

Электромагнитные волны планарной слоистой металлодиэлектрической структуры

М. Ю. Видил, С. Л. Просвирнин, Н. В. Сидорчук

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина*

E-mail: vidil@rian.kharkov.ua, prosvirn@rian.kharkov.ua, ryazan@rian.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 22 июня 2009 г.

Исследованы дисперсионные характеристики собственных электромагнитных волн, поддерживаемых металлической пленкой, расположенной на подложке и покрытой тонким слоем диэлектрика, в диапазоне видимых и инфракрасных длин волн.

1. Введение

В настоящее время существуют технологические возможности для изготовления плоских периодических структур из металлических элементов сложной формы на диэлектрической подложке, шаг которых и характерные размеры элементов соизмеримы с длинами волн ближнего инфракрасного и даже оптического диапазонов. Такие структуры, так называемые планарные метаматериалы, дают возможность контролировать поляризационное, фазовое и спектральное состояния электромагнитного поля как в ближней, так и в дальней зоне, и исследование их свойств может привести к созданию нового поколения компонентов для приборов фотоники.

В ближнем инфракрасном и видимом диапазонах длин волн свойства металлов таковы, что электромагнитное поле проникает внутрь металла на значительно большую, чем длина волны, глубину. Реальная часть их диэлектрической проницаемости отрицательна, и металл представляет собой плазменно-подобную среду. Вопросы распространения волн в электронной плазме представляют интерес для ряда других, кроме теории металлов, областей физики, таких, как астрофизика, распространение радиоволн в ионосфере, физика газового разряда, теория электронно-вакуумных приборов,

физика полупроводников. Поэтому первые работы по исследованию волн как в безграничной, так и в ограниченной бесстолкновительной плазме появились еще в середине XX в., например, статьи [1-3], в которых рассмотрены некоторые плоские и цилиндрические плазменные волноводы. Свойства поверхностных электромагнитных волн на границе раздела электронного полупроводника и диэлектрика, а также волн, распространяющихся вдоль полупроводникового слоя и в ограниченной изотропной плазме полупроводников, описаны в монографии [4].

По поверхности металла на границе со свободным пространством или с диэлектриком может распространяться плазмон-поляритон, поле которого экспоненциально убывает с расстоянием от поверхности [5]. Поскольку значительная часть потока энергии плазмон-поляритона, распространяющегося вдоль границы раздела между металлическим и диэлектрическим полупространствами, приходится на область, занятую металлом, затухание волны велико. Однако у волны, которая распространяется вдоль тонкой металлической пленки на диэлектрической подложке, существенно иные свойства. Ее затухание значительно слабее [6, 7]. В работе [8] рассмотрено распространение волны вдоль тонкой металлической пленки, погруженной

в диэлектрик. В [6] представлены характеристики поверхностного плазмон-поляритона, распространяющегося вдоль металлической пленки на диэлектрической подложке. Симметричная волноводная структура в виде металлической пленки, с обеих сторон которой находятся слои диэлектрика одинаковой толщины, рассмотрена в [7].

Плоские металлодиэлектрические периодические структуры для инфракрасного и оптического диапазонов чаще всего представляют собой структурированную металлическую пленку толщиной $20 \div 60$ нм на диэлектрической подложке, толщина которой составляет $300 \div 500$ мкм. Пленка металла покрывается диэлектрическим защитным слоем толщиной $10 \div 30$ нм. Материал защитного слоя и подложки – это, как правило, силика (синтетическая двуокись кремния – synthetic fused silica [9]; ее показатель преломления приближенно равен 1.5, дисперсия невелика, и диссипативные потери пренебрежимо малы). Обычно материал периодической структуры – это серебро, алюминий или золото.

Знание дисперсионных характеристик плазмон-поляритона в плоскостойких металлодиэлектрических структурах дает возможность количественно оценить резонансные размеры металлических элементов периодических структур на стадии их проектирования и облегчает физическую интерпретацию результатов численных расчетов резонансных дифракционных полей. Поэтому представляют интерес свойства поверхностной волны, распространяющейся вдоль тонкого диэлектрического слоя на границе с металлическим полупространством, и дисперсионные характеристики плазмон-поляритона, который может распространяться вдоль асимметричной структуры в виде металлической пленки, расположенной на подложке, с защитным диэлектрическим покрытием или без него. Толщина подложки во много раз превосходит длину волны, и поэтому мы будем предполагать, что металлическая пленка расположена на диэлектрическом полупространстве. Электромагнитные свойства металлов будем описывать эффективными значениями комплексной диэлектрической проницаемости, полученными эк-

спериментально и приведенными в [10] в зависимости от длины волны, а также использовать для нее модель Друде [11]. Мы не будем предполагать нулевой частоту столкновений в металле. Показатель преломления силики в зависимости от длины волны взят из [9].

2. Постановка задачи и основные уравнения

Электромагнитное поле поверхностного плазмон-поляритона в плоскостойкой металлодиэлектрической среде может быть найдено из решения уравнений Максвелла с условиями непрерывности тангенциальных компонент поля на границах раздела и требованием исчезновения поля на бесконечно большом расстоянии от внешних границ структуры.

Рассмотрим распространение электромагнитной волны в структуре, показанной на рис. 1. Области, обозначенные цифрами 0, 1, 2 и 3 – это соответственно свободное пространство, диэлектрический слой, металлическая пленка и диэлектрическая подложка. Будем предполагать, что волна распространяется вдоль оси Ox , а зависимость полей от времени имеет вид $\exp(i\omega t)$.

Как известно [6], поверхностный плазмон-поляритон, распространяющийся вдоль границы металлического и диэлектрического полупространств, представляет собой TM -волну (p -поляризованную волну). Волны TE поляри-

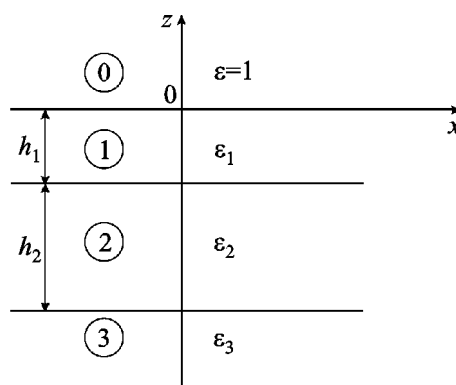


Рис. 1. Плоскостойкая металлодиэлектрическая структура

зации (s -поляризованные волны) вдоль такой границы распространяться не могут. В случае плоскостройной металлодиэлектрической структуры низший тип волны также представляет собой TM -волну. Поэтому далее мы будем рассматривать только этот случай.

Все компоненты поля TM -поляризованной волны могут быть выражены через единственную отличную от нуля компоненту магнитного поля (y -компоненту). Представим ее в полупространстве $z > 0$ (в свободном пространстве) и в диэлектрической подложке $z < -(h_1 + h_2)$ в виде

$$H(x, z) = \begin{cases} a \exp(-i\gamma_0 z - i\beta x), & z > 0; \\ b \exp[i\gamma_3(z - h_1 - h_2) - i\beta x], & z < -(h_1 + h_2); \end{cases} \quad (1)$$

где $\gamma_0 = \sqrt{k^2 - \beta^2}$ и $\gamma_3 = \sqrt{k^2 \epsilon_3 - \beta^2}$ – поперечные волновые числа в свободном пространстве и в подложке соответственно, $k = \omega/c$, а β – постоянная распространения поверхностного плазмон-поляритона. Ветвь квадратного корня выбрана таким образом, чтобы поле исчезало вдали от границ структуры.

Для решения задачи о распространении волн в плоскостройной структуре удобно использовать матрицы передачи слоев [12]. Матрица передачи дает возможность по тангенциальным компонентам напряженностей электрического и магнитного полей на какой-либо поверхности слоя получить их значения в произвольной плоскости (параллельной границам) внутри этого слоя, в частности, на его второй границе. Если однородный слой с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ имеет толщину h и занимает промежуток между плоскостями $z = 0$ и $z = h$, матрица передачи имеет вид

$$\hat{m} = \begin{pmatrix} \cos(\gamma h) & -i \frac{\omega \epsilon}{\gamma} \sin(\gamma h) \\ -i \frac{\gamma}{\omega \epsilon} \sin(\gamma h) & \cos(\gamma h) \end{pmatrix},$$

где $\gamma = \sqrt{k^2 \epsilon - \beta^2}$, $\text{Im} \gamma < 0$. Компоненты поля E_x и H_y в плоскости $z = h$ находятся по соответствующим компонентам поля в плоскости $z = 0$ следующим образом:

$$\begin{pmatrix} H_y(x, h) \\ E_x(x, h) \end{pmatrix} = \hat{m} \cdot \begin{pmatrix} H_y(x, 0) \\ E_x(x, 0) \end{pmatrix}.$$

С помощью метода матриц передачи [12] легко установить связь между амплитудой поля в диэлектрическом полупространстве (в области 3, показанной на рис. 1) и амплитудой поля в свободном пространстве (в области 0):

$$\begin{pmatrix} a \\ \frac{\gamma_0}{\omega} a \end{pmatrix} = \hat{M} \begin{pmatrix} b \\ -\frac{\gamma_3}{\omega \epsilon_3} b \end{pmatrix},$$

где $\hat{M} = \hat{m}_1 \cdot \hat{m}_2$ – матрица передачи двухслойной структуры, расположенной между плоскостями $z = -(h_1 + h_2)$ и $z = 0$, \hat{m}_1 и \hat{m}_2 – матрицы передачи первого и второго слоев соответственно. Таким образом, имеется следующая однородная система линейных уравнений для определения амплитуд a и b из (1):

$$\begin{cases} a = \left(m_{11} - m_{12} \frac{\gamma_3}{\omega \epsilon_3} \right) b, \\ \frac{\gamma_0}{\omega} a = \left(m_{21} - m_{22} \frac{\gamma_3}{\omega \epsilon_3} \right) b. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь m_{11} , m_{12} , m_{21} , m_{22} – элементы матрицы передачи \hat{M} :

$$\begin{aligned} m_{11} &= \cos(\gamma_1 h_1) \cos(\gamma_2 h_2) - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \sin(\gamma_1 h_1) \sin(\gamma_2 h_2), \\ m_{12} &= -i\omega \left(\frac{\epsilon_2}{\gamma_2} \cos(\gamma_1 h_1) \sin(\gamma_2 h_2) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\epsilon_1}{\gamma_1} \sin(\gamma_1 h_1) \cos(\gamma_2 h_2) \right), \end{aligned}$$

$$m_{21} = -\frac{i}{\omega} \left(\frac{\gamma_2}{\varepsilon_2} \cos(\gamma_1 h_1) \sin(\gamma_2 h_2) + \frac{\gamma_1}{\varepsilon_1} \sin(\gamma_1 h_1) \cos(\gamma_2 h_2) \right),$$

$$m_{22} = \cos(\gamma_1 h_1) \cos(\gamma_2 h_2) - \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \sin(\gamma_1 h_1) \sin(\gamma_2 h_2),$$

где $\gamma_1 = \sqrt{k^2 \varepsilon_1 - \beta^2}$, $\gamma_2 = \sqrt{k^2 \varepsilon_2 - \beta^2}$.

Эта система уравнений имеет нетривиальное решение в случае, если ее определитель равен нулю. Условие равенства нулю определителя системы уравнений (2) представляет собой дисперсионное уравнение, из которого может быть найдена зависимость от частоты постоянной распространения электромагнитной волны в планарной металлodieлектрической структуре:

$$\left(\frac{\gamma_3}{\varepsilon_3} + \gamma_0 \right) + i \left(\frac{\gamma_1}{\varepsilon_1} + \frac{\gamma_0 \gamma_3 \varepsilon_1}{\gamma_1 \varepsilon_3} \right) \operatorname{tg}(\gamma_1 h_1) +$$

$$+ i \left(\frac{\gamma_2}{\varepsilon_2} + \frac{\gamma_0 \gamma_3 \varepsilon_2}{\gamma_2 \varepsilon_3} \right) \operatorname{tg}(\gamma_2 h_2) - \left(\frac{\gamma_1 \gamma_3 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_3 \gamma_2} + \frac{\gamma_0 \gamma_2 \varepsilon_1}{\gamma_1 \varepsilon_2} \right) \times$$

$$\times \operatorname{tg}(\gamma_1 h_1) \operatorname{tg}(\gamma_2 h_2) = 0. \quad (3)$$

Постоянная распространения волны β является комплексной величиной, мнимая часть которой описывает затухание волны при распространении в структуре в результате диссипации энергии и, в некоторых случаях, потерь на излучение. В общем случае решение уравнения (3) может быть найдено только численно. Прежде чем перейти к анализу численных результатов, рассмотрим некоторые частные случаи, в которых дисперсионное уравнение (3) становится значительно проще и даже может иметь уже известные аналитические решения.

Предположим, что защитный диэлектрический слой (область 1) отсутствует, т. е. $\varepsilon_1 = 1$. В этом случае дисперсионное уравнение принимает следующий вид:

$$i \varepsilon_2 \gamma_2 (\gamma_0 \varepsilon_3 + \gamma_3) - (\gamma_2^2 \varepsilon_3 + \gamma_0 \gamma_3 \varepsilon_2^2) \operatorname{tg}(\gamma_2 h_2) = 0. \quad (4)$$

Это уравнение описывает распространение электромагнитных волн в трехслойной структуре “свободное пространство – слой металла – диэлектрическое полупространство” и совпадает с дисперсионным уравнением, которое было получено для такой структуры в работе [6].

Далее, если слой металла имеет значительную толщину и вследствие этого электромагнитные поля по обе стороны от него практически не взаимодействуют между собой, дисперсионное уравнение (3) преобразуется к виду

$$(\varepsilon_2 \gamma_3 + \varepsilon_3 \gamma_2) \left[(\gamma_0 \gamma_2 \varepsilon_1^2 + \varepsilon_2 \gamma_1^2) \operatorname{tg}(\gamma_1 h_1) - i \varepsilon_1 \gamma_1 (\gamma_2 + \varepsilon_2 \gamma_0) \right] = 0. \quad (5)$$

Условие равенства нулю первого множителя в левой части (5) представляет собой уравнение, которое описывает распространение волны (плазмон-поляритона) вдоль границы $z = -(h_1 + h_2)$ металлического и диэлектрического полупространств, и его решение известно [5],

$$\beta = k \sqrt{\frac{\varepsilon_2 \varepsilon_3}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}}. \quad (6)$$

Условие равенства нулю второго множителя в левой части (5),

$$i \varepsilon_1 \gamma_1 (\gamma_0 \varepsilon_2 + \gamma_2) - (\gamma_1^2 \varepsilon_2 + \gamma_0 \gamma_2 \varepsilon_1^2) \operatorname{tg}(\gamma_1 h_1) = 0, \quad (7)$$

– это уравнение, которое описывает распространение волн в плоском диэлектрическом волноводе, одной стороной примыкающем к металлическому полупространству. Если отношение толщины диэлектрического слоя к длине волны неограниченно увеличивается,

решение этого уравнения стремится к величине $\beta = k\sqrt{\epsilon_1\epsilon_2/(\epsilon_1 + \epsilon_2)}$, совпадающей с (6) при одинаковых диэлектрических проницаемостях слоя 1 и подложки 3. При стремлении к нулю толщины защитного слоя решение уравнения стремится к известной величине – постоянной распространения плазмон-поляритона вдоль границы раздела между металлом и свободным пространством,

$$\beta = k\sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_2 + 1}}. \quad (8)$$

Если металл, к которому примыкает диэлектрический слой, является идеально проводящим, дисперсионное уравнение совпадает с хорошо известным уравнением в теории микрополосковых структур [13] и имеет вид

$$i\epsilon_1\gamma_0 - \gamma_1 \operatorname{tg}(\gamma_1 h_1) = 0.$$

Пусть теперь плоскопараллельный слой металла находится в диэлектрическом пространстве с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 . Дисперсионное уравнение для электромагнитных волн, распространяющихся вдоль слоя, может быть получено из уравнения (3) путем предельного перехода $h_1 \rightarrow \infty$ и имеет вид

$$(\epsilon_1^2\gamma_2^2 + \epsilon_2^2\gamma_1^2)\operatorname{tg}(\gamma_2 h_2) - 2i\epsilon_1\gamma_1\epsilon_2\gamma_2 = 0. \quad (9)$$

Из симметрии структуры следует возможность существования в ней двух независимых типов волн. Их электромагнитные поля отличаются тем, что имеют четное и нечетное распределение относительно плоскости, проходящей посередине металлического слоя параллельно его границам. Левую часть уравнения (9) можно представить в виде произведения двух множителей:

$$\left(\epsilon_1\gamma_2 + i\epsilon_2\gamma_1 \operatorname{tg}\frac{\gamma_2 h_2}{2}\right)\left(\epsilon_2\gamma_1 + i\epsilon_1\gamma_2 \operatorname{tg}\frac{\gamma_2 h_2}{2}\right) = 0.$$

Условия равенства нулю каждого из сомножителей представляют собой дисперсионные уравнения, соответствующие этим двум типам волн.

3. Анализ численных результатов

Для решения дисперсионных уравнений (3), (4) и (7) были написаны программы на языке Фортран. В результате имеется возможность анализа частотных зависимостей постоянных распространения и затухания волн в различных плоскостных металлодиэлектрических структурах.

Данные о свойствах материалов (металла и диэлектрика), из которых могут состоять рассматриваемые структуры, вводятся в программы либо с помощью задания простой аналитической модели зависимости комплексной относительной диэлектрической проницаемости от частоты, либо в виде известных табличных данных для этих зависимостей.

Аналитическая модель Друде зависимости эффективной относительной диэлектрической проницаемости металла от частоты имеет вид [11]

$$\epsilon_2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} - i\frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} \frac{\nu}{\omega},$$

где ω_p – плазменная частота, ν – частота столкновений.

Были выполнены расчеты дисперсионных зависимостей волн в случае, когда металл – это алюминий, серебро или золото. Соответствующие плазменные частоты и частоты столкновений были выбраны на основе анализа известных опубликованных данных [14] и для алюминия имели значения $\omega_p = 2.3 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\nu = 0.122 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$; для серебра – $\omega_p = 1.2 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\nu = 0.027 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и для золота – $\omega_p = 1.37 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\nu = 0.041 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$.

Приведем здесь результаты расчетов для структур, построенных из слоев серебра и силики. Вначале будем использовать данные, полученные с помощью аналитической модели диэлектрической проницаемости серебра,

и предполагать, что силика имеет показатель преломления 2.25, ее дисперсия и диссипативные потери пренебрежимо малы.

На рис. 2, а показаны дисперсионные характеристики волны, распространяющейся вдоль плоской границы полупространства со свойствами серебра, на котором расположен тонкий слой силики. Данные получены путем численного решения уравнения (7). Для сравнения (кривая 1) здесь представлена также дисперсионная зависимость плазмон-поляри-

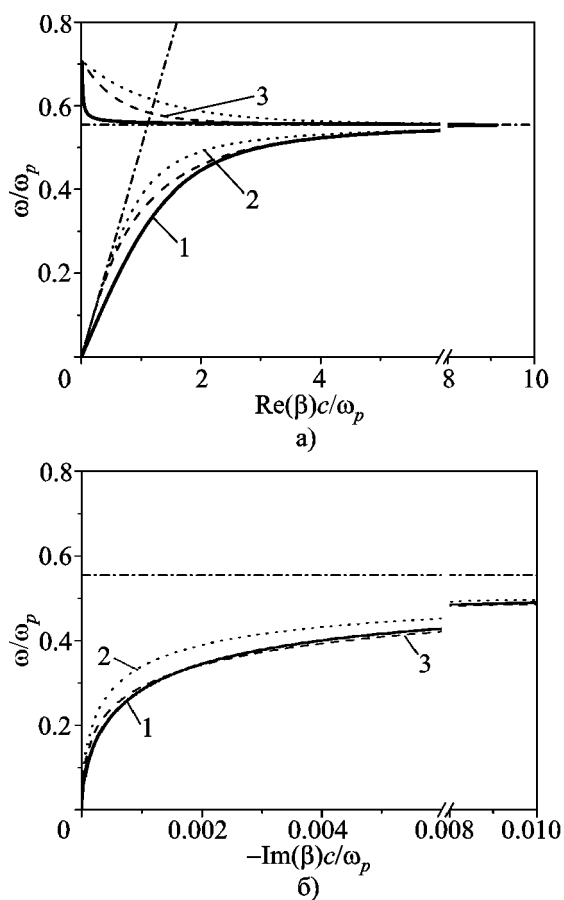


Рис. 2. Дисперсионные характеристики поверхностного плазмон-поляритона в структуре, состоящей из слоя диэлектрика (силика) толщиной h_1 на металлическом (серебро) полупространстве: а) – постоянная распространения, б) – постоянная затухания. Кривая 1 – $h_1 \rightarrow \infty$ (диэлектрическое полупространство), кривая 2 – $h_1 = 20$ нм, кривая 3 – $h_1 = 40$ нм

тона (б), распространяющегося вдоль границы металлического и диэлектрического полупространств. Наклонная штрихпунктирная прямая – это дисперсионная зависимость волны в свободном пространстве $\omega = \beta c$ (линия света). Штрихпунктирной горизонтальной прямой показана асимптота $\omega/\omega_p = 1/\sqrt{1 + \epsilon_1}$ дисперсионной кривой, соответствующей недиссипативному металлу при $\nu = 0$. На частотах выше этого значения постоянная затухания плазмон-поляритона имеет величину порядка единицы, и волна распространяться не может. Поэтому на графике частотной зависимости постоянной затухания на рис. 2, б и далее эти частоты не приведены. Диэлектрик на поверхности металла увеличивает глубину скин-слоя и, следовательно, величину поглощения. С уменьшением толщины слоя диэлектрика постоянная затухания уменьшается, стремясь к величине постоянной затухания плазмон-поляритона на границе раздела между металлом и свободным пространством.

Дисперсионные характеристики плазмон-поляритонов в структуре в виде тонкого слоя серебра на диэлектрическом полупространстве показаны на рис. 3. В этом случае структура поддерживает две волны. Дисперсионная зависимость одной из них не имеет частоты отсечки и близка к дисперсионной зависимости (б) для плазмон-поляритона на границе между металлическим и диэлектрическим полупространствами, которая для сравнения показана на рис. 3, а (кривая 1). Дисперсионные зависимости для второй собственной волны (кривые 4 и 5) при различных значениях h_1 близки к той, которая соответствует волне (8), распространяющейся вдоль границы металла и свободного пространства. Ее частота отсечки соответствует частоте в точке пересечения ветви дисперсионной зависимости и линии света в диэлектрике (показана наклонной штрихпунктирной прямой на рис. 3, а). На частоте ниже, чем частота отсечки, эта волна не существует, поскольку ее скорость распространения была бы выше, чем скорость света в диэлектрической подложке, и энергия излучалась бы в подложку. Обе ветви дисперсионной зависимости (в слу-

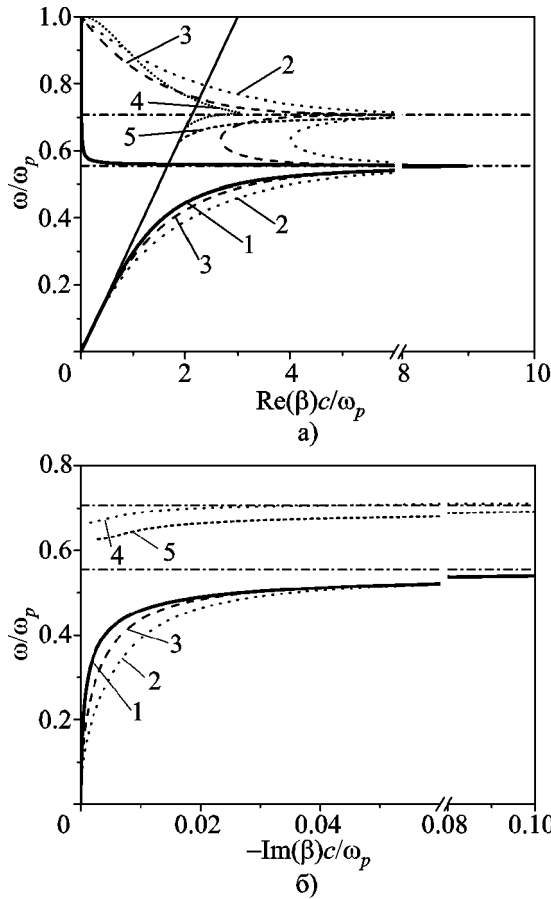


Рис. 3. Дисперсионные характеристики поверхностных плазмон-поляритонов в структуре, состоящей из тонкого слоя металла (серебро) толщиной h_2 на диэлектрическом (силика) полупространстве: а) – постоянная распространения, б) – постоянная затухания. Кривая 1 соответствует постоянным распространения и затухания поверхностного плазмон-поляритона на границе диэлектрического и металлического полупространств, кривые 2 и 4 – $h_2 = 20$ нм, кривые 3 и 5 – $h_2 = 30$ нм

чае недиссипативного металла, при $\nu = 0$) имеют асимптоту $\omega/\omega_p = 1/\sqrt{2}$, которая показана на рисунке горизонтальной штрихпунктирной прямой. Ветвь дисперсионной зависимости основной волны, кроме того, имеет асимптоту $\omega/\omega_p = 1/\sqrt{1+\epsilon_3}$. Затухание основной волны на частотах выше, чем это значение, весьма значительно. Однако вторая ветвь дисперсионной зависимости имеет небольшую величину постоянной затухания в диа-

пазоне между частотой отсечки и частотой, соответствующей верхней асимптоте. Причем меньшим толщинам металлической пленки соответствуют меньшие значения постоянной затухания. У основной волны, напротив, постоянная затухания уменьшается с увеличением толщины слоя металла.

На рис. 4 показаны дисперсионные характеристики плазмон-поляритонов в структуре

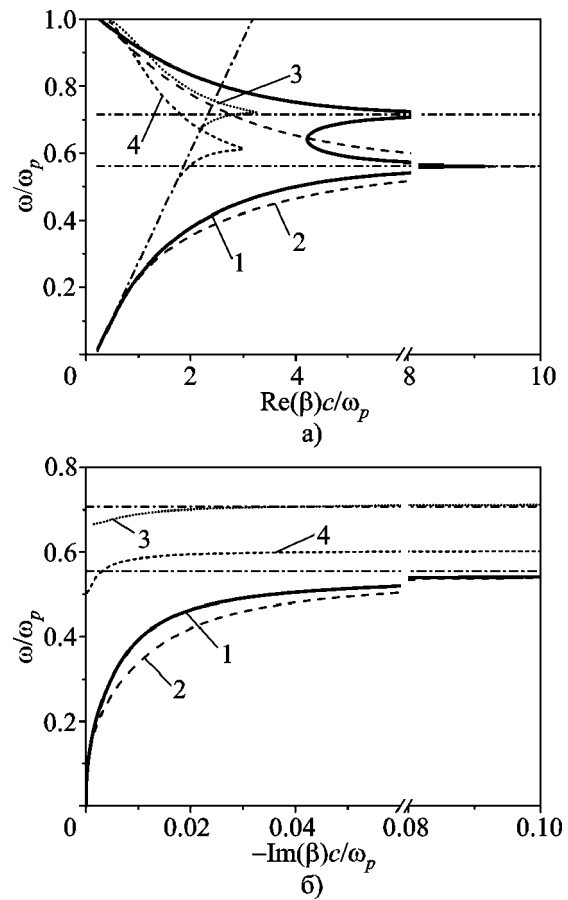


Рис. 4. Дисперсионные характеристики поверхностных плазмон-поляритонов в структуре, состоящей из тонкого слоя серебра (толщина $h_2 = 20$ нм), покрытого слоем силики (толщина h_1) и расположенного на диэлектрическом (силика) полупространстве: а) – постоянная распространения, б) – постоянная затухания. Кривые 1 и 2 соответствуют основной волне (1 – $h_1 = 0$, 2 – $h_1 = 20$ нм); кривые 3 и 4 – волне с отсечкой (3 – $h_1 = 0$, 4 – $h_1 = 20$ нм)

в виде тонкого слоя серебра с диэлектрическим покрытием на диэлектрической подложке. Наклонная штрихпунктирная прямая – это дисперсионная зависимость волны в диэлектрическом пространстве. Защитное диэлектрическое покрытие приводит к замедлению основной волны в структуре и к некоторому увеличению ее постоянной затухания. Диапазон частот, в котором может распространяться второй тип волны – волны с отсечкой, на частотной шкале расположен ниже, чем такой диапазон в случае структуры без защитного покрытия.

В литературе приводятся экспериментально определенные зависимости относительной диэлектрической проницаемости металлов, в частности серебра, и показателя преломления силики от частоты в оптическом и инфракрасном диапазонах. Используя эти известные данные, мы выполнили расчеты дисперсионных характеристик плазмон-поляритонов в таких же структурах, как и рассмотренные выше, на основе модели Друде для диэлектрической проницаемости металла. Эти дисперсионные зависимости показаны на рис. 5–7. Нет каких-либо качественных отличий в этих дисперсионных зависимостях в сравнении с зависимостями, полученными на основе модели Друде, хотя имеются определенные количественные различия. Эти различия объясняются тем, что аналитическая модель диэлектрической проницаемости является приближенной.

Соответствующие расчеты, как на основе аналитической модели диэлектрической проницаемости, так и на базе известных экспериментальных данных в виде таблиц, выполнены для волн в структурах с металлическими слоями из алюминия и золота. Имеются только количественные различия дисперсионных зависимостей волн в этих структурах и в структурах со слоем из серебра, рассмотренных выше.

3. Заключение

Таким образом, численно получены и представлены в виде графиков дисперсионные зависимости плазмон-поляритонов в плоско-слоистых металлдиэлектрических структурах.

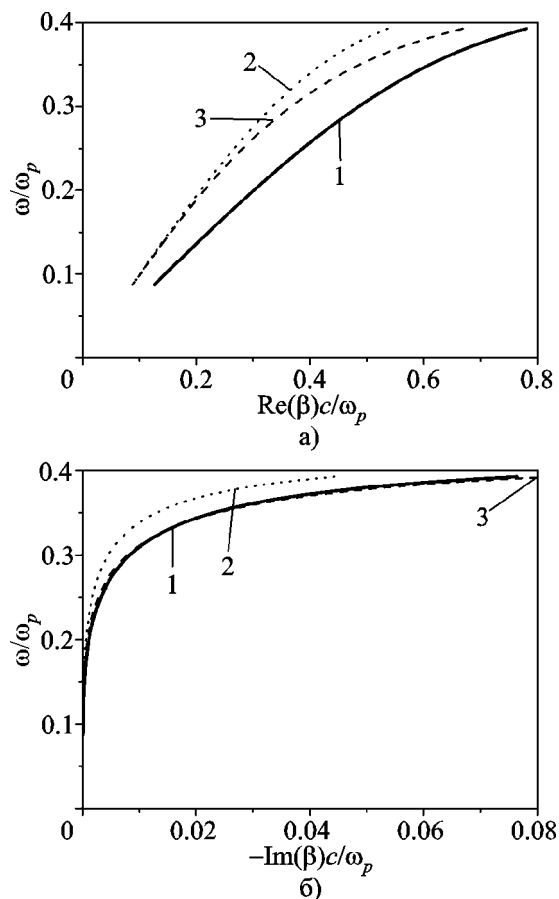
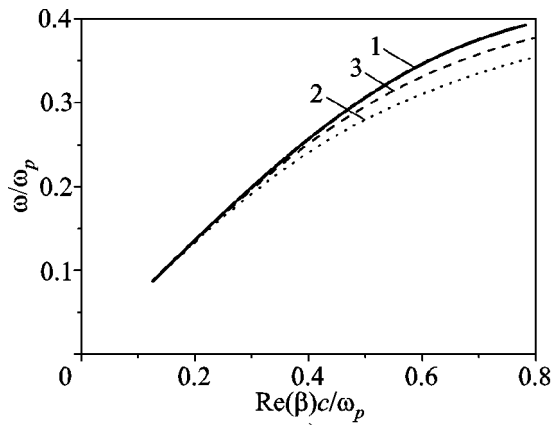


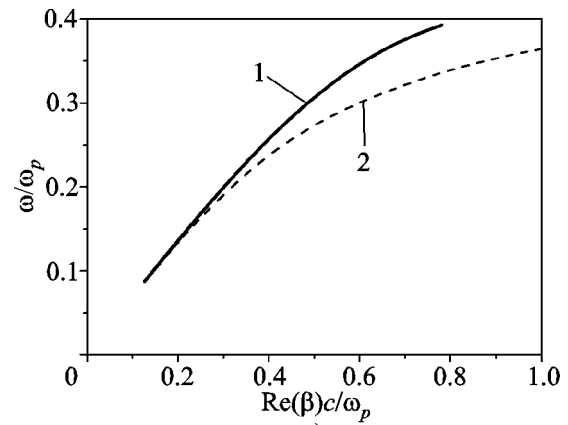
Рис. 5. Дисперсионные характеристики поверхностного плазмон-поляритона в структуре, состоящей из слоя диэлектрика (силика) толщиной h_1 на металлическом (серебро) полупространстве: а) – постоянная распространения, б) – постоянная затухания. Кривая 1 – $h_1 \rightarrow \infty$ (диэлектрическое полупространство), кривая 2 – $h_1 = 20$ нм, 3 – $h_1 = 40$ нм

Соответствующие математические модели построены с учетом диссипативных свойств металла. Результаты работы могут быть полезны для оценки резонансных размеров металлических элементов плоских периодических структур для инфракрасного диапазона длин волн, которые интенсивно исследуются в настоящее время как перспективные элементы устройств фотоники.

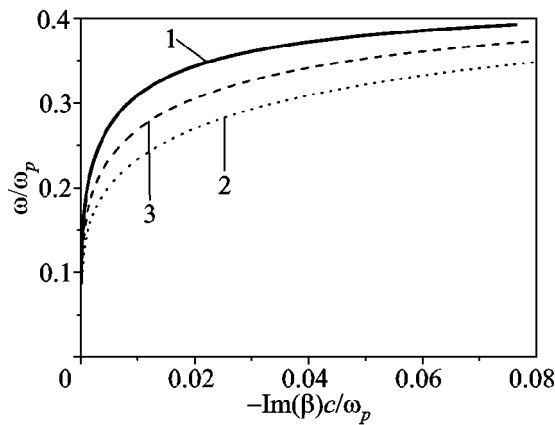
Работа выполнена при частичной финансовой поддержке совместного проекта НАН Ук-



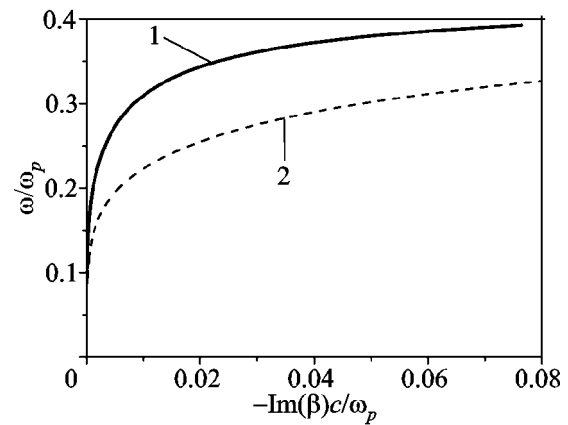
а)



а)



б)



б)

Рис. 6. Дисперсионные характеристики поверхностного плазмон-поляритона в структуре, состоящей из тонкого слоя металла (серебро) толщиной h_2 на диэлектрическом (силика) полупространстве: а) – постоянная распространения, б) – постоянная затухания. Кривая 1 соответствует постоянным распространения и затухания поверхностного плазмон-поляритона на границе диэлектрического и металлического полупространств, кривая 2 – $h_2 = 20$ нм, кривая 3 – $h_2 = 30$ нм

Рис. 7. Дисперсионные характеристики поверхностного плазмон-поляритона в структуре, состоящей из тонкого слоя серебра (толщина $h_2 = 30$ нм), покрытого слоем силики (толщина h_1) и расположенного на диэлектрическом (силика) полупространстве: а) – постоянная распространения, б) – постоянная затухания. Кривые 1 и 2 соответствуют $h_1 = 0$ и $h_1 = 20$ нм

раины и Российского фонда фундаментальных исследований “Электродинамика некиральных фокусирующих систем на основе резонансных и киральных элементов” по гранту №1-02-а.

Литература

1. Schumann W. O. Wellen längs homogener Plasmaschichten // Sitzungsberichte der Bayerische Akademie der Wissenschaften, Math.-naturwiss. Klasse. – 1948. – No. 5a. – P. 255-279.

2. Пятигорский Л. М. Теория плазменного волновода.
1. Медленные волны // Труды физического отделения физико-математического факультета Харьковского государственного университета им. А. М. Горького. – 1953. – №4. – С. 39-51.
3. Пятигорский Л. М. Теория плазменного волновода. 2. Быстрые волны // Труды физического отделения физико-математического факультета Харьковского государственного университета им. А. М. Горького. – 1953. – №4. – С. 53-65.
4. Белецкий Н. Н., Светличный В. М., Халамейда Д. Д., Яковенко В. М. Электромагнитные явления СВЧ диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах. – Киев: Наук. думка, 1991. – 216 с.

5. Raether H. Surface Plasmons. – Berlin: Springer, 1988. – 136 p.
6. Zayats A. V., Smolyaninov I. I., Maradudin A. A. Nanooptics of surface plasmon polaritons // Phys. Rep. – 2005. – Vol. 408. – P. 131-314.
7. Bozhevolnyi S. I. Dynamic components utilizing long-range surface plasmon polaritons: Nanophotonics with Surface Plasmons / Ed. by V. M. Shalaev and S. Kawata. – Amsterdam: Elsevier, 2007. – P. 1-33.
8. Sarid D. Long-range surface-plasma waves on very thin metal films // Phys. Rev. Lett. – 1981. – Vol. 47. – P. 1927-1930.
9. Refractive Index of UV-Grade Synthetic Fused Silica <http://www.mellesgriot.com/products/optics/mp_3_2.htm>
10. Handbook of Optics. Volume II. Devices, Measurements and Properties / Ed. by Michael Brass. – Optical Society of America, 1995. – 1496 p.
11. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. – М.: Наука, 1979. – 384 с.
12. Борн М., Вольф Е. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 855 с.
13. Pozar D. M. Microwave engineering. – New York: John Wiley & Sons Inc., 1998. – 716 p.
14. El-Kady I., Sigalas M. M., Biswas R., Ho K. M., and Soukoulis C. M. Metallic photonic crystals at optical wavelengths // Phys. Rev. B. – 2000. – Vol. 62. – No. 23. – P. 15299-15302.

Електромагнітні хвилі планарної шаруватої металодіелектричної структури

**М. Ю. Віділ, С. Л. Просвірнін,
Н. В. Сидорчук**

Досліджено дисперсійні характеристики власних електромагнітних хвиль, підтримуваних металевую плівкою, розташованою на підкладці й вкритою тонким шаром діелектрику, у діапазоні видимих та інфрачервоних довжин хвиль.

Electromagnetic Waves of a Planar Layered Metal-Dielectric Structure

**M. J. Vidil, S. L. Prosvirnin,
and N. V. Sydorчук**

The dispersion characteristics of electromagnetic eigenwaves which are supported by a metal film placed on a substrate and covered by a thin dielectric layer is studied in visible and infrared wavelength ranges.