

ВТОРИЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРАХ АТОМОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ

С.М.Блохин, В.В.Колесников

Ростовский-на-Дону государственный университет,
Научно-исследовательский институт физики,
344104, Ростов-на-Дону, Россия
(Поступило в Редакцию 30 августа 1994 г.)

В настоящей работе рассматривается роль различных эффектов в формировании структуры рентгеновских характеристик спектров, возникающих при ион-атомных столкновениях. Такое излучение наблюдается в высокотемпературной плазме, в ядерных реакторах, при использовании ускоренных ионов для различных научных (например, исследование ядерных реакций) или технических (ионное легирование) целей.

Известно [1], что при возбуждении атомов ускоренными ионами с начальной энергией $E_0 \simeq 1$ МэВ/нуклон вместо привычных узких (~ 1 эВ) рентгеновских линий испускается широкий (до сотен эВ) эмиссионный спектр. Наблюдаемые в структуре, например, K -спектров отдельные пики соответствуют помимо K -ионизации различными состояниям (кратности n) ионизации L -оболочки излучающих атомов (для таких состояний ниже принято обозначение KL^n).

При прямой ионизации атомов ионами распределение вероятностей радиационных переходов по различным кратностям ионизации подчиняется, как правило, биномиальному закону [2]. В случае K -спектра для интенсивностей I_n отдельных KL^n -переходов можно записать (см., например, [3])

$$I_n \sim C_n^N p_L^n (1 - p_L)^{N-n},$$

где p_L — вероятность образования одной L -вакансии в атоме, C_n^N — биномиальный коэффициент, $N = 8$ — максимально возможное число электронов в L -оболочке.

Конкретный вид спектра зависит [4] от величины p_L .

Однако в ряде случаев экспериментальная форма $K\alpha$ -спектров не подчиняется биномиальному распределению [5,6]. Часто это проявляется в аномально высокой интенсивности KL^0 (изредка KL^1) пика. Для примера на рис. 1 приведены $K\alpha$ -спектры атомов S в кристаллической сере, полученные при бомбардировке мишени ионами Ag^{+5} [5] и He^{+8} [6]. Одной из очевидных причин отмеченного эффекта может служить наложение на испускаемый спектр вторичного излучения, главным образом KL^0 . Механизмы, определяющие рост интенсивности последнего перехода, могут быть связаны [7] с его довозбуждением излучением других атомов мишени или ионов, коротковолновыми сателлитами рентгеновского $K\beta$ -излучения собственных атомов либо,

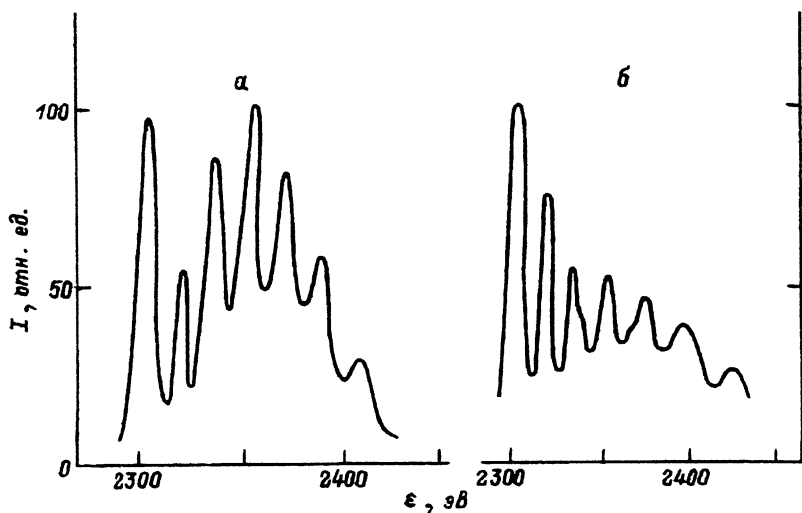


Рис. 1. Зависимость интенсивности I от энергии ϵ фотонов в $K\alpha$ -спектре атомов S, возбужденных ионами Ag^{+5} , 81 МэВ (а) и He^{+8} , 125 МэВ (б).

наконец, вторичными электронами и их тормозным излучением. Поскольку вероятность кратной ионизации электронным ударом и рентгеновским фотоном мала, то указанный эффект будет приводить к заметному изменению интенсивности лишь KL^0 -пика. Конкретный вклад перечисленных механизмов в регистрируемый спектр не был учтен ни в одной из предыдущих работ. В настоящей работе сделана попытка частично восполнить этот пробел в основном путем количественных оценок эффекта довозбуждения вторичными электронами и рентгеновскими фотонами, возникающими в мишени при неупругих ион-атомных столкновениях.

Предварительно сделаем некоторые пояснения. Регистрируемая интенсивность KL^0 -переходов I_{exp} представляет собой сумму интенсивности I_0 , определяемой первичными процессами, которые учитываются в биномиальном распределении, и величины ΔI_0 , определяемой эффектами довозбуждения $I_{\text{exp}} = I_0 + \Delta I_0 = I_0(1 + \delta)$, где $\delta = \Delta I_0/I_0$. Величина $I_0 = \sum_i \Delta I_{0i}$ отражает суммарный вклад различных механизмов довозбуждения в интенсивность KL^0 -переходов. Следовательно, $\delta = \sum_i (\Delta I_0/I_0) = \sum_i \delta_i$. Не все из указанных механизмов равноценны. В частности, вкладом в довозбуждение тормозного рентгеновского спектра ионов и электронов можно пренебречь из-за его низкой интенсивности при начальной энергии ионов несколько МэВ/нуклон (см., например, [7]).

В настоящей работе были рассчитаны значения δ_i для основных механизмов довозбуждения $K\alpha$ -излучения атомов S и Cl в элементарной сере (S_8), NaCl и KCl, бомбардируемых различными ионами. Учет довозбуждения первичным рентгеновским излучением проводился по описанной в работе [8] методике. Вклад вторичных электронов рассчитывался в рамках аналитической модели, учитывающей их энергетическое распределение [9]. В отличие от работы [10], в которой для вторичных электронов оценивалась относительная доля их вклада в

Вклад различных механизмов в довозбуждение интенсивности KL^0 -переходов

Мишень (регистрируемое излучение)	Ион (E_0 , МэВ)	δi , источник довозбуждения				$\sum_i \delta i$	δ
		Излучение других атомов мишени	Излучение иона	Собственное $K\beta$ - излучение	Вторичные электроны		
$S_8(SK\alpha)$	Xe(125)	—	$3 \cdot 10^{-4}(XeL\alpha)$	0.004	0.014	0.02	$(3 \pm 0.5)^*$
$S_8(SK\alpha)$	Ar(81)	—	$0.09(ArK\alpha)$	0.002	0.97	1.1	$(9 \pm 0.5)^{**}$
$S_8(SK\alpha)$	O(32.4)	—	—	$9 \cdot 10^{-4}$	0.09	0.09	$(0.11 \pm 0.05)^{**}$
NaCl(ClK α)	O(32.4)	—	—	$8 \cdot 10^{-4}$	0.06	0.06	$(0.03 \pm 0.05)^{**}$
KCl(ClK α)	O(32.4)	0.08	—	$8 \cdot 10^{-4}$	0.08	0.16	$(0.14 \pm 0.05)^{**}$

* По данным работы [6], ** по данным работы [5].

довозбуждение от суммарной интенсивности всех KL^n -переходов, в настоящей работе такая доля (как и для довозбуждения любой другой природы) относилась только к парциальной интенсивности I_0 . Найденные значения δ_i отражены в таблице, в которой приведены также значения $\sum_i \delta_i$ и для сравнения величина δ , полученная из экспериментальных данных для толстых мишеней [5,6].

Данные таблицы показывают, что в некоторых случаях рассмотренные механизмы могут объяснить наличие (например, $O \rightarrow KCl$) или практическое отсутствие ($O \rightarrow NaCl$) усиления интенсивности KL^0 -переходов. Однако для S_8 мишени и достаточно тяжелых ионов действие только рассмотренных механизмов оказывается недостаточным. По-видимому, в этих случаях существенную роль начинают играть процессы, вызывающие искажение первоначального распределения вероятностей различных кратностей KL^n -ионизации. Связанные с этим сильные отклонения от биномиального распределения могут быть обусловлены несколькими причинами: во-первых, участием в возбуждении спектра наряду с бомбардирующими ионами также атомов отдачи в мишени, во-вторых торможением ионов в толстой мишени, меняющим как энергию иона, так и зависящий от нее параметр p_L . Последнее должно приводить к отличию биномиального распределения интенсивности KL^n -переходов у поверхности толстой мишени от соответствующего распределения в глубине образца. На рис. 2 в качестве примера приведены полученные с использованием предложенного в работе [11] приближения высоких энергий диаграммы такого распределения для K -излучения атомов S , бомбардируемых ионами Ag с энергиями 80 и 20 МэВ (последняя имеет место в кристаллической сере на глубине ~ 18 мкм при $E_0 = 80$ МэВ). Рис. 2 показывает, что конкретный вид распределения интенсивности по KL^n -переходам в толстой мишени определяется характером торможения в ней ионов (с уменьшением энергии ионов увеличивается вес KL^0 -пика).

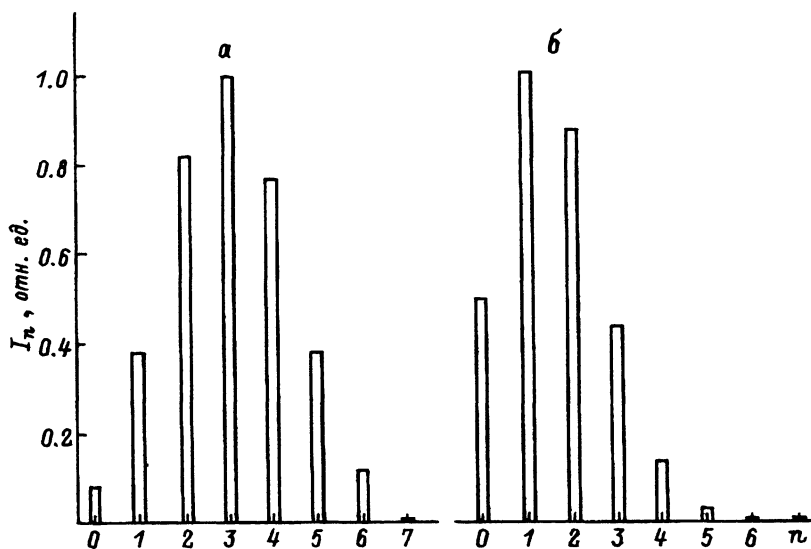


Рис. 2. Распределение интенсивности I в K -спектре атомов S по KL^n -переходам при возбуждении излучения ионами Ag с энергией 80 (а) и 20 МэВ (б).

Наконец, к аномальной форме спектра могут привести рассмотренные в работах [12-14] процессы релаксации возбужденного состояния с заданным числом L -вакансий, появившихся при столкновении. В результате в первоначально возбужденных атомах в молекулах или кристаллах к моменту радиационного перехода может произойти резкое уменьшение числа L -вакансий, приводящее к росту интенсивности KL^n -пику для малых значений n .

Работа финансировалась Российским фондом фундаментальных исследований.

Список литературы

- [1] *Blokhin M.A., Blokhin S.M., Polyakov A.A., Prosandeev S.A.* // Intern. Conf. on X-Ray and Inner-Shell Processes in Atoms, Molecules and Solids, Leipzig, 1984. P. 287-296.
- [2] *McGuire J.H., Richard P.* // Phys. Rev. 1973. Vol. A8. N 3. P. 1374-1384.
- [3] *Watson R.L., Chiao T., Janson F.E.* // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. P. 254-257.
- [4] *Beuer H.F.* Röntgenspektroskopie an Leichten Targetionen nach 1.4 MeV/amu Schwerionenbeschuss. GSI-Report 79-6. Darmstadt, 1979. S.1-68.
- [5] *Watson R.L., Leeper A.K., Sonobe B.I. et al.* // Phys. Rev. 1977. Vol. A15. P. 914-923.
- [6] *Алтыное В.А., Блохин М.А., Блохин С.М. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 4. С. 745-748.
- [7] *Лосев Н.Ф., Волков В.Ф., Колесников В.В. и др.* // Аппаратура и методы рентгеновского анализа. 1981. № 25. С. 3-8.
- [8] *Блохин С.М., Краснолуцкий В.П., Езупова М.Н., Лосев Н.Ф.* // Заводская лаборатория. 1978. Т. 44. № 12. С. 1475-1478.
- [9] *Волков В.Ф., Ерищенко А.Н.* // Труды X Всесоюз. совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.; 1980. Ч. 2. С. 517-523.
- [10] *Герасомов С.А., Глущенко О.Ф.* // Аппаратура и методы рентгеновского анализа. 1990. № 40. С. 94-99.
- [11] *Колесников В.В., Тополь И.А., Ведринский Р.В.* Изв. СО АН СССР. Сер. хим. наук. 1975. № 4. С. 9-13.
- [12] *Hartmann E., Arndt E., Brunner G.* // J. Phys. B. 1980. Vol. B13. N 10. P. 2109-2115.
- [13] *Блохин С.М., Грушин В.В., Просандеев С.А.* // Теор. и эксп. химия. 1982. Т. 18. № 1. С. 106-108.
- [14] *Benka O., Watson R.L., Parthasaradhi K. et al.* // Phys. Rev. 1983. Vol. A27. N 1. P. 149-157.