

- [4] Справочник химика. Т. 2. Изд. 3-е / Под ред. Б. П. Никольского. Л.: Химия, 1971.
- [5] Беломестных В. Н., Ботаки Ал. А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 9. С. 2829—2831; Деп. в ВИНТИ. 1990. № Р-1954/В90.
- [6] Беломестных В. Н. // Деп. в ВИНТИ. 1991. № Р-185/В91.
- [7] Kawashima R., Hirai K. // Phil. Mag. B. 1988. V. 58. N 6. P. 663—669.
- [8] Беломестных В. Н., Ботаки Ал. А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 8. С. 2489—2491; Деп. в ВИНТИ. 1981. № Р-2734/81.
- [9] Беломестных В. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. № 10. С. 526—529; Деп. в ВИНТИ. 1982. № Р-1387/82.
- [10] Rehwald W. // Adv. Phys. 1973. V. 22. N 6. P. 721—755.
- [11] Карпов С. В., Шулгин А. А. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 10. С. 2868—2872.
- [12] Fermor J. H., Kjekshus A. // Acta Chem. Scand. 1972. V. 26. N 7. P. 2645—2654; 1973. V. 27. N 3. P. 915—923.

Томский политехнический институт
им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
18 марта 1991 г.
В окончательной редакции
18 сентября 1991 г.

© Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 3, 1992

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ БЛИЖНЕГО ПОРЯДКА В АМОРФНЫХ ПЛЕНКАХ С ПОМОЩЬЮ ПРОТЯЖЕННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ В СПЕКТРАХ ПОЛНОГО ВЫХОДА ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Н. П. Бажанова, Ю. А. Стоякова, Е. Б. Осарков, В. В. Кораблев

Протяженная тонкая структура в рентгеновских спектрах за порогом поглощения с успехом используется для получения информации о параметрах ближнего порядка в аморфных материалах (радиусах первой и второй координационных сфер, числе ближайших соседей в сферах) и рассматривается как уникальный способ контроля свойств аморфных материалов на микроуровне. Однако реализация этого метода связана с использованием источника синхротронного излучения.

Протяженную тонкую структуру в пороговых спектрах получить технически проще, если объект облучать не рентгеновскими лучами (EXAFS), а электронами с изменяющейся энергией E_p . По характеру отклика твердого тела на электронное возбуждение различают пороговую спектроскопию появления рентгеновского излучения, пороговую спектроскопию упругоотраженных электронов, пороговую спектроскопию полного выхода вторичных электронов.

Экспериментально установлено, что протяженная тонкая структура за порогом поглощения рентгеновского излучения (EXAFS) и в пороговых спектрах упругоотраженных электронов, обработанная по одной и той же методике, дает практически идентичные результаты ^[1,2]. Из перечисленных выше вариантов наиболее просто реализовать пороговую спектроскопию полного выхода вторичных электронов. Поскольку регистрируются все вторичные электроны, то не нужен энергоанализатор, к тому же повышается отношение сигнал/шум на 2—3 порядка. Основной вклад (>80%) в пороговый сигнал при $E_p > 100$ эВ вносят возбужденные электроны твердого тела с энергией от 0 до 25 эВ и наиболее вероятной энергией $E_{s,max} = 1 \div 3$ эВ ^[3].

Цель настоящего исследования — выяснить возможность использования протяженной тонкой структуры в спектрах полного выхода вторичных электронов для получения информации о параметрах ближнего порядка в аморфных пленках.

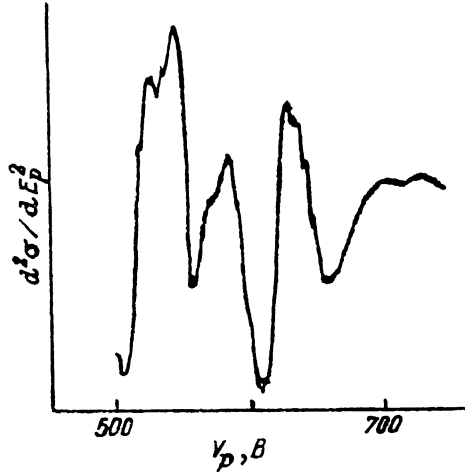


Рис. 1. Протяженная тонкая структура в спектре пороговых потенциалов полного выхода вторичных электронов $d^2\sigma/dE_p^2 = f(E_{pF})$ за порогом возбуждения электронов уровней L_3 ($E_{L_3} = 456$ эВ) и L_2 ($E_{L_2} = 462$ эВ) пленки титана.

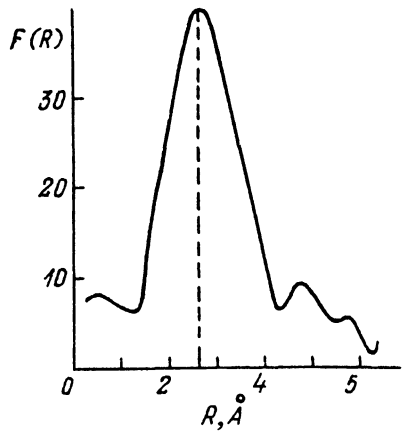


Рис. 2. Радиальное Фурье-преобразование спектра (рис. 1) без поправки на фазовый сдвиг. $R_1^* = 2.67 \pm 0.04$ Å.

Объектом исследования служили аморфные пленки титана, приготовленные напылением на подложку из поликристаллического ниобия. Выбор пленок титана обусловлен наличием данных по использованию протяженной тонкой структуры как в пороговых спектрах упругоотраженных электронов, так и в EXAFS для определения радиуса первой координационной сферы (R_1).

Известно также, что в аморфных пленках титана не образуется вторая координационная сфера, а фазовый сдвиг носит линейный характер, что существенно облегчает анализ протяженной тонкой структуры.

Пример протяженной тонкой структуры (ПТС) в спектре пороговых потенциалов полного выхода вторичных электронов $d^2\sigma/dE_{pF}^2 = f(E_{pF})$ титана за порогом возбуждения электронов уровней L_3 ($E_{L_3} = 456$ эВ) и L_2 ($E_{L_2} = 462$ эВ) приведен на рис. 1. Здесь σ — коэффициент полной вторичной эмиссии, E_{pF} — энергия первичных электронов относительно уровня Ферми. Результат анализа ПТС по известной схеме и методике представлен на рис. 2 (без поправки на фазовый сдвиг). Радиальное распределение $F(R)$ содержит единственный большой пик и по форме согласуется с распределениями $F(R)$, полученными как при анализе квазиупругой составляющей порогового спектра, так и анализе EXAFS и спектров потерь энергии электронов (EELFS) [1,2]. Значение R_1 с поправкой на фазовый сдвиг, полученное из ПТС порогового спектра полного выхода, равно 2.91 ± 0.04 Å, а из ПТС квазиупругой составляющей порогового спектра [1] 2.93 ± 0.02 Å.

Итак, показано, что протяженная тонкая структура в пороговых спектрах полного выхода вторичных электронов может быть с успехом использована для определения параметров ближнего порядка в аморфных пленках.

Обнаружено уменьшение R_1 при нахождении свежеприготовленной пленки Ti в сверхвысоком вакууме (через 24 ч при $P \approx 1 \cdot 10^{-9}$ мм рт. ст. $\Delta R = -(0.34 \pm \pm 0.04)$ Å).

Установлено, что электронная бомбардировка при плотности тока, считающейся разрушающей, ускоряет процесс изменений в пленке (через 40 мин

облучения при $j_p = 10^{-5}$ А/см², $E_{pF} = 500 \div 700$ эВ $\Delta R = -(0.80 \pm 0.04)$ Å). Следовательно, с помощью электронного облучения можно управлять расположением атомов в аморфной пленке.

Список литературы

- [1] Idzerda Y. U., Williams E. D., Einstein T. L., Park R. L. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1987. V. 5. N 3. P. 847—851.
- [2] De Grenscenti M., Charello G., Colavita E., Memeo R. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 6. P. 3732—3750.
- [3] Бажанова Н. П., Осарков Е. Б., Кораблев В. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 1. С. 286—288.

Санкт-Петербургский
технический университет

Поступило в Редакцию
20 сентября 1991 г.

УДК 538.221 : 538.6 : 534.143

© Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 3, 1992

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ ЗА СЧЕТ ЭФФЕКТА ХОЛЛА

В. Д. Бучельников, В. Г. Шаерэв

Хорошо известные механизмы электромагнитного возбуждения в металлах — индукционный и магнитоупругий (МУ) [1,2] — могут быть обусловлены эффектом Холла. Возбуждение звука за счет эффекта Холла при индукционном механизме в неферромагнитных металлах рассматривалось в [3]. В данной работе исследуется электромагнитное возбуждение звука за счет эффекта Холла в ферромагнетиках. Эта задача представляет интерес, так как в магнитоупорядоченных веществах, кроме индукционного механизма, возможен МУ механизм возбуждения звука [2]. В ферромагнетиках также в качестве напряженности магнитного поля H выступает индукция магнитного поля B и, кроме нормального эффекта Холла, имеется еще и аномальный. Последний в магнетиках обычно значительно превосходит нормальный эффект. Таким образом, исследование электромагнитного возбуждения звука за счет эффекта Холла в магнитоупорядоченных металлах должно приводить к принципиально новым результатам.

Рассмотрим гексагональный ферромагнетик в виде полупространства $z > 0$, у которого холловская проводимость $\sigma_x = \sigma_{xy} = \sigma_{yx}$ меньше диссипативной проводимости $\sigma = \sigma_{xx} = \sigma_{yy}$. Остальные приближения приведены в [3]. Монокристалл помещен в постоянное внешнее магнитное поле $H \parallel z \parallel c$ (c — гексагональная ось). На него из вакуума ($z < 0$) падает плоская электромагнитная волна $h_x = h_0 \exp(ikz - i\omega t)$. При решении задачи исходим из системы уравнений, содержащей уравнения Максвелла, Ландау—Лифшица и теории упругости. Эту систему необходимо дополнить граничными условиями при $z = 0$ для компонент электромагнитного поля, упругих напряжений и намагниченности M . В уравнении для вектора смещений u учтем слагаемое, обусловленное силой Лоренца $f_L = [j, B]/c$, где B — индукция магнитного поля в ферромагнетике, j — плотность тока. Последняя связана с напряженностью электрического поля E в металле формулой

$$E = j/\sigma - [n, j]/\sigma_x - [\dot{u}, B]/c, \quad (1)$$

где $n = H_0/H_0$ — нормаль к поверхности магнетика,