

УДК 621.039.542:620.10

Избирательные характеристики нейтронных методов активного неразрушающего анализа ядерных материалов

ШИМАНСКАЯ Н. С.

Нейтронными методами активного неразрушающего анализа ядерных материалов [1] измеряют в основном образцы, содержащие один делящийся нуклид, или определяют эффективное содержание смеси таких нуклидов. Этими же методами можно анализировать многокомпонентные смеси, если облучать образцы нейтронами или фотонами различной энергии или измерять соотношение интенсивности мгновенных и запаздывающих нейтронов индуцированного деления.

Если имеем двухкомпонентную смесь нуклидов, то результаты анализа можно представить в виде

$$\begin{aligned} b_{12} &= a_1 m_x + a_2 m_y \\ b_{34} &= a_3 m_x + a_4 m_y, \end{aligned} \quad (1)$$

где a_i — постоянный коэффициент, который выражается через ядерно-физические характеристики нуклидов при выбранных условиях измерений; b_{12} и b_{34} обозначены величины, непосредственно связанные с определяемыми интегральными эффектами. В предположении, что относительная погрешность b_{12} и b_{34} примерно одинакова ($\Delta b_{12}/b_{12} \cong \Delta b_{34}/b_{34} = \alpha$) и соотношение коэффициентов исходных уравнений (1) $D = a_1/a_2 : a_3/a_4$, можно получить выражения для погрешности определения m_x и m_y [2,3]:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta m_x}{m_x} &= \frac{\left(D + \frac{a_4}{a_3} \frac{m_y}{m_x}\right)^2 + \left(1 + \frac{a_4}{a_3} \frac{m_y}{m_x}\right)^2}{D-1} = \alpha F_x; \\ \frac{\Delta m_y}{m_y} &= \frac{\left(D + \frac{a_1}{a_2} \frac{m_x}{m_y}\right)^2 + \left(1 + \frac{a_1}{a_2} \frac{m_x}{m_y}\right)^2}{D-1} = \alpha F_y. \end{aligned} \quad (2)$$

Из уравнения (2) видно, что $F_{x,y} > 1$ и поэтому $\Delta m_x/m_x$ и $\Delta m_y/m_y$ всегда больше погрешности измеряемых в ходе анализа эффектов. Именно значениями функций $F_{x,y}$, зависящими как от дискриминационного отношения D и самих отношений a_1/a_2 и a_3/a_4 , так и относительного содержания компонентов m_y/m_x , определяется избирательность (селективность) метода и достижимая точность анализа. Обычно следует выбирать такие условия проведения анализа, при которых в рассматриваемом интервале m_y/m_x значения F_x и F_y были бы минимальны. На практике не всегда возможно создать оптимальные с этой точки зрения условия, так как коэффициент a_i может изменяться для каждого метода лишь в ограниченных пределах, определяемых ядерно-физическими характеристиками компонентов. Так, в случае нейтронных методов активного неразрушающего анализа диапазон изменения отношений $a_1/a_2 : a_3/a_4$ для каждого из методов невелик, так

как энергетические зависимости сечений и нейтронных выходов для разных делящихся нуклидов отличаются незначительно. Однако значения этих отношений меняются от метода к методу, а поэтому и их избирательность при нахождении одних и тех же нуклидов неодинакова.

Аналитические выражения интегральных нейтронных методов анализа двухкомпонентных смесей делящихся нуклидов имеют вид:

метод мгновенных нейтронов деления:

$$\begin{aligned} b_{12} &= \sigma_f^{(E_{n1},x)} \bar{v}_p^{(E_{n1},x)} m_x + \sigma_f^{(E_{n1},y)} \bar{v}_p^{(E_{n1},y)} m_y; \\ b_{34} &= \sigma_f^{(E_{n2},x)} \bar{v}_p^{(E_{n2},x)} m_x + \sigma_f^{(E_{n2},y)} \bar{v}_p^{(E_{n2},y)} m_y; \end{aligned} \quad (3)$$

метод запаздывающих нейтронов деления:

$$\begin{aligned} b_{12} &= \sigma_f^{(E_{n1},x)} \bar{v}_d^{(E_{n1},x)} m_x + \sigma_f^{(E_{n1},y)} \bar{v}_d^{(E_{n1},y)} m_y; \\ b_{34} &= \sigma_f^{(E_{n2},x)} \bar{v}_d^{(E_{n2},x)} m_x + \sigma_f^{(E_{n2},y)} \bar{v}_d^{(E_{n2},y)} m_y; \end{aligned} \quad (4)$$

метод отношения нейтронов деления:

а) облучение образца нейтронами одной энергии E_n

$$\begin{aligned} b_{12} &= \sigma_f^{(E_n,x)} \bar{v}_p^{(E_n,x)} m_x + \sigma_f^{(E_n,y)} \bar{v}_p^{(E_n,y)} m_y; \\ b_{34} &= \sigma_f^{(E_n,x)} \bar{v}_d^{(E_n,x)} m_x + \sigma_f^{(E_n,y)} \bar{v}_d^{(E_n,y)} m_y; \end{aligned} \quad (5)$$

б) облучение образца нейтронами двух разных энергий E_{n1} и E_{n2}

$$\begin{aligned} b_{12} &= \sigma_f^{(E_{n1},x)} \bar{v}_p^{(E_{n1},x)} m_x + \sigma_f^{(E_{n1},y)} \bar{v}_p^{(E_{n1},y)} m_y; \\ b_{34} &= \sigma_f^{(E_{n2},x)} \bar{v}_d^{(E_{n2},x)} m_x + \sigma_f^{(E_{n2},y)} \bar{v}_d^{(E_{n2},y)} m_y; \end{aligned} \quad (6)$$

методы нейтронов фотоядерных реакций [4]. Характеристические уравнения имеют в этом случае в зависимости от выбранного метода вид, аналогичный выражениям (3–6).

В работе избирательные характеристики указанных методов активного нейтронного анализа были рассмотрены в их применении к смесям $^{239}\text{Pu} + ^{235}\text{U}$ и $^{233}\text{U} + ^{235}\text{U}$, что интересно с точки зрения возможного использования для определения состава свежего и отработавшего ядерного топлива. Двухкомпонентное приближение вполне приемлемо для топлива ториевого цикла. Для уранового топлива при большом выгорании и (U, Pu)-топлива с регенерированным Pu следует учитывать содержание ^{241}Pu . Однако для выяснения основных закономерностей и сравнения селективности методов им можно пренебречь.

Для каждого из методов были определены оптимальные условия облучения анализируемых образцов, при которых значения F_x или F_y или обеих функций минимальны и, следовательно, достигается наилучшая избирательность по от-

Таблица 1

Значения параметров a_i , 10^{-24} см², D и функций избирательности F_5 и F_9 при оптимальных условиях измерения содержания ^{235}U и ^{239}Pu в уран-плутониевой смеси нейтронными методами активного неразрушающего анализа

Условия измерения	a_1	a_2	a_3	a_4	a_1/a_2	a_4/a_3	D	F_5 при m_3/m_5				F_9 при m_3/m_5			
								0,2	0,5	0,7	1,0	0,2	0,5	0,7	1,0
Метод мгновенных нейтронов при $E_{n1} = 5$ кэВ (0,8 фДж), $E_{n2} = 750$ кэВ (120 фДж)	9,96	6,63	2,80	4,87	1,50	1,74	2,61	2,01	2,45	2,75	3,19	8,39	4,28	3,54	2,99
Метод запаздывающих нейтронов при тех же параметрах энергии	0,071	0,0153	0,0193	0,0109	4,63	0,564	2,61	1,82	1,96	2,06	2,20	22,2	9,74	7,43	5,69
Метод оттопления:															
а) $E_n = 5$ кэВ (0,8 фДж)	0,071	0,0153	9,96	6,63	4,63	0,665	3,08	1,63	1,76	1,84	1,97	17,6	7,71	5,92	4,59
$E_n = 750$ кэВ (120 фДж)	0,0193	0,0109	2,80	4,87	1,77	1,74	3,08	1,77	2,10	2,32	2,66	7,41	3,86	3,19	2,69
б) $E_{n1} = 750$ кэВ (120 фДж), мгновенные нейтроны $E_{n2} = 5$ кэВ (0,8 фДж), запаздывающие нейтроны	0,071	0,0153	2,80	4,87	4,63	1,74	8,07	1,21	1,29	1,35	1,44	5,88	2,85	2,34	1,97
Методы нейтронов фото-ядерных реакций:															
мгновенных нейтронов при $E_{e1} = 6,2$ МэВ (990 фДж), $E_{e2} = 5,1$ МэВ (820 фДж)	1,00	1,23	1,00	13,4	0,813	13,4	10,9	1,40	1,94	2,30	2,85	1,60	1,29	1,24	1,20
запаздывающих нейтронов при тех же параметрах энергии	0,0096	0,0036	0,0096	0,040	2,68	4,16	11,2	1,19	1,34	1,44	1,59	2,81	1,74	1,55	1,41
Метод оттопления:															
а) $E_{e1} = 5,1$ МэВ (820 фДж)	0,0096	0,0040	1,00	13,4	0,241	13,4	3,22	3,13	5,66	7,35	9,91	2,22	1,80	1,72	1,66
б) $E_{e1} = 5,1$ МэВ (820 фДж), мгновенные нейтроны $E_{e2} = 7$ МэВ (1,1 пДж), запаздывающие нейтроны	0,0096	0,0036	1,00	13,4	2,68	13,4	36,0	1,11	1,24	1,33	1,47	1,47	1,20	1,15	1,11

Таблица 2

Значения параметров a_i , 10^{-24} см², D и функций избирательности F_3 и F_5 при оптимальных условиях измерения содержания ^{233}U и ^{235}U в смесях этих нуклидов нейтронными методами активного неразрушающего анализа

Условия измерения	a_1	a_2	a_3	a_4	a_1/a_2	a_4/a_3	D	F_3 при m_3/m_5				F_5 при m_3/m_5			
								0,2	0,5	0,7	1,0	0,2	0,5	0,7	1,0
Метод мгновенных нейтронов при $E_{n1} = 5$ кэВ (0,8 фДж), $E_{n2} = 750$ кэВ (120 фДж)	9,96	13,45	2,83	4,73	0,741	1,67	1,24	28,8	17,0	13,0	11,1	8,70	11,7	13,7	16,7
Метод запаздывающих нейтронов при тех же параметрах энергии	0,0685	0,359	0,0189	0,124	0,191	6,58	1,26	11,6	8,40	7,80	7,35	13,6	24,5	31,8	42,7
Метод оттопления:															
а) $E_n = 5$ кэВ (0,8 фДж)	9,96	13,45	0,071	0,359	0,741	5,06	3,75	3,21	2,11	1,90	1,75	1,88	2,62	3,13	3,89
$E_n = 750$ кэВ (120 фДж)	0,0193	0,0123	2,80	4,68	1,57	1,67	2,63	8,43	4,36	3,59	3,02	1,99	2,40	2,68	3,10
б) $E_{n1} = 5$ кэВ (0,8 фДж), мгновенные нейтроны $E_{n2} = 750$ кэВ (120 фДж), запаздывающие нейтроны	0,0193	0,0123	9,96	13,4	1,57	1,35	2,13	11,9	5,96	4,84	4,01	2,41	2,90	3,23	3,73
$E_{n1} = 5$ кэВ (0,8 фДж), запаздывающие нейтроны $E_{n2} = 750$ кэВ (120 фДж), мгновенные нейтроны	0,0710	0,0359	2,80	4,60	1,98	1,64	3,24	7,60	3,89	3,20	2,68	1,70	1,98	2,18	2,48

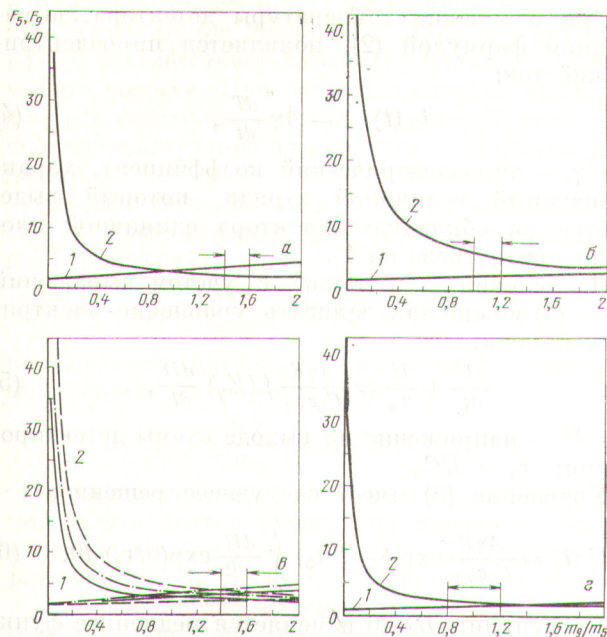


График функций избирательности F_5 и F_9 различных нейтронных методов активного неразрушающего анализа ($^{239}\text{Pu} + ^{235}\text{U}$)-смеси при нейтронном облучении образцов: а — метод мгновенных нейтронов при $E_{n1} = 5$ кэВ, $E_{n2} = 750$ кэВ, $a_1/a_2 = 1,5$, $a_4/a_3 = 1,74$, $D = 2,61$; б — метод запаздывающих нейтронов при $E_{n1} = 5$ кэВ, $E_{n2} = 750$ кэВ, $a_1/a_2 = 4,63$, $a_4/a_3 = 0,566$, $D = 2,61$; в — метод отношения нейтронов деления при облучении одной и той же энергией: — — — — $E_n = 5$ кэВ, $a_1/a_2 = 4,63$, $a_4/a_3 = 0,665$, $D = 3,08$; — — — — $E_n = 750$ кэВ, $a_1/a_2 = 1,77$, $a_4/a_3 = 1,74$, $D = 3,08$; — — — — $E_n = 14$ МэВ, $a_1/a_2 = 1,8$, $a_4/a_3 = 1,34$, $D = 2,41$; г — метод отношения при облучении разной энергией: $E_{n1} = 5$ кэВ (запаздывающие нейтроны), $E_{n2} = 750$ кэВ (мгновенные нейтроны), $a_1/a_2 = 4,63$, $a_4/a_3 = 1,74$, $D = 8,07$

чений. Рассматриваемый диапазон энергии нейтронов и γ -квантов источников излучения составлял соответственно: $E_n = 1$ кэВ — 14 МэВ, $E_\gamma = 5$ –10 МэВ. Методы, основанные на резонансном характере энергетической зависимости сечений нейтронов в эпитепловой области их энергии $E_n = 0,1$ — 1000 эВ (методы свинцового спектрометра по времени замедления, резонансного пропускания и др.), в работе не обсуждались. Значения F_3 , F_5 и F_9 были вычислены в интервале соотношений компонентов m_9/m_5 , $m_3/m_5 = 0$ — 2 (табл. 1,2). Для иллюстрации на рисунке даны графики функций F_5 (1) и F_9 (2) для различных методов анализа ($^{239}\text{Pu} + ^{235}\text{U}$)-смеси при нейтронном облучении образцов.

Из рассмотрения табл. 1 следует, что в диапазоне $m_9/m_5 = 0,2$ –1, соответствующем выгоранию ~ 10 –40 кг/т U, для определения обоих компонентов ($^{239}\text{Pu} + ^{235}\text{U}$)-смесей предпочтителен вариант (б) метода отношения, при котором образец облучают нейтронами или γ -квантами двух различных энергетических спектров, либо метод запаздывающих нейтронов фотоядерных реакций. Наибольшую избирательность к ^{239}Pu имеет также вариант (б) метода отношения и метод мгновенных нейтронов при фотонном облучении. По отношению к ^{235}U приемлемую избирательность имеют почти все методы. В случае ($^{233}\text{U} + ^{235}\text{U}$)-смесей рассматривались методы с использованием нейтронного облучения. Данные табл. 2 свидетельствуют о том, что методы мгновенных и запаздывающих нейтронов не пригодны для анализа этих смесей. Избирательные характеристики обоих вариантов метода отношения говорят о принципиальной возможности его применения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фролов В. В. Ядерно-физические методы контроля деющихся веществ. М., Атомиздат, 1976.
2. Krinninger H., Wiesner S., Faber C. — Nucl. Instr. Meth., 1969, v. 73, N 1, p. 13.
3. Шереметьев А. К. — Атомная энергия, 1978, т. 44, № 5, с. 455.
4. Bramblett R. e.a. — Nucl. Technol., 1972, v. 13, N 1, p. 33.

Поступила в Редакцию 20.08.80

УДК 621.384.326.22.536

Пироэлектрические детекторы импульсов тормозного излучения

СТРАКОВСКАЯ Р. Я., КРЕМЕНЧУТСКИЙ Л. С.

Использование в народном хозяйстве импульсных ускорителей определяет необходимость метрологического обеспечения источников импульсного ионизирующего излучения. В качестве первичных преобразователей перспективны пироэлектрические детекторы (ПД), обладающие быстро-

действием, высокой радиационной стойкостью и большим динамическим диапазоном. Принцип их действия основан на абсолютных измерениях, позволяющих проводить калибровку в оптическом диапазоне длин волн, где метрологическое обеспечение базируется на фундаментальных законах