

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-51

P14-96-51

В.А.Алтынов, С.М.Блохин\*

О МЕХАНИЗМАХ ИОНИЗАЦИИ  
ВНУТРЕННИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК  
ПРИ ИОН-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

---

\*НИИ физики при Ростовском государственном университете,  
Ростов-на-Дону, Россия

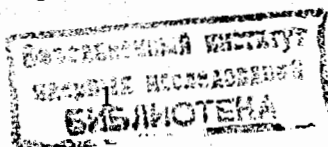
1996

В настоящее время для описания процесса ионизации внутренних атомных оболочек при ион-атомных столкновениях используются две основные модели: модель прямого кулоновского взаимодействия [1,2] и модель пересечения атомных уровней [3]. Первая из них применяется при рассмотрении сечений ионизации легкими ионами, вторая – в случае тяжелых ионов низкой (порядка десятков кэВ/нуклон) энергии. Вопрос о сечениях ионизации тяжелыми ионами с энергией  $\approx 1$  МэВ/нуклон является недостаточно изученным как теоретически, так и экспериментально. Одним из источников информации о степени ионизации атомов мишени при ион-атомных столкновениях является рентгеновское излучение, сопровождающее такие столкновения, поскольку энергия рентгеновских переходов зависит от числа вакансий во внутренних оболочках атома.

### Метод регистрации и обработки спектров

В данной работе исследованы рентгеновские спектры титана и серы, возбуждаемые ионами Ag (25 МэВ) и Xe (130 МэВ). В экспериментах использовались массивные мишени, толщина которых превышала пробег ионов. Для проведения измерений был создан аппаратный комплекс на основе кристалл-дифракционного спектрометра. Разложение излучения в спектр проводилось кристаллом кварца (плоскость  $10\bar{1}0$ ), изогнутым в геометрии Иоганна [4] по радиусу 20 см, регистрация – проточным пропорциональным счетчиком, работающим на аргон-метановой газовой смеси. Наложения длин волн различных порядков отражения исключались дискриминацией амплитуды импульсов, поступающих от счетчика. Для проведения юстировочных работ спектрометр был оборудован отпаянной рентгеновской трубкой. На рис. 1 представлен график  $K\alpha$ -излучения титана, зарегистрированного во втором порядке отражения при юстировке спектрометра. Разрешение прибора составляет  $\approx 2$  эВ при энергии квантов 4510 эВ. Исследование формы спектральных линий показало, что она близка к гауссовой.

При обработке экспериментальных данных принимались во внимание следующие соображения. Протяженность рентгеновских  $K\alpha$ -спектров, возбужденных ускоренными тяжелыми ионами, составляет



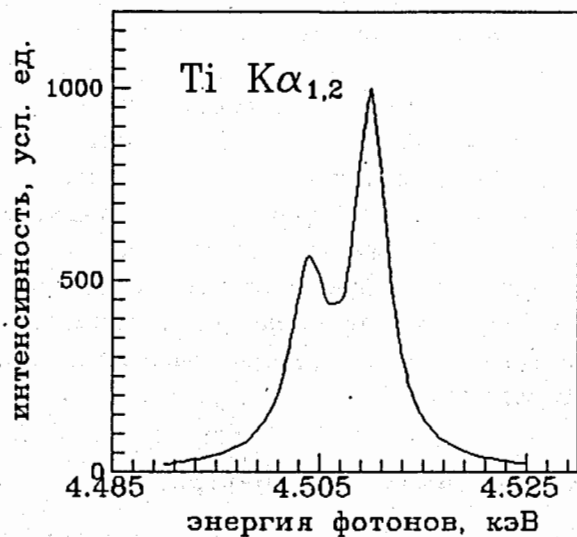


Рис. 1. Дублет  $Ti K\alpha_{1,2}$

$\approx 250$  эВ. Для излучения титана это соответствует диапазону синусов угла дифракции 0.6–0.64. На таком интервале существенно изменяется волновая дисперсия спектрометра  $\Delta\lambda/\Delta\varphi$ , что приводит к неравномерному искажению различных участков спектра. В первом приближении число зарегистрированных квантов  $N(E)$  можно представить в виде произведения:

$$N(E) = I(E) \cdot \Delta E(\varphi),$$

где  $I(E)$  – спектральная плотность излучения с энергией  $E$ ,  $\Delta E(\varphi)$  – интервал энергий фотонов, регистрируемых при данном угле дифракции  $\varphi$ . Можно показать, что для геометрии Иоганна величина  $\Delta E$  следующим образом зависит от  $\varphi$ :

$$\Delta E(\varphi) = \frac{n \cdot k \cdot H \cdot \cos \varphi}{2D \cdot R \cdot \sin^3 \varphi},$$

где  $n$  – порядок отражения,  $k=12.398$  кэВ·Å,  $H$  – ширина входной щели спектрометра,  $D$  – межплоскостное расстояние кристалла-анализатора,  $R$  – радиус изгиба кристалла.

Для спектра титана изменение величины  $\Delta E$  составляет  $\approx 20\%$ . В связи с этим при обработке экспериментальных данных зарегистрированные значения числа импульсов домножались на коэффициент, обратно пропорциональный величине  $\Delta E$ .

На втором этапе обработки проводилось разложение спектра на компоненты. Основой для такого разложения служили проведенные нами ранее расчеты энергий радиационных переходов в многократно-ионизированных атомах [5]. Форма каждого сателлита описывалась суммой трех (для спектров серы) или четырех (для спектров титана) гауссианов, фон аппроксимировался параболой. Выбор количества компонентов для разложения спектра обусловлен тем, что радиационные переходы при наличии дополнительных вакансий в  $L$ -оболочке могут быть объединены в группы, в которых число первоначальных вакансий в  $L_I$ -подоболочке равно 0, 1 или 2. При этом наибольшей энергией обладают переходы, у которых в исходном состоянии отсутствуют вакансии в  $L_I$ -подоболочке, а наименьшей – переходы, соответствующие полностью ионизированной  $L_I$ -подоболочке.

## Результаты и обсуждение

На рис.2 и 3 представлены  $K\alpha$ -спектры титана и серы. Приведенные спектры исправлены на непостоянство волновой дисперсии и из них вычтен фон, исправление на выход флуоресценции не проводилось. Нормировка спектров титана произведена по максимуму интенсивности  $Ti K\alpha_1$ -линии.

### Общая структура спектров и соотношение интенсивности сателлитов

Помимо основной (производящей)  $K\alpha_{1,2}$ -линии спектры содержат сателлитные пики, связанные с наличием дополнительных вакансий в  $L$ -оболочке. Конфигурации с одной вакансией в  $K$ -оболочке и  $n$  вакансиями в  $L$ -оболочке принято обозначать  $KL^n$ . Для обеих мишеней ( $Ti$  и  $S$ ) интегральная интенсивность спектров, возбужденных ионами ксенона, больше интенсивности спектров, возбужденных ионами аргона.

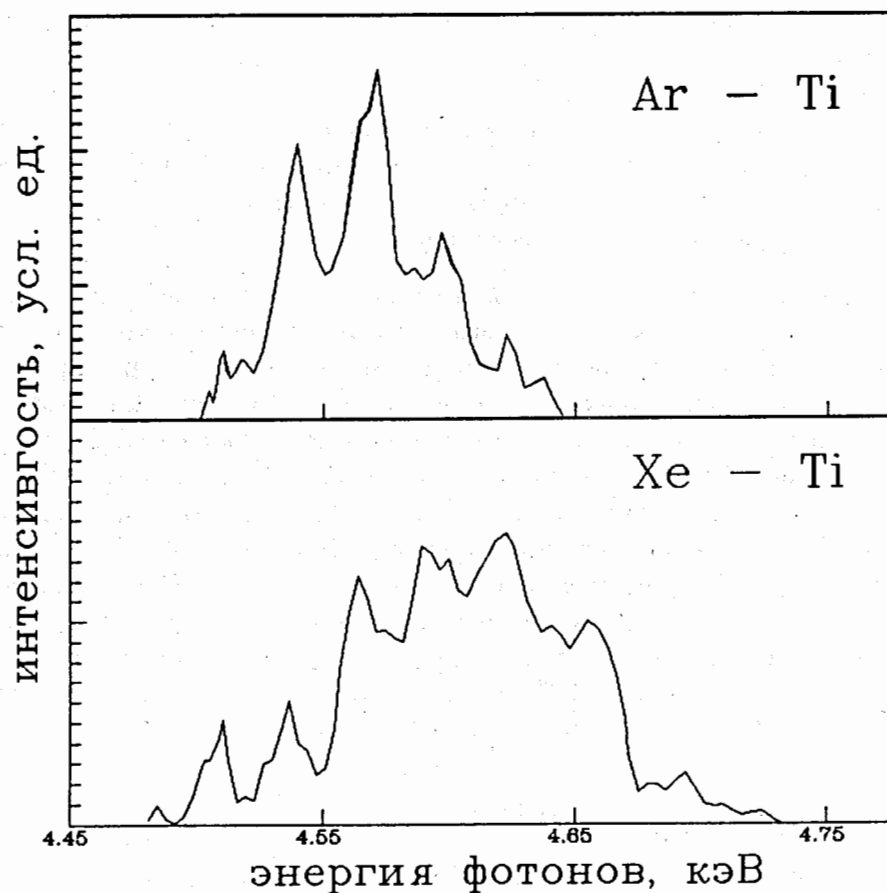


Рис. 2.  $K\alpha$ -спектры титана, возбужденные ионами Xe и Ar

Число спутников многократной ионизации также больше в случае возбуждения ксеноном. Спектры титана имеют одномодальное распределение интенсивности спутников. Наиболее интенсивным пиком в этих спектрах является  $KL^2$  при возбуждении аргоном и  $KL^4$  при возбуждении ксеноном. В спектрах серы, возбужденных ионами аргона, распределение интенсивности спутников также имеет одномодальный характер, при этом наиболее интенсивным является спутник  $KL^3$ .

Указанные особенности качественно согласуются с моделью прямого кулоновского взаимодействия и предположением о биномиальном

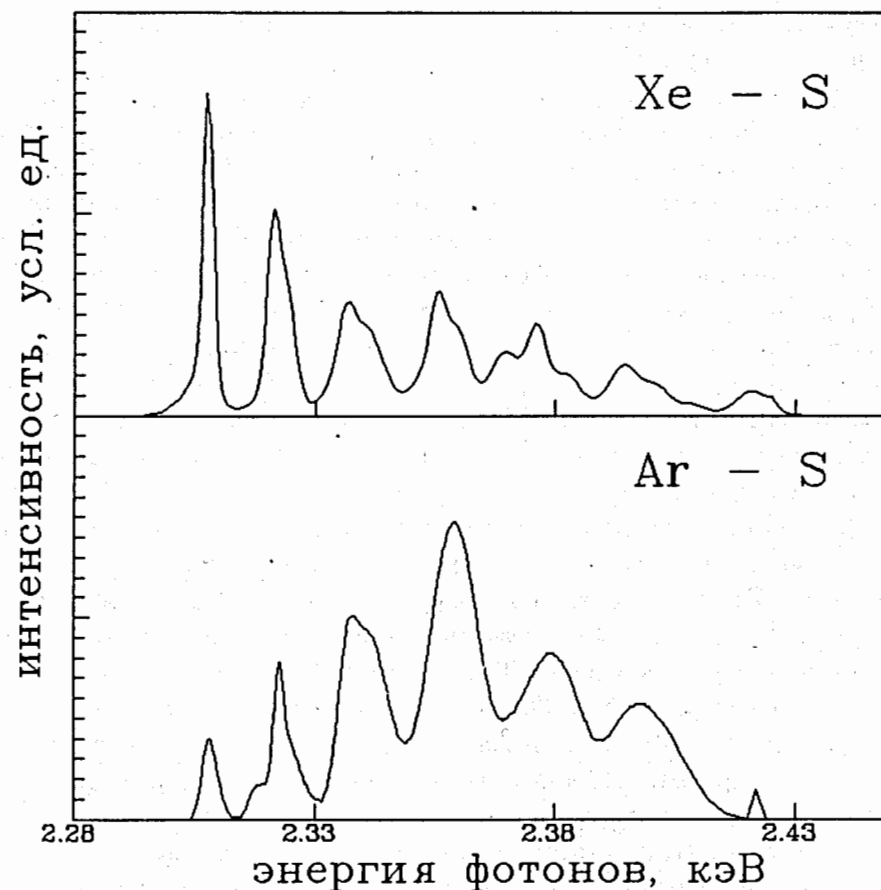


Рис. 3.  $K\alpha$ -спектры серы, возбужденные ионами Xe и Ar

распределении вероятности многократной ионизации [1,2]:

$$\sigma_{KL^n} = \sigma_K \cdot C_8^n \cdot P_L^n \cdot (1 - P_L)^{8-n},$$

где  $\sigma_{KL^n}$  – сечения образования  $KL^n$ -конфигурации,  $P_L$  – параметр, характеризующий вероятность ионизации  $L$ -оболочки. Согласно этой модели сечение ионизации внутренних электронных оболочек, а вместе с ним и  $P_L$ , пропорционально квадрату заряда ядра иона ( $Z_i$ ) и обратно пропорционально квадрату атомного номера мишени ( $Z_t$ ). В соответствии с этим при столкновениях с более тяжелыми частицами мак-

симум интенсивности спутников должен смещаться в сторону больших  $n$ , что и наблюдается в приведенных спектрах.

Однако в спектрах серы, возбужденных ионами ксенона, наблюдается существенное отклонение распределения интенсивности спутников от биномиального. Пики, соответствующие  $KL^0$ - и  $KL^1$ -конфигурациям, значительно превосходят по интенсивности остальные пики, среди которых наиболее интенсивным является  $KL^3$ . Такое увеличение интенсивности не может быть вызвано только дополнительным возбуждением излучения за счет ионизации атомов мишени вторичными электронами и тормозным излучением вторичных электронов, поскольку для фотонов и электронов вероятность  $KL^1$ -ионизации значительно меньше вероятности  $KL^0$ -ионизации [6]. Также незначительна и вероятность дополнительной ионизации за счет атомов отдачи мишени (см., напр., [7]).

Указанные особенности могут быть объяснены, если принять во внимание следующее. Ионы ксенона на входе в мишень имеют заряд  $+8$ . После прохождения поверхностного слоя мишени у ионов устанавливается среднеравновесный заряд  $+25$  и изменяется энергия электронных уровней иона. Так, если у нейтрального ксенона энергия  $M$ -уровня равна  $\approx 1000$  эВ, то у  $Xe^{+25}$  она возрастет по нашим оценкам на  $\approx 2000$  эВ, на несколько сот электронвольт увеличится и энергия  $N$ -уровня. В этой ситуации энергии  $K$ -уровня серы и  $M$ -уровня ксенона почти сравниваются, что приведет к увеличению вероятности образования квазимолекулярных орбиталей, которая зависит от разности энергий пересекающихся уровней. Если при этом ион будет содержать вакансию в  $M$ -оболочке, то она может перейти на  $K$ -уровень серы, что приведет к возрастанию сечения ионизации.

#### Структура компонентов спутников

Помимо общей структуры спектров, обусловленной многократной ионизацией атомов мишени, разрешающая способность аппаратуры позволила нам выявить дополнительные детали спутниковой структуры, отражающие мультиплетность сильно ионизированных состояний. В частности, во всех спектрах при изменении сорта бомбардирующей частицы и ее энергии выявлено перераспределение интенсивности компонентов каждого спутника. Так, для пар  $Ar \rightarrow Ti$  и  $Ar \rightarrow S$  наи-

Таблица 1

Интегральная интенсивность излучения компонентов спутников серы. Нижние индексы  $l, m$  и  $s$  обозначают длинноволновую, промежуточную и коротковолновую группу переходов соответственно

Компонент	$Ar \rightarrow S$	$Xe \rightarrow S$	Компонент	$Ar \rightarrow S$	$Xe \rightarrow S$
$KL^0$	100	100	$KL_l^4$	208	40
$KL_l^1$	36	55	$KL_m^4$	399	34
$KL_s^1$	225	53	$KL_s^4$	352	42
$KL_l^2$	27	19	$KL_l^5$	277	46
$KL_m^2$	58	33	$KL_m^5$	265	17
$KL_s^2$	577	64	$KL_s^5$	11	14
$KL_l^3$	117	17	$KL_l^6$	-	26
$KL_m^3$	458	30	$KL_m^6$	-	3
$KL_s^3$	602	61	$KL_s^6$	-	2.5

более ярким компонентом большинства спутников является коротковолновая группа линий, связанных с переходами при отсутствии вакансий в  $L_I$ -подоболочке. Интенсивность переходов, соответствующих ионизации этой подоболочки, сравнительно невелика. С возрастанием атомного номера ионов происходит значительное увеличение интенсивности длинноволновых компонентов спутников. В таблице 1 представлены интегральные интенсивности различных групп радиационных переходов для пар  $Ar \rightarrow S$  и  $Xe \rightarrow S$ , рассчитанные при разложении спектров на компоненты, при этом интенсивность  $KL^0$ -пика принята за 100. Как известно, интенсивность излучения при распаде образовавшейся при ион-атомном столкновении  $KL^n$ -конфигурации определяется сечением ионизации (возбуждения) и выходом флуоресценции для этой конфигурации. Так как выход флуоресценции не может зависеть от способа ионизации, различие в структуре  $KL^n$ -спутников, возбужденных разными ионами, может быть вызвано, по нашему мнению, разной степенью взаимодействия ионов с  $L_I$ -подоболочкой атомов



мишени, которая расположена на несколько десятков электронвольт ниже  $L_{II,III}$ -подоболочек.

### Заключение и выводы

Проведено экспериментальное исследование рентгеновских  $K\alpha$ -спектров титана и серы, возбужденных ускоренными ионами Xe и Ar с энергией 1 и 0.6 МэВ/нуклон соответственно. Полученные результаты позволяют предположить, что в данном диапазоне энергий ионов имеют место одновременно два механизма ионизации внутренних электронных оболочек атомов мишени – прямого кулоновского взаимодействия и пересечения электронных уровней атомов мишени с уровнями иона. При этом ионизацию  $L$ -оболочки нельзя описывать одним обобщенным параметром  $p_L$  вследствие различия во взаимодействии ионов с ее подоболочками.

### Литература

- [1] J.H. McGuire and P.Richard, Phys. Rev. A, **8**, 1374 (1973).
- [2] D.Trautman and F.Rösel, Nucl. Instrum. & Methods, **169**, 259 (1980).
- [3] W.E.Meyerhof, Phys. Rev. Lett., **31**, 1341 (1973)
- [4] М.А.Блохин, Методы рентгено-спектральных исследований, М., Физматгиз, 1959, 386 с.
- [5] В.А.Алтынов, ОИЯИ, Р14-93-247, Дубна, 1993.
- [6] М.А.Блохин, Физика рентгеновских лучей, М., Физматгиз, 1957, 520 с.
- [7] С.М.Блохин и В.В.Колесников, ЖТФ, т. 65, N 5, 1995.

Рукопись поступила в издательский отдел  
14 февраля 1996 года.

Алтынов В.А., Блохин С.М.

P14-96-51

О механизмах ионизации внутренних электронных оболочек при ион-атомных столкновениях

Проведено экспериментальное исследование рентгеновских  $K\alpha$ -спектров титана и серы, возбужденных ускоренными ионами Xe и Ar с энергией 1 и 0.6 МэВ/нуклон соответственно. Полученные результаты позволяют предположить, что в данном диапазоне энергий ионов имеют место одновременно два механизма ионизации внутренних электронных оболочек атомов мишени — прямого кулоновского взаимодействия и пересечения электронных уровней атомов мишени с уровнями иона. При этом ионизацию  $L$ -оболочки нельзя описывать одним обобщенным параметром  $p_L$  вследствие различия во взаимодействии ионов с ее подоболочками.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций имени Г.Н.Флёрва ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Перевод авторов

Altynov V.A., Blokhin S.M.

P14-96-51

On the Ionization of Inner Electronic Shells by the Ion-Atom Collisions

The experimental study of the  $K\alpha$  X-ray spectra of titanium and sulphur excited by Xe and Ar ions has been performed. It is concluded that at ions energy of about 1 MeV/nucleon two ionization mechanisms take place simultaneously: direct Coulomb interaction and crossing of the electronic levels of target atoms with those of ions. The ionization of the  $L$ -shell can not be described by general-purpose parameter  $p_L$  only because the interactions of ions with the  $L_{I,II,III}$ -subshells are different.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1996