

1. Введение

Одним из фундаментальных выводов модели ядерных оболочек является предсказание существования "острова стабильности" в области гипотетических сверхтяжелых элементов. Эта гипотеза развивалась более 30 лет в различных моделях строения ядра и находит подтверждение в самых последних экспериментах по синтезу сверхтяжелых элементов. Среди экспериментально достижимых сверхтяжелых нуклидов наибольший интерес представляют четно-четные изотопы, поскольку в отсутствие влияния одночастичных эффектов их радиоактивные свойства могут быть оценены теоретически с большей определенностью.

Четыре четно-четных нуклида, входящих в цепочки распада $^{292}116 \xrightarrow{\alpha}$ $^{288}114 \xrightarrow{\alpha}$ $^{284}112 \xrightarrow{\alpha}$ $^{280}110 \xrightarrow{SF}$, были недавно получены в реакциях $^{244}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ и $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ [1,2]. Преобладание α -распада, обнаруженное для новых ядер с атомным номером $Z=112-116$ и числом нейтронов $N=172-176$, показывает их высокую стабильность по отношению к спонтанному делению (SF). Энергии их распада и времена жизни указывают на существенное повышение стабильности ядер с $Z \geq 110$ с ростом числа нейтронов. В целом, эти наблюдения служат подтверждением теоретическим предсказаниям о влиянии замкнутых ядерных оболочек в обширной области нуклидов вблизи $Z=114$ или выше и $N=184$.

В то же время, положение максимума стабильности сверхтяжелых ядер, равно как и границы "острова стабильности", весьма чувствительны к параметрам ядерной модели, в частности, к величине Z магического ядра с $N=184$, имеющего максимальный оболочечный эффект. Дальнейшие исследования области сверхтяжелых ядер связаны с поиском нуклидов с $Z > 116$, и логичным следующим шагом стал бы эксперимент, нацеленный на синтез изотопов с $Z=118$, которые могут быть получены в реакции $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$.

2. Реакция синтеза

Выбор реакции синтеза элемента 118 определяется рядом факторов. Среди изотопов калифорния, получаемых в высокопоточных ядерных реакторах, ^{249}Cf ($T_{\alpha}=350$ лет) доступен в количествах, достаточных для изготовления рабочих мишеней (~10 мг). При этом он может быть получен с высоким изотопным обогащением, как продукт β -распада химически очищенного ^{249}Bk ($T_{\beta}=320$ дней).

Ожидаемая энергия возбуждения составного ядра $^{297}118$ на кулоновском барьере реакции $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$ составляет $E_{\text{мин}}^* = 26,6$ МэВ, то есть на 4 МэВ ниже, чем ядра $^{296}116$, полученного в реакции $^{248}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$. Это должно привести к большей вероятности выживания конечных ядер – продуктов испарения (EVR) в процессе эмиссии нейтронов и, таким образом, компенсировать возможное падение их выхода вследствие ожидаемого уменьшения сечения полного слияния. Используя экспериментальные сечения реакций $^{204-208}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{(252-256)}\text{X}$ ($X=1-4$) [4], измеренные в широком диапазоне энергий, и реакций

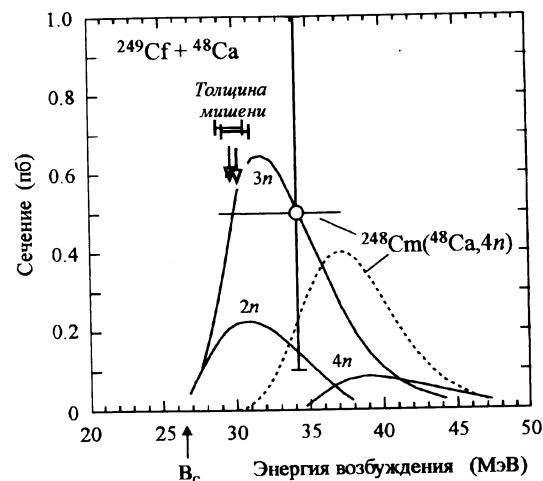


Рис. 1. Расчетные функции возбуждения xn -реакций при слиянии $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$ [3]. Стрелками показаны энергии возбуждения, соответствующие наблюдаемым в настоящей работе событиям, и барьер Басса V_c . Пунктирная кривая и экспериментальная точка относятся к реакции $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{292}116$

Сопоставление радиоактивных свойств $^{294}118$ с ранее полученными данными для $^{292}116$ позволит оценить стабилизирующий эффект протонной оболочки при $N=176$. В случае, если $^{294}118$ испытывает последовательные α -распады, такое сопоставление возможно и для дочерних ядер, то есть нуклидов с $Z=116, 114$ и, возможно, 112 с числом нейтронов $N=174, 172$ и 170 соответственно.

Радиоактивные свойства $^{294}118$ могут быть рассчитаны в рамках различных моделей. Однако результаты расчетов сильно расходятся, поскольку разные подходы предсказывают появление замкнутых протонных оболочек в сверхтяжелых ядрах при разных Z . Так, согласно макромикроскопической модели [5], $^{294}118$ должен испытывать α -распад с энергией $Q_{\alpha}=12,11$ МэВ и периодом полураспада $T_{\alpha}=58$ мкс; расчеты по методу Хартри–Фока–Боголюбова [6] дают $Q_{\alpha}=11,3$ МэВ, $T_{\alpha} \sim 7$ мс; релятивистские расчеты по методу среднего поля [7] дают $Q_{\alpha}=11,03$ МэВ, $T_{\alpha} \sim 0,04$ с. Таким образом, разброс расчетных энергий α -распада превышает 1 МэВ, что означает неопределенность в три порядка в величине парциального периода полураспада.

Однако такая неопределенность не препятствует проведению эксперимента, поскольку используемая нами установка и система регистрации характеризуются коротким мертвым временем регистрации ($t_{\text{мин}} \sim 6$ мкс) и хорошим энергетическим разрешением ($\sim 0,06$ МэВ) при детектировании α -частиц в широком диапазоне энергий. Для определения ожидаемой картины распада $^{294}118$ более реалистичные оценки могут быть получены экстраполяцией радиоактивных свойств соседних

$^{244}\text{Pu}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{288}114$ [1] и $^{248}\text{Cm}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{292}116$ [2], можно оценить сечения образования изотопов элемента 118 в реакции $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$. Расчетные сечения реакций с испарением различного числа нейтронов в зависимости от энергии возбуждения составного ядра $^{297}118$ представлены на рис. 1. Для реакции $^{249}\text{Cf} + ^{48}\text{Ca}$ ожидается, что максимальный выход будет иметь канал с испарением трех нейтронов, который ведет к образованию в основном состоянии четно-четного нуклида $^{294}118$ [3]. Использование нейтроноизбыточной бомбардирующей частицы ^{48}Ca позволяет получить изотоп элемента 118 с $N=176$.