

2. П. Тетени, Л. Бабернич. «Докл. АН СССР», 143, 616 (1962).
3. В. И. Спицын и др. «Докл. АН СССР», 173, 388 (1967).
4. В. И. Спицын, Г. И. Пирогова, Р. И. Коростелева. «Докл. АН СССР», 179, 1152 (1968).
5. И. Максим, Т. Браун, Г. Гланц. «Кинетика и катализ», V, 90 (1964).
6. Н. Коhn, E. Taylor. J. Phys. Chem., 63, 500 (1959).
7. E. Taylor, H. Koehn, G. Moore. Large Radiat. Sources Ind., 2, 119 (1960).
8. S. Vasukas, Y. Yukio, M. Shoji. Nature, 183, 388 (1959).
9. Д. В. Сокольский и др. «Тр. Ин-та хим. наук АН КазССР», 22, 141 (1968).
10. Л. Ф. Фрейдлин, А. А. Баландин, И. Ф. Жукова. «Кинетика и катализ», VII 447 (1966).
11. Д. В. Сокольский. Гидрирование в растворах. Алма-Ата. Изд. АН КазССР, 1962.

Нейтронный активационный анализ обогащенных изотопов европия, индия, иридия и лютетия

С. С. ВАСИЛЬЕВ, О. АББАСОВ, Л. М. ВЕЛЛОС, С. КОДИРИ,
Л. П. СТАРЧИК

УДК 539.172.4:539.183.2:543.52

Ранее нами предлагался экспрессный изотопный анализ индия и лютетия [1], европия и иридия [2]. Для повышения точности этого метода анализа использовали нейтроны, получаемые по реакции $\text{Be}^9(\gamma, n)\text{Be}^8$. Поток γ -излучения генерировался при торможении быстрых электронов на вольфрамовой мишени толщиной 1 мм. В качестве источника быстрых электронов применялся ускоритель ЛУЭ-5. Нейтроны замедлялись до тепловых энергий в парафиновом блоке размером $600 \times 600 \times 600$ мм.

Метод этого анализа основан на пропорциональной зависимости начальной активности от концентрации

активируемого изотопа [3–5]. Для определения соотношений между интенсивностью γ -излучения и содержанием данного изотопа применялись образцы, обогащенные им до различных концентраций. Массы проб равны 0,1 г (Eu_2O_3 , Lu_2O_3 , Ir) и 0,05 г (In_2O_3). Облучение тепловыми нейтронами (сечения активации $\sigma_{\text{акт}}$ приведены в работе [6]) проводили в идентичных условиях в течение 20 мин. Спектры γ -излучений активированных изотопов регистрировали с помощью сцинтилляционного датчика ФЭУ-43 с кристаллом NaI(Tl) размером 80×50 мм на анализаторе АИ-100-1. Аппаратурные формы спектров представлены на рис. 3, а — г.

Определение активности, соответствующей γ -излучению данной энергии, и учет комптоновского распределения производили по методу Ковелла [5], что было возможно, так как разрешающая способность АИ-100-1

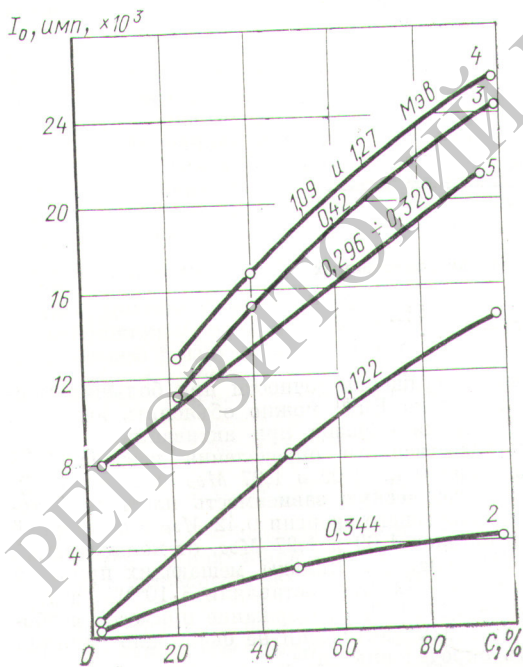


Рис. 1. Зависимости интенсивностей γ -излучений от концентраций изотопов Eu^{151} (кривые 1, 2), In^{115} (кривые 3, 4), Ir^{193} (кривая 5) в активированных образцах.

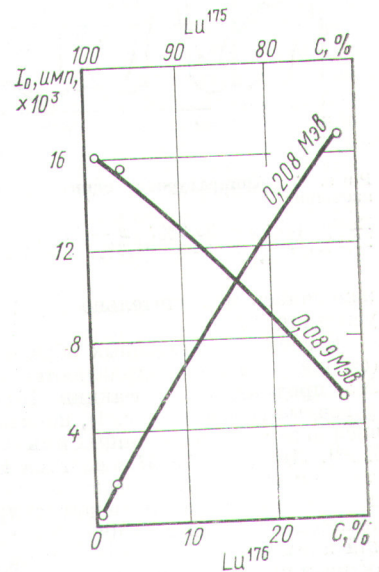


Рис. 2. Зависимость интенсивности γ -излучения от концентрации изотопа Lu^{176} в активированных образцах.

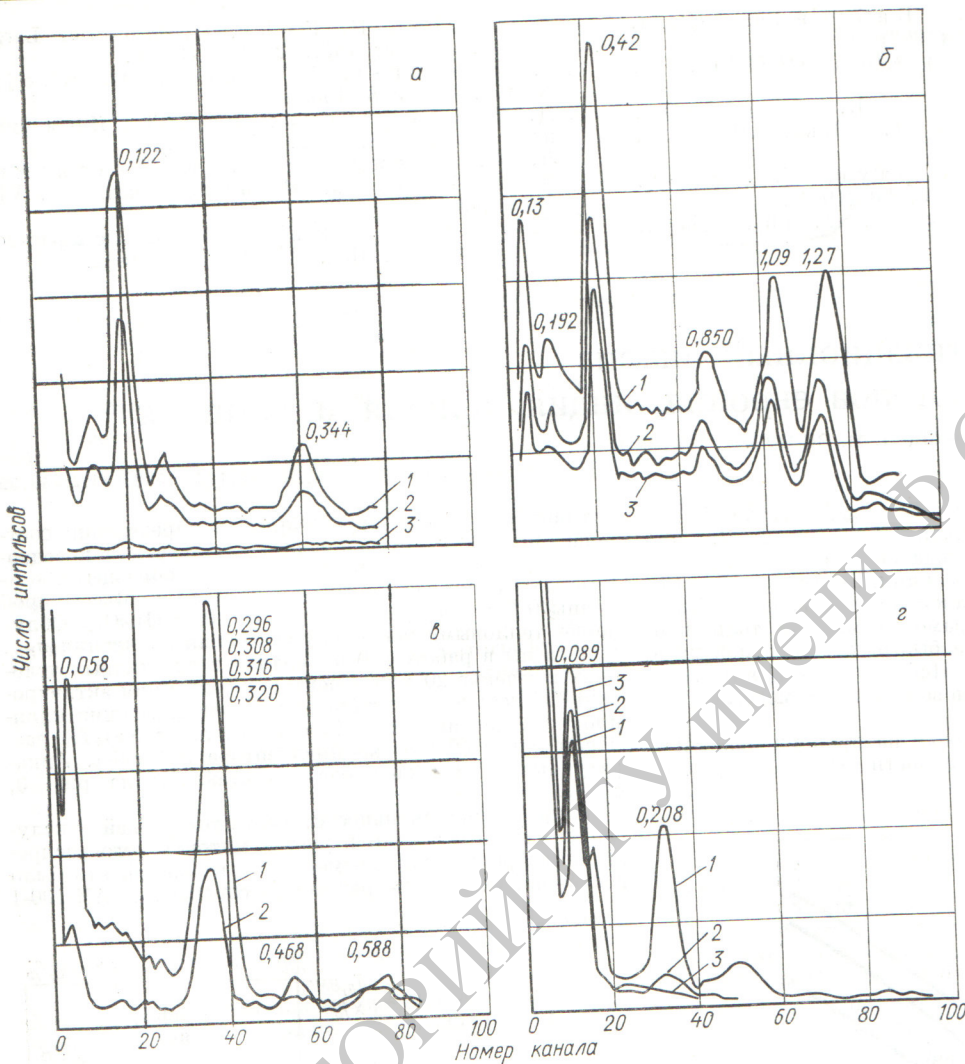


Рис. 3. Аппаратурные сцинтилляционные γ -спектры полного поглощения активированных изотопов:

Eu^{151} (а): 1 — 98,8%, 2 — 47,77%, 3 — 1,1%; In^{115} (б): 1 — 99,7%, 2 — 38,5%, 3 — 21,5%; Ir^{193} (в): 1 — 94,3%, 2 — 7,3%; Lu^{176} (г): 1 — 27,1%, 2 — 2,6%; 3 — 0,2%.

изменялась незначительно (0,25% на один канал при усилении 10).

В спектре облученных образцов, содержащих Eu^{151} (см. рис. 3, а), четко выделяются фотопики 0,122 и 0,344 Mэв продукта (п, 1)-реакции. Были построены градуировочные графики (рис. 1), показывающие связи между числом зарегистрированных импульсов и концентрацией Eu^{151} . Линия 0,123 Mэв изотопа Eu^{154} на наблюдается, так как период полураспада его несоизмеримо велик по сравнению со временем облучения. Мешающими примесями являются Gd^{159} , Nd^{151} , Dy^{165} . Оценка влияния примесей, проведенная путем расчетов по формуле активации [3] для максимума возможного содержания их в обогащенных изотопах европия, показала, что суммарное влияние этих примесей на порядок меньше статистических флуктуаций линий, обусловленных наличием европия.

Некоторое ухудшение точности при больших концентрациях изотопа Eu^{151} можно объяснить явлением самоэкранирования образца при активации.

Для количественного определения изотопа In^{115} выбрали энергии 0,42, 1,09 и 1,27 Mэв (см. рис. 3, б). Определяли графическую зависимость площади фотопика, соответствующего энергии 0,42 Mэв и суммарной площади фотопиков 1,09 и 1,27 Mэв , от концентраций изотопа In^{115} (рис. 1). Вклады мешающих примесей в интенсивность 0,42 Mэв составляли $3 \cdot 10^{-5}\%$, а 1,09 и 1,27 Mэв — $6,2 \cdot 10^{-3}\%$. Содержание примесей в обогащенных изотопах фактически не оказывало влияния на точность определения In^{115} .

Для анализа изотопного состава смеси $\text{Lu}^{175} + \text{Lu}^{176}$ воспользовались зависимостью площадей фотопиков, соответствующих энергиям γ -излучений 0,089 Mэв метастабильного изотопа $\text{Lu}^{176\text{m}}$ и 0,208 (0,21) Mэв из-

тоша Lu¹⁷⁶. Оценку влчания примесей также проводили расчетным путем. Градуировочные графики приведены на рис. 2.

Содержание Iг¹⁹¹ в смеси Iг¹⁹¹ + Iг¹⁹³ можно определять по фотопику 0,058 Мэв, но из-за высокого фона за счет комптоновского континуума более жестких γ-лучей абсолютная среднеквадратичная ошибка достигает ±7,2%. Гамма-излучения с энергиями 0,29—0,32 Мэв изотопов Iг¹⁹² и Iг¹⁹⁴ образовали суммарный фотопик.

Учет самоэкранирования образца при облучении проводился с учетом данных работы [4]. Величина нейтронного потока практически (в пределах точности измерений) не зависит от концентраций. Зависимость величины площади фотопика от концентрации Iг¹⁹³ представлена на рис. 1.

Данный метод является относительным, поэтому вместе с исследуемым образцом облучается и эталонный. Нейтронноаквационный анализ позволяет проводить определение изотопов без разрушения образца. Последнее обстоятельство имеет существенное значение в связи со значительной стоимостью обогащенных изотопов.

Время подготовки образца, активации, снятия спектра и обработки результатов при наличии градуировочного графика составляет 1—1,5 ч.

Авторы выражают благодарность В. П. Костюченко за помощь, оказанную при проведении экспериментов.

Поступило в Редакцию 13/VI 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Васильев и др. «Изв. вузов. Физика», № 1, 127 (1969).
2. С. С. Васильев и др. «Атомная энергия», 28, 65 (1970).
3. Д. Тейлор. Нейтронное излучение и активационный анализ. М., Атомиздат, 1965.
4. Р. А. Кузнецов. Активационный анализ. М., Атомиздат, 1967.
5. Г. Боуэн, Д. Гиббонс. Активационный анализ. М., Атомиздат, 1968.
6. И. В. Гордеев и др. Ядернофизические константы. Справочник. М., Атомиздат, 1967.

Дозовая функция плоского бесконечно тонкого источника, расположенного на границе раздела двух сред

Д. П. ОСАНОВ, Ю. Н. ПОДСЕВАЛОВ

УДК 539.12.03

Настоящая работа посвящена изучению дозовой функции плоского бесконечно тонкого источника, расположенного на границе раздела двух сред, одной из которых является тканеэквивалентный материал. Обозначим эту функцию $D(E_0, d_n, Z_p)$, где d_n — расстояние по нормали от плоскости источника до детектора; E_0 — граничная энергия β-спектра; Z_p — атомный номер рассеивателя. Среду, расположенную ниже плоскости источника, будем называть поглотителем. Выше плоскости источника находится рассеиватель. В качестве рассеивателя в эксперименте использовали полиэтилен, алюминий, медь, олово, свинец. Толщины рассеивателя из полиэтилена изменялись от нуля до $0,5 R_0$ (R_0 — максимальный пробег β-частиц), в остальных случаях рассеиватель был «бесконечным» ($d_p > \frac{R_0}{2}$).

В эксперименте определяли величину возрастания дозы на расстоянии d_n от источника, обусловленную рассеянным «назад» β-излучением (обозначим ее κ).

В общем случае κ является функцией энергии β-излучения, толщины и материала рассеивателя, расстояния d_n и изменяется в пределах $0 - \kappa_{\text{макс}}$. Для тканеэквивалентной «бесконечной» среды можно записать:

$$D_{\infty}(E_0, d_n) = D_{\text{пл}}(E_0, d_n) [1 + \kappa(E_0, d_n)], \quad (1)$$

где $D_{\infty}(E_0, d_n)$ — дозовая функция плоского тонкого источника β-излучения [1]; $D_{\text{пл}}(E_0, d_n)$ — дозовая функция плоского тонкого источника, находящегося на границе ткань — воздух; $\kappa(E_0, d_n)$ — дозовый коэффициент обратного рассеяния для плоского изотропно го источника и «бесконечного» рассеивателя. Если рассеиватель имеет произвольный атомный номер и переменную толщину d_p , то выражение (1) будет иметь вид:

$$D(E_0, d_n, Z_p) = D_{\text{пл}}(E_0, d_n) [1 + \kappa(E_0, Z_p, d_p, d_n)]. \quad (2)$$

Экспериментальное определение величины κ производилось для точечного источника «бесконечно» широким детектором. Результаты таких измерений соответствуют измерениям в геометрии плоский источник — точечный детектор. В качестве детектора была использована экстрополяционная ионизационная камера диаметром 160 мм. Потенциальный электрод камеры был изготовлен из алюминизированной териленовой пленки толщиной $3,5 \cdot 10^{-4}$ г/см², второй электрод собирающий — из оргстекла толщиной 0,8 г/см², покрытого тонким слоем графита. Для уменьшения электростатических помех камера была экранирована металлическим заземленным кожухом. Источник и рассеиватель помещались вплотную к потенциальному электроду. Ионизационный ток измерялся электромером У-1-2 и электромером с динамическим конденсатором TR-84В. Источники β-излучения были изготовлены на териленовой пленке толщиной $3,5 \cdot 10^{-4}$ г/см². В качестве тканеэквивалентного поглотителя использовались фильтры из полиэтилена и терилена. Электроны с пробегами $R \leq 7 \cdot 10^{-4}$ г/см² в эксперименте не регистрировались.

В процессе измерений было установлено, что дозовый коэффициент обратного рассеяния κ не зависит от граничной энергии β-спектра. Качественно такой результат можно объяснить тем, что при уменьшении граничной энергии β-спектра от 3000 до 250 кэв средняя энергия отраженных электронов возрастает [2] и соответственно уменьшается величина тормозной способности $-\frac{dE}{dx}$. С возрастанием толщины поглотителя величина κ экспоненциально убывает. Если толщина поглотителя выражена в единицах R_0 , то для рассеивателя из данного материала зависимость $\kappa = f\left(\frac{d_n}{R_0}\right)$ при различных энергиях β-излучения характеризуется одной и той же кривой. Результаты изме-