

Н. Н. Белецкий, С. А. Борисенко, Н. И. Гвоздев

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

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

E-mail: beletski@ire.kharkov.ua

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЕННЫХ И ДЕФЕКТНЫХ МОД В ОДНОМЕРНОЙ ДЕФЕКТНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СЛОИСТО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ, ГРАНИЧАЩЕЙ С ПЛАЗМОПОДОБНОЙ СРЕДОЙ

Слоисто-периодические дефектные структуры (дефектные фотонные кристаллы), граничащие с плазмоподобными средами (полупроводниками и металлами), вызывают большой интерес. Это связано с наличием в таких структурах различных типов электромагнитных волн. Свойства этих волн в научной литературе исследованы еще недостаточно хорошо. В данной работе на основе численного решения дисперсионного уравнения исследованы *TM*-электромагнитные волны в одномерной дефектной диэлектрической слоисто-периодической структуре, граничащей с плазмоподобной средой. Изучены дисперсионные и энергетические свойства плазменных и дефектных мод в зависимости от положения дефектного слоя в слоисто-периодической структуре. Предсказан эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных мод. Показана возможность возбуждения электромагнитных волн в дефектной слоисто-периодической структуре методом нарушенного полного внутреннего отражения. Результаты исследования существенно расширяют представление о характере распространения электромагнитных волн в дефектных слоисто-периодических структурах и могут быть использованы для создания новых типов волноводных структур, используемых в современных устройствах обработки сигналов в СВЧ и оптическом диапазоне длин волн. Ил. 8. Библиогр.: 20 назв.

Ключевые слова: слоисто-периодическая структура, плазмоподобная среда, поверхностные электромагнитные волны, резонансное взаимодействие.

В настоящее время большой интерес представляют слоисто-периодические диэлектрические структуры (фотонные кристаллы), граничащие с плазмоподобными средами – полупроводниками и металлами. Это связано с возможностью существования на границе этих сред новых типов поверхностных электромагнитных волн, имеющих необычные свойства [1–11]. Уникальность свойств таких волн связана с наличием запрещенных зон и своеобразным блоховским характером спадания поля в слоисто-периодических структурах [3]. При введении дефектного слоя в слоисто-периодическую структуру в спектре электромагнитных волн появляются дополнительные электромагнитные волны, которые называются дефектными модами [12–16]. Дисперсионные кривые дефектных мод располагаются в запрещенных зонах слоисто-периодической структуры, поэтому в этих зонах могут существовать несколько дисперсионных ветвей электромагнитных волн. В связи с этим большое значение имеет исследование особенностей спектра электромагнитных волн в дефектных слоисто-периодических структурах, граничащих с плазмоподобной средой. Можно ожидать, что электромагнитные волны в таких структурах будут обладать новыми интересными особенностями, практическое использование которых существенно расширит область применения слоисто-периодических сред в различных высокочастотных устройствах фотоники и плазмоники [17, 18].

В настоящей работе исследуются особенности спектральных и энергетических характеристик *TM*-электромагнитных волн в одномерной дефектной диэлектрической слоисто-периодической структуре, граничащей с плазмоподобной средой. Предсказан эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных мод и исследована его зависимость от структурных и геометрических параметров слоисто-периодической среды. Анализируется модификация спектра электромагнитных волн при изменении толщины дефектного слоя и его положения в слоисто-периодической среде. Найдено, что число дисперсионных ветвей электромагнитных волн в запрещенных зонах слоисто-периодической структуры зависит от толщины дефектного слоя. Установлено, что при изменении толщины дефектного слоя количество дисперсионных ветвей в запрещенных зонах может как увеличиваться, так и уменьшаться. Изучена возможность возбуждения электромагнитных волн в рассматриваемой структуре с помощью метода нарушенного полного внутреннего отражения. Все численные расчеты проведены с учетом частотной дисперсии плазмоподобной среды. Кроме того, использовались безразмерные величины, что позволяет использовать наши результаты в широкой области частот – от терагерцевой до оптической.

ческой структуре, граничащей с плазмоподобной средой. Предсказан эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных мод и исследована его зависимость от структурных и геометрических параметров слоисто-периодической среды. Анализируется модификация спектра электромагнитных волн при изменении толщины дефектного слоя и его положения в слоисто-периодической среде. Найдено, что число дисперсионных ветвей электромагнитных волн в запрещенных зонах слоисто-периодической структуры зависит от толщины дефектного слоя. Установлено, что при изменении толщины дефектного слоя количество дисперсионных ветвей в запрещенных зонах может как увеличиваться, так и уменьшаться. Изучена возможность возбуждения электромагнитных волн в рассматриваемой структуре с помощью метода нарушенного полного внутреннего отражения. Все численные расчеты проведены с учетом частотной дисперсии плазмоподобной среды. Кроме того, использовались безразмерные величины, что позволяет использовать наши результаты в широкой области частот – от терагерцевой до оптической.

1. Постановка задачи и основные уравнения. Пусть граница раздела плазмоподобной среды и слоисто-периодической структуры расположена в плоскости x_0 . Плазмоподобная среда с диэлектрической проницаемостью ϵ_s занимает полупространство $z < 0$, а дефектная слоисто-периодическая структура – полупространство $z > 0$. Элементарная ячейка слоисто-периодической структуры размером d состоит из двух немагнитных диэлектриков с положитель-

ными диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и толщинами l_1, l_2 соответственно (рис. 1, $d = l_1 + l_2$). Дефектный слой с диэлектрической проницаемостью ε_d и толщиной l_d находится на расстоянии $N_d d$ от плазмopodobной среды (N_d – число элементарных ячеек между плазмopodobной средой и дефектным слоем).

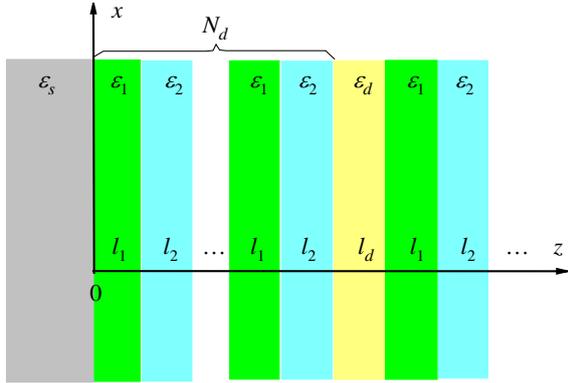


Рис. 1. Геометрия задачи

Зависимость напряженностей электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей электромагнитных волн от координаты x и времени t будем описывать экспоненциальным множителем $\exp[i(k_x x - \omega t)]$. Здесь ω и k_x – частота и продольное волновое число электромагнитных волн. Вдоль оси y электромагнитные поля будем считать однородными ($\partial/\partial y = 0$).

Считаем, что плазмopodobная среда обладает электронным типом проводимости, а ее диэлектрическая проницаемость зависит от частоты следующим образом:

$$\varepsilon_s(\omega) = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \right), \quad (1)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / (\varepsilon_0 m^*)}$ – плазменная частота; $\varepsilon_0, e, n_0, \nu$ и m^* – диэлектрическая постоянная кристаллической решетки, заряд, концентрация, частота релаксации импульса и эффективная масса электронов проводимости плазмopodobной среды. При исследовании спектра электромагнитных волн потери энергии в плазмopodobной среде будем полагать равными нулю ($\nu = 0$).

2. Дисперсионное уравнение для ТМ-электромагнитных волн. Для электромагнитных волн ТМ-типа отличны от нуля E_x, E_z - и H_y -компоненты электромагнитного поля. Тангенциальные компоненты электромагнитного поля в плазмopodobной среде имеют следующий

вид (в дальнейших выкладках множитель $\exp[i(k_x x - \omega t)]$ будем опускать)

$$H_y^s(z) = A_0 \exp(ik_{sz} z); \quad (2)$$

$$E_x^s(z) = \frac{ck_{sz}}{\omega \varepsilon_s(\omega)} H_y^s(z), \quad (3)$$

где A_0 – произвольная постоянная;

$$k_{sz} = -i \sqrt{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_s(\omega)}. \quad (4)$$

Из условия убывания электромагнитного поля вглубь плазмopodobной среды необходимо, чтобы подкоренное выражение в формуле (4) было положительным.

Тангенциальные компоненты ТМ-электромагнитного поля в первом слое n -й ячейки слоистой периодической структуры ($n = 1, 2, \dots$) имеют следующий вид:

$$H_{1y}^{(n)} = A_1^{(n)} \exp[ik_{1z}(z - \beta_n)] + A_2^{(n)} \exp[-ik_{1z}(z - \beta_n)]; \quad (5)$$

$$E_{1x}^{(n)} = \frac{ck_{1z}}{\omega \varepsilon_1} \left\{ A_1^{(n)} \exp[ik_{1z}(z - \beta_n)] - A_2^{(n)} \exp[-ik_{1z}(z - \beta_n)] \right\}; \quad (6)$$

$$\beta_n = \begin{cases} (n-1)d; & n \leq N_d; \\ (n-1)d + l_d; & n > N_d. \end{cases} \quad (7)$$

Тангенциальные компоненты электромагнитного поля во втором слое n -й ячейки слоистой периодической структуры представим в виде

$$H_{2y}^{(n)} = B_1^{(n)} \exp[ik_{2z}(z - l_1 - \beta_n)] + B_2^{(n)} \exp[-ik_{2z}(z - l_1 - \beta_n)]; \quad (8)$$

$$E_{2x}^{(n)} = \frac{ck_{2z}}{\omega \varepsilon_2} \left\{ B_1^{(n)} \exp[ik_{2z}(z - l_1 - \beta_n)] - B_2^{(n)} \exp[-ik_{2z}(z - l_1 - \beta_n)] \right\}. \quad (9)$$

В формулах (5), (6), (8), (9) величины $A_j^{(n)}$ и $B_j^{(n)}$ – постоянные коэффициенты, $j = 1, 2$.

Выражения для поперечных волновых чисел имеют вид:

$$k_{jz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j - k_x^2}. \quad (10)$$

Отметим, что выражения (5)–(10) справедливы для элементарных ячеек, расположенных как до дефектного слоя, так и после него.

Для дефектного слоя тангенциальные компоненты электромагнитного поля определим как

$$H_y^d = C_1 \exp[ik_{dz}(z - N_d d)] + C_2 \exp[-ik_{dz}(z - N_d d)]; \quad (11)$$

$$E_x^d = \frac{ck_{dz}}{\omega\varepsilon_d} \left\{ C_1 \exp[ik_{dz}(z - N_d d)] - \right. \\ \left. - C_2 \exp[-ik_{dz}(z - N_d d)] \right\}; \quad (12)$$

$$k_{dz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_d - k_x^2}. \quad (13)$$

Для нахождения спектра электромагнитных волн в рассматриваемой дефектной слоисто-периодической структуре воспользуемся методом матрицы распространения [10, 11, 19]. Для этого введем вектор-столбец $\Psi_{TM}(z)$, составленный из тангенциальных компонент электромагнитного поля

$$\Psi_{TM}(z) = \begin{Bmatrix} H_y(z) \\ E_x(z) \end{Bmatrix}. \quad (14)$$

Этот вектор-столбец непрерывен на каждой границе раздела рассматриваемой структуры.

Из формул (5)-(9) можно показать, что значения $\Psi_{TM}(z)$ на левой и правой границе первой элементарной ячейки слоисто-периодической структуры связаны между собой соотношением

$$\Psi_{TM}(d) = \mathbf{M}^{(TM)} \Psi_{TM}(0). \quad (15)$$

Здесь $\mathbf{M}^{(TM)}$ – матрица второго порядка, компоненты которой имеют вид [10, 11]:

$$M_{11}^{(TM)} = \cos(k_{1z}l_1)\cos(k_{2z}l_2) - \\ - \frac{\varepsilon_2 k_{1z}}{\varepsilon_1 k_{2z}} \sin(k_{1z}l_1)\sin(k_{2z}l_2); \quad (16)$$

$$M_{12}^{(TM)} = i \frac{\omega}{c} \begin{pmatrix} \frac{\varepsilon_1}{k_{1z}} \sin(k_{1z}l_1)\cos(k_{2z}l_2) \\ + \frac{\varepsilon_2}{k_{2z}} \cos(k_{1z}l_1)\sin(k_{2z}l_2) \end{pmatrix}; \quad (17)$$

$$M_{21}^{(TM)} = i \frac{c}{\omega} \begin{pmatrix} \frac{k_{1z}}{\varepsilon_1} \sin(k_{1z}l_1)\cos(k_{2z}l_2) \\ + \frac{k_{2z}}{\varepsilon_2} \cos(k_{1z}l_1)\sin(k_{2z}l_2) \end{pmatrix}; \quad (18)$$

$$M_{22}^{(TM)} = \cos(k_{1z}l_1)\cos(k_{2z}l_2) - \\ - \frac{\varepsilon_1 k_{2z}}{\varepsilon_2 k_{1z}} \sin(k_{1z}l_1)\sin(k_{2z}l_2). \quad (19)$$

Матрица $\mathbf{M}^{(TM)}$ является унимодулярной матрицей, и ее определитель равен единице. Два собственных числа этой матрицы имеют вид $\exp(\pm ik_B^{(TM)}d)$, где $k_B^{(TM)}$ представляет собой блоховское волновое число [18, 19]. Величина $k_B^{(TM)}$ определяется из выражения

$$\cos(k_B^{(TM)}d) = (M_{11}^{(TM)} + M_{22}^{(TM)})/2. \quad (20)$$

Пусть $l_r = N_d d + l_d$ – расстояние до правой границы дефектного слоя. Из формул (11) и (12) следует, что значения $\Psi_{TM}(z)$ на левой и правой границе дефектного слоя слоисто-периодической структуры удовлетворяют следующему уравнению:

$$\Psi_{TM}(l_r) = \mathbf{D}^{(TM)} \Psi_{TM}(N_d d), \quad (21)$$

где матрица $\mathbf{D}^{(TM)}$ имеет такие компоненты:

$$D_{11}^{(TM)} = \cos(k_{dz}l_d); \quad (22)$$

$$D_{12}^{(TM)} = i \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_d}{k_{dz}} \sin(k_{dz}l_d); \quad (23)$$

$$D_{21}^{(TM)} = i \frac{c}{\omega} \frac{k_{dz}}{\varepsilon_d} \sin(k_{dz}l_d); \quad (24)$$

$$D_{22}^{(TM)} = \cos(k_{dz}l_d). \quad (25)$$

Из свойства унимодулярности матрицы $\mathbf{M}^{(TM)}$ следует, что

$$\Psi_{TM}(l_r + d) = \mathbf{M}^{(TM)} \Psi_{TM}(l_r) = \\ = \exp(ik_B^{(TM)}d) \Psi_{TM}(l_r). \quad (26)$$

Будем считать, что блоховское волновое число $k_B^{(TM)}$ является комплексной величиной, причем знак мнимой части блоховского волнового числа будем выбирать таким образом, чтобы электромагнитное поле убывало при удалении от дефектного слоя ($\text{Im}(k_B^{(TM)}) > 0$). Из выражения (26) находим, что связь между тангенциальными компонентами электрического и магнитного полей на границе $z = l_r$ можно представить в двух видах:

$$E_x(l_r) = \frac{\exp(ik_B^{(TM)}d) - M_{11}^{(TM)}}{M_{12}^{(TM)}} H_y(l_r), \quad (27)$$

$$E_x(l_r) = \frac{M_{21}^{(TM)}}{\exp(ik_B^{(TM)}d) - M_{22}^{(TM)}} H_y(l_r). \quad (28)$$

Вектор-столбцы $\Psi_{TM}(z)$ на границах $z = 0$ и $z = l_r$ связаны между собой следующим соотношением

$$\Psi_{TM}(l_r) = \mathbf{Q}^{(TM)} \Psi_{TM}(0), \quad (29)$$

где $\mathbf{Q}^{(TM)} = \mathbf{D}^{(TM)} [\mathbf{M}^{(TM)}]^{N_d}$.

Дисперсионное уравнение для нахождения спектра электромагнитных волн находим из условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей на границах $z = 0$ и $z = l_r$. Так как имеется два альтернативных соотношения (27) и (28) для тангенциальных компонент электромагнитного поля поверхностных волн, то из граничных условий

следуют два альтернативных дисперсионных уравнения.

Воспользовавшись выражениями (27) и (29), находим следующее выражение для нахождения спектра электромагнитных волн:

$$\exp(ik_B^{(TM)}d) = M_{11}^{(TM)} + M_{12}^{(TM)}G_2/G_1, \quad (30)$$

где

$$G_1 = Q_{11}^{(TM)} + \frac{ck_{pz}}{\omega\varepsilon_p(\omega)}Q_{12}^{(TM)}; \quad (31)$$

$$G_2 = Q_{21}^{(TM)} + \frac{ck_{pz}}{\omega\varepsilon_p(\omega)}Q_{22}^{(TM)}. \quad (32)$$

В то же время из уравнений (28) и (29) находим альтернативное выражение для дисперсионного уравнения:

$$\exp(ik_B^{(TM)}d) = M_{22}^{(TM)} + M_{21}^{(TM)}G_1/G_2. \quad (33)$$

Так как правые части уравнений (30) и (33) должны быть равны друг другу, то дисперсионное уравнение можно представить в следующем виде:

$$M_{11}^{(TM)} - M_{22}^{(TM)} = M_{21}^{(TM)} \frac{G_1}{G_2} - M_{12}^{(TM)} \frac{G_2}{G_1}. \quad (34)$$

Это уравнение удобно для анализа спектра электромагнитных волн, так как оно не содержит $k_B^{(TM)}$.

В рассматриваемой нами структуре могут существовать несколько типов собственных электромагнитных волн. Для их идентификации необходимо исследовать распределение плотности потока энергии вдоль дефектной слоисто-периодической структуры. Для этой цели необходимо вычислить среднюю за период колебаний плотность потока энергии [20]

$$S_x(z) = -\frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(E_z(z)H_y^*(z)) \quad (35)$$

для каждого типа электромагнитных волн. Зависимость (35) имеет довольно громоздкий вид, и мы приведем лишь ее графическое представление для некоторых точек на интересующих нас дисперсионных кривых. При этом мы будем строить безразмерные зависимости $S_r(z) = S_x(z)/S_x^s(0)$, где $S_x^s(0)$ – плотность потока энергии на границе плазмopodobной среды.

При нахождении численных решений дисперсионного уравнения (35) мы использовали безразмерные величины – частоту ξ , волновое число ζ и толщины слоев дефектной слоисто-периодической структуры $\delta_{1,2,d}$:

$$\xi = \frac{\omega}{\omega_p}; \quad \zeta = \frac{ck_x}{\omega_p}; \quad \delta_{1,2,d} = d_{1,2,d} \frac{\omega_p}{c}. \quad (36)$$

Зависимости $S_r(z)$ строились для безразмерной координаты $\chi = z\omega_p/c$.

3. Спектр и плотность потока энергии электромагнитных волн. Рассмотрим вначале случай, когда дефектный слой находится на границе слоисто-периодической структуры и непосредственно граничит с плазмopodobной средой ($N_d = 0$). На рис. 2 приведен спектр электромагнитных волн в рассматриваемой структуре для следующих значений ее параметров: $\delta_1 = \delta_2 = \delta_d = 3,0$, $\varepsilon_0 = 16$, $\varepsilon_1 = 4,56$ (кварц), $\varepsilon_2 = 2,04$ (тефлон), $\varepsilon_d = 3,0$ (эбонит). Светлые области на рис. 2 соответствуют запрещенным зонам, а темные области – зонам пропускания слоисто-периодической структуры. Дисперсионные кривые электромагнитных мод изображены на рис. 2 жирными сплошными линиями. Для сравнения на этом же рисунке жирными штриховыми линиями изображен спектр электромагнитных мод в бездефектной структуре ($\delta_d = 0$). Видно, что при введении в слоисто-периодическую структуру дефектного слоя наиболее существенное изменение спектра электромагнитных волн происходит в нижних запрещенных зонах, поэтому основное внимание мы уделим описанию дисперсионных свойств электромагнитных волн в первой и во второй запрещенных зонах. Дисперсионные кривые в этих зонах нумеруются цифрами с буквенными индексами. При этом цифры соответствуют номерам запрещенных зон.

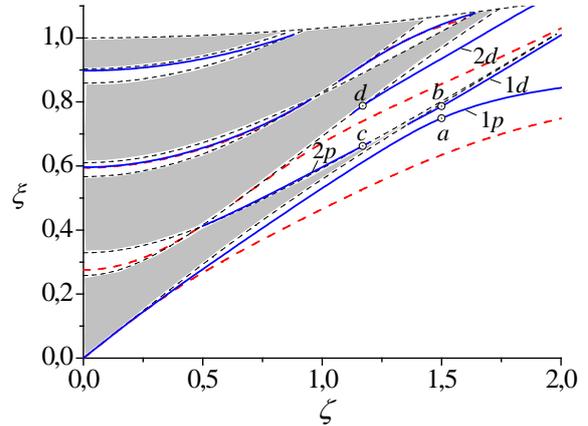


Рис. 2. Спектр электромагнитных волн при $N_d = 0$

Из рис. 2 видно, что в первой и во второй запрещенной зоне существуют по две дисперсионные ветви электромагнитных волн. Дисперсионные ветви с индексом p соответствуют поверхностным плазменным модам, локализованным на границе плазмopodobной среды, а дисперсионные ветви с индексом d – дефектным модам, электромагнитное поле которых локализовано на границе слоисто-периодической структуры. Дисперсион-

ная ветвь $1p$ является аналогом поверхностных электромагнитных волн на границе плазмopodobная среда – диэлектрик. Она существует во всей области значений продольного волнового числа. Остальные дисперсионные ветви начинаются или оканчиваются на границах запрещенных зон слоисто-периодической структуры. Так, мода $1d$ начинается на границе первой запрещенной зоны, мода $2p$ начинается в точке нулевой запрещенной зоны и оканчивается на нижней границе второй запрещенной зоны, мода $2d$ начинается на верхней границе второй запрещенной зоны.

Отметим, что с увеличением толщины дефектного слоя начальные и конечные точки дисперсионных кривых смещаются в сторону более низких частот. При этом частотная область существования моды $2p$ сужается и при некотором значении толщины дефектного слоя эта мода исчезает.

Для того чтобы проиллюстрировать распределение плотности потока энергии $S_r(z)$ в рассматриваемой структуре для различных электромагнитных мод, мы выбрали четыре точки a , b , c и d на дисперсионных кривых в первой и во второй запрещенных зонах (рис. 2). Каждой из этих точек соответствует своя зависимость $S_r(z)$, изображенная на рис. 3.

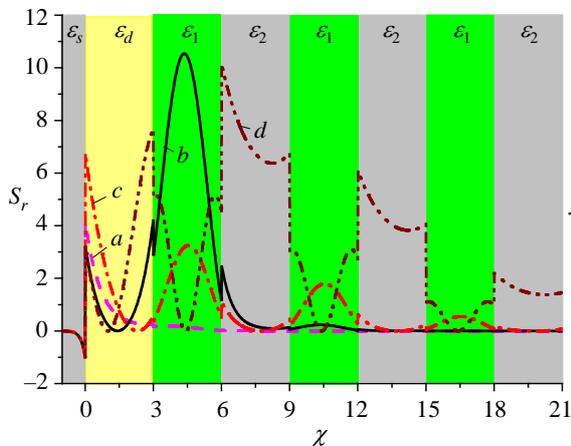


Рис. 3. Распределение плотности потока энергии при $N_d = 0$

Из этого рисунка отчетливо видно, что в точке a , лежащей на дисперсионной кривой $1p$, плотность потока энергии локализована на границе плазмopodobная среда. В точке b (кривая $1d$) максимум плотности потока энергии располагается вблизи границы слоисто-периодической среды в слое с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 . Точка c (кривая $2p$) соответствует локализации электромагнитной энергии вблизи плазмopodobная среда. Наконец, в точке d плотность потока энергии локализована вблизи границы слоисто-периодической структуры. Она

имеет максимальные значения у правого края дефектного слоя и в слое с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 . Таким образом, дефектные моды в рассматриваемой структуре характеризуются значительной величиной плотности потока энергии вблизи правого края дефектного слоя, непосредственно граничащего со слоисто-периодической средой.

Смещение дефектного слоя внутрь слоисто-периодической структуры ($N_d \neq 0$) приводит к качественно новому эффекту – возникновению резонансного взаимодействия плазменных и дефектных мод. Этот эффект возникает уже при небольшом удалении дефектного слоя от границы плазмopodobная среда.

На рис. 4 приведен спектр электромагнитных волн при $N_d = 1$ для тех же значений параметров дефектного слоя и слоисто-периодической структуры, которые были использованы нами ранее.

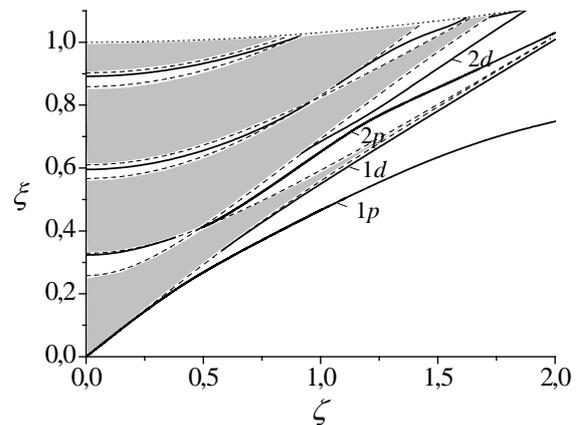


Рис. 4. Спектр электромагнитных волн при $N_d = 1$

Видно, что эффект резонансного взаимодействия плазменных и дефектных мод наблюдается во второй запрещенной зоне. Об этом свидетельствует характерный изгиб дисперсионных кривых, соответствующий наличию области резонансного взаимодействия электромагнитных волн. Дисперсионная кривая $2p$ начинается в точке нулевой запрещенной зоны и вначале она соответствует дефектной моде. Дисперсионная кривая $2d$ начинается на верхней границе второй запрещенной зоны и при этом она соответствует плазменной моде. С увеличением частоты электромагнитные волны начинают взаимодействовать между собой, обмениваясь при этом энергиями и областями локализации электромагнитного поля. В результате этого резонансного взаимодействия дефектная мода превращается в плазменную моду (дисперсионная кривая $2p$), а плазменная мода превращается в дефектную моду (дисперсионная кривая $2d$). С увеличением тол-

шины дефектного слоя расталкивание дисперсионных ветвей уменьшается и область резонансного взаимодействия электромагнитных волн становится более отчетливо выраженной. Отметим, что в первой запрещенной зоне слоисто-периодической структуры дисперсионные свойства плазменной моды $1p$ становятся похожими на дисперсионные свойства этой моды в бездефектной слоисто-периодической структуре. Дефектная мода $1d$ в рассматриваемом случае $N_d = 1$ имеет более широкую частотную область существования, чем в случае $N_d = 0$. Это связано с тем, что она начинается в области более низких частот.

При дальнейшем смещении дефектного слоя вглубь слоисто-периодической структуры расстояние между этим слоем и плазмоподобной средой увеличивается. В результате резонансное взаимодействие между плазменной и дефектной модами уменьшается. При этом расталкивание дисперсионных ветвей в области резонансного взаимодействия является малым и при графическом представлении спектра электромагнитных волн дисперсионные линии выглядят пересекающимися.

На рис. 5 приведен спектр электромагнитных волн при $N_d = 3$ для тех же значений параметров дефектного слоя и слоисто-периодической структуры, которые были использованы нами при рассмотрении случаев $N_d = 0$ и $N_d = 1$. Видно, что плазменная и дефектная моды слабо взаимодействуют между собой и расталкивание дисперсионных кривых $2p$ и $2d$ является незначительным.

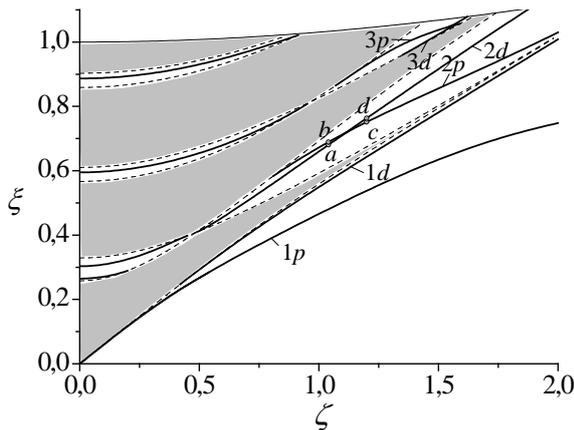


Рис. 5. Спектр электромагнитных волн при $N_d = 3$

Наиболее отличительной чертой рассматриваемого случая является возникновение резонансного взаимодействия плазменных и дефектных мод в третьей запрещенной зоне. Отметим, что положение области резонансного взаимодействия как во второй, так и третьей запрещенной зоне зависит от толщины дефектного

слоя. Так, при $\delta_d = 1,0$ резонансное взаимодействие электромагнитных мод в третьей запрещенной зоне наблюдается вблизи ее верхнего края, при $\delta_d = 2,0$ – в ее центре, а при $\delta_d = 3,0$ – вблизи ее нижнего края. Это связано с сильной зависимостью дисперсионных свойств дефектной моды от толщины дефектного слоя.

Рассмотрим теперь распределение плотности потока энергии $S_r(\chi)$ для двух мод $2p$ и $2d$ в окрестности их резонансного взаимодействия. На рис. 5 точки a и c лежат на дисперсионной кривой $2p$, а точки b и d – на дисперсионной кривой $2d$. Соответствующие этим точкам зависимости $S_r(\chi)$ изображены на рис. 6.

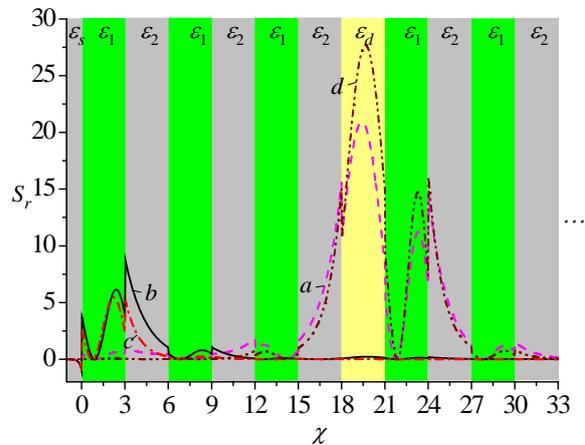


Рис. 6. Распределение плотности потока энергии при $N_d = 3$

Для того чтобы наглядно изобразить эти зависимости на одном рисунке нам пришлось уменьшить S_r для точки a в 10 раз, а для точки d – в 100 раз. Видно, что в точке a максимум плотности потока энергии находится в центре дефектного слоя. В то же время в точке c , лежащей на дисперсионной кривой $2p$ за областью резонансного взаимодействия, энергия переносится вблизи границы плазмo-подобного слоя. Таким образом, в области резонансного взаимодействия электромагнитных волн происходит постепенная трансформация дефектной моды в плазменную. В точке b , лежащей на дисперсионной кривой $2d$, распределение плотности потока энергии соответствует плазменной моде. В точке d , лежащей на этой же кривой за областью резонансного взаимодействия, максимум плотности потока энергии находится внутри дефектного слоя. Это свидетельствует о том, что по мере продвижения по дисперсионной кривой $2d$ происходит преобразование плазменной моды в дефектную.

4. Возбуждение электромагнитных волн в дефектной слоисто-периодической структуре методом нарушенного полного внутреннего отражения. При исследовании процессов возбуж-

дения электромагнитных волн нами была использована структура, изображенная на рис. 7.

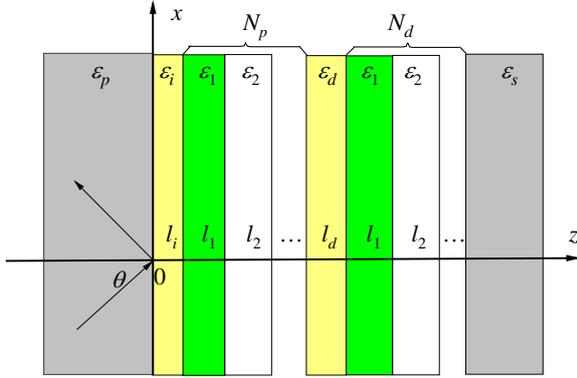


Рис. 7. Геометрия структуры для возбуждения электромагнитных волн

Внешняя электромагнитная волна падает под углом θ на основание диэлектрической среды (призмы) с проницаемостью ε_p , частично отражаясь и частично проходя через границу $z = 0$. Эта среда отделена от исследуемой нами дефектной структуры диэлектрической прослойкой, имеющей толщину l_i и проницаемость ε_i . Плазмоподобная среда с проницаемостью ε_s расположена в самом конце рассматриваемой структуры. Предполагалось, что между прослойкой и дефектным слоем имеется N_p элементарных ячеек, а между дефектным слоем и плазмоподобной средой – N_d элементарных ячеек.

В области $z < 0$ тангенциальные компоненты электромагнитного поля имеют следующий вид:

$$H_y^p = A_p \exp(ik_{pz}z) + B_p \exp(-ik_{pz}z); \quad (37)$$

$$E_x^p = \frac{ck_{pz}}{\omega\varepsilon_p} [A_p \exp(ik_{pz}z) - B_p \exp(-ik_{pz}z)]; \quad (38)$$

$$k_{pz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_p - k_x^2}. \quad (39)$$

Выражения (37) и (38) являются компонентами вектор-столбца $\Psi_{TM}(z)$. Нетрудно показать, что его значения на границе призмы ($z = 0$) и границе плазмоподобной среды ($z = l_s = l_i + l_d + (N_p + N_d)d$) связаны между собой соотношением

$$\Psi_{TM}(0) = \mathbf{P}^{(TM)} \Psi_{TM}(l_s), \quad (40)$$

$$\text{где } \mathbf{P}^{(TM)} = [\mathbf{M}^{(TM)}]^{N_d} \mathbf{D}^{(TM)} [\mathbf{M}^{(TM)}]^{N_p} \mathbf{G}^{(TM)}.$$

Матрица распространения $\mathbf{G}^{(TM)}$ связывает значения $\Psi_{TM}(z)$ на противоположных границах диэлектрической прослойки:

$$\Psi_{TM}(0) = \mathbf{G}^{(TM)} \Psi_{TM}(l_i). \quad (41)$$

Компоненты $\mathbf{G}^{(TM)}$ можно получить из выражений (22)–(25), если заменить в них ε_d на ε_i , l_d на l_i и k_{dz} на $k_{iz} = \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_i - k_x^2 \right)^{1/2}$.

Из соотношения (40) можно выразить B_p через A_p . В результате мы находим коэффициент отражения электромагнитной волны от границы призмы:

$$R = \left| \frac{B_p}{A_p} \right|^2 = \left| \frac{b_1 + b_2}{b_1 - b_2} \right|^2, \quad (42)$$

где

$$b_1 = \frac{ck_{sz}}{\omega\varepsilon_s} P_{11}^{(TM)} - P_{21}^{(TM)}; \quad (43)$$

$$b_2 = \frac{ck_{pz}}{\omega\varepsilon_p} \left(\frac{ck_{sz}}{\omega\varepsilon_s} P_{12}^{(TM)} - P_{22}^{(TM)} \right). \quad (44)$$

На рис. 8 изображена частотная зависимость коэффициента отражения R внешней TM -поляризованной электромагнитной волны от изображенной на рис. 7 структуры при изменении безразмерной толщины диэлектрической прослойки $\delta_i = d_i \omega_p / c$: $1 - \delta_i = 0$; $2 - \delta_i = 0,1$; $3 - \delta_i = 0,2$. Считалось, что $N_p = 1$; $N_d = 0$; $\delta_1 = \delta_2 = \delta_d = 3,0$; $\varepsilon_p = \varepsilon_0 = 16$; $\varepsilon_1 = 2,04$; $\varepsilon_2 = 4,56$; $\varepsilon_d = 3,0$; $\varepsilon_i = 1,0$; $\gamma = \nu / \omega_p = 0,1$.

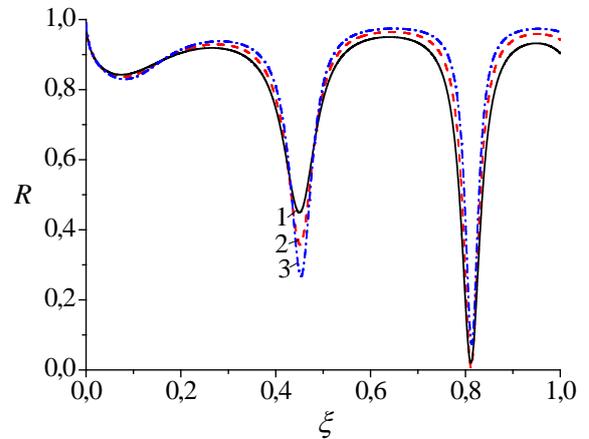


Рис. 8. Частотная зависимость коэффициента отражения внешней электромагнитной волны от дефектной слоисто-периодической структуры при $N_p = 1$ и $N_d = 0$

Отметим, что выбранные нами параметры дефектной слоисто-периодической структуры соответствуют изображенному на рис. 2 спектру собственных электромагнитных мод. Угол θ выбирался таким образом, чтобы световая линия $\xi = \zeta / (\sin \theta \sqrt{\varepsilon_p})$ пересекала дисперсионную кривую $2d$ на рис. 2 в точке d ($\theta \approx 21,78$). Отметим, что эта световая линия пересекает также и дисперсионную кривую $2p$. Это приводит к наличию двух минимумов на зависимости $R(\xi)$. Первый минимум соответствует возбуждению плазменной моды $2p$, а второй – возбуждению дефектной моды $2d$. Из рис. 8 видно, что толщина диэлектрической прослойки между призмой и дефектным слоем существенно влияет лишь на величину минимума коэффициента отражения и мало влияет на его положение. С этой точки зрения наличие диэлектрической прослойки между призмой и дефектным слоем не является необходимым для возбуждения электромагнитных волн. Тем не менее введение диэлектрической прослойки позволяет получить более глубокий минимум как для плазменной моды $2p$, так и для дефектной моды $2d$. Таким образом, дефектные и плазменные моды в рассматриваемой структуре могут эффективно возбуждаться с помощью метода нарушенного полного внутреннего отражения.

Выводы. Выполнены исследования спектральных и энергетических свойств электромагнитных волн в одномерных дефектных слоисто-периодических структурах, граничащих с плазмоподобной средой. Выявлен ряд интересных особенностей в спектрах плазменных и дефектных электромагнитных мод, обусловленных их резонансным взаимодействием. Установлено, что спектром электромагнитных волн можно эффективно управлять, меняя положение и толщину дефектного слоя в слоисто-периодической структуре. По этой причине дефектные слоисто-периодические структуры могут использоваться для создания новых типов приборов микроэлектроники, использующих эффекты каналирования и локализации электромагнитных волн.

Метод нарушенного полного отражения можно успешно применять для возбуждения как плазменных, так и дефектных электромагнитных мод в дефектных слоисто-периодических структурах. Он может быть использован без диэлектрической прослойки между призмой и дефектной слоисто-периодической структурой.

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. *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.).
3. *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.
4. *Belozorov D. P. Tamm states in magnetophotonic crystals and permittivity of wire medium* / D. P. Belozorov, M. K. Khodzitskiy, S. I. Tarapov // J. Phys. D.: Appl. Phys. – 2009. – 42, N 5. – 055003 (5 p.).
5. *Bass F. G. High-frequency phenomena in semiconductor superlattices* / F. G. Bass, A. P. Tetervov // Phys. Rep. – 1986. – 140, N 5. – P. 237–322.
6. *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 (6 p.).
7. *Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light* / M. E. Sasin, R. P. Seisyan, M. A. Kaliteevski et al. // Appl. Phys. Lett. – 2008. – 92, N 25. – 251112 (4 p.).
8. *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.
9. *Belozorov D. P. Tamm states in magnetophotonic crystals and permittivity of the wire medium* / D. P. Belozorov, M. K. Khodzitskiy, S. I. Tarapov // J. Phys. D. – 2009. – 42, N 5. – 055003 (5 p.).
10. *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 и электрон. – 2011. – 2(16), № 2. – С. 40–47.
11. *Аверков Ю. О. Поверхностные электромагнитные волны в плазмоподобной среде, граничащей со слоисто-периодической структурой* / Ю. О. Аверков, Н. Н. Белецкий, В. М. Яковенко // Радиофизика и электрон. – 2012. – 3(17), № 2. – С. 54–62.
12. *John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices* / S. John // Phys. Rev. Lett. – 1987. – 58, N 23. – P. 2486–2489.
13. *Photonic band structure and defects in one and two dimensions* / D. R. Smith, R. Dalicachouh, N. Kroll et al. // J. Opt. Soc. Amer. B. – 1993. – 10, N 2. – P. 314.
14. *Желтиков А. М. Двумерные фотонные кристаллы с дефектом решетки: спектр дефектных мод, локализация света и формирование нерадикационных волн* / А. М. Желтиков, С. А. Магницкий, А. В. Тарасишин // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 2000. – 117, № 4. – С. 691–701.
15. *Ветров С. Я. Локализованные электромагнитные моды и спектр пропускания одномерного фотонного кристалла с дефектами решетки* / С. Я. Ветров, А. В. Шабанов // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 2001. – 120, № 5. – С. 1126–1134.
16. *Ветров С. Я. Особенности спектральных свойств одномерного фотонного кристалла с резонансным дефектным слоем нанокompозита* / С. Я. Ветров, А. Ю. Авдеева, И. В. Тимофеев // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 2011. – 140, № 5. – С. 871–878.
17. *Yariv A. Photonics: Optical Electronics in Modern Communications* / A. Yariv, P. Yeh. – 6th ed. – N. Y.: Oxford University Press, 2007. – 836 p.
18. *Maier S. A. Plasmonics: Fundamentals and Applications* / S. A. Maier. – N. Y.: Springer, 2007. – 234 p.
19. *Demers J.-G. S. Propagation matrix formalism and efficient linear potential solution to Schrodinger's equation heights* / J.-G. S. Demers, R. Maciejko // J. of Appl. Phys. – 2001. – 90, N 12. – P. 6120–6129.
20. *Ландау Л. Д. Электродинамика сплошных сред* / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Физматлит, 2005. – 656 с.

Рукопись поступила 14.02.2012 г.

N. N. Beletskii, S. A. Borysenko, N. I. Gvozdev

INTERACTION OF PLASMA
AND DEFECTIVE MODES
IN ONE-DIMENSIONAL LAYERED PERIODIC
DIELECTRIC STRUCTURES BORDERING UPON
PLASMA-LIKE MEDIA

The defective layered periodic structures (defective photon crystals), bordering upon plasma-like media (semiconductors and metals), arouse considerable interest. This is due to the fact that in such structures there are electromagnetic waves of different types. The properties of these waves have not been adequately investigated yet. The *TM*-electromagnetic waves in the one-dimension defective dielectric layered periodic structure, bordering upon a plasma-like medium, are studied in this paper on the basis of the numerical solution of the dispersion equation. The dispersion and energy properties of the plasma and defective modes are investigated depending on the location of the defective layer in the layered periodic structure. The effect of the resonant interaction of plasma and defective modes is predicted. The possibility for exciting electromagnetic waves in a defective layered periodic structure by the frustrated total internal reflection is shown. The results of investigations give some ideas of the nature of propagating electromagnetic waves in defective layered periodic structures and they can be used for developing new types of the waveguide structures used in up-to-date devices of signal processing in microwave and optical wave bands.

Key words: periodic layered structure, plasma-like medium, surface electromagnetic waves, resonance interaction.

М. М. Білецький, С. А. Борисенко, Н. І. Гвоздєв

ВЗАЄМОДІЯ ПЛАЗМОВИХ І ДЕФЕКТНИХ МОД
В ОДНОВИМІРНІЙ ДЕФЕКТНІЙ ДІЕЛЕКТРИЧНІЙ
ШАРУВАТО-ПЕРІОДИЧНІЙ СТРУКТУРІ,
ЩО МЕЖУЄ З ПЛАЗМОПОДІБНИМ
СЕРЕДОВИЩЕМ

Шарувато-періодичні дефектні структури (дефектні фотонні кристали), що межують із плазмподібними середовищами (напівпровідниками та металами) викликають неабиякий інтерес. Це пов'язано з наявністю в таких структурах різних типів електромагнітних хвиль. Властивості цих хвиль в науковій літературі дослідженні ще недостатньо. У цій роботі на основі числового рішення дисперсійного рівняння вивчаються *TM*-електромагнітні хвилі в одновимірній дефектній діелектричній шарувато-періодичній структурі, що межує з плазмподібним середовищем. Вивчено дисперсійні та енергетичні властивості плазмових та дефектних мод в залежності від положення дефектного шару в шарувато-періодичній структурі. Передбачено наявність ефекту резонансної взаємодії плазмових та дефектних мод. Показано можливість збудження електромагнітних хвиль у дефектній шарувато-періодичній структурі методом порушеного повного внутрішнього відбиття. Результати досліджень істотно розширюють уявлення про характер поширення електромагнітних хвиль у дефектних шарувато-періодичних структурах і можуть бути використані для створення нових типів хвилепровідних структур, що використовуються в сучасних пристроях обробки сигналів в НВЧ та оптичному діапазоні довжин хвиль.

Ключові слова: шарувато-періодична структура, плазмподібне середовище, поверхневі електромагнітні хвилі, резонансна взаємодія.