

где  $A$  и  $\beta$  — соответственно расчетный и наблюдаемый по  $\beta$ -излучению на поверхности запас продуктов ядерных взрывов в почве;  $\mu = 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{мг}$  — коэффициент поглощения  $\beta$ -частиц почвой, эквивалентный поглощению  $\beta$ -частиц реальной смеси изотопов. В табл. 2 приведены значения  $d$ , рассчитанные по формуле (1) и полученные экспериментально [5]. Между ними наблюдается удовлетворительное совпадение. Таким образом, скорость роста средневзвешенной глубины проникновения  $\beta$ -излучателей в почву составляет несколько миллиметров в год (без поправки на распад изотопов в процессе миграции).

Поступило в Редакцию 29/XI 1976 г.

УДК 543.53

## О способе учета флюктуаций потока излучений в активационном анализе

ФАМ ЗУИ ХИЕН

В экспериментах по активационному анализу влияние флюктуаций потока излучений обычно устраняется путем одновременного облучения образца и эталона или применения внутреннего стандарта [1]. Хотя эти способы в принципе обеспечивают хорошую точность, они имеют и недостатки, ограничивающие производительность метода анализа, и не могут быть всегда успешно использованы, особенно в тех случаях, когда образуются короткоживущие изотопы. В настоящей работе предложен простой способ определения наведенной активности с учетом флюктуаций потока излучений во время облучения. В качестве источника излучений использовали нейтронный генератор с интегральным выходом порядка  $10^{10}$  част./с. Монитором потока нейтронов являлся всеволновый счетчик с детектором СМ-11. С помощью пересчетных устройств, работающих под управлением таймера (или временного анализатора), монитор регистрировал также временное распределение интенсивности нейтронного генератора во время облучения. Величина наведенной активности рассчитывалась путем суммирования активностей, вызываемых облучением нейтронов в каждом канале этого временного распределения. Нетрудно показать, что решение уравнения активации можно записать в виде

$$A = A_1(1 + \delta). \quad (1)$$

Величина  $A_1$  представляет собой часть активности, связанную со средним значением потока нейтронов:

$$A_1 = \alpha N f [1 - \exp(-\lambda t)], \quad (2)$$

где  $\lambda$  — постоянное число распада изотопа;  $t$  — время облучения;  $N$  — число атомов определяемого элемента;  $f$  — среднее число нейтронов в одном канале;  $\alpha$  — некоторый коэффициент. Величина  $\delta$  в формуле (1) является поправкой, связанной с флюктуациями потока нейтронов во время облучения:

$$\delta = \frac{e^{-\lambda t}}{f(1 - e^{-\lambda t})} [\delta f_1 (e^{\lambda t/n} - 1) + \delta f_2 (e^{2\lambda t/n} - e^{\lambda t/n} + \dots$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильева Н. В. и др. В сб.: Труды ИЭМ, 1972, вып. 25, с. 166.
2. Махонько К. П. и др. Там же, 1976, вып. 6 (64), с. 64.
3. Павлоцкая Ф. И. Миграция радиоактивных продуктов глобальных выпадений в почвах. М., Атомиздат, 1974.
4. Махонько К. П. В сб.: Радиоактивные изотопы в почве и растениях. М.—Л., «Колос», 1969, с. 48.
5. Брендаков В. Ф. и др. В сб.: Труды ИЭМ, 1970, вып. 5, с. 143.
6. Гречушкина М. П. Таблицы состава продуктов мгновенного деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ . М., Атомиздат, 1964.

$$\dots + \delta f_n (e^{\lambda t} - e^{\frac{n-1}{n}\lambda t})]. \quad (3)$$

Здесь  $n$  — число каналов;  $f_i$  — число нейтронов, регистрируемых в  $i$ -м канале;  $\delta f_i = f_i - f = f_i - \frac{1}{n} \sum_t f_i$

( $\sum_i \delta f_i = 0$ ). При пренебрежении флюктуациями потока нейтронов ( $\delta f_i = 0$ ) или при  $n = 1$   $\delta = 0$ . В общем случае флюктуации потока нейтронов учитываются путем вычисления поправки  $\delta$ , а из формулы (1) и экспериментального значения  $A$  находится величина  $A_1$ , которая, согласно (2), пропорциональна числу атомов определяемого элемента. Очевидно, что вычисление  $\delta$  по формуле (3) тем точнее, чем больше число каналов. Однако на практике всегда можно рассчитать поправку по формуле (3) с достаточной точностью при помощи небольшого числа каналов.

В качестве иллюстрации приведем результаты учета флюктуаций интенсивности потока нейтронов при активации кремния, алюминия и железа в бокситах в реакциях  $^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$  ( $T_{1/2} = 2,31$  мин),  $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$  ( $T_{1/2} = 10$  мин) и  $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$  ( $T_{1/2} = 2,58$  ч) [2]. Каждый образец и эталон облучались в течение 8 мин, причем счетчик регистрировал число нейтронов в каж-

Флюктуации потока нейтронов в одном облучении Таблица 1

Канал	$f_i$ ( $\times 10^{-1}$ )	$\delta f_i/f$ , %	Канал	$f_i$ ( $\times 10^{-1}$ )	$\delta f_i/f$ , %
0—1	10 935	2,88	4—5	10 715	0,08
1—2	10 980	3,28	5—6	10 428	-1,9
2—3	10 701	0,65	6—7	10 379	-2,35
3—4	10 525	-0,98	7—8	10 378	-2,35



Вычисление поправки  $\delta$  Таблица 2

$n$	$^{28}\text{Al}$	$^{27}\text{Mg}$	$^{56}\text{Mn}$
1	0	0	0
2	-0,0079	-0,0022	0
4	-0,011	-0,0031	0
8	-0,0115	-0,0035	0

дую минуту. Это позволяло вычислить поправку  $\delta$  с  $n=1, 2, 4, 8$ . В табл. 1 приведены экспериментальные данные о флюктуациях потока нейтронов в одном облучении. «Амплитуда флюктуаций»  $(\delta f_i/f)_{\text{макс}}$  составляет около 3%. Результаты расчетов  $\delta$  представ-

лены в табл. 2. С уменьшением периода полураспада изотопа абсолютная величина поправки увеличивается и становится существенной по сравнению с другими экспериментальными погрешностями (1,2% для  $^{28}\text{Al}$ ). Из табл. 2 видно также, что для получения точности лучше 0,1% для изотопов  $^{28}\text{Al}$ ,  $^{27}\text{Mg}$  и  $^{56}\text{Mn}$  достаточно вычислять поправку по формуле (3) с  $n = 4 \div 8$ .

Поступило в Редакцию 11/VI 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. De Soete D., Gijbels R., Hoste J. In: Chemical Analysis. London — N. Y. — Sydney — Toronto. Wiley-Interscience, 1972, v. 34, Ch. 10, p. 449.
2. Джелепов Б. С., Пекер Л. К. Схемы распада радиоактивных ядер.  $A < 100$ . М., «Наука», 1966.

УДК 639.144.7

Активация элементов в  $(\gamma, \gamma')$ -реакции с использованием гамма-излучения  $^{16}\text{N}$

АКБАРОВ У., УЗАКОВА У., УМИРБЕКОВ К.

Активационному определению элементов по изомерам, образующимся в результате  $(\gamma, \gamma')$ -реакции, посвящен ряд работ. В большинстве этих работ источниками  $\gamma$ -квантов являются электронные ускорители [1, 2], представляющие собой сложную дорогостоящую установку. Опубликованы также работы, где для  $(\gamma, \gamma')$ -реакции используются  $\gamma$ -кванты  $^{60}\text{Co}$  [3],  $^{116m}\text{Tl}$  [4],  $^{24}\text{Na}$  [5] с максимальной энергией 1,33; 2,17 и 2,75 МэВ соответственно. Однако вследствие низких значений этих энергий для получения изомеров с активностью, достаточной для измерения, приходится использовать источники  $\gamma$ -квантов с большой интенсивностью и большие объемы проб. С учетом этого обстоятельства для получения изомеров в  $(\gamma, \gamma')$ -реакции использовались радиоизотопы с более высокой энергией  $\gamma$ -квантов. Среди известных искусственных радиоизотопов наиболее высокой энергией  $\gamma$ -квантов обладает  $^{16}\text{N}$  с периодом полураспада 7,4 с, испускающий  $\gamma$ -кванты с энергией 6,14 и 7,11 МэВ (69 и 4,9%). Изотоп  $^{16}\text{N}$  может образоваться под действием нейтронов из азота, кислорода и фтора в  $^{16}\text{N}(n, \gamma)^{16}\text{N}$ -,  $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ - и  $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$ -реакциях. Как наиболее выгодная реакция при использовании нейтронов реактора была выбрана реакция  $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$ .

Для этого соединения фтора (содержание фтора 100 г) упаковывали в цилиндрическую емкость с коллоидом и облучали в течение 20 с в канале реактора ВВР-СМ. При этом под действием быстрых нейтронов реактора наблюдалась реакция  $^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$ . Емкость со фтором после облучения вынесли из нейтронного поля реактора в течение 1—2 с и надели на исследуемый элемент, из которого образуется изотоп в результате  $(\gamma, \gamma')$ -реакции. В связи с небольшим периодом полураспада  $^{16}\text{N}$  исследование проводилось в основном на элементах, изомеры которых имеют периоды полураспада до одной минуты.

После облучения  $\gamma$ -квантами элемент-мишень в течение 5 с доставляли к измерительной установке, пред-

ставляющей собой спинтилляционный гамма-спектрометр с кристаллом  $\text{NaI(Tl)}$  с коллоидом. Время измерения активности составляло два периода полураспада изомера исследуемого элемента. Ядерные характеристики исследованных изомеров и полученная чувствительность для каждого элемента, т. е. минимальное количество элемента, при котором образуется измеримая активность изомера, приведены в таблице. Критерием измеряемой активности является активность, которой соответствует число импульсов на фотошпике аналитической линии изомера, равное  $3\sqrt{N_{\text{ф}}}$ , где  $N_{\text{ф}}$  — число импульсов фона под фотошпиком.

Исследования показывают потенциальные возможности достижения высокой чувствительности анализа элементов с помощью  $(\gamma, \gamma')$ -реакции с использованием  $\gamma$ -излучения  $^{16}\text{N}$ , образующегося из фтора под действием нейтронов реактора.

Приведенные в таблице значения чувствительности получены при плотности потока нейтронов

Ядерные характеристики и чувствительность определения элементов

Элемент	Время облучения, с	Изомер	Период полураспада, с	Энергия $\gamma$ -квантов, кэВ	Время измерения, с	Чувствительность, г
Селен	16	$^{77m}\text{Se}$	19	160	40	$2 \cdot 10^{-2}$
Иттрий	15	$^{89m}\text{Y}$	16	915	30	$10^{-1}$
Бром	8	$^{79m}\text{Br}$	5	210	10	$10^{-2}$
Серебро	22	$^{107m}\text{Ag}$	45	93	90	$2 \cdot 10^{-2}$
		$^{109m}\text{Ag}$	40	88		
Гафний	16	$^{179m}\text{Hf}$	19	215	40	$2 \cdot 10^{-3}$
Вольфрам	9	$^{183m}\text{W}$	5,5	105	10	$5 \cdot 10^{-2}$
Золото	11	$^{197m}\text{Au}$	7,4	279	15	$10^{-2}$