Физика низких температур, 2009, т. 35, № 11, с. 1101–1105

Возбуждение электромагнонов переменным электрическим полем в сегнетомагнетике $TbMnO_3$

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 18 мая 2009 г., после переработки 15 июня 2009 г.

Рассмотрено возбуждение электромагнонов в сенетомагнитной фазе $TbMnO_3$ электромагнитной волной различных поляризаций. В случае ориентации переменного электрического поля в плоскости, перпендикулярной спонтанной электрической поляризации, результаты расчетов показывают независимость частоты резонансного поглощения от температуры, что соответствует эксперименту. Предсказаны аномалии в температурной и частотной зависимостях диэлектрических потерь вблизи температуры сегнетоэлектрического перехода при направлении электрического поля вдоль спонтанной поляризации.

Розглянуто збудження електромагнонів у сегнетомагнітному стані $TbMnO_3$ електромагнітною хвилею різних поляризацій. У випадку напрямку змінного електричного поля у площині, яка перпендикулярна до спонтанної поляризації, розрахунок дає незалежність частоти резонансного поглинання від температури, що узгоджується з експериментом. Завбачені аномалії у температурній та частотній залежностях діелектричних збитків поблизу температури сегнетоелектричного перетворення при напрямку електричного поля вздовж спонтанної поляризації.

PACS: **75.80.+q** Магнитомеханические и магнитоэлектрические эффекты;
78.20.Ls Магнитооптические явления.

Ключевые слова: сегнетомагнетик, электромагнон, электрическое поле.

Интерес к исследованию сегнетомагнетиков (в последнее время часто именуемых мультиферроиками) после недавнего открытия колоссального магнитоэлектрического эффекта в манганите тербия $TbMnO_3$ [1] заметно вырос. В манганите тербия магнитное поле порядка нескольких тесла изменяло диэлектрическую проницаемость на 10%, а в последующих измерениях в диспрозиевом манганите $DyMnO_3$ эти изменения достигали даже 500% [2]. Подобная магнитоемкость является проявлением колоссального магнитоэлектрического (МЭ) эффекта и означает реальную возможность магнитного управления диэлектрическими свойствами сегнетомагнетиков. В настоящее время наблюдается активный синтез этих соединений и исследования всевозможных проявлений взаимодействия одновременно упорядоченных электрической и магнитной подсистем в сегнетомагнитных структурах. Появились первые экспериментальные наблюдения [3,4] связанных спиновых и электродипольных возбуждений (электромагнонов), предсказанных около 40 лет назад [5], которые открывают новые возможности применения таких гибридных волн в оптоэлектронике. Одной из таких возможностей является возбуждение спиновых волн переменным электрическим полем.

Поскольку колоссальный МЭ эффект наблюдался в соединениях с несоразмерной (спиральной) магнитной структурой, возник интерес к теоретическому изучению спектра электромагнонов в таких структурах [6,7]. В работе [6] с помощью функций Грина анализировались низкочастотные гибридные спин-фононные моды в случае простой ферромагнитной спирали, однако электродипольные возбуждения вдоль сегнетоэлектрической оси не считались низколежащими и их гибридизация со спиновыми волнами не учитывалась. В работе [7] было показано, что в параэлектрической фазе спирального антиферромагнетика $TbMnO_3$ именно электромагнонные возбуждения вдоль полярной оси имеют мягкую (фазонную) моду, обращающуюся в нуль при температуре перехода в сегнетомагнитное состояние.

В настоящем сообщении анализируется возбуждение электромагнонов в сегнетоантиферромагнитной фазе $TbMnO_3$ электромагнитной волной различных поляризаций. Полученные результаты качественно согласуются с имеющимися экспериментальными наблюдениями [4]. В геометрии этих экспериментов, когда электрическое поле волны направлено вдоль осей X и Y кристалла, не наблюдались особенности диэлектрической постоянной при температуре сегнетоэлектрического (СЭ) упорядочения, т.е. при переходе в сегнетомагнитное состояние. В настоящей работе указывается, что в переменном электрическом поле вдоль оси Z следует ожидать аномалию в температурной и частотной зависимостях диэлектрических потерь при СЭ упорядочении.

Манганит тербия имеет центросимметричную орторомбическую (*Pbnm*) кристаллическую решетку. Ниже температуры Нееля $T_N \approx 42$ K спины марганца антиферромагнитно упорядочиваются вдоль оси Y, образуя обменную антиферромагнитную (АФ) несоизмеримую структуру A_y синусоидального типа с вектором модуляции $k \approx 0{,}28b^*$ (b^* — примитивная трансляция обратной решетки вдоль оси Y). Ниже температуры $T_c \approx 28$ K в подсистеме марганца происходит ориентационный переход в спиральную АФ структуру (A_y, A_z), который сопровождается возникновением результирующей электрической поляризации P_0 вдоль оси Z [8]. Упорядочение спинов тербия происходит при значительно более низких температурах, которые здесь не рассматриваются.

Для анализа взаимодействия электромагнитной волны с манганитом тербия следует, помимо уравнений Максвелла, учесть элементарные возбуждения исследуемого кристалла, для чего удобно использовать метод Лагранжа. Функция Лагранжа $L = E_k - F$, где роль потенциальной энергии играет функционал Гинзбурга–Ландау, а E_k — кинетическая энергия, которую в феноменологическом рассмотрении можно представить в виде:

$$E_k = V^{-1}\int d\mathbf{r}\,\frac{1}{2}[\mu\dot{\mathbf{A}}^2 + \lambda\dot{\mathbf{P}}^2]. \qquad (1)$$

Здесь $\mathbf{A}$ — вектор антиферромагнетизма, $\mathbf{P}$ — электрическая поляризация, V — объем кристалла, а постоянные μ и λ имеют размерность, обратную квадрату частоты. Функционал Гинзбурга–Ландау запишем в виде:

$$F = V^{-1}\int d\mathbf{r}\left\{\begin{array}{l} \frac{a}{2}\mathbf{A}^2 + \frac{w}{2}A_z^2 + \frac{w'}{2}A_x^2 + \frac{u}{4}\mathbf{A}^4 + \frac{1}{2}\gamma(\partial_y\mathbf{A})^2 + \frac{1}{2}\alpha(\partial_y^2\mathbf{A})^2 + \\ + \frac{b}{2}\mathbf{P}^2 - \mathbf{Pe} + \nu P_x(A_x\partial_y A_y - A_y\partial_y A_x) + \\ + \nu_0 P_z(A_z\partial_y A_y - A_y\partial_y A_z) \end{array}\right\}. \qquad (2)$$

Здесь константа однородного обмена $a = \xi(T - T_0)$, постоянные неоднородного обмена $\gamma < 0$, $\alpha > 0$; коэффициенты u, b положительны. Положительны также и константы магнитной анизотропии w, w' орторомбического кристалла, поскольку АФ вектор направлен вдоль оси Y при температуре ниже $T_N = T_0 + \gamma^2/4\alpha\xi$. Последние два слагаемых в (2) описывают МЭ взаимодействие электрической поляризации с модулированной магнитной структурой. В сегнетомагнитной фазе ($T < T_c$) при нахождении равновесных состояний можно положить [9] $P_z = P_0$, $A_{y0} = A_1\cos ky$, $A_{z0} = A_2\sin ky$, где

$$\begin{gathered} A_1^2 = (L_2 - 3L_1 + \varepsilon_1)/2u, \quad A_2^2 = (L_1 - 3L_2 + \varepsilon_2)/2u, \\ L_1 = a - a_c < 0, \quad L_2 = a - a_c + w, \quad a_c = \gamma^2/4\alpha, \\ k^2 = -\gamma/2\alpha, \quad \varepsilon_{1,2} = 2k^2\nu_0^2(3L_{1,2} - 5L_{2,1})(ub)^{-1}, \\ P_0 = k\nu_0 A_1 A_2 b^{-1}, \quad T_c = T_N - 3w(2\xi)^{-1} + 6k^2\nu_0^2 w(ub\xi)^{-1}. \end{gathered} \qquad (3)$$

При получении формул (3) МЭ взаимодействие предполагалось слабым, т.е. считалось, что $k^2\nu_0^2 << ub$.

Флуктуации АФ вектора $\mathbf{a} = \mathbf{A} - \mathbf{A}_0$ и электрической поляризации $\mathbf{p} = \mathbf{P} - \mathbf{P}_0$ описываются уравнениями Лагранжа

$$\frac{d}{dt}\frac{\delta L}{\delta\dot{u}_\alpha} = \frac{\partial L}{\partial u_\alpha} - \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\partial L}{\partial(\partial u_\alpha/\partial x_i)}\right) + \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}\left(\frac{\partial L}{\partial(\partial^2 u_\alpha/\partial x_i^2)}\right) - \frac{\delta D}{\delta\dot{u}_\alpha}, \qquad (4)$$

где диссипативная функция $D = \frac{1}{2}\eta\dot{\mathbf{A}}^2$ описывает затухание АФ возбуждений. Вкладом высокочастотных электродипольных возбуждений в диссипативную функцию пренебрегаем, поскольку в дальнейшем нас будут интересовать сегнетомагноны терагерцевого диапазона, где вклад низкочастотных АФ возбуждений в диссипацию превалирует.

Уравнения Лагранжа (4) описывают АФ и электродипольные возбуждения, связанные друг с другом неоднородным МЭ взаимодействием (последние два слагаемых в (2)), так называемые электромагноны. Рассмотрим возбуждение этих гибридных волн переменным электрическим полем электромагнитных волн различных поляризаций и направлений.

1. Рассмотрим геометрию эксперимента [4], когда электрическое поле электромагнитной волны направлено вдоль оси X, $\mathbf{e}||X$. Пусть волна распространяется вдоль оси модуляции Y, $e_x = e_0 \exp[i(qy-\omega t)]$. Она возбуждает электрическую поляризацию и связанный с ней АФ вектор согласно уравнениям Максвелла и Лагранжа (4), которые в линейном приближении таковы:

$$\begin{aligned} &\partial_y^2 e_x = -(\omega/c)^2 (e_x + 4\pi p_x), \\ &\lambda \ddot{p}_x = -bp_x + e_x - \nu(a_x \partial_y A_{y0} - A_{y0}\partial_y a_x), \\ &\mu \ddot{a}_x = -[a + u(A_{y0}^2 + A_{z0}^2) - \gamma\partial_y^2 + \alpha\partial_y^4] a_x - \eta\dot{a}_x + 2\nu p_x \partial_y A_{y0} + \nu A_{y0}\partial_y p_x. \end{aligned} \tag{5}$$

Решение уравнений (5) можно искать в виде гармонического ряда [8]. Учитывая малость волнового вектора электромагнитной волны по сравнению с вектором модуляции, $q << k$, для решения поставленной задачи можно положить $p_x = p_0 \exp[i(qy-\omega t)]$, где $p_0 = e_0(n^2-1)/4\pi$, $n = qc/\omega$, а при нахождении a_x ограничиться первой гармоникой, полагая

$$a_x = \exp[i(qy-\omega t)](a_1 \mathrm{e}^{iky} + a_{-1}\mathrm{e}^{-iky}). \tag{6}$$

Тогда система уравнений (5) примет вид:

$$\begin{aligned} &Bp_0 + i\nu A_1(k+q/2)a_1 - i\nu A_1(k-q/2)a_{-1} = 0, \\ &D_+ a_1 - (u/4)(A_1^2 - A_2^2)a_{-1} - i\nu A_1(k+q/2)p_0 = 0, \\ &D_- a_{-1} - (u/4)(A_1^2 - A_2^2)a_1 + i\nu A_1(k-q/2)p_0 = 0, \end{aligned} \tag{7}$$

где введены обозначения

$$\begin{gathered} B = \lambda\omega^2 - b + 4\pi(n^2-1)^{-1}, \\ D_\pm = \mu\omega^2 - a - w' + i\eta\omega - (u/2)\times \\ \times(A_1^2 + A_2^2) - \gamma(q\pm k)^2 - \alpha(q\pm k)^4. \end{gathered} \tag{8}$$

В отсутствие затухания, при $\eta = 0$, все три частотные ветви, обращающие в нуль дискриминант системы уравнений (7), описывают поляритонные возбуждения в сегнетомагнитной среде (см. рис. 1 в [7]). В отсутствие внешнего поля с учетом выражений (3) спектр электромагнонов, соответствующий связанным возбуждениям (p_x, a_x), можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} &\lambda\mu^2(\omega^2-\omega_p^2)(\omega^2-\omega_{10}^2)(\omega^2-\omega_{20}^2) - \nu^2 k^2 A_1^2 \times \\ &\times[(1-x/2)^2 A_- + (1+x/2)^2 A_+ - w(1-x^2/4)] = 0, \\ &A_\pm = \mu\omega^2 - w' + w/2 - a_c x(x\pm 2), \\ &x = q/k. \end{aligned} \tag{9}$$

Здесь $\omega_p = (b/\mu)^{1/2}$— частота электродипольных колебаний, а частоты собственно АФ возбуждений определяются выражениями

$$(\mu\omega_0^2)_{1,2} = w' - w/2 + a_c x^2 \mp \sqrt{4a_c^2 x^2 + w^2/4} \tag{10}$$

с частотами активации

$$\begin{aligned} &\omega_a = [(w'-w)/\mu]^{1/2}, \quad w' > w \\ &\omega'_a = (w'/\mu)^{1/2}. \end{aligned} \tag{11}$$

При вычислении коэффициента преломления электромагнитных волн $n = cq/\omega$ можно пренебречь собственной пространственной дисперсией элементарных возбуждений среды. Из уравнений (9) и (11) легко видеть, что при $x = 0$ с возбуждениями электрической поляризации взаимодействует лишь нижняя АФ ветвь ω_a (11), т.е. в диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{xx} = n^2$ будут активны электромагнонные ветви

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2}[\omega_a^2 + \omega_p^2 \pm \sqrt{(\omega_p^2 - \omega_a^2)^2 + 8\nu^2 k^2 A_1^2/\lambda\mu}]. \tag{12}$$

Из этих выражений для частот видно, что связь АФ и электродипольных возбуждений возникает ниже температуры Нееля (при $A_1 \neq 0$) в модулированном магнитном состоянии (при $k \neq 0$). В случае слабой связи частоты $\omega_1 \approx \omega_a, \omega_2 \approx \omega_p$.

Из уравнений (7) находим следующее выражение для диэлектрической проницаемости ε_{xx}:

$$\varepsilon_{xx} = \frac{(\omega^2-\Omega_1^2)(\omega^2-\Omega_2^2) + i\omega\Gamma(\omega^2-\Omega_p^2)}{(\omega^2-\omega_1^2)(\omega^2-\omega_2^2) + i\omega\Gamma(\omega^2-\omega_p^2)}, \tag{13}$$

где частоты $\Omega_{1,2}$определяются выражениями (12), в которых следует заменить ω_p^2 на $\Omega_p^2 = \omega_p^2 + 4\pi/\lambda$, а Γ — коэффициент затухания АФ возбуждений, $\Gamma = \eta/\mu$.

Мнимая часть диэлектрической постоянной (13) $\mathrm{Im}\,\varepsilon_{xx} = \varepsilon'_{xx} = \varepsilon_2$ характеризует диэлектрические потери при возбуждении электромагнонов. В предположении, что МЭ связь слабая и оптическая фононная частота значительно больше частоты АФ возбуждений, $\omega_p >> \omega_a$, для величины ε_2 на частотах $\omega << \omega_p$ получаем выражение:

$$\varepsilon_2 = \frac{8\pi\nu^2 k^2 A_1^2}{\mu b^2} \frac{\omega\Gamma}{[(\omega^2 - \omega_1^2)^2 + \omega^2\Gamma^2]}. \quad (14)$$

Частотная зависимость ε_2(14) имеет лоренцевую форму и подобна наблюдаемой экспериментально в $TbMnO_3$ при возбуждении электромагнонов электрическим полем электромагнитной волны $\mathbf{e} || x$ [4]. Функция $\varepsilon_2(\omega)$ имеет максимум на частоте

$$\omega_m^2 = \frac{\omega_1^2}{6}[2 - \delta^2 + \sqrt{16 - 4\delta^2 + \delta^4}], \quad \delta = \Gamma/\omega_1 . \quad (15)$$

На экспериментальной кривой [4] максимуму $\varepsilon_2(\omega)$ соответствует частота ω_m = 20 см$^{-1}$, и положение этого максимума при $T < T_c = 28$ К не зависит от температуры. Отмечалось также отсутствие каких-либо изменений в ε_{xx} вблизи температуры СЭ упорядочения T_c . Полученное нами выражение (15) для ω_m также не содержит температуры, поскольку $\omega_1 \approx \omega_a = [(w' - w)/\mu]^{1/2}$.

В случае, когда электромагнитная волна с $\mathbf{e} || x$ распространяется вдоль оси Z, АФ возбуждения ищем в виде

$$a_x = \exp[i(qz - \omega t)][a_1 e^{iky} + a_{-1} e^{-iky}].$$

Легко видеть, что в приближении $q << k$ выражение для ε_{xx} в этом случае будет иметь вид (13). Этот вывод согласуется с экспериментом (см. вставку на рис. 2 [4]), где зависимости $\varepsilon_2(\omega)$ для этих геометрий мало отличаются.

2. При направлении электрического поля в электромагнитной волне вдоль оси Y, $\mathbf{e}||Y$, индуцируемая им электрическая поляризация p_y в линейном приближении не взаимодействует с АФ возбуждениями. Это обусловлено отсутствием в МЭ энергии (2) линейного по P_y инварианта. Разрешенные симметрией инварианты $A_i^2 \partial P_y/\partial y \quad (i = x, y, z)$ [9], как показывают вычисления, также не гибридизируют возбуждения в рассматриваемом приближении. Мнимая часть диэлектрической постоянной определяется главным образом диэлектрическими потерями Γ_p на поляризационной частоте ω_p:

$$\varepsilon'_{yy} = \varepsilon_2 = \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\omega\Gamma_p}{(\omega^2 - \omega_p^2)^2} . \quad (16)$$

Эти потери в исследуемом терагерцевом интервале частот не имеют резонансного характера и меньше, чем ε'_{xx} (см. вставку на рис. 2 [4]).

Таким образом, для изученной в эксперименте геометрии, когда электрическое поле перпендикулярно спонтанной поляризации, полученные теоретические результаты качественно согласуются с экспериментальными [4].

3. Если электрическое поле волны направлено вдоль спонтанной электрической поляризации, $\mathbf{e} || Z$, то, как будет показано ниже, ожидаются аномалии диэлектрических потерь вблизи температуры СЭ упорядочения. Из уравнений Лагранжа следует, что e_z возбуждает АФ флуктуации в плоскости YZ. В случае распространения волны вдоль оси Y положим

$$a_y = \exp[i(qy - \omega t)](b_1 e^{iky} + b_{-1} e^{-iky}),$$
$$a_z = \exp[i(qy - \omega t)](c_1 e^{iky} + c_{-1} e^{-iky}) \quad (17)$$
$$e_z = e_0 e^{iqy}, \qquad p_0 = e_0(n^2 - 1)/4\pi.$$

Результат не изменится, если волна распространяется вдоль оси X. Если, как и раньше, ограничиться линейным приближением в уравнениях Лагранжа, то можно увидеть, что связь АФ и электродипольных возбуждений возникает только тогда, когда $c_1 - c_{-1} \neq 0$, $b_1 + b_{-1} \neq 0$.

В этом случае дисперсионное уравнение имеет вид

$$[\lambda\omega^2 - b + 4\pi/(n^2 - 1)][R_1 - \mu\omega^2 - i\omega\eta) \times$$
$$\times (R_2 - \mu\omega^2 - i\omega\eta) - \tilde{V}^2] + 2\nu^2 k^2 \times$$
$$\times [A_1^2(R_2 - \mu\omega^2 - i\omega\eta) + A_2^2(R_1 - \mu\omega^2 - i\omega\eta) - uA_1^2 A_2^2] = 0. \quad (18)$$

Здесь введены обозначения

$$R_1 = a - a_c + w + \frac{u}{4}(A_1^2 + 9A_2^2),$$
$$R_2 = a - a_c + \frac{u}{4}(9A_1^2 + A_2^2), \quad (19)$$
$$\tilde{V} = \left[\frac{u}{2} - \frac{2\nu^2 k^2}{b}\right] A_1 A_2.$$

В частотной области $\omega << \omega_p$ частоты активации электромагнонов следующие:

$$\mu\omega_{1,2}^2 = \begin{pmatrix} (R_1 + R_2 - V(A_1^2 + A_2^2) \mp \\ \mp\sqrt{[R_1 + R_2 - V(A_1^2 + A_2^2)]^2 - 4[R_1 R_2 - \tilde{V}^2 - V(A_1^2 R_2 + A_2^2 R_1 - uA_1^2 A_2^2)]} \end{pmatrix} \quad (20)$$
$$V = 2\nu^2 k^2/b.$$

При температуре T_c перехода в сегнетомагнитную фазу, когда P_0 и A_2 равны нулю, с помощью выражений (3) можно убедиться, что частота нижней ветви (20) обращается в нуль. Это означает, что электромагнонная мода ω_1 является фазонной модой сегнетомагнитного перехода при $T = T_c$.

Из дисперсионного уравнения (18) можно получить выражение для коэффициента преломления n, которое в рассматриваемом случае оказывается весьма громоздким. Оно значительно упрощается вблизи T_c, когда $\mu\omega_2^2 \approx 3w$, а частота $\omega_1 \propto \sqrt{T_c - T}$ мала. В этом случае мнимая часть диэлектрической проницаемости имеет вид:

$$\varepsilon'_{zz} = \varepsilon_2 = \frac{4\pi V A_1^2}{b\mu} \times$$
$$\times \frac{\Gamma\omega(\omega^2 - \omega_2^2)^2}{(\omega^2 - \omega_1^2)^2(\omega^2 - \omega_2^2)^2 + \Gamma^2\omega^2(\omega_1^2 + \omega_2^2 - 2\omega^2)^2}. \tag{21}$$

Из (21) следует, что возбуждение верхней ветви электромагнонов ω_2 электрическим полем ослабевает вблизи температуры СЭ упорядочения, и при $T = T_c$ эта ветвь не возбуждается. Вблизи T_c электрическое поле поглощается преимущественно нижней ветвью ω_1. Диэлектрические потери на этой фазонной моде описываются выражением (14). Но, в отличие от случая $\mathbf{e} || x$, частота, на которой должен наблюдаться максимум ε'_{zz}, уже зависит от температуры, $\omega_1 \propto \sqrt{T_c - T}$, и уменьшается при $T \to T_c$.

В фазонной моде ω_1 вблизи T_c преобладают АФ возбуждения вдоль полярной оси, $|a_z| >> |a_y|$. В синусоидальной АФ фазе при $T > T_c$ переменное электрическое поле $\mathbf{e} || z$ в рассматриваемом линейном приближении возбуждает электромагноны с АФ вектором только вдоль полярной оси [7].

Таким образом, проявление сильного МЭ взаимодействия в электромагнонном спектре ожидается при направлении переменного электрического поля вдоль спонтанной электрической поляризации. Недавние эксперименты в $(Eu, Y)MnO_3$ [10,11] и в RMn_2O_5 [12] свидетельствуют о сильной спин-фононной связи в терагерцевом диапазоне именно в электрическом поле, направленном вдоль сегнетоэлектрической оси.

1. T. Kimura, T. Goto, H. Shintanl, K. Ishizaka, T. Arima, and Y Tokura, *Nature (London),* **426,** 55 (2003).
2. T. Goto, T. Kimura, G. Lawes, A.P. Ramirez, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 257201 (2004).
3. E. Golovenchits and V. Sanina *in: Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals,* M. Fiebig, V.V. Eremenko, and I.E. Chupis (eds.), Dordrecht:Kluwer, (2004), p.139.
4. A. Pimenov, A.A. Mukhin, V.Yu. Ivanov, V.D. Travkin, A.M. Balbashov and A. Loidl, *Nature Phys*. **2**, 97 (2006).
5. В.Г. Барьяхтар, И.Е. Чупис, *ФТТ* **11**, 3242 (1969).
6. H. Katsura, A.V. Balatsky, and N. Nagaosa, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 027203 (2007).
7. И.Е. Чупис, *ФНТ* **33**, 928 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 715 (2007)].
8. 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).
9. И.Е. Чупис, *ФНТ* **34**, 530 (2008) [*Low Temp. Phys*. **34**, 422 (2008)].
10. R.Valdes Aguilar, A.B. Suchkov, C.L. Zhang, Y.I. Choi, S.-W. Cheong, and H.D. Drew, *Phys. Rev.* **B76**, 060404 (R) (2007).
11. A. Pimenov, A. Loidl, A.A. Mukhin, V D. Travkin, V.Yu. Ivanov, and A.M. Balbashov, *Phys. Rev.* **B77**, 014438 (2008).
12. A.B. Sushkov, R. Valdйs Aguilar, S. Park, S-W. Cheong, and H.D. Drew, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 027202 (2007).

Excitation of electromagnons by alternating electric field in ferroelectromagnet $TbMnO_3$

I.E. Chupis

The excitation of electromagnons by electromagnetic wave of different polarization in the ferroelectromagnetic state of $TbMnO_3$ is analyzed. It is shown that the resonance frequency of electromagnon excitation by an electric field perpendicular to spontaneous polarization does not depend on temperature. This result is in qualitative agreement with the experiment. It is predicted that for an electric field directed along spontaneous polarization the temperature and frequency dependences of electric damping demonstrate anomalies near the ferroelectric transition temperature.

PACS: **75.80.+q** Magnetomechanical and magnetoelectric effects, magnetostriction;
78.20.Ls Magnetooptical effects.

Keywords: ferroelectromagnet, electromagnon, electric field.