

УДК 543.426

ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ МАССИВНЫХ ОБРАЗЦОВ ТОРМОЗНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ: АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

К.В. Осолок, О.В. Моногарова

(кафедра аналитической химии; e-mail: oskolok@analyt.chem.msu.ru)

Предложен алгоритм расчета эквивалентной аналитической длины волны спектра тормозного излучения при возбуждении рентгеновской флуоресценции многокомпонентных объектов произвольной толщины. Установлена зависимость между приближёнными значениями данного параметра, полученными аналитически, и точными значениями, найденными численно с учетом конструктивных особенностей рентгеновской трубки. Развитый подход позволяет минимизировать погрешность результатов количественного рентгенофлуоресцентного анализа образцов различной толщины с учетом матричных эффектов.

Отличительной особенностью проведения количественного рентгенофлуоресцентного анализа (РФА) сложных многоэлементных объектов является необходимость учета матричных эффектов. Один из таких эффектов – фильтрация спектра полихроматического излучения рентгеновской трубки (РТ) поверхностными слоями анализируемого образца. Вследствие сильной зависимости коэффициента поглощения рентгеновского излучения от длины волны, природы и содержания аналита и матричных компонентов, даже в гомогенном образце более глубокие слои возбуждаются первичным излучением существенно иного спектрального состава [1]. В результате величина аналитического сигнала оказывается связанной не только с концентрацией определяемого элемента, но и с отношением значений эффективности возбуждения рентгеновской флуоресценции (РФ) в контрольном образце и образце сравнения. Для расчета поправочных коэффициентов, учитывающих эту зависимость, необходима адекватная математическая модель возбуждения РФ в массивных образцах излучением РТ. Описание данного процесса в рамках *монохроматического приближения* лаконично и наименее требовательно к вычислительным ресурсам.

Волновое распределение полихроматического спектра РТ заменяют δ -функцией виртуального монохроматического источника (ВМИ) излучения с аналогичным эффектом возбуждения. Все традиционные подходы к определению параметров ВМИ можно разделить на две группы. К первой группе относятся алгоритмы, основанные на выборе так называемой

“эффективной” длины волны (ЭДВ) первичного излучения со средневзвешенным эффектом возбуждения РФ определяемого компонента. Усреднение может осуществляться как по значениям длины волны спектра ТИ [1], так и по значениям массового коэффициента поглощения первичного излучения образцом [2]. К сожалению, значение ЭДВ зависит не только от матричного состава образца, но и от содержания определяемого элемента. Поэтому погрешность результатов количественного РФА довольно высока.

Более перспективными с аналитической точки зрения являются алгоритмы, относящиеся ко второй группе и основанные на выборе так называемой “эквивалентной” длины волны первичного излучения, слабо зависящей от содержания аналита. Этот параметр рассчитывают аналитически с использованием экспериментально измеренных интенсивностей линий двух стандартных образцов, ограничивающих диапазон ожидаемых значений содержания определяемого элемента в контрольной пробе [3]. Вычисленные характеристики ВМИ обеспечивают аналогичную (эквивалентную) эффективность возбуждения РФ уже не для одного, а для двух образцов, отличающихся по содержанию аналита на 1-2 порядка. В результате погрешность РФ-определения оказывается существенно ниже, чем при использовании ЭДВ. Однако правильность результатов анализа лимитируется использованием при расчете длины волны ВМИ универсальных функций волнового распределения интенсивности тормозного излучения (ТИ), не учитывающих влияния конструктивных особенностей РТ спектрометра.

Наименьшая погрешность результатов РФ-определения достигается при использовании эмпирического способа нахождения так называемой “эквивалентной аналитической” длины волны (ЭАДВ) экспериментально измеренного спектра РТ [4, 5]. Для образцов с различным содержанием определяемого элемента отношение значений доли интенсивности линии, возбужденной первичным излучением с ЭАДВ, равно отношению интегральных интенсивностей этой линии. К числу недостатков указанного способа следует отнести необходимость изготовления большого числа образцов сравнения для широкого диапазона содержаний определяемого элемента, а также подгоночную процедуру нахождения ЭАДВ “методом проб и ошибок” [4].

Отмеченные недостатки описанных алгоритмов, а также возможность аналитического расчета параметров ВМИ только для тонкопленочных и полубесконечных образцов (два предельных случая) при отсутствии мешающих элементов обусловили распространение *полихроматического подхода* к описанию эффекта фильтрации первичного излучения. Эффективность возбуждения РФ образца всеми составляющими спектра РТ находят численными методами [6, 7]. Снижение погрешности результатов анализа достигается ценой существенного усложнения расчетов. В связи с этим обобщение монохроматической модели для образцов произвольного состава и толщины, сочетающее очевидность физического смысла, простоту вычислений и низкую погрешность результатов РФА, представляется весьма актуальным с теоретической и практической точки зрения.

Цель настоящей работы – вывод приближенного аналитического выражения для расчета ЭАДВ спектра ТИ для образцов различной толщины и нахождение поправочных функций, учитывающих конструктивные особенности РТ.

Теоретическая часть

При отсутствии мешающих компонентов в гомогенном полубесконечном образце интенсивность РФ элемента i , возбуждаемая только полихроматическим излучением РТ, выражают уравнением Шермана [8]:

$$I_i = R_i \frac{\lambda_K}{\lambda_0} \frac{\tau_i(\lambda)}{\mu_s(\lambda)/\sin(\varphi)} I_0(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

$$R_i = C_i \omega_i f_i (S_K - 1) / S_K, \quad (2)$$

где C_i – содержание элемента i , ω_i – выход флуоресценции K -серии, f_i – вклад K_α -линии в интенсивность

K -серии, λ_K и S_K – длина волны и скачок K -края поглощения элемента i , λ_0 – коротковолновая граница спектра ТИ, $I_0(\lambda)$ – интенсивность первичного излучения, $\tau_i(\lambda)$ – массовый коэффициент поглощения первичного излучения элементом i , $\mu_s(\lambda)$ и $\mu_s(\lambda_i)$ – массовые коэффициенты ослабления образцом первичного λ и РФ-излучения λ_i , φ – угол падения первичного излучения на поверхность образца, ψ – угол отбора РФ-излучения. Аналогичное уравнение можно записать для ВМИ:

$$I_i = R_i \frac{\tau_i(\lambda_{vs}) I_{vs}}{\mu_s(\lambda_{vs})/\sin(\varphi)} \frac{1}{\mu_s(\lambda_i)/\sin(\psi)}, \quad (3)$$

где λ_{vs} и I_{vs} – длина волны и интенсивность ВМИ.

Волновое распределение ТИ удобно задать формулой Крамерса:

$$I_0(\lambda) = k_1 Z_{an}^{i_c} \lambda^{-\lambda_0} / \lambda_0 \lambda^3, \quad (4)$$

где k_1 – константа, Z_{an} – атомный номер материала анода РТ, i_c – плотность тока. При $\lambda < \lambda_{K,i}$ массовый коэффициент поглощения (в $\text{см}^2/\text{г}$) равен [1]:

$$\tau_i(\lambda) = 0,016 Z_i^{3,94} \lambda^3 / A_i \rho_i \lambda^3, \quad (5)$$

где Z_i и A_i – атомный номер и вес элемента i . Массовый коэффициент ослабления образцом первичного излучения λ можно выразить через коэффициенты ослабления РФ-излучения λ_i [1]:

$$\mu_s(\lambda) = \lambda / \lambda_i^3 C_i \mu_i(\lambda_i) (S_K - 1) \mu_s(\lambda_i) a \lambda / \lambda_i^3. \quad (6)$$

Учитывая (4)–(6) и близость значений τ и μ , преобразуем формулу (1):

$$I_i = k_1 Z_{an}^{i_c} \rho_i R_i (\lambda_i^2 \sin(\varphi) / a \lambda_0) D, \quad (7)$$

$$D = \int_{\lambda_0}^{\lambda_K} \frac{\lambda^{-\lambda_0}}{\lambda^3} \frac{1}{b/a} d\lambda, \quad (8)$$

$$b = \lambda_i^3 \mu_s(\lambda_i) \sin(\varphi) / \sin(\psi). \quad (9)$$

Аналогичное уравнение можно записать для ВМИ:

$$I_i = R_i \rho_i \frac{\lambda_i^2 \sin(\psi)}{a} \frac{\lambda_{vs}^3 I_{vs}}{\lambda_{vs}^3 b/a}. \quad (10)$$

Выражаем интенсивность ВМИ как функцию длины волны:

$$I_{vs} = \frac{k_1 Z_{an}^{i_c}}{\lambda_0 \lambda_{vs}^3} \lambda_{vs}^3 b/a D. \quad (11)$$

Для тонкопленочного образца толщиной d и плотностью ρ уравнение Шермана можно переписать следующим образом:

$$I_i = R_i \rho d \int_{\lambda_0}^{\lambda_K} \tau_i(\lambda) I_0(\lambda) d\lambda. \quad (12)$$

Преобразуем формулу (12) с учетом уравнений (4) и (5):

$$I_i = R_i \frac{k_1 Z_{an} i_c}{\lambda_0} \rho d \int_{\lambda_0}^{\lambda_K} (\lambda - \lambda_0) d\lambda. \quad (13)$$

Аналогичное уравнение можно записать для ВМИ первичного излучения:

$$I_i = R_i \rho d I_{vs} \lambda_{vs}^3 d. \quad (14)$$

С использованием уравнений (13) и (14) представим интенсивность ВМИ для тонкопленочного образца как функцию длины волны:

$$I_{vs} = \frac{k_1 Z_{an} i_c}{2\lambda_0 \lambda_{vs}^3} \lambda_K \lambda_0^2. \quad (15)$$

Приравняв правые части (11) и (15), получаем формулу для эквивалентной длины волны спектра возбуждения полубесконечного и тонкопленочного образца:

$$\lambda_Q = \sqrt[3]{(\lambda_K - \lambda_0)^2 / 2D - \xi}, \quad (16)$$

$$\xi = \frac{b}{a} = \frac{\lambda_i^3}{\gamma(S_K - 1) + 1} \frac{\sin(\varphi)}{\sin(\psi)}, \quad (17)$$

$$\gamma = \frac{Z_i^{3,94} / A_i S_K}{Z_i^{3,94} / A_i S_K + \varepsilon \cdot Z_H^{3,94} / A_H}, \quad (18)$$

$$D = \frac{\lambda_0}{6\xi^2} \ln \frac{(\xi^2 - \xi\lambda_K - \lambda_K^2)(\xi - \lambda_0)^2}{(\xi^2 - \xi\lambda_0 - \lambda_0^2)(\xi - \lambda_K)^2} + \frac{\xi - \lambda_0}{\xi^2 \sqrt{3}} \arctg \frac{2\lambda_K - \xi}{\xi \sqrt{3}} - \arctg \frac{2\lambda_0 - \xi}{\xi \sqrt{3}}, \quad (19)$$

где Z_H и A_H – атомный номер и вес наполнителя (матричных компонентов). При выборе адекватного значения ε (зависит от природы аналита и наполнителя), формула (16) позволяет рассчитать ЭАДВ для образцов произвольной толщины.

В присутствии мешающих элементов в анализируемом образце при использовании эмпирического способа нахождения ЭАДВ [4] искомое значение иногда оказывается больше длины волны края поглощения определяемого элемента, что лишено физического смысла. Поэтому целесообразно вводить допол-

нительные значения ЭАДВ для участка длин волн между краями поглощения мешающих компонентов и между краями поглощения мешающего (λ_{q1}) и определяемого (λ_{q2}) элемента. Изменение пределов интегрирования в формулах (8) и (13) дает следующее выражение для ЭАДВ:

$$\lambda_Q = \sqrt[3]{(\lambda_{q2} - \lambda_{q1}) \left(\frac{\lambda_{q2} + \lambda_{q1}}{2} - \lambda_0 \right)} / D_{M.Э.} - \xi_{M.Э.}, \quad (20)$$

$$D_{M.Э.} = \int_{\lambda_{q1}}^{\lambda_{q2}} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda^3 + \xi_{M.Э.}} d\lambda, \quad (21)$$

Преобразование уравнения (20) и замена переменной

$$\lambda_Q = (\lambda_{q2} + \lambda_{q1}) / 2 \quad (22)$$

дает тождество, представляющее собой математическое выражение первой теоремы о среднем значении для определенного интеграла (21):

$$\int_{\lambda_{q1}}^{\lambda_{q2}} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda^3 + \xi_{M.Э.}} d\lambda = (\lambda_{q2} - \lambda_{q1}) \frac{\lambda_Q - \lambda_0}{\lambda_Q^3 + \xi_{M.Э.}}. \quad (23)$$

Более корректное волновое распределение интенсивности ТИ РТ можно рассчитать по формуле [9]:

$$I_0(\lambda) = k_2 Z_{an} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0^1 a \lambda^2 a} \ln \left(1 + \frac{1166(2E_0 - E_\lambda)}{3J} \right) R_\lambda f_\lambda \exp(-\mu_\lambda^{Be} \rho_{Be} d_{Be}), \quad (24)$$

где k_2 – константа, a – параметр, зависящий от Z_{an} , E_0 и E_λ – энергия электрона и тормозного фотона (кэВ), $J = 11,5 \cdot Z_{an}$ – средний потенциал ионизации атомов анода (эВ), R – фактор обратного рассеяния электронов в аноде [10], μ^{Be} – массовый коэффициент ослабления излучения Ве-окне, ρ_{Be} – плотность бериллия, d_{Be} – толщина Ве-окна. Поправка Филибера на ослабление (массовый коэффициент μ^{an}) излучения равна

в массивном аноде

$$f_\lambda = (1 + \mu_\lambda^{an} \sigma_\lambda^{-1} \sin^{-1} \psi)^{-1} (1 + h \mu_\lambda^{an} \sigma_\lambda^{-1} \sin^{-1} \psi)^{-1}, \quad (25)$$

в тонкопленочном аноде

$$f_\lambda = \frac{\exp(-\mu_\lambda^{an} \rho_{an} d_{an})(1-h) - \exp(-\sigma_\lambda \rho_{an} d_{an})}{(1 - \mu_\lambda^{an} / \sigma_\lambda)(1 - h - \exp(-\sigma_\lambda \rho_{an} d_{an}))},$$

$$h = \frac{1,2 A_{an} / Z_{an}^2}{1 + 1,2 A_{an} / Z_{an}^2}, \quad (26)$$

где ψ – угол отбора излучения анода, A_{an} , ρ_{an} , d_{an} – атомный вес, плотность, толщина анода, σ – коэффициент радиационных потерь энергии электрона:

$$\sigma = 4 \cdot 10^5 / (E_0^{1,65} - E_{\lambda}^{1,65}). \quad (27)$$

Данная процедура была использована в настоящей работе для численного расчета длины волны ВМИ с учетом конструктивных особенностей РТ.

Экспериментальная часть

Для проверки адекватности предложенного алгоритма в работе определены содержания Zn и Ni в стандартных образцах алюминиевого сплава и стали (металлические цилиндры $\varnothing 12 \times 4$ мм с полированной поверхностью) методом внешнего стандарта с поправками на поглощение. Спектры образцов измеряли с помощью последовательного РФ-спектрометра с волновой дисперсией “Spectroscan-G Max” фирмы «Спектрон» (Россия). Прибор укомплектован маломощной (4 Вт) острофокусной ($\varnothing 1,5$ мм) РТ с Cr-анодом. Значения напряжения и силы тока равны 40 кВ и 100 мкА. Угол падения первичного излучения на поверхность образца равен 80° , угол отбора вторичного излучения – 30° . Разложение вторичного излучения в спектр осуществляется по методу Иоганссона с помощью кристал-

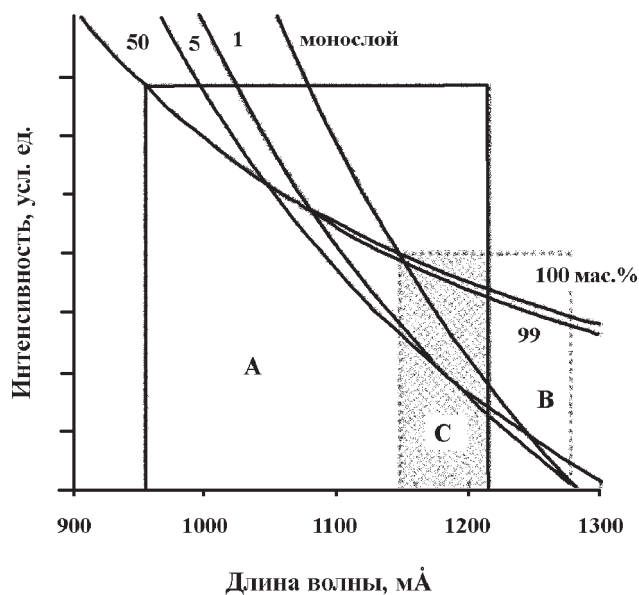


Рис. 1. Зависимость интенсивности ВМИ от длины волны для разных содержаний Fe в сплаве Fe–Cr. Потенциал анода рентгеновской трубки 45 кВ; $\varphi = 35^\circ$, $\psi = 55^\circ$. На рисунке указаны области значений эквивалентной длины волны при варьировании содержания определяемого элемента (А), толщины образца (В) и зона поиска ЭАДВ (С)

ла-анализатора LiF (200) ($2d = 4028$ мÅ). Для детектирования вторичных рентгеновских квантов прибор укомплектован отпаянным газоразрядным пропорциональным счетчиком.

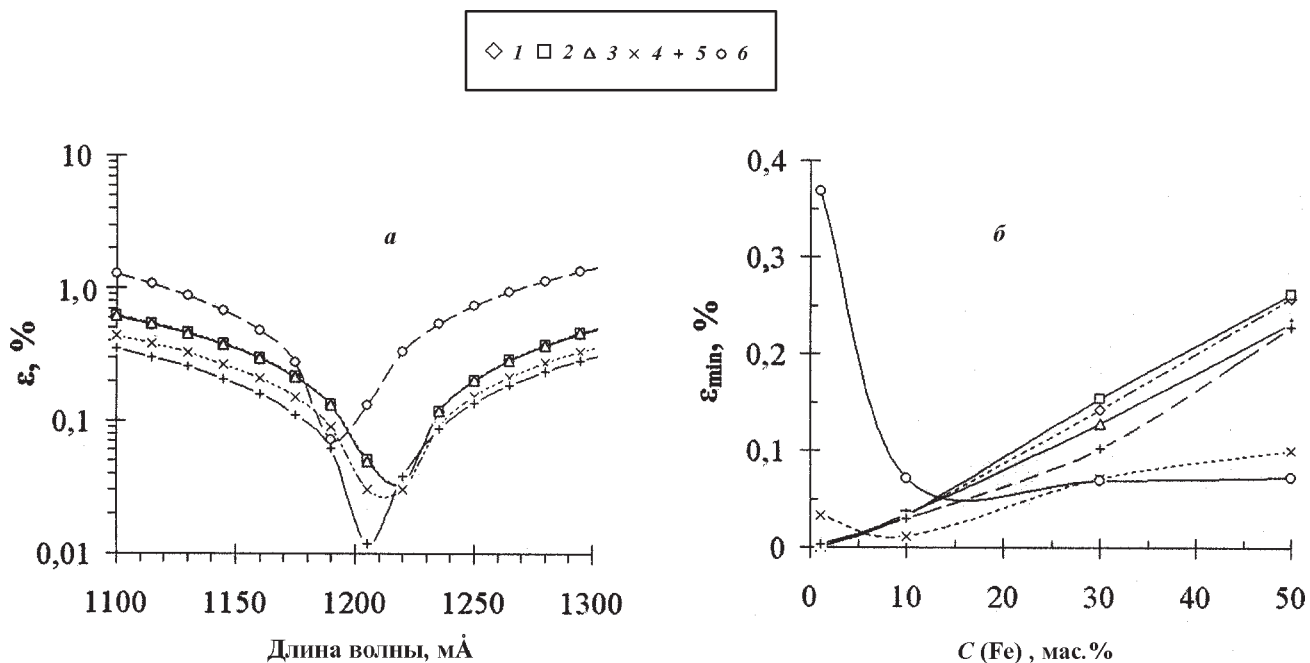


Рис. 2. Зависимость (а) относительной погрешности определения железа в сплаве Fe–Cr от длины волны ВМИ (параметры ВМИ рассчитаны для $C(\text{Fe}) = 10$ мас. %) и (б) минимальной относительной погрешности определения от содержания железа, используемого для расчета параметров ВМИ. Искомое содержание железа (мас. %): 1 – 0,1; 2 – 0,3; 3 – 1,0; 4 – 3,0; 5 – 10; 6 – 30. Потенциал анода рентгеновской трубки 45 кВ; $\varphi = 35^\circ$, $\psi = 55^\circ$

Т а б л и ц а 1

Расчетные (1) и эмпирические (2) значения эквивалентной аналитической длины волны (мÅ) для разных элементов (потенциал анода рентгеновской трубки – 45 кВ; $\phi = 35^\circ$; $\psi = 55^\circ$)

Алгоритм	Элемент			
	^{26}Fe	^{30}Zn	^{40}Zr	^{50}Sn
Наполнитель ^{24}Cr				
1	1181	939	539	367
2	1188	946	545	375
Наполнитель ^{16}S				
1	1148	921	534	367
2	1139	915	535	370

Содержания Zn и Ni определяли по линиям ZnK_β (1295 мÅ) и NiK_β (1500 мÅ). Время экспозиции составляло 10 с (скорость счета > 5000 имп/с). Исправленные значения величины аналитического сигнала находили путем измерения амплитудного распределения интенсивности РФ-излучения определяемого элемента с шагом 2 мÅ и интенсивности непрерывной составляющей спектра в окрестности характеристического пика (± 50 мÅ) с последующей коррекцией фонового сигнала. Параметры ВМИ рассчитаны по формуле (16) и традиционными способами [1–4].

Результаты и их обсуждение

В настоящей работе связь между интенсивностью и длиной волны ВМИ установлена для широкого диапазона содержаний железа в сплаве Fe–Cr (рис. 1). Абсциссы точек пересечения представленных кривых (значения эквивалентной длины волны ВМИ для двух полубесконечных образцов) распределены в диапазоне 953–1219 мÅ, а ЭАДВ равна 1086 мÅ. При этом погрешность результатов определения железа (1–50 мас.%) изменяется от +2,2 до –1,4%. Абсциссы точек пересечения кривых с полужирной линией (значения эквивалентной длины волны ВМИ для тонкопленочного и полубесконечного образцов) распределены в диапазоне 1152–1282 мÅ. Погрешность результатов определения железа в широком диапазоне содержаний при использовании соответствующего значения ЭАДВ (1181 мÅ) изменяется от +0,36 до –0,29%. Таким образом, число возможных ВМИ первичного излучения бесконечно велико. Однако не существует ВМИ с

параметрами, действительно не зависящими от состава образца. Эквивалентная длина волны, предложенная в работе [3], является результатом оптимизации параметров ВМИ для интересующего диапазона содержаний аналита в полубесконечном образце. Алгоритм, изложенный в настоящей работе, позволяет оптимизировать значение эквивалентной длины волны для проб не только разного состава, но и произвольной толщины. При этом минимальная погрешность результатов достигается при анализе полубесконечно-

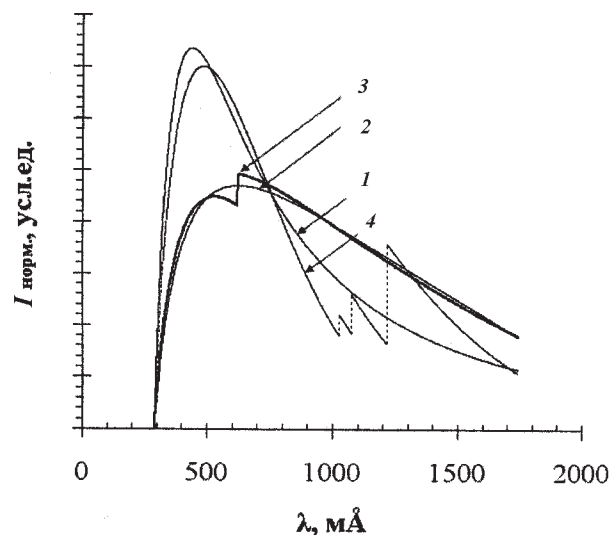


Рис. 3. Волновые распределения интенсивности тормозного излучения, рассчитанные по формуле Краммерса (1) и для рентгеновской трубки прострельного типа с тонкопленочным (2 мкм) Cr (2), Mo (3) и W (4) анодом (рабочее напряжение 45 кВ)

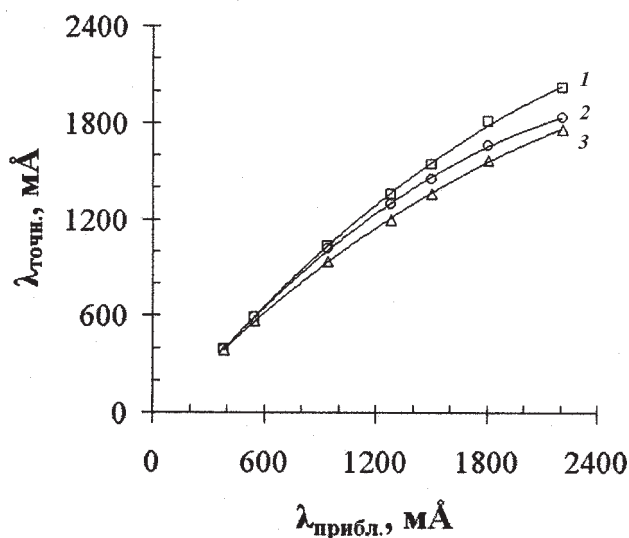


Рис. 4. Зависимость между значениями ЭАДВ ($\lambda_{\text{точн.}}$) спектра тормозного излучения рентгеновской трубки прострельного типа с тонкопленочным анодом для образцов толщиной, мкм : 1 (1), 10 (2), 100 (3) и значениями ($\lambda_{\text{прибл.}}$), найденными по формуле (16) для полубесконечного образца с плотностью 9 г/см^3

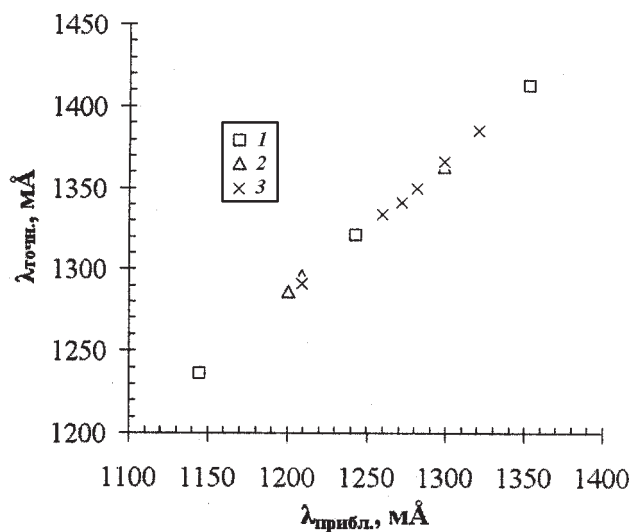


Рис. 5. Зависимость между значениями ЭАДВ, рассчитанными для спектра тормозного излучения РТ прострельного типа с тонкопленочным (2 мкм) анодом ($\lambda_{\text{точн.}}$) и по формуле (16) ($\lambda_{\text{прибл.}}$), при варьировании только одного параметра: 1 – природы определяемого элемента, 2 – матричного состава образца, 3 – напряжения РТ (20–60 кВ)

го образца с использованием тонкопленочного образца сравнения известной плотности и толщины, а также, если оба образца представляют собой ненасыщенные излучатели одинаковой толщины.

Зависимость модуля погрешности результатов анализа от длины волны ВМИ имеет точку экстремума около ЭАДВ. На рис. 2, а приведены примеры таких V-образных кривых для разных содержаний железа в сплаве Fe–Cr. Рис. 2, б демонстрирует наименьшее

значение погрешности результатов анализа с использованием нескольких функций $I_{\text{VS}}(\lambda_{\text{VS}})$, рассчитанных для разных содержаний железа в сплаве Fe–Cr. Оптимальное значение содержания элемента для расчета $I_{\text{VS}}(\lambda_{\text{VS}})$ находится в пределах 10–30 мас.%, т.е. $\epsilon \in [3, 9]$. Точное значение зависит от природы определяемого элемента и наполнителя. В большинстве случаев значение $\epsilon = 4$ в формуле (18) можно успешно применять на практике.

Т а б л и ц а 2

Относительная погрешность (%) результатов количественного рентгенофлуоресцентного анализа стандартных образцов металлических сплавов

Элемент (содержание, мас. %)	Сопутствующие компоненты	Алгоритм расчета параметров ВМИ				
		[1]	[2]	[3]	[4]	(16)
Образец стали						
Ni (6,71)	Fe, Mn, Cr, Ti	6,6	5,8	3,7	1,3	1,3
Образец дюралюмина						
Zn (8,87)	Zr, Cu, Ti, Si	5,2	4,7	2,5	1,4	1,4

Для широкого круга определяемых элементов в различных матрицах при отсутствии мешающих компонентов значения ЭАДВ, найденные эмпирически и вычисленные по формуле (16), очень близки (табл. 1). При этом отклонение результатов количественного РФА не превышает десятых долей % (табл. 2). В общем случае между приближенными значениями ЭАДВ, рассчитанными аналитически по формуле (16), и точными значениями, найденными численно для спектров ТИ реальных РТ (рис. 3) и образцов переменной толщины и плотности, существует простая зависимость, которая аппроксимируется параболической функцией с коэффициентом корреляции не хуже 0,98. Примеры такой зависимости

приведены на рис. 4. Выявленная закономерность сохраняется при одновременном варьировании материала (Cr, Mo, W) и толщины анода (от 2 мкм до ∞), толщины Ве-окна РТ (75–300 мкм). Для каждого определяемого элемента ($Z = 11–50$) при изменении только одного экспериментального параметра – матричного состава образца, его плотности ($2–10 \text{ г/см}^3$) или рабочего напряжения на электродах РТ (20–60 кВ) – зависимость между указанными значениями ЭАДВ становится линейной (рис. 5)! Таким образом, процедура корректирования приближенных значений ЭАДВ с учетом особенностей волнового распределения интенсивности ТИ РТ с тонкопленочным или массивным анодом не представляет серьезной проблемы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лосев Н.Ф. Количественный рентгеноспектральный флуоресцентный анализ. М., 1969.
2. Афонин В.П., Пискунова Л.Ф., Гуничева Т.Н., Ложкин В.И. // Завод. лаб. 1976. **42**. № 6. С. 670.
3. Павлинский Г.В., Китов Б.И. // Завод. лаб. 1980. **46**. № 6. С. 502.
4. Tertian R. // Spectrochim. Acta. 1971. **26B**. P. 71.
5. Симаков В.А., Баринский Р.Л., Сорокин И.В. // Завод. лаб. 1986. **52**. № 2. С. 30.
6. Potts P.J., Ellis A.T., Kreggsamer P., Marshall J., Strelci C., West M., Wobrauschek P. // J. 1. Anal. At. Spectrom. 2003. **18**. P. 1297.
7. Rousseau R.M. // Spectrochim. Acta B. 2006. **61**. P. 759.
8. Sherman J. // Spectrochim. Acta B. 1955. **7**. P. 283.
9. Финкельштейн А.Л., Павлова Т.О. // Завод. лаб. 1996. **62**. № 12. С. 16.
10. Гоулдстейн Дж. и др. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ. М., 1984.

Поступила в редакцию 29.03.07.

EXCITATION OF X-RAY FLUORESCENCE OF MASSIVE SAMPLES BY BREMSSTRAHLUNG: ANALYTICAL POSSIBILITIES OF MONOCHROMATIC MODEL

K.V. Oskolok, O.V. Monogarova

(Division of Analytical Chemistry)

The algorithm of calculation of equivalent analytical wavelength of bremsstrahlung spectrum during excitation of X-ray fluorescence of multicomponent subjects with arbitrary thickness was proposed. The correlation between approximate values of this parameter analytically calculated and accurate values numerically found subject to X-ray tube specifications was established. The developed approach allows minimizing result inaccuracy of X-ray fluorescence analysis of samples with any thickness subject to matrix effects.