

Оптический эффект Магнуса в метаматериалах из ферромагнитных микропроводков

А. В. Иванов⁺, А. Н. Шалыгин^{+*}, А. В. Ведяев⁺, В. А. Иванов^{*∇}

⁺ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119992 Москва, Россия

^{*} НПП ВИЧЕЛ (высокочастотные элементы), 119991 Москва, Россия

[∇] Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 марта 2007 г.

После переработки 18 апреля 2007 г.

В однородных левых средах эффекты Доплера, Черенкова-Вавилова, преломления и давления света аномальны – “обратны” по отношению к нормальным. В приближении геометрической оптики показано, что оптический эффект Магнуса в неоднородных левых средах также аномален. Эффект продемонстрирован на примере метаматериала из параллельных микропроводков аморфного ферромагнетика во внешнем магнитном поле. Метаматериал оказывается левым в реалистической области электромагнитного спектра. Оптическими свойствами такой левой среды можно управлять внешним магнитным полем.

PACS: 41.20.Jb, 42.70.-a, 75.50.-y, 77.84.Lf, 78.20.-e, 81.07.-b

1. В последние годы возрос интерес к метаматериалам, в которых электромагнитные волны из определенной области спектра имеют противонаправленные групповую и фазовую скорости [1]. Отрицательная по отношению к фазовой групповая скорость обуславливает также отрицательный показатель преломления среды $n = \sqrt{\varepsilon(\omega) \cdot \mu(\omega)} < 0$ ($\varepsilon(\omega) < 0$, $\mu(\omega) < 0$ – отрицательные диэлектрическая и магнитная проницаемости слабосвязанных подсистем элементов, составляющих метаматериал) [2]. Такие метаматериалы именуют материалами (средами) с отрицательным показателем преломления, левыми материалами (по терминологии [2]): волновой вектор \mathbf{k} , напряженности \mathbf{E} и \mathbf{H} электромагнитной волны образуют левую тройку векторов), а также материалами с отрицательной фазовой скоростью, обратными средами, дважды отрицательными средами [3]. Так называемые фотонные кристаллы также имеют отрицательный показатель преломления, но в них область электромагнитного спектра, в которой $n < 0$, зависит еще и от волнового вектора \mathbf{k} : $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) < 0$, $\mu(\omega, \mathbf{k}) < 0$. Возможность противонаправленных групповой и фазовой скоростей волны в различных системах обсуждалась давно. Ее непротиворечивость отмечалась в курсе Ландау и Лившица ([4], с.398). Отметим также [5, 6] и ссылки на другие ранние работы в [7].

Прогресс в изучении левых материалов с не существующими в природе электромагнитными характеристиками начался после их приготовления из металлических резонаторов двух видов (проводков и колечек с разрезами) [8]. И если первые метамате-

риалы оказывались левыми в микроволновой области спектра, то спустя почти 7 лет к настоящему времени достигнут красный край области видимого света [9]. Экспериментальное подтверждение отрицательного преломления [10], наблюдение маскировки – эффекта невидимости [11], спонтанная эмиссия возбужденного атома вблизи левого материала [12], аномальные, “обратные” по отношению к нормальным средам, эффекты сдвига Доплера, излучения Черенкова-Вавилова [5], давления света [3] еще более повышают интерес к левым материалам. В них возможны и гиротропные явления [13, 14]. Такие поляризационные эффекты, как оптический эффект Магнуса и рытовский поворот плоскости поляризации ([4], с. 403; [15]), задаются циркулярной поляризацией электромагнитных волн и оптической неоднородностью среды. Аномальны ли они в неоднородных левых средах, как и эффекты в однородных левых?

В данной работе в приближении геометрической оптики показано, что в неоднородных левых средах вектор Умова-Пойнтинга циркулярно поляризованной волны отклоняется в направлении, противоположном правым средам, то есть оптический эффект Магнуса оказывается аномальным в левых средах. Эффект теоретически продемонстрирован на примере метаматериала из параллельных ферромагнитных микропроводков. Показателем преломления и “оптической” неоднородностью такой левой среды можно управлять внешним стационарным магнитным полем.

2. При распространении циркулярно поляризованной электромагнитной волны в неоднородной среде направление ее момента импульса изменяется. Тогда, согласно закону сохранения момента импульса, происходит скручиваемость траектории луча, что и означает оптический эффект Магнуса [16–19]. В приближении геометрической оптики эффект рассчитывался в работах [16–18].

Для электромагнитной волны, распространяющейся в изотропной неоднородной среде с проницаемостями $\varepsilon(\mathbf{r})$ и $\mu(\mathbf{r})$, напряженности \mathbf{E} и $\mathbf{H} \propto e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r}-\omega t+\psi(s))}$, где $\psi(s)$ – фаза волны (добавка к эйконалу) на пути s . Направление лучей \mathbf{l}_0 определяется градиентом эйконала $\nabla\psi = k\mathbf{l}_0$, причем $\nabla\psi \cdot \mathbf{E} = 0$ и $\nabla\psi \cdot \mathbf{H} = 0$. Тогда из уравнений Максвелла следуют уравнения на амплитуды напряженностей

$$\begin{aligned} 2k \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial s} + \frac{\omega}{c} \nabla \mu \times \mathbf{H}_0 + k \mathbf{l}_0 (\mathbf{E}_0 \nabla \ln \varepsilon) - \\ - i \nabla (\mathbf{E}_0 \nabla \ln \varepsilon) = 0, \\ 2k \frac{\partial \mathbf{H}_0^*}{\partial s} - \frac{\omega}{c} \nabla \varepsilon \times \mathbf{E}_0^* + k \mathbf{l}_0 (\mathbf{H}_0^* \nabla \ln \mu) + \\ + i \nabla (\mathbf{H}_0^* \nabla \ln \mu) = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

С учетом \mathbf{k} -представления уравнений Максвелла, $\mathbf{k} \times \mathbf{E} = (\omega/c)\mathbf{B}$ и $\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -(\omega/c)\mathbf{D}$, из уравнений (1) получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} 2k \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial s} + \nabla \ln \mu \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0) - i \nabla (\mathbf{E}_0 \nabla \ln \varepsilon) = 0, \\ 2k \frac{\partial \mathbf{H}_0^*}{\partial s} + \nabla \ln \varepsilon \times (\mathbf{k} \times \mathbf{H}_0^*) + i \nabla (\mathbf{H}_0^* \nabla \ln \mu) = 0. \end{aligned}$$

Умножив векторно первое уравнение этой системы на \mathbf{H}_0^* справа, второе на \mathbf{E}_0 слева, сложив их и используя выражение $\mathbf{S} = \frac{c}{16\pi} (\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0^* + \mathbf{E}_0^* \times \mathbf{H}_0)$ для вектора Умова–Пойнтинга, получим после вычислений

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial s} = \mathbf{l}_0 \times \nabla \ln n \times \mathbf{S} + \frac{ic^2}{16\pi\omega} \left[-\frac{1}{\varepsilon} \nabla \frac{\partial \ln \mu}{\partial s} \times \mathbf{H}_0 \times \mathbf{H}_0^* - \right. \\ \left. - \frac{1}{\mu} \nabla \frac{\partial \ln \varepsilon}{\partial s} \times \mathbf{E}_0 \times \mathbf{E}_0^* - \frac{1}{\varepsilon} \nabla \ln \mu \times \frac{\partial}{\partial s} (\mathbf{H}_0 \times \mathbf{H}_0^*) - \right. \\ \left. - \frac{1}{\mu} \nabla \ln \varepsilon \times \frac{\partial}{\partial s} (\mathbf{E}_0 \times \mathbf{E}_0^*) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

Переходя к циркулярно поляризованным электромагнитным волнам, $\xi = \pm 1$, учтем, что

$$\begin{aligned} \mathbf{E} \times \mathbf{E}^* &= \frac{1}{2} (\mathbf{E}_1 + i\xi \mathbf{E}_2) \times (\mathbf{E}_1 - i\xi \mathbf{E}_2) = \\ &= -i\xi \mathbf{E}_1 \times \mathbf{E}_2 = -i\xi \frac{\mathbf{k}}{k} E^2. \end{aligned}$$

Аналогично получаем $\mathbf{H} \times \mathbf{H}^* = -i \frac{\mathbf{k}}{k} H^2$. Поскольку выражения для вектора Умова–Пойнтинга имеют вид

$$\mathbf{S} = \frac{c^2 \mathbf{k}}{8\pi\mu\omega} E_0^2 = \frac{c^2 \mathbf{k}}{8\pi\varepsilon\omega} H_0^2,$$

то

$$\frac{c}{4\pi} \mathbf{E}_0 \times \mathbf{E}_0^* = -2i\xi \frac{\mu\omega}{ck} \mathbf{S}, \quad \frac{c}{4\pi} \mathbf{H}_0 \times \mathbf{H}_0^* = -2i\xi \frac{\varepsilon\omega}{ck} \mathbf{S}.$$

Вообще для эллиптической поляризации $-1 < \xi < 1$. Подставляя последние формулы в (2), получаем уравнение траектории луча циркулярно поляризованной электромагнитной волны

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial s} = \mathbf{l}_0 \times \frac{\nabla n}{n} \times \mathbf{S} + \frac{\xi}{k} \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\nabla n}{n} \times \mathbf{S} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{2\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial s} \frac{\nabla \mu}{\mu} \times \mathbf{S} + \frac{1}{2\mu} \frac{\partial \mu}{\partial s} \cdot \frac{\nabla \varepsilon}{\varepsilon} \times \mathbf{S} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь слагаемое с $\xi = \pm$ представляет собой выражение для оптического эффекта Магнуса. Как и следовало ожидать, оно симметрично относительно замены $\varepsilon \leftrightarrow \mu$, что наряду с численными коэффициентами отличает формулу (3) от формулы (9) работы [18].

Оптический эффект Магнуса получил экспериментальное подтверждение в волоконной оптике, при распространении электромагнитных волн в неоднородной атмосфере и др. “нормальных” оптически неоднородных средах. Представляет интерес его оценка и знак для неоднородных левых материалов.

3. Первые левые материалы представляли систему микрорезонаторов, расположенных в виде чередующихся колечек с разрезами (магнитный диполь) и наностырей, линейных вибраторов (электрический диполь). Такие левые материалы приготовить сравнительно сложно, в них затруднительно достигать контролируемой градиентной неоднородности, существенной для оптического эффекта Магнуса в (3). Позднее предлагались левые материалы, составленные из объемных натуральных сред, а не из отсутствующих в природе искусственных микрорезонаторов: сферические частицы [20], гетероструктуры [21], цилиндры в диэлектрических и ферритовых средах [22, 23]. Отрицательный показатель преломления могут проявлять и системы ферритовых пленок [24], и антиферромагнетики с магнитоэлектрической связью [25]. Композитные материалы из неупорядоченной смеси металла и диэлектрика рассматривались в [26]. В настоящее время фундаментальное и прикладное значение приобретают микропровода из аморфных ферромагнетиков [27–29], и метаматериалы из них технологически осуществимы [30–32]. В данной

работе изучается упорядоченная система микропроводков из аморфных ферромагнетиков. Магнитоупругие эффекты, влияющие на анизотропию и доменную структуру аморфных ферромагнитных микропроводков, не учитываем.

Рассмотрим сначала однородный одноосный объемный ферромагнетик, намагниченный до намагниченности $\{0, 0, M\}$ стационарным внешним магнитным полем $\{0, 0, H_0\}$. Тогда динамический тензор магнитной проницаемости есть [4]

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & -im & 0 \\ im & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \mu = \frac{\omega_0(\omega_0 + \omega_M) - \omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2},$$

$$\omega_0 = \gamma H_0, \quad \omega_M = 4\pi\gamma M, \quad m = \frac{\omega\omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

($\gamma = |e|/mc$ – магнетомеханическое отношение). Волновой вектор электромагнитной волны в ферромагнетике с проводимостью σ и диэлектрической проницаемостью ϵ имеет вид $\vec{k} = (\sqrt{\epsilon\tilde{\mu}}/c)\omega$ с магнитной проницаемостью

$$\begin{aligned} \tilde{\mu} &= \frac{\mu^2 - m^2}{2\mu} \left(1 + \sqrt{\left(\frac{4\pi\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2 + 1} \right) = \\ &= \frac{1}{2} \frac{(\omega_0 + \omega_M)^2 - \omega^2}{\omega_0(\omega_0 + \omega_M) - \omega^2} \left(1 + \sqrt{\left(\frac{4\pi\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2 + 1} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

в отсутствие диссипации.

Пусть микропроводки радиусов a из аморфного ферромагнетика параллельны оси z и находятся в узлах квадратной решетки в плоскости xy с постоянной b . Для электромагнитной волны, распространяющейся поперек проводов с напряженностью электрического поля по оси z , метаматериал выглядит однородным в случае длины волны $\lambda \gg a$. Тогда объемная концентрация микропроводков $p = \pi a^2/b^2$ перенормирует намагниченность $M \rightarrow pM$ и проводимость $\sigma \rightarrow p\sigma$ в (4) и эффективная магнитная проницаемость метаматериала

$$\mu_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \frac{(\omega_0 + \omega_m)^2 - \omega^2}{\omega_0(\omega_0 + \omega_m) - \omega^2} \left(1 + \sqrt{\left[\frac{\sigma}{\omega\epsilon} \left(2\pi \frac{a}{b}\right)^2\right]^2 + 1} \right), \quad (5)$$

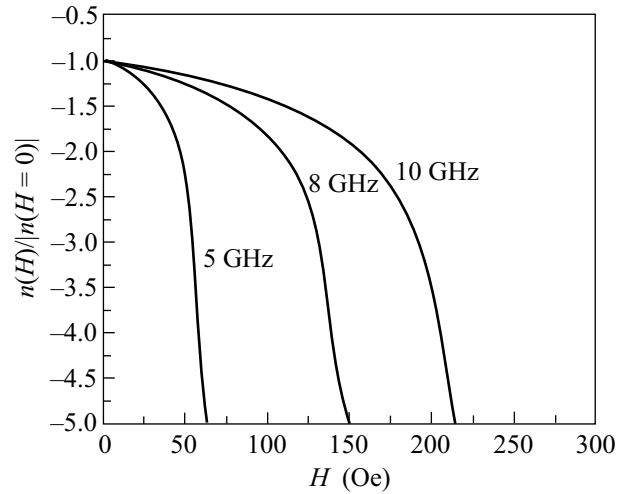
где $\omega_m = (2\pi a/b)^2\gamma M$. Магнитные свойства микропроводков не влияют на электрические свойства метаматериала, и его диэлектрическая проницаемость (ср. [28, 29, 33]) равна

$$\epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_0 - \left(\frac{c}{\omega b}\right)^2 2\pi \left\{ \ln \frac{b}{a} \left(1 + i \frac{c\zeta_{zz}}{\omega a \ln \frac{L}{a}} \right) \right\}^{-1} \quad (6)$$

(ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость среды, в которой расположены микропроводки длиной $L \gg a$). Для реалистического случая сильного скин-эффекта, $a/\delta > 1$ ($\delta = c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$), в высокочастотной области спектра продольная компонента тензора поверхностного импеданса проволоочки в (6) имеет вид

$$\zeta_{zz} = (1 - i) \sqrt{\frac{\omega\mu}{8\pi\sigma}} \left[1 + (1 + i) \frac{\delta}{4a\sqrt{\mu}} \right],$$

совпадающий при $\delta = 0$ с компонентой в граничном условии Леонтовича–Шукина [4]. Из формул (5) и (6) следует, что при $\sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_m)} < \omega < \omega_0 + \omega_m$ и в широкой области частот $\omega < c/b\sqrt{2\pi/(\epsilon_0 \ln b/a)}$ ($c\zeta_{zx}/(\omega a \ln L/a) \ll 1$) для реалистических значений ϵ_0 матрицы метаматериала имеет отрицательный показатель преломления, $n = \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(\omega) \cdot \mu_{\text{eff}}(\omega)} < 0$. При фиксированной частоте электромагнитной волны ω он оказывается левым в области магнитных полей $(\omega - \omega_m)/\gamma < H_0 < (\sqrt{\omega_m^2 + 4\omega^2} - \omega_m)/2\gamma$ (ср. (5)). Показателем преломления такого метаматериала можно управлять, влияя внешним магнитным полем на резонансную частоту $\omega_0 = \gamma H_0$ (см. рисунок).



Зависимость относительного показателя преломления $n(H, \omega = \omega_{1,2,3})/n(H = 0, \omega = \omega_{1,2,3})$ от внешнего магнитного поля H , приложенного к левому метаматериалу из микропроводков, при различных фиксированных частотах: $\omega_1 = 5$ ГГц, $\omega_2 = 8$ ГГц и $\omega_3 = 10$ ГГц. Параметры метаматериала: $\sigma \sim 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $M = 500$ Гс, $\zeta_{zz} \sim 10^{-3}$, $a = 10^{-3}$ см, $b = 0.1$ см

Оптическую неоднородность в предложенном метаматериале можно создавать, помещая его в неоднородное внешнее магнитное поле. Так, задавая градиент магнитного поля вдоль оси x , $\nabla H_0 =$

$= \{\nabla_x H_0, 0, 0\}$, согласно (3), (5), (6) получаем оптический эффект Магнуса:

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial s} = \mathbf{l}_0 \times \frac{\nabla n}{n} \times \mathbf{S} - \xi \frac{\pi \gamma}{C} \left(\frac{a}{b}\right)^2 \times \\ \times \frac{c}{\omega \sqrt{|\varepsilon_{\text{eff}}|}} \frac{\omega_m(\omega_0^2 + \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2} \cdot \frac{\partial}{\partial s} [\nabla_x H_0 \times \mathbf{S}], \quad (7)$$

где параметр

$$C = 1 + \sqrt{\left[\frac{\sigma}{\omega \varepsilon} \left(\frac{2\pi a}{b}\right)^2\right]^2 + 1}.$$

4. Поскольку вектор Умова-Пойнтинга связан с групповой скоростью \mathbf{v} и плотностью электромагнитной энергии, $\mathbf{S} = w \cdot \mathbf{v}$, первое слагаемое в квадратных скобках уравнения (3) совпадает с выражением для оптического эффекта Магнуса $\pm 1/k \nabla \ln n \times \mathbf{v}_0$ ($\mathbf{v}_0 = \mathbf{l}c/n$) в формулах (10) и (11) работы [19], выведенных при помощи фазы Берри для нормальных сред с $n > 0$. Поскольку волновой вектор $\mathbf{k} = n\omega/c$ меняет знак при переходе к левым средам, $n \rightarrow -n$, а квадратная скобка в (3) сохраняет свой знак, то оптический эффект Магнуса аномален в левых неоднородных средах. Расщепление линейно поляризованной электромагнитной волны на две циркулярно поляризованные противоположно в левых и правых неоднородных средах.

Помещенные во внешнее магнитное поле $H_0 = 10$ Э параллельные микропроводки радиусом $a = 10^{-3}$ см с постоянной решетки $b = 0.1$ см можно изготовить из аморфного ферромагнетика Co-Fe-Cr-B-Si с характеристиками $\sigma \sim 10^{16}$ с $^{-1}$, $M = 500$ Гс, $\zeta_{xx} \sim 10^{-3}$ [29–31]. Тогда, согласно формулам (5), (6), такой метаматериал оказывается “левым”, $n = \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}}(\omega) \cdot \mu_{\text{eff}}(\omega)} < 0$, в области частот 1.9 ГГц $< \omega < 21.7$ ГГц. Рассчитаны магнитопольевые зависимости показателя преломления метаматериала $n(H)$ (см. рисунок). Проверить экспериментально оптический эффект Магнуса (7) в левой среде из аморфных ферромагнитных микропроводков можно, создавая ее оптическую неоднородность градиентом внешнего магнитного поля.

Авторы благодарны В.Г. Веселаго за плодотворные дискуссии, К.Н. Розанову за полезные замечания и рецензенту за критику, способствовавшую улучшению статьи. Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. Л. И. Мандельштам, *Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике*, М.: Наука, 1972, с. 433.

2. В. Г. Веселаго, УФН **92**, 517 (1967); ЖЭТФ **52**, 1025 (1966).
 3. В. М. Агранович, Ю. Н. Гартштейн, УФН **176**, 1051 (2006).
 4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982.
 5. Г. Д. Малюжинец, ЖТФ **21**, 940 (1951); В. Е. Пафомов, ЖЭТФ **36**, 1853 (1959).
 6. В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург, *Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов*, М.: Наука, 1965.
 7. К. Т. McDonald, Am. J. Phys. **69**, 607 (2001). S. A. Tretyakov, EPFL Latsis Symposium, 2005. Lausanne, Switzerland 28.2-2.03.2005, pp. 30–35. A. Moroz, сайт <http://www.wave-scattering.com/negative.html>
 8. D. R. Smith, W. J. Padillia, D. C. Vier et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 4184 (2000); R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, Science **292**, 77 (2001).
 9. C. M. Soukoulis, S. Linden, and M. Wegener, Science **315**, 47 (2007); H.-K. Yuan, U. K. Chettiar, W. Cai et al., Optics Express **15**, 1076 (2007).
 10. C. G. Parazzoli, R. B. Greegor, K. Li et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 107401 (2003).
 11. D. Schurig, J. J. Mock, B. J. Justice et al., Science **314**, 977 (2006).
 12. V. V. Klimov, Opt. Commun. **211**, 183 (2002).
 13. I. V. Lindell, S. A. Tretyakov, K. I. Nikoskinen et al., Microwave and Opt. Tech. Lett. **31**, 129 (2001); G. Mackay and A. Lakhtakia, Phys. Rev. E **69**, 026602 (2004).
 14. А. В. Иванов, О. А. Котельникова, А. В. Ведяев и др., ЖММ **300**, e67 (2006); Вестник МГУ, серия 3, Физика, Астрономия № 4, 25 (2006).
 15. С. М. Рытов, ДАН СССР **18**, 263 (1938).
 16. Б. Я. Зельдович, В. С. Либерман, Квантовая электроника **17**, 493 (1990); А. В. Дугин, Б. Я. Зельдович, Н. Д. Кундикова и др., ЖЭТФ **100**, 1474 (1991); V. S. Liberman and B. Ya. Zel'dovich, Phys. Rev. A **46**, 5199 (1992); ibid. p. 2389.
 17. Ф. И. Федоров, ДАН СССР **105**, 465 (1955); ЖПС **27**, 580 (1977).
 18. Н. Р. Садыков, Квантовая электроника **20**, 1137 (1993).
 19. К. Ю. Блюх, Ю. П. Блюх, Письма в ЖЭТФ **79**, 647 (2004).
 20. J. Baker-Jarvis, M. D. Janezic, D. Love et al., IEEE Trans. on Magnetics **42**, 3344 (2006). M. S. Wheeler, J. S. Aitchison, and M. Mojahedi, Phys. Rev. B **73**, 045105 (2006). И. Б. Вендик, О. Г. Вендик, М. С. Гашинова, Письма в ЖЭТФ **32**, 30 (2006).
 21. A. Pimenov, A. Loid, P. Przyslupski et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 247009 (2005).

22. А. Н. Лагарьков, В. Н. Кисель, ДАН **377**, No.1, 40 (2001); S. I. Maslovski, S. A. Tret'yakov, and P. A. Belov, *Microwave and Optical Technology Letters* **35**, 47 (2002); N. Garcia and E. V. Ponizovskaia, *Phys. Rev. E* **71**, 046611 (2005).
23. Ю. И. Беспятых, А. С. Бугаев, И. Е. Дикштейн, ФТТ **43**, 2043 (2001); Yongxue He, Peng He, V. G. Harris et al., *IEEE Trans. on Magnetics* **42**, 2852 (2006); G. Dewar, *J. Appl. Phys.* **97**, 10Q101 (2005); *New J. Phys.* **7**, 161 (2005).
24. А. В. Вашковский, В. Г. Локк, УФН **174**, 657 (2004), **176**, 404 (2006).
25. В. Д. Бучельников, В. В. Риве, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 470 (2006).
26. A. N. Lagarkov, S. M. Matytsin, K. N. Rozanov et al., *J. Appl. Phys.* **84**, 3806 (1998).
27. A. Zhukov, *Adv. Funct. Mater.* **16**, 675 (2006).
28. A. K. Sarychev and V. M. Shalaev, *Physics Reports* **335**, 275 (2000).
29. D. P. Makhnovskiy, L. V. Panina, C. Garcia et al., *Phys. Rev. B* **74**, 064205 (2006).
30. В. В. Молоканов, П. П. Умнов, Н. В. Куракова и др., *Перспективные материалы* **2**, 5 (2006).
31. O. Reynet, A.-L. Adenot, S. Deprot et al., *Phys. Rev. B* **66**, 094412 (2002).
32. A.-L. Adenot-Engelvin, C. Dudek, F. Bertin et al., *J. Magn. Magn. Mater.* (2007) (accepted).
33. J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4773 (1996).