

Фазонная мода электромагнонов в манганите тербия с синусоидальной антиферромагнитной структурой

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 9 марта 2007 г.

Рассмотрено взаимодействие света с электромагнонами в синусоидально модулированной антиферромагнитной фазе $TbMnO_3$. Предсказано значительное изменение частотной зависимости диэлектрического тензора ϵ_{zz} при переходе из синусоидальной в спиральную магнитную фазу со спонтанной электрической поляризацией. Фазонной модой такого перехода является мода электромагнона, в котором магнитоэлектрическая связь обусловлена модуляцией магнитной структуры.

Розглянуто взаємодію світла з електромагнонами у синусоїдально модульованій антиферромагнітній фазі $TbMnO_3$. Передказано значну зміну частотної залежності діелектричного тензора ϵ_{zz} при переході з синусоїдної у спіральну магнітну фазу з спонтанною електричною поляризацією. Фазонною модою такого переходу є мода електромагнона, у якому магнітоелектрична взаємодія обумовлена модуляцією магнітної структури.

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

Ключевые слова: электромагнон, фазонная мода, модулированная структура, антиферромагнетик.

Соединение $TbMnO_3$ — так называемый сегнетомагнетик, в котором сосуществуют антиферромагнитное (АФ) и сегнетоэлектрическое (СЭ) упорядочения [1]. Величина магнитоэлектрического (МЭ) взаимодействия подсистем пропорциональна как магнитной, так и диэлектрической восприимчивостям, поэтому значительные МЭ эффекты следовало ожидать лишь в сегнетомагнетиках с близкими температурами магнитного и электродипольного упорядочений [2]. Первым наблюдением сильного МЭ взаимодействия было обнаружение изменения диэлектрической постоянной на 30% магнитным полем порядка одного тесла в сегнетомагнитном никель-иодистом бораците с совпадающими температурами электрического и магнитного упорядочений [3]. В дальнейшем МЭ эффекты исследованы в сегнетомагнетиках с неблизкими температурами упорядочений и оказались малыми.

И лишь недавно в $TbMnO_3$ обнаружены сильные МЭ эффекты: индуцирование электрической поляризации и изменение диэлектрической постоянной на 10% магнитными полями порядка нескольких тесла [1]. Нейтроннографические исследования показали,

что в этом соединении спонтанная электрическая поляризация возникает при магнитном фазовом переходе из синусоидально модулированного в спиральное АФ состояние [4]. Значительная величина МЭ взаимодействия открывает реальные перспективы магнитного контроля над электроемкостью и использования сегнетомагнетиков в современной электронике. Работа [1] вызвала значительный всплеск интереса к МЭ явлениям как в редкоземельных манганитах, так и в других мультиферроиках (см., например, [5–8]), в которых также были обнаружены колоссальные МЭ эффекты. Возможные применения сегнетомагнетиков в оптоэлектронике предполагают изучение элементарных возбуждений в этих материалах. Существование гибридных СЭ магнитных возбуждений в сегнетомагнетиках, названных сегнетомагнонами, было предсказано 37 лет назад [9]. Магнитоэлектрическая связь в сегнетомагноне пропорциональна произведению спонтанной поляризации и магнитного момента, поэтому сегнетомагнон должен быть чувствителен как к электрическому, так и к магнитному полям.

Первое наблюдение МЭ гибридных волн недавно декларировано в несоразмерном магнитном состоянии манганитов TbMnO₃ и GdMnO₃ [10] в терагерцевом частотном диапазоне. Магнитоэлектрические возбуждения индуцировались переменным электрическим полем, направленным в плоскости XY, и подавлялись магнитным полем, переводящим систему в немодулированное состояние. Такой тип возбуждений наблюдали не только в модулированной магнитной фазе со спонтанной электрической поляризацией, но и в модулированной АФ фазе без СЭ упорядочения, и поэтому такие МЭ квазичастицы названы авторами [10] электромагнонами. Появление электромагнонов ниже температуры перехода в синусоидально модулированную АФ фазу T_N заметно меняло коэффициент преломления, однако не были замечены изменения этого коэффициента при температуре перехода T₁ из синусоидального АФ состояния в СЭ состояние со спиральной АФ структурой в TbMnO₃.

В настоящем сообщении предсказывается заметное изменение коэффициента преломления вблизи температуры фазового перехода T₁ при направлении электрического поля падающей волны вдоль направления спонтанной электрической поляризации Z. Фазонной модой этого перехода является мода электромагнонов с МЭ связью, пропорциональной волновому вектору модулированной структуры.

Орторомбический манганит TbMnO₃ (пространственная группа Pbnm) ниже T_N ≈ 41 К имеет синусоидально модулированную АФ структуру типа A_y с направлением спинов ионов Mn³⁺ и волнового вектора модуляционной структуры k ≈ 0,28b* вдоль оси Y [11]. Переход из синусоидальной A_y структуры в неколлинеарную спиральную магнитную структуру (A_y, A_z) происходит при температуре T₁ ≈ 28 К. Одновременно при этой температуре возникает статическая электрическая поляризация P₀ вдоль оси Z [4]. Влияние спинов Tb³⁺ на МЭ свойства вблизи T₁ несущественно, так как подсистема тербия парамагнитна (спины тербия упорядочиваются при температуре T' ≈ 7 К). Параметрами порядка фазовых переходов при температурах T_N и T₁ являются компоненты АФ вектора A_y, A_z. Вблизи температур фазовых переходов корректно использовать метод Лагранжа с функцией Лагранжа L = E - F, где E — кинетическая энергия, а F — функционал Гинзбурга–Ландау. В нашем случае

$$E = V^{-1} \int dr \frac{1}{2} \{ \mu \dot{\mathbf{A}}^2 + \lambda \dot{\mathbf{P}}^2 \};$$

$$F = V^{-1} \int dr \left\{ \frac{a}{2} \mathbf{A}^2 + \frac{w}{2} A_z^2 + \frac{1}{4} u \mathbf{A}^4 + \frac{1}{2} \gamma [(\partial_y A_y)^2 + (\partial_y A_z)^2] + \frac{1}{2} \alpha [(\partial_y^2 A_y)^2 + (\partial_y^2 A_z)^2] + \right.$$

$$\left. + \frac{b}{2} P^2 - P e_z + v P_z (A_z \partial_y A_y - A_y \partial_y A_z) \right\}. \quad (1)$$

Коэффициенты u, b и α положительны, γ отрицательно, обменная константа a = ξ(T - T₀). Постоянная анизотропии w > 0, так как АФ вектор направлен вдоль оси Y при температуре ниже T_N = T₀ + γ² / 4αξ. Последнее слагаемое в (1) — энергия МЭ взаимодействия электрической поляризации с модулированной АФ структурой.

Равновесные АФ состояния могут быть представлены в виде гармонических рядов. Ограничиваясь первой гармоникой, полагаем A_{y0} = A₁ cos ky, A_{z0} = A₂ sin ky. Подставляя эти выражения в (1) и минимизируя F по A₁, A₂, P и k, получаем следующие значения в модулированных коллинеарной 1 и неколлинеарной 2 фазах:

$$1. \quad \begin{aligned} A_2 = 0, P_{z0} = 0, A_1^2 = -4L_1 / 3u, \\ L_1 = a - a_c < 0, k^2 = -\gamma / 2\alpha, a_c = \gamma^2 / 4\alpha; \end{aligned} \quad (2)$$

$$2. \quad \begin{aligned} A_1^2 = (L_2 - 3L_1 + \varepsilon_1) / 2u, A_2^2 = (L_1 - 3L_2 + \varepsilon_2) / 2u, \\ L_2 = a - a_c + w, \varepsilon_{1,2} = 2k^2 v^2 (3L_{1,2} - 5L_{2,1})(ub)^{-1}, \\ P_{z0} = P_0 = kv A_1 A_2 b^{-1}, 3L_1 < L_2 < L_1 / 3. \end{aligned}$$

При получении формул (2) МЭ взаимодействие предполагалось слабым, т.е. k²v² << ub.

При температуре T = T_l < T_N, T_l ≈ T_N - 3w(2ξ)⁻¹ + 6k²v²w(ubξ)⁻¹, когда значения A₂ и P_{z0} равны нулю, происходит фазовый переход второго рода между состояниями 1 и 2.

Флуктуации АФ вектора a = A - A₀ и электрической поляризации p = P - P₀ описываются уравнениями Лагранжа. В дальнейшем рассмотрим возбуждение этих флуктуаций в коллинеарной фазе 1 электрическим полем e_z электромагнитных волн, распространяющихся вдоль оси Y; e_z, h_x ∝ exp[i(qy - ωt)]. Полученные результаты сохраняют силу при замене x ↔ y. Согласно уравнениям Максвелла, электрическое поле e_z возбуждает электрическую поляризацию p_z: ∂_y²e_z = -c⁻²ω²(e_z + 4πp_z). В линейном приближении уравнения Лагранжа связывают p_z только с a_z:

$$\begin{aligned} \lambda \ddot{p}_z + b p_z - e_z + v a_z \partial_y A_{y0} - v A_{y0} \partial_y a_z = 0, \\ \mu \ddot{a}_z + (a + w + u A_{y0}^2 - \gamma \partial_y^2 + \alpha \partial_y^4) a_z + 2 v p_z \partial_y A_{y0} + \\ + v A_{y0} \partial_y p_z = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Решения уравнений (3) ищем в виде

$$a(y, t) = \exp(iqy - i\omega t) \sum_n a_n \exp(inky).$$

Слагаемые в (3) с коэффициентом v индуцируют первые гармоники (n = ±1), а функция A_{y0}²(y) — вторые. Поскольку волновой вектор электромагнитной волны зна-

чительно меньше волнового вектора модулированной структуры, $q \ll k$, в (3) можно пренебречь вторыми гармониками. Положим $e_z(p_z) = e_0(p_0) \exp(iqy)$, тогда $p_0 = e_0(n^2 - 1) / 4\pi$, где $n = qc / \omega$ — коэффициент преломления. Значения p_0 и амплитуды a_1 , a_{-1} первой гармоники АФ возбуждений a_z связаны уравнениями

$$\begin{aligned} Bp_0 - iD_k a_{-1} - iD_{-k} a_1 &= 0, \\ iD_{-k} p_0 - Ra_{-1} + L_+ a_1 &= 0, \\ iD_k p_0 + L_- a_{-1} - Ra_1 &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} B &= \lambda\omega^2 - b + 4\pi(n^2 - 1)^{-1}, \\ D_k &= A_1 v(k - q/2), \quad R = uA_1^2 / 4, \\ L_{\pm} &= \mu\omega^2 - a - w - \gamma(q \pm k)^2 - \alpha(q \pm k)^4 - uA_1^2 / 2. \end{aligned} \quad (5)$$

Поскольку $q \ll k$, положим $q = 0$ в D_k , L_{\pm} . Тогда $D_{-k} = -D_k$, $L_+ = L_-$, $a_{-1} = -a_1$. Из (4) и (2) получаем дисперсионное уравнение для поляритонов в рассматриваемой среде:

$$n^2 = \frac{(\Omega_1^2 - \omega^2)(\Omega_2^2 - \omega^2)}{(\omega_1^2 - \omega^2)(\omega_2^2 - \omega^2)}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \omega_{1,2}^2 &= \frac{1}{2} [\omega_p^2 + \omega_0^2 \mp \sqrt{(\omega_p^2 - \omega_0^2)^2 + 8k^2 v^2 A_1^2 (\lambda\mu)^{-1}}], \\ \mu\omega_0^2 &= w + 2(a - a_c) / 3, \quad \omega_p^2 = b\lambda^{-1}, \quad \Omega_p^2 = (b + 4\pi)\lambda^{-1}. \end{aligned} \quad (7)$$

Выражения для $\Omega_{1,2}^2$ отличаются от $\omega_{1,2}^2$ заменой ω_p на Ω_p . Антиферромагнитная частота ω_0 уменьшается при $T \rightarrow T_l$; ω_p — частота электродипольных возбуждений. Частоты ω_1 и ω_2 являются модами электромагнов с $q = 0$. Как видно из (7), МЭ связь в этих электромагнах пропорциональна волновому вектору модуляционной структуры k и параметру магнитного порядка A_1 . Это новый тип электромагнов, существующий только в модулированном магнитном состоянии.

Из выражения (7) следует, что электромагнитная мода $\omega_1 = 0$ при $T = T_l$, т.е. частота электромагнов ω_1 является фазонной модой при фазовом переходе из синусоидальной магнитной фазы 1 в спиральную магнитную фазу 2 с СЭ упорядочением. Поляритонный спектр (6) в случае $\omega_0 < \omega_p$ схематически изображен на рис. 1. В двух частотных областях вблизи ω_1 и ω_2 электромагны резонансно взаимодействуют со светом. В верхней моде вблизи ω_2 преобладают электродипольные возбуждения, а в нижней моде вблизи ω_1 — антиферромагнитные. В силу слабости МЭ взаимодействия значения ω_1 , Ω_1 и ω_0 близки, $\omega_1 < \Omega_1 < \omega_0$; $\omega_2 \approx \omega_p$; $\Omega_2 \approx \Omega_p$. Резонансное взаимодействие света

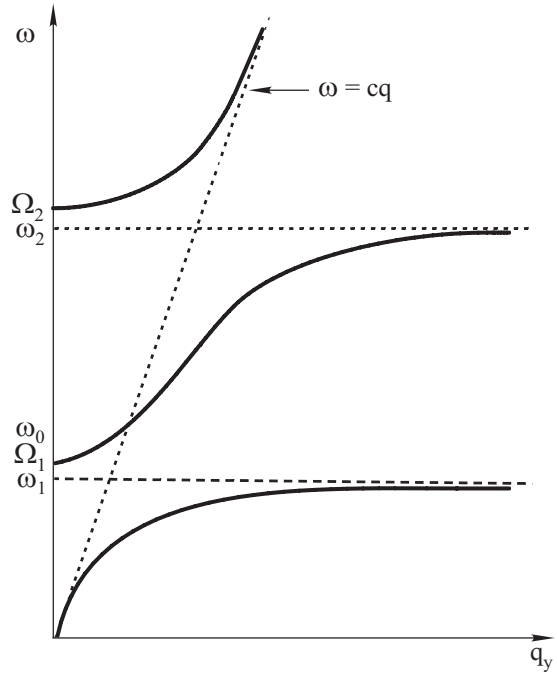


Рис. 1. Схематичный вид поляритонного спектра в коллинеарном модулированном магнитном состоянии (сплошные линии). Штриховая линия ω_1 — фазонная мода преимущественно АФ возбуждений, пунктирная линия ω_2 — мода электромагнов, где преобладают электродипольные возбуждения.

с фазонной модой электромагнов происходит в узком частотном интервале

$$\omega_0 - \omega_1 = \frac{k^2 v^2 A_1^2}{\omega_0 \lambda \mu (\omega_p^2 - \omega_0^2)}. \quad (8)$$

Вблизи T_l , когда $\omega_{1,0} \rightarrow 0$, ширина интервала (8) растет и при $\omega = \omega_1$ значительно увеличивается коэффициент преломления (6), т.е. диэлектрическая постоянная ϵ_{zz} . При приближении к T_l из коллинеарной фазы максимум мнимой части ϵ_{zz} растет, смещаясь в низкочастотную область $\omega_1 \rightarrow 0$. Отметим, что в немодулированной фазе рассмотренные электромагны отсутствуют, и коэффициент преломления имеет лишь один полюс на частоте ω_2 .

Таким образом, предсказывается возможность наблюдения фазонной моды электромагнов в TbMnO₃ при измерении температурной и частотной зависимостей диэлектрической постоянной ϵ_{zz} вблизи температуры перехода между модулированными коллинеарным и неколлинеарным магнитными состояниями. Фазонной модой этого перехода является мода электромагнов, существующих в модулированной магнитной структуре.

1. T. Kimura, T. Goto, H. Shintal, K. Ishizaka, T. Arima, and Y. Tokura, *Nature* (London) **426**, 55 (2003).
2. Г.А. Смоленский, И.Е. Чупис, *УФН* **137**, 415 (1982).
3. Л.Н. Батуров, Б.И. Альшин, Ю.Н. Ярмухамедов, *ФТТ* **20**, 2254 (1978)
4. 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).
5. N. Hur, S. Park, P.A. Sharma, S. Guha, and S.-W. Cheong, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 107207 (2004).
6. T. Kimura, G. Lawes, T. Goto, Y. Tokura, and A.P. Ramirez, *Phys.Rev.* **B71**, 224425 (2005).
7. T. Goto, T. Kimura, G. Lawes, A.P. Ramirez, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 257201 (2004).
8. А.М. Кадомцева, С.С. Кротов, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, *ФНТ* **32**, 933 (2006).
9. В.Г. Барьяхтар, И.Е. Чупис, *ФТТ* **11**, 3242 (1969).
10. A. Pimenov, A.A. Mukhin, V.Yu. Ivanov, V.D. Travkin, A.M. Babashov, and A. Loidl, *Nature Physics* **2**, 97 (2006).
11. S. Quezel, F. Tcheou, J. Rossat-Mignod, G. Quezel, and E. Roudaut, *Physica* (Amsterdam) **B86–88**, 916 (1977).

Phason mode of electromagnons in the terbium manganite with sinusoidal antiferromagnetic structure

I.E. Chupis

The interaction of light with electromagnons in the sinusoidal incommensurate magnetic state of TbMnO_3 is studied. A significant change in the frequency dependence of the dielectric constant ϵ_{zz} is predicted near the temperature of the phase transition from sinusoidal magnetic ordering to the spiral spin structure with spontaneous electric polarization. The mode of electromagnon in which the magnetoelectric coupling is determined by the modulated magnetic structure is a phason mode of this transition.

PACS: 75.80.+q Magnetomechanical and magnetoelectric effects, magnetostriction;
78.20.Ls Magneto-optical effects.

Keywords: electromagnon, phason mode, modulated structure, antiferromagnet.