

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

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

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

E-mail: yuriyaverkov@gmail.com

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ НА ГРАНИЦЕ ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ–ПЛАЗМОПОДОБНАЯ СРЕДА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Теоретически исследовано влияние внешнего постоянного магнитного поля на свойства поверхностных электромагнитных состояний (ПЭС), существующих на границе раздела плазмopodobной среды (ПС) и фотонного кристалла. При этом каждая из граничащих сред предполагается полубесконечной. Элементарная ячейка фотонного кристалла состоит из двух различных немагнитных диэлектриков. Показано, что ПЭС во внешнем магнитном поле могут существовать при частотах, превышающих плазменную. Обнаружено, что внешнее магнитное поле приводит к появлению потока энергии электромагнитного поля ПЭС, параллельного границе раздела двух сред. Рассчитан коэффициент отражения ПЭС в структуре ПС–фотонный кристалл с конечным числом слоев. В качестве ПС рассматривался проволочный метаматериал с эффективной плазменной частотой, лежащей в СВЧ-диапазоне. Установлено, что минимум коэффициента отражения, связанный с возбуждением ПЭС, смещается в область более низких частот с ростом магнитного поля. Показано, что такое смещение обусловлено влиянием магнитного поля на фойгтовскую диэлектрическую проницаемость ПС. Экспериментально исследовано возбуждение ПЭС в структуре фотонный кристалл–проволочный метаматериал. Измерена эффективная плазменная частота проволочного метаматериала и изучено влияние температуры на положение и амплитуду пика коэффициента пропускания электродинамической структуры, соответствующего возникновению ПЭС. Ил. 9. Библиогр.: 13 назв.

Ключевые слова: фотонный кристалл, проволочный метаматериал, поверхностное электромагнитное состояние, фойгтовская диэлектрическая проницаемость.

Фотонные кристаллы обладают уникальным свойством поддерживать поверхностные электромагнитные состояния (ПЭС) [1]. Отличительная особенность этих состояний состоит в том, что они не распространяются и не переносят энергию вдоль границы фотонного кристалла. ПЭС могут существовать как на границе двух фотонных кристаллов [1, 2], так и на границе фотонного кристалла с однородной средой [3–7]. Во втором случае ПЭС существуют лишь тогда, когда диэлектрическая проницаемость однородной среды является отрицательной. Отметим, что они являются электромагнитным аналогом ПЭС, теоретически предсказанных И. Е. Таммом в 1932 г. [8]. По этой причине их называют также таммовскими ПЭС.

Важно отметить также, что влияние постоянного магнитного поля на свойства ПЭС практически не изучено. Целью нашей работы является исследование свойств ПЭС на границе плазмopodobной среды (ПС) во внешнем постоянном магнитном поле. В ней найдены частоты и степень локализации ПЭС на границе магнитоактивной ПС.

1. Постановка задачи и основные уравнения. Пусть ПС занимает полупространство $z < 0$, а фотонный кристалл занимает полупространство $z > 0$. Элементарная ячейка фотонного кристалла состоит из двух немагнитных диэлектриков с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 , ϵ_2 и толщинами d_1 , d_2 соответственно. Период структуры фотонного кристалла равен $d = d_1 + d_2$. Внешнее постоянное магнитное поле \vec{H}_0 направлено вдоль оси y (рис. 1).

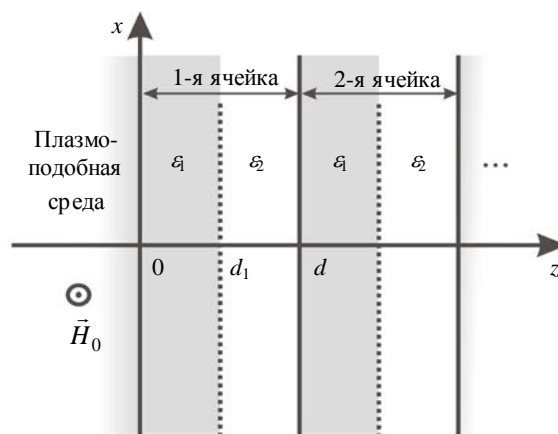


Рис. 1. Геометрия задачи

Электромагнитное поле в области ПС имеет компоненты $\vec{E} = (E_x, 0, E_z)$ и $\vec{H} = (0, H_y, 0)$. Тензор диэлектрической проницаемости ПС в постоянном магнитном поле имеет следующий вид

$$\epsilon_P = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & \epsilon_{xz} \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ \epsilon_{zx} & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = \epsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2 \alpha}{\omega(\alpha^2 - \omega_H^2)} \right]; \quad (2)$$

$$\epsilon_{yy} = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega \alpha} \right); \quad (3)$$

$$\varepsilon_{zx} = -\varepsilon_{xz} = \frac{i\varepsilon_0\omega_H\omega_p^2}{\omega(\alpha^2 - \omega_H^2)}. \quad (4)$$

Здесь ε_0 – диэлектрическая постоянная решетки ПС; ω_p , $\omega_H = |e|H_0/(mc)$ – плазменная частота, циклотронная частота соответственно; $\alpha = \omega + i\nu$, ν – частота релаксации импульса электронов ПС; e и m – заряд и эффективная масса электрона в ПС.

Из уравнений Максвелла получаем следующее выражение для k_{pz} :

$$k_{pz} = -i\omega\sqrt{-\varepsilon_V}/c. \quad (5)$$

Здесь ε_V – фойгтовская диэлектрическая проницаемость среды

$$\varepsilon_V = \frac{\varepsilon_{xx}^2 + \varepsilon_{zx}^2}{\varepsilon_{xx}}. \quad (6)$$

В отсутствие диссипативных потерь ($\nu = 0$) выражение для ε_V имеет вид

$$\varepsilon_V = \varepsilon_0 \left[1 - \frac{\omega_p^2(\omega^2 - \omega_p^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_\infty^2)} \right], \quad (7)$$

где $\omega_\infty = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_H^2}$ – частота гибридного резонанса.

Из выражения (7) видно, что $\varepsilon_V \rightarrow \infty$ при $\omega \rightarrow \omega_\infty - 0$ и $\varepsilon_V \rightarrow -\infty$ при $\omega \rightarrow \omega_\infty + 0$. Отметим, что ПЭС существуют в областях частот, в которых $\varepsilon_V < 0$. Из выражения (7) следует, что существуют две области [9]:

$$0 < \omega < \omega_{01} \quad (8)$$

и

$$\omega_\infty < \omega < \omega_{02}, \quad (9)$$

где

$$\omega_{01} = \sqrt{\omega_p^2 + \frac{\omega_H^2}{4}} - \frac{|\omega_H|}{2}; \quad (10)$$

$$\omega_{02} = \sqrt{\omega_p^2 + \frac{\omega_H^2}{4}} + \frac{|\omega_H|}{2}, \quad (11)$$

причем $\omega_{01} < \omega_\infty < \omega_{02}$.

Компоненты электромагнитного поля ПЭС связаны друг с другом следующими соотношениями:

$$E_{pz} = -\frac{\varepsilon_{zx}}{\varepsilon_{zz}} E_{px}, \quad E_{px} = \frac{c}{i\omega\varepsilon_V} \frac{\partial H_{py}}{\partial z}. \quad (12)$$

Выражения для тангенциальных компонент этого поля запишем в виде

$$H_{py}(z) = A_p \exp(ik_{pz}z); \quad (13)$$

$$E_{px}(z) = \frac{ck_{pz}}{\omega\varepsilon_V} A_p \exp(ik_{pz}z). \quad (14)$$

В выражениях (13) и (14) зависимость полей от времени t описывается экспоненциальным множителем $\exp(-i\omega t)$, который в дальнейшем будем опускать.

Покажем, что средняя по времени компонента вектора Пойнтинга $S_{px}(z)$ в отсутствие диссипативных потерь в ПС отлична от нуля. Подставив выражения (13), (14) в определение компоненты $S_{px}(z)$

$$S_{px}(z) = -\frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [E_{pz}(z) H_{py}^*(z)], \quad (15)$$

получим

$$S_{px}(z) = \frac{c}{8\pi} \frac{\omega_H \omega_p^2 |H_{py}(z)|^2}{\sqrt{-\varepsilon_V} \omega (\omega_\infty^2 - \omega^2)}. \quad (16)$$

Проинтегрировав (16) по координате z в интервале от $-\infty$ до 0 , получим выражение для интегрального потока энергии в ПС

$$S_{px}^{\text{int}} = \frac{c^2 \omega_H \omega_p^2 |A_p|^2}{16\pi\varepsilon_0 (\omega^2 - \omega_{01}^2) (\omega^2 - \omega_{02}^2)}. \quad (17)$$

Таким образом, мы доказали, что в ПС продольный поток энергии ПЭС в постоянном магнитном поле отличен от нуля. Этот результат существенно отличается от случая изотропной ПС. В ней, как показано в работе [2], поток энергии ПЭС вдоль границ равен нулю во все граничащих средах. В постоянном магнитном поле интегральный поток энергии ПЭС в ПС является положительной величиной в интервале частот (8) и отрицательной величиной в интервале частот (9). Физическая природа возникновения отличного от нуля потока энергии связана с дрейфом электронов проводимости ПС параллельно границе в скрещенных электрическом и магнитном полях. Подчеркнем, что в фотонном кристалле продольная компонента вектора Пойнтинга равна нулю.

Для нахождения частот ПЭС учтем, что электромагнитная волна в фотонном кристалле с компонентами $\vec{E} = (E_x, 0, 0)$ и $\vec{H} = (0, H_y, 0)$ должна удовлетворять условию периодичности [10]. Для рассматриваемой задачи это условие удобно записать в виде

$$\begin{pmatrix} H_y(d) \\ E_x(d) \end{pmatrix} = \exp(ik_B d) \begin{pmatrix} H_y(0) \\ E_x(0) \end{pmatrix}; \quad (18)$$

$$\begin{pmatrix} H_y(d) \\ E_x(d) \end{pmatrix} = \mathbf{M}^{(TM)} \begin{pmatrix} H_y(0) \\ E_x(0) \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Здесь k_B – блоховское волновое число; $\mathbf{M}^{(TM)}$ – матрица распространения TM -волны с коэффициентами [11]

$$M_{11}^{(TM)} = \cos(k_{z1}d_1)\cos(k_{z2}d_2) - \frac{\varepsilon_2 k_{z1}}{\varepsilon_1 k_{z2}} \sin(k_{z1}d_1)\sin(k_{z2}d_2); \quad (20)$$

$$M_{12}^{(TM)} = i \frac{\omega \varepsilon_1}{ck_{z1}} \sin(k_{z1}d_1)\cos(k_{z2}d_2) + i \frac{\omega \varepsilon_2}{ck_{z2}} \cos(k_{z1}d_1)\sin(k_{z2}d_2); \quad (21)$$

$$M_{21}^{(TM)} = i \frac{ck_{z1}}{\omega \varepsilon_1} \sin(k_{z1}d_1)\cos(k_{z2}d_2) + i \frac{ck_{z2}}{\omega \varepsilon_2} \cos(k_{z1}d_1)\sin(k_{z2}d_2); \quad (22)$$

$$M_{22}^{(TM)} = \cos(k_{z1}d_1)\cos(k_{z2}d_2) - \frac{\varepsilon_1 k_{z2}}{\varepsilon_2 k_{z1}} \sin(k_{z1}d_1)\sin(k_{z2}d_2), \quad (23)$$

где

$$k_{zj} = \omega \sqrt{\varepsilon_j} / c, \quad j = 1, 2. \quad (24)$$

Из уравнений (18) и (19) связь между компонентами электрического и магнитного полей в фотонном кристалле на границе $z = 0$ находим в двух эквивалентных видах:

$$E_x(0) = \frac{M_{22}^{(TM)} - \exp(-ik_B d)}{M_{12}^{(TM)}} H_y(0); \quad (25)$$

$$E_x(0) = \frac{M_{21}^{(TM)}}{M_{11}^{(TM)} - \exp(-ik_B d)} H_y(0). \quad (26)$$

Выражение, связывающее частоты ПЭС с параметрами фотонного кристалла и ПС, может быть получено из условий непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границе $z = 0$. Воспользовавшись выражениями (13), (14) и (25), (26), получим следующее соотношение:

$$M_{11}^{(TM)} - M_{22}^{(TM)} = -i \sqrt{-\varepsilon_V} M_{21}^{(TM)} - \frac{i}{\sqrt{-\varepsilon_V}} M_{12}^{(TM)}. \quad (27)$$

ПЭС удовлетворяют лишь те корни уравнения (27), для которых $\text{Im}(k_B) > 0$.

2. Влияние постоянного магнитного поля на свойства ПЭС. Анализ свойств ПЭС в присутствии постоянного магнитного поля будем проводить путем численного решения уравнения (27).

При этом мы будем полагать, что $\varepsilon_0 = 16$, $\varepsilon_1 = 4,56$, $\varepsilon_2 = 2,04$.

На рис. 2 приведены зависимости безразмерной частоты ПЭС ω/ω_p от безразмерной циклотронной частоты электронов ω_H/ω_p для случая, когда $d_1 = d_2 = c/\omega_p$.

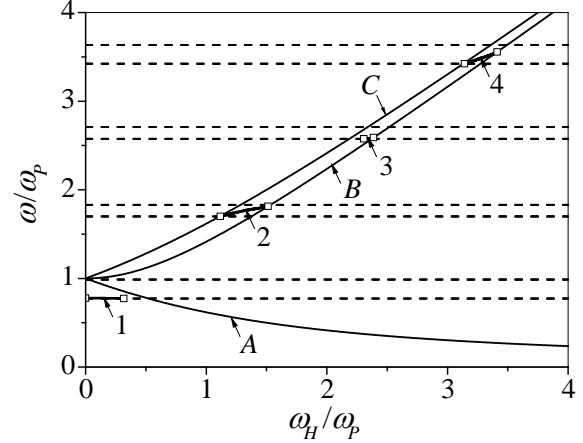


Рис. 2. Зависимости частот ПЭС от магнитного поля при $d_1 = d_2 = c/\omega_p$

Кривые A и C на рис. 2 соответствуют частотам, при которых $\varepsilon_V = 0$. Кривая B соответствует частоте гибридного резонанса, при которой $|\varepsilon_V| \rightarrow \infty$. Горизонтальные штриховые линии определяют границы запрещенных зон фотонного кристалла. Сплошные кривые 1–4, лежащие внутри запрещенных зон фотонного кристалла, соответствуют различным модам ПЭС. Порядковый номер каждой моды ПЭС – это есть номер соответствующей запрещенной зоны фотонного кристалла. Поскольку одним из условий существования ПЭС является условие $\varepsilon_V < 0$, поверхностные электромагнитные колебания существуют в двух областях. Одна область находится ниже кривой A, а другая – между кривыми B и C. Заметим, что область под кривой A соответствует частотному интервалу (8), а область между кривыми B и C – частотному интервалу (9). Точкам начала (окончания) мод 1–4 соответствуют полые квадратики на рис. 2. В точках, лежащих на границах запрещенных зон, происходит делокализация, т. е. исчезновение, ПЭС, так как в этих точках $\text{Im}(k_B d) = 0$. Из рис. 2 видно, что при наличии внешнего постоянного магнитного поля ПЭС могут существовать при частотах, превышающих плазменную частоту. Частота моды 1, существующей ниже кривой A, уменьшается с ростом магнитного поля, а частоты мод ПЭС 2–4, расположенных между кривыми B и C, растут с увеличением магнитного поля. Заметим, что с ростом

магнитного поля расстояние между кривыми *B* и *C* уменьшается и в пределе $\omega_H/\omega_p \rightarrow \infty$ стремится к нулю. Из выражения (17) следует, что модам ПЭС, расположенным ниже кривой *A*, соответствует $S_{px}^{int} > 0$, а модам ПЭС, расположенным между кривыми *B* и *C*, $-S_{px}^{int} < 0$.

Проанализируем поведение частот мод 1–4 с изменением величины ω_H/ω_p и рассмотрим 1-ю моду. При $\omega_H/\omega_p = 0$ это состояние является локализованным как в ПС, так и в фотонном кристалле. При значении $\omega_H/\omega_p \approx 0,32$ 1-я мода ПЭС становится делокализованной в фотонном кристалле. Действительно, этому значению соответствует точка окончания кривой 1 на границе запрещенной зоны. В этой точке выполняются условия $\text{Im}(k_B d) = 0$ и $\varepsilon_V < 0$.

Состояния 2–4 на рис. 2 являются локализованными между точками окончания (начала) соответствующих зависимостей. Точки начала зависимостей 2–4, расположенные ближе к кривой *C*, лежат на границах запрещенных зон. Поэтому в этих точках распределения полей состояний 2–4 становятся делокализованными в области фотонного кристалла ($\text{Im}(k_B d) = 0$), но остаются локализованными в области ПС ($\varepsilon_V < 0$). Точки окончания зависимостей 2–4 лежат на кривой *B*. Поскольку в этих точках выполняются условия $\varepsilon_V \rightarrow -\infty$, $\text{Im}(k_B d) \neq 0$, то соответствующие ПЭС остаются локализованными как в области фотонного кристалла, так и в области ПС.

На рис. 3 приведена зависимость частот ПЭС от магнитного поля для большего размера элементарной ячейки фотонного кристалла (при $d_1 = d_2 = 3c/\omega_p$).

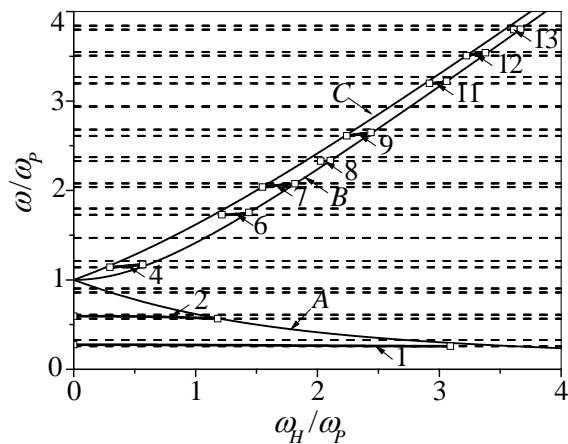


Рис. 3. Зависимости частот ПЭС от магнитного поля при $d_1 = d_2 = 3c/\omega_p$.

Из сравнения рис. 2 и 3 видно, что с увеличением размера элементарной ячейки растет число мод ПЭС, приходящихся на фиксированный интервал частот. При этом увеличивается число ПЭС, расположенных в области под кривой *A*. Кроме того, возрастают значения величин ω_H/ω_p , соответствующие точкам делокализации этих состояний в области фотонного кристалла. Из рис. 3 видно также, что с ростом размера элементарной ячейки возникают узкие по частоте запрещенные зоны, в которых ПЭС отсутствуют. Это зоны с номерами 3, 5 и 10.

3. Расчет коэффициента отражения ТМ-волны от структуры ПС–фотонный кристалл с конечным числом слоев. Рассмотрим конечный фотонный кристалл, состоящий из N элементарных ячеек. Область $Z > Nd$ занимает изотропный диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ε_d . Пусть на границу $z = Nd$ падает по нормали ТМ-поляризованная волна с компонентами полей $\vec{E} = (E_x, 0, 0)$ и $\vec{H} = (0, H_y, 0)$. С учетом отражения от границы $z = Nd$ компоненты полей в области изотропного диэлектрика запишем в виде

$$H_y = A_d \exp[-ik_{dz}(z - Nd)] + B_d \exp[ik_{dz}(z - Nd)]; \quad (28)$$

$$E_x = -\frac{ck_{dz}}{\omega\varepsilon_d} \{A_d \exp[-ik_{dz}(z - Nd)] - B_d \exp[ik_{dz}(z - Nd)]\}, \quad (29)$$

где $k_{dz} = \omega\sqrt{\varepsilon_d}/c$; A_d и B_d – амплитуды падающей и отраженной волны соответственно.

Подставив выражения (13), (14) в уравнение (19), получим выражения для тангенциальных компонент полей в области фотонного кристалла на границе $z = Nd$. Воспользовавшись затем условиями непрерывности тангенциальных компонент полей на границе $z = Nd$, получим следующее выражение для амплитудного коэффициента отражения η_r :

$$\eta_r = \frac{B_d}{A_d} = \frac{P_1 + gP_2}{P_1 - gP_2}, \quad (30)$$

где $g = \omega\varepsilon_d/ck_{dz}$;

$$P_1 = F_{11} + \frac{ck_{pz}}{\omega\varepsilon_V} F_{12}, \quad P_2 = F_{21} + \frac{ck_{pz}}{\omega\varepsilon_V} F_{22}. \quad (31)$$

Здесь F_{ij} – элементы матрицы $\mathbf{F} = \mathbf{M}^{(TM)N}$.

Коэффициент отражения R , определяемый как отношение среднего (по времени) отра-

женного от поверхности потока энергии к падающему потоку, связан с амплитудным коэффициентом отражения (30) соотношением $R = |\eta_r|^2$.

4. Спектр отражения структуры в отсутствие постоянного магнитного поля. Выберем в качестве ПС проволочный метаматериал [12]. В этом случае величины ω_p и ν в выражениях (2)–(4) следует заменить на их эффективные значения ω_p^{eff} и ν_{eff} . Существенно, что эти частоты лежат в СВЧ-диапазоне. Следует отметить, что частота ν_{eff} имеет, по сути, «энергетический» смысл, определяя величину потерь энергии электромагнитной волны, проходящей сквозь проволочную среду, и не связана с реальным движением электронов проводимости в проволоках. Из численных оценок, приведенных в работе [12], следует, что $\bar{\nu} = \nu/\omega_p$ является величиной порядка 0,1.

На рис. 4 приведены частотные зависимости коэффициента отражения R исследуемой структуры для ряда значений плазменной частоты $f_p = \omega_p/2\pi$ при $N = 5$, $\epsilon_0 = 4,56$, $\epsilon_1 = 4,56$, $\epsilon_2 = 2,04$, $\epsilon_d = 1$, $d_1 = 0,8$ мм, $d_2 = 2,7$ мм, $\bar{\nu} = \nu/\omega_p = 0,1$.

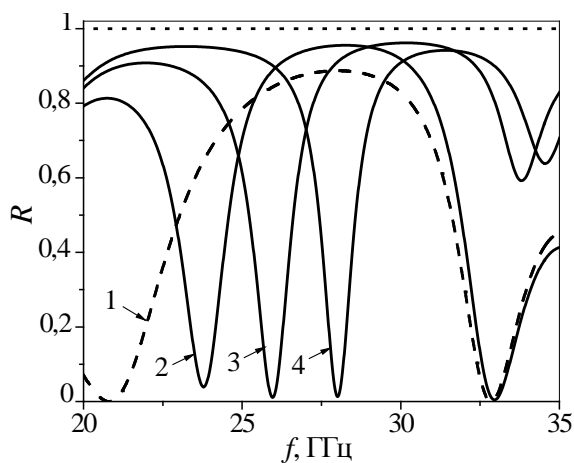


Рис. 4. Частотные зависимости коэффициента отражения структуры при $H_0 = 0$ для ряда значений f_p

На рис. 4 кривая 1 соответствует частотной зависимости коэффициента отражения фотонного кристалла в вакуумном окружении. Кривые 2–4 описывают зависимость $R(f)$ для структуры ПС–фотонный кристалл–вакуум. При этом кривая 2 соответствует значению $f_p = 30$ ГГц, кривая 3 – $f_p = 50$ ГГц, а кривая 4 – $f_p = 150$ ГГц. Минимумы на кривых 2–4, лежащие в запрещенной зоне фотонного кристалла,

соответствуют возбуждению ПЭС. С ростом плазменной частоты эти минимумы смещаются в область более высоких частот.

На рис. 5 приведены зависимости $R(f)$ для ряда значений $\bar{\nu}$ при $f_p = 30$ ГГц и неизменных других параметрах рассматриваемой структуры.

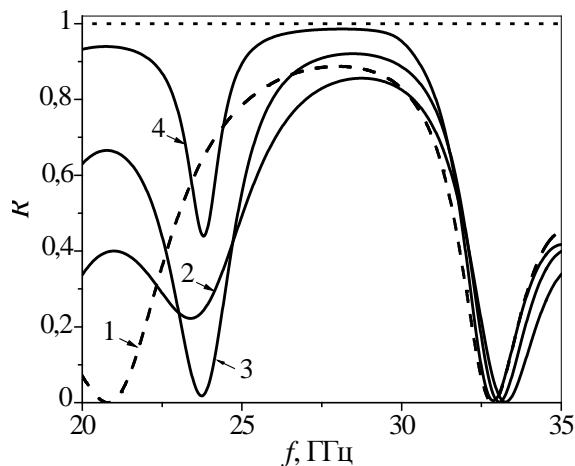


Рис. 5. Частотные зависимости коэффициента отражения структуры при $H_0 = 0$ для ряда значений $\bar{\nu}$

Кривая 1 соответствует случаю, когда фотонный кристалл находится в вакуумном окружении. Кривые 2, 3 и 4 соответствуют значениям $\bar{\nu} = 0,5; 0,2$ и $0,03$. Из рис. 5 видно, что существует некоторое оптимальное значение величины $\bar{\nu}$, при которой R для ПЭС достигает в минимуме наименьшего значения. Видно также, что положения минимумов ПЭС более чувствительны к величине $\bar{\nu}$, чем положения краев запрещенной зоны.

5. Спектр отражения структуры в присутствии постоянного магнитного поля. Рассмотрим теперь влияние магнитного поля на спектр отражения рассматриваемой структуры. Отметим, что данный случай имеет принципиальное отличие от того, когда внешнее магнитное поле отсутствует. Выражения для компонент тензора диэлектрической проницаемости (2)–(4) были получены из решений соответствующих уравнений движения электронов проводимости в ПС. В этих уравнениях величина ν имеет смысл реальной частоты релаксации импульса электронов проводимости, которая значительно превышает частоту ν_{eff} . В то же время под ω_p в формулах (2)–(4) можно по-прежнему понимать величину ω_p^{eff} , так как внешнее постоянное магнитное поле не влияет на плотность «активных» электронов n_{eff} в проволоках, взаимодействующих с по-

лем электромагнитной волны. Напомним, что $n_{eff} = n \pi r^2 / a^2$, где n – плотность электронов в металле, r – радиус проволок, a – расстояние между соседними проволоками [12]. При этом $r \ll a \ll \lambda = 2\pi c / \omega$.

На рис. 6 приведены результаты численного расчета зависимости $R(f)$ исследуемой структуры для ряда значений H_0 при $f_p = 50$ ГГц и тех же значениях других параметров структуры, что и при расчете кривых на рис. 4.

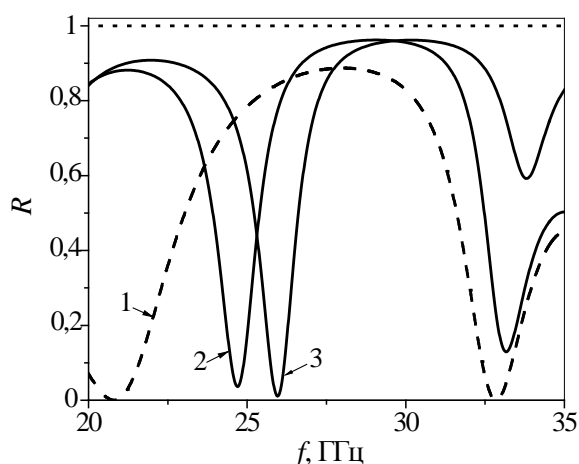


Рис. 6. Частотные зависимости $R(f)$ в присутствии внешнего магнитного поля

Кривая 1 соответствует нахождению фотонного кристалла в вакуумном окружении. Кривая 2 построена при $H_0 = 15$ кЭ. Для сравнения на рис. 6 приведена зависимость $R(f)$ для $H_0 = 0$ (кривая 3). Минимумы на кривых 2 и 3, расположенные в запрещенной зоне фотонного кристалла, соответствуют ПЭС. Из рис. 6 видно, что с ростом внешнего магнитного поля минимум ПЭС смещается в область меньших частот. Такое поведение минимума обусловлено тем, что частота рассматриваемой моды ПЭС меньше ω_p и, как видно из рис. 2 и 3, эта мода расположена в области под кривой А. Смещение минимума становится существенным, когда отношение ω_H / ω_p оказывается большим или порядка единицы. Физически такое смещение минимума ПЭС связано с зависимостью фойгтовской диэлектрической проницаемости от величины внешнего магнитного поля. Эта зависимость в свою очередь обусловлена ларморовским вращением электронов в ПС. Для того чтобы обеспечить возможность такого вращения, необходимо выполнение условия $\omega_H \gg \nu$. (32)

В проволочном метаматериале это условие (при $\omega_H \approx \omega_p^{eff} \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$) может выполняться только при гелиевых температурах. Это связано с высокой частотой релаксации импульса электронов проводимости металла. Так, при комнатной температуре $\nu \approx 10^{13} \div 10^{14} \text{ с}^{-1}$, а при гелиевых температурах $\nu \approx 10^{10} \div 10^{11} \text{ с}^{-1}$ [13]. Условие (32) фактически является условием наблюдения циклотронного резонанса в металлах [13].

6. Экспериментальное исследование ПЭС

При экспериментальном изучении свойств ПЭС использовалась электродинамическая структура, содержащая проволочный метаматериал или ПС [6, 12]. Он состоял из M единичных элементов. Каждый элемент представлял собой кварцевую пластину толщиной $d_{кв} = 0,8$ мм с напыленными на нее медными полосками шириной $d_{wm} = 0,4$ мм, периодом $p_{wm} = 0,8$ мм и толщиной $h = 100$ нм (рис. 7). Полоски были ориентированы параллельно узкой стенке волновода. Используемый проволочный метаматериал обладал плазموподобными свойствами.

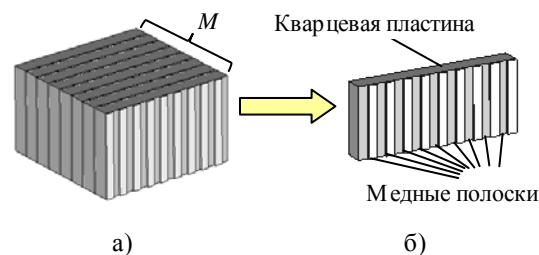


Рис. 7. Схематическое изображение ПС, состоящей из M единичных элементов: а) – проволочный метаматериал; б) – единичный элемент

Для нахождения эффективной плазменной частоты f_p проволочного метаматериала его помещали в полый металлический одномодовый волновод с поперечным сечением $7,2 \times 3,4 \text{ мм}^2$. В волноводе возбуждали волну H_{10} с ориентацией электрической компоненты СВЧ-поля параллельно узкой стенке волновода. Исследования проводились в диапазоне частот $22 \dots 40$ ГГц с помощью векторного анализатора электрических цепей Agilent Network Analyzer N5230A по методике, разработанной в работе [6].

В ходе экспериментальных исследований свойств волны, распространяющейся через проволочный метаматериал, было показано, что его эффективная плазменная частота возрастает с увеличением числа единичных элементов M . В частности, для $M = 3: f_p^{(M=3)} = 27,3$ ГГц; для $M = 4: f_p^{(M=4)} = 33,2$ ГГц; для $M = 5: f_p^{(M=5)} = 34,6$ ГГц. Отметим, что эффективная плазменная частота

определялась из частотной зависимости коэффициента прохождения электромагнитной волны через проволочный метаматериал.

Для исследования ПЭС была использована электродинамическая структура, состоящая из фотонного кристалла, граничащего с проволочным метаматериалом (рис. 8). Фотонный кристалл состоял из пяти периодически расположенных элементарных ячеек. Каждая ячейка сформирована слоем кварца толщиной 0,8 мм и слоем тефлона толщиной 2,7 мм. Диэлектрическая проницаемость кварца $\epsilon_1 = 4,56$, а диэлектрическая проницаемость тефлона $\epsilon_2 = 2,04$.

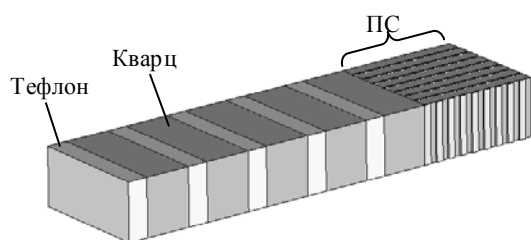


Рис. 8. Схематическое изображение структуры фотонный кристалл-ПС

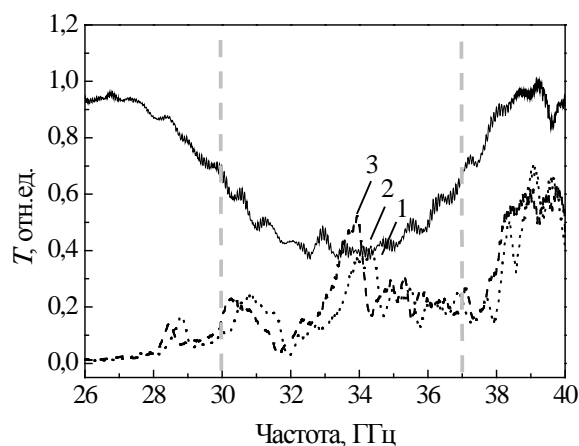
В эксперименте были исследованы проволочные метаматериалы, содержащие различное число единичных элементов: $M = 3, 4, 5$. Основное внимание уделялось изучению влияния температуры на процесс возбуждения ПЭС.

На рис. 9 представлены зависимости коэффициента прохождения электромагнитной волны от частоты для двух значений M : $M = 3$ (рис. 9, а) и $M = 5$ (рис. 9, б). Границы запрещенных зон фотонного кристалла обозначены вертикальными штриховыми линиями. Экспериментально было обнаружено, что в спектре прохождения электромагнитной волны имеются пики, которые обусловлены возбуждением ПЭС. Это подтверждается тем, что эти пики лежат в запрещенной зоне фотонного кристалла. Цифры 1–4 на рис. 9 соответствуют ПЭС-пикам при различных значениях температуры.

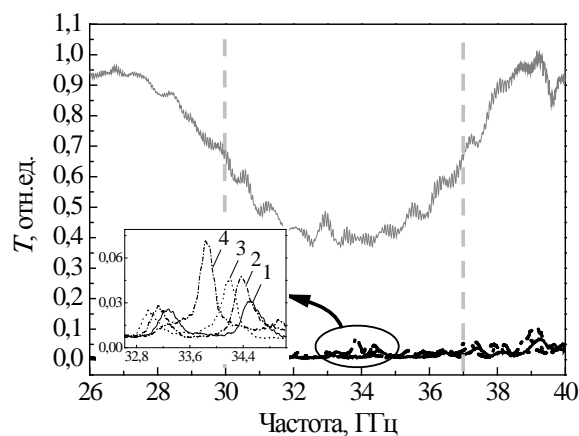
Отметим, что с ростом M величина пика коэффициента прохождения, соответствующего возбуждению ПЭС, уменьшается и смещается в область более высоких частот. Это связано с тем, что при увеличении M фотонный кристалл становится более толстым и при этом менее прозрачным, а интенсивность электромагнитного поля, возбуждающего ПЭС, уменьшается. Это приводит к ухудшению условий возбуждения ПЭС.

Из рис. 9 также видно, что при уменьшении температуры от комнатной ($T = 300$ К) до температуры жидкого азота ($T = 77$ К) амплитуда ПЭС-пика возрастает для $M = 3$ в 1,4 раза и для $M = 5$ в 2,3 раза. Такого рода зависимость еще раз

подтверждает то, что данные пики соответствуют возбуждению ПЭС. Действительно, частота и амплитуда ПЭС-пика, а также высота и частота краев запрещенной зоны фотонного кристалла зависят от внешних параметров различным образом. В эксперименте при варьировании температуры нами зарегистрировано то же явление. В частности, как видно из рис. 9, величина пика ПЭС изменяется гораздо сильнее, чем высота краев запрещенной зоны фотонного кристалла.



а)



б)

Рис. 9. Частотная зависимость коэффициента прохождения электромагнитной волны при различных M : а) 1 – $T = 300$ К; 2 – $T = 220$ К; 3 – $T = 77$ К; б) 1 – $T = 300$ К; 2 – $T = 240$ К; 3 – $T = 140$ К; 4 – $T = 77$ К

Это качественно соответствует поведению зависимостей $R(f)$ при изменении \bar{v} , приведенных на рис. 5.

Необходимо отметить, что в эксперименте помимо нормальной присутствует также и тангенциальная компонента волнового вектора возбуждающей волны. Это приводит к возникновению тангенциальных потоков энергии и усложняет физическую картину наблюдаемых явлений. В частности, наличие таких потоков приводит к

понижению максимумов коэффициентов прохождения, соответствующих возбуждаемым ПЭС.

Для качественной оценки характера распределения поля ПЭС в ПС необходимо рассчитать значения величины $\rho = \text{Im}(k_{pc}) / \text{Re}(k_{pc})$ для частот, соответствующих максимумам наблюдаемых ПЭС. Для структур с $M=3$ и $M=5$ этот параметр является величиной $\rho \geq 1$. Это свидетельствует о преимущественно поверхностном характере распределения поля ПЭС в ПС.

Выводы. Таким образом, теоретически исследованы зависимости частот ПЭС от величины внешнего постоянного магнитного поля. Обнаружено, что внешнее магнитное поле приводит к возникновению потока энергии электромагнитного поля ПЭС в области ПС. Физическая природа этого потока связана с дрейфом электронов проводимости ПС вдоль границы, возникающим при включении внешнего магнитного поля. Показано, что ПЭС во внешнем магнитном поле могут существовать при частотах, превышающих плазменную. Установлено, что каждому ПЭС соответствует некоторое критическое значение внешнего магнитного поля, при котором ПЭС становится делокализованным в фотонном кристалле, оставаясь при этом локализованным в ПС.

Исследована возможность возбуждения ПЭС на границе раздела сред диэлектрический фотонный кристалл–проволочная плазмоподобная (металлоподобная) среда в гигагерцевом диапазоне частот. Показано, что внешнее магнитное поле приводит к смещению минимумов ПЭС. Установлено, что для наблюдения эффектов во внешнем магнитном поле в плазмоподобных метаматериалах необходимо обеспечить выполнение условия наблюдения циклотронного резонанса в металлах, учитывающего реальную (а не эффективную) частоту столкновений электронов.

В отсутствие внешнего постоянного магнитного поля экспериментально зарегистрированы пики коэффициента пропускания электродинамической структуры фотонный кристалл–проволочный метаматериал, соответствующие возбуждению ПЭС. Установлено, что с понижением температуры амплитуда ПЭС-пика возрастает, а высота краев зон пропускания остается при этом практически неизменной. Обнаружено также, что с увеличением количества проволочных единичных элементов метаматериала ПЭС-пик смещается в область более высоких частот. Такое смещение пика, а также характер изменения амплитуды ПЭС-пика с понижением температуры качественно согласуются с теоретическим расчетом.

Библиографический список

1. *Surface state peculiarities in one-dimensional photonic crystal interfaces* / A. P. Vinogradov, A. V. Dorofeenko, S. G. Erokhin et al. // *Phys. Rev. B.* – 2006. – **74**, N 4. – 045128 (8 p.).

2. *Поверхностные состояния в фотонных кристаллах* / А. П. Виноградов, А. В. Дорофеев, А. М. Мерзликин, А. А. Лисянский // *Успехи физ. наук.* – 2010. – **180**, вып. 3. – С. 249–263.
3. *Optical Tamm States in One-Dimensional Magnetophotonic Structures* / T. Goto, A. V. Dorofeenko, A. M. Merzlikin et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – **101**, N 11. – 113902 (3 p.).
4. *Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror* / M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand et al. // *Phys. Rev. B.* – 2007. – **76**, N 16. – 165415 (5 p.).
5. *Tamm plasmon-polaritons: First experimental observation* / M. E. Sasin, R. P. Seisyan, M. A. Kaliteevski et al. // *Superlattices and Microstructures.* – 2010. – **47**, N 1. – P. 44–49.
6. *Belozorov D. P. Tamm states in magnetophotonic crystals and permittivity of the wire medium* / D. P. Belozorov, M. K. Khodzitsky, S. I. Tarapov // *J. Phys. D.* – 2009. – **42**, N 5. – 055003.
7. *Аверков Ю. О. Зависимость частот поверхностных электромагнитных состояний в фотонных кристаллах от параметров двухслойной диэлектрической элементарной ячейки* / Ю. О. Аверков, Н. Н. Белецкий, В. М. Яковенко // *Радиофизика та електрон.* – 2011. – **2(16)**, N 2. – С. 40–47.
8. *Тамм И. Е. Собрание научных трудов: в 2 т. Т. 1. Электродинамика. Квантовая механика и теория твердого тела. Теория ядерных сил и атомного ядра* / И. Е. Тамм. – М.: Наука, 1975. – 443 с.
9. *Электродинамика плазмы* / А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин и др. – М.: Наука, 1974. – 720 с.
10. *Yeh P. Electromagnetic propagation in periodic stratified media. I. General theory* / P. Yeh, A. Yariv, Chi-Shain Hong // *J. Opt. Soc. Am.* – 1977. – **67**, N 4. – P. 423–438.
11. *Басс Ф. Г. Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешеткой* / Ф. Г. Басс, А. А. Булгаков, А. П. Тетервов. – М.: Наука, 1989. – 288 с.
12. *Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures* / J. V. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, I. Youngs // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – **76**, N 25. – P. 4773–4776.
13. *Канер Э. А. Избранные труды* / Э. А. Канер. – К.: Наук. думка, 1989. – 552 с.

Рукопись поступила 21.03.2012.

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

SURFACE ELECTROMAGNETIC STATES AT AN INTERFACE BETWEEN A PHOTONIC CRYSTAL AND A PLASMA-LIKE MEDIUM IN AN EXTERNAL CONSTANT MAGNETIC FIELD

In this paper, we present the theoretical analysis of the influence of an external constant magnetic field on properties of the surface electromagnetic states (SEMS) at an interface between a plasma-like medium and a photonic crystal. Each of these media is supposed to be a semi-infinite one. We assume that the elementary cell of the photonic crystal is formed by two different non-magnetic dielectrics. It has been shown that SEMS can exist at frequencies exceeding the plasma frequency. The permanent magnetic field is found to cause the appearance of the SEMS energy flux that is parallel to the interface. In the case of the finite photonic crystal the reflection coefficient of the structure has been derived. As an example of the plasma-like medium we consider a wire medium with plasma frequency in microwave range. It has been found that the minimum of the reflection coefficient associated with the SEMS excitation shifts to low frequencies with increasing the magnetic field. It has been shown that this shift is caused by the magnetic field influence on the Voigt permittivity of the plasma-like medium. The SEMS excitation at the interface between the wire medium and the photonic crystal has been exper-

imentally observed. The effective plasma frequency of the wire medium has been measured. We have demonstrated that the temperature affects on both the location and the amplitude of the transmission peak associated with the SEMS excitation.

Key words: photonic crystal, wire medium, surface electromagnetic states, Voigt permittivity.

Ю. О. Аверков, М. М. Білецький, С. І. Тарапов,
Г. О. Харченко, В. М. Яковенко

ПОВЕРХНЕВІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ СТАНИ
НА МЕЖІ ФОТОННИЙ
КРИСТАЛ–ПЛАЗМОПОДІБНЕ СЕРЕДОВИЩЕ
У ЗОВНІШНЬОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Теоретично досліджено вплив зовнішнього постійного магнітного поля на властивості поверхневих електромагнітних станів (ПЕС), що існують на межі розділу плазмподібного середовища (ПС) та фотонного кристала. При цьому кожне з середовищ, що межують, передбачається напівнескін-

ченим. Елементарна комірка фотонного кристала складається з двох різних немагнітних діелектриків. Показано, що ПЕС у зовнішньому магнітному полі можуть існувати при частотах, які перевищують плазмову частоту. Виявлено, що зовнішнє магнітне поле призводить до появи потоку енергії електромагнітного поля ПЕС, що паралельний межі розділу двох середовищ. Отримано коефіцієнт відбиття структури ПС–фотонний кристал з кінцевим числом шарів. Як ПС розглянуто дротяний метаматеріал з ефективною плазмовою частотою, що лежить в НВЧ-діапазоні. Встановлено, що мінімум коефіцієнта відбиття, пов'язаний зі збудженням ПЕС, зміщується в область більш низьких частот з ростом магнітного поля. Показано, що таке зміщення зумовлено впливом магнітного поля на фойгтовську діелектричну проникність ПС. Експериментально досліджено порушення ПЕС в структурі фотонний кристал–дротяний метаматеріал. Виміряно ефективну плазмову частоту дротяного метаматеріалу і вивчено вплив температури на стан і амплітуду піка коефіцієнта пропускання електродинамічної структури, відповідного виникненню ПЕС.

Ключові слова: фотонний кристал, дротяний метаматеріал, поверхневий електромагнітний стан, фойгтовська діелектрична проникність.