

обосновывают возможность обобщения используемых моделей на расчет точечных дефектов в кристаллах LBO, что является целью нашей следующей работы.

Авторы признательны В.А. Маслову и Б.В. Шульгину за помощь и участие в работе.

Список литературы

- [1] Xu Yong-Nian, Ching W.Y. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 8. P. 5471–5474.
- [2] French R.H., Ling J.W., Ohuchi F.S., Chen C.T. // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. N 16. P. 8496–8502.
- [3] Hsu W.Y., Kasowski R.V. // J. Appl. Phys. 1993. V. 73. N 8. P. 4101–4103.
- [4] Jonson K.H. // Adv. Quant. Chem. 1973. V. 7. N 1. P. 143–185.
- [5] Lobatch V.A., Sobolev A.B., Rubin I.R. // Phys. Stat. Sol. (b). 1990. V. 60. N 1. P. 165–172.
- [6] Соболев А.Б., Ерухимович С.М., Кеда О.А. // Журн. структ. химии. 1991. Т. 32. № 5. С. 129–130.
- [7] Кузнецов А.Ю., Кузнецов М.В., Огородников И.Н. и др. // ФТТ. 1994. Т. 36. № 3. С.
- [8] Радаев С.Ф., Сорокин Н.И., Симонов В.И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 12. С. 3597–3600.

Уральский государственный технический университет Поступило в Редакцию
Екатеринбург 6 декабря 1993 г.

УДК 538-539.2

© Физика твердого тела, том 36, № 5, 1994
Solid State Physics, vol. 36, N 5, 1994

СПЕКТР НАКЛОННЫХ КОЛЕБАНИЙ ИЗОЛИРОВАННОГО ПОЛОСОВОГО ДОМЕНА

А.Е.Зюбанов, А.К.Сараби

В работах [1–3] показано, что основной вклад в коэрцитивность тонкокленических магнитных материалов, полученных методом жидкофазной эпитаксии, обусловлен закреплением доменной границы в переходной области пленка–подложка. К материалам, обладающим подобной неоднородностью, могут быть отнесены и ионно-имплантированные пленки. Наряду с влиянием на статические свойства пленок с доменной структурой [1,3] такое закрепление должно влиять и на динамические свойства доменной границы, изучению которых и посвящена данная работа.

Рассмотрим плоскопараллельную пленку толщиной h с намагниченностью насыщения M_0 , направленной перпендикулярно поверхности образца, помещенную во внешнее магнитное поле H_0 с полосовым магнитным доменом шириной d , граница которого закреплена в переходном слое пленка–подложка (рис. 1).

Исследуем спектр наклонных колебаний для случая малых отклонений доменной границы от оси OZ в рамках следующих модельных предположений: 1) при наклонных колебаниях доменная граница остается прямой; 2) скорость участков доменной границы меньше уокеровской, что позволяет ввести понятие эффективной массы m единицы площади доменной границы.

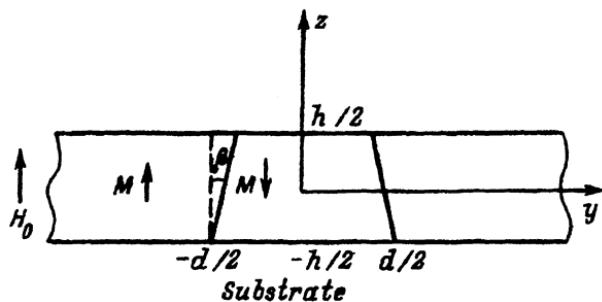


Рис. 1. Плоскопараллельная ферромагнитная пленка с доменом.

Распределение намагниченности в образце имеет вид

$$\mathbf{M}(y, z) = M_0 \hat{e}_z \left\{ 1 - 2\theta[d/2 - \beta(z + h/2) - y] \times \right. \\ \left. \times \theta[d/2 - \beta(z + h/2) + y] \right\} \theta(h/2 - z).$$

В рамках сделанных предположений удается найти плотность кинетической и потенциальной энергии пленки на единицу длины вдоль оси OX и определить частоту наклонных колебаний ω_I ,

$$\omega_I = \frac{4M_0}{\sqrt{mh}} \left\{ 3 \left[d \operatorname{arctg}(h/d)/h + (0.5 - 0.25(d/h)^2) \ln(1 + (h/d)^2) + \right. \right. \\ \left. \left. + 0.5\pi l/h + 1.5 \right] \right\}^{1/2},$$

где l — характеристическая длина материала.

При этом условие равновесия определяется соотношением

$$1 - H_0/4\pi M_0 - \pi^{-1} \{(d/h) \ln(1 + (h/d)^2) + 2 \operatorname{arctg}(d/h)\} = 0.$$

Зависимость ω_I от величины внешнего магнитного поля приведена на рис. 2. Как следует из зависимости $\omega_I(H_0)$, в отличие от пульсационных колебаний [4] частота наклонных колебаний отлична от нуля

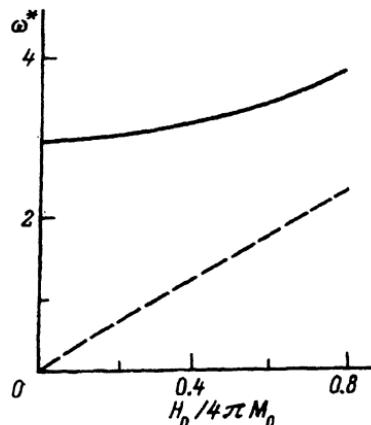


Рис. 2. Зависимость частоты ω_I^* наклонных колебаний (сплошная линия) и частоты ω_p^* пульсационных колебаний (штриховая линия), нормированных на $4M_0/(mh)^{1/2}$, от величины $H_0/4\pi M_0$.

при $H_0 = 0$, а при увеличении величины внешнего магнитного поля растет медленнее, чем частота пульсационных колебаний.

Таким образом, в магнитных материалах с высококоэкорцитивными переходными слоями возможно (наряду с возбуждением пульсационных, изгибных колебаний) существование и наклонных колебаний, частота которых не обращается в нуль при уменьшении внешнего магнитного поля.

Авторы выражают благодарность Ю.И.Горобцу за интерес к работе и плодотворное обсуждение результатов.

Данная работа выполнена в рамках Проекта, финансируемого Министерством образования Украины.

Список литературы

- [1] Бажанин Г.А., Ильичева Е.Н., Мушенкова И.В., Федюнин Ю.Н., Шишков А.Г., Широкова Н.Б. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 2. С. 396–399.
- [2] Бажанин Г.А., Ильичева Е.Н., Котов В.А., Телеснин Р.В., Шишков А.Г. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 1. С. 257–259.
- [3] Porvadi-Horvath M., Crizaki A., Fellegvari I., Vestesy G. // IEEE Trans. Magnet. 1984. V. 20. N 5. P. 1123–1127.
- [4] Баръяхтар В.Г., Горобец Ю.И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Киев: Наукова думка, 1988. 163 с.

Донецкий государственный университет

Поступило в Редакцию
6 декабря 1993 г.

УДК 535.372+538.95

© Физика твердого тела, том 36, № 5, 1994
Solid State Physics, vol. 36, N 5, 1994

КИНЕТИКА ЗАТУХАНИЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ АВТОЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ BeO

В.А.Пустоваров, В.Ю.Иванов, А.В.Кружалов, Э.И.Зинин

Люминесценция автолокализованных экситонов (АЛЭ), хорошо изученная на примере щелочно-галоидных кристаллов (см., например, [1]), характеризуется, как правило, двумя полосами свечения. Длинноволновое свечение поляризовано поперек молекулы X_2^- , имеет время затухания $10^{-6} - 10^{-3}$ с и соответствует триплет-синглетным переходам в АЛЭ. Коротковолновое свечение поляризовано вдоль оси молекулы, имеет время затухания порядка 10^{-9} с, что характерно для разрешенных синглет-синглетных переходов в АЛЭ.

Для класса оксидных кристаллов (например, Y_2O_3 , Al_2O_3 , $Y_3Al_5O_{12}$) обнаружена люминесценция триплетных АЛЭ [2], однако вопрос о синглетных АЛЭ пока не ясен. Хотя в кинетике свечения в широком диапазоне температур имеются быстрые компоненты со временем затухания порядка 10^{-8} с, их спектральный состав, а также спектры возбуждения не установлены, что связано, в частности, с недостаточным временным разрешением. Для кристаллов оксида бериллия также изучена люминесценция АЛЭ, которая характеризуется двумя полосами