

ниями $\varepsilon_1 > 0$, $\xi_1 \approx e_1$, $\varepsilon_2 < 0$, $\xi_2 \approx e_2$, $|\varepsilon_3| \ll |\varepsilon_{1,2}|$, $\delta = \text{Sp } \varepsilon > 0$, где ε_i , ξ_i — главные значения и ось тензора деформации ε , обнаружены только в окрестности 60° дислокации, вблизи полуплоскостей Π_0 , Π_1 , Π_2 (рис. 1). На полуплоскости Π_0 $\varepsilon_3 = 0$. Особенностью состояния, характеризующего деформациями $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 < 0$, $\varepsilon_3 = 0$, является наличие недеформируемых, инвариантных плоскостей (ИП). Сопряжению фаз по неискаженной плоскости должен отвечать наименьший проигрыш в энергии. Поэтому оправданной представляется гипотеза о совпадении ИП, выделяемой удругим полем дислокации, и ГП, так как в этом случае выгодная энергетически возможность сопряжения фаз обеспечивается и на стадии зарождения, и на стадии роста МК. Векторы нормалей \mathbf{H}_k ($k=1, 2$) к ИП вдали от дислокации выражаются формулой

$$\mathbf{H}_k \parallel (\Lambda, \xi_2) \xi_1 + (-1)^k (\Lambda, \xi_1) \xi_2. \quad (1)$$

Условию $(\Lambda, \mathbf{H}_k) = 0$ удовлетворяет только ИП $\{5\ 5\ 6.4\}$ с нормалью \mathbf{H}_1 , содержащая вектор Λ (рис. 2) и близкая к ГП пакетного мартенсита. Вблизи $\Pi_{1,2}$ $|\varepsilon_3| \ll |\varepsilon_{1,2}|$, что оправдывает использование наравне с ИП слабоискаженных плоскостей (СП) с нормальными, также задаваемыми (1). Для СП, содержащих Λ , имеем $\{2\ 2\ 4.6\}$ на Π_1 и $\{1\ 1\ 1.7\}$ на Π_2 . Первая близка к ГП, типичной для МК среднеуглеродистых сталей, другая — к $\{112\}$ ГП поверхностного мартенсита. Наконец, можно показать, что каждый ориентационный вариант МК однозначно сопоставляется с линией, вектором Бюргерса, плоскостью скольжения, характеризующими ДЦЗ. Все это свидетельствует о конструктивности предлагаемого подхода, позволившего впервые конкретизировать ДЦЗ для заданного МК.

Авторы признательны А. Н. Орлову, В. И. Владимирову и А. Е. Романову за обсуждение результатов работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Easterling K. E., Thölen A. R. // Acta Met. 1976. V. 24. P. 333—341.
- [2] Кащенко М. П., Верещагин В. П. // ФММ. 1984. Т. 58. № 3. С. 450—457; 1985. Т. 60. № 5. С. 855—863.
- [3] Кащенко М. П. // Изв. вузов, физика. 1982, № 2. С. 7—9.
- [4] Курдюмов Г. В., Утевский Л. М., Энтин Р. И. Превращение в железе и стали. М.: Наука, 1977. 238 с.

Уральский лесотехнический институт
им. Ленинского комсомола
Свердловск

Поступило в Редакцию
3 июня 1988 г.
В окончательной редакции
6 декабря 1988 г.

СПЕКТР ПЛАЗМЕННЫХ ПОТЕРЬ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ПОВЕРХНОСТИ $(10\bar{1}0)$ КРИСТАЛЛА РЕНИЯ

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

Структура спектров характеристических потерь энергии электронов (ХПЭЭ) обусловлена потерями энергии первичных электронов на различные возбуждения электронной системы кристалла. Для чистой поверхности вольфрама, наиболее полно исследованного к настоящему времени тугоплавкого металла, типичный спектр ХПЭЭ состоит из двух

относительно широких интенсивных пиков $\Delta E_1=10.5$ и $\Delta E_2=20\div 25$ эВ и нескольких более слабых, соответствующих большим потерям энергии [1-4]. Этот спектр обычно связывают с возбуждением объемных и поверхностных плазмонов, а также межзонных электронных переходов, причем некоторые пики (ΔE_1) одни авторы [1, 2] связывают с возбуждением плазмонов, а другие [5] — с межзонными переходами. Для выяснения истинной природы пиков ХПЭЭ необходимо получение дополнительной информации, в частности представляет интерес изучение спектров ХПЭЭ поверхностей других переходных металлов. В настоящей работе исследован спектр ХПЭЭ поверхности (10 $\bar{1}0$) кристалла рения.

Исследования проведены в цельнометаллической установке УСУ-4. Давление остаточных газов во время эксперимента было $\sim 10^{-11}$ Тор.

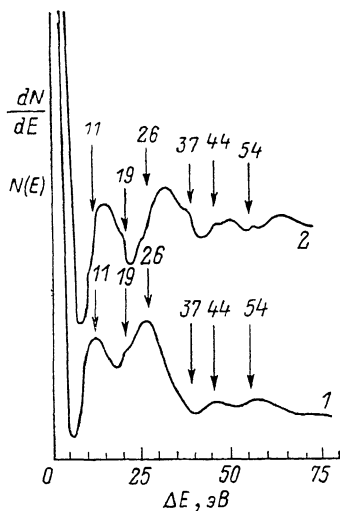


Рис. 1. Спектр характеристических потерь энергии электронов, отраженных поверхностью (10 $\bar{1}0$) кристалла рения.

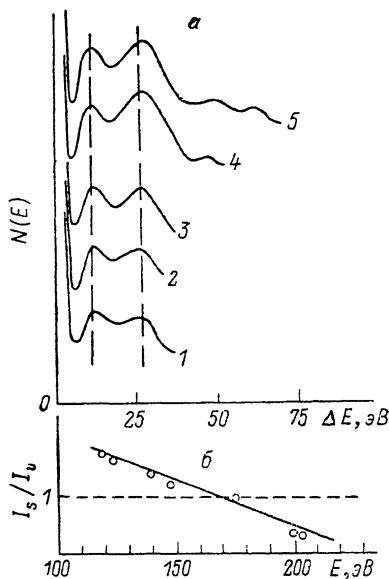


Рис. 2. Спектры ХПЭЭ при различных энергиях первичных электронов (а) и зависимость относительных высот пиков $\Delta E=11$ и 26 эВ от энергии первичных электронов (б).

1 — 120, 2 — 138, 3 — 158, 4 — 175, 5 — 200 эВ.

В качестве энергоанализатора электронов использована трехсеточная квазисферическая система ДМЭ с углом сбора электронов $\sim 40^\circ$. Для получения спектров ХПЭЭ применена стандартная модуляционная методика дифференцирования кривой задержки [1, 2]. Амплитуда модулирующего напряжения была 0.5—0.7 В при записи спектра $N(\Delta E)$ и 1 В при dN/dE . Разрешающая способность анализатора, оцененная по относительной полуширине упругого пика, была не хуже 0.6%. Запись спектра производилась на двухкоординатном самописце при скорости развертки 0.2—0.5 В/с и постоянной времени $\tau=0.5$ с.

Образец представлял собой пластину размером $8 \times 3 \times 0.5$ мм, вырезанную электроискровым способом из монокристалла Re. Поверхность кристалла ориентировалась параллельно грани (10 $\bar{1}0$) на рентгеновском гониометре с точностью $\sim 20'$. После шлифовки и электрополировки окончательная очистка поверхности осуществлялась обезуглероживанием и затем высокотемпературным прогревом (~ 2500 К) образца в высоком вакууме [6]. Оже-спектры, полученные при энергии первичного пучка 1.6 кэВ, не выявили заметных загрязнений, а высокое качество картин дифракции медленных электронов может служить дополнительным свидетельством чистоты и упорядоченности полученной поверхности (10 $\bar{1}0$) Re.

На рис. 1 представлены результаты измерений $N(\Delta E)$ (кривая 1) и dN/dE (кривая 2) спектра характеристических потерь энергии электро-

нов, отраженных поверхностью (10 $\bar{1}0$) кристалла рения при энергии первичного пучка 200 эВ. Обращает на себя внимание определенное сходство полученного спектра со спектром $N(\Delta E)$ ХПЭЭ в вольфраме: здесь также наблюдается появление двух довольно интенсивных максимумов и двух более слабых, соответствующих большему потере энергии электронов. Метод двойного дифференцирования кривой задержки (кривая 2) позволяет определить положение максимумов по средней точке соответствующих пиков dN/dE [1]. Максимумы пиков соответствуют характеристическим потерям 11, 19, 26, 44 и 54 эВ в кристалле рения. Применение двойного дифференцирования кривой задержки позволило выявить наличие пика $\Delta E=37$ эВ, расположенного на склоне интенсивного пика 26 эВ и, вероятно, по этой причине незаметного на спектре $N(\Delta E)$.

При изменении энергии первичного пучка изменяется относительная интенсивность пиков 11 и 26 эВ (рис. 2, а). Увеличение энергии приводит к относительному уменьшению высоты первого пика (рис. 2, б). При этом несколько изменяется форма пика 26 эВ: его вершина несколько смещается в сторону больших потерь энергии, что объясняется уменьшением величины пика 19 эВ относительно пика 26 эВ. Относительное возрастание первого пика наблюдалось также при отклонении угла падения электронов первичного пучка от нормали к поверхности кристалла. Такое поведение спектра говорит в пользу того, что пики 11 и 19 эВ связаны с влиянием поверхности кристалла и по аналогии со спектрами ХПЭЭ в вольфраме [1] объясняются возбуждением поверхностных плазмонов.

Если принять, что в плазменных колебаниях участвуют все $5d$ - и $6s$ -электроны [2], то для Re расчет величины энергии плазмона по формуле

$$\Delta E_c = h(4\pi n e^2/m)^{1/2}$$

дает значение 25.6 эВ. Энергия соответствующего поверхностного плазмона, согласно формуле Риччи [7], $\Delta E_s = A E_c \sqrt{2} = 18.1$ эВ. Эти величины хорошо согласуются с наблюдаемыми нами энергиями объемного (26 эВ) и поверхностного (19 эВ) плазмонов. Поверхностный плазмон 11 эВ, по-видимому, соответствует второй поверхностной моде [8, 9].

Пики 37, 44 и 54 эВ можно, на наш взгляд, представить как результат потерь на возбуждение двух плазмонов: 37 эВ — объемного 26 эВ и поверхностного 11 эВ; 44 эВ — объемного 26 эВ и поверхностного 19 эВ; 54 эВ — двух объемных плазмонов. При интерпретации спектра ХПЭЭ вольфрама такие пики обычно объяснялись одночастичными возбуждениями остовных электронов в зону проводимости [5] (см. таблицу). Однако ширина пиков ионизационных потерь, по оценкам [8], составляет 1—3 эВ, что намного меньше ширины наблюдаемых плазменных пиков.

ХПЭЭ в W, Mo, Zr, Re

W		Mo		Zr		Re	
ΔE , эВ	интерпретация	ΔE , эВ	интерпретация	ΔE , эВ	интерпретация	ΔE , эВ	интерпретация
10	ΔE_{s1} [1, 2] I [5]	5	ΔE_{s1} [10]	6.3	ΔE_{s1} [9]	11	ΔE_{s1}
16.5	ΔE_{s2} [4]	12	ΔE_{s2} [10]	12.2	ΔE_{s2} [9]	19	ΔE_{s2}
22—24	ΔE_v [2, 4]	16	ΔE_v [10] $I5s$ [11]	15.9	ΔE_v [9]	26	ΔE_v
31	$\Delta E_{s1} + \Delta E_v$ [2] $I4f$ [1, 5]			23.5	I [9]	37	$\Delta E_v + \Delta E_{s1}$
42	I [1]	29	$I4d$ [11]	29	I [9]	44	$\Delta E_v + \Delta E_{s2}$
52	$I5d$ [11]					54	$2\Delta E_v$

Примечание. $I4f$ — ионизационный переход $4f$ -электрона в зону проводимости; ΔE_s , ΔE_v — потери энергии на возбуждение поверхностных и объемных плазмонов.

Поэтому появление широких пиков в спектрах ХПЭЭ тугоплавких металлов следует, по-видимому, связывать с возбуждением коллективных колебаний твердотельной плазмы, а одночастичные возбуждения будут проявляться в виде тонкой структуры этих пиков, что и наблюдается при последующем дифференцировании кривой задержки [5, 9]. Такая точка зрения позволяет единым образом объяснить природу появления широких пиков в различных переходных металлах (см. таблицу) суперпозицией потерь на последовательное возбуждение объемных и поверхностных плазмонов, причем кратность потерь сохраняется при переходе от одного металла к другому, несмотря на изменение самой энергии плазмона.

Авторы выражают благодарность А. Д. Горчинскому за помощь в изготовлении анализатора и ценные рекомендации.

Список литературы

- [1] Городецкий Д. А., Горчинский А. Д. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1979. Т. 43. № 3. С. 511—515.
- [2] Кораблев В. В. // ФТТ. 1970. Т. 12. № 6. С. 1638—1640.
- [3] Powell C. J., Robins J. L., Swan J. B. // Phys. Rev. 1958. V. 110. N 3. P. 657—660.
- [4] Barkstand J. M., Propst F. M., Copper T. L., Edwards D. E. // Surf. Sci. 1972. V. 29. N 2. P. 663—666.
- [5] Luscher P. E. // Surf. Sci. 1977. V. 66. N 1. P. 167—188.
- [6] Медведев В. К., Яковкин И. Н. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 3. С. 669—677.
- [7] Ritchie R. H. // Surf. Sci. 1973. V. 34. N 1. P. 1—19.
- [8] Linch D. W., Olson C. G., Weaver J. H. // Phys. Rev. B. 1975. V. 11. N 10. P. 3617—3624.
- [9] Palacio C., Sanz J. M., Martinez-Duart J. M. // Surf. Sci. 1987. V. 191. N 2. P. 385—394.
- [10] Soukiassian P., Riwan R., Borenstein Y. // Sol. St. Comm. 1982. V. 44. N 9. P. 1375—1378.
- [11] Harrower G. A. // Phys. Rev. 1956. V. 102. N 2. P. 340—347.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
8 декабря 1988 г.

УДК 548 : 539.32

Физика твердого тела, том 31, в. 5, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 5, 1989

ИЗУЧЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ АНТИМОНИДА ИНДИЯ С РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ДЕФЕКТОВ

П. А. Максимюк, А. В. Фомин, В. А. Глей,
А. П. Онанко, М. Я. Скорород

Различные виды механического и термического воздействий могут привести к появлению в монокристаллах InSb вакансионных комплексов [1], дислокаций, что в свою очередь влияет на стабильность работы изделий на основе этого материала. Целью настоящего сообщения было изучение внутреннего трения (ВТ) бездислокационных кристаллов InSb, а также изменения ВТ после введения в образец дефектов кристаллической структуры.

Для измерения использовался метод изгибных колебаний при знакопеременной деформации $\sim 10^{-5}$ в вакууме $\sim 10^{-3}$ Па. Приборные потери сводились к минимуму путем применения образца Ш-образной формы [2]. Кристаллы толщиной ~ 300 мкм изготавливались с помощью бездефектной химической резки в плоскости (111), причем «язычок» образца вырезался в направлении [110] [3]. Для контроля дислокационной структуры кристаллов перед и после измерений температурных и амплитудных