

01;05;06;07;09

Дисперсия объемных и поверхностных электромагнитных волн в бигиротропной мелкослоистой среде феррит–полупроводник

© С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов, М.М. Степанов

Ульяновский государственный университет,
432970 Ульяновск, Россия
e-mail: yeliseyeva@bk.ru

(Поступило в Редакцию 23 мая 2007 г. В окончательной редакции 16 ноября 2007 г.)

Получены выражения эффективных параметров для среды, составленной из чередующихся слоев одноосного ферромагнетика и полупроводника. Рассматриваемая среда представляет собой двухосный бигиротропный кристалл. В случае поперечной магнитооптической конфигурации рассмотрены объемные и поверхностные волны на границе вакуума и периодической структуры. Проведен численный анализ дисперсионных соотношений для собственных ТЕ- и ТМ-мод, управляемых в различных частотных диапазонах.

PACS: 74.78.Fk, 73.20.At, 75.30.Gw

Введение

Селективные и волноводные свойства искусственных сред, формируемых на основе периодических мультислойных структур, на протяжении длительного времени привлекают пристальное внимание исследователей [1–5]. В связи с возможностью комбинирования слоев с различными физическими свойствами при создании периодических сред актуальными становятся задачи исследования поведения объемных и поверхностных электромагнитных волн в таких средах. Особенности спектра электромагнитных волн в периодических структурах полупроводник–диэлектрик и магнетик–диэлектрик привлекают внимание исследователей благодаря возможности создания материалов с управляемыми внешним магнитным полем свойствами [6,7]. В работах [8–10] в приближении эффективной среды рассмотрены популярные в последнее время „левые среды“, которые также могут быть получены путем сочетания магнитных и немагнитных материалов. В таких средах диэлектрическая и магнитная проницаемости одновременно имеют отрицательные значения.

Особый интерес для практического использования может представлять среда, у которой гиротропные свойства проявляются в СВЧ-диапазоне за счет магнитной гиротропии, присущей магнитным слоям, в а ИК-диапазоне — за счет электрической гиротропии, присущей слоям полупроводника [11]. Поэтому подобные слоистые периодические структуры могут быть перспективными для создания магнитных систем в полупроводниковой электронике и спинтронике. Экспериментальное исследование необычных магнитных и магнитооптических свойств таких искусственных структур проведено в работе [12]. Поверхностные электромагнитные волны или поверхностные поляритоны в различных однородных и периодических структурах также являются объектом интенсивного теоретического и экспериментального исследования [13–15].

Тонкая магнитная пленка как гиротропный элемент оказывает на СВЧ-поле слабое воздействие, поскольку объем взаимодействующего с полем активного материала в ней очень мал. Увеличение толщины пленки из-за наличия проводимости может быть ограничено глубиной проникновения поля в образец. Последняя для металлических ферромагнетиков в диапазоне сантиметровых волн, где имеются особенности высокочастотной магнитной проницаемости, составляет 0.1–1 μm . Использование в качестве гиромангнитной среды периодической слоистой структуры ферромагнетик–полупроводник создает условия как для увеличения объема взаимодействующего с полем активного материала, так и для расширения частотного диапазона, в котором проявляется гиротропия и управляемость параметрами среды внешним магнитным полем.

В настоящей работе исследуются особенности спектра объемных и поверхностных электромагнитных волн такой структуры в приближении эффективной (мелкослоистой) среды для собственных типов волн.

Материальные параметры слоев

Рассмотрим плоскослоистую периодическую среду, состоящую из слоев магнетика толщиной L_f и слоев полупроводника толщиной L_s . Ось OZ декартовой системы координат направлена перпендикулярно границам раздела слоев, периодическая среда заполняет полупространство $z > 0$ и граничит с вакуумом, занимающим полупространство $z < 0$. Будем считать, что внешнее подмагничивающее поле \mathbf{H} ориентировано вдоль оси OX , совпадающей с осью магнитной анизотропии, и его значение приводит к однородному насыщенному состоянию как магнитных, так и полупроводниковых слоев. Электромагнитная волна поляритонного типа распространяется вдоль границ раздела слоев перпендикулярно подмагничивающему полю, т.е. вдоль оси OY . Будем также считать, что кристаллографические оси

магнитных и полупроводниковых слоев совпадают с декартовой системой координат. В указанной геометрии подмагничивания собственными волнами каждой из сред являются волны ТЕ- и ТМ-типа. При этом только одна из собственных волн является управляемой магнитным полем — ТМ в полупроводниковых слоях, ТЕ — в магнитных.

Высокочастотные свойства магнитных слоев описываются магнитной проницаемостью, которая является тензорной характеристикой. Тензорные свойства магнетиков, обусловленные магнитогиrotропией, проявляются в СВЧ-диапазоне [16]. Для выбранной системы координат и направления подмагничивающего поля отличные от нуля компоненты магнитной проницаемости магнитных слоев имеют следующую частотную зависимость: $\mu_{xx}^f = 1$,

$$\mu_{yy}^f = \mu_{zz}^f = 1 + \frac{\omega_M(\omega_H^2 + i\omega_r\omega)}{\omega_H(\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega)},$$

$$\mu_{yz}^f = -\mu_{zy}^f = \frac{i\omega\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2 + 2i\omega_r\omega}. \quad (1)$$

Здесь параметры $\omega_M = 4\pi\gamma M$, $\omega_H = \gamma H_{\text{эф}} = \gamma \times (H + 2K/M)$ и $\omega_r = \xi\omega_H$, где K — константа эффективной магнитной анизотропии, M — намагниченность насыщения, H — внешнее статическое магнитное поле, γ — магнитомеханическое отношение, ξ — параметр затухания колебаний намагниченности. Эффективная магнитная проницаемость в выбранной геометрии для магнитных слоев имеет вид: $\mu_{\perp}^f = \mu_{yy}^f - \mu_{yz}^f\mu_{zy}^f/\mu_{zz}^f$. В отношении диэлектрических свойств магнетик является изотропной средой, поэтому тензор диэлектрической проницаемости имеет диагональный вид с компонентами $\epsilon_{\alpha\alpha}^f = \epsilon_f$. Характерными частотами для массивного ферромагнетика в отсутствие затухания являются: частота ферромагнитного резонанса $\omega_0^f = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$, где эффективная проницаемость μ_{\perp}^f стремится к бесконечности, и частота антирезонанса $\omega_a^f = \omega_H + \omega_M$, где μ_{\perp}^f обращается в нуль. Наличие слабого затухания незначительно смещает указанные частоты [16].

Для слоев полупроводника при заданной ориентации подмагничивающего поля отличные от нуля компоненты тензора диэлектрической проницаемости могут быть представлены следующим образом: $\epsilon_{xx}^s = \epsilon_0$,

$$\epsilon_{yy}^s = \epsilon_{zz}^s = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2(\omega + iv)}{\omega[(\omega + iv)^2 - \omega_c^2]},$$

$$\epsilon_{yz}^s = -\epsilon_{zy}^s = -\frac{i\omega_p^2\omega_c}{\omega[(\omega + iv)^2 - \omega_c^2]}, \quad (2)$$

где $\omega_p = (4\pi e^2 n/m^*)^{1/2}$ — плазменная частота, $\omega_c = eH/m^*c$ — частота циклотронного резонанса, n — равновесная концентрация носителей, m^* — эффективная масса носителей, v — эффективная частота столкновений, определяющая затухание плазменных колебаний

в полупроводнике, ϵ_0 — решеточная часть диэлектрической проницаемости, в общем случае зависящая от частоты [2]. Эффективная диэлектрическая проницаемость в выбранной геометрии для полупроводниковых слоев имеет вид: $\epsilon_{\perp}^s = \epsilon_{yy}^s - \epsilon_{yz}^s\epsilon_{zy}^s/\epsilon_{zz}^s$. Тензор магнитной проницаемости для немагнитного полупроводника будем считать диагональным с компонентами $\mu_{\alpha\alpha}^s = \mu_s$, близкими к единице. Характерными частотами для полупроводниковой среды в пренебрежении процессами столкновения являются резонансная частота $\omega_0^s = \omega_c\sqrt{1+b^2}$, где $b = \omega_b/\sqrt{\epsilon_0\omega_c}$, при которой эффективная проницаемость ϵ_{\perp}^s стремится к бесконечности, а также антирезонансные частоты, на которых ϵ_{\perp}^s обращается в нуль

$$\omega_{\pm}^s = \frac{\omega_c}{\sqrt{2}} \left(1 + 2b^2 \pm \sqrt{1 + 4b^2} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Эффективные параметры среды

В частотном диапазоне, включающем характерные частоты магнитных полупроводниковых слоев ($\omega = 10^{10} - 10^{12} \text{ s}^{-1}$), длина волны в среде находится в пределах $\lambda = 1 - 10^{-2} \text{ cm}$, тогда как период структуры $L = L_f + L_s$ предполагается не превышающим $10 \mu\text{m}$, что приводит к выполнению условия $L \ll \lambda$. Описание распространения электромагнитных волн в слоистой структуре в этом случае можно проводить в „мелкослоистом“ приближении (приближение эффективной среды [1,17]). Определим в рамках этого приближения выражения для компонент тензоров магнитной и диэлектрической проницаемостей.

Следуя методике получения компонент эффективного тензора диэлектрической проницаемости плоскослоистой среды, состоящей из слоев анизотропного диэлектрика [17], получим компоненты эффективного тензора магнитной проницаемости для исследуемой периодической структуры. Запишем выражение для компонент вектора индукции в слоях магнетика и полупроводника:

$$B_{\alpha i} = \sum \mu_{\alpha\beta}^i H_{\beta i},$$

где $\alpha, \beta = x, y, z$. В выбранной геометрии ось OZ направлена перпендикулярно границам раздела слоев, поэтому непрерывными являются компоненты H_{xi} , H_{yi} , B_{zi} . Выразим B_{xi} , B_{yi} , H_{zi} через непрерывные компоненты поля. Для этого из уравнения для компоненты индукции B_{zi} выразим поле H_{zi}

$$H_{zi} = \frac{1}{\mu_{zz}^i} B_{zi} - \frac{\mu_{zx}^i}{\mu_{zz}^i} H_{xi} - \frac{\mu_{zy}^i}{\mu_{zz}^i} H_{yi} \quad (4)$$

и подставим в уравнения для компонент B_{xi} и B_{yi} . В результате получим

$$B_{xi} = \left(\mu_{xx}^i - \frac{\mu_{xz}^i\mu_{xz}^i}{\mu_{zz}^i} \right) H_{xi} + \left(\mu_{xy}^i - \frac{\mu_{xz}^i\mu_{zy}^i}{\mu_{zz}^i} \right) H_{yi} + \frac{\mu_{zx}^i}{\mu_{zz}^i} B_{zi},$$

$$B_{yi} = \left(\mu_{yx}^i - \frac{\mu_{yz}^i\mu_{xz}^i}{\mu_{zz}^i} \right) H_{xi} + \left(\mu_{yy}^i - \frac{\mu_{yz}^i\mu_{zy}^i}{\mu_{zz}^i} \right) H_{yi} + \frac{\mu_{yx}^i}{\mu_{zz}^i} B_{zi}. \quad (5)$$

В мелкослойной среде, с точностью до величин порядка $L/\lambda \ll 1$, поля $B_{\alpha i}$ и $H_{\alpha i}$ внутри слоев могут быть приняты за постоянные величины, а средние поля \bar{B}_α и \bar{H}_α определяются выражениями:

$$\bar{B}_\alpha = \frac{1}{L} \sum_i B_{\alpha i} L_i, \quad \bar{H}_\alpha = \frac{1}{L} \sum_i H_{\alpha i} L_i. \quad (6)$$

В силу непрерывности компонент H_x, H_y и B_z можно записать: $H_z = H_{xi}$, $H_y = H_{yi}$, $B_z = B_{zi}$, где $i = f, s$. При этом уравнения (4) и (5) запишутся следующим образом:

$$\begin{aligned} B_x &= a_{xx} H_x + a_{xy} H_y + \gamma_{xz} B_z, \\ B_y &= a_{yx} H_x + a_{yy} H_y + \gamma_{yz} B_z, \\ H_z &= \beta_{zx} H_x + \beta_{xy} H_y + \mu_{zz}^{-1} B_z. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь введены следующие обозначения

$$\begin{aligned} a_{\alpha\beta} &= \sum_i \left(\mu_{\alpha\beta}^i - \frac{\mu_{\alpha z}^i \mu_{z\beta}^i}{\mu_{zz}^i} \right) \frac{L_i}{L}, \quad \beta_{z\alpha} = - \sum_i \frac{\mu_{z\alpha}^i}{\mu_{zz}^i} \frac{L_i}{L}, \\ \beta_{zz} &= \sum_i \frac{1}{\mu_{zz}^i} \frac{L_i}{L}, \quad \gamma_{\alpha z} = \sum_i \frac{\mu_{\alpha z}^i}{\mu_{zz}^i} \frac{L_i}{L}, \end{aligned}$$

где $\alpha, \beta = x, y$.

Выразив из последнего уравнения системы (7) B_z и подставив в первые два уравнения, получим выражения для компонент вектора индукции эффективной среды: $B_\alpha = \sum \mu_{\alpha\beta} H_\beta$. В результате для отличных от нуля компонент тензора эффективной магнитной проницаемости получим следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \mu_{xx} &= \frac{\theta \mu_{xx}^f + \mu_{xx}^s}{\theta + 1}, \quad \mu_{yy} = \frac{\theta \mu_{yy}^f + \mu_{yy}^s}{\theta + 1} + \frac{\theta (\mu_{yz}^f - \mu_{yz}^s)^2}{(\theta + 1) (\theta \mu_{zz}^s + \mu_{zz}^f)}, \\ \mu_{zz} &= \frac{(\theta + 1) \mu_{zz}^f \mu_{zz}^s}{\theta \mu_{zz}^s + \mu_{zz}^f}, \quad \mu_{yz} = -\mu_{zy} = \frac{\theta \mu_{yz}^f \mu_{zz}^s + \mu_{yz}^s \mu_{zz}^f}{\theta \mu_{zz}^s + \mu_{zz}^f}. \end{aligned} \quad (8)$$

Проводя аналогичные рассуждения для отличных от нуля компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости, получим

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \frac{\theta \epsilon_{xx}^f + \epsilon_{xx}^s}{\theta + 1}, \quad \epsilon_{yy} = \frac{\theta \epsilon_{yy}^f + \epsilon_{yy}^s}{\theta + 1} + \frac{\theta (\epsilon_{yz}^f - \epsilon_{yz}^s)^2}{(\theta + 1) (\theta \epsilon_{zz}^s + \epsilon_{zz}^f)}, \\ \epsilon_{zz} &= \frac{(\theta + 1) \epsilon_{zz}^f \epsilon_{zz}^s}{\theta \epsilon_{zz}^s + \epsilon_{zz}^f}, \quad \epsilon_{yz} = -\epsilon_{zy} = \frac{\theta \epsilon_{yz}^f \epsilon_{zz}^s + \epsilon_{yz}^s \epsilon_{zz}^f}{\theta \epsilon_{zz}^s + \epsilon_{zz}^f}, \end{aligned} \quad (9)$$

где введен параметр $\theta = L_f/L_s$. Таким образом, в достаточно широком частотном диапазоне ($\omega \leq 10^{12} \text{ s}^{-1}$) периодическую плоскостойкую среду с $L \leq 10 \mu\text{m}$ можно считать однородной с материальными параметрами (8), (9).

Волны в эффективной среде

Вид полученных компонент эффективных тензоров $\hat{\mu}$ и $\hat{\epsilon}$ слоистой среды позволяет считать ее двухосным бигиротропным кристаллом и исследовать особенности волнового процесса в мелкослойном приближении для любого направления распространения. Ниже приведены дисперсионные зависимости для трех основных симметричных направлений распространения.

A. Волна распространяется в плоскости слоев перпендикулярно внешнему магнитному полю (вдоль оси OY). Данному направлению отвечают две собственные волны, управляемые магнитным полем. В СВЧ-диапазоне ввиду гиротропии магнитных слоев управляемой является волна ТЕ-типа с компонентами переменного поля (E_x, H_y, H_z). Волновые и резонансные свойства слоистой структуры описываются в этом случае эффективной поперечной магнитной проницаемостью $\mu_\perp^{(y)} = \mu_{zz} - \mu_{yz} \mu_{zy} / \mu_{yy}$.

Анализ выражения μ_\perp с учетом (1) и (8) показывает, что характерными для структуры частотами, лежащими в СВЧ-диапазоне, являются: резонансная частота $\omega_f = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$, совпадающая с резонансной частотой массивного ферромагнетика ω_0^f , где в пренебрежении магнитной релаксацией $\mu_\perp \rightarrow \infty$, и частота магнитного антирезонанса

$$\omega_a^2 = (\omega_H + \omega_M) \left(\omega_H + \omega_M \frac{\theta}{\theta + \mu_s} \right), \quad (10)$$

на которой $\mu_\perp = 0$ и которая при условии $\theta \rightarrow \infty$ равна антирезонансной частоте массивного ферромагнетика ω_a^f . Таким образом, из (10) видна явная зависимость частоты магнитного антирезонанса от соотношения толщин ферромагнитных и полупроводниковых слоев.

На рис. 1 представлена зависимость нормированной (на ω_M) частоты магнитного антирезонанса ω_a многослойной среды от нормированного (на $4\pi M$) подмагничивающего поля и параметра слоистости, полученного на основе соотношения (10). Для численного анализа здесь и далее приняты следующие параметры отдельных слоев рассматриваемой структуры, характерные для железо-иттриевого граната и арсенида галлия: $\epsilon_f = 5.5$, $4\pi M = 1787G$, $\gamma = 1.76 \cdot 10^7 \text{ (sOe)}^{-1}$, $\omega_M = 3.11 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\omega_H = 3.52 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ и $\epsilon_0 = 17.8$, $\mu_s = 1$, $\mu_p = 4.81 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\omega_e = 3.2 \cdot 10^1 \text{ s}^{-1}$. Зависимость $\omega_a(H; \theta)$ построена для значений параметра $\theta = 0; 0.1; 1; 5; \infty$ (кривые 1–5). С ростом подмагничивающего поля частота ω_a растет практически линейно для большинства значений параметра θ . Нелинейность зависимости ω_a от H при выбранных значениях параметров ω_M и μ_s проявляется лишь в достаточно узкой области параметров $\theta \leq 0.1$ и полей $H \ll 4\pi M$. Ширина интервала антирезонансных частот, обусловленного слоистостью среды $\Delta\omega_a(H) = \omega_a(H, \infty) - \omega_a(H, 0)$, имеет наибольшую величину в отсутствие подмагничивающего поля, равную $\Delta\omega_a(0) = \omega_M$. С ростом поля этот интервал уменьшается и в пределе достаточно больших полей

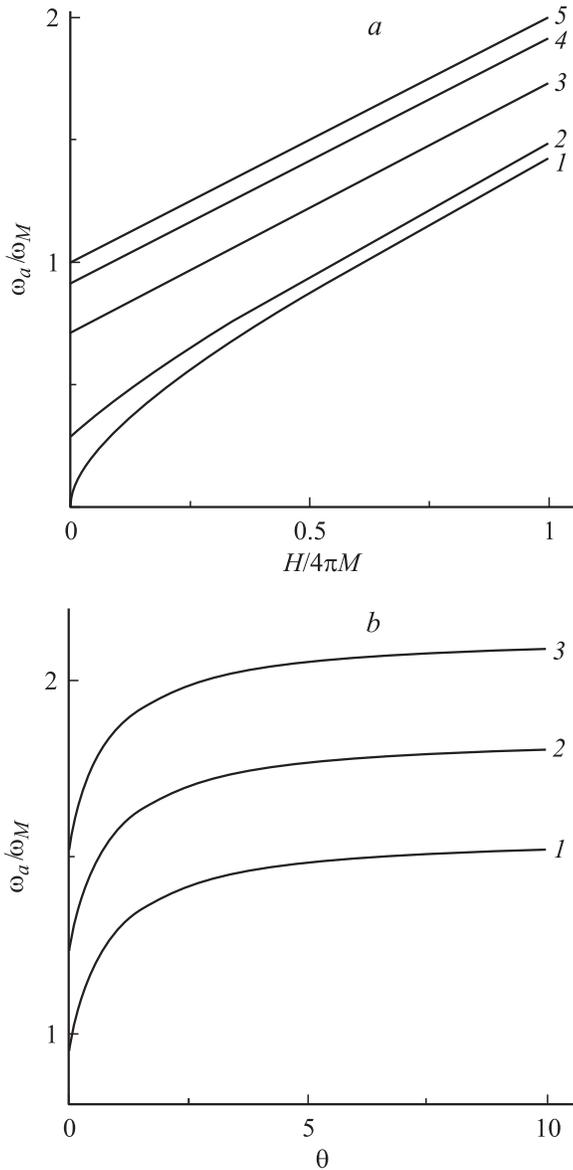


Рис. 1. Зависимость нормированной частоты магнитного антирезонанса эффективной среды. *a* — от нормированного подмагничивающего поля, *b* — от отношения толщин слоев θ .

($H \gg 4\pi M$) стремится к значению $\Delta\omega_a = \omega_M/2$. Зависимость $\Delta\omega_a(\theta)$ построена для значений подмагничивающего поля $H = (1; 1.5; 2) \cdot 10^3$ Ое (*b*, кривые 1–3). Видно, что нелинейность зависимости частоты антирезонанса от параметра слоистости проявляется сильнее, чем для зависимости от поля. Указанные частоты лежат в СВЧ-диапазоне. Так, при $\theta \rightarrow \infty$ частота антирезонанса стремится к предельному значению $\omega_a = \omega_H + \omega_M$, которое, например, для $H = 2 \cdot 10^3$ Ое равно $5.8 \cdot 10^{10}$ с⁻¹. Для сравнения укажем, что частота ферромагнитного резонанса лежит ниже и равна $\omega_f = 4.83 \cdot 10^{10}$ с⁻¹.

Резонансные и волновые свойства среды при распространении в ней ТМ-волны управляются магнит-

ным полем ввиду гиротропии полупроводниковых слоев и в рассматриваемой геометрии описываются эффективной поперечной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\perp}^{(y)} = \varepsilon_{zz} - \varepsilon_{yz}\varepsilon_{zy}/\varepsilon_{yy}$. Анализ выражения для ε_{\perp} с учетом (2) показывает, что эффективная диэлектрическая проницаемость имеет две резонансные частоты. Первая зависит от соотношения толщины слоев и определяется выражением

$$\omega_{s1} = \left[\omega_c^2/2 + Y^+ - (\omega_c^4/4 + \omega_c^2 Y^+ + (Y^-)^2)^{1/2} \right]^{1/2},$$

$$Y^{\pm} = [\theta(\theta + \varepsilon_f/\varepsilon_0)^{-1} \pm (\theta\varepsilon_f/\varepsilon_0 + 1)^{-1}] \omega_c^2 b^2/2. \quad (11)$$

Выражение второй резонансной частоты слоистой структуры ω_{s2} совпадает с резонансной частотой массивного полупроводника ω_0^s и не зависит от θ . На указанных резонансных частотах в отсутствие затухания $\varepsilon_{\perp} \rightarrow \infty$. Из выражений для антирезонансных частот, где $\varepsilon_{\perp} = 0$, видна их явная зависимость от соотношения толщин ферромагнитных и полупроводниковых слоев:

$$\omega_b^{\pm} = \frac{\omega_c}{\sqrt{2}} \left(1 + Gb^2 \pm \sqrt{1 + 2Gb^2 + F^2b^4} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

где параметры $G = 1 + (1 + \theta\varepsilon_f/\varepsilon_0)^{-1}$ и $F = 1 - (1 + \theta\varepsilon_f/\varepsilon_0)^{-1}$. При условии $\theta = 0$ выражение (11) совпадает с ω_{\pm}^s .

На рис. 2 представлена зависимость нормированной (на ω_p) частоты ω_b^{\pm} от приложенного статического поля, нормированного на величину поля $H_c = 2c\sqrt{\pi m^* n} = 3 \cdot 10^4$ Ое, рассчитанная по формуле (12) для значений параметра $\theta = 10, 5, 1, 0$ (*a*, кривые 1–4) в отсутствие процессов столкновения носителей. Также представлена зависимость ω_b^{\pm} от параметра θ для значений внешнего магнитного поля $H = (1, 1.5, 2) \cdot 10^3$ Ое (*b*, кривые 1–3). Частоте ω_b^+ отвечают сплошные линии, частоте ω_b^- — пунктирные.

Указанные частоты при $H = 2 \cdot 10^3$ Ое лежат в дальнем ИК-диапазоне ($\omega_b^+ = 1.25 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, $\omega_b^- = 9.05 \cdot 10^{11}$ с⁻¹ и для сравнения приведем значения резонансных частот $\omega_{s2} = 1.19 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, $\omega_{s1} = 8.49 \cdot 10^{11}$ с⁻¹), где характеристики ТМ-волны в полупроводниковой плазме являются управляемыми внешним магнитным полем. При $\theta = 0$ $G = 2$, $F = 0$ и частота

$$\omega_b^{\pm} = \frac{\omega_p}{\sqrt{2\varepsilon_0 b}} \left(1 + 2b^2 \pm \sqrt{1 + 4b^2} \right)^{1/2}, \quad (13)$$

тогда как при $\theta \rightarrow 0$, $G = F = 1$ и $\omega_b^+ = \omega_c(1 + b^2)^{1/2}$, а $\omega_b^- = 0$. Дисперсионные соотношения для волн указанных типов имеют следующий вид:

$$k_y^{\text{TE}} = k_0 \sqrt{\mu_{\perp}^{(y)} \varepsilon_{xx}}, \quad k_y^{\text{TM}} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{\perp}^{(y)} \mu_{xx}}, \quad (14)$$

где $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме, а эффективные поперечные проницаемости, зависящие от

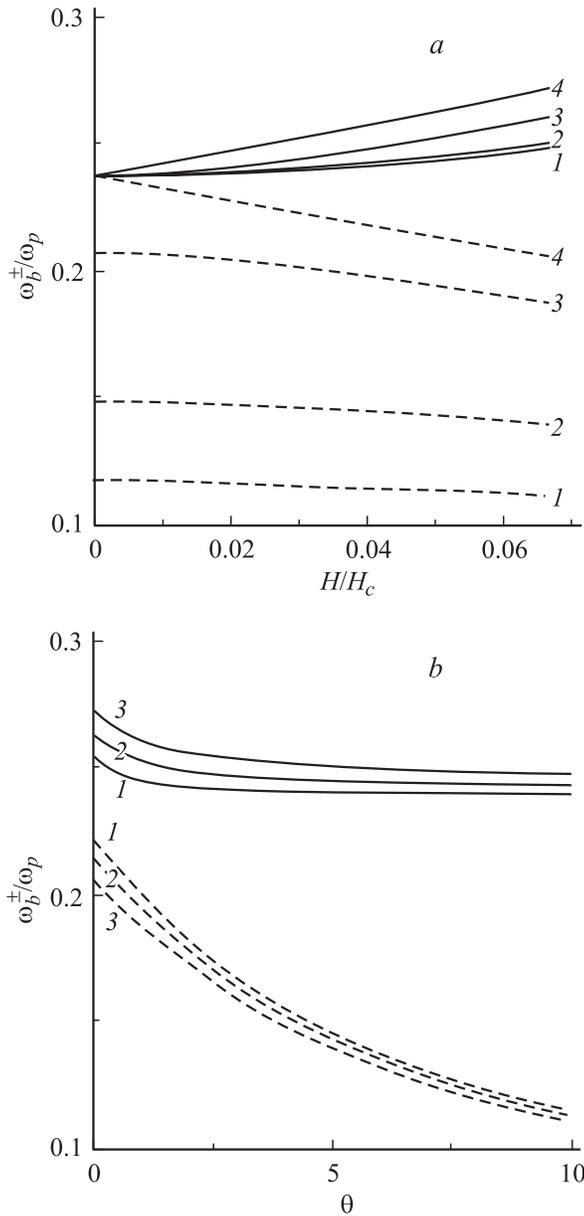


Рис. 2. Зависимость нормированной частоты антирезонанса эффективной среды: *a* — от подмагничивающего поля, *b* — от параметра соотношения слоев.

отношения толщин слоев, определяются выражениями:

$$\mu_{\perp}^{(y)} = \frac{(\theta + 1)\mu_s \mu_{zz}^f (\mu_s + \theta \mu_{\perp}^f)}{\theta(\mu_s + \theta \mu_{zz}^f) + \mu_{zz}^f (\mu_s + \theta \mu_{\perp}^f)},$$

$$\varepsilon_{\perp}^{(y)} = \frac{(\theta + 1)\varepsilon_f \varepsilon_{zz}^s (\theta \varepsilon_f + \varepsilon_{\perp}^s)}{\varepsilon_f (\theta \varepsilon_f + \varepsilon_{zz}^s) + \theta \varepsilon_{zz}^s (\theta \varepsilon_f + \varepsilon_{\perp}^s)}. \quad (15)$$

На рис. 3 приведены частотные зависимости действительной и мнимой частей нормированной константы распространения $k_y = k'_y - ik''_y$ (кривые 1, 2) для ТЕ- (нормировка на $k_f = \omega_f/c$) и ТМ- (нормировка на $k_s = \omega_{s2}/c$) волн (*a* и *b* соответственно), полученные для слоистой среды с $\theta = 1$. В рассматри-

ваемом случае учитывается затухание колебаний намагниченности $\xi = 0.02$ в магнитных слоях и эффективная частота столкновений носителей $\nu = 10^{10} \text{ s}^{-1}$ в слоях полупроводника. Для ТЕ-волны максимальные значения действительной и мнимой части константы распространения достигают соответственно на частоте ферромагнитного резонанса ω_f . Минимум действительной части константы распространения расположен на интервале $\omega_{DE} < \omega < \omega_a$, а мнимой части — на интервале $\omega_a < \omega < \omega_{DE}$, где $\omega_{DE} = \omega_H + \omega_M/2$ — частота Даймона–Эшбаха [16]. Для ТМ-волны наблюдаются два максимума действительной и мнимой частей константы распространения, которые достигаются на резонансных частотах эффективной диэлектрической проницаемо-

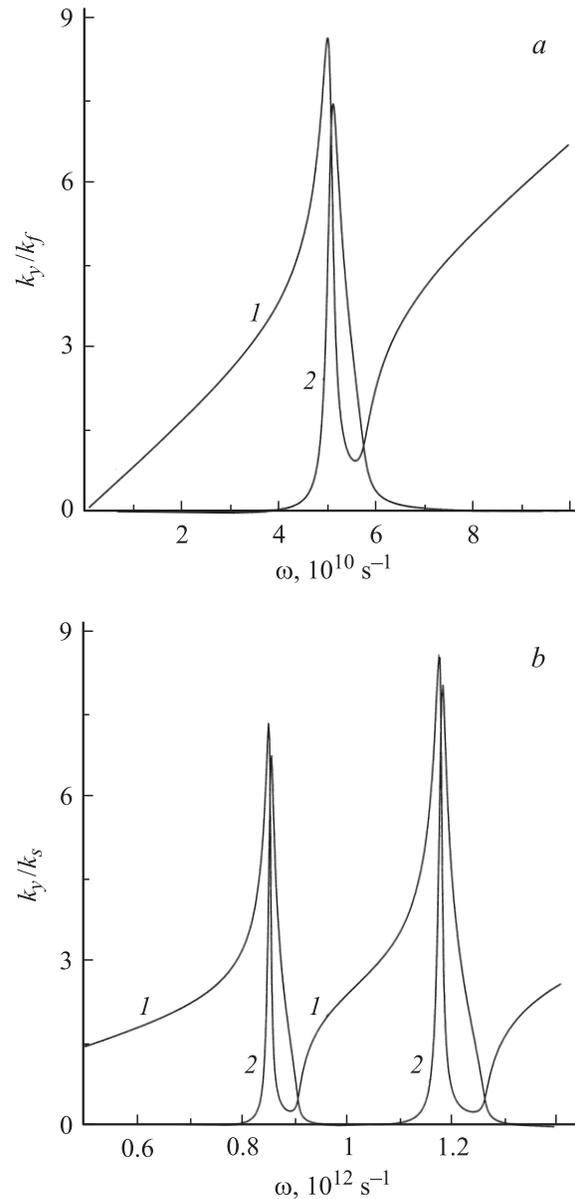


Рис. 3. Частотная зависимость действительной и мнимой частей нормированной константы распространения: *a* — для ТЕ-волн, *b* — для ТМ-волн.

сти ω_{s1} и ω_{s2} . Минимумы действительной части расположены на интервалах $\omega_{s1} < \omega < \omega_b^-$ и $\omega_{s2} < \omega < \omega_b^+$. Минимумы мнимой части константы распространения имеют место на интервалах $\omega < \omega_{s1}$, $\omega_b^- < \omega < \omega_{s2}$ и $\omega > \omega_b^+$.

В. Волна распространяется перпендикулярно плоскости слоев и перпендикулярно внешнему магнитному полю (вдоль оси OZ). Данному направлению распространения также отвечают две собственные волны, управляемые магнитным полем. Дисперсионные соотношения для указанных волн дают следующую связь константы распространения k_z с частотой и параметрами среды:

$$k_z^{TE} = k_0 \sqrt{\mu_{\perp}^{(z)} \epsilon_{xx}}, \quad k_z^{TM} = k_0 \sqrt{\epsilon_{\perp}^{(z)} \mu_{xx}}, \quad (16)$$

где эффективные поперечные магнитная и диэлектрическая проницаемости определяются выражениями

$$\mu_{\perp}^{(z)} = \mu_{yy} - \mu_{yz}\mu_{zy}/\mu_{zz} = \frac{1}{(\theta + 1)}(\mu_s + \theta\mu_{\perp}^f), \quad (17)$$

$$\epsilon_{\perp}^{(z)} = \epsilon_{yy} - \epsilon_{yz}\epsilon_{zy}/\epsilon_{zz} = \frac{1}{(\theta + 1)}(\theta\epsilon_f + \epsilon_{\perp}^s). \quad (18)$$

Характер частотных зависимостей действительной и мнимой частей константы распространения k_z ТЕ- и ТМ-волн аналогичен представленным на рис. 3. Величины $k_z'k_z''$ достигают максимальных значений соответственно на частоте ферромагнитного резонанса ω_f и на резонансной частоте эффективной диэлектрической проницаемости ω_{s2} . Для ТЕ-волн минимум действительной части константы распространения расположен на интервале $\omega_f < \omega < \omega_a$, а минимум мнимой части — на интервале $\omega_a < \omega < \Omega_f$. Для ТМ-волн минимум мнимой части константы распространения наблюдается при $\omega_b^- < \omega < \omega_{s2}$ и $\omega > \omega_b^+$.

С. Волна распространяется в плоскости слоев вдоль направления намагниченности (вдоль оси OX). Данному направлению распространения в среде с эффективными параметрами (8) и (9) отвечают две собственные волны с компонентами поля (E_y, E_z, H_y, H_z) , для амплитуд которых из уравнений Максвелла приходим к следующей линейной системе уравнений:

$$\begin{pmatrix} 0 & k_z & k_0\mu_{yy} & k_0\mu_{yz} \\ -k_x & 0 & k_0\mu_{zy} & k_0\mu_{zz} \\ k_0\epsilon_{yy} & k_0\epsilon_{yz} & 0 & -k_x \\ k_0\epsilon_{zy} & k_0\epsilon_{zz} & k_x & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_g \\ E_z \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} = 0. \quad (19)$$

Полагая детерминант этой системы равным нулю, получаем следующее дисперсионное соотношение для указанных волн, решение которого имеет вид:

$$k_x^{\pm} = \frac{k_0}{\sqrt{2}} \left(a \pm \sqrt{a^2 - b} \right)^{1/2}, \quad (20)$$

$$a = (\mu_{yy}\epsilon_{zz} + \mu_{zz}\epsilon_{yy}) - 2\mu_{yz}\epsilon_{yz},$$

$$b = 4(\mu_{yy}\mu_{zz} + \mu_{yz}^2)(\epsilon_{yy}\epsilon_{zz} + \epsilon_{yz}^2).$$

Отвечающие указанным значениям константы распространения k_x две необыкновенные волны распространяются как в положительном, так и отрицательном направлении оси OX . Частотные зависимости $k_x^{\pm}(\omega)$ имеют особенности на резонансных частотах для магнитной и диэлектрической проницаемостей. Анализ приведенного дисперсионного соотношения выходит за рамки данной работы и будет проведен отдельно.

Поверхностные волны

Рассмотрим теперь распространение поверхностной волны вдоль границы раздела вакуума с эффективной мелкослоистой средой, описываемой введенными выше эффективными параметрами. Для указанной среды с учетом ее слоистости на практике реализуются лишь два симметричных направления плоскостного распространения поверхностной волны, отвечающие рассмотренным выше случаям A и C .

Рассмотрим случай распространения поверхностной волны вдоль оси OY , для которого решение уравнений Максвелла для каждой из сред с учетом вида материальных параметров приводит к двум собственным волнам: ТЕ, с компонентами полей (E_x, H_y, H_z) , и ТМ, с компонентами (H_x, E_y, E_z) . Отличные от нуля тангенциальные компоненты электрического и магнитного полей для поверхностной волны ТЕ-типа следующим образом зависят от координат:

$$(E_x, H_y) \propto \exp(-iky_y) \begin{cases} \exp(-q_1z), & z > 0, \\ \exp(q_0z), & z < 0. \end{cases} \quad (21)$$

Здесь k_y — продольная компонента волнового вектора (константа распространения), $q_1^2 = k_y^2\mu_{yy}/\mu_{zz} - k_0^2\epsilon_{xx}\mu_{\perp}^{(z)}$ и $q_0^2 = k_y^2 - k_0^2$ — поперечные компоненты волнового вектора в слоистой среде и в вакууме соответственно. С учетом непрерывности тангенциальных составляющих волнового поля на границе раздела сред (при $z = 0$) получаем дисперсионное уравнение для поверхностных волн ТЕ-типа:

$$ik_y \frac{\mu_{yz}}{\mu_{zz}} + \sqrt{k_y^2 \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} - k_0^2 \mu_{\perp}^{(z)} \epsilon_{xx}} + \mu_{\perp}^{(z)} \sqrt{k_y^2 - k_0^2} = 0. \quad (22)$$

При $\theta \rightarrow \infty$ среда в области $z > 0$ становится полностью ферромагнитной, и уравнение (22) описывает управляемые внешними магнитным полем поверхностные магнитные поляритоны в магнитных диэлектриках.

Для волны ТМ-типа поля в эффективной среде и вакууме представляются аналогичным образом (при замене полей: $E_{\alpha} \rightarrow H_{\alpha}$ и проницаемостей: $\mu_{\alpha\beta} \leftrightarrow \epsilon_{\alpha\beta}$). Так, для поперечной компоненты волнового вектора получаем $q_1^2 = k_y^2\epsilon_{yy}/\epsilon_{zz} - k_0^2\epsilon_{\perp}^{(z)}\mu_{xx}$. Решив граничную задачу с учетом (21), приходим к дисперсионному уравнению для поверхностных волн ТМ-типа

$$ik_y \frac{\epsilon_{yz}}{\epsilon_{zz}} + \sqrt{k_y^2 \frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{zz}} - k_0^2 \epsilon_{\perp}^{(z)} \mu_{xx}} + \epsilon_{\perp}^{(z)} \sqrt{k_y^2 - k_0^2} = 0. \quad (23)$$

При $\theta \rightarrow 0$ полупространство занимает полупроводниковая среда и уравнение (23) описывает управляемые внешним полем поверхностные поляритоны в полупроводниках.

Полученные дисперсионные соотношения содержат слагаемые, линейные по константе распространения, что указывает на невзаимный характер процесса распространения поверхностных волн в исследуемой структуре.

Численный анализ

Проведем численный анализ полученных дисперсионных соотношений (22) и (23) в отсутствие процессов затухания в среде ($\omega_r = 0$ и $\nu = 0$), $\theta = 1$. В уравнения входит волновой вектор k в первой степени, что свидетельствует о невзаимности волны, т.е. $\omega(-k) \neq \omega(k)$. На частоте ферромагнитного резонансного $\omega_f = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}$ константа распространения $k = k_f = \omega_f/c$, а глубина проникновения поверхностной волны в слоистую среду с эффективными параметрами минимальна. На частоте антирезонанса глубина проникновения достигает своего максимального значения. Частота Даймона–Эшбаха для эффективной среды не зависит от параметра θ и, как и для массивного образца, $\omega_{DE} = \omega_H + \omega_M/2 = 5.07 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$. Решение уравнения (22) при условии $q_0 = 0$ приводит к двум частотам, одна из которых совпадает с частотой антирезонанса, другая $\omega_A = 3.488 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$; при условии $q_1 = 0$ решение уравнения (22) дает частоту $\omega_B = 6.70 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

На рис. 4 представлена зависимость $\omega(k)$, являющаяся решением дисперсионного уравнения (22) для волны ТЕ-типа, где $k = k_y$. Пунктирные линии 1 являются решением уравнения $q_0 = 0$ и определяются

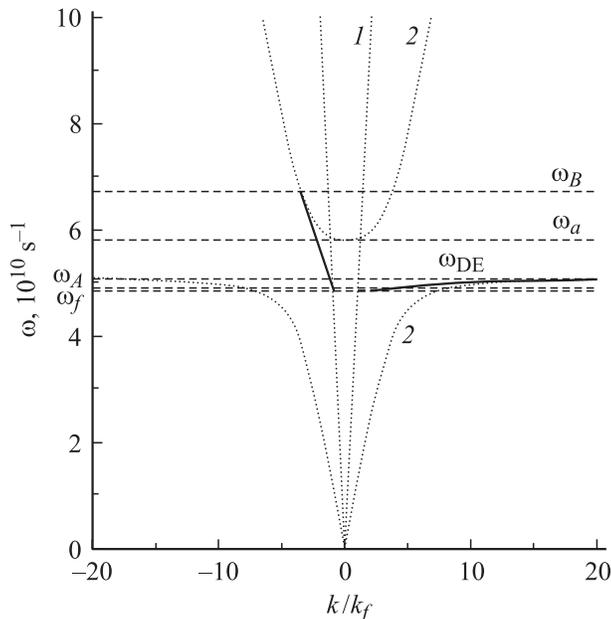


Рис. 4. Дисперсионная зависимость для ТЕ-волн, решение уравнения (22).

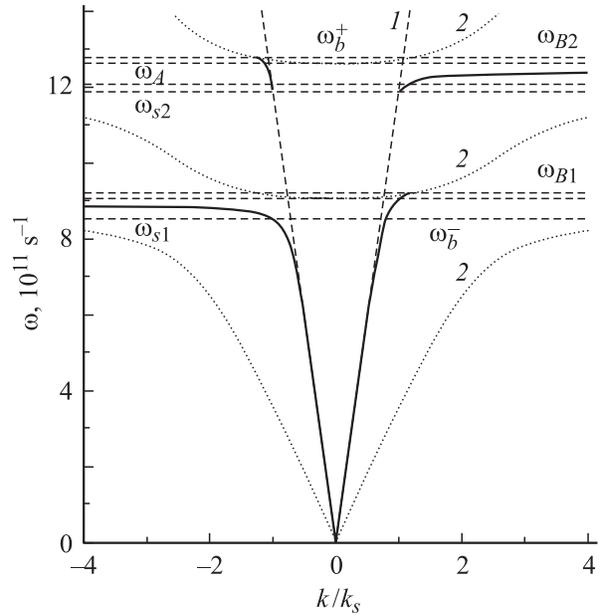


Рис. 5. Дисперсионная зависимость для ТМ-волн, решение уравнения (23).

зависимостями $\omega = \pm ck$. Пунктирные линии 2 являются решением уравнения $q_1 = 0$ и определяются зависимостью $\omega = kc \sqrt{\epsilon_{xx} \mu_{\perp}^{(y)}}$. Решение дисперсионного уравнения (23) при условии $q_0 = 0$ приводит к трем частотам, две из которых совпадают с антирезонансными ω_b^{\pm} , а третья, ω_A , при выбранном значении параметров, равна $1.203 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$. При условии $q_1 = 0$ решение дисперсионного уравнения приводит к частотам $\omega_{B1} = 9.212 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$ и $\omega_{B2} = 1.278 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Решение в области $k < 0$ находится между частотами ω_A и ω_B , решением также является значение $\omega = \omega_A$; в интервале между асимптотами 1 и 2 $\omega = \omega_f$. В области $k > 0$ решение дисперсионного соотношения находится между частотами ω_f и ω_{DE} , а также решением является значение $\omega = \omega_f$ в интервале между асимптотами 1 и 2.

На рис. 5 представлено графическое решение $\omega(k/k_s)$ дисперсионного соотношения (23) для ТМ-волны и характерные частоты, где $k_s = \omega_s/c$. Пунктирные линии 1 — решения уравнения $q_0 = 0$, которые определяются зависимостями $\omega = \pm ck$, а пунктирные линии 2 — решение уравнения $q_1 = 0$, определяемое зависимостью $\omega = kc \sqrt{\mu_{xx} \epsilon_{\perp}^{(y)}}$. Решение в области $k < 0$ находится между частотами ω_A и ω_{B2} , ниже частоты ω_b^- ; также решением является значение $\omega = \omega_b^+$. В области $k > 0$ решение дисперсионного соотношения находится между частотами ω_{s2} и ω_b^+ и ниже частоты ω_{B1} ; решением является и значение $\omega = \omega_b^-$. Глубина проникновения электромагнитного излучения в слоистую среду будет минимальной на резонансной частоте $\omega_{s2} = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2/\epsilon_0}$ при значении константы распространения $k/k_s = 1$, а максимальной она будет на частоте антирезонанса.

Проведенный анализ показывает, что полученная среда с эффективными параметрами обладает симметрией двухосного бигиротропного кристалла. Материальные параметры плоскослоистой периодической структуры в приближении эффективной среды зависят как от поля, с помощью которого могут управляться, так и от соотношения толщины составляющих структуру слоев. Так как для волн ТЕ-типа управление возможно в СВЧ-диапазоне, а для волн ТМ-типа — в ИК-диапазоне, подобные искусственные структуры имеют перспективные направления практического использования. Из приведенного анализа дисперсионных соотношений виден взаимный характер дисперсионных кривых. Такая спектральная асимметрия дает множество интересных явлений, в частности одностороннюю прозрачность, когда магнитный фотонный кристалл, совершенно прозрачный для блоховской волны ω , замораживает излучение той же длины волны, распространяющейся в противоположном направлении. Диапазоны существования решений в ограниченных областях частот могут варьироваться с помощью внешнего магнитного поля, что является существенным при создании, например, магнитооптического блоховского модулятора.

Список литературы

- [1] *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973. 343 с.
- [2] *Басс Ф.Г., Булгаков А.А., Тетервов А.П.* Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. М.: Наука, 1989. 287 с.
- [3] *Силин Р.А.* // УФН. 2006. Т. 175. № 5. С. 562–565.
- [4] *Масловский С.И.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 1. С. 69–74.
- [5] *Вендик И.Б., Вендик О.Г., Гашинова М.С.* // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 10. С. 30–39.
- [6] *Булгаков А.А., Шрамкова О.В.* // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 3. С. 87–95.
- [7] *Елисеева С.В., Семенцов Д.И.* // Кристаллография. 2005. Т. 50. Вып. 4. С. 718–724.
- [8] *Tarkhanyan R.H., Niarchos D.G.* // Opt. Expr. 2006. Vol. 14. Is. 12. P. 5433–5444.
- [9] *Wu R.X.* // J. Appl. Phys. 2005. Vol. 97. P. 076 105.
- [10] *Wu R.X., Zhao T., Xiao J.Q.* // J. of Physics: Cond. Matter. 2007. Vol. 19. Is. 2. P. 026 211.
- [11] *Елисеева С.В., Зубков Ю.Н.* // Сб. тр. XX Междунар. шк.-семинара „Новые магнитные материалы микроэлектроники“. М., 2006. С. 1047–1048.
- [12] *Буравцова В.Е., Ганьшина Е.А., Гуцин В.С. и др.* // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 5. С. 864–874.
- [13] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича и Д. Миллса. М.: Наука, 1985. 526 с.
- [14] *Борисов С.Б., Дадоевкова Н.Н., Любчанский И.Л.* // Опт. и спектр. 1994. Т. 76. № 3. С. 432–437.
- [15] *Каганов М.И., Пустыльник Н.Б., Шалаева Т.И.* // УФН. 1997. Т. 167. № 2. С. 191–237.
- [16] *Гуревич А.Г., Мелков Г.А.* Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994. 464 с.
- [17] *Agranovich V.M.* // Solid State Commun. 1991. Vol. 78. N 8. P. 747–750.