

УДК 530.14

**УПРАВЛЕНИЕ ФАЗОЙ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ  
ВНЕШНИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ  
В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ**

*Дзедолик И.В., Лапаева С.Н., Вершицкий В.И., Маркова Л.С.*

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина  
E-mail: [dzedolik@crimea.edu](mailto:dzedolik@crimea.edu)*

Теоретически и экспериментально показана возможность управления фазой оптического вихря с помощью варьирования напряженности внешнего электрического поля в диэлектрическом резонаторе Фабри-Перо. В интерферометре Маха-Цендера, в объектном плече которого был установлен кристалл фосфида галлия в форме прямоугольной призмы, получена интерференционная картина в виде спирали, вращающейся вокруг своей оси при изменении напряженности внешнего электрического поля. Число оборотов спирали зависит от напряженности внешнего электрического поля. Рассмотренное явление может быть использовано для конструирования датчиков физических величин и оптических элементов, применяемых в оптических линиях передачи информации.

**Ключевые слова:** оптический вихрь, диэлектрический резонатор, внешнее электрическое поле

**ВВЕДЕНИЕ**

Управление фазой волнового пакета, в частности, переносащего оптический вихрь, в последнее время привлекает внимание исследователей в связи с необходимостью формирования сигналов заданного профиля в линиях передачи информации [1 - 4]. Фаза волнового пакета меняется при изменении диэлектрической проницаемости среды, в которой распространяется электромагнитная волна. Одним из способов изменения диэлектрической проницаемости является наложение на диэлектрическую среду внешнего электрического поля. При этом, в результате линейного электрооптического эффекта (эффекта Поккельса), изменение диэлектрической проницаемости среды будет зависеть от напряженности внешнего электрического поля.

При прохождении электромагнитной волны через диэлектрический резонатор Фабри-Перо, представляющий собой прямоугольную призму из диэлектрического материала с отражающими торцами, возникает многолучевая интерференция. Если на диэлектрический резонатор наложено внешнее электрическое поле, нормальное к продольной оси резонатора, то при варьировании электрического поля, в результате изменения разности фаз интерферирующих лучей, интерференционная картина на выходном торце резонатора меняется.

Целью данной работы является исследование методов управления фазой вихревого пучка, распространяющегося в диэлектрическом резонаторе. Задача, которую необходимо было решить для достижения поставленной цели – это исследование влияния внешнего электрического поля на фазу оптического вихря в

диэлектрическом резонаторе – кристалле фосфиде галлия, имеющего форму прямоугольной призмы.

В работе теоретически и экспериментально исследована возможность управления фазой пучка, переносящего оптический вихрь, с помощью варьирования напряженности внешнего электрического поля в диэлектрическом резонаторе Фабри-Перо. В интерферометре Маха-Цендера, в котором был установлен кристалл фосфида галлия в форме прямоугольной призмы (диэлектрический резонатор Фабри-Перо), была получена интерференционная картина в виде спирали, вращающейся вокруг своей оси при изменении напряженности внешнего электрического поля. Было показано, что число оборотов зависит от напряженности внешнего электрического поля. Это явление может быть использовано для конструирования датчиков физических величин и новых оптических элементов, применяемых в оптических линиях передачи информации.

### 1. КРИСТАЛЛ ФОСФИДА ГАЛЛИЯ

Существует обширный класс веществ с малой электропроводностью, которые при низкой частоте электрического поля ведут себя как проводники с проводимостью  $\sigma$ , а на высокой частоте как диэлектрики с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ . Представителем такого класса веществ является фосфид галлия.

Фосфид галлия (GaP) – оранжевый или зеленовато-желтый кристалл с алмазным блеском, кубической решеткой типа сфалерита, с подвижностью электронов  $300 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ , дырок –  $150 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  [5]. Фосфид галлия относится к алмазоподобным полупроводникам типа  $A_3B_5$  со структурой цинковой обманки, статическая диэлектрическая проницаемость кристалле фосфида галлия равна  $\varepsilon_0 = 10,18$ , высокочастотная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_\infty = 8,46$ , ширина запрещенной зоны  $E_g = 2,25 \text{ эВ}$ , диэлектрическая восприимчивость  $\chi_2 = -1,07 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}$ , энергия тепловых движений кристалла при  $t^0 = 27^0 \text{ С}$  составляет  $7,6 \cdot 10^{-2} \text{ эВ}$ , энергия оптических фотонов  $1,97 \text{ эВ}$  для  $\lambda = 0,632 \text{ мкм}$ .

Фосфид галлия относится к кристаллам, которые не обладают центром симметрии, поэтому при наложении электрического поля на кристалл его показатель преломления меняется в результате эффекта Поккельса [6].

### 2. ЗАВИСИМОСТЬ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА ОТ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Если в полупроводниковой среде имеется внешнее электростатическое поле  $E_0$ , направленное нормально к оси распространения волны  $z$ , то уравнения Максвелла принимают вид

$$\nabla \times \vec{B}_\perp = \frac{\varepsilon}{c} \dot{\vec{E}}_\perp + \frac{4\pi}{c} \sigma (\vec{E}_\perp + \vec{E}_0), \quad \nabla \times \vec{E}_\perp = -\frac{1}{c} \dot{\vec{B}}_\perp, \quad (1)$$

где  $\sigma$  - проводимость среды. Для конфигурации полей, когда электрическое поле направлено вдоль оси  $x$ , а магнитное – вдоль оси  $y$ ,  $\vec{E}_\perp, \vec{E}_0 \parallel \vec{I}_x, \vec{B}_\perp \parallel \vec{I}_y$ , получаем систему уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_{12}}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial B}{\partial z} + \frac{4\pi\sigma}{c} E &= -\frac{4\pi\sigma}{c} E_0, \\ \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\varepsilon_{12} = \varepsilon_1(\omega) + \chi_2 E_0$  - линейная диэлектрическая проницаемость,  $\chi_2$  - диэлектрическая восприимчивость среды, описывающая эффект Поккельса, индексы у компонент поля опущены.

Представим систему уравнений первого порядка (2) в форме одного уравнения второго порядка для поля  $E$

$$\frac{\varepsilon_{12}}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) имеет решение в форме плоской волны  $\sim E \exp[i(\omega t - kz)]$ . В этом случае получаем закон дисперсии для полупроводниковой среды

$$k^2 - \varepsilon_1 \frac{\omega^2}{c^2} - \chi_2 E_0 \frac{\omega^2}{c^2} + i \frac{4\pi\sigma}{c^2} \omega = 0. \quad (4)$$

Из уравнения (4) находим диэлектрическую проницаемость среды  $\varepsilon = c^2 k^2 / \omega^2$  в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \chi_2 E_0 - i \frac{4\pi\sigma}{\omega}. \quad (5)$$

Диэлектрическая проницаемость среды (5) имеет действительную часть, характеризующую дисперсию сигнала в присутствии электростатического поля, и мнимую часть, характеризующую затухание волн в проводящей среде.

Учтем зависимость компонент электромагнитного поля от поперечных координат. Для конфигурации полей  $\vec{E}, \vec{E}_0 \parallel \vec{I}_x, \vec{B}_\perp \parallel \vec{I}_y$  из (1) получаем уравнение

$$\frac{\varepsilon_{12}}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} - \nabla^2 E = 0, \quad (6)$$

где  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ . Полагая, что  $E \sim \exp(i\omega t)$ , из (6) получаем уравнение для поля

$$\nabla^2 E + \frac{\varepsilon_{12}\omega^2 - i4\pi\sigma\omega}{c^2} E = 0. \quad (7)$$

Вихревое решение в полупроводниковой среде представим в форме  $E_x = E(r, z) \exp(i\ell\varphi - ikz)$ , где  $\ell = \pm 1, \pm 2$ . Тогда из (7) получаем уравнение в цилиндрической системе координат

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} - i2k \frac{\partial E}{\partial z^2} + \left( K^2 - \frac{\ell^2}{r^2} \right) E = 0, \quad (8)$$

где  $K^2 = \varepsilon_{12}\omega^2 / c^2 - k^2 - i4\pi\sigma\omega / c^2$ .

Представим поле согласно методу Фурье в факторизованном виде  $E(r, z) = Z(z)F(r)$ , тогда из (8) получаем два уравнения

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \left( K^2 + \xi^2 - \frac{\ell^2}{r^2} \right) F = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} - i2k \frac{\partial Z}{\partial z} - \xi^2 Z = 0, \quad (10)$$

где  $\xi$  - постоянная, определяемая из граничных условий. Уравнение (9) имеет решение в форме функций Бесселя первого рода

$$F = J_\ell(\sqrt{K^2 + \xi^2} r), \quad (11)$$

а уравнение (10) имеет решение в форме

$$Z = \exp(ikz), \quad (12)$$

где  $\kappa$  определяется уравнением  $\kappa^2 - 2k\kappa + \xi^2 = 0$ , откуда  $\kappa = k \pm \sqrt{k^2 - \xi^2}$ . Подставляя выражения (12) и (13) в  $E(r, z) = F(r)Z(z)$ , получаем решение уравнения (9) в виде бesselева пучка

$$FZ = 2J_\ell(\sqrt{K^2 + \xi^2} r) \cos(\sqrt{k^2 - \xi^2} z) \exp(ikz). \quad (14)$$

При  $\xi^2 < k^2$  пучок распространяется в среде, его электрическое поле имеет вид

$$E_x = A_0 J_\ell(\sqrt{K^2 + \xi^2} r) \cos(\sqrt{k^2 - \xi^2} z) \exp[i(\omega t + \ell\varphi)], \quad (15)$$

где  $k^2 = \varepsilon_{12} \frac{\omega^2}{c^2} - i \frac{4\pi\sigma}{c^2} \omega$ ,  $A_0$  - амплитуда пучка на входе  $z = 0$  в среду.

Коэффициент затухания пучка пропорционален мнимой части квадратного корня

$$\sqrt{k^2 - \xi^2} = \left[ \left( \varepsilon_{12} \frac{\omega^2}{c^2} - \xi^2 \right)^2 + \frac{16\pi^2 \sigma^2 \omega^2}{c^4} \right]^{1/4} \times$$

$$\left[ \cos \frac{2\pi\sigma\omega}{\varepsilon_{12}\omega^2 - c^2\xi^2} - i \sin \frac{2\pi\sigma\omega}{\varepsilon_{12}\omega^2 - c^2\xi^2} \right],$$

зависит от проводимости среды  $\sigma$  и от напряженности внешнего электростатического поля, т.к.  $\varepsilon_{12}(E_0)$  (5) является функцией  $E_0$ .

Распределение плотности энергии  $w = EE^*/4\pi$  в поперечном сечении пучка при значении параметров  $A_0^2/4\pi = 1$ ,  $\xi = 10\text{cm}^{-1}$  (обратный радиус пучка) и единичном топологическом заряде вихря  $\ell = 1$  представлено на рис. 1.

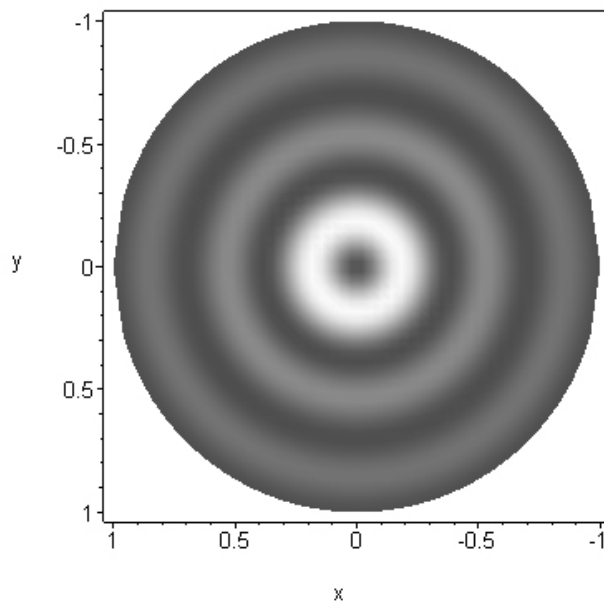


Рис. 1. Распределение плотности энергии  $w = J_1^2(10r)$  в поперечном сечении пучка.

Электрический вектор оптического поля на выходе из резонатора Фабри-Перо представим в виде

$$E = \sum_{j=1}^{\infty} J_{\ell}(\xi r) TR^j \exp(i\phi_j), \quad (16)$$

где  $T$  - коэффициент пропускания,  $R$  - коэффициент отражения.

### 3. ДИНАМИКА ФАЗЫ ОПТИЧЕСКОГО ВИХРЯ ПРИ ВАРЬИРОВАНИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Для получения оптического вихря в пучке можно использовать клин, который выполнен из кварца [7]. Клин должен быть расположен относительно пучка так, чтобы половина сечения пучка попадала на клин, а вторая половина оставалась вне клина. При этом, в результате дифракции пучка на краю прозрачного клина, в пучке генерируется оптический вихрь.

Интерференция вихревого волнового пакета, прошедшего через оптическое волокно и опорного волнового пакета в интерферометре Маха-Цендера приводит к возникновению спирали при различной кривизне фронтов интерферирующих волновых пакетов [8, 9]. Воздействие различных физических параметров (температуры, давления, деформации) на волокно, в котором распространяется вихревой волновой пакет, вызывает вращение интерференционной спирали в результате изменения фазы пакета.

Изменение фазы лазерного пучка, распространяющегося в диэлектрическом резонаторе, возникает также при варьировании диэлектрической проницаемости среды, в частности, за счет воздействия внешнего электрического поля. Динамика фазы лазерного пучка, переносящего оптический вихрь, исследовалась при изменении внешнего электрического поля в диэлектрическом резонаторе – кристалле фосфида галлия в форме прямоугольной призмы. Кристалл был помещен в объектное плечо интерферометра Маха-Цендера, оптическая схема которого приведена на рис. 2.

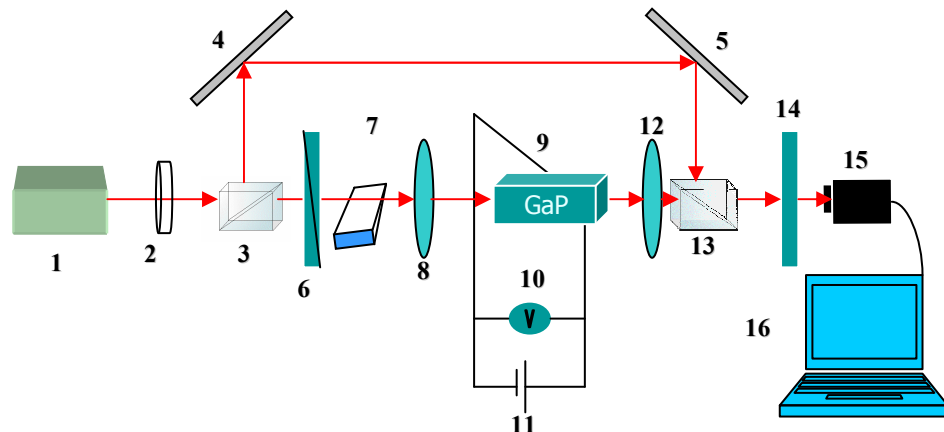


Рис. 2. Оптическая схема интерферометра Маха-Цендера, в объектном пучке которого возбуждается оптический вихрь:

1 - He-Ne лазер, 2 - диафрагма, 3, 13 - делительные кубики, 4, 5 - зеркала, 6 - поляризатор, 7 - оптический клин, 8, 12 - микрообъективы ( $8^x$ ), 9 - кристалл фосфида галлия, 10 - вольтметр, 11 - источник постоянного напряжения (0-5 В), 14 - фильтр-ослабитель, 15 - CCD камера, 16 - монитор.

В качестве источника излучения в интерферометре Маха-Цендера использовался гелий-неоновый лазер ЛГН-208А 1 с длиной волны непрерывного излучения  $\lambda = 0,632$  мкм, мощностью 5 мВт и неполяризованным пучком. Лазерный пучок проходил диафрагму 2, после которой радиус пучка составлял 2 мм, затем падал на делительный кубик 3 и делился на объектный и опорный пучки. Объектный пучок проходил через поляризатор 6 и оптический клин 7. В объектном пучке возбуждался оптический вихрь в результате дифракции пучка на оптического клине. Толщина клина соответствовала возбуждению в пучке оптического вихря с топологическим зарядом  $\ell = +1$  (рис. 3).

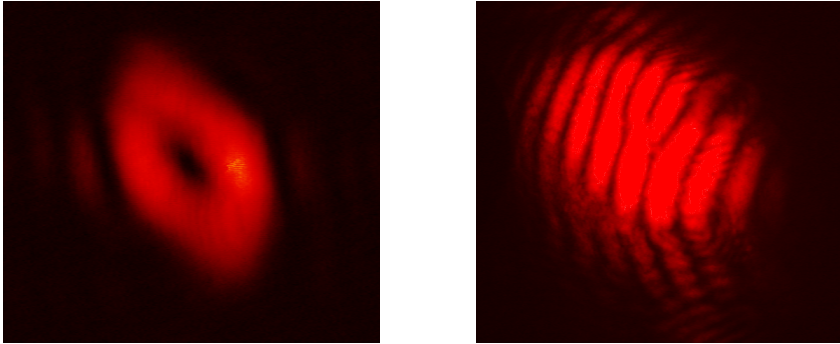


Рис. 3. Распределение плотности энергии (слева) и интерферограмма (справа) оптического вихря на входе в диэлектрический резонатор – кристалл фосфида галлия.

Объектный пучок фокусировался с помощью 8-кратного объектива 8 на кристалл фосфида галлия 9. Пучок падал на входную грань кристалла нормально к кристаллической плоскости кубической решетки. Боковые грани кристалла не отражали излучение, т.к. имели шероховатую поверхность, а входная и выходная грани кристалла были отполированы, т.е. представляли собой зеркала резонатора Фабри-Перо. Толщина кристалла составляла 1 мм, длина  $L=5$  мм, диаметр входного пучка  $\sim 0,3$  мм.

Опорный пучок имел гауссово распределение поля в поперечном сечении. С помощью зеркал 4 и 5 пучок направлялся на делительный кубик 13, который пространственно совмещал опорный пучок с гауссовым распределением поля и объектный пучок с распределением поля в форме вихря. Интерференционная картина считывалась CCD-камерой 15 и наблюдалась на экране компьютера 16. От источника 11 подавалось постоянное стабилизированное напряжение 0-5 В на электроды, закрепленные на боковых гранях кристалла.

На рис. 4 представлена интерференционная спираль, полученная в плоскости объектива CCD-камеры. Интерференционная картина в форме интерференционной спирали позволяет сделать вывод о том, что объектный пучок на выходе из кристалла переносил оптический вихрь с топологическим зарядом  $\ell = +1$ .

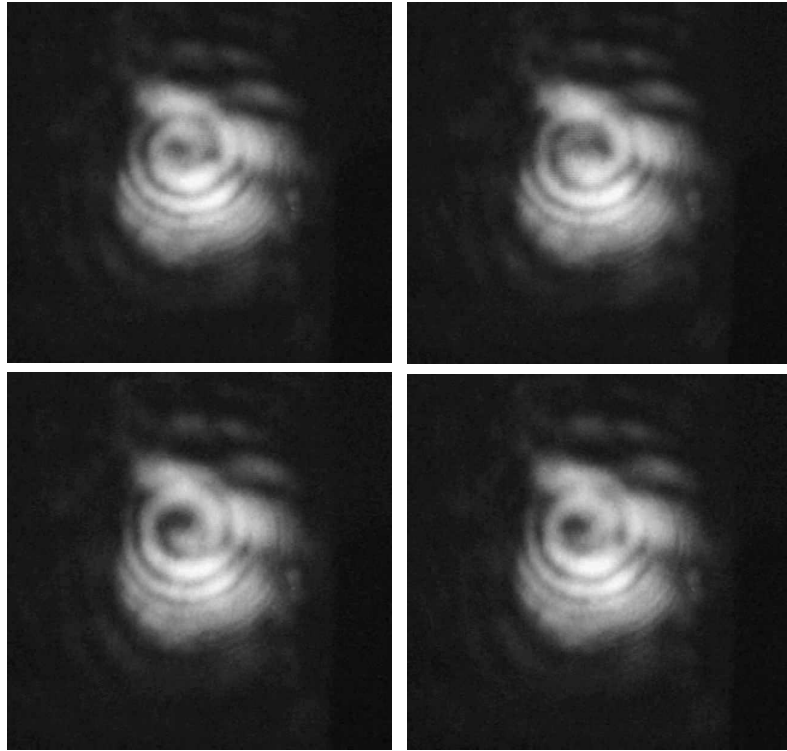


Рис. 4. Вращение интерференционной спирали против часовой стрелки при уменьшении напряжения на кристалле.

Интерференционная спираль вращалась при варьировании напряжения на боковых гранях кристалла. Увеличение напряжения приводило к вращению спирали по часовой стрелке, уменьшение напряжения – к вращению спирали против часовой стрелки. Распределение плотности энергии в поперечном сечении пучка в форме оптического вихря при варьировании напряженности внешнего электрического поля от 0 до 50 В/см не изменялось.

Распределение интенсивности  $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi$  светового поля в интерференционной спирали зависит от разности фаз  $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$  опорного гауссова  $I_1$  и объектного вихревого  $I_2$  пучков, для светлой спирали  $\Delta\phi = 2\pi m$ ,  $m = 0, 1, 2, \dots$ . Фаза гауссова пучка имеет вид [10]  $\phi_1 = kz + \arctg(z/z_G) + kr^2/R_G(z) + \phi_{0G}$ , фаза вихревого пучка [11] – вид  $\phi_2 = kz + (\ell + 1)\arctg(z/z_V) + kr^2/R_V(z) - \ell\phi + \phi_{0V}$ , где  $R_G(z) = z(1 + z_{0G}^2/z^2)$ ,  $R_V(z) = z(1 + z_{0V}^2/z^2)$  – радиусы кривизны волновых фронтов,  $z_{0G} = k\rho_G^2/2$ ,  $z_{0V} = k\rho_V^2/2$  – рэлеевские длины,  $\rho_G, \rho_V$  – толщины перетяжек гауссова и вихревого пучков.



Начальная фаза вихревого пучка определяется на выходном торце кристалла (14) как

$$\phi_{0V} = \left[ \left( \varepsilon_{12} \frac{\omega^2}{c^2} - \xi^2 \right)^2 + \frac{16\pi^2 \sigma^2 \omega^2}{c^4} \right]^{1/4} \cos \left( \frac{2\pi\sigma\omega L}{\varepsilon_{12}\omega^2 - c^2\xi^2} \right). \quad (17)$$

В области оптических частот  $\omega \approx 10^{15} \text{ с}^{-1}$  в полупроводниковой среде с проводимостью  $\sigma \sim 10^{-2} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$  (фосфид галлия) при  $\xi \ll \omega/c$  фаза приобретает вид  $\phi_{0V} \approx \left[ \varepsilon_1 + \chi_2 \left( E_0 + \frac{\partial E_0}{\partial t} dt \right) \right]^{1/2} \frac{\omega}{c} z$ , где производная по времени описывает изменение напряженности внешнего электрического поля при варьировании напряжения на кристалле. Разность фаз  $\Delta\phi = \ell\varphi - \alpha r^2 - \phi_0$  пучков в плоскости объектива камеры, где  $\alpha = k(R_V^{-1} - R_G^{-1})$ ,  $\phi_0 = (\ell + 1) \arctg(z/z_V) - \arctg(z/z_G) + \phi_{0V}(E_0) - \phi_{0G}$ , зависит от напряженности внешнего электрического поля  $E_0$ . Интерференционная спираль  $\varphi = [\alpha r^2 + \Delta\phi + \phi_0(E_0)]/\ell$  вращается при увеличении  $E_0$  по часовой стрелке и наоборот.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате теоретических и экспериментальных исследований было выявлено влияние внешнего электрического поля на фазу волнового пакета, прошедшего диэлектрический резонатор Фабри-Перо – кристалл фосфида галлия. Теоретически показано, что изменение фазы оптического вихря в диэлектрическом резонаторе при варьировании напряженности внешнего электрического поля обусловлено зависимостью диэлектрической проницаемости среды от электрического поля.

Экспериментально показано, что для оптического пучка влиянием проводимости в кристалле фосфида галлия можно пренебречь, фаза пучка, переносящего оптический вихрь, изменяется в результате эффекта Поккельса. Обнаружено, что распределение интенсивности в поперечном сечении пучка, переносящего оптический вихрь, не изменяется при варьировании напряженности внешнего электрического поля от 0 до 50 В/см. Экспериментально показано, что интерференционная вихревая спираль вращается при изменении напряженности внешнего электрического поля в кристалле. Скорость и направление ее вращения зависят от изменения напряженности электрического поля.

Управление фазой оптического вихря дает возможность проектировать и создавать новые оптические элементы, а зависимость числа оборотов интерференционной спирали от напряженности внешнего электрического поля – датчики физических величин.

Список литературы

1. Кившарь Ю.С. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов / Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал ; [Пер. с англ. под ред. Н.Н. Розанова]. – М.: Физматлит, 2005. – 648 с.
2. Sun X. Tunable spatial demultiplexer based on the Fabry-Perot filter / X. Sun, P. Gu, M. Li et al. // Optics Express. – 2006. – V. 14, No. 18. – P. 8470-8475.
3. Mock A. Spectral properties of photonic crystal double heterostructure resonant cavities / A. Mock, L. Lu, J.D. O'Brien // Optics Express. – 2008. – V. 16, No. 13. – P. 9391-9397.
4. Sukhoivanov I.A. Photonic crystals : physics and practical modeling / I.A. Sukhoivanov, I.V. Guryev. – Springer, 2009. – 241 p.
5. Шаскольская М.П. Основы кристаллофизики / М.П. Шаскольская, Ю.И. Сиротин. – М. : Наука, 1979. – 640 с.
6. Reinhart F.K. Electro-optical and waveguide properties of reverse-biased gallium phosphide p-n junction / F.K. Reinhart, D.F. Nelson, J. McKenna // Phys. Rev. – 1969. – V. 177, No. 3. – P. 1208-1221.
7. Шведов В.Г. Формирование оптических вихрей в процессе дифракции света на диэлектрическом клине / В.Г. Шведов, Я.В. Издебская, А.Н. Алексеев и др. // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т. 28, вып. 6. – С. 87-93.
8. Dzedolik I.V. Vortex pulse interference / I.V. Dzedolik, S.N. Lapayeva // Proc. SPIE. – 2002. – V. 4607. – P. 104-108.
9. Дзедолик І.В. Поляритони в оптичних волокнах і діелектричних резонаторах / І.В. Дзедолик. – Симферополь: ДиАйПи, 2007. – 320 с.
10. Ярив А. Введение в оптическую электронику / А. Ярив ; М.: Высшая школа, 1983. – 398 с.
11. Basisty I.V. Optics of light beams with screw dislocations / I.V. Basisty, V.Yu. Bazhenov, M.S. Soskin, M.V. Vashnetsov // Optics Comm. – 1993. – V. 103. – P. 422-528.

**Дзедолик І.В. Управління фазою оптичного вихору зовнішнім електричним полем у діелектричному резонаторі / І.В. Дзедолик, С.Н. Лапаєва, В.І. Вершицький, Л.С. Маркова // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), № 1. Ч. I. – С. 57-66.**

Теоретично і експериментально показана можливість управління фазою оптичного вихора за допомогою варіювання напруженості зовнішнього електричного поля в діелектричному резонаторі Фабрі-Перо. У інтерферометрі Маха-Цендера, в об'єктному плечі якого було встановлено кристал фосфіду галію у формі прямокутної призми, отримана інтерференційна картина у вигляді спіралі, що обертається навколо своєї осі при зміні напруженості зовнішнього електричного поля. Число оборотів спіралі залежить від напруженості зовнішнього електричного поля. Розглянуте явище може бути використане для конструювання датчиків фізичних величин і оптичних елементів, що застосовуються в оптичних лініях передачі інформації.

**Ключові слова:** оптичний вихор, діелектричний резонатор, зовнішнє електричне поле.

**Dzedolik I.V. Control of optical vortex phase by external electric field in the dielectric resonator / I.V. Dzedolik, S.N. Lapayeva, V.I. Vershitsky, L.S. Markova // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010. – Vol. 23(62), No. 1. P. I. – P. 57-66.**

The possibility of an optical vortex phase control by the variation of external electric field in the dielectric Fabry-Perot resonator is shown theoretically and experimentally. In the Mach-Zehnder interferometer where the crystal gallium phosphide in the form of rectangular prism in the objective shoulder is placed, the interference pattern is obtained in the form of a spiral rotating around its own axis if the intensity of external electric field is changing. The number of turns of the spiral depends on the intensity of the external electric field. Considered phenomenon can be used for designing of the physical quantity data sensors and the optical devices applied in the optical transmission lines.

**Keywords:** optical vortex, dielectric resonator, external electric field.

*Поступила в редакцію 04.11.2009 г.*