

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРАВНОВЕСНОГО ОЖЕ-ПЕРЕХОДА ПО ДАННЫМ ЭМИССИОННОЙ ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПИИ

Е. Р. Бурмистров*, Л. П. Авакянц

УДК 53.043

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
Москва, Россия; e-mail: eugeni.conovaloff@yandex.ru

(Поступила 26 мая 2021)

Исследован неравновесный Оже-переход, заключающийся в том, что вакансия в валентном слое заполняется за время $\sim 10^{-14}$ с электроном зонда, который получает энергию, выделившуюся в результате перехода валентного электрона на К-слой, и эмитирует с поверхности. Впервые получен неравновесный Оже-спектр электронов с поверхности тонких (8–10 атомных слоев) пленок оксида серебра (Ag_2O) на подложке Si_3N_4 при энергии зондирующего излучения 8–10 кэВ. Проанализирована вероятность выхода неравновесных Оже-электронов в зависимости от порядкового номера атомов. Установлены амплитудные пики, характеризующие вклад неравновесных Оже-электронов в регистрируемый сигнал. На основе математической модели, описывающей динамику неравновесного Оже-процесса, рассчитаны его вероятность, время релаксации, а также сечение захвата нейтральной вакансии свободным носителем заряда.

Ключевые слова: Оже-спектр, атомная структура, зонд, эмиссия, кристаллическая поверхность.

A non-equilibrium Auger-transition is investigated, which consists in the fact that a vacancy in the valence layer is filled in a time of $\sim 10^{-14}$ s with an electron of the probe, which receives the energy released as a result of the transition of a valence electron to the K-layer and emits it from the surface. For the first time, a non-equilibrium Auger-spectrum was obtained from the surface of thin (8–10 atomic layers) films of silver oxide Ag_2O on a Si_3N_4 substrate at a probe radiation energy of 8–10 keV. The probability of the escape of non-equilibrium Auger-electrons is analyzed depending on the atomic number. The characteristic amplitude peaks characterizing the contribution of non-equilibrium Auger-electrons to the recorded signal are established. Based on the mathematical model describing the dynamics of the non-equilibrium Auger-process, its probability, relaxation time, and also the cross section for the capture of a free carrier by a neutral vacancy are calculated.

Keywords: Auger-spectrum, atomic structures, probe, emission, crystal surface.

Введение. С целью изучения физико-химических свойств приповерхностных атомных слоев в твердых телах широко используются методы исследования структуры вещества по энергетическому распределению эмитировавших с его поверхности частиц, в том числе метод эмиссионной Оже-спектроскопии, в рамках которого получают данные об энергетической структуре атомных оболочек и силе химической межатомной связи [1, 2]. Метод зондирующей Оже-спектроскопии применяется для изучения состава и структуры химических связей в растворах сложных органических смесей, коллоидных соединений, твердых и газовых смесей [3, 4]. Распыление частицами корпускулярных зондов многокомпонентных и многофазных поверхностей представляет интерес как с точки зрения

STUDY OF NON-EQUILIBRIUM AUGER-TRANSITION ACCORDING TO EMISSION AUGER-SPECTROSCOPY

E. R. Burmistrov*, L. P. Avakyants (M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia; e-mail: eugeni.conovaloff@yandex.ru)

* Автор, с которым следует вести переписку.

получения более полной картины состояния атомов приповерхностного слоя, так и для решения ряда прикладных задач [5—7]. Это стало темой дискуссий нескольких докладов международной конференции “SIMS-19” [8], в рамках которой обсуждался механизм равновесной Оже-рекомбинации как доминирующий канал релаксации атомных структур в приповерхностных слоях.

Ранее (см., например, [9]) нами было выдвинуто и теоретически обосновано предположение о возможном отклонении механизма Оже-рекомбинации от равновесного в процессе упругого взаимодействия частиц в приповерхностных слоях. Сущность неравновесного Оже-перехода заключается в том, что атомная система избавляется от избытка энергии путем эмиссии Оже-электронов, энергия которых выше, чем падающих частиц зонда [9]. Подобный механизм аналогичен аномальному эффекту Комптона, а также комбинационному рассеянию (эффект Рамана) с частотами спутников как больше, так и меньше, чем у возбуждающего электромагнитного излучения [10, 11].

Цель настоящей работы — экспериментальное наблюдение неравновесного Оже-перехода, обсуждаемого ранее в теоретической работе [9]. Определены параметры зондирующего излучения и исследуемого образца, при которых наблюдается неравновесный динамический эффект, а также впервые получен энергетический спектр неравновесных Оже-электронов, эмитированных с исследуемой поверхности. Как упоминалось в [9], в ходе неупругого взаимодействия высокоэнергетических частиц зондирующего излучения с электронами *K*-слоя образуется вакансия, которая заполняется валентным электроном данной атомной структуры. Неравновесный Оже-переход заключается в том, что образовавшаяся вакансия в валентном слое заполняется за короткий ($\sim 10^{-14}$ с) промежуток времени электроном зонда, который получает энергию, выделившуюся в результате перехода валентного электрона на *K*-слой, и эмитирует с поверхности.

Трудность выявления в спектре локальных максимумов, соответствующих неравновесным Оже-электронам, обусловлена наличием сильного фона вторичных и неупругорассеянных Оже-электронов [12—14]. Следовательно, для идентификации сигнала, представляющего наибольший интерес, необходима серьезная математическая обработка Оже-спектра. Исследование построено на выделении и детальном изучении спектрального участка, соответствующего всем возникшим в результате Оже-процесса электронам. Установлены локальные неоднородности в возрастающем продифференцированном участке спектра и амплитудные пики, характеризующие вклад неравновесных Оже-электронов в регистрируемый сигнал. На основе математической модели [9], описывающей динамику неравновесного Оже-процесса, рассчитаны его вероятность, время релаксации, а также сечение захвата нейтральной вакансией свободного носителя заряда. Полученные Оже-спектры обрабатывались путем увеличения масштаба выбранного энергетического участка, двукратного дифференцирования и аппроксимации экспериментальной зависимости. Данная обработка необходима в целях подавления фона вторичных электронов и выявления особенностей, связанных с неравновесными Оже-электронами.

Образцы. Вероятность выхода неравновесного Оже-электрона определяется порядковым номером *Z* атомов, из которых состоит исследуемая поверхность твердого тела. С увеличением атомного номера вероятность радиационного перехода увеличивается пропорционально Z^4 , достигая 90 % для химических элементов с $Z > 75$. При распылении электронным пучком поверхности, состоящей из атомов с малым массовым числом, преобладает механизм релаксации валентных атомных слоев по принципу безрадиационного неравновесного Оже-перехода.

С учетом указанных особенностей для выращивания образцов использована методика атомно-слоевого осаждения газовой фазы напыляемого вещества на подложку с выбранными адгезионными свойствами. Образцы сформированы на установке “ALD P-1000 Picosun” путем последовательного нанесения монокристаллических слоев, что обеспечило непрерывный контроль напыляемого покрытия. Образцы представляют собой тонкие пленки, полученные осаждением оксида серебра (Ag_2O) на подложке Si_3N_4 толщиной 2.5 мкм. Отжиг при температуре 170 °C проводился с целью модификации Ag_2O в его кубическую η -фазу и устранения загрязняющих примесей. Исходные параметры напыляемых покрытий, а также характеристики зондирующего излучения (*N* — число напыляемых атомных слоев Ag_2O на изолирующую подложку GaN, *S* — площадь напыляемого покрытия, ρ — плотность упаковки кристаллической структуры Ag_2O , *E* — энергия первичного зондирующего излучения падающих электронов, *D* — диаметр пучка первичных электронов) представлены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Исходные параметры зондирующего излучения и исследуемых образцов Ag_2O

Серия образцов	N	S , мм ²	ρ , г/см ³	E , кэВ	D , мкм
1	12	110×60	17.22	8	1.2
2	18	100×55	18.01	11	
3	22	124×58	17.68	14	

Ранее было установлено [9], что процесс неравновесного Оже-перехода наиболее вероятно наблюдается для элементов с $Z < 60$, к таким относятся Br, Mo, Ag, In. Малая толщина образца (~8—10 атомных слоев) определяется экспоненциальной зависимостью между глубиной залегания атома и числом неравновесных Оже-электронов, которые могут пройти толщину слоя d и выйти в вакуум, не испытав рассеяния на фонах и электронных оболочках других атомов:

$$N = N_0 \exp(-d/\lambda), \quad (1)$$

где λ — длина свободного пробега, которую можно определить согласно эмпирической формуле [9]:

$$\lambda = 520E^{-2} + 0.32a\sqrt{E}, \quad (2)$$

a — толщина одного монослоя Ag_2O .

В эксперименте энергия падающих электронов лежит в диапазоне энергий связи электронов K -слоя с ядром для соединения Ag_2O . Это обусловлено тем, что захват нейтральной вакансии свободного электрона и дальнейшая реализация неравновесного Оже-перехода происходят на внутренних оболочках атомов [9]. Для обеспечения локального воздействия пучка зондирующего излучения на поверхность образца пучок имеет достаточно узкий диаметр (1.2 мкм).

Важным моментом для реализации неравновесного Оже-перехода является положение о том, что плотность электронов в поверхностном слое должна быть высокой, а время перехода между состояниями $4p^1$ и $1s^1$ достаточно коротким. Действительно, когда частица зонда выбивает электрон из K -слоя, образуется вакансия, которая заполняется за очень короткое время. Необходимо, чтобы $4p^1$ -электрон успел ее заполнить, т. е. плотность электронного окружения в месте локализации атома должна быть высокой.

Методика эксперимента. Регистрация Оже-спектров проводилась на установке растрового Оже-электронного спектрометра “РНІ-670 Xi”, принципиальная схема которого представлена на рис. 1. Исследуемые образцы, закрепленные на держателе 2, подвергались распылению зондирующим излучением, испускаемым электронной пушкой 3. Поток распыленных с поверхности электронов довольно мал, поэтому, направляясь фокусирующей системой 1, он усиливался с помощью электронного умножителя 7. Электрические сигналы вторичных и Оже-электронов формировались синхронным детектором 8. Дальнейшая визуализация и обработка зарегистрированного Оже-спектра

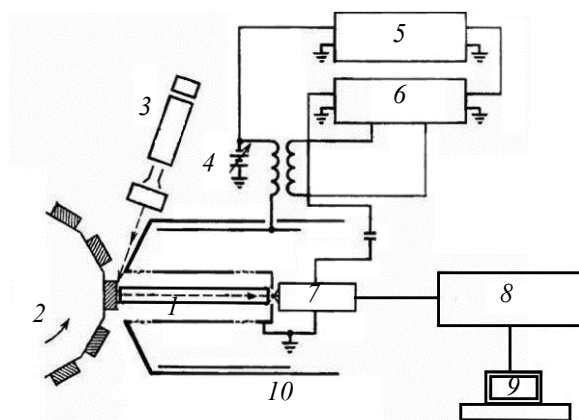


Рис. 1. Схема растрового Оже-спектрометра: 1 — фокусирующая система; 2 — поворотный держатель образцов; 3 — электронная пушка; 4 — источник напряжения; 5 — осциллограф; 6 — синхронный детектор; 7 — электронный умножитель; 8 — детектор; 9 — ЭВМ (визуализация Оже-спектра); 10 — магнитный экран

проводились с помощью ЭВМ 9. Процесс распыления первичным пучком электронов пластин Ag_2O и дальнейшая регистрация Оже-спектра осуществлялись в условиях высокого вакуума $\sim 10^{-5}$ Па при комнатных температурах. Энергия регистрируемых на выходе частиц 20—1500 эВ.

Результаты и их обсуждение. Полученные Оже-спектры представлены на рис. 2. Наблюдаются возрастающий участок амплитудного пика, отвечающий вторичным рассеянными электронами, а также область энергий, характеризующая вклад Оже-электронов в общий канал релаксации. Данный участок представляет наибольший интерес для выявления неравновесного Оже-процесса.

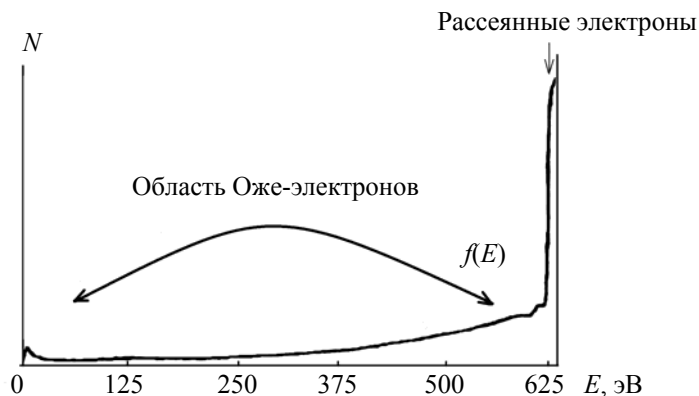


Рис. 2. Экспериментальный $f(E)$ Оже-спектр для пластин Ag_2O , выращенных методом атомно-слоевого осаждения на подложке Si_3N_4 , при энергии зондирующего излучения 8 кэВ; N — интенсивность счета частиц во вторичном потоке

Положение максимумов, соответствующих неравновесным Оже-переходам, может быть определено с точностью до ± 5 эВ, в то время как увеличение селективности Оже-анализа с поверхности пленки или твердого тела приводит к неизбежному сужению интенсивности и ширины пропускания энергоанализатора. Следовательно, значительная часть информации о состоянии исследуемой поверхности теряется, в частности, за счет подавления сигнала фоном вторичных и неупругорассеянных Оже-электронов. С целью выявления локальных пиков проведены усиление Оже-спектра в 10 раз и его дальнейшее дифференцирование $f(E) = dN(E)/dE$ (рис. 3, а). На рис. 3, б представлен результат второго дифференцирования исходного Оже-спектра. Выявлены спектральные линии, соответствующие частотам фундаментальных переходов валентных электронов $4d$ - и $5p$ -оболочки в атоме Ag. Спектральная линия, отвечающая последнему переходу, свидетельствует о наличии атомов серебра в возбужденном состоянии.

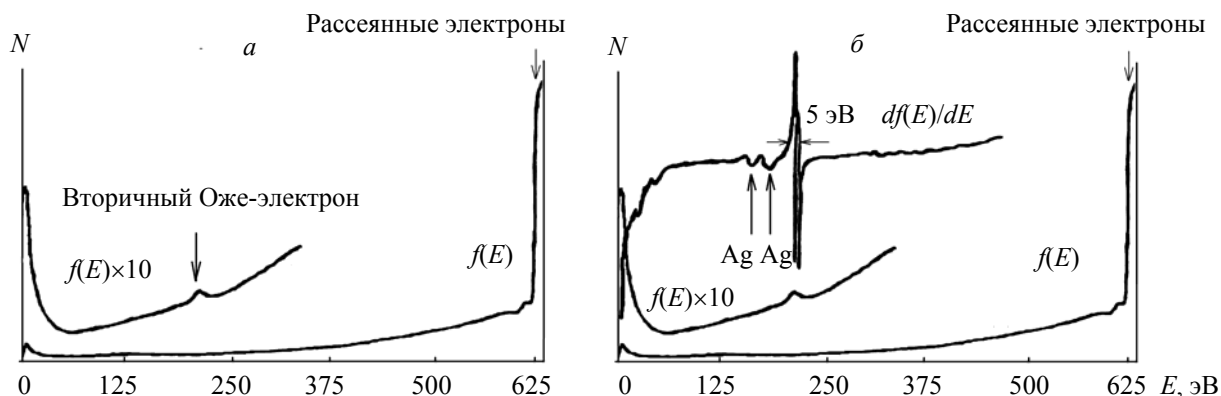


Рис. 3. Усиленный в 10 раз возрастающий участок первой производной Оже-спектра с локальным максимумом, отвечающим вторичным Оже-электронам (а); вторая производная Оже-спектра и выявленные в результате второго дифференцирования фундаментальные переходы для атомов Ag (б); энергия зондирующего излучения 8 кэВ

Спектральная ширина локального максимума определяется наличием во вторичном потоке неравновесных Оже-электронов. Действительно, вышедшие с поверхности неравновесные Оже-электроны не могут усиливать сигнал или давать дискретный набор линий в силу их малой интенсивности во вторичном потоке. Однако они вносят основной вклад в возрастающий участок производной и уширяют локальный максимум, что видно из рис. 3, б.

Ширина линии спектра 5 эВ является нижним пределом обнаружения неравновесных Оже-спектров, начиная с которого интенсивность их вылета с поверхности образца увеличивается с ростом энергии падающих электронов. Это приводит к уширению локального максимума (рис. 4). Из сравнения рис. 3 и 4 видно уширение локального максимума до 10 эВ с увеличением энергии зондирующего излучения от 8 до 14 кэВ. Это объясняется усиливающимся вкладом неравновесных Оже-электронов в общий канал релаксации атомных структур в приповерхностном слое. С ростом энергии падающих частиц зонда увеличивается доля неравновесных Оже-электронов во вторичном потоке, что приводит к уширению спектральной линии в направлении более высоких энергий. Данный экспериментальный факт подтверждает выдвинутое ранее [9] предположение об уширении спектральной линии.

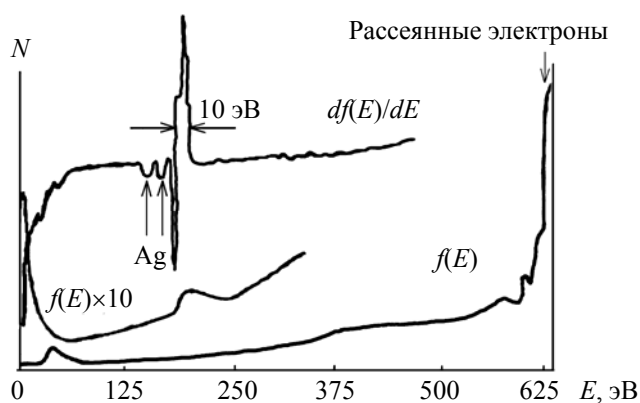


Рис. 4. Усиленный в 10 раз возрастающий участок первой и второй производных Оже-спектра с локальным максимумом, отвечающим вторичным Оже-электронам; энергия зондирующего излучения 14 кэВ

Амплитудный пик на рис. 3 и 4 представляет собой огибающую дискретных спектральных линий, которые в силу малой интенсивности не наблюдаются. При этом полуширина локального максимума в области больших энергий является огибающей дискретных линий, соответствующих неравновесным Оже-электронам во вторичном потоке. Спектральная ширина пика на двукратно продифференцированной экспериментальной кривой определяется наличием неравновесных Оже-электронов во вторичном потоке, что в свою очередь подтверждает предположение [9] о существовании неравновесного Оже-перехода.

Для расчета вероятности неравновесного Оже-перехода применен первый порядок теории возмущений в рамках электрон-электронного взаимодействия [9]:

$$W_A = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i) = \frac{2\pi}{\hbar} \rho(\mathbf{k}) \left| \iint \psi_f(\mathbf{r}_1) \psi_f(\mathbf{r}_2) U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \phi_i(\mathbf{r}_1) \psi_i(\mathbf{r}_2) dV_1 dV_2 \right|^2, \quad (3)$$

где M_{fi} — матричный элемент кулоновского взаимодействия; $\rho(\mathbf{k}) = mV|\mathbf{k}|d\Theta/8\pi^3\hbar^2$ — плотность состояний с нормировкой для ящика объемом V ; $d\Theta = \sin\theta d\theta d\varphi$ — элемент телесного угла; $|\mathbf{k}|$ — модуль волнового вектора; $\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34}$ Дж · с; $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ К; $U(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = e^2/(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ — потенциал взаимодействия.

С учетом малости радиальной составляющей волновой функции s -состояния по сравнению с волновой функцией p -состояния можно применить грубое приближение для потенциала взаимодействия:

$$e^2/(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \approx (e^2/(\mathbf{r}_2))(1 + (\mathbf{r}_1/\mathbf{r}_2)\cos\theta_{12}) = e^2/(1/\mathbf{r}_2 + (\mathbf{r}_1/\mathbf{r}_2)(C_1C_2 + S_1S_2)), \quad (4)$$

где $C_1 = \cos\theta_1$; $C_2 = \cos\theta_2$; $S_1 = \sin\theta_1$; $S_2 = \sin\theta_2$; $Y_{10}(\theta_2, \phi_2) = \frac{i}{2}\sqrt{3C_2/4\pi} = A$.

Выражение, с помощью которого рассчитана вероятность неравновесного Оже-перехода, имеет окончательный вид [9]:

$$W_A = R' \left\{ \iiint A^2 e^{(-1/a \cdot (2r_1 + r_2))} (1/r_2 + (r_1/r_2)(C_1 C_2 + S_1 S_2))^2 r_1^2 r_2^2 S_1 S_2 d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\theta_1 d\theta_2 \right\} =$$

$$= R' \left[\iiint A^2 e^{(-1/a \cdot (2r_1 + r_2))} r_1^2 r_2^2 S_1 S_2 d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\theta_1 d\theta_2 + 2 \iiint A^2 e^{(-1/a \cdot (2r_1 + r_2))} r_1 (C_1 C_2 + S_1 S_2) S_1 S_2 d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\theta_1 d\theta_2 + \right.$$

$$\left. + \iiint A^2 r_1^4 e^{(-1/a \cdot (2r_1 + r_2))} (C_1 C_2 + S_1 S_2)^2 S_1 S_2 d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\theta_1 d\theta_2 \right].$$

Результаты расчетов представлены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Рассчитанные вероятность (W_A) и время (τ) неравновесного Оже-перехода в возбужденной атомной структуре и ширина локального максимума на дважды продифференцированном спектре (Γ)

Серия образцов	Элемент	$W_A, 10^{13} \text{ с}^{-1}$	$\tau, 10^{-14} \text{ с}$	$\Gamma, \text{ эВ}$
35	Br	0.78	2.15	5.2
11	Na	0.50	1.98	5.2
12	Mg	0.54	1.82	5.7
13	Al	0.56	1.75	6.2
14	Ag	0.81	1.63	5.0

Видно, что с увеличением атомного номера возрастают спектральная ширина и вероятность неравновесного Оже-перехода. Отметим, что неравновесные Оже-электроны, высвобождающиеся из более глубоких слоев, теряют энергию из-за неупругих столкновений и не вносят вклада в Оже-линии, однако в значительной степени уширяют их и дают вклад в возрастающий участок производной.

Рассчитано поперечное сечение захвата свободного электрона глубокой ловушкой [15]. Теория ударной ионизации в рамках вторичной ионно-электронной эмиссии достаточно развита, чтобы оценить сечение захвата свободного носителя нейтральными ловушками. В частности, для высоких концентраций свободных носителей ($n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$) поперечное сечение захвата $\sigma_p \sim 10^{-18} \text{ см}^2$. Результаты расчета поперечного сечения захвата свободного носителя глубокими ловушками в рамках неравновесного Оже-перехода представлены в табл. 3. Расчеты выполнены для трех различных глубин залегания вакансии в приповерхностном слое. Видно, что с увеличением глубины нейтральной ловушки сечение захвата уменьшается. Эта зависимость объясняется упругим рассеянием свободного носителя на узлах кристаллической решетки и на электронных оболочках атомов. Следовательно, эффект неравновесного Оже-перехода лучше всего наблюдается при локализации вакансии на глубине от 0.2 до 0.3 эВ, а также при малом соотношении эффективной и истинной масс носителя.

Т а б л и ц а 3. Сечение захвата свободных носителей нейтральными ловушками, локализованными в поверхностном слое

Элемент	β	$E_i^1, \text{ эВ}$	$\sigma_p, 10^{-18} \text{ см}^2$	$E_i^2, \text{ эВ}$	$\sigma_p, 10^{-18} \text{ см}^2$	$E_i^3, \text{ эВ}$	$\sigma_p, 10^{-18} \text{ см}^2$
Na	0.2	0.18	2.1	0.3	1.3	0.6	0.9
Br	0.6	0.25	1.8	0.5	0.8	0.8	0.5
Ag	0.4	0.3	1.3	0.7	0.2	1.1	0.11

П р и м е ч а н и е. $\beta = m/m_0$ — отношение эффективной и истинной масс носителя заряда; E_i — глубина залегания вакансии.

З а к л ю ч е н и е. Установлено, что одним из возможных каналов релаксации атомных или кластерных структур в поверхностных слоях является эмиссия неравновесных Оже-электронов. Показано, что изученный процесс становится конкурирующим с нормальной Оже-рекомбинацией с увеличением порядкового номера химического элемента и радиуса атома в приповерхностном слое.

Экспериментально зарегистрирован Оже-спектр и определены локальные спектральные неоднородности, соответствующие наличию во вторичном потоке неравновесных Оже-электронов. Хорошее согласие экспериментальных и теоретических данных подтверждает выдвинутое ранее [9] предположение о возможности реализации неравновесного Оже-перехода в процессе энергетической релаксации атомных структур в приповерхностных слоях. Математическая модель основана на общем формализме механических кинетических процессов. Представленный в работе [9] расчет вероятности неравновесного Оже-перехода проводился с учетом кулоновского электрон-электронного взаимодействия и учитывал частичное экранирование атома. Из полученных экспериментальных данных видно, что релаксация атомной структуры, сопровождающаяся эмиссией неравновесного Оже-электрона, характеризуется временем релаксации $\sim 10^{-14}$ с. В рамках математической модели получена численная оценка вероятности неравновесного Оже-перехода $\sim 10^{13}$ с $^{-1}$, при этом сечение захвата свободного носителя нейтральной вакансией $2.1 \cdot 10^{-18}$ см 2 .

Важно отметить, что по наличию во вторичном потоке неравновесных Оже-электронов можно судить о прочности химической связи атомов и электронной структуре атомных оболочек. При этом проведение локального элементного анализа нанометровых масштабов возможно за счет сужения диаметра электронного пучка в электронных пушках. Таким образом, экспериментально обосновано выдвинутое ранее предположение о возможности возбуждения неравновесного Оже-перехода корпускулярными зондами. Авторы полагают, что эффект неравновесного Оже-перехода можно наблюдать не только с помощью Оже-электронной спектроскопии, но и при возбуждении атомов твердых тел ионами средних или высоких энергий и фотонными зондами.

- [1] И. А. Зельцер, Е. Н. Моос, С. А. Кукушкин. Письма в ЖТФ, **34**, № 13 (2008) 56—60
- [2] В. К. Абгарян, В. Ю. Гидаспов, А. Б. Надирадзе, А. А. Семенов. Письма в ЖТФ, **45**, № 4 (2019) 4—6
- [3] А. Г. Русских, В. И. Орешкин, А. С. Жигалин, Г. Ю. Юшков. Письма в ЖТФ, **42**, № 5 (2016) 3—7
- [4] T. Repsilber, M. Borghesi, J.-C. Gauthier, K. Löwenbrück, A. Mackinnon, V. Malka, P. Patel, G. Pretzler, L. Romagnani, T. Toncian, O. Willi. Appl. Phys. B, **80**, N 134 (2005) 905—910
- [5] A. Ya. Faenov, T. A. Pikuz, S. V. Gasilov, I. Yu. Skobelev, A. S. Boldarev, V. A. Gasilov, S. V. Bulanov, A. I. Magunov, Y. Kato. Appl. Phys. Lett., **95**, N 10 (2009) 101—107, doi: 10.1063/1.3210785
- [6] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория, **3**, Москва, Физматлит (1963)
- [7] L. Windhorn, T. Witte, J. S. Yeston, D. Proch, M. Motzkus, K. L. Kompa, W. Fuß. Chem. Phys. Lett., **357**, N 1-2 (2002) 85—90, doi: 10.1016/S0009-2614(02)00444-X
- [8] R. Pureti, B. Douhard, J. Delmotte. Proc. 19th Int. Conf. on Second. Ion Mass Spectr. (2013) 96—97
- [9] Е. Р. Бурмистров, Л. П. Авакянц. Наноструктуры. Математическая физика и моделирование, **21**, № 1 (2020) 37—49
- [10] L. Windhorn, J. S. Yeston, T. Witte, W. Fuß, M. Motzkus, D. Proch, K.-L. Kompa. J. Chem. Phys., **119**, N 2 (2003) 641—645, doi: 10.1063/1.1587696
- [11] L. P. Avakyants, T. P. Kolmakova. Inorg. Mater., **47**, N 4 (2011) 335—339
- [12] М. М. Сущинский, П. А. Бажулин. Успехи физ. наук, **63** (1957) 301—321 [M. M. Sushchinskii, P. A. Bazhulin. Usp. Fiz. Nauk, **63** (1957) 301—320]
- [13] G. S. Landsberg, L. I. Mandelstam. J. Rus. Phys. Chem., **60** (1928) 55—61
- [14] S. N. Antonov, Yu. G. Rezvov. Instrum. Exper. Techniq., **63** (2020) 835—841
- [15] N. Hertel. Phys. Lett. A, **75**, N 6 (1980) 501—502