

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Динамические магнитоэлектрические явления в области электромагнонов в мультиферроиках на основе редкоземельных боратов

А.А. Мухин, А.М. Кузьменко, В.Ю. Иванов,
А.Г. Пименов, А.М. Шуваев, В.Е. Дём

В редкоземельных ферроборатах на примере мультиферроика SmFe₃(BO₃)₄ в диапазоне частот 40–150 ГГц обнаружено электроактивное спиновое возбуждение (электромагнон) — аналог низкочастотной квазиферромагнитной моды антиферромагнитного резонанса Fe-подсистемы, — которое вносит основной вклад в гигантский статический (квазистатический) магнитоэлектрический эффект и определяет два типа динамических магнитоэлектрических эффектов: 1) гигантскую оптическую активность при волновом векторе \mathbf{k} , параллельном кристаллографической оси c , $\mathbf{k} \parallel c$, в поперечном магнитном поле $\mathbf{H} \parallel a$ -оси, сопровождающую вращением плоскости поляризации более чем на 70 град мм^{-1} в резонансе; 2) дирекционное двупреломление и дихроизм в поперечном магнитном поле $\mathbf{H} \parallel b$ -оси, которые проявляются в асимметрии прохождения излучения в прямом ($\mathbf{k} \parallel c$) и обратном ($\mathbf{k} \parallel -c$) направлениях, что эквивалентно смене знака поля, $H_b \rightarrow -H_b$. Развита теория, которая объясняет обнаруженные динамические магнитоэлектрические явления с учётом различной симметрии тензоров магнитной, магнитоэлектрической и диэлектрической восприимчивостей для $\mathbf{H} \parallel a$ и $\mathbf{H} \parallel b$ и позволяет их количественно описать.

Ключевые слова: магнитоэлектрические явления, мультиферроики, магнитные возбуждения, магнитная спектроскопия, антиферромагнитный резонанс

PACS numbers: 75.85. + t, 76.50. + g, 78.20.Fm

DOI: 10.3367/UFNr.0185.2015101.1089

Содержание

1. Введение (1089).
2. Эксперимент (1090).
3. Результаты и обсуждение (1090).
 - 3.1. Электроактивный характер квазиферромагнитной моды антиферромагнитного резонанса.
 - 3.2. Теория динамических магнитоэлектрических свойств ферроборатов.
 - 3.3. Гигантская оптическая активность в области электромагнона ($\mathbf{H} \parallel a$).
 - 3.4. Дирекционный дихроизм и двупреломление в области электромагнона ($\mathbf{H} \parallel b$).
4. Заключение (1097).

Список литературы (1097).

1. Введение

В последнее время наблюдается возрастающий интерес к веществам, в которых существуют магнитное и сегнетоэлектрическое упорядочения (мультиферроики), что открывает перспективы для создания новых функциональных материалов и устройств на их основе [1–7]. Поскольку магнитные и электрические степени свободы в мультиферроиках связаны между собой, это не только приводит к новым физическим свойствам, но и даёт возможность управлять ими внешними магнитными или электрическими полями, а также контролировать распространение в мультиферроиках электромагнитного излучения. С магнитоэлектрическими взаимодействиями связан и новый тип возбуждений в упорядоченных магнитных и электрических подсистемах. Такие элементарные возбуждения, названные электромагнонами, впервые были обнаружены в мультиферроиках с циклоидальной магнитной структурой TbMnO₃ и GdMnO₃ [8], а затем в целом ряде других мультиферроиков [9–19].

Электромагнон можно интерпретировать как спиновую волну, которая является электрически активной, т.е. даёт резонансный вклад в диэлектрическую проницаемость вследствие сильного спин-решёточного взаимодействия с фононной подсистемой. Обнаружение электромагнонов стимулировало активные исследования различных оптических (динамических) магнитоэлектрических явлений в мультиферроиках, в частности так называемого дирекционного (directional) дихроизма, обусловленного различной величиной поглощения в области

А.А. Мухин, А.М. Кузьменко, В.Ю. Иванов. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,
ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российской Федерации
E-mail: mukhin@gpi.ru

А.Г. Пименов, А.М. Шуваев, В.Е. Дём. Institute of Solid State Physics,
Vienna University of Technology,
1040 Vienna, Austria

Статья поступила 20 июля 2015 г.

электромагнонов при прохождении излучения через кристалл в прямом и обратном направлениях [20–23], и ряд других эффектов [24–26].

Недавно был открыт новый класс мультиферроиков на основе редкоземельных ферроборатов ($R\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, алюмоборатов $R\text{Al}_3(\text{BO}_3)_4$ (где R — редкоземельный элемент), которые обладают рекордно высокими величинами магнитоэлектрических эффектов [27–30]. В отличие от мanganитов, указанные соединения имеют нецентросимметричную кристаллическую симметрию (пространственная группа R32 или P3₁21), поэтому поляризация в них не связана с образованием несоразмерных циклоидальных магнитных структур, а индуцируется при обычном коллинеарном антиферромагнитном упорядочении ионов Fe^{3+} либо внешним магнитным полем. В ферроборатах, помимо Fe–Fe-взаимодействия, определяющего температуру Нееля (30–40 К), существенную роль играет R –Fe-обмен, который в зависимости от анизотропии редкоземельной подсистемы определяет легкоплоскостную или легкоосную магнитные структуры. Редкоземельные ионы играют ключевую роль и в формировании магнитоэлектрических свойств.

Одним из наиболее привлекательных с точки зрения возможности наблюдения наиболее ярко выраженных динамических магнитоэлектрических эффектов является легкоплоскостной ферроборат $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$, в котором был обнаружен гигантский магнитодиэлектрический эффект на частотах до 1 МГц, связанный с возрастанием (~300 %) диэлектрической проницаемости при понижении температуры от точки Нееля до 4,2 К и сильным влиянием на него магнитного поля [31]. Этот эффект связан с вкладом в диэлектрическую проницаемость от обусловленной вращением спинов ионов железа в лёгкой *ab*-плоскости электрической восприимчивости, которая возникает в области антиферромагнитного упорядочения $T < T_N = 33$ К, где T_N — температура Нееля, и подавляется магнитным полем. Очевидно, что в кристалле должны существовать электроактивные спиновые возбуждения во взаимодействующих Fe- и Sm-подсистемах, ответственные за гигантский вклад в диэлектрическую проницаемость. Проведённые нами ранее квазиоптические исследования этих возбуждений на частотах в диапазоне 150–600 ГГц (высокочастотный антиферромагнитный резонанс (АФМР) Fe^{3+} -ионов и электронные переходы в основном дублете ионов Sm^{3+}) показали, что они носят в основном магнитоактивный характер и не дают заметного вклада в диэлектрическую проницаемость [32]. Поэтому наиболее вероятным спиновым возбуждением, определяющим гигантский магнитодиэлектрический эффект, остаётся низкочастотная (квазиферромагнитная) мода АФМР, которая соответствует колебаниям спинов Fe^{3+} в лёгкой базисной плоскости и лежит на частотах ~5–10 ГГц при $H = 0$, но при наличии магнитного поля её частоту можно существенно повысить.

В настоящей статье представлены результаты гигантерцевых спектроскопических исследований монокристаллов ферробората $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в области такой электроактивной моды АФМР, которые демонстрируют ряд необычных резонансных магнитоэлектрических эффектов (оптическая активность и дирекционный дихроизм и двупреломление). Часть результатов опубликована в работе [33].

2. Эксперимент

Спектры пропускания $T(v)$ и фазы измерялись с помощью техники квазиоптической поляризационной ЛОВ-спектроскопии [34] (ЛОВ — лампа обратной волны) в диапазоне частот $v = 40$ –1000 ГГц при температурах 4–300 К и магнитных полях до 7 Тл. Все измерения проводились в поле, перпендикулярном направлению распространения излучения (геометрия Фогта). В качестве образцов исследовались плоскопараллельные ориентированные пластинки монокристаллов с толщиной ≈1–2 мм и поперечными размерами ≈5–6 мм, которые были выращены Л.Н. Безматерных и И.А. Гудим (Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск).

3. Результаты и обсуждение

3.1. Электроактивный характер квазиферромагнитной моды антиферромагнитного резонанса

В легкоплоскостных антиферромагнетиках внешнее магнитное поле \mathbf{H} , приложенное в лёгкой плоскости, уже при его относительно небольшой величине ориентирует спины перпендикулярно своему направлению, поэтому низкочастотная квазиферромагнитная мода АФМР возбуждается переменным магнитным полем $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$, а при поляризации $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$ она не должна возбуждаться.

На рисунке 1 приведены примеры спектров пропускания плоскопараллельного образца $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ *c*-среза в области низкочастотной моды АФМР в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel a$ при двух поляризациях излучения. Видно, что на фоне осцилляций пропускания, связанных с интерференцией излучения в плоскопараллельном образце, мода АФМР отчётливо наблюдается не только при классических условиях возбуждения, $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}$ (рис. 1б), но и при $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$ (рис. 1а), т.е. в поляризации $\mathbf{h} \parallel a$, запрещённой для возбуждения магнитным полем. Это свидетельствует о том, что в данном случае возбуждение вызывается не магнитной, а электрической компонентой $\mathbf{e} \parallel b$ электромагнитного поля, что прямо указывает на электроактивный характер моды АФМР (электромагнон).

Результаты моделирования спектров пропускания на основе формул Френеля с учётом резонансного вклада АФМР-моды в магнитную и диэлектрическую проницаемости показаны на рис. 1 сплошными и штриховыми кривыми. Моделирование позволило определить полевые зависимости резонансной частоты электромагнона и его вкладов в диэлектрическую $\Delta\epsilon_b$ и магнитную $\Delta\mu_b$ проницаемости (рис. 2), которые хорошо соответствуют статическим данным и результатам моделирования (см. ниже).

3.2. Теория динамических магнитоэлектрических свойств ферроборатов

Прежде чем перейти к рассмотрению остальных экспериментальных результатов по $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$, проанализируем основные особенности резонансных магнитных, диэлектрических и магнитоэлектрических свойств ферроборатов. Рассмотрим термодинамический потенциал системы, зависящий от ферромагнитного (\mathbf{m}) и антиферромагнитного (\mathbf{l}) векторов упорядоченной Fe-подсистемы, электрической поляризации \mathbf{P} и внешних магнит-

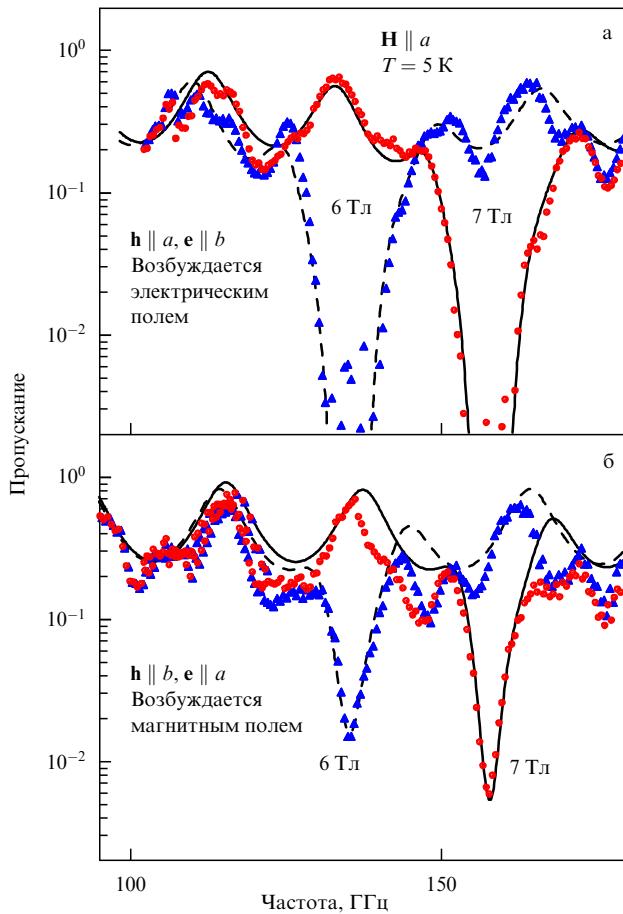


Рис. 1. Примеры спектров пропускания пластинки (1,756 мм) *c*-среза $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в области электроактивной моды АФМР (электромагнона) в магнитном поле $\mathbf{H} \parallel a$ при поляризации излучения $\mathbf{h} \parallel a$, $\mathbf{e} \parallel b$, когда мода возбуждается электрическим полем (а), и при поляризации $\mathbf{h} \parallel b$, $\mathbf{e} \parallel a$, когда она возбуждается магнитным полем (б). Символами показаны результаты эксперимента, кривыми — расчёта.

ного \mathbf{H} и электрического \mathbf{E} полей:

$$\Phi(\mathbf{m}, \mathbf{l}, \mathbf{P}, \mathbf{H}, \mathbf{E}) = \Phi_m(\mathbf{m}, \mathbf{l}, \mathbf{H}) + \Phi_{me}(\mathbf{m}, \mathbf{l}, \mathbf{P}) + \Phi_e(\mathbf{P}, \mathbf{E}), \quad (1)$$

где $\Phi_m(\mathbf{m}, \mathbf{l}, \mathbf{H})$ — магнитная, $\Phi_{me}(\mathbf{m}, \mathbf{l}, \mathbf{P})$ — магнитоэлектрическая и $\Phi_e(\mathbf{P}, \mathbf{E})$ — электрическая части. Магнитная часть потенциала определяется выражением

$$\Phi_m(\mathbf{m}, \mathbf{l}, \mathbf{H}) = \frac{1}{2} A\mathbf{m}^2 - M_0\mathbf{m}\mathbf{H} + \Phi_A(\mathbf{l}), \quad (2)$$

где первые два члена представляют собой обменную и зеемановскую энергию, а последний является энергией анизотропии,

$$\Phi_A(\mathbf{l}) = \frac{1}{2} K_{\text{eff}} l_z^2 + \frac{1}{12} K_6 [(l_x + il_y)^6 + (l_x - il_y)^6] - \frac{1}{2} K_{1u}(l_x^2 - l_y^2) - K_{2u}l_xl_y,$$

включающей в себя эффективную одноосную энергию анизотропии, стабилизирующую базисную плоскость *ab* ($K_{\text{eff}} > 0$), и энергию анизотропии в базисной плоскости, которая определяется гексагональной кристал-

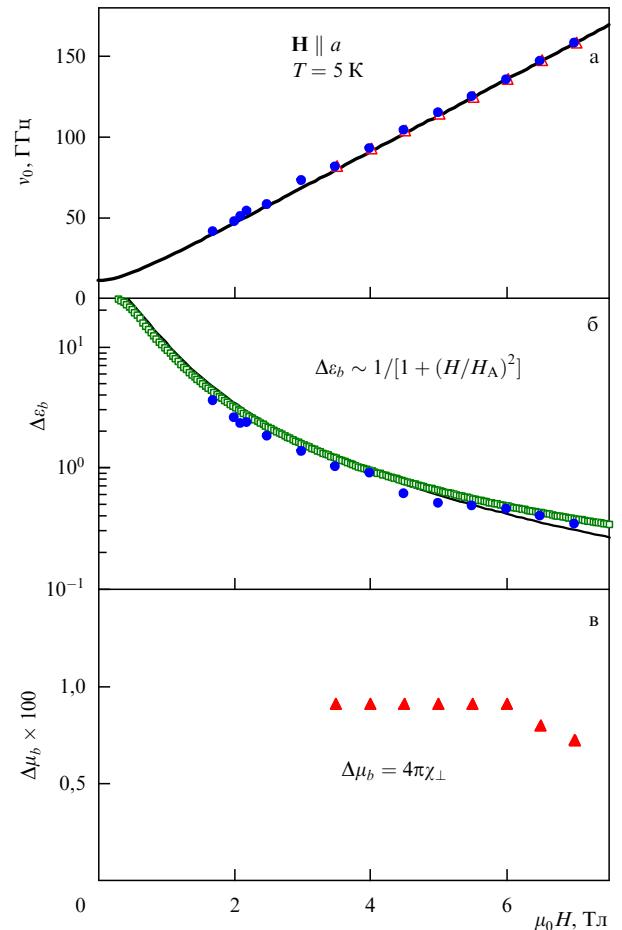


Рис. 2. Зависимости от магнитного поля $\mathbf{H} \parallel a$ резонансной частоты электромагнона (а), его вклада в диэлектрическую $\Delta\epsilon_b$ (б) и магнитную $\Delta\mu_b$ (в) проницаемости. Кружки и треугольники — из спектроскопических данных, квадраты — из данных по статической проницаемости, кривые — результаты модельного расчёта.

лографической анизотропией (K_6) и магнитоупругой анизотропией $K_{1u} \sim \sigma_{xx} - \sigma_{yy}$, $K_{2u} \sim \sigma_{xy}$, индуцированной внутренними напряжениями в кристалле (сжатия/растяжения $\sigma_{xx} - \sigma_{yy}$ и сдвига σ_{xy}) в *ab*-плоскости кристалла. Оси *x*, *y*, *z* здесь совпадают с соответствующими кристаллографическими осями *a*, *b*, *c*. Актуальные для рассматриваемых резонансных явлений магнитоэлектрическая и электрическая части потенциала имеют вид [28, 31]

$$\Phi_{me}(\mathbf{m}, \mathbf{l}, \mathbf{P}) = -c_2 P_x(l_x^2 - l_y^2) + 2c_2 P_y l_x l_y + \dots \quad (3)$$

$$\Phi_e(\mathbf{P}, \mathbf{E}) = \frac{P_x^2 + P_y^2}{2\chi_{\parallel}^e} + \frac{P_z^2}{2\chi_{\perp}^e} - \mathbf{P}\mathbf{E}, \quad (4)$$

где χ_{\parallel}^e и χ_{\perp}^e — компоненты решёточной электрической (диэлектрической) восприимчивости соответственно вдоль и поперёк оси третьего порядка *c*. Мы не рассматриваем здесь явного вклада в термодинамический потенциал (1)–(3) от редкоземельной (Sm) подсистемы, но предполагаем, что она перенормирует соответствующие параметры (A , K_{eff} , c_2 , ...) за счёт *R*-Fe-обменного взаимодействия.

Минимизируя термодинамический потенциал Φ (1) по поляризации \mathbf{P} , получаем прямую взаимосвязь поля-

ризации с ориентацией Fe-спинов (вектора \mathbf{l}):

$$\begin{aligned} P_x &= P_0(l_x^2 - l_y^2) + \chi_{\perp}^e E_x, \\ P_y &= -P_0 2l_x l_y + \chi_{\perp}^e E_y, \\ P_z &= \chi_{\parallel}^e E_z, \end{aligned} \quad (5)$$

где $P_0 = c_2 \chi_{\perp}^e$ определяет максимальную величину поляризации в базисной плоскости, индуцированную антиферромагнитно упорядоченной Fe-подсистемой. Для описания динамики магнитной подсистемы, т.е. переменных \mathbf{m} и \mathbf{l} , воспользуемся уравнениями Ландау–Лифшица, исключая \mathbf{P} из Φ (1):

$$\begin{aligned} \frac{M_0}{\gamma} \dot{\mathbf{m}} &= \mathbf{m} \times \Phi_m + \mathbf{l} \times \Phi_l, \\ \frac{M_0}{\gamma} \dot{\mathbf{l}} &= \mathbf{m} \times \Phi_l + \mathbf{l} \times \Phi_m, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\Phi_m = \partial \Phi / \partial \mathbf{m}$, $\Phi_l = \partial \Phi / \partial \mathbf{l}$ и $\gamma = g_{Fe} \mu_B / \hbar$ — гиromагнитное отношение для ионов Fe^{3+} . Линеаризуя и решая эти уравнения движения для малых отклонений $\Delta \mathbf{m}$ и $\Delta \mathbf{l}$ от состояния равновесия $\mathbf{l}_0 \perp \mathbf{H}$ и $\mathbf{m}_0 \parallel \mathbf{H}$, стабилизируемого внешним магнитным полем, превышающим поле анизотропии в базисной плоскости, можно получить магнитный и электрический отклики на переменное электромагнитное поле \mathbf{e} и \mathbf{h} :

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{m} &= \hat{\chi}^m \mathbf{h} + \hat{\chi}^{me} \mathbf{e}, \\ \Delta \mathbf{p} &= \hat{\chi}^{em} \mathbf{h} + \hat{\chi}^e \mathbf{e}, \end{aligned} \quad (7)$$

определеняемые магнитной, $\hat{\chi}^m$, магнитоэлектрической, $\hat{\chi}^{me}$, $\hat{\chi}^{em}$, и диэлектрической, $\hat{\chi}^e$, восприимчивостями. Вид матриц соответствующих восприимчивостей зависит от ориентации приложенного магнитного поля в ab -плоскости и определяемого им основного состояния системы.

При $\mathbf{H} \parallel a$ ($\mathbf{l}_0 \parallel b$, $\mathbf{m}_0 \parallel \mathbf{P}_0 \parallel a$) имеем

$$\begin{aligned} \hat{\chi}^m(\omega) &= \begin{pmatrix} \chi_{xx}^m & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy}^m & \chi_{yz}^m \\ 0 & \chi_{zy}^m & \chi_{zz}^m \end{pmatrix}, \quad \hat{\chi}^{me}(\omega) = \begin{pmatrix} \chi_{xx}^{me} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy}^{me} & 0 \\ 0 & \chi_{zy}^{me} & 0 \end{pmatrix}, \\ \hat{\chi}^{em}(\omega) &= \begin{pmatrix} \chi_{xx}^{em} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy}^{em} & \chi_{yz}^{em} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\chi}^e(\omega) = \begin{pmatrix} \chi_{xx}^e & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy}^e & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz}^e \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (8)$$

где компоненты матриц выражаются как

$$\begin{aligned} \chi_{xx}^m &= \chi_{\perp} L_{AF}(\omega), \quad \chi_{zz}^m = \chi_{\perp} L_F(\omega), \quad \chi_{yy}^m = \rho^2 \chi_{\perp} L_F(\omega), \\ \chi_{zy}^m &= -\chi_{yz}^m = -\frac{i\omega}{\omega_F} \rho \chi_{\perp} L_F(\omega), \\ \chi_{yy}^e &= \chi_{\perp}^e + \chi_{rot}^e L_F(\omega), \quad \chi_{xx,zz}^e = \chi_{\perp,\parallel}^e, \\ \chi_{xx}^{me} &= \chi_{xx}^{em} \approx 0, \quad \chi_{yy}^{me} = \chi_{yy}^{em} = \rho \eta \sqrt{\chi_{\perp} \chi_{rot}^e} L_F(\omega), \\ \chi_{zy}^{me} &= -\chi_{yz}^{em} = \frac{i\omega}{\omega_F} \eta \sqrt{\chi_{\perp} \chi_{rot}^e} L_F(\omega). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\chi_{\perp} = M_0^2/A \equiv M_0/2H_E$ — поперечная восприимчивость Fe-подсистемы, M_0 и H_E — соответственно намагниченность антиферромагнитных Fe-подрешёток и поле изотропного Fe–Fe-обмена, $\chi_{rot}^e(H) = \chi_{0,rot}^e/(1 + H^2/H_{ab}^2)$ — обусловленная вращением Fe-спинов в базисной

плоскости электрическая восприимчивость, определяемая магнитоэлектрическим взаимодействием и внешним магнитным полем, $\chi_{0,rot}^e = (2P_0)^2/K_A'$, $H_{ab}^2 = 2H_A^2 H_E$ — характерное поле, определяющее вращение/колебания спинов в базисной плоскости,

$$K_A' = H_A' M_0 = \left. \frac{\partial^2 \Phi_A}{\partial \varphi^2} \right|_{\varphi=\pm\pi/2}$$

— энергия эффективной анизотропии в этой плоскости для ориентации $\mathbf{l}_0 \parallel b$ ($\varphi = \pi/2$). Функции $L_{F,AF}(\omega) = \omega_F^2 / (\omega_{F,AF}^2 - \omega^2 + i\omega \Delta \omega_{F,AF})$ определяют частотную дисперсию электродинамического отклика вблизи частот квазиферромагнитной моды $\omega_F^2 = \gamma^2 (H^2 + H_{ab}^2)$, обусловленной колебаниями \mathbf{l} в базисной плоскости, и квазиантиферромагнитной моды $\omega_{AF}^2 = \gamma^2 2H_A H_E$, связанной с отклонением \mathbf{l} от плоскости ($H_A = K_A/M_0$ — поле анизотропии), $\Delta \omega_{F,AF}$ — ширины линий мод. Величина $\rho = H/(H^2 + H_{ab}^2)^{1/2}$, учитывающая изменение антиферромагнитной структуры в поле, становится равной ± 1 в полях выше $H_{ab} \sim 5-10$ кЭ. Фактор $\eta = (V^+ - V^-)/(V^+ + V^-)$ учитывает возможность существования в ферроборате структурных инверсионных двойников с противоположной хиральностью, дающих вклады разного знака в электрическую поляризацию и имеющих концентрацию (объём) V^{\pm} .

При $\mathbf{H} \parallel b$ симметрия основного состояния меняется ($\mathbf{l}_0 \parallel a \parallel -\mathbf{P}_0$, $\mathbf{m}_0 \parallel b$), что приводит к изменению симметрии электродинамического отклика. При этом обе моды АФМР, строго говоря, оказываются связанными. Однако в исследованных полях величиной до 7 Тл частота моды ω_F $SmFe_3(BO_3)_4$ остаётся существенно меньшей, чем ω_{AF} (~ 320 ГГц [32]), и их смешиванием можно пре-небречь. В этом случае для интересующих нас частот вблизи квазиферромагнитной моды для динамической магнитной, магнитоэлектрической и диэлектрической восприимчивостей имеем

$$\begin{aligned} \hat{\chi}^m(\omega) &= \begin{pmatrix} \chi_{xx}^m & 0 & \chi_{xz}^m \\ 0 & \chi_{yy}^m & 0 \\ \chi_{zx}^m & 0 & \chi_{zz}^m \end{pmatrix}, \quad \hat{\chi}^{me}(\omega) = \begin{pmatrix} 0 & \chi_{xy}^{me} & 0 \\ 0 & \chi_{yy}^{me} & 0 \\ 0 & \chi_{zy}^{me} & 0 \end{pmatrix}, \\ \hat{\chi}^{em}(\omega) &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \chi_{yx}^{em} & 0 & \chi_{yz}^{em} \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\chi}^e(\omega) = \begin{pmatrix} \chi_{xx}^e & 0 & 0 \\ \chi_{yx}^e & 0 & \chi_{yz}^e \\ 0 & 0 & \chi_{zz}^e \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} \chi_{xx}^m &\approx \chi_{zz}^m \approx \chi_{\perp} L_F(\omega), \quad \chi_{yy}^m \approx \chi_{\perp} L_{AF}(\omega) \approx \chi_{\perp}, \\ \chi_{xz}^m &\approx -\chi_{zx}^m \approx \frac{i\omega}{\omega_F} \rho \chi_{\perp} L_F(\omega), \\ \chi_{xx}^e &\approx \chi_{\perp}^e, \quad \chi_{yy}^e \approx \chi_{\perp}^e + \chi_{rot}^e L_F(\omega), \quad \chi_{zz}^e \approx \chi_{\parallel}^e, \\ \chi_{xy}^{me} &\approx \chi_{yz}^{em} \approx \rho \eta \sqrt{\chi_{\perp} \chi_{rot}^e} L_F(\omega), \\ \chi_{zy}^{me} &\approx -\chi_{yz}^{em} \approx -\frac{i\omega}{\omega_F} \eta \sqrt{\chi_{\perp} \chi_{rot}^e} L_F(\omega). \end{aligned} \quad (11)$$

При получении магнитоэлектрического отклика (8) и (10) предполагалось, что резонансные частоты редкоземельных (Sm) ионов, определяемые расщеплением их основного дублета обменным R –Fe-взаимодействием, лежат существенно выше частот АФМР Fe-подсистемы. Это условие в полной мере выполняется для низко-

частотной квазиферромагнитной моды ω_F , вблизи которой мы изучаем магнитоэлектрические эффекты. Что касается высокочастотной квазиантиферромагнитной моды ω_{AF} , то её частота сравнима с частотой Sm-мод и её взаимодействие с ними необходимо учитывать [32]. Однако динамические магнитоэлектрические эффекты на этих частотах должны быть меньше, так как они обусловлены более высокочастотными (т.е. более жёсткими) колебаниями спинов, и пока такие эффекты не обнаружены. Таким образом, в общем случае электродинамический отклик содержит дополнительные допускаемые симметрией вклады, которые в (8) и (9) для простоты опущены.

Рассмотрим теперь проявления динамических магнитоэлектрических эффектов в гигагерцевых квазиоптических спектрах $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$.

3.3. Гигантская оптическая активность в области электромагнона ($\mathbf{H} \parallel a$)

Для ориентации магнитного поля параллельно кристаллографической оси a , $\mathbf{H} \parallel a$, электроактивная квазиферромагнитная мода при распространении излучения вдоль оси c ($\mathbf{k} \parallel c$) возбуждается либо магнитной компонентой h_y (через χ_{yy}^m), либо электрической компонентой (через χ_{yy}^e) излучения, которые ортогональны статической электрической поляризации \mathbf{P}_0 и намагниченности \mathbf{m}_0 , $\mathbf{P}_0 \parallel \mathbf{m}_0 \parallel a(x)$. При этом, как видно из рис. 2, магнитный вклад $\Delta\mu_b = 4\pi\chi_{\perp}$ не изменяется при изменении поля, а электрический вклад $\Delta\epsilon_b = 4\pi\chi_{\text{rot}}^e = 4\pi\chi_{0\text{rot}}^e/(1 + H^2/H_{ab}^2)$ убывает с возрастанием H в полном соответствии с теорией. Уменьшение последнего вклада обусловлено возрастанием индуцированной полем анизотропии в базисной плоскости, затрудняющей вращение (коле-

бания) спинов железа в электрическом поле и приводящей также к возрастанию резонансной частоты $\omega_F = \gamma(H^2 + H_{ab}^2)^{1/2}$ (рис. 2а).

Другим принципиальным фактором, определяющим электродинамику системы, является наличие динамической магнитоэлектрической восприимчивости $\hat{\chi}^{\text{me}}$, $\hat{\chi}^{\text{em}}$, а именно диагональных компонент $\chi_{yy}^{\text{me}} = \chi_{yy}^{\text{em}} = \rho\eta\sqrt{\chi_{\perp}\chi_{\text{rot}}}L_F(\omega)$. При распространении линейно поляризованной волны в кристалле они приводят к перепутыванию изначально ортогональных \mathbf{e} - и \mathbf{h} -компонент и, таким образом, к вращению плоскости поляризации и изменению эллиптичности волны. Решение уравнений Максвелла показывает, что в этом случае собственными модами в магнитоэлектрическом кристалле являются две эллиптически поляризованные моды, распространяющиеся вдоль оси $c \parallel z$, показатели преломления и соотношение компонент поля в которых имеют вид

$$\begin{aligned} (n_z^{\pm})^2 &= \epsilon_{xx}\tilde{\mu}_{yy} + \tilde{\epsilon}_{yy}\mu_{xx} \pm \sqrt{(\epsilon_{xx}\tilde{\mu}_{yy} - \tilde{\epsilon}_{yy}\mu_{xx})^2 + \epsilon_{xx}\mu_{xx}\tilde{\alpha}_{yy}^2}, \\ \left(\frac{E_y}{E_x}\right)^{\pm} &= \frac{\tilde{\alpha}_{yy}\epsilon_{xx}\mu_{xx}}{n_z^{\pm}(n_z^{\pm 2} - \tilde{\epsilon}_{yy}\mu_{xx})}, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{\mu} &= \hat{1} + 4\pi\hat{\chi}^m, \quad \hat{\epsilon} = \hat{1} + 4\pi\hat{\chi}^e, \quad \hat{\alpha}^{\text{me, em}} = 4\pi\hat{\chi}^{\text{me, em}}, \\ \tilde{\mu}_{yy} &= \mu_{yy} - \frac{\mu_{zy}\mu_{yz}}{\mu_{zz}}, \quad \tilde{\epsilon}_{yy} = \epsilon_{yy} - \frac{\alpha_{zy}^{\text{me}}\alpha_{yz}^{\text{em}}}{\mu_{zz}}, \quad \tilde{\alpha}_{yy} = \alpha_{yy} - \frac{\mu_{zy}\alpha_{yz}^{\text{em}}}{\mu_{zz}}. \end{aligned}$$

Для изучения оптической активности $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ были измерены спектры пропускания в области электромагнона при различных ориентациях анализатора α_A относительно поляризатора. На рисунке 3

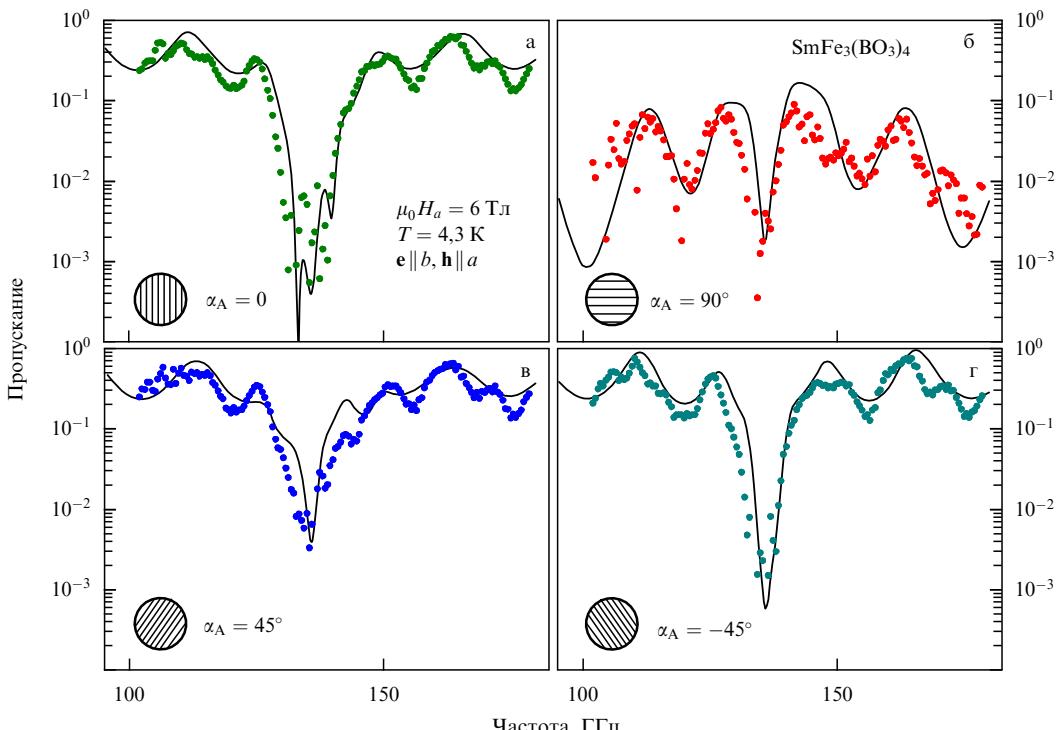


Рис. 3. Оптическая активность $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в области электромагнона моды. Частотные спектры пропускания пластиинки при $\mu_0H_a = 6$ Тл для различных ориентаций анализатора α_A относительно поляризатора, задающего поляризацию падающего излучения $\mathbf{e} \parallel b$, $\mathbf{h} \parallel a$: (а) параллельная ориентация, (б) скрещённая ориентация, (в), (г) ориентация под углами $\pm 45^\circ$. Символы — экспериментальные результаты, кривые — результаты расчёта.

приведены примеры таких спектров при поляризации $\mathbf{e} \parallel b$, $\mathbf{h} \parallel a$ падающего излучения в поле $\mu_0 H_a = 6$ Тл. Отметим качественные отличия спектров при $\alpha_A = \pm 45^\circ$, которые должны быть эквивалентными при отсутствии вращения поляризации, а наличие значительного пропускания при скрещённых анализаторе и поляризаторе ($\alpha_A = 90^\circ$) прямо свидетельствует о заметном вращении плоскости поляризации. Для характеризации состояния прошедшего через образец излучения мы воспользовались спектрами пропускания, полученными при разных α_A , и определили угол поворота плоскости поляризации Θ и эллиптичность ρ по формулам:

$$\tan(2\Theta) = \frac{1}{2} \frac{T_{45} - T_{-45}}{T_0 + T_{90}}, \quad (13)$$

$$\rho = \left(\frac{E_{\min}}{E_{\max}} \right)^2 = \left[1 - \frac{1}{16} \frac{(T_{45} - T_{-45})^2}{T_0 T_{90}} \right]^{1/2},$$

где T_0 , T_{45} , T_{-45} , T_{90} — коэффициенты пропускания соответственно при $\alpha_A = 0$, $\pm 45^\circ$ и 90° . На рисунке 4 показаны полученные таким образом спектры угла поворота плоскости поляризации и эллиптичности излучения в области электромагнона при поляризации $\mathbf{e} \parallel b$, $\mathbf{h} \parallel a$ падающего излучения. Отметим весьма большую величину угла поворота плоскости поляризации, превышающую 120° при толщине образца всего $\approx 1,7$ мм. Подчеркнём также, что это вращение имеет чисто магнитоэлектрическую природу и поперечное внешнее поле здесь необходимо в основном для повышения частоты электромагнона до диапазона, удобного для измерений, что принципиально отличает наблюдаемую оптическую активность от обычного фарадеевского вращения, которое определяется только недиагональными компонентами магнитной или диэлектрической проницаемостей и проявляется лишь при $\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$.

Для более детального понимания наблюдаемых явлений было проведено моделирование спектров пропускания, учитывающее вращение плоскости поляризации. Для этого были рассчитаны матрицы пропускания на основе уравнений Максвелла (матрицы Джонса (Jones) для E_x , E_y , а также Берремана (Berreman [35]) для E_x , E_y , H_x , H_y) с учётом интерференции излучения при многочтатных отражениях в плоскопараллельном слое (нормальное падение) (см. также [33]). В качестве материальных уравнений использовались соотношения (8). Результаты численного расчёта, которые представлены на рис. 3 и 4 сплошными кривыми, в целом хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В качестве подгоночных параметров использовались поперечная решёточная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_\perp = 4\pi\chi_\perp^\epsilon = 13,7 - 0,04i$, магнитоэлектрический вклад в статическую диэлектрическую проницаемость $\Delta\epsilon_{0\text{rot}} = 4\pi\chi_{0\text{rot}}^\epsilon \approx 40$, характерное поле, определяющее вращение/колебания спинов в базисной плоскости, $H_{ab} \approx 5$ кЭ, вклад в магнитную проницаемость $\Delta\mu_\perp = 4\pi\chi_\perp \approx 8,5 \times 10^{-3}$, ширина линии квазиферромагнитной моды $\Delta\nu_F = \Delta\omega_F/2\pi \approx 4,5$ ГГц, а также фактор $\eta \approx 0,59$, учитывающий наличие в кристалле инверсионных двойников и дающий соотношение их объёмов в нашем образце $V^-/V^+ \sim 20/80$. При равенстве этих объёмов, $V^+ = V^-$ ($\eta = 0$), уу-компоненты магнитоэлектрической восприимчивости обращаются в нуль и вращение плоскости поляризации отсутствует, но возбуждение моды электрическим полем при этом сохраняется. Отметим, что вследствие небольшого взаимодействия (расталкивания) с вышележащей Sm-модой эффективное гиромагнитное отношение γ Fe-подсистемы примерно на 20 % меньше, чем его классическое значение для магнитных ионов с g -фактором ~ 2 .

Оптическая активность в области электромагнитной моды $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ наблюдалась нами также в полевых

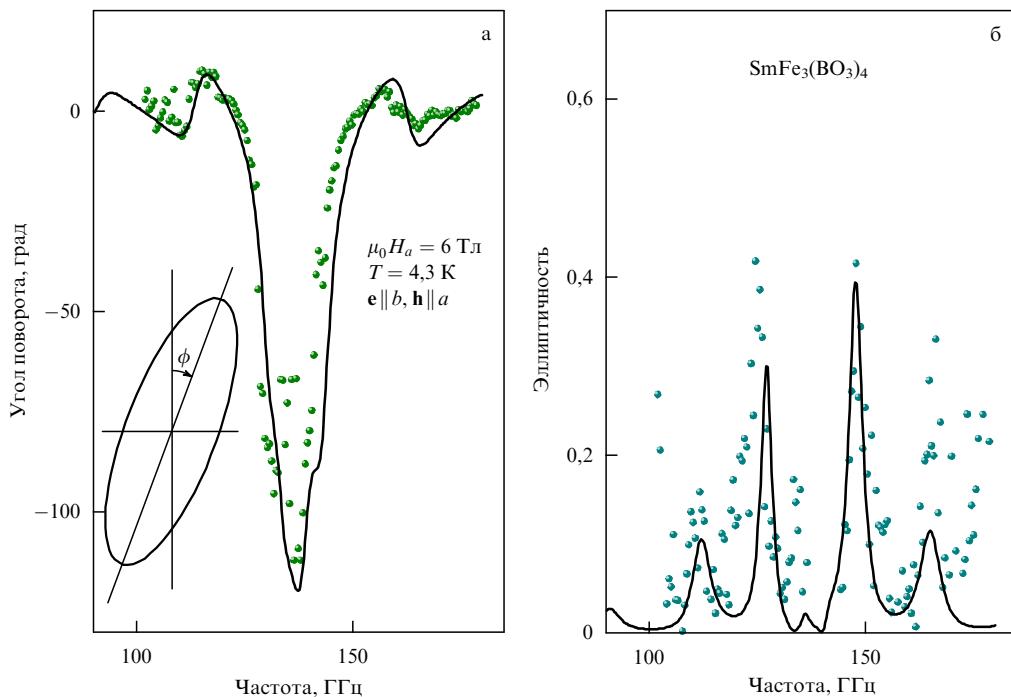


Рис. 4. Спектры угла поворота плоскости поляризации (а) и эллиптичности (б) излучения в области электромагнона при поляризации $\mathbf{e} \parallel b$, $\mathbf{h} \parallel a$ падающего излучения и в поле $\mu_0 H_a = 6$ Тл. Символы — экспериментальные данные, кривые — результаты расчёта.

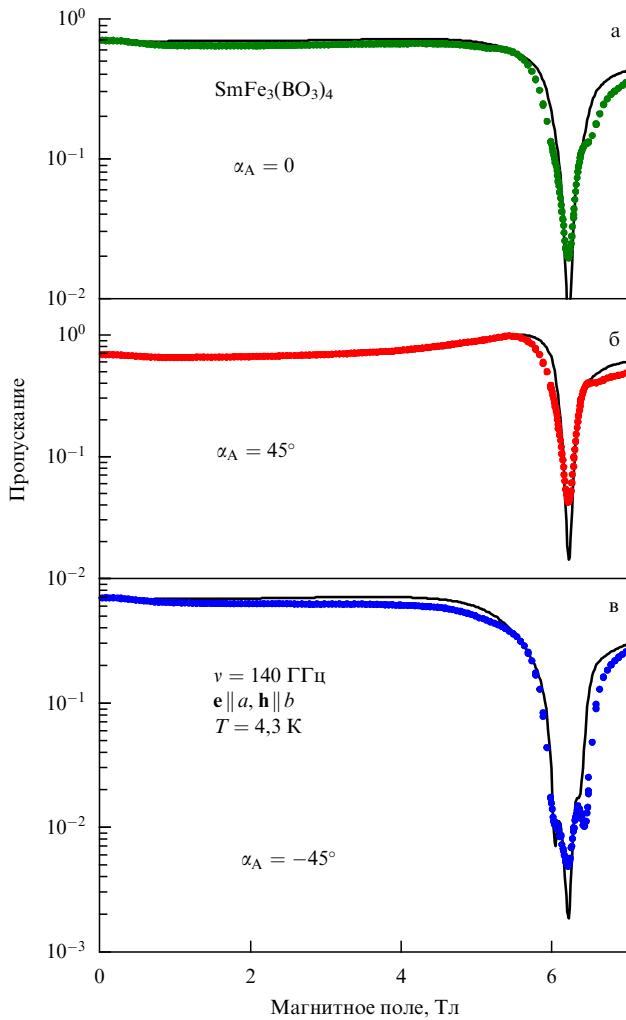


Рис. 5. Оптическая активность $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в области электромагнитной моды. Полевые спектры пропускания при $v = 140$ ГГц при различных ориентациях анализатора α_A относительно поляризатора, задающего поляризацию излучения $\mathbf{e} \parallel a, \mathbf{h} \parallel b$: (а) параллельная ориентация, (б), (в) ориентация под углами $\pm 45^\circ$. Символы — экспериментальные данные, кривые — результаты расчёта.

спектрах пропускания, измеренных при фиксированной частоте. На рисунке 5 приведены такие спектры при $v = 140$ ГГц для различных ориентаций анализатора α_A относительно поляризатора, задающего поляризацию падающего излучения $\mathbf{e} \parallel a, \mathbf{h} \parallel b$. Так же как и для частотных спектров, здесь наблюдается сильное изменение формы линий и интенсивности при различных ориентациях анализатора α_A , свидетельствующее о вращении плоскости поляризации, полевой спектр которой приведён на рис. 6. Меньшая величина угла поворота плоскости поляризации, по сравнению с таковой на рис. 4а, связана с другой поляризацией падающего излучения. Моделирование полевых спектров пропускания и вращения поляризации при полученных ранее параметрах показывает хорошее согласие с экспериментом, свидетельствуя об адекватности развитого подхода к описанию данных магнитоэлектрических явлений.

3.4. Дирекционный дихроизм и двупреломление в области электромагнона ($\mathbf{H} \parallel b$)

При ориентации магнитного поля параллельно кристаллографической оси b , $\mathbf{H} \parallel b$, симметрия основного состоя-

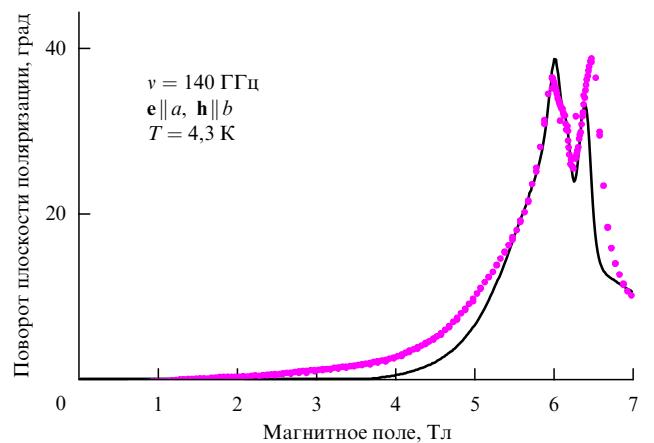


Рис. 6. Полевые спектры угла поворота плоскости поляризации в области электромагнона при $v = 140$ ГГц. Символы — экспериментальные данные, кривые — результаты расчёта.

ния системы становится отличной от таковой в случае $\mathbf{H} \parallel a$, поскольку намагниченность и поляризация оказываются неколлинеарными и с ними связан отличный от нуля гороидальный момент системы $\mathbf{T} \propto \mathbf{P} \times \mathbf{m}$, относительно которого возникает асимметрия при прямом и обратном направлениях распространения излучения [20–23]. Решение уравнений Максвелла с учётом симметрии электродинамического отклика (10) показывает, что в этом случае при $\mathbf{k} \parallel c$ собственными модами являются две линейно поляризованные моды.

Первая мода с поляризацией $\mathbf{h} \parallel y \parallel \mathbf{H}, \mathbf{e} \parallel x \parallel \mathbf{P}$ имеет показатель преломления

$$n_z^\pm = \pm \sqrt{\epsilon_{xx} \mu_{yy}}, \quad (14)$$

который не даёт резонанса в области электромагнона и не зависит по абсолютной величине от направления распространения волны, соответствующего знакам \pm .

Для второй моды с поляризацией $\mathbf{h} \parallel x \perp \mathbf{H}, \mathbf{e} \parallel y \perp \mathbf{P}$ показатель преломления, который имеет вид

$$n_z^\pm = \pm \sqrt{\tilde{\epsilon}_{yy} \tilde{\mu}_{xx}} + \tilde{\alpha}_{xy} \equiv \pm n_{z0} + \tilde{\alpha}_{xy}, \quad (15)$$

где $\tilde{\mu}_{xx} = \mu_{xx} - \mu_{xz} \mu_{zx} / \mu_{zz}$, $\tilde{\epsilon}_{yy} = \epsilon_{yy} - \alpha_{zy}^{\text{me}} \alpha_{yz}^{\text{em}} / \mu_{zz}$, $\tilde{\alpha}_{xy} = \alpha_{xy} - \mu_{xz} \alpha_{zy}^{\text{me}} / \mu_{zz}$, обусловливает как резонанс, возбуждаемый магнитным и электрическим полями, так и зависимость показателя преломления от направления распространения.

Отметим, что изменение направления излучения на обратное эквивалентно инверсии знака магнитного поля, поскольку величина магнитоэлектрической проницаемости $\tilde{\alpha}_{xy}$ в (15) меняет знак одновременно с полем благодаря множителю $\rho(H)$ в (11). Подставляя в (15) явные выражения для соответствующих динамических восприимчивостей, получаем для показателей преломления

$$n_z^\pm \approx \sqrt{\epsilon_\perp} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\Delta \epsilon_{\text{rot}}}{\epsilon_\perp} \pm 2\eta \sqrt{\Delta \mu_\perp \frac{\Delta \epsilon_{\text{rot}}}{\epsilon_\perp} + \Delta \mu_\perp} \right) L_F(\omega) \right], \quad (16)$$

где $\Delta \epsilon_{\text{rot}}(H) = 4\pi\chi_{\text{rot}}^e(H) = 4\pi\chi_{0\text{rot}}^e/[1 + H^2/H_{ab}^2]$, $\Delta \mu_\perp = 4\pi\chi_\perp$. Выражение (16) справедливо при относительно небольшом вкладе электромагнона в показатель преломления по сравнению с решёточным вкладом $\sqrt{\epsilon_\perp}$, что

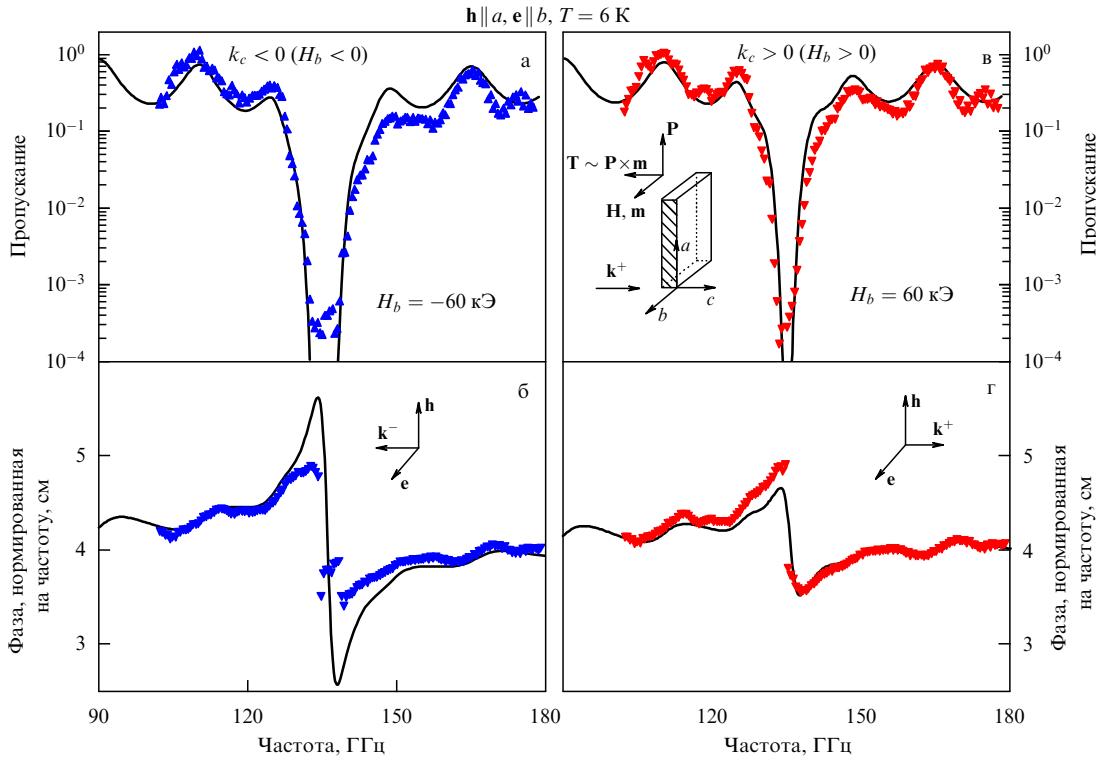


Рис. 7. Асимметрия поглощения и преломления в $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ в области электромагнона при прямом и обратном прохождении излучения (дирекционный дихроизм и двупреломление). Спектры пропускания (а, в) и фазы, нормированной на частоту (б, г), при прохождении излучения с поляризацией $\mathbf{h} \parallel a, \mathbf{e} \parallel b$ в прямом ($k_c > 0$) (в, г) и обратном ($k_c < 0$) (а, б) направлениях (последнее эквивалентно инверсии знака приложенного вдоль оси b магнитного поля величиной 60 кЭ). На вставках показана геометрия эксперимента: ориентация образца, поляризации и направления распространения излучения, а также статической поляризации и намагниченности и связанного с последними тороидального момента. Символами представлены экспериментальные данные, кривыми — результаты расчёта.

хорошо выполняется при достаточно больших полях, $H \gg H_{ab}$. При отсутствии инверсионных двойников ($\eta = \pm 1$) условием полного подавления электромагнона для одного из направлений волны является равенство $\Delta\mu_\perp = \Delta\varepsilon_{\text{rot}}/\varepsilon_\perp$. Если двойники имеются, т.е. $|\eta| < 1$, то полного подавления электромагнона не происходит.

Обратимся теперь к экспериментальным данным. На рисунке 7 приведены спектры пропускания (рис. 7а, в) и фазы (рис. 7б, г) при прохождении излучения с поляризацией $\mathbf{h} \parallel a, \mathbf{e} \parallel b$ в прямом ($k_c > 0$) (рис. 7в, г) и обратном ($k_c < 0$) (рис. 7а, б) направлениях (как отмечено выше, последнее эквивалентно инверсии знака приложенного поля 60 кЭ). Видно, что при прямом прохождении излучения (рис. 7в) интенсивность электромагнона заметно меньше, чем при обратном (рис. 7а), что означает наличие дирекционного (directional) дихроизма, т.е. различного поглощения при распространении во взаимно противоположных направлениях. Такое явление наблюдалось также в ряде других мультиферроиков [20–23]. Спектры фазы, нормированной на частоту (оптическая толщина), также демонстрируют больший вклад электромагнона при обратном распространении (или при $H_b < 0$) (рис. 7б), чем при прямом (рис. 7г), что указывает на наличие и дирекционного двупреломления. При другой поляризации излучения ($\mathbf{h} \parallel b, \mathbf{e} \parallel a$), в полном соответствии с приведённым выше анализом, никаких резонансных мод не наблюдалось.

Проанализируем полученные результаты на основе рассчитанного нами комплексного коэффициента пропускания (амплитуды) при $\mathbf{k} \parallel c$ в поляризации $\mathbf{h} \parallel a, \mathbf{e} \parallel b$ для

плоскопараллельного образца:

$$t^\pm = \frac{(1 - r^2) \exp(-ik^\pm d)}{1 - r^2 \exp[-i(k^+ + k^-)d]}, \quad (17)$$

где $k^\pm = n_z^\pm \omega/c$ — величина волнового вектора, $r = (1 - z)/(1 + z)$ — коэффициент отражения от поверхности образца, который не зависит от направления \mathbf{k} , $z = \sqrt{\tilde{\mu}_{xx}/\tilde{\epsilon}_{yy}}$, d — толщина образца. Результаты расчёта спектров пропускания и фазы с использованием фактически тех же значений параметров системы, показанные на рис. 7 сплошными кривыми, неплохо согласуются с экспериментальными данными.

Относительная простота выражения (17) для амплитуды комплексного пропускания позволяет непосредственно из экспериментальных спектров пропускания и фазы определить разности действительных, $\text{Re } n_z^+ - \text{Re } n_z^- = 2 \text{Re } \tilde{\alpha}_{xy}$, и мнимых, $\text{Im } n_z^+ - \text{Im } n_z^- = 2 \text{Im } \tilde{\alpha}_{xy}$, частей показателей преломления для прямого и обратного прохождения волны и получить таким образом соответствующие спектры дирекционного двупреломления и дихроизма, которые приведены на рис. 8, где также представлены результаты теоретического расчёта, которые в целом согласуются с экспериментальными данными.

Отметим, что наблюдаемые нами эффекты, обусловленные дирекционным двупреломлением и дихроизмом, получены на двойниковом образце $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$, в котором они не достигают своих предельных значений, в частности, не происходит полного подавления электро-

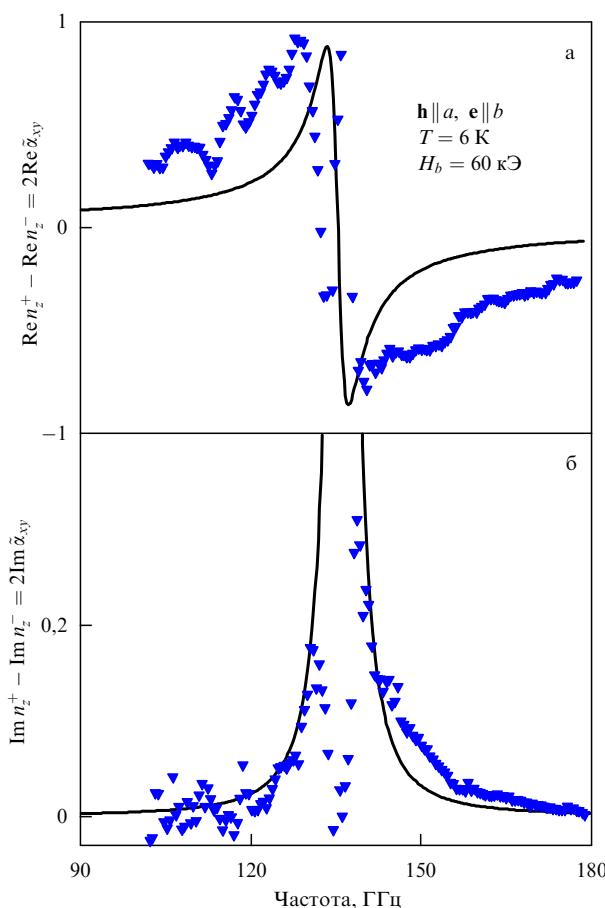


Рис. 8. Спектры дирекционного двупреломления и дихроизма $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ при $H = 60$ кЭ в области электромагнона ($\mathbf{h} \parallel a$, $\mathbf{e} \parallel b$), определяемые разностью действительных и мнимых частей показателей преломления для прямого и обратного прохождения волны, которые получены из соответствующих спектров пропускания и фазы, представленных на рис. 7, и выражения (17). Символами показаны экспериментальные данные, кривыми — результаты расчёта.

магнона для одного из направлений распространения волны. Проведённые нами недавно исследования замещённой системы $\text{Sm}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$, которая практически не содержит двойников, позволили наблюдать такое, почти 100%-ное, подавление электромагнона [36].

4. Заключение

Проведённые гигагерцевые квазиоптические исследования редкоземельных ферроборатов на примере мультиферроика $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ выявили существование в них низкочастотной электроактивной моды АФМР (электромагнона), которая имеет линейную по полюю зависимость резонансной частоты и даёт основной вклад в гигантский магнитодиэлектрический эффект в $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$ на низких частотах, а также определяет два типа электродинамических эффектов магнитоэлектрического происхождения:

а) гигантскую оптическую активность при $\mathbf{H} \parallel a$, связанную с вращением плоскости поляризации излучения (более 70 град мм^{-1} в резонансе на частоте 135 ГГц при $H = 60$ кЭ);

б) дирекционное двупреломление и дихроизм в попечном магнитном поле $\mathbf{H} \parallel b$, обусловленные асиммет-

рией прохождения излучения в прямом ($\mathbf{k} \parallel c$) и обратном ($\mathbf{k} \parallel -c$) направлениях, что эквивалентно смене знака поля $H_b \rightarrow -H_b$.

Развита теория, которая позволила с учётом различной симметрии магнитодинамического отклика (тензоров магнитной, магнитоэлектрической и диэлектрической восприимчивостей) для $\mathbf{H} \parallel a$ и $\mathbf{H} \parallel b$ объяснить и количественно описать как обнаруженные динамические магнитоэлектрические эффекты, так и статические (квазистатические) свойства $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$.

Работа выполнена при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (проекты 14-02-91000, 15-02-07647) и Austrian Science Funds (I1815-N16, I1648-N27, W1243).

Список литературы

1. Fiebig M *J. Phys. D Appl. Phys.* **38** R123 (2005)
2. Khomskii D I *J. Magn. Magn. Mater.* **306** 1 (2006)
3. Eerenstein W, Mathur N D, Scott J F *Nature* **442** 759 (2006)
4. Tokura Y *Science* **312** 1481 (2006)
5. Ramesh R, Spaldin N A *Nature Mater.* **6** 21 (2007)
6. Cheong S-W, Mostovoy M *Nature Mater.* **6** 13 (2007)
7. Пятаков А П, Зvezdin А К УФН **182** 593 (2012); Pyatakov A P, Zvezdin A K *Phys. Usp.* **55** 557 (2012)
8. Pimenov A et al. *Nature Phys.* **2** 97 (2006)
9. Sushkov A B et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 027202 (2007)
10. Aguilar R V et al. *Phys. Rev. B* **76** 060404(R) (2007)
11. Pimenov A et al. *Phys. Rev. B* **77** 014438 (2008)
12. Мухин А А и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **71** 1658 (2007); Mukhin A A et al. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **71** 1617 (2007)
13. Kida N et al. *Phys. Rev. B* **78** 104414 (2008)
14. Senff D et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 137206 (2007)
15. Senff D et al. *J. Phys. Condens. Matter* **20** 434212 (2008)
16. Pimenov A, Shubaev A M, Mukhin A A, Loidl A *J. Phys. Condens. Matter* **20** 434209 (2008)
17. Takahashi Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 187201 (2008)
18. Aguilar R V et al. *Phys. Rev. Lett.* **102** 047203 (2009)
19. Мухин А А и др. УФН **179** 904 (2009); Mukhin A A et al. *Phys. Usp.* **52** 851 (2009)
20. Kézsmárki I et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 057403 (2011)
21. Takahashi Y et al. *Nature Phys.* **8** 121 (2012)
22. Takahashi Y, Yamasaki Y, Tokura Y *Phys. Rev. Lett.* **111** 037204 (2013)
23. Kézsmárki I et al. *Nature Commun.* **5** 3203 (2014)
24. Arima T *J. Phys. Condens. Matter* **20** 434211 (2008)
25. Kibayashi S et al. *Nature Commun.* **5** 4583 (2014)
26. Shubaev A et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 227201 (2013)
27. Зvezdin А К и др. *Письма в ЖЭТФ* **81** 335 (2005); Zvezdin A K et al. *JETP Lett.* **81** 272 (2005)
28. Зvezdin А К и др. *Письма в ЖЭТФ* **83** 600 (2006); Zvezdin A K et al. *JETP Lett.* **83** 509 (2006)
29. Yen F et al. *Phys. Rev. B* **73** 054435 (2006)
30. Liang K-C et al. *Phys. Rev. B* **83** 180417(R) (2011)
31. Мухин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **93** 305 (2011); Mukhin A A et al. *JETP Lett.* **93** 275 (2011)
32. Кузьменко А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **94** 318 (2011); Kuz'menko A M et al. *JETP Lett.* **94** 294 (2011)
33. Kuzmenko A M et al. *Phys. Rev. B* **89** 174407 (2014)

34. Volkov A A et al. *Infrared Phys.* **25** 369 (1985); Kozlov G, Volkov A, in *Millimeter and Submillimeter Wave Spectroscopy of Solids* (Ed. G Grüner) (Berlin: Springer, 1998) p. 51
35. Berreman D W *J. Opt. Soc. Am.* **62** 502 (1972)
36. Kuzmenko A M et al., arXiv:1505.07813; *Phys. Rev. B* (2015) submitted

Dynamic magnetoelectric phenomena within electromagnons in rare-earth borate multiferroics

A.A. Mukhin, A.M. Kuzmenko, V.Yu. Ivanov

*A.M. Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences,
ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation*

E-mail: mukhin@ran.gpi.ru

A.G. Pimenov, A.M. Shuaev, V.E. Dziom

Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, 1040 Vienna, Austria

Electroactive spin excitations (electromagnons), an analog of the low-frequency quasiferromagnetic antiferromagnetic resonance (AFMR) mode in a Fe subsystem, are observed in multiferroic rare-earth ferroborates (specifically in $\text{SmFe}_3(\text{BO}_3)_4$) in the frequency range of 40–150 GHz, which are shown to contribute dominantly to the giant quasi-static magnetodielectric effect and which produce two types of dynamic magnetoelectric effects: (a) giant optical activity, which occurs for the wave vector \mathbf{k} parallel to the crystallographic axis c , $\mathbf{k} \parallel c$, in a transverse magnetic field $\mathbf{H} \parallel a$ and which involves polarization plane rotation by more than 70 deg mm^{-1} in the resonance; and (b) directional birefringence and dichroism in a transverse magnetic field $\mathbf{H} \parallel b$ -axis, which show up in radiation transmission asymmetry between the forward ($\mathbf{k} \parallel c$) and backward ($\mathbf{k} \parallel -c$) directions, which is equivalent to the sign change $H_b \rightarrow -H_b$. A theory is developed which explains the observed dynamic magnetoelectric phenomena quantitatively by taking into consideration the different symmetry of the tensors of magnetic, magnetoelectric and dielectric susceptibilities for $\mathbf{H} \parallel a$ and $\mathbf{H} \parallel b$.

Keywords: magnetoelectric phenomena, multiferroics, magnetic excitations, magnetic spectroscopy, antiferromagnetic resonance

PACS numbers: **75.85.+t, 76.50.+g, 78.20.Fm**

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201510l.1089

Bibliography — 36 references

Received 20 July 2015

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (10) 1089–1098 (2015)

Physics – Uspekhi **58** (10) (2015)