

**В. Н. Белый<sup>1</sup>, С. Н. Курилкина<sup>1</sup>, Н. С. Петров<sup>2</sup>, А. Б. Зимин<sup>3</sup>**

Институт физики имени Б. И. Степанова НАН Беларуси,  
Минск, Беларусь

<sup>2</sup>ИПК по новым направлениям развития техники, технологий и  
экономики БНТУ, Минск, Беларусь

<sup>3</sup>Белорусский государственный университет информатики  
и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

## **ОСОБЫЕ НЕОДНОРОДНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В ПОГЛОЩАЮЩИХ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛАХ**

### **Введение**

В течение последнего десятилетия появилось значительное число публикаций, посвященных исследованию новых искусственно синте-

зированных сред – метаматериалов, образованных путем упорядоченного внедрения в однородную матрицу наночастиц другой фазы [1–4]. Перспективы их использования для управления световыми пучками, получения изображений с субволновым разрешением, в литографии [5–7] обуславливают необходимость изучения электромагнитных свойств этих материалов. Для их описания могут быть использованы эффективные (усредненные) параметры – диэлектрическая  $\epsilon$  и магнитная  $\mu$  проницаемости, существенно зависящие от геометрических размеров нановключений и их взаимного расположения [8]. Одним из видов метаматериалов являются гиперболические метаматериалы (ГММ), для которых диагональный тензор диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  имеет главные значения, различающиеся знаком, и предполагается  $\mu \approx 1$  [9–11]. Следует отметить, что ГММ наиболее технологичны и просты в описании.

Ряд важных практических применений метаматериалов (в частности, в сенсорике, ближнепольной микроскопии, в системах получения изображений) обусловлен особенностями формируемых на их поверхности электромагнитных волн. Наиболее изученными среди них являются поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) – ТМ-поляризованные волны, формируемые на границе сред с различными по знаку диэлектрическими проницаемостями (гиперболического метаматериала и диэлектрика) [12–15]. Свойства ППП, генерируемых на границе ГММ с оптической осью, ортогональной границе, изучались, например, в работах [16–19]. При этом авторы, как правило, пренебрегали поглощением, которое может быть достаточно большим.

В работах [20, 21] показана возможность возбуждения на границе ГММ неоднородных волн, векторная амплитуда которых, наряду с экспоненциальной зависимостью от координат, содержит также линейную зависимость. Исследованию влияния поглощения гиперболического метаматериала на их свойства и посвящена настоящая статья.

## **1. Особые неоднородные волны в поглощающем гиперболическом метаматериале**

Пусть изотропная среда с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  граничит с поглощающим гиперболическим метаматериалом (ГММ), характеризуемым тензором диэлектрической проницаемости  $\epsilon = \epsilon'_o + \delta' \mathbf{c} \cdot \mathbf{c}$ , где  $\mathbf{c}$  – единичный вещественный вектор вдоль оптической оси  $\delta' = \epsilon'_e - \epsilon'_o$ ,  $\epsilon'_{e,o}$  – являющиеся комплексными величинами собственные значения тензора проницаемости, соответствующие не-

обыкновенной и обыкновенной волнам; точка между векторами обозначает их диадное произведение.

Условие отсутствия в ГММ двупреломления для неоднородных волн как в непоглощающих, так и поглощающих гиперболических метаматериалах имеет вид [22]

$$[\mathbf{m}\mathbf{c}]^2 = 0, \quad (1)$$

где,  $\mathbf{m}$  – вообще говоря, нелинейный вектор рефракции, равный такому для обыкновенной (далее будем обозначать буквой  $o$ ) и необыкновенной (далее будем обозначать буквой  $e$ ) волны. При этом вследствие нелинейности  $\mathbf{m}$  получаем, что  $[\mathbf{m}\mathbf{m}^*] \neq 0$ . Используя (1), можно найти выражение для оптической оси в поглощающих ГММ. Для этого представим вектор  $\mathbf{c}$  в виде

$$\mathbf{c} = \gamma_1 \mathbf{m}_o + \gamma_2 \mathbf{m}_o^* + \gamma_3 [\mathbf{m}_o \mathbf{m}_o^*]. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{m}_o$  – нелинейный вектор рефракции обыкновенной волны, причем  $\mathbf{m}_o^2 = \epsilon'_o = \epsilon_o + i\tau_o$ , где  $\epsilon_o$  – соответствующее обыкновенной волне собственное значение тензора диэлектрической проницаемости без учета поглощения,  $\tau_o = 4\pi\sigma_o/\omega$  – описывающий поглощение параметр, связанный с проводимостью среды  $\sigma_o$ . Так как  $\mathbf{c}$  – вещественный вектор, то из (2) следует  $\gamma_2^* = \gamma_1$ ,  $\gamma_3 = -\gamma_3^* = i\gamma$  ( $\gamma$  – вещественный параметр). Тогда для вектора  $\mathbf{c}$  получим

$$\mathbf{c} = \gamma_1 \mathbf{m}_o + \gamma_1^* \mathbf{m}_o^* + i\gamma [\mathbf{m}_o \mathbf{m}_o^*]. \quad (2a)$$

Подставляя (2a) в условие  $[\mathbf{m}_o \mathbf{c}]^2 = 0$ , приходим к соотношению

$$(\gamma_1^{*2} - \gamma^2 \mathbf{m}_o^2) [\mathbf{m}_o \mathbf{m}_o^*]^2 = 0. \quad (3)$$

Отсюда следует, что  $(\gamma_1 \pm \gamma \sqrt{\mathbf{m}_o^2}) = 0$ . В результате выражение для вектора  $\mathbf{c}$  принимает вид

$$\underline{\mathbf{c}} = \pm \gamma (\sqrt{\mathbf{m}_o^2} \cdot \mathbf{m}_o + \sqrt{\mathbf{m}_o^2} \cdot \mathbf{m}_o^* \pm i[\mathbf{m}_o \mathbf{m}_o^*]). \quad (4)$$

При этом параметр  $\gamma$ , который находится из условия, что  $\mathbf{c}$  – единичный вектор, оказывается равным величине

$$\gamma = \pm 1 / (|\mathbf{m}_o|^2 + |\mathbf{m}_o^*|^2). \quad (4a)$$

Таким образом, окончательное выражение для вектора  $\mathbf{c}$  имеет вид

$$\mathbf{c} = \mathbf{c}_{\pm} = \frac{\sqrt{\mathbf{m}_o^{*2} \cdot \mathbf{m}_o} + \sqrt{\mathbf{m}_o^2 \cdot \mathbf{m}_o^*} \pm i[\mathbf{m}_o \mathbf{m}_o^*]}{|\mathbf{m}_o|^2 + |\mathbf{m}_o^*|^2}. \quad (5)$$

Подставляя в (5) выражение для вектора рефракции  $\mathbf{m}_o = \xi \mathbf{b} + \eta_o \mathbf{q}$  и учитывая, что  $\mathbf{m}_o^2 = \xi^2 + \eta_o^2 = \varepsilon'_o$ , выражение для  $\mathbf{c}$  можно представить в виде

$$\mathbf{c} = \mathbf{c}_{\pm} = \frac{1}{Q} (M\mathbf{b} + N\mathbf{q} + P\mathbf{s}). \quad (6)$$

Здесь  $M = 2\xi \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon'_o}$ ,  $N = 2 \operatorname{Re}(\eta_o^* \sqrt{\varepsilon'_o})$ ,  $P = i\xi(\eta_o^* - \eta_o)$ ,  $Q = \xi^2 + |\eta_o|^2 + |\varepsilon'_o|$ , где  $\xi = n_1 \sin \alpha$  ( $\alpha$  – угол падения,  $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$  – показатель преломления изотропной среды, граничащей с кристаллом),  $\eta_o = \sqrt{\varepsilon'_o - \xi^2}$ ,  $\mathbf{b}, \mathbf{q}, \mathbf{s}$  – единичные взаимно перпендикулярные векторы ( $\mathbf{b}^2 = \mathbf{q}^2 = \mathbf{s}^2 = 1$ ,  $\mathbf{b}\mathbf{q} = \mathbf{b}\mathbf{s} = \mathbf{q}\mathbf{s} = 0$ ), вектор  $\mathbf{b}$  ориентирован вдоль границы ГММ,  $\mathbf{q}$  – перпендикулярен ей и направлен вглубь анизотропной среды,  $\mathbf{s}$  – нормаль к плоскости падения. Их взаимная ориентация показана на рисунке 1.

Для нахождения вектора напряженности электрического поля волны  $\mathbf{E}$  исходим из известного волнового уравнения

$$\operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E} - k^2 \varepsilon' \mathbf{E} = 0. \quad (7)$$

Здесь  $k = \omega/c$ . Решение этого уравнения в нашем случае вырожденного решения, соответствующего отсутствию дупреломления, будем искать в виде

$$\mathbf{E} = (\mathbf{f}_1 + \zeta' \mathbf{f}_2) e^{i(\omega t - k\mathbf{m}_o \mathbf{r})}. \quad (8)$$

$$\zeta' = k\mathbf{q}\mathbf{r} = kz. \quad (9)$$

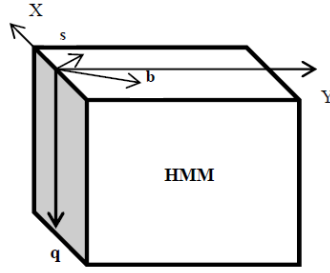


Рисунок 1 – Схема рассматриваемой структуры в приближении эффективной среды.  $\mathbf{q}$  – вектор, ортогональный границе раздела,  $(\mathbf{b}, \mathbf{q})$  – плоскость падения световой волны

Подставляя (9) в (8), приходим к следующему уравнению

$$\theta\mathbf{f}_1 - i\beta\mathbf{f}_2 + \zeta'\theta\mathbf{f}_2 = 0, \quad (10)$$

где  $\theta = \mathbf{m}_o \cdot \mathbf{m}_o - \mathbf{m}_o^2 + \varepsilon'_o = \mathbf{m}_o \cdot \mathbf{m}_o + \delta\mathbf{c} \cdot \mathbf{c}$ ,  $\beta = \mathbf{m}_o \cdot \mathbf{q} + \mathbf{q} \cdot \mathbf{m}_o - 2\eta_o$ . Так как соотношение (10) должно выполняться тождественно, т.е. при любых  $\zeta'$ , то отсюда следует  $\theta\mathbf{f}_2 = 0$ , и уравнение для определения вектора  $\mathbf{f}_2$  принимает вид:

$$(\mathbf{m}_o \cdot \mathbf{m}_o + \delta\mathbf{c} \cdot \mathbf{c})\mathbf{f}_2 = 0. \quad (11)$$

Отсюда следует, что  $\mathbf{f}_2 \parallel [\mathbf{m}_o \mathbf{c}]$ , т.е.

$$\mathbf{f}_2 = t[\mathbf{m}_o \mathbf{c}], \quad (12)$$

где  $t$  – некоторый скалярный параметр. Таким образом, уравнение (10) для вектора  $\mathbf{f}_1$  принимает вид

$$(\mathbf{m}_o \mathbf{f}_1) \mathbf{m}_o + \delta(\mathbf{c} \mathbf{f}_1) \mathbf{c} - i((\mathbf{q}[\mathbf{m}_o \mathbf{c}]) \mathbf{m}_o - 2\eta_o [\mathbf{m}_o \mathbf{c}])t = 0. \quad (13)$$

Для нахождения вектора  $\mathbf{f}_1$  представим его в виде суммы слагаемых воль взаимно перпендикулярных ортов  $\mathbf{s}, \mathbf{b}, \mathbf{q}$ , а именно,

$$\mathbf{f}_1 = t_1\mathbf{s} + t_2\mathbf{b} + t_3\mathbf{q}, \quad (14)$$

где  $t_1, t_2, t_3$  – скалярные параметры. Подставляя  $\mathbf{f}_1$  в уравнение (13) и приравнявая коэффициенты при  $\mathbf{s}, \mathbf{b}, \mathbf{q}$  к нулю, можно выразить  $t_2$  и  $t_3$  через  $t_1$  и  $t$ , следовательно, получить их явные выражения. В результате вычислений находим

$$t_2 = \pm i((\eta_o / \sqrt{\varepsilon'_o})t_1 + Kt),$$

$$t_3 = \mp i(\xi / \sqrt{\varepsilon'_o})t_1 \pm (i / \eta_o)[2\sqrt{\varepsilon'_o}N/Q + i\xi(P/Q - K)]t, \quad (15)$$

где

$$K = \frac{Q/P}{\delta\sqrt{\varepsilon'_o}} [2\eta_o^2\sqrt{\varepsilon'_o} + \delta N(2\sqrt{\varepsilon'_o}N + i\xi P)/Q^2]. \quad (15a)$$

При этом выражение для  $\mathbf{f}_1$  принимает вид

$$\mathbf{f}_1 = \frac{iGt_1}{P\sqrt{\varepsilon'_o}} [\mathbf{m}_o \mathbf{c}] \pm \frac{t}{\eta_o} \{iK[\mathbf{m}_o \mathbf{s}] + \frac{1}{Q}(2\sqrt{\varepsilon'_o}N + i\xi P)\mathbf{q}\}. \quad (16)$$

Тогда для вектора электрического поля волны  $\mathbf{E}$  в рассматриваемом случае получаем выражение

$$\mathbf{E} = C_1[\mathbf{m}_o \mathbf{c}] \pm C_2(\mathbf{F} \pm \delta\zeta'[\mathbf{m}_o \mathbf{c}])e^{-i\varphi}, \quad (17)$$

где приняты обозначения  $\varphi = \omega t - k\mathbf{m}_o \mathbf{r}$ ,

$$C_1 = \frac{iGt_1}{P\sqrt{\varepsilon'_o}}, \quad C_2 = t/\delta, \quad \mathbf{F} = \frac{\delta}{\eta_o} (iK[\mathbf{m}_o \mathbf{s}] + \frac{1}{Q}(2\sqrt{\varepsilon'_o}N + i\xi P)\mathbf{q}). \quad (18)$$

Для вектора магнитного поля волны  $\mathbf{H}$ , который находится из второго уравнения Максвелла  $\mathbf{H} = \frac{1}{ik} \text{rot} \mathbf{E}$ , имеем следующее выражение

$$\mathbf{H} = \{C_1[\mathbf{m}_o [\mathbf{m}_o \mathbf{c}]] \pm C_2([\mathbf{m}_o \mathbf{F}] \pm \delta\zeta'[\mathbf{m}_o [\mathbf{m}_o \mathbf{c}]]\} \exp(-i\varphi). \quad (19)$$

Нетрудно убедиться, что полученные для  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  выражения совпадают с таковыми при переходе к случаю непоглощающего гиперболического метаматериала [22].

Для решения соответствующей граничной задачи используем известные условия непрерывности тангенциальных составляющих векторов поля падающей  $(\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1)$ , отраженной  $(\mathbf{E}'_1, \mathbf{H}'_1)$  и прошедшей  $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$  волн на границе раздела  $(z=qr=0)$ . В инвариантной записи они имеют вид

$$[\mathbf{q}_1, \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}'_1 - \mathbf{E}] = 0, \quad \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}'_1 - \mathbf{H} = 0. \quad (\text{при } \mu = 1). \quad (20)$$

Представим соответствующие векторы  $(\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1)$  и  $(\mathbf{E}'_1, \mathbf{H}'_1)$  в виде суммы составляющих перпендикулярной  $(A_1, A'_1)$  и параллельной  $(B_1, B'_1)$  плоскости падения  $\underline{s}$ - и  $p$  поляризаций следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 &= A_1 \mathbf{s} + \frac{1}{n_1} B_1 [\mathbf{m}_1 \mathbf{s}], & \mathbf{E}'_1 &= A'_1 \mathbf{s} + \frac{1}{n_1} B'_1 [\mathbf{m}'_1 \mathbf{s}], & \mathbf{H}_1 &= A_1 [\mathbf{m}_1 \mathbf{s}] - n_1 B_1 \mathbf{s}, \\ \mathbf{H}'_1 &= A'_1 [\mathbf{m}'_1 \mathbf{s}] - n_1 B'_1 \mathbf{s}, & \mathbf{H} &= [\mathbf{m} \mathbf{E}], \end{aligned} \quad (21)$$

где векторы рефракции падающей и отраженной волн  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}'_1$  соответственно равны  $\mathbf{m}_1 = n_1 \mathbf{n}_1, \mathbf{m}'_1 = n_1 \mathbf{n}'_1$  ( $\mathbf{n}_1$  и  $\mathbf{n}_2$  – единичные векторы фазовых нормалей волн,  $n_1$  – показатель преломления изотропной среды). Подставив (21) в уравнения (20), получаем:

$$\begin{aligned} [\mathbf{q}, (A_1 + A'_1) \mathbf{s} + (1/n_1)(B_1 [\mathbf{m}_1 \mathbf{s}] + B'_1 [\mathbf{m}'_1 \mathbf{s}] - C_1 [\mathbf{m}_o \mathbf{c}] - C_2 \mathbf{F})] &= 0, \\ A_1 [\mathbf{m}_1 \mathbf{s}] + A'_1 [\mathbf{m}'_1 \mathbf{s}] - n_1 (B_1 + B'_1) - C_1 [\mathbf{m}_o [\mathbf{m}_o \mathbf{c}]] - C_2 ([\mathbf{m}_o \mathbf{F}]) &= 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Из (22) можно определить амплитуды  $A'_1, B'_1$  отраженной и  $C_1, C_2$  прошедшей волны, что достигается путем умножения первого из векторных уравнений (22) последовательно на  $\mathbf{s}, \mathbf{b}$  и  $\mathbf{q}$ , в результате чего получаем систему четырех уравнений следующего вида:

$$\begin{aligned} \eta_1 (A_1 - A'_1) + i \eta_o \sqrt{\epsilon'_o} P/Q C_1 + \delta \sqrt{\epsilon'_o} (P/Q) C_2 &= 0, \\ A_1 + A'_1 + i \sqrt{\epsilon'_o} (P/Q) C_1 &= 0, \\ \eta_1 (B_1 - B'_1) \mp n_1 \eta_o (P/Q) C_1 \mp i n_1 \delta K C_2 &= 0, \\ \eta_1 (B_1 + B'_1) \mp \epsilon'_o (P/Q) C_1 + C_2 \Phi &= 0, \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь  $\Phi = \mathbf{s}[\mathbf{m}_o \mathbf{F}] \pm i\eta_o \delta P/Q = \mp \frac{\delta \sqrt{\varepsilon'_o}}{\eta_o} [i\sqrt{\varepsilon'_o} (K - P/Q) - 2\xi N/Q]$ .

В результате решения этой системы находим

$$\begin{aligned} A'_1 &= \frac{1}{\Delta} \{[(\eta_1 - \eta_o)(\eta_1 \Phi \mp i\delta\varepsilon_1 K) \pm i\delta(\varepsilon_o \eta_1 - \varepsilon_1 \eta_o)P/Q]A_1 - 2n_1 \eta_1 \sqrt{\varepsilon'_o} (P/Q)B_1\}, \\ B'_1 &= \frac{1}{\Delta} \{[(\eta_1 + \eta_o)(\eta_1 \Phi \pm i\delta\varepsilon_1 K) \mp i\delta(\varepsilon_o \eta_1 - \varepsilon_1 \eta_o)P/Q]B_1 + 2n_1 \eta_1 \sqrt{\varepsilon'_o} (P/Q)A_1\}, \\ C_1 &= \frac{2i\eta_1}{\Delta \sqrt{\varepsilon'_o}} [(\eta_1 \Phi \mp i\varepsilon_1 \delta K)(Q/P)A_1 - n_1 \delta \sqrt{\varepsilon'_o} B_1], \\ C_2 &= \pm \frac{2i\eta_1}{\Delta \sqrt{\varepsilon'_o}} [(\varepsilon_o \eta_1 + \varepsilon_1 \eta_o)A_1 \pm in_1 (\eta_1 + \eta_o) \sqrt{\varepsilon'_o} B_1], \end{aligned} \quad (24)$$

где  $\Delta = (\eta_1 + \eta_o)(\eta_1 \Phi \mp i\varepsilon_1 \delta K) \mp i\delta(\varepsilon_o \eta_1 + \varepsilon_1 \eta_o)P/Q$ .

Из выражений для  $A'_1$  и  $B'_1$  видно, что амплитуды отраженной и прошедшей волн являются комплексными величинами. Это значит, что как отраженная, так и прошедшая в ГММ волны оказываются эллиптически поляризованными.

## 2. Энергетические характеристики особой неоднородной волны в поглощающем гиперболическом метаматериале

Для средних по времени величин потока  $\bar{\mathbf{S}}$  и плотности электрической  $\bar{W}_e$  и магнитной  $\bar{W}_m$  энергии имеем

$$\mathbf{S} = \frac{c}{8\pi} \text{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*], \quad \bar{W}_e = \frac{1}{16\pi} \text{Re}(\mathbf{E}\mathbf{D}^*), \quad \bar{W}_m = \frac{1}{16\pi} |\mathbf{H}|^2. \quad (25)$$

Здесь  $\mathbf{D} = \varepsilon' \mathbf{E}$ .

Подставляя в (25) выражения для векторов электрической и магнитной напряженности с учетом приведенных выше формул, можно определить энергетические характеристики отраженной и прошедшей волны. Далее рассмотрим их особенности на конкретном примере гиперболического метаматериала, сформированного на основе слоисто-периодической металлодиэлектрической структуры ИТО/Ag. В приближении эффективной среды многослойная структура может рассматриваться как эффективная оптически одноосная среда. При этом тензор диэлектрической проницаемости ее имеет собственные значения, определяемые выражениями:



$$\varepsilon_o = (1-f)\varepsilon_d + f\varepsilon_m, \quad \varepsilon_e = \left[ \frac{1-f}{\varepsilon_d} + \frac{f}{\varepsilon_m} \right]^{-1}. \quad (26)$$

Здесь  $f=d_m/(d_m+d_d)$  – фактор заполнения (объемная доля, занимаемая в структуре металлом),  $\varepsilon_d, \varepsilon_m$  – соответственно проницаемости диэлектрического и металлического слоя. При этом величина  $\varepsilon_m$  описывается известной формулой Друде. Расчет согласно выражения (26) для слоисто-периодической среды ИТО/Ag ( $d_m=15$  nm,  $f=0,3$ ), при длине падающей световой волны 320 нм дает значения  $\varepsilon_o = 1,8748 + 0,0232i$ ,  $\varepsilon_e = -2,3395 + 0,6403i$ . Для граничащей с ГММ изотропной среды (оптическое стекло BK7)  $\varepsilon_1 = n_1^2 = 2,3914$ .

Учет поглощения в выражении для  $\varepsilon_o$  обуславливает корректировку в оценке положения оптической оси: в данном случае, как следует из (6),  $\mathbf{c} = 0,155\mathbf{s} + 0,987\mathbf{b} + 0,039\mathbf{q}$ , что свидетельствует о выходе оптической оси из плоскости раздела ( $\mathbf{sb}$ ) (без учета поглощения оптическая ось  $\mathbf{c}$  расположена в этой плоскости:  $\mathbf{c} = 0,150\mathbf{s} + 0,989\mathbf{b}$ ) и изменении условий возбуждения особой неоднородной волны (8).

Пусть световая волна, поляризованная под углом  $45^\circ$  ( $A_1=B_1$ ), падает на границу раздела ГММ под углом  $\alpha = 64,0^\circ$ , превышающем угол полного отражения. При этом плоскость падения совпадает с плоскостью ( $\mathbf{bq}$ ) (рисунок 1). На рисунке 2 представлены рассчитанные в соответствии с (24), (25) зависимости плотностей энергии электрического  $W_e$  и магнитного  $W_h$  полей особой неоднородной волны, которые нормированы на плотность энергии падающей волны.

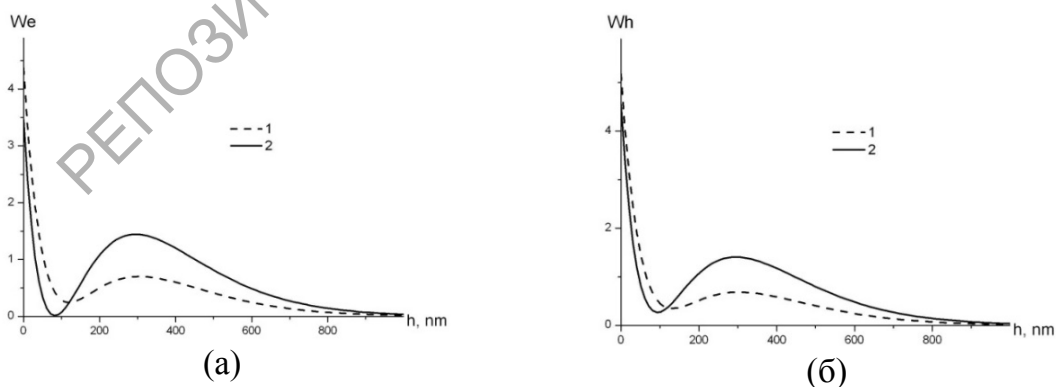


Рисунок 2 – Зависимость от расстояния  $h$  до границы раздела со стеклом BK7 плотности энергии электрического  $W_e$  (а) и магнитного  $W_h$  (б) поля особой неоднородной волны, возбуждаемой в метаматериале на основе слоисто-периодической наноструктуры ИТО/Ag с учетом (кривая 1) и без учета (кривая 2) поглощения метаматериала. Величины  $W_e$  и  $W_h$  нормированы на плотность энергии падающей волны.  $d_m=15$  nm,  $f=0,3$ ,  $\lambda=320$  nm,  $\alpha=64,0^\circ$

Численные расчеты проведены для случая, когда особая волна возбуждается на границе раздела стекла BK7 и гиперболического метаматериала на основе слоисто-периодической металлодиэлектрической наноструктуры ITO/Ag. Кривые на рисунке 2 соответствуют случаям учета поглощения (1) и пренебрежения им (2). Видно, что неэкспоненциальная зависимость затухания амплитуды особой неоднородной волны сохраняется, однако максимумы кривых уменьшаются, а минимумы возрастают, что приводит к сглаживанию кривых  $W_e(h)$ ,  $W_h(h)$ .

На рисунке 3 представлены компоненты вектора Умова-Пойнтинга  $S_b$ ,  $S_s$  как в плоскости границы раздела, так и в ортогональном  $q$  ей направлении ( $S_q$ ).

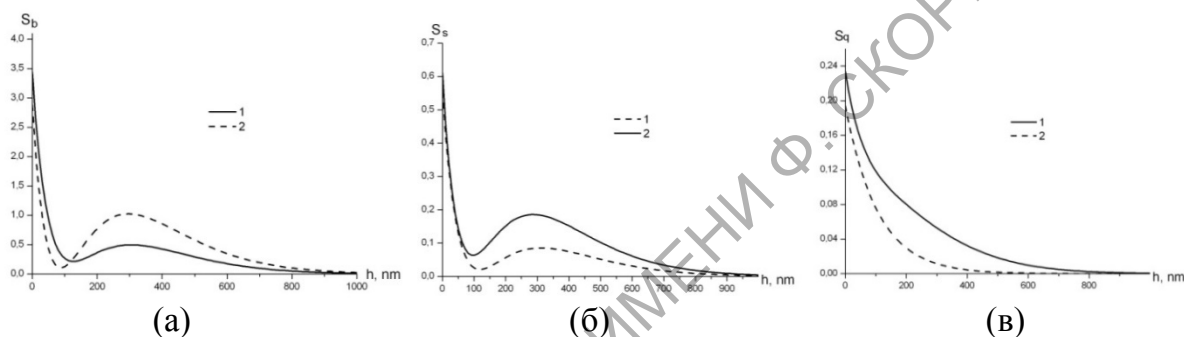


Рисунок 3 – Зависимость от расстояния  $h$  до границы раздела со стеклом BK7 компонент вектора Умова-Пойнтинга ( $S_b$  (а),  $S_s$  (б),  $S_q$  (в)), нормированных на плотность энергии падающей волны, для поля особой неоднородной волны, возбуждаемой в метаматериале на основе слоисто-периодической наноструктуры ITO/Ag с учетом (кривая 1) и без учета (кривая 2) поглощения в метаматериале.  $d_m=15$  nm,  $f=0,3$ ,  $\lambda=320$  nm,  $\alpha=64,0^\circ$

Видно, что при учете поглощения ГММ как максимумы, так и минимумы зависимостей  $S_b(h)$ ,  $S_s(h)$  уменьшаются. В результате продольная составляющая энергетического потока  $S_b$ , лежащая в плоскости падения, оказывается минимальной на глубине 90 нм. В свою очередь, составляющая  $S_s$ , перпендикулярная плоскости падения, достигает минимума на расстоянии 120 нм. При этом продольный  $S_b$  и поперечный  $S_s$  потоки с учетом поглощения в 2 раза меньше таковых в пренебрежении поглощением.

### Заключение

В данной работе показано, что в условиях полного отражения света на границе изотропной среды и поглощающего гиперболического метаматериала может распространяться особая неоднородная волна.

Установлено, что данная волна характеризуется неэкспоненциальным уменьшением плотностей энергии и энергетических потоков и, как следствие, появлением его четко выраженного максимума вблизи отражающей поверхности метаматериала. При этом учет поглощения ГММ приводит к уменьшению величины этого максимума. Кроме того, имеет место сдвиг плоскости, параллельной отражающей поверхности, в которой продольный и поперечный к плоскости падения поток минимален, при этом величины этих потоков существенно уменьшаются.

Полученные результаты имеют перспективы применения при создании высокочувствительных сенсоров, основанных на использовании особых световых неоднородных волн. Они могут быть использованы также при разработке новых методов зондирования приповерхностных дефектов различных материалов.

### Литература

1. Cai, W. Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications / W. Cai, V. Shalaev. – Springer, 2010. – 200 pp.
2. Metamaterials Handbook 1: Theory and Phenomena of Metamaterials / F. Capolino (Ed.). – CRC Press, 2009. – 926 pp.
3. Wire metamaterials. Physics and applications / C. R. Simovski, P. A. Belov, A. V. Atrashchenko, Y. S. Kivshar // Adv. Mater. – 2012. – Vol. 24. – Article 4229.
4. Metamaterials and Plasmonics: Fundamentals, Modelling, Applications / S. Zouhdi, A. Sihvola, A. P. Vinogradov (Eds.). – Netherlands: Springer Science + Business Media B.V, 2009. – 305 pp.
5. Pendry, J. B. Negative refraction makes a perfect lens/ J. B. Pendry // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 85. – P. 3966–3969.
6. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens / N. Fang, H. Lee, C. Sun, X. Zhang // Science. – 2005. – Vol. 308. – P. 534–537.
7. Pendry, J. B. Controlling electromagnetic fields/ J. B. Pendry, D. Schurig, D. R. Smith // Science. – 2006. – Vol. 312. – P. 1780–1782.
8. Kidwai, O. Effective-medium approach to planar multilayer hyperbolic metamaterials: Strengths and limitations / O. Kidwai, S. V. Zhukovsky, J. E. Sipe // Phys. Rev. – 2012. – Vol. A 85. – Article 053842.

9. Shekhar, P. Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications/ P. Shekhar, J. Atkinson, Z. Jacob // Nano Convergence. – 2014. – Vol. 1. – Article 14.
10. Features of hyperbolic metamaterials with extremal optical characteristics / S. N. Kurilkina, M. A. Binhussain, V. N. Belyi, N. S. Kazak // J. Opt. – 2016. – Vol. 18. – Article 085102.
11. Hyperbolic metamaterials / A. Poddubny, I. Iorsh, P. Belov, Y. Kivshar // Nature photonics. – 2013. – Vol. 7. – P.948–957.
12. Gramotnev, D. K. Plasmonics beyond the diffraction limit / D. K. Gramotnev, S. I. Bozhevolnyi // Nature Photon. – 2010. – Vol. 4. – P. 83–91.
13. MacDonald, K. F. Active plasmonics. Current status/ K. F. MacDonald, N. I. Zheludev // Laser Photon. Rev. – 2010. – Vol. 4. – P. 562–567.
14. Kauranen, M. Nonlinear plasmonics / M. Kauranen, A. V. Zayats // Nature Photon. – 2012. – Vol. 6. – P.737–748.
15. Han, Z. Radiation guiding with surface plasmon polaritons/ Z. Han, S. I. Bozhevolnyi // Rep. Prog. Phys. – 2013. – Vol. 76. – Article 016402.
16. Zhu, P. SPPs coupling induced interference in metal/dielectric multilayer waveguides and its application for plasmonic lithography/ P. Zhu, H. Shi, J. L. Guo // Optics Express. – 2012. – Vol. 20. – P. 12521–12529.
17. Sreekanth, K. V. Experimental demonstration of surface and bulk plasmon polaritons in hypergratings / K. V. Sreekanth, A. Luca, G. Strangi // Scientific Reports. – 2013. – Vol. 3. – Article 3291.
18. Near-infrared surface plasmon polariton dispersion control with hyperbolic metamaterials / Ting S. Luk [et al.] // Optics Express. – 2013. – Vol. 21. – P. 11107–11114.
19. From surface to volume plasmons in hyperbolic metamaterials: General existence conditions for bulk high- $k$  waves in metal-dielectric and graphene-dielectric multilayers /S. V. Zhukovsky, A. Andryieuski, J. E. Sipe, A. V. Lavrinenko // Phys. Rev. B. – 2014. – Vol. 90. – Article 155429.
20. Special inhomogeneous electromagnetic waves in hyperbolic metamaterials / S. N. Kurilkina, N. S. Petrov, A. B. Zimin, V. N. Belyi // J. Opt. – 2017. – Vol. 19. – Article 125102.
21. Отражение света слоем гиперболического метаматериала в случае распространения в нем особых неоднородных волн / Н. С. Петров [и др.] // Оптика и спектроскопия. – 2019. – Т. 126. – С. 319–323.

22. Федоров, Ф. И. Теория гиротропии / Ф. И. Федоров. – Минск, Наука и техника, 1976. – 456 с.