

α-распад. Это указывает на существование у этих ядер барьера деления структурной природы, препятствующего их мгновенному распаду на 2 фрагмента. Т. н. структурная стабильность тяжёлых ядер была обнаружена в 70-х гг., когда выяснилось, что систематика периодов спонтанного деления резко меняется при переходе к ядрам с  $Z \geq 104$ .

Для  $Z=104$  жидкокапельная составляющая барьера деления близка к нулю, поэтому относительно большое время жизни изотопов 104-го элемента уже практически целиком определяется структурными факторами. При движении в область более тяжёлых элементов ситуация сохранится. Поскольку структурная составляющая слабо меняется с ростом  $Z$ , можно было ожидать, что и стабильность этих ядер будет столь же высокой. Эксперимент подтвердил предсказания оболочечной модели [5]. Из этого следует, что область трансактинидных элементов может быть значительно расширена.

**Сверхтяжёлые элементы.** Следуя оболочечной модели, можно считать, что структура определяет форму ядра в осн. состоянии. Известно, что ядра могут быть деформированными (эллипсоидальными) и сферическими (см. *Деформированные ядра*). Наиб. сильно оболочечные эффекты проявляются для сферич. ядер, к-рые состоят из т. н. магич. чисел протонов и нейтронов: 2, 8, 20, 50, 82, 126 (см. *Магические ядра*). Ядра, у к-рых эти числа появляются дважды, наз. дважды магическими. Наиб. тяжёлым дважды магич. ядром является  $^{208}\text{Pb}$  ( $Z=82$ ,  $N=126$ ). Все известные изотопы Т. э. далеки от магич. чисел и поэтому в осн. состоянии являются деформированными. Вместе с тем даже в этом случае влияние оболочечных эффектов на стабильность ядра велико. Можно ожидать, что для магич. и тем более для дважды магич. ядра влияния структуры будет проявляться в сильной степени. Вслед за  $^{208}\text{Pb}$ , согласно предсказаниям теории, двойная магичность возникает у ядра с  $Z=110-114$  и  $N=184$ , вокруг к-рого может существовать обширная область т. н. сверхтяжёлых элементов. Некоторые из них могут быть, в принципе, синтезированы в ядерных реакциях. Вместе с тем на пути к 114 элементу находится большая область деформированных ядер, в к-рых также ожидается эффект магичности. Для ядра с  $Z=108$  и  $N=162$  и его соседей предсказывается сильное увеличение стабильности по отношению к спонтанному делению.

Это нашло эксперим. подтверждение при получении элементов 104, 106, 108 и 110, когда синтезировались изотопы с макс. числом нейтронов ( $N \geq 158$ ).

Полученные результаты значительно повышают предсказательную силу теории о существовании сверхтяжёлых и сверхстабильных элементов.

**Реакции синтеза.** Для синтеза изотопов трансураниевых элементов ( $Z \geq 100$ ) используются ядерные реакции полного слияния взаимодействующих ядер (мишени  $Z_m$ ,  $A_m$  и бомбардирующей частицы  $Z_i$ ,  $M_i$ ), в результате чего образуется возбуждённое составное ядро ( $A_c = A_m + A_i$ ,  $Z_c = Z_m + Z_i$ ), к-рое затем переходит в осн. состояние путём эмиссии нейтронов и  $\gamma$ -квантов.

Сечение образования новых ядер в осн. состоянии может быть представлено выражением

$$\sigma_{xn}(\mathcal{E}^x) = \sigma_c(\mathcal{E}^x) P_x(\mathcal{E}^x) \sum_1^x \left( \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{полн}}} \right).$$

Здесь  $\sigma_c(\mathcal{E}^x)$  — сечение образования составного ядра с энергией возбуждения  $\mathcal{E}^x$ ;  $P_x$  — вероятность канала «сброса энергии» путём эмиссии  $x$  нейтронов;  $\Gamma_n$  — вероятность испускания нейтрона;  $\Gamma_{\text{полн}}$  — полная вероятность распада составного ядра с энергией  $\mathcal{E}^x$ . Если нейтрон не может унести всю энергию возбуждения  $\mathcal{E}^x$ , то конкуренция между эмиссией нейтрона и др. способом девозбуждения повторяется ещё раз на 2-й ступени, затем на 3-й и т. д. до тех пор, пока энергия возбуждения конечного ядра не станет равной 0 ( $\mathcal{E}^x = 0$ ). Поскольку осн. каналом

распада тяжёлых ядер является деление ( $\Gamma_{\text{полн}} \sim \Gamma_f$ ), то отношение ( $\Gamma_n / \Gamma_f$ ) необходимо возвести в степень числа ступеней  $x$ . Для тяжёлых ядер  $\Gamma_n / \Gamma_f \sim 0,01$ .

Т. о., всё определяется числом каскадов  $x$ , к-рое связано с энергией возбуждения составного ядра. Последняя не может быть меньше нек-рой мин. величины  $\mathcal{E}_{\text{мин}}^x = U_c - Q$ , где кулоновский барьер, ниже к-рого ядра не сливаются, определяется соотношением

$$U_c = \frac{Z_m Z_i}{r_0 (A_m^{1/3} + A_i^{1/3})},$$

и  $Q = M_c - (M_i + M_m)$  — дефект масс, связанный с перестройкой двух исходных ядер в новое моноядро,  $M_c$  — его масса.

При облучении мишени  $^{238}\text{U}$  ионами  $^{20}\text{Ne}$  величина  $\mathcal{E}_{\text{мин}}^x = 40$  МэВ. Переход ядра  $^{258}\text{102}$  в осн. состояние происходит испусканием 4 или 5 нейтронов, поэтому сечение образования ядра  $^{254}\text{102}$  в осн. состоянии составляет всего  $10^{-8}$  от сечения образования возбуждённого составного ядра  $\sigma_c$ . В таких условиях, естественно, необходимо понизить энергию возбуждения составного ядра. Это может быть достигнуто выбором более асимметричных масс ядер-партнёров, с тем чтобы понизить кулоновский барьер. Напр., реакция  $^{246}\text{Cm} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{257}\text{102} + 3n$  более предпочтительна, т. к.  $\mathcal{E}_{\text{мин}}^x \approx 30$  МэВ и каскад девозбуждения составляет всего 3 ступени.

Однако эти реакции имеют ограниченные возможности, т. к. элементы тяжелее Cf ( $Z=98$ ), к-рые могут быть использованы в качестве мишени, нарабатываются в ядерных реакторах в очень малых кол-вах. Тем не менее ядра вплоть до  $Z=106$  были впервые получены в реакциях этого типа, названных реакциями горячего слияния.

Другая возможность уменьшить энергию возбуждения составного ядра — повышение  $Q$ . Это может быть достигнуто увеличением массы бомбардирующих ионов. При этом возрастает кулоновская энергия  $U_c$ , но она целиком компенсируется возрастанием дефекта масс. Существ. выигрыш достигается при использовании в качестве мишени дважды магич. ядер, напр.  $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$ . Здесь в процессе слияния значит. часть энергии должна быть затрачена на перестройку «хорошо упакованных» сферич. партнёров в «рыхлую» составную систему  $^{256}\text{102}$ . Такая реакция будет более эндотермичной ( $\mathcal{E}_{\text{мин}}^x \approx 15-18$  МэВ), и переход возбуждённого ядра в осн. состояние будет сопровождаться испусканием 1 или 2 нейтронов. Сечение образования конечных ядер в реакции  $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$  возрастает на неск. порядков по сравнению с реакциями горячего слияния. Аналогичная ситуация имеет место и для более тяжёлых бомбардирующих ионов — изотопов Ti, Cr, Fe, Ni. Реакции этого типа получили назв. холодного слияния [6]. С их помощью удалось синтезировать самые тяжёлые элементы — вплоть до  $Z=112$  — и исследовать большое число новых изотопов известных Т. э. [7, 8].

Однако при переходе от  $Z=102$  к  $Z=112$  сечение образования конечных ядер в реакции холодного слияния уменьшается почти в  $10^6$  раз (рис. 2). Это означает, что и в холодном слиянии возникают ограничения на образование конечных продуктов. Они связаны в основном с процессом образования составного ядра. При использовании мишеней  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$  продвижение по  $Z$  от 102 до 112 достигается постепенным увеличением заряда бомбардирующей частицы  $Z_i$  от 20 до 30. Соответственно возрастают силы кулоновского отталкивания в процессе слияния, в то время как силы ядерного притяжения остаются практически постоянными. В этих условиях вероятность слияния резко уменьшается, и это является основным ограничением для продвижения в область  $Z \geq 112$ .

Интересен промежуточ. вариант между горячим и холодным слиянием: более асимметрич. комбинация масс взаимодействующих ядер и, как следствие, меньшая энер-