

**ЧАСТЬ 3**  
**“ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ.**  
**МЕТАМАТЕРИАЛЫ”**

ВЛИЯНИЕ РЕФРАКЦИИ НА АМПЛИТУДНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ	
<b>А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько .....</b>	<b>2</b>
ИНЖЕКЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ С ДВОЙНЫМ ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ И ФИЛЬТРАЦИЕЙ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД	
<b>А.С. Логгинов, А.Г. Ржанов, Д.В. Скоров.....</b>	<b>5</b>
ЭЛЕКТРОДИНАМИКА «НЕВИДИМЫХ» ОБЪЕКТОВ	
<b>Ал.С. Киселев, Ан.С. Киселев, Н.Н. Розанов, Г.Б. Сочилин.....</b>	<b>8</b>
ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН В ОБЛАСТИ БРЭГГОВСКОГО РЕЗОНАНСА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ	
<b>И.Г. Захарова, М.В. Комиссарова, В.Ф. Марченко .....</b>	<b>11</b>
ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ СЛОЖНЫХ ТРЕХМЕРНЫХ ФОТОННЫХ СТРУКТУР В ФОТОПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ	
<b>В.Г. Миргород, С.В. Устюжанин, Е.А. Довольнов, С.Н. Шарангович .....</b>	<b>13</b>
МЕТАМАТЕРИАЛЫ: ЭЛЕКТРОДИНАМИКА, ПРИЛОЖЕНИЯ	
<b>С.Е. Банков, В.А. Калошин.....</b>	<b>16</b>
ИСТИННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ, НАПРАВЛЯЕМЫЕ МЕТАМАТЕРИАЛАМИ	
<b>Н.В. Ильин, А.И. Смирнов, И.Г. Кондратьев.....</b>	<b>17</b>
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ВОРТЕКСЫ В РЕШЕТКЕ ВОЛНОВОДОВ	
<b>А.К. Сатарин, А.П. Сухоруков .....</b>	<b>20</b>
ВОЛНОВОДНЫЕ МОДЫ В РЕЗОНАТОРЕ, ЗАПОЛНЕННОМ СЛОИСТЫМ МАТЕРИАЛОМ С МОДУЛЯЦИЕЙ ЗНАКА ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ	
<b>Д.О. Сапарина, А.П.Сухоруков.....</b>	<b>23</b>

## ВЛИЯНИЕ РЕФРАКЦИИ НА АМПЛИТУДНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики атмосферы

Решение задач статистической теории распространения волн в случайно-неоднородных средах может быть описано методом геометрической оптики. При этом все характеристики волны, такие как фаза, амплитуда, углы прихода, групповой путь и время задержки и др. испытывают флуктуации, вследствие чего необходим анализ их статистических свойств. Наибольшую трудность представляет нахождение статистических характеристик волн в случайно-неоднородных средах с регулярной рефракцией и особенно при наличии полного отражения.

В работах авторов [1] на основе решения уравнения эйконала найдены корреляционные свойства фазы плоской волны, группового пути и времени группового запаздывания сигнала при распространении в ионосфере. В данной работе рассмотрим корреляционные свойства амплитуды волны, которая подчиняется уравнению переноса.

В методе геометрической оптики вместо амплитуды  $A$  вводят уровень амплитуды (или просто уровень)  $\chi = \ln A/A_0$ , где  $A_0$  – амплитуда волны на входе в среду. Из уравнения переноса следует для уровня  $\chi$

$$2\nabla\varphi\nabla\chi + \Delta\varphi = 0,$$

где  $\varphi$  – эйконал, который представляет собой фазовый путь волны.

При решении статистических задач распространения волн в случайно-неоднородных средах обычно используют приближенные методы и в первую очередь – метод возмущений. Если представить диэлектрическую проницаемость среды суммой регулярной и случайной составляющих

$$\varepsilon(\vec{r}) = \bar{\varepsilon}(\vec{r}) + \varepsilon_1(\vec{r}),$$

причем флуктуационная компонента  $\varepsilon_1(\vec{r})$  мала по сравнению с регулярной: стандартное отклонение  $\sigma_\varepsilon \ll \bar{\varepsilon}(\vec{r})$ , то, представляя  $\varphi, \chi$  в виде рядов по малому параметру  $\varepsilon_1$  и ограничиваясь первым приближением теории возмущений  $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1, \chi = \chi_0 + \chi_1$ , где  $\varphi_0, \chi_0$  – невозмущенные значения эйконала и уровня, для флуктуационной компоненты уровня  $\chi_1$  можно получить уравнение [2]

$$2\nabla\varphi_0\nabla\chi_1 + 2\nabla\chi_0\nabla\varphi_1 + \Delta\varphi_1 = 0. \quad (1)$$

В [2] проведен анализ флуктуаций уровня амплитуды плоской волны при распространении в случайно-неоднородной среде с  $\bar{\varepsilon} = 1$ . В данной работе на основе решения уравнения (1) проведем анализ флуктуаций уровня  $\chi_1$  для плоских волн при наклонном распространении в

плоскостной среде и исследуем влияние рефракции на корреляционные свойства уровня в среде и на выходе из слоя. Учитывая соотношение

$$2\nabla\varphi_0\nabla\chi_1 = 2\sqrt{\bar{\varepsilon}}\vec{S}_0\nabla\chi_1 = 2\sqrt{\bar{\varepsilon}}d\chi_1/d\sigma,$$

где  $\vec{S}_0 = d\vec{r}_0/d\sigma$  – единичный вектор, касательный к невозмущенному лучу  $\vec{r}_0(\sigma)$ , который одновременно является нормалью к фазовому фронту

$$\vec{S}_0 = \nabla\varphi_0/|\nabla\varphi_0| = \nabla\varphi_0/\sqrt{\bar{\varepsilon}},$$

решение (1) можно представить в виде

$$\chi_1 = -2^{-1} \int \bar{\varepsilon}^{-1/2} (2\nabla\varphi_1 + \Delta\varphi_1) d\sigma. \quad (2)$$

Интегрирование здесь ведется вдоль невозмущенной траектории луча, то есть под знак интеграла входят функции, зависящие от  $\vec{r}_0(\sigma)$ .

Как показывают оценки, приведенные в [2] и подтвержденные ниже в данной работе, полный лапласиан  $\Delta\varphi_1$  в (2) можно заменить оператором поперечного дифференцирования  $\Delta_{\perp}\varphi_1$ .

Рассмотрим далее наклонное падение плоской волны на неоднородный ионосферный слой, средняя диэлектрическая проницаемость которого изменяется по линейному закону  $\bar{\varepsilon}(z) = 1 - z/z_1$ , где  $z_1$  – размер регулярного градиента. Если волна падает на ионосферу под углом  $\vartheta_0$  к оси  $z$ , направленной перпендикулярно слою, то уравнение траектории невозмущенного луча, распространяющегося в плоскости  $(z, x)$ , имеет вид параболы [1],[3]

$$z(x) = (4z_1)^{-1} \sin^{-2} \vartheta_0 [\Delta^2 - (x - x_a - \Delta)^2]$$

с вершиной  $z_m = z_1 \cos^2 \vartheta_0$  в точке  $x_0 = z_1 \sin 2\vartheta_0$ ,  $2\Delta$  – расстояние между точками входа луча в среду  $x_a$  и выходом из нее  $x_b$ .

Тогда, используя результаты [1] для флуктуаций эйконала, перейдем в (2) от криволинейного интеграла к интегрированию по  $x$  и получим для  $\chi_1$

$$\chi_1 = -\frac{1}{8z_1 \sin \vartheta_0 \cos^3 \vartheta_0} \int_0^{f(z)\Delta} \frac{\varepsilon_1 [x + x_a, y, z_m (1 - (x\Delta^{-1} - 1)^2)]}{(1 - x\Delta^{-1})^3} dx - \\ - \frac{1}{4 \sin^2 \vartheta_0} \int_0^{f(z)\Delta} (f(z)\Delta - x) \Delta_{\perp} \varepsilon_1 [x + x_a, y, z_m (1 - (x\Delta^{-1} - 1)^2)] dx, \quad (3)$$

здесь функция  $f(z) = 1 \pm \sqrt{1 - z/z_m}$ , при этом знак “-“ относится к “восходящей” ветви траектории, знак “+” – к “нисходящей”. Из полученного выражения видно, что флуктуации уровня амплитуды волны возрастают при  $x \rightarrow \Delta$ , или, что то же самое при приближении  $z$  точке поворота луча  $z \rightarrow z_m$ ; таким образом, применимость выражения (3) вблизи  $z = z_m$  требует более тщательного анализа.

Найдем функцию корреляции уровня, представив ее в виде трех членов

$$B_{\chi}(\rho, \eta, z) = B_{11} + B_{12} + B_{22}, \quad (4)$$

смысл которых ясен из (3). Здесь  $\rho = x_{a2} - x_{a1}, \eta = y_2 - y_1$  – расстояние между лучами в плоскости падения вдоль  $x$  и перпендикулярно ей – вдоль  $y$ .

Анализ полученных аналитических выражений для автокорреляционной функции уровня  $B_x(\rho, 0, z)$  в плоскости падения проведем численно. Выберем параметры неоднородного ионосферного слоя, характерные при коротковолновом радиозондировании: размер регулярного градиента (толщина слоя при вертикальном зондировании)  $z_1 = 100$  км, средний масштаб случайных неоднородностей  $a = 5$  км. При этом положим, что коэффициент автокорреляции случайного поля диэлектрической проницаемости при статистической однородности имеет вид гауссоиды с характерным размером  $a$ .

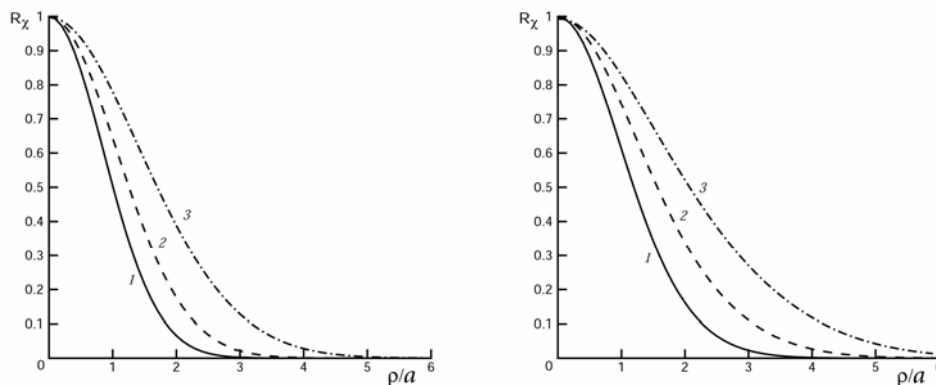


Рис.1а, б.

На рисунке 1а, б изображены коэффициенты автокорреляции уровня амплитуды плоской волны внутри неоднородного слоя. Кривые построены для двух значений функции  $f(z)$ : рис.1а) относится к случаю  $f(z)=0,6$ , что соответствует  $z = 0,84 z_m$ ; 1б) – к случаю  $f(z)=0,9$ , когда  $z = 0,99 z_m$ . Кривые 1,2,3 построены для восходящей ветви траектории и соответствуют углам  $\vartheta_0 = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ , соответственно. Анализ показывает, что при разнесении точек наблюдения по оси  $x$  радиус корреляции увеличивается как с увеличением угла падения  $\vartheta_0$ , так и с ростом высоты  $z$ . При этом вплоть до расстояния  $z = 0,99 z_m$  для всех углов падения основной вклад в структуру и ширину кривых  $R_x(\rho, \eta = 0, z)$  вносит член  $B_{22}$  формулы (4).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г. Вологдин, Л.И. Приходько // Радиотехника и электроника. 2004. Т.49. №10. С.1218. Радиотехника и электроника. 2007. Т.52. №2.
2. С.М. Рытов, Ю.А. Кравцов, В.И. Татарский “Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля” М.: Наука. 1978.
3. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков “Теория волн” М.: Наука. 1990.

## ИНЖЕКЦИОННЫЕ ЛАЗЕРЫ С ДВОЙНЫМ ВЕРТИКАЛЬНЫМ РЕЗОНАТОРОМ И ФИЛЬТРАЦИЕЙ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД

А.С. Логгинов, А.Г. Ржанов, Д.В. Скоров

*Физический факультет МГУ им М.В.Ломоносова, кафедра физики колебаний*

Мощность генерации полупроводникового лазера зависит от качества изготовления его структуры, тока накачки, объема активной области, коэффициентов отражения зеркал резонатора, процессов конкуренции продольных и поперечных мод и других характеристик. Мы рассматриваем вопрос оптимизации конструкции инжекционного лазера со связанными вертикальными резонаторами (ЛСВР) для достижения режима одночастотной генерации при максимальной мощности. Согласно проведенным с лазерами такого типа экспериментам [1], можно выделить три основные причины ограничения мощности одночастотной генерации:

1. Ухудшение характеристик лазера с ростом температуры.
2. Возбуждение поперечных мод высоких порядков.
3. Возбуждение дополнительной продольной моды.

Вопрос селекции продольных и поперечных мод для одночастотной генерации связан с конструкцией прибора. Можно сделать лазер таким образом, чтобы возбуждение лишних мод стало невозможным и тем самым повысить мощность основной моды.

Одним из условий одночастотной генерации является селекция по поперечным модам. Большинство современных ЛСВР созданы с использованием технологии окисления слоев AlGaAs, которая предполагает, что электронное и оптическое ограничение в лазере выполняются за счет одного и того же элемента конструкции – изолирующей оксидной апертуры (рис.1). Возможность многомодовой по поперечному индексу генерации определяется ее диаметром. Чтобы дополнительно урезать спектр поперечных мод необходимо сузить область растекания тока накачки, либо ограничить область зеркала, в которой существует хорошее отражение. Для этого можно создать в выходном зеркале лазера либо область с ионной изоляцией, либо сделать выходное зеркало рельефным, как показано на рис.1, где изображена верхняя часть ЛСВР для указанных вариантов. Такая технология уже была эффективно использована лазерах с одним вертикальным резонатором [2]. Аналогичные конструкции используются и в полупроводниковых лазерах с планарным резонатором. В ЛСВР эта технология применялась в работах [1,3], в которых рекордная мощность одночастотной генерации составила 6.1мВт [1].

Для расчета модового состава излучения мы использовали метод эффективной частоты [4], который хорошо зарекомендовал себя во многих модельных исследованиях.

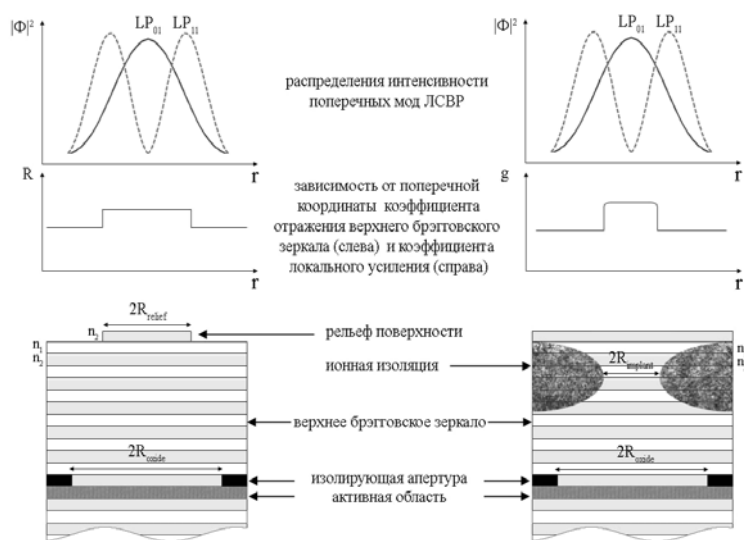


Рис. 1. Способы селекции поперечных мод в ЛВР: рельеф поверхности и ионное ограничение.

Для приведенных конструкций важным оказалось соотношение между радиусами изолирующей апертуры вблизи активного слоя и радиусом ионной изоляции в верхнем зеркале. Выбор слишком маленького радиуса области растекания тока накачки приводит к слабому перекрытию усиления с основной модой и к увеличению её порогового тока. Большой радиус выгоден для генерации поперечных мод высоких порядков. Существует оптимальное соотношение между радиусами, как показано на рис.2.

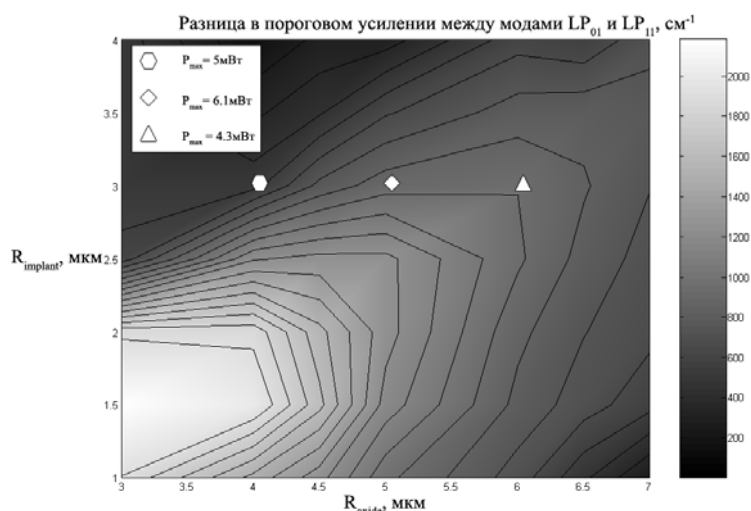


Рис. 2. Рассчитанная разница в пороговом усилении поперечных мод  $LP_{01}$  и  $LP_{11}$  от радиусов ионной ( $R_{\text{implant}}$ ) и оксидной изолирующих апертур ( $R_{\text{oxide}}$ ).

Здесь изображены значения разницы в усилении двух младших поперечных мод для разных величин радиусов изоляции. Максимальная

селекция (около  $2000 \text{ см}^{-1}$ ) достигается при соотношении примерно 2:1. Похожий результат был получен для рельефного зеркала, в котором верхний слой вытравлен в виде диска, как показано на рис.1 слева.

Режим одночастотной лазерной генерации также предполагает, что устройство работает в одномодовом режиме по продольному индексу. В ЛСВР это возможно в одном из двух случаев:

1. В устройстве возможна генерация двух продольных мод, но при этом есть такие величины токов накачки, при которых мода одного из резонаторов возбуждаться не будет, и данный резонатор будет выполнять функцию усилителя.

2. Усиление одной из продольных мод мало из-за выхода ее частоты из диапазона брэгговского зеркала.

Расчетные двумерные ватт-амперные характеристики ЛСВР с резонаторами одинаковой длины приведены на рис.3. Видно, что возможно управление режимами генерации лазера и подбор оптимальных токов накачки для одномодовой и двухмодовой генерации по продольному индексу.

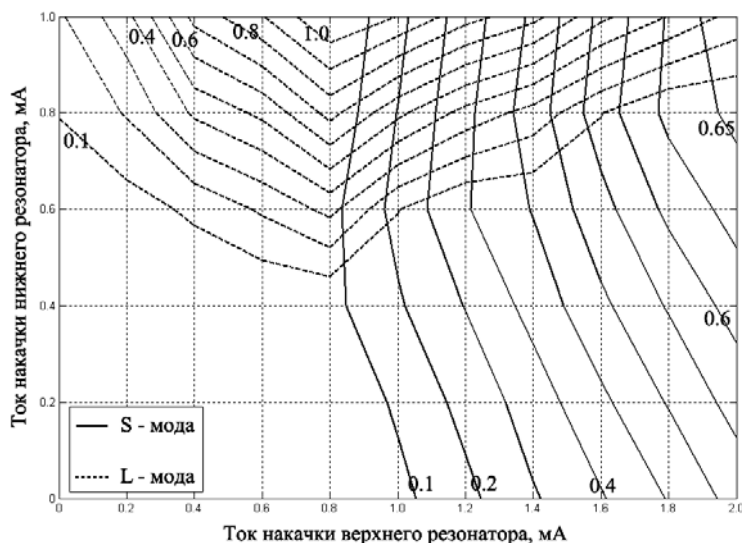


Рис. 3. Расчётные ватт-амперные поверхности для продольных мод ЛСВР. Цифрами обозначены уровни мощности мод в мВт.

## ЛИТЕРАТУРА

1. A.J. Fischer, K.D. Choquette, W.W. Chow, A.A. Allerman, D.K. Serkland, and K.M. Geib // Appl. Phys. Lett. 2001.V. 79. P. 4079.
2. E.W. Young, K.D. Choquette, S.L. Chuang, K.M. Geib, A.J. Fischer, and A.A. Allerman // IEEE Photon. Technol. Lett. 2001. V. 13. No. 9. P. 927.
3. A.J. Fisher, K.D. Choquette, W.W. Chow, A.A. Allerman, and K.M. Geib // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 77. P. 3319.
4. H.Wenzel and H.J. Wünsche // IEEE J. Quantum Electron. 1997. V. 33. P. 1156.

## ЭЛЕКТРОДИНАМИКА «НЕВИДИМЫХ» ОБЪЕКТОВ

Ал.С. Киселев<sup>1</sup>, Ан.С. Киселев<sup>1</sup>, Н.Н. Розанов<sup>1,2</sup>, Г.Б. Сочилин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, 197101 Россия

<sup>2</sup>ФГУП «НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова», Санкт-Петербург, 199034 Россия

Влияние движения среды на распространение когерентного оптического излучения продемонстрировано еще в классическом опыте Физо. Ввиду частичного увлечения света движущейся средой неоднородность скорости движения приводит к эффективной неоднородности оптических характеристик среды. Это, в свою очередь, вызывает рассеяние и дифракцию излучения в среде с пространственно неоднородным распределением скорости, даже если среда обладает однородным распределением показателя преломления [1, 2]. Такой объект «невидим» в отсутствие движения ввиду совпадения его показателя преломления с показателем преломления окружающей среды. Однако, движение среды с пространственно неоднородной скоростью искажает распространение света в среде, что позволяет зарегистрировать объект оптическими средствами. В [1] был проведен анализ такого нового (релятивистского) типа рассеяния на неоднородностях скорости движения среды. Этот анализ затем был распространён на случай рассеяния на неоднородностях разной формы при различных условиях освещения [1, 2]. Результаты этих исследований были обобщены в обзоре [3]. Отметим, что при стационарном движении среды, когда в каждой пространственной точке скорость движения среды не зависит от времени, доплеровский сдвиг частоты излучения отсутствует. Если же скорость движения среды зависит не только от пространственных координат, но и времени, то, как показано в [4], можно обнаружить «невидимый» объект по его движению, сопровождающемуся доплеровским сдвигом частоты, даже если показатель преломления объекта совпадает с показателем преломления окружающей среды. В [4] был оценен также амплитудный коэффициент отражения от движущейся плоской границы раздела двух сред и показана существенность роли толщины границы. Коэффициент отражения оказался невелик, и эта задача далее не рассматривалась.

В ряде источников (см. [5] и список литературы в нем) указывается принципиальная возможность формирования объектов, «почти невидимых» для некоторого диапазона частот электромагнитных волн. Такие эффекты реализуются, в основном в метаматериалах с отрицательным показателем преломления такого объекта, путем выстраивания диэлектрической  $\epsilon$  и магнитной  $\mu$  проницаемостей особым образом. В указанной работе предусматриваются отрицательные значения этих величин.



На объект, движущийся со скоростью  $v$  ( $v=0$  вне объекта) падает плоская монохроматическая электромагнитная волна с частотой  $\omega$  и напряженностями электрического и магнитного полей  $\mathbf{E}_0$  и  $\mathbf{H}_0$ :

$$\mathbf{E}_0 = \exp(-i\omega t + ikz)(b_1; b_2; 0), \mathbf{H}_0 = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0} \exp(-i\omega t + ikz)(b_2; -b_1; 0), \quad (1)$$

где  $k = 2\pi/\lambda = n\omega/c$  – волновое число ( $n$  – показатель преломления однородной неподвижной среды,  $\lambda$  – длина волны излучения),  $b_1, b_2$  – параметры, характеризующие поляризацию падающего излучения.

Рассмотрим электромагнитное поле, отраженное от движущейся неоднородности, ограниченной плоскими поверхностями (цилиндр) для случая резкого изменения характеристик по профилю скорости движения объекта. В этом случае нормаль к торцевой поверхности в каждой ее точке параллельна волновому вектору падающего излучения.

Используя результаты работы [1] и выражение (1) данной работы, получаем после проведения интегрирования выражение для электрической напряженности поля отраженной волны (дальняя зона):

$$E_1 = -\frac{\exp[-i\omega t + ikR_0]}{2\pi R_0} k^2 \frac{n^2 - 1}{n} \frac{v}{c} V_0 \frac{J_1\left(kr_0 \sqrt{n_x^2 + n_y^2}\right)}{kr_0 \sqrt{n_x^2 + n_y^2}} \text{sinc}(k(1+n_z)z_0) \times \quad (2)$$

$$\times e^{ik(1+n_z)v} \left\{ b_1(1+n_z - n_x^2) - b_2 n_x n_y; b_2(1+n_z - n_y^2) - b_1 n_x n_y; b_1 n_x(1+n_z) + b_2 n_y(1+n_z) \right\}$$

Здесь  $V_0 = 8x_0 y_0 z_0$  – объем неоднородности, а коэффициенты  $n_x, n_y, n_z$  даются выражениями:

$$n_x = \sin \theta \cos \varphi, \quad n_y = \sin \theta \sin \varphi, \quad n_z = \cos \theta, \quad (3)$$

где  $\theta, \varphi$  – угловые координаты направления рассеяния.

Далее рассматривается отражение в случае, когда неоднородность имеет сферическую форму и движется в направлении распространения падающей волны. Тогда поле отраженной волны  $E_{omp}$  будет определяться соотношением:

$$\mathbf{E}_{omp} = \frac{e^{-i\omega t + ikR_0}}{8\pi R_0} \frac{n^2 - 1}{n} \frac{v}{c} \exp(ikvt(1+n_z)) \{ \mathbf{e}_x A + \mathbf{e}_y B + \mathbf{e}_z C \}, \quad (4)$$

$$A = \int_0^\pi \exp(-ikr_0(n_z + 1)\cos\sigma) \left[ 2ikb_1 \sin\sigma \cos\sigma r_0^2 J_0(\psi) - 2b_1 \sin\sigma r_0 J_0(\psi) + \right.$$

$$+ b_1 \sin^3\sigma \left( \frac{\partial}{\partial r_0} \left( [r_0^2 J_0(\psi)] - \frac{n_x^2 - n_y^2}{n_x^2 + n_y^2} [r_0^2 J_2(\psi)] \right) + r_0 \left( J_0(\psi) - \frac{n_x^2 - n_y^2}{n_x^2 + n_y^2} J_2(\psi) \right) \right) -$$

$$\left. - b_2 \sin^3\sigma \frac{2n_x n_y}{n_x^2 + n_y^2} \left( r_0 J_2(\psi) + \frac{\partial}{\partial r_0} [r_0^2 J_2(\psi)] \right) \right] d\sigma,$$

$$\begin{aligned}
B = & \int_0^\pi \exp(-ikr_0(n_z + 1)\cos\sigma) \left[ 2ikb_2 \sin\sigma \cos\sigma r_0^2 J_0(\psi) - 2b_2 \sin\sigma r_0 J_0(\psi) + \right. \\
& + b_2 \sin^3\sigma \left( \frac{\partial}{\partial r_0} \left( [r_0^2 J_0(\psi)] + \frac{n_x^2 - n_y^2}{n_x^2 + n_y^2} [r_0^2 J_2(\psi)] \right) + r_0 \left( J_0(\psi) + \frac{n_x^2 - n_y^2}{n_x^2 + n_y^2} J_2(\psi) \right) \right) \Big] - \\
& - b_1 \sin^3\sigma \frac{2n_x n_y}{n_x^2 + n_y^2} \left( r_0 J_2(\psi) + \frac{\partial}{\partial r_0} [r_0^2 J_2(\psi)] \right) \Big] d\sigma, \\
C = & \int_0^\pi e^{-ikr_0(n_z+1)\cos\sigma} \left[ 2i \frac{b_1 n_x + b_2 n_y}{\sqrt{n_x^2 + n_y^2}} \sin^2\sigma \cos\sigma \left( r_0 J_1(\psi) + \frac{\partial}{\partial r_0} [r_0^2 J_1(\psi)] \right) \right] d\sigma,
\end{aligned}$$

где  $J_n(\psi)$  – функция Бесселя порядка  $n$  аргумента  $\psi = kr_0 \sin\sigma \sqrt{n_x^2 + n_y^2}$ .

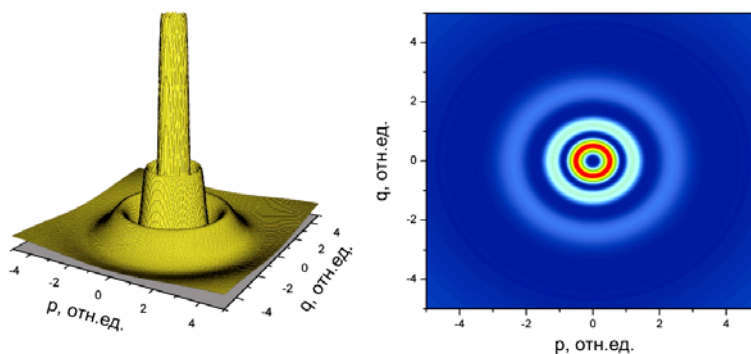


Рис. 1. Распределение интенсивности отраженного от цилиндрической частицы излучения.  $p$  и  $q$  – нормированные координаты на плоскости регистрации.

Размеры цилиндра: радиус основания  $kr_0 = \pi$ , высота  $kz_0 = 4\pi$ .

В данном сообщении рассмотрены релятивистские эффекты, связанные с отражением электромагнитного излучения от поверхности движущегося объекта с теми же оптическими характеристиками, что и внешняя неподвижная среда. Установлена зависимость величины доплеровского сдвига частоты отражённого излучения от угла рассеяния, что позволяет говорить об определенном спектральном распределении отраженного поля на приемнике.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Н. Розанов, Г.Б. Социлин // Оптика и спектроскопия. 2003. Т. 94. № 4. С. 624.
2. Ал. С. Киселев, Ан. С. Киселев, Н.Н. Розанов, Г.Б. Социлин // Известия РАН сер. физическая. 2005. Т. 69. № 8. С. 1139.
3. Н.Н. Розанов, Г.Б. Социлин // УФН. 2006. Т. 176. № 4. С. 421.
4. Н.Н. Розанов // Оптика и спектроскопия. 2004. Т. 96. № 6. С. 1017.
5. М. Wilson // Physics Today. 2007. V. 60. No. 2. P. 19.

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН В ОБЛАСТИ БРЭГГОВСКОГО РЕЗОНАНСА ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

И.Г. Захарова, М.В. Комиссарова, В.Ф. Марченко  
*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,  
физический факультет*

Параметрическое возбуждение волн субгармоники в режиме синфазной накачки реализуется при возбуждении спиновых волн в ферритах [1], капиллярных волн на поверхности жидкости [2], ультразвуковых волн на поверхности пьезокристалла. В одномерном приближении и при малых значениях надкритичности поле субгармоники представляет собой суперпозицию двух бегущих навстречу друг другу волн; порог возбуждения определяется как потерями внутри среды, так и потерями на излучение (длиной возбуждаемого слоя).

В настоящем докладе рассмотрены особенности такого параметрического возбуждения волн субгармоники в периодической среде с квадратичной нелинейностью, когда частота субгармоники лежит в области брэгговской (запрещенной) полосы дисперсионной характеристики системы. Отметим, что реальный интерес представляет изучение не только режима синфазной накачки, но и изучение противофазного режима.

Рассмотрим сначала синфазную накачку. Если амплитуда волны накачки с частотой  $2\omega$  остается постоянной вдоль периодической структуры (см. рис.1), то уравнения для комплексных амплитуд встречных волн содержат как брэгговскую, так и параметрическую связь.

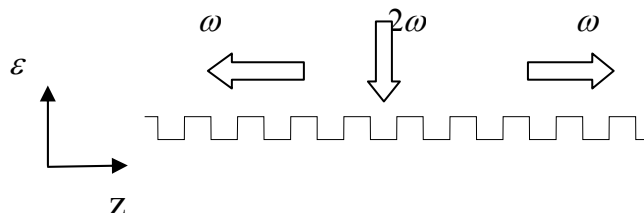


Рис.1. Периодическая структура с диэлектрической проницаемостью вида  $\varepsilon = \varepsilon_0 \left( 1 + M \cos \frac{2\pi}{d} z \right) + \chi E^2$ , где  $M$  - коэффициент модуляции,  $d$  - период решетки.

При полном согласовании на концах периодической структуры возбуждение субгармоники возникает, если коэффициент модуляции заданной накачки превышает величину пространственного коэффициента модуляции параметра (например, диэлектрической проницаемости), определяющего затухание в среде. При малых отстройках частоты субгармоники от середины запрещенной полосы пороговое значение накачки практически не меняется. Слабая зависимость порога возбуждения от расстройки при невырожденном режиме может привести к возбуждению шумового спектра в окрестности частоты субгармоники.

Для конкретной модели слоистого диэлектрика рассчитаны для первой полосы коэффициенты пропускания и отражения, сложная структура пространственного распределения поля субгармоники.

Также нами был рассмотрен режим противофазной накачки. Если поле накачки представляет собой суперпозицию двух бегущих навстречу

друг другу волн, то уравнения для амплитуд волн субгармоники содержат только брэгговскую связь. При соответствующем подборе разности фаз между накачкой и субгармоникой на одном из входов система работает как усилитель либо в прямом, либо в обратном направлениях. Однако ситуация меняется, если возникает брэгговская связь. Подробно рассмотрен случай, при котором частота волн накачки лежит во второй запрещенной полосе (сдвиг между волнами равен  $\pi$ ), а частота субгармоники – в первой запрещенной полосе (сдвиг между встречными волнами равен  $\pi/2$ ). В этом случае при любых интенсивностях накачки параметрическое возбуждение невозможно, а система ведет себя как ослабитель.

Обсуждены фазовые соотношения между волнами накачки и субгармоники, которые определяют характер взаимодействия волн в рассматриваемых случаях. В однородной среде, в которой суммарная фаза волн субгармоник  $\varphi_1 + \varphi_2$  устанавливается оптимальной для генерации пары встречных волн, разность фаз этих волн оказывается произвольной. В периодической структуре разность фаз, определяющая положение максимумов и минимумов стоячей волны, зависит от значения частоты внутри запрещенной полосы. Например, в центре полосы  $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2$ , что и обеспечивает максимальное затухание линейной системы.

Только в режиме синфазной накачки удастся в некоторой частотной полосе оптимизировать сумму и разность фаз таким образом, чтобы осуществить возбуждение субгармоники. При ненулевой отстройке от точного брэгговского резонанса  $\Delta$  в обоих случаях фазы зависят от  $Z$  сложным образом, что и обуславливает сложный характер пространственного распределения поля субгармоники.

Полученные нами результаты сравнивались со способом усиления волны комбинационной частоты, при котором ее частота лежит в области запрещенной полосы, а волны накачки и холостой частоты распространяются в полосе пропускания периодической структуры с кубической нелинейностью [3].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.С. Львов “Нелинейные спиновые волны” М.: Наука, 1987.
2. А.Б. Езерский, М.И. Рабинович и др.// ЖЭТФ. 1986. Т. 91 С. 2070.
3. M.J. Steel, C. Martijn de Sterke // J. Opt. Soc. Am. B. 1995.V. 12. No 12. P. 2445.

## ГОЛОГРАФИЧЕСКОЕ ФОРМИРОВАНИЕ СЛОЖНЫХ ТРЕХМЕРНЫХ ФОТОННЫХ СТРУКТУР В ФОТОПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ

В.Г. Миргород, С.В. Устюжанин, Е.А. Довольнов, С.Н. Шарангович  
Томский Государственный Университет Систем Управления и Радиоэлектроники

Голографические сухие фотополимерные композиционные материалы (ФПКМ) получили большое внимание вследствие их возможных применений в создании трехмерных фотонных структур, с дальнейшим применением в дифракционной оптике, хранении и отображении информации, оптических коммуникациях. Эти материалы имеют большие преимущества перед другими обычными голографическими носителями записи вследствие большой емкости, гибкой формы, быстрой записи, низкой цены и высокой надежности. Такие структуры формируются в процессе фотополимеризации за счет диффузионного перераспределения и фазового разделения составляющих фотополимерной композиции. В качестве неактивных компонент могут быть использованы наночастицы ( $FeO_2$ ,  $TiO_2$ ) [1,2], жидкие кристаллы (ЖК) [3].

Целью данной работы является построение аналитической модели голографического формирования сложных периодических структур в ФПКМ в процессе одновременной записи несколькими световыми пучками и исследование на ее основе динамики формирования и эффектов взаимодействия наложенных дифракционных решеток (НДР).

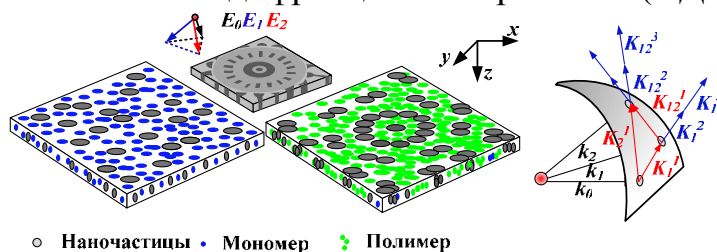


Рис. 1. Процесс голографической записи.

На рис.1 представлен процесс голографической записи. При этом в процессе записи происходят процессы фотополимеризации с инкапсуляцией наночастиц и последующим их перемещением в неосвещенные области за счет явления взаимодиффузии.

При описании нелинейного диффузионно - фотополимеризационного процесса параллельной записи НДР учитывались пространственная неоднородность записывающих пучков, различие локальных контрастов, поляризаций световых пучков.

В работе на основе подхода [4] сформулированы дифференциальные уравнения формирования НДР, описывающие процессы записи решеток. Рассматривая для определенности ФПКМ вида ФПМ-ЖК и следуя методике и обозначениям [4], решения кинетических уравнений записи

представим для пространственного распределения концентрации мономера и показателя преломления ПС в виде суммы пространственных гармоник.

$$M(\tau, \mathbf{r}) = M_0(\tau, \mathbf{r}) + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \sum_{h=1}^H M_{ij}^h(\tau, \mathbf{r}) \cos(h\mathbf{K}_{ij} \cdot \mathbf{r}),$$

$$n(\tau, \mathbf{r}) = n_0(\tau, \mathbf{r}) + \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N \sum_{h=1}^H n_{ij}^h(\tau, \mathbf{r}) \cos(h\mathbf{K}_{ij} \cdot \mathbf{r}),$$
(1)

где  $M_{ij}^h$ ,  $n_{ij}^h = n_{ij}^P + n_{ij}^{LC}$  - амплитуды пространственных гармоник наложенных решеток концентрации мономера и показателя преломления;  $N$ ,  $N(N-1)/2$ , - количество записывающих пучков и НДР, содержащих  $H$  гармоник.

В работе получена система связанных кинетических уравнений относительно гармоник  $M_{ij}^h$ ,  $n_{ij}^h$ , представленная в матричной форме:

$$\frac{\partial \mathbf{M}(\tau, \mathbf{r})}{\partial \tau} = \mathbf{A}(\mathbf{r})\mathbf{M}(\tau, \mathbf{r}), \quad \frac{\partial \mathbf{N}(\tau, \mathbf{r})}{\partial \tau} = \delta n_p \mathbf{B}(\mathbf{r})\mathbf{M}(\tau, \mathbf{r}) + \delta n_{lc} \mathbf{C}\mathbf{M}(\tau, \mathbf{r}),$$
(2)

где  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{C}$ ,  $\mathbf{A} = \mathbf{B} - \mathbf{C}$  – матрицы, включающие в себя параметры материала и условия записи (интенсивности и поляризацию пучков, коэффициенты диффузии, состав материала),  $\mathbf{M} = [M_0, M_{11}, M_{1N} \dots M_{HN}]^T$ ,  $\mathbf{N} = [N_0, N_{11}, N_{1N} \dots N_{HN}]^T$  – вектора гармоник концентрации мономера и показателя преломления.

Решения уравнений (2) относительно амплитудных профилей гармоник показателя преломления полимерной  $n_i^P$  и ЖК решеток  $n_i^{LC}$  в (1) определяются выражениями:

$$n_j^P(\tau, r) = -\delta n_p 2 \sum_{l=0}^N b_{j,l}(r) \sum_{p=0}^N F_{l,p}(r) \frac{1 - \exp[\lambda_p(r) \cdot \tau]}{\lambda_p(r)},$$

$$n_j^{LC}(\tau, r) = -\delta n_{lc} 2 c_{j,j} \frac{D_{lc}}{D_m} \sum_{p=0}^N F_{j,p}(r) e \frac{1 - \exp[\lambda_p(r) \cdot \tau]}{\lambda_p(r)}$$
(3)

где  $j$  принимает значения  $1 \dots W$ ,  $W = H \cdot N \cdot (N-1)/2$ ,  $\lambda_p$  – собственные числа матрицы  $\mathbf{A}$ ,  $b_{i,j}$ ,  $c_{i,j}$  – элементы матриц  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{C}$ ,  $\tau = t/T_m$  - относительное время;  $T_m = 1/D_m K_{12}^2$  - время диффузии,  $K_{12}$  - волновое число 1-й гармоники,  $D_{lc}$ ,  $D_m$  – коэффициенты диффузии.

Решения (3) являются самосогласованными и определяющими эволюцию пространственных профилей гармоник полимерной и ЖК наложенных решеток при голографической записи дифракционных структур и являются математической основой для исследования и оптимизации процесса формирования сложных фотонных структур и расчета их зонной структуры [5].

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования кинетики формирования основных (кривые 1-3) и перекрестных (кривые 4-6) гармоник НДР при равных и оптимизированных контрастах записывающих пучков.

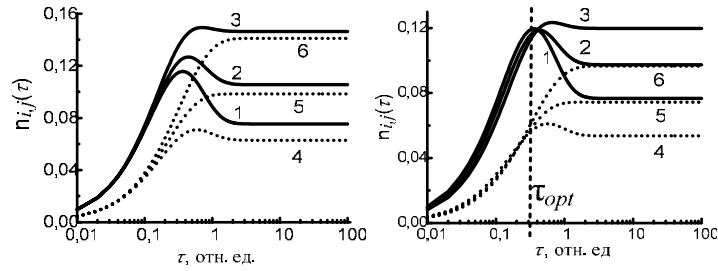


Рис.2. Кинетики формирования решеток.

На основе моделирования показано, что кинетики записи НДР в ФПМ являются различными как по уровню, так и по времени выхода на стационарные значения. Установлено, что подбором внешних условий записи, а именно локальных контрастов и поляризации пучков, возможно достижение требуемых значений характеристик НДР.

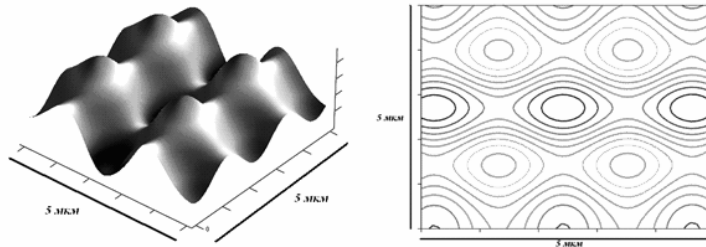


Рис.3. Двумерные профили показателя преломления.

На рис. 3 представлены двумерные объемные (на рисунке слева) и контурные (на рисунке справа) зависимости показателя преломления (1), рассчитанные для трехпучковой параллельной записи с равными контрастами по 0.3. Это показывает возможность эффективного оптического управления характеристиками квазипериодических фотонных структур в ФПМ и композиционных материалах на их основе.

Работа выполнена в рамках проекта РНП 2.1.1.2097 программы «Развитие научного потенциала высшей школы на 2006-2008 г».

## ЛИТЕРАТУРА

1. N. Suzuki, Y. Tomita, K. Ohmori e.a. // Opt. Express. 2006. V. 14. P. 12712.
2. S. Gorkhali, J. Qi, G. P. Crawford // JOSA B. 2006. V. 23. P. 149.
3. S. Massenet, J. Kaiser, M. Perez, R. Chevallier, J. Bougrenet // Appl. Opt. 2005. V.44. P. 5273.
4. Dovolnov E., Sharangovich S., Sheridan J.T., OSA Trends in Optics and Photonics Series (TOPS). 2005. V.99. P. 469.
5. W. Jiang, R. T. Chen // JOSA A. 2006. V.23. P. 2192.

## МЕТАМАТЕРИАЛЫ: ЭЛЕКТРОДИНАМИКА, ПРИЛОЖЕНИЯ

С.Е. Банков, В.А. Калошин

*Институт радиотехники и электроники РАН*

В первой части лекции обсуждается история и терминология в данной области науки. Во второй - приведены наиболее интересные приложения, касающиеся применения метаматериалов на СВЧ (новые типы антенн и волноводов), рассмотрены возможности реализации сверхразрешения (линза Пендри и др.) и невидимости. В третьей части изложен метод электродинамического моделирования метаматериалов и их дефектов.



## ИСТИННЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ, НАПРАВЛЯЕМЫЕ МЕТАМАТЕРИАЛАМИ

Н.В. Ильин<sup>1</sup>, А.И. Смирнов<sup>1</sup>, И.Г. Кондратьев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт прикладной физики РАН

<sup>2</sup>Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского

В истинной поверхностной волне, направляемой границей раздела двух сред, все компоненты электромагнитного поля спадают по экспоненциальному закону при удалении от границы. Классическим примером истинных поверхностных волн являются волны на границе вакуум – плазма (или плазмаподобная среда) с диэлектрической проницаемостью:  $\varepsilon < -1$  [1].

Появление искусственных метаматериалов с электродинамическими свойствами, недостижимыми в естественных условиях, открывает новые возможности реализации поверхностных волн [2]. Эти метаматериалы, как правило, анизотропны и характеризуются тензорами эффективных магнитных и диэлектрических проницаемостей, отдельные компоненты которых могут принимать отрицательные значения. В данной работе изучаются истинные поверхностные волны, поддерживаемые такими метасредами [2].

Рассмотрим среду, у которой тензоры эффективных проницаемостей (диэлектрической  $\bar{\bar{\varepsilon}}$  и магнитной  $\bar{\bar{\mu}}$ ) имеют вид:

$$\bar{\bar{\varepsilon}} = \begin{vmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{vmatrix}, \quad \bar{\bar{\mu}} = \begin{vmatrix} \mu_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel} \end{vmatrix}. \quad (1)$$

Современные метаматериалы создаются на основе резонансных элементов. Для многих из них (в пренебрежении потерями) характерна следующая частотная зависимость компонент тензоров  $\bar{\bar{\varepsilon}}$  и  $\bar{\bar{\mu}}$ :

$$\varepsilon_{\perp,\parallel} = 1 - \frac{\omega_{p\perp,\parallel}^2}{\omega^2 - \omega_{\varepsilon\perp,\parallel}^2}, \quad \mu_{\perp,\parallel} = 1 - \frac{\omega_{m\perp,\parallel}^2}{\omega^2 - \omega_{\mu\perp,\parallel}^2}, \quad (2)$$

где частоты  $\omega_{p\perp,\parallel}$ ,  $\omega_{\varepsilon\perp,\parallel}$ ,  $\omega_{m\perp,\parallel}$ ,  $\omega_{\mu\perp,\parallel}$  определяются технологическим дизайном элементарной ячейки метаматериала, а  $\omega$  – частота процесса.

Пусть граница раздела совпадает с плоскостью  $x=0$ : при  $x > 0$  – метаматериал, при  $x < 0$  – вакуум, и в направлении оси  $z$  бежит истинная поверхностная (прижатая с двух сторон к границе раздела) ТМ волна.

Выполняя граничные условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей, после несложных преобразований получаем дисперсионные уравнения поверхностных волн:

$$\text{TM мода:} \quad \sqrt{h^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} = -\frac{1}{\varepsilon_{\parallel}} \sqrt{\varepsilon_{\parallel} \left( \frac{h^2}{\varepsilon_{\perp}} - \frac{\omega^2}{c^2} \mu_{\parallel} \right)}, \quad (3.a)$$

$$\text{TE мода:} \quad \sqrt{h^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} = -\frac{1}{\mu_{\parallel}} \sqrt{\mu_{\parallel} \left( \frac{h^2}{\mu_{\perp}} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\parallel} \right)}. \quad (3.б)$$

Из (3) следует, что истинная поверхностная волна ТМ типа (ТЕ типа) существует только при отрицательных значениях  $\varepsilon_{\parallel}$  ( $\mu_{\parallel}$ ), в диапазоне от  $\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp} = 1$  ( $\mu_{\parallel}\mu_{\perp} = 1$ ) до  $\mu_{\parallel}\varepsilon_{\perp} = 1$  ( $\varepsilon_{\parallel}\mu_{\perp} = 1$ ). В принципе, возможна ситуация, когда на одной и той же частоте  $\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp} = \mu_{\parallel}\varepsilon_{\perp} = 1$ . При этом существуют поверхностные волны с любым значением замедления и вырожденные по поляризации. Правда их групповые скорости равны нулю и они не переносят энергии вдоль  $z$  направления. В интервале значений:  $[\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp} > 1 (\varepsilon_{\parallel} < 0), \varepsilon_{\perp}\mu_{\parallel} < 1]$  поверхностная ТМ волна всегда прямая, а в интервале  $[\varepsilon_{\parallel}\varepsilon_{\perp} < 1 (\varepsilon_{\parallel} < 0), \varepsilon_{\perp}\mu_{\parallel} > 1]$  волна всегда обратная. Соответственно поверхностные ТЕ волны при  $[\mu_{\parallel}\mu_{\perp} > 1 (\mu_{\parallel} < 0), \mu_{\perp}\varepsilon_{\parallel} < 1]$  – прямые, а при  $[\mu_{\parallel}\mu_{\perp} < 1 (\mu_{\parallel} < 0), \mu_{\perp}\varepsilon_{\parallel} > 1]$  – обратные.

В качестве примера на Рис.1 приведены зависимости замедления  $h/k_0$  от относительной отстройки частоты  $\delta\omega = \omega/\omega_p$  для поверхностных волн в случае изотропного метаматериала, когда:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \mu = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_m^2}, \quad (4)$$

при следующих значениях параметра  $\omega_m$ :

$$\left(\frac{\omega_m}{\omega_p}\right)_1 = 0.4, \quad \left(\frac{\omega_m}{\omega_p}\right)_2 = 0.5, \quad \left(\frac{\omega_m}{\omega_p}\right)_3 = 0.6, \quad \left(\frac{\omega_m}{\omega_p}\right)_4 = 0.7, \quad \left(\frac{\omega_m}{\omega_p}\right)_5 = 0.8$$

Резонансные частоты для магнитной проницаемости (1,2,3,4,5) подобраны таким образом, чтобы при изменении частоты  $\omega$  последовательно выполнять условия, когда:  $\varepsilon = -1$ ,  $\mu = -1$ ,  $\varepsilon\mu = 1$ . Причем в третьем случае одновременно выполняется:  $\varepsilon = -1$ ,  $\mu = -1$ . Ему соответствует вырождение дисперсионной кривой в вертикальную прямую  $\omega = const$ . Групповая скорость волнового пакета при этом точно равна нулю.

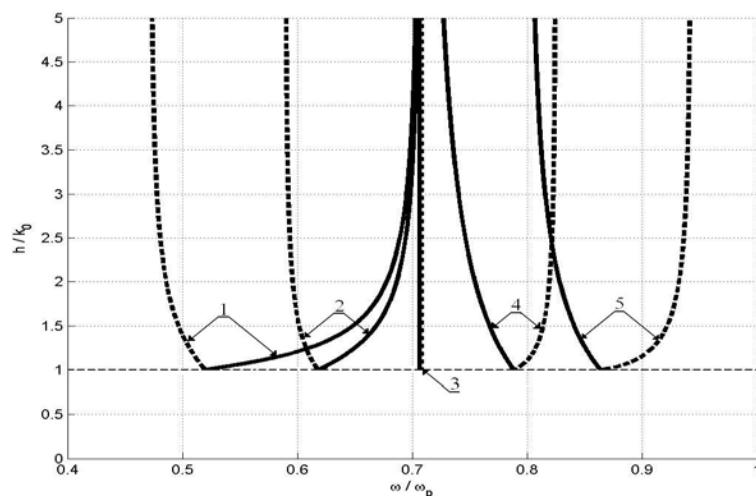


Рис.1. Дисперсионные зависимости поверхностных ТМ и ТЕ волн на границе раздела «вакуум–метаматериал» (ТМ волны – толстая сплошная линия, ТЕ волны – толстая пунктирная линия) при пяти разных значениях частоты  $\omega_m$ .

Таким образом, в данной работе проанализированы дисперсионные свойства поверхностных волн вдоль границы раздела анизотропного метаматериала и вакуума. Исследована ситуация вырождения, когда на одной частоте может существовать бесконечное число поверхностных волн с любым замедлением.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Oliner and T. Tamir // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. P. 231.
2. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, and Y.S. Kivshar // Phys. Rev. E. 2003. V. 67. P. 057602.

## ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ВОРТЕКСЫ В РЕШЕТКЕ ВОЛНОВОДОВ

А.К. Сатарин, А.П. Сухоруков

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет

Дискретные структуры в оптике в настоящее время вызывают большой интерес исследователей [1]. Такое внимание вызвано тем, что на подобных структурах предполагается осуществить логические элементы, работающие полностью в оптическом диапазоне, без преобразования в другие диапазоны. Одной из основных активно изучаемых дискретных структур является решетка волноводов. Мы в своей работе исследуем распространение в такой решетке особых импульсных пучков – пространственно-временных вихревых [2]. Они схожи с обычными пространственными вихрями, но спиральная структура их фазового фронта локализована не в двух поперечных пространственных координатах, а в координатах пространство-время:

$$A_n(\tau, z = 0) = P \left( \frac{n}{w} + i \frac{\tau}{T} \right) \exp \left( - \frac{n^2}{w^2} - \frac{\tau^2}{T^2} \right), \quad (1)$$

где  $w$  – поперечная пространственная ширина,  $T$  – длительность импульса,  $P$  – амплитуда вихря.

Такие вихри обладают всеми свойствами характерными для обычных. Но благодаря тому, что у них лишь одна поперечная пространственная координата, они могут распространяться в плоской решетке волноводов. Мы теоретически исследовали такое распространение в случае линейных волноводов и волноводов с кубической нелинейностью.

При теоретическом рассмотрении дискретных систем такого рода применяют приближение слабой связи волноводов. Так же мы использовали бездиссипативное приближение и учитывали частотную дисперсию второго порядка. Для решетки волноводов с кубической нелинейностью упоминавшейся выше это приводит к системе уравнений [3]:

$$\frac{\partial A_n}{\partial z} = i\alpha(A_{n-1} + A_{n+1}) + iD \frac{\partial^2 A_n}{\partial \tau^2} + i\gamma |A_n|^2 A_n, \quad (2)$$

где  $\alpha$  – константа туннельной связи, пропорциональная интегралу перекрытия поперечных мод,  $\gamma$  – коэффициент нелинейности,  $D$  – коэффициент частотной дисперсии,  $n$  – номер волновода,  $\tau$  – время в сопутствующей системе координат. Эта система уравнений решалась численным методом точность решения проверялась исходя из сохранения двух инвариантов системы:

$$P = \sum_n \int_{-\infty}^{+\infty} |A_n|^2 d\tau, \quad (3)$$

$$H = \sum_n \int_{-\infty}^{+\infty} \left( -D \left| \frac{\partial A_n}{\partial t} \right|^2 + \frac{\gamma}{2} |A_n|^4 + \alpha (A_n^* A_{n+1} + A_n A_{n+1}^*) \right) d\tau, \quad (4)$$

В качестве параметров были взяты значения характерные для волноводов из AlGaAs:  $\alpha = 7.28 \text{ см}^{-1}$ ,  $D = 0.0065 \text{ пс}^2 \text{ см}^{-1}$ ,  $\gamma = 0.036 \text{ пс}^{-1} \text{ Вт}^{-1} \text{ см}^{-1}$  [4].

В ходе исследования были выделены два основных случая: узкий и широкий вортиксы. Для первого характерно сильное влияние дискретности системы, его ширина  $w = 1$ . Во втором случае влияние дискретности, как будет показано, мало и распространение не отличается от непрерывной среды, ширина  $w \geq 2$ .

Для анализа дислокаций в импульсном пучке был использован метод динамических интерферограмм [2]. Все рисунки изображенные далее, это динамические интерферограммы, рассчитанные из полученных результатов. Например на рисунке 1а изображена динамическая интерферограмма узкого вортикса при  $z = 0$ . В центре видна характерная «вилка» из интерференционных полос, направление зубцов которой показывает топологический заряд дислокации (в данном случае -1).

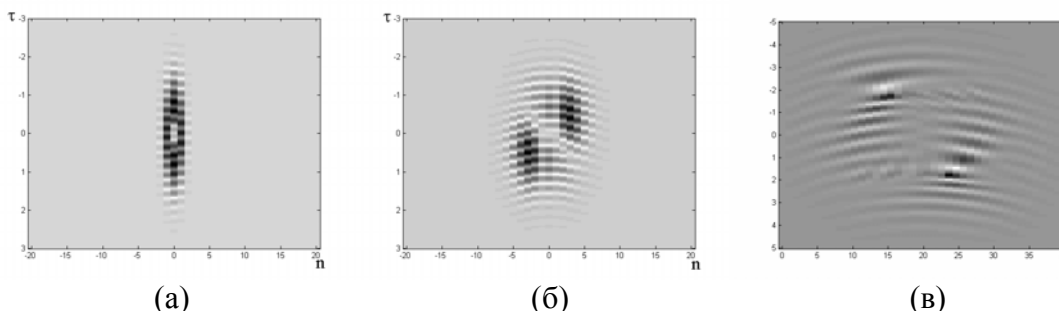


Рис. 1. Динамические интерферограммы дискретно-временных вортиксов: (а) узкого пучка при  $z = 0$ , волноводы линейны, (б) узкого при  $z = 0.4$ , волноводы линейны, (в) широкого при  $z = 1$ , волноводы с кубической фокусирующей нелинейностью, начальная пиковая мощность 575 Ватт. По горизонтальной оси отложен номер волновода  $n$ , по вертикальной  $\tau$  - время в сопутствующей системе координат.

При распространении в решетке линейных волноводов узкого вортикса наблюдался эффект рождения дислокаций. Суть его в том, что в результате влияния дискретности решетки в вортиксе происходит появление новых дислокаций. Этот эффект проиллюстрирован на рисунке 1б. Здесь видно, что в интерферограмме присутствует уже три характерных «вилки» и топологические заряды соответствующий дислокаций равны -1, +1, -1, т.е. полный топологический заряд системы сохраняется. В случае широкого вортикса подобный эффект не наблюдается. Вместо этого происходит преобразование типа дислокации из пространственно-временной в смешанную краевую-винтовую

дислокацию. Это вызвано доминированием дискретной дифракции над частотной дисперсией, которое приводит к сдвигу пространственной компоненты вортикса.

Далее было рассмотрено распространение вортиксов в решетке волноводов с фокусирующей кубической нелинейностью. Уже при небольшой пиковой мощности 575 ватт картина распространения кардинально меняется. При этом такой сильной разницы в распространении узкого и широкого вортиксов, как в линейном случае, уже не наблюдается. В обоих случаях происходит распад импульсного пучка на два отдельных куса (рисунок 1в для широкого вортикса), т.е. эффект схожий с филаментацией пространственных вортиксов в фокусирующей среде. При этом полное расплывание вортикса ощутимо меньше чем в линейном случае, т.е. расстояние между частями импульса оказывается меньше, чем его ширина при распространении в линейной решетке. Не смотря на распад импульса его полный топологический заряд так же как и в первом случае неизменен, что видно на интерферограмме (рисунок 1в).

В работе показано поведение вортиксов в линейной и нелинейной решетках волноводов, указаны особенности распространения вортиксов различной ширины.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, № 06-02-16801.

## ЛИТЕРАТУРА

1. D.N. Christodoulides, F. Lederer, Y. Silberberg. Discretizing light behaviour in linear and nonlinear waveguide lattices // Nature. 2003. V. 424. P. 817.
2. A.P. Sukhorukov, V.V. Yangirova. Spatio-temporal vortices: properties, generation and recording // Proc. SPIE. 2005. V. 5949. P. 35.
3. A.A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar, H.S. Eisenberg, Y. Silberberg. Spatial optical solitons in waveguide arrays // IEEE J. Quantum Electron. 2003. V. 39. No. 1. P. 31.
4. S. Droulias, K. Hizanidis, J. Meier, D.N. Christodoulides. X – waves in nonlinear normally dispersive waveguide arrays // Optics express. 2005. V. 13. No. 6. P. 1827.

## ВОЛНОВОДНЫЕ МОДЫ В РЕЗОНАТОРЕ, ЗАПОЛНЕННОМ СЛОИСТЫМ МАТЕРИАЛОМ С МОДУЛЯЦИЕЙ ЗНАКА ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Д.О. Сапарина, А.П.Сухоруков

Московский Государственный университет, физический факультет, кафедра радиопизики

Теория метаматериалов с отрицательной рефракцией (левых сред) была впервые построена В. Веселаго [1] в конце шестидесятых годов прошлого века. Такие материалы не существуют в природе, и их экспериментальное исследование началось сравнительно недавно. Они представляют собой периодические структуры, сделанные из резонансных элементов. Среды с отрицательным показателем преломления обладают рядом необычных свойств, в частности, плоскопараллельная пластина из метаматериала может фокусировать волновые пучки. Это открывает новые возможности применения таких метаматериалов.

Представляет интерес исследовать свойства открытого резонатора с плоскими зеркалами, заполненного частично левой средой. Преломление на границе между двумя средами обеспечивает фокусировку волнового пучка и можно ожидать возбуждения в резонаторе волноводной моды без дифракционного расплывания.

Рассмотрим резонатор, состоящий из двух плоскопараллельных слоев длины  $l_0$  и  $l_{left}$  с показателями преломления  $n_0 = 1$  и  $n_{left} < 0$  соответственно. Запишем уравнение для огибающей пучка в виде

$$\frac{\partial A}{\partial z} + iD \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} = 0 \quad (1)$$

с начальными условиями

$$A(z=0) = A_0(x). \quad (2)$$

Коэффициент дифракции меняет знак при переходе из правой среды в левую:

$$D = \begin{cases} D_0, & 0 < x < l_0 \\ -\frac{D_0}{|n_{left}|}, & l_0 < x < (l_0 + l_{left}) \end{cases}, \quad (3)$$

где  $D_0 = \frac{1}{2k_0}$  - коэффициент дифракции в среде с показателем преломления  $n_0 = 1$ .

Рассмотрим полный цикл прохождения гауссова пучка через резонатор с начальным распределением амплитуды на левом вогнутом зеркале с радиусом кривизны  $R_1$

$$A = A_0 \exp\left(-\frac{x^2}{a_0^2} - i \frac{k_0 x^2}{2R_1}\right). \quad (4)$$

После одного цикла прохождения резонатора его амплитуда станет равной:

$$A = A_0 \frac{\gamma_1 \gamma_3}{\gamma_0 \gamma_2} \exp(-x^2 \gamma_4^2), \quad (5)$$

где коэффициенты имеют вид:  $\gamma_0^2 = \frac{1}{a^2} + i \frac{k_0}{2R_1}$ ,  $\gamma_1^2 = \frac{\gamma_0^2}{1 - 4iD_0(l_0 + \frac{l_{left}}{n_{left}})}$ ,

$$\gamma_2^2 = \gamma_1^2 + \frac{ik_0 n_{left}}{R_2}, \quad \gamma_3^2 = \frac{\gamma_1^2}{1 - 4iD_0(l_0 + \frac{l_{left}}{n_{left}})}, \quad \gamma_4^2 = \gamma_3^2 + \frac{ik_0}{R_1}.$$

Воспользовавшись условием периодичности (равенством амплитуд (4) и (5)), получим соотношения между параметрами резонатора:

$$\gamma_4^2 = \gamma_0^2, \quad \frac{\gamma_1 \gamma_3}{\gamma_0 \gamma_2} = 1 \quad (6)$$

Рассмотрим случай произвольной кривизны зеркал и длин слоев, удовлетворяющих соотношению:

$$l_{left} = |n_{left}| l_0. \quad (7)$$

Тогда условия периодичности будут удовлетворены, если

$$\frac{1}{R_1} = \frac{|n_{left}|}{R_2} \quad (8)$$

Можно показать, что в случае плоских зеркал,  $R_1 = R_2 = \infty$ , при выполнении соотношения (7) амплитудный профиль поперечной моды с плоским волновым фронтом может иметь произвольное распределение на зеркалах, в том числе и прямоугольное.

Была проведена численная проверка выполнения условия периодичности для плоских пучков, распространяющегося в резонаторе с параметрами, удовлетворяющими соотношению (7). На рис. 1, 2 представлены результаты численного эксперимента, в котором на вход симметричного резонатора с толщиной слоев  $l_0 = 2.5$ ,  $l_{left} = 2.5$  и показателями преломления  $n_0 = 1$  и

$n_{left} = -1$  подавался гауссов пучок  $A = A_0 \exp(-\frac{x^2}{a^2})$  с амплитудой  $A_0 = 1$ , шириной  $a = 1$  и коэффициентом дифракции  $D = 0.25$ .



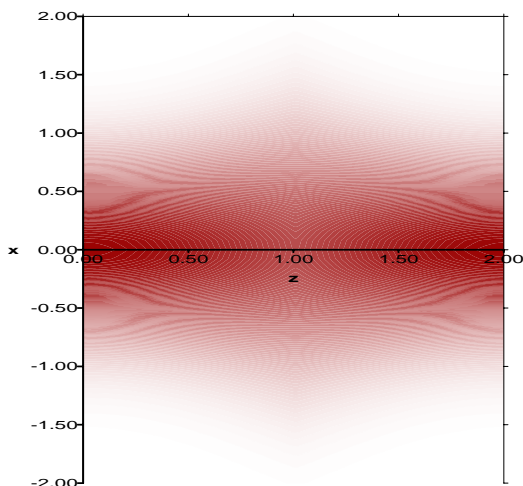


Рис. 1. Распределение интенсивности в резонаторе

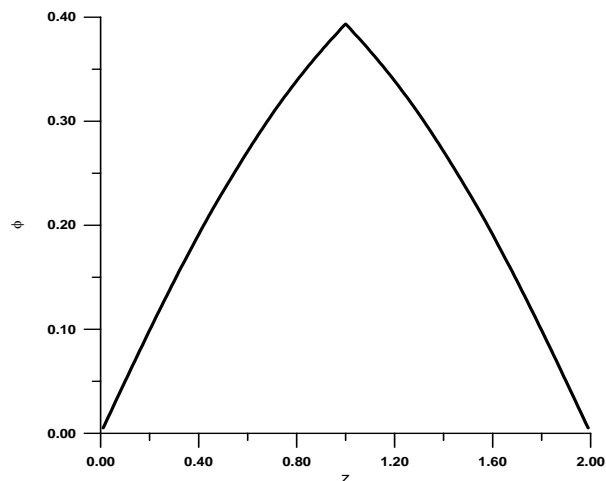


Рис. 2. Величина фазового набега на оси пучка

Аналогичным образом можно провести рассмотрение резонаторов с плоскими зеркалами, состоящих из трех плоскопараллельных слоев (слой с отрицательным показателем преломления расположен посередине). Тогда условия периодичности будут выполнены при

$$l_{left} = 2n_{left}l_0 \quad (9)$$

На рис. 3 представлены результаты численного эксперимента, в котором на вход резонатора с толщиной слоев  $l_0 = 1$ ,  $l_{left} = 1$  и показателями преломления  $n_0 = 1$  и  $n_{left} = -0.5$  подавался гауссов пучок  $A = A_0 \exp(-\frac{x^2}{a^2})$  с амплитудой  $A_0 = 1$ , шириной  $a = 1$  и коэффициентом дифракции  $D = 0.25$ .

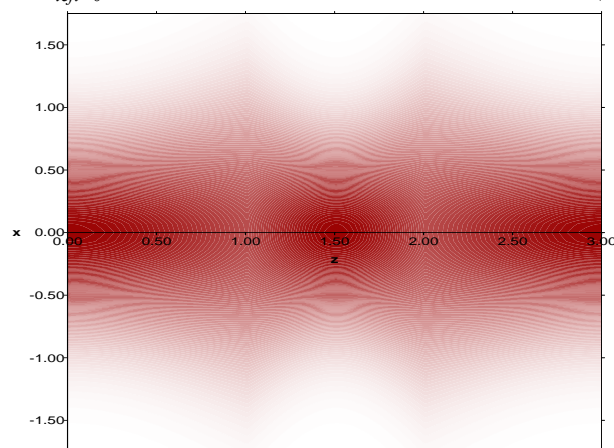


Рис. 3. Распределение интенсивности в резонаторе

Таким образом, в резонаторе с плоскими зеркалами, между которыми находятся два слоя с положительным и отрицательным показателями преломления, можно возбудить локализованную пространственную моду, в отличие от резонатора Фабри-Перо.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» НШ-4870.2006.2, РФФИ № 05-02-17308, 06-02-16801.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Веселаго // УФН. 1967. Т. 92. В. 3. С. 517.
2. М.Б. Виноградова, О.В. Руденко, А.П. Сухоруков «Теория волн» М.: Наука, 1979
3. Н.О. Панфилова, Д.О. Сапарина, А.П. Сухоруков // Известия РАН сер. физ. 2006. Т. 70. № 12. С. 1722.