

ПАРАМЕТРЫ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ K-ОБОЛОЧКИ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С МАЛЫМ ЗАРЯДОВЫМ ЧИСЛОМ Z

Л. Ф. М. Ананд^{a,b}, С. Б. Гуденнавар^{a}, С. Г. Баббли^a, В. Р. Керур^c*

^a Христианский университет Бангалор-560029, Карнатака, Индия

^b Правительственный колледж первой степени, Бангалор-560036, Карнатака, Индия

^c Университет Гулбарга, Калабурги-585106, Карнатака, Индия

Поступила в редакцию 9 мая 2017 г.

(Перевод с английского)

K-SHELL X-RAY FLUORESCENCE PARAMETERS OF A FEW LOW Z ELEMENTS

L. F. M. Anand, S. B. Gudennavar, S. G. Bubbly, V. R. Kerur

С помощью простого метода измерены параметры рентгеновской флуоресценции с K -оболочки для элементов с малым зарядовым числом Z , таких как кобальт, никель, медь и цинк. Мишени из этих элементов возбуждались при помощи рентгеновских фотонов K -линии бария с энергией 32.86 кэВ от слабого гамма-источника ^{137}Cs , а рентгеновское излучение от мишеней детектировалось с использованием низкоэнергетичного спектрометра на основе германиевого детектора высокой чистоты. Полученные результаты сравниваются со стандартными теоретическими, полуэмпирическими, подгоночными значениями и с экспериментальными данными из других работ.

DOI: 10.7868/S0044451018010017

1. ВВЕДЕНИЕ

Методика рентгеновской флуоресценции (РФ) широко используется в качестве инструмента для элементного анализа в различных областях науки. Для точного и надежного определения количества элементов необходимо знать точные параметры рентгеновской флуоресценции, такие как сечение рентгеновской флуоресценции в зависимости от оболочек, выход рентгеновской флуоресценции, отношение между ширинами радиационного и нерадиационного (процесса Оже) переходов, отношения интенсивностей рентгеновского излучения, вероятности перехода вакансий между оболочками и др.

При взаимодействии рентгеновского или гамма-излучения высокой энергии с атомом из его внутренней оболочки выбивается электрон, оставляющий за собой вакансию в этой оболочке. Если электрон с внешней оболочки займет эту вакансию, то разница в энергиях связи электрона испускается в виде характеристического рентгеновского излучения. Однако разница в энергиях связи электрона может также непосредственно передаваться одному из электронов на более высоких оболочках (например, на L - или M -оболочке), что приводит к его вылету из атома. Такой механизм называется процессом Оже, а вылетающий электрон называется электроном Оже. Испускание флуоресцентного рентгеновского излучения называется радиационным переходом, а испускание электронов Оже — нерадиационным переходом или переходом Оже.

Рентгеновская флуоресценция в геометрии однократного и двукратного отражения с применением

* E-mail: shivappa.b.gudennavar@christuniversity.in

мощных источников излучения с активностью порядка 10^9 Бк изучалась во многих работах [1–6]. Обобщенные данные, основанные на нескольких экспериментальных, теоретических, полуэмпирических и подгоночных значениях, были опубликованы в работе [7], что поддержало развивающиеся исследования рентгеновской флуоресценции. Хотя эти методы (геометрии однократного и двукратного отражения) позволяют получить точные параметры рентгеновской флуоресценции, они требуют сложного оборудования и мощных источников радиации. Однако ранее был предложен простой метод для измерения рентгеновской флуоресценции K -оболочки на основе 2π -геометрии [8–12]. Для этого метода достаточно слабого радиоактивного источника, не требующего специальной радиационной защиты и не дающего фонового вклада в интересующей области. Было установлено, что с помощью данного метода можно определять параметры рентгеновской флуоресценции K -оболочки для элементов со средним и большим зарядовыми числами Z .

Несмотря на недавний прогресс в понимании фундаментальных принципов и уровне развития измерительной техники, имеется недостаток данных, особенно для элементов с малым зарядовым числом Z . В данной работе описано развитие метода 2π -геометрии для изучения элементов с малым Z , таких как Co, Ni, Cu и Zn, с изменениями, необходимыми для измерения таких параметров, как сечение рентгеновской флуоресценции, выход рентгеновской флуоресценции, отношение между ширинами радиационного и нерадиационного переходов, отношение интенсивностей рентгеновских K -линий и вероятность перехода вакансии между K - и L -оболочками. Мишени возбуждались характеристическим рентгеновским излучением бария от слабого гамма-источника ^{137}Cs , а излученные рентгеновские фотоны анализировались низкоэнергетичным спектрометром с германиевым детектором высокой чистоты. Наличие зазора между окном спектрометра и активной частью детектора приводит к необходимости поправки телесного угла при оценке числа падающих фотонов и числа испущенных из мишени рентгеновских фотонов K -линии.

2. ТЕОРИЯ

Ниже представлено краткое описание параметров рентгеновской флуоресценции K -оболочки (для более подробного описания см. работы [8–11]). Флуоресценция с i -й оболочки атома ω_i равна числу ис-

пущенных квантов рентгеновского излучения I_i , деленному на число вакансий n_i , созданных в i -й оболочке. Соответственно, флуоресценция K -оболочки ω_K равна

$$\omega_K = \frac{I_K}{n_K}, \quad (1)$$

где I_K — число рентгеновских фотонов K -линии, испущенных во всех направлениях, которое определяется выражением

$$I_K = \frac{I'_K}{\beta \varepsilon_X G_X \exp(-\mu_{X\text{Be}} t_{\text{Be}})}, \quad (2)$$

где I'_K обозначает число рентгеновских фотонов K -линии (от рентгеновских пиков K_α и K_β наблюдаемого спектра), обнаруженных в телесном угле Ω , β — поправочный множитель на самопоглощение испущенного в мишени излучения, равный согласно [8–11]

$$\beta = \frac{1 - \exp(-(\mu_i + \mu_e)t)}{(\mu_i + \mu_e)t}, \quad (3)$$

μ_i и μ_e — массовые коэффициенты поглощения (в единицах $\text{см}^2/\text{г}$) соответственно для падающего и испускаемого рентгеновского излучения в мишени толщиной t ($\text{г}/\text{см}^2$). Массовые коэффициенты поглощения вычисляются при помощи программного обеспечения WinXCom [13]. Согласно высказанным в работе [14] соображениям по выбору оптимальной толщины образца на основе равновесия между испусканием флуоресцентного рентгеновского излучения и его поглощением в образце, было предложено, что для точного определения выхода и сечения рентгеновской флуоресценции параметр β должен находиться в интервале $0.75 \leq \beta \leq 0.95$ [8].

Множитель ε_X в уравнении (2) выражает собственную эффективность детектора к обнаружению излученных рентгеновских фотонов, которая определяется выражением

$$\varepsilon_X = 1 - \exp(-\mu_{X\text{Ge}} t_{\text{Ge}}), \quad (4)$$

где $\mu_{X\text{Ge}}$ ($\text{см}^2/\text{г}$) — массовый коэффициент поглощения испускаемых рентгеновских фотонов заданной энергии в веществе детектора толщиной t_{Ge} ($\text{г}/\text{см}^2$), $G_X = \Omega/(4\pi)$ — геометрический поправочный множитель (поправка телесного угла) для испускаемых фотонов, где Ω — телесный угол, перекрываемый активным веществом детектора со стороны мишени. Поскольку экспериментальная установка только приближенно соответствует 2π -геометрии,

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + r^2}} \right),$$

где d — расстояние от мишени до активного элемента детектора (0.5 см), r — радиус германиевого кристалла детектора (1.27 см). Таким образом,

$$G_X = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + r^2}} \right). \quad (5)$$

Множитель $\exp(-\mu_{X\text{Ве}} t_{\text{Ве}})$ учитывает поглощение испускаемых рентгеновских фотонов с данной энергией в бериллиевом окне детектора толщиной $t_{\text{Ве}}$ ($\text{Г}/\text{см}^2$) и массовым коэффициентом поглощения $\mu_{X\text{Ве}}$ ($\text{см}^2/\text{Г}$).

Число созданных в K -оболочке вакансий равно

$$n_K = I_0 n_a \tau_K = \frac{I'_0 n_a \tau_K}{\varepsilon_i G_i \exp(-\mu_{i\text{Ве}} t_{\text{Ве}})}, \quad (6)$$

где I_0 — число попадающих на мишень фотонов, полученное после поправок измеренной интенсивности I'_0 на эффективность детектора

$$\varepsilon_i = 1 - \exp(-\mu_{i\text{Ге}} t_{\text{Ге}}),$$

телесный угол

$$G_i = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + r^2}} \right)$$

и поглощение в бериллиевом окне $\exp(-\mu_{i\text{Ве}} t_{\text{Ве}})$, где $\mu_{i\text{Ве}}$ и $\mu_{i\text{Ге}}$ — массовые коэффициенты поглощения падающих фотонов данной энергии, соответственно, бериллиевое окно и детектора. Множитель $n_a = N_A t / A$ выражает число атомов на единицу площади в мишени массовой толщины t (N_A — число Авогадро, A — атомный вес элемента мишени), τ_K — сечение фотоэффекта на K -оболочке, вычисленное при помощи программного обеспечения WinXCom [13].

Сечение рентгеновской флуоресценции с K -оболочки σ_K представляет собой вероятность образования рентгеновского фотона на один фотон падающего излучения и выражается следующим образом:

$$\sigma_K = \omega_K \tau_K = \frac{I_K}{I_0 n_a}. \quad (7)$$

Отношение ширины радиационного перехода к ширине нерадиационного перехода для K -оболочки равно

$$\frac{\Gamma_R^K}{\Gamma_A^K} = \frac{I_K}{n_K - I_K}. \quad (8)$$

Взаимодействие гамма-кванта с электроном K -оболочки атома за счет фотоэффекта создает вакансию на K -оболочке. Эта вакансия на внутренней оболочке может быстро заполниться электроном со

следующей оболочки (подоболочки) посредством радиационного или нерадиационного перехода. При любом из этих процессов первичная вакансия переносится на следующую оболочку (подоболочку). Полная вероятность переноса вакансии между K - и L -оболочками η_{KL} определяется через выход флуоресценции ω_K и отношение интенсивностей рентгеновских K -линий $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ следующим выражением [15]:

$$\eta_{KL} = \frac{2 - \omega_K}{1 + I_{K\beta}/I_{K\alpha}}, \quad (9)$$

в котором

$$\frac{I_{K\beta}}{I_{K\alpha}} = \frac{I'_{K\beta} \varepsilon_{K\alpha} \beta_{K\alpha}}{I'_{K\alpha} \varepsilon_{K\beta} \beta_{K\beta}}, \quad (10)$$

где $\varepsilon_{K\alpha}$ и $\varepsilon_{K\beta}$ — эффективности детектора, $\beta_{K\alpha}$ и $\beta_{K\beta}$ — коэффициенты самопоглощения соответственно для $K\alpha$ - и $K\beta$ -линий в мишени.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Почти идеальная 2π -геометрия достигается путем размещения мишени между источником и детектором. Подробности устройства экспериментальной установки и характеристик детектора приведены в работах [16, 17]. Рентгеновский спектрометр на основе германиевого детектора был прокалиброван и проверен на линейность отклика по нескольким источникам рентгеновского и гамма-излучения. Для контроля стабильности спектрометра положение и площадь пиков проверялись с перерывами. Мишени из кобальта, никеля, меди и цинка с чистотой от 99.90 % до 99.99 % были изготовлены из тонкой однородной фольги требуемой толщины производства компании Alfa Aesar A Johnson Matthey (Великобритания). Массовая толщина фольги проверялась путем определения массы на единицу площади с использованием микровесов чувствительностью 0.01 г и подвижного микроскопа с разрешением 0.001 см. Однородность фольги мишени проверялась тем, что при пропускании коллимированного пучка гамма-излучения через разные участки фольги число отсчетов детектора не менялось.

Стандартный точечный источник гамма-излучения на изотопе ^{137}Cs с активностью около 10^4 Бк был предоставлен Комиссией по радиации и изотопам (Board of Radiation and Isotope Technology (BRIT)), Мумбай, Индия. Перед использованием в эксперименте чистота образца была проверена сканированием спектра. Ядра ^{137}Cs распадаются на

возбужденные ядра бария с испусканием бета-частиц. Возбужденные ядра бария переходят в основное состояние или с испусканием гамма-кванта с энергией 661.64 кэВ, или в результате процесса внутренней конверсии. Процесс внутренней конверсии приводит к испусканию характеристического рентгеновского излучения линий K_α и K_β с энергиями соответственно 32.20 кэВ и 36.35 кэВ, средневзвешенная энергия которых составляет 32.86 кэВ [18]. В данной работе для возбуждения элементов мишени использовалось именно это излучение со средней энергией кванта 32.86 кэВ, так как для него велико сечение фотоэффекта в атомах с малым зарядовым числом Z .

Далее описана процедура получения данных. Фоновый спектр записывался в многоканальном анализаторе в течение 3 ч в отсутствие источника. Затем перед детектором устанавливался источник, в течение того же времени записывался спектр, являющийся суммой сигнала от источника и фонового сигнала, после чего фоновый спектр вычитался численным образом. Полученный спектр содержит пики рентгеновского излучения бария и пики вылета из германия. Полная площадь этих пиков дает измеренную интенсивность падающих фотонов I'_0 , из которой затем с поправками на эффективность детектора ε_i , геометрию опыта G_i и поглощение в бериллиевом окне $\exp(-\mu_{i\text{Be}}t_{\text{Be}})$ получается истинная интенсивность падающего излучения I_0 . Интересующая мишень (например, из кобальта) аккуратно помещалась между источником и детектором, и в течение того же времени (3 ч) записывался спектр. Из полученного спектра с мишенью численно вычитался спектр источника в отсутствие мишени, что дает чистый спектр K -линии изучаемого элемента мишени (кобальта). Для определения площади не полностью разрешенных пиков рентгеновской флуоресценции K_α и K_β они подгонялись в программе Origin с использованием инструмента многопиковой подгонки. Сумма этих площадей дает измеренную интенсивность рентгеновской флуоресценции $I'_K = I'_{K_\alpha} + I'_{K_\beta}$ для данного элемента мишени. Для получения полного числа рентгеновских фотонов, излученных данной мишенью в полный телесный угол 4π , эта измеренная интенсивность I'_K корректируется на самопоглощение β , эффективность детектора ε_X , геометрию G_X и поглощение в бериллиевом окне $\exp(-\mu_{i\text{Be}}t_{\text{Be}})$. Параметры рентгеновской флуоресценции ω_K , σ_K , Γ_R^K/Γ_A^K , I_{K_β}/I_{K_α} и η_{KL} для кобальта определялись соответственно при помощи уравнений (1) и (7)–(10). Для проверки воспроизводимости и согласованности результа-

тов процедура повторялась четыре раза, после чего определялось среднее значение. Такая же процедура использовалась для определения параметров ω_K , σ_K , Γ_R^K/Γ_A^K , I_{K_β}/I_{K_α} и η_{KL} K -линии рентгеновской флуоресценции никеля, меди и цинка.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Параметры рентгеновской флуоресценции K -линии ω_K , σ_K , Γ_R^K/Γ_A^K , I_{K_β}/I_{K_α} и η_{KL} для кобальта, никеля, меди и цинка, определенные описанным выше методом, представлены соответственно в табл. 1, 2, 3, 4 и 5. Погрешности измерения этих параметров показаны в соответствующих таблицах вместе с измеренными значениями. Основной вклад в погрешность измерений вносят статистика накопления отсчетов детектора, коэффициент самопоглощения β , поправка эффективности детектора для падающих и излученных рентгеновских квантов и поправка на телесный угол. Погрешность определения эффективности детектора при заданной энергии определяется неточностью массовых коэффициентов поглощения окна и материала детектора, а также наличием мертвого слоя германиевого детектора. Погрешность коэффициента самопоглощения β возникает благодаря неточности определения толщины мишени и неопределенности массового коэффициента поглощения для падающего и излученного рентгеновского излучения. Погрешность определения толщины мишени согласно спецификации поставщика составляет менее 0.01 %, а погрешность массового коэффициента поглощения порядка 0.01 % [19].

Выход рентгеновской флуоресценции K -оболочки для кобальта, никеля, меди и цинка определялся по измеренной интенсивности K -линии из уравнения (1). Флуоресценция K -оболочки ω_K элемента определялась в четырех опытах, и ее усредненное значение сравнивалось с теоретическими, подгоночными, полуэмпирическими и другими экспериментальными данными (см. табл. 1). Погрешность в полученных таким образом значениях ω_K составила 5.4 %, 5.8 %, 1.3 % и 5.2 % соответственно для кобальта, никеля, меди и цинка. Полученные величины ω_K отличаются от теоретических значений работы [20], подгоночных значений [14], параметров из работы [21] и подгоночных данных [22] соответственно на 0.4 %, 0.9 %, 1.2 % и 1.2 % для кобальта, на 5.0 %, 5.5 %, 6.8 % и 5.5 % для никеля, на 1.8 %, 2.3 %, 2.3 % и 3.4 % для меди и на 0.5 %, 0.1 %, 1.2 % и 2.2 % для цинка. По сравнению с экспериментальными данными для кобальта из работ [1], [23], [24], [25] и [26]

Таблица 1. Сравнение экспериментально измеренных значений ω_K рентгеновской флуоресценции K -оболочки для кобальта, никеля, меди и цинка с теоретическими, подгоночными, полуэмпирическими результатами и с другими экспериментальными результатами

Элемент	Атомный номер Z	Данная работа	Теоретические, подгоночные и полуэмпирические значения	Экспериментальные результаты других групп
Co	27	0.378 ± 0.020	0.3790 [20] 0.381 [14] 0.373 [21] 0.382 [22]	0.4027 ± 0.0205 [1] 0.375 ± 0.033 [23] 0.391 ± 0.039 [24] 0.375 ± 0.014 [25] 0.355 ± 0.011 [26]
Ni	28	0.436 ± 0.025	0.4140 [20] 0.414 [14] 0.406 [21] 0.412 [22]	0.4369 ± 0.0223 [1] 0.451 ± 0.045 [24] 0.408 ± 0.015 [25] 0.448 ± 0.014 [26] 0.435 ± 0.035 [27]
Cu	29	0.456 ± 0.006	0.4480 [20] 0.446 [14] 0.440 [21] 0.441 [22]	0.4776 ± 0.0244 [1] 0.437 ± 0.019 [23] 0.478 ± 0.047 [24] 0.438 ± 0.015 [25] 0.455 ± 0.015 [26] 0.452 ± 0.036 [27]
Zn	30	0.480 ± 0.025	0.4820 [20] 0.479 [14] 0.474 [21] 0.469 [22]	0.4987 ± 0.0254 [1] 0.495 ± 0.022 [23] 0.525 ± 0.050 [24] 0.471 ± 0.018 [25] 0.482 ± 0.022 [26] 0.477 ± 0.038 [27]

полученные значения ω_K отличаются соответственно на 6.6 %, 0.6 %, 3.4 %, 0.6 % и 6.0 %. Для никеля найденные значения ω_K отличаются на 0.2 %, 3.5 %, 6.4 %, 2.8 %, 0.2 %, соответственно, по сравнению с данными [1], [24], [25], [26] и [27]. Для меди и цинка значения ω_K отличаются на 4.6 %, 4.3 %, 4.7 %, 4.0 %, 0.3 %, 1.0 % и 4.0 %, 3.2 %, 9.5 %, 1.8 %, 0.5 %, 0.5 % по сравнению с данными работ соответственно [1], [23], [24], [25], [26] и [27].

Из измеренных интенсивностей падающего и излученного рентгеновского излучения при помощи уравнения (7) были определены сечения рентгеновской флуоресценции K -оболочки при энергии воз-

буждающего излучения 32.86 кэВ для кобальта, никеля, меди и цинка. В табл. 2 измеренные значения σ_K сравниваются со значениями, полученными из соотношения $\sigma_K = \tau_K \omega_K$, в котором величины τ_K вычислены в программе WinXCom [13], а ω_K взяты из работы [22]. Погрешности измеренных значений составили 2.9 %, 0.3 %, 0.9 % и 0.7 % соответственно для кобальта, никеля, меди и цинка. Измеренные сечения рентгеновской флуоресценции K -оболочки отличаются от величин, вычисленных с использованием ω_K из работы [22], соответственно на 1.0 %, 5.7 %, 0.5 %, 1.3 % для кобальта, никеля, меди и цинка.

Таблица 2. Сравнение измеренных сечений σ_K рентгеновской флуоресценции K -оболочки для кобальта, никеля, меди и цинка при энергии падающего излучения 32.86 кэВ с теоретическими значениями. Сечение фотоэффекта τ_K вычислено программой WinXCom [19]. Теоретические значения вычислены из соотношения $\sigma_K = \tau_K \omega_K$, в котором значения ω_K флуоресценции взяты из работы [22]

Элемент	Атомный номер Z	Сечение фото-эффекта τ_K (б/атом)	Сечение флуоресценции σ_K (б/атом)	
			Данная работа	Теория
Co	27	640	242.0 ± 7.1	244.5
Ni	28	739	323.0 ± 1.9	341.8
Cu	29	847	378.0 ± 3.4	373.5
Zn	30	968	459.0 ± 3.3	454.0

Таблица 3. Сравнение измеренного отношения ширины радиационного и оже-переходов Γ_R^K/Γ_A^K для K -оболочки кобальта, никеля, меди и цинка с вычисленными значениями, полученными из соотношения $\Gamma_R^K/\Gamma_A^K = \omega_K/(1 - \omega_K)$, в котором значения ω_K флуоресценции взяты соответственно из работ [20], [14], [21], [22]

Элемент	Атомный номер Z	Данная работа	Вычисленные значения			
			[20]	[14]	[21]	[22]
Co	27	0.608 ± 0.028	0.610	0.616	0.595	0.618
Ni	28	0.772 ± 0.045	0.706	0.706	0.684	0.701
Cu	29	0.840 ± 0.011	0.812	0.805	0.786	0.789
Zn	30	0.908 ± 0.047	0.931	0.919	0.901	0.883

Таблица 4. Сравнение экспериментально измеренного отношения интенсивностей рентгеновских K -линий $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ для кобальта, никеля, меди и цинка с теоретическими и полуэмпирическими значениями, а также с другими экспериментальными результатами

Элемент	Атомный номер Z	Данная работа	Теория	Полуэмпирические значения	Экспериментальные результаты других групп
Co	27	0.122 ± 0.003	0.1219 [28] 0.1216 [29]	0.135 [30]	0.1322 ± 0.0028 [31] 0.1273 ± 0.0065 [1] 0.1390 ± 0.007 [32]
Ni	28	0.125 ± 0.004	0.1221 [28] 0.1227 [29]	0.137 [30]	0.1358 ± 0.0018 [31] 0.1283 ± 0.0065 [1]
Cu	29	0.124 ± 0.003	0.1208 [28] 0.1216 [29]	0.136 [30]	0.1345 ± 0.0030 [31] 0.1258 ± 0.0064 [1] 0.1359 ± 0.003 [32]
Zn	30	0.127 ± 0.003	0.1233 [28] 0.1241 [29]	0.139 [30]	0.1245 ± 0.0087 [31] 0.1278 ± 0.0065 [1] 0.1379 ± 0.004 [32]

Таблица 5. Сравнение экспериментально измеренной вероятности переноса вакансии между K - и L -оболочками η_{KL} для кобальта, никеля, меди и цинка с теоретическими и полуэмпирическими результатами, а также с другими экспериментальными результатами

Элемент	Атомный номер Z	Данная работа	Теория	Полуэмпирические значения	Экспериментальные результаты других групп
Co	27	1.445 ± 0.003	–	1.418(4) [15]	1.4169 ± 0.0723 [1]
Ni	28	1.389 ± 0.082	1.375 [33]	1.388(4) [15]	1.3853 ± 0.0707 [1]
Cu	29	1.385 ± 0.039	–	1.357(4) [15]	1.3523 ± 0.0690 [1]
Zn	30	1.354 ± 0.082	1.316 [33]	1.326(4) [15]	1.338 ± 0.085 [34] 1.3311 ± 0.0679 [1]

По измеренным интенсивностям рентгеновской K -линии из уравнения (8) были вычислены отношения ширины радиационного и нерадиационного переходов для кобальта, никеля, меди и цинка. В табл. 3 эти значения сравниваются с величинами, вычисленными из соотношения $\Gamma_R^K/\Gamma_A^K = \omega_J/(1 - \omega_K)$, в котором ω_K берутся из работ [14, 20–22]. Погрешности определения отношения Γ_R^K/Γ_A^K оцениваются как 4.6 %, 5.8 %, 1.3 %, 5.2 % соответственно для кобальта, никеля, меди и цинка. Измеренные отношения Γ_R^K/Γ_A^K отклоняются от вычисленных с использованием значений ω_K из работ [14, 20–22] соответственно на 0.4 %, 1.4 %, 2.1 %, 1.7 % для кобальта, 1.8 %, 1.8 %, 11 %, 9 % для никеля, 3.3 %, 4.2 %, 6.0 %, 6.0 % для меди и 2.5 %, 1.2 %, 0.8 %, 2.7 % для цинка.

Отношения интенсивностей K -линий $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ были вычислены из измеренных интенсивностей рентгеновских линий $K\alpha$ и $K\beta$ с учетом необходимых поправок. Результаты приведены вместе с другими экспериментальными и теоретическими данными в табл. 4. Результаты для отношения интенсивностей K -линий и вероятностей перехода вакансии между K - и L -оболочками для кобальта, меди, никеля и цинка были опубликованы ранее [16]. Однако в настоящей работе при одновременном определении многих параметров рентгеновской флуоресценции (ω_K , σ_K и Γ_R^K/Γ_A^K) проведен подробный анализ данных с учетом всех возможных поправок. Это позволило определить данные величины с большей точностью в дополнение к другим параметрам рентгеновской флуоресценции. Погрешности измеренных значений составили 2.5 % для кобальта, меди, цинка и 3.2 % для никеля. Измеренное значение отношения интенсивностей K -линий для всех исследованных материалов отличается от теорети-

ческих значений менее чем на 2 %. Из измеренной рентгеновской флуоресценции K -оболочки и отношения интенсивностей K -линий была определена полная вероятность переноса вакансии между K - и L -оболочками η_{KL} . Полученные значения сравниваются в табл. 5 с теоретическими и полуэмпирическими значениями, а также с другими экспериментальными результатами. Погрешности найденных значений составляют 0.2 %, 5.2 %, 2.8 % и 6.0 % соответственно для кобальта, никеля, меди и цинка.

5. ВЫВОДЫ

В эксперименте с почти идеальной 2π -геометрией измерены рентгеновская флуоресценция K -оболочки, сечение рентгеновской флуоресценции K -оболочки, отношение ширины радиационного и нерадиационного переходов, отношение интенсивностей рентгеновских K -линий и полная вероятность переноса вакансии между K - и L -оболочками для кобальта, никеля, меди и цинка. Обнаружено, что параметры рентгеновской флуоресценции, измеренные данным простым методом с использованием не требующего экранирования слабого источника радиоактивного излучения, близко совпадают с теоретическими значениями и с другими экспериментальными данными. Таким образом, данный метод может применяться для изучения параметров рентгеновской флуоресценции с K -оболочки для других элементов с малым зарядовым числом Z , их соединений и сплавов.

Один из авторов (Л. Ф. М. А.) благодарит Комиссию университетских грантов за частичную финансовую поддержку в рамках малого исследовательского проекта MRP(S)/2013-14/KABA095/UGC-SWRO.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Aylikci, A. Kahoul, N. K. Aylikci, E. Tirasoglu, and I. H. Karahan, *Spectrosc. Lett.* **48**, 331 (2014).
2. G. Apaydin and E. Tirasoglu, *Radiat. Phys. Chem.* **81**, 1593 (2012).
3. T. L. Hopman, C. M. Heirwegh, J. L. Campbell, M. Krumrey, and F. Scholze, *X-ray Spectrom.* **41**, 164 (2012).
4. E. Cengiz, E. Tirasoglu, G. Apaydin, V. Aylikci, N. K. Aylikci, and C. Aksoy, *Radiat. Phys. Chem.* **80**, 328 (2011).
5. U. Çevik, S. Kaya, B. Ertugral, H. Baltas, and S. M. Karabidak, *Nucl. Instr. Meth. B* **262**, 165 (2007).
6. M. Sahin, L. Demir, and G. Budak, *Appl. Radiat. Isot.* **63**, 141 (2005).
7. A. Kahoul, V. Aylikci, N. K. Aylikci, E. Cengiz, and G. Apaydin, *Radiat. Phys. Chem.* **81**, 713 (2012).
8. L. D. Horakeri, B. Hanumaiah, and S. R. Thontadarya, *X-ray Spectrom.* **26**, 69 (1997).
9. L. D. Horakeri, B. Hanumaiah, and S. R. Thontadarya, *X-ray Spectrom.* **27**, 344 (1998).
10. L. D. Horakeri, S. G. Bubbly, and S. B. Gudennavar, *Radiat. Phys. Chem.* **80**, 626 (2011).
11. S. B. Gudennavar, N. M. Badiger, S. R. Thontadarya, and B. Hanumaiah, *Radiat. Phys. Chem.* **68**, 721 (2003); S. B. Gudennavar, N. M. Badiger, S. R. Thontadarya, and B. Hanumaiah, *Radiat. Phys. Chem.* **68**, 745 (2003).
12. S. B. Gudennavar, N. M. Badiger, S. R. Thontadarya, and B. Hanumaiah, *Amer. J. Phys.* **71**, 822 (2003).
13. L. Gerward, N. Guilbert, K. B. Jensen, and H. Levring, *Radiat. Phys. Chem.* **71**, 653 (2004).
14. W. Bambynek, B. Crasemann, R. W. Fink, H. U. Freund, H. Mark, C. D. Swift, R. E. Price, and P. Rao, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 716 (1972).
15. E. Schönfeld and H. Janßen, *Nucl. Instr. Meth. A* **369**, 527 (1996).
16. L. F. M. Anand, S. B. Gudennavar, S. G. Bubbly, and B. R. Kerur, *ЖЭТФ* **148**, 1098 (2015).
17. L. F. M. Anand, S. B. Gudennavar, S. G. Bubbly, and B. R. Kerur, *ЖЭТФ* **146**, 448 (2014).
18. K. L. Allawadhi, S. L. Verma, B. S. Ghuman, and B. S. Sood, *Physica B* **95**, 424 (1978).
19. M. J. Berger, J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, J. Chang, J. S. Coursey, R. Sukumar, and D. S. Zucker, National Institute of Standards and Technology Gaithersburg MD (2005).
20. V. O. Kostroun, M. H. Chen, and B. Crasemann, *Phys. Rev. A* **3**, 533 (1971).
21. M. O. Krause, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8**, 307 (1979).
22. J. H. Hubbell, P. N. Trehan, N. Singh, B. Chand, D. Mehta, M. L. Garg, R. R. Garg, S. Singh, and S. Puri, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **23**, 339 (1994).
23. Y. Ménesguen and M. C. Lépy, *Nucl. Instr. Meth. B* **268**, 2477 (2010).
24. O. Soğüt, *Chin. J. Phys.* **48**, 212 (2010).
25. T. Yashoda, S. Krishnaveni, and R. Gowda, *Nucl. Instr. Meth. B* **240**, 607 (2005).
26. O. Şimşek, O. Doğan, U. Turgut, and M. Ertuğrul, *Radiat. Phys. Chem.* **58**, 207 (2000).
27. I. Han, M. Şahin, L. Demir, and Y. Şahin, *Appl. Radiat. Isot.* **65**, 669 (2007).
28. S. T. Manson and D. J. Kennedy, *At. Data Nucl. Data Tables* **14**, 111 (1974).
29. J. H. Scofield, *Phys. Rev. A* **9**, 1041 (1974).
30. M. R. Khan and M. Karimi, *X-ray spectrom.* **9**, 32 (1980).
31. A. Kahoul, N. K. Aylikci, V. Aylikci, B. Deghfel, Y. Kasri, and M. Nekkab, *J. Radiat. Res. Appl. Sci.* **7**, 346 (2014).
32. B. Ertuğral, G. Apaydin, U. Çevik, M. Ertuğral, and A. İ. Kobya, *Radiat. Phys. Chem.* **76**, 15 (2007).
33. P. V. Rao, M. H. Chen, and B. Crasemann, *Phys. Rev. A* **5**, 997 (1972).
34. F. K. Akman, *Canad. J. Phys.* **94**, 679 (2016).