

от 1.2 до 1.8. Все это в целом делает возможным переход части борного ангидрида из тригональной конфигурации в тетраэдрическую. При этом ПП пленки увеличивается от 1.630 до 1.638.

Увеличение дисперсии и большие потери при волноводном распространении света в пленках, напыленных на подложки с $\Delta_s < \Delta_m$, свидетельствуют об избыточном содержании понов металлов в них (нарушение стехиометрии). Изотермический отжиг этих пленок приводит к уменьшению их ПП (рис. 1, кривая 2), росту толщины и уменьшению оптических потерь.

Аналогичен характер зависимости параметров пленок от состава материала подложки при распылении мишеней из стекол с избытком кремнезема (рис. 1, кривая 5). Однако для пленок из таких стекол, как ТК8, БФ21, ЛК5, наблюдается отклонение от характерной для пленок из других стекол зависимости параметров пленки от состава материала подложки. Это привело нас к необходимости рассмотрения зависимости свойств напыленных пленок от величины относительной катионной фракции f_{Si} . В первом приближении можно считать, что стекла, имеющие одинаковые значения f_{Si} , являются структурно-эквивалентными [3], хотя и имеют различные Δ . Это подтверждает и эксперимент. При напылении пленок на подложки, у которых коэффициенты f_{Si} одинаковы, а расчетные отклонения от уравновешенного состава Δ_s различны, мы получили пленки с одинаковыми параметрами. И тогда для всех исследуемых стекол были получены типичные зависимости ПП напыленных пленок от коэффициента f_{Si} , определяющего состав и структуру материала подложки (рис. 3). Кривая *ab*, соединяющая точки, в которых выполняется равенство коэффициентов f_{Si} для материалов мишени и подложки, и определяющая значения ПП гомогенных волноводов, дает результаты, совпадающие с данными работы [2].

Таким образом, получены зависимости таких свойств тонких пленок, как показатель преломления, его дисперсия, скорость роста и величина механических напряжений, от состава материала используемой подложки. Характер зависимости параметров тонких пленок определяется соотношением относительных катионных фракций материалов распыляемой мишени и используемых подложек. Зная эту зависимость, параметры пленок можно достаточно точно прогнозировать, создавая определенные условия напыления.

Список литературы

- [1] Технология тонких пленок / Под ред. Л. Майсела. М.: Сов. радио, 1977. Т. 2. 767 с.
- [2] Петровский Г. Т., Редько В. П., Хомченко А. В. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 10. С. 2045—2047.
- [3] Аппен А. А. Химия стекла. Л.: Химия, 1974. 350 с.
- [4] Демкина Л. И. Исследование зависимости свойств стекол от их состава. М.: Изд-во оборонной промышл., 1958. 239 с.
- [5] Войтенков А. И., Редько В. П., Петровский Г. Т. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 2. С. 370—371.
- [6] Ивановский Г. Ф., Петров В. И. Ионно-плазменная обработка материалов. М.: Радио и связь, 1986. 230 с.

Могилевское отделение
Института физики АН БССР

Поступило в Редакцию
15 декабря 1987 г.

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В ОДНООСНОМ КРИСТАЛЛЕ С ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

М. А. Сигал

1. Исследованию спектра магнитостатических колебаний (МСК) в одноосном кристалле с плоскопараллельной доменной структурой (ДС) посвящен ряд работ [1-4]. В [1-3] анализ спектра МСК основан на методе, в котором стандартные граничные условия на физической границе раздела магнитных фаз дополнены условием трансляционной инвариантности, кото-

рое превращает «уровни», возникающие в аналогичной однодоменной задаче [5], в зоны. Спектр МСК в длинноволновом приближении ($\lambda \gg 2d$, где $2d$ — период ДС) исследован в [4]. Задача решалась как для однодоменного образца, магнитная проницаемость которого равна усредненной по периоду ДС проницаемости пластинки с плоскопараллельными доменами.

Спектр МСК в пластинке одноосного кристалла с гексагональной решеткой ЦМД исследован в [6]. Как и в [1], стандартные граничные условия на границе раздела магнитных фаз (на границе ЦМД—матрица) были дополнены условием двумерной периодичности потенциала матрицы. Однако рассчитанный в [6] спектр МСК оказался в существенном противоречии с экспериментом. Очевидно, что применение граничных условий только на границе раздела магнитных фаз и условия периодичности потенциала недостаточны для получения необходимых (согласующихся с экспериментом) решений. Хорошего согласия с экспериментом в решении задачи о спектре МСК в решетке ЦМД [7] удалось достичь, когда граничные условия на границе ЦМД—матрица были дополнены граничными условиями на границе элементарной ячейки, конкретная форма которых определяется симметрией и периодичностью ДС.

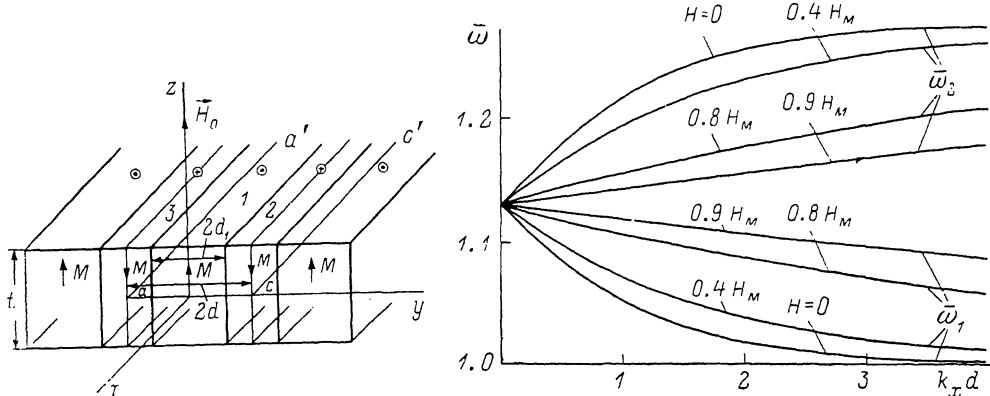


Рис. 1. Элементарная ячейка Вигнера—Зейтца периодической структуры с плоскопараллельными доменами.

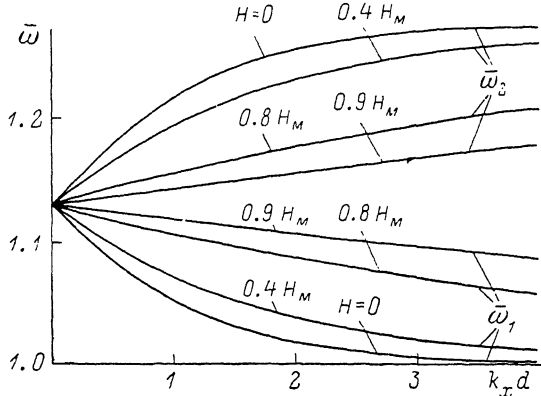


Рис. 2. Спектры поверхностных колебаний пластинки бариевого феррита с плоскопараллельной ДС при различных значениях H_0 .

$$\bar{\omega} = \omega / \omega_a, \quad H_M = 4 \pi M, \quad H_a = 17 \text{ кЭ}, \quad M = 0.375 \text{ кГс}.$$

Цель работы состоит в исследовании с учетом дополнительных граничных условий спектра МСК пластинки одноосного кристалла с плоскопараллельной ДС во внешнем поле, параллельном оси легкого намагничивания (ОЛН).

2. Рассмотрим пластинку одноосного кристалла толщиной $t \gg 2d$. ОЛН перпендикулярна плоскости пластинки и параллельна оси OZ . Внешнее поле $H_0 \parallel OZ$. Плоскость доменных границ (ДГ) перпендикулярна оси OY (рис. 1). Плоскость XOZ совпадает с серединной плоскостью произвольного домена (выберем домен, намагниченность которого $M \uparrow$ совпадает с положительным направлением оси OZ). Элементарная ячейка представляет собой параллелепипед, ограниченный поверхностями и боковыми сторонами пластинки, а также плоскостями, параллельными XOZ и пересекающими XOY по линиям aa' и cc' (серединные плоскости доменов противоположной намагниченности). Итак, элементарная ячейка состоит из одного домена, намагниченого вверх $M \uparrow$ (область 1), и двух половин доменов $M \downarrow$ (области 2 и 3).

Для иллюстрации применяемого здесь метода и сравнения полученных результатов с [1] достаточно рассмотреть простейший плоский случай, когда магнитостатические волны распространяются в доменах параллельно оси OX . Тогда $\partial \Psi / \partial z = 0$ и уравнение Уокера для потенциала в пластинке принимает вид

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} = 0. \quad (1)$$

Ищем решение в виде

$$\Psi(x, y) = (A_j e^{iky_y} + B_j e^{-iky_y}) e^{ik_x x}, \quad (2)$$

где $j=1, 2, 3$ — номер области.

Применяя граничные условия — равенство потенциалов и нормальных компонент вектора магнитной индукции на границах домена $M\uparrow$ (область 1) $\eta = \pm d_1$, получаем 4 уравнения для шести неизвестных коэффициентов A_j, B_j . Два уравнения можно получить, воспользовавшись теоремой Гаусса для магнитостатики. Так как $\partial\Psi/\partial z = 0$ (плоский случай), то выражение для потока вектора магнитной индукции через поверхность, ограничивающую элементарную ячейку, вырождается в линейный интеграл

$$\oint_{aa'e'ca} b_n dl = 0, \quad (3)$$

где b_n — компонента вектора магнитной индукции вдоль внешней нормали к контуру $aa'e'ca$. Так как период ДС $2d \ll L$, где L — размер пластинки (в эксперименте на пластинках бабьевого феррита $2d \approx 10^{-3} L$), то интегралами по сторонам ac и $a'c'$ можно пренебречь, тогда

$$\int_{aa'} b_n dx + \int_{cc'} b_n dx = 0. \quad (4)$$

Основная идея работы в следующем. Поскольку вследствие периодичности доменной структуры b_n к i -той элементарной ячейке являются одновременно компонентами \mathbf{b} вдоль внутренних нормалей к $(i \pm 1)$ ячейкам, то интегралы в (4) должны быть равны друг другу, следовательно, $\int_{gg'} b_y dx = 0$, где gg' — линия в срединной плоскости любого домена (не теряя общности, начало координат можно было выбрать в домене с $M\downarrow$). Очевидно, что из рассмотрения исключаются близкие к краям пластинки домены, но так как $2d \ll L$, то существенного значения это не имеет. Учитывая (2), недостающие два уравнения принимают вид

$$b_y|_{y=\pm d} = 0. \quad (5)$$

Получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} A_1 e^{iky d_1} + B_1 e^{-iky d_1} - A_2 e^{iky d_1} - B_2 e^{-iky d_1} &= 0, \\ \alpha A_1 e^{iky d_1} + \beta B_1 e^{-iky d_1} + \beta A_2 e^{iky d_1} + \alpha B_2 e^{-iky d_1} &= 0, \\ \beta A_2 e^{iky d} + \alpha B_2 e^{-iky d} &= 0, \\ A_1 e^{-iky d_1} + B_1 e^{iky d_1} - A_3 e^{-iky d_1} - B_3 e^{iky d_1} &= 0, \\ \alpha A_1 e^{-iky d_1} + \beta B_1 e^{iky d_1} + \beta A_3 e^{-iky d_1} + \alpha B_3 e^{iky d_1} &= 0, \\ \beta A_3 e^{-iky d} + \alpha B_3 e^{iky d} &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= \mu_a k_x + i \mu k_y, & \beta &= \mu_a k_x - i \mu k_y, \\ \bar{\mu}_{1,2} &= \begin{vmatrix} \mu & \pm i \mu_a & 0 \\ \mp i \mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \mu = \frac{\omega_a (\omega_a + \omega_m) - \omega^2}{\omega_a^2 - \omega^2}, & \mu_a &= \frac{\omega_m \omega}{\omega_a^2 - \omega^2}, \\ & & \omega_a &= \gamma H_a, & \omega_m &= \gamma 4\pi M. \end{aligned}$$

Здесь $\bar{\mu}_1$ (верхний знак) — тензор магнитной проницаемости доменов (область 1) и $\bar{\mu}_2$ — доменов $M\downarrow$ (области 2 и 3). Компоненты тензоров $\bar{\mu}_{1,2}$ рассчитаны в предположении, что эффективное статическое магнитное поле определяется только полем кристаллографической анизотропии H_a , так как в случае $t \gg 2d$ внешнее поле H_0 компенсируется размагничивающим полем, пропорциональным средней намагниченности пластинки.

Из равенства нулю определителя системы (6) приходим к характеристическому уравнению

$$\frac{\sin 2k_y d}{2 \sin (2k_y d n) \{1 - \cos [2k_y d (1 - n)]\}} = \frac{\mu_a^2 k_x^2}{\mu^2 k_y^2}, \quad (7)$$

где $n = d_1/d$ — относительный объем доменов $M\uparrow$, $n = 0.5 + H_0/8\pi M$.

Из (1) и (2) следует, что $k_x^2 + k_y^2 = 0$. Возможны только решения с $k_y^2 \leq 0$, $k_y = ik_x$, представляющие собой поверхностные колебания, спектр которых определяется дисперсионным уравнением

$$F(k_x, d, n) = \frac{\text{sh } 2k_x d}{2 \text{sh } (2k_x d n) \{ \text{ch } [2k_x d (1 - n)] - 1 \}} = \frac{\omega^2 \omega_m^2}{[\omega_a (\omega_a + \omega_m) - \omega^2]^2}, \quad (8)$$

$$\omega_{1, 2} = \pm \frac{\omega_m}{2\sqrt{F}} + \left[\frac{\omega_m^2}{4F} + \omega_a(\omega_a + \omega_m) \right]^{1/2}. \tag{9}$$

Спектр поверхностных колебаний состоит из двух ветвей. Границы спектра по частоте можно определить из анализа зависимости $F(k_{xd}, n)$. При любых значениях внешнего поля H_0 , изменяющегося в пределах $0 \leq H_0 < 4\pi M$ ($0.5 \leq n < 1$),

$$\omega_a^2 \leq \omega_1^2 \leq \omega_a(\omega_a + \omega_m), \quad \omega_a(\omega_a + \omega_m) \leq \omega_2^2 \leq (\omega_a + \omega_m)^2. \tag{10}$$

На рис. 2 построены зависимости $\omega_{1, 2}(k_{xd})$ для нескольких значений H_0 . С увеличением поля дисперсионные кривые становятся более пологими. Как видно из рисунка, а также из зависимости $F(k_{xd}, n)$, при $k_{xd} \rightarrow 0$ обе ветви поверхностных колебаний при любых H_0 ($0 \leq H_0 < 4\pi M$) сливаются в одну точку. Следовательно, в предельном переходе к однородному резонансу (однородные колебания находятся в спектре поверхностных мод при $k_{xd} \rightarrow 0$) в условиях нормального намагничивания $H_0 \parallel OLN$ резонансная частота не зависит от H_0 и равна $\sqrt{\omega_a(\omega_a + \omega_m)}$.

В [8] исследован однородный резонанс в пластинке одноосного кристалла с плоскопараллельной ДС при нормальном намагничивании. Из двух ветвей, рассчитанных при условии $t \gg 2d$, $\omega = \omega_a$ и $\omega = \sqrt{\omega_a(\omega_a + \omega_m)}$, высокочастотная ветвь, обусловленная влиянием динамического размагничивания на ДГ, совпадает с $\omega(k_{xd}, H_0)$ при $k_{xd} \rightarrow 0$.

В частном случае $H_0=0$ уравнение (8) принимает вид

$$\operatorname{ch} k_{xd} = \frac{\mu_a^2}{\mu_a^2 - \mu^2} = \frac{\omega^2 \omega_m^2}{\omega^2 \omega_m^2 - [\omega_a(\omega_a + \omega_m) - \omega^2]^2}. \tag{11}$$

Для сравнения приведем полученное в [1] дисперсионное уравнение поверхностных колебаний, записанное для случая $k=k_x$, $\sin \theta = \pi/2$,

$$\operatorname{sh}^2 k_{xd} = \sin^2 \alpha d \frac{[\omega^2 - \omega_a(\omega_a + \omega_m)]^2}{(\omega^2 - \omega_a^2)[(\omega_a + \omega_m)^2 - \omega^2]}. \tag{12}$$

Как видим, между (11) и (12) существует принципиальное различие. Если характер спектра (11) не отличается от спектра МСК в однодоменной пластинке [6], где $\omega = \omega(k_x)$, то спектр (12) имеет зонный характер $\omega = \omega(k_x, \alpha)$, где α — поперечное волновое число, отсутствующее в предложенной здесь теории.

Список литературы

- [1] Гилинский И. А., Минц Р. Г. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. Вып. 10. С. 1230—1233.
- [2] Гилинский И. А., Рязанцев К. А. // ФТТ. 1974. Т. 16. Вып. 10. С. 3008—3010.
- [3] Михайловская Л. В., Богомаз И. В. // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 8. С. 1245—1249.
- [4] Зависляк И. В., Данилов В. В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 8. Вып. 2. С. 72—76.
- [5] Damon R. W., Eshbach I. R. // Phys. Chem. Sol. 1961. Vol. 19. N 3—4. P. 308—320.
- [6] Сигал М. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 3. С. 882—886.
- [7] Сигал М. А. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 1. С. 52—56.
- [8] Sigal M. A. // Phys. Stat. Sol. (a). 1979. Vol. 51. N 1. P. 151—161.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
23 марта 1988 г.

**ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЙ РОСТ НИТЕЙ
ИЗ КРИСТАЛЛОВ ИОДИСТОГО СЕРЕБРА**

А. Л. Картужанский, Л. К. Кудряшова, В. А. Резников

Описан [1] рост нитевидной меди из пересыщенных по меди суперионных кристаллов Cu_{2-x}Se , что по сути является фазовым разделением пересыщенного твердого раствора. Имеются предположения [2], что фотолитическое выделение Ag в галогенидах серебра тоже яв-