

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ СИСТЕМЫ W (110) – Ва ПРИ СУБМОНОСЛОЙНЫХ ПОКРЫТИЯХ

Г.В.Бенеманская, М.Н.Лапушкин

Обнаружено, что зависимость интегрального тока фотоэлектронной эмиссии грани (110)W от степени субмонослойного покрытия барием существенно различна для *s*- и *p*-поляризации возбуждающего видимого света. Различие объясняется тем, что *p*-свет возбуждает эмиссию из зоны поверхностных электронных состояний, индуцированных адсорбцией бария.

Характерной особенностью поверхностных состояний металлов и субмонослойных покрытий является сильно выраженная анизотропия электронных свойств в направлении нормали к поверхности. Это создает принципиальную возможность применения поляризационных методов в исследовании поверхности, и в частности, проявления поверхностных состояний в фотоэмиссионных процессах. Имеющиеся в этом направлении работы относятся исключительно к электронным поверхностным состояниям, исследование которых проводится при поляризованном синхротронном возбуждении фотоэмиссии.

Мы сообщаем о наблюдении электронной эмиссии, активной для строго определенной поляризации возбуждающего видимого света и зависящей от поверхности концентрации адсорбированных атомов. Совокупность данных свидетельствует об обнаружении зоны электронных поверхностных состояний системы кристалл-адсорбат, положение которой относительно энергии Ферми E_F изменяется по мере увеличения поверхностной концентрации адатомов.

В работе исследована фотоэмиссия системы W (110) – Ва в зависимости от степени суб-монослойного покрытия $\theta < 1$. Понижение работы выхода φ вольфрама при адсорбции бария позволяет возбуждать эмиссию видимым светом. Зависимость $\varphi(\theta)$ системы W (110) – Ва немонотонна и имеет минимум при $\theta = 0,4$ ¹. При энергии возбуждения $h\nu \lesssim 3,0$ эВ это должно приводить к появлению максимума в зависимости фототока I от степени покрытия θ .

Эксперимент состоял в регистрации интегрального тока фотоэмиссии при непрерывной экспозиции грани (110)W в пучке атомарно-чистого Ва. Эмиссия возбуждалась сфокусированным лазерным излучением различных длин волн: 4416 Å (2,81 эВ), 4765 Å (2,60 эВ), 4880 Å (2,54 эВ), 5145 Å (2,41 эВ), 6328 Å (1,96 эВ) мощностью не более 10 мВт. Лазерный луч s - или p -поляризации падал на кристалл под углом 45° к поверхности (рис. 1, а). Измерения проводились в условиях высокого вакуума ($\sim 10^{-10}$ торр).

Для всех энергий возбуждающего света в s -поляризации кривые фототока $I_s(\theta)$ имели одностороннюю форму (см., например, кривая 1, рис. 1). Максимумы кривых совпадали по шкале покрытий, а полуширина и интенсивность максимумов были пропорциональны энергии кванта возбуждения. Сопоставление кривых $I_s(\theta)$ с известной зависимостью $\varphi(\theta)$ показало, что для s -возбуждения формирование эмиссии обусловлено немонотонным изменением работы выхода. Дополнительно проведено исследование фото- и термоэмиссионного тока в одном цикле напыления. Установлено совпадение максимумов $I_s(\theta)$ и термоэмиссионного тока, что свидетельствует об эмиссии электронов подложки при s -возбуждении. Отсутствие структуры на кривых $I_s(\theta)$ дает основание полагать, что вблизи энергии Ферми плотность электронных состояний, участвующих в процессе фотоэмиссии, не имеет заметных особенностей.

При p -возбуждении $h\nu = 2,81$ эВ кривая фотоэмиссионного тока $I_p(\theta)$ имела более сложную структуру, состоящую из двух максимумов (рис. 1, кривая 2). Первый максимум A_1 соответствовал $\theta = 0,4$, второй, более интенсивный A_2 сдвинут в сторону больших покрытий. Интенсивность A_2 зависит от величины нормальной составляющей электрического вектора световой волны. Плавный переход от p - к s -поляризации, связанный с уменьшением нормальной составляющей, приводит к постепенному сглаживанию (рис. 1, кривая 3) и исчезновению максимума A_2 .

Эмиссия электронов, отвечающая образованию максимума A_2 , появляется при $\theta > 0,3$ (заштрихованная часть кривой 2) и возрастает при уплотнении покрытия. После достижения $\theta = 0,4$ рост эмиссии ограничивается вследствие увеличения работы выхода. Таким образом, при $\theta > 0,3$ в электронной структуре системы W (110) – Ва ниже E_F появляются состояния, взаимодействующие только с нормальной составляющей электрического поля световой волны. Дальнейший рост плотности этих состояний с ростом поверхностной концентрации Ва маскируется увеличением работы выхода, влияние которого сводится к сокращению энергетической области ниже E_F , активной в фотоэмиссии. Поскольку эта энергетическая область определяется не только работой выхода, но и энергией кванта возбуждения, то положение максимума A_2 фотоэмиссии по шкале покрытий зависит от энергии возбуждающей лазерной линии (рис. 2).

Таким образом, изучение фотоэмиссии при возбуждении поляризованным светом позволило обнаружить изменение плотности электронных состояний вблизи E_F для системы W (110) – Ва, вызванное адсорбцией. Известно, что эффект адсорбции состоит в появлении дополнительных электронных состояний, в которые трансформируются при адсорбции уровни изолированных атомов². При поверхностной концентрации адатомов, достаточной для перекрывания электронных оболочек, образуется зона поверхностных электронных состояний, положение и другие характеристики которой зависят от взаимодействия в слое адсорбированного вещества.

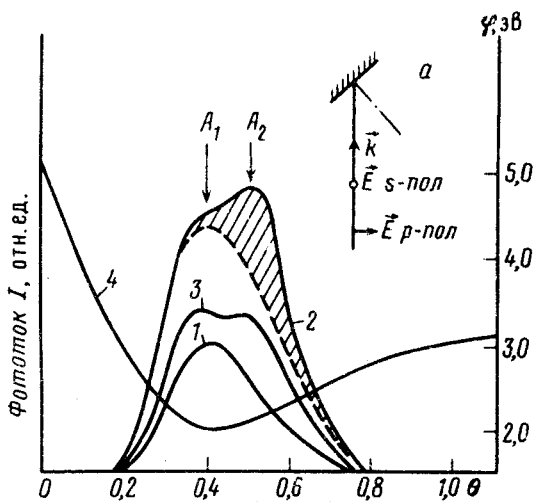


Рис. 1

Рис. 1. Зависимость интегрального фотоэмиссионного тока I от степени покрытия θ для системы W(110)–Ва: 1 – кривая $I_s(\theta)$ при s -возбуждении $h\nu = 2,81$ эВ, 2 – кривая $I_p(\theta)$ при p -возбуждении $h\nu = 2,81$ эВ, 3 – кривая $I(\theta)$ при смешанном s - p -возбуждении $h\nu = 2,81$ эВ, 4 – работа выхода $\phi(\theta)$ для системы W(110) – Ва из работы ¹

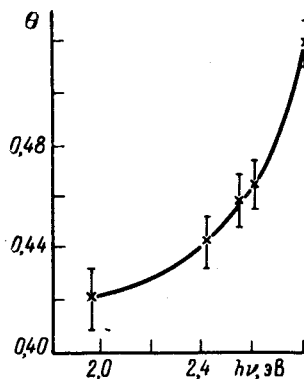


Рис. 2

Рис. 2. Положение максимума A_2 фотоэмиссионного тока для различных лазерных линий p -поляризации

Для одиночного адатома Ва на W(110) известно ^{3, 4}, что квазиуровень $6s$ расположен на 1 эВ выше E_F . В эту же энергетическую область попадают состояния $5d^1$ и $5d^3$. Дипольный момент адатома оценивается $7,8 D$ ^{1, 5}. Взаимодействие между адатомами бария начинает играть роль при $\theta > 0,2$ ¹.

В связи с этим можно полагать, что в интересующей нас области покрытий $\theta > 0,3$ при увеличении концентрации бария поверхностная зона, обусловленная адсорбцией, изменяет энергетическое положение, сдвигаясь в сторону и ниже E_F . Процесс сопровождается увеличением заполнения и плотности гибридованных электронных состояний, образующих поверхностную зону. Энергетический сдвиг зоны в зависимости от θ соответствует известному ¹ уменьшению наведенного дипольного момента Ва, а также согласуется с теоретическими расчетами электронных состояний системы W(001) – Cs ⁶.

В заключение следует отметить необходимость контроля за поляризацией возбуждающего света при изучении и использовании фотоэмиссионных зависимостей $I(\theta)$.

Авторы благодарны Э.Я.Зандберг, В.И.Сафарову, В.И.Палееву, О.П.Бурмистровой за обсуждение результатов и полезные замечания.

Литература

1. Fedorus A.G., Naumovets A.G., Vedula Yu. S. Phys. St. Sol., 1972, 13, 445.
2. Большой Л.А., Нанортович А.Л., Федорус А.Г. УФН, 1977, 122, 125.
3. Plummer E.W., Yaung R.D. Phys. Rev. B., 1970, 1, 2088.
4. Gadzuk J.W. Phys. Rev., B, 1970, 1, 2110.
5. Бурмистрова О.П., Владимиров Г.Г. ЖТФ, 1980, 50, 1763.
6. Wimmer E., Freeman A.J., Hiskes J.R., Karo A.M. Phys. Rev. B, 1983, 28, 3074.