

# О влиянии неоднородного магнитоэлектрического (флексомагнитоэлектрического) взаимодействия на спектр и свойства магнонов в мультиферроиках

А. К. Звездин<sup>+\*1)</sup>, А. А. Мухин<sup>+1)</sup>

<sup>+</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Fondazione ISI, 10133 Torino, Italy

Поступила в редакцию 25 февраля 2008 г.

Теоретически исследованы особенности спектра магнонов в легкоплоскостных мультиферроиках (типа  $\text{BiFeO}_3$ ), допускающих неоднородное магнитоэлектрическое (флексомагнитоэлектрическое) взаимодействие  $\mathbf{P}[(\mathbf{L}\nabla)\mathbf{L} - \mathbf{L}\text{div}\mathbf{L}]$ , где  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{P}$ , соответственно, антиферромагнитный момент и электрическая поляризация. Показано, что в отличие от магнитного спектра обычного легкоплоскостного антиферромагнетика в мультиферроике с данной магнитной структурой имеют место а) взаимодействие друг с другом магнонов обеих ветвей при распространении их вдоль слабоферромагнитного момента и появление минимума (или обращения в нуль) частоты одной из ветвей, отражающее неустойчивость системы относительно перехода в неоднородное состояние при возрастании флексомагнитоэлектрического взаимодействия, б) неэквивалентность (невзаимность) распространения спиновых волн вдоль и против вектора антиферромагнетизма, совпадающего в данной системе с торOIDальным моментом.

PACS: 75.80.+q

**1.** Свойства спиновых волн в мультиферроиках, особенно в феррите висмута, привлекают к себе большое внимание [1–8]. Хорошо известно, что спиновые волны и связанные с ними эффекты (антиферромагнитный резонанс, комбинационное, мандельштам-бриллюзновское рассеяния и др.) весьма эффективно используются для исследования магнитных материалов. Но интересна и практическая сторона дела. Недавно появились интересные идеи создания сверхминиатюрных логических устройств на магнонах. Дело в том, что в технологии полупроводниковых логических элементов при переходе в нанодиапазон размеров возникает проблема очень больших электрических полей (ближких к пороговым), необходимых для их функционирования. В то же время, разработанные к настоящему времени альтернативные спинtronные приборы, основанные на эффектах гигантского магнитосопротивления и переноса спинового момента, требуют больших плотностей тока ( $\sim 10^7 \text{ A/cm}^2$  и более). Возможно, что решением проблемы наноминиатюризации может быть использование долгоживущих магнонов в магнитных диэлектриках [9, 10].

Особенно интересны с этой точки зрения мультиферроики, в которых магноны (точнее, электромагноны [11, 12]) могут быть возбуждены и управляемы при помощи электрического поля. Однако с те-

оретической точки зрения ситуация с магнонами в мультиферроиках, в частности, в феррите висмута, не вполне ясна. Известно, что в феррите висмута существует несоразмерная спиновая структура – циклоида с периодом 62 нм [13], обусловленная наличием в этом мультиферроике неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия вида [14]:

$$\Phi_{fm} \sim \mathbf{P}[(\mathbf{L}\nabla)\mathbf{L} - \mathbf{L}\text{div}\mathbf{L}],$$

где  $\mathbf{P}$  – вектор электрической поляризации,  $\mathbf{L}$  – антиферромагнитный вектор материала. Это взаимодействие естественно назвать флексомагнитоэлектрическим [15], так как оно изоморфно хорошо изученному флексоэлектрическому взаимодействию в жидкокристаллических нематиках, с тем отличием, что в последнем вместо  $T$ -нечетного антиферромагнитного вектора  $\mathbf{L}$  фигурирует  $T$ -четный директор  $\mathbf{n}$ . Вопрос о том, как это специфическое для мультиферроиков взаимодействие проявляется в их магнитном спектре и других свойствах магнонов обсуждается в настоящем кратком сообщении.

В последние годы были получены эпитаксиальные пленки  $\text{BiFeO}_3$  достаточно хорошего качества, в которых несоразмерная структура отсутствует и поэтому флексомагнитоэлектрическое взаимодействие, казалось бы, не актуально для них. Именно при таком допущении решалась задача о спектре магнонов в пленках феррита висмута в недавней работе [2]. Ниже мы

<sup>1)</sup>e-mail: mukhin@ran.gpi.ru, zvezdin@gmail.com

показываем, что и в пространственно однородной фазе, реализуемой в эпитаксиальных пленках феррита висмута, флексомагнитоэлектрическое взаимодействие существенно влияет на спектр и свойства магнитонов, которые могут являться хорошим индикатором его проявления даже в однородных состояниях.

2. Лагранжиан  $L$  и диссипативную функцию  $R$  Релея рассматриваемой системы в длинноволновом приближении можно представить в виде [16, 17]

$$L = \frac{\chi_{\perp}}{2\gamma^2} \dot{\mathbf{l}}^2 - \frac{\chi_{\perp}}{\gamma} \mathbf{H}_t[\mathbf{l}\dot{\mathbf{l}}] - \Phi, \quad R = \alpha \frac{M_0}{2\gamma} \dot{\mathbf{l}}^2, \quad (1)$$

где  $\mathbf{l} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$  – безразмерный вектор антиферромагнетизма, определяемый полярным углом  $\theta$ , отсчитываемым от оси  $z \parallel C_3$ , направление которой совпадает с нормалью к пленке, и азимутальным углом  $\phi$ , отсчитываемым от оси  $x$ ,  $\chi_{\perp}$  – попечная восприимчивость антиферромагнитной подсистемы,  $M_0$  – намагниченность ее подрешеток,  $\alpha$  – константа затухания,

$$\mathbf{H}_t = \mathbf{H} + d_1[\mathbf{P}\mathbf{l}] \quad (2)$$

– эффективное поле, вызывающее скос магнитных подрешеток, включающее внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  и поле  $d_1[\mathbf{P}\mathbf{l}]$ , определяемое однородным магнитоэлектрическим взаимодействием [18],

$$\Phi(\mathbf{l}, \mathbf{P}, \mathbf{H}, \mathbf{E}) = \Phi_m(\mathbf{l}, \mathbf{H}) + \Phi_{fm}(\mathbf{l}, \mathbf{P}) + \Phi_e(\mathbf{P}, \mathbf{E}) \quad (3)$$

– неравновесный термодинамический потенциал системы, включающий магнитную часть  $\Phi_m(\mathbf{l}, \mathbf{H})$ , магнитоэлектрическую (флексоэлектрическую)  $\Phi_{fm}(\mathbf{l}, \mathbf{P})$  и электрическую  $\Phi_e(\mathbf{P}, \mathbf{E})$  части;

$$\begin{aligned} \Phi_m(\mathbf{l}, \mathbf{H}) = & -\frac{1}{2} \chi_{\perp} [\mathbf{H}_t^2 - (\mathbf{H}_t \mathbf{l})^2] + K_u l_z^2 + \\ & + A[(\partial \mathbf{l} / \partial x)^2 + (\partial \mathbf{l} / \partial y)^2 + (\partial \mathbf{l} / \partial z)^2], \end{aligned} \quad (4)$$

где первое слагаемое в (4) определяет энергию скоса антиферромагнетика в эффективном поле  $\mathbf{H}_t$ , второе представляет собой энергию одноосной анизотропии, стабилизирующую легкую плоскость  $xy$  ( $K_u > 0$ ), а третье есть энергия неоднородного обменного взаимодействия;

$$\Phi_{fm}(\mathbf{l}, \mathbf{P}) = d_2 \mathbf{P}[(\mathbf{l}\nabla)\mathbf{l} - \mathbf{l} \operatorname{div} \mathbf{l}], \quad (5)$$

где  $d_2$  – константа неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия;

$$\Phi_e(\mathbf{P}, \mathbf{E}) = \Phi_e(\mathbf{P}) - \mathbf{P}\mathbf{E}, \quad (6)$$

где  $\Phi_e(\mathbf{P})$  – термодинамический потенциал сегнетоэлектрической подсистемы, который мы не будем

конкретизировать, а учтем только лишь то, что в равновесном состоянии ( $\partial\Phi_e/\partial\mathbf{P} = 0$ ) спонтанная поляризация лежит вдоль оси  $z$  ( $C_3$ )  $\mathbf{P}_0 = (0, 0, P_{z0})$ . Кроме того, поскольку мы рассматриваем динамику системы на частотах, существенно меньших фоновых мод, то в лагранжиане (1) опущена динамическая (инерционная) часть  $\sim (\partial\mathbf{P}/\partial t)^2$  для сегнетоэлектрической подсистемы.

Учитывая, что  $|\mathbf{l}| \approx 1$ , удобно перейти к угловым переменным для  $\mathbf{l} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$ , определяемым полярным углом  $\theta$ , отсчитываемым от оси  $z \parallel C_3$ , направление которой совпадает с нормалью к пленке, и азимутальным углом  $\phi$ , отсчитываемым от оси  $x$ .

Уравнения Эйлера-Лагранжа для  $\theta$ ,  $\phi$  и  $\mathbf{P}$ :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} &= \frac{\delta L}{\delta \theta} - \frac{\partial R}{\partial \dot{\theta}}, \\ \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\phi}} &= \frac{\delta L}{\delta \phi} - \frac{\partial R}{\partial \dot{\phi}}, \\ \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{\mathbf{P}}} &= \frac{\delta L}{\delta \mathbf{P}} - \frac{\partial R}{\partial \dot{\mathbf{P}}}, \end{aligned} \quad (7)$$

имеют вид

$$\begin{aligned} & \frac{\chi_{\perp}}{\gamma^2} \ddot{\theta} - \frac{\chi_{\perp}}{\gamma} [H_x \sin^2 \theta \cos \varphi \dot{\varphi} + \\ & + H_y \cos^2 \theta \sin \varphi \dot{\varphi} + H_z \sin \theta \cos \theta \dot{\varphi}] = \\ & = \frac{\chi_{\perp}}{\gamma} [\dot{H}_x \sin \varphi + \dot{H}_y \cos \varphi] - \\ & - 2 \frac{\chi_{\perp}}{\gamma} d_1 [\dot{P}_x \cos \theta \cos \varphi + \dot{P}_y \cos \theta \sin \varphi - \dot{P}_z \sin \theta] - \\ & - \frac{\delta \Phi}{\delta \theta} - \frac{\alpha M_0}{\gamma} \dot{\theta}, \\ & \frac{\chi_{\perp}}{\gamma^2} (\sin^2 \theta \ddot{\varphi} + \sin 2\theta \dot{\theta} \dot{\varphi}) - \\ & - \frac{\chi_{\perp}}{\gamma} [\cos 2\theta (H_x \cos \varphi + H_y \sin \varphi) + H_z \sin 2\theta] \dot{\theta} = \\ & = \frac{\chi_{\perp}}{\gamma} [-\cos \theta \sin \theta (\dot{H}_x \cos \varphi + \dot{H}_y \sin \varphi) + \dot{H}_z \sin^2 \theta] - \\ & - \frac{\chi_{\perp}}{\gamma} d_1 [-\dot{P}_x \sin \theta \cos \varphi - \dot{P}_y \sin \theta \sin \varphi] - \\ & - \frac{\delta \Phi}{\delta \varphi} - \frac{\alpha M_0}{\gamma} \sin^2 \theta \dot{\varphi}, \end{aligned} \quad (8a)$$

$$-\frac{\chi_{\perp}}{\gamma} d_1 \dot{\mathbf{l}} = -\frac{\delta \Phi}{\delta \mathbf{P}}, \quad (8b)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi &= A[(\nabla \theta)^2 + \sin^2 \theta (\nabla \varphi)^2 - K_u \sin^2 \theta - \\ & - \frac{1}{2} \chi_{\perp} [H^2 - (\mathbf{H}\mathbf{l})^2] - \frac{1}{2} \chi_{\perp} d_1^2 [\mathbf{P}^2 - \mathbf{P}\mathbf{l}]^2] - \chi_{\perp} d_1 \mathbf{H}[\mathbf{P}\mathbf{l}] + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& +d_2[P_x(\cos 2\theta \cos \varphi \theta_z - \sin^2 \theta \varphi_y - \cos \theta \sin \theta \sin \varphi \varphi_z) + \\
& +P_y(\cos 2\theta \sin \varphi \theta_z - \sin^2 \theta \varphi_x + \cos \theta \sin \theta \cos \varphi \varphi_z) + \\
& +P_z(\cos \theta \sin \theta (\sin \varphi \varphi_x - \cos \varphi \varphi_y) - \cos \varphi \theta_x - \sin \varphi \theta_y)] + \\
& +\Phi_e - \mathbf{P}\mathbf{E}. \tag{9}
\end{aligned}$$

Конкретизируем уравнения движения (8). Рассмотрим для определенности легкоплоскостное состояние с  $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{x}$  ( $\theta_0 = \pi/2$ ,  $\phi_0 = 0, \pi$ ), стабилизируемое внешним магнитным полем  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{y}$ . В этом равновесном состоянии слабоферромагнитный момент и электрическая поляризация равны

$$\begin{aligned}
M_y &= M_{y0} + \chi_y^m H_y + \chi_{yz}^{me} E_z, \\
P_z &= P_{z0} + \chi_{zy}^{em} H_y + \chi_z^e E_z, \tag{10}
\end{aligned}$$

где  $M_{y0} = \chi_\perp H_y^{me}$  – спонтанная намагниченность,  $H_y^{me} = d_1 P_{z0} l_{x0}$  – магнитоэлектрический аналог поля Дзялошинского,  $\chi_y^m = \chi_\perp / (1 - \chi_\perp \chi_{z0}^e d_1^2)$ ,  $\chi_z^e = \chi_{z0}^e / (1 - \chi_\perp \chi_{z0}^e d_1^2)$  – магнитная и электрическая восприимчивости, соответственно, вдоль осей  $y$  и  $z$ , перенормированные магнитоэлектрическим взаимодействием,  $\chi_{yz}^{me} = \chi_{zy}^{em} = \chi_\perp \chi_{z0}^e d_1 l_{x0} / (1 - \chi_\perp \chi_{z0}^e d_1^2)$  – магнитоэлектрическая восприимчивость,  $P_{z0}$  – спонтанная поляризация, определяемая уравнением  $\partial \Phi_e / \partial P_z = 0$ , а  $\chi_{\alpha 0}^e = (\partial^2 \Phi_e / \partial P_\alpha^2)_0^{-1}$  – электрическая восприимчивость сегнетоэлектрической подсистемы без учета магнитоэлектрического взаимодействия ( $\alpha = x, y, z$ ).

Линеаризуя уравнения движения (8) вблизи этого основного состояния  $\theta = \theta_0 + \Delta\theta$ ,  $\varphi = \phi_0 + \Delta\varphi$ ,  $\mathbf{P} = \mathbf{P}_0 + \Delta\mathbf{P}$ , выразим из (8в) переменную часть электрической поляризации  $\Delta\mathbf{P}$  через  $\Delta\theta$ ,  $\Delta\varphi$  и осциллирующие части электромагнитного поля  $\Delta\mathbf{E}$ ,  $\Delta\mathbf{H} \sim \exp(i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r})$ :

$$\begin{aligned}
\Delta P_x &= \chi_{x0}^e [\Delta E_x + \chi_\perp d_1 (H_y + d_1 P_{z0} l_{x0}) \Delta\theta + \\
& + d_2 (\Delta\theta_z \cos \varphi_0 + \Delta\varphi_y)], \\
\Delta P_y &= \chi_y^e [\Delta E_y - \chi_\perp d_1 l_{x0} \Delta H_z - \\
& - d_2 \Delta\varphi_x + (\chi_\perp d_1 / \gamma) \Delta\dot{\varphi} \cos \varphi_0], \tag{11}
\end{aligned}$$

$$\Delta P_z = \chi_z^e [\Delta E_z + \chi_\perp d_1 l_{x0} \Delta H_y + d_2 l_{x0} \Delta\theta_x + (\chi_\perp d_1 / \gamma) \Delta\dot{\theta}],$$

где  $\Delta\theta_x = \partial\Delta\theta/\partial x$ ,  $\Delta\varphi_x = \partial\Delta\varphi/\partial x$  и т.д.,  $\chi_y^e = \chi_{y0}^e / (1 - \chi_\perp \chi_{y0}^e d_1^2)$ , и после подстановки ее в (8а) и (8б) получим следующие уравнения для  $\Delta\theta$ ,  $\Delta\varphi$ :

$$\begin{aligned}
& (\omega_{1k}^2 - \omega^2 - 2\omega \Delta c_{1x} k_x + i\omega \Delta\omega_1) \Delta\theta - \omega_{12k}^2 \Delta\varphi = \\
& = \beta_{1Hy} \Delta H_y + \beta_{1Ez} \Delta E_z + \beta_{1Ex} \Delta E_x, \\
& -\omega_{21k}^2 \Delta\theta + (\omega_{2k}^2 - \omega^2 - 2\omega \Delta c_{2x} k_x + i\omega \Delta\omega_2) \Delta\varphi =
\end{aligned}$$

$$= \beta_{2Hz} \Delta H_z + \beta_{2Hx} \Delta H_x + \beta_{2Ey} \Delta E_y + \beta_{2Ex} \Delta E_x, \tag{12}$$

где

$$\begin{aligned}
\omega_{1k,2k}^2 &= \omega_{10,20}^2 + \sum_{\alpha=x,y,z} c_{1\alpha,2\alpha}^2 k_\alpha^2, \\
\omega_{10}^2 &= \gamma^2 [2K_u + \chi_\perp (H_y + H_y^{me}) H_y^{me} - \\
& - \chi_{x0}^e \chi_\perp^2 d_1^2 (H_y + H_y^{me})^2 / \chi_y^m], \\
\omega_{20}^2 &= \gamma^2 \chi_\perp H_y (H_y + H_y^{me}) / \chi_z^m, \\
c_{1x}^2 &= \gamma^2 (2A - \chi_z^e d_2^2) / \chi_y^m, \quad c_{1y}^2 = 2\gamma^2 A / \chi_y^m, \\
c_{1z}^2 &= \gamma^2 (2A - \chi_{x0}^e d_2^2) / \chi_y^m, \quad c_{2x}^2 = \gamma^2 (2A - \chi_y^e d_2^2) / \chi_z^m, \\
c_{2y}^2 &= \gamma^2 (2A - \chi_{x0}^e d_2^2) / \chi_z^m, \quad c_{2z}^2 = 2\gamma^2 A / \chi_z^m, \tag{13} \\
\omega_{12k,21k}^2 &= k_y \gamma^2 [\chi_{x0}^e d_2^2 l_{x0} k_z \pm \\
& \pm id_2 (2P_{z0} l_{x0} + \chi_{x0}^e \chi_\perp d_1 (H_y + H_y^{me}))] / \chi_{y,z}^m, \\
\Delta c_{1x,2x} &= \gamma \chi_{x0,y0}^e d_1 d_2 l_{x0}, \quad \chi_z^m = \chi_\perp / (1 - \chi_\perp \chi_{y0}^e d_1^2), \\
\chi_y^e &= \chi_{y0}^e / (1 - \chi_\perp \chi_{y0}^e d_1^2), \quad \Delta\omega_{1,2} = \alpha\gamma M_0 / \chi_{y,z}^m,
\end{aligned}$$

а величины  $\beta_{1Hy}$ ,  $\beta_{1Ex}$  и т.д. представляют собой комплексные линейные функции частоты и волнового вектора, которые мы здесь не конкретизируем.

Спектр спиновых возбуждений определяется из условия равенства нулю определителя системы уравнений (12), который в отсутствие магнитоэлектрических взаимодействий, когда  $\omega_{12k,21k}^2 = \Delta c_{1x,2x} = 0$ , дает две ветви спиновых волн  $\omega_{1k,2k}$ , типичных для антиферромагнетиков и слабых ферромагнетиков с анизотропией типа “легкая плоскость” и скоростью распространения  $c_0 = \sqrt{2A/\chi_\perp}$  [19–21]. Одна из этих магнитных ветвей  $\omega_{1k}$  ( $\Delta\theta$ ,  $\Delta l_x$ ,  $\Delta l_z$ ,  $\Delta M_y$ ) имеет активационную щель  $\omega_{10}$ , представляющую собой квазиантиферромагнитную моду антиферромагнитного резонанса (АФМР), возбуждающую  $\Delta\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{y}$ -оси, а другая ветвь  $\omega_{2k}$  ( $\Delta\varphi$ ,  $\Delta l_y$ ,  $\Delta M_x$ ,  $\Delta M_z$ ) имеет щель  $\omega_{20}$ , являющейся квазиферромагнитной модой АФМР и возбуждаемой  $\Delta\mathbf{H} \perp \mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{y}$ -оси, где  $\mathbf{M}_0$  – слабоферромагнитный момент. При  $H \rightarrow 0$  энергия активации низкочастотных магнонов  $\omega_{20} \rightarrow 0$ , а спектр спиновых волн линейно зависит от  $k$ , что является характерным свойством легкоплоскостных антиферромагнетиков.

Наличие магнитоэлектрических взаимодействий приводит к качественному изменению спектра магнонов. При  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}$ -оси их частоты определяются характерными для хиральных материалов соотношениями

$$\begin{aligned}
\omega_1 &= \Delta c_{1x} k_x + \sqrt{(\omega_{1k}^2 + (\Delta c_{1x} k_x)^2)}, \\
\omega_2 &= \Delta c_{2x} k_x + \sqrt{(\omega_{2k}^2 + (\Delta c_{2x} k_x)^2)}, \tag{14}
\end{aligned}$$

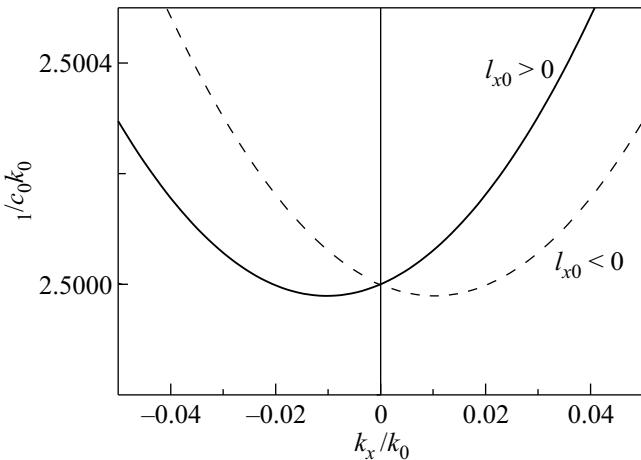


Рис.1. Спектры спиновых возбуждений магнитной моды  $\omega_1(k_x)$  ( $\Delta\theta, \Delta l_x, \Delta l_z, \Delta M_y$ ) при  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}$ -оси для двух возможных проекций вектора антиферромагнетизма  $l_0$  на ось  $x$ , иллюстрирующие неэквивалентность распространения спиновых волн вдоль и против  $l_0$ . Численный расчет при  $\Delta c_{1x}/c_0 = 0.4\%$ ,  $\omega_{10}/c_0 k_0 = 2.5$ . Вторая мода  $\omega_2(k_x)$  ведет себя аналогично

которые показывают, что в магнитоэлектрическом кристалле имеет место неэквивалентность распространения спиновых волн вдоль и против оси  $x$ , то есть вдоль или против вектора антиферромагнетизма (рис.1). При этом для низкочастотной моды в пределе  $H \rightarrow 0$  имеем

$$\omega_2 = c_{2x}|k_x| + \Delta c_{2x}k_x \approx c_0|k_x| + (\gamma\chi_y^e d_1 d_2 l_{x0})k_x, \quad (15)$$

то есть величина скорости спиновых волн различна для положительных и отрицательных  $k_x$ , причем магнитоэлектрическая перенормировка скорости зависит от знака вектора антиферромагнетизма  $l_{x0}$ . При конечной щели в спектре спиновых волн асимптотическое поведение их скорости при больших  $k_x$  такое же, как и в (15), а минимальная частота спиновой волны достигается не при  $k_x = 0$ , а при  $k_{x1,2} \approx \pm\omega_{10,20}\Delta c_{1x,2x}/c_0^2$  (рис.1). Отмеченные особенности могут привести к новым электродинамическим эффектам, связанным с невзаимностью распространения излучения вдоль оси антиферромагнетизма или совпадающего с ним вектора торOIDного момента [22].

При  $\mathbf{k} \perp \mathbf{x}$ -оси спиновые колебания двух ветвей оказываются связанными при  $\mathbf{k} \neq 0$  и их частоты равны

$$\omega_{1,2}^2 = (\omega_{1k}^2 + \omega_{2k}^2)/2 \pm \sqrt{(\omega_{1k}^2 - \omega_{2k}^2)^2/4 + \omega_{12k}^2\omega_{21k}^2}. \quad (16)$$

В зависимости от соотношения активационных щелей  $\omega_{10}$  и  $\omega_{20}$ , которое может регулироваться маг-

нитным полем, вид магнитных спектров может качественно изменяться. Наиболее ярко это проявляется при  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{y}$ -оси. Нормированные частоты мод в этом случае можно представить в виде

$$\begin{aligned} \omega_{1,2}^2 &\equiv \omega_{1,2}^2/c_0^2 k_0^2 = \\ &= (\tilde{\omega}_{10}^2 + \tilde{\omega}_{20}^2)/2 + \tilde{k}_y^2 \pm \sqrt{(\tilde{\omega}_{10}^2 - \tilde{\omega}_{20}^2)^2/4 + 4\tilde{k}_y^2}, \end{aligned} \quad (17)$$

где  $\tilde{k}_y = k_y/k_0$ ,  $\tilde{\omega}_{10,20} = \omega_{10,20}/c_0 k_0$ ,  $k_0 = d_2 P_{z0}/2A$ . На рис.2 показана зависимость вида спектров свя-

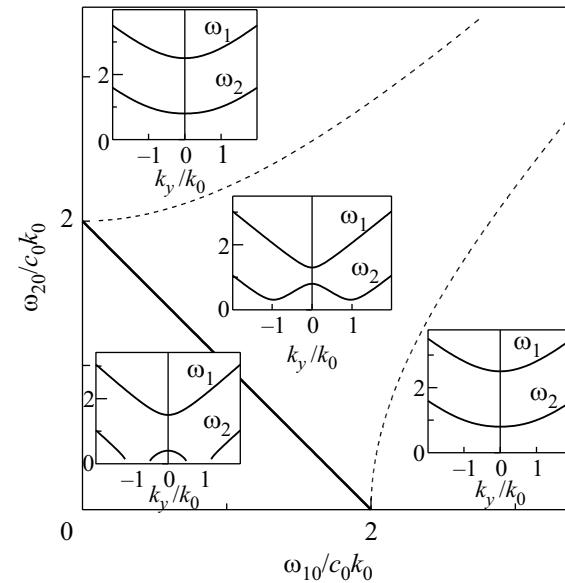


Рис.2. Зависимость вида спектров связанных мод спиновых возбуждений  $\omega_{1,2}(k_y)$  при  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{y}$ -оси от соотношения параметров магнитной анизотропии системы (энергий активации  $\omega_{10,20}$ ) и неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия  $c_0 k_0 \equiv c_0 d_2 P_{z0}/2A$ , представленных в виде фазовой диаграммы на плоскости  $\omega_{10}/c_0 k_0$ ,  $\omega_{20}/c_0 k_0$ . В области между пунктирными линиями в спектре  $\omega_2(k_y)$  возникает минимум при  $k_y \neq 0$ , а в области ниже сплошной линии частота моды  $\omega_2(k_y)$  становится отрицательной для некоторых значений  $k_y$  и легкоплоскостное состояние системы теряет устойчивость относительно перехода в неоднородную fazu

занных мод спиновых возбуждений от соотношений параметров магнитной анизотропии системы (энергий активации  $\omega_{10,20}$ ) и неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия  $c_0 k_0 \equiv c_0 d_2 P_{z0}/2A$ , представленных в виде фазовой диаграммы на плоскости  $\omega_{10}/c_0 k_0$ ,  $\omega_{20}/c_0 k_0$ . При больших энергиях активации (анизотропии)  $\tilde{\omega}_{10,20}$  ( $\tilde{\omega}_{10}^2 + \tilde{\omega}_{20}^2 > 4$ ) спектры имеют вид, типичный для обычных антиферромагнетиков, однако при сближении  $\tilde{\omega}_{10}$  и  $\tilde{\omega}_{20}$  (область

на рис.2 между пунктирными линиями  $\sqrt{\tilde{\omega}_{10}^2 - 4} < \tilde{\omega}_{20} < \sqrt{\tilde{\omega}_{10}^2 + 4}$  в спектре  $\omega_2(k_y)$  возникает минимум при  $\tilde{k}_y = 1 - (\tilde{\omega}_{10}^2 - \tilde{\omega}_{20}^2)^2/16$ . При малых энергиях активации, соответствующих области ниже сплошной линии на рис.2 ( $\tilde{\omega}_{10} + \tilde{\omega}_{20} < 2$ ), частота моды  $\omega_2(k_y)$  становится отрицательной для некоторых значений  $k_y$ , и легкоплоскостное состояние системы теряет устойчивость относительно перехода в неоднородную фазу. Такая неоднородная (циклоидальная) несоразмерная фаза реализуется, в частности, в BiFeO<sub>3</sub>, волновой вектор которой совпадает в пренебрежении энергией анизотропии с введенной выше величиной  $k_0$ .

Сделаем некоторые оценки на основе известных параметров магнитных и магнитоэлектрических взаимодействий для BiFeO<sub>3</sub> [22]. Полагая  $M_{y0} = 2 \div 4$  Гс,  $\chi_\perp = 4.7 \cdot 10^{-5}$ ,  $A = 3 \cdot 10^{-7}$  эрг/см,  $P_{z0} = 6 \cdot 10^6$  Кл/см<sup>2</sup> ( $1.8 \cdot 10^4$  ед. СГС),  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$  ( $\lambda_0 = 620$  Å – период циклоидальной структуры),  $\varepsilon_{x0,y0,z0} = 1 + 4\pi\chi_{x0,y0,z0}^e \sim 40$ , получим  $H_y^{me} = 40 \div 80$  кЭ, ( $d_1 = 2.2 \div 4.4$ ),  $d_2 = 2A/k_0 P_{z0} \approx 10^5$  эрг/Кл,  $c_0 \approx 2 \cdot 10^6$  см/с. Величина магнитоэлектрической перенормировки скорости спиновых волн при  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{x}$  в (14), (15) составляет  $|\Delta c_{1x,2x}|/c_{1x,2x} \approx \gamma\chi_{z0,y0}^e d_1 d_2 / c_0 = = (0.2 \div 0.4) 10^{-2}$ . Что касается перенормировки магнитной ( $\chi_\alpha^m$ ) и электрической ( $\chi_\alpha^e$ ) восприимчивостей, определяемой величиной  $\chi_\perp \chi_{\alpha 0}^e d_1^2$ , то она не превышает 0.3% и может быть опущена. Важным параметром системы является величина, характеризующая неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие  $\omega_{me} = c_0 k_0 \equiv c_0 d_2 P_{z0} / 2A \approx 10$  см<sup>-1</sup>. Для того чтобы было устойчивым однородное легкоплоскостное основное состояние, необходимо, чтобы  $\omega_{10} + \omega_{20} > 2\omega_{me}$ , что требует достаточно высокой энергии анизотропии или приложения больших магнитных полей. При этом соответствующие энергии активации (частоты АФМР) попадают в субмиллиметровый диапазон длин волн. Формулы (14)–(17) содержат сильную зависимость спектра магнонов мультиферроика от направления вектора антиферромагнетизма и величины электрической поляризации  $P$ . Это свойство, по мнению авторов работы [2], можно использовать в спинtronике для конструирования “безтоковых” логических элементов.

Таким образом, в работе выявлены особенности спектра магнонов в мультиферроиках с анизотропией “легкая плоскость” (типа BiFeO<sub>3</sub>), определяемые однородным и неоднородным (флексомагнитным) магнитоэлектрическими взаимодействиями. Установлено, что неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие обусловливает взаимодействие друг с другом магнонов обеих ветвей при распространении их

вдоль слабоферромагнитного момента  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}_0$  и приводит к появлению минимума или обращению в нуль частоты одной из ветвей при конечных волновых векторах. Это связано с развитием неустойчивости системы относительно перехода в неоднородное состояние при возрастании флексомагнитного магнитоэлектрического взаимодействия. Показано, что комбинация однородного и неоднородного магнитоэлектрических взаимодействий приводит к неэквивалентности (невзаимности) распространения спиновых волн вдоль и против вектора антиферромагнетизма, совпадающего в данной системе с тороидальным моментом мультиферроика. Указанные особенности могут проявиться в комбинационном, мандельштам-брюллюэновском рассеянии света и рассеянии нейтронов, что может быть использовано для определения параметров магнитоэлектрических взаимодействий.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 08-02-90060-Бел и # 09-02-01355) и “Progetto Lagrange-Fondazione CRT”.

1. R. Ramesh and N. A. Spaldin, *Nature Materials* **6**, 21 (2007).
2. R. de Sousa and J. E. Moore, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022514 (2008).
3. M. Cazayous, Y. Gallais, A. Sacuto et al., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 037601 (2008).
4. А. И. Попов, Г. А. Есина, А. К. Зvezдин, *ФТТ* **38**, 3091 (1996).
5. R. de Sousa and J. E. Moore, *Phys. Rev. B* **77**, 012406 (2008); cond-mat/0706.1260.
6. J. F. Scott, M. K. Shingh, and R. Katiyar, *J. Phys. Condens. Matter* **20**, 425223; arXiv:0712.4040.
7. A. Cano and E. I. Kats, *Phys. Rev.* **78**, 012104, (2008).
8. I. E. Dzyaloshinskii and D. Mills, *Phys. Rev.* **78**, 184422 (2008).
9. M. P. Kostylev, A. A. Serga, T. Schneider et al., *Appl. Phys. Lett.* **87**, 153501 (2005).
10. A. Khitun and K. L. Wang, *Superlattices and Microstructures* **38**, 184 (2005); J. F. Scott, *Rep. Prog. Phys.* **12**, 1055 (1979).
11. A. Pimenov, A. A. Mukhin, V. Yu. Ivanov et al., *Nature Phys.* **2**, 97 (2006).
12. A. B. Sushkov, R. Valdes Agilar, S. Park et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 027202 (2007).
13. I. Sosnowska, T. Peterlin Neumaier, and E. Steichele, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **15**, 4835 (1982).
14. I. Sosnowska and A. K. Zvezdin, *Journ. Magn. Magn. Mater.* **140-144**, 167 (1995).
15. A. Sparavigna, A. Strigazzi, and A. Zvezdin, *Phys. Rev. B* **50**, 2953 (1994).

16. A. F. Andreev and V. Marchenko, УФН **130**, 39 (1980).
17. A. K. Zvezdin and A. A. Mukhin, Lebedev Phys. Inst. Lett. (Kratkie soobshenija po fizike ), N 12, 10 (1981).
18. A. K. Zvezdin and A. P. Pyatakov, Physics-Uspokhi **47**(4), 465 (2004).
19. A. C. Боровик-Романов, ЖЭТФ **39**, 27 (1960).
20. E. A. Туров, ЖЭТФ **36**, 1254 (1959).
21. G. F. Herrmann, J. Phys. Chem. Solids **25**, 347 (1964).
22. A. M. Кадомцева, А. К. Звездин, Ю. Ф. Попов и др., Письма в ЖЭТФ **79**, 705 (2004).