

Непрерывное и двухступенчатое оптимальное профилирование одномерных реакторов
($R = H = 7$; $\delta = 1,2$)

i	$k_{i,m}^\infty$	Непрерывное		Двухступенчатое		
		b	g_i^0	$b_{i,1}$	$k_{i,1}^\infty$	g_i^0
1	1,16	4,02	1,072	3,52	1,02	1,123
	1,12	3,00	1,110	2,99	1,02	1,148
	1,08	2,41	1,188	2,11	1,02	1,212
2	1,28	4,54	1,091	4,01	1,05	1,190
	1,20	3,77	1,192	3,28	1,05	1,266
	1,16	3,06	1,304	1,64	1,05	1,361

Различают непрерывное и ступенчатое (зонное) оптимальное профилирование коэффициента размножения. В рассматриваемых задачах первому отвечает непрерывное распределение энерговыделения с наибольшим значением, постоянным по центральной области реактора. Во втором случае кривая выравненного энергораспределения $f_1(z)$ или $f_2(r)$ терпит разрыв на границах зон, где, как правило, имеет такую же, как в центре, наибольшую плотность энергораспределения. При непрерывном выравнивании зависимости $k_1^\infty(z)$ и $k_2^\infty(r)$ в пределах центральной области имеют вид:

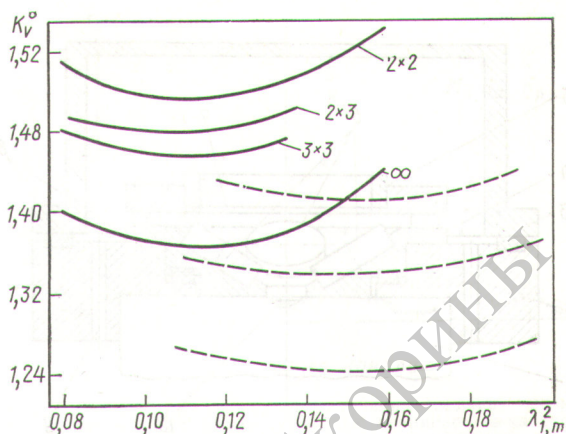
$$k_i^\infty(x) = [1 - y_i(x)(1 - 1/k_{i,m}^\infty)/y_i(b)]^{-1}, \quad x \leq b;$$

пластина — $i = 1$, $y_1(x) = \text{ch } x$, $x = z$;

цилиндр — $i = 2$, $y_2(x) = I_0(x)$, $x = r$,

где I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка. Координата b определяется условием критичности, получаемым из требований непрерывности потока и тока нейтронов на границе области ($x \geq b$, $k_i^\infty(x) = k_{i,m}^\infty$). Результаты расчетов по выравниванию одномерных энергораспределений даны в таблице, где $b_{i,1}$, $k_{i,1}^\infty$ ($i \leq 2$) — соответственно координата наружной границы и коэффициент размножения зоны 1 реактора типа 1.

Случай разделения переменных позволяет просмотреть большой набор двумерных полей $q(z, r)$, синтезированных через выравненные одномерные поля $f_1(z)$, $f_2(r)$ согласно выражениям (4–7). На рисунке для разных способов



Зависимость K_V^0 от $\lambda_{1,m}^2$ для разных случаев синтеза выравненного двумерного энергораспределения ($R = H = 7$, $\delta = 1$): ∞ — непрерывное профилирование; $l_1 \times l_2$ — число зон по высоте (l_1), по радиусу (l_2), $l_1 = 2; 3$, $l_2 = 2; 3$; — $k_m^\infty = 1,33$; — — — $k_m^\infty = 1,42$

профилирования цилиндрического реактора конечной высоты даны примеры зависимости коэффициента объемной неравномерности $K_V^0 = g_1^0 g_2^0$ от высотной составляющей материального параметра наружной «угловой» зоны ($\lambda_m^2 = \lambda_{1,m}^2 + \lambda_{2,m}^2 = \text{const}$). Увеличение (уменьшение) $\lambda_{1,m}^2$ приводит к уменьшению (увеличению) g_1^0 и сопровождается противоположными изменениями соответственно $\lambda_{2,m}^2$, g_2^∞ , что объясняет наличие минимума у зависимости $K_V^0(\lambda_{1,m}^2)$. Снижение k_m^∞ делает оптимум более выраженным. Для точки минимума при $H/R = 0,95 \pm 0,05$ (на примере нескольких реакторов) установлены соотношения:

$$\lambda_{1,m}^2 = \lambda_{2,m}^2/2; \quad k_{1,m}^\infty = k_m/3 + 2/3, \quad k_{2,m}^\infty = 2k_m/3 + 1/3.$$

Они позволяют найти закон профилирования $k^\infty(z, r) = k_1^\infty(z) + k_2^\infty(r) - 1$ и синтезировать оптимальное двумерное энергораспределение через табулированные решения одномерных задач о выравнивании.

Поступило в Редакцию 04.07.78

УДК 543.422.8.002.5

Рентгенофлуоресцентный анализ урана в воде с использованием радиоизотопных источников альфа-частиц

БРОДСКИЙ С. М., МАМИКОНЯН С. В., ФИЛАТОВ В. И.

Рентгенофлуоресцентный анализ урана в растворах с возбуждением фотонным излучением обладает чувствительностью 10^{-3} – 10^{-4} % [1]. В настоящей работе рассматривается применение радиоизотопных источников α -частиц для определения содержания урана в воде в диапазоне концентраций 10^{-5} – 10^{-3} %. Энергия α -частиц источников не превышает 5–6 МэВ, а внешний поток 10^8 – 10^9 част./с. При таких параметрах возбуждающего излучения высокая чувствительность может быть достигнута только при анализе по М-серии характеристического излучения урана [2].

Устройство экспериментальной установки показано на рис. 1. Измерения проводили в камере, заполняемой

гелием под давлением, близким к атмосферному. Четыре источника на основе ^{210}Po общей активностью 50 мКи возбуждали характеристическое излучение в мишени, расположенной на расстоянии 1 см от активных поверхностей источников. Средняя энергия α -частиц, прошедших через герметизирующую пленку источника, равна 4,9 МэВ. Все детали установки, на которые могли попадать α -частицы, для уменьшения фона были изготовлены из органического стекла. Рентгеновское излучение мишени регистрировали полупроводниковым Si(Li)-детектором с бериллиевым окном толщиной 8 мкм и площадью чувствительной области 12,5 мм². Расстояние между мишенью и чувствительной поверхностью детектора составляло 2 см. Детек-

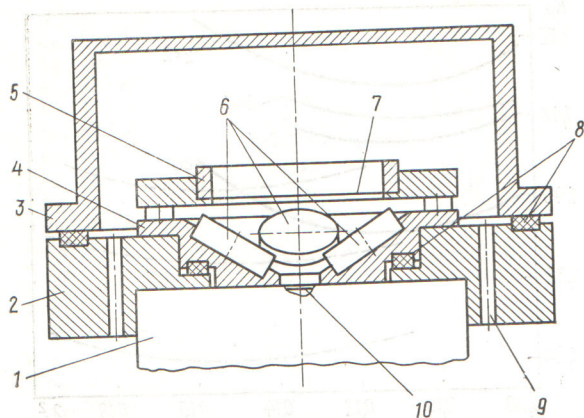


Рис. 1. Схема измерительной камеры: 1 — головная часть криостата детектора; 2 — основание камеры; 3 — крышка камеры; 4 — держатель источников; 5 — держатель мишени; 6 — α-источники; 7 — мишень; 8 — герметизирующие уплотнения; 9 — отверстие для пропускания гелия; 10 — окно детектора

тор и спектрометрический тракт обеспечивали энергетическое разрешение 170 эВ на линии 5,9 кэВ. Спектры рентгеновского излучения, накопленные в памяти многоканального анализатора, обрабатывались на вычислительной машине. Амплитудное распределение импульсов аппроксимировалось функциями Гаусса и полиномом пятой степени. Программа, составленная на языке ФОРТРАН IV, позволила найти число импульсов в каждом фотопике характеристического излучения. Время обработки одного спектра на ЭВМ ЕС-1033 не более 20 с. На основе этой программы была определена относительная интенсивность основных линий М-серии урана (рис. 2). Отношения интенсивности линий M_β , M_γ , M_δ к интенсивности линии M_α составляют 0,59; 0,06 и 0,05 соответственно без учета эффективности регистрации детектора.

Спектрометр градуировали с помощью растворов нитрата уранила $UO_2(NO_3)_2$ в дистиллированной воде. Анализируемые мишени изготавливали выпариванием 1 мл раствора с лавсановой пленки толщиной 1 мкм. Поверхность, с которой происходило выпаривание, имела форму диска площадью 1 см². Концентрация урана в воде была выбрана от 0,5 до 10 мкг/мл, что соответствует содержанию урана на поверхности мишени от $5 \cdot 10^{-7}$ до 10^{-5} г/см². Это обеспечивало при ширине канала многоканального анализатора 40 эВ необходимую точность обработки спектров за 2000 с. Число фотонов N_U в пиках характеристического излучения М-серии урана, зарегистрированное детектором при прохождении n α-частиц через мишень, содержащую M_U г/см² урана, можно вычислить по формуле

$$N_U = (6,02 \cdot 10^{23} / A_U) (\Omega / 4\pi) n \sigma_U \omega_U \varepsilon_U M_U, \quad (1)$$

где A_U — массовое число; σ_U — полное сечение ионизации, см²; ω_U — выход флюоресценции для М-оболочки урана; ε_U — эффективность регистрации детектора; Ω — телесный угол между мишенью и детектором. Предполагается, что распределение анализируемого вещества по поверхности мишени равномерное и поглощением в нем характеристического излучения можно пренебречь. Экспериментальная зависимость N_U от концентрации урана приведена на рис. 3. Значительный разброс точек относительно линейной градуировочной кривой, предсказываемой формулой (1), указывает на неоднородность распределения урана по поверхности мишени. Эффективным способом учета влияния неоднородности мишени является метод внутреннего стандарта, часто используемый в рентгенофлюоресцентном анализе с возбуждением пучком про-

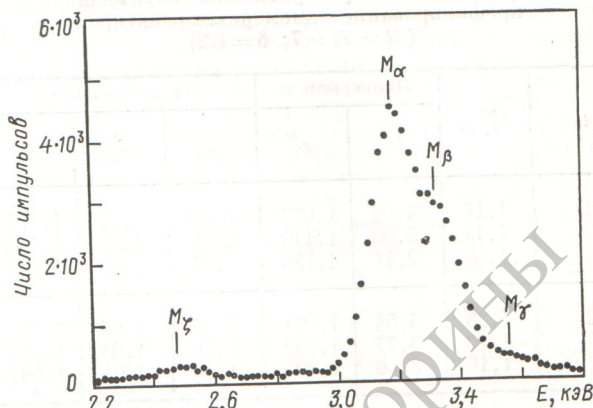


Рис. 2. Спектр характеристического излучения М-серии урана

тонов [3, 4]. В качестве элемента для внутреннего стандарта была выбрана сера. Одинаковое количество растворимого в воде соединения серы добавляли во все анализируемые растворы, при этом концентрация серы составляла 1,16 мкг/мл. На рис. 4 показана зависимость отношения N_U к числу импульсов N_S в пике характеристического излучения К-серии серы от концентрации урана в растворах. Среднее относительное отклонение экспериментальных точек от градуировочной кривой уменьшилось примерно в 10 раз.

Неизвестное содержание урана в мишени можно найти, зная отношение N_U/N_S , по формуле

$$N_U = k (N_U/N_S) M_S, \quad (2)$$

где M_S — количество серы в мишени. С учетом того, что для N_S справедливо выражение, аналогичное (1),

$$k = (A_U \sigma_S \omega_S \varepsilon_S) / (A_S \sigma_U \omega_U \varepsilon_U).$$

Были рассчитаны сечения ионизации α-частицами энергией 4,9 МэВ К-оболочки серы в борновском приближении [5] и М-оболочки урана в импульсном приближении [6]. Для урана $\sigma = 35520$ б; $\omega = 0,045$; $\varepsilon = 0,932$ [7, 8]. Для серы соответственно 21470; 0,0818 и 0,819. Подставляя эти значения в формулу (2), получаем $k = 7,19$. Измеренное значение k равно $8,75 \pm 0,13$. Расхождение между расчетом и экспериментом объясняется неточностью теоретических сечений ионизации. В формулу (2) не входит число α-частиц, прошедших через мишень, поэтому необходимо вносить поправки на уменьшение активности источников отпадает из-за небольшого периода полураспада ^{210}Po .

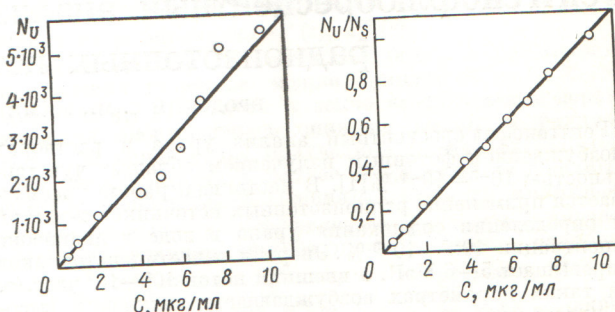


Рис. 3. Зависимость числа импульсов в пиках УМ от концентрации урана (○ — эксперимент)

Рис. 4. Зависимость отношения числа импульсов в пиках УМ к числу импульсов в пике СК от концентрации урана (○ — эксперимент)

Содержание урана в воде, мкг/мл

Концентрация урана		Концентрация калия	Концентрация урана		Концентрация калия
заданная	измеренная		заданная	измеренная	
2,0	1,61	0,5	8,0	9,99	1,0
3,0	4,66	0,5	2,0	3,02	2,0
6,0	7,57	0,5	6,0	7,63	2,0
2,0	2,70	1,0	10,0	9,72	2,0
5,0	4,26	1,0			

Одним из главных преимуществ возбуждения характеристического излучения α -частицами по сравнению с фотонами является отсутствие фона рассеянного излучения, что позволяет получить высокую чувствительность анализа. Порог чувствительности, определяемый как содержание урана в мишени, при котором число импульсов в пиках $M_{\alpha, \beta}$ равно утроенной средней квадратической погрешности измерения фона под этими пиками, составляет $6 \cdot 10^{-8}$ г/см². Увеличение активности источников до 450 мКи даст возможность уменьшить порог чувствительности в три раза. Основной вклад в фоновое излучение вносят тормозное излучение вторичных электронов, выбиваемых α -частицами из оболочек атомов мишени, и комптоновское рассеяние γ -излучения продуктов распада ²¹⁰Po. В предположении, что распределение рассеянного γ -излучения в интервале энергии 3—6 кЭв не зависит от энергии, вклад тормозного излучения вторичных электронов равен, по нашим оценкам, 60%. Фон тормозного излучения можно уменьшить за счет выбора для подложки мишени более тонкого материала.

Наличие в воде примесей некоторых элементов ухудшает чувствительность и точность анализа из-за наложения пиков характеристического излучения этих элементов и урана. Было исследовано влияние таких содержаний мешающего элемента — калия, при которых отношение интенсивности пиков КК и УМ меньше 5. Спектр рентгеновского излучения одного из образцов показан на рис. 5.

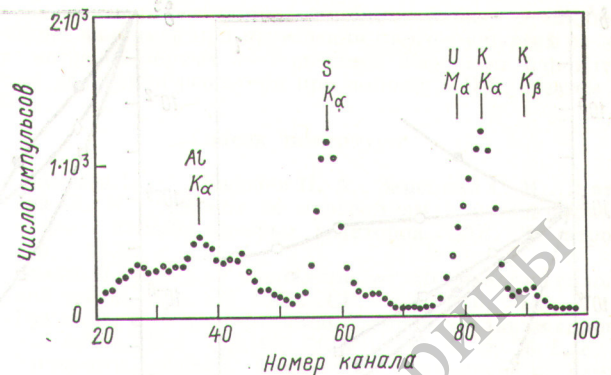


Рис. 5. Спектр рентгеновского излучения мишени, содержащей 6 мкг урана и 2 мкг калия (Пик AlK возникает из-за рассеяния характеристического излучения герметизирующей пленки источника)

Разность энергии между линиями UM_{β} и KK_{α} составляет 24 эВ, и разделить пики урана и калия путем обработки спектров можно только в том случае, если задана относительная интенсивность линий M-серии урана. Концентрацию урана в воде, содержащей примеси калия, определяли методом внутреннего стандарта по формуле (2) с $k = 8,75$ (см. таблицу). Средняя относительная погрешность измерений не превышает 30%.

Список литературы

1. Larsen R., Karttunen T. «Adv. in X-ray Analysis», 1975, v. 18, p. 62.
2. Hight R., Foster C. Ibid., p. 333.
3. Campbell J. e.a. «Anal. Chem.», 1975, v. 47, p. 1542.
4. Ishii K. e.a. «Phys. Rev.», 1975, v. A11, p. 119.
5. Basbas G. e.a. Ibid., 1973, v. A7, p. 983.
6. Garcia J. e.a. «Rev. Mod. Phys.», 1973, v. 45, p. 111.
7. Bambynek W. e.a. Ibid., 1972, v. 44, p. 716.
8. Ishii K. e.a. «Nucl. Instrum. Methods», 1975, v. 126, p. 75.

Поступило в Редакцию 07.08.78

УДК 539.125.52:621.039.51.12

Сравнение эффективности методов неполной факторизации и переменных направлений при решении одnogруппового двумерного уравнения реактора

АЛЕКСЕЕВ П. Н., БУЛЕЕВ Н. И., ЗАРИЦКИЙ С. М., СТУКАЛОВ В. А., УСАЧЕВ Л. Н.

Для численных сеточных расчетов нейтронно-физических характеристик многомерных моделей реакторов требуется оптимизация метода решения систем линейных алгебраических уравнений вида

$$\hat{A}\varphi = f. \quad (1)$$

В результате численных исследований (см., например, [1]) было показано, что метод переменных направлений (МПН) является одним из наиболее эффективных итерационных методов решения уравнения (1) с симметричной матрицей $\hat{A}$. Поэтому представляется целесообразным сравнить с ним метод неполной факторизации (МНФ), который в последнее время быстро развивается.

Идея МНФ [2, 3] заключается в следующем. Исходное уравнение (1) представляется в виде

$$(\hat{A} + \hat{B})\varphi = f + \hat{B}\varphi. \quad (2)$$

Матрица $\hat{B}$ выбирается таким образом, чтобы $(\hat{A} + \hat{B})$ могла быть представлена произведением

$$(\hat{A} + \hat{B}) = \hat{K}\hat{S}_1\hat{S}_2, \quad (3)$$

где $\hat{S}_1$ и $\hat{S}_2$ — матрицы более простой структуры, чем $\hat{A}$, с единичными элементами на главной диагонали; $\hat{K}$ — диагональная матрица. Тогда уравнение (2) можно заменить системой уравнений

$$\hat{S}_1 z = \hat{K}^{-1} [f + \hat{B}\varphi]; \quad (4)$$

$$\hat{S}_2 \varphi = z,$$

которая решается методом последовательных приближений.