

06

Эффективные материальные параметры, резонансные и поляризационные свойства магнитофотонного кристалла

© С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
432970 Ульяновск, Россия
e-mail: eliseeva-sv@ya.ru, sementsovdi@mail.ru

(Поступило в Редакцию 20 сентября 2013 г.)

Для взаимно перпендикулярной ориентации оси периодичности, волнового вектора и подмагничивающего поля в приближении мелкослоистой среды получены выражения для эффективных материальных параметров периодической структуры магнетик–диэлектрик. Учет поправок, пропорциональных $(L/\lambda)^2$, приводит к зависимости эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей от магнитных и диэлектрических проницаемостей слоев. Исследованы резонансные и поляризационные свойства, а также проводимость рассматриваемой магнитофотонной структуры.

Введение

В настоящее время активно изучаются особенности распространения электромагнитных волн в различного рода метаматериалах и фотонно-кристаллических структурах (ФКС), свойствами которых можно эффективно управлять [1–4]. Для магнитоактивных структур, выполненных на основе магнитных и диэлектрических слоев, волновые характеристики существенно зависят от величины и направления внешнего магнитного поля по отношению не только к направлению распространения волны, но и к направлению оси периодичности структуры. Особенности распространения электромагнитных волн в такой структуре во много связаны с ее гиротропией, которая является следствием гиротропии магнитных слоев и может проявляться как в СВЧ, так и оптическом диапазонах. Гиротропные свойства структуры связаны с наличием антисимметричных недиагональных компонент у тензора магнитной и (или) диэлектрической проницаемостей $\hat{\mu}_f$ и $\hat{\epsilon}_f$ (в зависимости от рабочего частотного диапазона) магнитных слоев [5–10]. Дисперсионные свойства подобной ФКС должны во много определяться частотной зависимостью компонент указанных тензоров, а также компонент диагонального тензора $\hat{\epsilon}_d$ диэлектрических слоев, наличием или отсутствием диссипации энергии, а также соотношением между длиной волны и периодом структуры. В частности, учет диссипативных процессов приводит не только к затуханию собственных волн, но и к значительному изменению характера дисперсии и ограничению минимальной фазовой скорости волн.

Общий вид указанных тензоров существенно зависит от ориентации внешнего магнитного поля. При направлении магнитного поля вдоль оси периодичности сохраняется одноосный характер структуры, как и у сред, состоящих из изотропных слоев. При подмагничивании вдоль двух ортогональных осей, лежащих в плоскости слоев, ФКС приобретает свойства двухосного кристалла. При этом гиротропия и тип анизотропии структуры определяют тип нормальных волн, которые могут

распространяться в ФКС. Практическое использование высокочастотных и оптических свойств магнитогиrotропных слоистых структур требует знания их эффективных параметров. Основная цель теории эффективной среды [10–13] — определение эффективных параметров сложной структуры данного состава, формы и свойств составных элементов. Этими параметрами являются диэлектрическая и магнитная проницаемости, проводимость или комплексный показатель преломления.

В настоящей работе для случая взаимной перпендикулярной ориентации оси периодичности структуры, волнового вектора и подмагничивающего поля получено общее (по отношению периода структуры к длине волны, т.е. L/λ) дисперсионное соотношение. В длинноволновом приближении получены эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости (ДП и МП), определяющие эффективный показатель преломления мелкослоистой среды с учетом поправок, квадратичных по малому параметру L/λ . В указанном приближении получены резонансные и поляризационные характеристики таких сред, исследуются их зависимости от подмагничивающего поля и соотношения толщин слоев, составляющих период структуры.

Уравнения поля в структуре

Рассмотрим одномерную магнитоактивную ФКС, состоящую из чередующихся слоев немагнитного диэлектрика толщиной l_d и слоев магнетика толщиной l_f . Электромагнитные свойства диэлектрических слоев описываются скалярными и вещественными ДП ϵ_d и МП μ_d , а магнитных слоев — тензорными параметрами $\hat{\epsilon}_f$ и $\hat{\mu}_f$ (для общности магнитные слои приняты бигиротропными, что актуально для структур на основе железиттриевого граната в ИК диапазоне, а также магнитных полупроводников). Такая одномерная ФКС в отсутствие внешнего магнитного поля обладает свойствами одноосного кристалла с осью симметрии \mathbf{n} , перпендикулярной границам раздела слоев. Будем считать эту ось совпадающей с осью Ox . Наличие внешнего статического

магнитного поля \mathbf{H} , величина которого предполагается больше поля насыщения магнитных слоев, приводит к однородно намагниченному состоянию магнитных слоев. Для поля \mathbf{H} , ориентированного вдоль оси Oy , материальные параметры магнитных слоев имеют вид

$$\hat{\varepsilon}_f = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & i\varepsilon_a \\ 0 & \varepsilon_0 & 0 \\ -i\varepsilon_a & 0 & \varepsilon \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu}_f = \begin{pmatrix} \mu & 0 & i\mu_a \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ -i\mu_a & 0 & \mu \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Будем считать, что волна распространяется вдоль оси Oz , лежащей в плоскости слоев, перпендикулярно подмагничивающему полю, которое также лежит в плоскости слоев (т.е. $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ и $\mathbf{k} \perp \mathbf{n}$). При данной геометрии в слоистой среде возможно распространение двух типов волн – ТЕ и ТМ. Для управляемых магнитным полем волн ТЕ-типа с компонентами волнового поля (h_x, e_y, h_z) решения уравнений электромагнитного поля для каждой из компонент имеют следующий вид:

$$\begin{pmatrix} e_y(x, z) \\ h_{x,z}(x, z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} e_y(x) \\ h_{x,z}(x) \end{pmatrix} \exp[i(\omega t - kz)], \quad (2)$$

где ω — частота, а k — продольная компонента волнового вектора (константа распространения). Зависимость амплитуд указанных компонент поля от координаты x для диэлектрических слоев имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} e_y(x) &= A_1 \cos \kappa x + A_2 \sin \kappa x, \\ h_x(x) &= -\frac{k}{k_0 \mu_d} (A_1 \cos \kappa x + A_2 \sin \kappa x), \\ h_z(x) &= -\frac{i\kappa}{k_0 \mu_d} (A_1 \sin \kappa x - A_2 \cos \kappa x), \end{aligned} \quad (3)$$

где $\kappa = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_d \mu_d - k^2}$ — поперечная компонента волнового вектора в диэлектрических слоях. Для компонент волнового поля в магнитных слоях имеем

$$\begin{aligned} e_y(x) &= B_1 \cos \nu x + B_2 \sin \nu x, \\ h_x(x) &= -\frac{1}{k_0 \mu_{\perp}} [(v\eta B_1 + kB_2) \sin \nu x + (kB_1 - v\eta B_2) \cos \nu x], \\ h_z(x) &= -\frac{i}{k_0 \mu_{\perp}} [(k\eta B_1 - vB_2) \cos \nu x + (vB_1 + k\eta B_2) \sin \nu x], \end{aligned} \quad (4)$$

где $\nu = \sqrt{k_0^2 \varepsilon_0 \mu_{\perp} - k^2}$ — поперечная компонента волнового вектора в магнитных слоях, $\mu_{\perp} = \mu - \mu_a^2/\mu$, а $\eta = \mu_a/\mu$.

Используя традиционные граничные условия и условия периодичности для соответствующих компонент волнового поля, получаем дисперсионное соотношение для рассматриваемого типа подмагничивания:

$$2p(1 - \cos \kappa l_d \cos \nu l_f) + (1 + p^2 + q^2) \sin \kappa l_d \sin \nu l_f = 0, \quad (5)$$

где введены параметры $p = \kappa \mu_{\perp}/\nu \mu$, а $q = \kappa \mu_a/\nu \mu$. При $\kappa^2 > 0$ и $\nu^2 > 0$ поперечное распределение волнового поля в слоях является периодическим, тогда как при $\kappa^2 < 0$ и $\nu^2 < 0$ волновое поле локализуется на межслойных границах. В этом случае (с учетом замен $\kappa \rightarrow i\kappa$ и $\nu \rightarrow i\nu$) дисперсионное соотношение (5) приобретает вид

$$2p(1 - \operatorname{ch} \kappa l_d \operatorname{ch} \nu l_f) - (1 + p^2 + q^2) \operatorname{sh} \kappa l_d \operatorname{sh} \nu l_f = 0. \quad (6)$$

Для волны ТМ-типа с компонентами волнового поля (e_x, h_y, e_z) соответствующие дисперсионные соотношения могут быть получены из выражений (5) и (6), если в них произвести следующие замены материальных параметров отдельных слоев: $\varepsilon_0 \rightarrow \mu_0$, $\mu_{\perp} \rightarrow \varepsilon_{\perp} = \varepsilon - \varepsilon_a^2/\varepsilon$, $\mu \rightarrow \varepsilon$, $\mu_a \rightarrow \varepsilon_a$.

Эффективные проницаемости „мелкослойной“ структуры

В длинноволновом приближении (в приближении тонких слоев, когда $\kappa l_d \ll 1$ и $\nu l_f \ll 1$), проводя в дисперсионном соотношении (5) разложение тригонометрических функций по малому параметру $\xi = k_0 L$ с точностью до квадратичных членов, получаем для константы распространения ТЕ-волны выражение $k = k_0 N_{\text{eff}}$. Здесь эффективный показатель преломления структуры $N_{\text{eff}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}}}$, где введены эффективные материальные параметры структуры:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{eff}} &= \bar{\varepsilon}(1 + \Delta_{\varepsilon}), \quad \mu_{\text{eff}} = \tilde{\mu}(1 + \Delta_{\mu}), \\ \Delta_{\varepsilon} &= \frac{\varepsilon_d - \varepsilon_0}{\bar{\varepsilon}} \Delta, \quad \Delta_{\mu} = \tilde{\mu} \frac{\mu_d - \mu_{\perp}}{\mu_{\perp} \mu_d} \Delta, \\ \Delta &= \frac{\xi^2}{6\sqrt{3}} \left(\frac{l_d l_f}{L^2} \right)^2 \frac{\bar{\mu} \tilde{\mu}}{\mu_d \mu_{\perp}} (\varepsilon_d \mu_d - \varepsilon_0 \mu_{\perp}). \end{aligned} \quad (7)$$

Чтобы получить эффективные проницаемости рассматриваемой структуры для ТМ-волны, необходимо в приведенных соотношениях произвести указанные выше замены материальных параметров для отдельных слоев:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{eff}} &= \tilde{\varepsilon}(1 + \Delta_{\varepsilon}), \quad \mu_{\text{eff}} = \bar{\mu}(1 + \Delta_{\mu}), \\ \Delta_{\varepsilon} &= \tilde{\varepsilon} \frac{\varepsilon_d - \varepsilon_{\perp}}{\varepsilon_d \varepsilon_{\perp}} \Delta, \quad \Delta_{\mu} = \frac{\mu_d - \mu_0}{\bar{\mu}} \Delta, \\ \Delta &= \frac{\xi^2}{6\sqrt{6}} \left(\frac{l_d l_f}{L^2} \right)^2 \frac{\tilde{\varepsilon} \bar{\varepsilon}}{\varepsilon_d \varepsilon_{\perp}} (\varepsilon_d \mu_d - \varepsilon_{\perp} \mu_0). \end{aligned} \quad (8)$$

В соотношениях (7) и (8) введены усредненные по структуре параметры

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_d \theta + \varepsilon_0}{1 + \theta}, \quad \bar{\mu} = \frac{\mu_d \theta + \mu_{\perp}}{1 + \theta}, \quad (9)$$

где параметр $\theta = l_d/l_f$. Так как период структуры $L = l_d + l_f$, то $l_d = L\theta/(1 + \theta)$, $l_f = L/(1 + \theta)$. Значение параметра $\theta = 0$ соответствует массивному магнитному

образцу. Наряду со средними значениями проницаемостей здесь также введены величины

$$\frac{1}{\tilde{\varepsilon}} = \frac{1}{1+\theta} \left(\frac{\theta}{\varepsilon_d} + \frac{1}{\varepsilon_f} \right), \quad \frac{1}{\tilde{\mu}} = \frac{1}{1+\theta} \left(\frac{\theta}{\mu_d} + \frac{1}{\mu_f} \right),$$

$$\varepsilon_f = \varepsilon - \frac{\varepsilon_a^2}{\varepsilon + \theta\varepsilon_d}, \quad \mu_f = \mu - \frac{\mu_a^2}{\mu + \theta\mu_d}. \quad (10)$$

В соответствии с комплексностью материальных параметров константа распространения также является комплексной $k = k' - ik''$. Действительная и мнимая части константы распространения определяются соотношениями

$$k' = \frac{k_0}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{a^2 + b^2} + a \right), \quad k'' = \frac{k_0}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{a^2 + b^2} - a \right), \quad (11)$$

где введены обозначения $a = \varepsilon'_{\text{eff}}\mu'_{\text{eff}} - \varepsilon''_{\text{eff}}\mu''_{\text{eff}}$, $b = \varepsilon'_{\text{eff}}\mu''_{\text{eff}} + \varepsilon''_{\text{eff}}\mu'_{\text{eff}}$.

Резонансные свойства структуры

Будем считать, что магнитные слои ФКС представляют собой магнитоизотропную среду, для которой в намагниченном состоянии диагональные и недиагональные компоненты тензора МП (1) имеют вид

$$\mu = 1 + \frac{\omega_M(\omega_H^2 + i\omega_r\omega)}{\omega_H(\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega)},$$

$$\mu_a = \frac{\omega\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega}, \quad (12)$$

$\mu_0 = 1$. Здесь введены параметры $\omega_M = 4\pi\gamma M$, $\omega_H = \gamma H$ и $\omega_r = \xi\omega_H$, где M — намагниченность насыщения, H — внешнее статическое магнитное поле, γ — магнитомеханическое отношение, ξ — параметр магнитной релаксации. Эффективной магнитной проницаемостью магнитных слоев для управляемых магнитным полем ТЕ-волн в рассматриваемой геометрии является величина μ_{\perp} . Максимум мнимой части и нуль действительной части этой величины при фиксированном значении поля определяют частоты магнитного резонанса и антирезонанса:

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}, \quad \omega_a = \omega_H + \omega_M. \quad (13)$$

При анализе экспериментальных данных удобно использовать выражения для полей магнитного резонанса и антирезонанса, отвечающих фиксированному значению частоты, а именно

$$H_0 = 2\pi M \left(\sqrt{1 + (2\omega/\omega_M)^2} - 1 \right), \quad H_a = \frac{\omega}{\gamma} - 4\pi M. \quad (14)$$

В случае мелкослойной среды после подстановки в $\mu_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ соответствующих выражений для диагональных и недиагональных компонент тензора $\tilde{\mu}_f$, получаем (без

учета поправок, пропорциональных k_0) для резонансной частоты следующее соотношение:

$$\omega_0^2 = \frac{\mu_d(1+\theta^2)\omega_H(\omega_H + \omega_M) + \theta[\mu_d^2\omega_H^2 + (\omega_H + \omega_M)^2]}{\mu_d(1+\theta^2) + \theta^2(1+\mu_d)^2}. \quad (15)$$

Здесь $\omega_H = \gamma H$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, где H — внутреннее поле в образце. Из полученного выражения видна явная зависимость ω_0 от отношения толщин диэлектрических и магнитных слоев θ . Как правило, у используемых в эксперименте диэлектрических прослоек $\mu_d = 1$, поэтому выражение для резонансной частоты принимает вид

$$\omega_0 = \gamma H \sqrt{1 + 4\pi \frac{M_0}{H} \left(\frac{4\pi\theta}{1+\theta^2} \frac{M_0}{H} \right)}. \quad (16)$$

Выражения для резонансного и антирезонансного полей, определяемые эффективной магнитной проницаемостью μ_{eff} слоистой среды, имеют вид

$$H_0 = \frac{\sqrt{F^2\omega_M^2 + 4G(\omega^2 G - \theta\omega_M^2)} - F\omega_M}{3\gamma G},$$

$$H_a = \frac{\sqrt{(\theta + \mu_d)^2 (4\omega^2(1 + \theta\mu_d(2 + \theta\mu_d)) + \theta^2\mu_d^2\omega_M^2) - \omega_M(\theta + \mu_d)(2 + \theta\mu_d)}}{2\gamma G}, \quad (17)$$

где введены обозначения $G = (\theta + \mu_d)(1 + \theta\mu_d)$ и $F = \mu_d + \theta(2 + \theta\mu_d)$. Резонансное и антирезонансное поля существенно зависят от отношения толщин слоев θ . Как правило, у используемых в эксперименте диэлектрических прослоек $\mu_d = 1$, при этом $G = F = (1 + \theta)^2$, и выражения для резонансного и антирезонансного полей принимают вид

$$H_0 = \frac{\sqrt{\omega_M^2 + 4(\omega^2 - \theta(1 + \theta)^{-2}\omega_M^2) - \omega_M}}{2\gamma},$$

$$H_a = \frac{\sqrt{4\omega^2(1 + \theta)^2 + \theta^2\omega_M^2} - \omega_M(2 + \theta)}{2\gamma(1 + \theta)}. \quad (18)$$

Проведем численный анализ полевых зависимостей материальных параметров ФКС в случае распространения в ней управляемых внешним полем волн ТЕ-типа. В качестве диэлектрических слоев выбрана СВЧ-керамика с параметрами $\varepsilon_d = \varepsilon'_d + i\varepsilon''_d$, $\varepsilon'_d = 8$, $\varepsilon''_d = 2.4 \cdot 10^{-3}$, $\mu_d = 1$ [14]. В качестве материала магнитных слоев выбран железо-иттриевый гранат с магнитными параметрами $4\pi M = 1780$ Гс, $\xi = 0.02$. В отношении электрических свойств магнетик будем считать изотропной средой с комплексной ДП $\varepsilon_f = \varepsilon'_f - i\varepsilon''_f$, где $\varepsilon'_f = 15$, $\varepsilon''_f = 0.03$. При значении подмагничивающего поля $H = 2$ кОе частота магнитного резонанса для отдельных магнитных слоев ($\mu_{\perp} \rightarrow \infty$) равна $\omega_0 = 4.84 \cdot 10^{10}$ с⁻¹, частота антирезонанса ($\mu_{\perp} = 0$) $\omega_a = 6.65 \cdot 10^{10}$ с⁻¹.

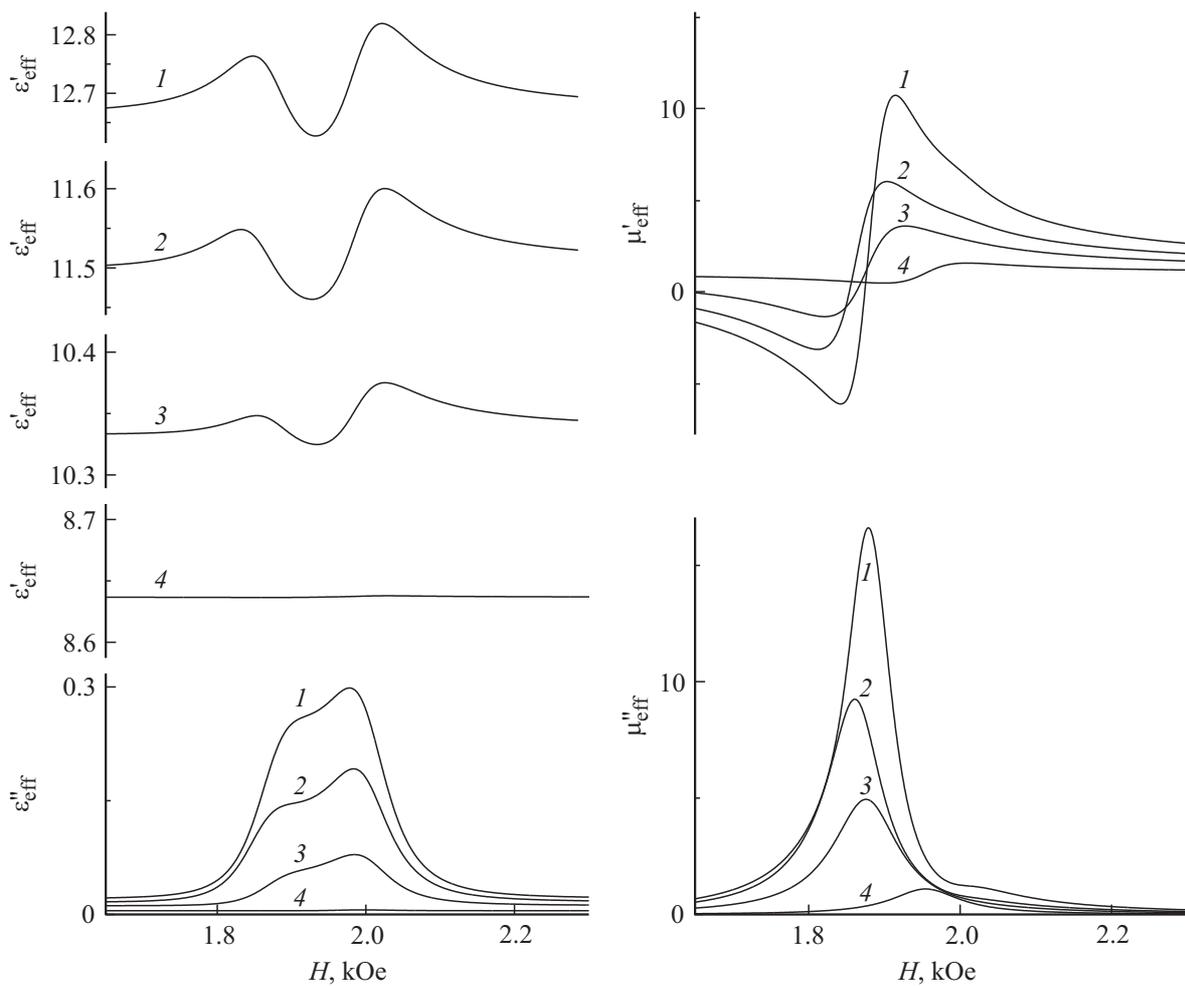


Рис. 1. Полевые зависимости действительной и мнимой частей эффективных проницаемостей ϵ_{eff} и μ_{eff} мелкослоистой ФКС при значениях параметра $\theta = 0.5, 1.0, 2.0, 10$ (кривые 1–4).

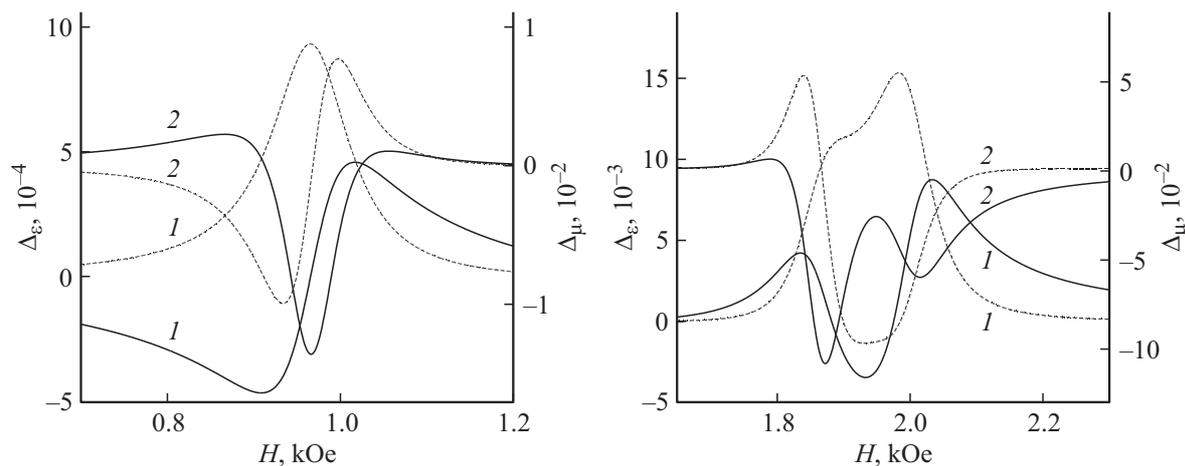


Рис. 2. Полевые зависимости действительной и мнимой (кривые 1, 2) частей поправок к единице в выражениях (7) для эффективных ДП (сплошная линия) и МП (штриховая линия) при $\theta = 1$.

Ниже представлены полевые зависимости характерных величин для ТЕ-волны в исследуемой ФКС, отвечающие частоте $\omega = 4.84 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ и периоду структуры

$L = 0.5 \text{ mm}$. На рис. 1 приведены полевые зависимости действительной и мнимой частей эффективных проницаемостей ϵ_{eff} и μ_{eff} ФКС для значений параметра $\theta = 0.5,$

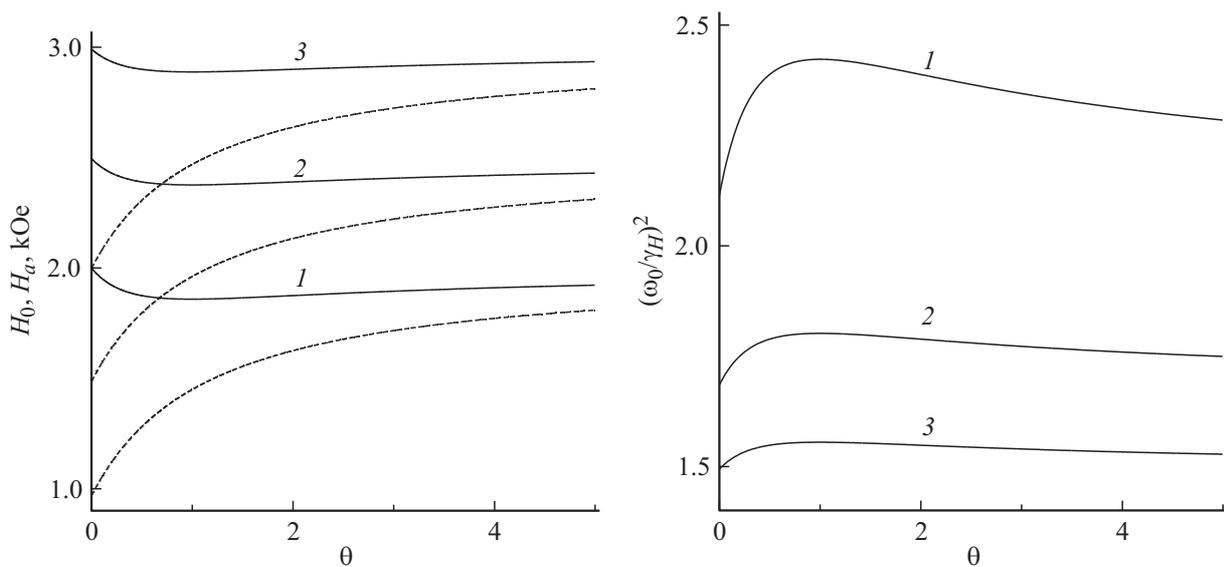


Рис. 3. Зависимости от параметра θ резонансного и антирезонансного (сплошная и штриховая линии) полей для $\omega_0 = (4.84, 5.75, 6.65) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (кривые 1–3) и квадрата нормированной резонансной частоты для $H = 1.6, 2.6, 3.6 \text{ kOe}$ (кривые 1–3).

1.0, 2.0, 10 (кривые 1–4), которые носят резонансный характер. Изменение параметра θ приводит к существенному изменению амплитуды резонансных кривых, которая с увеличением толщины магнитных слоев (т.е. уменьшением θ) растет. При этом ширина резонансных кривых $\epsilon''_{\text{eff}}(H)$ больше ширины кривых $\mu''_{\text{eff}}(H)$.

На рис. 2 приведены полевые зависимости действительной и мнимой частей (1, 2) поправок Δ_ϵ (сплошные линии) и Δ_μ (штриховые линии) в выражениях (7) для эффективных проницаемостей ФКС при значении параметра $\theta = 1$. Видно, что абсолютные значения указанных поправок существенно меньше единицы, при этом их знак может быть как положительным, так и отрицательным. Наибольших абсолютных значений указанные величины достигают в области антирезонанса, где они на порядок больше, чем в области резонанса. Отметим также, что для структуры заданного типа значения действительной и мнимой частей Δ_μ более чем на порядок превышают соответствующие значения Δ_ϵ .

На рис. 3 представлены зависимости от параметра θ резонансного и антирезонансного полей (сплошная и штриховая линии) для значений частоты $\omega = (4.84, 5.75, 6.65) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (кривые 1–3), а также квадрата нормированной резонансной частоты для значений поля $H = 1.6, 2.6, 3.6 \text{ kOe}$ (кривые 1–3). Видно, что с увеличением параметра θ различие между полями H_0 и H_a уменьшается. Зависимость резонансной частоты от отношения толщин соседних слоев в структуре имеет нелинейный характер. При $\theta \rightarrow 0$ (массивный магнетик) и $\theta \rightarrow \infty$ (изолированная тонкая магнитная пленка) величина $(\omega/\omega_H)^2$ стремится к значению $1 + \omega_M/\omega_H = 2.1, 1.7, 1.5$.

Эффективная проводимость

При изучении высокочастотных свойств магнитоактивных ФКС, магнитные слои которых являются проводящими, интерес представляет также вопрос об эффективной проводимости σ_{eff} структуры. Электрические свойства проводящего магнетика описываются диагональными компонентами тензора ДП, которые в этом случае являются комплексными $\epsilon_{f\alpha} = \epsilon'_{f\alpha} - i\epsilon''_{f\alpha}$, где $\alpha = x, y, z$. Мнимые части указанных компонент тензора ДП связаны с компонентами диагонального тензора проводимости $\hat{\sigma}_f$ соотношением $\epsilon''_{f\alpha} = 4\pi\sigma_{f\alpha}/\omega$. Для заданного типа волны эффективную проводимость ФКС определим, выделяя в эффективной ДП ϵ_{eff} ее мнимую часть.

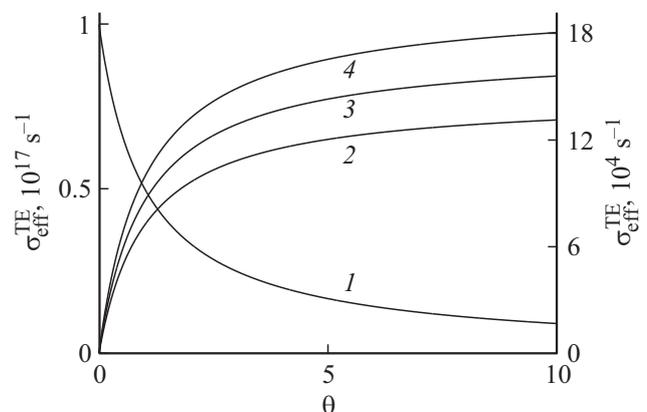


Рис. 4. Зависимости удельной проводимости мелкочастотной ФКС от параметра θ при $\sigma_0 \approx \sigma \approx 10^{17} \text{ s}^{-1}$ для ТМ (кривая 1)- и ТЕ-волн при значениях частоты $\omega_0 = (4.84, 5.75, 6.65) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (кривые 2–4).

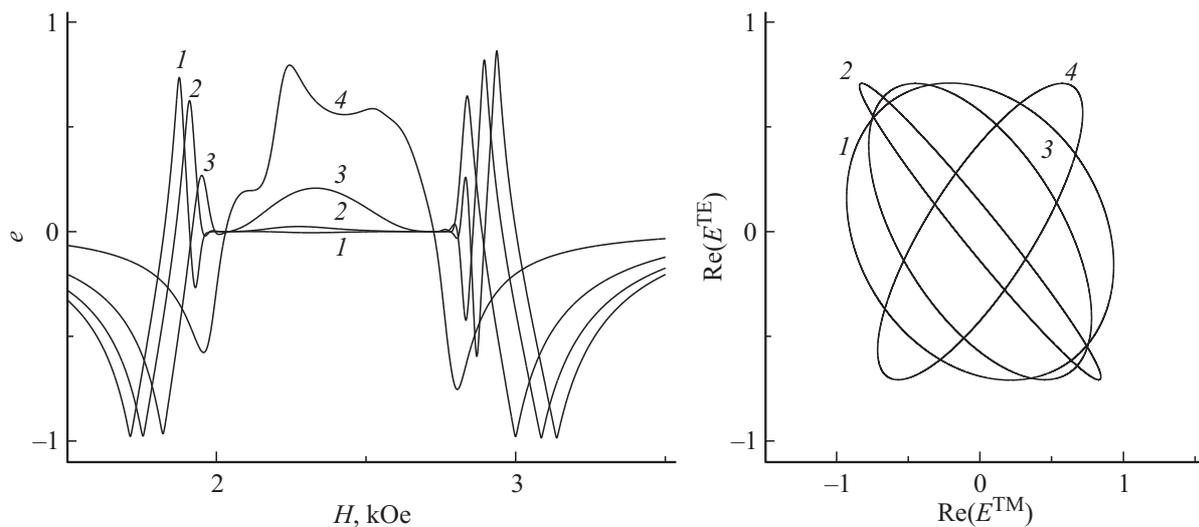


Рис. 5. Полевая зависимость удельной (на один период) эллиптичности и эллипсы поляризации прошедшего через эффективную среду излучения для $\theta = 0.5, 1, 2, 10$ (кривые 1–4) и $\omega = 4.84 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\vartheta = \pi/4$.

Если в выражениях (7) для ϵ_{eff} не учитывать поправки, пропорциональные k_0L , то в случае ТЕ-волны

$$\sigma_{\text{eff}}^{\text{TE}} = \frac{\sigma_d \theta + \sigma_0}{1 + \theta}, \quad (19)$$

где $\sigma_d = \omega \epsilon_d'' / 4\pi$ и $\sigma_0 = \omega \epsilon_0'' / 4\pi$. Для ТМ-волны в этом случае получаем выражение

$$\sigma_{\text{eff}}^{\text{TM}} = \frac{1}{1 + \theta} \left(\frac{\sigma_d \theta \omega^2}{\epsilon_d'^2 \omega^2 + 16\pi^2 \sigma_d^2} + \frac{\sigma \omega^2}{\epsilon_f'^2 \omega^2 + 16\pi^2 \sigma^2} \right). \quad (20)$$

Сравнение проводимостей $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ и $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ по величине показывает, что $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ имеет всегда порядок σ (при $\sigma_d \ll \sigma$), тогда как $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TM}} \approx \sigma^{-1}$ и существенно зависит от частоты, поэтому для высокопроводящих сред $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TM}} \approx \omega^2 / 16\pi^2 \sigma \ll \sigma$. Таким образом, эффективная удельная проводимость ФКС является поляризационно чувствительной величиной, зависящей от типа волны.

Отметим, что различие компонент $\sigma_x = \sigma_0$ и $\sigma_y = \sigma_z = \sigma$ связано с проявлением гальваномагнитных эффектов при наличии внешнего магнитного поля [15], однако это различие достаточно мало и величины σ_0 и σ имеют один порядок. Поэтому в случае высокопроводящих (металлических) магнитных слоев, для которых $\sigma_0 \approx \sigma \approx 10^{17} \text{ s}^{-1}$ (например, Со), и $\epsilon_d \approx 10$, $\omega \approx 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\theta = 1$, получаем для $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TE}} \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$, тогда как для $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TM}} \approx 10^3 \text{ s}^{-1}$.

На рис. 4 приведены зависимости эффективных проводимостей $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ и $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ от параметра θ , полученные для ФКС с указанными параметрами магнитных и диэлектрических слоев для трех значений частоты $\omega = (4.84, 5.75, 6.65) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (кривые 1–3). Видно, что величина $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TE}}$ от частоты практически не зависит и спадает с увеличением параметра θ , а величина $\sigma_{\text{eff}}^{\text{TM}}$ растет с увеличением и частоты, и параметра толщины диэлектрических слоев.

Рассмотренный эффект, обусловленный слоистостью структуры, может быть использован для увеличения глубины проникновения высокочастотного поля в проводящую ФКС. В общем случае глубина проникновения может быть определена выражением $\delta = c / \sqrt{2\pi\sigma_{\text{eff}}\omega\mu_{\text{eff}}}$. Для приведенных выше значений параметров структуры в случае ТЕ-волны $\delta^{\text{TE}} \approx 10^{-4} \text{ cm}$, тогда как для ТМ-волны $\delta^{\text{TM}} \approx 10^3 \text{ cm}$. Это значение намного превышает глубину проникновения СВЧ-поля в массивный металлический образец, что позволяет существенно увеличить эффективность взаимодействия слоистых планарных СВЧ-устройств с волнами ТМ-типа.

Поляризационные характеристики

Для определения поляризационных свойств эффективной среды будем считать, что плоскость поляризации падающей волны находится под углом ϑ_0 к направлению подмагничивающего поля ($\mathbf{H} \parallel O_y$) и определяется направлением электрического вектора волны \mathbf{e}_0 в плоскости xu . Как указывалось выше, в рассматриваемой геометрии собственными волнами являются ТЕ (h_x, e_y, h_z)- и ТМ (e_x, h_y, e_z)-волны. Представим электрическое поле падающей волны в виде суммы ТЕ- и ТМ-волн: $\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_0^{\text{TE}} + \mathbf{e}_0^{\text{TM}}$, где $e_0^{\text{TE}} = e_0 \cos \vartheta_0$, $e_0^{\text{TM}} = e_0 \sin \vartheta_0$. Электрическое поле волны, прошедшей через структуру толщиной L , запишем в виде $\mathbf{e} = \mathbf{e}^{\text{TM}} + \mathbf{e}^{\text{TE}}$, где

$$\begin{aligned} e^{\text{TM}} &= e_0 \sin \vartheta_0 \exp(-k''_{\text{TM}}L) \exp(-ik'_{\text{TM}}L), \\ e^{\text{TE}} &= e_0 \cos \vartheta_0 \exp(-k''_{\text{TE}}L) \exp(-ik'_{\text{TE}}L). \end{aligned} \quad (21)$$

Комплексную поляризационную переменную χ представим следующим образом:

$$\chi = \frac{E^{\text{TE}}}{E^{\text{TM}}} \exp(i\delta) = \frac{\cos \vartheta_0 \exp(-k''_{\text{TE}}L)}{\sin \vartheta_0 \exp(-k''_{\text{TM}}L)} \exp(i\delta), \quad (22)$$

где фазовое рассогласование на длине прохода волны $\delta = (k'_{TM} - k'_{TE})L$. Угол наклона большой оси эллипса поляризации определяется выражениями [15,16]

$$\operatorname{tg} 2\theta = \frac{2\operatorname{Re}|\chi|}{1 - |\chi|^2}, \quad \theta = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2\operatorname{Re}|\chi|}{1 - |\chi|^2}, \quad (23)$$

а угол эллиптичности и эллиптичность — соотношениями

$$\sin 2\psi = -\frac{2\operatorname{Im}|\chi|}{1 + |\chi|^2}, \quad e = \operatorname{tg} \psi. \quad (24)$$

На рис. 5 представлены полевая зависимость удельной эллиптичности (в расчете на один период), и эллипсы поляризации, прошедшей через структуру волны, полученные при ориентации плоскости поляризации падающей волны $\vartheta_0 = \pi/4$ и значениях параметра $\theta = 0.5, 1.0, 2.0, 10$ (кривые 1–4) на частоте $\omega = 4.84 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Видно, что величина эллиптичности существенно зависит от приложенного магнитного поля и соотношения толщин слоев в периоде и всегда остается меньше единицы. Поэтому прошедшее через структуру излучение в основном имеет эллиптическую поляризацию. При значении эллиптичности, близкой к нулю, можно наблюдать эллипсы поляризации с малым значением малой полуоси, т.е. прошедшее через структуру излучение близко к линейной поляризации.

Проведенный в настоящей работе анализ показал, что в приближении „мелкослоистости“ эффективные материальные параметры магнитоактивной ФКС, полученные с учетом поправок, пропорциональных $(L/\lambda)^2$, становятся зависимыми как от магнитной, так и диэлектрической проницаемостей отдельных слоев. Резонансными и поляризационными характеристиками такой среды можно эффективно управлять с помощью внешнего магнитного поля. Ее проводимость является поляризационно чувствительной, т.е. зависит от типа распространяющейся в среде волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Министерства науки и образования РФ.

Список литературы

- [1] Sakoda K. Optical Properties of Photonic Crystals. Springer Verlag, 2001. 223 p.
- [2] Johnson S.G., Joannopoulos J.D. Photonic Crystals. The Road from Theory to Practice. Kluwer–Boston, 2001. 156 p.
- [3] Yablonovitch E. // Nature. 2009. Vol. 461. P. 744–745.
- [4] Вендик И.Б., Вендик О.Г. // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 1. С. 3–28.
- [5] Visnovsky S. Optics in Magnetic Multilayers and Nanostructures CRC Press Taylor & Francis Group, 2006. 521 p.
- [6] Lyubchanskii I.L., Dadoenkova N.N., Lyubchanskii M.I., Shapovalov E.A., Rasing Th. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. Vol. 36. P. R277–287.
- [7] Figotin A., Vitebsky I. // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67. P. 165 210–1–165 210–20.
- [8] Inoue M., Arai K., Fujii T., Abe M. // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 83. P. 6768–6770.
- [9] Lyubchanskii I.L., Dadoenkova N.N., Lyubchanskii M.I., Shapovalov E.A., Lakhtakia A., Rasing Th. // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 85. P. 5932–5934.
- [10] Елисеева С.В., Семенцов Д.И., Степанов М.М. // ЖТФ. Т. 78. Вып. 10. С. 70–77.
- [11] Raj N., Tilley D.R. // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 36. P. 7003–7007.
- [12] Sementsov D.I. // Radiophysics and Quantum Electronics. 1980. Vol. 23. N 5. P. 418–421.
- [13] Eliseeva S.V., Sannikov D.G., Sementsov D.I. // JMMM. 2010. Vol. 322. N 23. P. 3807–3816.
- [14] Таблицы параметров производимых ферритов и диэлектриков. Завод „Магнетон“, СПб. URL: <http://www.magneton.ru> (дата обращения 5.09.2012).
- [15] Gurevich A.G. Ferrites at Microwaves. М.: Fizmatgiz, 1960. 407 p.
- [16] Яриш А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.