

# Поверхностные электромагнитные состояния в структуре фотонный кристалл–феррит–плазмподобная среда

Ю.О. Аверков, С.И. Тарапов, А.А. Харченко, В.М. Яковенко

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я.Усикова НАН Украины*

ул. Ак. Проскуры 12, г. Харьков, 61085, Украина

E-mail: yuriyaverkov@gmail.com

Статья поступила в редакцию 5 декабря 2013 г., опубликована онлайн 21 мая 2014 г.

Теоретически и экспериментально исследованы частоты поверхностных электромагнитных состояний структуры фотонный кристалл–феррит–плазмподобная среда в зависимости от толщины ферритового слоя, величины внешнего магнитного поля и температуры. Фотонный кристалл представлял собой периодическую последовательность конечного числа элементарных ячеек, каждая из которых состояла из двух различных немагнитных диэлектриков. В качестве плазмподобной среды выбирался немагнитный полупроводник. Внешнее постоянное магнитное поле было ориентировано параллельно плоскости ферритового слоя. Электромагнитная волна распространялась поперек внешнего магнитного поля, а электрическая компонента СВЧ поля была параллельна внешнему магнитному полю. В рамках модели непроводящего и намагниченого до насыщения феррита получено аналитическое выражение, связывающее значения частот поверхностных электромагнитных состояний с параметрами структуры и величиной внешнего магнитного поля. Предсказано свойство многомодовости исследуемых состояний в пределах одной запрещенной зоны фотонного кристалла.

Теоретично та експериментально досліджено частоти поверхневих електромагнітних станів структури фотонний кристал–ферит–плазмподібне середовище у залежності від товщини феритового шару, величини зовнішнього магнітного поля та температури. Фотонний кристал являв собою періодичну послідовність скінченного числа елементарних комірок, кожна з яких складалася з двох різних немагнітних діелектриків. Як плазмподібне середовище обирався немагнітний напівпровідник. Зовнішнє магнітне поле було спрямовано паралельно площині феритового шару. Електромагнітна хвиля поширювалась перпендикулярно зовнішньому магнітному полю, а електрична компонента НВЧ поля була паралельна зовнішньому магнітному полю. У рамках моделі непровідного та намагніченого до насичення фериту отримано аналітичний вираз, який зв'язує значення частот поверхневих електромагнітних станів з параметрами структури та величиною зовнішнього магнітного поля. Завбачено властивість багатомодовості досліджуваних станів в межах однієї забороненої зони фотонного кристалла.

PACS: 73.20.Mf Коллективные возбуждения (включая плазмоны и другие возбуждения зарядовой плотности);

42.70.Qs Фотонные материалы с зонной щелью;

85.70.Ge Ферритовые и гранатовые устройства.

Ключевые слова: поверхностные электромагнитные состояния, фотонный кристалл, феррит, плазмподобная среда, френелевский коэффициент прохождения.

## 1. Введение

Поверхностные электромагнитные состояния (ПЭМС) представляют собой однородные вдоль поверхности электромагнитные колебания с нулевым тангенциальным волновым числом. Амплитуды полей таких колебаний экспоненциально спадают при удалении от гра-

ницы раздела сред. Возможность существования ПЭМС впервые отмечена в работах [1,2], в которых проведена аналогия между ПЭМС и таммовскими электронными состояниями [3], а также выполнены эксперименты по возбуждению ПЭМС. Такие состояния могут возникать как на границе плазмподобной среды (ПС) [4–7] и фотонного кристалла (ФК) [8–10], так и на границе

двух ФК [11–13]. Практический интерес к ПЭМС связан с тем, что такие состояния и структуры, в которых они реализуются, могут быть использованы для создания резонансных оптических фильтров [14], поляриционных лазеров [15] и устройств оптической логики [16]. На сегодняшний день выполнено большое количество теоретических и экспериментальных исследований ПЭМС на границах ПС и ФК [11,13,14,17–24], а также на границе раздела сред двух ФК [11–13,25–27]. В гигагерцевой области частот ПЭМС на границе искусственной плазмоподобной среды и ФК впервые экспериментально исследованы в работе [21]. В работе [23] теоретически исследовано влияние постоянного магнитного поля на свойства ПЭМС, возникающих на границе ПС и диэлектрического ФК при распространении электромагнитной волны перпендикулярно к направлению магнитного поля. Найденные зависимости частот ПЭМС от магнитного поля обусловлены влиянием магнитного поля на фойгтовскую диэлектрическую проницаемость ПС. Свойства ПЭМС на границе магнитного и диэлектрического ФК в постоянном магнитном поле детально проанализированы в [27].

Ввиду возможности применения ПЭМС в современных полупроводниковых СВЧ устройствах актуальной остается задача об управлении характеристиками этих устройств с помощью внешнего магнитного поля. Поэтому в настоящей работе теоретически решена задача нахождения собственных значений частот ПЭМС в структуре ПС–феррит–ФК во внешнем постоянном магнитном поле. В качестве ПС выбираются идеальный проводник и полупроводник. Рассмотрены также структуры феррит–ПС–ФК и феррит–ФК. Экспериментально исследован спектр пропускания структуры ПС–феррит–ФК в зависимости от толщины слоя феррита, величины внешнего магнитного поля и температуры.

## 2. Постановка задачи и описание методики ее решения

Пусть ПС занимает полупространство  $y < 0$ , слой феррита — область  $0 < y < d_F$ , а ФК — полупространство  $y > d_F$ . Элементарная ячейка ФК состоит из двух немагнитных диэлектриков с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1, \epsilon_2$  и толщинами  $d_1, d_2$  соответственно. Период структуры ФК  $d$  равен  $d_1 + d_2$ . Внешнее постоянное магнитное поле  $\mathbf{H}_0$  направлено вдоль оси  $z$  (см. рис. 1).

Пусть на границу феррит–ФК  $y = d_F$  вдоль нормали со стороны ФК падает электромагнитная волна с компонентами полей  $\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$  и  $\mathbf{H} = (H_x, 0, 0)$ . Одна часть этой волны отражается назад в ФК, а другая проходит в ПС. Найдем френелевский коэффициент прохождения волны в область ПС. Обращение в нуль знаменателя этого коэффициента соответствует возбуждению ПЭМС. Следовательно, приравняв нулю знаме-

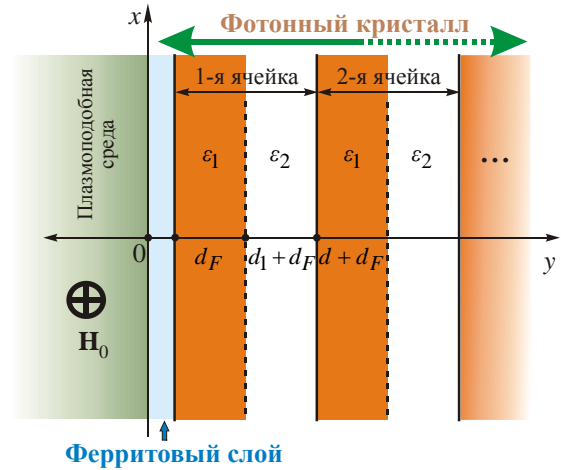


Рис. 1. (Онлайн в цвете) Геометрия задачи.

натель френелевского коэффициента прохождения электромагнитной волны, мы получим искомое уравнение, описывающее свойства ПЭМС в рассматриваемой структуре.

Для расчета коэффициента прохождения необходимо найти поля в каждой среде. Заметим, что зависимость электромагнитных полей от времени  $t$  описывается множителем  $\exp(-i\omega t)$  (где  $\omega$  — частота электромагнитной волны), который в дальнейшем будем опускать. Кроме того, в плоскости  $xz$  электромагнитные поля полагаем однородными. Поля в каждой среде находим путем решения уравнений Максвелла совместно с соответствующими материальными уравнениями. При отыскании полей в ФК учитываем блоховское соотношение

$$\begin{pmatrix} E_z(d) \\ H_x(d) \end{pmatrix} = \exp(\pm ikd) \begin{pmatrix} E_z(0) \\ H_x(0) \end{pmatrix} \quad (1)$$

и условие трансляции [28,29]

$$\begin{pmatrix} E_z(d) \\ H_x(d) \end{pmatrix} = \mathbf{M}^{(TE)} \begin{pmatrix} E_z(0) \\ H_x(0) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $\mathbf{M}^{(TE)}$  — матрица распространения ТЕ-волны с коэффициентами

$$M_{11}^{(TE)} = \cos(k_{1y}d_1) \cos(k_{2y}d_2) - \frac{k_{1y}}{k_{2y}} \sin(k_{1y}d_1) \sin(k_{2y}d_2), \quad (3)$$

$$M_{12}^{(TE)} = i \frac{\omega}{ck_{1y}} \sin(k_{1y}d_1) \cos(k_{2y}d_2) + i \frac{\omega}{ck_{2y}} \cos(k_{1y}d_1) \sin(k_{2y}d_2), \quad (4)$$

$$M_{21}^{(TE)} = i \frac{ck_{1y}}{\omega} \sin(k_{1y}d_1) \cos(k_{2y}d_2) + i \frac{ck_{2y}}{\omega} \cos(k_{1y}d_1) \sin(k_{2y}d_2), \quad (5)$$

$$M_{22}^{(TE)} = \cos(k_{1y}d_1)\cos(k_{2y}d_2) - \frac{k_{2y}}{k_{1y}}\sin(k_{1y}d_1)\sin(k_{2y}d_2), \quad (6)$$

$$k_{jy} = \omega\sqrt{\varepsilon_j}/c, \quad j = 1, 2. \quad (7)$$

Величина  $k$  в выражении (1) — блоховское волновое число:  $\cos(kd) = (M_{11}^{(TE)} + M_{22}^{(TE)})/2$  [29]. Пусть  $\text{Im } k > 0$ . В этом случае знак «плюс» в показателе экспоненты в выражении (1) будет соответствовать волне, распространяющейся в положительном направлении оси  $y$  (отраженной волне), а знак «минус» — волне, распространяющейся в отрицательном направлении оси  $y$  (падающей волне). Условия (1) и (2) позволяют установить связь между компонентами электрического и магнитного полей на произвольной границе элементарных ячеек (например,  $y = 0$ ) безграничного ФК в двух эквивалентных видах

$$E_z(0) = \frac{\exp(\pm ikd) - M_{22}^{(TE)}}{M_{21}^{(TE)}} H_x(0), \quad (8)$$

$$E_z(0) = \frac{M_{12}^{(TE)}}{\exp(\pm ikd) - M_{11}^{(TE)}} H_x(0). \quad (9)$$

Соотношения (8) и (9), а также условия непрерывности тангенциальных составляющих полей на границах 1-го и 2-го слоев  $n$ -й ячейки ФК позволяют найти общие выражения для полей в  $n$ -й ячейке ФК. Удовлетворив условиям непрерывности тангенциальных компонент полей на границах ПС–феррит и феррит–ФК, находим выражение для френелевского коэффициента прохождения.

### 3. Структура полей ПЭМС

Запишем поле электромагнитной волны внутри произвольной ячейки ФК с номером « $n$ » (где  $n = 1, 2, 3, \dots$ ) в виде суперпозиции падающей и отраженной волн

$$E_{z,z}^{(n)}(y) = A_m E_{z,in}^{(n)}(y) \exp(-iky) + A_r E_{z,r}^{(n)}(y) \exp(iky), \quad (10)$$

$$H_{\Sigma,x}^{(n)}(y) = A_m H_{x,in}^{(n)}(y) \exp(-iky) + A_r H_{x,r}^{(n)}(y) \exp(iky), \quad (11)$$

где первые слагаемые в формулах (10), (11) соответствуют полям падающей на границу  $y = 0$  волны, а вторые слагаемые — полям отраженной от границы  $y = 0$  волны. В общем случае граница  $y = 0$  — граница между двумя произвольными ячейками ФК. Константа  $A_m$  считается заданной, а константа  $A_r$  подлежит определению из граничных условий. Выражения для полей  $E_{z,in}^{(n)}(y)$  и  $H_{x,in}^{(n)}(y)$  падающей волны имеют вид

$$E_{z,in}^{(n)}(y) = E_{z,1}^{(n)}(y)\theta[(n-1)d + d_1 - y] + E_{z,2}^{(n)}(y)\theta[y - d_1 - (n-1)d], \quad (12)$$

$$H_{x,in}^{(n)}(y) = H_{x,1}^{(n)}(y)\theta[(n-1)d + d_1 - y] + H_{x,2}^{(n)}(y)\theta[y - d_1 - (n-1)d], \quad (13)$$

$$E_{z,1}^{(n)}(y) = [f_{1,k} \exp\{ik_{1y}[y - (n-1)d]\} + f_{2,k} \exp\{-ik_{1y}[y - (n-1)d]\}] \exp\{ik[y - (n-1)d]\}, \quad (14)$$

$$E_{z,2}^{(n)}(y) = [g_{1,k} \exp\{ik_{2y}[y - d_1 - (n-1)d]\} + g_{2,k} \exp\{-ik_{2y}[y - d_1 - (n-1)d]\}] \exp\{ik[y - (n-1)d]\}, \quad (15)$$

$$H_{x,1}^{(n)}(y) = \frac{ck_{1y}}{\omega} [f_{1,k} \exp\{ik_{1y}[y - (n-1)d]\} - f_{2,k} \exp\{-ik_{1y}[y - (n-1)d]\}] \exp\{ik[y - (n-1)d]\}, \quad (16)$$

$$H_{x,2}^{(n)}(y) = \frac{ck_{2y}}{\omega} [g_{1,k} \exp\{ik_{2y}[y - d_1 - (n-1)d]\} - g_{2,k} \exp\{-ik_{2y}[y - d_1 - (n-1)d]\}] \exp\{ik[y - (n-1)d]\}, \quad (17)$$

$$f_{\ell,k} = \frac{\exp(-ikd) - M_{22}^{(TE)}}{M_{21}^{(TE)}} - (-1)^\ell \frac{\omega}{ck_{1y}}, \quad (18)$$

$$g_{\ell,k} = \frac{1}{2} \left[ 1 - (-1)^\ell \frac{k_{1y}}{k_{2y}} \right] f_{1,k} \exp(ik_{1y}d_1) + \frac{1}{2} \left[ 1 + (-1)^\ell \frac{k_{1y}}{k_{2y}} \right] f_{2,k} \exp(-ik_{1y}d_1), \quad (19)$$

$\ell = 1, 2$ . В выражениях (12) и (13) функция  $\theta(y)$  является симметричной единичной функцией Хэвисайда [30]. Обозначения  $E_{z,1}^{(n)}(y)$ ,  $H_{x,1}^{(n)}(y)$  соответствуют электрическим и магнитным полям 1-го слоя  $n$ -й ячейки, а обозначения  $E_{z,2}^{(n)}(y)$ ,  $H_{x,2}^{(n)}(y)$  — электрическим и магнитным полям 2-го слоя  $n$ -й ячейки. Выражения для полей  $E_{z,r}^{(n)}(y)$  и  $H_{x,r}^{(n)}(y)$  отраженной волны получаются из формул для полей падающей волны путем замены « $k$ » на « $-k$ » в формулах (14)–(19). Заметим, что в формулах (12)–(17) координата  $y$  изменяется в пределах  $n$ -й ячейки ФК, т.е.  $(n-1)d \leq y \leq nd$ .

Электромагнитные поля в области феррита запишем в виде

$$E_{zf} = A_1 \exp(ik_{fy}y) + A_2 \exp(-ik_{fy}y), \quad (20)$$

$$H_{yf} = \frac{\omega \varepsilon_{\text{fer}}}{ck_{fy}} [A_1 \exp(ik_{fy}y) - A_2 \exp(-ik_{fy}y)], \quad (21)$$

где  $k_{fy} = \omega\sqrt{\varepsilon_{\text{fer}}\mu_{\text{eff}}}/c$ ,  $\mu_{\text{eff}} = (\mu^2 - \mu_a^2)/\mu$  — эффективная магнитная проницаемость феррита [31],  $\mu$  и  $\mu_a$  — компоненты тензора магнитной проницаемости феррита. В приближении изотропного (в отсутствие внешнего магнитного поля), непроводящего и намаг-

ниченного до насыщения феррита  $\varepsilon_{\text{fer}}$  является постоянной величиной, а компоненты  $\mu$  и  $\mu_a$  без учета диссипативных потерь имеют вид [31]

$$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu & -i\mu_a & 0 \\ i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (22)$$

где

$$\mu = 1 + \frac{4\pi M_0}{H_0} \frac{\omega_H^2}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad (23)$$

$$\mu_a = \frac{4\pi M_0}{H_0} \frac{\omega \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \mu_{\parallel} = 1, \quad (24)$$

$M_0$  — намагниченность насыщения;  $\omega_H = \gamma H_0$  — частота собственной однородной прецессии намагниченности;  $\gamma = |e|g/(2m_0c)$ ;  $g$  — фактор спектроскопического расщепления;  $m_0$  — масса покоя электрона.

Поля в области ПС представим в виде

$$E_{zp} = A_p \exp(ik_{py}y), \quad (25)$$

$$H_{xp} = \frac{ck_{py}}{\omega} A_p \exp(ik_{py}y), \quad (26)$$

где  $k_{py} = -i\omega\sqrt{-\varepsilon_p(\omega)}/c$ , а  $\varepsilon_p(\omega)$  — диэлектрическая проницаемость ПС. Поскольку электрическое поле волны параллельно внешнему магнитному полю, то последнее не оказывает влияния на движение электронов ПС. Это означает, что диэлектрическую проницаемость электронов ПС без учета диссипативных потерь можно описывать следующим выражением [7]:

$$\varepsilon_p(\omega) = \varepsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right), \quad (27)$$

где  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая постоянная решетки ПС;  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_p / (\varepsilon_0 m^*)}$  — плазменная частота электронов ПС;  $e$ ,  $n_p$ ,  $m^*$  — заряд, концентрация и эффективная масса электронов проводимости соответственно.

Удовлетворив условиям непрерывности  $E_z$  и  $H_x$  на границах  $y = 0$  и  $y = d_F$ , получим следующие эквивалентные выражения для коэффициентов прохождения волны в область  $y < 0$ , падающей из глубины ФК на границу  $y = d_F$ :

$$t_I = \frac{2i\omega}{ck_{py}\eta_1\Delta_1} \sin\varphi, \quad t_{II} = \frac{2iM_{12}^{(TE)}}{\eta_2\Delta_0\Delta_2} \sin\varphi, \quad (28)$$

где

$$\eta_1 = \cos\varphi_F + i\eta_0 \sin\varphi_F, \quad (29)$$

$$\eta_2 = \cos\varphi_F + i\eta_0^{-1} \sin\varphi_F, \quad (30)$$

$$\Delta_0 = \exp(-i\varphi) - M_{11}^{(TE)}, \quad (31)$$

$$\Delta_1 = \exp(i\varphi) - M_{22}^{(TE)} - \frac{\omega}{ck_{py}\eta} M_{21}^{(TE)}, \quad (32)$$

$$\Delta_2 = \exp(i\varphi) - M_{11}^{(TE)} - \frac{ck_{py}}{\omega} \eta M_{12}^{(TE)}, \quad (33)$$

$$\varphi_F = k_{fy}d_F, \quad \varphi = kd, \quad k_{fy0} = \omega\sqrt{\varepsilon_{\text{fer}}}/c, \quad (34)$$

$$\eta_0 = k_{fy0}^2 / (k_{fy}k_{py}), \quad \eta = \eta_1/\eta_2.$$

Учитывая унимодулярность матрицы  $M^{(TE)}$ , легко убедиться в эквивалентности формул для  $t_I$  и  $t_{II}$ . Уравнения, связывающие частоты ПЭМС с параметрами исследуемой структуры и величиной внешнего магнитного поля, могут быть получены из условий  $\Delta_1 = 0$  и  $\Delta_2 = 0$ . Объединив эти условия, можно получить следующее уравнение для частот ПЭМС:

$$M_{11}^{(TE)} - M_{22}^{(TE)} = -\eta \frac{ck_{py}}{\omega} M_{12}^{(TE)} + \frac{1}{\eta} \frac{\omega}{ck_{py}} M_{21}^{(TE)}. \quad (35)$$

В дальнейшем анализ свойств ПЭМС в присутствии постоянного магнитного поля проводим путем численного решения уравнения (35).

Заметим, что для структуры идеальный проводник (ИП)–феррит–ФК уравнение, связывающее частоты ПЭМС с параметрами структуры, получается из уравнения (35) подстановкой  $\eta = -i\eta_0/\text{tg}\varphi_F$ . Для структуры феррит–ПС–ФК уравнение для частот ПЭМС получается из уравнений (35) заменой  $\eta \rightarrow \eta_0\eta_2/\eta_1$ ,  $\varphi_F \rightarrow k_{py}d_p$ , где  $\text{Im}(k_{fy}) < 0$  и  $d_p$  — толщина ПС. Для структуры феррит–ФК уравнение для частот ПЭМС получается из уравнения (35) путем замены  $\eta \rightarrow \eta_0$ , где  $\text{Im}(k_{fy}) < 0$ .

В качестве ПС рассмотрим полупроводник InSb. Толщины слоев ФК положим равными  $d_1 = 2 \cdot 10^{-3}$  м,  $d_2 = 1,24 \cdot 10^{-3}$  м и выберем следующие материальные параметры структуры [32]:  $\varepsilon_0 = 17,8$ ,  $\varepsilon_{\text{fer}} = 11$ ,  $\varepsilon_1 = 3,8$  (кварцевое стекло),  $\varepsilon_2 = 2,1$  (тефлон),  $n_p = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $m^* = 0,013m_0$ ,  $M_0 = 382 \cdot 10^{-4}$  Тл,  $g = 2$ .

#### 4. Влияние толщины ферритового слоя на свойства ПЭМС при $H_0 = 0$

Прежде чем приступить к анализу уравнения (35) при наличии постоянного магнитного поля  $H_0$ , рассмотрим влияние толщины слоя феррита на частоты ПЭМС при  $H_0 = 0$ . На рис. 2 приведена зависимость частоты ПЭМС  $f = \omega/2\pi$  от толщины ферритового слоя  $d_F$  для первой запрещенной зоны ( $\pi$ -зоны) ФК в отсутствие постоянного магнитного поля.

На рис. 2 кривая 1 соответствует теоретической зависимости  $f(d_F)$ , а линии A и B — теоретически рассчитанным нижней и верхней границам запрещенной зоны ФК соответственно. Треугольниками показаны результаты экспериментальных измерений положений

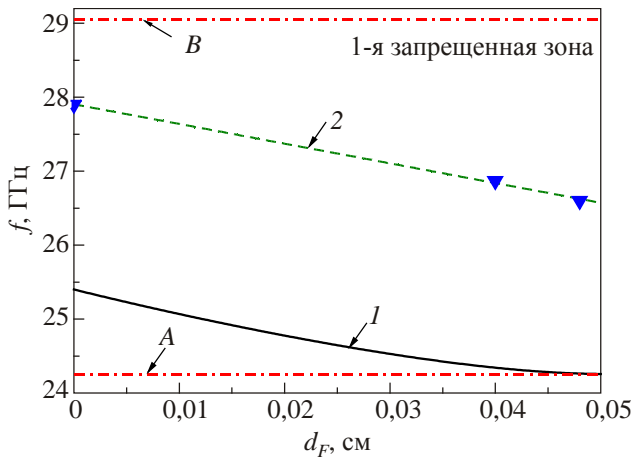


Рис. 2. Зависимости частот ПЭМС от толщины ферритового слоя при  $H_0 = 0$ .

максимумов коэффициента прохождения волны. Линия 2 соответствует асимптотической зависимости, построенной по результатам измерений методом наименьших квадратов. Видно, что с ростом толщины ферритового слоя частота ПЭМС убывает.

### 5. Влияние постоянного магнитного поля на свойства ПЭМС

Зависимости частоты ПЭМС  $f$  от величины постоянного магнитного поля  $H_0$  для первой запрещенной зоны ( $\pi$ -зоны) ФК при  $d_F = 4 \cdot 10^{-4}$  м приведены на рис. 3.

На рис. 3 кривые 1–3 соответствуют теоретическим зависимостям  $f(H_0)$  для структуры полупроводник–феррит–ФК, кривые 4,5 — теоретическим зависимостям  $f(H_0)$  для структуры ИП–феррит–ФК, кривая 6

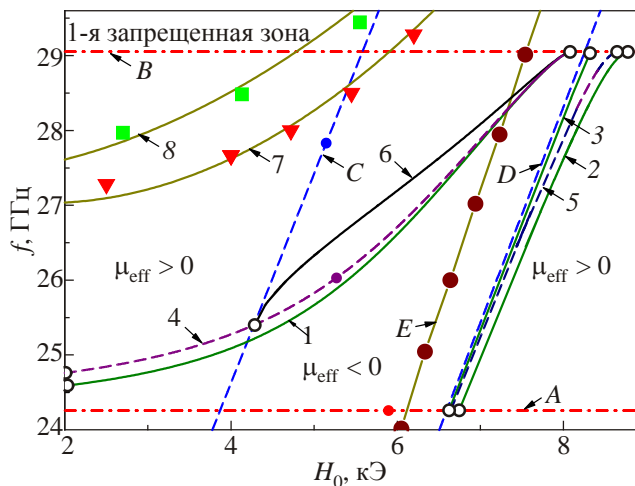


Рис. 3. (Онлайн в цвете) Экспериментальные и расчетные зависимости частоты ПЭМС от величины постоянного магнитного поля  $H_0$  для  $d_F = 4 \cdot 10^{-4}$  м при различных температурах (красные треугольники —  $T = 300$  К, зеленые квадраты —  $T = 77$  К).

соответствует теоретической зависимости  $f(H_0)$  для структуры феррит–ФК, кривые 7 и 8 соответствуют асимптотическим зависимостям  $f(H_0)$ , построенным по методу наименьших квадратов. На рис. 3 треугольники и квадраты соответствуют результатам экспериментальных измерений, которые будут описаны ниже. Линиями A и B отмечены теоретически рассчитанные границы запрещенной зоны ФК (область между линиями A и B), линия C соответствует значениям  $f$  и  $H_0$ , при которых  $|\mu_{\text{eff}}| \rightarrow 0$ , а линия D — значениям  $f$  и  $H_0$ , при которых  $|\mu_{\text{eff}}| \rightarrow \infty$ . Заметим, что зависимости  $f_C(H_0)$  для линии C и  $f_D(H_0)$  для линии D соответствуют расчету по следующим формулам:

$$f_C(H_0) = \frac{\gamma}{2\pi}(H_0 + 4\pi M_0), \quad (36)$$

$$f_D(H_0) = \frac{\gamma}{2\pi}\sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M_0)}. \quad (37)$$

Линия E является экспериментально измеренной линией ферромагнитного резонанса. Линии C и D разделяют всю область значений  $(f, H_0)$  на три области, отличающиеся знаками  $\mu_{\text{eff}}$ .

Проанализируем вначале поведение зависимостей  $f(H_0)$  для структуры полупроводник–феррит–ФК (кривые 1–3). На рис. 3 видно, что в области слева от линии D существует только одна ветвь зависимости  $f(H_0)$  (кривая 1) и имеет место монотонный рост частоты ПЭМС с ростом магнитного поля вплоть до линии B, на которой зависимость  $f(H_0)$  имеет точку окончания. Заметим, что при приближении к линии D со стороны малых значений магнитного поля имеем  $\mu_{\text{eff}} \rightarrow -\infty$  (без учета потерь в феррите). При этом компонента  $k_{fy}$  является мнимой и неограниченно возрастает по величине. При стремлении к линии D со стороны больших значений магнитного поля имеем  $\mu_{\text{eff}} \rightarrow \infty$ , а  $k_{fy}$  является действительной бесконечно большой величиной. Напомним, что значение магнитного поля, при котором  $|\mu_{\text{eff}}| \rightarrow \infty$  ( $|\mu| \rightarrow 0$ ), называют также точкой антирезонанса [31]. Значение магнитного поля в этой точке равно [31]

$$H_A = \sqrt{H_\omega^2 + (2\pi M_0)^2} - 2\pi M_0, \quad (38)$$

где  $H_\omega = \omega/\gamma$ . Следовательно, точка антирезонанса является точкой разрыва второго рода для функции  $|k_{fy}(H_0)|$ . Линию D можно назвать линией антирезонанса на плоскости  $f, H_0$ . Используя квантово-механическую аналогию, наличие разрыва функции  $|k_{fy}(H_0)|$  можно объяснить тем, что бесконечно высокий потенциальный барьер в области  $\mu_{\text{eff}} \rightarrow -\infty$  скачком меняется на бесконечно глубокую потенциальную яму в области  $\mu_{\text{eff}} \rightarrow \infty$ .

Рассмотрим подробнее область справа от линии D (рис. 3). В этой области существует более чем одна ветвь зависимости  $f(H_0)$  для структуры полупровод-

ник–феррит–ФК. На этом рисунке показаны две такие ветви — кривые 2 и 3. Для заданной частоты  $f$  при стремлении к точке антирезонанса, т.е. при  $H_0 \rightarrow H_A + 0$  число таких ветвей неограниченно возрастает, а расстояние между ними по магнитному полю уменьшается. Такая особенность связана с тем, что значения величины  $\eta$ , определяющие зависимость уравнения (35) от магнитного поля, повторяются в интервалах магнитных полей, разделенных точками, в которых  $\eta$  обращается в бесконечность. Из анализа величины  $\eta$  следует, что число таких интервалов при  $H_0 \rightarrow H_A + 0$  стремится к бесконечности, а ширина интервала по магнитному полю  $\delta H_N$  с номером  $N$  (где  $N \gg 1$ ) в рассматриваемом пределе определяется выражением

$$\delta H_N \approx \frac{16\epsilon_{\text{fer}} M_0 \omega^4}{\pi H_A (H_A + 2\pi M_0)} \left[ \frac{m_0 d_F}{e(N + 1/2)} \right]^2. \quad (39)$$

Следует заметить, что при  $H_0 \rightarrow H_A + 0$  и  $k_{fy} \rightarrow \infty$  длина волны в слое феррита  $\lambda_f = 2\pi/k_{fy}$  стремится к нулю. Это означает, что при  $H_0 \rightarrow H_A + 0$  величина  $\lambda_f$  становится много меньше  $d_F$ . В этом случае слой феррита уже нельзя рассматривать как тонкий возмущающий слой, так как на его толщине может укладываться большое число полувольт  $\lambda_f/2$ . Такие колебания можно считать запертыми в слое феррита, поскольку в областях ПС и ФК их амплитуда экспоненциально убывает.

Поведение зависимостей  $f(H_0)$  для структуры ИП–феррит–ФК качественно соответствует описанному выше поведению кривых для структуры полупроводник–феррит–ФК. На рис. 3 показаны лишь две кривые — 4 и 5 для структуры ИП–феррит–ФК, являющиеся аналогами кривых 1 и 2 для структуры полупроводник–феррит–ФК.

В структуре феррит–полупроводник–ФК ПЭМС могут существовать только в области частот и полей  $H_0$ , где  $\mu_{\text{eff}} < 0$ . В уравнение для частот ПЭМС магнитное поле  $H_0$  будет входить через непериодические функции. Поэтому будет существовать только одна ветвь зависимости  $f(H_0)$  в области  $\mu_{\text{eff}} < 0$ . Численный расчет показывает, что частоты ПЭМС будут расти с ростом  $H_0$ . Следует, однако, отметить, что для реально достижимых в эксперименте минимальных толщин полупроводника ( $d_{\text{Sem}} \approx 5 \cdot 10^{-4}$  м) при частотах  $f \propto 10$  ГГц глубина проникновения волны в слой полупроводника  $l \propto |k_{py}|^{-1}$  будет много меньше толщины  $d_{\text{Sem}}$ . Для  $d_{\text{Sem}} \approx 5 \cdot 10^{-4}$  м и  $f = 30$  ГГц имеем  $l/d_{\text{Sem}} \leq 0,1$ . Это означает, что феррит практически не оказывает влияния на частоты ПЭМС. Эти частоты можно определить из уравнения, аналогичного уравнению (35) для структуры полупроводник–ФК, практически они не будут зависеть от  $H_0$ .

Зависимость частот ПЭМС от  $H_0$  для структуры феррит–ФК показана на рис. 3 кривой 6. Видно, что ПЭМС существуют только в области  $\mu_{\text{eff}} < 0$ . Кривая

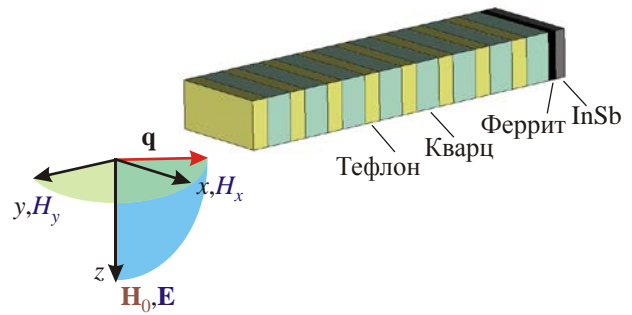


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Схема эксперимента.

$f(H_0)$  берет начало на линии С на частоте, определяемой из условия  $M_{12}^{(TE)} = 0$ , и заканчивается на границе запрещенной зоны (линия В).

### 6. Эксперимент

Экспериментальные исследования проводили в диапазоне частот от 22 до 40 ГГц с помощью векторного анализатора электрических цепей Agilent Network Analyzer N5230A по методике, подробно описанной в [27]. Металлический полый волновод (с размерами  $3,4 \cdot 10^{-3} \times 7,2 \cdot 10^{-3}$  м), в который была помещена исследуемая структура, располагался между полюсами электромагнита. На эту структуру падала плоская линейно поляризованная электромагнитная волна  $H_{10}$  с компонентами волнового вектора  $\mathbf{q} = (q_x, q_y, 0)$  и полей  $\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$  и  $\mathbf{H} = (H_x, H_y, 0)$  (рис. 4). Постоянное магнитное поле было приложено параллельно плоскости слоев  $\mathbf{H}_0 = (0, 0, H_0)$ .

Исследованная структура представляла собой одномерный диэлектрический ФК, состоящий из периодически составленных 8 элементарных ячеек. Каждая ячейка состояла из слоя кварца толщиной  $2 \cdot 10^{-3}$  м и слоя тefлона толщиной  $1,24 \cdot 10^{-3}$  м. Экспериментально полученные спектры пропускания ФК и структур ФК–ПС, ФК–феррит–ПС представлены на рис. 5. Кривая 1 соответствует спектру пропускания ФК. Далее к ФК был присоединен слой InSb толщиной  $5,5 \cdot 10^{-4}$  м,

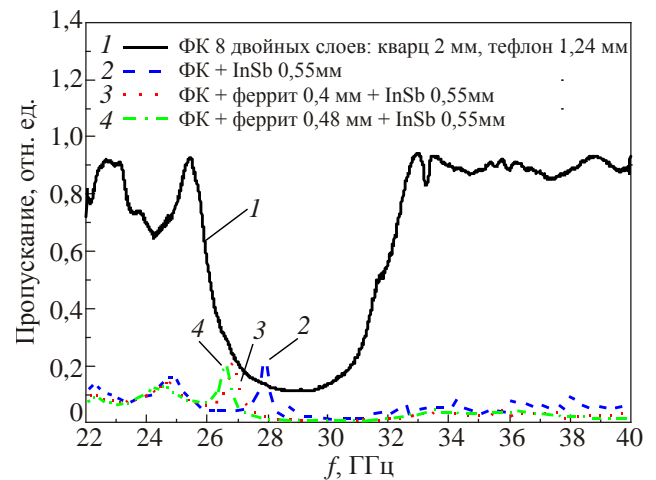


Рис. 5. Спектр пропускания структуры ФК–феррит–InSb.

кривая 2 на рис. 5. Как видно из графика, для структуры ФК–InSb на частоте 27,9 ГГц наблюдалось появление пика пропускания, обусловленного возникновением поверхностного колебания на границе ФК–InSb. С добавлением слоя феррита марки 1СЧ4 с толщиной  $4 \cdot 10^{-4}$  м (кривая 3) или с толщиной  $4,8 \cdot 10^{-4}$  м (кривая 4) интенсивность данного пика снижалась, а пик смещался в область меньших частот.

Результаты измерений положений максимумов пиков прохождения от величины внешнего магнитного поля отмечены на рис. 3 треугольниками и квадратами. Кроме того, приведены соответствующие асимптотические зависимости (кривые 7, 8). Кривые 7 и 8 соответствуют измерениям при комнатной и азотной температурах соответственно. Видно, что при понижении температуры резонансная частота ПЭМС возрастает. Это можно объяснить следующим. При понижении температуры в исследуемой структуре проявляются два конкурирующих механизма, ответственных за характер зависимости  $f(T)$ . Первый из них связан со снижением числа свободных носителей в InSb, приводящим к уменьшению частоты ПЭМС, а второй — с уменьшением величины потерь в феррите, приводящим к росту частоты ПЭМС. Наиболее вероятно, что второй механизм преобладает в области температур 77–300 К. Также видно, что частоты максимумов пиков прохождения растут с ростом  $H_0$ , а величины этих максимумов, как следует из эксперимента, убывают. Отметим, что наблюдаемые в эксперименте пики пропускания расположены в запрещенной зоне ФК.

## 7. Сравнение результатов теории и эксперимента

Сравним вначале экспериментально измеренные положения пиков прохождения и расчетные значения частот ПЭМС в отсутствие постоянного магнитного поля. На рис. 2 видно, что и эксперимент, и теория демонстрируют уменьшение частоты максимумов пиков прохождения (частот ПЭМС) с ростом толщины слоя феррита. При этом тангенсы углов наклона теоретической и асимптотической кривых практически одинаковы. Для указанных на рис. 2 частот отношение толщины слоя феррита к длине волны в этом слое  $\lambda_f$  изменяется от нуля до величины порядка 0,1, т.е. слой феррита можно считать тонким возмущающим слоем. Поведение зависимости  $f(d_F)$  качественно совпадает с поведением зависимости энергии таммовских электронных состояний от эффективной ширины  $\delta$ -образной квантовой ямы, расположенной на границе одномерной структуры с периодическим потенциальным профилем [33]. Именно, с ростом эффективной ширины квантовой ямы энергия таммовских электронных состояний убывает. В исследуемой задаче роль квантовой ямы играет слой феррита. Это еще раз подчеркивает установленную в работе [1] аналогию между таммовскими электронными состояниями и ПЭМС.

Рассмотрим полевые зависимости частот ПЭМС, приведенные на рис. 3. Сравнение теоретически рассчитанных частот ПЭМС (кривая 1) и экспериментально измеренных частот пиков прохождения (кривые 7, 8) от величины постоянного магнитного поля демонстрирует их качественное соответствие. Теория и эксперимент показывают возможность существования ПЭМС в исследуемой структуре при любом знаке  $\mu_{\text{eff}}$ . Качественные расхождения теоретических и экспериментальных зависимостей  $f(H_0)$  объясняются следующими основными причинами. Во-первых, эксперимент проводился на основной волне прямоугольного волновода — волне  $H_{10}$ , имеющей кроме продольной компоненты волнового вектора  $q_y$  еще и поперечную  $q_x$ , параллельную широкой стенке волновода. Это означает, что наблюдаемые в эксперименте пики прохождения соответствовали, вообще говоря, возбуждению стоячих поверхностных электромагнитных волн. Во-вторых, выбранная в теории расчетная модель феррита имеет ряд ограничений. В рамках этой модели не учитываются конечные магнитные потери в феррите, его неоднородность, а также конечные размеры и форма ферритового слоя. Тем не менее, как следует из приведенного выше анализа, хорошее качественное соответствие теории и эксперимента говорит о том, что использованная в эксперименте методика измерений пиков прохождений может применяться для регистрации и качественного анализа ПЭМС.

## 8. Заключение

В настоящей работе теоретически и экспериментально показано, что внедрение тонкого (по сравнению с длиной волны) диэлектрического слоя феррита на границу ПС–ФК в отсутствие постоянного магнитного поля приводит к снижению частоты ПЭМС. Установлено, что при наличии постоянного магнитного поля в структуре ПС–феррит–ФК ПЭМС существуют как в области положительных, так и в области отрицательных значений  $\mu_{\text{eff}}$ . Теоретически (без учета диссипативных потерь в структуре) предсказано существование бесконечного числа мод ПЭМС в одной и той же запрещенной зоне ФК в малой окрестности линии антирезонанса. При заданном значении постоянного магнитного поля число этих мод неограниченно возрастает по мере приближения к линии антирезонанса из области положительных значений  $\mu_{\text{eff}}$ . Это становится возможным благодаря магнитоактивным свойствам ферритового слоя.

1. А.А. Булгаков, В.Р. Ковтун, *Оптика и спектроскопия* **56**, 769 (1984).
2. А.А. Bulgakov and V.R. Kovtun, *Solid State Commun.* **56**, 781 (1985).
3. I.E. Tamm, *Phys. Z. Sowjetunion* **1**, 733 (1932).
4. В.Л. Гинзбург, Г.П. Мотулевич, *УФН* **55**, 469 (1955).

5. А.А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, Наука, Москва (1987).
6. В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников, *Физика полупроводников*, Наука, Москва (1990).
7. А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе, *Лекции по электродинамике плазмонподобных сред*, Изд-во МГУ, Москва (1999).
8. J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, and J.N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, Princeton (1995).
9. E. Istrate and E.H. Sargent, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 455 (2006).
10. A. Yariv and P. Yeh, *Photonics*, Oxford University Press, Oxford (2007).
11. A.P. Vinogradov, A.V. Dorofeenko, S.G. Erokhin, M. Inoue, A.A. Lisiansky, A.M. Merzlikin, and A.B. Granovsky, *Phys. Rev. B* **74**, 045128 (2006).
12. T. Goto, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.V. Baryshev, A.P. Vinogradov, M. Inoue, A.A. Lisiansky, and A.B. Granovsky, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 113902 (2008).
13. А.П. Виноградов, А.В. Дорофеев, А.М. Мерзлик, А.А. Лисянский, *УФН* **180**, 249 (2010).
14. M.E. Sasin, R.P. Seisyan, M.A. Kaliteevski, S. Brand, R.A. Abram, J.M. Chamberlain, I.V. Iorsh, I.A. Shelykh, A.Yu. Egorov, A.P. Vasil'ev, V.S. Mikhrin, and A.V. Kavokin, *Superlattice Microst.* **47**, 44 (2010).
15. A. Kavokin, I. Shelykh, and G. Malpuech, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 261105 (2005).
16. И. Иорш, П.В. Паничева, В.А. Словинский, М.А. Калитеевский, *ПЖТФ* **38**, 104 (2012).
17. F.G. Bass and A.P. Tetervov, *Phys. Rep.* **140**, 237 (1986).
18. M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R.A. Abram, J.M. Chamberlain, A.V. Kavokin, and I.A. Shelykh, *Phys. Rev. B* **76**, 165415 (2007).
19. M.E. Sasin, R.P. Seisyan, M. Kaliteevski, S. Brand, R.A. Abram, J.M. Chamberlain, A.Yu. Egorov, A.P. Vasil'ev, V.S. Mikhrin, and A.V. Kavokin, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 251112 (2008).
20. S. Brand, M.A. Kaliteevski, and R.A. Abram, *Phys. Rev. B* **79**, 085416 (2009).
21. D.P. Belozorov, M.K. Khodzitsky, and S.I. Tarapov, *J. Phys. D* **42**, 055003 (2009).
22. Yu.O. Averkov, N.N. Beletskii, and V.M. Yakovenko, *Telecomm. Radio Engin.* **71**, 235 (2012).
23. Ю.О. Аверков, Н.Н. Белецкий, С.И. Тарапов, А.А. Харченко, В.М. Яковенко, *Радиофизика и электроника* **3(17)**, 48 (2012).
24. M.K. Khodzitsky, O.V. Kostilyova, O.V. Shramkova, A.A. Bulgakov, A.A. Girich, and S.I. Tarapov, *Proc. 3rd Intern. Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics*, London, UK (2009), p. 230.
25. T. Goto, A.V. Baryshev, M. Inoue, A.V. Dorofeenko, A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.A. Lisiansky, and A.B. Granovsky, *Phys. Rev. B* **79**, 125103 (2009).
26. S.I. Tarapov, M.K. Khodzitskiy, S.V. Chernovtsev, D. Belozorov, A.M. Merzlikin, A.P. Vinogradov, A.B. Granovsky, and M. Inoue, *Solid State Phenom.* **152–153**, 394 (2009).
27. S.I. Tarapov and D.P. Belozorov, *Fiz. Nizk. Temp.* **38**, 766 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 603 (2012)].
28. P. Yeh, A. Yariv and Chi-Shain Hong, *J. Opt. Soc. Am.* **67**, 423 (1977).
29. Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов, *Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками*, Наука, Москва (1989).
30. Г. Корн, Т. Корн, *Справочник по математике (для научных работников и инженеров)*, Наука, Москва (1974).
31. А.Г. Гуревич, *Ферриты на сверхвысоких частотах*, Физматлит, Москва (1960).
32. А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский, *Физические величины: Справочник*, Энергоатомиздат, Москва (1991).
33. Ю.О. Аверков, В.М. Яковенко, *ФТТ* **54**, 528 (2012) [*Phys. Solid State* **54**, 630 (2012)].

### The surface electromagnetic states in the structure of photonic crystal–ferrite–plasma like medium

Yu.O. Averkov, S.I. Tarapov, A.A. Kharchenko, and V.M. Yakovenko

The dependences of frequencies of surface electromagnetic states in the structure of photonic crystal–ferrite–plasma-like medium on ferrite layer width, external constant magnetic field and temperature have been studied theoretically and experimentally. The photonic crystal has the form of a stack of a finite number of unit cells, each consisting of two different nonmagnetic dielectrics. The nonmagnetic semiconductor is used as a plasma-like medium. The constant magnetic field is applied parallel to the ferrite layer. The propagation direction of a monochromatic plane wave is perpendicular to the constant magnetic field, while the electrical component of the microwave field is parallel to the magnetic field. An analytical expression that relates the frequencies of the surface electromagnetic states to the structure parameters and the constant magnetic field value has been derived within the scope of nonconducting and magnetized, saturated ferrite. It is predicted that the states under study possesses a multimode property within the same forbidden band of the photonic crystal.

PACS: 73.20.Mf Collective excitations (including excitons, polarons, plasmons and other charge-density excitations);  
42.70.Qs Photonic bandgap materials;  
85.70.Ge Ferrite and garnet devices.

Keywords: surface electromagnetic states, photonic crystal, ferrite, plasma-like medium, Fresnel transmission coefficient.