

МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ЛИНЗА МИКАЭЛЯНА

Нестеренко Д.В.

Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН

Аннотация

Моделируется прохождение света через планарные линзы Микаэляна, созданные на основе фотонно-кристаллических и композитных металло-диэлектрических сред. Показано, что увеличение апертуры фотонно-кристаллической линзы с помощью градиентной композитной среды повышает интенсивность в фокальном пятне в 2 раза. Использование металло-диэлектрической среды позволяет осуществлять фокусировку ТМ-волны при отражении ТЕ-волны.

Ключевые слова: линза Микаэляна, фотонные кристаллы, метаматериалы.

Введение

Материалы с периодическим распределением показателя преломления, известные как фотонные кристаллы (ФК), становятся незаменимыми оптическими компонентами в устройствах нанофотоники [1-2]. Оптические устройства на основе ФК обладают необычными свойствами, трудно реализуемыми другими методами. Так, для ввода света в оптоволоконные структуры применяются сужающиеся ФК [3], сужающиеся фотонно-кристаллические световоды (ФКС) [4]. Также фокусировка может быть осуществлена с помощью фотонно-кристаллической линзы (ФКЛ), имеющей меньшие размеры и структурную совместимость с ФКС [5-8].

Пространственное изменение характеристик ячеек ФК позволяет реализовать среды с градиентно меняющимся показателем преломления. Если оптическая структура имеет период, намного меньший длины волны падающего света, то она может быть описана как среда с эффективными параметрами. Несмотря на то, что отношением периода известных реализаций ФК к длине волны нельзя пренебречь, теория эффективных сред может быть применена при условии отсутствия ненулевых дифракционных порядков при распространении волны. Градиентные среды, включающие диэлектрические стержни с меняющимся радиусом, были применены для реализации линзы Лунберга [9]. Было показано, что использование теории эффективных сред Максвелла-Гарнетта для описания структуры даёт хорошие результаты. ФК, состоящие из отверстий с меняющимся радиусом в диэлектрической матрице, были исследованы для фокусировки и волноводного распространения света [10], для сопряжения обычного и ФК-волноводов [11], для сопряжения двух обычных волноводов [8], для фокусировки света с разными поляризациями в различные пространственные положения [12].

Диэлектрические ФК применяются для создания градиентных сред с низкими потерями, работающих в широком волновом диапазоне. Однако разность показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей в ФК, являющаяся мерой анизотропии, невелика для диэлектрических материалов. С другой стороны, эффективный показатель преломления градиентной среды может быть изменён в пределах показателей преломления диэлектрических материалов, из которых состоит ФК. Для

создания эффективных анизотропных оптических устройств на основе ФК, позволяющих управлять светом в зависимости от поляризации, требуется применение материалов с максимальным отличием показателей преломления. Градиентные среды с металллическими включениями были исследованы в работах по моделированию устройств вращения поляризации СВЧ поля [13], поворотных сегментов волноводов [14], структурированных металлических поверхностей для фокусировки и направленного распространения поверхностных волн [15-17].

Фотонно-кристаллическая линза

Любую линзу можно приблизительно заменить ФК-линзой, даже ту, которую трудно или невозможно сделать на текущем уровне технологического развития. Рассмотрим, как можно рассчитать аналог линзы Микаэляна (ЛМ) [19]. Градиентная ЛМ собирает все лучи, падающие параллельно оптической оси, в точку на оптической оси на противоположной поверхности линзы. Показатель преломления ЛМ меняется от центра к краю линзы по закону:

$$n(y) = n_0 ch^{-1} \left(\frac{\pi |y|}{2L} \right), \quad (1)$$

где L – фокусное расстояние, n_0 – показатель преломления на оптической оси.

Рассмотрим 2D структуру, представленную на рис. 1. Она состоит из квадратной матрицы круглых цилиндров с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_2 , расположенных в материале с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_1 .

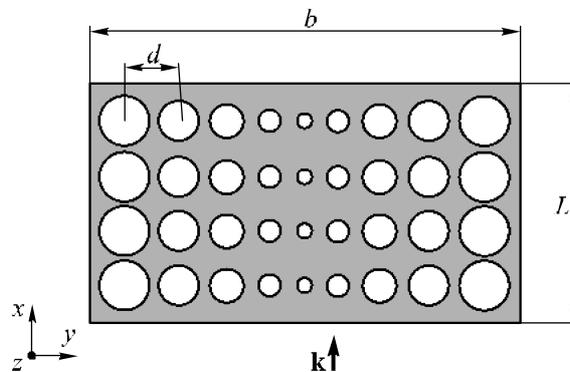


Рис. 1. Фотонно-кристаллическая линза, содержащая воздушные отверстия с меняющимся радиусом

Обозначим период кристалла d , f – относительная объёмная концентрация стержней. Рассмотрим распространение линейно поляризованной волны с длиной волны λ в вакууме и волновым вектором \mathbf{k} . Если длина волны λ много больше периода d , то к задаче может быть применена теория эффективных сред. Эффективная диэлектрическая проницаемость ε для случая ТЕ-поляризации (вектор электрического поля параллелен оси z) может быть представлена в виде степенного ряда с аргументом $\alpha = d/\lambda$ [10, 21, 22]:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{\pi^2}{3} \left[f(1-f)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \right]^2 \alpha^2 + O(\alpha^4), \quad (2)$$

где ε_0 – средняя относительная диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon_0 = \varepsilon_2 f + \varepsilon_1(1-f)$.

Для случая ТМ-поляризации (вектор магнитного поля параллелен оси z)

$$\varepsilon = \frac{1}{a_0} + \frac{\pi^2}{3} \left[f(1-f) \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 \varepsilon_1} \right]^2 \frac{\varepsilon_0}{a_0^3} \alpha^2 + O(\alpha^4), \quad (3)$$

где a_0 – среднее арифметическое обратных относительных диэлектрических проницаемостей, $a_0 = f/\varepsilon_2 + (1-f)/\varepsilon_1$.

Относительная объёмная концентрация круглых цилиндров f может быть выражена следующим образом: $f = \pi r^2 / d^2$, тогда из выражения (2) для ТЕ-поляризации или (3) для ТМ-поляризации можно найти радиусы цилиндров, соответствующие выражению (1). При этом на радиус цилиндров налагаются следующие ограничения. Радиус должен быть меньше, чем $d/2$. Период d должен быть меньше длины волны λ . Максимальное значение радиуса должно достигаться в точках $|y| = b/2$, где b – апертура линзы. Объёмная концентрация в этом случае будет составлять $f_{\max} = \pi/4$. Из формул (2) и (3) можно получить выражения для ограничений снизу для эффективной диэлектрической проницаемости и соответственно для эффективных показателей преломления $n_{\min} = \varepsilon_{\min}^{1/2}$ для случаев ТМ- и ТЕ-поляризации.

Для численных экспериментов с ЛМ в воздухе были выбраны следующие параметры из работы [7]. Длина волны $\lambda = 1,5$ мкм, длина линзы равна фокусному расстоянию $L = 3$ мкм. Коэффициент преломления материала линзы $n_0 = 1,5$, $\varepsilon_1 = n_0^2$, $\varepsilon_2 = 1$. Апертура линзы $b = 4$ мкм. При данной апертуре значение $n(b/2) = 0,94$ является физически некорректным для приведённой структуры. В работе [22] накладывалось ограничение на апертуру вида

$$y_{\max} \leq 2L\pi^{-1} \text{Arch}[n_0/n_{\min}]. \quad (4)$$

Для данной структуры максимальная относительная объёмная концентрация воздушных стержней в материале $f = \pi/4$, тогда из (2) в случае ТЕ-поляризации минимальное значение эффективного показателя преломления $n_{\min} = 1,13$. Из (4) следует, что максимальный размер апертуры ЛМ для данных параметров $b_{\max} = 3$ мкм.

На рис. 2 представлена зависимость радиуса отверстий в материале ФКЛ Микаэляна (ФКЛМ) для ТЕ-поляризации, рассчитанная согласно (2), от расстояния по поперечной координате y для периода $0,125$ мкм для соответствующей ФКЛМ.

Представленная зависимость, рассчитанная на основе теории эффективных сред [21], качественно отличается от зависимости, полученной в [7], где для определения оптического хода лучей через ячейку $d \times d$, включающую круглое отверстие с радиусом r , рассматривалась ячейка с прямоугольным отверстием размерами $2r \times d$.

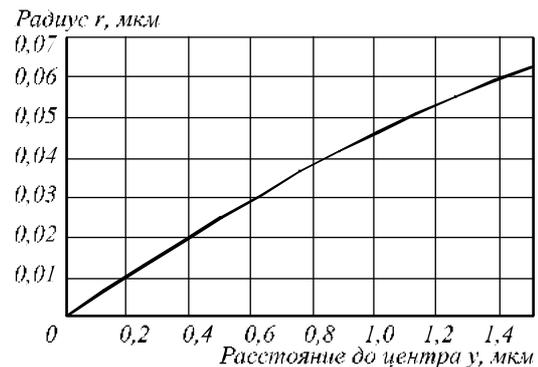


Рис. 2. Зависимость радиуса отверстий ФКЛ от расстояния от оптической оси

Результаты моделирования

Моделирование ЛМ проводилось с помощью объединённого метода конечных элементов и разложения Рэлея [23] с дискретизацией $\lambda/100$. На рис. 3а, б представлены инвертированные распределения интенсивности поля дифракции ТЕ- и ТМ-поляризованных волн на ЛМ размерами 3×3 мкм с распределением показателя преломления согласно (1).

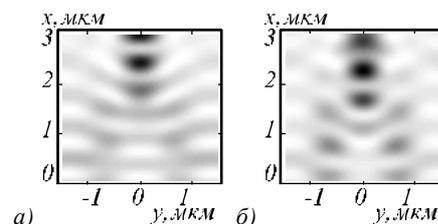


Рис. 3. Распределение интенсивности поля дифракции на ЛМ ТЕ- (а) и ТМ-поляризованной (б) волн

Фокусировка ТЕ-поляризованного света на поверхности ЛМ происходит с максимальной интенсивностью, достигающей 5,8. В ТМ-случае наблюдается мало выраженная фокусировка внутри элемента с меньшей интенсивностью, около 4,4. Далее моделируется прохождение света через ФКЛМ с распределением отверстий согласно рис. 2. На рис. 4а, б представлены инвертированные распределения интенсивности поля дифракции ТЕ- и ТМ-поляризованных волн на ФКЛМ размерами 3×3 мкм, соответствующей рассмотренной выше ЛМ.

По сравнению с ЛМ интенсивность в фокусе ФКЛМ снизилась до 5,1 в ТЕ-случае и 3,5 в ТМ-случае. Размер пятна фокусировки для ЛМ составляет

около 1,2 мкм, что согласуется с [7], для ФКЛМ около 1,35 мкм. Интенсивность в фокальном пятне ТМ-волны ФКЛМ на 31 % ниже интенсивности ТЕ-волны.

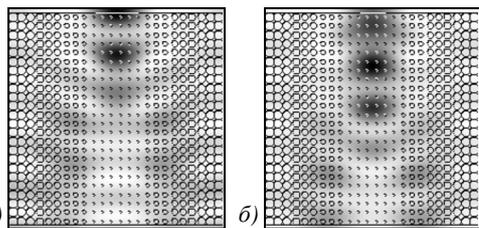


Рис. 4. Распределение интенсивности поля дифракции на ФКЛМ ТЕ- (а) и ТМ-поляризованной (б) волн

Рассмотрим ЛМ в отсутствие ограничения (4) на апертуру линзы и минимальное значение показателя преломления n_{min} . На рис. 5 приведено распределение показателя преломления $n(y)$ в ЛМ в зависимости от поперечного расстояния от оптической оси, рассчитанной в соответствии с (1), при длине линзы $L = 3$ мкм. Из графика видно, что при апертуре b более 3,66 мкм показатель преломления должен быть меньше 1. Было проведено моделирование ЛМ с различными апертурами и распределением показателя преломления вида (1).

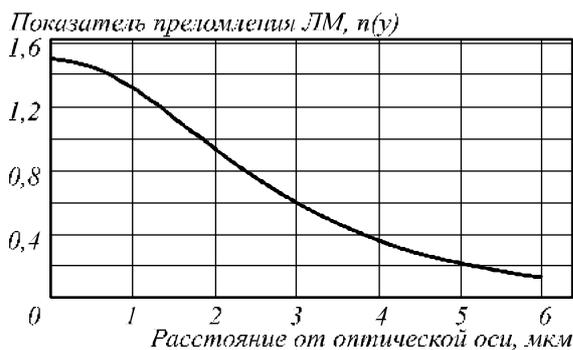


Рис. 5. Распределение показателя преломления ЛМ

На рис. 6 а представлено для иллюстрации распределение интенсивности (инвертированное) и на рис. 6 б - распределение фазы поля дифракции на ЛМ толщиной 3 мкм с апертурой $b = 10,5$ мкм, белый цвет соответствует сдвигу фазы 0° , чёрный цвет соответствует сдвигу фазы 2π . По распределению фазы можно отметить, что области ЛМ, удалённые более чем на 4 мкм от оптической оси, не дают значительного вклада в фокусировку. На рис. 7 представлена полученная зависимость максимальной интенсивности на поверхности ЛМ в фокальном пятне от размера апертуры ЛМ. С увеличением апертуры до 11 мкм максимум интенсивности возрастает и асимптотически приближается к значению 29. С дальнейшим увеличением апертуры положение фокуса и размер пятна не изменяются.

Из (2) следует, что в случае ТЕ-поляризации при заданной диэлектрической проницаемости $\epsilon_1 \geq 1$ для достижения эффективной диэлектрической проницаемостью ϵ композитной среды значений, меньших 1, диэлектрическая проницаемость ϵ_2 должна быть меньше 1. Достичь этого возможно, заменив воздух в отверстиях соответ-

ствующим материалом, например, металлом с отрицательной реальной частью диэлектрической проницаемости. Исследуем возможность увеличения интенсивности в фокальном пятне ЛМ на основе композитных металло-диэлектрических сред за счёт увеличения апертуры.

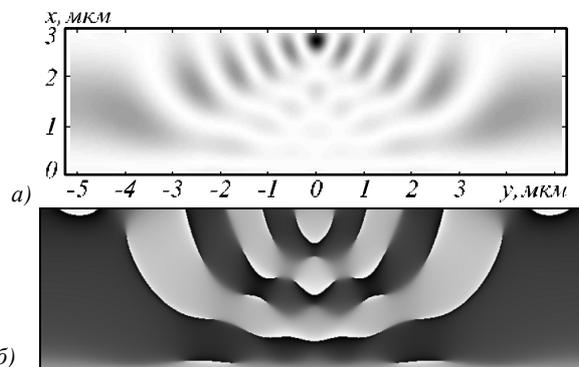


Рис. 6. Дифракция на ЛМ с апертурой 10,5 мкм: распределение интенсивности (а), распределение фазы (б)

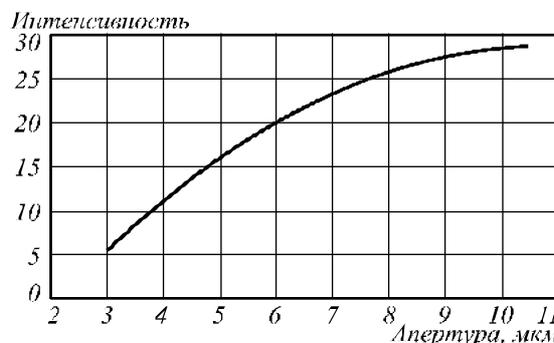


Рис. 7. Зависимость значения интенсивности в фокусе на поверхности ЛМ от апертуры

В работе [24] исследовалось распространение поляризованного света в периодических массивах металлических стержней в диэлектрической пластине. Было показано, что при расстоянии между серебряными стержнями менее $\lambda/6$ и при диаметре стержней не более $\lambda/25$ применение нелокальной модели однородной среды [18, 25] для моделирования диэлектрической среды, включающей массивы металлических стержней, даёт отклонение не более 1%. В работе [25] рассматривается матрица из диэлектрического материала с двумерной решёткой наностержней с отрицательной диэлектрической постоянной.

В [25] было показано, что для длин волн, много больших радиуса стержней, поле в композитной периодической структуре может быть описано с использованием диэлектрической проницаемости:

$$\epsilon_{TM} = \epsilon_1 + \frac{2\epsilon_1}{\frac{1}{f} \frac{\epsilon_2 + \epsilon_1}{\epsilon_2 - \epsilon_1} - 1}, \quad (5)$$

$$\epsilon_{TE}(\omega) = \epsilon_1 + \frac{\epsilon_1}{\frac{\epsilon_1}{(\epsilon_2 - \epsilon_1)f} - \frac{\beta^2}{\beta_p^2}}, \quad (6)$$

где $\epsilon_{TM}, \epsilon_{TE}$ – диэлектрические проницаемости для ТМ- и ТЕ-поляризаций, $\beta = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_1 \mu_0}$ – волновое число в диэлектрической структуре, $\omega = \frac{E}{\hbar}$, E – энергия фотона, β_p – плазменное волновое число для идеально проводящих стержней:

$$(\beta_p d)^2 \approx \frac{2\pi}{\ln\left(\frac{d}{2\pi r}\right) + 0,5275} \quad (7)$$

Предложенная модель также действует для диэлектриков с положительной вещественной частью диэлектрической проницаемости.

Проведём расчёт эффективного показателя преломления композитного материала, состоящего из диэлектрика ($n_1 = 1,5$) и круглых стержней из проводящего материала, например серебра ($n_2 = 0,48 + 10,5i$, $\epsilon_2 = -110 + 10,1i$ для $\lambda = 1,5$ мкм) для ТЕ-поляризации в соответствии с (6). На рис. 8 а представлена полученная зависимость показателя преломления $n + ik$ композитного материала от объёмной концентрации металлических стержней f .

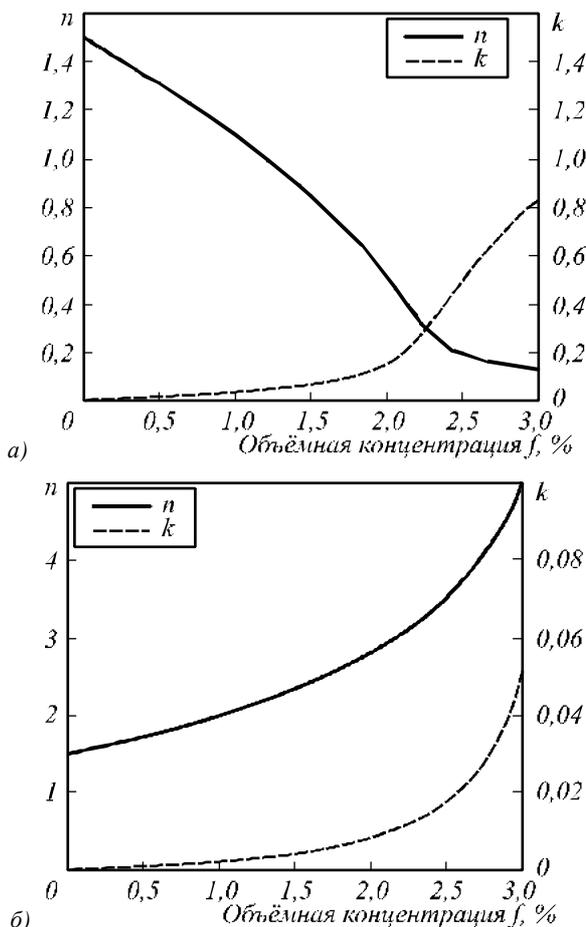


Рис. 8. Зависимость показателя преломления композитного материала от объёмной концентрации стержней f для: а) ТЕ-волны, б) ТМ-волны

На основе полученной зависимости была сконструирована металло-диэлектрическая композитная

среда, дополняющая диэлектрическую ФКЛМ с апертурой 3 мкм так, чтобы общая апертура модифицированной ФКЛМ, структура которой представлена на рис. 9, составила 10,5 мкм. Объёмная концентрация серебряных стержней радиусом 7,5 нм градиентно меняется в зависимости от расстояния от оптической оси от 1 % на расстоянии 1,5 мкм до 2,8 % на расстоянии 5,25 мкм в соответствии с зависимостью (6) для получения зависимости действительной части показателя преломления композитной среды вида (1).

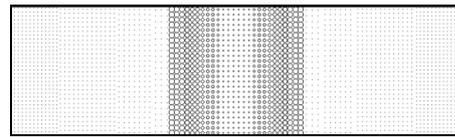


Рис. 9. Структура модифицированной ФКЛМ с апертурой 10,5 мкм

На рис. 10 и 11 представлены распределения интенсивности и фазы поля дифракции ТЕ- и ТМ-волн на модифицированной ФКЛМ.

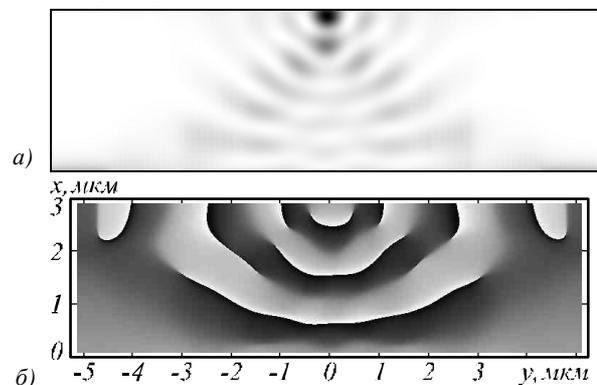


Рис. 10. Дифракция ТЕ-волны на модифицированной ФКЛМ:

а) распределение интенсивности, б) распределение фазы

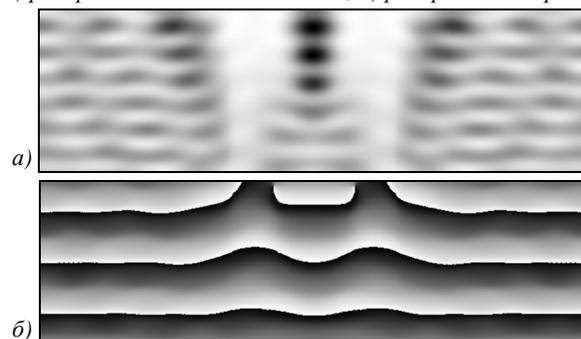


Рис. 11. Дифракция ТМ-волны на модифицированной ФКЛМ: распределение интенсивности (а), распределение фазы (б)

Можно отметить, что в ТЕ-случае крайние области элемента обладают слишком большим поглощением, чтобы давать существенный вклад в фокусировку. Из рис. 10 б видно, что рабочая апертура данного элемента составляет около 8 мкм. В ТМ-случае вклад в осевую фокусировку наблюдается только от диэлектрической фотонно-кристаллической линзы. Максимальная интенсивность на по-

верхности составляет 11,5 в ТЕ-случае и 3,5 в ТМ-случае. Распределение интенсивности поля дифракции на поверхности представлено на рис. 14 а.

Далее сконструируем композитную металло-диэлектрическую ЛМ, используя зависимость показателя преломления от объёмной концентрации серебряных стержней для ТЕ-поляризации на рис. 8 а и заменив центральную фотонно-кристаллическую диэлектрическую область полностью композитной средой, состоящей из серебряных стержней радиусом 7,5 нм в диэлектрической среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = 2,25$. Апертура элемента также составляет 10,5 мкм. Объёмная концентрация стержней градиентно меняется в зависимости от расстояния от оптической оси от 0 % на оптической оси (расчётный показатель преломления для ТЕ-и ТМ-случаев $n = 1,5$) до 2,2 % на расстоянии 5,25 мкм (расчётный показатель преломления для ТЕ-случая $n = 0,27 + i0,35$, для ТМ-случая $n = 1,54$). Расположение стержней в диэлектрической пластине толщиной 3 мкм и распределение интенсивности и фазы поля дифракции ТЕ-и ТМ-поляризованных волн приведено на рис. 12 и 13.

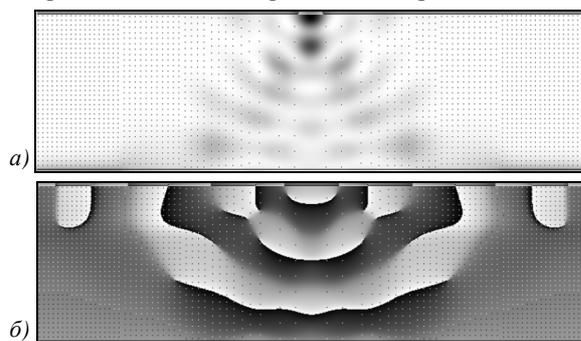


Рис. 12. Дифракция ТЕ-волны на композитной ЛМ: распределение интенсивности (а), распределение фазы (б)

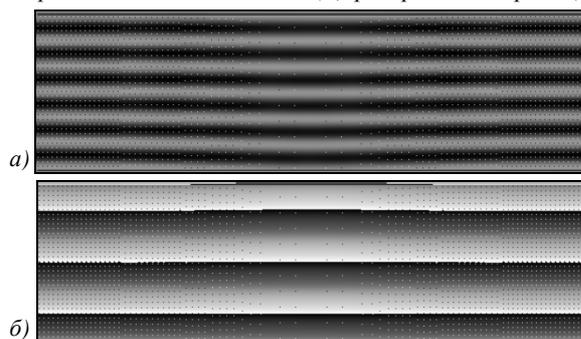


Рис. 13. Дифракция ТМ-волны на композитной ЛМ: распределение интенсивности (а), распределение фазы (б)

В ТЕ-случае наблюдается осевая фокусировка с максимальной интенсивностью 7,2 на поверхности. В ТМ-случае вследствие малого отклонения показателя преломления в композитной среде в соответствии с зависимостью на рис. 8 б, её влияние на прохождение волны незначительно. Распределение интенсивности поля дифракции на поверхности представлено на рис. 14 б.

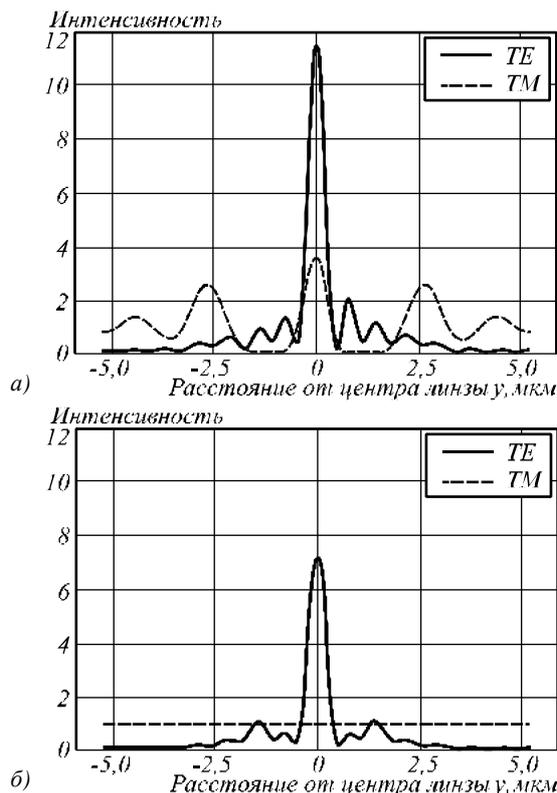


Рис. 14. Распределение интенсивности поля дифракции на поверхности

модифицированной ФКЛМ (а) и композитной ЛМ (б)

Сконструируем композитную металло-диэлектрическую ЛМ, используя зависимость показателя преломления от объёмной концентрации серебряных стержней для ТМ-поляризации на рис. 8 б радиусом 7,5 нм в аналогичной диэлектрической среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = 2,25$. Апертура элемента также составляет 3 мкм. Объёмная концентрация стержней градиентно меняется в зависимости от расстояния от оптической оси от 25 % на оптической оси (расчётный показатель преломления для ТЕ-случая $n = 0,19 + i5,1$, для ТМ-случая $n = 2 + i0,002$) до 0 % на расстоянии 1,5 мкм (расчётный показатель преломления для ТЕ-и ТМ-случаев $n = 1,5$). Расположение стержней в диэлектрической пластине толщиной 3 мкм и распределение интенсивности и фазы поля дифракции ТЕ- и ТМ-поляризованных волн приведено на рис. 15. В ТЕ-случае волны в элементе быстро затухают, на поверхности элемента интенсивность прошедшей волны нулевая. Отражение от элемента 94 %. В ТМ-случае максимальная интенсивность в фокальной точке на поверхности равна 8,5.

Заключение

Моделированием объединённым методом конечных элементов и разложения Релея было исследовано прохождение ТЕ- и ТМ-поляризованного света через линзы Микаэляна, сконструированные на основе фотонно-кристаллических сред и композитных металло-диэлектрических сред.

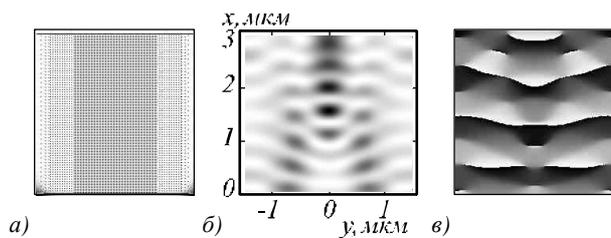


Рис. 15. Распределение интенсивности поля дифракции на композитной ЛМ ТЕ- волны (а) и ТМ- волны (б), распределение фазы в ТМ-случае (в)

Для преодоления ограничения снизу на значение показателя преломления в линзе Микаэляна и увеличения её апертуры было предложено использовать композитную металло-диэлектрическую среду, состоящую из диэлектрической среды, включающей периодические массивы металлических стержней диаметром 15 нм, технологически трудно реализуемую в настоящее время. Показано, что дополнение градиентной композитной средой фотонно-кристаллической линзы повышает интенсивность в фокальном пятне в 2 раза по сравнению с фотонно-кристаллической линзой, при этом апертура линзы увеличивается в 3,5 раза. Линза, полностью состоящая из композитной среды и рассчитанная для ТЕ-поляризации, позволяет получить увеличение интенсивности на 40 %. Рассчитанная для ТМ-поляризации линза из композитной среды позволяет получить увеличение интенсивности в фокусе в 2,4 раза по сравнению с ФКЛМ аналогичной апертуры, при этом 94 % ТЕ-поляризованного света отражается от элемента.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы (государственные контракты № 02.740.11.0841, № 02.740.11.0805 и № 14.740.11.0016), грантов РФФИ 10-02-90726-моб_ст и Президента РФ поддержки ведущих научных школ (НШ-7414.2010.9).

Литература

1. **Joannopoulos, J.D.** Photonic crystals: putting a new twist on light / J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve and S. Fan // *Nature*. - 1997. - V. 386. - P. 143-149.
2. **Song, B.S.** Photonic devices based on in-plane hetero photonic crystals / B.S. Song, S. Noda and T. Asano // *Science*. - 2003. - V. 300. - P. 1537.
3. **Happ, T.D.** Photonic crystal tapers for ultracompact mode conversion / T.D. Happ, M. Kamp and A. Forchel // *Opt. Lett.* - 2001. - V. 26. - P. 1102-1104.
4. **Almeida, V.** Nanotaper for compact mode conversion / V. Almeida, R. Panepucci und M. Lipson // *Opt. Lett.* - 2002. - Vol. 28. - P. 1302-1304.
5. **Pshenay-Severin, E.** Photonic crystal lens for photonic crystal waveguide coupling / E. Pshenay-Severin [et al.] // *OSA Techn. Digest*, - CLEO. - 2006.
6. **Minin, I.V.** Subwavelength diffractive photonic crystal lens / I.V. Minin [et al.] // *Prog. In Electr. Res. B*. - 2008. - V. 7. - P. 257-264.
7. **Триандафилов, Я.Р.** Фотонно-кристаллическая линза Микаэляна / Я.Р. Триандафилов, В.В. Котляр // *Компьютерная оптика*. - 2007. - Т. 31, № 3. - С. 27-31.

8. **Котляр, В.В.** Фотонно-кристаллическая линза для сопряжения двух планарных волноводов / В.В. Котляр, Я.Р. Триандафилов, А.А. Ковалёв, М.И. Котляр, А.В. Волков, Б.О. Володкин, В.А. Сойфер, Лим О'Фелон, Т. Краусс // *Компьютерная оптика*. - 2008. - Т. 32, № 4. - С. 326-336.
9. **Vasic, B.** Controlling electromagnetic fields with graded photonic crystals in metamaterial regime / B. Vasic, G. Isic, R. Gajic and K. Hingerl // *Opt. Exp.* - 2010. - V. 18, N 19. - P. 20321-20333.
10. **Kurt, H.** Graded index photonic crystals / H. Kurt, D.S. Citrin // *Opt. Exp.* - 2007. - V. 15, N 3. - P. 1240-1253.
11. **Chien, H.T.** Focusing of electromagnetic waves by periodic arrays of air holes with gradually varying radii / H.T. Chien and C.C. Chen // *Opt. Exp.* - 2006. - V. 14. - P. 10759.
12. **Halevi, P.** Photonic crystals as optical components / P. Halevi, A.A. Krokhin, and J. Arriaga // *Appl. Phys. Lett.* - 1999. - V. 75. - P. 2725-2727.
13. **Chen, H.** Design and experimental realization of a broadband transformation media field rotator at microwave frequencies / H. Chen, B. Hou, S. Chen, X. Ao, W. Wen and C.T. Chan // *Phys. Rev. Lett.* - 2009. - V. 102. - P. 183903.
14. **Mei, Z.L.** Experimental realization of a broadband bend structure using gradient index metamaterials / Z.L. Mei and T.J. Cui // *Opt. Exp.* - 2009. - V. 17. - P. 18354-18363.
15. **Pendry, J.B.** Mimicking Surface Plasmons with Structured Surfaces / J.B. Pendry, L. Martin-Moreno and F.J. Garcia-Vidal // *Science*. - 2004. - V. 305. - P. 847-848.
16. **Pinchuk, A.O.** Metamaterials with gradient negative index of refraction / A.O. Pinchuk and G.C. Schatz // *J. Opt. Soc. Am. A*. - 2007. - V. 24. - P. A39-A44.
17. **Juluri, B.K.** Propagation of designer surface plasmons in structured conductor surfaces with parabolic gradient index / B.K. Juluri, S. Chin, S. Lin, T.R. Walker, L. Jensen, and T.J. Huang // *Opt. Exp.* - 2009. - V. 17. - P. 2997-3006.
18. **Silveirinha, M.G.** Nonlocal homogenization model for a periodic array of ϵ -negative rods / M.G. Silveirinha // *Phys. Rev. E*. - 2006. - V. 73. - P. 046612.
19. **Микаэлян, А.Л.** Применение свойств среды для фокусирования волн / А.Л. Микаэлян // *Доклады академии наук СССР*. - 1951. - Вып. 81. - С. 569-571.
20. **Rytov, S.M.** Electromagnetic properties of a finely stratified medium / S.M. Rytov // *Sov. Phys. JETP*. - 1956. - N 2. - P. 466-475.
21. **Lalanne, Ph.** Effective medium theory applied to photonic crystals composed of cubic or square cylinders / Ph. Lalanne // *Appl. Opt.* - 1996. - V. 35. - P. 5369-5380.
22. **Котляр, В.В.** Расчёт составного градиентного оптического элемента, формирующего заданное распределение интенсивности / В.В. Котляр, А.С. Мелёхин // *Компьютерная оптика*. - 2001. - Т. 21. - С. 92-95.
23. **Нестеренко, Д.В.** Моделирование дифракции на периодических неоднородностях объединённым методом конечных элементов и разложения Релея / Д.В. Нестеренко // *Автоматрия*. - 2011. - Т. 47, № 1. - С. 85-95.
24. **Нестеренко, Д.В.** Моделирование прохождения света в массивах металлических наностержней / Д.В. Нестеренко, В.В. Котляр // *Компьютерная оптика*. - 2008. - Т. 32, № 4. - С. 337-342.
25. **Silveirinha, M.G.** Subwavelength imaging at infrared frequencies using an array of metallic nanorods / M.G. Silveirinha [et al.] // *Phys. Rev. B*. - 2007. - V. 75. - P. 035108.

References

1. **Joannopoulos, J. D.** Photonic crystals: putting a new twist on light / J. D. Joannopoulos, P. R. Villeneuve, and S. Fan // *Nature*. - 1997. - V. 386. - P. 143-149.
2. **Song, B.S.** Photonic devices based on in-plane hetero photonic crystals / B. S. Song, S. Noda, and T. Asano // *Science*. - 2003. - V. 300. - P. 1537.

3. **Happ, T. D.** Photonic crystal tapers for ultracompact mode conversion / T. D. Happ, M. Kamp, and A. Forchel // *Opt. Lett.* – 2001. – V. 26. – P. 1102-1104.
4. **Almeida, V.** Nanotaper for compact mode conversion / V. Almeida, R. Panepucci, and M. Lipson // *Opt. Lett.* – 2002. – Vol. 28. – P. 1302-1304.
5. **Pshenay-Severin, E.** Photonic crystal lens for photonic crystal waveguide coupling / E. Pshenay-Severin [et al.] // *OSA Techn. Digest: CLEO.* – 2006.
6. **Minin, I.V.** Subwavelength diffractive photonic crystal lens / I.V. Minin [et al.] // *Prog. In Electr. Res. B.* – 2008. – V. 7. – P. 257-264.
7. **Triandafilov, Y.R.** Photonic-crystal Mikaelian lens / Y.R. Triandafilov, V.V. Kotlyar // *Computer Optics.* – 2007. – V. 31, N. 3. – P. 27-31. – ISSN 0134-2452. – (in Russian).
8. **Kotlyar, V.V.** Photon-crystal lens for planar waveguides coupling / V.V. Kotlyar, Y.R. Triandafilov, A.A. Kovalev, M.I. Kotlyar, A.V. Volkov, B.O. Volodkin, V.A. Soifer, Lim O. Felon, T. Krauss // *Computer Optics.* – 2008. – V. 32, N. 4. – P. 326-336. – ISSN 0134-2452. – (in Russian).
9. **Vasic, B.** Controlling electromagnetic fields with graded photonic crystals in metamaterial regime / B. Vasic, G. Isic, R. Gajic, and K. Hingerl // *Opt. Exp.* – 2010. – Vol. 18. – N. 19. – P. 20321-20333.
10. **Kurt, H.** Graded index photonic crystals / H. Kurt, D. S. Citrin // *Opt. Exp.* – 2007. – V. 15. – N. 3. – P. 1240-1253.
11. **Chien, H.T.** Focusing of electromagnetic waves by periodic arrays of air holes with gradually varying radii / H.T. Chien and C.C. Chen // *Opt. Exp.* – 2006. – V. 14. – P. 10759.
12. **Halevi, P.** Photonic crystals as optical components / P. Halevi, A. A. Krokhin, and J. Arriaga // *Appl. Phys. Lett.* – 1999. – V. 75. – P. 2725-2727.
13. **Chen, H.** Design and experimental realization of a broadband transformation media field rotator at microwave frequencies / H. Chen, B. Hou, S. Chen, X. Ao, W. Wen, and C. T. Chan // *Phys. Rev. Lett.* – 2009. – V. 102. – P. 183903.
14. **Mei, Z. L.** Experimental realization of a broadband bend structure using gradient index metamaterials / Z. L. Mei and T. J. Cui // *Opt. Exp.* – 2009. – V. 17. – P. 18354-18363.
15. **Pendry, J.B.** Mimicking Surface Plasmons with Structured Surfaces / J. B. Pendry, L. Martin-Moreno, and F. J. Garcia-Vidal // *Science.* – 2004. – V. 305. – P. 847-848.
16. **Pinchuk, A.O.** Metamaterials with gradient negative index of refraction / A.O. Pinchuk and G. C. Schatz // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2007. – V. 24. – P. A39-A44.
17. **Juluri, B.K.** Propagation of designer surface plasmons in structured conductor surfaces with parabolic gradient index / B.K. Juluri, S. Chin, S. Lin, T.R. Walker, L. Jensen, and T. J. Huang // *Opt. Exp.* – 2009. – V. 17. – P. 2997-3006.
18. **Silveirinha, M.G.** Nonlocal homogenization model for a periodic array of ϵ -negative rods / M.G. Silveirinha // *Phys. Rev. E.* – 2006. – V. 73. – P. 046612.
19. **Mikaelian, A.L.** Application of stratified medium for waves focusing / A.L. Mikaelian // *Doklady Akademii Nauk SSSR 1951.* – Vol. 81. – P. 569-571.
20. **Rytov, S.M.** Electromagnetic properties of a finely stratified medium / S.M. Rytov // *Sov. Phys. JETP.* – 1956. – N. 2. – P. 466-475.
21. **Lalanne, Ph.** Effective medium theory applied to photonic crystals composed of cubic or square cylinders / Ph. Lalanne // *Appl. Opt.* – 1996. – V. 35. – P. 5369-5380.
22. **Kotlyar, V.V.** Design of complex gradient optical element to form determined intensity distribution / V.V. Kotlyar, A.S. Melechik // *Computer Optics.* – 2001. – V. 21. – P. 92-95. – ISSN 0134-2452. – (in Russian).
23. **Nesterenko, D.V.** Analysis of diffraction on periodical inhomogeneities by coupled finite element method and rayleigh expansion / D.V. Nesterenko // *Avtometriya.* – 2011. – V. 47. – №1. – P. 85-95. – (in Russian).
24. **Nesterenko, D.V.** Modeling of light propagation in metallic nanorod arrays / D.V. Nesterenko, V.V. Kotlyar // *Computer Optics.* – 2008. – V. 32, N. 4. – P. 337-342. – ISSN 0134-2452. – (in Russian).
25. **Silveirinha, M.G.** Subwavelength imaging at infrared frequencies using an array of metallic nanorods / M.G. Silveirinha [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2007. – V. 75. – P. 035108.

METAL-DIELECTRIC MIKAELEAN'S LENSE

D.V. Nesterenko

Image Processing Systems Institute of the RAS

Abstract

The propagation of polarized light through Mikaelian's lenses designed using photon-crystal media and composite metal-dielectric media is considered. Intensity increasing in case of modification of dielectric photon-crystal Mikaelian's lens by addition of gradient composite metal-dielectric media segments is observed. Composite metal-dielectric Mikaelian's lens demonstrates the polarization degree up to 100 %.

Key words: Mikaelian's lens, photon crystal, effective medium theory, metamaterial.

Сведения об авторе



Нестеренко Дмитрий Владимирович, кандидат физико-математических наук (2002), научный сотрудник лаборатории лазерных измерений ИСОИ РАН. В 1999 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва по специальности «Прикладная физика». Область научных интересов: нанофотоника, метаматериалы, электронно-лучевая литография. Публикации: 35 научных трудов, 1 монография, 3 патента. E-mail: nesterenko@smr.ru.

Dmitry V. Nesterenko, is a scientific researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute of the Russian Academy of Sciences (Samara). He received his MS in physics (1999) and PhD in optics (2002) from Samara State Aerospace University. He is co-author of 35 scientific papers, 1 book and 3 patents. His current interests are diffractive optics, nanophotonics, metamaterials, e-beam lithography.

Поступила в редакцию 15 февраля 2011 г.