

сивность потока нейтронов от внешнего монохроматического источника внутри исследуемого сферического образца и без него. Благодаря компенсации упруго рассеянных нейтронов [2] коэффициент прохождения сферы $T = \frac{\text{интенсивность с образцом}}{\text{интенсивность без образца}}$ является мерой только сечения неупругого взаимодействия.

Нейтроны с энергией 8,1 и ~ 13—21 Мэв были получены на электростатическом ускорителе в реакциях $\text{Be}^9(\alpha, n)\text{C}^{12}$ и $T(d, n)\text{He}^4$ соответственно. Интенсивность потока нейтронов измерялась по краю спектра протонов отдачи от сцинтилляционного пластмассового детектора. Высота и диаметр кристалла были равны 14 мм, что обеспечивало достаточную дискриминацию γ -квантов при энергии нейтронов выше 13 Мэв. Для обеспечения дискриминации γ -квантов при энергии нейтронов 8,1 Мэв в качестве сцинтиллятора использовался монокристалл стибьена и была применена схема дискриминации по форме импульса [3]. Основные сведения об образцах, использованных в измерениях, даны в таблице; там же приведены результаты измерений. Для легких ядер (от Li^7 до Al^{27}) в измеренные коэффициенты прохождения вносилась поправка на уменьшение эффективности регистрации упруго рассеянных нейтронов. В таблице приведены значения T с учетом этой поправки.

Сечения неупругого взаимодействия σ_{ne} определялись с учетом многократного рассеяния из соотношения

$$T = T_0 + (1 - T_0) \frac{\sigma_{et} + P_m}{\sigma_{ne} + \sigma_{et} P_m} \quad (1)$$

и по формуле

$$T = e^{-n\sigma_{ne}x}, \quad (2)$$

где x — толщина сферического образца; $T_0 = e^{-n\sigma_{tr}x}$, σ_{tr} — полное транспортное сечение; σ_{et} — транспортное сечение упругого рассеяния; P_m — вероятность вылета нейтрона из сферы после упругого столкновения. Во всех случаях величина многократного рассеяния M (см. таблицу) не превышала 5,50%. Это обусловлено сильной анизотропией упругого рассеяния и выбранными размерами образцов.

Полученные результаты σ_{ne} имеют хорошую точность и частично заполняют пробел, существующий в области энергий нейтронов 8—21 Мэв.

Поступило в Редакцию 20/II 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Г. Дегтярев, В. Г. Надточий. «Атомная энергия», 11, 397 (1961).
2. H. Bethe, J. Veyster, R. Carter. J. Nucl. Energy, 3, 207 (1956).
3. F. Brooks. Nucl. Instrum., 4, 151 (1959).

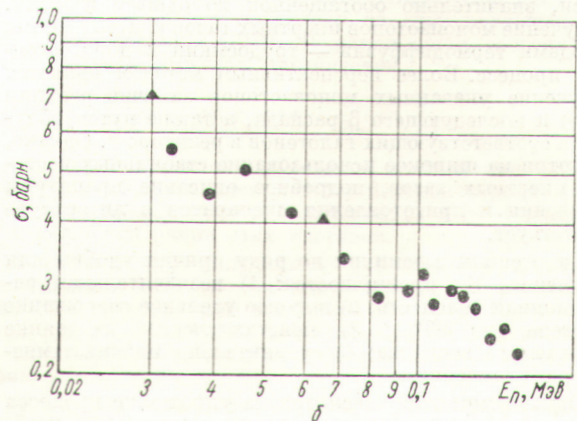
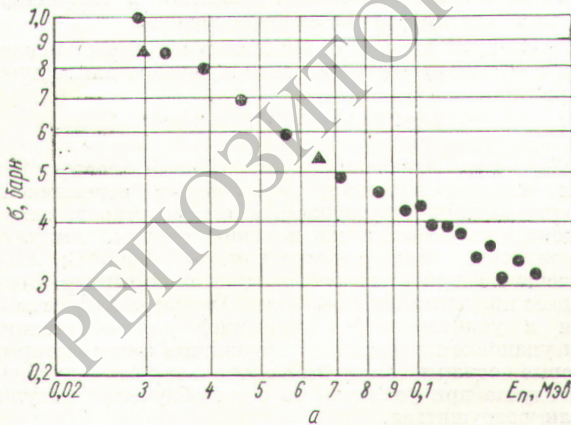
УДК 539.17.02:539.172.4

Сечения радиационного захвата быстрых нейтронов в рении и тантале

В. Н. Кононов, Ю. Я. Ставиский

Измерены сечения радиационного захвата нейтронов в рении и тантале в диапазоне энергий 30—170 кэв. Источником нейтронов служила реакция $T(p, n)\text{He}^3$ на мишени пульсирующего ускорителя с максимальной энергией протонов 1,2 Мэв. Для регистрации случаев

захвата по мгновенным γ -лучам использовался жидкостный сцинтилляционный детектор размерами $0,5 \times 0,5 \times 0,5$ м. Энергия нейтронов измерялась по времени пролета при временном разрешении 20—30 нсек и пролетной базе 1,5 м.



Зависимость сечения радиационного захвата нейтронов в рении (а) и тантале (б) от энергии нейтронов:

● — результаты настоящей работы; ▲ — результаты работы [1].

На рисунке приводится энергетическая зависимость сечений радиационного захвата нейтронов ядрами рения и тантала. Величина сечений измерена с точностью 10—12% при энергетическом разрешении 10%. Ход сечений в зависимости от энергии нейтронов определялся относительно хода сечения захвата в индии [1], а для привязки абсолютной величины сечений использовались новые данные по абсолютным измерениям сечений поглощения нейтронов с энергией 24 кэв [2]. Значения опорных сечений, использованных нами, на 10% меньше тех, которые были использованы в работе [1]. Однако данные работы [1] требуют перенормировки, уменьшающей все сечения на 5%, в связи с изменением опорных сечений [3]. Таким образом, расхождение в опорных сечениях нашей работы и работы [1] составляет 5%.

Измеренные нами сечения хорошо согласуются с результатами работ [1, 4] (на рисунках эти результаты приведены частично). В сечении захвата тантала проявляется конкуренция с неупругим рассеянием нейтронов на уровнях 136 и 159 кэв, не наблюдавшаяся в работе [1]. Значительное расхождение результатов работы [5] с сечениями, полученными в работах [1, 4], а также в нашей работе, связано, видимо, с большой

неопределенностью в привязке абсолютной величины сечений при использовании сечения поглощения нейтронов U^{235} в качестве опорного. Эта неопределенность обусловлена значительным различием спектров и числа испускаемых γ -квантов при захвате и делении. Нами также была сделана попытка использовать в качестве опорного сечение поглощения нейтронов U^{235} , что привело к увеличению сечений захвата в $\sim 1,7$ раза. Поэтому при выборе опорного сечения было отдано предпочтение результатам измерений сечений поглощения нейтронов в сферической геометрии.

Поступило в Редакцию 6/V 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Gibbons et al. Phys. Rev., **122**, 182 (1961); R. Macklin et al. Phys. Rev., **129**, 2659 (1963).
2. Т. С. Беланова и др. «Атомная энергия», **19**, 3 (1965).
3. H. Schmitt. WASH-1044, 1963.
4. В. А. Конкс, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, **46**, 80 (1964).
5. B. Diven et al. Phys. Rev., **120**, 556 (1960).

УДК 621.039.3

Получение стабильных изотопов криптона и ксенона при облучении галогенидов алюминия в реакторе

А. Н. Мурин, Л. К. Левский, А. Е. Захарова

В различных областях аналитической и ядерной химии, а также геохимии и космохимии проводятся многочисленные исследования с целью определения малых концентраций (до 10^{-13} — 10^{-14} з) элементов или их изотопов [1]. Для решения подобного рода задач применяется масс-спектрометр (весьма точный и вместе с тем чувствительный прибор) и используется метод изотопного разбавления [2]. Точность метода определяется в первую очередь наличием моноизотопа изучаемого элемента (в лучшем случае) или изотопной смеси, значительно обогащенной по одному изотопу. Получение моноизотопов инертных газов классическими методами термодиффузии — трудоемкий и дорогостоящий процесс. Более перспективным методом является получение указанных моноизотопов за счет реакции (n, γ) и последующего β -распада, а также путем облучения соответствующих галогенидов в реакторе*. Однако, несмотря на широкое использование стабильных изотопов инертных газов, подробное описание процедуры облучения и приготовления препаратов в литературе отсутствует.

Галогениды алюминия по ряду причин удобны для облучения. Их преимущества: 1) незначительная радиационная опасность; 2) высокое удельное содержание галогена (до 93%); 3) кристаллическое состояние облучаемого вещества; 4) сравнительно низкая температура плавления.

Однако при этом, несмотря на упрощение процесса выделения, возникают трудности, связанные с необ-

ходимостью работать с запаянными ампулами, предварительно откачанными до высокого давления, так как при облучении температура плавления составляет 300—400°С, поэтому возможна частичная дегазация образца за счет диффузии. Была сделана попытка применить наряду с галогенидами алюминия кристаллические органические соединения галогенов (например, тетрабромэтилен C_2Br_4), которая, однако, оказалась неудачной. Происходивший во время облучения радиоллиз вызвал повышение давления в кварцевых ампулах, что привело к их разрушению.

Галогениды алюминия были получены восстановлением соответствующего галогенида серебра алюминием по реакции



Прибор, предназначенный для реакций, состоял из двух кварцевых ампул, соединенных перемычкой. В одну из ампул загружали смесь реактивов, затем система откачивалась на высокий вакуум. Ампулу, содержащую смесь, подогревали до $\sim 400^\circ\text{C}$; AlX_3 конденсировался во второй охлаждаемой ампуле. Весь процесс продолжался 10—15 сек. Ампулу с AlX_3 отпайвали и упаковывали в контейнер для облучения. При упаковке применялись пружинные амортизаторы, которые поджимали ампулы с торцов, так как в противном случае при удалении из зоны облучения ампулы могли разрушиться.

При использовании $AlBr_3$ и AlI_3 в ампулы загружали 2 г этих веществ. Полученные значения выходов изотопов криптона и ксенона приведены в таблице. При работе с чувствительной масс-спектральной

* В случае облучения природной смеси изотопов брома получается биизотопный препарат криптона.