

УДК 537.534

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛЕНКЕ СТРОНЦИЯ НА ГРАНИ (10 $\bar{1}0$) КРИСТАЛЛА РЕНИЯ

В. С. Кулик, В. К. Медведев, И. Н. Яковкин

Методом спектроскопии характеристических потерь энергии электронов исследованы возбуждения поверхностных и объемных плазмонов в пленках Sr на поверхности (10 $\bar{1}0$) кристалла рения. Возбуждение поверхностного плазмона Sr с энергией 3.6 эВ начинается при покрытиях сверх оптимального по работе выхода и объясняется началом металлизации адпленки при переходе к несогласованной структуре.

В последние годы проведены обширные исследования структуры адсорбированных пленок щелочных, щелочноземельных и редкоземельных элементов на различных гранях монокристаллов тугоплавких металлов, фазовых переходов в этих пленках и их влияния на эмиссионные, адсорбционные, диффузионные и другие свойства металлопленочных систем. В частности, при исследовании адсорбции на гранях W (112), Mo (112) и Re (10 $\bar{1}0$), обладающих резко анизотропной атомной структурой поверхности, было обнаружено, что на этих подложках наряду с диполь-дипольным отталкиванием важную роль играет не прямое взаимодействие адсорбированных атомов через электронную систему подложки. Были экспериментально подтверждены предсказанные теоретически закономерности этого взаимодействия — дальнедействующий осциллирующий характер, влияние электронной структуры подложки на период осцилляций, зависимость интенсивности взаимодействия от электронной структуры адсорбированных атомов [1]. Значительный интерес представляет взаимосвязь наблюдаемых структурных превращений в адсорбированных пленках с электронными возбуждениями в этих металлопленочных системах.

В настоящей работе с помощью спектроскопии характеристических потерь энергии электронов (СХПЭЭ) исследованы электронные возбуждения в системе Sr—Re (10 $\bar{1}0$), структура которой была исследована в [2].

1. Методика эксперимента

Исследования проводились в сверхвысоковакуумной установке УСУ-4. Энергоанализатор был выполнен на базе трехсеточной квазисферической системы ДМЭ с углом сбора отраженных электронов $\sim 40^\circ$ [3]. Для получения спектров $N(\Delta E)$ и dN/dE вторичных электронов мы применили стандартную методику электронного дифференцирования кривой задержки с амплитудой модуляции ~ 0.6 В. Запись и обработка спектра ХПЭ производились с помощью вычислительного комплекса. В некоторых случаях численное дифференцирование облегчало определение момента начала зарождения новых особенностей спектра. Скорость развертки каждый раз выбиралась в соответствии с постоянной времени регистрации спектра.

Образец представлял собой пластину размером $0.6 \times 4 \times 8$ мм, вырезанную электроискровым способом из кристалла рения параллельно

грани (1010). После шлифовки и электрохимической полировки окончательная очистка поверхности образца осуществлялась обезуглероживанием в атмосфере кислорода и высокотемпературным (~ 2500 К) прогревом в вакууме.

Источник стронция, его калибровка были такие же, как и в [2]. Вакуум во время экспериментов был не хуже чем $1 \cdot 10^{-10}$ Тор.

2. Результаты эксперимента

На рис. 1 представлены спектры $N(E)$ чистого кристалла рения и кристалла с напыленной пленкой стронция, а на рис. 2 — соответствующие спектры dN/dE . На спектре чистого рения (нижняя кривая) имеются пики $\Delta E = 11, 19, 26, 37, 44$ и 54 эВ. В [3] мы предположили, что все эти пики

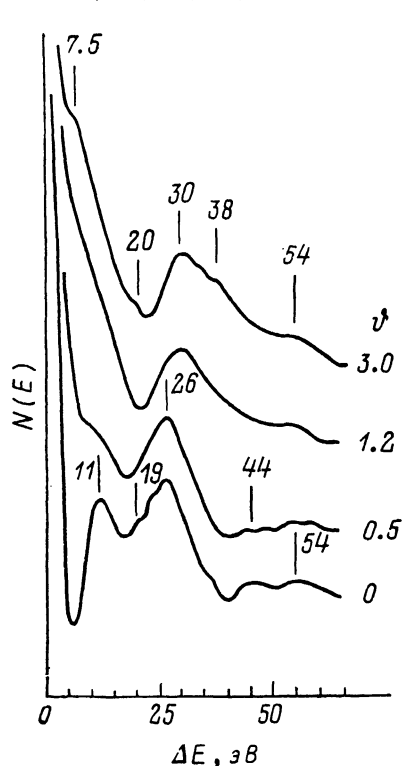


Рис. 1. Спектры ХПЭЭ системы Sr—Re (1010) при различных степенях покрытия (указана у кривых).

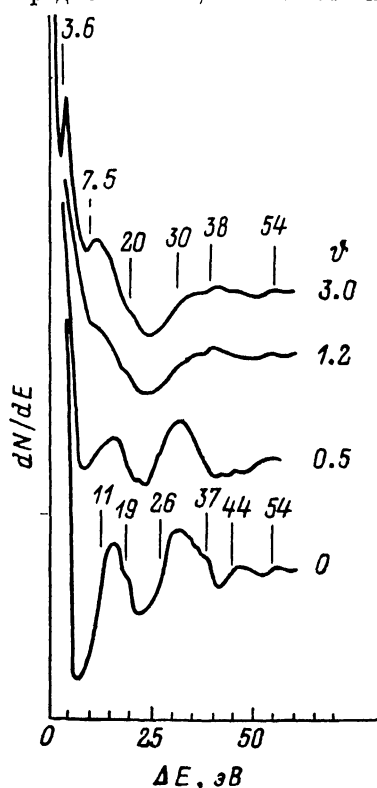


Рис. 2. Производная спектров ХПЭЭ системы Sr—Re.

обусловлены возбуждением плазмонов: пики 11 и 19 эВ — поверхностных, 26 эВ — объемного, 37 эВ — поверхностного 11 эВ и объемного, 44 эВ — поверхностного 19 эВ и объемного и 54 эВ — двух объемных. Из рис. 1, 2 видно, что все пики (11, 19, 37, 44 эВ), в образовании которых участвует возбуждение поверхностных плазмонов, очень быстро затухают по мере напыления стронция и практически исчезают по достижении монослойного покрытия. Такое быстрое затухание этих пиков не может быть объяснено только экранированием кристалла пленкой стронция и подтверждает их поверхностную природу. Пики 26 и 54 эВ затухают по мере напыления стронция значительно медленнее, что согласуется с предположением об их объемной природе.

Напыление стронция приводит к появлению новых пиков ХПЭЭ, свойственных массивному кристаллу Sr. Спектр толстой ($\vartheta \geq 3$, где ϑ — отношение концентрации напыленных атомов стронция к концентрации поверхностных атомов рения на грани (1010), равной $8.3 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$) пленки стронция содержит пики 3.6, 7.5, 20, 30 и 38 эВ. Пики 20 и 38 эВ довольно

слабые, и поэтому трудно точно указать момент их появления, однако после достижения покрытия $\vartheta \approx 1$ их интенсивность при дальнейшем напылении стронция меняется незначительно. Широкий интенсивный пик 30 эВ растет на фоне затухающего плазменного пика рения 26 эВ, в спектре это проявляется как смещение пика при $\vartheta > 0.5$.

Исследование пиков 3.6 и 7.5 эВ в режиме второй производной тока задержки (рис. 3) с напылением стронция малыми калиброванными порциями позволило определить, что пик 3.6 эВ появляется при $\vartheta \approx 0.5$ в виде слабого перегиба на кривой dN/dE . До достижения монослойного покрытия ($\vartheta \approx 0.7$) происходит небольшое (на $\sim 0.1 \div 0.2$ эВ) смещение пика в сторону больших потерь энергии, амплитуда пика продолжает увеличиваться до $\vartheta \approx 2$. Пик 7.5 эВ начинает формироваться при заполнении второго монослоя, его амплитуда также увеличивается до $\vartheta \approx 2$.

3. Обсуждение результатов

Разные скорости затухания пиков ХПЭЭ в кристалле рения по мере напыления пленки стронция свидетельствуют о разной природе этих пиков. В самом деле, потери энергии, связанные с участием объема кристалла, — плазменные и одночастичные — слабо зависят от состояния поверхности и интенсивности соответствующих пиков медленно уменьшаются с ростом толщины экраняющей пленки, рассеивающей выходящие из объема электроны. С другой стороны, изменение потенциального рельефа

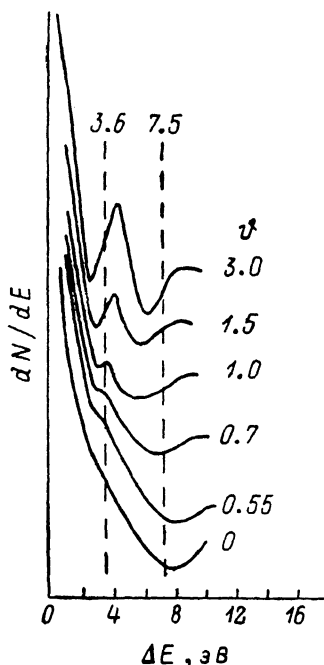


Рис. 3. Пики плазмонов в пленке стронция на грани (1010) Re.

поверхности должно приводить к значительному изменению условий возбуждения поверхностных плазмонов. В частности, быстрое затухание пиков 11 и 19 эВ явно указывает на то, что эти пики связаны с возбуждением поверхностных плазмонов в рении. Этот результат согласуется с данными [4] для аналогичного пика (10.5 эВ) в спектре ХПЭЭ в кристалле вольфрама и противоречит предложенной в [5] интерпретации этого пика как ионизационной потери.

Сравнение с результатами исследований спектров ХПЭЭ в пленках Ва на грани W (110) [4] позволяет заключить, что пики 3.6 и 7.5 эВ в пленке Sr на грани (1010) рения обусловлены возбуждением поверхностных и объемных плазмонов в пленке. В [6] наблюдались потери энергии на возбуждение поверхностных плазмонов фотоэлектронами, выходящими из толстых слоев Sr, причем полученное значение $\epsilon_{pl}^s = 3.6$ эВ хорошо согласуется с нашими результатами. Важным аргументом в пользу плазменной природы этих пиков является пороговый по концентрации характер их появления. Кроме того, рассчитанная по формуле Ленгмюра

$$\epsilon_{pl} = \hbar \omega_{pl} = \hbar (4\pi n e^2 / m)^{1/2}$$

энергия ϵ_{pl} объемного плазмона для стронция, если в качестве n использовать плотность валентных 5s-электронов в стронции, оказывается равной 7.0 эВ, что близко к наблюдаемой в спектре потере 7.5 эВ.

Появление плазменных колебаний в адсорбированном слое обычно связывают с началом металлизации пленки. Формирование пика потерь

энергии 3.6 эВ, соответствующего возбуждению поверхностного плазмона Sr, начинается после достижения оптимального по работе выхода покрытия, когда, согласно данным по ДМЭ [2], в пленке стронция наблюдался переход от согласованной с подложкой центрированной структуры с (2×2) к несогласованной путем плавного сжатия пленки вдоль бороздок грани $(10\bar{1}0)$ Re. Такой переход, сопровождающийся существенным перераспределением электронной плотности в адсорбционной системе, обусловлен тем, что силы взаимодействия между адсорбированными атомами вследствие уменьшения расстояния между ними становятся больше сил, удерживающих атомы в адсорбционных центрах. Пленка при этом обретает некоторую самостоятельность и можно ожидать, что латеральное взаимодействие становится достаточным для ее металлизации и возбуждения плазмонов. В этом отношении пленка стронция на бороздчатой грани Re $(10\bar{1}0)$ ведет себя аналогично пленкам щелочноземельных и редкоземельных элементов на более изотропных гранях (110) и (100) вольфрама [4, 7]: ее металлизация также происходит при оптимальном покрытии. Небольшое увеличение энергии плазмона в пределах первого слоя, очевидно, связано с увеличением электронной плотности, обусловленной одномерным сжатием пленки стронция. Такие смещения пиков наблюдались в системах Cs—W (100) [8] и Na, Rb—Ni (111) [9], однако не были зафиксированы в пленках Ba и La на грани W (110) [4, 7]. Отметим, что в работе [10] методом фотоэлектронной спектроскопии был обнаружен ярко выраженный пик плотности электронных состояний вблизи уровня Ферми в области одномерного сжатия адсорбированной пленки стронция на бороздчатой грани (112) кристалла молибдена. Этот факт также указывает на сильное изменение электронной структуры адсорбированной пленки стронция в области ее одномерного сжатия.

Наиболее интенсивный пик ХПЭЭ в толстой пленке стронция наблюдался при 30 эВ. Его не удается просто связать с зонной структурой кристалла стронция. Из исследований методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии [11] известно, что возбуждению $4s$ - и $4p$ -электронов стронция в зону проводимости соответствуют энергии 20 и 38 эВ; соответствующие пики потерь также наблюдались нами (рис. 1, 2). Возможная трактовка природы пика 30 эВ следует из сравнения наших данных с результатами исследования спектров ХПЭЭ системы Ba—W (110) [4]. В этой работе показано, что мощный пик 24 эВ (очень похожий на пик 30 эВ в пленке Sr) на Re $(10\bar{1}0)$ обусловлен электронной структурой пленки бария и связан с потерями на возбуждение остовных электронов бария на уровни выше уровня вакуума — гигантским дипольным резонансом. По-видимому, таким же образом можно удовлетворительно объяснить и пик 30 эВ в пленке Sr на грани Re $(10\bar{1}0)$.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Браун О. М., Медведев В. К. // УФН, 1989. Т. 157. № 4. С. 631—666.
- [2] Медведев В. К., Яковкин И. Н. // Поверхность. 1982. № 5. С. 112—118.
- [3] Замша В. П., Кулик В. С., Медведев В. К., Яковкин И. Н. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 289—292.
- [4] Городецкий Д. А., Горчинский А. Д. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1979. Т. 43. № 3. С. 511—515.
- [5] Linch D. W., Olson C. G., Weaver J. H. // Phys. Rev. B. 1975. V. 11. N 10. P. 3617—3624.
- [6] Ley L., Kerker G. P., Martensson N. // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 11. P. 2710—2717.
- [7] Городецкий Д. А., Горчинский А. Д., Кобылянский А. В. // Поверхность. 1988. № 7. С. 35—41.
- [8] McRae A. U., Müller K., Lander J. J., Morrison J., Phillips J. C. // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 22. N 20. P. 1048—1051.
- [9] Anderson S., Jostel И. // Surf. Sci. 1974. V. 46. N 3. P. 625—631.
- [10] Катрич Г. А., Климов В. В., Яковкин И. Н. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1988. Т. 52. № 8. С. 1544—1548.
- [11] Зигбан К. и др. Электронная спектроскопия. М., 1971. С. 325.