

маторе нейтронов, и коэффициент C , учитывающий уменьшение средней энергии нейтронов в пучке \bar{E}_R ($Mэв$) в результате рассеяния в коллиматоре по сравнению со средней энергией \bar{E}_0 ($Mэв$) нейтронов, испускаемых $Pu - Be(\alpha, n)$ -источником, в формулах

$$P = k \frac{Q}{4\pi R^2}; \quad (1)$$

$$\bar{E}_R = c\bar{E}_0, \quad (2)$$

где Q — полный поток источника, нейтр/сек; R — расстояние от центра источника в коллиматоре до данной точки на оси пучка, см. Эти же коэффициенты были получены в результате расчета методом Монте-Карло [2].

В настоящей работе определены спектры нейтронов $Pu - Be(\alpha, n)$ -источника в «открытой геометрии» и в пучке из типового коллиматора (с апертурой 0,26 стер) установки УКПН-1. Измерения проводились однокристалльным сцинтилляционным спектрометром с дискриминацией γ -излучения по времени высвечивания стильбена (размеры кристалла 40×19 мм). При измерениях детектор спектрометра и коллиматор с источником располагались на легкой подставке. Расстояние до массивных рассеивателей составляло при этом не менее 1,8 м. Фон рассеянных нейтронов был пренебрежимо мал. Обработка аппаратурных спектров протонов отдачи проводилась методом сглаживающего дифференцирования по специально разработанной программе на вычислительной машине М-20.

Полученные спектры $Pu - Be(\alpha, n)$ -источника приведены на рисунке. В табл. 1 сравниваются коэф-

в коллиматоре увеличивает интенсивность в «мягкой» области. По форме спектры повторяют друг друга. Коэффициент k в настоящей работе меньше значения, полученного другими методами. Это можно объяснить меньшим по сравнению с «всеголовным счетчиком» динамическим диапазоном сцинтилляционного спектрометра. Он не регистрирует нейтроны в области ниже 1 $Mэв$, а эта область, по данным последних работ [3, 4], вносит существенный вклад в плотность потока, тем более после рассеяния в коллиматоре. Полученный в настоящей работе в результате интегрирования спектра в «открытой геометрии» полный поток источника совпадает с паспортными данными в пределах 5%.

Ввиду широкого применения $Pu - Be(\alpha, n)$ -источников представляет значительный интерес сравнение полученного спектрального распределения с основными литературными данными. Результаты сравнения расположения максимумов (пиков) в распределениях и их относительных амплитуд (относительно наиболее распространенного в работах максимума при $E = 4,6 Mэв$, амплитуда A которой принята за единицу) приведены в табл. 2.

Поступило в Редакцию 29/VII 1970 г.
В окончательной редакции 21/VI 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Балахничев, М. Ф. Юдин, А. П. Яновский. «Труды метрологических институтов СССР», вып. 124 (184), 107 (1970).
2. Л. Я. Гудкова и др. Там же, стр. 99.
3. R. Lehman. Nucl. Instrum. and Methods, **61**, 252 (1968).
4. M. Anderson, R. Neff. Trans. Amer. Nucl. Soc., No. 2, 454 (1968).
5. L. Stewart. Phys. Rev., **98**, 740 (1955).
6. W. Hess. Ann. Phys., **6**, 115 (1959).
7. H. Brock, C. Anderson. Rev. Sci. and Instrum., **31**, 1063 (1960).
8. M. Anderson, W. Bond. Nucl. Phys., **43**, 339 (1963).
9. E. Tochilin. Neutron Dosimetry. Vol. I, Vienna, IAEA, 1963, p. 553.
10. Л. А. Трыков, В. И. Кухтевич, О. А. Трыков. Бюл. Информационного центра по ядерным данным. Вып. 2, М., Атомиздат, 1965, стр. 341.
11. F. Haas, Mc. Carthy. J. Nucl. Instrum. and Methods, **50**, 343 (1967).
12. Ю. В. Иванов, Б. И. Кузаев, Г. С. Орлов. «Труды метрологических институтов СССР», вып. 124 (184), 188 (1970).

Сравнение коэффициентов k и c Таблица 1

Метод получения результатов	k	$\delta_k, \%$	c	$\delta_c, \%$
Всеголовой счетчик и двойной замедлитель [1]	1,37	± 5	0,89	± 12
Расчет методом Монте-Карло [2]	1,31	± 5	0,90	± 7
Спектрометр (настоящая работа)	1,17	± 5	0,92	± 2

фициенты k и c , полученные из этих спектров, с данными интегральных экспериментов [1] и результатами расчета методом Монте-Карло [2].

Из полученных спектральных распределений нейтронов (см. табл. 1 и рисунок) видно, что рассеяние

Теория отбора компонентов в активационном анализе

Н. В. ЗИНОВЬЕВ

В практику активационного анализа стали вводиться методы расшифровки амплитудных спектров на больших электронно-вычислительных машинах. Такое обстоятельство приводит к необходимости изложения и обоснования эффективных алгоритмов данной области.

В связи с этим рассмотрим следующую постановку задачи:

анализируется большое число однотипных образцов; всю совокупность измеряемых активностей из данной группы материалов можно полностью представить библиотекой эталонных спектров;

УДК 543.53:519.281.2:518.5

число спектров библиотеки велико, и статистика не позволяет включить всю их совокупность как присутствующие компоненты;

в каждом конкретном образце число существенных активностей не велико, но их качественный состав не известен;

статистика эксперимента достаточна для анализа с заданной точностью, если алгоритм исключит из формализма метода наименьших квадратов все или почти все несущественные активности.

Для простоты изложения такого алгоритма введем следующие обозначения: $\Phi(k)$ — расшифровываемый спектр; $f(i, k)$ — спектр i -го эталона библиотеки; $P(k)$ — статистический вес k -го канала; $\alpha(i)$ — вклад i -го эталонного спектра; k — номер канала анализатора; i — порядковый номер эталона, изменяющийся от 1 до m . Пусть на данном этапе вычислений критерий Пирсона представляется равенствами

$$X^2 = \sum_k P(k) \Delta^2(k), \quad (1)$$

где

$$\Delta(k) = \Phi(k) - \sum_{r=1}^s \alpha(I_r) f(I_r, k), \quad (2)$$

в которых величины I_1, I_2, \dots, I_s — числа ряда 1, 2, ..., m .

Предположим, что гипотеза о достаточности s компонентов явно ложна. Возникшую задачу дополнения компонентов можно решить следующим образом: вычисляются величины

$$Q(i) = \left[\sum_k P(k) \Delta(k) f(i, k) \right] \left[X^2 \sum_g P(g) f^2(i, g) \right]^{-1/2} \quad (3)$$

$$(i \neq I_1, I_2, \dots, I_s),$$

представляющие собой корреляцию $\Delta(k)$ с $f(i, k)$, которые не учитывались в выражении (2). Анализируя ряд $Q(i)$, определим номера I_{s+1} и I_{s+2} , соответствующие максимальной положительной ($Q(I_{s+1})$) и отрицательной ($Q(I_{s+2})$) корреляциям. На основе соотношений между $Q(I_{s+1})$ и $Q(I_{s+2})$ в формализм метода наименьших квадратов дополняют или $f(I_{s+1}, k)$, или $f(I_{s+2}, k)$, или оба спектра. Описанная процедура повторяется до получения удовлетворительного X^2 .

Данный алгоритм не абсолютен, так как формы компонентов неортогональны, но, несмотря на это, составленные на его основе программы могут успешно использоваться в инструментальном активационном анализе. При этом вместо гауссова метода наименьших квадратов лучше использовать градиентный с запретом отрицательных активностей и включить процедуру отбрасывания малых компонентов.

Поступило в Редакцию 12/XI 1970 г.

К ОПТИМИЗАЦИИ АКТИВАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Г. С. ВОЗЖЕНИКОВ

УДК 550.835

При некоторой продолжительности активирования (t_a^{opt}) суммарное время, затрачиваемое на облучение мишени и регистрацию наведенной активности с заданной точностью, оказывается минимальным [1], что позволяет оптимизировать процесс активационных измерений.

Приведенное в работе [1] решение задачи получено для случая, когда можно пренебречь изменением величины вызванного эффекта за время регистрации. Это допущение хорошо соблюдается при активационных измерениях долгоживущих продуктов высокой активности, но не приемлемо при измерениях короткоживущих слабоактивных препаратов. В настоящем письме рассматривается случай, когда оптимальное время активирования рассчитывается с учетом экспоненциального уменьшения активности во времени.

Предположим, что скорость счета, обусловленная наведенной активностью изотопа с постоянной распада λ , составляет в момент начала регистрации I_0 (имп/мин), превышая натуральный фон. Тогда относительная статистическая ошибка при определении общего количества импульсов, зарегистрированных в течение времени t , при условии дискриминации натурального фона будет равна [2]

$$\delta = \frac{\sqrt{I_0/\lambda(1-e^{-\lambda t})}}{I_0/\lambda(1-e^{-\lambda t})}, \quad (1)$$

откуда легко находится время t , в течение которого следует измерять вызванный эффект с погрешностью не более заданной:

$$t = -\frac{1}{\lambda} \ln \left(1 - \frac{\lambda}{I_0 \delta^2} \right). \quad (2)$$

Из выражения (2) видно, что заданная точность измерений может быть обеспечена лишь при условии соблюдения неравенства $\lambda < I_0 \delta^2$. В противном случае получение требуемой точности измерений оказывается невозможным, так как не будет зарегистрировано нужное для этого количество импульсов вследствие быстрого уменьшения наведенной активности во времени.

В частном случае, когда $\lambda \ll I_0 \delta^2$, выражение (2) упрощается:

$$t = \frac{1}{I_0 \delta^2}. \quad (3)$$

Перейдем далее к расчету оптимального времени активирования t_a^{opt} , для нахождения которого достаточно решить уравнение

$$\frac{d}{dt_a} (t_a + t) = 0. \quad (4)$$

Будем считать, что момент начала регистрации совпадает с окончанием активирования. Тогда, имея в виду известную связь между величиной наведенной активности в момент снятия с облучения и ее насыщенным значением I_∞ , перепишем формулу (2):

$$t = -\frac{1}{\lambda} \ln \left[1 - \frac{\lambda}{I_\infty (1 - e^{-\lambda t_a}) \delta^2} \right]. \quad (5)$$

Учитывая выражение (5), запишем уравнение (4) следующим образом:

$$\frac{d}{dt_a} \left\{ t_a - \frac{1}{\lambda} \ln \left[1 - \frac{\lambda}{I_\infty (1 - e^{-\lambda t_a}) \delta^2} \right] \right\} = 0. \quad (6)$$