

Оптический сенсор поляризации на основе металлинзы

А.Г. Налимов^{1,2}, В.В. Котляр^{1,2}, С.С. Стафеев^{1,2}

¹ ИСОИ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН,
443001, Россия, г. Самара, ул. Молодогвардейская, д. 151;

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва,
443086, Россия, г. Самара, Московское шоссе, д. 34

Аннотация

Рассмотрен оптический микросенсор состояния поляризации лазерного света, основанный на металлинзе. В отличие от известных датчиков поляризации, основанных на метаповерхностях, которые разный тип поляризации отклоняют под разными углами к оптической оси, рассмотренный датчик поляризации формирует разные картины в фокусе металлинзы для разных состояний поляризации: левая круговая поляризация в фокусе формирует световое кольцо, правая круговая поляризация – круглое фокусное пятно, а линейная поляризация – эллиптическое пятно с двумя боковыми лепестками. Причем угол наклона линейной поляризации соответствует углу наклона эллиптического фокусного пятна. Моделирование согласуется с теоретическими предсказаниями. Металлинза диаметром в несколько десятков микрон спроектирована и создана в тонкой пленке аморфного кремния толщиной 120 нм с низким аспектным отношением, высокой числовой апертурой и коротким фокусным расстоянием, равным длине волны 633 нм.

Ключевые слова: топологический заряд, оптический вихрь, многофокусная металлинза.

Цитирование: Налимов, А.Г. Оптический сенсор поляризации на основе металлинзы / А.Г. Налимов, В.В. Котляр, С.С. Стафеев // Компьютерная оптика. – 2023. – Т. 47, № 2. – С. 208-214. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1254.

Citation: Nalimov AG, Kotlyar VV, Stafeev SS. A metalens-based optical polarization sensor. Computer Optics 2023; 47(2): 208-214. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1254.

Введение

Создание компактных быстродействующих оптических сенсоров для контроля за поляризацией света является актуальной задачей. Традиционные методы контроля поляризации света, такие как линейные поляризаторы, волновые пластинки, поляризационные модуляторы, как правило, не являются компактными и требуют нескольких измерений [1].

К компактным и быстрым оптическим сенсорам поляризации относятся поляризационно-изображающие устройства [2], оптические [3] и плазмонные [4] поляриметры на чипе и хиральные делители пучка на гиридных фотонных кристаллах [5]. Но наиболее эффективные и компактные датчики поляризации создаются на основе метаповерхностей [6–11]. Метаповерхности – наиболее универсальные оптические компоненты, так как позволяют манипулировать всеми световыми характеристиками (амплитудой, фазой и поляризацией) одновременно. Все рассмотренные метаповерхности [6–11] работают по принципу пространственного разделения разных состояний поляризации. Например, в [6] метаповерхность из наностолбиков в виде параллелепипедов создана в пленке аморфного кремния толщиной 1680 нм. Длина столбиков – 285 нм, ширина – 55 нм и высота – 1550 нм. Длина волны света – 974 нм. Поворотом столбиков контролируется задержка фазы. Метаповерхность работает как дифракционная решетка (период решетки –

3 мкм): левая круговая поляризация отклоняется в –1 дифракционный порядок, правая круговая поляризация – в +1 порядок, и линейная поляризация отклоняется в оба порядка – +1 и –1. Недостатком такого сенсора поляризации является высокий аспект наностолбиков (1550:55), отсутствие фокусирующей линзы и то, что для регистрации оптического сигнала требуются фотоприемники, разнесенные в пространстве.

В [7] изготовлен и исследован оптический элемент на основе диэлектрической градиентной метаповерхности, работающий как решетка с блеском (blazed grating) в слое кремния (Si) толщиной 100 нм на подложке из SiO₂ для длины волны 550 нм. Решетка работает таким образом, что правая круговая поляризация идет в нулевой и –1 дифракционный порядок, левая круговая поляризация идет в нулевой и +1 порядки, а линейная поляризация идет в –1, 0 и +1 порядки. Причем в первый порядок идет примерно 35% прошедшей решетку энергии (дифракционная эффективность). В [8] создали такую же градиентную метаповерхность в виде решетки с блеском, как в [7], но состоящую из золотых наностолбиков высотой 40 нм. Длина и ширина этих наностолбиков равна 200 нм и 50 нм. Изменение задержки фазы по поверхности решетки достигается за счет поворота наностолбиков. Период решетки равен 400 нм, рабочая длина волны – 633 нм. Решетка в [8] работает так же, как и решетка в [7]: правая круговая поляризация преобразуется метаповерхностью в левую круговую поляризацию и

направляется в -1 порядок. Левая круговая поляризация преобразуется в правую круговую поляризацию и направляется в $+1$ порядок. А линейная поляризация разделяется метаповерхностью на левую круговую, которая идет в -1 порядок, и на правую круговую поляризацию, которая идет в $+1$ порядок. Период обеих решеток – около 3 мкм, поэтому порядки дифракции отклоняются от оптической оси примерно на 10 градусов. Поэтому пучки нулевого и первого порядков диаметром в десятки микрон разделяются в пространстве на расстоянии также десятков микрон после метарешетки. Отсутствие линзы у такого сенсора поляризаций увеличивает его размеры до сотни микрон. В [9] создана голограмма с метаповерхностью, состоящая из трех слоев: верхний слой – это набор наностолбиков из серебра (ширина – 75 нм, длина – 200 нм, высота – 30 нм), далее SiO_2 -разделитель (80 нм) и задний слой из серебра (150 нм) на кремниевой подложке. Размер метаатома – 450×450 нм, длина волны – 633 нм. При освещении метаголограммы излучением с левой круговой поляризацией в отраженном свете в $+1$ порядке формируется изображение «пчелы», а в -1 порядке – изображение «цветка». И, наоборот, при освещении метаголограммы излучением с правой круговой поляризацией в отраженном свете в $+1$ порядке формируется изображение «цветка», а в -1 порядке – изображение «пчелы». При освещении мета голограммы светом с линейной поляризацией в $+1$ и -1 порядках накладываются друг на друга оба изображения «пчелы» и «цветка». Недостатки этого датчика поляризации очевидны: работа на отражение увеличивает размеры датчика и требуется обработка изображений, чтобы отличить «пчелу» от «цветка». В [10] создана металинза для мультиспектрального хирального изображения, которая состоит из TiO_2 -«нанополоски» на подложке из стекла. Размеры «нанополосок»: длина – 250 нм, ширина – 80 нм и высота – 600 нм. Металинза работает почти для всего видимого диапазона длин волн (центральная длина волны – 550 нм), но при этом длина фокуса меняется от 22 мм (для длины волны 700 нм) до 34 мм (для длины волны 480 нм). При освещении такой металинзы излучением от осевого точечного источника с левой круговой поляризацией в плоскости изображения формируется изображение точки с одной стороны от оптической оси, а при освещении металинзы осевым точечным источником с правой круговой поляризацией изображение формируется с противоположной стороны от оптической оси. Такая металинза из-за большого фокусного расстояния (30 мм) не может служить прототипом микросенсора поляризации. В [11] создана метаповерхность на отражение, состоящая из наностолбиков из золота на SiO_2 -подложке. Каждый наностолбик расположен в ячейке размером 300×300 нм². Длина волны – 650 нм. Данная метаповерхность предназначена для определения наклона большой оси эллипса

поляризации к горизонтальной оси. Кроме отражающей метаповерхности, такой датчик поляризации должен иметь фокусирующий объектив и поляризатор-анализатор, кроме CCD. Так как у круговой поляризации обе оси эллипса поляризации одинаковые, то такой датчик не сможет отличить левую круговую поляризацию от правой.

В данной работе исследуется металинза, которая состоит из секторных бинарных субволновых решеток в пленке аморфного кремния. У данной металинзы отсутствуют недостатки, описанные выше: глубина рельефа металинзы всего 120 нм, металинза фокусирует излучения на расстоянии, равном длине волны (633 нм), и фотоприемники сосредоточены в области фокусного пятна. Такой сенсор поляризации работает следующим образом: левая круговая поляризация фокусируется в световое кольцо (в центре нулевая интенсивность), правая круговая поляризация формирует круглое фокусное пятно, и линейная поляризация формирует эллиптическое фокусное пятно с двумя боковыми лепестками.

Теоретические основания

Рассмотрим метаповерхность, которая в каждой точке поворачивает вектор поляризации падающего на нее лазерного света на угол, равный двойному полярному (азимутальному) углу 2φ , и реализует задержку фазы падающего излучения также пропорционально полярному углу. Матрица Джонса, описывающая пропускание такой металинзы, имеет вид:

$$\hat{T}(\varphi) = \exp(i\varphi) \begin{pmatrix} \cos 2\varphi - \sin 2\varphi \\ \sin 2\varphi & \cos 2\varphi \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Если метаповерхность (1) освещает свет с левой круговой поляризацией, то свет, прошедший через такую поверхность, будет по-прежнему иметь левую круговую поляризацию:

$$\begin{pmatrix} E_{xl} \\ E_{yl} \end{pmatrix} = \hat{T}(\varphi) \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \exp(i\varphi) \begin{pmatrix} \cos 2\varphi - \sin 2\varphi \\ \sin 2\varphi & \cos 2\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} = \exp(i3\varphi) \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где E_x и E_y – горизонтальная и вертикальная проекции поперечного вектора напряженности электрического поля. Если сфокусировать световое поле (2) идеальной сферической линзой с высокой числовой апертурой, то в плоскости фокуса сформируется световое кольцо. Действительно, в [12, 13] показано, что распределение интенсивности в остром фокусе света с начальной поперечной амплитудой вида

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \frac{A(\theta)e^{im\varphi}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i\sigma \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $\sigma = 1$ для правой круговой поляризации (RHCP), $\sigma = -1$ для левой круговой поляризации (LHCP), $\sigma = 0$

для линейно поляризованного излучения, и $\sigma \neq 0, \pm 1$ для эллиптической поляризации, $A(\theta)$ – угловой спектр начального поля, θ – угол зенита (два угла φ и θ задают точку на сфере), имеет вид:

$$I_{m,\pm} = \left(\frac{1+\sigma^2}{8}\right) I_{0,m}^2 + \frac{\gamma_{\pm}^2}{4} (2I_{1,m+1}^2 + I_{2,m+2}^2) + \frac{\gamma_{\pm}^2}{4} (2I_{1,m-1}^2 + I_{2,m-2}^2) + \cos 2\varphi \left(\frac{1-\sigma^2}{8}\right) \times (I_{0,m} I_{2,m+2} + I_{0,m} I_{2,m-2} - 2I_{1,m-1} I_{1,m+1}), \quad (4)$$

где $\gamma_{\pm} = (1 \pm \sigma)/2$, и при $\sigma = 0$ эти значения равны ($\gamma_+ = \gamma_- = 1/\sqrt{2}$) и функции $I_{v,\mu}$ зависят только от радиальной переменной r в плоскости фокуса ($z=0$) и равны при любом z выражению:

$$I_{v,\mu} = \left(\frac{4\pi f}{\lambda}\right)^{0_{\max}} \int_0^{\theta_{\max}} \sin^{v+1}\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^{3-v}\left(\frac{\theta}{2}\right) \times \cos^{1/2}(\theta) A(\theta) e^{ikz \cos \theta} J_{\mu}(x) d\theta, \quad (5)$$

где λ – длина волны света; f – фокусное расстояния апланатической системы; $x = kr \sin \theta$; $J_{\mu}(x)$ – функция Бесселя первого порядка; и $NA = \sin \theta_{\max}$ – числовая апертура. Начальная функция амплитуды $A(\theta)$ (здесь предполагается, что она действительная) может быть константой (в случае плоской волны) или описывается функцией Гаусса. Для начального поля (2) в уравнении (4) следует выбрать $m=3$, $\gamma_+=0$, $\gamma_-=1$, $\sigma^2=1$. Тогда выражение для распределения интенсивности в фокусе для начального поля (2) будет иметь вид:

$$I_{3,-} = \frac{1}{4} (I_{0,3}^2 + 2I_{1,2}^2 + I_{2,1}^2). \quad (6)$$

Из (6) следует, что в центре фокуса (на оптической оси) при $r=0$ интенсивность равна нулю, так как второй индекс у функций $I_{v,\mu}$ равен номеру функции Бесселя, которая равна нулю при $r=0$, если номер $\mu \neq 0$. Из (6) также следует, что картина интенсивности в фокусе имеет радиальную симметрию, так как интенсивность зависит только от радиальной переменной r . Таким образом, световое поле с левой круговой поляризацией с вектором Джонса $(1, -i)^T$, T – значок транспонирования, после прохождения через метаповерхность с пропусканием (1) преобразуется в оптический вихрь третьего порядка с левой круговой поляризацией (2). В остром фокусе такой световой пучок сформирует световое кольцо с нулевой интенсивностью в центре (6).

Если теперь метаповерхность (1) осветить светом с правой круговой поляризацией, то на выходе сформируется оптический вихрь минус первого порядка с правой круговой поляризацией:

$$\begin{pmatrix} E_{xr} \\ E_{yr} \end{pmatrix} = \hat{T}(\varphi) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} = \exp(i\varphi) \begin{pmatrix} \cos 2\varphi - \sin 2\varphi \\ \sin 2\varphi \cos 2\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} = \exp(-i\varphi) \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Из уравнения (4) можно найти распределение интенсивности в остром фокусе для начального поля (7). Для этого положим в (4) $m=-1$, $\gamma_+=1$, $\gamma_-=0$, $\sigma^2=1$, тогда интенсивность в фокусе для начального поля (7) будет иметь вид:

$$I_{-1,+} = \frac{1}{4} (I_{0,1}^2 + 2I_{1,0}^2 + I_{2,1}^2). \quad (8)$$

В (8) второе слагаемое содержит функцию $I_{1,0}$, у которой второй индекс равен нулю. Это означает, что в (5) под интегралом имеется функция Бесселя нулевого порядка, которая отлична от нуля при $r=0$. То есть в центре фокуса интенсивность будет иметь максимум и фокус будет иметь вид круглого светового пятна.

Если теперь метаповерхность (1) осветить светом с линейной поляризацией вдоль оси y , то на выходе сформируется оптический вихрь плюс первого порядка с азимутальной поляризацией второго порядка:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \hat{T}(\varphi) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \exp(i\varphi) \begin{pmatrix} \cos 2\varphi - \sin 2\varphi \\ \sin 2\varphi \cos 2\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \exp(i\varphi) \begin{pmatrix} -\sin 2\varphi \\ \cos 2\varphi \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Найти интенсивность в фокусе для начального поля (9) уже нельзя с помощью выражения (4). В работе [12] получено общее выражение для интенсивности в фокусе для начального оптического вихря с топологическим зарядом m и азимутальной поляризацией порядка n с вектором Джонса вида:

$$E = A(\theta) e^{im\varphi} \begin{pmatrix} -\sin n\varphi \\ \cos n\varphi \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Распределение интенсивности для начального поля (10) в остром фокусе апланатической системы будет иметь вид:

$$I = \frac{1}{2} (I_{0,m+n}^2 + I_{0,m-n}^2 + I_{2,m+n-2}^2 + I_{2,m-n+2}^2) + I_{1,m+n-1}^2 + I_{1,m-n+1}^2 + (-1)^{n+1} (I_{0,m+n} I_{2,m-n+2} + I_{0,m-n} I_{2,m+n-2} - 2I_{1,m+n-1} I_{1,m-n+1}) \times \cos 2(n-1)\varphi. \quad (11)$$

Из (11) получим распределение интенсивности в фокусе для начального поля (9), положив в (11) $m=1$, $n=2$:

$$I = \frac{1}{2} (I_{0,3}^2 + I_{0,1}^2 + 2I_{2,1}^2) + I_{1,2}^2 + I_{1,0}^2 - (I_{0,3} I_{2,1} - I_{0,1} I_{2,1} - 2I_{1,2} I_{1,0}) \cos 2\varphi. \quad (12)$$

Из (12) следует, что в центре фокуса на оптической оси ($r=0$) интенсивность не нулевая, так как в (12) имеется слагаемое $I_{1,0}$, у которого второй индекс

нулевой и поэтому под интегралом в (4) есть функция Бесселя нулевого порядка, которая при нулевом аргументе равна единице. Но фокусное пятно не будет обладать радиальной симметрией, так как в (12) имеется зависимость от полярного угла в виде $\cos 2\varphi$. В распределении интенсивности (12) будут, кроме центрального максимума, два дополнительных максимума (два боковых лепестка), лежащих на вертикальной оси при $\varphi = \pi/2$ и $\varphi = 3\pi/2$. Так как при этих значениях угла $\cos 2\varphi$ равен -1 , и вместо (12) получим выражение

$$I = \frac{1}{2}(I_{0,3} + I_{2,1})^2 + \frac{1}{2}(I_{0,1} - I_{2,1})^2 + (I_{1,2} - I_{1,0})^2. \quad (13)$$

Заметим, что в [12, 13] получены общие уравнения для вихревого поля с топологическим зарядом m и с круговой поляризацией. В [13] показано, что при острой фокусировке обычного Гауссова пучка с круговой поляризацией в фокусе из-за спин-орбитального взаимодействия имеет место вращение поперечного потока энергии или, другими словами, появляется продольная компонента вектора орбитального углового момента. В данной работе на основе [12, 13] получены новые уравнения для описания в остром фокусе оптических вихрей с топологическим зарядом $m = 3$ и правой круговой поляризацией (уравнения (6)), для оптического вихря с топологическим зарядом $m = -1$ и левой круговой поляризацией (уравнение (8)), а также для оптического вихря с топологическим зарядом $m = 1$ и азимутальной поляризации второго порядка (уравнения (12) и (13)).

Итак, мы теоретически показали, что с помощью метаповерхности и фокусирующей линзы с высокой числовой апертурой можно легко детектировать различные состояния однородной поляризации лазерного пучка. Если на поверхность (1) падает свет с левой круговой поляризацией, то в фокусе сформируется световое кольцо с нулевой интенсивностью в центре. Если на поверхность (1) падает свет с правой круговой поляризацией, то в фокусе сформируется круглое световое пятно с максимумом в центре. И если на поверхность (1) падает свет с линейной поляризацией, то в фокусе сформируется эллиптическое фокусное пятно с двумя боковыми лепестками. Причем отрезок, соединяющий центры двух боковых лепестков, будет показывать направление вектора линейной поляризации начального светового поля. Численное моделирование, проведенное в следующем параграфе, подтверждает теоретические выводы.

Моделирование

В этом параграфе мы рассчитаем металинзу, состоящую из секторных субволновых решеток, функция пропускания которых описывается матрицей в уравнении (1) и спиральной бинарной зонной пластинкой с высокой числовой апертурой. Спиральная зонная пластинка первого порядка (рис. 1б) выполня-

ет две функции: формирует из падающего на нее излучения оптический вихрь с топологическим зарядом $+1$ и фокусирует свет, прошедший через нее. Зонная пластинка должна иметь высокую числовую апертуру (близкую к единице), чтобы три амплитуды начальных световых полей (2), (7) и (9) сформировали в остром фокусе из-за спин-орбитальной конверсии разные фокусные пятна. На рис. 1а показана рассматриваемая металинза. Ее параметры: длина волны света $\lambda = 633$ нм, фокусное расстояние металинзы $f = \lambda$, материал металинзы – аморфный кремний (показатель преломления $n = 4,33 + 0,486i$), высота рельефа – 120 нм. Металинза сформирована из секторных бинарных субволновых дифракционных решеток (период – 220 нм), ширина канавки которых составляет 110 нм, ширина ступеньки – 110 нм. Падающее световое поле ограничено круглой апертурой с радиусом 4 мкм. Небольшой размер металинзы выбран для удобства расчетов. Подробное описание формирования таких секторных металинз можно найти в работе [14]. На рис. 1б показан шаблон бинарной спиральной зонной пластинки, которая входит в состав металинзы на рис. 1а.

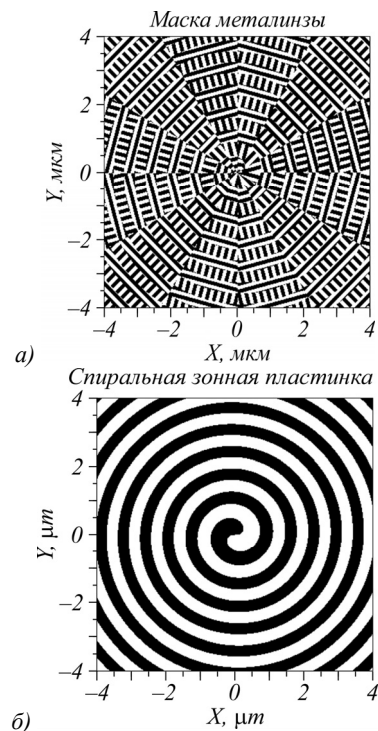


Рис. 1. Вид рассматриваемой металинзы, размер изображения – $8 \times 8 \mu\text{m}$ (а), и фазовая спиральная зонная пластинка, включенная в металинзу (б)

Моделирование проводилось при помощи решения уравнения Максвелла с помощью метода конечных разностей во временной области (FDTD), реализованного в программном пакете FullWave (Rsoft). Сетка разбиения вдоль всех трех координат была взята $\lambda/30$. На рис. 2 показаны интенсивности лазерных пучков с четырьмя видами поляризации – левой кру-

говой (ЛНСП), правой круговой (РНСП), линейной поляризации с вектором электрического поля вдоль

осей X и Y, после прохождения металлинзы (рис. 1). На рис. 3 – их сечения вдоль осей X и Y.

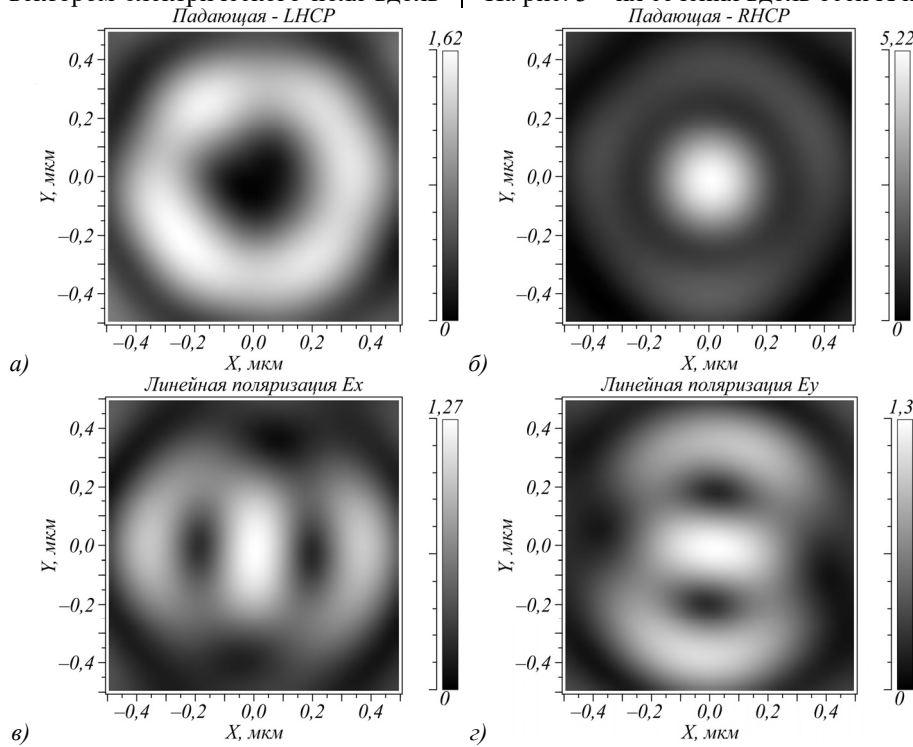


Рис. 2. Распределение интенсивности в фокусе металлинзы (рис. 1) для четырех различных типов поляризации падающего пучка: ЛНСП (а), РНСП (б), линейная E_x (в), линейная E_y (г)

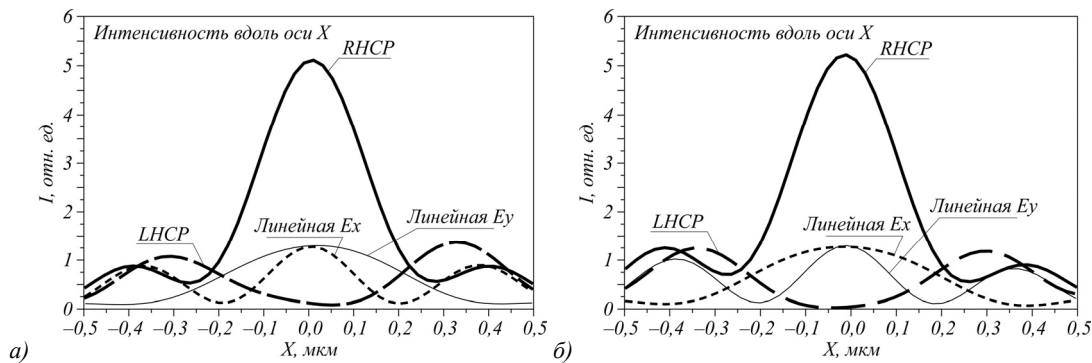


Рис. 3. Сечения распределений интенсивности вдоль осей X (а) и Y (б) для всех видов поляризации падающего пучка

Как видно из рис. 2 и 3, все четыре поляризации формируют разные фокусные пятна как по форме, так и по амплитуде. Правая круговая поляризация формирует круглое фокусное пятно (рис. 2б) с диаметром по полуспаду интенсивности $FWHM=0,427\lambda$. Левая круговая поляризация формирует в фокусе металлинзы (рис. 1) световое кольцо с радиусом $0,31\ \mu\text{м}$ и шириной кольца $0,4\lambda$. При фокусировке линейной поляризации получается эллиптическое фокусное пятно с шириной по полуспаду интенсивности $FWHM=0,32\lambda$ вдоль малой оси эллипса и $FWHM=0,68\lambda$ вдоль большой оси эллипса.

Располагая один или два датчика интенсивности в фокусной плоскости, можно детектировать поляризацию пучка. В качестве датчиков можно использовать как ПЗС-матрицу, так и специально изготовленные датчики с предустановленным расположением всего

нескольких чувствительных элементов на них, что при серийном изготовлении может снизить цену на них ниже стоимости ПЗС-матриц. Например, измеряя только интенсивность фокусного пятна в центре, можно однозначно определить 3 вида поляризации: ЛНСП, РНСП, линейную E_x или E_y . Для того, чтобы определить тип линейной поляризации, потребуется еще один датчик, расположенный по оси X или Y на расстоянии $0,38\ \mu\text{м}$ от центра. Из рис. 2 видно, что в случае линейной поляризации в фокусной плоскости формируется эллиптическое фокусное пятно с боковыми лепестками, при повороте вектора электрического падающего поля оно поворачивается вокруг своей оси так, что боковые лепестки находятся вдоль оси колебания электрического вектора начального поля. Это продемонстрировано на рис. 4. Таким образом, при произвольной линейной поляризации можно

определить ее ориентацию, если на том же радиусе 0,38 мкм расположить достаточное количество датчиков интенсивности.

Для полноты картины ниже приводится фокусировка света с разной поляризацией с помощью бинарной зонной пластинки с такой же числовой апертурой, как у металлинзы ($NA=0,9877$). На рис. 5а показан бинарный шаблон зонной пластинки (черные кольца – фаза π , белые кольца – фаза ноль). На рис. 5б показано фокусное пятно в виде гантели для света с линейной поляризацией вдоль оси X, а на рис. 5в показано круглое фокусное пятно для левой и правой круговой поляризации. Из рис. 5 видно, что отличить левую поляризацию от правой в фокусе обычной ЗП нельзя.

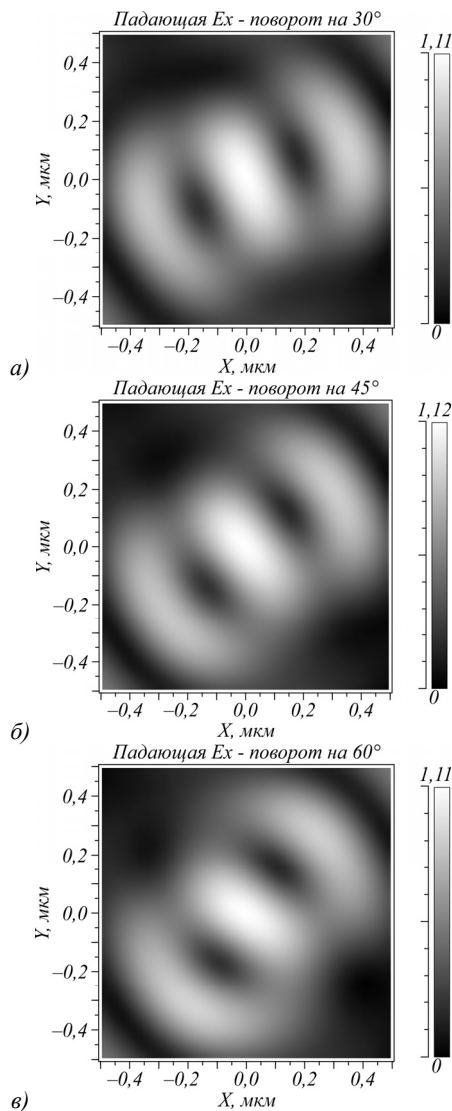


Рис. 4. Распределение интенсивности в фокальной плоскости для различных поворотов φ вектора электрического поля линейной поляризации падающего пучка: 30° (а), 45° (б), 60° (в)

Из сравнения рис. 2б и рис. 5б следует интересный эффект: диаметр фокуса света с круговой поляризацией равен $FWHM=0,826\lambda$ (рис. 5б) и примерно в 2 раза больше, чем диаметр фокуса для оптического

вихря с топологическим зарядом -1 и правой круговой поляризацией ($FWHM=0,427\lambda$) (рис. 2б) при одинаковой числовой апертуре 1. Так получается потому, что фокус на рис. 2б формируется в основном с помощью продольной составляющей электрического поля E_z , а на рис. 5б продольная составляющая имеет вид кольца и уширяет фокусное пятно.

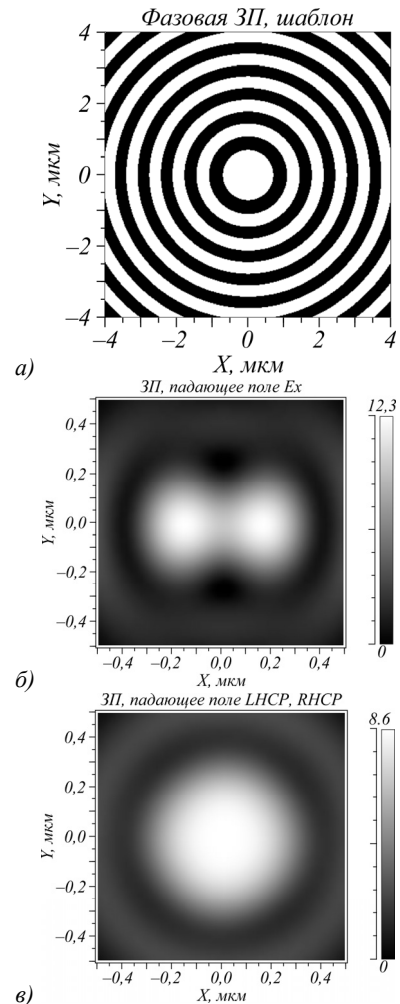


Рис. 5. Шаблон фазовой бинарной зонной пластинки (а) и распределение интенсивности в фокусной плоскости (на расстоянии $f=\lambda=633$ мкм) для света с линейной поляризацией вдоль оси X (б) и с круговой (левой и правой) поляризацией (в)

Заключение

В работе теоретически и численно исследовалось устройство для детектирования поляризации на основе металлинзы в тонкой пленке кремния с высокой числовой апертурой. Известные аналогичные датчики поляризации на основе металлинз [6–8] не включают в себя фокусирующую линзу и отклоняют свет с разной поляризацией на разные углы. Это приводит к увеличению габаритов датчика и к необходимости использовать матрицу фотоприемников (CCD-камеру). Рассмотренный в работе датчик поляризации имеет размеры всего десятки микрон, фокусирует свет на расстоянии длины волны и основан на другом

принципе. Данный датчик не отклоняет свет разной поляризации на разные углы, а формирует в фокусе на оптической оси разные картины дифракции (фокусное круглое пятно, световое кольцо и эллиптическое фокусное пятно с боковыми лепестками). Это позволяет заменить матрицу фотоприемников на один или два одиночных фотоприемника с чувствительной площадкой в несколько сотен нанометров. Рассмотренный в работе датчик поляризации найдет применение в задачах контроля состояния поляризации в биологии [15], медицине [16, 17], микроскопии [18, 19].

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-22-00265).

References

- [1] Chipman RA. Polarimetry. In Book: Bass M, ed. Handbook of optics: Volume I – Geometrical and physical optics, polarized light, components and instruments. 3rd ed. Chap 15. The McGraw-Hill Companies Inc; 2010.
- [2] Gruev V, Perkins R, York T. CCD polarization imaging sensor with aluminum nanowire optical filters. Opt Express 2010; 18: 19087-19094.
- [3] Dai D, Bauters J, Bowers JE. Passive technologies for future large-scale photonic integrated circuits on silicon: polarization handling, light non-reciprocity and loss reduction. Light Sci Appl 2012; 1: e1.
- [4] Afshinmanesh F, White JS, Cai W, Brongersma ML. Measurement of the polarization state of light using an integrated plasmonic polarimeter. Nanophotonics 2012; 1(2): 125-129. DOI: 10.1515/nanoph-2012-0004.
- [5] Turner MD. Miniature chiral beamsplitter based on gyroid photonic crystals. Nat Photonics 2013; 7: 801-805.
- [6] Khorasaninejad M, Crozier K. Silicon nanofin grating as a miniature chirality-distinguishing beam-splitter. Nat Commun 2014; 5: 5386. DOI: 10.1038/ncomms6386.
- [7] Lin D, Fan P, Hasman E, Brongersma ML. Dielectric gradient metasurface optical elements. Science 2014; 345(6194): 298-302.
- [8] Dandan W, Fuyong Y, Santosh K, Yong M, Ming C, Ximing R, Peter EK, Brian DG, Mohammad RT, Gerald SB, Xianzhong C. Metasurface for characterization of the polarization state of light. Opt Express 2015; 23: 10272-10281.
- [9] Wen D, Yue F, Li G. Helicity multiplexed broadband metasurface holograms. Nat Commun 2015; 6: 8241. DOI: 10.1038/ncomms9241.
- [10] Khorasaninejad M, Chen WT, Zhu AY, Oh J, Devlin RC, Rousso D, Capasso F. Multispectral chiral imaging with a metalens. Nano Lett 2016; 16(7): 4595-4600. DOI: 10.1021/acs.nanolett.6b01897.
- [11] Ma YI, Han J, Wang R, Chen X. Polarization detection using light's orbital angular momentum. Adv Opt Mater 2020; 8(18): 2000484.
- [12] Kotlyar VV, Stafeev SS, Kovalev AA. Reverse and toroidal flux of light fields with both phase and polarization higher-order singularities in the sharp focus area. Opt Express 2019; 27(12): 16689-16702. DOI: 10.1364/OE.27.016689.
- [13] Kotlyar VV, Nalimov AG, Stafeev SS. Exploiting the circular polarization of light to obtain a spiral energy flow at the subwavelength focus. J Opt Soc Am B 2019; 36(10): 2850-2855. DOI: 10.1364/JOSAB.36.002850.
- [14] Stafeev SS, Kotlyar VV, Nalimov AG, Kotlyar MV, O'Faolain L. Subwavelength gratings for polarization conversion and focusing of laser light. Photonics Nanostruct 2017; 27: 32-41. DOI: 10.1016/j.photonics.2017.09.001.
- [15] González-Rubio G, Mosquera J, Kumar V, Pedrazo-Tardajos A, Llombart P, Solís DM, Lobato I, Noya EG, Guerrero-Martínez A, Taboada JM, Obelleiro F, MacDowell LG, Bals S, Liz-Marzán LM. Micelle-directed chiral seeded growth on anisotropic gold nanocrystals. Science 2021; 368(6498): 1472-1477.
- [16] McGuire BA, Brandon Carroll P, Loomis RA, Finneran IA, Jewell PR, Remijan AJ, Blake GA. Discovery of the interstellar chiral molecule propylene oxide (CH₃CHCH₂O). Science 2021; 352(6292): 1449-1452.
- [17] Ghosh N, Vitkin AI. Tissue polarimetry: concepts, challenges, applications, and outlook. J Biomed Opt 2011; 16(11): 110801. DOI: 10.1117/1.3652896.
- [18] Wang Y, He H, Chang J, He C, Liu S, Li M, Zeng N, Wu J, Ma H. Mueller matrix microscope: a quantitative tool to facilitate detections and fibrosis scorings of liver cirrhosis and cancer tissues. J Biomed Opt 2016; 21(7): 71112. DOI: 10.1117/1.JBO.21.7.071112.
- [19] Chen Z, Meng R, Zhu Y, Ma H. A collinear reflection Mueller matrix microscope for backscattering Mueller matrix imaging. Opt Lasers Eng 2020; 129: 106055.

Сведения об авторах

Сведения об авторах **Налимов Антон Геннадьевич** и **Котляр Виктор Викторович** см. стр. 207 этого номера.

Стафеев Сергей Сергеевич, 1985 года рождения. В 2009 году окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ по специальности «Прикладные математика и физика». Кандидат физико-математических наук с 2012 года. Научный сотрудник лаборатории лазерных измерений Института систем обработки изображений РАН – филиала ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН. Область научных интересов: дифракционная оптика, разностное решение уравнений Максвелла, оптика ближнего поля. E-mail: sergey.stafeev@gmail.com. ORCID: 0000-0002-7008-8007.

ГРНТИ: 29.31.15

Поступила в редакцию 27 апреля 2022 г. Окончательный вариант – 29 сентября 2022 г.

A metalens-based optical polarization sensor

A.G. Nalimov^{1,2}, V.V. Kotlyar^{1,2}, S.S. Stafeev^{1,2}

¹IPSI RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, 443001, Samara, Russia, Molodogvardeyskaya 151;

²Samara National Research University, 443086, Samara, Russia, Moskovskoye Shosse 34

Abstract

An optical microsensor of the laser light polarization state based on a metalens is proposed. Well-known polarization sensors based on metasurfaces usually transmit different types of polarization at different angles to the optical axis. The polarization sensor proposed in this work forms different patterns for different polarization types at the metalens focus. Specifically, the left-handed circular polarization at the focus forms a ring-shaped spot, the right-handed circular polarization - a round focal spot, and linear polarization forms an elliptical spot with two side lobes. Moreover, the angle of inclination of the elliptical focal spot corresponds to the angle of inclination of the initial E-vector of the linearly polarized beam. The simulation is consistent with theoretical predictions. A 30- μm metalens with a low aspect ratio, high numerical aperture, and short focal length equal to the incident wavelength 633 nm in a 120-nm thick thin film of amorphous silicon is designed, fabricated and characterized.

Keywords: topological charge, optical vortex, multifocal metalens.

Citation: Nalimov AG, Kotlyar VV, Stafeev SS. A metalens-based optical polarization sensor. *Computer Optics* 2023; 47(2): 208-214. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1254.

Acknowledgements: The work was partly funded by the Russian Science Foundation under grant #22-22-00265 (Sections “Theoretical background”, “Simulation”) and the RF Ministry of Science and Higher Education within a state contract with the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS (Sections “Introduction”, “Conclusion”).

Authors’ information

Anton Gennadyevich Nalimov (b. 1980), graduated from Samara State Aerospace University in February, 2003. Entered in postgraduate study in 2003 on speciality 05.13.18 “Mathematical modeling and program complexes”, finished it in 2006 with speciality 01.04.05 “Optics”. A.G. Nalimov works on Technical Cybernetics department in Samara National Research University as an associate professor, works as a scientist in the Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Samara, Russia. Candidate in Physics and Mathematics, coauthor of 100 papers and 3 inventions. E-mail: anton@ipsiras.ru.

Victor Victorovich Kotlyar is a head of Laboratory at the Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS and professor of Computer Science department at Samara National Research University. He received his MS, PhD and DrSc degrees in Physics and Mathematics from Samara State University (1979), Saratov State University (1988) and Moscow Central Design Institute of Unique Instrumentation, the Russian Academy of Sciences (1992). He is SPIE- and OSA-member. He is co-author of 300 scientific papers, 5 books and 7 inventions. His current interests are diffractive optics, gradient optics, nanophotonics, and optical vortices. E-mail: kotlyar@ipsiras.ru.

Sergey S. Stafeev (b. 1985) received Master’s degree in Applied Mathematics and Physics in Samara State Aerospace University (2009). He received his PhD in 2012. He is researcher of Laser Measurements laboratory at the Image Processing Systems Institute of RAS – Branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS. Scientific interests: diffractive optics, FDTD method, near-field optics. E-mail: sergey.stafeev@gmail.com. ORCID: 0000-0002-7008-8007.

Received April 27, 2022. The final version – September 29, 2022.
