

УДК 539.21;537.632

ПОВЕРХНОСТНЫЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В РОМБИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

А. К. Звездин

Используя аппарат неприводимых представлений пространственных групп кристаллов, получены формулы, определяющие поверхностный электродипольный момент на второй гармонике, индуцированный падающей электромагнитной волной. Поверхностный дипольный момент содержит T -нечетную составляющую, т.е. изменяющую свой знак при обращении времени. Ее вклад определяет эффекты Керра на второй гармонике и может быть использован для визуализации спиновой структуры поверхности и границ раздела. Показано, что нелинейный эффект Керра позволяет регистрировать антиферромагнитные домены в нулевом внешнем магнитном поле.

Нелинейные магнитооптические эффекты привлекают к себе большое внимание [1 – 14]. Особенно интересны открытые недавно поверхностные нелинейные эффекты Керра, так как они позволяют непосредственно зондировать распределение спиновой плотности на поверхности и границах раздела в режиме реального времени с временным разрешением вплоть до фемтосекундного диапазона. Поверхностным эффектам Керра посвящено значительное число экспериментальных и теоретических работ [15 – 30]. При этом основные формулы для нелинейных эффектов Керра получены в предположении, что оптические свойства граничащих сред являются изотропными, а гиротропия описывается при помощи одного магнитооптического параметра Q [31]. Это стандартное в магнитооптике предположение [30] является неплохим приближением для металлических ферромагнетиков (Fe , Co , Ni и их сплавы), но, очевидно, является недостаточным для

сильно анизотропных материалов, особенно со сложной магнитной структурой. С этой точки зрения весьма интересны антиферромагнитные кристаллы, магнитная структура и физические свойства которых весьма чувствительны к кристаллографической симметрии. В работах [3, 4] рассмотрены объемные нелинейные магнитооптические эффекты в ромбических антиферромагнетиках. В них были, в частности, предсказаны эффекты генерации второй оптической гармоники в кристаллах, пространственная группа которых содержит операцию пространственной инверсии, но магнитная структура является нечетной относительно инверсии пространства. Что касается поверхностных нелинейных эффектов Керра в антиферромагнетиках, то нам известна только одна работа [32], посвященная NiO .

Чтобы проиллюстрировать роль кристаллической симметрии, в настоящей работе рассмотрены нелинейные эффекты Керра в антиферромагнетиках ромбической симметрии.

При рассмотрении поверхностных нелинейных магнитооптических эффектов, очевидно, принципиальный интерес представляют такие магнитные материалы, в которых отсутствуют объемные эффекты генерации второй гармоники, т.е. материалы, кристаллографическая и магнитная структура которых обладают центром инверсии. Соответствующие антиферромагнетики по терминологии Турова [33] называются четными или центрально симметричными. Среди известных ромбических антиферромагнетиков к таковым относятся ортоферриты ($YFeO_3$) и ортохромиты ($YCrO_3$), класс симметрии и пространственная группа которых есть, соответственно, mmm и D_{2h}^{16} [34, 35]. К этой же группе материалов можно отнести и редкоземельные ортоферриты и ортохромиты ($RFeO_3$, $RCrO_3$), но только при достаточно высоких температурах ($T > 1 - 4 K$), когда редкоземельная подсистема в них является неупорядоченной (парамагнитной).

Так же как и в [29 - 31], определим поверхностную поляризацию на второй гармонике P^s следующим образом:

$$P_i^s = P_{1i}^s + P_{2i}^s,$$

$$P_{1i}^s = a_{iklm} E_k E_l N_m, \quad (1)$$

$$P_{2i}^s = ib_{iklmn} E_k E_l N_m G_n + ic_{iklmn} E_k E_l N_m B_m + id_{iklmn} E_k E_l N_m F_n,$$

где E_k - компоненты электромагнитного поля на основной гармонике; B_m - компоненты внешнего магнитного поля. Антиферромагнитный вектор \mathbf{G} и магнитный момент \mathbf{F} описывают магнитную структуру; они безразмерны, как обычно $G^2 + F^2 = 1$ и $|F| \ll 1$. Единичный вектор \mathbf{N} направлен по нормали к поверхности. С этим вектором связан

некий малый параметр [31] $\zeta = E_0/E_a \ll 1$, где E_0 и E_a – напряженности "встроенного" поверхностного и внутриатомного полей ($E_a \sim 10^8 - 10^9$ В/см). Предполагается, что "встроенное поле" существует в тонком приповерхностном слое, толщина которого нормально больше постоянной решетки, что позволяет использовать для описания приповерхностной магнитной структуры "обычные" (объемные) параметры порядка \mathbf{G} и \mathbf{F} . С другой стороны, толщина этого слоя много меньше длины волны света, что позволяет описывать пространственное распределение (по толщине) индуцированного дипольного слоя при помощи δ -функции.

Т а б л и ц а 1

Трансформационные свойства векторных ($\mathbf{G}, \mathbf{F}, \mathbf{P}, \mathbf{E}, \mathbf{N}$) и тензорных ($E_i E_j, E_i E_j N_k, E_i E_j N_k G_l$) величин в группе D_{2h}^{16} (для компактности здесь предположим, что $\mathbf{N} = [001]$)

Γ_1		G_y	$E_x^2 E_y^2 E_z^2$		
Γ_2	F_x	G_z	$E_y E_z$		
Γ_3	F_y		$E_x E_z$		
Γ_4	F_z	G_x	$E_x E_y$		
Γ_5				$E_x E_y N_z$	$E_x E_y N_z G_y, E_x E_z N_z G_z, E_x^2 N_z G_x$
Γ_6	P_x	E_x	N_x	$E_z E_x N_z$	$E_z E_x N_z G_y, E_y E_z N_z G_x$
Γ_7	P_y	E_y	N_y	$E_y E_z N_z$	$E_y E_z N_z G_y, E_z E_x N_z G_x, E_x^2 N_z G_z$
Γ_8	P_z	E_z	N_z	$N_z E_x^2, E_y^2 N_z, E_z^2 N_z$	$E_x^2 N_z G_y, E_y E_z N_z G_z$

Для определения структуры полярного тензора 4-ранга a_{iklm} и аксиальных тензоров 5-го ранга b_{iklmn} и т.д. в (1) используем технику неприводимых представлений применительно к пространственной группе D_{2h}^{16} . Таблица неприводимых представлений и разложение соответствующих тензорных компонент (табл. 1) может быть получена при помощи таблицы умножения представлений этой группы. (Подробнее см. в [34, 35].) Согласно известному свойству неприводимых представлений, величины, относящиеся к одному и тому же представлению Γ_i , преобразуются одинаково при всех преобразованиях группы, а потому пропорциональны друг другу. Это свойство непосредственно определяет структуру тензоров в (1). Мы не будем приводить весьма громоздкие общие формулы, которые легко получить из табл. 1. Ограничимся рассмотрением наиболее интересных частных случаев.

Пусть $\mathbf{N} = [001]$, тогда

$$\begin{aligned}
 P_{1x} &= a_1 E_x E_z, \\
 P_{1y}^s &= a_2 E_y E_z, \\
 P_{1z}^s &= a_3 E_x^2 + a_4 E_y^2 + a_5 E_z^2, \\
 P_{2x}^s &= b_{13} E_x E_y G_z + b_{11} E_y E_z G_x + b_{12} E_x E_z G_y; \\
 P_{2y}^s &= b_{21} E_x E_z G_x + b_{22} E_y E_z G_y + (b'_{23} E_x^2 + b''_{23} E_y^2 + b'''_{23} E_z^2) G_z, \\
 P_{3z}^s &= b_{31} E_x E_y G_x + (b'_{32} E_x^2 + b''_{32} E_y^2 + b'''_{32} E_z^2) G_y + b_{33} E_y E_z G_z.
 \end{aligned} \tag{2}$$

Вклады от F и B здесь опущены.

Рассмотрим отражение s -поляризованной волны ($E_z = 0$). В этом случае

$$\begin{aligned}
 P_{1x}^s &= 0, \\
 P_{1y}^s &= 0, \\
 P_{1z}^s &= a_3 E_x^2 + a_4 E_y^2, \\
 P_{2x}^s &= b_{13} E_x E_y G_z, \\
 P_{2z}^s &= b_{31} E_x E_y G_x + (b'_{32} E_x^2 + b''_{32} E_y^2) G_y.
 \end{aligned} \tag{3}$$

В иттриевом ортоферрите реализуется структура $\mathbf{G} \approx (\pm 1, 0, 0)$, поэтому в нем $P_{2x}^s = P_{2y}^s = 0$, $P_{2z}^s = b_{31} E_x E_y G_x$. Таким образом, магнитооптический (Т-нечетный) эффект определяется знаком вектора \mathbf{G} и имеет характерную зависимость от ориентации электромагнитного поля на основной гармонике.

Для p -поляризованной падающей волны основные уравнения имеют вид (для упрощения формул здесь полагается $E_y = 0$)

$$\begin{aligned}
 P_{1x}^s &= a_1 E_x E_z, \\
 P_{1x}^s &= 0, \\
 P_{1z}^s &= a_3 E_x^2 + a_5 E_z^2, \\
 P_{2x}^s &= b_{12} E_x E_z G_y, \\
 P_{2y}^s &= b_{21} E_x E_z G_x + (b'_{23} E_x^2 + b'''_{23} E_z^2) G_z, \\
 P_{2z}^s &= (b'_{32} E_x^2 + b'''_{32} E_z^2) G_y.
 \end{aligned} \tag{4}$$

В $YFeO_3$ $G_y = G_z = 0$, поэтому реализуется только одна компонента T -нечетного вектора поляризации $P_{2y}^s = b_{21}E_xE_zG_x$.

В диспрозиевом ортоферрите при температуре ниже температуры Морина ($T_M \approx 40 K$) реализуется чисто антиферромагнитная структура: $\mathbf{G} = (0, 1, 0)$, для которой намагниченность строго равняется 0. Интересно рассмотреть вопрос о проявлении T -нечетных эффектов в этом случае. Согласно (2), имеем

$$\begin{aligned} P_{2x}^s &= b_{12}E_xE_zG_y, \\ P_{2y}^s &= b_{22}E_yE_zG_y, \end{aligned} \quad (5)$$

$$P_{2z}^s = (b'_{32}E_x^2 + b''_{32}E_y^2 + b'''_{32}E_z^2)G_y.$$

Из (5) следует принципиальная возможность регистрировать антиферромагнитные домены в нулевом магнитном поле при помощи эффекта генерации второй оптической гармоники. Это новый эффект; напомним, что для регистрации антиферромагнитных доменов в антиферромагнитной фазе при помощи линейной магнитооптики, наличие внешнего поля \mathbf{B} является принципиальным фактором [36]. При $B = 0$ контраст доменов с $G_y = \pm 1$, получаемый при помощи линейной магнитооптики, обращается в 0. Именно таким образом были обнаружены антиферромагнитные домены в $DyFeO_3$ при $T < T_M$ и в CoF_2 [37].

Таким образом, в работе получены формулы, определяющие поверхностный электрический дипольный момент на второй гармонике, индуцированный падающей электромагнитной волной s и p поляризаций. Поверхностный дипольный момент состоит из двух вкладов: T -четный (нечетный), не зависящий (зависящий) от распределения спинов на поверхности. T -нечетный вклад определяет эффекты Керра на второй гармонике и может быть использован для зондирования спиновой структуры поверхности и границ раздела. Показано, что нелинейный эффект Керра позволяет регистрировать антиферромагнитные домены в нулевом магнитном поле.

Работа поддержана РФФИ (проект N 99-02-17830), ИНТАС (97-705), ФЦП "Интеграция" (К-0573).

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Pershan P. S. Phys. Rev., **130**, 919 (1963).
- [2] Kielich S. and Zavodny R. Opt. Acta, **20**, 867 (1973).

- [3] Ахмедиев Н. Н., Звездин А. К. Письма в ЖЭТФ, **38**, 167 (1983).
- [4] Ахмедиев Н. Н., Борисов С. Б., Звездин А. К., и др. ФТТ, **27**, 1075 (1985).
- [5] Агальцов А. М., Горелик В. С., Звездин А. К., и др. Труды ФИАН, **5**, 37 (1989).
- [6] Гиргель С. С., Демидова Т. В. Опт. и спектр., **62**, 63 (1987).
- [7] Graham E. B. and Raab R. E. Phil. Mag. **B**, **66**, 269 (1992).
- [8] Hübner W. and Bennemann K. H. Phys. Rev., **B40**, 5973 (1989).
- [9] Fiebig M., Frönlich, Krichevstov B. B. and Pisarev R. V. Phys. Rev. Lett., **73**, 2127 (1994).
- [10] Акципетров О. А., Брагинская О. В., Есиков Д. А. Квантовая электроника, **20**, 259 (1990).
- [11] Pisarev R. V., Krichevstov B. B., Gridnev V. N., et al. J. Phys. C, **5**, 8621 (1993).
- [12] Petrocelli G., Martelucci S., and Richetta M. Appl. Phys. Lett., **71**, 1931 (1993).
- [13] Pavlov V. V., Pisarev R. V., Kirilyuk A., and Pasing Th. Phys. Rev. Lett., **78**, 2004 (1997).
- [14] Reif J., Rau C., and Matthias E. Phys. Rev. Lett., **71**, 1931 (1993).
- [15] Ru-Pin Pan, Wei H. D., and Shen Y. R. Phys. Rev., **B39**, 1229 (1989).
- [16] Reif J., Zink J. C., Schneider C. M., and Kirschner J. Phys. Rev. Lett., **67**, 2878 (1991).
- [17] Spierings G., Koutsos V., Wierenga H. A., et al. Surf. Sci., **287**, 747 (1993).
- [18] Pustogowa U., Hübner W., and Bennemann K. H. Phys. Rev., **B49**, 10031 (1994).
- [19] Wierenga H. A., De Jong W., Prins M. W. J., et al. Phys. Rev. Lett., **74**, 1462 (1995).
- [20] Koopmans B., Groot Koerkamp M., Rasing Th., and Van den Berg H. Phys. Rev. Lett., **74**, 3692 (1995).
- [21] Vollmer R., Kirilyuk A., Schwabe H., et al. J. Magn. Magn. Mater., **148**, 295 (1995).
- [22] Spierings G., Koutsos V., Wierenga H. A., et al. J. Magn. Magn. Mater., **121**, 109 (1993).

- [23] Wierenga H. A., Prins M. W. J., and Rasing Th. *Physica*, **B204**, 281 (1995).
- [24] Crawford T. M., Rogers C. T., Silva T. J., and Kim Y. K. *J. Appl. Phys.*, **81**, 4354 (1997).
- [25] Crawford T. M., Rogers C. T., Silva T. J., and Kim Y. K. *IEEE Trans. Magn.*, **38**, 3598 (1997).
- [26] Wierenga H. A., De Jong W., Prins M. W. J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1462 (1995).
- [27] Luce T. A., Hübner W., and Bennemann K. H. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 2810 (1996).
- [28] Kirilyuk A., Rasing Th., Megy R., and Beauvillain P. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4608 (1996).
- [29] Zvezdin A. K. *Physica*, **A241**, 444 (1997).
- [30] Zvezdin A. K. and Kotov V. A. *Modern Magneto-Optics and Magneto-Optical Materials*, IOP Publishing, UK, 1997.
- [31] Звездин А. К., Кубраков Н. Ф. *ЖЭТФ*, **116**, 141 (1999).
- [32] Hübner W. et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1997.
- [33] Туров Е. А. *Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков*, УРО АН СССР, Свердловск, 1990.
- [34] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. *Ориентационные переходы в редкоземельных материалах*, М., Наука, 1979.
- [35] Звездин А. К., Матвеев В. М., Мухин А. А., Попов А. И. *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах*, М., Наука, 1985.
- [36] Звездин А. К., Котов В. А. *Труды МФТИ*, 201 (1976).
- [37] Харченко Н. Ф., Белый Л. И. *Изв. АН СССР, сер. физич.*, **44**, 1451 (1980).
- [38] Белотелов В. А., Пятаков А. П., Еремин С. А., и др. *ФТТ* (в печати).