

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ НА ГРАНИЦЕ
МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО МЕТАМАТЕРИАЛА**С. Н. Курилкина^{1*}, Нгуен Фам Куинь Ань², А. А. Минько²

УДК 543.47

¹ Институт физики НАН Беларуси,

220072, Минск, просп. Независимости, 68-2, Беларусь; e-mail: s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by

² Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

(Поступила 8 января 2019)

Исследованы особенности плазмон-поляритонов, возбуждаемых ТЕ- и ТМ-поляризованными волнами на границе раздела диэлектрика и магнитоэлектрического гиперболического метаматериала (МГММ) для случая, когда его оптическая ось перпендикулярна границе раздела. Показана возможность и определены условия локализации генерируемых плазмон-поляритонов. Найдена зависимость константы затухания локализованного у границы раздела поверхностного плазмон-поляритона в диэлектрике и в МГММ от диэлектрических свойств граничащих сред.

Ключевые слова: плазмон-поляритон, магнитоэлектрический гиперболический метаматериал, диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость.

The features of plasmon-polaritons excited by both TE and TM polarized waves on the boundary of a dielectric and a magnetoelectric hyperbolic metamaterial (MHM) have been investigated for the case when the optical axis is perpendicular to the boundary. The possibility is shown and conditions are determined for localization of the generated plasmon-polaritons. The dependence of the decay constant of the surface plasmon-polariton in the dielectric and MHM on the dielectric properties of bordered media is found.

Keywords: plasmon-polariton, magnetoelectric hyperbolic metamaterial, permittivity, permeability.

Изучение особенностей взаимодействия электромагнитного излучения с гиперболическими метаматериалами (ГММ) привлекает внимание исследователей в связи с перспективами их применения для управления световыми пучками, в литографии, для получения изображений с субволновым разрешением [1—3]. Как правило, к ГММ относят искусственно синтезированные структуры, обладающие гиперболической дисперсией и описываемые одноосным тензором диэлектрической проницаемости, главные значения которого имеют разные знаки [4—9]. При этом магнитная проницаемость считается равной единице.

Однако в общем случае распространение электромагнитных волн внутри материала определяется как диэлектрической (ϵ), так и магнитной (μ) проницаемостью: из решения волнового уравнения следует, что связанный с ϵ электрический отклик среды определяет характер дисперсии для ТМ-поляризованных волн, а магнитный отклик, обусловленный наличием у среды отличной от единицы μ , — для ТЕ-поляризованных волн. Возможность варьировать величиной как диэлектрической, так и магнитной проницаемости позволит управлять дисперсией света любой поляризации, а также неполяризованного оптического излучения. Обладающие оптическим магнетизмом среды перспективны также для получения изображений с высоким разрешением и контроля плотности состояний магнитной энергии при реализации магнитных эмиттеров [10]. Отметим, что для естественных материалов в оптическом диапазоне частот $\mu \cong 1$. Однако в метаматериалах возможно формирование токов смещения и проводимости, которые выступают в качестве источников искусственного магнетизма.

**SURFACE PLASMON-POLARITONS ON THE BOUNDARY OF MAGNETOELECTRIC HYPERBO-
LIC METAMATERIAL**S. N. Kurilkina^{1*}, Nguyen Pham Quynh Anh², A. A. Min'ko¹ (¹ B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, 68-2 Nezavisimosti Prosp., Minsk, 220072, Belarus; e-mail: s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by; ² Belarusian State University, Minsk, Belarus)

Предложены различные типы магнитных метаматериалов, среди них — структуры, содержащие пары металлических полосок [11, 12], разрезанные кольца [13—15], сетчатые структуры [16]. Недавно синтезированы магнитоэлектрические ГММ (МГММ), основанные на использовании многослойных металлodieлектрических структур [17]. Как известно [18], на границе сред с диэлектрическими проницаемостями, имеющими противоположные знаки, могут генерироваться ТМ-поляризованные поверхностные волны особого типа — плазмон-поляритоны (ПП).

Цель настоящей работы — анализ особенностей генерации ПП на границе МГММ.

Поверхностный ПП на границе изотропный диэлектрик—МГММ. Рассмотрим границу раздела двух сред: изотропного диэлектрика с диэлектрической ϵ_1 и магнитной $\mu_1 \cong 1$ проницаемостью и МГММ. В приближении эффективной среды МГММ представляется как одноосная среда, диэлектрические и магнитные свойства которой описываются тензорами диэлектрической и магнитной проницаемостей $\epsilon_2 = \text{diag}\{\epsilon_o, \epsilon_o, \epsilon_e\}$, $\mu_2 = \text{diag}\{\mu_o, \mu_o, \mu_e\}$. Считаем, что оптическая ось МГММ ортогональна границе раздела и коллинеарна оси Z выбранной системы координат (рис. 1). Пусть на границу раздела падает ТЕ (ТМ)-поляризованная волна с волновым вектором \mathbf{k} . Векторы электрической \mathbf{E} и магнитной \mathbf{H} напряженностей в диэлектрике (d) и метаматериале (m) представим в виде:

$$\mathbf{F}^{\text{TE, TM}} = \begin{cases} \mathbf{F}_d^{\text{TE, TM}} \exp[\kappa_d^{\text{TE, TM}} z + iq^{\text{TE, TM}} x - i\omega t], & z < 0, \\ \mathbf{F}_m^{\text{TE, TM}} \exp[-\kappa_m^{\text{TE, TM}} z + iq^{\text{TE, TM}} x - i\omega t], & z > 0, \end{cases} \quad (1)$$

где $\mathbf{F}^{\text{TE, TM}} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}^{\text{TE, TM}} \\ \mathbf{H}^{\text{TE, TM}} \end{pmatrix}$, причем для ТЕ-поляризованных волн $\mathbf{E}^{\text{TE}} = (0, E_y, 0)$, $\mathbf{H}^{\text{TE}} = (H_x, 0, H_z)$, для

ТМ-поляризованных $\mathbf{E}^{\text{TM}} = (E_x, 0, E_z)$, $\mathbf{H}^{\text{TM}} = (0, H_y, 0)$. С учетом (1) из уравнений Максвелла следует:

$$\mathbf{E}_d^{\text{TE, TM}} = -\frac{A_0^{\text{TE, TM}}}{\epsilon_1} \left(i \frac{\kappa_d^{\text{TE, TM}}}{k_0} \mathbf{e}_x + \frac{q^{\text{TE, TM}}}{k_0} \mathbf{e}_z \right) \exp[iq^{\text{TE, TM}} x + \kappa_d^{\text{TE, TM}} z], \quad (2)$$

$$\mathbf{H}_d^{\text{TE, TM}} = A_0^{\text{TE, TM}} \mathbf{e}_y \exp[iq^{\text{TE, TM}} x + \kappa_d^{\text{TE, TM}} z].$$

$$\mathbf{E}_m^{\text{TE, TM}} = \frac{A_0^{\text{TE, TM}}}{\epsilon_o} \left(i \frac{\kappa_m^{\text{TE, TM}}}{k_0} \mathbf{e}_x - \frac{q^{\text{TE, TM}}}{k_0} \frac{\epsilon_o}{\epsilon_e} \mathbf{e}_z \right) \exp[iq^{\text{TE, TM}} x - \kappa_m^{\text{TE, TM}} z], \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_m^{\text{TE, TM}} = A_0^{\text{TE, TM}} \mathbf{e}_y \exp[iq^{\text{TE, TM}} x - \kappa_m^{\text{TE, TM}} z].$$

Здесь $A_0^{\text{TE, TM}}$ — амплитуды ТЕ (ТМ)-поляризованной волны; $\kappa_{d,m}^{\text{TE, TM}}$ — константа затухания; $q^{\text{TE, TM}}$ и $k_{z,m,d}^{\text{TE, TM}}$ — поперечное и продольное волновые числа (поперечная и продольная составляющие волнового вектора), причем $k_{z,m,d}^{\text{TE, TM}} = ik_{m,d}^{\text{TE, TM}}$, $k_0 = 2\pi/\lambda$, фазовый множитель $\exp[-i\omega t]$ опущен. Из уравнений Максвелла следуют дисперсионные уравнения для ТЕ- и ТМ-поляризованных волн в диэлектрике и МГММ:

$$(q^{\text{TE, TM}})^2 + (k_{zd}^{\text{TE, TM}})^2 = k_0^2 \epsilon_1, \quad (4)$$

$$(q^{\text{TE}}/\mu_e)^2 + (k_{zm}^{\text{TE}}/\mu_o)^2 = k_0^2 \epsilon_o, \quad (5)$$

$$(q^{\text{TM}}/\epsilon_e)^2 + (k_{zm}^{\text{TM}}/\epsilon_o)^2 = k_0^2 \mu_o. \quad (6)$$

Тогда $(k_{zd}^{\text{TE, TM}})^2 = -(\kappa_d^{\text{TE, TM}})^2 = k_0^2 \epsilon_1 - (q^{\text{TE, TM}})^2$, $(k_{zm}^{\text{TE}})^2 = -(\kappa_m^{\text{TE}})^2 = k_0^2 \mu_o \epsilon_o - (\mu_o/\mu_e)(q^{\text{TE}})^2$,
 $(k_{zm}^{\text{TM}})^2 = -(\kappa_m^{\text{TM}})^2 = k_0^2 \mu_o \epsilon_o - (\epsilon_o/\epsilon_e)(q^{\text{TM}})^2$.

Как следует из (5), при $\epsilon_o \mu_o < 0$ ($\epsilon_o \mu_o > 0$) и $\mu_e \epsilon_o > 0$ ($\mu_e \epsilon_o < 0$) поверхность волновых векторов ТЕ-поляризованных волн представляет собой однополостной (двухполостной) гиперboloид. Метаматериалы, обладающие указанными свойствами, назовем МГММ Π^{TE} (Γ^{TE}) типа.

Из (6) видно, что при $\epsilon_o \mu_o < 0$ ($\epsilon_o \mu_o > 0$) и $\mu_o \epsilon_e > 0$ ($\mu_o \epsilon_e < 0$) поверхность волновых векторов ТМ-поляризованных волн представляет собой однополостной (двухполостной) гиперboloид. Метаматериалы с данными характеристиками назовем МГММ Π^{TM} (Γ^{TM}) типа.

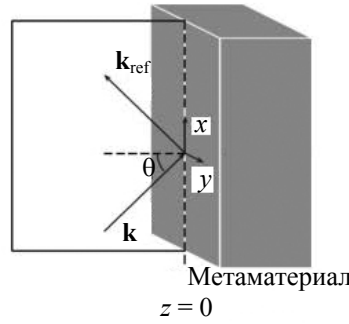


Рис. 1. Геометрия взаимодействия световой волны и метаматериала

Используя (2)—(6) и граничные условия, получаем выражения для поперечного волнового числа:

$$q^{\text{TM}} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_e (\mu_o \varepsilon_1 - \varepsilon_o)}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_o \varepsilon_e}} = k_0 \sqrt{\beta_{\text{eff}}^{\text{TM}}}, \quad q^{\text{TE}} = k_0 \sqrt{\frac{\mu_e (\mu_o \varepsilon_1 - \varepsilon_o)}{\mu_e \mu_o - 1}} = k_0 \sqrt{\beta_{\text{eff}}^{\text{TE}}}. \quad (7)$$

При этом константы затухания в диэлектрике и метаматериале определяются выражениями:

$$\text{для TE-ПП} \quad \kappa_d^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_o \mu_e}{\mu_o \mu_e - 1}, \quad \kappa_m^2 = k_0^2 \frac{\mu_o (\varepsilon_1 - \varepsilon_o \mu_e)}{\mu_o \mu_e - 1}, \quad (8)$$

$$\text{для TM-ПП} \quad \kappa_d^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_1^2 (\mu_o \varepsilon_e - \varepsilon_1)}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_o \varepsilon_e}, \quad \kappa_m^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_o^2 (\varepsilon_e \mu_o - \varepsilon_1)}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_o \varepsilon_e}. \quad (9)$$

Как следует из (8), (9), при $|\mu_o| > 1$ ($|\varepsilon_o| > \varepsilon_1$) константа затухания TE (TM)-поляризованного ПП больше в метаматериале.

На основе (7) проанализируем возможность существования локализованной поверхностной волны (поверхностного ПП).

Случай TE-поляризованного ПП. Поскольку амплитуда такого поля экспоненциально уменьшается при удалении от границы раздела, волновое число q^{TE} должно быть больше, чем модули волновых векторов волн, распространяющихся в диэлектрике и МГММ. Таким образом, при $\beta_{\text{eff}}^{\text{TE}} > 0$ условия существования TE-поляризованного локализованного поверхностного ПП имеют вид:

$$\beta_{\text{eff}}^{\text{TE}} - \varepsilon_1 > 0, \quad (\mu_o/\mu_e)\beta_{\text{eff}}^{\text{TE}} - \mu_o \varepsilon_o > 0. \quad (10)$$

Расчет с использованием (7), (10) показывает, что существование TE-поляризованных локализованных поверхностных ПП невозможно в МГММ I^{TE} типа. Для МГММ II^{TE} типа условие локализации ПП принимает вид:

$$\varepsilon_o \mu_e > \varepsilon_1. \quad (11)$$

Случай TM-поляризованного ПП. При $\beta_{\text{eff}}^{\text{TM}} > 0$ условия существования TM-поляризованного локализованного поверхностного ПП:

$$\beta_{\text{eff}}^{\text{TM}} - \varepsilon_1 > 0, \quad (\varepsilon_o/\varepsilon_e)\beta_{\text{eff}}^{\text{TM}} - \mu_o \varepsilon_o > 0. \quad (12)$$

Расчет с использованием (7), (12) показывает, что существование TM-поляризованных локализованных поверхностных ПП невозможно в МГММ ITM типа. Для МГММ IITM типа условие локализации ПП принимает вид:

$$\varepsilon_e \mu_o > \varepsilon_1. \quad (13)$$

Для примера рассмотрим возможность существования локализованных ПП в МГММ на основе наноструктуры, образованной чередующимися слоями серебра (Ag) и оксида титана (TiO₂) [17]. Как видно из данных [17], на длине волны $\lambda = 400$ нм указанная структура может рассматриваться как эффективная среда, описываемая одноосными тензорами диэлектрической и магнитной проницаемости, при этом $\varepsilon_o \approx 2.5$, $\mu_o \approx 1$, $\mu_y \approx 1.5$. Тогда, как следует из (11), на границе указанного метаматериала с изотропной диэлектрической средой с проницаемостью $\varepsilon_1 < 3.75$ возможно существование локализованных TE-поляризованных ПП. Интересно, что в данном случае константы затухания ПП в диэлектрике и метаматериале одинаковы.

В то же время в спектральном диапазоне 600—800 нм ϵ_o плавно уменьшается от -2.5 до -10 , μ_o — от 2.2 до 2.0 , а параметр ϵ_e монотонно возрастает от 10 до 15 . Как следует из (13), в этом интервале длин волн возможно существование локализованных ТМ-поляризованных ПП на границе МГММ на основе наноструктуры TiO_2/Ag и изотропной диэлектрической среды. При этом верхняя граница для ϵ_1 с увеличением λ возрастает от 22 до 30 . Примечательно, что в данном случае можно реализовать условия, когда ПП быстрее затухает в ГММ ($|\epsilon_o| > \epsilon_1$) либо в диэлектрике ($|\epsilon_o| < \epsilon_1 < \epsilon_e \mu_o$).

Таким образом, получены условия локализации плазмон-поляритонов, возбуждаемых как ТЕ-, так и ТМ-поляризованной волной на границе метаматериала с диэлектрической и магнитной анизотропией, когда оптическая ось ортогональна границе раздела. Получены выражения для коэффициентов затухания плазмон-поляритонного поля по обе границы раздела. Возможность существования локализованных ТЕ- и ТМ-поляризованных плазмон-поляритонов в магнитоэлектрическом метаматериале численно продемонстрирована на примере структуры TiO_2/Ag .

- [1] **D. Smith, D. Schurig.** Phys. Rev. Lett., **90** (2003) 077405
- [2] **H. N. Krishnamoorthy, Z. Jacob, E. Narimanov, I. Kretzschmar, V. Menon.** Science, **336** (2012) 205—209
- [3] **A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, Y. Kivshar.** Nat. Photon., **7** (2013) 948—957
- [4] **S. N. Kurilkina, M. A. Binhussain, V. N. Belyi, N. S. Kazak.** J. Opt., **18** (2016) 085102
- [5] **M. A. Noginov, Yu. A. Barnakov, G. Zhu, T. Tumkur, H. Li, E. E. Narimanov.** Appl. Phys. Lett., **94** (2009) 151105
- [6] **A. V. Kabashin, P. Evans, S. Pastkovsky, W. Hendren, G. A. Wurtz, R. Atkinson, R. Pollard, V. A. Podolskiy, A. V. Zayats.** Nat. Mater., **8** (2009) 867—871
- [7] **J. Kanungo, J. Schilling.** Appl. Phys. Lett., **97** (2010) 021903
- [8] **M. A. Noginov, H. Li, Yu. A. Barnakov, D. Dryden, G. Nataraj, G. Zhu, C. E. Bonner, M. Mayy, Z. Jacob, E. E. Narimanov.** Opt. Lett., **35** (2010) 1863—1865
- [9] **G. A. Wurtz, R. Pollard, W. Hendren, G. P. Wiederrecht, D. J. Gosztola, V. A. Podolskiy, A. V. Zayats.** Nat. Nanotechnol., **6** (2011) 107—111
- [10] **J. Sun, N. M. Litchinitser, J. Zhou.** ACS Photon, **1** (2014) 293—303
- [11] **U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, T. A. Klar, V. M. Shalaev.** Opt. Express, **14** (2006) 7872—7877
- [12] **G. Shvets, Y. A. Urzhumov.** J. Opt. A: Pure Appl. Opt., **8** (2006) S122—S130
- [13] **J. Zhou, T. Koschny, M. Kafesaki, E. N. Economou, J. B. Pendry, C. M. Soukoulis.** Phys. Rev. Lett., **95** (2005) 223902
- [14] **L. Langguth, H. Giessen.** Opt. Express, **19** (2011) 22156—22166
- [15] **R. S. Penciu, K. Aydin, M. Kafesaki, Th. Koschny, E. Ozbay, E. N. Economou, C. M. Soukoulis.** Opt. Express, **16** (2008) 18131—18144
- [16] **S. S. Kruk, Z. J. Wong, E. Pshenay-Severin, K. O'Brien, D. N. Neshev, Y. S. Kivshar, X. Zhang.** Nat. Commun., **7** (2016) 11329
- [17] **G. T. Papadakis, D. Fleischman, A. Davoyan, P. Yeh, H. A. Atwater.** Nature Commun., **9** (2018) 296
- [18] **H. Raether.** Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings, Springer, Verlag (1988)