

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

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ДЕФЕКТНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СЛОИСТО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

В последнее время вызывают большой интерес исследования дефектных слоисто-периодических структур (СПС), граничащих с плазмоподобными средами. Это связано с наличием в таких структурах поверхностных и объемных электромагнитных волн, которые могут резонансным образом взаимодействовать между собой. Эффект резонансного взаимодействия в дефектных СПС исследован еще недостаточно хорошо. В данной работе резонансное взаимодействие поверхностных и объемных *TM*-электромагнитных волн в одномерной дефектной диэлектрической СПС, помещенной в плоскопараллельный волновод, исследуется на основе численного решения дисперсионного уравнения. Изучены дисперсионные и энергетические свойства плазменных и объемных мод в зависимости от положения дефектного слоя внутри периодической структуры. Показано, что особенности резонансного взаимодействия плазменных и объемных волн значительно зависят от геометрической конфигурации дефектной СПС. Результаты наших исследований существенно расширяют представления о характере резонансного взаимодействия электромагнитных волн в дефектных СПС. Они могут быть использованы при создании новых типов радиофизических устройств для обработки сигналов в микроэлектронике и фотонике. Ил. 6. Библиогр.: 14 назв.

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

В настоящее время вызывают большой интерес дефектные слоисто-периодические диэлектрические структуры (фотонные кристаллы), граничащие с проводящими (плазмоподобными) средами. Это связано с наличием в этих структурах различных типов электромагнитных волн, которые могут резонансным образом взаимодействовать между собой [1–12]. В дефектных слоисто-периодических структурах (СПС), находящихся в контакте с проводящими средами, существуют два типа волн – плазменные и объемные электромагнитные моды. Электромагнитное поле плазменных мод носит поверхностный характер. Оно локализовано вблизи границ проводящих сред и характеризуется своеобразным блоховским характером спадания поля вглубь СПС. Объемные моды характеризуются локализацией электромагнитного поля как в элементарных ячейках СПС, так и внутри дефектных слоев. Плазменные и объемные электромагнитные моды имеют различные дисперсионные зависимости. Эти зависимости при определенных условиях могут иметь характерные особенности, соответствующие расталкиванию дисперсионных ветвей электромагнитных мод. Появление этих особенностей свидетельствует о наличии резонансного взаимодействия плазменных и объемных электромагнитных волн, при котором они обмениваются своими энергиями и областями локализации. Этот эффект имеет место в том случае, когда электромагнитные поля плазменных и объемных электромагнитных волн перекрываются. Резонансное взаимодействие электромагнитных волн в дефектных СПС имеет большое практическое значение с точки зрения создания новых типов высокочастотных устройств фотоники и плазмоники [13, 14].

В настоящей работе исследуются спектральные и энергетические характеристики *TM*-электромагнитных волн в дефектной диэлектрической СПС, помещенной в плоскопараллельный волновод. Предполагалось, что стенки волновода состоят из плазмоподобных сред с электронным типом проводимости. Показано, что в таких структурах поверхностные плазменные моды существуют как на одной, так и на другой границе плоскопараллельного волновода. Установлено, что спектры поверхностных плазменных мод на противоположных границах плоскопараллельного волновода являются различными при условии, что элементарная ячейка фотонного кристалла состоит из двух слоев с разными диэлектрическими проницаемостями. Это обстоятельство приводит к тому, что резонансное взаимодействие плазменных и объемных волн имеет ряд новых особенностей, исследование которых и является главной целью настоящей работы. Изучено влияние структурных и геометрических параметров дефектной СПС на резонансное взаимодействие поверхностных и объемных волн. Все численные расчеты проведены с учетом частотной дисперсии плазмоподобной среды. Кроме того, в работе использованы безразмерные величины, что позволяет применять полученные результаты в широкой области частот – от терагерцевой до оптической.

1. Постановка задачи и основные уравнения. Рассмотрим одномерную дефектную СПС, помещенную в плоскопараллельный волновод (рис. 1). Система координат выбрана таким образом, что все границы раздела сред лежат в плоскости xy а ось z направлена по нормали к оси волновода. СПС содержит N элементарных ячеек

толщины d . Элементарная ячейка состоит из двух немагнитных диэлектриков с положительными диэлектрическими проницаемостями ε_1 , ε_2 и толщинами l_1 , l_2 ($d = l_1 + l_2$). Считаем, что стенки волновода состоят из проводящих сред (полупроводников или металлов) с проницаемостью ε_s . Дефектный слой имеет диэлектрическую проницаемость ε_d и толщину l_d . Число элементарных ячеек между левой стенкой волновода и дефектным слоем равно N_1 , а число элементарных ячеек между дефектным слоем и правой стенкой волновода – N_2 ($N = N_1 + N_2$). Таким образом, левая стенка волновода занимает полупространство $z < 0$, а правая стенка волновода – полупространство $z > l_s = Nd + l_d$.

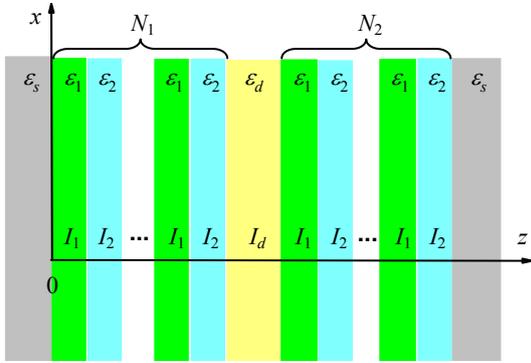


Рис. 1. Геометрия задачи

Предположим, что стенки волновода обладают электронным типом проводимости, а их диэлектрическая проницаемость ε_s зависит от частоты ω следующим образом:

$$\varepsilon_s = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right). \quad (1)$$

Здесь $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / (\varepsilon_0 m^*)}$ – плазменная частота; ε_0 – диэлектрическая постоянная кристаллической решетки волновода; e , n_0 и m^* – заряд, концентрация и эффективная масса электронов. Потери энергии в стенках волновода не учитываются.

2. Дисперсионное уравнение для ТМ-электромагнитных волн. Пусть электромагнитная волна имеет ТМ-поляризацию. Для этой поляризации E_x -, E_z - и H_y -компоненты электромагнитного поля отличны от нуля. Зависимость этих компонент от координаты x и времени t описывается экспоненциальным множителем $\exp[i(k_x x - \omega t)]$ (k_x – продольное волновое число электромагнитных волн). Вдоль оси y электро-

магнитные поля будем считать однородными ($\partial/\partial y = 0$).

Для нахождения спектра электромагнитных волн нам необходимо определить выражения для тангенциальных компонент электромагнитного поля в каждом слое рассматриваемой структуры. В левой стенке волновода ($z < 0$) тангенциальные компоненты электромагнитного поля имеют следующий вид (в этих и последующих формулах множитель $\exp[i(k_x x - \omega t)]$ будем опускать):

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

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

В правой стенке волновода ($z > l_s$) тангенциальные компоненты электромагнитного поля равны

$$H_y^s(z) = B_s \exp(-ik_{sz}(z - l_s)); \quad (4)$$

$$E_x^s(z) = -\frac{ck_{sz}}{\omega\varepsilon_s} H_y^s(z). \quad (5)$$

В формулах (2)–(5) A_s и B_s – произвольные постоянные,

$$k_{sz} = -i\sqrt{k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_s(\omega)}. \quad (6)$$

Из условия убывания электромагнитных полей вглубь стенок волнопроводов необходимо, чтобы подкоренное выражение в формуле (6) было положительным.

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

$$H_{1y}^{(n)} = A_1^{(n)} \exp[ik_{1z}(z - \beta_n)] + A_2^{(n)} \exp[-ik_{1z}(z - \beta_n)]; \quad (7)$$

$$E_{1x}^{(n)} = \frac{ck_{1z}}{\omega\varepsilon_1} (A_1^{(n)} \exp[ik_{1z}(z - \beta_n)] - A_2^{(n)} \exp[-ik_{1z}(z - \beta_n)]); \quad (8)$$

$$\beta_n = \begin{cases} (n-1)d, & n \leq N_1, \\ (n-1)d + l_d, & n > N_1. \end{cases} \quad (9)$$

Тангенциальные компоненты электромагнитного поля во втором слое n -й ячейки СПС представим в виде

$$H_{2y}^{(n)} = B_1^{(n)} \exp[ik_{2z}(z - l_1 - \beta_n)] + B_2^{(n)} \exp[-ik_{2z}(z - l_1 - \beta_n)]; \quad (10)$$

$$E_{2x}^{(n)} = \frac{ck_{2z}}{\omega\varepsilon_2} (B_1^{(n)} \exp[ik_{2z}(z - l_1 - \beta_n)] - B_2^{(n)} \exp[-ik_{2z}(z - l_1 - \beta_n)]); \quad (11)$$

В формулах (7), (8), (10), (11) величины $A_j^{(n)}$ и $B_j^{(n)}$ – постоянные коэффициенты; $j = 1, 2$. Выражения для поперечных волновых чисел имеют вид

$$k_{jz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j - k_x^2}. \quad (12)$$

Выражения (7), (8), (10), (11) справедливы для элементарных ячеек, расположенных как до дефектного слоя, так и после него.

Тангенциальные компоненты электромагнитного поля в дефектном слое запишем как

$$H_y^d = C_1 \exp[ik_{dz}(z - N_1 d)] + C_2 \exp[-ik_{dz}(z - N_1 d)]; \quad (13)$$

$$E_x^d = \frac{ck_{dz}}{\omega \varepsilon_d} (C_1 \exp[ik_{dz}(z - N_1 d)] - C_2 \exp[-ik_{dz}(z - N_1 d)]); \quad (14)$$

$$k_{dz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_d - k_x^2}. \quad (15)$$

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

$$\Psi_{TM}(z) = \begin{Bmatrix} H_y(z) \\ E_x(z) \end{Bmatrix}. \quad (16)$$

Значения $\Psi_{TM}(z)$ на левой и правой границе первой элементарной ячейки СПС связаны между собой соотношением

$$\Psi_{TM}(d) = \mathbf{M}^{(TM)} \Psi_{TM}(0). \quad (17)$$

Здесь $\mathbf{M}^{(TM)}$ – матрица второго порядка, компоненты которой хорошо известны [10, 11].

Так как число элементарных ячеек между левой границей волновода и дефектным слоем равно N_1 , то величины $\Psi_{TM}(z)$ на левой границе первой элементарной ячейки и правой границе N_1 -й элементарной ячейки связаны между собой соотношением

$$\Psi_{TM}(N_1 d) = (\mathbf{M}^{(TM)})^{N_1} \Psi_{TM}(0). \quad (18)$$

Значения $\Psi_{TM}(z)$ на левой и правой границе дефектного слоя СПС удовлетворяют уравнению

$$\Psi_{TM}(l_r) = \mathbf{D}^{(TM)} \Psi_{TM}(N_1 d), \quad (19)$$

где $l_r = N_1 d + l_d$ – расстояние до правой границы дефектного слоя, а выражения для компонент матрицы $\mathbf{D}^{(TM)}$ приведены в работе [10].

Величины $\Psi_{TM}(z)$ на левой границе $N_1 + 1$ -й элементарной ячейки и правой границе N_2 -й элементарной ячейки связаны между собой следующим образом:

$$\Psi_{TM}(l_s) = (\mathbf{M}^{(TM)})^{N_2} \Psi_{TM}(l_r). \quad (20)$$

Так как вектор-столбец (16) непрерывен на каждой границе раздела рассматриваемой структуры, то значения $\Psi_{TM}(z)$ на противоположных границах волновода удовлетворяют соотношению

$$\Psi_{TM}(l_s) = \mathbf{P} \Psi_{TM}(0), \quad (21)$$

где $\mathbf{P} = (\mathbf{M}^{(TM)})^{N_2} \mathbf{D}^{(TM)} (\mathbf{M}^{(TM)})^{N_1}$.

Дисперсионное уравнение для нахождения спектра электромагнитных волн в рассматриваемой структуре находим из уравнения (21), считая, что вектор-столбец $\Psi_{TM}(0)$ составлен из тангенциальных компонент электромагнитного поля (2), (3), а вектор-столбец $\Psi_{TM}(l_s)$ – из тангенциальных компонент электромагнитного поля (4), (5):

$$-P_{21} - P_{22} \frac{ck_{sz}}{\omega \varepsilon_s} + \frac{ck_{sz}}{\omega \varepsilon_s} \left(P_{11} + P_{12} \frac{ck_{sz}}{\omega \varepsilon_s} \right) = 0. \quad (22)$$

Для идентификации различных типов собственных электромагнитных волн необходимо исследовать распределение плотности потока энергии в рассматриваемой нами структуре. Для этой цели нами вычислялась средняя за период колебаний плотность потока энергии [20]

$$S_x(z) = -\frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(E_z(z) H_y^*(z)) \quad (23)$$

для некоторых точек на интересующих нас дисперсионных кривых. При этом строились безразмерные зависимости $S_r(z) = S_x(z) / S_x^s(0)$, где $S_x^s(0)$ – плотность потока энергии на левой границе волновода.

При нахождении численных решений дисперсионного уравнения (22) мы использовали безразмерные величины: частоту ξ , волновое число ζ и толщины слоев дефектной СПС $\delta_{1,2,d}$:

$$\xi = \frac{\omega}{\omega_p}, \quad \zeta = \frac{ck_x}{\omega_p}, \quad \delta_{1,2,d} = l_{1,2,d} \frac{\omega_p}{c}. \quad (24)$$

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

2. Спектр и плотность потока энергии электромагнитных волн. Рассмотрим вначале случай, когда дефектный слой в СПС отсутствует ($l_d = 0$). На рис. 2 приведен спектр электромагнитных волн в рассматриваемой структуре для следующих значений ее параметров: $N = 3$, $\delta_1 = \delta_2 = 2,0$, $\varepsilon_0 = 16$, $\varepsilon_1 = 4,56$ (кварц), $\varepsilon_2 = 2,04$ (тефлон). Светлые области на рис. 2 соответствуют запрещенным зонам, а темные области – зонам пропускания безграничной СПС.

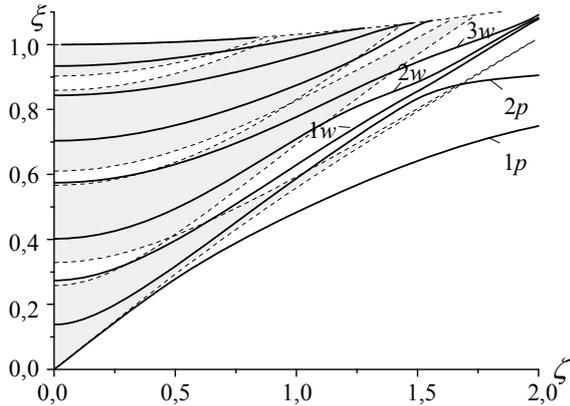


Рис. 2. Спектр электромагнитных волн при $N = 3$, $\delta_1 = \delta_2 = 2,0$, $\delta_d = 0$

Дисперсионные кривые электромагнитных волн изображены на рис. 2 жирными сплошными линиями. Из рисунка видно, что в исследуемой структуре существует большое количество электромагнитных мод, однако нас будут интересовать лишь несколько низших мод электромагнитных волн, которые характеризуются наиболее интересными свойствами. Электромагнитные моды с индексом p соответствуют поверхностным плазменным модам, локализованным вблизи границ плазмоподобных стенок волновода. Мода $1p$ локализована вблизи границы $z = 0$, а мода $2p$ – вблизи границы $z = l_s$. Отметим, что дисперсионная кривая для моды $2p$ расположена как в разрешенной, так и в запрещенной зоне безграничной СПС. В запрещенной зоне мода $2p$ является истинной поверхностной волной. В разрешенной зоне плотность потока энергии моды $2p$ сконцентрирована как вблизи границы $z = l_s$, так и в объеме СПС. Моды $1w$, $2w$ и $3w$ соответствуют объемным электромагнитным волнам. Для моды $1w$ зависимость $S_r(z)$ имеет максимальное значение в центре рассматриваемой структуры (точнее, в центре слоя с большим значением диэлектрической проницаемости во второй элементарной ячейке). Мода $2w$ характеризуется максимальным значением S_r в третьей элементарной ячейке, а мода $3w$ имеет максимальное значение

S_r в первой элементарной ячейке СПС. Отметим, что моды более высоких порядков имеют несколько экстремальных значений S_r внутри рассматриваемой структуры.

Предположим теперь, что СПС является дефектной и в ней находится диэлектрический слой, безразмерная толщина которого $\delta_d = 3,0$, а диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_d = 3,0$ (эбонит). При исследовании дисперсионных свойств дефектных СПС мы ограничились случаем $N = 3$. Вначале, предположим, что дефектный слой граничит с левой стенкой волновода ($N_1 = 0$, $N_2 = 3$). Спектр электромагнитных волн для этого случая изображен на рис. 3 при $\delta_1 = \delta_2 = 2,0$, $\varepsilon_0 = 16$, $\varepsilon_1 = 4,56$, $\varepsilon_2 = 2,04$. Светлые области на рис. 3 так же, как и на рис. 2, соответствуют запрещенным зонам, а темные области – зонам пропускания СПС.

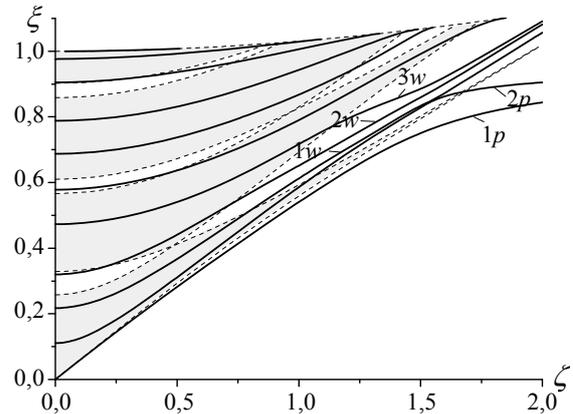


Рис. 3. Спектр электромагнитных волн при $N = 3$, $N_1 = 0$, $\delta_1 = \delta_2 = 2,0$, $\delta_d = 3,0$

Из рис. 3 видно, что наличие в СПС дефектного слоя существенно изменяет нижние ветви спектра электромагнитных волн. Так, например, поверхностная плазменная мода $1p$ является более высокочастотной из-за того, что в рассматриваемом случае левая стенка волновода граничит не с первым слоем элементарной ячейки, а с дефектным слоем, имеющим меньшее значение диэлектрической проницаемости. В то же время объемные электромагнитные моды $1w$, $2w$ и $3w$ смещаются в область более низких частот и становятся менее высокочастотными волнами. Отметим, что в некоторой области частот дисперсионная кривая $1w$ очень близко подходит к дисперсионной кривой $2p$. Это свидетельствует о потенциальной возможности резонансного взаимодействия этих электромагнитных волн.

Эффект резонансного взаимодействия объемной моды $1w$ и поверхностной плазменной моды $2p$ действительно имеет место в случае,

когда дефектный диэлектрический слой находится внутри СПС. На рис. 4 изображен спектр электромагнитных волн для случая $N_1 = 1$, $N = 3$ при $\delta_1 = \delta_2 = 2,0$, $\delta_d = 3,0$, $\varepsilon_0 = 16$, $\varepsilon_1 = 4,56$, $\varepsilon_2 = 2,04$.

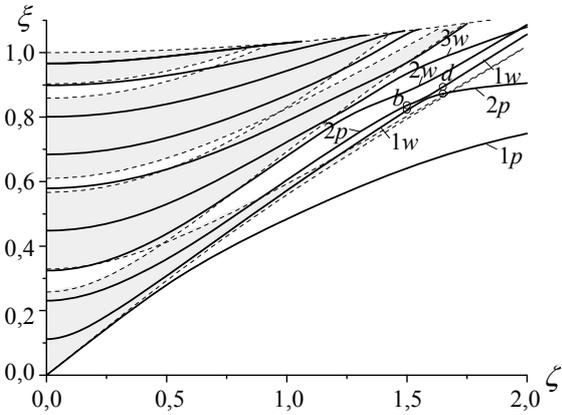


Рис. 4. Спектр электромагнитных волн при $N = 3$, $N_1 = 1$, $\delta_1 = \delta_2 = 2,0$, $\delta_d = 3,0$

Из него видно, что моды $1w$ и $2p$ имеют характерный изгиб дисперсионных кривых, соответствующий наличию области резонансного взаимодействия этих мод. Дисперсионная кривая $1w$ до области резонансного взаимодействия проходит ниже плазменной моды $2p$. В области резонансного взаимодействия моды $1w$ и $2p$ начинают взаимодействовать между собой, обмениваясь при этом энергиями и областями локализации электромагнитного поля.

В результате этого резонансного взаимодействия объемная мода $1w$ превращается в поверхностную плазменную моду $2p$, а поверхностная плазменная мода $2p$ превращается в объемную плазменную моду $1w$. Перераспределение областей локализации взаимодействующих мод наглядно видно на зависимостях $S_r(\chi)$. Выберем четыре точки в окрестности резонансного взаимодействия мод $1w$ и $2p$. Пусть точки a и c лежат на дисперсионной кривой $2p$, а точки b и d – на дисперсионной кривой $2d$ (рис. 4). Соответствующие этим точкам зависимости $S_r(\chi)$ изображены на рис. 5.

Для того чтобы наглядно изобразить эти зависимости на одном рисунке, нам пришлось уменьшить S_r для точки b в два раза, а для точки c – в тысячу раз. Из рис. 5 видно, что в точке a максимум плотности потока энергии находится в центре слоя с проницаемостью ε_1 , который непосредственно примыкает к дефектному слою. В то же время в точке c , лежащей на дисперсионной кривой $2p$ за областью резонансного взаимодействия, энергия переносится вблизи границы плаз-

моподобного слоя. Таким образом, в области резонансного взаимодействия электромагнитных волн происходит постепенная трансформация объемной моды $1w$ в плазменную моду $2p$. В точке b , лежащей на дисперсионной кривой $2p$, распределение плотности потока энергии соответствует плазменной моде. В точке d , лежащей на кривой $1w$, максимум плотности потока энергии находится внутри слоя с проницаемостью ε_1 . Это свидетельствует о том, что по мере продвижения по дисперсионной кривой $2p$ происходит преобразование поверхностной плазменной моды в объемную моду.

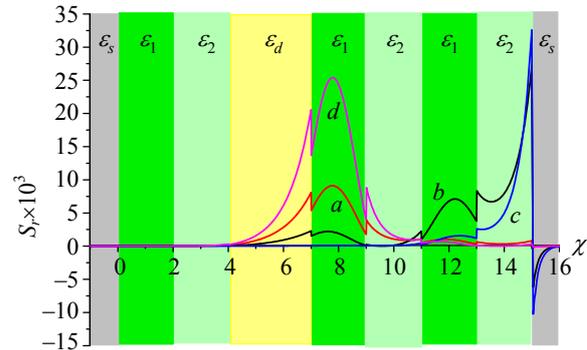


Рис. 5. Распределение плотности потока энергии при $N = 3$, $N_1 = 1$, $\delta_1 = \delta_2 = 2,0$, $\delta_d = 3,0$

Увеличение размера элементарной ячейки СПС приводит к росту числа объемных электромагнитных волн и изменению характера резонансного взаимодействия поверхностных и объемных мод. На рис. 6 изображен спектр электромагнитных волн для случая $N_1 = 1$, $N = 3$ при $\delta_1 = \delta_2 = \delta_d = 3,0$, $\varepsilon_0 = 16$, $\varepsilon_1 = 4,56$, $\varepsilon_2 = 2,04$. Из него видно, что резонансное взаимодействие волн имеет место для мод $2w$ и $2p$. Это связано с тем, что электромагнитное поле объемной моды $2w$ локализовано вблизи правой стенки волновода.

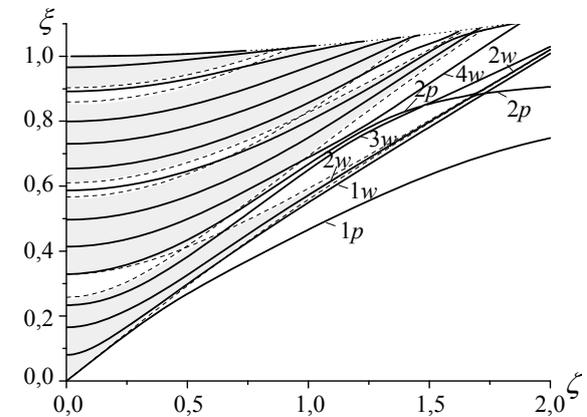


Рис. 6. Спектр электромагнитных волн при $N = 3$, $N_1 = 1$, $\delta_1 = \delta_2 = \delta_d = 3,0$

В результате электромагнитные поля объемной моды $2w$ и поверхностной моды $2p$ перекрываются, что приводит к резонансному взаимодействию этих мод. Электромагнитные поля объемной моды $3w$ и объемной моды $2p$ слабо взаимодействуют между собой, и расталкивания их дисперсионных ветвей не происходит. Таким образом, размер элементарной ячейки дефектной СПС оказывает существенное влияние на характер и эффективность взаимодействия объемных и поверхностных электромагнитных волн.

Выводы. Исследованы спектральные и энергетические свойства поверхностных и объемных электромагнитных волн в дефектных СПС, помещенных в плоскопараллельный волновод. Предполагалось, что стенки волновода состоят из плазмopodobной среды (полупроводника или металла). Изучен эффект резонансного взаимодействия поверхностных плазменных волн с объемными электромагнитными модами. Найдено, что резонансное взаимодействие объемных и поверхностных электромагнитных волн возникает лишь том случае, когда дефектный слой находится внутри СПС. Установлено, что поверхностные плазменные волны могут резонансным образом взаимодействовать с различными объемными модами в зависимости от величины элементарной ячейки СПС. Использование этого свойства позволяет эффективно обмениваться энергией между поверхностными и объемными электромагнитными волнами, меняя геометрическую конфигурацию дефектной СПС. Изученный эффект резонансного взаимодействия объемных и поверхностных электромагнитных волн может использоваться для создания новых приборов микроэлектроники, нанoeлектроники и фотоники.

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. – P. 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. – P. 113902 (3 p.).
3. *Поверхностные состояния в фотонных кристаллах* / А. П. Виноградов, А. В. Дорофеев, А. М. Мерзлик, 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. – P. 055003 (5 p.).
5. *Bass F. G. High-frequency phenomena in semiconductor superlattices* / F. G. Bass, A. P. Teterov // *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. – P. 165415 (5 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. – P. 251112 (3 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. – P. 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 плазмopodobной 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. *Белецкий Н. Н. Взаимодействие плазменных и дефектных мод в одномерной дефектной диэлектрической структуре, граничащей с плазмopodobной средой* / Н. Н. Белецкий, С. А. Борисенко, Н. И. Гвоздев // *Радиофизика и электрон.* – 2013. – 4(18), № 3. – С. 55–63.
13. *Maier S. A. Plasmonics: Fundamentals and Applications* / S. A. Maier. – N. Y.: Springer, 2007. – 234 p.
14. *Yariv A. Photonics: Optical Electronics in Modern Communications* / A. Yariv, P. Yeh. – 6th ed. – N. Y.: Oxford University Press, 2007. – 836 p.

Рукопись поступила 13.02.2014.

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

THE RESONANT INTERACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN A DEFECT DIELECTRIC PERIODIC LAYERED STRUCTURE PLACED IN A PARALLEL-PLATE WAVEGUIDE

The study of the defect periodic layered structures bordering upon plasma-like media has attracted interest recently. This is due to the fact that in such structures there are the surface and bulk electromagnetic waves interacting resonantly. The effect of resonant interaction in defect periodic layered structures is not sufficiently studied. In the paper the resonant interaction of surface and bulk *TM*-electromagnetic waves in the one-dimensional defect dielectric periodic layered structure placed in a parallel-plate waveguide is investigated on the basis of a numerical solution of the dispersion equation. The dispersion and energy properties of the plasma and bulk modes are studied in accordance with the location of the defect layer in the periodic structure. It is shown that the peculiarities of the resonant interaction of the plasma and bulk waves essentially depend on the geometric configuration of the defect periodic layered structure. The results of our investigations expand considerably notions about the nature of the resonant interaction of electromagnetic waves in defect periodic layered structures. They can be used in developing new models of radiophysical devices for the signal processing in microelectronics and photonics.

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

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

РЕЗОНАНСНА ВЗАЄМОДІЯ
ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ
У ДЕФЕКТНІЙ ДІЕЛЕКТРИЧНІЙ
ШАРУВАТО-ПЕРІОДИЧНІЙ СТРУКТУРІ,
ЩО ЗНАХОДИТЬСЯ
В ПЛОСКОПАРАЛЕЛЬНОМУ ХВИЛЕВОДІ

Останнім часом велику увагу привертають дослідження дефектних шарувато-періодичних структур, що межують з плазмподібними середовищами. Це пов'язано з наявністю в таких структурах поверхневих та об'ємних електромагнітних хвиль, які можуть резонансно взаємодіяти між собою. Ефект резонансної взаємодії в дефектних шарувато-періодичних структурах ще не достатньо досліджено. У даній

роботі резонансна взаємодія поверхневих та об'ємних ТМ-електромагнітних хвиль в одновірній дефектній діелектричній шарувато-періодичній структурі, розміщеній у плоскопаралельному хвилеводі, досліджується на основі чисельного рішення дисперсійного рівняння. Вивчаються дисперсійні та енергетичні властивості плазмових та об'ємних мод в залежності від положення дефектного шару в періодичній структурі. Показано, що особливості резонансної взаємодії плазмових та об'ємних хвиль значно залежать від геометричної конфігурації дефектної шарувато-періодичної структури. Результати наших досліджень розширюють уявлення про характер резонансної взаємодії електромагнітних хвиль у дефектних шарувато-періодичних структурах. Вони можуть бути використані при розробці нових типів радіофізичних приладів, що обробляють сигнали, в мікроелектроніці та фотоніці.

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