

где $H_n = 2k_n/M$, $H_k = k_1/M$ — [поля одноосной и кубической анизотропии; k_n , k_1 — константы кубической и одноосной анизотропии. Частотное перекрытие АЧХ

$$\Delta\omega = \frac{\gamma^2 2\pi M}{\omega_1 + \omega_2} (H_n + H_k) + \sqrt{(H_n + H_k)^2 + 8H_k^2}. \quad (3)$$

Результаты измерений на (111) ЖИГ-пленке толщиной $S \approx 33.5$ мкм показали, что $\Delta\omega/2\pi \approx 140$ МГц при $\omega_1/2\pi \approx 2640$ МГц и $\omega_2/2\pi \approx 2780$ МГц. Используя (3), можно получить выражение для поля одноосной анизотропии

$$H_n = \frac{\alpha}{2} - \frac{4H_k^2}{\alpha} - H_k, \quad (4)$$

где $\alpha = \Delta\omega(\omega_1 + \omega_2)/\gamma^2 \cdot 2\pi M$. Если учесть, что H_k можно оценить по зависимости ω_2 от направления подмагничивания пленки в плоскости [6] и для ЖИГ $H_k \approx -60$ Э, то $H_n \approx -20$ Э.

В заключение отметим, что исследование перекрытия АЧХ ЭС с МСВ, распространяющимися вдоль и поперек подмагничивающего поля, подтверждает существование в анизотропной пленке ООМСВ, распространяющихся перпендикулярно H_0 , дает возможность оценить с учетом результатов работы [6] поля одноосной и кубической анизотропии, а также $4\pi M$ из касательного режима подмагничивания. Анализ влияния эффектов запаздывания на величину $\Delta\omega$ показывает, что они не меняют полученных теоретических оценок. Изменяя ход дисперсионных кривых при $k \rightarrow 0$, $\omega \rightarrow \omega_2$, эти эффекты не влияют на частотные границы спектра ООМСВ [7], т. е. в нашем случае на частоту ω_2 . Что касается частоты ω_1 , то вблизи этой частоты хорошо работает магнитостатическое приближение.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Schneider B. // Phys. St. Sol. (B). 1972. V. 51. N 1. P. 325—338.
- [2] Schneider B. // Phys. St. Sol. (B). 1974. V. 66. N 1. P. 99—106.
- [3] Берегов А. С., Кудинов Е. В. Магнитостатические волны в произвольно ориентированной пленке кубического ферромагнетика с наведенной анизотропией. Ч. II. Дисперсионные характеристики магнитостатических волн. 1987. В. 6 (400). С. 8—12.
- [4] Gieniusz R., Smoczyński L. // J. Magn. and Magn. Mater. 1987. V. 66. N 3. P. 366—372.
- [5] Damon R. W., Eshbach J. R. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. N 3/4. P. 308—320.
- [6] Берегов А. С., Кудинов Е. В., Обламский В. Г. // Изв. вузов, радиоэлектроника. 1986. Т. 29. № 7. С. 37—42.
- [7] Ruppin R. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 1. P. 15—16.

Киевский государственный
университет им. Т. Г. Шевченко
Киев

Поступило в Редакцию
21 июля 1988 г.
В окончательной редакции
18 января 1989 г.

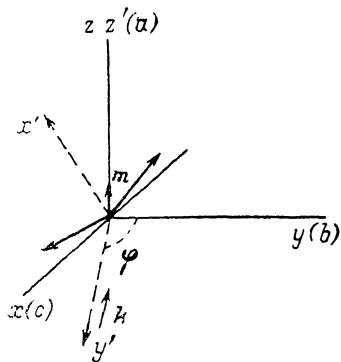
ОБ ЭФФЕКТЕ ФАРАДЕЯ В СЛАБЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Д. В. Малазонья

Магнитооптические эффекты в слабых ферромагнетиках сравнимы по порядку величины с аналогичными эффектами в ферритах-гранатах, хотя величина намагниченности у первых кристаллов в 20 раз меньше, чем у вторых. Эффект Фарадея (ЭФ) в слабых ферромагнетиках — ортоферритах — не увеличивается пропорционально вектору слабого ферромагнетика

тизма. В феноменологической теории Писарев [1] предположил, что в слабоферромагнитных кристаллах ЭФ пропорционален антиферромагнитному (АФ) вектору I . В [2] было доказано, что аномально большие магнитооптические эффекты в слабых ферромагнетиках обусловлены не абсолютной величиной результирующего магнитного момента кристалла и не его переориентацией, а переориентацией вектора антиферромагнетизма, сопровождающей перемagnичивание слабого ферромагнетика.

Физический механизм, приводящий к «подмешиванию» компонент вектора антиферромагнетизма G_i в выражении величины ЭФ, был для ортоферритов предложен в работе [3]. Было показано, что из-за низкой симметрии локального окружения ионов Fe^{3+} в решетке ортоферрита оси квантования орбитального момента количества движения могут не совпадать с направлениями компонент шпина s магнитных подрешеток, при этом оси квантования орбитальных моментов ионов различных подрешеток АФ не совпадают. Этот механизм в свою очередь приводит к появлению вектора антиферромагнетизма G в антисимметричную магнитную поправку диэлектрической проницаемости.



Для полного решения вопроса о природе магнитооптических эффектов в слабых ферромагнетиках необходимо их микроскопическое описание. В настоящей работе описывается ЭФ в редкоземельных ортоферритах (РЗОФ).

В РЗОФ $RFeO_3$ при комнатной температуре намагниченность РЗ ионов очень мала, и практически все основные особенности магнитных свойств РЗОФ при этом определяются подсистемой упорядоченных ионов Fe^{3+} . В частности, магнитооптические спектры семейства РЗОФ, полученные в [3] с помощью полярного эффекта Керра, в основных чертах совпадают. Ион железа в РЗОФ находится в октаэдрическом окружении ионов кислорода. В пренебрежении расстройкой кристаллического поля точечная группа симметрии ионного комплекса принимается O_h . Основное состояние ионного комплекса — орбитальный синглет, спиновый секступлет положительной четности Γ_1^+ . Возбужденные состояния, допускающие электродипольные переходы, являются орбитальным триплетом, спиновым секступлетом отрицательной четности Γ_1^- . Спиновое вырождение уровней снимается большим обменным взаимодействием.

Некубическая часть кристаллического поля намного меньше всех остальных взаимодействий, однако при ее учете пространственные части волновых функций основного g и возбужденного e состояний преобразуются по представлениям ромбической группы D_{2h}

$$|\Psi_g^{\alpha}\rangle = a_1^{\alpha} |\Gamma_1\rangle, \quad |\Psi_g^{\beta}\rangle = a_2^{\beta} |\Gamma_2\rangle + a_3^{\beta} |\Gamma_3\rangle + a_4^{\beta} |\Gamma_4\rangle, \quad (1)$$

где кет-векторы $|\Gamma_k^{\pm}\rangle$ ($k=1, 2, 3, 4$) преобразуются по представлениям группы D_{2h} , Γ_1^+ , Γ_2^- , Γ_3^- , Γ_4^- ; $\alpha=1, 2$ — номер подрешетки АФ. Хотя (1) абсолютно точно в кубическом поле, им можно пользоваться, если искажение октаэдра рассматривается как малое возмущение [4].

В условиях несовпадения осей квантования орбитального момента ионов различных подрешеток АФ хотя бы одна из следующих функций:

$$\eta_{\alpha\beta} = a_2^{(1)} a_{\beta}^{(1)} - a_2^{(1)} a_{\beta}^{(2)} \quad (\alpha, \beta = 2, 3, 4) \quad (2)$$

должна отличаться от нуля.

Антисимметричную магнитную поправку к диэлектрической проницаемости, описывающую ЭФ, можно записать в виде

$$\Delta \varepsilon_{ij}^A = -i \sum_{g, e, n, \alpha} \sum_{i, j, k=x, xy} \frac{2\omega_{ge}^{(0)} \omega_{\rho g}}{[(\omega_{ge}^{(0)})^2 - \omega^2]^2} [e_{kjl} (P_i^{\text{на}})_{ge} (P_l^{\text{на}})_{eg} + e_{kij} (P_j^{\text{на}})_e (P_l^{\text{на}})_{ej}], \quad (3)$$

где $\omega_{ge} = \langle \Psi_g | \mathcal{H}_0 | \Psi_e \rangle - \langle \Psi_e | \mathcal{H}_0 | \Psi_g \rangle$; \mathcal{H}_0 — электронный гамильтониан магнитных ионов и лигандов, включающий обменное взаимодействие; ρ_g — матрица плотности невозмущенной системы; $P_i^{\text{на}} = e r_i^{\text{на}}$ — оператор электродипольного перехода; e_{kjl} — полностью антисимметричный единичный вектор; n — вектор кристаллической ячейки.

Обратимся к конкретной геометрии ЭФ в ортоферритах, рассмотренной в работе [5]. Намагниченность слабого ферромагнетизма m параллельна поверхности образца и перпендикулярна плоскости падения света ($m \perp k$, k — волновой вектор). Угол падения света φ в пределах $60-70^\circ$. В фазе $G_x F_x$ геометрия эксперимента представлена на рисунке. Оси системы координат $x y z$ совпадают с осями поворота второго порядка кристаллов РЗОФ.

Отличный от нуля компонент антисимметричного тензора $\Delta \varepsilon_{ij}^A$ в системе координат $x' y' z'$ имеет вид

$$\Delta \varepsilon_{x'x'} = i (\alpha_1 G_x + \beta_1 F_x), \quad (4)$$

где

$$\beta_1 = \sum_{g, e} \frac{2\omega_{ge}^{(0)} \omega_{\rho g} e_{x'y'z'} a_1^2}{[(\omega_{ge}^{(0)})^2 - \omega^2]^2} (\Pi_{41}^x \sin \varphi_{z34} + \Pi_{31}^y x_{32} \cos \varphi) \Pi_{13}^z, \quad (5)$$

$$\alpha_1 = \sum_{g, e} \frac{2\omega_{ge}^{(0)} \omega_{\rho g} e_{x'y'z'} a_1^2}{[(\omega_{ge}^{(0)})^2 - \omega^2]^2} \left\{ \cos \varphi \left[(\Pi_{14}^x)^2 \eta_{44} - (\Pi_{12}^y)^2 \eta_{22} \right] \frac{1}{2} \sin 2\varphi + \Pi_{14}^y \Pi_{41}^x \eta_{24} \cos 2\varphi \right\} - \sin \varphi \left[(\Pi_{14}^x)^2 \eta_{44} \cos^2 \varphi + (\Pi_{12}^y)^2 \sin^2 \varphi \eta_{22} - \frac{1}{2} \sin 2\varphi \Pi_{12}^y \Pi_{14}^x \eta_{24} - (\Pi_{13}^z)^2 \eta_{33} \right], \quad (6)$$

$$x_{\alpha\beta} = a_\alpha^{(1)} a_\beta^{(1)} + a_\alpha^{(2)} a_\beta^{(2)}, \quad \Pi_{\alpha\beta}^i \equiv \langle \Gamma_\alpha | P_i^{\text{на}} | \Gamma_\beta \rangle \quad (\alpha, \beta = 2, 3, 4; i = x, y, z),$$

$\eta_{\alpha\beta}$ определяется выражением (2).

Антисимметричная магнитная поправка к диэлектрической проницаемости в РЗОФ после спин-переориентационного перехода $G_x F_x \rightarrow G_z F_z$ имеет вид

$$\Delta \varepsilon^A = i (\alpha_2 G_z + \beta_2 F_z), \quad (7)$$

где α_2 получится из β_1 (5) заменой x_{ij} на η_{ij} , а β_2 — из α_1 (6) заменой η_{ij} на x_{ij} .

Выражения для $\Delta \varepsilon_{ij}^A$ (6)–(7) находятся в полном соответствии с результатами, полученными на основе симметричного подхода [6]. Основной вклад в магнитооптический эффект дают члены, пропорциональные вектору антиферромагнетизма G ; он определяет полевую зависимость ЭФ.¹ Анизотропия ЭФ — изменение его абсолютной величины после прохождения спин-переориентационных переходов — связана с изменением коэффициентов α_i , β_i ($i=1, 2$).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Писарев Р. В. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. № 4. С. 1421–1427.
- [2] Криничик Г. С., Зубов В. Е. // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 20. № 5. С. 307–312.
- [3] Kahn F. J., Pershan P. S., Remeika J. P. // Phys. Rev. 1969. V. 186. P. 891–918.
- [4] Örik U., Pryce M. H. L. // Proc. Roy. Soc. 1957. V. 238. P. 425–447.
- [5] Балькина Е. А., Ганьшина Е. А., Криничик Г. С. // ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 5 (II). С. 1879–1887.

¹ Аналогичный член получен в [7], где предложен новый механизм магнитооптических эффектов, основанный на обменно-релятивистском взаимодействии в возбужденных состояниях. Однако этот член для ортоферритов по крайней мере на порядок меньше антиферромагнитного вклада в (6), (7).

[6] Кричевцов Б. Б., Писарев Р. В., Рувинштейн М. М. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 7. С. 2128—2133.

[7] Москвин А. С., Зенкова А. В. // Природа магнитооптических эффектов в ферритах. ВИНТИ. Свердловск, 1986.

Грузинский политехнический институт им. В. И. Ленина
Тбилиси

Поступило в Редакцию
26 июля 1988 г.
В окончательной редакции
18 января 1989 г.

УДК 621.315.592.3

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

СИЛА ОСЦИЛЛЯТОРА ЭКСИТОННОГО РЕЗОНАНСА В ЛЕГИРОВАННОМ СУЛЬФИДЕ КАДМИЯ

С. В. Богданов

Экранирование кулоновского взаимодействия примесными электронами в CdS : Cl приводит к трансформации связанного состояния электрона и дырки — свободного экситона, — что экспериментально проявляется как уширение и ослабление экситонных особенностей в спектре отражения с ростом концентрации N легирующей примеси [1-3]. Экспериментально наблюдаемую трансформацию спектров можно описать уменьше-

Параметры, полученные моделированием
экспериментальных спектров CdS : Cl

$N_D - N_A,$ см^{-3}	$\Delta_{LT},$ мэВ	$4\pi\alpha_0$	α	
			экспер.	расчет
10^{16}	2.0	0.013	1.00	0.99
$3 \cdot 10^{17}$	2.05	0.0134	0.78	0.69
$5 \cdot 10^{17}$	2.0	0.013	0.70	0.54
10^{18}	1.95	0.0127	0.40	0.29

нием силы осциллятора экситонного резонанса $4\pi\alpha_0$ с одновременным увеличением константы затухания Γ в комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\hbar\omega)$ [2, 4]

$$\varepsilon(\hbar\omega) = \varepsilon_b + \frac{i^2 4\pi\alpha_0 E_T^2}{E_T^2 - (\hbar\omega)^2 - i\hbar\omega\Gamma}, \quad (1)$$

где E_T — энергия поперечного экситона, $\hbar\omega$ — энергия фотона, ε_b — фоновая диэлектрическая проницаемость. Однако вызывает сомнение правомерность применения понятия экситонной поляризуемости и формулы (1) при концентрации примеси выше критической для перехода диэлектрик—металл $N_c = 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [5]. В то же время возможно иное объяснение трансформации спектров отражения в предположении, что сила осциллятора остается неизменной вплоть до металлизации: из-за хаотического распределения примеси в кристалле образуются диэлектрические и металлизированные области и вклад в экситонную структуру обусловлен диэлектрической фазой, а металлическая фаза ответственна за фоновое отражение. Нами проведено экспериментальное определение силы осциллятора и показано, что островковая модель позволяет непротиворечиво описать спектры отражения и пропускания CdS : Cl.