

11;12
©1994

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛНОГО ТОКА ПОВЕРХНОСТЕЙ (100) И (110) ВОЛЬФРАМА

*О.Ф.Панченко, Л.К.Панченко, В.М.Шаталов,
В.И.Силантьев, Н.А.Шевченко*

Спектроскопия полного тока является эффективным методом исследования энергетической структуры и рассеяния электронов в кристалле [1,2], а также контроля чистоты поверхности в процессе очистки от примесей [3-5]. Она основана на измерении тока в образце при его облучении электронами малых энергий ($E_p \leq 100$ эВ). Согласно существующим представлениям [1], наблюдаемая тонкая структура спектров полного тока (СПТ) определяется механизмами электрон-электронного рассеяния с возбуждением межзонных переходов. Наряду с этим в спектрах могут проявляться пороговые характеристики возбуждения твердого тела при электронном воздействии: плазменные колебания, состояния примесных атомов, вакансий и др. Однако основной структурой спектра следует считать особенности, отражающие фундаментальные свойства рассматриваемого материала. В настоящей работе, в развитие представлений [6], проведено исследование тонкой структуры СПТ граней (100) и (110) монокристалла W.

Принципиальная схема измерения СПТ подробно описана в [7]. Исследования проводились в сверхвысоковакуумной установке в вакууме $6 \cdot 10^{-10} - 1 \cdot 10^{-9}$ Па. Поток медленных первичных электронов j_p с энергией E_p , проходя в тормозящем поле, направлялся по нормали к исследуемой поверхности трехэлектродной пушкой, состоящей из катода и двух диафрагм. Напряжение на образце U изменялось от -5 до $+100$ В при постоянном потенциале второй диафрагмы U_D . Измеряемый ток в цепи образца $j(E_p) = j_p - j_s$, где j_s — ток уходящих из образца электронов, как упруго-, так и неупругоотраженных. Для очистки от примесей исследуемые монокристаллы W отжигались в диапазоне температур 1300–3000 К. После каждого отжига снималась вольт-амперная характеристика и определялась работа выхода $e\phi$, измеряемая методом Андерсона при учете изменения отражения электронов. На рисунках 1 и 2 (кривые 2–7) показаны полученные СПТ $j(U)$

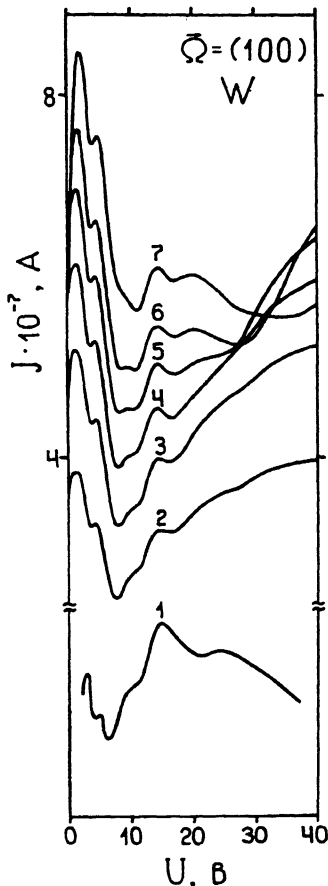


Рис. 1. СПТ $j(U)$ грани W(100): 1 — теория (в отн. ед.); 2-7 — эксперимент при различных значениях U_D , равных +10, +15, +20, +25, +30, и +40 В соответственно. Значения U приведены с учетом контактной разности потенциалов между катодом измерительной пушки и образцом без учета энергетического разброса электронов в пучке $f(E_p)$.

атомно-чистых поверхностей W(100) и W(110) (после отжига при 2800 К) при различных значениях U_D . В спектрах наблюдается тонкая структура, которую можно объяснить, как и в [8-11], на основе модели рассеяния электронов с заданным импульсом на кристалле в приближении, когда вероятность рассеяния пропорциональна числу конечных состояний на данном уровне энергии $E = U$ с заданным направлением квазиимпульса Ω . При этом ток через образец

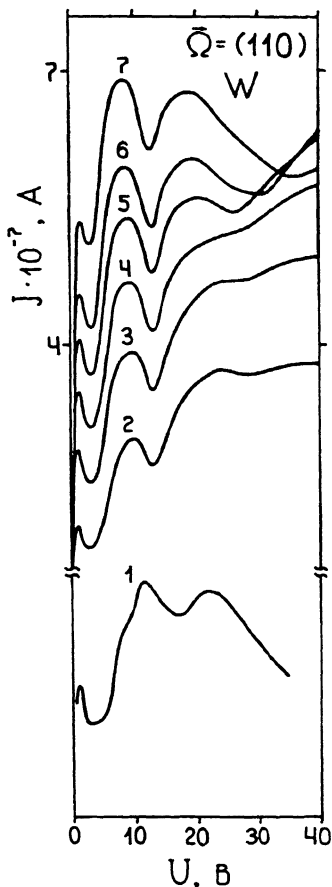


Рис. 2. То же, что и рис. 1, для грани W(110).

имеет вид

$$j(E, \Omega) \sim \frac{1}{V} \sum_{nk} [1 - f_F(E_{nk})] \left| \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} E_{nk} \right| \delta(E - E_{nk}) \delta(\Omega - \Omega_{nk}), \quad (1)$$

где E_{nk} — закон дисперсии электронов, Ω_{nk} — единичный вектор вдоль направления $\nabla_{\mathbf{k}} E_{nk}$, $f_F(E_{nk})$ — равновесная функция заполнения Ферми-Дирака, которая при $E > E_F + e\varphi$ равна 0, $E_F = 9.8$ эВ — уровень Ферми, V — объем кристалла. Переходя от суммирования по \mathbf{k} к интегрированию по поверхности постоянной энергии $E_{nk} = E$, получаем

$$j(E, \Omega) \sim \frac{1}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{dE'}{\pi} N(E', \Omega) \frac{\hbar\Gamma(E')/2}{(E - E')^2 + \hbar^2\Gamma^2(E')/4}, \quad (2)$$

где $N(E, \Omega)$ — число энергетических зон вдоль направления Ω , для которых выполняется равенство $E = E_{nk}$. Здесь учтена конечная ширина $\hbar\Gamma(E) = \hbar/\tau(E)$ электронных уровней путем замены δ -функции по энергии в (1) на соответствующий лоренциан. При этом время жизни возбужденного состояния $\tau(E)$ вблизи Ферми-поверхности определялось из [12]: $\hbar/\tau(E) = \pi^2 3^{1/2} E_{pl}(E/E_F - 1)^2/128$, где E_{pl} — параметр экранирования, зависящий от концентрации s - и d -электронов в электронной оболочке атома. Расчет из общей теории металлов для W дает $E_{pl} \approx 8$ эВ. Выражение (2) справедливо, когда Ω совпадает с осью симметрии кристалла (при нормальном падении потока электронов на образец). Для построения ступенчатой функции $N(E, \Omega)$ аналогично [13] мы воспользовались расчетом зонной структуры E_{nk} W, полученной методом релятивистских присоединенных плоских волн (RAPW) [14].

Результаты расчета СПТ по формуле (2) представлены на рис. 1 и 2 (кривые 1) для граней W(100) и W(110) соответственно. Различия в положении особенностей на теоретических и экспериментальных кривых связаны, с одной стороны, с приближенным характером зонных расчетов для высоколежащих уровней. С другой стороны, имеются экспериментальные погрешности, связанные с формированием коллимированного пучка электронов в области низких энергий, осуществлением полного сбора вторичных электронов и др. Кроме этого, метод СПТ в области малых E_p обладает высокой поверхностной чувствительностью, определяемой не только малой глубиной анализируемой области, но и сильной зависимостью от физико-химических поверхностных процессов [3,5,7].

Так, интенсивность первого пика в СПТ грани W(100) значительно превышает теоретическое значение (рис. 1), полученное без учета упругого рассеяния, что, возможно, связано с наличием на поверхности чужеродных атомов и дефектов [7]. Наличие адсорбата приводит к упругому рассеянию на большие углы, тем самым открываются новые каналы проникновения электронов в кристалл.

На экспериментальных зависимостях $j(U)$ тонкая структура в области 10–40 эВ проявляется более ярко при увеличении U_D . Это связано с тем, что при $U \leq U_D$ истинно-вторичные электроны могут по условиям эксперимента уйти из образца, тем самым уменьшая ток через образец.

Полученное соответствие между основными особенностями теоретических и экспериментальных СПТ свидетельствует о преобладающей роли эффектов объемной зонной структуры в формировании спектров. Подтверждена зави-

симось тонкой структуры СПТ от геометрической структуры и степени упорядоченности исследуемых кристаллов. Развиваемый метод позволяет отделить объемные эффекты в СПТ от поверхностных.

Список литературы

- [1] *Комолов С.А.* Интегральная вторично-электронная спектроскопия поверхности. Л.: ЛГУ, 1986. 180 с.
- [2] *Schäfer I., Schlüter M., Skibowski M.* // *Phys. Rev. B.* 1987. V. 35. N 14. P. 7663-7670.
- [3] *Силантьев В.И., Шевченко Н.А., Меламед Б.Я.* // *УФЖ.* 1979. Т. 24. В. 8. С. 1227-1229.
- [4] *Силантьев В.И., Шевченко Н.А.* // *Высокочистые вещества.* 1988. В. 4. С. 197-203.
- [5] *Вараксин Б.П., Тутков А.С., Силантьев В.И.* и др. // *Поверхность. Физика, химия, механика.* 1991. В. 11. С. 125-131.
- [6] *Шаталов В.М., Панченко О.Ф., Перлов А.Я.* и др. // *Металлофизика.* 1992. Т. 14. В. 1. С. 88-93.
- [7] *Дехтяр И.Я., Меламед Б.Я., Силантьев В.И.* и др. // *Поверхность. Физика, химия, механика.* 1982. В. 8. С. 55-62.
- [8] *Комолов С.А., Панченко О.Ф., Шаталов В.М.* // *ФТТ.* 1992. Т. 34. В. 4. С. 1259-1262.
- [9] *Комолов С.А., Панченко О.Ф., Шаталов В.М.* // *ФТТ.* 1992. Т. 34. В. 11. С. 3489-3492.
- [10] *Комолов С.А., Панченко О.Ф., Панченко Л.К.* и др. // *Письма в ЖТФ.* 1993. Т. 19. В. 3. С. 17-22.
- [11] *Панченко О.Ф., Шаталов В.М.* // *ЖТФ.* 1993. Т. 63. В. 10. С. 144-150.
- [12] *Пайнс Д., Нозьер Ф.* Теория квантовых жидкостей. М.: Мир, 1967. 382 с.
- [13] *Shatalov V.M., Panchenko O.F., Artamonov O.M.* et al // *Sol. St. Comm.* 1988. V. 68. N 8. P. 719-722.
- [14] *Christensen N.E., Willis R.F.* // *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* 1979. V. 12. N 1. P. 167-207.

Донецкий
физико-технический институт,
Институт металлофизики
Киев

Поступило в Редакцию
28 декабря 1993 г.