

ОТРАЖЕНИЕ КИЛОЭЛЕКТРОНВОЛЬТНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

*В.П.Афанасьев, С.Д.Федорович, М.С.Есимов, А.В.Лубенченко,
А.А.Рыжов*

Московский энергетический институт, 105835
(Поступило в Редакцию 25 декабря 1993 г.)

Для интерпретации данных, полученных на основе оже-спектроскопии, электронной микроскопии, локального рентгеноспектрального анализа, необходимы подробные характеристики потока обратнорассеянных электронов. Наиболее детальную информацию об отраженном электронном потоке дают энергетические спектры электронов, рассеянных в данный телесный угол, которые, следуя [1], будем определять функцией отражения $R(\mu, \Delta)$ (мы будем рассматривать случай нормального падения пучка электронов на полубесконечную мишень), где μ — косинус угла между направлением отражения электронов и внешней нормалью к поверхности мишени, $\Delta = E_0 - E$ определяет потерю энергии. Имеющиеся экспериментальные данные по $R(\mu, \Delta)$ [2-8] отличаются у разных авторов как количественно, так и качественно, что объясняется как различием методов энергоанализа, так и некритичным (в ряде случаев) отношением к чистоте поверхности мишени. В существующих теоретических моделях отсутствует детальное описание процесса флуктуаций энергетических потерь. Эти факторы и определяют задачи настоящей работы.

Экспериментальная установка состоит из высоковакуумной металлической столкновительной камеры с прогреваемыми уплотнениями, которая снабжена системой электронной инжекции и ионной пушкой для очистки поверхности мишеней, и системы безмасляной откачки. Рабочий вакуум поддерживается в процессе измерений на уровне $2 \cdot 10^{-8}$ Тор. Энергоанализ отраженных электронов выполняется 180-градусным сферическим электростатическим энергоанализом (ЭЭ) с разрешением по энергии $\Delta E/E \simeq 1\%$.

На рис. 1 представлены спектры электронов, отраженных от поликристаллического палладиевого массивного образца, в интервале энергий E_0 от 4 до 32 кэВ. Наиболее радикально спектры на рис. 1 отличаются от результатов [2-8] поведением в области малых потерь энергии вблизи E_0 , где наблюдается ярко выраженная немонотонность, которую, следуя терминологии оже-спектроскопии, назовем пиком упругоотраженных электронов.

Представленные на рис. 2 спектры получены в случае отражения электронов от алюминиевого и медного образцов при нормальном падении с рассеянием на угол 135° при $E_0 = 4, 8, 32$ кэВ.

В работах [1,2] показано, что функция отражения электронов, потерявших энергию Δ и рассеянных под углом ϑ ($\mu = -\cos \vartheta$), определя-

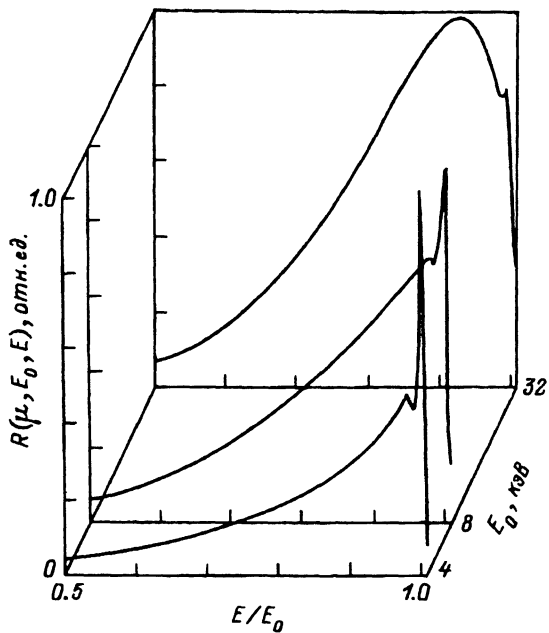


Рис. 1. Энергетические спектры электронов, отраженных от массивного поликристаллического палладиевого образца. Нормальное падение пучка, рассеяние на угол 135° , $E_0 = 4, 8, 32$ кэВ.

ется выражением

$$R(\mu, \Delta) = \frac{\mu}{1 + \mu} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l + 1}{2} P_l(\mu) \sigma_l n \frac{E_0}{2\pi i} \int_{\gamma - i\infty}^{\gamma + i\infty} \frac{\exp(p\Delta) dp}{W(p) + \sigma_{tr} n \frac{l(l+1)}{2}}, \quad (1)$$

где $W(p)$ — лаплас-образ, определяемый дифференциальным сечением неупругого рассеяния [9]; P_l — полиномы Лежандра; σ_l — коэффициенты разложения упругого дифференциального сечения в ряд по P_l ; $\sigma_{tr} = \sigma_1$ — транспортное сечение; n — концентрация атомов мишени.

Формула (1) допускает запись $R(\mu, \Delta) = \int_0^{\infty} A(u, \mu) t(u, \Delta) du$, где функция

$$A(u, \mu) = \frac{\mu}{1 + \mu} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{2l + 1}{2} P_l(\mu) \sigma_l n \exp\left(-\frac{u}{l_{tr}} \frac{l(l+1)}{2}\right), \quad (2)$$

полученная в малоугловом диффузионном приближении, определяет распределение по пробегам u частиц, отраженных от мишени с рассеянием на угол ϑ ; функция

$$t(u, \Delta) = \frac{E_0}{2\pi i} \int_{\gamma - i\infty}^{\gamma + i\infty} \exp(p\Delta - uW(p)) dp \quad (3)$$

представляет собой известное решение Ландау [9] и определяет энергетический спектр электронов, имевших начальную энергию E_0 и прошедших путь u . Отметим, что максимум пробегового распределения (3) соответствует примерно транспортной длине ($u \approx l_{tr}$).

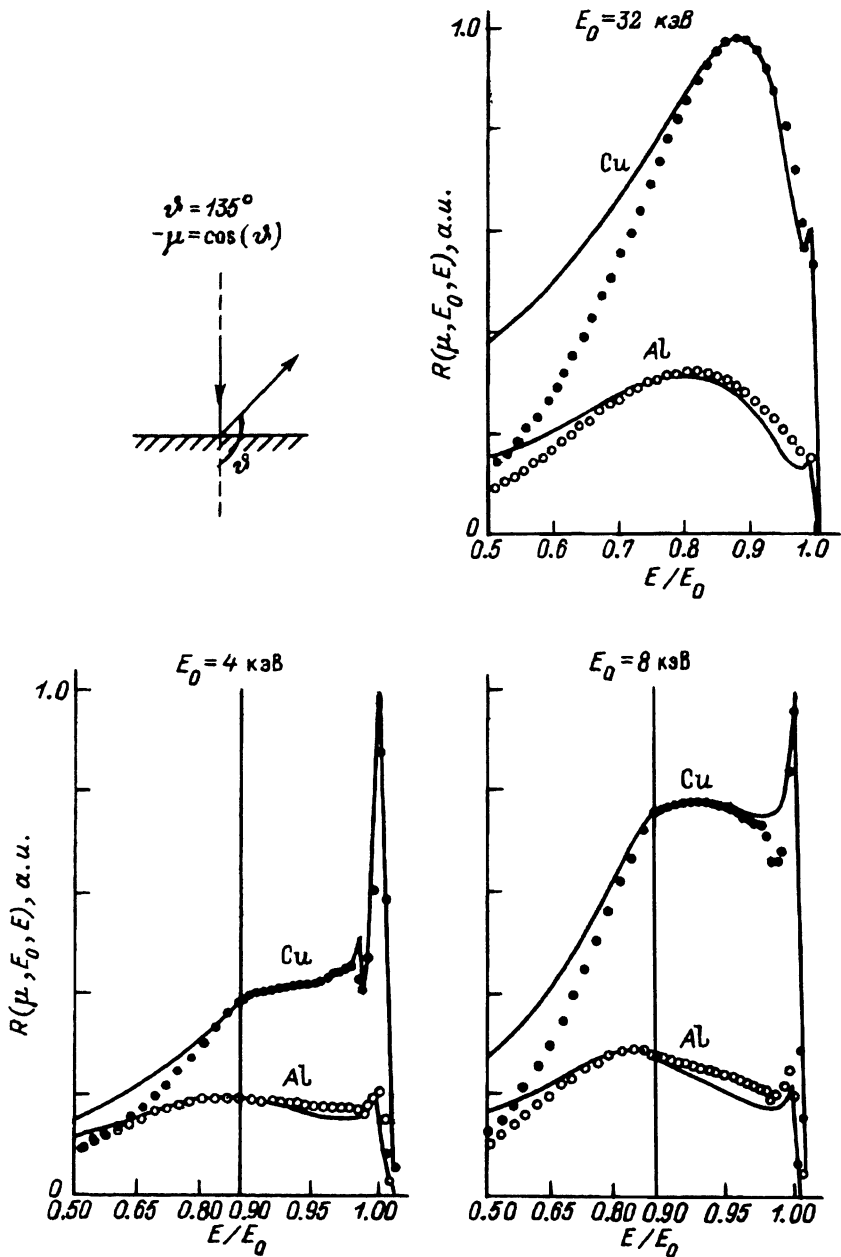


Рис. 2. Энергетические спектры электронов, отраженных от массивных поликристаллических образцов из меди и алюминия. Сплошные кривые — теория, точки — эксперимент.

Раскладывая (3) в ряд по u , получаем

$$t(u, \Delta) = \exp\left(-\frac{u}{l_{in}}\right) \left(\delta(\Delta) + u\omega_{in}(\Delta) + \frac{u^2}{2!}\overline{\omega_{in}^2(\Delta)} + \dots + \frac{u^k}{k!}\overline{\omega_{in}^k(\Delta)} + \dots\right), \quad (4)$$

где l_{in} — средний пробег между неупругими рассеяниями, $\overline{\omega_{in}^k(\Delta)}$ — дифференциальное сечение неупругого рассеяния, $\overline{\omega_{in}^k(\Delta)}$ — k -кратная свертка дифференциальных сечений [10], $\delta(\Delta)$ — дельта-функция Дирака.

В работе [10] получено явное аналитическое выражение для вычисления ряда (4) в случае, если $\omega_{in}(\Delta)$ имеет вид [11]

$$\omega_{in}(\Delta) = 0, \quad \text{если } \Delta < J; \quad \omega_{in}(\Delta) = F(E_0)/\Delta^2, \quad \text{если } \Delta \geq J, \quad (5)$$

где J — пороговое значение потерь энергии, определяемое в соответствии с [10].

Интегрирование по u (2) и (4) определит $R(\mu, \Delta)$ в виде ряда по кратностям неупругого рассеяния

$$R(\mu, \Delta) = C_0\delta(\Delta) + C_1\omega_{in}(\Delta) + \dots + C_k\overline{\omega_{in}^k(\Delta)} + \dots, \quad (6)$$

где

$$C_k = \int_0^\infty \frac{u^k}{k!} \exp(-u/l_{in}) A(u, \mu) du. \quad (7)$$

Влияние аппаратной функции энергоанализатора и немоноэнергичности падающего пучка будем описывать распределением Гаусса с дисперсией σ^2 : $f(\Delta) = \sigma^{-1}(2\pi)^{-1/2} \exp(-\Delta^2/2\sigma^2)$. Свертка (6) с $f(\Delta)$ определит наблюдаемое в эксперименте энергетическое распределение.

На рис. 2 экспериментальные данные при $E_0 = 4,8,32$ кэВ и рассеянии на угол $\vartheta = 135^\circ$ сравниваются с расчетами на основе (2), (6), (7) при $\sigma = 2\%$ от E_0 . Величины σ_l , l_{tr} вычислялись на основе таблиц [12]. Количественное несовпадение расчетов с экспериментом в области малых потерь энергии объясняется упрощенной моделью сечения $\omega_{in}(\delta)$ (5). Расхождение в области больших потерь энергии связано с односкоростным приближением.

Развитые представления позволяют сформулировать условия четкого экспериментального наблюдения “упругого пика”, определяемого первыми слагаемыми формулы (6)

$$a l_{in} > l_{tr}. \quad (8)$$

В этом случае вклад упругоотраженных электронов будет определяющим и спектр будет иметь вид характерный для обзорных спектров в оже-спектроскопии, поскольку зависимость C_k от k (7) будет иметь максимум при $k = 0$. Неравенство (8) позволяет отследить динамику перехода спектра из формы с ярко выраженным “упругим пиком” (характерной для оже-спектроскопии) к “ширококупольной” форме, каковая наблюдалась в экспериментах [2–8]. Отмечая, что $l_{in} \sim E_0/Z$ (где

Z — заряд ядер мишени), но $l_{tr} \sim E_0^2/Z^2$, видим, что неравенство (8) на мишенях с большим Z будет удовлетворяться при больших значениях E_0 , что экспериментально и подтверждается (рис. 1, 2).

б) Наличие на поверхности слоя углеводородов (материала с малым Z) толщиной $d \approx l_{in}$ приведет к подавлению “упругого пика”.

в) $\sigma < J$. Это условие наиболее критично при возрастании энергии E_0 , когда нарушается неравенство (8).

Список литературы

- [1] Afanas'ev V.P., *Naujoks D.* // Phys. Stat. Sol. (b). 1991. Vol. 164. P. 133–141.
- [2] Афанасьев В.П., Науекс Д., Федоров С.Д., Шеглов С.А. Препринт МЭИ. № 02-21. М., 1991. 20 с.
- [3] Kulenkampff H., Ruttiger K. // Z. Phys. 1958. Bd 152. S. 249–260.
- [4] Kulenkampff H., Ruttiger K. // Z. Phys. 1954. Bd 137. S. 426–436.
- [5] Kanter H. // Ann. der Phys. 1957. Bd 20. S. 144–168.
- [6] Bishop H.E. // Proc. 4th Intern. Conf. on X-ray Optics and X-ray Microanalysis. Paris, 1965. P. 153–158.
- [7] Darlington E.H., Cosslet V.E. // J. Phys. D. 1972. Vol. 5. P. 1969–1981.
- [8] Sternglass E.J. // Phys. Rev. 1954. Vol. 95. P. 345–356.
- [9] Ландау Л.Д. Собрание трудов. М.: Наука, 1969. Т. 1. С. 482–491.
- [10] Afanas'ev V.P., Yagova N.V. // Z. Phys. B. 1993. Vol. 92. P. 199–203.
- [11] Liljequist D. // J. Phys. D. 1978. Vol. 11. P. 839–858.
- [12] Riley M.E., MacCallum C.J., Biggs F. // Atom. Data and Nucl. Data Tabl. 1975. Vol. 15. N 5. P. 443–476.

05;07;10;12

Журнал технической физики, т. 64, в. 8, 1994

© 1994 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОПУСКАНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА ПЛЕНКОЙ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ СОСТОЯНИИ

Р.Н.Скинтей, С.И.Тютюнников, В.Н.Шаляпин, Н.И.Балалыкин

Объединенный институт ядерных исследований,
141980, Дубна
(Поступило в Редакцию 16 декабря 1993 г.)

В работе [1] впервые было проведено измерение спектра пропускания высокотемпературной сверхпроводящей (ВТСП) пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на подложке из MgO в инфракрасной области спектра на пучке синхротронного излучения с использованием фурье-спектрометра и найдено значение величины энергетической щели, которое составило $2\Delta = 25$ мэВ. Однако, по мнению авторов, на точность измерения величины Δ оказывают влияние пики фоновых мод. С целью уменьшения влияния этих факторов наши измерения пропускания ВТСП пленки проводились на существенно большем уровне мощности синхротронного излучения (СИ) в инфракрасном диапазоне (ИК), которое генерировалось импульсным накопителем электронов.