (барьер Басса для данной комбинации ядер равен 434 МэВ).

Таким образом, наши вычисления показывают, что в процессах многонуклонных передач при низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов вполне можно получить новые тяжелые нейтронно-обогащенные ядра. Как видно из рис. 30, несколько десятков новых нуклидов в области $Z = 70-80$ могут быть получены и исследованы, например, в реакции $^{136}\text{Xe} + ^{208}\text{Pb}$ с сечениями > 1 мкб — уровня, вполне

достижимого на существующих экспериментальных установках. Синтез и изучение ядер, расположенных вдоль замкнутой нейтронной оболочки $N = 126$ (см. рис. 32), особенно важен в свете большого интереса к оболочечным эффектам в ядрах с нейтронным избытком. Заметим еще раз, что эти изотопы не могут быть получены в реакциях слияния и получаются с очень малой вероятностью в реакциях расщепления тяжелых ядер при сверхвысоких энергиях.

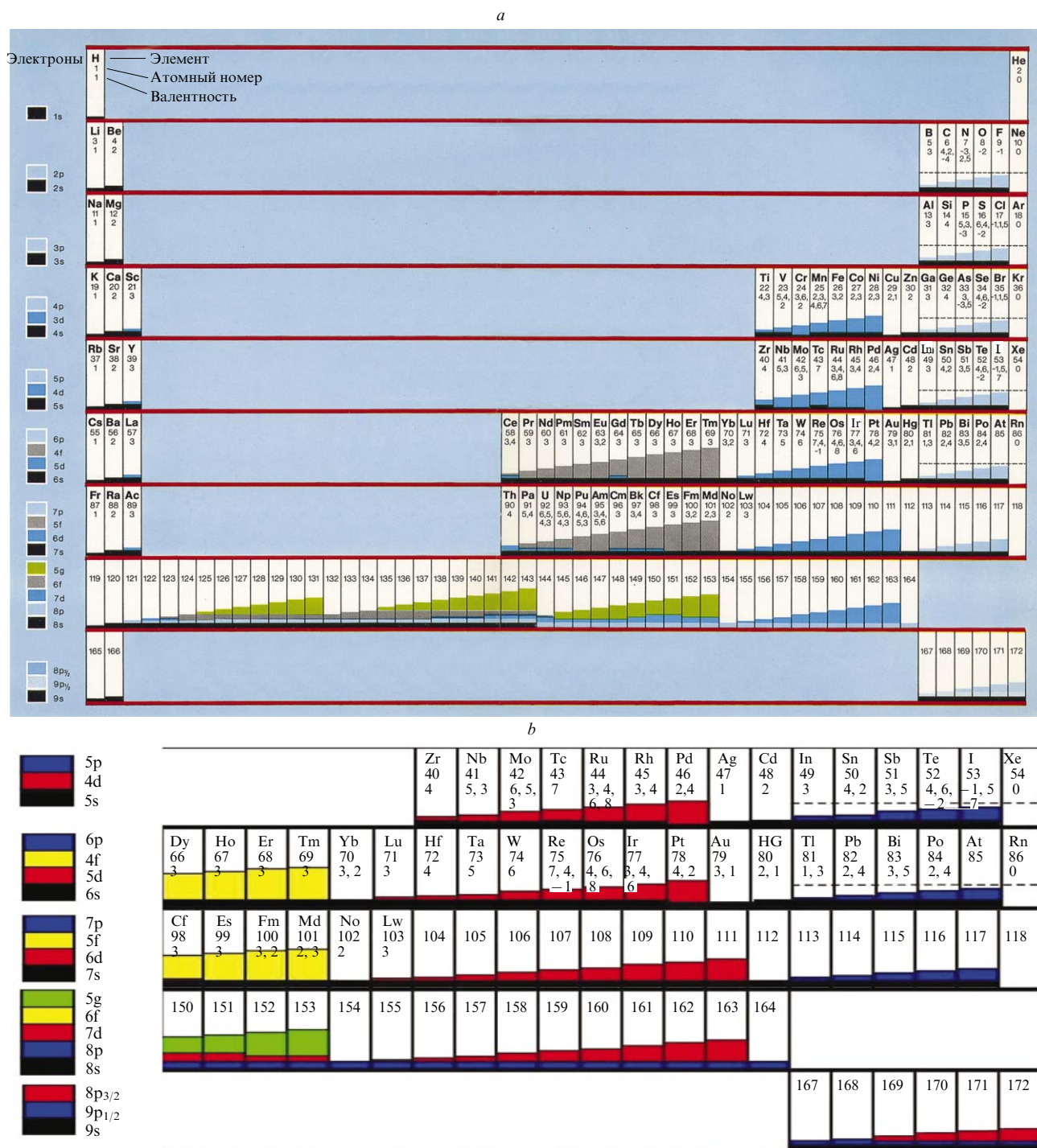


Рис. 33. Периодическая система элементов, расширенная до области СТ-ядер (a), и детальное изображение области сверхтяжелых элементов (b).⁶⁹

VIII. Электронная структура сверхтяжелых элементов

Порядок элементов в Периодической таблице определяется их электронной оболочечной структурой. Для гипотетических в то время СТ-элементов такая структура сравнительно давно была предсказана Фрике и Грайнером^{67,68} на основе релятивистского метода Хартри–Фока. Рисунок 33, взятый из работы⁶⁹, иллюстрирует полученный результат в виде электронных оболочек, изображенных разными цветами. Структуру Периодической таблицы можно кратко резюмировать следующим образом. В первых трех периодах химических элементов последовательно заполняются оболочки 1s, 2s и 2p, 3s и 3p, заканчиваясь химически инертными благородными газами He, Ne и Ar соответственно. В следующих двух периодах последовательно заполняются оболочки 3d и 4d, порождая семейство переходных металлов. С увеличением атомного номера различия в энергии между атомными уровнями становятся все меньше. В шестом периоде, начиная с лантана, оболочки 4f и 5d настолько близки, что первым появляется 5d-электрон и лишь затем 4f-электроны. Такая ситуация становится еще более выраженной в области актиноидов в 7-м периоде, где сначала появляются два 6d-электрона и лишь затем становится более выгодным состояние 5f-электронов. Последний актинидный элемент, лоуренсий ($Z = 103$), помимо одного 6d-электрона содержит все 14 5f-электронов. Вслед за этим ожидаются остальные девять 6d- и шесть 7p-электронов, и эти элементы должны быть подобны элементам от гафния до радона в шестом периоде. Элемент с $Z = 114$, для которого ожидается повышенная ядерная стабильность, должен быть подобен свинцу.

Новый (восьмой) период начинается щелочным и щелочноземельным элементами с $Z = 119$ и 120 соответственно. Последующие оболочки 5g, 6f и 7d очень близки по энергиям и будут заполняться в конкуренции друг с другом. Ситуация осложняется тем, что состояния двух из шести 8p-электронов особенно энергетически выгодны и должны заполняться в первую очередь. Ожидается, что элементы от $Z = 122$ до $Z = 153$ не будут иметь аналогов среди известных элементов. Только для элементов от $Z = 154$ до $Z = 164$ будут аналоги среди известных d-элементов. К сожалению, интересная химия этих «суперактиноидов» вряд ли когда-либо будет изучена из-за нестабильности соответствующих ядер. Элемент $Z = 164$, который может быть более стабильным, должен обладать химическими свойствами благородного металла. Он заканчивает восьмой период, за которым следуют щелочной и щелочноземельный элементы с $Z = 165$ и 166 . Удивительно, что за этим должны следовать шесть р-элементов, обусловленные четырьмя электронами из 8p- и двумя из 9p-оболочек. Оболочка закрывается при $Z = 172$ благородным газом, подобным ксенону.

Со времени этих предсказаний, сделанных 40 лет назад, наблюдался удивительный прогресс в определении химических свойств СТ-элементов. В частности, мы отсылаем читателя к недавним работам Эйхлера, Дмитриева и их коллег, выполненным в Дубне.⁷⁰ Получая всякий раз лишь несколько атомов, они смогли изучить химические свойства СТ-элементов вплоть до $Z = 114$ и в принципе подтвердили предсказания Фрике и Грайнера. Например, 111-й элемент (т.е. рентгений, Rg) является эка-золотом, а 112-й элемент — эка-ртутью. Ситуация со 114-ым элементом (который предсказывался как эка-свинец) пока довольно противоречива. Интерпретация измерений термоадсорбции[†] нуждается в более аккуратных вычислениях механизма взаимодействия

СТ-атома с многоатомной поверхностью, которые пока недостижимы.

IX. Заключение

Представленный в обзоре материал позволяет сделать вывод о том, что существуют несколько перспективных возможностей синтеза новых СТ-элементов и изотопов. Прежде всего, мы можем использовать титановый пучок (вместо ^{48}Ca) и актинидные мишени, чтобы продвинуться до 120-го элемента. Предсказываемые сечения образования испарительных остатков довольно малы (на уровне 0.1 пб), но все же вполне достижимы на существующих экспериментальных установках. Если эксперименты с ^{50}Ti подтвердят наши ожидания, то мы должны найти возможность увеличения интенсивности пучка и эффективности детектирующего оборудования (в общей сложности не менее, чем на порядок) и продолжить эксперименты с пучками Cr, Mn и Fe, нацеливаясь на получение элементов 122 и 124. Использование радиоактивных пучков легких и средних нейтронно-избыточных ядер могло бы помочь заполнить «пробел» между ядрами, синтезированными в реакциях слияния с ^{48}Ca , и материком уже известных ядер. Такая возможность предоставляется и реакциями многонуклонных передач в низкоэнергетических столкновениях актинидных ядер, если оболочечные эффекты действительно играют заметную роль в данных реакциях. Параллельный поиск спонтанного рождения позитронов в сверхкритических электрических полях гигантских квазиатомов, образующихся при столкновении актиноидов, также может оказаться вполне успешным. Получение СТ-ядер в реакциях слияния ускоренных осколков деления со стабильными мишенями выглядит менее обещающим. Лишь в случае достижения экстремально больших интенсивностей таких пучков можно надеяться на положительный результат.

Мы нашли новый метод получения новых тяжелых нейтронно-обогащенных нуклидов, расположенных в неизученной «северо-восточной» части ядерной карты. Свойства этих ядер чрезвычайно важны для понимания г-процесса астрофизического нуклеосинтеза тяжелых элементов. Изучение структурных свойств ядер, расположенных вблизи нейтронной оболочки $N = 126$, должно внести ясность в дискуссию об уменьшении роли оболочек с увеличением нейтронного избытка в атомных ядрах. Это «белое пятно» на карте ядер не может быть заполнено с помощью реакций слияния – деления или фрагментации более тяжелых ядер. Наши расчеты показывают, что именно низкоэнергетические реакции многонуклонных передач могут быть использованы для синтеза новых тяжелых нейтронно-обогащенных ядер. В частности, несколько десятков новых тяжелых изотопов элементов с $Z = 70–80$ (в том числе тех, которые расположены вдоль замкнутой нейтронной оболочки $N = 126$) могут быть получены с достаточно большими сечениями выхода при столкновении ядер ^{136}Xe и ^{208}Pb . Очевидно, что существуют и другие интересные комбинации сталкивающихся ядер. Например, урановая или ториевая мишени могут быть использованы для получения новых нейтронно-обогащенных ядер с $Z \geq 82$. Использование ускоренных нейтронно-избыточных осколков деления (которые, как отмечалось выше, вряд ли могут быть полезными для синтеза СТ-элементов) выглядит особенно привлекательным для получения новых

[†] Р.Эйхлер. Частное сообщение об экспериментах в Дубне, 2009.

тяжелых нейтронно-обогащенных ядер в реакциях много-нуклонных передач.

Сечения в 1 мкб вполне достижимы на современных экспериментальных установках. Однако идентификация новых тяжелых нейтронно-обогащенных ядер, образующихся в реакциях много-нуклонных передач, является довольно сложной проблемой. Большинство из этих ядер подвержено β^- -распаду. И если массовое число такого ядра можно определить достаточно аккуратно с помощью время-пролетной методики, то его заряд определить гораздо сложнее. То же самое справедливо и по отношению к времени жизни — наиболее важной характеристике ядер, расположенных вдоль замкнутой нейтронной оболочки $N \approx 126$ (последней «точки ожидания» в г-процессе). В принципе это можно было бы сделать при регистрации электронного каскада в цепочке последовательных β^- -распадов в совпадении с γ -излучением дочерних ядер. Как бы то ни было, синтез и изучение свойств этих ядер (важных по многим причинам) является своего рода вызовом для низкоэнергетической ядерной физики ближайших лет.

Мы глубоко признательны Йохиму Рейнхарду за помощь в написании исторических вводных заметок. Обзор подготовлен при совместной финансовой поддержке Германского научно-исследовательского общества (проект № 436-RUS-113-966-0-1) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 09-02-91334).

Литература

- G.T.Seaborg, W.D.Loveland. *The Elements Beyond Uranium*. Wiley, New York, 1990
- S.Hofmann, G.Münzenberg. *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 733 (2000)
- 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**, No. 4043201 (2007)
- K.Morita, K.Morimoto, D.Kaji, T.Akiyama, S.Goto, H.Haba, E.Ideguchi, K.Katori, H.Kikunaga, H.Koura, 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**, No. 4045001 (2007)
- Yu.Oganessian. *J. Phys. G*, **34**, R165 (2007)
- 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)
- E.Haseltine. <http://discovermagazine.com/2002/feb/cover>
- C.E.Rolfs, W.S.Rodney. In *Cauldrons in the Cosmos*. University of Chicago Press, Chicago, 1988. P. 469
- O.B.Tarasov, T.Baumann, A.M.Amthor, D.Bazin, C.M.Folden III, A.Gade, T.N.Ginter, M.Hausmann, M.Matoš, D.J.Morrissey, A.Nettleton, M.Portillo, A.Schiller, B.M.Sherrill, A.Stolz, M.Thoennessen. *Phys. Rev. C*, **75**, 064613 (2007)
- T.Baumann, A.M.Amthor, D.Bazin, B.A.Brown, C.M.Folden III, A.Gade, T.N.Ginter, M.Hausmann, M.Matoš, D.J.Morrissey, M.Portillo, A.Schiller, B.M.Sherrill, A.Stolz, O.B.Tarasov, M.Thoennessen. *Nature (London)*, **449**, 1022 (2007)
- K.A.Gridnev, D.K.Gridnev, V.G.Kartavenko, V.E.Mitroshin, V.N.Tarasov, D.V.Tarasov, W.Greiner. *Int. J. Mod. Phys. E*, **15**, 673 (2006)
- V.Zagrebaev, W.Greiner. *Phys. Rev. C*, **78**, 034610 (2008)
- V.Zagrebaev, W.Greiner. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 122701 (2008)
- K.Rutz, M.Bender, T.Bürvenich, T.Schilling, P.-G.Reinhard, J.A.Maruhn, W.Greiner. *Phys. Rev. C*, **56**, 238 (1997)
- T.Bürvenich, M.Bender, J.A.Maruhn, P.-G.Reinhard. *Phys. Rev. C*, **69**, 014307 (2004)
- J.Maruhn, W.Greiner. *Z. Phys.*, **251**, 431 (1972)
- M.G.Itkis, J.Äystö, S.Beghini, A.A.Bogachev, L.Corradi, O.Dorvaux, A.Gadea, G.Giardina, F.Hanappe, I.M.Itkis, M.Jandel, J.Kliman, S.V.Khlebnikov, G.N.Kniajeva, N.A.Kondratiev, E.M.Kozulin, L.Krupa, A.Latina, T.Materna, G.Montagnoli, Yu.Ts.Oganessian, I.V.Pokrovskaya, E.V.Prokhorova, N.Rowley, V.A.Rubchenya, A.Ya.Rusanov, R.N.Sagaidak, F.Scarlassara, A.M.Stefanini, L.Stuttge, S.Szilner, M.Trotta, W.H.Trzaska, D.N.Vakhtin, A.M.Vinodkumar, V.M.Voskressenski, V.I.Zagrebaev. *Nucl. Phys. A*, **734**, 136 (2004)
- V.Zagrebaev, W.Greiner. *Int. J. Mod. Phys. E*, **17**, 2199 (2008)
- NRV: Low Energy Nuclear Knowledge Base. <http://nrv.jinr.ru/nrv>
- P.Möller, J.R.Nix, W.D.Myers, W.J.Swiatecki. *At. Data Nucl. Data Tables*, **59**, 185 (1995)
- V.I.Zagrebaev, Y.Arimoto, M.G.Itkis, Yu.Ts.Oganessian, M.Ohta. *Phys. Rev. C*, **65**, 014607 (2002)
- V.I.Zagrebaev. *Phys. Rev. C*, **64**, 034606 (2001)
- R.S.Naik, W.Loveland, P.H.Sprunger, A.M.Vinodkumar, D.Peterson, C.L.Jiang, S.Zhu, X.Tang, E.F.Moore, P.Chowdhury. *Phys. Rev. C*, **76**, 054604 (2007)
- V.Zagrebaev, W.Greiner. *J. Phys. G*, **31**, 825 (2005)
- V.Zagrebaev, W.Greiner. *J. Phys. G*, **34**, 1 (2007)
- В.И.Загребаев, А.В.Карпов, Я.Аритомо, М.А.Науменко, В.Грайнер. *Физика элем. частиц и ат. ядра*, **38**, 893 (2007)
- V.I.Zagrebaev. *AIP Conf. Proc.*, **704**, 31 (2004)
- V.I.Zagrebaev. *Nucl. Phys. A*, **734**, 164 (2004)
- R.Bass. In *Nuclear Reactions with Heavy Ions*. Springer-Verlag, Berlin, 1980. P. 326
- А.В.Еремин, В.И.Чепигин, М.Г.Иткис, А.П.Кабаченко, С.П.Коротков, О.Н.Мальшев, Ю.Ц.Оганесян, А.Г.Попеко, И.Рогач, Р.Н.Сагайдак, М.Л.Челноков, В.А.Горшков, А.Ю.Лаврентьев, З.Хофманн, Г.Мюнценберг, М.Весельски, Ш.Шаро, К.Морита, Н.Иваса, С.И.Мульгин, С.В.Жданов. *Краткие сообщения ОИЯИ*, (6), 21 (1998)
- 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, 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, R.W.Lougheed. *Phys. Rev. C*, **69**, 021601 (2004)
- 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)
- 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, V.G.Subbotin, A.M.Sukhov, K.Subotic, V.I.Zagrebaev, G.K.Vostokin, M.G.Itkis, R.A.Henderson, J.M.Kenneally, J.H.Landrum, K.J.Moody, D.A.Shaughnessy, M.A.Stoyer, N.J.Stoyer, P.A.Wilk. *Phys. Rev. C*, **76**, 011601 (2007)
- K.-H.Schmidt, W.Morawek. *Rep. Prog. Phys.*, **54**, 949 (1991)
- Ю.Ц.Оганесян. *Ядерная физика*, **69**, 961 (2006)

36. V.I.Zagrebaev, W.Greiner. *Nucl. Phys. A*, **787**, C363 (2007)
37. K.Siwiek-Wilczyńska, I.Skwira-Chalot, J.Wilczyński. *Int. J. Mod. Phys. E*, **16**, 483 (2007)
38. Yu.Ts.Oganessian, S.N.Dmitriev, A.V.Yeremin, N.V.Aksenov, G.A.Bozhikov, V.I.Chepigin, M.L.Chelnokov, V.Ya.Lebedev, O.N.Malyshev, O.V.Petrushkin, S.V.Shishkin, A.I.Svirikhin, E.E.Tereshatov, G.K.Vostokin. *Phys. Rev. C*, **79**, 024608 (2009)
39. W.J.Świątecki, K.Siwiek-Wilczyńska, J.Wilczyński. *Phys. Rev. C*, **71**, 014602 (2005)
40. V.I.Zagrebaev. *Phys. Rev. C*, **67**, 061601 (2003)
41. V.I.Zagrebaev, V.V.Samarin, W.Greiner. *Phys. Rev. C*, **75**, 035809 (2007)
42. R.J.Silva, P.F.Dittner, M.L.Mallory, O.L.Keller, K.Eskola, P.Eskola, M.Nurmia, A.Ghiorso. *Nucl. Phys. A*, **216**, 97 (1973)
43. R.Dressler. Ph.D. Thesis. University of Bern, Bern, 1999
44. Y.Nagame, M.Asai, H.Haba, S.Goto, K.Tsukada, I.Nishinaka, K.Nishio, S.Ichikawa, A.Toyoshima, K.Akiyama, H.Nakahara, M.Sakama, M.Schädel, J.V.Kratz, H.W.Gäggeler, A.Türler. *J. Nucl. Rad. Sci.*, **3** (1), 85 (2002)
45. W.Nörenberg. *Phys. Lett. B*, **52**, 289 (1974)
46. L.G.Moretto, J.S.Sventek. *Phys. Lett. B*, **58**, 26(1975)
47. P.Fröbrich, S.Y.Xu. *Nucl. Phys. A*, **477**, 143 (1988)
48. E.Vigezzi, A.Winther. *Ann. Phys. (N.Y.)*, **192**, 432 (1989)
49. V.I.Zagrebaev. *Ann. Phys. (N.Y.)*, **197**, 33 (1990)
50. A.Winther. *Nucl. Phys. A*, **594**, 203 (1995)
51. K.T.Davies, A.J.Sierk, J.R.Nix. *Phys. Rev. C*, **13**, 2385 (1976)
52. V.Zagrebaev, W.Greiner. *J. Phys. G*, **35**, 125103 (2008)
53. R.L.Hahn, P.F.Dittner, K.S.Toth, O.L.Keller. *Phys. Rev. C*, **10**, 1889 (1974)
54. D.Lee, H.von Gunten, B.Jacak, M.Nurmia, Y.Liu, C.Luo, G.T.Seaborg, D.C.Hoffman. *Phys. Rev. C*, **25**, 286 (1982)
55. E.K.Hulet, R.W.Lougheed, J.F.Wild, J.H.Landrum, P.C.Stevenson, A.Ghiorso, J.M.Nitschke, R.J.Otto, D.J.Morrissey, P.A.Baisden, B.F.Gavin, D.Lee, R.J.Silva, M.M.Fowler, G.T.Seaborg. *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 385 (1977)
56. A.Türler, H.R.von Gunten, J.D.Leyba, D.C.Hoffman, D.M.Lee, K.E.Gregorich, D.A.Bennett, R.M.Chasteler, C.M.Gannett, H.L.Hall, R.A.Henderson, M.J.Nurmia. *Phys. Rev. C*, **46**, 1364 (1992)
57. K.J.Moody, D.Lee, R.B.Welch, K.E.Gregorich, G.T.Seaborg, R.W.Lougheed, E.K.Hulet. *Phys. Rev. C*, **33**, 1315 (1986)
58. R.B.Welch, K.J.Moody, K.E.Gregorich, D.Lee, G.T.Seaborg. *Phys. Rev. C*, **35**, 204 (1987)
59. M.Schädel, J.V.Kratz, H.Ahrens, W.Brüchle, G.Franz, H.Gäggeler, I.Warnecke, G.Wirth, G.Herrmann, N.Trautmann, M.Weis. *Phys. Rev. Lett.*, **41**, 469 (1978)
60. M.Schädel, W.Brüchle, H.Gäggeler, J.V.Kratz, K.Sümmerer, G.Wirth, G.Herrmann, R.Stakemann, G.Tittel, N.Trautmann, J.M.Nitschke, E.K.Hulet, R.W.Lougheed, R.L.Hahn, R.L.Ferguson. *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 852 (1982)
61. W.Mayer, G.Beier, J.Friese, W.Henning, P.Kienle, H.J.Körner, W.A.Mayer, L.Müller, G.Rosner, W.Wagner. *Phys. Lett. B*, **152**, 162 (1985)
62. V.I.Zagrebaev, Yu.Ts.Oganessian, M.G.Itkis, W.Greiner. *Phys. Rev. C*, **73**, 031602 (2006)
63. V.Zagrebaev, W.Greiner. *J. Phys. G*, **34**, 2265 (2007)
64. J.Reinhardt, U.Müller, B.Müller, W.Greiner. *Z. Phys. A*, **303**, 173 (1981)
65. *Quantum Electrodynamics of Strong Fields*. (Ed. W.Greiner). Plenum Press, New York; London, 1983
66. W.Greiner, B.Müller, J.Rafelski. *Quantum Electrodynamics of Strong Fields*. (2nd Ed.). Springer-Verlag, Berlin; New York, 1985
67. B.Fricke, W.Greiner. *Phys. Lett. B*, **30**, 317 (1969)
68. B.Fricke, W.Greiner, J.T.Waber. *Theor. Chim. Acta*, **21**, 235 (1971)
69. B.Fricke, W.Greiner. *Inseln überschwerer Elemente — die Erweiterung des periodischen Systems*. Lecture of W.Greiner at the Award Ceremony «Jugend Forscht» at Farbwerke Hoechst AG, Frankfurt, 1972
70. R.Eichler, N.V.Aksenov, A.V.Belozero, 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, M.Wegrzecki, A.V.Yeremin. *Nature (London)*, **447**, 72 (2007)

THE EXTENSION OF THE PERIODIC SYSTEM: SUPERHEAVY — SUPERNEUTRONIC

W.Greiner, V.I.Zagrebaev

Frankfurt Institute for Advanced Studies, J.W.Goethe University

1, Ruth-Moufang-Str., 60438 Frankfurt am Main, Germany, Fax +49(069)7984–7527

Flerov Laboratory of Nuclear Reactions of the Joint Institute for Nuclear Research

6, Ul. Joliot-Curie, 141980 Dubna Moscow Region, Russian Federation, Fax +7(496)216–5083

Nuclear reactions leading to formation of new superheavy elements and isotopes are discussed. The scope and limitations of different nuclear reactions («cold» and «hot» synthesis, fusion of fission fragments, transfer reactions and reactions with radioactive ion beams) are analyzed, trying to find most promising reactions which may be used at available facilities.

Bibliography — 70 references.

Received 26th May 2009