

Доменная невзаимность электромагнитных волн в центросимметричном TbMnO₃

И.Е. Чупис

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: chupis@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 26 июня 2012 г., после переработки 12 сентября 2012 г.

Рассмотрен поляритонный спектр в центросимметричном TbMnO₃ при низких температурах в со-
размерном антиферромагнитном состоянии после спин-флоп перехода в магнитном поле. Показано, что
наблюдаемая в этом состоянии линейная зависимость электрической поляризации P от магнитного поля
 H обусловлена упорядочением спинов ионов тербия. Магнитоэлектрическая энергия PGH (G — анти-
ферромагнитный вектор тербия) индуцирует в центросимметричном TbMnO₃ без линейного магнито-
электрического эффекта невзаимный спектр ТМ и ТЕ поляритонов. В антиферромагнитных 180-
градусных тербиевых доменах оказываются различными скорости электромагнитных волн, а направле-
ния прецессии электрического поля и поворота плоскости поляризации имеют противоположные знаки.
Оценки этих эффектов дают величину порядка 10^{-3} .

Розглянуто поляритонний спектр у центросиметричному TbMnO₃ при низьких температурах у роз-
мірному антиферомагнітному стані після спин-флоп переходу у магнітному полі. Доведено, що спосте-
режена у цьому стані лінійна залежність електричної поляризації P від магнітного поля H зумовлена
упорядкуванням спінів іонів тербію. Магнітоелектрична енергія PGH (G — антиферомагнітний вектор
тербію) індукує у центросиметричному TbMnO₃, що не має лінійного магнітоелектричного ефекту, не-
взаємний спектр ТМ та ТЕ поляритонів. У антиферомагнітних 180-градусних тербієвих доменах виникає
різниця у швидкості електромагнітних хвиль, а напрямки прецесії електричного поля та повороту пло-
щини поляризації мають протилежні знаки. Оцінки цих ефектів дають величину порядку 10^{-3} .

PACS: 78.20.Ls Магнитооптические явления.

Ключевые слова: антиферромагнитные домены, магнитоэлектрические взаимодействия, невзаимность,
коэффициент преломления, электромагнитная волна, магнитное поле.

Введение

Известно, что свойства электромагнитной волны существенно зависят от среды, в которой она распро-
страняется. Поскольку в электромагнитной волне присутствуют и электрическое, и магнитное поля, то она
наиболее активно взаимодействует со средами, имеющими собственные (спонтанные) электрическое и (или)
магнитное поля, т.е. с сегнетоэлектриками, магнетиками, сегнетомагнетиками. Взаимодействие электри-
ческой и магнитной подсистем, называемое магнито-
электрическим (МЭ), в нецентросимметричных анти-
ферромагнетиках разрешает линейную связь между
статической электрической поляризацией \mathbf{P} и внешним
постоянным магнитным полем \mathbf{H} , $P_i = \alpha_{ik} H_k$ [1–3].

Такие вещества с линейным МЭ эффектом (ЛМЭЭ) называют магнитоэлектриками, в некоторых из них
наблюдалась значительная величина МЭ восприимчи-
вости $\alpha \approx 10^{-2}$. Изучение проявления МЭ взаимодей-
ствий в оптических явлениях не требует приложения
внешних статических электрического и магнитного
полей. В 60–70-х годах прошлого столетия оптические
свойства магнетиков, магнитоэлектриков и сегнето-
магнетиков активно исследовались экспериментально
и теоретически. Были предсказаны новые эффекты,
среди которых наиболее интересными являются невза-
имные явления: гиротропное двупреломление и невза-
имное отражение света в магнитоэлектриках. Так,
ожидалось различие в скоростях света при инверсии
направления его распространения и смещение главных

оптических осей относительно кристаллографических направлений. Эти новые эффекты имели МЭ происхождение. Результаты предпринятых измерений в $GdVO_4$ [4] значительно отличались от теоретических расчетов. И только недавно удалось обнаружить предсказанные невязимные оптические эффекты [5–7]. Эксперимент в нецентросимметричном антиферромагнетике Cr_2O_3 показал, что величины обоих упомянутых выше эффектов линейно зависят от МЭ восприимчивости α . Оба эффекта меняют знак при изменении направления вектора антиферромагнетизма \mathbf{L} на противоположное. В результате углы вращения θ плоскости поляризации падающего линейно поляризованного света после прохождения антиферромагнитных (АФ) доменов L^+ и L^- оказываются различными. Величина разности углов вращения в доменах в Cr_2O_3 $\Delta\theta = \theta^+ - \theta^- = 8' \approx 2,3 \cdot 10^{-3}$ рад.

Не так давно в орторомбическом АФ $TbMnO_3$ был открыт колоссальный нелинейный МЭ эффект [8], а также линейная зависимость электрической поляризации P_x от магнитного поля H_y после спин-флоп перехода [9]. Однако этот кристалл не является магнитоэлектриком: он центросимметричный и линейная зависимость $P \sim H$ в нем возникает лишь в достаточно сильном магнитном поле. Представляется интересным исследовать влияние указанной линейной МЭ зависимости на электромагнитные волны в такой среде. Электромагнитные волны в среде принято называть поляритонами. $TbMnO_3$ — центросимметричный кристалл (группа симметрии D_{2h}^{16}) без ЛМЭЭ. Ниже температуры Нееля $T_N \approx 42$ К спины ионов марганца образуют модулированную коллинеарную A_y структуру вдоль оси Y с вектором модуляции $k_y \approx 0,295b^*$ (b^* — вектор обратной решетки). Ниже температуры $T_c \approx 28$ К появляется еще одна компонента АФ вектора вдоль оси Z и электрическая поляризация вдоль той же оси [8,10]. Спины ионов тербия упорядочиваются при более низких температурах $T < T' \approx 7$ К, образуя несоизмерную фазу с $k'_y \approx 0,42b^*$. Кристаллическая решетка $TbMnO_3$ имеет центр инверсии, однако ионы марганца (их 4) занимают в ней центросимметричные позиции, а 4 иона тербия — нецентросимметричные. Последнее обстоятельство разрешает присутствие в термодинамическом потенциале слагаемых с первой степенью электрической поляризации и АФ вектора спинов тербия \mathbf{g} вида [11]

$$P_i g_k M_l, P_i g_k A_l,$$

$$\mathbf{A} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4, \mathbf{g} = \mathbf{M}_5 - \mathbf{M}_6 - \mathbf{M}_7 + \mathbf{M}_8, \quad (1)$$

где \mathbf{A}, \mathbf{g} — АФ векторы соответственно марганцевых (1–4) и тербиевых (5–8) магнитных моментов в позициях $4b$ и $4c$ [12]. Число спинов в манганите тербия соответствуют шесть АФ векторов: три марганцевых ($\mathbf{A}, \mathbf{G}, \mathbf{C}$) и три тербиевых ($\mathbf{a}, \mathbf{g}, \mathbf{c}$). Нейтронографические ис-

следования [13] показали, что значительно больше интенсивность пиков, соответствующих \mathbf{A} - и \mathbf{g} -фазам, которые в дальнейшем и рассматриваются.

В модулированных состояниях инварианты (1) не приводят к отличной от нуля средней поляризации. Но в сильном магнитном поле $H_y > 4,5$ Тл при температурах $T < T' \approx 7$ К спин-флоп сопровождается переходом в соразмерную АФ фазу, в которой электрическая поляризация P_x линейно зависит от магнитного поля H_y [9]. При этом линейную зависимость $P_x(H_y)$ индуцирует только первое слагаемое в (1), т.е. спины тербия. Спины марганцевой подсистемы (второе слагаемое в (1) с АФ вектором \mathbf{A}) индуцируют независимую от магнитного поля электрическую поляризацию под воздействием упорядоченных спинов тербия. Вклад спинов марганца в рассмотренные эффекты невязимности при распространении света в АФ доменах тербия оказывается незначительным (см. далее).

Анализ влияния МЭ взаимодействия $P_i g_k M_l$ на поляритоны в низкотемпературной соразмерной фазе ($T < T'$) в $TbMnO_3$ в магнитном поле $H_y > 4,5$ Тл показал возможность эффектов оптической невязимности в 180-градусных АФ тербиевых доменах: различие в них скоростей поляритонов, противоположные направления прецессии электрического поля и поворота плоскости поляризации. Эти эффекты доменной невязимности возникают в первом приближении по МЭ взаимодействию и имеют порядок величины 10^{-3} .

Тензор обобщенной восприимчивости

В МЭ средах электрический (магнитный) момент индуцируется как электрическим (магнитным), так и магнитным (электрическим) полем. Поэтому наряду с тензорами диэлектрической X_{ik}^e и магнитной X_{ik}^m восприимчивостей вводится тензор МЭ восприимчивости $X_{ik}^{em} = \partial P_i / \partial H_k, X_{ki}^{me} = \partial M_k / \partial E_i$, который в отсутствие затухания эрмитов, т.е. $X_{ik}^{em} = (X_{ki}^{me})^*$. Отклик моментов \mathbf{P}, \mathbf{M} на электрическое \mathbf{e} и магнитное \mathbf{h} поля в волне описывается тензором обобщенной восприимчивости

$$\hat{X} = \begin{pmatrix} X_{ik}^e & X_{ik}^{em} \\ X_{ik}^{me} & X_{ik}^m \end{pmatrix}, \quad \begin{aligned} P_i &= X_{ik}^e e_k + X_{ik}^{em} h_k, \\ M_i &= X_{ik}^m h_k + X_{ik}^{me} e_k. \end{aligned} \quad (2)$$

Рассмотрим возбуждения электромагнитной волной спинов тербия. В отсутствие постоянного магнитного поля спины лежат в плоскости (X, Y) [14]. В магнитном поле $H_0 \parallel Y$ порядка 1–2 Тл происходит фазовый переход первого рода [8,10], и спины тербия предположительно ориентируются вдоль оси X . В поле $H_y > 4,5$ Тл соразмерная фаза состоит из АФ доменов.

Пары магнитных моментов тербия (5, 8) и (6, 7) лежат в параллельных плоскостях (X, Y) . Взаимодействие

внутри пар — ферромагнитное, а между плоскостями — антиферромагнитное. Считая магнитную анизотропию слабой, можно в обменном приближении положить $M_5 = M_8, M_6 = M_7$ (т.е. $\mathbf{a} = \mathbf{c} = 0$) и использовать двухподрешеточную модель [12], полагая

$$\mathbf{M}_5 + \mathbf{M}_8 = \bar{\mathbf{M}}_1, \mathbf{M}_6 + \mathbf{M}_7 = \bar{\mathbf{M}}_2, \mathbf{G} = \bar{\mathbf{M}}_1 - \bar{\mathbf{M}}_2, \mathbf{M} = \bar{\mathbf{M}}_1 + \bar{\mathbf{M}}_2. \quad (3)$$

Используя таблицу неприводимых представлений группы $Pbnm$ [12], свободную энергию одного домена тербиевой подсистемы двухосного кристалла запишем в виде

$$F = \frac{1}{2} (A_0 \mathbf{G}^2 + B_0 \mathbf{M}^2) + \frac{1}{4} CG^4 + \frac{1}{2} (\beta_1 G_y^2 + \beta_2 G_z^2 + \delta_1 M_x^2 + \delta_2 M_z^2) - \mathbf{M}\mathbf{H} + \frac{1}{2} (b_1 P_x^2 + b_2 P_y^2 + b_3 P_z^2) - \mathbf{P}\mathbf{e} + v_1 M_x G_y P_x + v_2 M_x G_x P_y + v_3 M_y G_x P_x + v_4 M_y G_y P_y + v_5 M_y G_z P_z + v_6 M_z G_z P_y + v_7 M_z G_y P_z. \quad (4)$$

Здесь первые три слагаемых описывают однородное обменное взаимодействие. Так как взаимодействие спиновых возбуждений с электромагнитной волной происходит в области малых волновых векторов, то неоднородный обмен (т.е. собственная дисперсия спиновых волн) не учитывается. Далее в (4) стоят энергии магнитной анизотропии и взаимодействия спинов с магнитным полем $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$ (\mathbf{h}, \mathbf{e} — магнитное и электрическое поля в электромагнитной волне). Слагаемые третьего порядка по моментам являются энергией МЭ взаимодействия, которое предполагается слабым. Основное состояние системы в магнитном поле $\mathbf{H}_0 \parallel Y$, большем поля спин-флопа $H_{sf} \approx 4,5$ Тл, таково:

$$\begin{aligned} \mathbf{G}_0 \parallel \mathbf{P}_0 \parallel X, \mathbf{M}_0 \parallel Y, \\ G_{x0}^2 = G_0^2 \cong -A_0/C, A_0 < 0, M_{y0} = m_0 = H_0(B - v_3^2 G_0^2 B^{-1})^{-1}, \\ B = B_0 - A_0 > 0, B_0 > 0, P_{x0} = P_0 = -v_3 m_0 G_0 b_1^{-1}. \end{aligned} \quad (5)$$

Используем равномодульную модель, т.е. полагаем $\mathbf{M}\mathbf{G} = 0, \mathbf{M}^2 + \mathbf{G}^2 = (4M_0)^2$, где M_0 — магнитный момент редкоземельного иона.

При вычислении восприимчивостей полагаем $\mathbf{G} = \mathbf{G}_0 + \mathbf{g}, \mathbf{M} = \mathbf{m}_0 + \mathbf{m}, \mathbf{P} = \mathbf{P}_0 + \mathbf{p}$. Заметим, что в отличие от обозначения \mathbf{g} в (1) здесь и далее вектор \mathbf{g} обозначает малые возбуждения АФ вектора \mathbf{G} тербия в двухподрешеточной модели (3). Используем уравнения движения Ландау–Лифшица для АФ и уравнение движения для электрической поляризации

$$\dot{\mathbf{m}} = \gamma \left\{ \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}} \right] + \left[\mathbf{G} \times \frac{\partial F}{\partial \mathbf{G}} \right] \right\}, \quad \dot{\mathbf{g}} = \gamma \left\{ \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial F}{\partial \mathbf{G}} \right] + \left[\mathbf{G} \times \frac{\partial F}{\partial \mathbf{M}} \right] \right\}, \quad \ddot{\mathbf{P}} = -f \frac{\partial F}{\partial \mathbf{P}}. \quad (6)$$

Здесь γ — гиромангнитное отношение, f — феноменологическая постоянная порядка квадрата частоты оптических фононов.

В линейном приближении по МЭ взаимодействию с учетом (4) уравнения движения имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{m}_x &= \gamma m_0 (B_2 m_z - h_z), \quad B_2 = B + \delta_2, \quad \beta_{1,2} > 0, \quad B_1 = B + \delta_1, \\ \dot{m}_y &= -\gamma G_0 (v_5 m_0 p_z + \beta_2 g_z), \\ \dot{m}_z &= \gamma [m_x (v_1 G_0 P_0 - B_1 m_0) + g_y (\beta_1 G_0 - v_1 m_0 P_0) + p_y (v_4 - v_2) m_0 G_0 + m_0 h_x], \\ \dot{g}_x &= \gamma m_0 (v_5 m_0 p_z + \beta_2 g_z), \\ \dot{g}_y &= -\gamma G_0 (B_2 m_z - h_z), \\ \dot{g}_z &= \gamma [m_y (B G_0 - v_3 m_0 P_0) + v_3 G_0 P_0 g_x + p_x v_3 (G_0^2 - m_0^2) - G_0 h_y], \\ \ddot{p}_x &= -f [b_1 p_x + v_3 (m_0 g_x + G_0 m_y) - e_x], \\ \ddot{p}_y &= -f (b_2 p_y + v_2 G_0 m_x + v_4 m_0 g_y - e_y), \\ \ddot{p}_z &= -f (b_3 p_z + v_5 m_0 g_z - e_z). \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнения (7) распадаются на ТЕ волны (e_y, h_x, h_z) и ТМ волны (h_y, e_x, e_z).

ТМ поляритоны

Из уравнений (7) видно, что электромагнитные ТМ волны в низкотемпературной соразмерной фазе возбуждают переменные m_y, p_x, p_z и компоненты АФ вектора

тербия g_x, g_z . Полагая все переменные и $\mathbf{e}, \mathbf{h} \sim \exp(-i\alpha t)$, в первом приближении по слабому МЭ взаимодействию в (4) получаем следующие компоненты обобщенного тензора восприимчивости:

$$\begin{aligned}
 X_{xx}^e &= \frac{f}{\omega_1^2 - \omega^2}, \quad X_{zz}^e = \frac{f}{\omega_3^2 - \omega^2}, \quad X_{yy}^m = \frac{\beta_2 \gamma^2 G_0^2}{\omega_a^2 - \omega^2}, \\
 X_{xy}^{em} &= X_{yx}^{me} = -\frac{\beta_2 v_3 G_0 \gamma^2 f (G_0^2 - m_0^2)}{(\omega_a^2 - \omega^2)(\omega_1^2 - \omega^2)} = \frac{\gamma_2}{4\pi}, \\
 X_{yz}^{me} &= -X_{zy}^{em} = \frac{i\gamma v_5 G_0 m_0 f \omega}{(\omega_a^2 - \omega^2)(\omega_3^2 - \omega^2)} = \frac{i\gamma_1}{4\pi}, \\
 \omega_n^2 &= f b_n, \quad n = 1, 2, 3, \quad \omega_a^2 = \beta_2 \gamma^2 G_0^2 B. \quad (8)
 \end{aligned}$$

В формулах (8) ω_a — частота АФ возбуждений, $\omega_a \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ и обычно на порядок меньше оптических частот ω_n .

Решая уравнения Максвелла для плоских волн, распространяющихся в направлении $\mathbf{n} = c\mathbf{k} / \omega$ в плоскости (X, Z) , с помощью выражений (3) и (7) получаем уравнения

$$\begin{aligned}
 (n_z - \gamma_2)e_x - (n_x + i\gamma_1)e_z - \mu h_y &= 0, \\
 \epsilon_1 e_x - (n_z - \gamma_2)h_y &= 0, \\
 \epsilon_3 e_3 + (n_x - i\gamma_1)h_y &= 0.
 \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned}
 \epsilon_1 &= 1 + 4\pi X_{xx}^e = \frac{\Omega_1^2 - \omega^2}{\omega_1^2 - \omega^2}, \quad \Omega_1^2 = \omega_1^2 + 4\pi f, \\
 \epsilon_3 &= 1 + 4\pi X_{zz}^e = \frac{\Omega_3^2 - \omega^2}{\omega_3^2 - \omega^2}, \quad \Omega_3^2 = \omega_3^2 + 4\pi f, \\
 \mu &= 1 + 4\pi X_{yy}^m = \frac{\Omega_a^2 - \omega^2}{\omega_a^2 - \omega^2}, \quad \Omega_a^2 = \omega_a^2 + 4\pi\beta_2\gamma^2 G_0^2.
 \end{aligned} \quad (10)$$

Поляритоны имеют разные свойства в зависимости от направления распространения.

1. Волновой вектор $\mathbf{k} \parallel Z$. Ограничиваясь, как и ранее, первым порядком по МЭ взаимодействию, из уравнений (9) для коэффициента преломления получаем выражение

$$n_z = \frac{ck_z}{\omega} = \gamma_2 \pm \sqrt{\epsilon_1 \mu}, \quad \epsilon_1 \mu > 0, \quad c \text{ — скорость света.} \quad (11)$$

Поскольку $\omega_1 > \omega_a$, то из второго условия (11) следует, что поляритоны существуют в таких частотных областях: $\omega < \omega_a$, $\Omega_a < \omega < \omega_1$, $\omega > \Omega_1$. Присутствие МЭ параметра $\gamma_2(\omega) \sim v_3 G_0$ (см. (8)) делает спектр поляритонов невзаимным: $\omega(k_z) \neq \omega(-k_z)$. В фиксированной частотной области знак γ_2 зависит от знака множителя ($v_3 G_0$), т.е. от знака $G_{x0} = G_0$ в АФ домене. Отметим, что в рассматриваемой ситуации $(G_0^2 - m_0^2) > 0$, так как магнитное поле хотя и больше поля спин-флопа, но меньше обменного поля, $H_0 < G_0 B$.

Пусть $v_3 G_0 > 0$. В частотной области $\omega < \omega_a$ МЭ постоянная $\gamma_2 < 0$. Присутствие γ_2 делает спектр

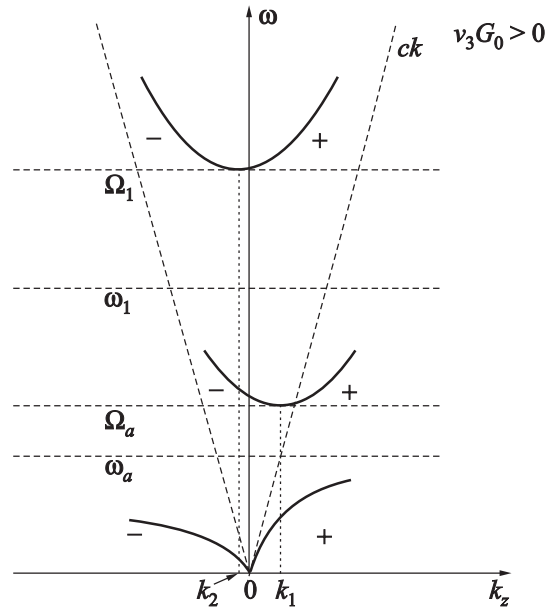


Рис. 1. Схематическое представление спектра ТМ поляритонов с $\mathbf{k} \parallel Z$ при $v_3 G_0 > 0$. Знаки (\pm) обозначают противоположные направления вращения электрического поля в волне.

слегка асимметричным (см. рис. 1). При малых ω величина групповой скорости поляритонов $V = |\partial\omega / \partial k_z|$ для $k_z > 0$ больше, чем для $k_z < 0$, $V_+ > V_-$.

Полагая в формулах (11) $\omega = 0$ и учитывая малость отношения $|\gamma_2 / \sqrt{\epsilon_1 \mu}|$, получаем

$$V_+ - V_- = -\frac{2c\gamma_2}{\epsilon_1 \mu} \quad (12)$$

С изменением знака γ_2 , т.е. в АФ домене, где $G_0 < 0$, наоборот, $V_+ < V_-$. Изменение знака G_0 равносильно замене знака волнового вектора, $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$. Таким образом, поляритоны в 180-градусных АФ доменах распространяются с разной скоростью.

В более высоких частотных зонах $\Omega_a < \omega < \omega_1$, $\omega > \Omega_1$ МЭ взаимодействие приводит к смещению дисперсионных кривых вдоль оси k_z на частотах Ω_a , Ω_1 . Величины смещений k_1 на частоте Ω_a и k_2 на частоте Ω_1 равны

$$k_1 \approx \frac{v_3 G_0 f \Omega_a}{c \omega_1^2}, \quad k_2 \approx -\frac{v_3 G_0 \omega_a^2}{c B \Omega_1} \quad (13)$$

Значение $k_2 \ll k_1$, так как $|k_2/k_1| = \omega_a / \Omega_1 B$, $\omega_a < \Omega_1$ и постоянная обменного взаимодействия $B \gg 1$.

Из уравнений движения (9) следует, что падающая линейно поляризованная волна (k_z, e_x, h_y) в ТбМnO₃ вследствие МЭ взаимодействия становится эллиптически поляризованной, потому что

$$\frac{e_z}{e_x} = \frac{i\gamma_1 \epsilon_1}{(n_z - \gamma_2) \epsilon_3} = \pm \frac{i\gamma_1 \sqrt{\epsilon_1}}{\epsilon_3 \sqrt{\mu}}. \quad (14)$$

Знаки (\pm) соответствуют коэффициентам преломления (11) на дисперсионных кривых рис. 1 и означают противоположные направления вращения электрического поля. Согласно (8) постоянная $\gamma_1 \sim G_0 m_0$, поэтому направление вращения меняет знак как при изменении направления поля \mathbf{H}_0 в данном АФ домене, так и в противоположных АФ доменах в заданном магнитном поле. В точках минимумов (Ω_a, k_1) , (Ω_1, k_2) направление вращения вектора электрического поля меняется на обратное. Заметим, что эллиптическая поляризация (14) возникает только в присутствии постоянного магнитного поля.

2. Волновой вектор $\mathbf{k} \parallel X$. Линейно поляризованная волна (k_x, e_z, h_y) в рассматриваемой МЭ среде имеет взаимный спектр:

$$n_x = \pm \sqrt{\epsilon_3 \mu} . \quad (15)$$

Волна остается линейно поляризованной, но, согласно (9), МЭ взаимодействие индуцирует поворот плоскости поляризации на угол ϑ

$$\frac{e_x}{e_z} = \operatorname{tg} \vartheta = \frac{\gamma_2 \sqrt{\epsilon_3}}{\epsilon_1 \sqrt{\mu}} . \quad (16)$$

Направление поворота плоскости поляризации противоположное в доменах с противоположно направленными АФ векторами, так как постоянная $\gamma_2 \sim G_{0x}$.

ТЕ поляритоны

Из уравнений движения (7) следует, что переменные поля (e_y, h_x, h_z) возбуждают моменты (m_x, m_z, g_y, p_y) в рассматриваемом основном состоянии манганита тербия. В первом порядке по МЭ взаимодействию ТЕ поляритоны характеризуются обобщенной восприимчивостью с компонентами

$$\begin{aligned} X_{yy}^e &= \frac{f}{\omega_2^2 - \omega^2}, \quad X_{zz}^m = \frac{\omega_A^2}{B_2(\omega_A^2 - \omega^2)}, \\ X_{xz}^m &= -X_{zx}^m = \frac{i\gamma\omega m_0}{\omega_A^2 - \omega^2} = \frac{i\Gamma_3}{4\pi}, \\ X_{yx}^{em} &= X_{xy}^{me} = \frac{vG_0\gamma^2 f m_0^2 B_2}{(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)} = \frac{\Gamma_2}{4\pi}, \quad (17) \\ v &= v_4 - v_2, \\ X_{zy}^{me} &= -X_{yz}^{em} = -\frac{i\gamma v G_0 m_0 f \omega}{(\omega_A^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)} = \frac{i\Gamma_1}{4\pi}, \\ \omega_A^2 &= \gamma^2 B_2 (\beta_1 G_0^2 + B_1 m_0^2). \end{aligned}$$

Проведя вычисления, аналогичные предыдущим, получаем следующий закон дисперсии ТЕ поляритонов:

$$\mu_x n_x^2 + \mu_z (n_z + \Gamma_2)^2 + \epsilon_2 \Gamma_3^2 + 2\Gamma_1 \Gamma_3 (n_z + \Gamma_2) - \epsilon_2 \mu_x \mu_z = 0, \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} \epsilon_2 &= \frac{\Omega_2^2 - \omega^2}{\omega_2^2 - \omega^2}, \quad \mu_x = \frac{\Omega_{Ax}^2 - \omega^2}{\omega_A^2 - \omega^2}, \quad \mu_z = \frac{\Omega_{Az}^2 - \omega^2}{\omega_A^2 - \omega^2}, \\ \Omega_2^2 &= \omega_2^2 + 4\pi f, \quad \Omega_{Ax}^2 = \omega_A^2 + 4\pi B_2 \gamma^2 m_0^2, \quad \Omega_{Az}^2 = \frac{B_2 + 4\pi}{B_2} \omega_A^2. \end{aligned} \quad (19)$$

Из уравнения (18) легко видеть, что спектр ТЕ волн, распространяющихся вдоль оси X , взаимен, $\omega(-k_x) = \omega(k_x)$. При распространении же волн вдоль оси Z коэффициент преломления равен

$$\begin{aligned} n_z &= -\Gamma_2 + \mu_z^{-1} [-\Gamma_1 \Gamma_3 \pm \sqrt{\mu_z \epsilon_2 (\mu_x \mu_z - \Gamma_3^2)}] = \\ &= \Gamma \pm \mu_z^{-1} \sqrt{\mu_z \epsilon_2 (\mu_x \mu_z - \Gamma_3^2)}, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\Gamma = -\frac{4\pi v G_0 f (B_2 + 4\pi) \gamma^2 m_0^2}{(\Omega_{Az}^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)}.$$

МЭ постоянные Γ_1, Γ_2 содержат первую степень X -компоненты АФ вектора G_0 , и это делает спектр невязанным. Аналогично (12) оценка при низких частотах разности скоростей поляритонов с противоположным направлением распространения дает величину

$$V_+ - V_- \approx -\frac{2c\Gamma\omega_2^2}{\Omega_2^2}. \quad (21)$$

В отличие от ТМ поляритонов МЭ взаимодействие в ТЕ волнах не вносит особых черт в поляризацию волн. Их эллиптическая поляризация — результат воздействия поля, $\mathbf{H}_0 \parallel Y$, и МЭ взаимодействие тоже дает в нее свой вклад. Так, для $\mathbf{k} \parallel Z$

$$\frac{h_z}{h_x} = \frac{i}{\epsilon_2 \mu_z} [\Gamma_3 \epsilon_2 \pm \Gamma_1 \sqrt{\mu_z^{-1} \epsilon_2 (\mu_x \mu_z - \Gamma_3^2)}]. \quad (22)$$

Обсуждение результатов

Основное отличие спектра ТМ и ТЕ поляритонов в том, что для ТМ волн возможны невязанные эффекты и в отсутствие постоянного магнитного поля. Действительно, приводящая к асимметрии спектра МЭ постоянная γ_2 (8) отлична от нуля и при $H_0 = 0$. А в случае ТЕ поляритонов все МЭ восприимчивости при $H_0 = 0$ обращаются в нуль.

Оценим величины рассмотренных эффектов в TbMnO₃, используя имеющиеся экспериментальные данные.

Для ТМ волн разность скоростей дается формулой (12). В низкочастотной области в TbMnO₃ величина диэлектрической постоянной $\epsilon_1 \cong 24$ [8]. Обменная постоянная $B \gg 1$, поэтому из (8) и (10) следует, что $\Omega_a \approx \omega_a$, $\mu \approx 1$. Для МЭ параметра γ_2 и разности скоростей волн получаем выражения

$$\gamma_2 \cong -v_3 G_0 (\epsilon_1 - 1) B^{-1}, \quad V_+ - V_- = v_3 G_0 \frac{2c(\epsilon_1 - 1)}{\epsilon_1 B}. \quad (23)$$

Обменная постоянная B есть обратная магнитная восприимчивость, которую можно оценить, согласно данным работы [8, рис. 3(е)], $X_{yy}^m = B^{-1} \approx 0,28 \cdot 10^{-2}$. Из линейной зависимости электрической поляризации $P_x = X_{xy}^{em} H_y$ от магнитного поля [9, рис. 2(д)] при температуре $T = 2$ К получаем $X_{xy}^{em} = \gamma_2 / 4\pi = 1,6 \cdot 10^{-3}$. Отсюда величина $\gamma_2 \cong 2 \cdot 10^{-2}$, а из (23) находим, что параметр $(v_3 G_0) \cong 0,3$. Тогда, согласно (23), относительная разность скоростей поляритонов в доменах на низких частотах $(V_+ - V_-) / c \approx 1,6 \cdot 10^{-3}$. Эта величина растет при приближении к АФ частоте ω_a и становится больше на порядок, если $\omega = 0,94\omega_a$. Однако в непосредственной близости к АФ частоте используемого линейного приближения недостаточно.

Для ТЕ волн из (19)–(21) следует, что

$$V_+ - V_- = vG_0 \frac{2c(\epsilon_2 - 1)m_0^2}{\epsilon_2(\beta_1 G_0^2 + B_1 m_0^2)}, \quad (24)$$

где $\epsilon_2 \cong 23$ [8], а слагаемые в знаменателе дроби (24) одного порядка, поскольку магнитное поле больше поля спин-флопа, $H_0 > G_0 \sqrt{B_1 \beta_1}$. Если постоянные $v_2 - v_4 = v$ и v_3 одного порядка, то разности скоростей волн в АФ доменах для ТЕ (23) и ТМ (24) поляритонов тоже величины одного порядка. Однако в ТЕ волнах величина эффекта (24) может заметно регулироваться постоянным магнитным полем.

Другой отмеченный эффект доменной невзаимности — противоположные направления поворотов плоскостей поляризации линейно поляризованного света в 180-градусных АФ доменах — для ТМ волн с $\mathbf{k} \parallel X$ описывается формулой (16). Используя вышеприведенные оценки параметров и значение $\epsilon_3 \cong 29$ [8], получаем, что угол поворота в результате МЭ взаимодействия приближенно равен $\text{tg } \vartheta \cong 4,5 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, все упомянутые эффекты доменной невзаимности имеют один порядок, и он совпадает с порядком величины угла поворота плоскости поляризации в Cr_2O_3 $\alpha \approx 8' = 2,4 \cdot 10^{-3}$ [5].

Первоначально плоская ТМ волна с $\mathbf{k} \parallel Z$ в манганите тербия становится эллиптически поляризованной в присутствие магнитного поля (14), $e_z/e_x \cong 0,17\gamma_1$, где постоянная $\gamma_1 \sim v_5 G_0 H_0$ (8). Направление вращения электрического поля в волне меняет знак как при инверсии \mathbf{G}_0 , так и \mathbf{H}_0 . МЭ энергия с параметром v_5 , как и с параметром v_3 в (4), является релятивистской, однако для определения v_5 нет соответствующего эксперимента. Если v_5 и v_3 одного порядка, то величина эллиптичности тоже порядка 10^{-3} .

Спины марганца при низких температурах $T < T'$ после спин-флопа в магнитном поле H_y находятся в соразмерной фазе [9]. Магнитная структура этой фазы

в настоящее время еще не вполне ясна. Предположим, что это состояние (M_y, A_z) . Ионы марганца занимают в манганите тербия centrosymmetric позиции, поэтому в соразмерной фазе МЭ энергия марганцевой подсистемы с первой степенью электрической поляризации P_x возможна лишь вида $A_z G_x P_x$ (второй инвариант в (1)). Эта МЭ энергия вносит изменения как в равновесное состояние, так и в спектр поляритонов. Обменное взаимодействие между спинами марганца значительно сильнее, чем между спинами тербия, поскольку в марганцевой подсистеме температура упорядочения $T_N \cong 42$ К значительно больше таковой для тербия $T' \approx 7$ К. Температура АФ перехода и квадрат АФ частоты (8) пропорциональны постоянной однородного обмена B . Поэтому АФ частота марганцевой подсистемы значительно больше тербиевых частот. Возбуждения спинов марганца здесь не рассматриваются, полагается $A_z = A_0$ (равновесное значение после спин-флопа). Учет МЭ слагаемого $v_0 A_0 G_x P_x$ в энергии (4) в рассматриваемом линейном приближении означает лишь перенормировку величины $v_3 m_0 \rightarrow v_3 m_0 + v_0 A_0$ в формулах для равновесной поляризации (5) и постоянной γ_2 (8). Величины равновесной поляризации \bar{P}_0 и γ_2 примут вид

$$\begin{aligned} \bar{P}_0 &= -b_1^{-1} (v_3 m_0 + v_0 A_0) G_0, \\ \gamma_2 &= -\frac{4\pi\beta_2 G_0 \gamma^2 f[v_3 G_0^2 - m_0(v_3 m_0 + v_0 A_0)]}{(\omega_a^2 - \omega^2)(\omega_1^2 - \omega^2)}, \quad (25) \\ H_0 &> H_{sf}. \end{aligned}$$

Второе слагаемое в поляризации есть ее значение в поле спин-флопа $H_{sf} \approx 4,5$ Тл, после чего поляризация растет линейно с магнитным полем вплоть до поля обмена $H_e \cong B G_0$ [9]. Величины \bar{P}_0 и γ_2 (25) по-прежнему меняют знак при замене $G_0 \rightarrow -G_0$, т.е. указанная перенормировка лишь корректирует величину рассмотренных выше эффектов спектральной невзаимности в 180-градусных тербиевых доменах.

Таким образом, проведенный анализ поляритонного спектра в centrosymmetric АФ TbMnO_3 в сильных магнитных полях и при низких температурах показал возможность эффектов значительной доменной невзаимности поляритонов: различие скоростей электромагнитных волн в АФ доменах тербия, эллиптическую поляризацию волн с противоположным направлением вращения электрического поля в них, поворот плоскости поляризации в противоположном направлении. Эти эффекты являются результатом МЭ взаимодействия, а именно линейной зависимости электрической поляризации от постоянного магнитного поля, возникающей после спин-флоп перехода. Зависимость эффектов от частоты дает возможность их усиления вблизи частот резонансов (ω_a, ω_1) и антирезонансов (Ω_a, Ω_1) .

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1957).
2. И.Е. Дзялошинский, *ЖЭТФ* **37**, 881 (1959).
3. Д.Н. Астров, *ЖЭТФ* **38**, 984 (1960).
4. G.A. Gering, P.J. Becker, and I.R. Jahn, *Solid State Commun.* **17**, 1257 (1975).
5. R.V. Pisarev, B.B. Krichevstov, and V.V. Pavlov, *Phase Trans.* **37**, 63 (1991).
6. B.B. Krichevstev, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev and V.N. Gridnev, *Condens. Matter* **5**, 8233 (1993).
7. R.V. Pisarev, *Ferroelectrics* **162**, 191 (1994).
8. T. Kimura, T. Goto, H. Shintani, K. Ishizaka, T. Arima, and Y. Tokura, *Nature (London)* **426**, 55 (2003).
9. N. Alioune, D.N. Argyriou, J. Stempfer, I. Zegkinoglou, S. Landsgessell, and M. v. Zimmermann, *Phys. Rev. B* **73**, 020102(R) (2006).
10. M. Kenzelmann, A.B. Harris, S. Jonas, C. Broholm, J. Schefer, S.B. Kim, C.L. Zhang, S.-W. Cheong, O.P. Vajk, and J.W. Lynn, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 087206 (2005).
11. И.Е. Чупис, *ФНТ* **37**, 157 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 126 (2011)].
12. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001).
13. R. Kajimoto, H. Yoshizawa, H. Shintani, T. Kimura, and Y. Tokura, *Phys. Rev. B* **70**, 012401 (2004).
14. S. Quezel, F. Tcheout, J. Rossat-Mignod, G. Quezel, and E. Roudaut, *Physica B* **86-88**, 916 (1977).

Domain nonreciprocity of electromagnetic waves in centrosymmetrical TbMnO₃

I.E. Chupis

The polariton spectrum of centrosymmetrical TbMnO₃ in the commensurate antiferromagnetic state is analyzed at low temperatures after spin-flop transition. It is shown that the previously observed linear dependence of electric polarization P on magnetic field H is a result of spin ordering of the terbium ions. Magnetoelectric interaction energy PGH (G is the antiferromagnetic vector of terbium) induces a nonreciprocity in the spectrum of TM and TE polaritons in the centrosymmetrical TbMnO₃ without a linear magnetoelectric effect. Different velocities of electromagnetic waves, opposite directions of the rotations of electric field and polarization plane in the terbium domains with a reverse direction of antiferromagnetic vector \mathbf{G} were revealed. The order of these effects is 10^{-3} .

PACS: 78.20.Ls Magneto-optical effects.

Keywords: antiferromagnetic domains, magnetoelectric interactions, nonreciprocity, refraction coefficient, electromagnetic wave, magnetic field.