

ся пополам между диафрагмами 24 и 25. Это подтверждено экспериментально. Средняя эффективность преобразования в интервале энергий 3,8—4 кэв $\eta_{\text{ср}} = 96\%$ (точность измерения η составляет $\pm 5\%$).

Из условия $\tau \leq 1/\omega_0$ малости влияния пространственного заряда (τ — время пролета частицы через систему; ω_0 — плазменная частота) и выражения (5) получим ограничение на величину ϵ , обусловленную объемным зарядом:

$$\epsilon \geq d (\pi k Z e j)^{1/2} (2AM/W_{\parallel}^3)^{1/4} = 8,0d (Zj)^{1/2} (A/W_{\parallel}^3)^{1/4}, \quad (8)$$

где A и Z — атомный вес и кратность заряда иона; M и e — масса и заряд протона [при этом $\lambda = \frac{d \sqrt{\kappa}}{2\epsilon}$, см. (5)].

Таким образом, для дейтронов на выходе из экспандера [1] ($W = 800$ кэв, $d = 100$ см, $j = 4 \cdot 10^{-4}$ а) со-

ласно (8) имеем $\epsilon \geq 0,12$. Чтобы получить $\epsilon = 0,04$ для реакторных условий, необходимо усовершенствовать систему, например разделить входной поток ионов на несколько слоев с меньшей шириной d , предварительно сфокусировать пучок для компенсации расталкивающего эффекта пространственного заряда и осуществить прямое преобразование части перпендикулярной энергии W_{\perp} , которая в предложенной системе не рекуперируется.

Поступило в Редакцию 26/VI 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Post, B.N.E.S. Nuclear Fusion Reactor Conference, September 1969, Paper 2.4, 88.
2. R. Moir et al. IV IAEA Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Wisconsin, June 17—23, 1971, CN-28/K-1.

Теория самосогласованной расшифровки спектров в активационном анализе

Н. В. ЗИНОВЬЕВ, Н. М. МУХАМЕДШИНА

УДК 519.281.3:539-16.08

Успешное применение больших ЭВМ при активационном анализе возможно лишь на основе достаточно эффективных алгоритмов. При этом совершенно очевидно, что методы вычислений, являющиеся аналогами графических вариантов расшифровки спектров, не могут дать существенные сдвиги в чувствительности и прочности определения примесей. Не оправдывают ожиданий и простые формализмы метода наименьших квадратов, так как они не учитывают многоизотопного характера эталонов и возможности их загрязнения. Значительной помехой при простых формализмах метода наименьших квадратов является совокупность большого числа весьма малых компонентов из-за вероятности содержания в образцах и эталонах всех элементов периодической системы.

Изложенный ниже алгоритм учитывает перечисленные трудности и, следовательно, может привести к некоторому расширению возможностей инструментального активационного анализа.

Пусть имеется система амплитудных спектров $\Phi(k, i)$ образца. В рамках статистических погрешностей можно утверждать, что при достаточно широких вариациях массово-временного параметра i ($i = 1, 2, 3, \dots, R$) и числа каналов k ($k = 1, 2, 3, \dots, n$) выполняется равенство

$$\Phi(k, i) = \sum_{j=1}^R \alpha_{ij} \Phi(k, j), \quad (1)$$

в котором α_{ij} — линейные коэффициенты, определяемые с помощью метода наименьших квадратов.

Если в этом смысле система $\Phi(k, i)$ полная, а это возможно в принципе для любого образца, то равенство (1) будет выполняться при любых i . Отмеченный факт можно назвать самосогласованностью спектров образца, а основанные на нем методы расшифровки — самосогласованными.

Предположим теперь, что необходимо определить содержание элемента, эталон которого дает систему амплитудных спектров $f(k, i)$. Спектр образца и эта-

лона можно представить выражениями

$$f(k, i) = \sum_{m=1}^q A_m \Psi_m(k) C(m, i) + \varphi(k, i); \quad (2)$$

$$\Phi(k, i) = \sum_{m=1}^q B_m \Psi_m(k) G(m, i) + \overline{\varphi(k, i)}, \quad (3)$$

где q — число существенных изотопов-идентификаторов элемента, активирующихся при облучении; A_m , B_m — начальные активности; $\Psi_m(k)$ — форма нормированного спектра изотопа-идентификатора; $C(m, i)$, $G(m, i)$ — массово-временные множители i -го изотопа; $\varphi(k, i)$, $\overline{\varphi(k, i)}$ — совокупности мешающих активностей.

Для представления алгоритма расшифровки сформируем спектры

$$H(k, i) = \Phi(k, i) + \sum_{j=1}^p f(k, j) N(j, i); \quad (4)$$

$$Z(k, i) = \Phi(k, i) - \sum_{j=1}^p f(k, j) N(j, i). \quad (5)$$

Оптимальные значения элементов матрицы $N(j, i)$ можно подобрать только при известном составе активностей или итерационными методами. Поэтому без большого ущерба для результата их можно представлять величинами типа символа Кронекера.

Число p спектров эталона должно быть близко к полному в том же смысле, как это представлено для выражения (1).

Основой самосогласованной расшифровки спектров может послужить любая из следующих четырех статистических систем линейных уравнений:

$$\Phi(k, i) = \sum_{j=1}^{r_1} H(k, j) W_1(j, i) + L_1(k, i); \quad (6)$$

$$\Phi(k, i) = \sum_{j=1}^{\tau_2} Z(k, j) W_2(j, i) + L_2(k, i); \quad (7)$$

$$f(k, i) = \sum_{j=1}^{\tau_3} H(k, j) W_3(j, i) + L_3(k, i); \quad (8)$$

$$f(k, i) = \sum_{j=1}^{\tau_4} Z(k, j) W_4(j, i) + L_4(k, i). \quad (9)$$

Здесь функционалы $L_s(k, i)$ представляются выражениями

$$L_s(k, i) = \sum_{j=1}^{E_s} u(k, j) \alpha_s(j, i); \quad (10)$$

матрицы $W_s(j, i)$ и $\alpha_s(j, i)$ являются совокупностью линейных коэффициентов, определяемых методом наименьших квадратов; $u(k, j)$ — различные комбинации спектров эталонов и образцов, состоящие из мешающих компонентов.

Изотопный состав $u(k, j)$ не должен пересекаться с выделенными формами $\Psi_m(k)$ в спектрах $f(k, i)$. Необходимость $L_s(k, i)$ связана с возможностью неполноты систем $\{\Phi(k, i)\}$ и $\{f(k, i)\}$.

В пределах статистических погрешностей объединенный коэффициент при спектре $\Psi_m(k)$ должен быть равен нулю. Это дает возможность определить отношение B_m/A_m . Так как это отношение будет зависеть от исходных уравнений (6) — (9), то искомая оценка содержания

$$\rho_s(m, i) = \left[\frac{B_m(i)}{A_m(i)} \right]_s \quad (11)$$

зависит от типа разложения ($s = 1, 2, 3, 4$), представленных выражениями (6) — (9), номера изотопа-идентификатора элемента ($m = 1, 2, \dots, q$), номера спектра образца или эталона ($i = 1, 2, \dots, R$ или $i = 1, 2, 3, \dots, p$). Поэтому, получив ряд величин $\rho_s(m, i)$, необходимо их усреднить с учетом того, что при фиксированных s и m группу оценок $\rho_s(m, i)$ при $i = 1, 2, \dots, R$ (или p) можно считать почти статистически независимой; при других комбинациях индексов между оценками наблюдается значительная статистическая зависимость.

Пространственное, угловое и энергетическое распределения быстрых нейтронов за трехслойными барьерами

В. Б. ЕЛАГИН, Г. Ш. ПЕКАРСКИЙ

В работе исследовалось пространственное, энергетическое и угловое распределения быстрых нейтронов точечного мононаправленного источника за трехслойными композициями железо — пластмасса — железо и вольфрам — окись алюминия — вольфрам в зависимости от толщины отдельных слоев входящих в состав композиций.

Расчет проводился на ЭВМ М-20 методом Монте-Карло для нейтронов с начальной энергией 14; 2,5 Мэв и для нейтронов спектра Po — Be-источника. Использовались многогрупповые константы *. Для источника

* Л. П. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.

В выражении (11) статистически квазинезависимые переменные $W_s(j, i)$ входят нелинейно. Следовательно, математическое ожидание $\rho_s(m, i)$ может значительно отличаться от наиболее вероятного, т. е. необходимого для анализа, значения величины $\rho_s(m, i)$, которое получается подстановкой в (11) оценок $W_s(j, i)$, следующих из метода наименьших квадратов. По этой же причине статистический разброс оценок следует определять величиной

$$D^2[\rho_s(m, i)] = \int_{-\infty}^{\infty} [\rho_s(m, i) - \overline{\rho_s(m, i)}]^2 \times \\ \times \prod_{j=1}^{R, p} V[W_s(j, i)] dW_s(j, i), \quad (12)$$

в которой функция $V[W_s(j, i)]$ является плотностью вероятности.

Интеграл (12) не имеет аналитического представления, поэтому следует использовать или численное интегрирование, или другой приближенный метод. Окончательное усреднение $\rho_s(m, i)$ при вычисленных дисперсиях, заменяемых в данном случае величинами $D[\rho_s(m, i)]$, является стандартной процедурой и в описании не нуждается.

Применение программы частичной расшифровки [1] дает удовлетворительные результаты [2]. Но при этом могут возникнуть трудности из-за мешающих компонентов с периодами полураспада, близкими к периоду изотопа-идентификатора. Самосогласованный алгоритм не имеет такого недостатка, но нелинейность и статистическая зависимость в окончательной оценке требуют определения деталей, делающих его эффективным.

Поступило в Редакцию 23/VIII 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. В. Зиновьев. «Атомная энергия», 27, 128 (1969).
2. Н. В. Зиновьев, Н. М. Мухамедшина. «Ж. аналит. химии», XXVI, 2127 (1971).

УДК 539.125.52

с $E_0 = 14$ Мэв зависимость энергетического распределения рассеянных нейтронов за барьером железо — пластмасса — железо представлена на рис. 1. Цифры у кривых — толщина барьера в сантиметрах. Результаты нормированы к числу нейтронов в первом энергетическом интервале и характеризуют спектр нейтронов, проходящих через единичную площадку. Угловое распределение нейтронов представлено на рис. 2. Результаты нормированы к числу нейтронов в интервале углов $0,95 < \cos \theta \leq 1,0$.

Дифференциальные по углам и энергиям функции распределения тока нейтронов $\bar{J}(z, \theta, E)$ и потока $N(z, \theta, E)$ использовали для расчета некоторых функ-