

Флуоресценция при анизотропном первичном рентгеновском излучении

***Б.И. Китов**

*Иркутский государственный университет путей сообщения,
Российская Федерация, 664074, г. Иркутск, ул. Чернышевского, 15*

**Адрес для переписки: Китов Борис Иванович, E-mail: kitov_bi@irgups.ru*

Поступила в редакцию 2 августа 2021 г., после исправления – 1 ноября 2021 г.

При рентгеноспектральном флуоресцентном анализе анизотропия первичного излучения приводит к неравномерному облучению поверхности образца, усиливая роль одних участков и ослабляя роль других. Целью работы явилось определение минимального расстояния от окна рентгеновской трубки с конусным анодом, на котором интенсивность облучения образца становится однородной. Метод исследования состоял в моделировании на ЭВМ рентгенофлуоресцентного эксперимента. Рабочая модель была построена на основе двух формул для плотностей потока тормозного и характеристического излучений массивного анода, в которых учтено поглощение первичного излучения в материале анода и обратное рассеяние электронов. Кольцевой источник в модели представлялся суммой бесконечно малых линейных элементов одинаковой мощности, образец имел форму диска соосного источнику. Расчетная диаграмма удачно согласуется с известной из литературы экспериментальной диаграммой направленности излучения. Рассчитывалось два пространственных распределения. Первое описывало распределение интенсивности первичного излучения по поверхности образца, второе – распределение флуоресцентного излучения, которое имеет большую ценность для рентгеноспектрального анализа. Расчет показал, что хотя, в отличие от первого, второе распределение учитывает поглощение первичного излучения и вторичного излучения в образце, оба распределения оказались близкими по форме. Показано, что область пробы, несущая большую часть информации о составе облучаемого образца, имеют форму кольца, ширина которого зависит от расстояния до окна рентгеновской трубки. По мере его увеличения диаграмма пространственного распределения интенсивности излучения сглаживается и на расстояниях больших двух диаметров анода излучение становится однородным. Полученная в работе модель, учитывающая анизотропию первичного излучения, может быть применена в методе фундаментальных параметров рентгенофлуоресцентного анализа для спектрометра со сжатой геометрией.

Ключевые слова: конусный анод, диаграмма направленности рентгеновского излучения, флуоресценция.

For citation: *Analitika i kontrol'* [Analytics and Control], 2022, vol. 26, no. 1, pp. 6-12

DOI: 10.15826/analitika.2022.26.1.002

Fluorescence of anisotropic primary X-ray radiation

***Boris I. Kitov**

*Irkutsk State Transport University, Chernyshevskogo st., 15, Irkutsk,
664074, Russian Federation*

**Corresponding author: Boris I. Kitov, E-mail: kitov_bi@irgups.ru*

Submitted 02 August 2021, received in revised form 1 November 2021

In the X-ray spectral fluorescence analysis, the anisotropy of primary radiation results in an uneven radiation of a sample's surface, strengthening the role of some sections and weakening the role of others. The goal of the current work was to determine the minimal distance from the window of the X-ray tube with a cone-shaped anode at which the intensity of the sample's radiation becomes homogeneous. The research method was the computer modeling of the X-ray fluorescence experiment. The working model was built on the basis of two equations for the densities of the fluxes of braking and characteristic radiations of the

massive anode, which took into account the absorption of primary radiation by the anode's material and the back-scattering of electrons. The ring source was represented in the model as the sum of infinitely small linear elements of equal power, and the sample was disc-shaped and coaxial with the source. The calculation diagram was very well consistent with the experimental diagram of radiation's direction described in the research literature. Two spatial distributions were calculated. The first one described the distribution of primary radiation's intensity on the surface of the sample, while the second one described the distribution of the fluorescent radiation, which was more valuable for the X-ray spectrometry. The calculations showed that although the second distribution, unlike the first one, considered the absorption of the primary radiation and secondary radiation in the sample, the shapes of both radiations were close. It was demonstrated that the area of the sample, which carried the most information on the composition of the irradiated material, was ring-shaped, and the width of this ring depended on the distance to the X-ray tube's window. As the distance increased, the diagram of the spatial distribution of the radiation's intensity became smoother, and, when the distance exceeded two diameters of the anode, the radiation became homogeneous. The constructed model, which considered the anisotropy of the primary analysis, could be applied in the method of fundamental parameters of X-ray fluorescence analysis for a spectrometer with compressed geometry.

Keywords: code-shaped anode; diagram of X-ray radiation's direction; fluorescence.

ВВЕДЕНИЕ

В рентгеновском флуоресцентном спектрометре с прямым облучением пробы первичным излучением с целью повышения аналитического сигнала при любой системе его регистрации предусмотрено максимально близкое расположение источника излучения к образцу. Следствием этого является анизотропия первичного излучения, так как любой источник рентгеновского излучения, кроме точечного источника дополненного капиллярной полулинзой М.А. Кумахова [1], испускает в разной степени расходящиеся потоки рентгеновских лучей. Необходимость исследовать для рентгенофлуоресцентного анализа (РФА) явление анизотропии первичного излучения как мешающего фактора вызвана двумя причинами:

- во-первых, анизотропия первичного излучения приводит к неравномерному облучению поверхности образца, усиливая роль одних участков и ослабляя роль других, что способствует увеличению погрешности анализа, как отмечено в статье [2];
- во-вторых, анизотропия первичного излучения влечет неопределенность в задании угла падения излучения на образец как этого требует теория РФА [3, 4], предлагающей для практического анализа

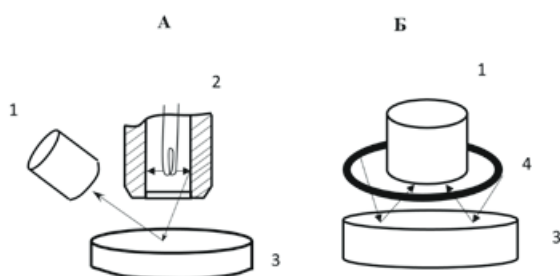


Рис. 1. Схемы спектрометров с кольцевыми источниками излучения. А – рентгенофлуоресцентный, Б – рентгенорадиометрический прибор. 1 – детектор, 2 – рентгеновская трубка, 3 – проба, 4 – изотоп.

Fig. 1. Schemes of spectrometers with circular sources of radiation. А – X-ray fluorescent spectrometer; Б – X-ray radiometric device. 1 – detector; 2 – X-ray tube; 3 – sample; 4 – ring of isotopes.

метод фундаментальных параметров [5-7]. Это вынуждает считать поток первичного излучения параллельным, приписывая ему некий «эффективный» угол падения первичного излучения на образец [8].

В многоканальных рентгеновских спектрометрах нашли применение трубки с конусным анодом и торцевым выходом излучения (рис. 1, А), например отечественные трубки моделей БХВ-9 и БХВ-12 [9] и близкие по конструкции европейские трубки PANalytic SST или ARL-3514GW/3L (anode). Преимуществом трубок с конусным анодом является формирование потока рентгеновских лучей преимущественно в направлении облучаемого образца. Это достигнуто за счет наклона зеркала анода в сторону пробы и торцевого окна максимально приближенного к аноду.

В рентгенорадиометрическом анализе стремление максимально усилить аналитический сигнал привело к конструкции спектрометра с детектором цилиндрической формы, соосным как пробе, так и радиоактивному источнику, выполненному в форме кольца (рис. 1, Б).

Обычно диаграмма направленности представляется как некая однолепестковая или многолепестковая фигура, полученная в результате измерения интенсивности излучения вблизи окна рентгеновской трубки. Однако для трубок с протяженным, цилиндрическим и конусным анодами форма диаграммы направленности при удалении от окна трубки меняется.

Целью данной работы является: установить при каком минимальном расстоянии от окна рентгеновской трубки с кольцевым анодом интенсивность первичного излучения будет одинакова в любой точке поверхности круглого образца диаметром до 40 мм.

ПЛОТНОСТЬ ПОТОКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ИСПУЩЕННОГО ЭЛЕМЕНТОМ ПОВЕРХНОСТИ КОНУСНОГО АНОДА

На рис. 2 показана часть аналитического узла рентгенофлуоресцентного спектрометра с прямым облучением пробы, включающая излучающую конус-

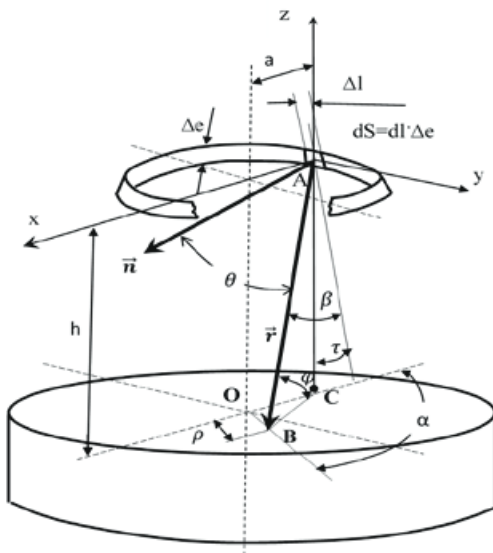


Рис. 2. Схема к расчету пространственной диаграммы излучения конусного анода. Расстояние от анода до образца: 0.5 см (крив. 1), 1.0 см (крив. 2), 3.0 см (крив. 3), 5.0 см (крив. 4).

Fig. 2. Scheme for the calculations of special diagram of cone-shaped anode’s radiation. Distance between the anode and the sample: 0.5 cm (graph 1), 1.0 cm (graph 2), 3 cm (graph 3), 5 cm (graph 4).

ную поверхность анода и цилиндрический образец. Ось трубки совпадает с осью образца. На этой же оси расположен и катод трубки. Обозначим h – расстояние от анода до пробы, D – диаметр пробы, a – радиус анода, τ – угол наклона поверхности анода относительно оси трубки.

Конусный анод, который имеет малую ширину Δe , разделим на равные малые элементы длиной Δl . Пусть его окружность имеет длину L . Рассмотрим излучение элемента, расположенного в точке A . Его излучение не изотропно и зависит от текущего значения угла β , которое определяется взаимным расположением точек A и B . Проекция точки A на плоскость пробы расположена в точке C .

В пересчете на один электрон, упавший на площадку $dS = \Delta e \cdot dl$, расположенную в точке A анода, будет испущено $N(\lambda)$ рентгеновских фотонов в телесном угле равном одному стерadianу, в том числе $N_{cont}(\lambda)$ фотонов тормозной и $\sum N_{char,k} \delta(\lambda - \lambda_k)$ характеристической компонент:

$$N(\lambda) = N_{cont}(\lambda) + \sum N_{char,k} \delta(\lambda - \lambda_k), \quad (2)$$

где: $\delta(\lambda - \lambda_k)$ – дельта-функция, которая равна 0 при $\lambda \neq \lambda_k$ и 1 при $\lambda = \lambda_k$, а суммирование проводится по всем характеристическим линиям анода возбуждающих аналитическую линию определяемого элемента.

Число фотонов k -той линии характеристического излучения [6, 10] равняется:

$$N_x^f = \frac{\omega_q n_q b_q}{8Z\pi} \rho_k (u \ln u - u + 1) f(\chi) R \frac{\exp\left[-\frac{\mu_{Be}(\lambda) \rho_{Be} d_{Be}}{\sin \varphi}\right]}{\ln\left(\frac{1166}{J} \bar{E}\right)} \quad (3)$$

(фотон/электрон/стер).

Число фотонов тормозного излучения, проходящих на 1 нм, задается формулой Крамерса [11], дополненной поправкой Филлибера $f(\chi)$ [12], и коэффициентом обратного рассеяния электронов R [13, 14], равно:

$$N_m(\lambda) = 7.52 \cdot 10^{-6} \frac{\pi}{\sqrt{3}} Z \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} - 1\right) \frac{1}{\lambda} \frac{f(\chi)}{L} R \frac{1}{4\pi} \exp\left[-\frac{\mu_{Be}(\lambda) \rho_{Be} d_{Be}}{\sin \varphi}\right] \quad (4)$$

(фотон/электрон/ср/нм).

В формулах (3) и (4) экспоненциальный сомножитель учитывает ослабление первичного излучения бериллиевым окном рентгеновской трубки. Ранее, в работах [6, 14], в отличие от данной работы, считалось, что угол φ не изменяется и равен $\pi/2$. Кроме того, в формулах (3) и (4) использованы следующие обозначения:

$$L = \ln\left(\frac{1166 E_0}{J} \frac{E_0}{2}\right), \quad u = \frac{E_0}{E_q}; \quad J = 11.5Z.$$

Здесь: E_0 – начальная энергия электронов (кэВ); E_q – энергия ионизации q -оболочки атомов анода; \bar{E} – средняя энергия электронов; R – фактор обратного рассеяния электронов; λ – текущая длина волны излучения; λ_0 – длина волны коротковолновой границы тормозного спектра; Z – атомный номер анода; ω_q – выход флуоресценции q -той оболочки атомов анода; n_q – число электронов на q -той оболочке атомов анода, b_q – эмпирическая константа в формуле для сечения ионизации q -той оболочки атома, ρ_{Be} и d_{Be} – удельная плотность и толщина бериллиевого окна трубки, которое на рис. 1 не показано, $\mu_{Be}(\lambda)$ – массовый коэффициент ослабления бериллием излучения с длиной волны λ .

Поправка Филлибера [11] $f(\chi)$ учитывает поглощение рентгеновского излучения при его выходе из анода под углом β , показанном на рис. 2:

$$f(\chi) = \frac{1+h}{\left(1+\frac{\chi}{\sigma_e}\right)\left(1+h\left(1+\frac{\chi}{\sigma_e}\right)\right)}, \quad (5)$$

где: $\chi = \frac{\mu_{an}}{\sin \beta}$; A – атомный вес материала анода; σ_e – коэффициент Ленарда, $\mu_{an}(\lambda)$ – массовый коэффициент ослабления анодом излучения с длиной волны λ в материале анода.

Переход от модели плоскопараллельного потока излучения рентгеновской трубки к модели расходящегося излучения приводит к увеличению числа переменных. Согласно рис. 1, этими переменными являются углы φ и β . Рассчитаем $\sin \varphi$ и $\sin \beta$ для включения в формулы (3), (4) и (5).

Разместим в точке А на рис. 1 начало декартовой системы координат с ортами \vec{i}, \vec{j} и \vec{k} для осей x, y и z соответственно. Зададим радиус-вектором \vec{r} направление от А до В, а вектором \vec{n} зададим направление площадки dS . Модули этих векторов:

$$|\vec{r}| = \sqrt{h^2 + a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \theta} \text{ и } |\vec{n}| = 1.$$

Представим вектора \vec{r} и \vec{n} в координатной форме:

$$\vec{r} = \vec{i}(a - \rho \cos \theta) - \vec{j}\rho \sin \alpha - \vec{k}h;$$

$$\vec{n} = \vec{i} \cos \tau - \vec{k} \sin \tau,$$

Запишем скалярное произведение векторов \vec{r} и \vec{n} в двух формах:

$$\vec{n} \cdot \vec{r} = n_x x + n_y y + n_z z = -(a - \rho \cos \alpha) \cos \tau + h \cdot \sin \tau$$

и

$$\vec{n} \cdot \vec{r} = |\vec{n}| \cdot |\vec{r}| \cos \theta = \sqrt{(a - \rho \cos \alpha)^2 + \rho^2 \sin^2 \alpha + h^2} \cdot \cos \theta.$$

Приравняв правые части и учитывая, что $\beta = \pi/2 - \theta$, получим:

$$\sin \beta = \cos \theta = \frac{(a - \rho \cos \alpha) \cos \tau + h \cdot \sin \tau}{\sqrt{(a - \rho \cos \alpha)^2 + \rho^2 \sin^2 \alpha + h^2}}. \quad (6)$$

Из рис. 1 определим угол $\sin \varphi$:

$$\sin \varphi = \frac{h}{|\vec{r}|} = \frac{h}{\sqrt{h^2 + a^2 + \rho^2 - 2a\rho \cos \theta}}. \quad (7)$$

Учитывая, что углы β и φ являются переменными, зависящими от полярных координат ρ и α точки В, заменим в формуле (3) обозначение функции $N_m(\lambda)$ на $N_m(\lambda, \rho, \alpha)$ и заменим в формуле (4) обозначение функции N_x^f на $N_x^f(\rho, \alpha)$.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРВИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ПОВЕРХНОСТИ ОБРАЗЦА

Разделив формулу (2) на $2\pi r^2$ и проинтегрировав по длинам волн, получим $dN(\rho, \alpha)$ – плотность потока излучения в точке В₁, исходящего от точечного источника А₁ (рис. 2):

$$dN(\rho, \alpha) = d \left\{ \frac{k}{2\pi r^2} \int_{\lambda_0}^{\lambda_{grenz}} \left[N_m(\lambda, \rho, \alpha) + \sum_f N_f(\rho, \alpha) \delta(\lambda - \lambda_f) \right] \cdot d\lambda \right\}. \quad (8)$$

Здесь: λ_{grenz} длина волны края поглощения определяемого элемента, λ_0 длина волны коротковолновой границы тормозного спектра.

При соосности анода и образца распределение плотности излучения в точках В₁, В₂, В₃, В₄ от излучателя А₁ будет таким же, как и от излучателя А₂, но смещенным на один шаг, то есть в точках В₂, В₃, В₄, В₅ (рис. 3). Это смещение сохраняется по всему аноду. Следовательно, плотность излучение

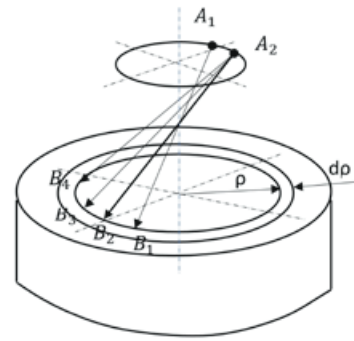


Рис. 3. Схема к обоснованию метода интегрирования по поверхности анода.

Fig. 3. Scheme for the support of the method of integrating on anode's surface.

в любой точке на расстоянии ρ от центра образца равна интегралу функции (8) по углу α от 0 до 2π :

$$N(\rho) = \frac{K}{r^2} \int_{\lambda_0}^{\lambda_{grenz}} \left[N_m(\lambda, \rho) + \sum_f N_f(\rho) \delta(\lambda - \lambda_f) \right] \cdot d\lambda \quad (9)$$

Для подавления мешающего фактора неоднородности распределения первичного излучения по поверхности пробы применяют ее вращение во время измерения. Но, в случае конического анода, вращение пробы не решит проблемы, так как из формулы (9) следует, что анизотропия не зависит от угла α (см. рис. 2), то есть обладает осевой симметрией.

На рис. 4 приведено экспериментально полученное осевое сечение диаграммы излучения конусного анода, которое представляется в виде двух лепестков.

Такие эксперименты с полным описанием редки, и автор обнаружил лишь одну публикацию на эту тему в сборнике «Аппаратура и методы рентгеновского анализа» [15]. Эксперимент выполняли на трубке 3,5БХВ-7(Re) имеющей кольцевой анод и торцевой выход излучения. Регистрировали почернение рентгеновской пленки, которая прикладывалась к окну трубки. По рис. 4 можно сделать вывод, что максимум излучения распространяется по образу-

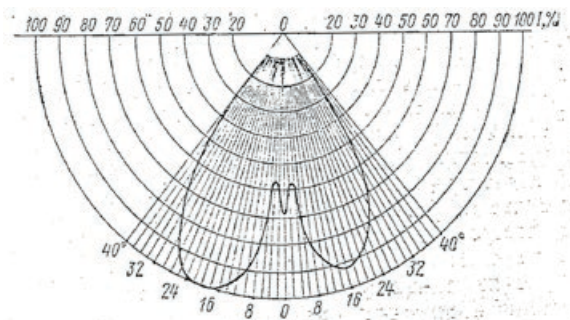


Рис. 4. Диаграмма излучения конусного анода из эксперимента в статье [12].

Fig. 4. Diagram of the radiation of cone-shaped anode from the experiment in the article [12].

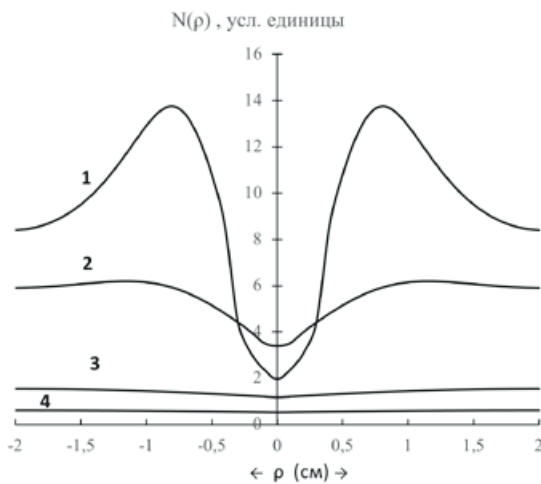


Рис. 5. Распределение плотности потока первичного рентгеновского излучения по поверхности образца.

Fig. 5. Distribution of the density of the primary X-ray radiation's flux on the surface of the sample.

щей конуса из условного фокуса и представленная авторами [15] дулепестковая номограмма есть сечение этого конуса.

В рентгеноспектральном анализе нет технического решения для получения изотропного излучения у трубок с кольцевыми, конусными и цилиндрическими анодами, но остается возможность уменьшить анизотропию удалением образца от анода.

На рис. 5 приведены результаты расчета по формуле (9) распределения интенсивности первичного излучения по поверхности образца круглой формы в зависимости от расстояния от анода до облучаемого излучения образца. Показана в условных единицах зависимость интенсивности в какой-либо точке образца от расстояния от его центра.

Сравнивая экспериментальную диаграмму на рис. 4, полученную в работе [15], и теоретическую диаграмму, рассчитанную при близком расположении кольцевого анода и образца (рис. 5, крив. 1) обнаружим их качественное согласие. Это позволило использовать полученную математическую модель (9) для экстраполяции ее на удаленные расстояния образца от анода. Результаты показаны кривыми 2, 3 и 4 соответственно для расстояния от анода до образца 0.5 см, 1 см, 3 см и 5 см. Расчет выполняли для рентгеновской трубки БХВ-9 с конусным анодом, у которой диаметр излучающего кольца 2.6 см; анод – палладий, напряжение 25 кВ; толщина бериллиевого окна 0.03 см; диаметр образца 4 см.

При малых расстояниях от анода (рис. 5, крив. 1) в поперечном сечении наблюдаются два максимума интенсивности. Расстояние между максимумами совпадает с диаметром анода (2.6 см). То есть значительная часть первичного излучения концентрируется в области проекции кольцевого анода на образец. При удалении образца от окна трубки на расстояние одного диаметра анода (рис. 5, крив. 3) максимумы сливаются, а при расстояниях

двух диаметров (рис. 5, крив. 4) излучение становится изотропным.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ПОВЕРХНОСТИ ОБРАЗЦА

Для РФА важным является не распределение первичного излучения по поверхности образца (9), а связанное с ним распределение по образцу плотности потока фотонов вторичного рентгеновского излучения.

Если не учитывать эффекты избирательного возбуждения [7], то передаточной функцией F между первичным $N(\rho)$ и вторичным излучениями i -того элемента $N_i(\rho)$ является:

$$F = \frac{C_i \mu(\lambda)}{\frac{\mu(\lambda)}{\sin \varphi} + \frac{\mu(\lambda_i)}{\sin \psi}}$$

Здесь C_i – массовая доля i -го элемента; $\mu(\lambda)$ и $\mu(\lambda_i)$ – массовые коэффициенты ослабления соответственно первичного и вторичного излучения на пробу; φ и ψ – углы падения первичного и отбора вторичного излучения.

С точностью до инструментальной постоянной K , индивидуальной для каждого прибора, запишем плотность потока вторичного излучения по поверхности круглого образца в зависимости от радиуса ρ образца:

$$N_i(\rho) = \frac{K}{r^2} \int_{\lambda_0}^{\lambda_{\text{границ}}} \left[N_m(\lambda, \rho) + \sum_f N_f(\rho) \delta(\lambda - \lambda_f) \right] \frac{C_i \mu(\lambda)}{\frac{\mu(\lambda)}{\sin \varphi} + \frac{\mu(\lambda_i)}{\sin \psi}} d\lambda \quad (10)$$

По формуле (10) был выполнен расчет распределения по образцу плотности потока вторичного рентгеновского излучения при расстояниях от анода до образца 0.5 см, 1 см, 3 см и 5 см. Рассчитывали плотность потока флуоресценции $K\alpha_{1,2}$ -линии марганца (содержание 0.8 % мас.) в стали 45 для рентгеновской трубки БХВ-9 при прежних условиях возбуждения.

Результаты расчета показаны на рис. 6. Можно видеть, что приведенные на нем кривые подобны кривым рис. 5, рассчитанным для пространственного распределения первичного излучения. При малых расстояниях от анода (рис. 6, крив. 1) в поперечном сечении наблюдаются два максимума интенсивности. Расстояние между максимумами совпадает с диаметром анода (2.6 см) и при удалении образца от окна трубки на расстояние одного диаметра анода (рис. 5, крив. 3) максимумы сливаются, а при расстояниях двух диаметров (рис. 5, крив. 4) излучение становится изотропным.

В многоканальной рентгенофлуоресцентной аппаратуре из-за невозможности разместить в узком пространстве несколько спектрометрических каналов вторичного излучения, проба более чем на 5 см отдалена от трубки и условие изотропности

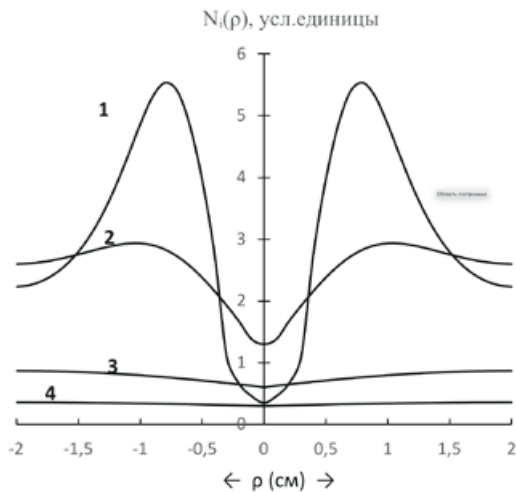


Рис. 6. Распределение плотности потока вторичного рентгеновского излучения марганца по поверхности образца из стали 45.

Fig. 6. Distribution of the density of the flux of secondary X-ray radiation of manganese on the surface of the steel 45 sample.

первичного излучения выполняется автоматически. Для них в пределах сектора распространения первичного излучения слишком мала зависимость относительных интенсивностей от угла падения первичного излучения на пробу и учет анизотропии не приведет к улучшению правильности анализа, например, методом фундаментальных параметров.

В рентгенорадиометрической аппаратуре, имеющей сжатую до предела геометрию (рис. 1, Б), которая позволяет максимально приблизить детектор к пробе, диаграмма флуоресцентного излучения оказывается существенно неоднородной (рис. 6, крив. 1). Тогда при анализе образцов с неравномерным распределением определяемого элемента по поверхности пробы [16] анизотропия первичного рентгеновского излучения проявляется как мешающий фактор.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, вычислительным экспериментом получено объяснение двухлепестковой диаграмме излучения конусного анода. Удаление от окна трубки приводит к переходу анизотропной диаграммы в изотропную. Два лепестка в диаграмме излучения вызваны не физическими причинами, а геометрическими: положение максимумов является проекцией анода на образец. Это выполняется как для конусного анода рентгеновской трубки, так и кольцевого изотопного источника.

Полученная в статье модель процесса возбуждения рентгеновской флуоресценции (10), в которой используются уточненные формулы для расчета интенсивностей характеристического (3) и тормозного (4) спектров, позволяет рассчитать распределение плотности потока вторичного рент-

геновского излучения по поверхности образца. Этим действием при близком расположении пробы к окну трубки с конусным или цилиндрическим анодом открывается возможность указать наиболее и наименее информативные области анализируемого образца.

Для расчета флуоресценции, возбужденной первичным рентгеновским излучением трубки с цилиндрическим анодом достаточно в формуле (6) положить угол τ равным нулю выполнить вычисления по формуле (10).

Для полного снятия погрешности, связанной с анизотропией первичного излучения, в спектрометре расстояние от окна трубки до образца должно быть не менее двух диаметров конусного анода. Полученный вывод справедлив и для радиоизотопного кольцевого источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Use of fundamental parameters method for quantitative analysis of spectra acquired on spectrometer with Kumakhov lens / I.B. Afanasiev [et al.] // X-ray and Neutron Capillary Optics II, edited by Muradin A. Kumakhov, Proc. of SPIE Vol. 5943. 59430O-1 (2006).
2. Волков В.Ф., Мироненко М.Ю. Расчет пространственного распределения рентгеновского флуоресцентного излучения протяженного источника // Аппаратура и методы рентгеновского анализа. Л., Машиностроение. 1988. Вып. 38. С. 36-39.
3. Sherman J. The theoretical derivation fluorescent X-ray intensities from mixtures // Spectrochimica Acta. 1955. V. 7, P. 283-306.
4. Лосев Н.Ф. Количественный рентгеноспектральный флуоресцентный анализ. М.: Наука, 1969. 336 с.
5. Criss J.W., Birks L.S. Calculation methods for fluorescent X-Ray spectrometry. Empirical coefficients v.s. fundamental Parameters // Analytical Chemistry. 1968. V. 4, № 7. P. 1080-1086.
6. Afonin V.P., Finkelshtein A.L., Borkhodoev V.J. and Gu-nicheva T.N. X-Ray Fluorescence Analysis of Rocks by the Fundamental Parameter Method // X-Ray Spectrometry. 1992. V. 21. P. 69-75.
7. Kitov B.I. Calculation Features of the Fundamental Parameter Method in XRF // X-Ray Spectrometry. 2000. V. 29. P. 285-290.
8. Pavlinsky G.V., Kitov B.I. Influence of divergence of the Primary radiation beam on the line intensity of the X-Ray fluorescence spectrum // X-Ray Spectrometry. 1979. V. 8, № 3. P. 96-101.
9. Иванов С.А., Максимов В.М., Николаенко Г.М., Шукин Г.А. Рентгеновские трубки для флуоресцентного спектрального анализа // Аппаратура и методы рентгеновского анализа. Л., Машиностроение, 1980. Вып. 23. С. 139-141.
10. Расчет спектрального распределения первичного излучения при рентгенофлуоресцентном анализе / А.Л. Финкельштейн [и др.] // Заводская лаборатория. 1981. Т. 47, № 11. С. 28-31.
11. Kramers H.A. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum // Phyl. Mag. 1923. V. 46, № 275. P. 836-871.
12. Philibert J. A method for calculating the absorption correction functions for electron probe microanalysis // X-Ray Optic and X-Ray Microanalysis. 1963. P. 379-392.

13. Reed S.J.B. *Electron Microprobe Analysis*. Cambridge London: Cambridge University Press, 1975. 424 p.
14. Afonin V.P. X-ray fluorescence analysis of rocks // *Frezenius Z. Anal. Chemistry*. 1989. V. 335. P. 55-57.
15. Каган Б.С., Лапенко В.В., Левитин А.Л., Фрумкин С.П. Пространственное распределение интенсивности излучения рентгеновских трубок типа БХВ-6 и БХВ-7 // *Аппаратура и методы рентгеновского анализа*. Л., Машиностроение, 1981. Вып. 25, С. 39-41.
16. Косьянов П.М. Рентгенофизический анализ неорганических веществ сложного химического состава. Тюмень: ТИУ, 2016. 195 с.

REFERENCES

1. Afanasiev I.B., Danichev V.V., Ivanov V.F., Kondratenko R.I., Mikhin V.A. Use of fundamental parameters method for quantitative analysis of spectra acquired on spectrometer with Kumakhov lens. *X-ray and Neutron Capillary Optics II*, edited by Muradin A. Kumakhov, Proc. of SPIE Vol. 5943. 594300-1 (2006). doi: 10.1117/12.637977
2. Volkov V.F., Mironenko M.Iu. [Calculation of the spatial distribution of X-ray fluorescent radiation of an extended source]. *Apparatura i metody rentgenovskogo analiza [Devices and Methods of X-ray Analysis]*, Leningrad, 1988, vol. 38, pp. 36-39 (In Russian).
3. Sherman J. The theoretical derivation fluorescent X-ray intensities from mixtures. *Spectrochimica Acta*, 1955, vol. 7, pp. 283-306. doi: 10.1016/0371-1951(55)80041-0
4. Losev N.F. *Kolichestvennyi rentgenospektral'nyi fluorestsentrnyi analiz [Quantitative X-ray fluorescence analysis]*. Moscow, Nauka, 1969, 336 p. (In Russian).
5. Criss J.W., Birks L.S. Calculation methods for fluorescent X-Ray spectrometry. Empirical coefficients v.s. fundamental Parameters. *Analytical Chemistry*, 1968, vol. 40, no. 7, pp.1080-1086. doi: 10.1021/ac60263a023
6. Afonin V.P., Finkelshtein A.L., Borkhodoev V.J. and Gunitcheva T.N. X-Ray Fluorescence Analysis of Rocks by the Fundamental Parameter Method. *X-Ray Spectrometry*, 1992, vol. 21, pp. 69-75. doi: 10.1002/xrs.1300210205
7. Kitov B.I. Calculation Features of the Fundamental Parameter Method in XRF. *X-Ray Spectrometry*, 2000, vol. 29, pp. 285-290. doi: 10.1002/1097-4539(200007/08)29:4<285::AID-XRS428>3.0.CO;2-C
8. Pavlinsky G.V., Kitov B.I. Influence of divergence of the Primary radiation beam on the line intensity of the X-Ray fluorescence spectrum. *X-Ray Spectrometry*, 1979, vol. 8, no. 3, pp. 96-101. doi: 10.1002/xrs.1300080303
9. Ivanov S.A., Maksimov V.M., Nikolaenko G.M., Shchukin G.A. [X-ray tubes for fluorescent spectral analysis]. *Apparatura i metody rentgenovskogo analiza [Devices and Methods of X-ray analysis]*, Leningrad., 1980, vol. 23, pp. 139-141. (In Russian).
10. Finkelshtein A.L., Gunitcheva T.N., Afonin V.P., Paradina L.F., Piskunova L.F. [Calculation of spectral distribution of primary radiation in X-ray fluorescent analysis]. *Zavodskaya laboratoriya [Factory Lab]*, 1981, vol. 47, no. 11, pp. 28-31 (In Russian).
11. Kramers H.A. XCIII. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum. *Phyl. Mag.*, 1923, vol. 46, no. 275, pp. 836-871. doi: 10.1080/14786442308565244
12. Philibert J. A method for calculating the absorption correction functions for electron probe microanalysis. *X-Ray Optic and X-Ray Microanalysis*, 1963, pp. 379-392.
13. Reed S.J.B. *Electron Microprobe Analysis*. Cambridge London, Cambridge University Press, 1975, 424 p.
14. Afonin V.P. X-ray fluorescence analysis of rocks. *Frezenius Z. Anal. Chemistry*, 1989, no. 335, pp. 55-57. doi: 10.1007/BF00482392
15. Kagan B.S., Lapenko V.V., Levitin A.L., Frumkin S.P. [Spatial distribution of the intensity of radiation of X-ray tubes of BKHV-6 and BKHV-7 types]. *Apparatura i metody rentgenovskogo analiza [Devices and Methods of X-ray analysis]*, Leningrad, 1981, vol. 25, pp. 39-41 (In Russian).
16. Kasianjv P.M. *Rentgenofizicheskiy analiz neorganicheskikh veshchestv slozhnogo khimicheskogo sostava [X-ray physical analysis of non-organic substances of complex chemical composition]*. Tiumen, TIU, 2016, 195 p. (In Russian).