

# Определение индия по $(\gamma, \gamma')$ -реакции на линейном ускорителе с энергией электронов 5 Мэв

Л. П. СТАРЧИК, Ю. С. ДЕЕВ, С. КОДИРИ, О. АБСОСОВ, М. С. КРУГЛЫЙ

УДК 553.53:539.144.7

Для определения индия в рудах и продуктах их переработки применяется активационный анализ на тепловых нейтронах [1—3]. Следует, однако, отметить, что при использовании указанного метода эффект самоэкранирования затрудняет количественное определение, при этом точность его существенно снижается, особенно при анализе больших проб или при различных содержаниях в них других элементов, обладающих большим сечением захвата нейтронов.

Отмеченные трудности могут быть преодолены путем использования для активационного анализа  $(\gamma, \gamma')$ -реакции. С этой целью измеряют период полураспада возникающего при этом метастабильного состояния, а также энергию изомерного перехода из метастабильного состояния в основное, которая, в частности, для ядер  $\text{In}^{115m}$  равна 336 кэв [4—6]. Преимущество этого метода перед методом нейтронной активации состоит в том, что ошибка, связанная с самоэкранированием, пренебрежимо мала. Кроме того, следует отметить то обстоятельство, что под действием  $\gamma$ -квантов с энергиями, лежащими ниже порогов фотоядерных реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ , легкие элементы, являющиеся основными породообразующими, вообще не активируются. В связи с этим существенно улучшается селективность определения элементов по  $(\gamma, \gamma')$ -реакции. Возможность применения этой реакции для определения индия по изомеру  $\text{In}^{115m}$  была исследована в работе [7].

В настоящей работе изомерное состояние ядра  $\text{In}^{115}$  возбуждалось с целью использования этого эффекта для количественного определения содержания индия в рудах и продуктах их переработки.

В качестве источника тормозного излучения для активации использовался линейный ускоритель электронов на бегущей волне с энергией 5 Мэв в сочетании со свинцовой или платиновой мишенью толщиной 2 или 1 мм соответственно.

Анализируемые навески, содержащие индий, помещались в алюминиевые кассеты, соответствующие размеру колодца кристалла  $\text{NaI(Tl)}$ . Для достижения равномерной геометрии облучения анализируемые пробы в кассетах укреплялись во вращающемся прободержателе. Образцы облучались в течение 30 мин, после чего их транспортировали к регистрирующей аппаратуре. Промежуток времени между окончанием облучения и началом счета наведенной активности составлял около 1 ч.

Излучение, возникающее при изомерном переходе индия, регистрировалось сцинтиляционным спектрометром с кристаллом  $\text{NaI(Tl)}$  размером  $40 \times 50$  мм с колодцем размером  $13 \times 36$  мм. Одновременно импульсы от фотоумножителя ФЭУ-13 подавались на 100-канальный амплитудный анализатор импульсов АИ-100-1 для фотографирования формы спектра и на одноканальный амплитудный анализатор импульсов ААДО-1 для измерения скорости счета наведенной активности в выбранном диапазоне энергий. Фон установки в выбранных каналах ААДО-1 под фотошумом был равен 280 импульсам за 10 мин. Энергия изомерного перехода  $\text{In}^{115m}$  по нашим измерениям составляла  $338 \pm 6$  кэв, период полураспада  $4,6 \pm 0,2$  ч. Спектр  $\text{In}^{115m}$  приведен на рис. 1.

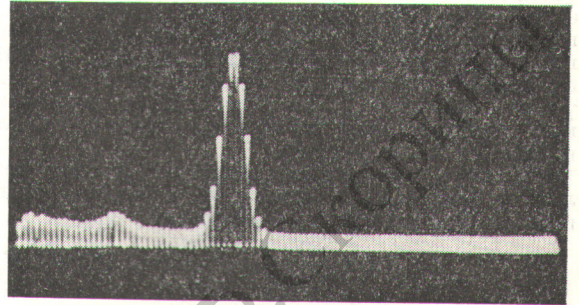


Рис. 1. Спектр  $\text{In}^{115m}$ .

График зависимости интенсивности излучения индия от его содержания в образце, полученный при токе 50 мкА, времени активации 30 мин и измерении наведенной активности в течение 10 мин, приведен на рис. 2. Пороговая чувствительность определения

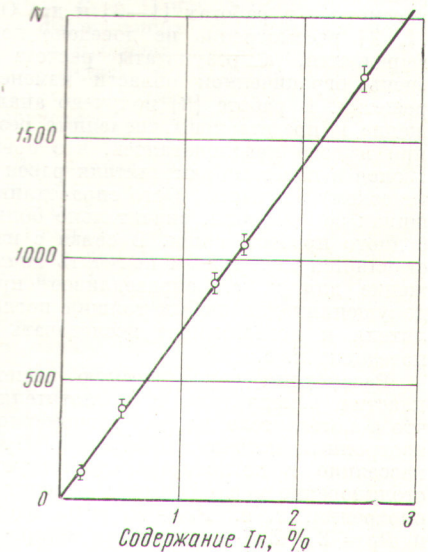


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения индия от содержания его в образце.

индия (двойная среднеквадратическая ошибка измерения фона) при времени активации 1 ч и таком же времени измерения достигает 0,06 мг, что в 3,5 раза выше чувствительности, полученной в работе [7] с помощью ускорителя Ван де Граафа с энергией 3 Мэв и током 1 мА. Более высокая чувствительность определения индия при значительно меньшем токе электронов объясняется сильной зависимостью сечения  $(\gamma, \gamma')$ -реакции от энергии электронов [8].

Следует отметить, что в рудах и продуктах их переработки наряду с индием присутствуют также другие элементы, приобретающие наведенную активность по  $(\gamma, \gamma')$ -реакции. К ним относятся кадмий, золото и серебро. Золото и серебро по сравнению с индием имеют очень короткий период полураспада (7,2 и 44 сек соответственно), поэтому их присутствие не влияет на определение индия. Кадмий имеет сравнимый период полураспада (48 мин), но более низкую энергию изомерных переходов (149 и 247 кэв), что также не мешает определению индия. Влиянием третьей  $\gamma$ -линии кадмия (397 кэв), отстоящей от пика изомерного перехода индия на 60 кэв, вследствие ее малого выхода можно пренебречь.

Таким образом, применение  $(\gamma, \gamma')$ -реакции позволяет осуществлять селективное определение индия в рудах и продуктах их переработки.

Поступило в Редакцию 24/VII 1967 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Тейлор. Нейтронное излучение и активационный анализ. М., Изд-во иностр. лит., 1966.
2. И. А. Абрамс, Л. Л. Пелекис, И. Я. Таурев. В сб. «Нейтронноактивационный анализ». Рига, «Знание», 1966, стр. 135.
3. И. Н. Плаксин, Л. П. Старчик. Ядерно-физические методы контроля вещественного состава. М., «Наука», 1966.
4. K. Yoshihara. Isotopes and Radiation, 3, 275, 464, 472 (1960); 4, 93 (1961).
5. A. Veres. Internat. J. Appl. Rad. Isotopes, 14, 123 (1963).
6. Chart of the Nuclides, U.S. Atomic Energy Commission, 8th ed., 1965.
7. H. Lukens et al. Internat. J. Appl. Rad. Isotopes, 11, 30 (1961).
8. T. Kaminishi, Ch. Kojima. Japanese J. Appl. Phys., 2, 399 (1963).

## О коэффициенте самоэкранирования в решетке пластин

А. Г. КАЛАШНИКОВ, Г. И. ТОШИНСКИЙ

УДК 621.039.512.23

Вопрос о коэффициенте самоэкранирования (к. с.) потока нейтронов в решетке поглощающих пластин, расположенных поочередно с пластинами замедлителя, рассмотрен в работах [1—3] и др. Однако в работах [1, 2] рассмотрение не доведено до аналитического выражения, а результаты расчета приведены для очень ограниченной области изменения параметров решетки. В работе [3] получено аналитическое выражение и представлены численные результаты, однако при выводе предполагалось, что средний поток нейтронов в пластине замедлителя равен своему асимптотическому значению, а это справедливо лишь при толщинах замедлителя, значительно больших длины свободного пробега в нем. В связи с изложенным представляется интересным получить аналитическое выражение для к. с., справедливое при определенных допущениях для любых толщин поглотителя и замедлителя и позволяющее исследовать асимптотическое поведение к. с.

Рассмотрим периодическую решетку бесконечных пластин замедлителя и поглотителя. Предположим, что в замедлителе имеется равномерно распределенный изотропный источник нейтронов. Примем также, что рассеяние в поглотителе отсутствует и однократное столкновение в замедлителе выводит нейтрон из рассмотрения, т. е.  $P_0 = P_1 = 0$ . Здесь  $P_0 = \Sigma_{s0}/\Sigma_{t0}$  и  $P_1 = \Sigma_{s1}/\Sigma_{t1}$  — отношения макроскопических полных сечений рассеяния в поглотителе и замедлителе соответственно.

Допущение о постоянстве источников нейтронов в замедлителе соответствует действительности, когда в области энергий выше рассматриваемой захват нейтронов в поглотителе не приводит к заметному уменьшению плотности замедления вблизи поглощающих пластин. Случаю  $P_1 = 0$  соответствует, например, описание процесса поглощения нейтронов в узком резонансе, так как при этом одно столкновение в замедлителе выводит нейтрон из области резонансных энергий и рассеяние в замедлителе для резонансных нейтронов эквивалентно поглощению.

В соответствии со сказанным выше число нейтронов, проходящих через  $1 \text{ см}^2$  поверхности пластины

поглотителя по направлению  $\Omega$  (из числа родившихся в соседней пластине замедлителя), составляет

$$\varphi(\Omega) d\Omega = \int_0^{d_1/\cos\theta} \frac{\exp(-\Sigma_{t1}r) \cos\theta r^2 dr \sin\theta d\theta d\varphi}{4\pi r^2} = \\ = \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Sigma_{t1}d_1}{\mu}\right) \right] \frac{\mu d\Omega}{4\pi\Sigma_{t1}},$$

где  $d_1$  — толщина пластины замедлителя;  $\mu = \cos\theta$ ;  $\theta$  — угол между направлением полета нейтрона и нормалью к пластине. Из этого числа нейтронов захватывается в пластинах поглотителя с толщиной  $d_0$ : в первой

$$P_1(\Omega) d\Omega = \varphi(\Omega) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Sigma_{t0}d_0}{\mu}\right) \right] d\Omega,$$

во второй

$$P_2(\Omega) d\Omega = \varphi(\Omega) \exp\left(-\frac{\Sigma_{t0}d_0}{\mu}\right) \exp\left(-\frac{\Sigma_{t1}d_1}{\mu}\right) \times \\ \times \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\Sigma_{t0}d_0}{\mu}\right) \right] d\Omega$$

и т. д. Тогда полное число поглощенных нейтронов в расчете на  $1 \text{ см}^2$  пластины поглотителя составит

$$P = 2 \sum_{k=1}^{\infty} P_k(\Omega) d\Omega = \frac{J(\alpha, \beta)}{\Sigma_{t1}}.$$

Здесь

$$J(\alpha, \beta) = \int_1^{\infty} \frac{[1 - \exp(-\alpha t)][1 - \exp(-\beta t)] dt}{\{1 - \exp[-(\alpha + \beta)t]\} t^3}$$

оптические толщины поглотителя и замедлителя.

Так как число нейтронов, рожденных в замедлителе, в расчете на  $1 \text{ см}^2$  равно  $d_1$ , то вероятность поглощения нейтрона

$$W_c = \frac{P}{d_1} = \frac{J(\alpha, \beta)}{\beta}.$$