

<https://doi.org/10.52676/1729-7885-2026-3-226-232>
УДК 539.1.06

СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ ДЛЯ МНОГОКРАТНО ИОНИЗОВАННЫХ АТОМОВ МИШЕНИ И ВЫХОД РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ИОНАМИ КОБАЛЬТА

И. Д. Горлачев, А. В. Киреев, **А. В. Платов***, К. Е. Попов

Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

**E-mail для контактов: platov@inp.kz*

Были измерены сечения выхода К, L и M рентгеновского излучения для элементов от Ti до Bi при возбуждении ускоренными пучками ионов $^{59}\text{Co}^{12+}$ с энергией 94,4 МэВ. Полученные результаты сравнивались с предсказаниями ECPSSR и PWBA теорий, рассчитанными с помощью программы ISICS11.

Полученные данные показывают, что на общий спад сечения выхода рентгеновского излучения К-оболочки с увеличением атомного номера мишени Z_2 накладывается его рост в диапазоне от $Z_2 = 22$ приблизительно до $Z_2 = 41$ с максимумом приблизительно при $Z_2 = 29$. Это явление может быть объяснено тем, что при взаимодействиях, близких к симметричным, через образовавшиеся молекулярные орбитали возможно перемещение электронов между орбиталями сталкивающихся атомов. Следовательно, сечение образования рентгеновского излучения для выбранного химического элемента при анализе методом PIXE может быть селективным образом максимизировано путем подбора режима облучения – энергии и вида падающего иона.

Опираясь на смещения и уширения рентгеновских линий в полученных спектрах, рассчитаны выходы флуоресценции и сечения ионизации К-оболочек для элементов от титана до молибдена, модифицированные для многократной ионизации. Полученные результаты показывают, что отличия выходов флуоресценции с учетом многократной ионизации от одновакансионных выходов флуоресценции не превышают 35%. Следовательно, наблюдаемые отклонения экспериментальных данных от теоретических не могут быть объяснены только многократной ионизацией без привлечения эффектов, связанных с межорбитальными переходами электронов.

Ключевые слова: сечение образования рентгеновского излучения; ионы кобальта; теория ECPSSR, теория PWBA, HIPIXE.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время растет интерес к применению тяжелых ионов для анализа с помощью метода PIXE – HIPIXE-метод. Так, M.J. Ozafrán et al. использовали пучки ^{16}O и ^{12}C для анализа элементного состава образцов тяжелой воды, отобранных на атомной электростанции [1, 2]. При этом был получен предел определения менее 0,01 ppb (parts per billion) для элементов в диапазоне от Cr до Zn. В работах [3, 4] показана возможность анализа на пучках тяжелых ионов элементного состава воздушных аэрозолей. Эти работы продемонстрировали, что для получения точных результатов количественного анализа методом HIPIXE необходимо достоверное знание сечений выходов флуоресценции при взаимодействии тяжелых ионов с атомами мишеней.

Рентгеновское излучение, индуцированное тяжелыми ионами, должно обеспечить лучшие перспективы для одновременного многоэлементного следового анализа, чем при протонной или α -бомбардировке. Это наблюдение основано на модели, описывающей ион-атомные столкновения, из которой следует, что сечения образования К-рентгеновского излучения пропорциональны квадрату атомного номера снаряда. Выражение может быть записано в виде [5]:

$$\sigma_K = f \left[Z_1^2 \left(\frac{E}{A_1} \right)^4 Z_2^{-12} \right],$$

где: Z_1 = атомный номер снаряда; Z_2 = атомный номер мишени; (E/A_1) = скорость снаряда. Иными словами, для пучков тяжелых ионов ($Z_1 > 5$) со скоростями от 0,2 до 10 МэВ/amu величина σ_K может стать очень большой (10^3 – 10^5 б) для широкого круга элементов. Таким образом, можно предложить обнаружения микроэлементов (10^{-10} – 10^{-11} г) в микропробах (10^{-4} – 10^{-5} г).

При этом особый интерес может представлять случай, когда Z_2 незначительно превышает Z_1 : $Z_2 = Z_1 + (4-5)$. В этом случае наблюдается резкое увеличение сечений выхода рентгеновского излучения [6]. Еще в 1965 году Шпехт заметил, что поперечное сечение увеличивается всякий раз, когда энергия связи одной из оболочек падающего иона совпадает с энергией связи оболочки атома-мишени [7]. Хороший пример усиления медных L-рентгеновских лучей от падающих ионов меди был приведен Kavanagh et al. [8], когда различные атомы мишени в диапазоне от углерода ($Z = 6$) до тория ($Z = 90$) бомбардировали пучком меди с энергией 160 кэВ. В работах [5, 6] показано, что выходы рентгеновского излучения максимальны, когда энергии связи возбуждаемых электронов в партнерах по столкновению приблизительно совпадают. Следо-

СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ ДЛЯ МНОГОКРАТНО ИОНИЗОВАННЫХ АТОМОВ МИШЕНИ И ВЫХОД РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ИОНАМИ КОБАЛЬТА

вательно, производство рентгеновских лучей от анализируемого элемента может быть максимизировано путем выбора типа и энергии ускоренного иона. Это открывает возможности селективного анализа разных групп химических элементов методом PIXE с использованием пучка тяжелых ионов.

В представленных исследованиях были получены рентгеновские выходы для К-оболочек 12 тонких пленок Ti, Cr, Cu, Zn, Zr, Nb, Mo, Ag, Cd, In, Sn, Sb, для L-оболочек мишеней Zr, Nb, Mo, Ag, Cd, In, Sn, Sb, Ta, W, Pb, Bi и для М-оболочек мишеней Ta, W, Pb и Bi. В экспериментах использовались ускоренные ионы $^{59}\text{Co}^{12+}$ с энергией 94,4 МэВ. Полученные экспериментальные данные сравнивались с теоретическими значениями, рассчитанными в рамках Plane Wave Born Approximation (PWBA) [9] и ее усовершенствованной модели – ECPSSR [10]. Теоретические данные были рассчитаны нами с использованием программы ISICS11 [11 – 13].

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Ускоренные ионы ^{59}Co были получены на ускорителе ДЦ-60 [14]. Экспериментальная мишенная камера, использованная в нашем исследовании, подробно описана в нашей более ранней работе [15]. Толщины используемых металлических пленок варьировались в диапазоне от 36,5 мкг/см² (титан) до 339 мкг/см² (сурьма). Для таких толщин энергетические потери ионов кобальта не превышают 10% (мишень-сурьма). Таким образом, все мишени, использованные в экспериментах, можно считать тонкими пленками.

Средний ток пучка на мишени в экспериментах составлял от 1 нА в зависимости от регистрируемой рентгеновской линии. Регистрация рентгеновского излучения осуществлялась Si(Li) детектором площа-

дью 12 мм² и разрешением 135 эВ (Mn Ka), установленным под углом 135° к пучку. Для всех К-линий и высокоэнергетичных L-линий перед детектором располагалась майларовая фольга толщиной 0.1 мм.

Сечения выхода рентгеновского излучения рассчитывались, исходя из следующих выражений:

$$\sigma_x = \frac{N_x D_x M}{d \varepsilon_x N_p N_0} K_f K_t, \quad (1)$$

$$K_f = e^{\mu_f \rho_f x}, \quad (2)$$

$$K_t = \left[\frac{\mu_t t}{1 - e^{-\mu_t t}} \right], \quad (3)$$

где: N_x и N_p число измеренных рентгеновских фотонов и число ионов кобальта, достигших образца; $M(\text{g/mol})$ – молярный вес атомов мишени; $d(\text{g/cm}^2)$ – толщина мишени; $\varepsilon_x(E_x)$ эффективность детектора; $N_0(1/\text{mol})$ – число Авогадро; $\mu_f(\text{cm}^2/\text{g})$; $\mu_t(\text{cm}^2/\text{g})$ – массовые коэффициенты ослабления рентгеновского излучения в майларовом поглотителе и в облучаемой пленке, $x(\text{cm})$ $t(\text{g/cm}^2)$ – толщины поглотителя и металлического образца, $\rho_f(\text{g/cm}^3)$ – плотность поглотителя. Параметры K_f и K_t учитывают поглощение излучения в поглотителе и мишени соответственно.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Выход рентгеновского излучения

Таблицы 1, 2 и 3 содержат индивидуальные и полные сечения выхода рентгеновского излучения для ускоренных до 94,4 МэВ ионов $^{59}\text{Co}^{12+}$. Теоретические данные, указанные в таблицах, были рассчитаны из одно-вакансионных выходов флуоресценции в рамках ECPSSR и PWBA формализмов посредством кода ISICS11 [11 – 13].

Таблица 1. Сечения выхода K_α , K_β и K_{tot} (барны)

Мишень	Z_2	K_α	K_β	K_{tot}	K_{tot} PWBA	K_{tot} ECPSSR
Ti	22	6990±920	551±79	7540±930	114580	8427
Cr	24	6770±890	600±81	7670±900	73812	2679
Cu	29	5120±680	659±87	5780±680	23304	250
Zn	30	1590±210	227±30	1820±210	18380	168
Zr	40	26.2±3.5	3.26±0.73	29.5±3.6	1569	8.27
Nb	41	20.1±2.7	3.44±0.66	23.5±2.8	1229	6.60
Mo	42	7.8±1.1	1.25±0.26	9.1±1.1	969	5.34
Ag	47	1.34±0.24	0.39±0.17	1.73±0.30	299	2.09
Cd	48	0.66±0.22	0.167±0.089	0.82±0.24	238	1.78
In	49	1.23±0.26	0.167±0.085	1.39±0.27	189	1.52
Sn	50	0.517±0.091	0.080±0.041	0.60±0.10	151	1.31
Sb	51	0.391±0.074	0.069±0.010	0.460±0.074	138	1.13

СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ ДЛЯ МНОГОКРАТНО ИОНИЗОВАННЫХ АТОМОВ МИШЕНИ И ВЫХОД РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ИОНАМИ КОБАЛЬТА

Таблица 2. Сечения выхода $L_{\alpha}+L_{\beta}$, L_{β} и L_{γ} (барны)

Мишень	Z_2	$L_{\alpha}+L_{\beta}$	L_{β}	L_{γ}	L_{tot}	L_{tot} PWBA	L_{tot} ECPSSR
Zr	40	-	-	-	118000±21000	773780	232190
Nb	41	-	-	-	134000±23000	705820	186030
Mo	42	-	-	-	101000±18000	645320	149910
Ag	47	-	-	-	77000±13000	382800	50019
Cd	48	-	-	-	76000±13000	347980	40806
In	49	-	-	-	84000±14000	314450	33251
Sn	50	-	-	-	43200±7500	281390	26990
Sb	51	-	-	-	23800±4200	253430	22220
Ta	73	3680±500	2390±320	149±27	6220±590	28240	960
W	74	3170±430	1790±240	169±27	5130±490	25701	866
Pb	82	1640±220	561±75	42.3±8.3	2240±230	12095	406
Bi	83	1550±210	595±80	33±13	2180±220	10976	371

Таблица 3. Сечения выхода M_{tot} (барны)

Мишень	Z_2	M_{tot}	M_{tot} PWBA	M_{tot} ECPSSR
Ta	73	104000±20000	1686100	86512
W	74	100000±17000	1579600	82100
Pb	82	110000±20000	926680	87195
Bi	83	122000±20000	855550	81204

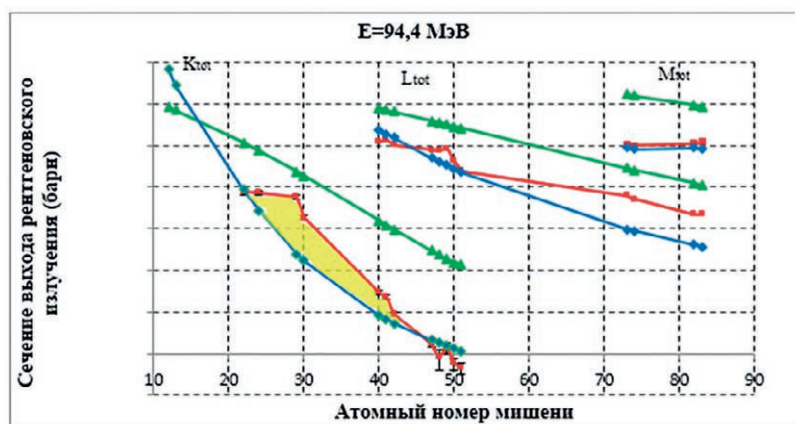
Для низкоэнергетических рентгеновских линий значимыми являются ошибки коррекции эффекта самопоглощения. Для К-линий мишеней In, Sn, Sb, из-за малых значений сечений ионизации, параметр N_X (формула 1) является доминирующим при расчете погрешностей анализа.

Рисунок 1 демонстрирует зависимость сечений выхода рентгеновского излучения от атомного номера мишеней.

Из рисунка 1 можно заметить, что на общий спад сечения выхода рентгеновского излучения К-оболочки

с увеличением атомного номера мишени, что соответствует прогнозу ECPSSR, накладывается его рост в диапазоне от $Z_2 = 22$ до $Z_2 \approx 41$ с максимумом (сечение возрастает в 23 раза по отношению к прогнозу ECPSSR) при $Z_2 \approx 29$. Указанные на рисунке планки погрешностей демонстрируют, что наблюдаемая тенденция не может быть объяснена погрешностью измерения сечений. Измеренные нами ранее сечения выхода рентгеновского излучения на ионах N, O, Ne и C (Z налетающего иона меньше Z атома мишени [15 – 18]) показывают хорошее согласие с теоретическими значениями, рассчитанными в рамках подхода ECPSSR. Таким образом, наблюдаемые на рисунке 1 отклонения экспериментальных данных от теоретических указывают на наличие дополнительного механизма, приводящего к росту сечений по сравнению с прогнозом ECPSSR теории для мишеней с Z , близким к атомному номеру налетающего иона.

Подобное явление описано в статьях В. Cross et al. [5] и Н. Cubo et al. [6]. В этих работах показано, что



На рисунке красные квадраты соответствуют полученным экспериментальным данным, синие ромбы – данные, полученные в рамках подхода ECPSSR и зеленые треугольники – данные, полученные в рамках модели PWBA

Рисунок 1. Зависимость сечений выхода рентгеновского излучения от атомного номера мишени

выходы рентгеновского излучения возрастают при сближении энергий связи электронов в партнерах по столкновению. При взаимодействиях, близких к симметричным, через образовавшиеся молекулярные орбитали возможно перемещение электронов между орбиталями сталкивающихся атомов (electron-promotion mechanism). В подтверждение этого эффекта на рисунке 2 показано отношение экспериментально измеренного сечения выхода рентгеновского излучения К-оболочки (K_{tot}) к теоретически рассчитанному в рамках подхода ECPSSR. Так как динамика спада экспериментального и теоретического сечений с увеличением Z схожа, их отношение позволяет более наглядно отразить эффект, обусловленный межорбитальными переходами электронов.

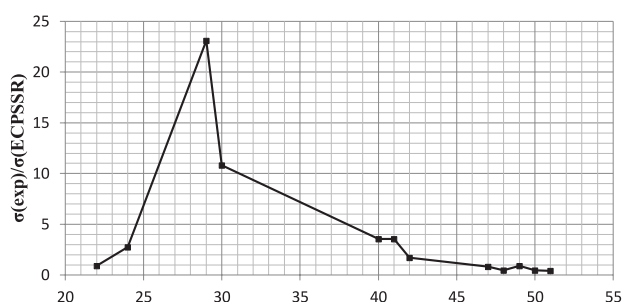


Рисунок 2. Отношение экспериментально измеренного выхода флуоресценции К-оболочки (K_{tot}) к теоретически рассчитанному в рамках подхода ECPSSR

Рисунок 2 показывает, что выходы рентгеновского излучения максимальны при близких Z иона и атома мишени, т.е. когда энергии связи электронов, возбуждаемых в партнерах по столкновению, приблизительно совпадают. Это наблюдение было сделано ранее несколькими авторами [6, 19]. Эти данные остаются практически неизменными при изменении ролей партнеров по столкновению, т.е. их также можно рассматривать как представляющие, например, выходы K_{α} -излучения Кг-мишени, бомбардируемой различными снарядами с одинаковой скоростью [5]. Следовательно, генерацию рентгеновского излучения от исследуемого элемента можно максимизировать, выбрав бомбардирующий ион с близко подобранной энергией связи К- или L-оболочки. Фактически, пиковые выходы рентгеновского излучения достигаются с использованием снарядов с несколько меньшими значениями Z_1 , чем Z_2 мишени.

Тенденцию для последовательных максимумов, связанных с согласованием К-оболочек, можно описать членом в Z_2^{-12} , аналогичным тому, что происходит с рентгеновским излучением, индуцированным протонами [5]. Подводя итог, можно утверждать, что, согласно HIPHE анализу, задача достижения максимального выхода рентгеновского излучения мишени с атомным номером Z_2 будет решена при снаряде с $Z_1 =$

$Z_2 - (1 \div 5)$. Этот выход увеличивается с ростом энергии, но селективность возбуждения уменьшается.

Расчет сечений ионизации для многократно ионизованных атомов мишени

Программа ISICS11, используемая нами для расчета теоретических значений сечений выхода в рамках подходов ECPSSR и PWBA, позволяет рассчитывать выход флуоресценции и сечение ионизации, исходя из одновакансионного механизма [11 – 13]. При этом взаимодействие ионов с атомами мишеней может привести к одновременному удалению из внутренних оболочек атома мишени нескольких электронов. Вследствие этого изменяется энергия связи оставшихся электронов и вероятности переходов Костер-Кронига. Все эти эффекты приводят к изменению наблюдаемого выхода рентгеновского излучения и являются одной из причин отличия между экспериментальными и теоретически рассчитанными сечениями (рисунок 1). Поэтому важно оценить влияние многократной ионизации на атомные параметры, чтобы понять ее вклад в наблюдаемые на рисунке 1 отличия.

Доля доступных электронов в определенной оболочке для данного перехода напрямую связана с вероятностью ионизации этой оболочки, которую можно измерить экспериментально или рассчитать теоретически в соответствии с условиями эксперимента. При выбивании электрона из К-оболочки возможное наличие вакансий в L, M и других внешних оболочках вызывает энергетический сдвиг и изменения относительной интенсивности линий рентгеновского К-излучения. Rajek et al. [20] показали, что изменения положения и ширины пиков рентгеновского излучения являются наиболее надежными детерминантами вероятностей многократной ионизации внешних оболочек. Они объединили свои экспериментальные данные по сдвигам энергии и уширениям, чтобы извлечь эти вероятности.

В наших расчетах сечений ионизации на основе измеренных сечений выхода рентгеновского излучения мы использовали подход, описанный Дж. А. Танисом [21]. Отношение интенсивностей $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ и значения сдвигов энергии пиков K_{α} в этом случае использовались для оценки степени ионизации подоболочек 2р и 3р при испускании рентгеновского К-излучения и, как результат, для расчета выходов флуоресценции и сечений ионизации К-оболочки для многократно ионизованных атомов мишени.

В таблице 4 представлены измеренные нами сдвиги линий K_{α} и отношения выходов $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ для мишеней Ti, Cr, Cu, Zn, Zr, Nb и Mo. Поскольку сдвиг энергии рентгеновского излучения K_{α} обусловлен в основном вакансиями в L-оболочке, расчеты Хартри-Фока-Слэйтера [22] можно использовать для определения количества вакансий 2р, V_{2p} , при наблюдаемом сдвиге энергии. Зная среднее количество вакансий 2р в момент испускания K_{α} рентгеновского излучения, мож-

СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ ДЛЯ МНОГОКРАТНО ИОНИЗОВАННЫХ АТОМОВ МИШЕНИ И ВЫХОД РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ИОНАМИ КОБАЛЬТА

но оценить среднее количество вакансий 3_p , V_{3p} , по измеренному отношению $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ [21]:

$$\frac{I_{K\beta}}{I_{K\alpha}} = \frac{I_{K\beta}^0}{I_{K\alpha}^0} \left[\frac{1 - \frac{V_{3p}}{6}}{1 - \frac{V_{2p}}{6}} \right], \quad (5)$$

где $\frac{I_{K\beta}^0}{I_{K\alpha}^0}$ – отношение интенсивностей для одновакансионного атома [22].

Полученные значения $2p$ (V_{2p}) и $3p$ (V_{3p}) вакансий представлены в таблице 4.

Таблица 4. Измеренные смещения линий K_α и отношения $I_{K\beta}/I_{K\alpha}$ и соответствующее им рассчитанное число $2p$ и $3p$ вакансий при энергии ионов кобальта 94,4 МэВ

	Ti	Cr	Cu	Zn	Zr	Nb	Mo
Смещение энергии, эВ	114	139	156	145	217	221	212
Число $2p$ вакансий	4,4	4,8	4,3	3,9	4,2	4,1	3,9
$I_{K\beta}/I_{K\alpha}$	0,217	0,173	0,138	0,138	0,104	0,122	0,163
$I_{K\beta}^0/I_{K\alpha}^0$	0,1355	0,1337	0,1379	0,1410	0,1913	0,1947	0,1981
Число $3p$ вакансий	3,4	4,4	4,3	3,9	5,0	4,8	4,3

Изменения выхода флуоресценции, w_K , обусловленные наличием множественных $2p$ и $3p$ вакансий, можно рассчитать, используя процедуру статистического масштабирования Larkins [23].

Полученные выходы флуоресценции w_K в случае многократной ионизации и одновакансионные выходы флуоресценции w_K^0 [24] для мишеней Ti, Cr, Cu, Zn, Zr, Nb и Mo представлены в таблице 5. Как следует из таблицы 5, отличия выходов флуоресценции с учетом многократной ионизации от одновакансионных выходов флуоресценции не превышают 35% (для титановой мишени).

Таблица 6 содержит экспериментальные и рассчитанные в рамках ECPSSR формализма сечения ионизации K-оболочки. На рисунке 3 эти сечения представлены в виде зависимостей от атомного номера мишеней.

Таблица 5. Выходы флуоресценции, модифицированные для многократной ионизации при энергии ионов кобальта 94,4 МэВ

Мишень	w_K^0	$\frac{w_K}{w_K^0}$	w_K
Ti	0,214	1,35	0,290
Cr	0,275	1,32	0,362
Cu	0,44	1,23	0,543
Zn	0,474	1,21	0,572
Zr	0,730	1,10	0,803
Nb	0,747	1,09	0,816
Mo	0,765	1,08	0,828

Таблица 6. Экспериментальные и рассчитанные в рамках подхода ECPSSR сечения ионизации K-оболочки для ионов $^{59}\text{Co}^{12+}$ с энергией 94,4 МэВ

Мишень	Z_2	σ_i (exp)	σ_i (ECPSSR)
Ti	22	26000	39378
Cr	24	20400	9741
Cu	29	10600	568
Zn	30	3170	354
Zr	40	36.7	11.3
Nb	41	28.8	8.83
Mo	42	10.9	6.98

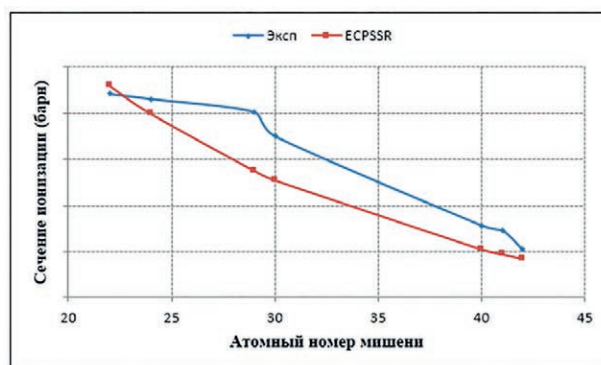


Рисунок 3. Зависимость сечений ионизации от атомного номера мишени

Рисунок 3 демонстрирует, что даже после учета влияния многократной ионизации на выходы флуоресценции и перехода от сечений выхода рентгеновского излучения к сечениям ионизации внутренних оболочек атомов мишени характер экспериментально измеренной зависимости сечений ионизации от атомного номера мишени не изменился по сравнению с рисунком 1. Следовательно, наблюдаемые на рисунке 1 отклонения экспериментальных данных от теоретических не могут быть объяснены только многократной ионизацией без привлечения эффектов, связанных с межорбитальными переходами электронов.

Выводы

В настоящей работе измерены сечения выхода рентгеновского излучения, индуцированного ионами кобальта, из мишеней с Z от 22 до 83 при энергии ускоренного пучка кобальта 94,4 МэВ.

Экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими предсказаниями PWBA и ECPSSR моделей, рассчитанными с использованием программы ISICS.

Полученные данные показывают, что на общий спад сечения выхода рентгеновского излучения K-оболочки с увеличением атомного номера мишени, что соответствует ECPSSR прогнозу, накладывается его рост в диапазоне от $Z_2 = 22$ до $Z_2 \approx 41$ с максимумом (сечение возрастает в 23 раза по отношению к прогнозу ECPSSR) при $Z_2 \approx 29$. Это явление может

быть объяснено тем, что при взаимодействиях, близких к симметричным, через образовавшиеся молекулярные орбитали возможно перемещение электронов между орбиталями сталкивающихся атомов. Следовательно, генерацию рентгеновского излучения от исследуемого элемента можно максимизировать, выбрав бомбардирующий ион с близко подобранной энергией связи К- или L-оболочки. Фактически, пиковые выходы рентгеновского излучения достигаются с использованием снарядов Z_1 , несколько меньшие, чем Z_2 мишени. Таким образом, согласно HIPIXE анализу, задача достижения максимального выхода рентгеновского излучения от мишени с атомным номером Z_2 будет решена при снаряде с $Z_1 = Z_2 - (1 \div 5)$.

Оценено также влияние многократной ионизации на характер зависимости сечений ионизации от атомного номера мишени, что важно, учитывая, что программа ISICS11 основана на одновакансионном механизме ионизации. Из-за многократной ионизации при выбивании электрона из К-оболочки возможно наличие вакансий в L и M-оболочках вызывает энергетический сдвиг и изменение относительной интенсивности линий рентгеновского К-излучения. Опираясь на эти данные, рассчитаны выходы флуоресценции и сечения ионизации К-оболочек для элементов от титана до молибдена, модифицированные для многократной ионизации. Полученные результаты показывают, что отличия выходов флуоресценции с учетом многократной ионизации от одновакансионных выходов флуоресценции не превышают 35% (для титановой мишени). Следовательно, наблюдаемые отклонения экспериментальных данных от теоретических не могут быть объяснены только многократной ионизацией без привлечения эффектов, связанных с межорбитальными переходами электронов.

Работа выполнена в рамках научно-технической программы Министерства энергетики «Развитие комплексных научных исследований в области ядерной и радиационной физики на базе казахстанских ускорительных комплексов».

ЛИТЕРАТУРА / REFERENCES:

1. J. Ozafrán, M.E. Vázquez, A.J. Kreiner, M.E. Debray, J.M. Kesque, A.S.M.A. Romo, C. Pomar, H. Somacal, M. Davidson, J. Davidson, PIXE analysis of heavy water from a nuclear power plant, Nucl. Instr. and Meth. B 74 (1993) 542.
2. M.J. Ozafrán, M.E. Vázquez, A.S.M.A. Romo, M.A. Cardona, M.E. Debray, D. Hojman, J.M. Kesque, A.J. Kreiner, J.J. Menendez, H. Somacal, J. Davidson, M. Davidson, Heavy ion induced X-ray emission work at the TANDAR laboratory in Buenos Aires, Nucl. Instr. and Meth. B 99 (1995) 384.
3. D. Morata, M. Polvé, A. Valdés, M. Belmar, M.I. Dinator, M. Silva, M.A. Leiva, T. Aigouy, J.R. Morales, Characterization of aerosol from Santiago, Chile: an integrated PIXE-SEM-EDX study, Environ. Geol. 56 (2008) 81.
4. M.I. Micheletti, L.G. Murrini, M.E. Debray, M. Rosenbusch, M. Graf, G. Ávila Cadena, P. Vitale, J. Davidson, H. Somacal, Elemental analysis of aerosols collected at the Pierre Auger Cosmic Ray Observatory with PIXE technique complemented with SEM/EDX, Nucl. Instr. and Meth. B 288 (2012) 10.
5. B. Cross, R. Zeisler and E. A. Schweikert, High energy heavy-ion induced x-ray emission analysis, Nucl. Instr. and Meth. 142 (1977) 111.
6. H. Kubo, F.C. Jundt, t and K.H. Purser, Target Z Dependence of Projectile $K\alpha$ X-Ray Production Cross Sections in High-Energy, Heavy-Ion-Atom Collisions, Phys. Rev. Lett. Vol. 31 № 11 (1973) 674.
7. H.J. Specht, Ionisation innerer Elektronenschalen bei fast-adiabatischen Stößen schwerer Ionen, Z. Phys. 185 (1965) 301.
8. T.M. Kavanagh, M.E. Cunningham, R.C. Der, R.J. Fortner, J.M. Khan, E.J. Zoharis, and J.D. Garcia, X-Ray Production in Ion-Atom Collisions: The Influence of Level Matching, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1473.
9. E. Merzbacher, H.W. Lewis, X-ray production by heavy charged particles, Encyclopedia of Physics, vol. 34, Springer, Berlin, 1958.
10. W. Brandt, G. Lapicki, Energy-loss effect in inner-shell Coulomb ionization by heavy charged particles, Phys. Rev. A 23 (4) (1981) 1717.
11. S. J. Cipolla, An improved version of ISICS: a program for calculating K-, L-, and M-shell cross sections from PWBA and ECPSSR theory using a personal computer, Comp. Phys. Comm. 176 (2007) 157.
12. S. J. Cipolla, The united atom approximation option in the ISICS program to calculate K-, L- and M-shell cross sections from PWBA and ECPSSR theory, Nucl. Instr. And Meth. B 261 (2007) 142.
13. S. J. Cipolla, ISICS2011, an updated version of ISICS: A program for calculation K-, L-, and M-shell cross sections from PWBA and ECPSSR theories using a personal computer, Comp. Phys. Comm. 182 (2011) 2439.
14. B. Gikal et al., Physics of Particles and Nuclei Letters. Vol. 5 № 7 (2008) 642.
15. I. Goralchev, N. Gluchshenko, I. Ivanov, A. Kireyev, M. Krasnopyorova, A. Kurakhmedov, A. Platov, Y. Sambayev, M. Zdorovets, X-ray production cross sections induced by neon ions, Nucl. Instr. Method B 448 (2019) 19.
16. E. Batyrbekov, N. Gluchshenko, I. Goralchev, I. Ivanov, A. Platov, "X-ray production cross section for K-, L- and M-shell by 14 MeV and 19.6 MeV nitrogen", Nucl. Instr. And Meth. B 330, p. 86-90 (2014).
17. I. Goralchev, N. Gluchshenko, I. Ivanov, A. Kireyev, S. Kozin, A. Kurakhmedov, A. Platov, M. Zdorovets, K-, L- and M-shell X-ray productions induced by oxygen ions in the 0.8-1.6 MeV/amu range, Nucl. Instr. And Meth. Vol. 381, pp. 34-38 (2016).
18. I. Goralchev, N. Gluchshenko, I. Ivanov, P. Kharkin, A. Kireyev, U. Koztayeva, A. Kurakhmedov, F. Pen'kov, A. Platov, Y. Sambayev, M. Zdorovets, X-ray production cross sections induced by carbon ions // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B– 2021. – B 499. – P. 100.

19. A. Cairns, A. D. Marwick and I. V. Mitchell, Thin Solid Films 19 (1973) 91; T. M. Kavanagh, R. C. Der, R. J. Fortner and M. E. Cunningham, Phys. Rev. A8 (1973) 2332.
20. M. Pajek, D. Banas, J. Semaniak, J. Braziewicz, U. Majewska, S. Chojnacki, T. Czyzewski, I. Fijał, M. Jaskola, A. Glombik, W. Kretschmer, D. Trautmann, G. Lapicki, T. Mukoyama, Phys. Rev. A 68 (2003) 022705.
21. J. A. Tanis, S. M. Shafroth, W. W. Jacobs, T. McAbee, K-shell x-ray production in ^{48}K , ^{22}Ti , ^{25}Mn , and ^{35}Br by 20–80-MeV ^{17}Cl ions, Phys. Rev. A 31 №2, 750 (1985).
22. H. Scofield, Phys. Rev. A9, 1041 (1974).
23. F. P. Larkins, J. Phys. 8 4, L29 (1971).
24. M. O. Krause, J. Phys. Chem. Ref. Data 8, 307 (1979).

КӨБЕЙТІЛГЕН ИОНДАЛҒАН НЫСАНА АТОМДАРЫ ҮШІН ИОНДАЛУ КӨЛДЕНЕҢ ҚИМАЛАРЫ ЖӘНЕ КОБАЛЬТ ИОНДАРЫМЕН ҚОЗДЫРЫЛҒАН РЕНТГЕН СӘУЛЕСІНІҢ ШЫҒУЫ

И. Д. Горлачев, А. В. Киреев, А. В. Платов*, К. Е. Попов

Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан

**Байланыс үшін e-mail: platov@inp.kz*

94,4 МэВ $^{59}\text{Co}^{12+}$ иондарының үдемелі сәулелерімен қоздырылған Ti-ден Bi-ге дейінгі элементтер үшін K-қабықша, L-қабықша және M-қабықша рентген сәулесінің көлденең қималары өлшенді. Нәтижелер ISICS11 бағдарламасын пайдаланып есептелген ECPSSR және PWBA теорияларының болжамдарымен салыстырылды. Алынған деректер нысана атомдық санының артуымен K-қабықша рентген сәулесінің көлденең қимасының жалпы төмендеуі $Z_2 = 22$ -ден $Z_2 \approx 41$ -ге дейінгі диапазонның артуымен, $Z_2 \approx 29$ -да максимуммен бірге жүретінін көрсетеді. Бұл құбылысты симметриялы жақын өзара әрекеттесулер электрондардың пайда болған молекулалық орбитальдар арқылы соқтығысатын атомдардың орбитальдары арасында қозғалуына мүмкіндік беретінімен түсіндіруге болады. Демек, берілген химиялық элемент үшін рентген сәулесінің өндірісінің көлденең қимасын PIXE талдауы кезінде сәулелену режимін – түсетін ионның энергиясы мен түрін таңдау арқылы таңдамалы түрде барынша арттыруға болады. Алынған спектрлердегі рентген сызықтарының ығысуы мен кеңеюіне сүйене отырып, титаннан молибденге дейінгі элементтер үшін флуоресценция өнімділігі және K-қабықша иондану көлденең қималары есептелді, олар көптік иондану үшін өзгертілді. Нәтижелер көптік иондануды ескеретін флуоресценция өнімділігі мен бір бос флуоресценция өнімділігі арасындағы айырмашылықтар 35%-дан аспайтынын көрсетеді. Демек, эксперименттік деректердің теориялық деректерден байқалған ауытқуларын орбитальды электронды ауысулармен байланысты әсерлерді ескермей, тек көптік иондану арқылы түсіндіруге болмайды.

Түйін сөздер: рентгендік өндіріс қимасы, кобальт иондары, ECPSSR теориясы, PWBA теориясы, HIPIXE.

IONIZATION CROSS SECTIONS FOR MULTIPLY IONIZED TARGET ATOMS AND THE X-RAY PRODUCTION EXCITED BY COBALT IONS

I.D. Gorlachev, A.V. Kireev, A.V. Platov*, K.E. Popov

Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

**E-mail for contacts: platov@inp.kz*

The K, L, and M X-ray yield cross sections were measured for elements from Ti to Bi excited by accelerated beams of 94.4 MeV $^{59}\text{Co}^{12+}$ ions. The results were compared with the predictions of the ECPSSR and PWBA theories, calculated using the ISICS11 program. The obtained data show that the overall decrease in the K-shell X-ray yield cross section with increasing atomic number of the target is accompanied by an increase over the range from $Z_2 = 22$ to $Z_2 \approx 41$, with a maximum at $Z_2 \approx 29$. This phenomenon can be explained by the fact that near-symmetric interactions allow electrons to move between the orbitals of colliding atoms through the resulting molecular orbitals. Consequently, the X-ray production cross section for a given chemical element can be selectively maximized by selecting the irradiation mode – the energy and type of the incident ion – during PIXE analysis. Based on the shifts and broadening of X-ray lines in the obtained spectra, fluorescence yields and K-shell ionization cross sections were calculated for elements from titanium to molybdenum, modified for multiple ionization. The results show that the differences between fluorescence yields accounting for multiple ionization and single-vacancy fluorescence yields do not exceed 35%. Consequently, the observed deviations of experimental data from theoretical ones cannot be explained solely by multiple ionization without invoking effects associated with interorbital electron transitions.

Keywords: x-ray production cross section; cobalt ions; ECPSSR theory, PWBA theory, HIPIXE.