

01;05

Отрицательный эффективный показатель преломления слоисто-периодической структуры ВТСП–ферромагнетик

© Д.Г. Санников, Д.И. Семенов

Ульяновский государственный университет

E-mail: sannikov-dg@yandex.ru

Поступило в Редакцию 19 июля 2010 г.

В длинноволновом приближении построены тензоры эффективных материальных параметров и получены дисперсионные соотношения для собственных ТЕ- и ТМ-волн в слоисто-периодической структуре (СПС), образованной чередующимися слоями высокотемпературного сверхпроводника и магнетика. Управляющее магнитное поле поперечно направлению распространения волны и оси периодичности структуры. На основе численного анализа, проведенного для СПС из слоев $YBaCuO/Y_3Fe_5O_{12}$, выявлены частотные и полевые области, в которых эффективный показатель преломления собственных волн становится отрицательным. Показана возможность осуществления высокого избирательно-го отражения или пропускания ТЕ-волн в пластине СПС за счет выбора рабочей частоты, значений внешнего магнитного поля и соотношения толщин слоев.

В последнее время возросло внимание к изучению электромагнитных волн в планарных слоистых структурах на основе магнетиков и сверхпроводников [1,2]. Особый интерес в этом плане представляют одномерные слоисто-периодические структуры (СПС) [3–5]. Волновые свойства таких структур существенно зависят от материальных параметров и толщин слоев, соотношения периода структуры и длины распространяющейся волны. В частности, в работе [4] для СПС на основе манганита лантана и высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $LSMO/YBaCuO$ экспериментально показана возможность появления частотного интервала с отрицательным показателем преломления. Если период структуры намного меньше длины распространяющейся волны, то описание волновых процессов удобно проводить на основе длинноволнового приближения (приближения мелкослоистости) [6], в рамках которого СПС можно рассматривать как однородную среду с эффективными материальными параметрами. В настоящей работе в

указанном приближении для поперечного направления подмагничивающего поля (относительно направления распространения и оси периодичности структуры) определяются тензорные материальные параметры СПС, составленной из слоев высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) и изотропного магнетика, в качестве которых выбраны ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и феррит-гранат $Y_3Fe_5O_{12}$. На основе полученных материальных параметров исследуются дисперсионные свойства собственных волн в области частот, где существенно проявляются гиротропные свойства магнетика.

Будем считать, что длина волны распространяющегося в структуре излучения λ намного превосходит период решетки l , что позволяет характеризовать СПС как однородную среду с эффективными материальными параметрами. Если внешнее магнитное поле H_0 приложено вдоль оси y , то эффективные тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости (ДП и МП) имеют вид:

$$\hat{\varepsilon}^{SL} = \begin{pmatrix} \tilde{\varepsilon}_{xx} & 0 & \tilde{\varepsilon}_{xz} \\ 0 & \tilde{\varepsilon}_{yy} & 0 \\ -\tilde{\varepsilon}_{xz} & 0 & \tilde{\varepsilon}_{zz} \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu}^{SL} = \begin{pmatrix} \tilde{\mu}_{xx} & 0 & \tilde{\mu}_{xz} \\ 0 & \tilde{\mu}_{yy} & 0 \\ -\tilde{\mu}_{xz} & 0 & \tilde{\mu}_{zz} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Используя процедуру усреднения материальных параметров [6,7], выразим компоненты тензоров (1) через соответствующие компоненты тензоров отдельных слоев:

$$\tilde{\varepsilon}_{xx} = \frac{1}{l} \left\{ \varepsilon_s l_s + \varepsilon_f^\perp l_f - \frac{(\varepsilon_s \varepsilon_{fa} l_f)^2}{\varepsilon_s \varepsilon_f (\varepsilon_f l_s + \varepsilon_s l_f)} \right\}, \quad \tilde{\varepsilon}_{yy} = (\varepsilon_s l_s + \varepsilon_f l_f) / l, \\ \tilde{\varepsilon}_{xz} = -\tilde{\varepsilon}_{zx} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_{fa} l_f}{\varepsilon_f l_s + \varepsilon_s l_f}, \quad \tilde{\varepsilon}_{zz} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_f l}{\varepsilon_f l_s + \varepsilon_s l_f}, \quad (2a)$$

$$\tilde{\mu}_{xx} = \frac{1}{l} \left\{ \mu_s l_s + \mu_f^\perp l_f - \frac{\mu_s (\mu_{fa} l_f)^2}{\mu_f (\mu_f l_s + \mu_s l_f)} \right\}, \quad \tilde{\mu}_{yy} = (\mu_s l_s + \mu_f l_f) / l, \\ \tilde{\mu}_{xz} = -\tilde{\mu}_{zx} = \frac{\mu_s \mu_{fa} l_f}{\mu_f l_s + \mu_s l_f}, \quad \tilde{\mu}_{zz} = \frac{\mu_s \mu_f l}{\mu_f l_s + \mu_s l_f}, \quad (2b)$$

где $\varepsilon_f^\perp = \varepsilon_f - \varepsilon_{fa}^2 / \varepsilon_f$ и $\mu_f^\perp = \mu_f - \mu_{fa}^2 / \mu_f$. Входящие в выражения (2) диагональные и недиагональные компоненты тензоров отдельных слоев имеют характерную частотную зависимость, которую обсудим ниже.

В купратных соединениях типа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ эффективная масса электронов m_c^* , отвечающая кристаллографическому направлению c (перпендикулярному плоскостям Cu-O), значительно больше величин m_a^* и m_b^* , отвечающих плоскостным направлениям a и b . Анизотропия эффективной массы приводит к анизотропии плазменной частоты, частоты столкновений и оптических свойств в целом. В модели двухкомпонентной плазмы, в соответствии с которой при температуре ниже критической электронная подсистема может быть представлена совокупностью „нормальных“ (испытывающих столкновения) и „сверхпроводящих“ (движущихся без столкновений) электронов, компоненты диагонального тензора ДП сверхпроводника (в главных осях x , y , z , совпадающих с направлениями a , b , c) можно представить в виде [8]

$$\varepsilon_{sj} = \varepsilon_{lj} - \frac{\omega_{sj}^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{iv_j\theta^4}{\omega - iv_j} \right), \quad j = a, b, c, \quad (3)$$

где ε_{lj} — вклад решетки, ω — частота волнового поля, $\omega_{sj} = \sqrt{4\pi ne^2/m_j^*}$ — плазменная частота, e — заряд носителей, v_j — частота столкновений „нормальных“ электронов, $\theta = T/T_c$ — приведенная температура, m_j^* — эффективная масса носителей. Далее мы будем считать, что кристаллографическая ось c совпадает с направлением распространения волны (осью z). При этом компоненты тензора ДП сверхпроводника $\varepsilon_{sa} = \varepsilon_{sb} \neq \varepsilon_{sc}$.

Для магнетика гиротропия, связанная с недиагональными компонентами тензора ДП, проявляется, как правило, в оптическом диапазоне [9]. Для компонент тензора МП частотная зависимость существенна в СВЧ-диапазоне и имеет вид:

$$\begin{aligned} \mu_f &= 1 + \frac{(\omega_H + i\alpha\omega)\omega_M}{(\omega_H + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}, & \mu_{fa} &= -\frac{i\omega\omega_M}{(\omega_H + i\alpha\omega)^2 - \omega^2}, \\ \mu_{f0} &= 1 + \frac{i\alpha\omega_M}{\omega - i\alpha\omega_H}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, γ — магнитомеханическое отношение, M_0 — намагниченность насыщения, α — параметр затухания в уравнении Ландау–Лифшица [10].

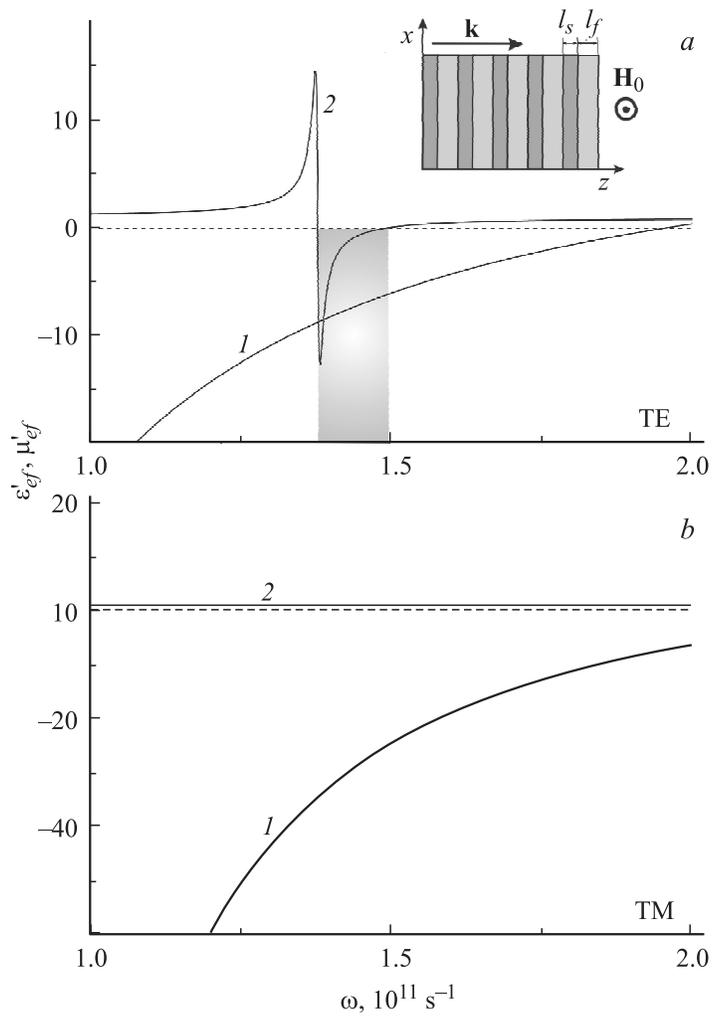


Рис. 1. Частотные зависимости действительных и мнимых частей эффективных диэлектрической (1) и магнитной (2) проницаемостей ТЕ- и ТМ-волн в структуре (вставка): $\epsilon_0 = 8$, $\epsilon_f = \epsilon_{f0} = 9$, $\omega_p = 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\nu = 10^{11} \text{ s}^{-1}$; $M_0 = 140 \text{ G}$, $H_0 = 7000 \text{ Oe}$, $\Theta = 0.5$, $\theta = 0.1$.

Будем считать, что распространение волны в СПС происходит вдоль оси периодичности структуры (вставка на рис. 1). При этом зависимость от времени и координат волновых полей собственных волн имеет вид: $\mathbf{E}, \mathbf{H} \in \exp[i(\omega t - kz)]$, где k — константа распространения. В случае однородности структуры вдоль осей x и y собственными являются ТЕ- и ТМ-волны с компонентами полей (H_x, E_y, H_z) , (E_x, H_y, E_z) и константами распространения

$$k^{TE} = k_0 \sqrt{\tilde{\epsilon}_{yy} \left(\tilde{\mu}_{xx} - \frac{\tilde{\mu}_{xz} \tilde{\mu}_{zx}}{\tilde{\mu}_{zz}} \right)}, \quad k^{TM} = k_0 \sqrt{\tilde{\mu}_{yy} \left(\tilde{\epsilon}_{xx} - \frac{\tilde{\epsilon}_{xz} \tilde{\epsilon}_{zx}}{\tilde{\epsilon}_{zz}} \right)}. \quad (5)$$

Эти величины удобно представить в виде $k^{TE} = k_0 n^{TE} = k_0 \sqrt{\epsilon_{ef}^{TE} \mu_{ef}^{TE}}$ и $k^{TM} = k_0 n^{TM} = k_0 \sqrt{\epsilon_{ef}^{TM} \mu_{ef}^{TM}}$, где $n^{TE, TM}$ — эффективные показатели преломления ТЕ- и ТМ-волн, а эффективные параметры с учетом соотношений (2) принимают вид:

$$\epsilon_{ef}^{TE} = \frac{\epsilon_s \Theta + \epsilon_{f0}}{\Theta + 1}, \quad \mu_{ef}^{TE} = \frac{\mu_s \Theta + \mu_f^\perp}{\Theta + 1}, \quad (6a)$$

$$\epsilon_{ef}^{TM} = \frac{\epsilon_s^\perp \Theta + \epsilon_f^\perp}{\Theta + 1}, \quad \mu_{ef}^{TM} = \frac{\mu_s \Theta + \mu_{f0}}{\Theta + 1}, \quad (6b)$$

где параметр $\Theta = l_s / l_f$ определяет отношение толщин слоев сверхпроводника и магнетика. Определим коэффициент отражения линейно поляризованной волны, падающей нормально на плоскопараллельную пластину СПС (среда 2), занимающую область $0 < z < L$ и помещенную между непоглощающими диэлектрическими средами 1 и 3 с параметрами $\epsilon_{1,3}$ и $\mu_{1,3}$. Решение граничной задачи приводит к следующему выражению для амплитудного коэффициента отражения:

$$r = \frac{(Z_2 - Z_1)(Z_3 + Z_2) + (Z_2 + Z_1)(Z_3 - Z_2) \exp(-2ikL)}{(Z_2 + Z_1)(Z_3 + Z_2) + (Z_2 - Z_1)(Z_3 - Z_2) \exp(-2ikL)}, \quad (7)$$

где $k_3 = k_0 \sqrt{\epsilon_3 \mu_3}$, а $Z_{1,3} = \sqrt{\mu_{1,3} / \epsilon_{1,3}}$ и $Z_2 = \sqrt{\mu_{ef} / \epsilon_{ef}}$ — импедансы соответствующих сред. Энергетический коэффициент отражения определяется выражением $R = |r|^2$. Отметим, что для гиромангнитных сред коэффициент отражения должен выражаться через импедансы, а не показатели преломления.

Зависимость добротности показателя преломления для ТЕ-волны от частоты

$\omega,$ 10^{11} s^{-1}	1.38	1.39	1.40	1.41	1.42	1.43	1.44	1.45	1.46	1.47	1.48	1.49
F	1.8	5.5	8.6	10.9	12.3	12.9	12.6	11.5	9.6	7.0	3.6	1.0

Для численного анализа полученных соотношений были использованы параметры иттриевого феррит-граната $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ($\varepsilon_f = \varepsilon_{f0} = 9$, $M_0 = 140 \text{ G}$, $\alpha = 0.003$ [10]) и ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ ($m^* = 3m_0$, m_0 — масса свободного электрона, $\varepsilon_0 = 8$, $\omega_p = 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\nu = 10^{11} \text{ s}^{-1}$ [11]). Следует подчеркнуть, что температурная зависимость намагниченности феррит-граната $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ и, следовательно, его МП незначительна в диапазоне температур, где реализуется сверхпроводимость ВТСП. Так, при изменении температуры от 0 до 100 К относительное изменение величины M_0 для указанного феррит-граната не превышает 5% [12]. Именно поэтому в расчетах величина M_0 полагается постоянной.

На рис. 1 представлены частотные зависимости действительных частей эффективных ДП и МП для ТЕ (a) и ТМ (b) волн в мелкоструктурной среде с параметрами $\alpha = 0.003$, $\Theta = 0.5$, $H_0 = 7000 \text{ Oe}$. Для ТЕ-волны эффективная ДП отрицательна в большей части рассматриваемой частотной области, а резонанс для эффективной МП лежит вблизи частоты $1.4 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$, поэтому на частотном участке $(1.38-1.49) \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ эффективное волновое число k^{TE} и, следовательно, показатель преломления n^{TE} становятся отрицательными (затененная область). Для ТМ-волны, у которой магнитная компонента волнового поля коллинеарна приложенному внешнему полю, действительная часть эффективной МП мало отличается от единицы, поэтому, несмотря на отрицательность величины ε'_{ef} , эффективный показатель преломления остается положительным.

Важным параметром, характеризующим волновые свойства метаматериалов, является добротность (figure of merit) показателя преломления, которая определяется выражением $F = -\text{Re}(n)/\text{Im}(n)$ [13]. Для ТЕ-волны в области отрицательности показателя преломления частотная зависимость этого параметра представлена в таблице. Максимальные значения параметра F вблизи частоты $1.44 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ значительно превышают полученные в работе [13] для fishnet-композитных структур

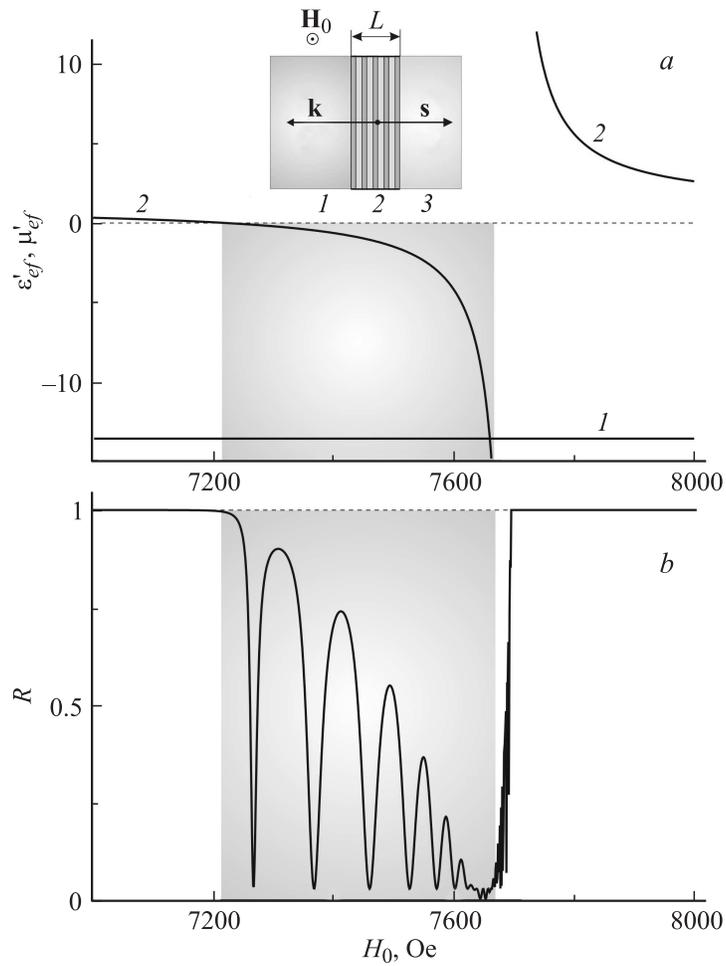


Рис. 2. Зависимости эффективных диэлектрической (1) и магнитной (2) проницаемостей и энергетического коэффициента отражения ТЕ-волны в пластине СПС (вставка) от внешнего магнитного поля. $\omega = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$; среда 1: $\epsilon_1 = 1$, $\mu_1 = 1$ (воздух); среда 2: $L = 0.5 \text{ cm}$, $\Theta = 1$, $\nu = 0$, $\alpha = 0$, $\theta = 0$; среда 3: $\epsilon_3 = 2$, $\mu_3 = 1$ (фторопласт).

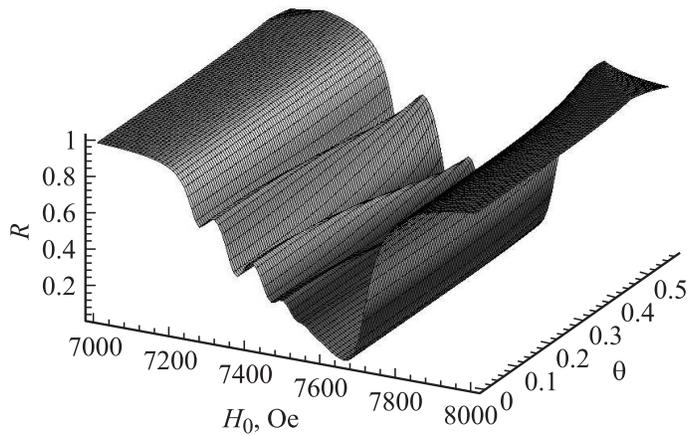


Рис. 3. Температурно-полевые зависимости энергетического коэффициента отражения ТЕ-волны в пластине СПС от внешнего магнитного поля. $\omega = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$; среда 1: $\epsilon_1 = 1$, $\mu_1 = 1$; среда 2: $L = 0.5 \text{ cm}$, $\Theta = 1$, $\nu = 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $\alpha = 0.003$; $\theta = 0.1$; среда 3: $\epsilon_3 = 3$, $\mu_3 = 1$.

($F \approx 3.5$), что указывает на перспективность создания и использования предлагаемых СПС.

Действительные части эффективных ДП и МП для ТЕ-волн существенно зависят от отношения толщин слоев Θ и, как показывает анализ, могут стать одновременно отрицательными в случае, когда толщины слоев магнетика и ВТСП сопоставимы ($\Theta \approx 0.3 - 1.3$). Для ТМ-волн действительная часть эффективной МП положительна и практически не зависит от Θ , поэтому эффективный показатель преломления n^{TM} остается положительным при любом соотношении толщин слоев.

На рис. 2 представлены зависимости от внешнего магнитного поля действительных частей ДП и МП и энергетического коэффициента отражения для ТЕ-волны в непоглощающей пластине СПС ($\nu = 0$ и $\alpha = 0$), толщина которой $L = 0.5 \text{ cm}$, а параметр $\Theta = 1$. В качестве диэлектрических сред выбраны воздух и фторопласт. Как следует из (3) и (6), при $\nu = 0$ температура θ не влияет на эффективную ДП. Вне области с отрицательным показателем преломления волна отражается

практически полностью, тогда как в области с $n^{TE} < 0$ (эта область затемнена) наблюдаются осцилляции величины R .

При $\nu \neq 0$ увеличение температуры обуславливает изменение поглощения в ВТСП, что должно сказываться на поведении коэффициента R . На рис. 3 представлена температурно-полевая зависимость коэффициента отражения ТЕ-волны в рассмотренной выше структуре на участке с отрицательным эффективным показателем преломления. Эта зависимость получена для параметров $\nu = 10^{11} \text{ s}^{-1}$, $\alpha = 0.003$, $L = 0.5 \text{ cm}$ и $\Theta = 1$. Анализ также показывает, что с ростом толщины пластины период осцилляций (по полю) коэффициента отражения возрастает.

Проведенное исследование показывает, что СПС на основе магнитных и сверхпроводящих материалов могут приобретать свойства левой среды, т. е. иметь эффективный отрицательный показатель преломления для собственных волн в определенных частотных и полевых интервалах. За счет выбора рабочей частоты, значений внешнего магнитного поля и соотношения толщин слоев можно добиваться достаточно высокого избирательного отражения или пропускания ТЕ-волн.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 года, мероприятие 1.3.1, ГК № П2603.

Список литературы

- [1] Семенов А.А., Карманенко С.Ф., Мелков А.А. и др. // ЖТФ. 2001. Т. 71. В. 10. С. 13–19.
- [2] Санников Д.Г., Жирнов С.В., Семенов Д.И. // ФТТ. 2009. Т. 51. В. 9. С. 1824–1828.
- [3] Przyślupski P., Komissarov I., Paszkowicz W. et al. // Phys. Rev. B. 2004. V. 69. P. 134428-7.
- [4] Pimenov A., Loidl A., Przyślupski P., Dabrowski B. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 247009-4.
- [5] Monton C., de la Cruz F., Guimpel J. // Phys. Rev. B. 2007. V. 75. P. 064508-6.
- [6] Agranovich V.M. // Solid State Communications. 2003. V. 78. N 8. P. 747–750.
- [7] Елисеева С.Д., Семенов Д.И., Степанов М.М. // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 10. С. 70–75.
- [8] Санников Д.Г., Семенов Д.И. // ФТТ. 2010. Т. 52. В. 4. С. 633–637.

- [9] *Крупичка С.* Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. Т. 2. 504 с.
- [10] *Гуревич А.Г., Мелков А.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Физматлит, 1994. 464 с.
- [11] *Basov D.N., Timusk T.* // *Rev. Mod. Phys.* 2005. V. 77. P. 721–779.
- [12] *Кринчик Г.С.* Физика магнитных явлений. М.: МГУ, 1976. 368 с.
- [13] *Vakentine J., Zhang S., Zentgraf Th.* // *Nature.* 2008. V. 455. P. 376–380.