

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С. П. КОРОЛЕВА»  
(САМАРСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

*В. С. ПАВЕЛЬЕВ*

## ОПТИКА ЛАЗЕРНЫХ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ПУЧКОВ И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

Рекомендовано редакционно-издательским советом федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королева» в качестве учебного пособия для обучающихся по основной образовательной программе высшего образования по направлению подготовки 03.04.01 Прикладные математика и физика

САМАРА

Издательство Самарского университета

2025

УДК 621.373.826:535(075)

ББК В345я7

П120

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук, доц. О. В. О с и п о в  
канд. физ.-мат. наук, доц. В. И. А н и с и м о в

*Павельев, Владимир Сергеевич*

П120 **Оптика лазерных структурированных пучков и ее приложения:** учебное пособие /  
*В. С. Павельев.* – Самара: Издательство Самарского университета, 2025. – 83 с.

**ISBN 978-5-7883-2281-0**

В учебном пособии представлен материал, посвященный лазерным структурированным пучками их приложениям. Учебное пособие предназначено для обучающихся по основным образовательным программам высшего образования бакалавриата и магистратуры.

Подготовлено на кафедре наноинженерии.

УДК 621.373.826:535(075)  
ББК В345я7

ISBN 978-5-7883-2281-0

© Самарский университет, 2025

## СОКРАЩЕНИЯ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В УЧЕБНОМ ПОСОБИИ

ДОЭ –дифракционный оптический элемент

ИК –инфракрасный

НЛСЭ –Новосибирский лазер на свободных электронах

ПО –программное обеспечение

ППП –поверхностные плазмон-поляритоны

ОУМ –орбитальный угловой момент

ПММА–резист полиметилметакрилат

ПЗС –прибор с зарядовой связью

WDM –Wavelength Division Multiplexing (Мультиплексация по длинам волн)

MDM –Mode Division Multiplexing (Мультиплексация по поперечным волноводным модам)

ТГц –терагерцовый

СД –светоделитель

FDTD –метод конечных разностей во временной области (Finite-Difference Time-Domain)

ВОЛС –волоконно-оптические линии связи

CLN –ниобат лития конгруэнтного состава

ИТО –оксид индия-олова

SBN –ниобат стронция-бария

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	5
1. МНОГОМОДОВЫЕ БЕЗДИСПЕРСИОННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ПУЧКИ И ИХ СВОЙСТВА .....	6
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 1 .....	26
2. ФОРМИРОВАНИЕ И ПРИЛОЖЕНИЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПУЧКОВ .....	27
2.1 ИССЛЕДОВАНИЕ ТАЛЬБОТ-ЭФФЕКТА ДЛЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПУЧКОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА .....	31
2.2 ГЕНЕРАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ С ПОМОЩЬЮ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПУЧКОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА .....	32
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 2 .....	40
3. ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С ЗАДАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СТРУКТУРОЙ .....	44
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 3 .....	58
4. ОПТИМИЗАЦИЯ ТРЕХМЕРНОГО СВЕТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТРУКТУРИРОВАННОГО ПУЧКА В ЗАДАЧАХ МАНИПУЛЯЦИИ МИКРО- И НАНООБЪЕКТАМИ .....	60
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 4 .....	69
5. СКОРОСТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПОПЕРЕЧНО-МОДОВОГО СПЕКТРА СТРУКТУРИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ .....	70
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 5 .....	80
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	82

## ВВЕДЕНИЕ

Развитие методов управления пространственными характеристиками лазерного излучения привело к появлению большого числа фундаментальных и прикладных работ в области *структурированных лазерных пучков*. Под последними принято понимать пучки когерентного излучения со сложным пространственным распределением амплитуды, фазы и поляризации. К указанным характеристикам излучения следует добавить орбитально-угловой момент (ОУМ) пучка в силу большого числа работ и приложений, связанных с замечательными свойствами пучков с ОУМ. Структурированные лазерные пучки нашли свое применение в таких разных приложениях, как оптические телекоммуникации, лидары, манипуляции микро- и наночастицами, системы дистанционного зондирования, оптические сенсоры. Развитие методов дифракционной оптики, приведшее к появлению эффективных методов формирования пучков с заданными амплитудно-фазовыми характеристиками, а также достижения в области разработки создания субволновых структур, позволивших прецизионно управлять поляризацией излучения, сильно способствовали прогрессу в данной области. В данном учебном пособии приведены результаты теоретического анализа, компьютерного моделирования и экспериментального исследования структурированных пучков различного типа. Рассмотрены вращающиеся лазерные пучки (оптические вихри), многомодовые бездисперсионные пучки. Рассмотрено применение субволновых структур для формирования лазерных пучков с заданным поляризационным состоянием. Рассмотрены вопросы, связанные с оптимизацией трехмерной структуры лазерного пучка в задаче манипуляции микро- и наночастицами, а также вопросы скоростной модуляции поперечно-модовой структуры лазерного пучка, что имеет большое значение для оптических телекоммуникационных систем. Рассмотрено применение вихревых лазерных пучков для возбуждения спиральных поверхностных плазмон-поляритонов на цилиндрических поверхностях. Перечень рассмотренных вопросов ограничен объемом учебного пособия.

Учебное пособие предназначено для обучающихся по образовательным программам высшего образования. Пособие может быть также рекомендовано аспирантам и физикам-исследователям, специализирующимся в области оптики лазеров и прикладной оптики.

# 1. МНОГОМОДОВЫЕ БЕЗДИСПЕРСИОННЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ПУЧКИ И ИХ СВОЙСТВА

Рассмотрим распространение монохроматического когерентного излучения. В [1-3] рассмотрено понятие моды как пучка света, обладающего свойством *самовоспроизводимости* при распространении в соответствующей волноводной среде. Под *самовоспроизводимостью* понимается свойство сохранения поперечной структуры амплитудно-фазового распределения (как вариант - с точностью до масштаба декартовых или цилиндрических координат [3]). Методы формирования мод лазерного излучения и детектирования отдельных мод в пучке описаны в [2,3].

В [3] приведен математический формализм, позволяющий описывать комплексные амплитуды в сечении мод как собственные функции оператора распространения. Введем декартовы координаты  $(x, y, z) = (\mathbf{x}, z)$  в среде распространения пучка. Двумерный вектор  $\mathbf{x} = (x, y)$  представляет поперечные координаты;  $z$  — продольная координата вдоль оптической оси. Введем различные обозначения для поперечных координат в параллельных плоскостях  $\mathbf{u} = (u, v)$ ,  $\mathbf{x}' = (x', y')$ , и т.д. Положим рассматриваемые моды локализованными внутри области  $\mathbf{x} \in G$  в сечении пучка. Применим скалярное представление светового поля и скалярную дифракционную теорию без учета поляризационных эффектов. Опишем, таким образом, монохроматическое или квазимонохроматическое поле комплексной амплитудой  $F(\mathbf{x}, z)$ , соответствующей длине волны  $\lambda$ . Необходимо отметить, что комплексная амплитуда моды  $\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{x})$  с номером  $\mathbf{p} = (p, l)$  рассматривается на поверхности волнового фронта, и  $\mathbf{x}$  — координата проекции точки волнового фронта на ближайшую плоскость, перпендикулярную направлению распространения моды. В случае линейной среды можно ввести линейный оператор распространения  $\hat{P}$ , связывающий комплексные распределения  $F$  и  $F_1$  на двух волновых фронтах, разделенных некоторым расстоянием [3]:

$$\hat{P}F(x) = F_1(x').$$

Моды конкретной линейной среды  $\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{x})$  не меняют своей поперечной конфигурации при распространении в ней и, таким образом, удовлетворяют уравнению на собственные значения

$$\hat{P}\psi_{\mathbf{p}} = \gamma_{\mathbf{p}}\psi_{\mathbf{p}}, \quad (1.1)$$

где  $\gamma_{\mathbf{p}}$  — комплекснозначные собственные значения. Отметим, что оператор  $\hat{P}$  и его собственные значения  $\gamma_{\mathbf{p}}$  зависят от расстояния между рассматриваемыми волновыми фронтами. Таким образом, моды  $\psi_{\mathbf{p}}$  являются собственными функциями оператора распространения  $\hat{P}$  [3]. Как известно, если выполняются математические свойства нормировки и компактности [3]

$$\hat{P}\hat{P}^* = \hat{P}^*\hat{P} \equiv \hat{Q}, \quad (1.2)$$

где  $*$  — символ эрмитово-сопряженного оператора, оператор  $\hat{P}$  имеет полное и счетное множество ортогональных собственных функций. Будем предполагать, что свойство ортогональности выполняется с учетом некоторой весовой функции  $\rho_0(\mathbf{x}) \geq 0$ ,  $\mathbf{x} \in G$ , зависящей от различного наклона плоскости волнового фронта мод. Естественно, можно выбрать ортонормированные моды  $\psi_{\mathbf{p}}$  [3]

$$\iint_G \psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{x}) \psi_{\mathbf{p}'}^*(\mathbf{x}) \rho_0(\mathbf{x}) d^2x = \delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}, \quad (1.3)$$

используя соответствующую нормировку, где \* — символ комплексного сопряжения и

$$\delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} = \delta_{pp'}\delta_{ll'} = \begin{cases} 1, & \mathbf{p} = \mathbf{p}' \\ 0, & \mathbf{p} \neq \mathbf{p}' \end{cases}$$

символ Кронекера. Заметим, что  $\rho_0$  меняет свою форму по координате  $\mathbf{x}$ .

Оператор (1.2) имеет неотрицательные собственные числа

$$\lambda_{\mathbf{p}} = |\gamma_{\mathbf{p}}|^2, \hat{Q}\psi_{\mathbf{p}} = \lambda_{\mathbf{p}}\psi_{\mathbf{p}}, \quad (1.4)$$

и может быть назван энергетическим оператором. Значения  $\lambda_{\mathbf{p}}$  (1.4), характеризуют затухания модовых мощностей при прохождении по волноводу, значения  $\arg\gamma_{\mathbf{p}}$  дают фазовую задержку в пассивном волноводе, а величина

$$\alpha_{\mathbf{p}} = 1 - \lambda_{\mathbf{p}} \quad (1.5)$$

характеризует потери мощности для  $\psi_{\mathbf{p}}$  - моды (включая дифракционные потери) на один проход волновода. Моду, имеющую максимальное значение  $\lambda_{\mathbf{p}}$  (и, таким образом, минимальные потери) называют *основной*. Обычно она обозначается нулевым индексом  $\mathbf{0} = (0,0)$ ,

$$\lambda_{\mathbf{0}} = \max_{\mathbf{p}} \lambda_{\mathbf{p}}. \quad (1.6)$$

Будучи собственными колебаниями волновода, моды могут быть охарактеризованы следующими инвариантными и экстремальными свойствами, объясняющими широкое использование мод, а не других базисов для описания распространения когерентного света:

1. Моды — это *единственный* двумерный базис функций, сохраняющих взаимную ортогональность при распространении в собственной волноводной среде.

2. Одномодовый пучок характеризуется наименьшими потерями мощности по сравнению с любыми другими пучками, содержащими моды более высоких порядков.

Свойство мод воспроизводить свою поперечную структуру в процессе их распространения было сформулировано выше и может быть добавлено к этим свойствам. Определив понятие моды уравнением (1.1), можем представить полное поле  $F(\mathbf{x}, z)$  в волноводной среде как суперпозицию мод:

$$F(\mathbf{x}, z) = \sum_{\mathbf{p}} F_{\mathbf{p}} \gamma_{\mathbf{p}}(z) \psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{x}), \gamma_{\mathbf{p}}(0) = 1. \quad (1.7)$$

Будем говорить, что коэффициенты  $F_{\mathbf{p}}$  ортогонального разложения определяют *модовый состав* поля

$$F_{\mathbf{p}} = \iint_G F(\mathbf{x}, 0) \psi_{\mathbf{p}}^*(\mathbf{x}) \rho_0(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x}. \quad (1.8)$$

Так как разложение удовлетворяет условию теоремы Парсеваля, можем записать полную энергию поля  $F$ , формируемую парциальными мощностями  $|F_{\mathbf{p}}|^2$  отдельных мод:

$$\iint_G |F(\mathbf{x}, 0)|^2 \rho_0(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} = \sum_{\mathbf{p}} |F_{\mathbf{p}}|^2. \quad (1.9)$$

Определим распределение мощности поля по модам как нормированную величину следующего вида

$$\frac{|F_{\mathbf{p}}|^2}{\iint_G |F(\mathbf{x}, 0)|^2 \rho_0(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x}}$$

Значения коэффициентов  $F_{\mathbf{p}}$  определяют модовый состав поля и определяются состоянием возбужденной волноводной среды.

Для градиентного волоконного световода с поперечно-неоднородным показателем преломления  $n(\mathbf{x})$  волновые фронты направляемых мод являются плоскими. В этом случае оператор  $\hat{P}$  связывает решение  $F(\mathbf{x}, z)$  уравнения Гельмгольца

$$\nabla_{\perp}^2 F(\mathbf{x}, z) + \frac{\partial^2 F(\mathbf{x}, z)}{\partial z^2} + n^2(\mathbf{x})k^2 F(\mathbf{x}, z) = 0 \quad (1.10)$$

с граничным значением комплексной амплитуды  $F|_{z=0} = F(\mathbf{x}, 0)$ , где  $\nabla_{\perp} = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$  — поперечный дифференциальный оператор Гамильтона. При учете конечного диаметра волновода появятся дополнительные граничные условия на границе сердечника. Моды градиентного волокна имеют плоский волновой фронт и удовлетворяют уравнению

$$\nabla_{\perp}^2 \psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{x}) + [k^2 n^2(\mathbf{x}) - \beta_{\mathbf{p}}^2] \psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{x}) = 0. \quad (1.11)$$

Для произвольного значения  $z$  имеем

$$F(\mathbf{x}, z) = \gamma_{\mathbf{p}} \psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{x}), \quad (1.12)$$

$$\gamma_{\mathbf{p}} = \exp(iK_{\mathbf{p}}z), \quad (1.13)$$

$$K_{\mathbf{p}} = \beta_{\mathbf{p}} + iq_{\mathbf{p}}, \quad (1.14)$$

где  $\beta_{\mathbf{p}}$  — константа распространения,  $q_{\mathbf{p}}$  — коэффициент затухания моды  $\psi_{\mathbf{p}}$  (Рис. 1.1).

Таким образом, моды градиентного оптоволокна удовлетворяют уравнению на собственные значения (1.1) для любого расстояния  $z$ . Собственные значения определяются уравнением (1.13).

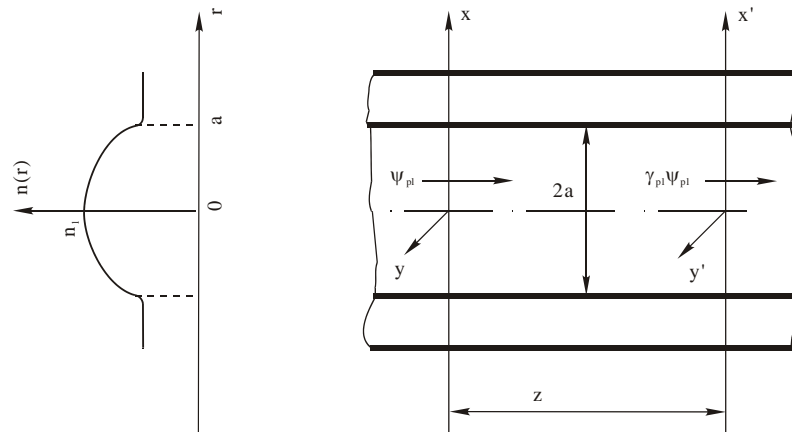


Рис. 1.1. Моды в оптоволокне с градиентным профилем  $r = \sqrt{x^2 + y^2} \leq a$

В лазерной оптике [1], оптике линзоподобных сред [2], волноводной оптике [2,3] возникают задачи, в которых требуется сформировать одномодовые пучки, т.е. пучки, поперечные распределения поля в которых являются решениями соответствующих уравнений [2,3]. Кроме того, в значительном количестве приложений требуется получать информацию о поперечно-модовом составе пучка [2,3,4].

В большинстве случаев задача формирования моды может быть сведена к формированию в заданной плоскости комплекснозначного распределения  $\psi(x, y)$ ,  $\Psi(\mathbf{x}, z) = \psi(\mathbf{x}) \exp(i\beta z)$ ,  $\mathbf{x}=(x, y)$ .

Дифракционные оптические элементы (ДОЭ), предназначенные для формирования мод и анализа поперечно-модового состава пучка, (моданы) были впервые предложены в работах [5,6]. Близкий подход был изложен в работах авторов [7], опубликованных примерно в то же время, что и работы [5,6].

Первые моданы представляли собой амплитудные модулированные дифракционные решетки с функцией комплексного пропускания, определяемой модовой композицией.

Соображения эффективного использования мощности источника излучения привели к идее реализации чисто фазового оптического элемента [2,3].

Тонкий чисто фазовый оптический элемент характеризуется фазовой функцией  $\varphi(\mathbf{u})$ , где  $\mathbf{u} = (u, v)$  — поперечные координаты точки, лежащей на поверхности подложки оптического элемента [2]. Будем считать, что при освещении тонкого оптического элемента пучком с комплексной амплитудой  $W'(\mathbf{u})$ ,  $A(\mathbf{u}) = |W'(\mathbf{u})|$ , непосредственно за элементом формируется поле с комплексной амплитудой

$$W(\mathbf{u}) = W'(\mathbf{u})T(\mathbf{u}),$$

где  $T(\mathbf{u}) = \exp[i\varphi(\mathbf{u})]$  - функция комплексного пропускания фазового элемента.

Если мода задана своим комплекснозначным распределением  $\psi(x, y)$  (Рис.1.2), задача формирования заданной моды с помощью фазового ДОЭ, т.е. путем воздействия только на фазу освещающего пучка, в общем случае является некорректной.

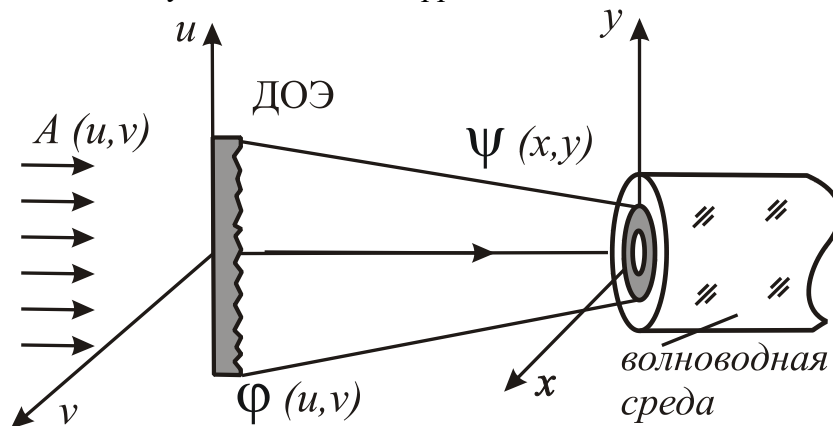


Рис.1.2 Постановка задачи формирования модового пучка, заданного распределением комплексной амплитуды  $\psi(x, y)$  в его поперечном сечении, с помощью фазового ДОЭ

Некорректность обусловлена свойствами оператора распространения света [2]: сигнал не может быть однозначно определен лишь фазой своего спектра. Основу подхода к решению задачи формирования одномодового распределения, изложенного в [3], составляет идея введения вспомогательных элементов для приведения комплексной функции пропускания элемента (в общем случае комплекснозначной) к фазовой. Будучи пространственно разделены с полезным изображением, вспомогательные элементы не влияют на качество его восстановления, а лишь снижают долю энергии, идущей на формирование полезного изображения (Рис. 1.3).

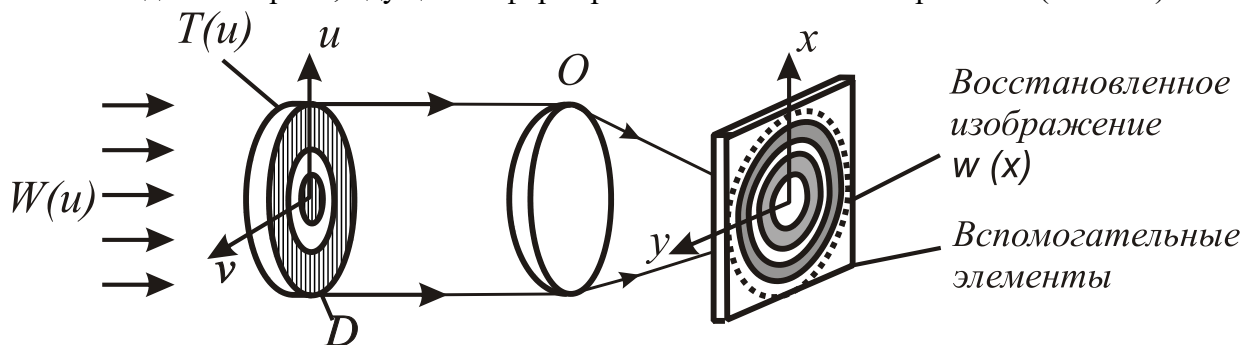


Рис. 1.3. Приведение функции пропускания ДОЭ к фазовой с помощью введения вспомогательных элементов в выходную плоскость ДОЭ

Хорошо известна идея формирования вспомогательных элементов в виде паразитных дифракционных порядков с помощью введения модулированной несущей в фазу элемента [2,3]. Амплитуда несущей выбирается локально зависящей от функции пропускания — в точках, где амплитуда функции пропускания максимальна, она равна нулю, в точках, где амплитуда функции комплексного пропускания имеет минимальное значение — амплитуда несущей максимальна. Применение такого метода позволяет создавать заданное одномодовое распределение с высокой точностью. Однако, появление паразитных дифракционных порядков, вызванное введением опорной волны в фазу, приводит к низкой энергетической эффективности элемента. Это объясняется сильным отличием структуры амплитудного распределения формируемой моды от типичного амплитудного распределения освещающего пучка, гауссова или равномерного.

Отметим, однако, что далеко не во всех приложениях «полезная» мода однозначно задана своим амплитудно–фазовым распределением. Учитывая актуальность задачи формирования одномодовых распределений в градиентных средах, обусловленную, главным образом, потенциальными телекоммуникационными приложениями, представляется целесообразным рассмотреть возможность поиска собственных функций оператора распространения в волноводной среде, отличных от известных аналитических решений [2].

В [8] было предложено переформулировать задачу – найти собственную функцию  $\psi(x, y)$ , соответствующую определенному собственному числу  $\gamma_m = \exp(i\beta_m z)$  оператора  $\tilde{P}$  распространения света в градиентной среде, имеющую амплитудное распределение, максимально близкое к распределению освещающего пучка  $|\psi(x, y)| \cong A(x, y)$ . В этом случае фаза  $\varphi(x, y) = \arg(\psi(x, y))$  может быть выбрана в качестве фазовой функции формирующего оптического элемента (Рис. 1.4).

В [8] было показано, что наличие непростых собственных значений  $\gamma_m$  оператора распространения  $\tilde{P}$  света в линзоподобной среде (то есть значений, каждому из которых соответствует более одной собственной функции оператора распространения света в линзоподобной среде) позволяет поставить задачу поиска собственной функции  $\psi(x, y)$  в соответствующем собственном подпространстве с амплитудой, максимально близкой к амплитуде освещающего пучка  $A(x, y)$ , что позволит повысить эффективность преобразования освещающего пучка в моду линзоподобной среды с помощью фазового элемента. Задача синтеза ДОЭ, формирующего моду линзоподобной среды, таким образом, может быть решена в два этапа:

-поиск собственной функции с амплитудным распределением, максимально близким к амплитудному распределению освещающего пучка;

-реализация ДОЭ с фазовой функцией, определяемой фазой найденной собственной функции.

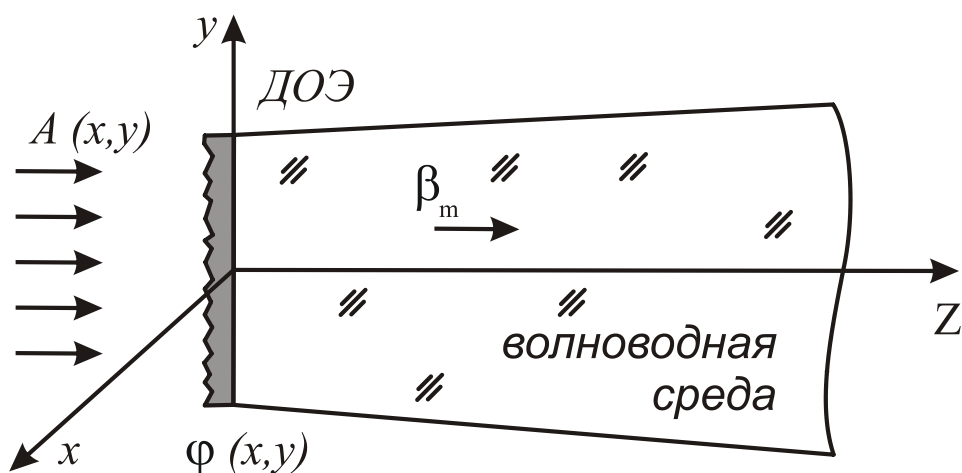


Рис. 1.4. Постановка задачи формирования модового пучка, заданного распределением амплитуды в поперечном сечении освещающего пучка  $A(x, y)$  и значением постоянной распространения  $\beta_m$

Близость амплитудного распределения освещающего пучка к распределению амплитуды в сечении формируемой моды определяет отсутствие необходимости в затратах энергии на вспомогательные элементы для приведения функции комплексного пропускания к чисто фазовому виду.

Представляется, что такой подход к формированию мод волноводных сред может быть востребован при передаче световой энергии с минимальными потерями, для эффективного устранения межмодовой дисперсии [9] многомодового пучка при решении задач оптических телекоммуникаций, а также для организации многоканальной оптической связи с поперечно-модовым уплотнением [2].

Под *линзоподобными средами* принято понимать среды, в которых показатель преломления является убывающей функцией расстояния от оптической оси [2]. Одним из распространенных примеров является среда с параболическим профилем, показатель преломления в которой распределен по закону

$$n^2(r) = n_1^2(1 - 2\Delta r^2/a^2), r = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (1.15)$$

где  $a$  – радиус волновода. Интерес к средам с параболическим профилем связан с тем, что анализ распространения света в них хорошо аппроксимирует анализ градиентных волокон с параболическим профилем, а также с наличием аналитических решений для мод таких сред [1-3].

В [3] показано, что собственными функциями оператора распространения света в такой среде будут являться решения Гаусса-Эрмита и Гаусса-Лагерра. В работах [2,3] рассмотрена задача формирования и селекции мод Гаусса-Эрмита и Гаусса-Лагерра методами компьютерной оптики. В работах [2,3] задачу формирования гауссовых мод предложено решать, как задачу синтеза цифровой голограммы (или дифракционного оптического элемента ДООЭ) образа, заданного амплитудно-фазовым распределением в сечении гауссовой моды. В [2,3] рассмотрены подходы к решению проблемы формирования мод Гаусса-Лагерра и Гаусса-Эрмита с помощью фазовых ДООЭ, однако эти подходы основаны на «подмешивании» в формируемую моду «паразитных» (вспомогательных) мод или на формировании вспомогательных дифракционных порядков. Учитывая актуальность задачи формирования одномодовых распределений в линзоподобных средах, обусловленную, главным образом, потенциальными телекоммуникационными приложениями [2,3], представляется целесообразным рассмотреть возможность поиска соб-

ственных функций оператора распространения в линзоподобной среде  $\tilde{P}$ , отличных от известных аналитических решений Гаусса-Эрмита и Гаусса-Лагерра. Собственные значения оператора распространения света в линзоподобной среде можно найти, пользуясь соответствующим характеристическим уравнением [2,3]. Для среды с распределением (1.15):

$$\gamma_m = \exp(i\beta_m z) \quad (1.16)$$

$$\beta_m = \sqrt{k^2 n_1^2 - 4/\sigma^2 (m+1)}, \quad (1.17)$$

$$\sigma = (\lambda a / \pi n_1)^{1/2} (1/2\Delta)^{1/4}, \quad (1.18)$$

где  $\lambda$ -длина волны излучения, волновое число  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ . Для того чтобы найти собственные функции  $\psi_m(x, y)$ :  $\tilde{P}\psi_m = \gamma_m \psi_m$ , необходимо найти решения уравнение Гельмгольца (1.11).

В предположении

$$\psi_m(x, y) = \hat{\psi}_p(x) \hat{\psi}_l(y) \quad (1.19)$$

решениями уравнения (1.1) будут моды Гаусса-Эрмита [3]

$$\psi_m = \hat{\psi}_{pl}(x, y) = E_{pl} \hat{\psi}_p(x) \hat{\psi}_l(y), \quad (1.20)$$

где

$$E_{pl} = \sqrt{2/(\pi \cdot 2^{p+l} \cdot p! \cdot l!)} / \sigma \cdot \quad (1.21)$$

нормировочная константа,  $m = p + l$ ,

$$\hat{\psi}_n(x) = H_n(\sqrt{2}x/\sigma) \exp(-x^2/\sigma^2). \quad (1.22)$$

Отметим, что

1. Моды (1.20) образуют ортогональный базис в  $L_{22}$ .

2. Световые пучки с поперечным распределением комплексной амплитуды (1.20) обладают свойством сохранения поперечного распределения при распространении в среде с параболическим распределением показателя преломления. Кроме того, такие световые пучки сохраняют свое поперечное распределение с точностью до масштаба при распространении в свободном пространстве и при прохождении через Фурье-каскад (Рис.1.5).

3. Предположение (1.19) вовсе не следует из постановки задачи и сделано для получения аналитических решений (1.20).

4. Решения, соответствующие собственному значению  $\gamma_m$ , представимы в виде линейной комбинации решений  $\hat{\psi}_{p(m-p)}(x, y)$ . Таким образом, оператор  $\tilde{P}$  будет обладать собственными числами (1.16) с соответствующими линейными собственными подпространствами решений

$$\Psi_m = \{\psi_m: \psi_m(x, y) = \sum_{p=0}^m \tilde{C}_{p(m-p)} \hat{\psi}_{p(m-p)}(x, y)\}. \quad (1.23)$$

Пучки, комплексная амплитуда в сечении которых описываются функциями-элементами подпространств (1.23) с количеством слагаемых ряда более одного в [8, 10, 11] называются *многомодовыми бездисперсионными пучками*.

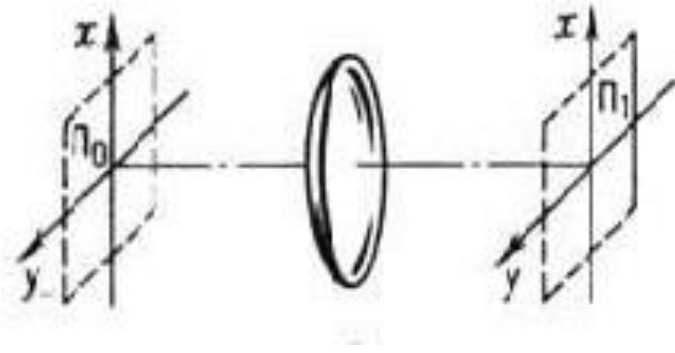


Рис.1.5. Фурье-каскад: П0 – входная плоскость; П1 – выходная плоскость

Названы они так потому, что при их распространении в среде не возникает межмодовой дисперсии (значения постоянных распространения всех мод пучка одинаковы), а следовательно, не возникает эффекта уширения импульса, связанного с наличием межмодовой дисперсии [9] (Рис.1.6).

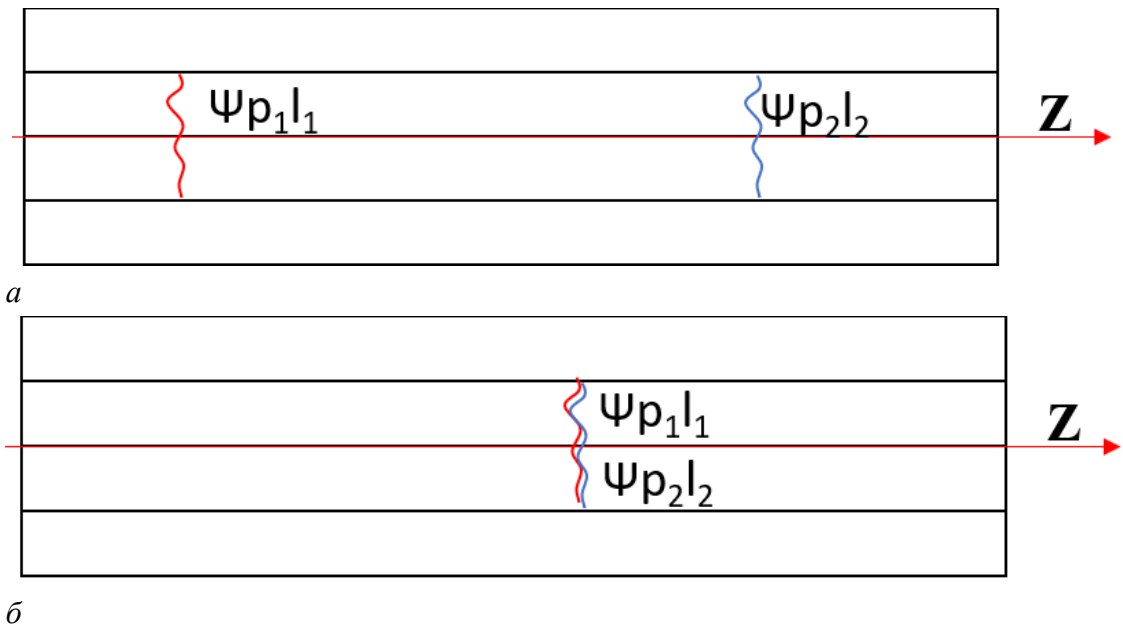


Рис.1.6. Распространение многомодовых пучков в волноводной среде: а - распространение пучка, содержащего моды с разным значением постоянной распространения; б - распространение многомодового бездисперсионного пучка

Выпишем некоторые свойства собственных подпространств оператора  $\tilde{P}$ :

1. Световые пучки, распределение комплексной амплитуды в сечении которых описывается функциями-элементами собственных подпространств (1.23) оператора  $\tilde{P}$ , обладают свойством *самовоспроизведения* в среде с параболическим профилем подобно одномодовым гауссовым пучкам.

2. Любые две функции  $\psi_n(x, y) \in \hat{\Psi}_n, \psi_m(x, y) \in \hat{\Psi}_m$  являются ортогональными в  $L_{22}$ .

3.  $\gamma_0$  является *единственным простым* собственным значением оператора  $\tilde{P}$  с соответствующей собственной функцией  $\psi_{00}(x, y)$ . Собственному числу  $\gamma_1$  соответствует собственное подпространство  $\hat{\Psi}_1 = \{\psi: \psi_1(x, y) = \tilde{c}_{01}\hat{\psi}_{01}(x, y) + \tilde{c}_{10}\hat{\psi}_{10}(x, y)\}$ , однако любая функция  $\psi(x, y) \in \hat{\Psi}_1$  совпадает с модовой функцией Гаусса-Эрмита  $\hat{\psi}_{01}(x, y)$  с точностью до поворота.

4. Поведение пучков, сечения которых описываются функциями (1.23), в свободном пространстве и при прохождении Фурье - каскада аналогично поведению отдельных мод Гаусс-Эрмита [3], т.е. пучки сохраняют свою поперечную структуру при распространении в свободном пространстве и при прохождении через Фурье-каскад (в последнем случае с точностью до изменения модового радиуса).

Таким образом, задача синтеза ДОЭ, предназначенного для формирования пучка когерентного излучения, обладающего свойством самовоспроизводимости в линзоподобной среде, может быть поставлена по-разному:

- 1) формирование конкретной моды, заданной своим амплитудно-фазовым распределением  $\psi_m(x, y)$ . В этом случае применимы методы цифровой голографии, развитые для формирования заданного амплитудно-фазового распределения. Такой подход применим, например, в задаче формирования эталонов мод [2,3];
- 2) поиск собственной функции  $\psi_m(x, y)$  в подпространстве (1.23) с амплитудой, максимально близкой к амплитуде освещающего пучка  $A(x, y)$ .

Для решения задачи в постановке 2) необходимо решить уравнение

$$A(x, y) \exp(i\varphi(x, y)) - \sum_{p=0}^m \tilde{C}_{p(m-p)} \hat{\psi}_{p(m-p)}(x, y) = 0, \quad (1.24)$$

где  $A(x, y)$  – распределение амплитуды освещающего пучка в плоскости установки ДОЭ,  $\varphi(x, y)$  – фазовая функция ДОЭ, относительно коэффициентов  $\tilde{C}_{p(m-p)}$ .

Для численного нахождения приближенного решения уравнения (1.24) можно использовать максимизацию функционала [8]

$$\Phi(\varphi(x, y)) = \sum_{p=0}^m |\tilde{C}_{p(m-p)}|^2 \rightarrow \max \quad (1.25)$$

$$|\tilde{C}_{p(m-p)}|^2 = \left| \iint_D A(x, y) \exp(i\varphi(x, y)) \hat{\psi}_{p(m-p)}(x, y) dx dy \right|^2 \quad (1.26)$$

Отдельно рассмотрим формирование мод, соответствующих собственному числу  $\gamma_1$ . Как уже было сказано, при любом выборе значений  $C_{10}$  и  $C_{01}$  элементы подпространства  $\psi(x, y) \in \hat{\Psi}_1$  совпадают с точностью до поворота с модой Гаусса-Эрмита (1,0).

Поэтому задача формирования  $\psi(x, y) \in \hat{\Psi}_1$  сводится к задаче формирования амплитудно-фазового распределения в сечении моды Гаусса-Эрмита (1,0). Таким образом, для линзоподобной среды с параболическим профилем постановка задачи 2) имеет смысл при  $m > 2$ .

*Отметим, что значение функционала (1.25) для текущего значения фазы элемента  $\varphi(x, y)$  соответствует значению эффективности преобразования энергии освещающего пучка (в нашем случае - гауссова) в энергию формируемого бездисперсионного многомодового пучка.*

В работе [8] проводился расчет ДОЭ, предназначенного для формирования пучка, сечение которого описывается собственной функцией оператора распространения света в среде с параболическим профилем. В качестве освещающего пучка рассматривался гауссов пучок. Вычислительный эксперимент ставился для следующих параметров: апертура ДОЭ  $D=6*6$  мм, индекс  $m$  выбирался равным 2,3,4, радиус гауссова освещающего пучка  $\sigma_{00}=1,7$  мм, модовый радиус формируемого пучка  $\sigma=1$  мм, число уровней квантования фазовой функции  $M=32$ , число отсчетов фазовой функции выбиралось  $N=32*32, 64*64, 128*128$ . Оптимизация функционала (1.25) проводилась с помощью стохастической процедуры, использующей методы целочисленного программирования. Результаты вычислительного эксперимента приведены в табл. 1.1-1.4. На Рис.1.7 приведены рассчитанные фазовые функции оптических элементов.

Таблица 1.1. Значение функционала  $\Phi$  при различных значениях индекса  $m$  и числа отсчетов фазовой функции  $N$

Количество пикселей	Значение функционала ( $\Phi$ ) $m=2$	Значение функционала ( $\Phi$ ) $m=3$	Значение функционала ( $\Phi$ ) $m=4$
$N=32*32$	0,859	0,78	0,71
$N=64*64$	0,867	0,793	0,74
$N=128*128$	0,869	0,795	0,74

Таблица 1.2. Удельная мощность отдельных мод Гаусса-Эрмита в формируемом пучке ( $m=2$ )

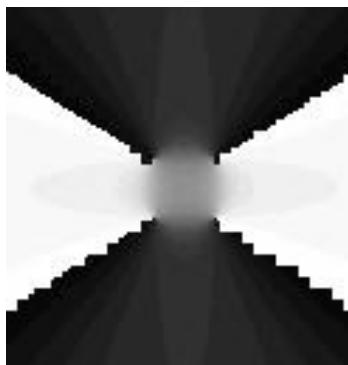
Номер моды Гаусса-Эрмита, $(p,m-p)$	(0,2)	(2,0)	(1,1)
Удельная мощность в пучке, $ \tilde{C}_{p(m-p)} ^2$	0,43	0,43	0,0

Таблица 1.3. Удельная мощность отдельных мод Гаусса-Эрмита в формируемом пучке ( $m=3$ )

Номер моды Гаусса-Эрмита $(p,m-p)$	(1,2)	(2,1)	(0,3)	(3,0)
Удельная мощность в пучке, $ \tilde{C}_{p(m-p)} ^2$	0,29	0,04	0,27	0,18

Таблица 1.4. Удельная мощность отдельных мод Гаусса-Эрмита в формируемом пучке ( $m=4$ )

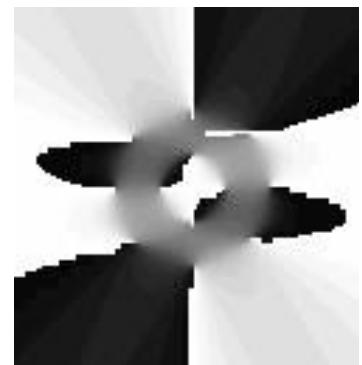
Номер моды Гаусса-Эрмита $(p,m-p)$	(0,4)	(1,3)	(2,2)	(3,1)	(4,0)
Удельная мощность в пучке, $ \tilde{C}_{p(m-p)} ^2$	0,16	0,26	0,11	0,0	0,21



*a*



*б*



*в*

Рис. 1.7. Рассчитанные фазовые функции ДОО:  
*a* – для  $m=2$ ; *б* – для  $m=3$ ; *в* – для  $m=4$

На Рис.1.8 представлено распределение амплитуды в сечении освещающего пучка.

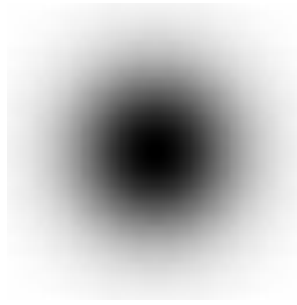


Рис. 1.8. Распределение амплитуды в сечении гауссова освещающего пучка

На Рис 1.9 представлены распределения амплитуды в сечении пучков вида  $\sum_{p=0}^m \tilde{C}_{p(m-p)} \hat{\psi}_{p(m-p)}(x, y)$ , где коэффициенты  $\tilde{C}_{p(m-p)}$  найдены оптимизацией функционала (1.25) для приведенных выше параметров. Таким образом, оптимизируя функционал (1.25), можно подобрать собственное решение для  $m=2$ ,  $m=3$  и  $m=4$  с амплитудой, аппроксимирующей амплитуду гауссова пучка (Рис.1.8).

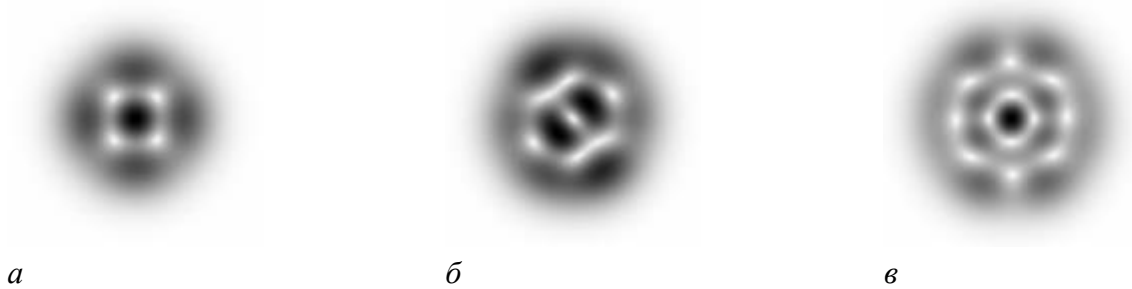


Рис.1.9. Распределение амплитуды в сечении пучков: *a* –  $m=2$ ; *б* –  $m=3$ ; *в* –  $m=4$

На Рис.1.10 представлены распределения амплитуды в дальней зоне в сечении пучков, полученных после прохождения освещающего гауссова пучка через рассчитанные фазовые элементы.

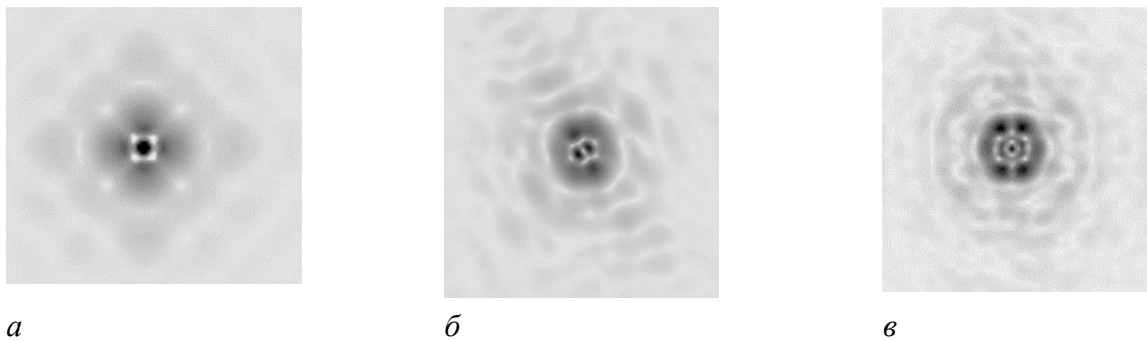


Рис. 1.10. Распределения амплитуды в дальней зоне

Структура распределений амплитуды в центре Рис 1.10. близка к структуре соответствующих распределений амплитуды, представленных на Рис.1.9.

Наличие шума объясняется тем, что погрешность аппроксимации Гауссова распределения амплитуды распределениями, приведенными на Рис 1.9, соответствует наличию высших мод в сформированном пучке в дальней зоне.

В [2,10] исследовались свойства пучков, комплексное распределение в сечении которых описывается функциями-элементами подпространств (1.23) с количеством членов ряда более одного. В [2,10] приведены результаты исследования пучка

$$\psi(x, y) = \tilde{C}_{22}\hat{\psi}_{22}(x, y) + \tilde{C}_{40}\hat{\psi}_{40}(x, y) \quad (1.27)$$

с фиксированными значениями весов  $\tilde{C}_{22} = \tilde{C}_{40} = 1$ , сформированного фазовым ДОЭ. В качестве метода кодирования использовался обобщенный метод Кирка-Джонса [3]. На Рис.1.11 приведены результаты численного моделирования пучка (1.27) через Фурье-каскад. Численное моделирование показывает, что пучок, состоящий из двух мод Гаусса-Эрмита с одинаковым значением постоянной распространения  $\beta_4$ , сохраняет свою структуру при прохождении Фурье-каскада подобно одной моде Гаусса-Эрмита.

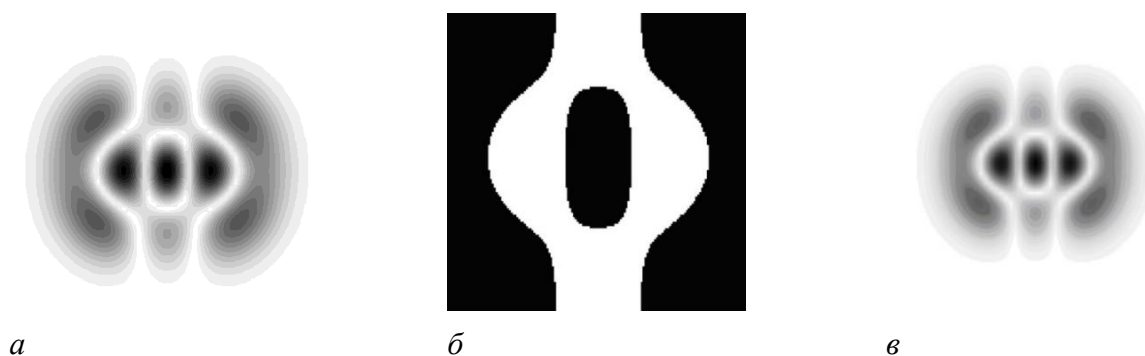


Рис.1.11. Результаты численного исследования пучка, состоящего из двух мод Гаусса — Эрмита с номерами (2,2) и (4,0): а) амплитуда в сечении пучка; б) фаза в сечении пучка (белый цвет соответствует значению фазы 0, черный —  $\pi$ ), в) амплитуда пучка после Фурье-каскада

На Рис.1.12 представлены результаты натурального исследования элемента, формирующего амплитудно-фазовое распределение (1.27). Соответствующий ДОЭ был изготовлен методом прямой литографической записи на резисте ПММА [2].

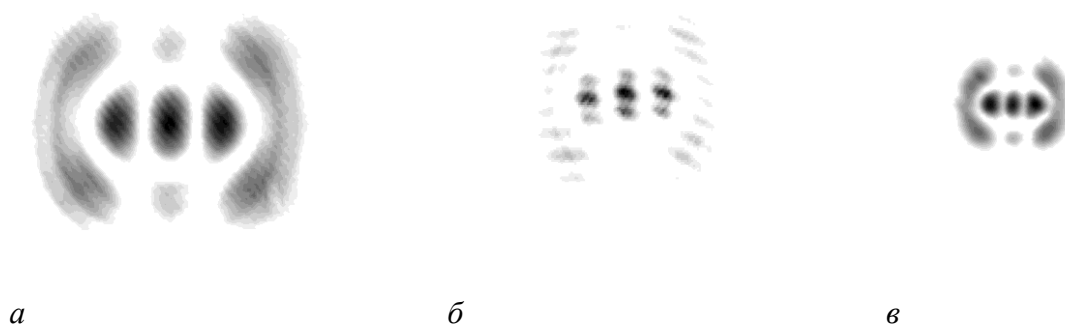


Рис.1.12. Результаты исследования ДОЭ, формирующего распределение, описываемое суммой двух мод Гаусса — Эрмита с номерами (2,2) и (4,0): а - амплитуда в сечении сформированного пучка (восстановлена по результатам измерения интенсивности); б - результат интерферометрического исследования фазы пучка; в - амплитуда в сечении пучка после прохождения Фурье—каскада (восстановлена по результатам измерения интенсивности)

На Рис.1.13 представлены фазовые портреты сформированного пучка до (а) и после (б) прохождения пучка через Фурье—каскад, восстановленные с помощью итерационной процедуры [2] по результатам измерений интенсивности на входе и выходе Фурье—каскада.

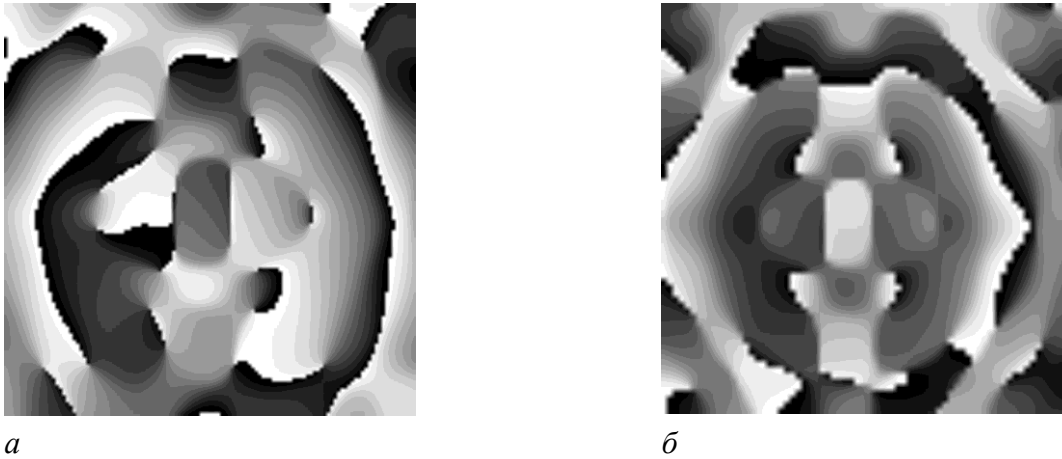


Рис.1.13. Результаты численного восстановления фазы пучка по распределениям интенсивности во входной (а) и выходной (б) плоскостях Фурье-каскада

Результаты натуральных экспериментов (Рис.1.12, Рис.1.13) находятся в хорошем соответствии с результатами компьютерного моделирования (Рис.11) и подтверждают инвариантность многомодовых бездисперсионных пучков, сформированных с помощью ДОЭ, к прохождению через Фурье-каскад.

В качестве верификации результатов исследования поперечной амплитудно-фазовой структуры в работе [11] проводилось исследование поперечно-модового спектра бездисперсионного пучка (1.27), сформированного ДОЭ. Измерение поперечно-модовой структуры пучка производилось с помощью корреляционного фильтра, согласованного с модами лазерного излучения. Корреляционный фильтр был реализован в виде амплитудной бинарной голограммы с комплексной функцией пропускания

$$T(\mathbf{u}) = \sum_{n=1}^{N_{mod}} \hat{\psi}_n(\mathbf{u}) \exp(i2\pi \mathbf{v}_n \mathbf{u}), \quad (1.28)$$

где  $\mathbf{u} = (u, v)$ ,  $\mathbf{v}_n = (v_{nx}, v_{ny})$  - вектор, определяющий координаты центра дифракционного порядка, соответствующего функции Гаусса-Эрмита  $\hat{\psi}_n(\mathbf{u})$ . В [3] показано, что корреляционные пики, интенсивность которых пропорциональна содержанию в пучке соответствующей моды, будут наблюдаться в выходной плоскости Фурье - каскада в точках с координатами  $x_n = v_n \lambda f$ . Соответствующий фильтр для мод Гаусса-Эрмита низших порядков был реализован в виде бинарной амплитудной голограммы по методу Ли с числом ячеек 512 на 512 методом электронной микролитографии. Количество мод выбиралось  $N_{mod} = 16$ . Измерялось содержание мод Гаусса-Эрмита со следующими порядковыми номерами: (0,0), (0,1), (1,0), (2,0), (0,2), (1,1), (3,0), (0,3), (1,2), (2,1), (4,0), (0,4), (1,3), (3,1), (2,2), (0,5).

Для исследования поперечно-модового состава сформированного бездисперсионного многомодового пучка была собрана схема, представленная на Рис.1.14.

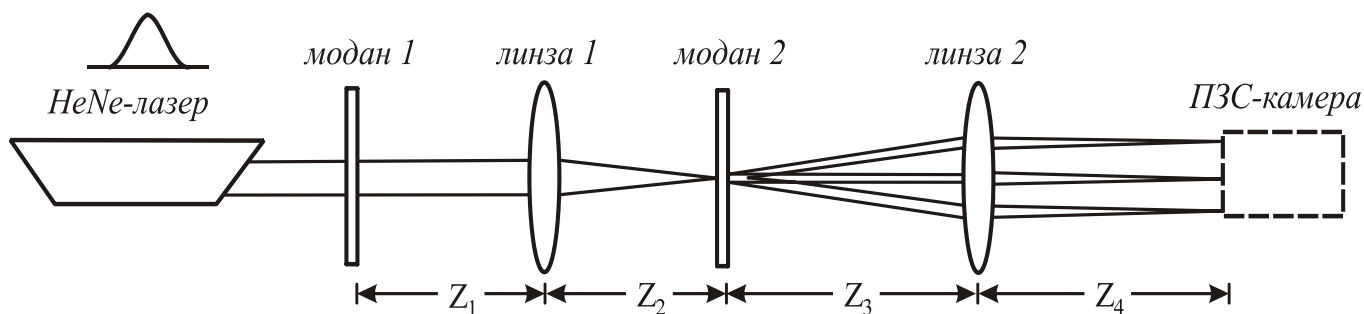


Рис.1.14. Оптическая схема, использованная для исследования поперечно-модового спектра бездисперсионного пучка

*Модан1* – фазовый дифракционный элемент, формирующий пучок, состоящий из мод Гаусса-Эрмита с номерами (4,0) и (2,2), взятых с единичными весами. *Модан2* – амплитудный оптический элемент с функцией пропускания, согласованной с модами лазерного излучения. *Линза1* имела фокусное расстояние  $f_1=452$  мм, *линза2* –  $f_2=300$  мм. Расстояние между выходным окном *He-Ne*-лазера и формирующим *моданом1* составляло 1000 мм, расстояние между *моданом1* и *линзой1* –  $z_1=440$  мм, расстояние между *линзой1* и амплитудным фильтром *модан2* –  $z_2=417$  мм, *линза2* помещалась за амплитудным фильтром *модан2* на расстоянии  $z_3=100$  мм и расстояние от *линзы2* до ПЗС-камеры составляло  $z_4=264$  мм. На Рис. 1.15 представлено корреляционное поле *модана2* при освещении *модана1* пучком лазера.

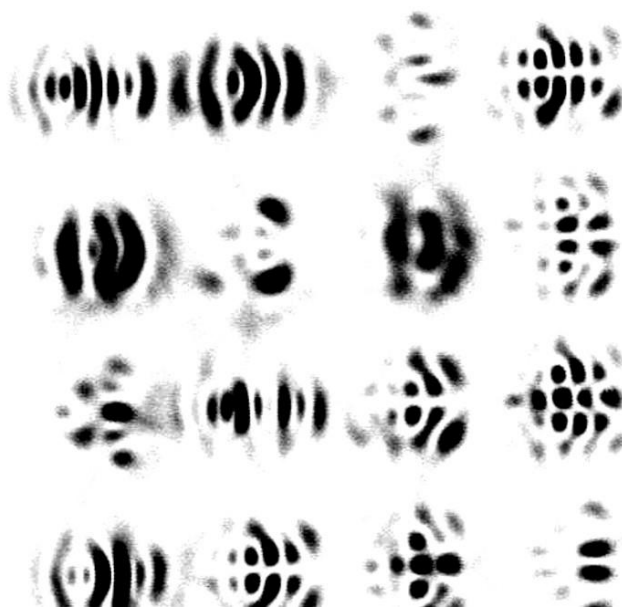


Рис.1.15 Распределение интенсивности в корреляционной плоскости анализирующего модана

В Табл. 1.5. представлено замеренное распределение интенсивности в центрах корреляционных пиков, соответствующих различным модам Гаусса-Эрмита, в выходной плоскости анализирующего элемента.

Таблица. 1.5. Замеренное распределение интенсивности в центрах корреляционных пиков, соответствующих различным модам Гаусса-Эрмита, в выходной плоскости анализирующего элемента (в круглых скобках – порядковые номера мод, рядом – замеренная интенсивность в центре корреляционного пика в процентах от максимального замеренного значения интенсивности в выходной плоскости)

(4,0) 74,5%	(2,0) 3,7%	(0,4) 1,6%	(3,1) 2,5%
(1,0) 5,8%	(0,1) 0,4%	(0,0) 3,3%	(1,3) 0%
(0,2) 2,5%	(5,0) 3,3%	(1,1) 1,2%	(2,2) 77,8%
(3,0) 7,8%	(2,1) 0%	(1,2) 7%	(0,3) 0%

Измерение интенсивности в центрах корреляционных пиков, соответствующих различным модам лазерного излучения, показало (как видно из Таб.1.5), что значение интенсивности в центрах пиков, соответствующих модам (2,2) и (4,0) минимум в 9,5 раз превышает значение интенсивности, замеренное в центрах корреляционных пиков нерасчетных мод. Именно высокое содержание заданных мод с одинаковым значением постоянной распространения  $\beta_4$  и определяет «инвариантный» характер исследованного пучка, продемонстрированный в ходе исследования устойчивости амплитудно-фазовой структуры к преобразованию Фурье (Рис.1.12 – Рис.1.13).

Для сравнения рассмотрим результаты исследования пучков, состоящих из двух мод Гаусса-Эрмита с разными значениями постоянной распространения. В работе [12] приводятся результаты исследования ДОЭ, формирующих в фокальной области комбинацию мод Гаусса-Эрмита (0,1) и (2,2) с единичными весами. Физические параметры элемента совпадали с физическими параметрами элемента, результаты исследования которого приведены на Рис.1.12-1.13. Результаты численных и натурных экспериментов по исследованию сформированного пучка приведены на Рис. 1.16-1.17.

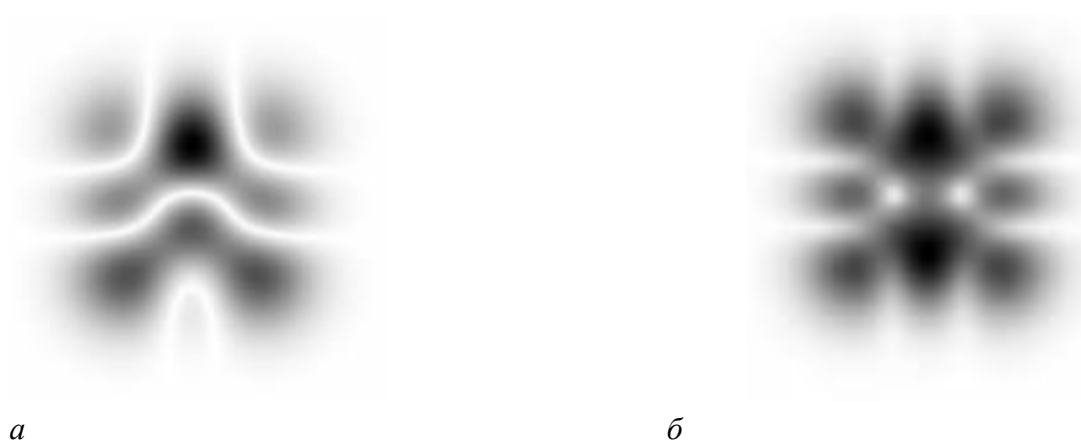


Рис.1.16. Результаты численного исследования пучка  $\hat{\psi}_{01} + \hat{\psi}_{22}$ : а - распределение амплитуды в сечении пучка; б - распределение амплитуды в сечении пучка после прохождения Фурье-каскада

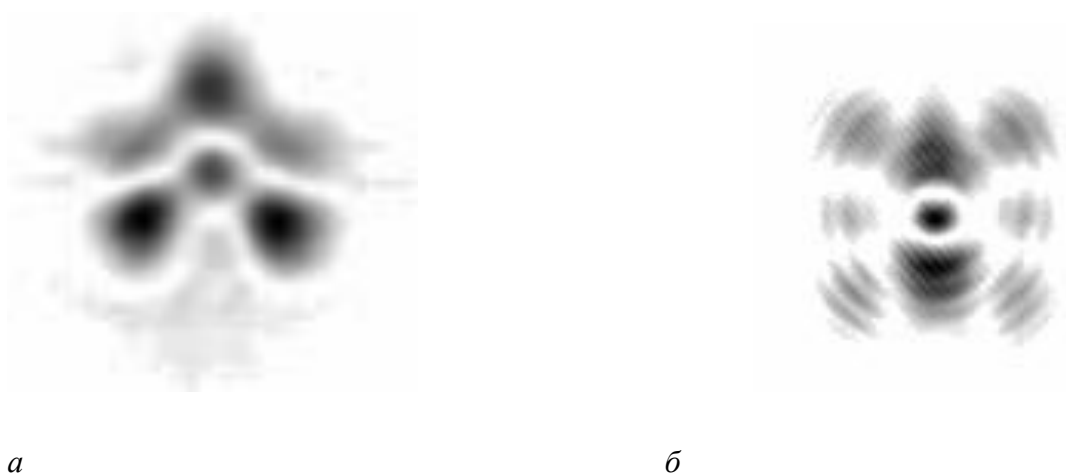


Рис.1.17. Результаты экспериментального исследования ДОЭ, формирующего пучок  $\hat{\psi}_{01} + \hat{\psi}_{22}$  (амплитудные распределения восстановлены по результатам измерения интенсивности): а - распределение амплитуды в фокальной плоскости ДОЭ, б - распределение амплитуды в сечении пучка после прохождения Фурье-каскада

Результаты, представленные на Рис.1.16-1.17 демонстрируют отсутствие инвариантности пучков, состоящих из мод Гаусса-Эрмита с разными значениями постоянной распространения, к прохождению через Фурье-каскад.

В [10] представлены результаты исследования свойств многомодовых бездисперсионных пучков с изменяемыми в ходе эксперимента значениями весовых коэффициентов  $\tilde{C}_{p(m-p)}$ . Для этой цели методом прямой электронной записи на резисте ПММА был изготовлен элемент, формирующий из освещающего гауссова пучка 2 моды Гаусса-Эрмита с одинаковым значением постоянной распространения  $\beta_4$  в разных дифракционных порядках.

Распределение интенсивности в сечении освещающего пучка He-Ne лазера (длина волны  $\lambda=0,63$  мкм) было гауссовым, фаза в плоскости установки ДОЭ предполагалась постоянной. Функция комплексного пропускания элемента  $T(u, v)$  выбиралась в следующем виде

$$T(u, v) = \frac{1}{\sqrt{I_0(u, v)}} \left( \hat{\psi}_{22}(u, v) \exp(i2\pi\nu_{22}u) + \hat{\psi}_{40}(u, v) \exp(i2\pi\nu_{40}u) \right), \quad (1.29)$$

где  $\nu_{22}, \nu_{40}$  - частоты несущих, вводимых для пространственного разделения формируемых модовых пучков. Для кодирования комплекснозначной функции  $T(u, v)$  в чисто фазовую  $\varphi(u, v)$  использовался обобщенный метод Кирка-Джонса [3].

Установка, приведенная на Рис 1.18, позволяла измерять распределение интенсивности в сечении пучка, составленного из двух одномодовых пучков с разным значением межмодового фазового сдвига  $\Delta\phi = \arg[\tilde{C}_{22}] - \arg[\tilde{C}_{40}]$ .

Для исследования инвариантности сформированного пучка к линзовому преобразованию применялся дополнительный Фурье-каскад (основанный на использовании линзы  $L_2$ ). Сформированный пучок распространяется без изменения структуры амплитудно-фазового распределения в своем сечении, изменяется только значение модового радиуса. Камеры 1 и 2 синхронизировались с помощью компьютера. Позиции установки камер 1 и 2 точно соответствовали обеим фокальным плоскостям линзы  $L_2$ . У обеих камер размер пиксела составлял 11,0 мкм x 11,0 мкм. Система зеркал использовалась для управления межмодовым фазовым сдвигом. Фокусное расстояние линзы  $L_2$  составляло  $f=300$  мм. Измеренное значение фундаментального модового ради-

уса в плоскости установки *камеры 1* составляло  $\sigma_1=0,61$  мм (теоретическая оценка -  $\sigma_1=0,62$  мм). Измеренное значение модового радиуса в плоскости *камеры 2* составило  $\sigma_2=0,33$  мм.

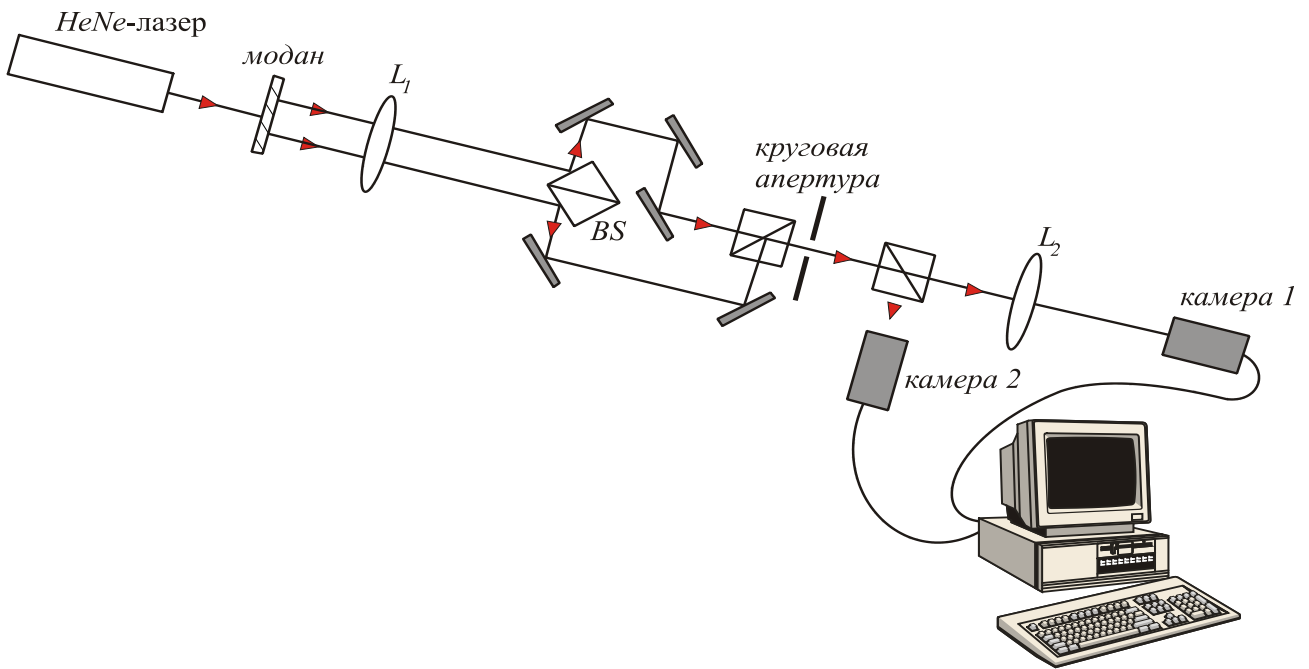


Рис.1.18 Установка для исследования свойств многомодовых бездисперсионных пучков

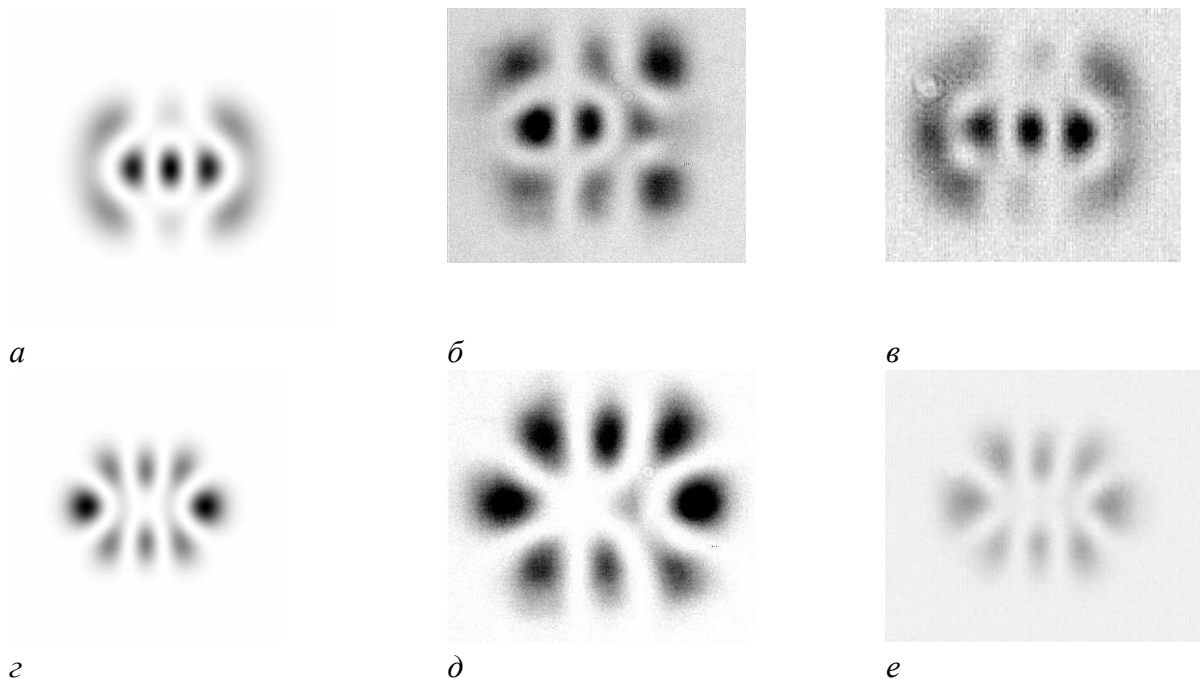


Рис.1.19. Распределение интенсивности в сечении сформированного пучка (моды Гаусса-Эрмита (4,0)+(2,2)) с межмодовым фазовым сдвигом  $\Delta\phi=0$ : *a* – результат компьютерного моделирования, *б, в* – результат измерения интенсивности в фокальных плоскостях линзы  $L_2$ , распределение интенсивности в сечении сформированного пучка (моды Гаусса-Эрмита (4,0)+(2,2)) с межмодовым фазовым сдвигом  $\Delta\phi = \pi$ : *z* – результат компьютерного моделирования, *д, e* – результат измерения интенсивности в фокальных плоскостях линзы  $L_2$

Типичные результаты таких экспериментов приведены на Рис.1.19 а),б),в) соответствует значению межмодового фазового сдвига  $\Delta\phi = \arg[\tilde{C}_{22}] - \arg[\tilde{C}_{40}] \approx 0$  и г),д),е) соответствует значению межмодового фазового сдвига  $\Delta\phi = \arg[\tilde{C}_{22}] - \arg[\tilde{C}_{40}] \approx \pi$ .

Таким образом, возможность изменения амплитудной структуры в сечении многомодового бездисперсионного пучка путем выбора значений весовых коэффициентов  $\tilde{C}_{p(m-p)}$  (без изменения фундаментальных свойств пучка) принципиально позволяет построить оптимизационную процедуру расчета ДОЭ, формирующего многомодовый бездисперсионный пучок с более высокой энергетической эффективностью за счет управления амплитудой пучка.

На рис.1.21. представлены результаты экспериментального исследования бездисперсионного многомодового пучка [13], сформированного фазовым ДОЭ (моданом) с фазовой функцией 1.7в, изготовленного с помощью электронной записи по резисту. Схема эксперимента представлена на Рис.1.20.

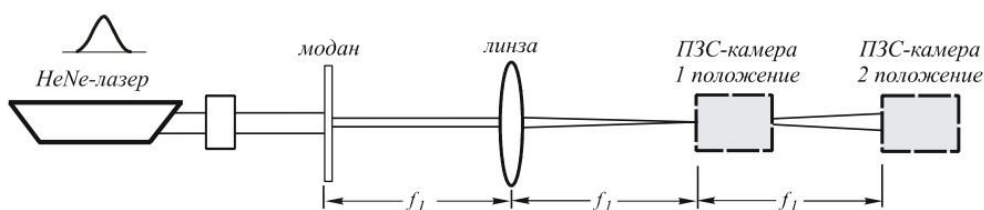


Рис.1.20. Схема оптического эксперимента

Сравнительный анализ Рис. 1.9в, Рис. 1.10в, Рис. 1.21а и Рис.1.21б демонстрирует наличие свойства самовоспроизводимости у пучка, формируемого из гауссова пучка с помощью ДОЭ с фазой, представленной на Рис. 1.7в.

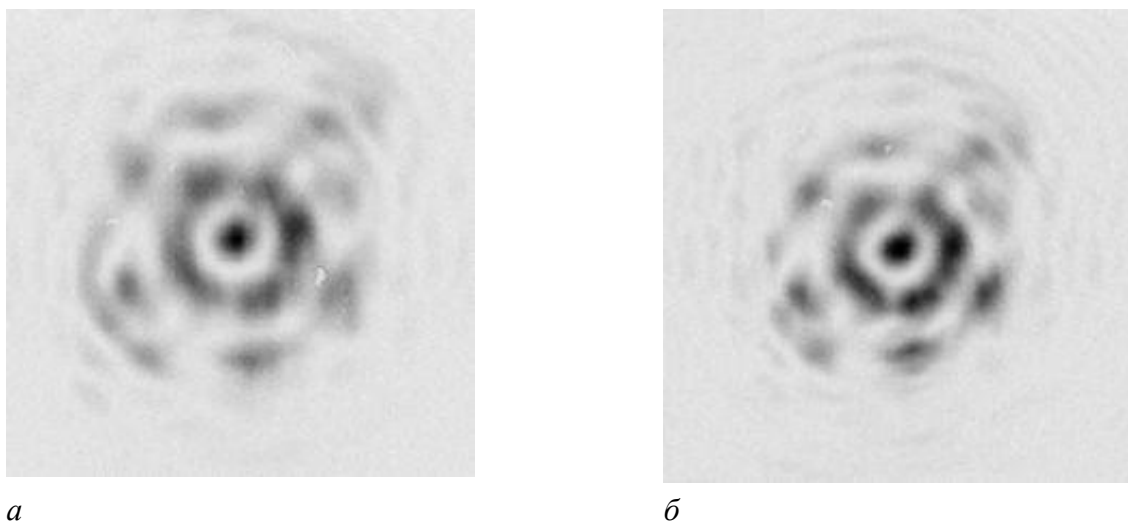


Рис.1.21. Результаты экспериментального исследования бездисперсионного многомодового пучка, сформированного фазовым ДОЭ с фазовой функцией 1.7в: а – распределение, измеренное ПЗС-камерой в 1-м положении (Рис.1.20); б – распределение, измеренное ПЗС-камерой в 2-м положении (Рис.1.20)

Рассмотрим возможное применение свойств бездисперсионных многомодовых пучков. Повышение пропускной способности современных телекоммуникационных систем. является важной научно-технической задачей, требующей дальнейшего исследования физических (в том

числе оптических) эффектов. Одним из наиболее привлекательных подходов к решению этой задачи является поиск возможностей увеличения числа каналов без построения дополнительных физических линий связи. В случае, если в качестве носителя информации рассматривается когерентный световой пучок, а в качестве линии связи используется линейная волноводная среда (например, оптический световод), весьма перспективным представляется параллельное использование различных мод лазерного излучения (как *продольных* так и *поперечных* [2,3]) для передачи сигналов по отдельным каналам. В настоящее время уже получили распространение телекоммуникационные системы, использующие для передачи сигналов по различным каналам различные продольные моды, то есть различные длины волн излучения, распространяющегося в волноводе. Такие системы, получившие название «WDM-систем» (Wavelength Division Multiplexing systems), используют в качестве демультиплекторов оптические фильтры, разделяющие различные длины волн (Рис. 1.22).



Рис.1.22. Блок-схема телекоммуникационной WDM-системы

В качестве демультиплектора могут применяться спектральные дифракционные (или интерференционные) элементы, согласованные с несколькими длинами волн.

В [2,3] рассмотрено применение поперечных волноводных мод в качестве независимых носителей информационных каналов (MDM – Mode Division Multiplexing).

Фундаментальным свойством мод является сохранение структуры (1.1) и взаимной ортогональности при распространении в среде (1.3) что делает возможным их разделение методами компьютерной оптики [2,3]. Эти свойства поперечных мод являются основой для построения систем связи с поперечно-модовым уплотнением каналов. Общая теория построения телекоммуникационных систем с уплотнением каналов, основанном на использовании поперечных мод, изложена в [3].

Отметим, что селективное возбуждение поперечных мод оптоволокна позволит увеличить пропускную способность линии связи не только за счет параллельной передачи нескольких каналов по одному волокну, но и за счет решения проблемы уширения импульса, вызываемого наличием межмодовой дисперсии [9]. При этом актуальна задача максимального использования энергии источника излучения.

В [2] предложено для передачи сигналов по каналу связи в параболическом волокне использовать многомодовые пучки гауссовых мод с одинаковыми значениями постоянной распространения  $\beta$  (*многомодовые бездисперсионные пучки*).

Предположим, что требуется создать  $N_k$  информационных каналов передачи цифровой информации в идеальной линзоподобной среде, используя моды Гаусса — Эрмита, с равным

распределением энергии между каналами  $B_1 = B_2 = \dots = B_{N_k}$ . Общее число используемых мод  $N_{cut}$  определяется условием отсечки [9].

$$B_m = \sum_{p+l=m} |\tilde{C}_{pl}|^2, \sum_{m=1}^{N_k} B_m = E_0, \quad (1.30)$$

где  $E_0$  — полная энергия коллимированного источника лазерного излучения  $L$  в плоскости установки ДОЭ (Рис. 1.23).

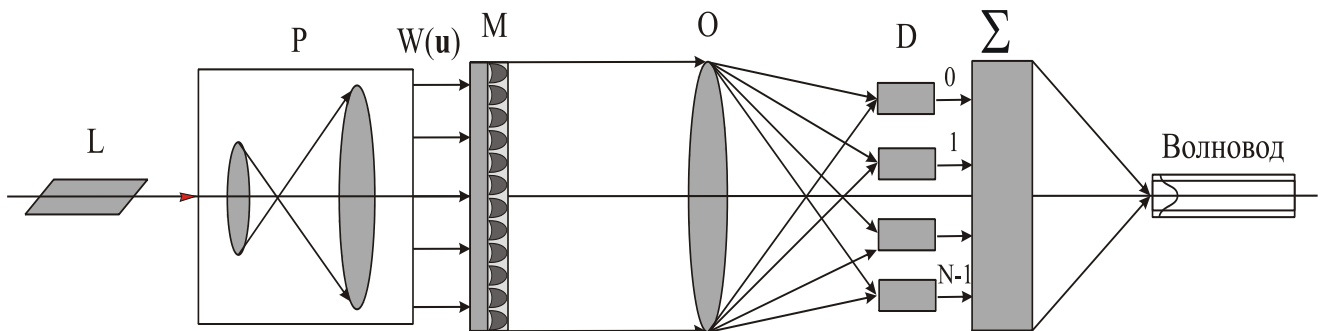


Рис.1.23. Общая схема многоканальной телекоммуникационной системы.  $L$  — источник лазерного излучения,  $P$  — коллиimator лазерного излучения,  $M$  — модан,  $O$  — Фурье-каскад,  $D$  — матрица модуляторов,  $\Sigma$  — оптический сумматор пучков

В дальнейшем для упрощения не будем принимать в расчет потери, связанные с поглощением и френелевским отражением. Для пространственного разделения формируемых инвариантных модовых пучков используем модификацию разложения, описанного ранее в [2]:

$$W(\mathbf{u}) \exp(i\varphi(\mathbf{u})) = \sum_{j=1}^{N_k} \exp(i2\pi \mathbf{v}_j \mathbf{u}) \sum_{p+l=j} \tilde{C}_{pl} \psi_{pl}(\mathbf{u}), \quad N_k \leq N_{cut}, \quad (1.31)$$

где  $W(\mathbf{u})$  — амплитудное распределение в поперечном сечении освещающего коллимированного пучка,  $\psi_{pl}(\mathbf{u})$  — моды Гаусса-Эрмита,  $\varphi(\mathbf{u})$  — фазовая функция модана  $M$  и  $\mathbf{v}_j$  — частоты несущих, вводимых для пространственного разделения формируемых пучков [3]. Теперь, для нахождения коэффициентов  $\tilde{C}_{pl}$  для каждой моды в (1.31) можно использовать какую-либо оптимизационную процедуру, минимизирующую функционал невязки следующего вида  $\delta_m = \sum_j^{N_k} \left| \frac{E_0}{N_k} - \sum_{p+l=j} |\tilde{C}_{pl}^{jm}|^2 \right|$ , где коэффициенты находятся следующим образом:

$$\tilde{C}_{pl}^{jm} = \iint_D W(\mathbf{u}) \exp(i\varphi_m(\mathbf{u})) \psi_{pl}(\mathbf{u}) \exp(i2\pi \mathbf{v}_j \mathbf{u}) d^2 \mathbf{u}, \quad (1.32)$$

а  $\varphi_m(\mathbf{u})$  — оценка фазы ДОЭ на  $m$ -ой итерации оптимизационной процедуры.

Таким образом, получены результаты численных и оптических экспериментов по формированию и исследованию бездисперсионных многомодовых пучков. Показана перспективность применения таких пучков в оптических телекоммуникационных системах с поперечно-модовым уплотнением каналов связи (MDM). Показано, что выбор парциальных мощностей мод, входящих в бездисперсионный многомодовый пучок, а также межмодовых фазовых сдвигов в нем позволяет формировать бездисперсионные многомодовые пучки с высокой энергетической эффективностью. При этом одинаковое значение постоянной распространения у мод, входящих в состав бездисперсионного пучка, обеспечивает отсутствие межмодовой дисперсии при его распространении.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 1

1. Ярив, А. Квантовая электроника/А. Ярив. – Москва: Сов. Радио, 1980.
2. Дифракционная компьютерная оптика/ Д.Л. Головашкин, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский [и др.]. – Москва: Физматлит, 2007. – 736 с.
3. Soifer, V.A. Laser beam mode selection by computer-generated holograms/ V.A. Soifer, M.A. Golub.– CRC Press, Boca Raton, 1994.
4. Berdague, S. Mode division multiplexing in optical fibers/ S. Berdague, P. Facq // Appl. Optics. – 1982.– V.21. – P. – 1950–1955.
5. Голуб, М.А. Синтез пространственных фильтров для исследования поперечно-модового состава когерентного излучения/ М.А. Голуб, А.М. Прохоров, И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер //Квантовая электроника. –1982. – Т. 9. – N 9. – С. 1866–1868.
6. Голуб, М.А. Экспериментальное исследование распределения мощности по поперечным модам в волоконном световоде с помощью пространственных фильтров/ М.А. Голуб, С.В. Карпеев, С.Г. Кривошлыков [и др.] // Квантовая электроника. – 1984. – Т. 11. – N 9. – С. 1869–1871.
7. Bartelt, H.O. Mode analysis of optical fibers using computer-generated matched filters/ H.O. Bartelt, A.W. Lohmann, W. Freude [и др.]// Electronic Letters.– 1983.– Vol. 19.– N7. – P. 247–249.
8. Павельев, В.С. Применение замечательных свойств собственных подпространств оператора распространения света в линзоподобной среде для решения задач компьютерной оптики/ В.С. Павельев// Компьютерная оптика. – 2002. – Вып. 24. – С.58–61.
9. Снайдер, А. Теория оптических волноводов/А. Снайдер, Д. Лав.-Москва: Радио и связь, 1987.
10. Soifer, V.A. Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements/V.A. Soifer. – New York: John Wiley & Sons, Inc., 2002.
11. Павельев, В.С. Исследование поперечно-модового состава бездисперсионных многомодовых пучков с помощью корреляционных фильтров/ В.С. Павельев, С.В. Карпеев, М. Дюпарре' [и др.]//Компьютерная оптика. – 2002. – Вып. 23. – С.10–14.
12. Duparre, M. Invariant Laser Beams - Fundamental Properties and Their Investigation by Computer Simulation and Optical Experiment/ M. Duparre, B. Ludge, V.S. Pavelyev [и др.]//Optical Memory And Neural Networks.– 2000. – V. 9. – N 1. – P. 45–56.
13. Бородин, С.А. Численное и экспериментальное исследование бездисперсионных многомодовых пучков, формируемых с помощью ДОЭ / С.А. Бородин, Волков А.В., Казанский Н.Л. [и др.]// Компьютерная Оптика.– 2005.– Вып. 27.– С. 41–44.

## 2. ФОРМИРОВАНИЕ И ПРИЛОЖЕНИЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПУЧКОВ

Световые пучки с топологическим зарядом (или пучки с орбитальным угловым моментом -ОУМ) рассмотрены в работах [1–3]. Фаза электромагнитного поля в поперечном сечении такого пучка закручена, т.е. гармонически меняется в зависимости от азимутального угла, а в центре есть неопределенность фазы (сингулярность). В работе [4] для формирования световых пучков с топологическим зарядом («вращающихся пучков» или «световых вихрей») видимого и инфракрасного диапазона было предложено использовать компьютерно-синтезированные голограммы (или ДОЭ). Появление когерентных (в том числе мощных [5]) источников терагерцового лазерного излучения определяет актуальность исследования закрученных пучков терагерцового диапазона. Известны работы [6–8], посвященные демонстрации возможности формирования терагерцовых пучков с топологическим зарядом. Работы [6–8] выполнены с использованием широкополосных источников терагерцового излучения. В работе [7] была продемонстрирована генерация закрученного терагерцового пучка с помощью размещенной на плоскости структуры V-образных антенн с фазовым сдвигом от 0 до  $\pi$  с интервалом  $1/8$ . Антенны представляли собой прорези в проводящей пластинке. Такая структура с восемью уровнями сдвига фазы является грубым аналогом спиральной фазовой пластинки первого порядка – самого простого устройства для получения пучков с топологическим зарядом. Вследствие малой суммарной площади отверстий коэффициент пропускания структуры не может быть высоким, даже с учетом плазмонного резонанса. Широкополосное излучение (пикосекундный импульс) проходило через пластинку и фокусировалось линзой на кристалл ZnTe, использовавшийся для визуализации терагерцового пучка в схеме стандартной time-domain спектроскопии (TDS). Авторы [7] перемещали антенную структуру вместе с линзой относительно кристалла и путем многочисленных измерений и извлечения из фурье-спектра частоты 0,75 ТГц получали, в конце концов, изображение интенсивности пучка. Анализ корреляционных коэффициентов показал, что основной модой топологического заряда является +1 с очень малой примесью мод -1, -2, -3 и +3 порядков. В фокусе линзы авторы наблюдали скачок фазы в соответствии с эффектом Гюи. С помощью двух других антенных структур были получены моды второго и третьего порядков. В работе [8] был использован другой метод генерации пучка с топологическим зарядом. Сформировав в качестве исходного пучок с радиальным распределением электрического вектора способом, описанным в [9], и пропустив его через четвертьволновую пластинку и поляризатор под углом 45 градусов, авторы получили линейно поляризованное излучение с фазой, изменявшейся по азимуту на  $\pi/2$ . В результате они получили закрученный пучок в спектральном интервале от 0,75 до 2 ТГц с максимумом при 1,5 ТГц, где эффективность преобразования была 95%. Наконец, в работе [6] пучок закрученных фотонов был получен с помощью классической спиральной фазовой пластинки из пластика (цурупика), в результате чего были получены моды плюс-минус 1 и 2 при частотах 2 или 4 ТГц, зарегистрированные с помощью терагерцовой камеры. Заметим, что мощность пучков, использованных в работах [6,9], очень низка по сравнению с мощностью пучка Новосибирского лазера на свободных электронах [5]. Особый интерес представляет использование достаточно интенсивных пучков монохроматического перестраиваемого по частоте излучения, что позволяет избавиться от ряда недостатков, присущих системам TDS, и выполнять эксперименты с регистрацией изображений в реальном времени [10]. Для расчета бинарных дифракционных оптических элементов в [11], формирующих терагерцовые лазерные бесселевы пучки с топологическим заря-

дом, был использован подход, ранее рассмотренный в [12-13] для формирования вращающихся пучков оптического диапазона. Для генерации бесселева пучка с топологическим зарядом из освещающего гауссова пучка терагерцового лазера в [11] использовались дифракционные оптические элементы с бинарным микрорельефом.

Фазовая функция элемента [11] описывается формулой

$$\varphi(r, \phi) = (\pi/2) \text{sign}(\sin(l\phi - kr)), \quad (2.1)$$

где  $l$  – топологический заряд формируемого пучка.

Элементы [11] были изготовлены с помощью технологии [14] литографического травления поверхности подложки из высокоомного кремния. Фото изготовленного элемента приведено на Рис. 2.1.



Рис. 2.1. Фото изготовленного элемента, предназначенного для формирования бесселева пучка с топологическим зарядом  $l=4$

Элемент [11] формирует пучок, амплитуда в сечении которого описывается выражением:

$$E = E_0 \exp\{i(kz - \omega t) + il\phi\}, \quad (2.2)$$

где  $E_0$  – максимальная амплитуда колебаний,  $\phi$  – азимутальный угол,  $\omega$  – циклическая частота колебаний,  $k$  – волновое число,  $z$  – расстояние от источника до объекта, а  $l$  – положительное или отрицательное целое число, называемое топологическим зарядом, определяющее степень «закрученности» пучка.

Продольное и поперечное сечения пучков с орбитальным угловым моментом, сформированных из гауссового пучка Новосибирского лазера на свободных электронах на длине волны 141 мкм с помощью бинарных спиральных аксиконов [11], приведены на Рис. 2.2. Фаза элементов представлены на врезках (черный цвет соответствует значению фазы 0, белый цвет –  $\pi$ ). Интенсивность в сечении сформированных пучков может быть описана квадратом бесселевой функции первого рода с соответствующим топологическим зарядом. Распределение интенсивности в сечении пучков сохраняется неизменным на расстоянии около 180 мм, после чего в силу ограниченности апертуры элементов пучок начинает расходиться. Таким образом, сформированные пучки могут рассматриваться в качестве «бездифракционных». Сформированные пучки имеют кольцевую структуру с диаметром колец, увеличивающимся с возрастанием модуля топологического заряда.

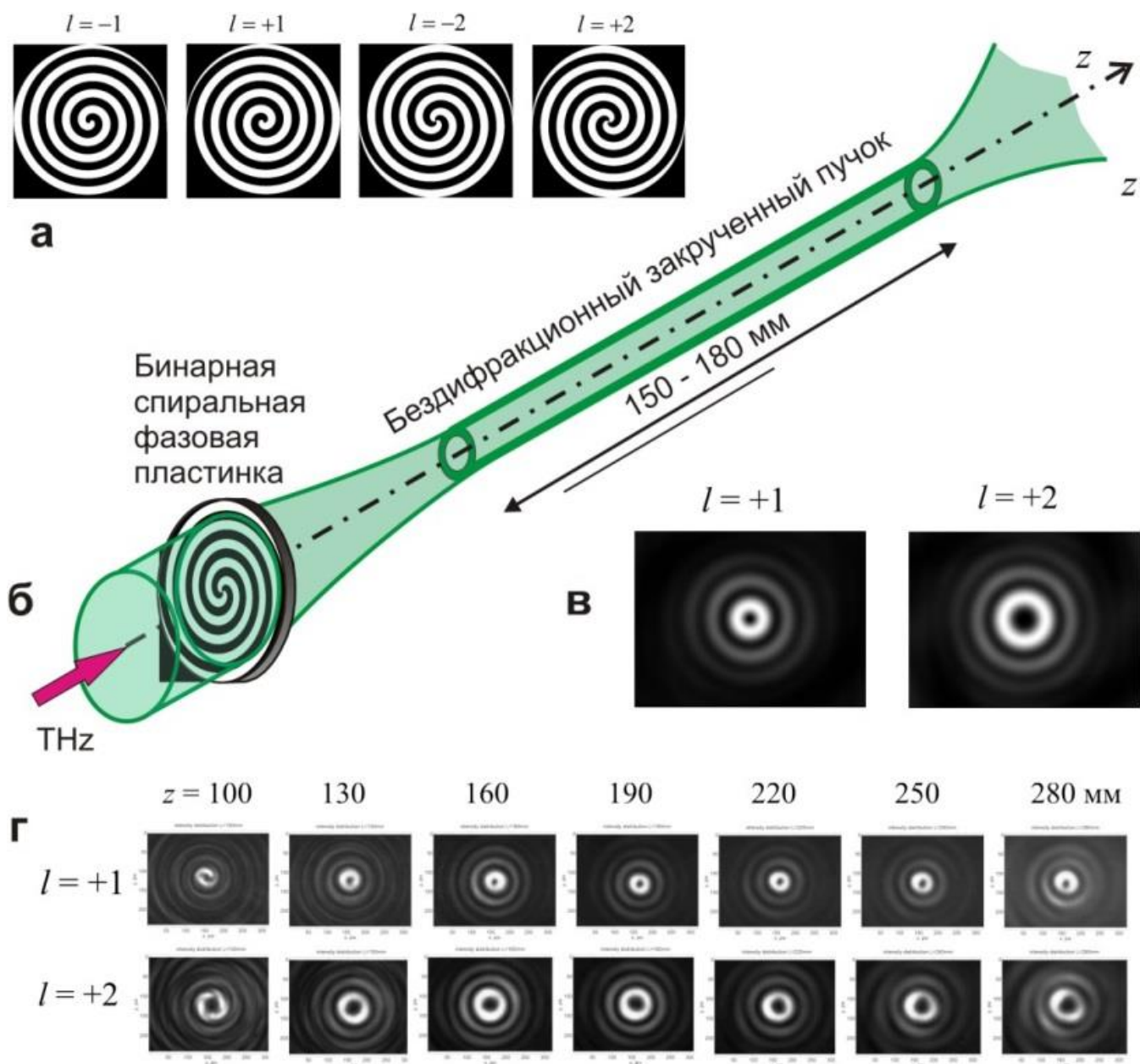


Рис. 2.2. Бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом  $l = 1$  и  $l = 2$ , сформированные из гауссова пучка Новосибирского лазера на свободных электронах с помощью бинарных спиральных аксионов [10,11]

Значение и знак топологического заряда определялись с помощью интерферометра Маха-Цандера, приведенного на Рис. 2.3.

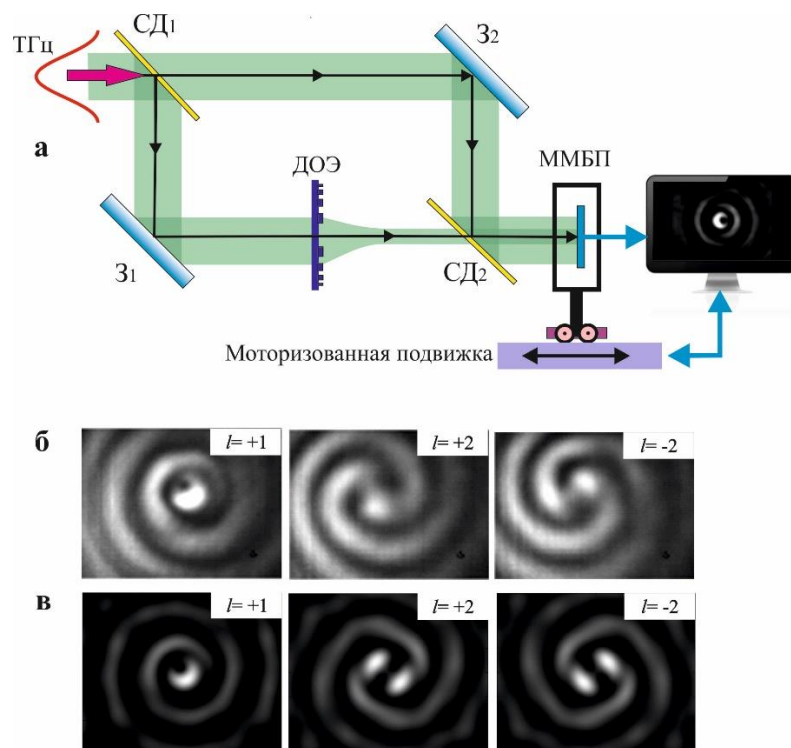


Рис. 2.3. Интерференция исходного гауссова пучка с бesselевым пучком с топологическим зарядом: *а* – схема установки для определения топологического заряда пучка на основе интерферометра Маха-Цендера. 31, 32 – зеркала, СД1, СД2 – пленочные светоделители; *б* – экспериментально полученные интерференционные картины гауссова пучка и бesselева пучка с  $l = +1$ ,  $l = +2$  и  $l = -2$  для случая интерференции с нулевым углом; *в* – расчетные интерференционные картины гауссова пучка и бesselева пучка с  $l = +1$ ,  $l = +2$  и  $l = -2$  для случая интерференции с нулевым углом

Бesselевы пучки когерентного излучения с орбитальным угловым моментом, являющиеся собственными модами свободного пространства, представляют особый интерес для телекоммуникационных и лидарных задач [3,11]. Помимо свойств самовоспроизведения и сохранения взаимной ортогональности при распространении в свободном пространстве [4], бesselевы пучки с орбитальным угловым моментом обладают еще одним замечательным свойством – свойством восстановления поперечной амплитудно-фазовой структуры после прохождения неоднородной среды, или свойством *самовосстановления*. Это свойство исследовалось как в оптическом диапазоне (см., например, [15]), так и в микроволновом диапазоне [16]. Теоретический анализ распространения вращающихся пучков в неоднородных средах приведен в обзоре [17]. Сравнение результатов теоретического анализа распространения бesselевых пучков в неоднородных средах с экспериментальными результатами, полученными в видимом диапазоне, приведено в работе [18]. Появление источников когерентного терагерцового излучения, в том числе мощного [5], сформировало интерес исследователей к возможности построения лидарных систем [19] (что в значительной степени связано с наличием спектральных линий ряда веществ в этом диапазоне), а также телекоммуникационных систем [20] терагерцового диапазона. В работе [21] приведены результаты исследования полимерных элементов, формирующих терагерцовые бesselевы пучки, которые были изготовлены с помощью технологии трехмерной печати, однако для управления мощными пучками терагерцового излучения необходимо использовать материал подложки с большой лучевой стойкостью. Появление силовых кремниевых дифракционных оптических элементов [11] терагерцового диапазона открыло возможность

формировать мощные терагерцовые пучки с произвольным поперечно-модовым составом, в том числе бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом [10]. В работах [22,23] приведены первые результаты исследования эффекта самовосстановления терагерцовых бесселевых пучков с ОУМ, сформированных с помощью кремниевых дифракционных оптических элементов из освещающего пучка Новосибирского лазера на свободных электронах [5]. Типичные результаты исследования эффекта самовосстановления представлены на Рис. 2.4.

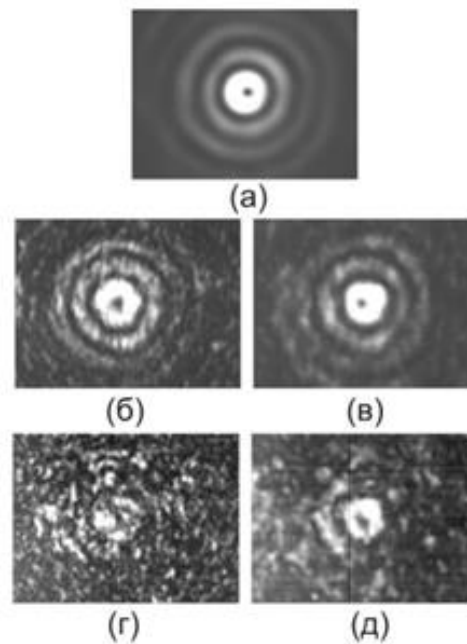


Рис. 2.4. Самовосстановление бесселева пучка (эксперимент) [22,23]: а – исходный бесселев пучок  $l=1$ , сформированный дифракционным оптическим элементом; б – распределение интенсивности за пластиной из пенистого полиэтилена на расстоянии 60 мм; в – распределение интенсивности за пластиной из пенистого полиэтилена на расстоянии 100 мм; г – распределение интенсивности за более толстой пластиной из пенистого полиэтилена переменной толщины на расстоянии 60 мм; д – распределение интенсивности за более толстой пластиной из пенистого полиэтилена переменной толщины на расстоянии 100 мм

## 2.1 ИССЛЕДОВАНИЕ ТАЛЬБОТ-ЭФФЕКТА ДЛЯ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПУЧКОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Хорошо известный факт [24], что периодические амплитудные решетки – простейшие дифракционные оптические элементы – при освещении их плоской волной формируют изображения решеток и их высшие порядки в плоскостях, называемых плоскостями Тальбота. Положение плоскостей Тальбота определяется по формуле  $z(j, v, u) = Z_T(j + u/v)$ , где  $j$  – номер главной плоскости,  $v$  – целое число,  $u$  – натуральное число ( $u < v$ ) и  $Z_T = 2p^2/\lambda$  – расстояние Тальбота. Эффект Тальбота используется в большом количестве приложений, таких как современные светотехнические системы, метрология, и т.д. Современная теория эффекта представлена в значительном количестве работ [25–28]. Обзор современного состояния исследований в данной области можно найти, например, в работе [29].

В работе [30] была впервые экспериментально исследована дифракция вихревых бесселевых пучков на двумерных периодических решетках. Было показано [30], что за решеткой в тех же плоскостях Тальбота и с той же пространственной частотой формируются периодические изображения, но вместо изображений отверстий решетки наблюдаются изображения колец

с тем же значением топологического заряда, как у освещающего пучка. Теория эффекта Тальбота для случая освещения решетки пучками Бесселя произвольного порядка была разработана в работе [31]. Радиусы формируемых колец зависят как от вышеупомянутых параметров, так и от значений поперечных чисел бесселевых пучков [30]. Эксперименты были поставлены для линейно поляризованных бесселевых пучков со значениями порядка от 0 до 2.

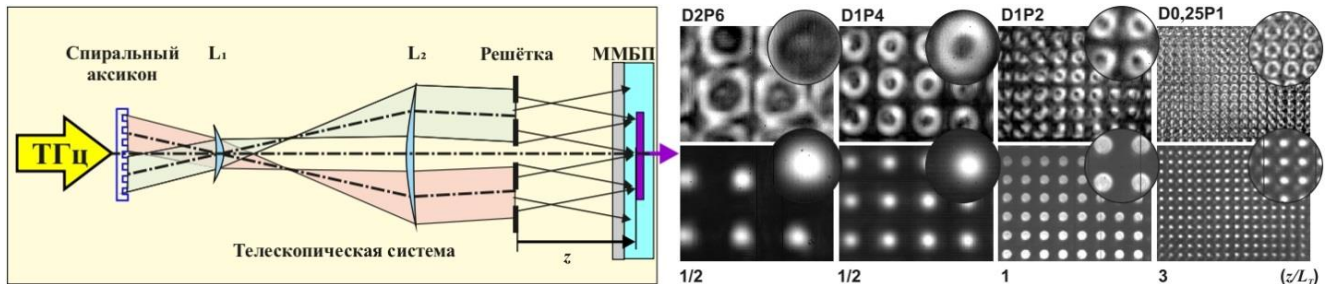


Рис. 2.5. Эффект Тальбота. Оптическая схема эксперимента и изображения, записанные микроболетром в главной и дробных плоскостях Тальбота [30]. Дифракционные решетки освещались гауссовым пучком (нижний ряд) и бесселевым пучком первого рода (верхний ряд) на длине волны  $\lambda=141$  мкм;  $f_2/f_1=4.5$ .  $D \times P \gamma$  – диаметр отверстия и период решетки, соответственно, в мм. Размер матрицы микроболетра  $16.32 \times 12.24$  мм<sup>2</sup>.

На Рис. 2.5 представлены изображения, полученные в разных плоскостях Тальбота за решеткой, освещенной последовательно гауссовым пучком и бесселевым пучком первого порядка. Интересно отметить, что расчетные изображения наблюдаются даже для решеток с диаметром отверстий, равным всего двум длинам волны (см. последний столбец изображений, для которых диаметр отверстия был равен 250 мкм). Амплитудные и фазовые распределения в экспериментально зарегистрированных массивах вращающихся пучков находились в хорошем соответствии с результатами численного моделирования. В последнее время были опубликованы результаты подобных экспериментов, поставленных в видимом диапазоне, а также соответствующие результаты моделирования [32, 33]. Результаты, приведенные в этих работах близки к результатам, ранее полученным в терагерцовом диапазоне [30]. Таким образом, использование спиральных аксиконов [10] и терагерцового лазера [5] в модификации классического оптического эксперимента привело к наблюдению нового физического эффекта.

## 2.2 ГЕНЕРАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ С ПОМОЩЬЮ ВРАЩАЮЩИХСЯ ПУЧКОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) или просто «плазмоны» – это электромагнитные колебания поля и свободных зарядов на поверхности проводника, которые распространяются вдоль границы раздела проводник-диэлектрик и экспоненциально затухают в проводнике и диэлектрике (Рис. 2.6) [34]. ППП еще относят к разновидности поверхностных электромагнитных волн, существующих на границе раздела сред, одна из которых содержит электроны проводимости и имеет отрицательную диэлектрическую проницаемость [35]. Отрицательной диэлектрической проницаемостью от видимого до микроволнового диапазона частот обладают все благородные металлы, легированные полупроводники, а также некоторые диэлектрики в сильных линиях поглощения [36].

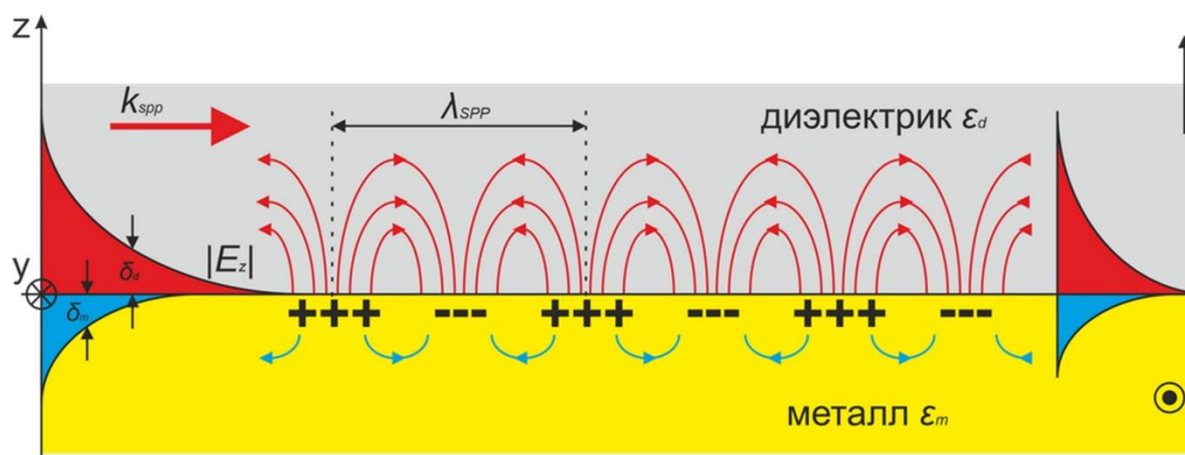


Рис. 2.6. Схема, поясняющая физическую природу ППП (или поверхностной электромагнитной волны)

ППП играют важную роль во многих оптических явлениях и могут использоваться в системах интегральной оптики в качестве носителей информации и энергии. По мере распространения вдоль проводящей поверхности ППП теряют часть своей энергии в результате рассеяния электронов (участвующих в волне зарядов ППП) на ионах решетки, примесях и др., а также вследствие радиационных потерь на шероховатостях и оптических неоднородностях поверхности [37, 38]. Длина распространения (или пробег) ППП (расстояние, на котором интенсивность ППП ослабевает в  $e \approx 2,7183$  раз) в видимом и ближнем ИК-диапазонах очень малы (десятки мкм), поэтому они могут использоваться только в системах малоразмерной интегральной оптики. С увеличением длины волны пробеги плазмонов растут, достигая значений, равных сантиметрам и десяткам сантиметров в ТГц диапазоне [39]. ТГц плазмоны могут использоваться в системах связи [40], распространяясь вдоль линии передачи (однопроводный или двухпроводный волновод), применяться как переключатели в логических схемах [41] или, используя свойство длинноволновых ППП, преодолевать разрывы в проводниках значительной длины [42, 43], служить промежуточным звеном в преобразователях «свободная волна – плазмон – свободная волна». Обзор последних достижений плазмоники и её ближайших перспектив можно найти в [44].

Во всех практически интересных случаях одной из важнейших задач является эффективное преобразование свободной волны в поверхностную. Основными применяемыми геометриями являются плоский или цилиндрический проводник. Свойства плазмонов для обеих геометрий подробно описаны в [36]. В данной главе представлены результаты исследований ППП на проводнике цилиндрической формы, генерированных вихревыми бesselевыми пучками [3]. Речь будет идти о проводниках, диаметр которых много больше длины свободной волны  $\lambda$ . В этом случае на цилиндре не возбуждаются азимутальные моды, как в нанопроволочках [45], а характеристики ППП (распределение поля и длина распространения) практически идентичны характеристикам плазмонов на плоской поверхности. Интерес к использованию бesselевых пучков для генерации ППП на цилиндрах вызван тем, что данные пучки, как и цилиндр, обладают аксиальной симметрией, благодаря которой можно с большой эффективностью преобразовать объемную волны в ППП. На цилиндре можно создать плазмон, имеющий отличную от нуля проекцию орбитального углового момента и, следовательно, дополнительную степень свободы по сравнению с классическим плазмоном [46].

В работе [47] было предложено три варианта оптических схем для генерации плазмонов с орбитальным угловым моментом с использованием когерентного квазимонохроматического ТГц излучения Новосибирского лазера на свободных электронах (НЛСЭ). Все эти схемы используют явление дифракции, используя которое можно наиболее эффективно генерировать ТГц ППП на поверхности благородных металлов, в отличие от метода нарушенного полного внутреннего отражения [48], где из-за высокой проводимости металлов в ТГц диапазоне, эффективность генерации ППП будет крайне низкой. В первой схеме [49] предлагалось использовать цилиндрические дифракционные решетки для захвата ППП, однако это не привело к успеху, т.к. несмотря на высокую эффективность генерации, ППП на дифракционных решетках очень быстро переизлучаются в объемные волны, а также теряют много энергии при переходе с решеточного элемента преобразования на гладкую поверхность цилиндрического волновода [49, 50].

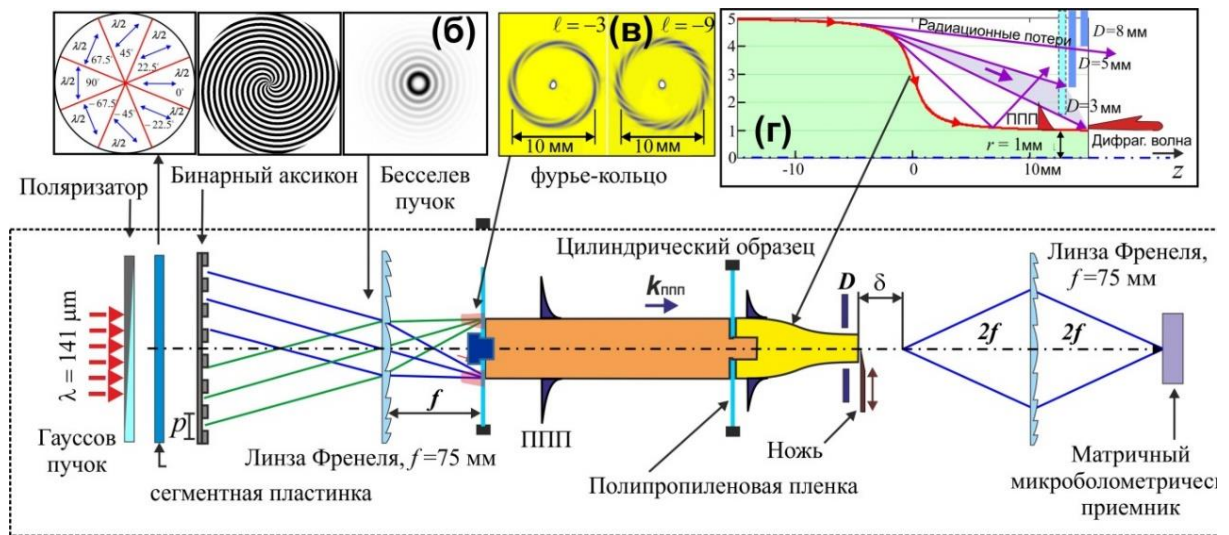


Рис. 2.7. Схема эксперимента (детальное описание приведено в тексте)

Наиболее простыми и эффективными оказались другие две схемы фотонной генерации ППП, заключающиеся в дифракции бesselев пучка на краю образца (в англоязычной литературе этот метод именуется «end-fire coupling technique» [51]). В планарной геометрии данный метод показал высокую эффективность генерации ТГц ППП (до 60 %) на металлизированных поверхностях с тонкими диэлектрическими покрытиями [51]. Ранее [52] было продемонстрировано возбуждение ППП на плоском проводнике с помощью закрученного бesselев пучка, эффективность которого была неоднородна по сечению пучка в результате вращения вектора Пойнтинга падающей волны, обладающей спиральным волновым фронтом.

Во второй схеме [47] бesselев пучок, сформированный с помощью кремниевого бинарного дифракционного оптического элемента, направлялся на торец проводящего цилиндра так, что первое кольцо бesselев распределения интенсивности (обладающее максимальной энергией и имеющее диаметр, равный диаметру цилиндра) дифрагировало на краю образца, в результате чего часть энергии падающего пучка преобразовывалась в ППП. В третьей схеме, для повышения эффективности генерации ППП бesselев пучок (Рис. 2.7б) фокусировался на торец образца с помощью киноформной полипропиленовой линзы диаметром 80 мм и фокусным расстоянием  $f = 75$  мм (см. Рис. 2.7). Далее подробнее остановимся на данной схеме, с помо-

щью которой были получены основные экспериментальные результаты по генерации вихревых ППП с орбитальным угловым моментом  $l = \pm 3$  и  $l = \pm 9$  на длине волны  $\lambda = 141$  мкм генерируемого НЛСЭ излучения [46].

В фурье-плоскости линзы формировалось квазиидеальное кольцо (в литературе его именуют «совершенным пучком» или «perfect beam») диаметром  $D_F \approx 10$  мм с вложенными спиральями (см. Рис. 2.7в). Характеристики идеальных пучков, создаваемых различными типами аксиконов, были подробно изучены аналитически и численно в [53]. Важно отметить, что кольцевые пучки, создаваемые бинарным аксиконом и линзой, разбивались на ряд спиральных сегментов, число которых вдвое превышало значение топологического заряда  $l$ . Диаметр кольца определяется длиной волны падающего излучения  $\lambda$ , фокальным расстоянием линзы  $f$  и периодом бинарного рельефа аксикона  $p$   $D_F \approx 2\lambda f/p$ , который одинаков для любого  $l$ , если период  $p$  аксиконов одинаков. При работе на разных длинах волн  $\lambda$ , меняя линзы с разными фокусными расстояниями, можно легко подгонять диаметр фурье-кольца к диаметру цилиндра.

Вследствие того, что плазмон может возбуждать только  $p$ -поляризованная волна (см. Рис. 2.6), эффективность захвата на цилиндре максимальна, если падающее на его торец излучение поляризовано по нормали к его поверхности, что возможно в случае радиальной поляризации падающей волны. Такой пучок может быть получен, например, путём интерференции двух Эрмит–Гауссовых пучков в интерферометре Маха–Цендера [54]. В нашем случае для этого использовали более простой способ – пропускали гауссов пучок через сегментную полуволновую пластинку из полимерного материала Zeonex, помещаемую перед аксиконом [55]. Количественно эффективность дифракционного преобразования падающего излучения в ППП можно оценить с помощью интеграла перекрытия поля падающей волны и поля ППП над проводником [47]. Чтобы повысить эту эффективность, необходимо максимально приблизить распределение поля ППП к профилю падающей волны. Согласно [56], максимальная эффективность генерации ППП методом дифракции на краю на длине волны  $\lambda = 141$  мкм составляла около 60 % при нанесении на поверхность металла покрытия из сульфида цинка (ZnS) толщиной 1 мкм, причем при такой толщине покрытия ZnS длина распространения ППП составляла около 10 см, что заметно больше, чем на непокрытом металле из-за отсутствия радиационных потерь ППП, возникающих на неоднородностях поверхности [39]. Поэтому в экспериментах с вихревыми плазмонами использовался металлический цилиндр с покрытием ZnS толщиной 1 мкм, нанесенным методом электронно-лучевого распыления. Выбор материала цилиндра (латунь) определялся его механическими свойствами, позволяющими изготовить его на станке ЧПУ с приемлемой точностью и оптической полировкой волноведущей поверхности. Стоит отметить, что оптические константы благородных металлов в ТГц диапазоне достаточно велики и слабо отличаются друг от друга, что приводит к слабым отличиям характеристик ППП при использовании разных металлов, особенно при наличии слоя диэлектрика на их поверхности.

Для того чтобы экранироваться от интенсивных паразитных объемных волн, рождающихся при дифракции на входном торце образца, профиль цилиндра имел вначале прямой участок диаметром 10 мм и длиной 40 мм, который потом плавно уменьшался до диаметра 2 мм на участке длиной 30 мм (см. Рис. 2.7). Цилиндр удерживался в фиксированном положении с помощью двух полипропиленовых пленок (прозрачных в ТГц диапазоне) толщиной 30 мкм, натянутых на металлические диафрагмы.

Поскольку напрямую обнаружить поле ППП на цилиндре было невозможно без использования дополнительных методов (например, зондового метода [56]), существование плазмонов было подтверждено характеристиками профиля излучения, возникающего при дифракции ППП на конце цилиндра, который регистрировался с помощью изображающей схемы, содержащей киноформную полипропиленовую линзу ( $f = 75$  мм) и неохлаждаемый матричный микроболометрический приемник размером  $16 \times 12$  мм<sup>2</sup> ( $320 \times 240$ ) [57] (рисунок 2.7). Надежность данного метода была продемонстрирована в экспериментах по исследованию дифрагированных ППП на плоских поверхностях [58].

На Рис. 2.8 показаны изображения, формируемые дифрагированными ППП на выходном конце цилиндрического образца с ZnS покрытием (толщиной 1 мкм). Плазмоны генерировались бесселевыми пучками с  $l = +3, +9, -9$ . Согласно рисунку 2.7г, в плоскости наблюдаемого объекта можно ожидать три источника излучения: (1) скользящие объемные волны, возникающие при дифракции падающей волны на входном крае образца; (2) радиационные потери ППП на изгибе образца; (3) ППП, дифрагированные на выходном конце образца. Действительно, при широко открытой апертуре (правая колонка на Рис. 2.8), наблюдаются концентрические кольца на поверхности узкого цилиндра, характерная ширина которых составляет около 0,3 мм, что примерно соответствует глубине проникновения поля ППП в воздух над поверхностью металла [38]. Изображение внутреннего кольца не меняется при уменьшении диаметра диафрагмы до наименьшего значения (левый столбец на Рис. 2.8), причем проникновение любого вида объемного излучения в кольцевую щель диаметром чуть больше 2 мм практически невозможно. Это свидетельствует о плазмонной природе внутреннего кольца, возникающего в результате дифракции ППП на выходном крае образца.

Еще одним доказательством плазмонной природы наблюдаемого излучения является эксперимент с переключением поляризации, которое осуществлялось с помощью поляризатора на входе в оптическую схему (Рис. 2.7). При смене поляризации с радиальной на азимутальную (при которой ППП не могут возбуждаться), наблюдаемый на матричном приемнике сигнал уменьшался более чем на порядок. При освещении края образца линейно поляризованным светом (в отсутствие сегментной пластинки), сигнал на приемнике наблюдался только с противоположных сторон цилиндра.

На изображениях, полученных для  $l = \pm 9$  (см. две нижние строки на Рис. 2.8), наблюдаемое излучение искривлено по азимуту, а количество максимумов равно 18 ( $2|l|$ ), что соответствует числу спиралей в квазиидеальных (близким к совершенным пучкам) кольцевых пучках, освещающих входной конец образца (см. Рис. 2.7). Это означает, что плазмоны генерируются локально, в точках пересечения возбуждающего излучения с краем цилиндра, и распространяются по своим траекториям, не пересекаясь с соседними плазмонами (тот же эффект наблюдался при распространении плазмонов по цилиндрической поверхности в [46]).

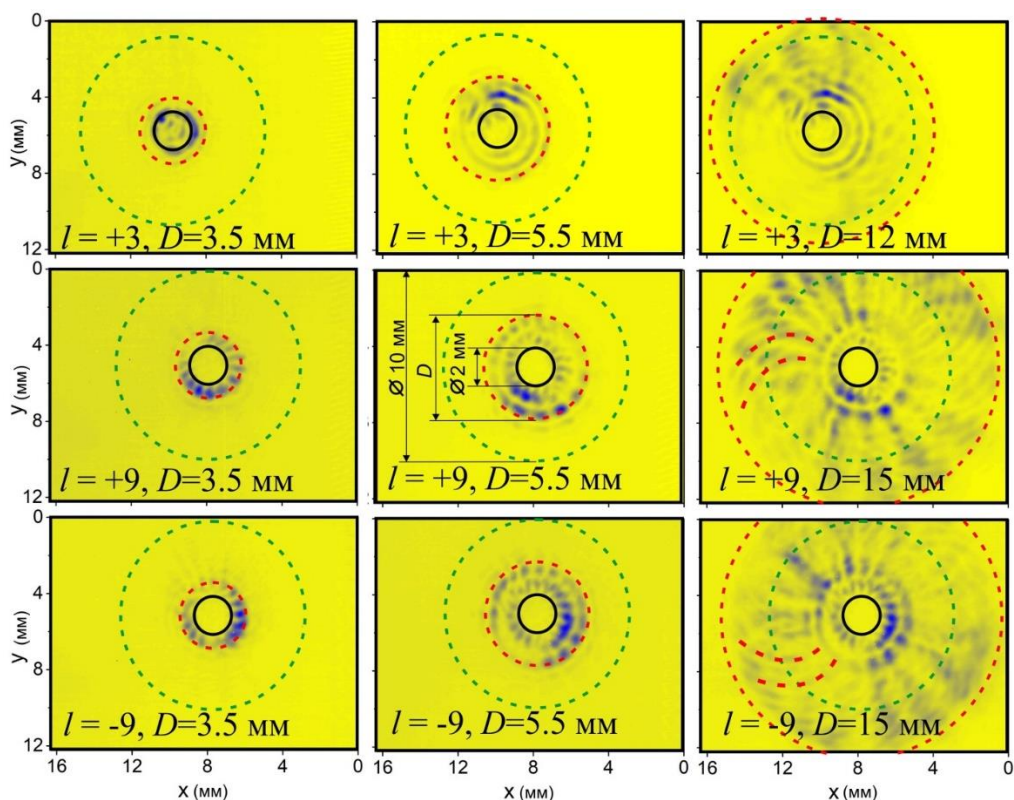


Рис. 2.8. Изображения на выходном конце цилиндрического образца с ZnS покрытием (толщиной 1 мкм) от дифрагированных ППП, генерированных бесселевыми радиально поляризованными пучками с  $l = +3, +9, -9$ . Кадры получены с помощью изображающей системы (см. Рис. 2.7) при  $\delta = 0$  мм (без ножа) и различных апертурах диафрагмы  $D$ . Кругом в центре, обозначенным сплошной линией, показан торец образца (диаметром 2 мм), пунктирами – диаметр апертуры  $D$  и диаметр образца (10 мм) на входном конце

Излучение, регистрируемое за пределами первого кольца ( $2 \text{ мм} < D < 10 \text{ мм}$ ), очевидно, относится к радиационным потерям плазмонов на его изгибе. Это излучение состоит из восемнадцати максимумов объемных волн, закрученных по спирали по часовой стрелке (для  $l = -9$ ) и против часовой стрелки (для  $l = +9$ ), соответственно. Это означает, что наблюдаются вихревые лучи, порожденные вихревыми плазмонами, которые обладают поперечной составляющей импульса.

Для проверки этого утверждения было измерено вращение плазмонов с помощью оптической системы, показанной на Рис. 2.7, посредством размещения перед входным концом цилиндра (со стороны правой его части) металлического экрана с прямоугольной щелью шириной 1 мм. В этом случае сегментная пластинка удалялась, и щель освещалась фурье-кольцом бесселева пучка, линейно поляризованным поперек щели. В небольшой области сечения цилиндра, находящейся напротив щели, возбуждались ППП, которые потом регистрировались изображающей системой. Из-за инвертирования линзой, на изображениях Рис. 2.9 плазмоны возбуждались с левого края цилиндра. Как видно, по мере распространения вдоль цилиндра плазмоны вращаются в том же направлении, как и изначально закрученный пучок, который их возбуждал. При  $l = \pm 3$  угол поворота составил  $\pm 18^\circ$ , а при  $l = \pm 9$  приблизительно в три раза больше  $\pm 55^\circ$ . Эти углы с хорошей точностью согласуются с аналитическими расчетами, которые можно найти в [46].

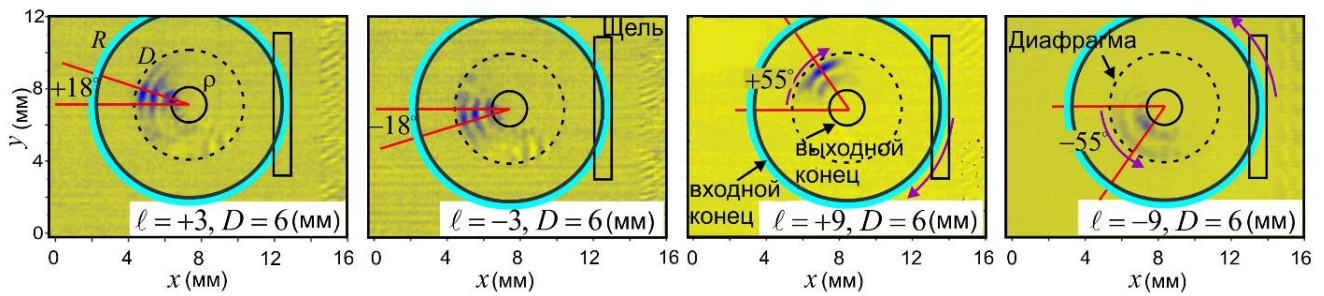


Рис. 2.9. Демонстрация вращения ППП. Плазмоны возбуждались горизонтально поляризованным вихревым пучком в правой части входного торца цилиндра (диаметром 10 мм) через прямоугольную входную щель шириной 1 мм. Изображения заднего конца цилиндра (диаметром 2 мм), инвертированные линзой и зарегистрированные микроболетрической матрицей, показаны в левой половине каждого кадра. Значения угла поворота плазмонов, вычисленные в [46] показаны на кадрах. Диаметр диафрагмы составлял  $D = 6$  мм

Для изучения характеристик объемных волн, возникающих в результате дифракции ППП на выходном конце цилиндра, были записаны изображения в ряде плоскостей на различных расстояниях  $\delta$  (см. Рис. 2.7). Экспериментальные результаты, выполненных с ножом или без него в нескольких сериях измерений, показаны точками на Рис. 2.10. Нож использовался для затенения половины выходного конца цилиндра, по которому определялся угол вращения регистрируемого излучения в зависимости от расстояния  $\delta$ . Сплошной линией на том же рисунке представлены численные расчеты, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

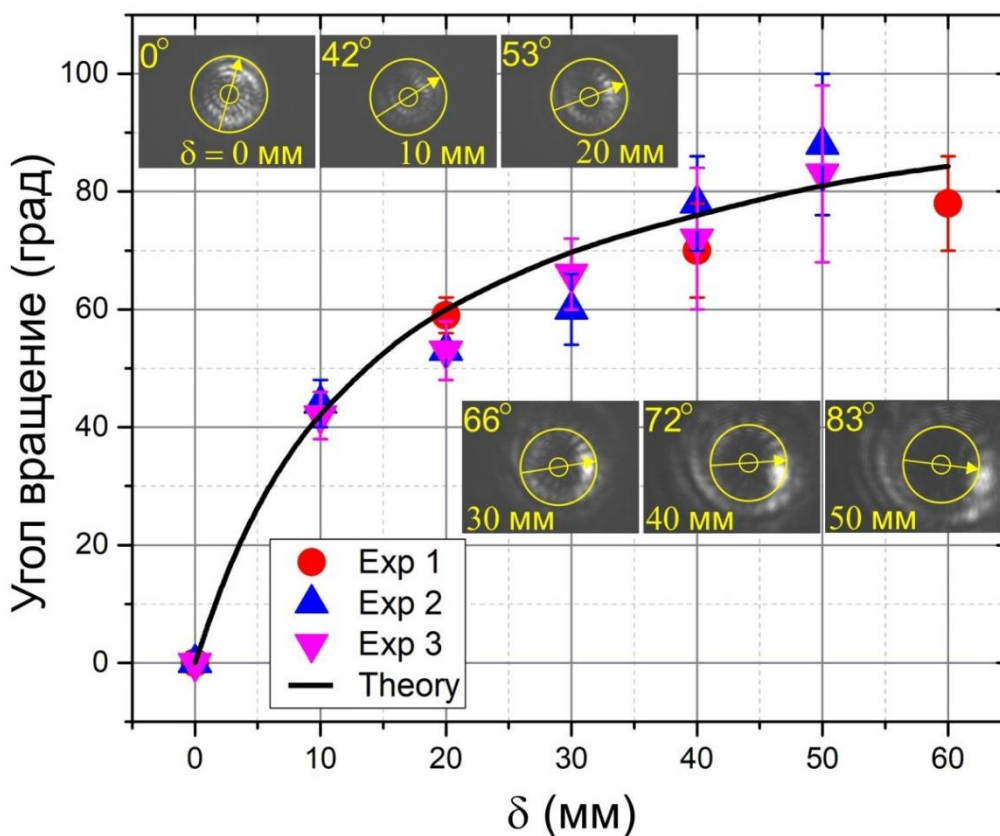


Рис. 2.10. Вращение объемных волн, возникших в результате дифракции ППП на выходном конце цилиндра, в зависимости от расстояния  $\delta$ . На вставках показаны изображения при некоторых  $\delta$ , снятые без ножа

Вышеизложенные экспериментальные результаты демонстрируют возможность с помощью вихревых квазиидеальных бесселевых пучков генерировать с высокой эффективностью вихревые ТГц поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) на металл-диэлектрических поверхностях цилиндрической геометрии, поперечные размеры которых много больше длины волны возбуждающего излучения. Такие вихревые ТГц ППП распространяются по цилиндрическим проводникам на десятки сантиметров по винтовым линиям независимо друг от друга (не перекрываясь), сохраняя орбитальный угловой момент  $l$ , изначально присутствующий в возбуждающем его вихревом пучке. Дифрагированные на выходном конце проводящей линии вихревые ППП преобразуются в вихревые свободные пучки, обладающие тем же моментом  $l$ . Учитывая возможность деления ППП по нескольким проводящим линиям [43], полученные результаты представляют большой интерес для создания многоканальных плазмонных линий связи и устройств ТГц диапазона частот.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 2

1. Yao, A.M. Orbital angular momentum: origins, behavior and applications/ A.M. Yao, M. J. Padgett // *Adv. Opt. Photon.* – 2011. – V.3. – P.161 – 204
2. Molina-Terriza, G. Twisted photons/ G. Molina-Terriza, J. Torres, L. Torner // *Nature Phys.* – 2007. – V. 3. – P. 305–310.
3. Павельев, В.С. Голография и дифракционная оптика терагерцового диапазона/ В.С. Павельев, В.В. Герасимов, К.Н. Тукмаков [и др.]// Коллективная монография Терагерцовая фотоника. / Москва: РАН. – 2023. – С.394–485
4. Soifer, V. A. *Computer Design of Diffractive Optics.* Woodhead Publishing, 2012.
5. Kulipanov, G. N. Novosibirsk Free Electron Laser - Facility Description and Recent Experiments/ G. N. Kulipanov et al.//*IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology.* – 2015. – V. 5, P. 798–809.
6. Miyamoto, K. Direct observation of the topological charge of a terahertz vortex beam generated by a Tsurupica spiral phase plate / K. Miyamoto, K. Suizu, T. Akiba, T. Omatsu // *Applied Physics Letters.* – 2014. – Vol. 104(26). – P. 261104.
7. He J. Generation and evolution of the terahertz vortex beam / J. He, X. Wang, D. Hu, J. Ye, S. Feng, Q. Kan, Y. Zhang // *Optics Express.* – 2013. – Vol. 21, № 17. – P. 20230–20239.
8. Imai, R. Generation of broadband terahertz vortex beams / R. Imai, N. Kanda, T. Higuchi, K. Konishi, M. Kuwata-Gonokami // *Optics Letters.* – 2014. – Jul 1. – V. 39, № 13. – P. 3714–3717.
9. Imai, R. Terahertz vector beam generation using segmented nonlinear optical crystals with threefold rotational symmetry / R. Imai, N. Kanda, T. Higuchi, Z. Zheng, K. Konishi, M. Kuwata-Gonokami // *Optics Express.* – 2012. – Vol. 20, № 20. – P. 21896–21904.
10. Knyazev, B. A. Generation of terahertz surface plasmon polaritons using nondiffractive bessel beams with orbital angular momentum/B. A. Knyazev, Yu. Yu. Choporova, M. S. Mitkov, V. S. Pavelyev, B. O. Volodkin // *Physical Review Letters.* - 2015. – V.115. – 163901.
11. Choporova, Yu.Yu. High-power Bessel beams with orbital angular momentum in the terahertz range / Yu.Yu. Choporova, B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, V.S. Pavelyev, M.A. Scheglov, N.A. Vinokurov, B.O. Volodkin, V.N. Zhabin // *Physical Review A.* – 2017. – V. 96. – N 2 – 023846.
12. Alekseev, A.N. Conversion of Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian beams in an astigmatic optical system. 1. Experiment/ A.N. Alekseev, K.N. Alekseev, O.S. Borodavka, et al.// *Tech. Phys. Lett.* – 1998. – V. 24. – P. 694–696.
13. Khonina, S. Trochoson/ S. Khonina, V. Kotlyar, V. Soifer, M. Shinkaryev, G. Uspleniev// *Optics Communications.* - 1992. – V. 91. – PP. 158–162.
14. Агафонов, А.Н. Кремниевые дифракционные оптические элементы для мощного монохроматического терагерцового излучения / А.Н. Агафонов, Б.О. Володкин, А.К. Кавеев, Б.А.Князев, Г.И. Кропотов, В.С. Павельев, В.А. Сойфер, К.Н. Тукмаков, Е.В. Цыганкова, Ю.Ю. Чопорова // *Автометрия.* – 2013. – Т. 49, № 2. – С. 99–105.
15. Васильев, В.С. Распространение пучков Бесселя и суперпозиций вихревых пучков в атмосфере / В.С. Васильев, А.И. Капустин, Р.В. Скиданов, Н.А. Ивлиев, В.В. Подлипов, С.В. Ганчевская // *Компьютерная оптика.* – 2019. – Т. 43, № 3. – С. 376–384.
16. Bassotti, A. Topological Robustness of Phase Singularities at Microwave Frequencies/ A. Bassotti, M. Barbutto, A. Alú, F. Bilotti, A. Toscano//2019 Thirteenth International Congress on

- Artificial Materials for Novel Wave Phenomena (Metamaterials), Rome, Italy.–2019. – X–062–X–64.
17. Soifer V.A. Vortex beams in turbulent media: review/ V.A. Soifer, O. Korotkova, S.N. Khonina, E.A. Shchepakina// *Computer Optics*. – 2016. – Т.40, N 5. – С. 605–624.
  18. Nokwazi Mphuthi Are Bessel beams resilient to aberrations and turbulence?/Nokwazi Mphuthi, Roelf Botha, and Andrew Forbes//*J. Opt. Soc. Am. A*. – 2018. Vol. 35, P. 1021–1027.
  19. Кулипанов, Г.Н. Экспериментальные исследования взаимодействия терагерцового излучения Новосибирского лазера на свободных электронах с водным аэрозолем/ Кулипанов Г.Н., Лисенко А.А., Матвиенко Г.Г., Ошлаков В.К., Кубарев В.В., Чесноков Е.Н., Бабченко С.В.// *Оптика атмосферы и океана*. 2014. Т. 27. № 12. С.1070–1073.
  20. Pavelyev, V.S. Towards multichannel terahertz telecommunication based on mode division multiplexing/V.S. Pavelyev, K.N. Tukmakov, Yu.Yu. Choporova, N.D. Osintseva, B.A. Knyazev// *AIP Conference Proceedings*. – 2020. –V.2299, 030002.
  21. Wei, X. Generation of arbitrary order Bessel beams via 3D printed axicons at the terahertz frequency range/Xuli Wei, Changming Liu, Liting Niu, Zhongqi Zhang, Kejia Wang, Zhengang Yang, Jinsong Liu // *Applied Optics*. – 2015. Vol. 54, P. 10641–10649.
  22. Knyazev, B.A. Transmission of high-power terahertz beams with orbital angular momentum through atmosphere/ B.A. Knyazev, Yu.Yu. Choporova, V.S. Pavelyev, N.D. Osintseva, B.O. Volodkin // *41st International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, Copenhagen, Denmark 2016; 1–2.
  23. Павельев, В.С. Экспериментальное исследование самовосстановления терагерцовых Бесселевых пучков с орбитальным угловым моментом/В.С. Павельев, К.Н. Тукмаков, А.С. Решетников, В.В. Герасимов, Н.Д. Осинцева,Б.А. Князев // *Компьютерная оптика*. – 2021. – Т. 45, № 5. – С. 673–677.
  24. Talbot, H. F. Facts relating to optical science No. IV/ H. F. Talbot//*The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1836. - V. 9. – P. 401–407.
  25. Cowley, J.M. Fourier Images: II -The Out-of-focus Patterns/ J.M Cowley, A.F. Moodie//*Proceedings of the Physical Society. Section B*.- 1957. – V. 70. – P. 497–504.
  26. Winthrop, J. T. Theory of Fresnel Images I Plane Periodic Objects in Monochromatic Light/ J. T. Winthrop, C.R. Worthington// *Journal of the Optical Society of America*. – 1965. – V.55. – 373–381.
  27. Montgomery, W. D. Self-Imaging Objects of Infinite Aperture/ W.D. Montgomery//*Journal of the Optical Society of America*. – 1967. – V. 57. – 772–778.
  28. Lohmann, A. W. Fractional Montgomery effect: a self-imaging phenomenon// A.W. Lohmann, H. Knuppertz, J. Jahns//*Journal of the Optical Society of America A*. – 2005. – 22. – 1500–1508.
  29. Wen, J. M. The Talbot effect: recent advances in classical optics, nonlinear optics, and quantum optics / J.M. Wen, Y. Zhang, M. Xiao // *Advances in Optics and Photonics*. – 2013. – V. 5. – P. 83–130.
  30. Knyazev, B. et al. Quasi-Talbot effect with vortex beams and formation of vortex beamlet arrays/ B. Knyazev, et al.//*Optics Express*. – 2018. – V. 26. – 14174–14185.
  31. Kotelnikov, I. A. Diffraction of bessel beams on 2D amplitude gratings/ I.A. Kotelnikov, O.E. Kameshkov, B.A. Knyazev//*Journal of Optics*. – 2020. – V. 22. – 065603.

32. Ikonnikov, D.A. Two-dimensional talbot effect of the optical vortices and their spatial evolution/D.A. Ikonnikov, et al.//Scientific Reports. – 2020. – V. 10. – P. 1–10.
33. Ikonnikov, D. A. et al. 3d optical vortex lattices/ D. A. Ikonnikov et al.//Annalen der Physik. – 2021. – V. 533. – 2100114.
34. Stefan A. Maier, Plasmonics: Fundamentals and Applications, 2007.
35. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Миллса. – М.: Наука, 1985. – 525 с.
36. Кузьмин, А.В. Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн / А.В. Кузьмин, Б.А. Князев // Вестник НГУ, сер. Физика. – 2007. – Т. 2, Вып. 1. – С. 109–122.
37. Raether, H. Surface Plasmons and Roughness/ H. Raether//Modern Problems in Condensed Matter Sciences.-1982. – V. 1. – P. 331–403.
38. Gerasimov, V.V. Growth of Terahertz Surface Plasmon Propagation Length Due to Thin-Layer Dielectric Coating / V.V. Gerasimov, B.A. Knyazev, A.G. Lemzyakov, A.K. Nikitin, G.N. Zhizhin // J. Opt. Soc. Am. B. – 2016. – Vol. 33. P. 2196.
39. Gerasimov, V.V. Obtaining the Effective Dielectric Permittivity of a Conducting Surface in the Terahertz Range via the Characteristics of Surface Plasmon Polaritons / V.V. Gerasimov, A.K. Nikitin, A.G. Lemzyakov, I.A. Azarov, I.A. Kotelnikov // Applied Sciences. – 2023. – Vol. 13. – P. 7898.
40. Leuthold, J. Plasmonic communications: light on a wire / J. Leuthold, C. Hoessbacher, S. Muehlbrandt, A. Melikyan, M. Kohl, C. Koos, W. Freude, V. Dolores-Calzadilla, M. Smit, I. Suarez, J. Martínez-Pastor // Optics and Photonics News. – 2013. – Vol. 24, Issue 5. – P. 28–35.
41. Davis, T.J. Plasmonic circuits for manipulating optical information / T.J. Davis, D.E. Gómez, A. Roberts // Nanophotonics. – 2017. – Vol. 6, Issue 3. – P. 543–559.
42. Nazarov, M. THz surface plasmon jump between two metal edges / M. Nazarov, J.L. Coutaz, A. Shkurinov, F. Garet // Optics Communications. – 2007. – Vol. 277, Issue 1. – P. 33–39. 10.
43. Gerasimov, V.V. Experimental investigations into capability of terahertz surface plasmons to bridge macroscopic air gaps / V.V. Gerasimov, B.A. Knyazev, A.K. Nikitin, G.N. Zhizhin // Optics Express. – 2015. – Vol. 23, Issue 26. – P. 33448–33459.
44. Stockman, M.I. Roadmap on plasmonics / M.I. Stockman, K. Kneipp, S.I. Bozhevolnyi, S. Saha, A. Dutta, J. Ndukaiife, N. Kinsey, H. Reddy, U. Guler, V.M. Shalaev, A. Boltasseva // Journal of Optics. – 2018. – Vol. 20, Issue 4. – 04300.
45. Picardi, M.F. Angular momenta, helicity, and other properties of dielectric-fiber and metallic-wire modes / M.F. Picardi, K. Y. Bliokh, F. J. Rodríguez-Fortuño, F. Alpegiani, and F. Nori, // Optica. 2018. – Vol. 5. – P. 1016–1026.
46. Gerasimov, V.V. Vortex surface plasmon polaritons on a cylindrical waveguide: Generation, propagation, and diffraction / V.V. Gerasimov, O.E. Kameshkov, B.A. Knyazev, N.D. Osintseva, V.S. Pavelyev // J. Opt. – 2021. – V. 23, Issue 10. – P. 10LT01.
47. Knyazev, B.A. Feasibility of generating surface plasmon polaritons with a given orbital momentum on cylindrical waveguides using diffractive optical elements / B.A. Knyazev, O.E. Kameshkov, A.K. Nikitin, V.S. Pavelyev, Yu.Yu. Choporova // Computer Optics. – 2019. – Vol. 43, Issue 6. – P.992–1000.

48. Sambles, J.R. Optical excitation of surface plasmons: an introduction / J.R. Sambles, G.W. Bradbery, F. Yang // *Contemporary Physics*. – 1991. Vol. 32, No. 3. – P. 173–183.
49. O’Hara, J.F. Terahertz surface plasmon polariton coupling on metallic gratings / J.F. O’Hara, R.D. Averitt, A.J. Taylor // *Optics Express*. – 2004. – Vol. 12, No. 25. – P. 6397–6402.
50. Kameshkov, O. Numerical Optimization of Refractive Index Sensors Based on Diffraction Gratings with High Aspect Ratio in Terahertz Range / O. Kameshkov, V. Gerasimov, B. Knyazev // *Sensors*. – 2022. – Vol. 22. – P. 172.
51. Stegeman, G.I. Excitation of surface polaritons by end-fire coupling / G.I. Stegeman, R.F. Wallis, and A.A. Maradudin // *Optics Letters*. – 1983. – V. 8, No. 7. – P. 386–388.
52. Gerasimov, V.V. Evaluation of the efficiency of generation of terahertz surface plasmon polaritons by the end-fire coupling technique / V. V. Gerasimov, A. K. Nikitin, A. G. Lemzyakov, I. A. Azarov // *Photonics*. – 2023. – V. 10. – P. 917.
53. Knyazev, B.; «Perfect» Terahertz Vortex Beams Formed Using Diffractive Axicons and Prospects for Excitation of Vortex Surface Plasmon Polaritons / B. Knyazev, V. Cherkassky, O. Kameshkov // *Appl. Sci*. – 2021. – Vol. 11. – P. 717.
54. Zhan, Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Q. Zhan // *Advances in Optics and Photonics*. – 2009. – Vol. 1. – P. 1–57.
55. Khonina, S.N. Caustics of non-paraxial perfect optical vortices generated by toroidal vortex lenses / S.N. Khonina, S.I. Kharitonov, S.G. Volotovskiy, V.A. Soifer // *Photonics*. – 2021. – Vol. 8, Issue 7. – P. 259.
56. Kukotenko, V. Approches to studying the evanescent field of surface plasmons using YHz radiation from the Novosibirsk free-electron laser / V. Kukotenko, V. Gerasimov // *Book of abstracts of TERA*. – 2023, Moscow. – P. 115–116.
57. Dem’yanenko, M.A. Imaging with a 90frames/s Microbo-lometer Focal Plane Array and High-Power Terahertz Free Electron Laser / M.A. Dem’yanenko, D.G. Esaev, B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, N.A. Vinokurov // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Vol. 92. – P. 131116.
58. Kotelnikov, Diffraction of a surface wave on a conducting rectangular wedge / I.A. Kotelnikov, V.V. Gerasimov, and B.A. Knyazev // *Phys. Rev. A*. – 2013. – Vol. 87. – P. 023828.

### 3. ФОРМИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ С ЗАДАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СТРУКТУРОЙ

В предыдущих разделах учебного пособия рассмотрено применение дифракционных оптических элементов для структурирования амплитудно-фазового распределения в сечении пучков лазерного излучения, однако управление поляризационным состоянием пучков требует более сложных устройств, действие которых основано на анизотропных эффектах.

Известны работы по поляризационному преобразованию излучения терагерцового диапазона на основе металлодиэлектрических метаповерхностей [1–3]. Однако предпочтение отдается полностью диэлектрическим метаповерхностям [4–6], поскольку они химически инертны и не подвержены окислению.

В работах [5–8] рассматривается метод расчета субволновых оптических элементов (метаповерхностей) для формирования радиально-поляризованных пучков произвольного порядка. В отличие от секторных субволновых решеток [7, 8] в [5] рассматривается несекторированный микрорельеф субволновой решетки, что обеспечивает равномерность поляризационного преобразования. Основным достоинством предлагаемого метода расчета метаповерхностей является варьируемый в зависимости от координат период решетки. Это позволяет увеличить эффективность поляризационного преобразования и обеспечивает возможность изготовления бинарного микрорельефа методом однократного травления поверхности подложки [6].

Численное моделирование для подобных оптических элементов часто осуществляется методом конечных разностей во временной области (FDTD) [9] или методом конечных элементов [10]. В [5–6] был выбран метод конечных элементов и Comsol Multiphysics в качестве программы, реализующей данный метод [11].

В [6] описано изготовление и экспериментальное исследование рассчитанных субволновых оптических элементов для формирования векторных пучков терагерцового диапазона с цилиндрической поляризацией произвольного порядка. В качестве материала подложки был выбран высокоомный кремний, использованный ранее для изготовления бинарных дифракционных оптических элементов. Бинарный субволновый микрорельеф в [6] был изготовлен с помощью модификации технологии реактивно-ионного травления, использованной в [12]. В работах [7, 13] было продемонстрировано эффективное применение тонких (толщиной порядка 100 нм) субволновых решёток для поляризационного преобразования мощного излучения CO<sub>2</sub> лазера с длиной волны  $\lambda=10,6$  мкм. Сочетание субволнового рельефа с дополнительным структурированием зон оптического элемента позволяет осуществлять поляризационно-фазовую модуляцию падающего пучка [8, 14]. Скачок фазы на  $\pi$  в таких металлинзах осуществляется путем расположения субволновых решёток под углом в 90° в соседних зонах Френеля [15]. Субволновый аксикон (кольцевая решётка с периодом меньше длины волны) также представляет собой метаповерхность, которая позволяет выполнять преобразование линейно-поляризованного излучения в цилиндрически поляризованное [5].

Субволновая гетерогенная ламеллярная структура представляет собой чередующиеся друг за другом два слоя из материалов с различными показателями преломления (Рис. 3.1). Толщины слоев равны  $d_1$  и  $d_2$ , диэлектрические проницаемости материалов слоев равны  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ .

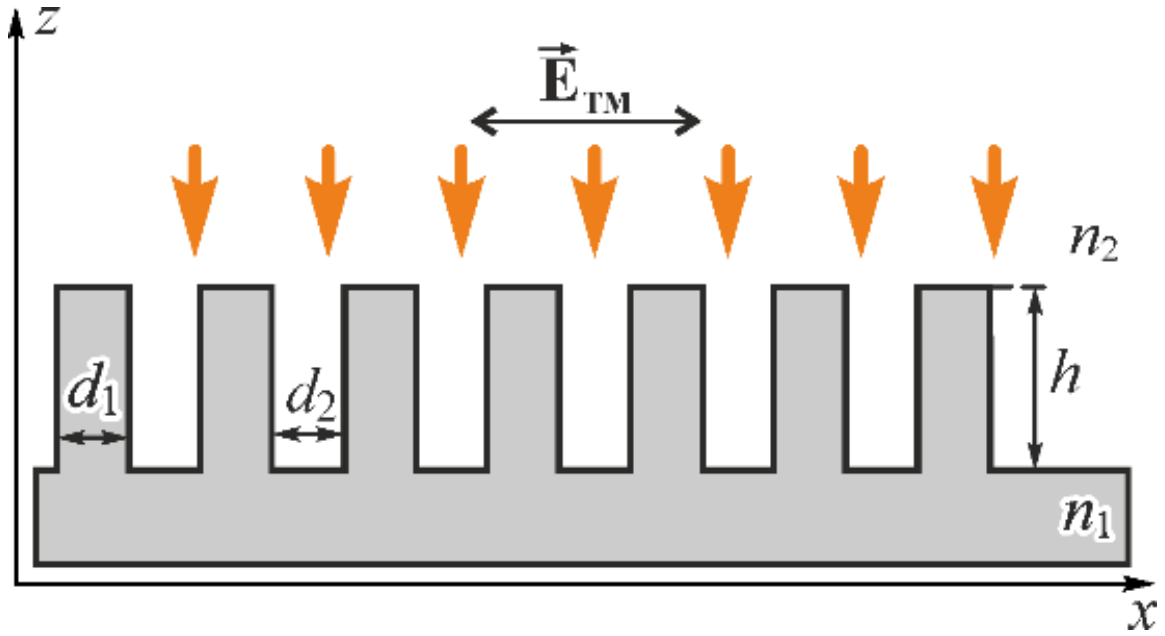


Рис. 3.1. Общий вид субволновой решетки

Покажем, что если толщины перемежающихся слоев  $d_1$  и  $d_2$  много меньше длины волны падающего излучения, то можно считать структуру гомогенной и анизотропной. Во-первых, в силу малой толщины слоев можно усреднить диэлектрическую проницаемость структуры  $\epsilon_{av}$  для выбранного направления, разделив модуль вектора электрической индукции  $D_{av}$  на модуль проекции вектора напряженности электрического поля  $E_{av}$ :

$$\epsilon_{av} = \frac{D_{av}}{E_{av}} \quad (3.1)$$

В силу симметрии у структуры два различных направления, определяющих тензор усредненной диэлектрической проницаемости: направление параллельно и перпендикулярно слоям структуры. Рассмотрим каждый случай по отдельности.

1. Пусть на гетерогенную структуру падает ТЕ поляризованная волна. Тогда вектор напряженности электрического поля и вектор электрической индукции направлены параллельно слоям структуры. В этом случае нормальные к границе раздела компоненты электрического поля равны 0:  $E_1^n = E_2^n = 0$ . Рассмотрим граничные условия для тангенциальных компонент вектора напряженности электрического поля на границе раздела двух слоев  $E_1^t = E_2^t = E_{av}^{TE}$ .

Векторы электрической индукции могут быть записаны в следующем виде

$$D_1^t = \epsilon_1 E_1^t, \quad D_2^t = \epsilon_2 E_2^t$$

Усредним по объему вектор электрической индукции:

$$D_{av}^{TE} = \frac{d_1 \epsilon_1 E_1^t + d_2 \epsilon_2 E_2^t}{d_1 + d_2} = \frac{d_1 \epsilon_1 + d_2 \epsilon_2}{d_1 + d_2} E_{av}^{TE}.$$

Тогда из (3.1) следует, что диэлектрическая проницаемость будет равна:

$$\varepsilon_{av}^{TE} = \frac{d_1 \varepsilon_1 + d_2 \varepsilon_2}{d_1 + d_2} = Q \varepsilon_1 + (1-Q) \varepsilon_2, \quad (3.2)$$

где  $Q = \frac{d_1}{d_1 + d_2}$  – филфактор, соответствующий отношению толщины первого слоя

к периоду структуры.

2. Теперь рассмотрим случай, когда в слоистой структуре распространяется ТМ-поляризованная волна. Тогда  $E_1^{\tau} = E_2^{\tau} = 0$ , граничные условия на границе раздела будут иметь вид:  $D_1^n = D_2^n = D_{av}^{TM}$ , или  $\varepsilon_1 E_1^n = \varepsilon_2 E_2^n$ . Найдем усредненную напряженность электрического поля:

$$E_{av}^{TM} = \frac{d_1 E_1^n + d_2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} E_1^n}{d_1 + d_2} = \frac{d_1 \varepsilon_2 + d_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_2 (d_1 + d_2)} E_1^n.$$

Тогда диэлектрическая проницаемость:

$$\varepsilon_{av}^{TM} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 (d_1 + d_2)}{d_1 \varepsilon_2 + d_2 \varepsilon_1} = \left( \frac{Q}{\varepsilon_1} + \frac{(1-Q)}{\varepsilon_2} \right)^{-1} \quad (3.3)$$

Положим, что среда немагнитна и показатель преломления  $n = \sqrt{\varepsilon}$ , а также что слои плоскопараллельны и их толщина постоянна. Тогда данная структура может быть описана как одноосный кристалл с обыкновенным  $n_{eff}^{TE}$  и необыкновенным  $n_{eff}^{TM}$  показателями преломления, которые можно выразить из формул (3.2) и (3.3). Тогда диэлектрическая проницаемость:

$$n_{eff}^{TE} = \left[ Q n_1^2 + (1-Q) n_2^2 \right]^{1/2} \quad (3.4)$$

$$n_{eff}^{TM} = \left[ Q n_1^{-2} + (1-Q) n_2^{-2} \right]^{-1/2}, \quad (3.5)$$

где  $n_1$  – показатель преломления первой среды,  $n_2$  – показатель преломления второй среды,  $n_{eff}^{TE}$  – показатель преломления (обыкновенный), соответствующий направлению, параллельному к слоям структуры,  $n_{eff}^{TM}$  – показатель преломления (необыкновенный) соответствующий направлению, перпендикулярному к слоям структуры. В [13] проведены более точные рассуждения.

Таким образом, основываясь на формулах (3.4) и (3.5), можно сделать вывод о том, что у описанной гетерогенной структуры разность обыкновенного и необыкновенного показателей преломления, может быть значительно больше, чем у природных анизотропных кристаллов, таких как исландский шпат (0,17), ниобат лития (0,09), кристаллический кварц (0,009).

Толщину анизотропной пластинки, чтобы она работала как полуволновая пластинка, можно определить из условия:  $H \left| n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM} \right| 2\pi/\lambda = \pi$ .

Высота профиля решетки (Рис. 3.1) определяется формулой:

$$h(\vec{r}) = \frac{h_0}{2} (1 + \text{sign}(\cos(f(\vec{r})))) \quad (3.6)$$

где  $\vec{r}$  – радиус-вектор,  $h_0$  – высота ступеньки бинарной решетки, операция  $\text{sign}(x)$  – знаковая функция от  $x$ ,  $f(\vec{r})$  – фаза решетки. Вектор субволновой решетки  $\vec{K}$  (Рис. 3.2) является градиентом фазы решетки:  $\vec{K} = \nabla(f(\vec{r}))$ .

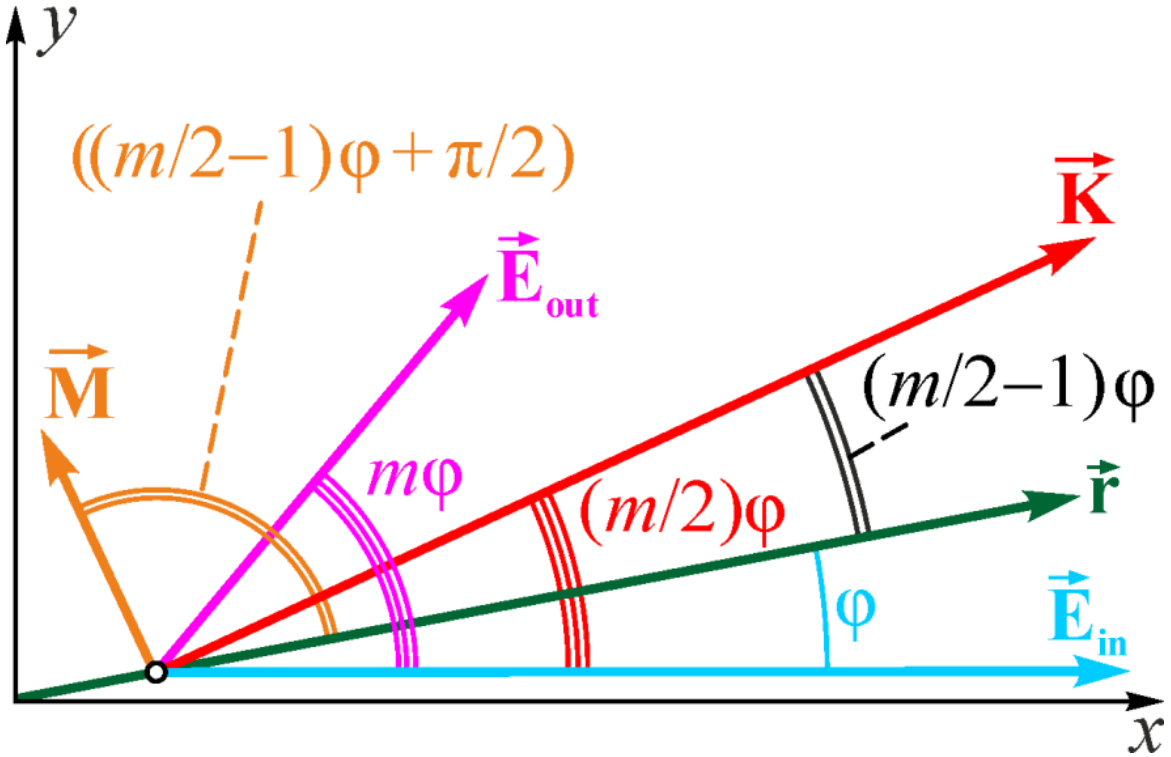


Рис. 3.2. Взаимное расположение вектора решетки  $\vec{K}$  и электрических векторов входного  $\vec{E}_{in}$  и выходного  $\vec{E}_{out}$  пучков при  $m = 5$  и  $\varphi = 10^\circ$

Исходя из формул (3.6), (3.4) и (3.5) можно заключить, что вектор решетки задает направление быстрой оси кристалла в каждой точке. Вектор  $\vec{K}$  коллинеарен плоскости подложки и перпендикулярен оси распространения пучка  $z$  (Рис. 3.1).

Формула для электрического вектора радиально-поляризованного пучка  $m$ -го порядка записывается в следующем виде:

$$\vec{E}_m^{Rad}(r, \varphi) = E(r) \begin{pmatrix} \cos((m-1)\varphi) \\ \sin((m-1)\varphi) \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

где  $(r, \varphi)$  – полярные координаты,  $E(r)$  – амплитуда электрического вектора.

Пусть электрический вектор  $\vec{E}_{in}$  исходного пучка ориентирован вдоль оси  $x$  (Рис. 3.2). Сам пучок распространяется в направлении, перпендикулярном плоскости Рис. 3.2. Чтобы создать радиально-поляризованный пучок (3.7), нужно в каждой точке  $(r, \varphi)$  поперечного сече-

ния линейно-поляризованного пучка повернуть электрический вектор  $E_{in}$  на угол  $m\varphi$ . То есть угол между исходным электрическим вектором  $E_{in}$  и электрическим вектором выходного пучка  $E_{out}$  должен быть равным  $m\varphi$ . Ранее говорилось, что поворот поляризации можно осуществить с помощью субволновой решетки, которая соответствует полуволновой пластинке. Причем угол между векторами  $E_{in}$  и  $E_{out}$  будет равен удвоенному углу между векторами  $\vec{K}$  и  $E_{in}$ . Так как угол между векторами  $E_{in}$  и  $E_{out}$  должен быть равен  $m\varphi$ , то угол между векторами  $\vec{K}$  и  $E_{in}$  должен быть равен  $\frac{m\varphi}{2}$ . Запишем формулу для вектора  $\vec{K}$  (в полярных проекциях):

$$\vec{K}(r, \varphi) = \begin{pmatrix} K_r(x, y) \\ K_\varphi(x, y) \end{pmatrix} = \frac{2\pi}{d} \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{m-2}{2}\varphi\right) \\ \sin\left(\frac{m-2}{2}\varphi\right) \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

где  $d$  – период решетки, который вполне может зависеть от координат.

На Рис. 3.2 наглядно проиллюстрированы упомянутые векторы и углы между ними, если требуемый порядок радиально-поляризованного пучка равен 3.5, и рассматривается точка с полярным углом  $\varphi = 10^\circ$ .

Во-первых, ротор вектора решетки  $\vec{K}$  должен быть равен нулю, чтобы функция фазы решетки существовала, так как  $\vec{K} = \nabla(f(\vec{r}))$ . Однако более правильно было бы найти сразу фазовую функцию  $f(\vec{r})$  и потом подставить ее в (3.7) для нахождения профиля решетки.

Таким образом, нужно выбрать такую функцию  $f(x, y)$ , чтобы градиент  $\nabla f(x, y)$  соответствовал вектору решетки  $\vec{K}$ .

Далее от декартовой системы координат перейдем к полярной. Если записать вектор  $\vec{K}$  в полярных координатах, то градиент от фазовой функции будет иметь вид:

$$\nabla f(r, \varphi) = \vec{K} = \begin{pmatrix} K_r \\ K_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f}{\partial r} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial f}{\partial \varphi} \end{pmatrix}. \quad (3.9)$$

Путем несложных преобразований, получаем выражение для периода:

$$d(\varphi) = C \cos^{\left(\frac{m}{m-2}\right)}\left(\frac{m-2}{2}\varphi\right). \quad (3.10)$$

Подставив (3.10) в (3.9), найдем выражение для фазовой функции:

$$f(r, \varphi) = C_2 r \cos^{\left(\frac{2}{2-m}\right)}\left(\frac{m-2}{2}\varphi\right). \quad (3.11)$$

Аналогичным образом можно найти фазовую функцию, соответствующую периоду решетки, не зависящему от угла  $\varphi$ . В этом случае  $\frac{\partial d}{\partial \varphi} = 0$  и можно проинтегрировать второе уравнение (3.11):

$$f(r, \varphi) = -\frac{2}{m-2} \frac{2\pi r}{d(r)} \cos\left(\frac{m-2}{2}\varphi\right). \quad (3.12)$$

Уравнения эквипотенциальных кривых фазовой функции (3.11) для периода, зависящего только от угла:

$$r = C \cos^{\left(\frac{2}{m-2}\right)}\left(\frac{m-2}{2}\varphi\right). \quad (3.13)$$

Уравнения эквипотенциальных кривых фазовой функции (3.12) для периода, зависящего только от радиуса:

$$r = C^{\left(\frac{2}{2-m}\right)} \cos^{\left(\frac{2}{m-2}\right)}\left(\frac{m-2}{2}\varphi\right). \quad (3.14)$$

Стоит отметить, что если поляризатор соответствует радиальной поляризации порядка  $m$ , то при повороте поляризатора на угол  $\pi/(m-2)$  относительно направления поляризации падающего излучения, поляризатор будет соответствовать азимутальной поляризации порядка  $m$ .

На Рис. 3.3 изображены кривые быстрых и медленных осей субволновой решетки с периодами, зависящими только от азимутального угла  $\varphi$  и только от радиуса  $r$ . При построении использовались формулы (3.11), (3.12), (3.13) и (3.14).

Из Рис. 3.3 видно, что быстрые и медленные оси перпендикулярны между собой в каждой точке.

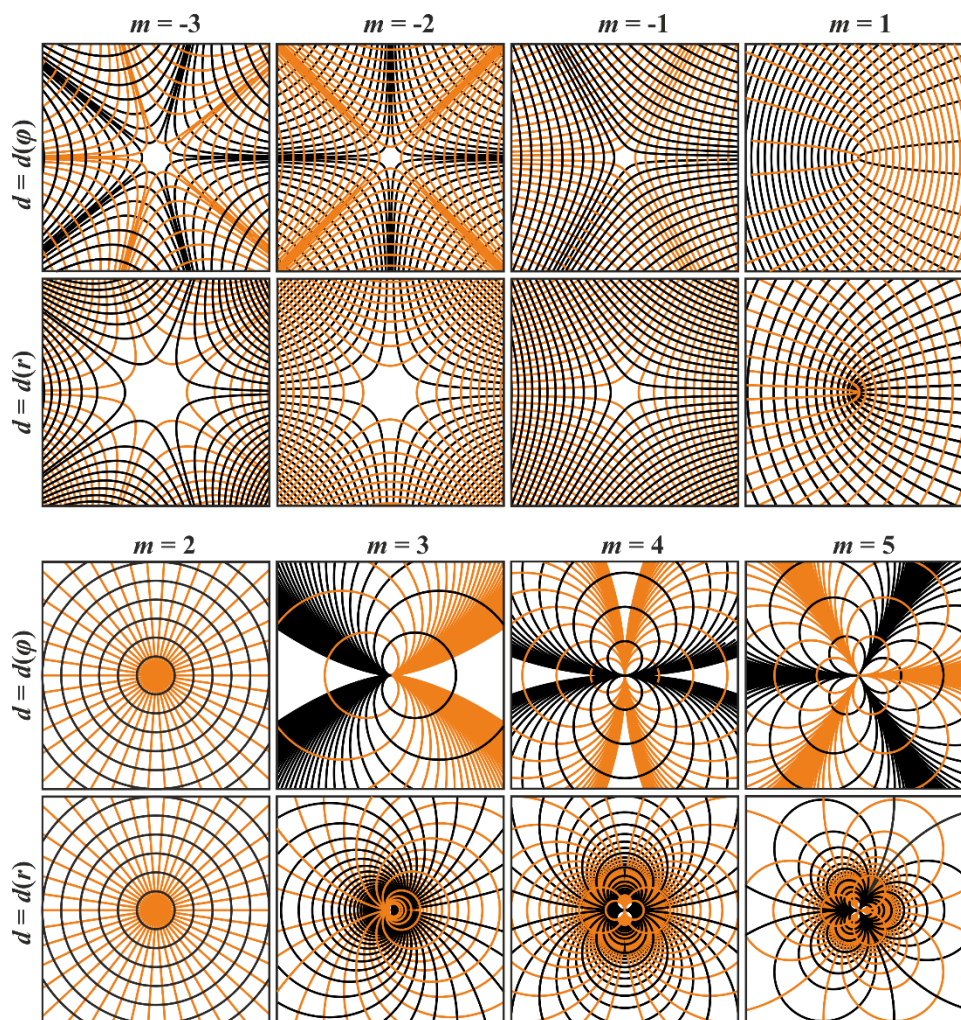


Рис. 3.3. Кривые быстрых (оранжевые линии) и медленных (черные линии) осей кристалла, формирующего радиально-поляризованный пучок  $m$ -го порядка, период зависит только от азимутального угла  $\varphi$  (первая и третья строки) или только от радиуса  $r$  (вторая и четвертая строки)

В случае преобразования линейно поляризованного лазерного пучка в цилиндрический векторный пучок с произвольной поляризацией проекции гребней субволновой решетки (Рис. 3.3) на плоскость подложки описываются кривыми линиями, за счет чего оптический элемент поворачивает плоскость поляризации падающего пучка на произвольный заданный угол.

В [8] показано, что бинарная субволновая структура может содержать фокусирующую бинарную добавку. Для этого следует располагать в соседних зонах Френеля оптического элемента субволновые решетки таким образом, чтобы их гребни были ортогональны между собой.

В [5, 6, 15] приведены результаты численного моделирования прохождения линейно-поляризованного гауссова пучка через рассчитанные субволновые элементы, полученные на основе решения уравнений Максвелла методом конечных элементов, реализованных в программном пакете Comsol Multiphysics.

Трехмерная модель субволнового элемента может быть построена исходя из формул (3.11–3.14). В [16] описан разработанный алгоритм, который последовательно рассчитывает координаты вершин и отрисовывает каждый элемент субволновой решетки.

Общий вид трехмерной модели элемента представлен на Рис. 3.4.

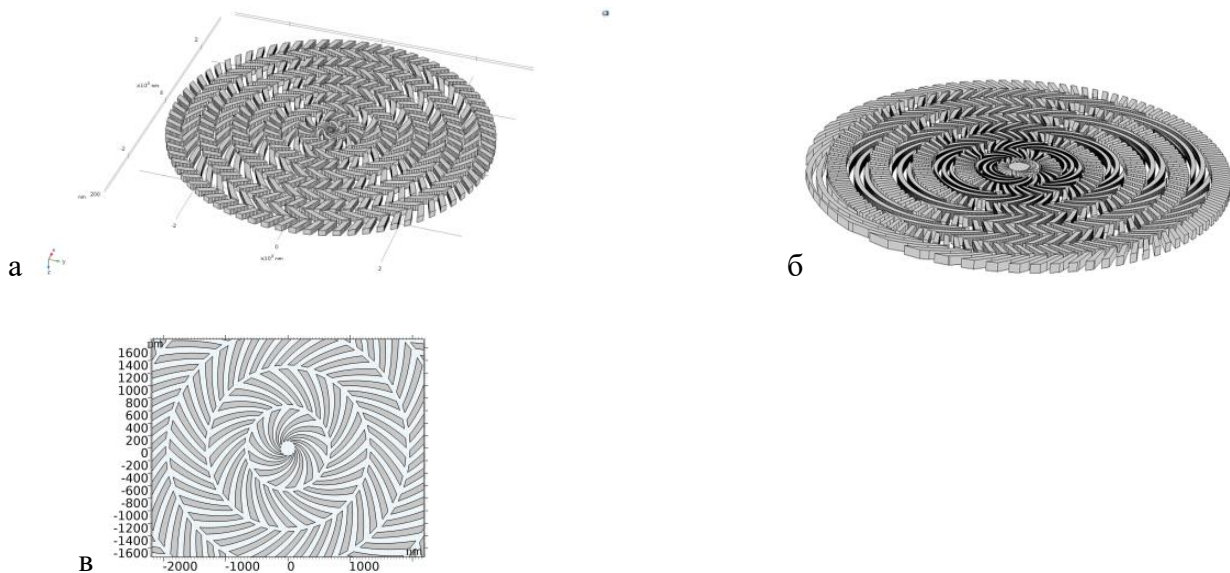


Рис. 3.4. Общий вид субволнового поляризующего дифракционного оптического элемента: а – фокусирующий элемент 2-го порядка ( $\tan\left(\frac{\varphi_0 + \varphi_{in}}{2}\right) = 60^\circ$ ), числовая апертура  $NA = 0,3$ ; б – фокусирующий элемент 3-го порядка  $NA = 0,3$ ; в – вид сверху на элемент 2-го порядка

Как было показано в [13], субволновая решетка взаимодействует с излучением как одноосный кристалл. Для того, чтобы субволновая решетка работала как полуволновая пластинка, необходимо подобрать высоту решетки, соответствующую толщине полуволновой пластинки. В предыдущем разделе была получена формула для высоты субволновой решетки (3.6). Однако на практике эта формула имеет слишком большую погрешность, и служит лишь для первоначального приближения при поиске оптимальной высоты более точными численными методами [6, 8]. Приведем метод поиска оптимальной высоты рельефа субволновой решетки. Для этого рассмотрим элемент порядка  $n=2$ . Критерий качества пучка требует математической формализации. Сформулируем критерий качества пучка.

В сечении пучка с радиальной поляризацией второго порядка горизонтальная и вертикальная поляризации образуют картины распределения с четырьмя максимумами. Причем распределение  $x$ -компоненты имеет горизонтально и вертикально расположенные пары максимумов, а распределение  $y$ -компоненты имеет максимумы, расположенные по диагонали. Причем значения горизонтально расположенных максимумов  $x$ -компоненты отличаются от значений максимумов, расположенных вертикально. А значения всех четырех максимумов распределения  $y$ -компоненты совпадают между собой.

На Рис. 3.5 показана зависимость значений максимумов  $x$ -компоненты горизонтальной и вертикальной пары, а также значения максимума  $y$ -компоненты от высоты рельефа субволновой решетки.

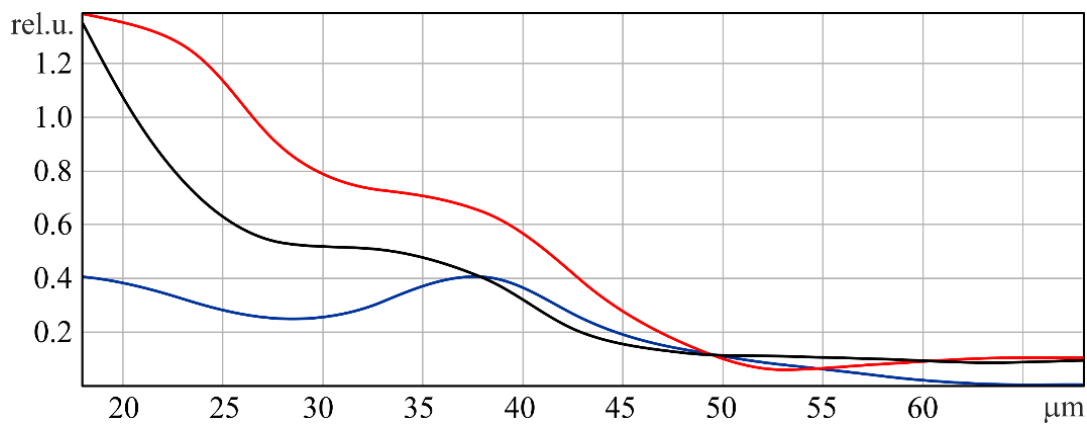


Рис. 3.5. Зависимость значений максимумов x-компоненты горизонтальной (принимает максимальное значение в 0) и вертикальной (черная линия) пары, а также значения максимума y-компоненты (принимает минимальное значение в 0) от высоты рельефа субволновой решетки

Из Рис. 3.5 видно, что три линии пересекается при значении высоты рельефа 50 мкм. Данную высоту и выберем для последующего производства элемента.

Параметры для расчета субволновых элементов, предназначенных для формирования пучков с цилиндрической поляризации заданного порядка, выбирались исходя из условий планируемого эксперимента: радиус апертуры  $R = 50$  мм, шаг дискретизации  $s=10$  мкм и длина волны  $\lambda = 141$  мкм, показатель преломления  $n = 3,452$ . На Рис. 3.6а, 3.6b и 3.6с показан рассчитанный бинарный субволновой микрорельеф кремниевых дифракционных оптических элементов, генерирующих терагерцовые пучки с радиальной поляризацией первого, второго и третьего порядков соответственно. На Рис. 3.6d, 3.6e 3.6f представлено распределение электрического вектора в поперечном сечении пучков 1го, 2го и 3го порядков.

+

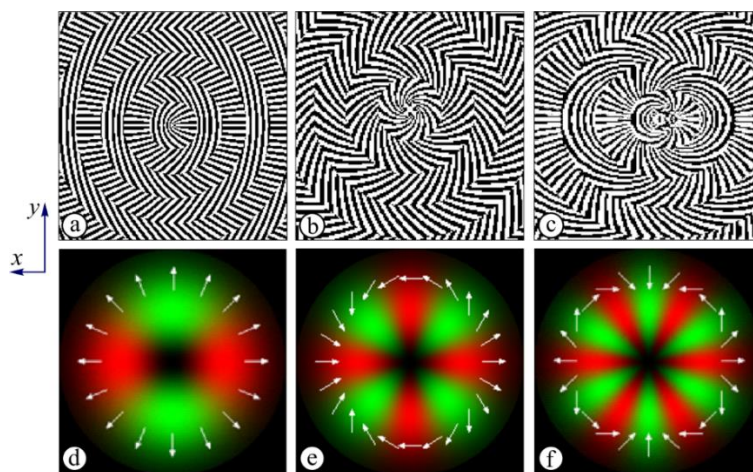


Рис. 3.6. Центральные зоны субволновых элементов (a,b,c) и ожидаемые распределения локальной поляризации (d,e,f). Излучение, поляризованное вдоль оси x, падает на элементы перпендикулярно плоскости рисунка

Результаты компьютерного моделирования распространения линейно поляризованного терагерцового излучения через элементы, формирующие пучок первого, второго и третьего порядков, показаны на Рис. 3.7. Радиус центрального домена составлял 1,5 мм.

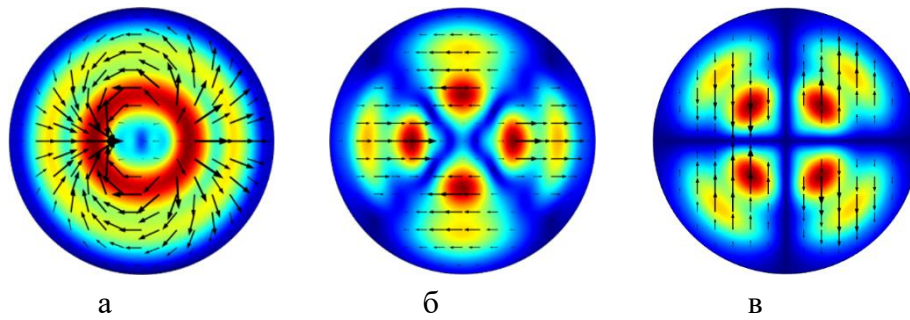


Рис. 3.7. Результаты численного моделирования. Распределения электрического поля в поперечном сечении расчетной области при после прохождения линейно поляризованного терагерцового пучка через субволновые элементы, формирующие пучок первого (а), второго (б) и третьего (в) порядков

Таким образом, численное моделирование предсказывает возможность эффективного формирования радиально поляризованного пучка в терагерцовом диапазоне.

Спроектированные элементы были изготовлены [5, 6] с помощью технологии литографии. На Рис. 3.8 представлены изображения микрорельефа реализованного элемента, полученные методом растровой электронной микроскопии.

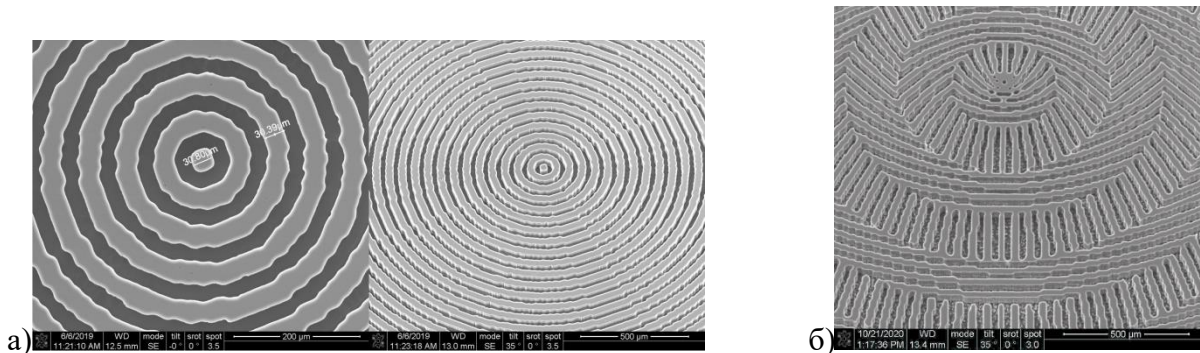


Рис. 3.8. Центральная часть микрорельефа нефокусирующего субволнового аксикона второго порядка (а), фокусирующего поляризующего аксикона 1-го порядка (б). Изображения получены методом растровой электронной микроскопии

Изготовленные элементы были исследованы [5], используя излучение Новосибирского лазера на свободных электронах (НЛСЭ). Схема эксперимента показана на Рис. 3.9. Элемент освещался линейно поляризованным гауссовым пучком с модовым радиусом  $\rho = 11$  мм. Длина волны излучения составляла  $\lambda = 128,7$  мкм.

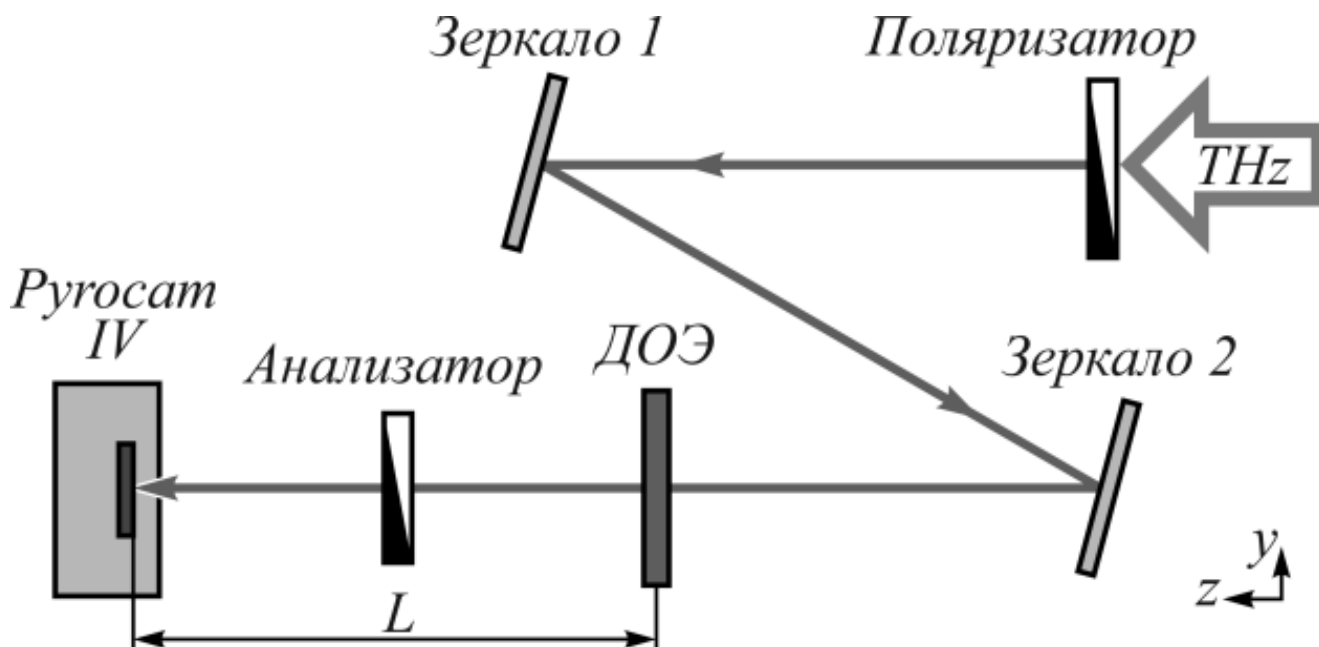
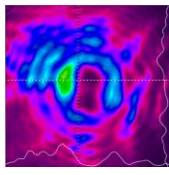
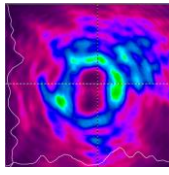
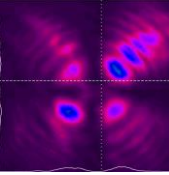
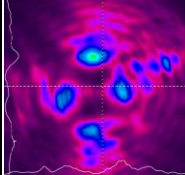


Рис. 3.9. Схема эксперимента

Во время экспериментов поляризация исходного пучка устанавливалась с помощью проволочного поляризатора. Вектор электрического поля был направлен вдоль оси  $x$ . Пучок проходил через ДОЭ; изображение прошедшего пучка записывалось матричным пироэлектрическим приёмником Pyrocam IV. Размер матрицы –  $320 \times 320$  пикселей, размер одного элемента –  $80 \text{ мкм}$ . Полный размер изображения –  $25,6 \times 25,6 \text{ мм}^2$ . Изображения регистрировались на двух расстояниях от ДОЭ. Для каждого расстояния снимались три кадра: (1) в отсутствие анализатора (А), (2) с анализатором, пропускающим электромагнитное поле с вертикальным направлением электрического поля  $E_x$  и (3) с анализатором, пропускающим электромагнитное поле с горизонтальным направлением электрического поля  $E_y$ . Результаты оптических экспериментов приведены в табл. 3.1. В качестве значений угла поляризации в табл. 3.1 указаны деления шкалы на оправе поляризатора-анализатора. Результаты, представленные в табл. 3.1, находятся в качественном соответствии с результатами численного моделирования (Рис. 3.7). Имеющиеся расхождения между результатами численного моделирования и натурального эксперимента объясняются отклонениями реализованного дифракционного микрорельефа от расчетного.

Таблица 3.1. Результаты оптического эксперимента

№	1	2	3	4
Поляризатор	MAX интенсивность	$E_x$	$E_x$	$E_x$
Анализатор	нет	нет	$E_y, 270^\circ$	$E_x, 360^\circ$
$L, \text{мм}$	122	122	122	122
Изображение				

Для исследования оптических элементов [6], осуществляющих комбинированное преобразование амплитуды и фазы, применялась оптическая схема с Фурье-анализатором (Рис. 3.10а). Данная схема использовалась для регистрации распределения интенсивности в поперечном сечении пучка, прошедшего через изготовленные субволновые оптические элементы. Поскольку камера, которая записывала изображения, нечувствительна к поляризации излучения, в этой конфигурации наблюдали распределение общей интенсивности луча независимо от его локальной поляризации. Для исследования локальной поляризации луча в систему был введен анализатор (Рис. 3.10б). Вращая его, смогли изучить распределение локальной поляризации в пучке. В обеих конфигурациях (с анализатором и без него) введение в систему полипропиленовой киноформной линзы с фокусным расстоянием 75 мм (см. Рис. 3.10с), расположенной на фокусном расстоянии от матрицы камер, позволило нам изучить пространственно-частотный спектр луча за аксиконом. Большой диаметр линзы позволял принимать как положительный, так и отрицательный порядки дифракции, генерируемые дифракционным аксиконом [17].

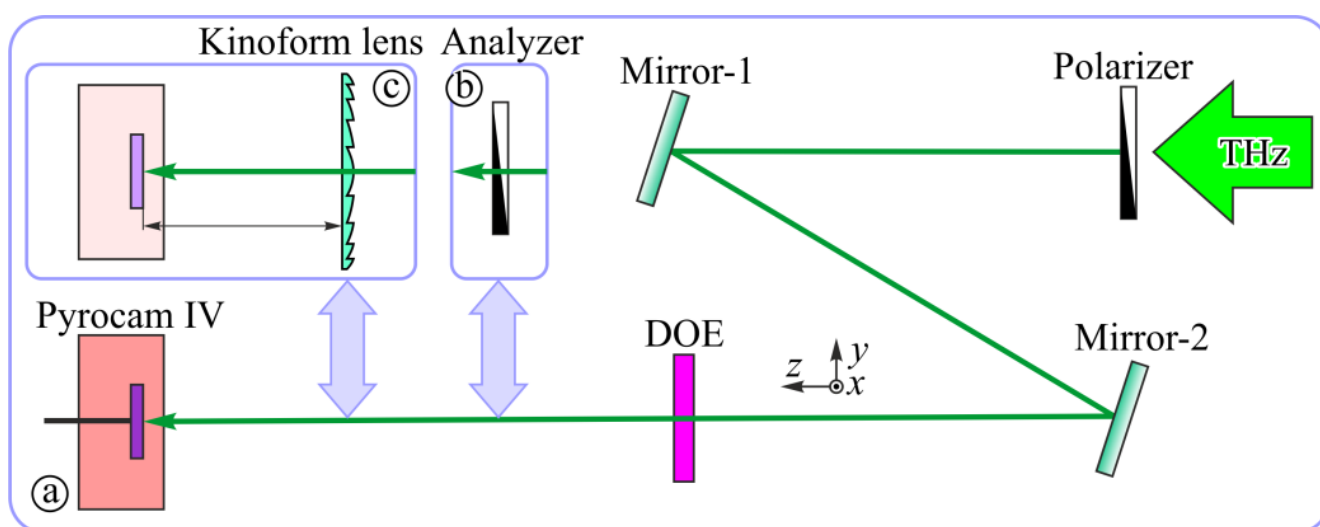


Рис. 3.10. Экспериментальная схема (а); оптическая система для исследования состояния локальной поляризации пучков, сформированных метааксиконом (б); анализатор (с)

Предложенная оптическая система работает как фурье-анализатор, где во входной плоскости поле, сформированное сразу за метааксиконом, а в фурье-плоскости ожидается формиро-

вание спектрального кольца [17]. Примеры экспериментальных результатов для первого и третьего порядков поляризации показаны на Рис. 3.11. В фокальной плоскости установлена камера, которая в отсутствие поляризационного анализатора регистрирует равномерное кольцо в обоих случаях (см Рис. 3.11 a,d). Если между элементом и камерой добавить анализатор, то можно наблюдать изменения в распределении интенсивности, связанные с поляризационными свойствами пучка. В частности, внесение поляризационного анализатора выделит в фокальном кольце лишь некоторые сектора (будет присутствовать  $2m$  световых секторов). При вращении анализатора на угол  $\alpha$  картина кольцевых секторов будет поворачиваться на угол  $\beta = \alpha / 3$  (см. Рис. 3.12). Наглядное пояснение процесса вращения картины проиллюстрировано на Рис. 3.12, где показано расчетное распределение направления локальной поляризации пучка, сформированного элементом третьего порядка, освещенного гауссовым пучком с x-поляризацией после прохождения через анализатор.

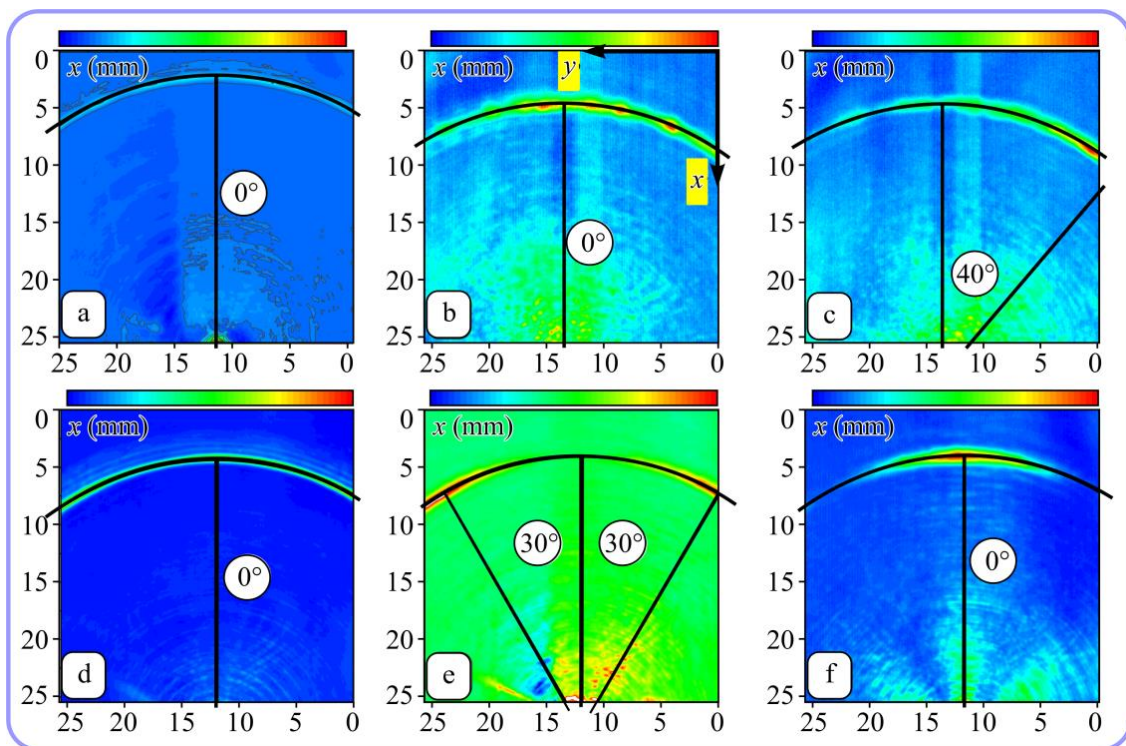


Рис. 3.11. Изображения, записанные в фокальной плоскости объектива с фокусным расстоянием  $f = 75$  мм; верхний ряд: для Ax1; нижний ряд: для Ax3. (a), (d) оптическая система на Рис. 10а и 10с, используемые без анализатора; (b), (c), (e), (f) оптическая система с Рис. 10а, 10б и 10с, используемая с анализатором

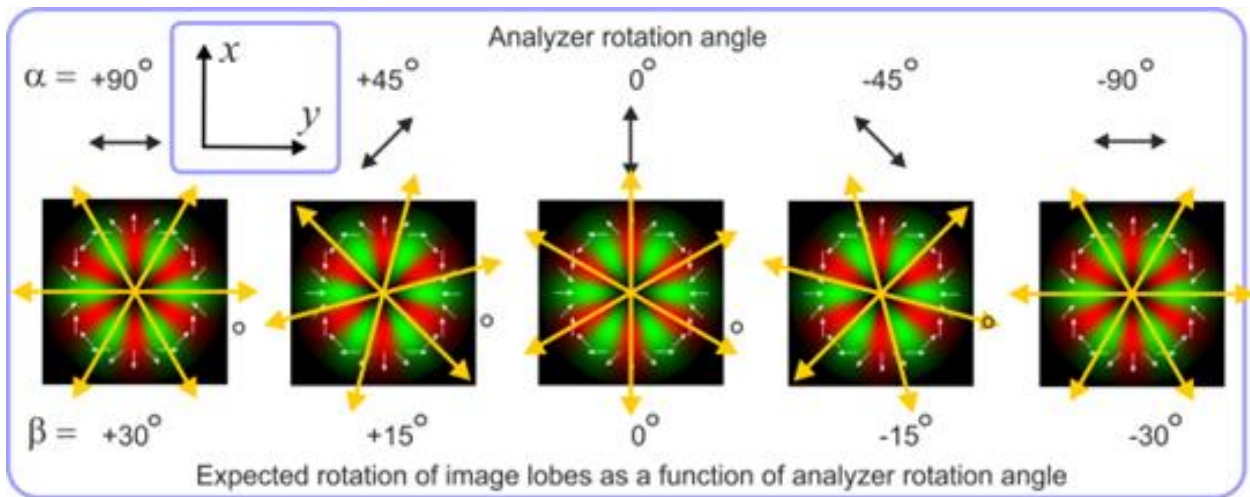


Рис. 3.12. Распределение направления локальной поляризации пучка, сформированного элементом третьего порядка  $Ax_3$ , освещенного гауссовым пучком с  $x$ -поляризацией после прохождения через анализатор, ориентированный под углом  $\alpha$ ;  $\beta$  – угол поворота изображения

Экспериментальное наблюдение вращения картины распределения интенсивности в сечении пучка показано на Рис. 3.13, где показаны распределения интенсивности в сечении пучка, снятые камерой Ругосат IV (Рис. 3.10) для различных положений анализатора (b). Распределения интенсивности в фурье-плоскости киноформной линзы (Рис. 3.10c).

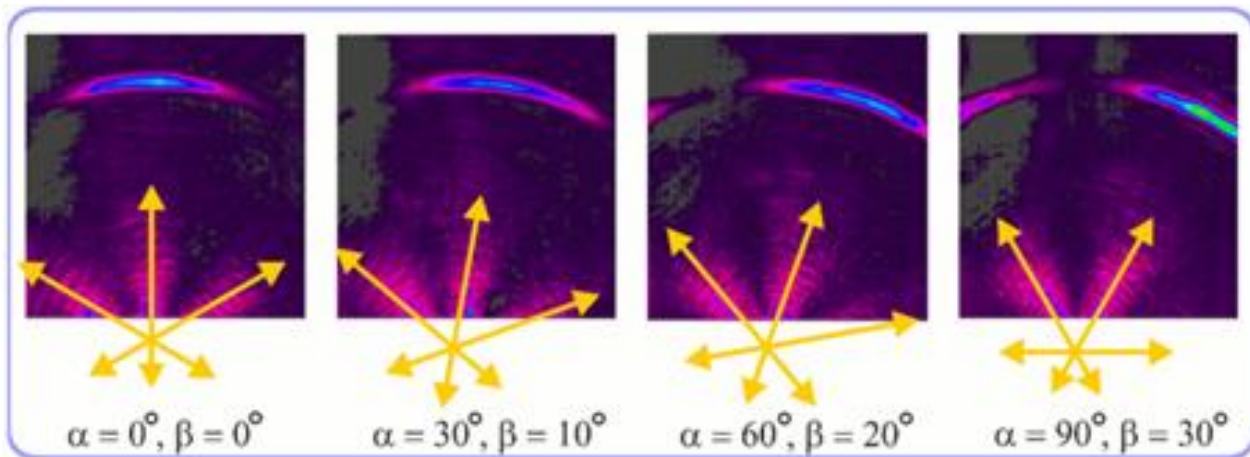


Рис. 3.13. Распределение интенсивности пучка, формируемого аксиконом 3-го порядка, в фокальной плоскости линзы в зависимости от ориентации анализатора  $\alpha$  угол ориентации анализатора по отношению к вертикальной оси;  $\beta$  наблюдаемый угол поворота изображения, показанный стрелками (сравните с Рис. 3.12)

При наличии объектива в оптической схеме узоры получаются более четкие, и измерение углов поворота легче выполнить с помощью анализатора Фурье.

Таким образом, метаповерхности [5, 6], созданные путем формирования субволнового бинарного микрорельефа на поверхности кремниевой подложки, позволяют одновременно управлять модовой структурой и поляризационным состоянием терагерцового когерентного пучка. Применение высокоомного кремния в качестве материала подложки позволяют использовать такие элементы для управления характеристиками мощного терагерцового излучения [18–19].

Одновременное управление поперечно-модовым составом пучка и его поперечным поляризационным состоянием открывают новые возможности при создании оптических телекоммуникационных систем.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 3

1. Yang, T. Polarization conversion in terahertz planar metamaterial composed of split-ring resonators / T. Yang, X. Liu, C. Wang, Z. Liu, J. Sun, J. Zhou // *Optics Communication*. – 2020. – V.472. – Article ID 125897.
2. Deng, G. An efficient wide-band cross-polarization converter manufactured by stacking metal/dielectric multi-layers via 3D printing / G. Deng, H. Sun, K. Lv, J. Yang, Z. Yin, B. Chi // *Applied Physics*. – 2020. – V.127(9). – Article ID 093103.
3. Zou, M. Ultra-broadband and wide-angle terahertz polarization converter based on symmetrical anchor-shaped metamaterial / M. Zou, M. Su, H. Yu // *Optical Materials*. – 2020. – Vol.107 – Article ID 110062.
4. Zi, J. Antireflection-assisted all-dielectric terahertz metamaterial polarization converter / J. Zi, Q. Xu, Q. Wang, C. Tian, Y. Li, X. Zhang, J. Han, W. Zhang // *Applied Physics Letters*. – 2018. – V.113(10). – Article ID 101104.
5. Хонина, С. Н. Расчёт, изготовление и исследование кремниевого субволнового аксикона терагерцового диапазона / С. Н. Хонина, К. Н. Тукмаков, С. А. Дегтярев, А. С. Решетников, В. С. Павельев, Б. А. Князев, Ю. Ю. Чопорова // *Компьютерная оптика*. – 2019. – Т.43, №5. – С. 756–764.
6. Павельев, В.С. Голография и дифракционная оптика терагерцового диапазона/ В.С. Павельев, В.В. Герасимов, К.Н. Тукмаков [и др.]// Коллективная монография Терагерцовая фотоника. / Москва: РАН. -2023. – С.394–485
7. Niv, A. Propagation-invariant vectorial Bessel beams obtained by use of quantized Pancharatnam–Berry phase optical elements / A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, E. Hasman // *Optics Letters*. – 2004. – V.29(3). – P. 238–240.
8. Stafeev, S. S. Subwavelength gratings for polarization conversion and fo-cusing of laser light / S. Stafeev, V. V. Kotlyar, A. G. Nalimov, M. V. Kotlyar, L. O’Faolain // *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*. – 2017. – V.27. – P. 32–41.
9. Khonina, S. N. Optimization of the optical microelements using high-performance computer systems / S. N. Khonina, D. A. Savelyev // *Radiophysics and Quantum Electronics*. – 2015. – V.57(8-9). – P. 650–658.
10. Degtyarev, S. A. Metasurfaces with continuous ridges for inverse energy flux generation / S. A. Degtyarev, D. A. Savelyev, S. N. Khonina, N. L. Kazanskiy // *Optics Express*. – 2019. – V.27(11). – P. 15129–15135.
11. Vajdi, M. A review on the Comsol Multiphysics studies of heat transfer in advanced ceramics / M. Vajdi, F. S. Moghanlou, F. Sharifianjazi, M. S. Asl, M. Shokouhimehr // *Journal of Composites and Compounds*. – 2020. – V.2(2). – P. 35–43.
12. Агафонов, А.Н. Кремниевые дифракционные оптические элементы для мощного монохроматического терагерцового излучения / А.Н. Агафонов, Б.О. Володкин, А.К. Кавеев, Б.А.Князев, Г.И. Кропотов, В.С. Павельев, В.А. Сойфер, К.Н. Тукмаков, Е.В. Цыганкова, Ю.Ю. Чопорова // *Автометрия*. – 2013. – Т. 49, № 2. – С. 98–105.
13. Bomzon, Z. Space-variant Pancharatnam–Berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings / Z. Bomzon, G. Biener, V. Kleiner, E. Hasman // *Optics Letters*. – 2002. – V.27(13). – P. 1141–1143.

14. Degtyarev, S. A. Sublinearly chirped metalenses for forming abruptly auto-focusing cylindrically polarized beams / S. A. Degtyarev, S. G. Volotovskiy, S. N. Khonina // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2018. – V.35(8). – P. 1963–1969.
15. Khonina, S. N. Metalenses for the generation of vector Lissajous beams with a complex Poynting vector density / S. N. Khonina, S. A. Degtyarev, A. V. Ustinov, A. P. Porfirev // *Optics Express*. – 2021. – V.29(12). – P. 18651–18662.
16. Дегтярев, С.А. Программный модуль для расчета шаблона поляризующей металинзы. / С.А. Дегтярев, Д.А. Савельев. // Свидетельство о регистрации ПО № 2022681327. – 2022. <https://rosrid.ru/rid/detail/VIZ0VV8UNJOLYCCFM5VPEFWH>.
17. Karpeev, S.V.; Paraniin, V.D.; Khonina S.N. Generation of a controlled double-ring-shaped radially polarized spiral laser beam using a combination of a binary axicon with an interference polarizer / S.V. Karpeev, V.D. Paraniin, S.N. Khonina // *Journal of Optics* – 2017. – V.19(5). – P. 055701–7p
18. Агафонов, А.Н. Дифракционные линзы для мощных пучков терагерцового излучения / А.Н. Агафонов, М.Г. Власенко, Б.О. Володкин, В.В. Герасимов, А.К. Кавеев, Б.А. Князев, Г.И. Кропотков, В.С. Павельев, И.Г. Пальчикова, В.А. Соيفер, М.Ф. Ступак, К.Н. Тукмаков, Е.В. Цыганкова, Ю.Ю. Чопорова // *Известия РАН, сер. физическая*. – 2013. – Т.77, №9. – С. 1330–1332.
19. Volodkin, B. Fabrication and characterization of diffractive phase plates for forming high-power terahertz vortex beams using free electron laser radiation / B. Volodkin, Y. Choporova, B. Knyazev // *Optical and Quantum Electronics*. – 2016. – Vol. 48(4). – P. 48–56.

#### 4. ОПТИМИЗАЦИЯ ТРЕХМЕРНОГО СВЕТОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТРУКТУРИРОВАННОГО ПУЧКА В ЗАДАЧАХ МАНИПУЛЯЦИИ МИКРО- И НАНООБЪЕКТАМИ

Применение структурированных лазерных пучков для осуществления манипуляций микро- и нанообъектами детально рассмотрено, например, в работе [1]. Для трехмерных перемещений микро- и нанообъектов используются оптические ловушки, представляющие собой области нулевой (низкой) интенсивности, со всех сторон окруженные областями с высокой интенсивностью света. Известны различные подходы к формированию таких оптических ловушек. В [2] рассмотрено применение 2 встречных пучков (Рис.4.1а), в работе [3] рассмотрено применение суперпозиции двух мод Гаусса-Лагерра, формирующей при распространении «темновой фокус» (Рис. 4.1б).

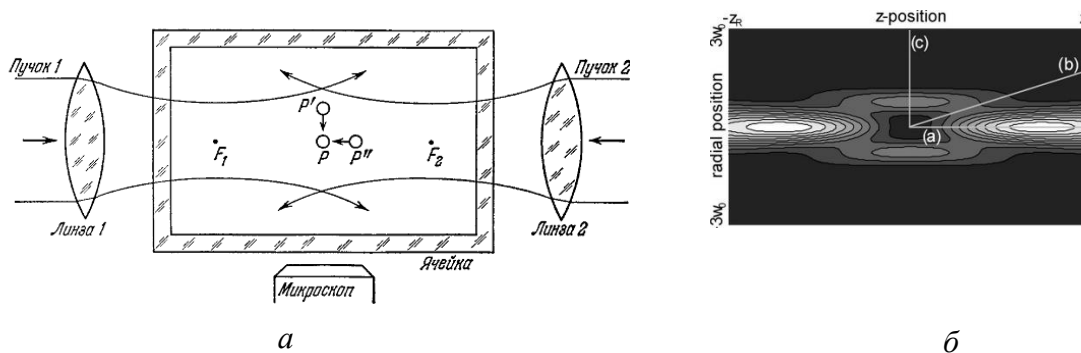


Рис. 4.1. Формирование оптических ловушек: а – двухпучковая ловушка; б – темновой фокус, формируемый суперпозицией двух мод Гаусса-Лагерра

Недостатком подхода [2] является необходимость совмещения двух встречных лазерных пучков, недостатками подхода [3] являются амплитудный характер элемента (можно сделать и фазовый аналог, но фазовый рельеф такого элемента будет достаточно сложен для изготовления), а также ограниченная возможность управления геометрией темновой области.

Более перспективным представляется подход, основанный на оптимизации трехмерного светового распределения структурированного пучка, исходя из конкретных условий задачи (включая геометрию оптической ловушки) и имеющихся технологических возможностей изготовления элемента, формирующего структурированный пучок. В работе [4] рассмотрено применение такого подхода для трехмерного перемещения микрообъектов в жидкости.

В работе [3] распределение интенсивности лазерного излучения, в котором область нулевой интенсивности окружена световым барьером, называется «световой бутылкой». Одним из применений световых бутылок является захват холодных атомов, молекул и микрочастиц [5, 6]. Разрушительное действие нагрева на захваченные объекты является одной из основных проблем оптического захвата: даже помещение слабопоглощающих диэлектрических частиц в относительно прозрачную среду приводит к их повреждению при высокой интенсивности излучения. Решением этой проблемы является захват в области с минимальной интенсивностью. Кроме [2, 3, 4] еще одним из способов формирования областей с минимальной интенсивностью является использование лазерных пучков с винтовой фазовой сингулярностью [6–10]. Такие пучки несут угловой момент, связанный с вихревой структурой волнового фронта даже при линейной поляризации света. В [6] экспериментально демонстрируется 3D захват менее плотных,

чем окружающая среда частиц (полые стеклянные шарики диаметром 20 мкм в воде) с помощью одного, сильно сфокусированного кольцевого (полого) пучка. Захват происходит в осевой темной части пучка.

В [10] была показана возможность захвата и вращения частиц в вихревом пучке Бесселя, сформированном с помощью дифракционного спирального аксикона. Протяженность такого полого пучка значительно превышает расстояние Рэлея для гауссовых пучков. Лазерные пучки с вихревой фазовой сингулярностью проще всего формируются с помощью дифракционных элементов, таких как спиральные фазовые пластинки [11–13]. Однако применение полых световых пучков не позволяет сформировать область с низкой интенсивностью, полностью окруженную областями с высокой интенсивностью, (трехмерную оптическую ловушку) как на Рис. 4.1 с заданной геометрией.

Отметим также, что технологии изготовления ДОЭ все еще несовершенны и хорошо отработаны лишь для изготовления бинарного (двухуровневого) микрорельефа, причем желательно, чтобы размеры зон значительно превышали длину волны (для оптического диапазона порядка микрона). Как показано в [1], бинарные дифракционные оптические элементы могут быть использованы для формирования оптических вихрей. Однако, применение методов бинарного кодирования [1] ведет к формированию паразитных дифракционных порядков, что значительно снижает дифракционную эффективность элемента.

В работе [4] рассмотрены расчет, оптимизация, изготовление и исследование бинарного радиально-симметричного элемента, предназначенного для формирования распределения типа «световая бутылка» (трехмерная оптическая ловушка) в единственном рабочем порядке (на оптической оси). Постановка задачи оптимизации ДОЭ, формирующего «оптическую ловушку» на расстоянии  $F_1$  от ДОЭ, представлена на Рис. 4.2.

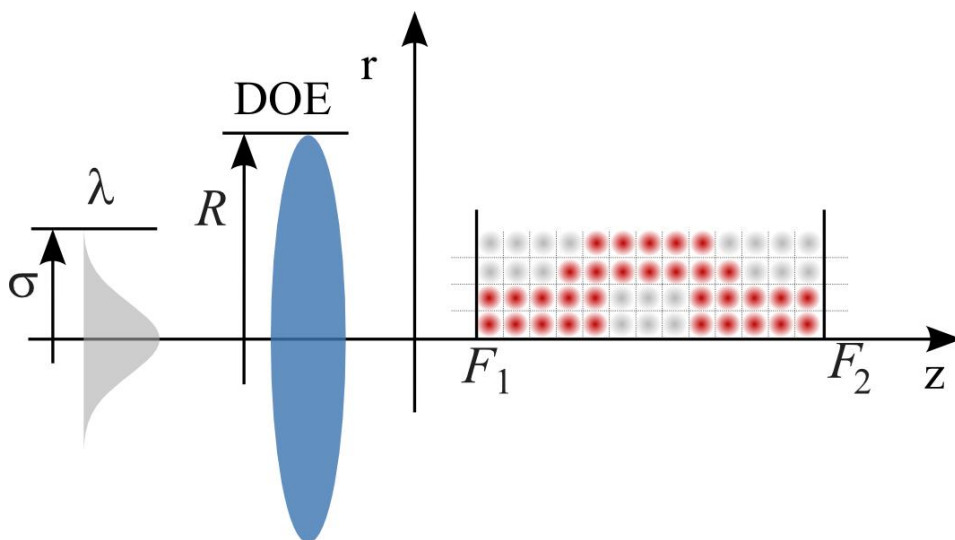


Рис. 4.2. Оптическая схема формирования ловушки

Радиально-симметричный ДОЭ рассчитывался в рамках параксиального приближения. Область фокусировки была представлена в виде набора дифракционных пятен размером  $\Delta \cong \lambda f / 2R$ , где  $\lambda$  – длина волны освещающего пучка,  $f$  – расстояние от плоскости установки оптического элемента,  $R$  – радиус ДОЭ. В области формирования заданного распределения яр-

кость каждого дифракционного пятна выбиралась из соображения функционального применения данного ДОЭ – формирование затемненной области на оптической оси, окруженной областями с высоким уровнем интенсивности. На Рис. 4.2 более яркими пятнами обозначены участки высокой интенсивности, а менее яркими - участки низкой интенсивности.

Были выбраны следующие параметры оптимизации фазового ДОЭ: гауссов освещающий пучок с длиной волны  $\lambda=532$  нм и радиусом перетяжки  $\sigma=1,5$  мм, число уровней квантования микрорельефа  $M=2$  (бинарный рельеф), число отсчетов вдоль радиуса –  $N=200$ . Область формирования заданного светового распределения располагается вдоль оптической оси на расстоянии от  $F1=100$  мм до  $F2=104$ мм от плоскости установки элемента; область низкой интенсивности (внутренняя область оптической ловушки) имеет длину 1 мм (здесь и далее параметры фокальной области приведены для случая формирования заданного распределения в свободном пространстве) и ширину оптического провала в два дифракционных пятна. Для расчета элемента использовался подход, предложенный в [14].

В ходе расчета ДОЭ в [4] минимизировался функционал [14]:

$$\begin{aligned} \Phi(\rho_j, z_i) &= c_i \left| \exp\left(\frac{\bar{I}(\rho_j, z_i) - I(\rho_j, z_i)}{\bar{I}(\rho_j, z_i)}\right) - 1 \right|, \quad \text{если } \bar{I}(\rho_j, z_i) > 0 \\ \Phi(\rho_j, z_i) &= c_i \left( \exp\left(\frac{I(\rho_j, z_i)}{\bar{I}_{norm}}\right) - 1 \right), \quad \text{если } \bar{I}(\rho_j, z_i) = 0, \end{aligned} \quad (4.1)$$

где  $I(\rho_j, z_i)$  – интенсивность, которую формирует ДОЭ с фазой  $\varphi(r)$  в точке  $(\rho_j, z_i)$ ,  $\bar{I}(\rho_j, z_i)$  – эталонный уровень интенсивности в точке  $(\rho_j, z_i)$ ,  $z_i$  – расстояние на оптической оси от источника излучения,  $\rho_j$  – радиальное расстояние до центра дифракционного пятна,  $c_i$  – коэффициент, учитывающий спад уровня интенсивности по мере удаления от источника излучения. Оптимизация функционала (4.1) проводилась с помощью генетического алгоритма, успешно применявшегося ранее для расчета ДОЭ, формирующего продольные распределения интенсивности [14–17].

Отметим, что так как использованная в [4] технология позволяет изготавливать только бинарный (двухуровневый) микрорельеф, при минимизации функционала (4.1) в качестве возможных решений рассматривались только функции, принимающие значения 0 или  $\pi$ . Рассчитанная фазовая функция  $\varphi(r)$  представлена на Рис. 4.3.

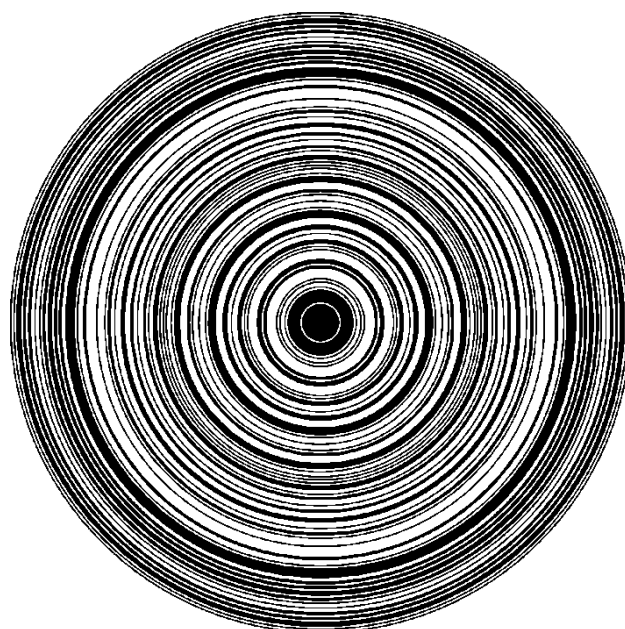


Рис. 4.3. Фазовая функция  $\varphi(r)$  ДОО, формирующего световое распределение типа «оптическая ловушка» (белый цвет обозначает уровень фазы 0, черный цвет –  $\pi$  уровень фазы)

На Рис. 4.4 изображено двумерное распределение интенсивности, формируемое рассчитанным ДОО (результат компьютерного моделирования).

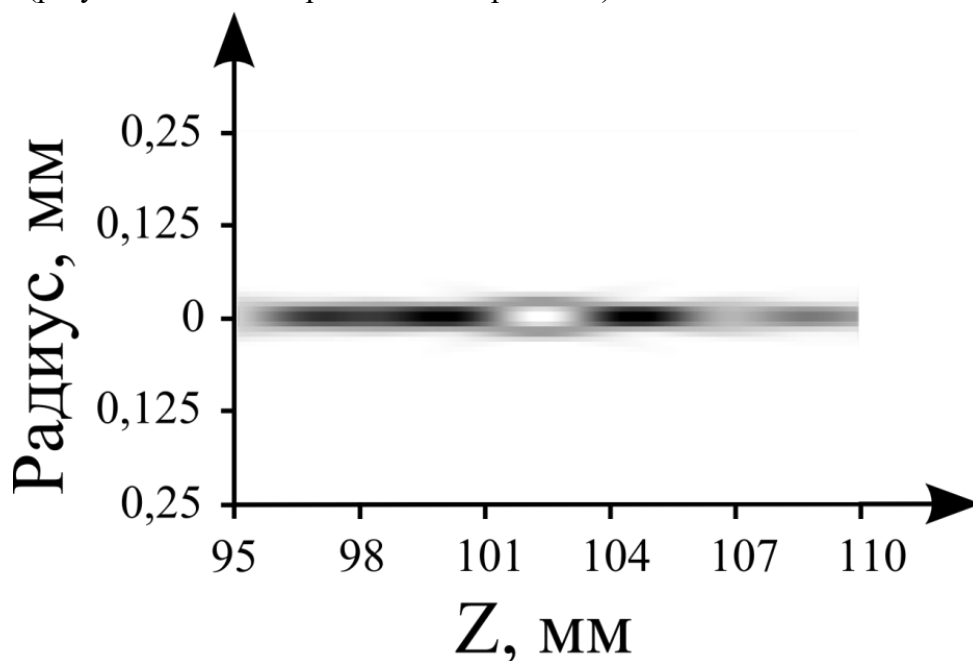


Рис. 4.4. Двумерное распределение интенсивности, формируемое рассчитанным ДОО (Рис.4.3) (результат компьютерного моделирования)

На Рис. 4.5 изображено продольное распределение интенсивности первых четырех дифракционных пятен от оптической оси, формируемых рассчитанным ДОО.

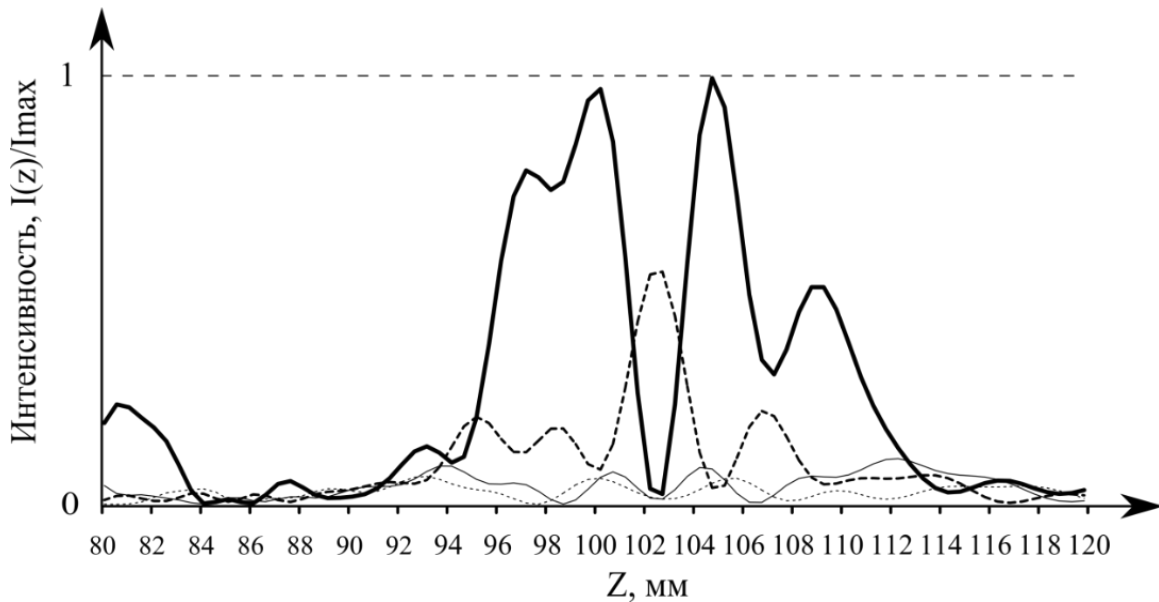


Рис. 4.5. Распределение интенсивности первых четырех дифракционных пятен, формируемых рассчитанным ДОЭ (результат численного моделирования, сплошная линия - первое пятно, яркая пунктирная линия – второе пятно)

ДОЭ с фазовой функцией, приведенной на Рис. 4.3, был изготовлен методом литографического плазмохимического травления. Запись фотошаблонов производилась на станции лазерной записи CLWS-200 путем создания защитной окисной пленки окиси хрома ( $Cr_2O_3$ ) на засвечиваемых участках с последующим удалением слоя хрома в жидкостном травителе. Точность позиционирования засвечивающего лазерного луча с длиной волны 488 нм составляла 20 нм, а минимальный размер элемента изображения составлял 0,6 мкм. С помощью созданных фотошаблонов на поверхности пластины из кварца типа КВ методом плазмохимического травления формировался рассчитанный бинарный микрорельеф. Результаты исследования сформированного фазового микрорельефа методом микроинтерферометрии белого света приведены на Рис 4.6. Можно отметить высокое качество формирования бинарного микрорельефа.

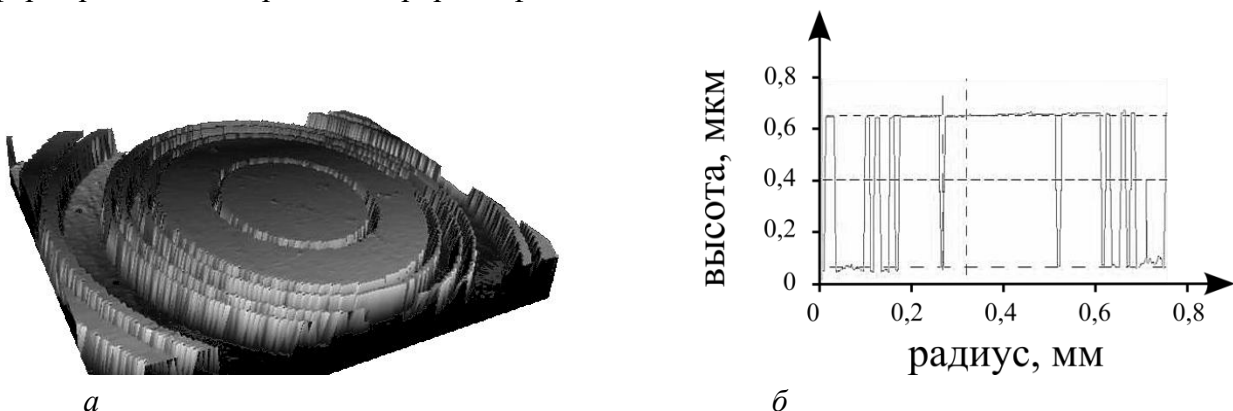


Рис. 4.6. Результаты исследования сформированного фазового микрорельефа методом микроинтерферометрии белого света

Для исследования свойств изготовленных элементов, предназначенных для формирования световых распределений типа «световая бутылка», использовалась установка, оптическая схема которой приведена на Рис 4.7.

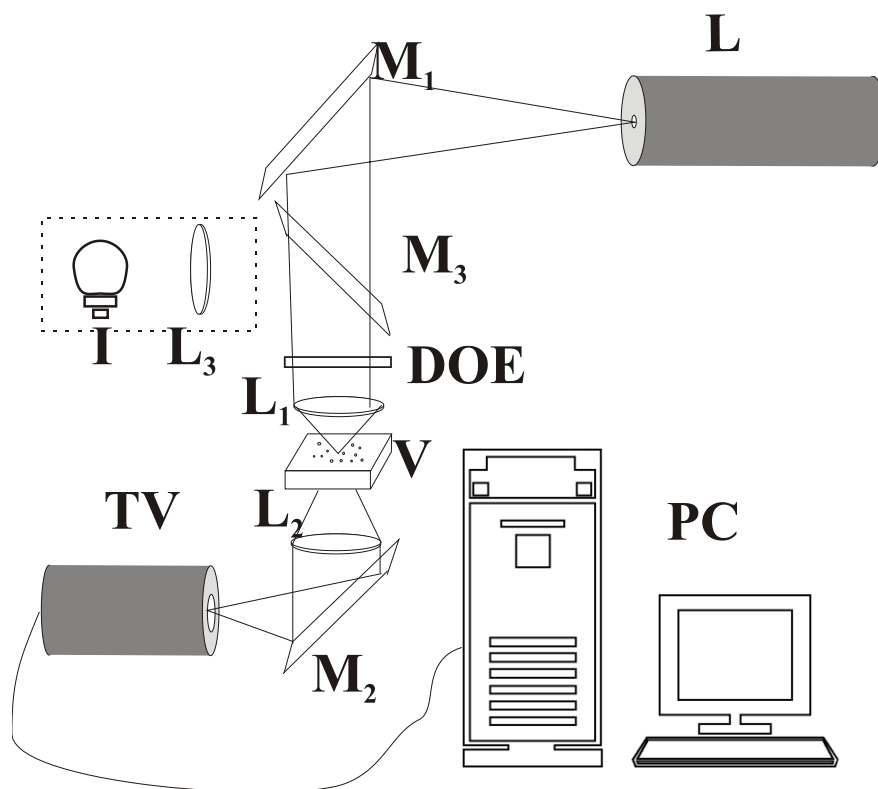


Рис. 4.7. Оптическая схема, используемая для экспериментов. L – твердотельный лазер (длина волны  $\lambda=532$  нм),  $M_1$  – первое поворотное зеркало,  $M_2$ ,  $M_3$  – поворотные зеркала,  $L_1$  – фокусирующий микрообъектив, DOE – дифракционный оптический элемент,  $L_2$  – микрообъектив для построения изображения рабочей области, V – кювета, TV – видеокамера, PC – компьютер

Луч лазера с помощью поворотного зеркала  $M_1$  попадает на ДОЭ. Затем полученный световой пучок фокусируется микрообъективом  $L_1(8\times)$ . Захват и перемещение микрообъектов осуществляется в кювете V. Изображение рабочей области строится микрообъективом  $L_2(20\times)$ . Поворотное зеркало  $M_2$  направляет сформированное изображение на чувствительную область камеры. В качестве микрочастиц применялись прозрачные микрошары из полистирола диаметром 5 мкм. Мощность пучка на выходе из лазера составила около 2 Вт. Размер и положение пучка были подобраны таким образом, чтобы область высокой интенсивности попадала на край полистиролового микрошара. В этом случае за счет френелевского отражения микрочастица удерживается в области минимальной интенсивности пучка, т.е. ведет себя как непрозрачный объект. Это позволяет перемещать микрочастицу в центре ловушки вслед за пучком. Стадии движения с интервалом в 2с. приведены на Рис. 4.8*абв*. Средняя скорость перемещения составила около 8 мкм/с. Эта скорость перемещения дает возможность оценить силу удержания микрочастицы в ловушке. Она составляет около 300 пкН. На Рис. 4.8*где* показано перемещение в этой же ловушке двух полистироловых микрошаров, захваченных уже на максимуме интенсивности.

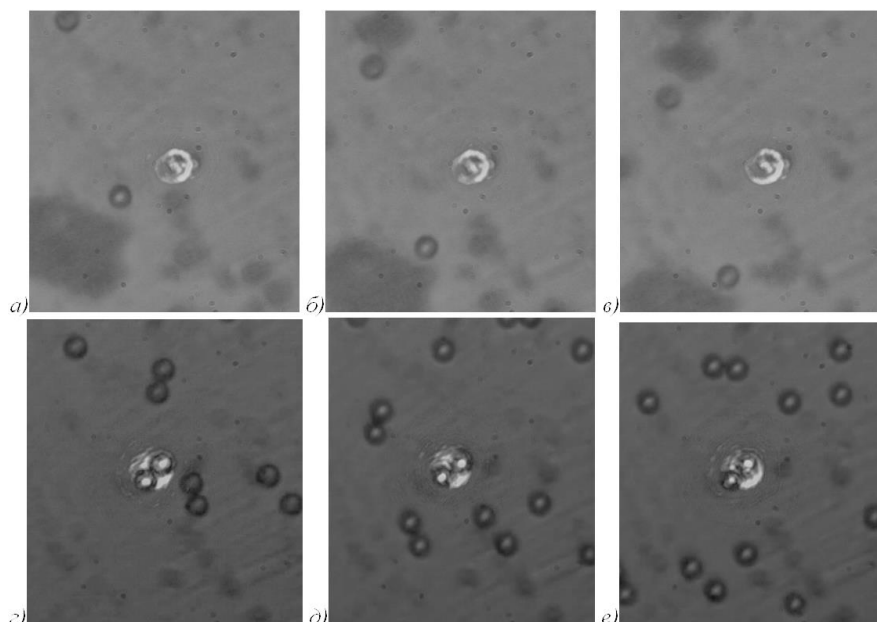


Рис. 4.8. Результаты экспериментов по манипуляции микрочастицами

Как видно из Рис.4.8, сформированная ловушка может захватывать как прозрачные, так и непрозрачные микрообъекты и удерживать их с силой, достаточной для перемещения в вязкой среде.

В работе [17] приведены результаты расчета и реализации с помощью технологии двухфотонной полимеризации бинарного элемента, рассчитанного с помощью функционала, подобного (4.1), для формирования распределения интенсивности типа «световая бутылка» (физические параметры отличались от параметров, выбиравшихся в работе [4]). На Рис. 4.9–4.11 приведены результаты расчета, изготовления и исследования элемента [17].

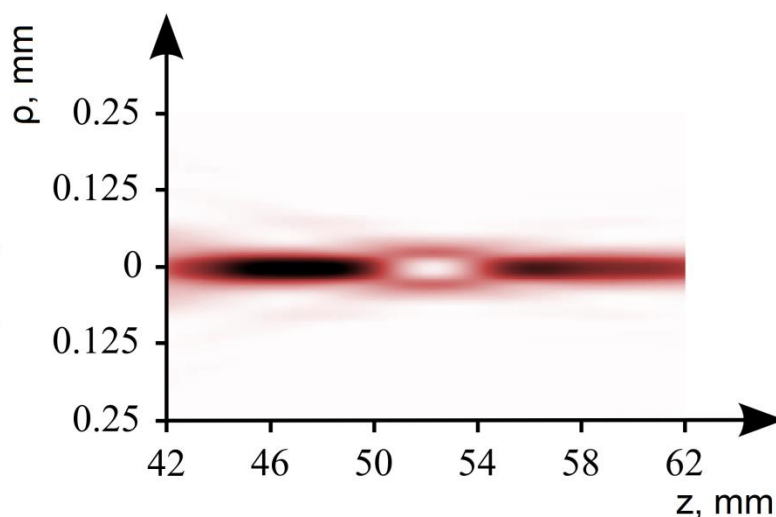


Рис. 4.9. Расчетное осевое распределение интенсивности, формируемое элементом [17]

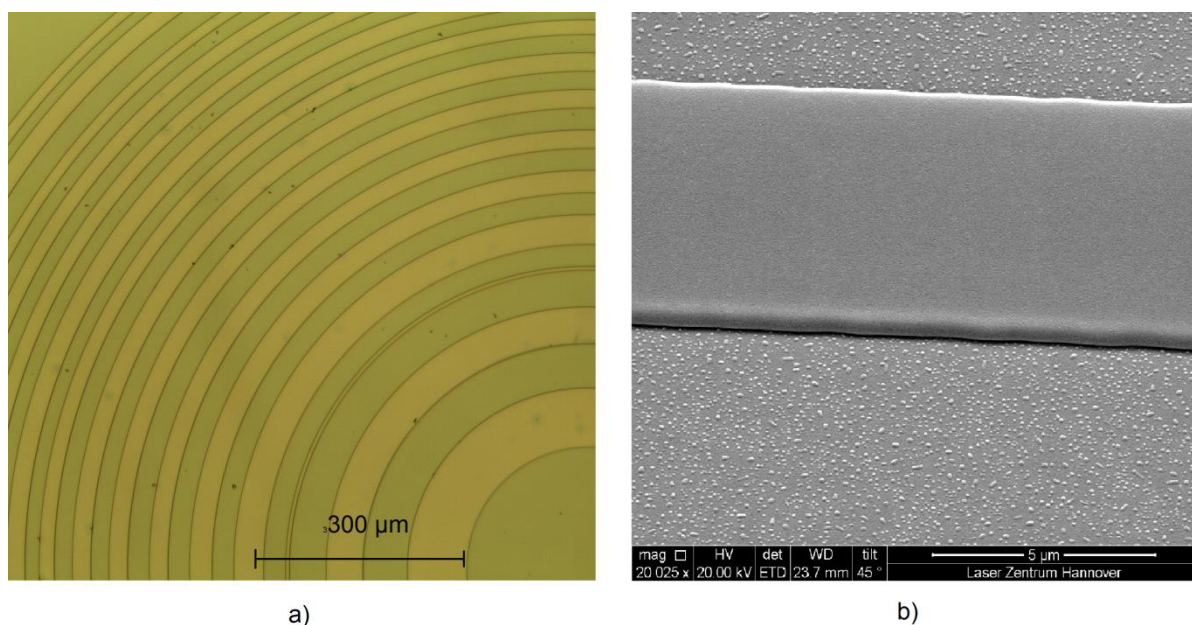


Рис. 4.10. Результаты исследования бинарного микрорельефа изготовленного элемента методами микроинтерферометрии (а) и электронной микроскопии (б) [17]

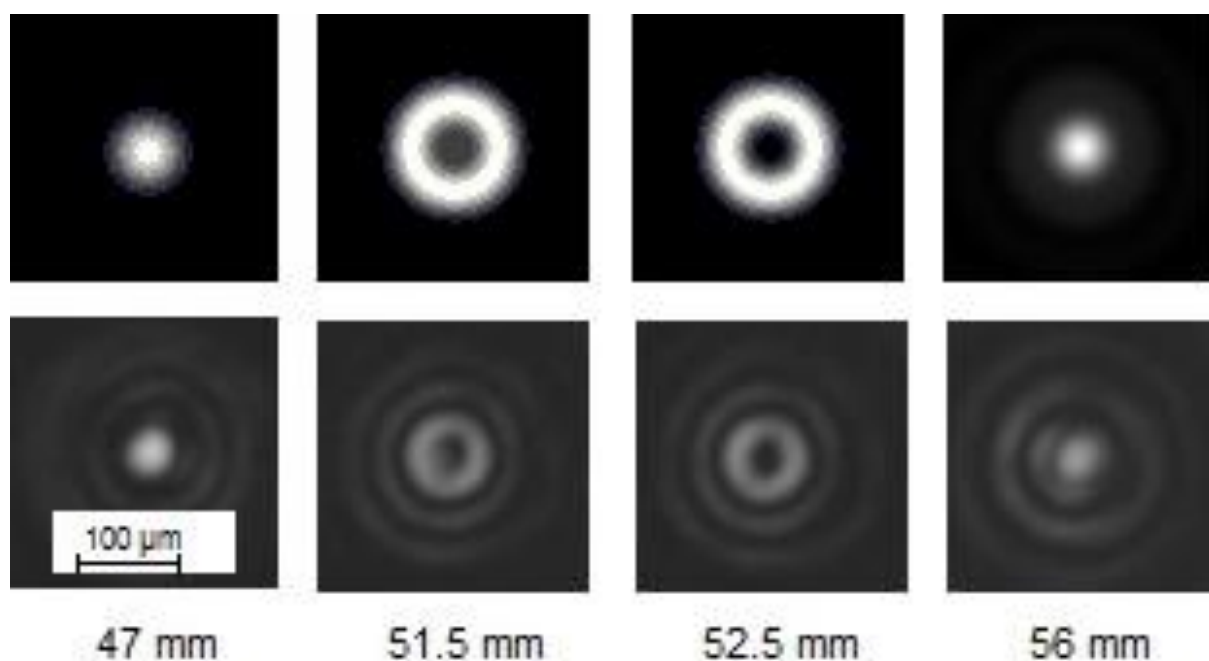


Рис. 4.11. Результаты исследования распределения интенсивности типа «световая бутылка» формируемого изготовленным бинарным элементом: результаты численного моделирования (верхний ряд), результаты натурального эксперимента (нижний ряд) [17]

Таким образом, в [4, 17] приведены результаты расчета, численного моделирования и экспериментального исследования оптических элементов, предназначенных для формирования трехмерного светового распределения (оптической ловушки) типа «световая бутылка». Экспериментально показана возможность применения изготовленного элемента для формирования ловушки, позволяющей осуществлять заданные перемещения микрочастиц в жидкости [4]. На основе результатов численных и натуральных экспериментов показана целесообразность подхода, заключающегося в оптимизации фазовой функции оптического элемента, формирующего

заданное трехмерное распределение интенсивности, путем минимизации функционала, значение которого определяется поточечными разностями формируемой на текущей итерации интенсивности и эталонной интенсивности. Такой подход также позволяет учесть технологические ограничения изготовления дифракционного микрорельефа фазового оптического элемента, предназначенного для формирования заданного трехмерного светового распределения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 4

1. Дифракционная нанофотоника/ Гаврилов А.В., Головашкин Д.Л., Досколович Л.Л. [и др.]. – Москва: Физматлит, 2011г. – 680 с.
2. Ashkin, A. Optical trapping and manipulation of neutral particles using lasers / A. Ashkin. – Singapore: World Scientific, 2006. – P. 439.
3. Arlt, J. Generation of a beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottle beam/J. Arlt, M. J. Padgett//Optics Letters. – 2000. – V. 25. P. 191–193.
4. Качалов, Д.Г. Экспериментальная реализация оптического захвата микрочастиц на основе применения бинарного радиального ДОЭ/Д.Г. Качалов, В.С. Павельев, С.Н. Хонина [и др.]. // Компьютерная оптика. – Том 36. – N. 1. – 2012. – С. 91–95.
5. Ashkin, A. Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles / A. Ashkin, J.M. Dziedzic, J.E. Bjorkholm, S. Chuk //Optics Letters – 1986. – Vol 11(5). – P. 288–290.
6. Сойфер, В.А. Оптическое манипулирование микрообъектами: достижения и новые возможности, порожденные дифракционной оптикой / Сойфер В.А., Котляр В.В., Хонина С.Н. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2004. – Т. 35(6). – Стр. 1368–1432.
7. Gahagan, K. T. Optical vortex trapping of particles / K. T. Gahagan, G. A. Swartzlander // Optics Letters. – 1996. – Vol. 21.-N. 11. – P. 827–829.
8. Kuga, T. Novel optical trap of atoms with a doughnut beam / T. Kuga, Y. Torii, N. Shiokawa [и др.] // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 78. – P. 4713–4716.
9. Manek, I. Generation of a hollow laser beam for atom trapping using an axicon / Manek I., Ovchinnikov Yu. B., Grimm R. // Opt. Comm. – 1998. – Vol. 147. – P. 67–70.
10. Khonina, S.N. Rotation of microparticles with Bessel beams generated by diffractive elements / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, V.A. Soifer, K. Jefimovs, J. Simonen, J. Turunen // Journal of Modern optics. – 2004. – Vol. 51. – N.14. – P. 2167–2184.
11. Khonina, S.N. The phase rotor filter / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, M.V. Shinkaryev, V.A. Soifer, G.V. Uspleniev // J. Modern Optics. – 1992. – V. – 39. – N. – 5. – P. 1147–1154.
12. Kotlyar, V.V. Generation of phase singularity through diffracting a plane or Gaussian beam by a spiral phase plate / V.V. Kotlyar, A.A. Almazov, S.N. Khonina, V.A. Soifer, H. Elfstrom and J. Turunen // J. Opt. Soc. Am. A. – 2005. – V. 22. – N 5. – P. 849–861.
13. Kotlyar, V.V. Diffraction of a plane, finite-radius wave by a spiral phase plate / Kotlyar V.V., Khonina S.N., Kovalev A.A., Soifer V.A., Elfstrom H., and Turunen J. // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31. – P. 1597–1599.
14. Качалов, Д.Г. Оптимизация бинарного ДОЭ для формирования «световой бутылки»/ Качалов Д.Г., Гамазков К.А., Павельев В.С., Хонина С.Н.//Компьютерная оптика – 2011. – Т. 35.–N. 1. – С. 70–76.
15. Osipov, V.P. Realization of binary radial diffractive optical elements by two-photon polymerization technique / V.P. Osipov, V.S. Pavelyev, D.G. Kachalov, A. Zukauskas, B.N. Chichkov // Opt. Exp. – 2010. – Vol. 18. – N. 25. – P. 25808–25814.
16. Kachalov, D. G. Application of the direct search in solving a problem of forming longitudinal distribution of intensity / D. G. Kachalov, V. S. Pavelyev, S. N. Khonina, R. V. Skidanov, O. Yu Moiseev // J. Mod. Opt. – 2011. – V. 58. – N. 1. – P. 69–76.
17. Pavelyev, V. Diffractive optical elements for the formation of «light bottle» intensity distributions/ Osipov V., Kachalov D., Khonina S., Cheng Wei, Gaidukeviciute A., Chichkov B.//Applied Optics. – 2012. – V. 51. – N. 18. – P. 4215–4218.

## 5. СКОРОСТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ ПОПЕРЕЧНО-МОДОВОГО СПЕКТРА СТРУКТУРИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Развитие оптических телекоммуникационных технологий стимулирует исследование подходов к увеличению информационной емкости каналов оптической связи [1,2]. Получил широкое распространение подход WDM (Wavelength Division Multiplexing), основанный на использовании различных длин волн для реализации отдельных каналов связи [2]. Было также предложено [3–5] использовать независимое распространение поперечных лазерных мод для увеличения количества каналов волоконно-оптической системы связи или оптической связи в свободном пространстве MDM (Mode Division Multiplexing). В качестве поперечных лазерных мод для передачи отдельных каналов, в частности, могут использоваться бесселевы пучки с орбитальным угловым моментом (ОУМ), называемые также «оптическими вихрями» (Рис. 5.1), или гауссовы моды (моды Гаусса-Эрмита или Гаусса-Лагерра) [5].

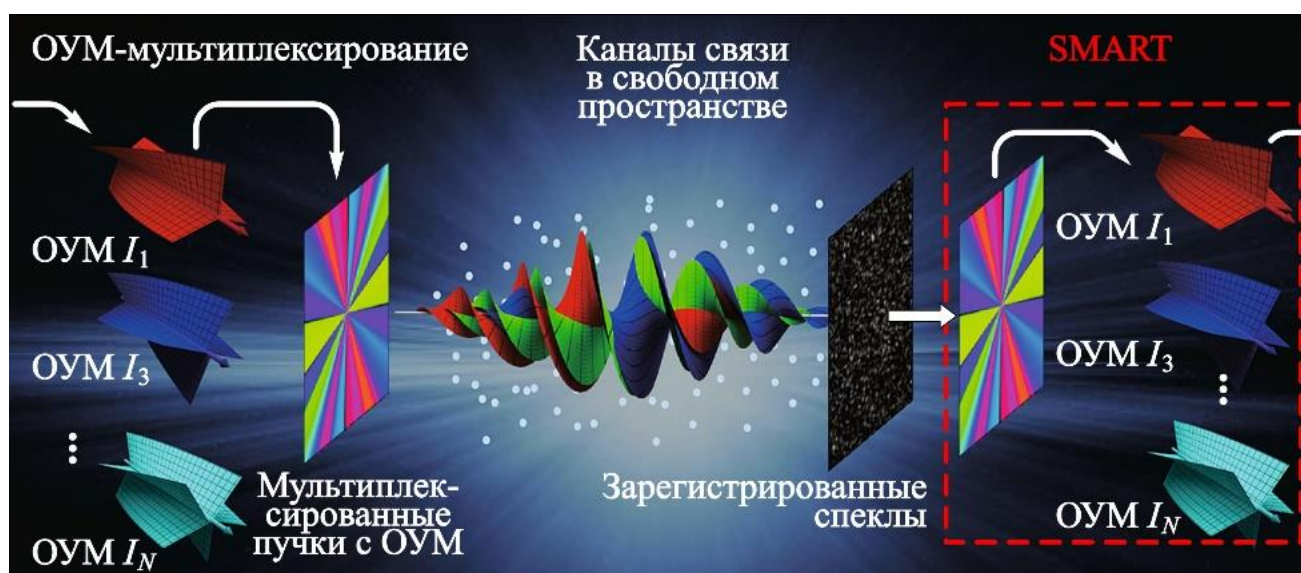


Рис. 5.1. Уплотнение каналов оптической связи в свободном пространстве на основе мультиплексации пучков с орбитальным угловым моментом

Для формирования лазерных пучков с заданным поперечно-модовым составом, а также для детектирования заданной моды в освещающем пучке было предложено использовать дифракционные оптические элементы (ДОЭ) [4,5]. Были рассмотрены методы расчета и технологии изготовления таких элементов [5]. Было приведено экспериментальное исследование модели двухканальной системы связи в свободном пространстве, основанной на селекции мод Гаусса-Эрмита (1,0) и Гаусса-Эрмита (0,1) [6]. В работе [7] рассмотрено формирование поляризационно-неоднородного пучка на основе комбинации одномодовых пучков Гаусса-Эрмита (1,0) и Гаусса-Эрмита (0,1), предварительно сформированных пространственным модулятором света с сегментированной апертурой.

Следует отметить, что амплитудно-фазовое распределение в сечении моды Гаусса-Эрмита (1,0) хорошо аппроксимирует амплитудно-фазовое распределение в сечении линейно-поляризованной моды LP11 ступенчатого цилиндрического волокна [8,9]. Это обстоятельство позволило успешно использовать элементы, предназначенные для формирования моды Гаусса-

Эрмита (1,0), для эффективного возбуждения моды LP<sub>11</sub> кварцевого ступенчатого волокна [10]. Было показано, что для формирования мод низкого порядка из освещающего гауссова пучка может быть использован бинарный (двухуровневый) фазовый ДОЭ с фазовой функцией пропускания (Рис.5.2а), соответствующей фазовому портрету формируемой моды [8, 9]. При этом такой элемент позволяет формировать заданную моду из освещающего гауссова пучка с энергетической эффективностью более 80% [9]. Однако, нерешенной оставалась проблема модуляции мощности полученных одномодовых пучков сигналами независимых каналов передачи информации. Время быстрогодействия современных жидкокристаллических пространственных модуляторов света составляет от сотен [11] до единиц миллисекунд [12], что недостаточно для применения в реальных волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС), где скорости передачи информации лежат в пределах от сотен Гбит/с до Тбит/с, а также для применения в современных системах оптической связи в свободном пространстве. Рассмотренные в [13, 14] микрозеркальные модуляторы обладают быстрымдействием порядка сотен кГц.

Предложенный в [15] вариант решения проблемы, основанный на использовании отдельных лазерных диодов для реализации отдельных каналов связи в системе с поперечно-модовой мультиплексацией, требует значительного усложнения оптической схемы.

В [1] предложено совместить в бинарном фазовом элементе функции 1) формирования моды Гаусса-Эрмита (1,0) (или (0,1)) из освещающего гауссова пучка (Рис. 5.2) и 2) скоростной модуляции. Для реализации элемента, способного формировать фазовый сдвиг, равный  $\pi$  (Рис. 5.2а), между двумя половинами сечения освещающего пучка при подаче управляющего сигнала предложено использовать сегнетоэлектрик со статической доменной структурой заданной геометрии [16]. Стоит отметить, что быстроедействие таких элементов в принципе может достигать десятков ПГц и зачастую ограничено источником управляющего напряжения [17]. Если скорость модуляции такого элемента будет близка к скорости передачи информации в одном канале ВОЛС, то его можно использовать в многоканальной системе передачи информации, основанной на селекции мод Гаусса-Эрмита, выбрав в качестве волновода градиентное оптическое волокно с параболическим профилем [5], или линейно-поляризованных мод (LP-мод) в случае выбора слабонаправляющих ступенчатых маломодовых волокон, как в [10].

Известны работы по использованию анизотропных материалов для изготовления дифракционных оптических элементов (ДОЭ) [18–21].

В работе [1] для реализации ДОЭ, совмещающего функции формирования моды Гаусса-Эрмита (1,0) из гауссового пучка и модуляции модового состава, были использованы пластины одноосного сегнетоэлектрика ниобата лития конгруэнтного состава (CLN) со статической доменной структурой, соответствующей требуемой фазовой функции. В нецентросимметричных материалах показатель преломления изменяется во внешнем электрическом поле за счет эффекта Поккельса (линейного электрооптического эффекта) [17].

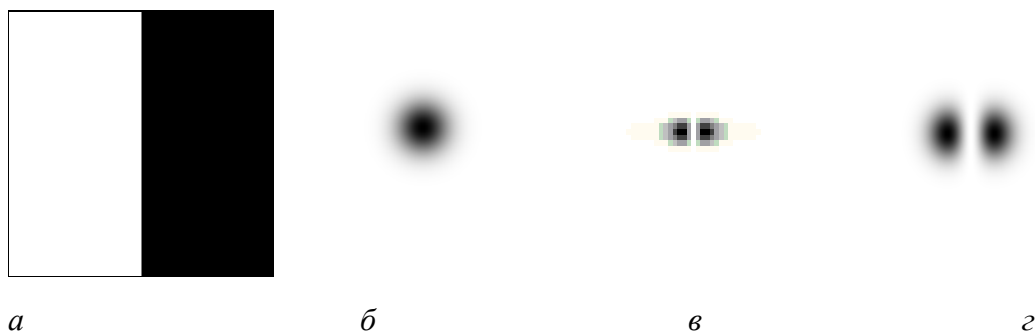


Рис.5.2. *a* – фазовая функция элемента (белый цвет соответствует фазе  $\pi$ , черный цвет – 0); *б* – интенсивность в сечении гауссова освещающего пучка; *в* – распределение интенсивности в дальней зоне, формируемое элементом с фазовой функцией (*a*) при освещении пучком с интенсивностью (*б*) и плоским волновым фронтом; *г* – расчетная интенсивность в сечении моды Гаусса-Эрмита (1,0)

Знак изменения показателя преломления определяется направлением электрического поля относительно полярной оси кристалла [17]. В сегнетоэлектриках направление полярных осей (спонтанной поляризации) может быть инвертировано приложением внешнего поля [17]. При переключении поляризации монокристаллический образец разбивается на домены, представляющие собой области с однородным направлением спонтанной поляризации. Активно развиваемые в настоящее время методы доменной инженерии позволяют создавать в монокристаллических сегнетоэлектриках статические доменные структуры заданной геометрии [22]. В одноосных сегнетоэлектриках направление полярных осей в соседних доменах инвертируется друг относительно друга. Поэтому в однородном электрическом поле за счет эффекта Поккельса показатель преломления в доменах с одним направлением спонтанной поляризации увеличивается на величину  $\Delta n$ , а в доменах с противоположным направлением спонтанной поляризации – уменьшается на ту же величину.

Принцип работы предлагаемого в [1] ДОО на основе сегнетоэлектрического монокристалла заключается в следующем. В пластине сегнетоэлектрика, вырезанной перпендикулярно полярной оси, создается доменная структура, соответствующая требуемой фазовой функции элемента (Рис.5.2а). Созданная доменная структура закрепляется путем температурного отжига и остаётся неизменной в процессе работы элемента. Управляющее напряжение подается через однородные прозрачные электроды. В электрическом поле между соседними доменами возникает разница показателя преломления, равная удвоенному значению  $\Delta n$ , что позволяет управлять величиной фазового сдвига.

Доменная структура в пластине CLN толщиной 0,5 мм создавалась методом, широко применяемым для изготовления периодически поляризованных кристаллов [22]. На Z+ полярной поверхности методом фотолитографии создавалась маска из задубленного фоторезиста (AZ1518, MicroChemical). Затем к полярным поверхностям через жидкие электроды прикладывался одиночный прямоугольный импульс высокого напряжения, длительность и амплитуда которого были подобраны таким образом, чтобы переключение поляризации происходило только в областях, не покрытых фоторезистом. После удаления фоторезиста на полярные поверхности методом магнетронного распыления наносились сплошные прозрачные электроды из оксида индия-олова (ИТО) толщиной 250 нм. Для уменьшения остаточных встроенных полей производился отжиг образцов с короткозамкнутыми электродами при температуре 150°C в те-

чение 5 часов. Полученные элементы монтировались в оправу с высоковольтными выводами для подачи управляющего напряжения (Рис. 5.3).

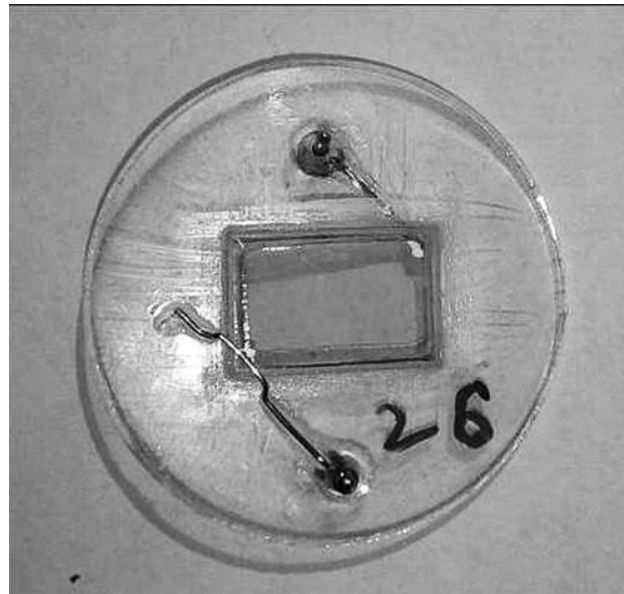
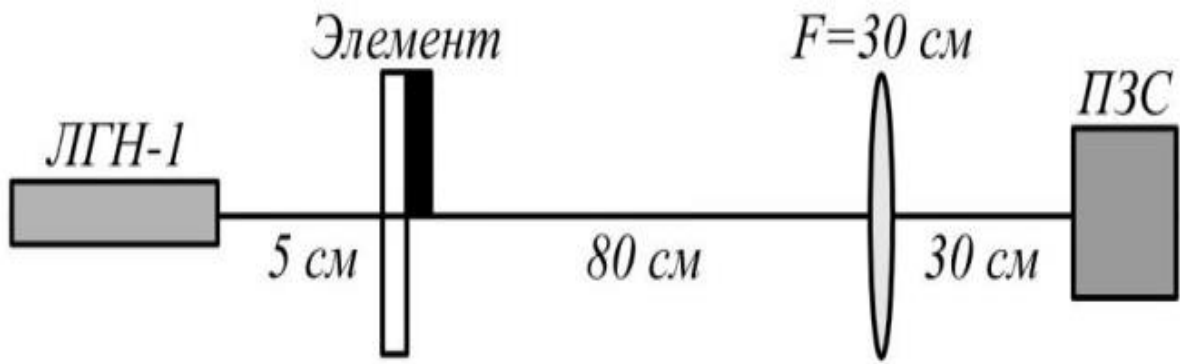


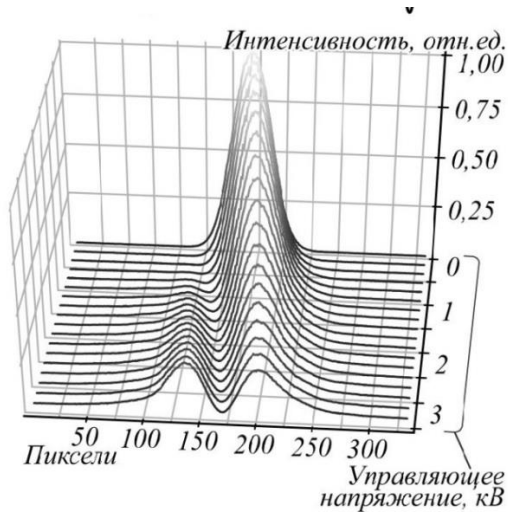
Рис.5.3. Управляемый дифракционный оптический элемент в сборе с держателем и высоковольтными выводами

Оптическая схема эксперимента приведена на Рис. 5.4а. В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер ЛГН-1 (ОАО НИИ ГРП «Плазма», Рязань) с длиной волны  $\lambda = 0,6328$  мкм. В качестве освещающего пучка рассматривался гауссов пучок с волновым фронтом, близким к плоскому. Распределение интенсивности в дальней зоне регистрировалось с помощью ПЗС матрицы Ophir FX-50 (Ophir Photonics, Израиль), расположенной в фокусе линзы ( $F = 30$  см). На оптическом пути лазера располагался тестируемый элемент, на который с помощью платы ввода-вывода NI 6251 и высоковольтного усилителя Trek 10/10V HS (Trek Co, США) подавалось управляющее напряжение. Рабочая апертура элемента составляла 3 мм, размер луча лазера на элементе  $4\sigma = 0,48$  мм.

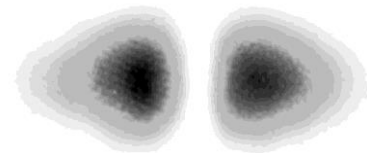
Зависимость профиля распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне от величины управляющего напряжения представлена на Рис. 5.4б. Показано, что при напряжении 3400 В распределение интенсивности становится симметричным и соответствует моде Гаусса-Эрмита (0,1) (Рис. 5.2г, Рис. 5.4в). Незначительное отклонение величины полуволнового напряжения от опубликованного [23] обусловлено наличием остаточного деполаризующего поля в переключенной области образца [24].



а

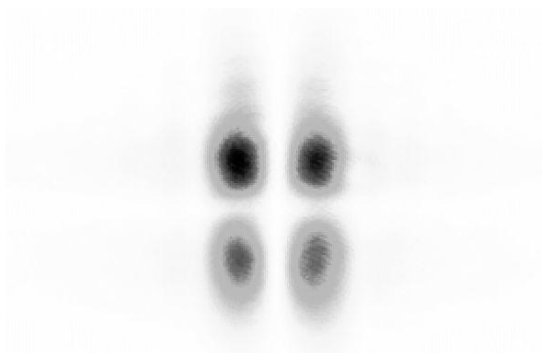


б

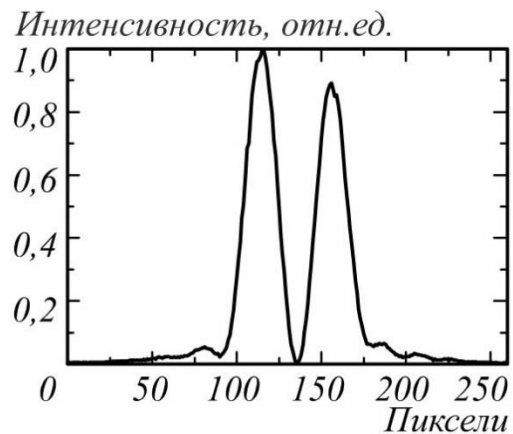


в

Рис.5.4 а) схема оптического эксперимента, б) профиль распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне в зависимости от управляющего напряжения, в) распределение интенсивности при управляющем напряжении 3400 В соответствует распределению интенсивности моды Гаусса-Эрмита (0,1) (Рис.5.2г)



а



б

Рис.5.5. а – распределение интенсивности в дальней зоне в случае добавления второго элемента, повернутого на 90 градусов; б – профиль распределения интенсивности лазерного излучения в дальней зоне в случае добавления второго элемента, повернутого на 90 градусов

Для оценки модового состава сформированного пучка использовался подход, подобный подходу, описанному в [6]. На оптическом пути между элементом и линзой размещался второй

элемент, аналогичный выше рассмотренному (с фазовой функцией, приведенной на Рис. 5.2а), но повернутый на 90 градусов. Приложение полуволнового напряжения к элементам приводило к формированию в выходной плоскости в дальней зоне распределения интенсивности, представленного на Рис.5.5. Экспериментальные результаты, приведенные на Рис. 5.5а,б, находятся в качественном соответствии с численными и экспериментальными результатами, приведенными в [6], и свидетельствуют о формировании созданным элементом пучка с высоким содержанием моды Гаусса-Эрмита (1,0) при приложении управляющего напряжения. Время отклика перестраиваемых дифракционных оптических элементов на основе LiNbO<sub>3</sub> также оценивалось в [26] с использованием элемента с фазовой функцией, представленной на Рис.5.2а. Элемент освещался гауссовым лазерным пучком, а щелевая диафрагма 1 мм располагалась на расстоянии 80 см от элемента, за диафрагмой на расстоянии 5 см располагался ПЗС-приемник Ophir FX-50. Результаты эксперимента приведены на Рис. 5.6. Рис. 5.6а соответствует выключенному элементу без щелевой диаграммы, а Рис. 5.6б – включенному элементу без щелевой диаграммы. На Рис. 5.6в показан выключенный элемент со щелевой диафрагмой, а Рис. 5.6г – включенный элемент со щелевой диафрагмой.

Активация элемента приводит к значительному снижению энергии, падающей на приемник. Для оценки полосы пропускания элемента ПЗС-приёмник был заменён фотодиодом PDA36A(ES) (Thorlabs, США). Управляющее напряжение на элемент подавалось с помощью высокоскоростного драйвера DPBX-1000-4.0-A (Eksma Optics, Литва), питаемого от двух высоковольтных источников питания PS2-60-2.0 (Eksma Optics, Литва). Сигнал с фотодиода регистрировался осциллографом DSO3062A (Agilent Technologies, США) синхронно с подачей управляющего напряжения. В эксперименте подтверждена возможность управления элементом с временем отклика менее 200 нс (Рис. 5.7). Следует отметить, что полоса пропускания используемого фотодиода 10 МГц ограничивала возможность точного экспериментального определения реального времени отклика элемента в [26].

Таким образом, экспериментально показана возможность скоростной модуляции поперечно-модового спектра лазерных структурированных пучков с использованием свойств монокристаллических сегнетоэлектриков [1, 26]. В [26] этот подход применялся для создания элемента, формирующего пучок с орбитальным угловым моментом (с топологическим зарядом  $l=1$ ) из гауссова освещающего пучка при приложении полуволнового напряжения. Результаты формирования и исследования сформированного оптического вихря, так же, как и результат его детектирования с помощью корреляционного фильтра приведены на Рис.5.8.

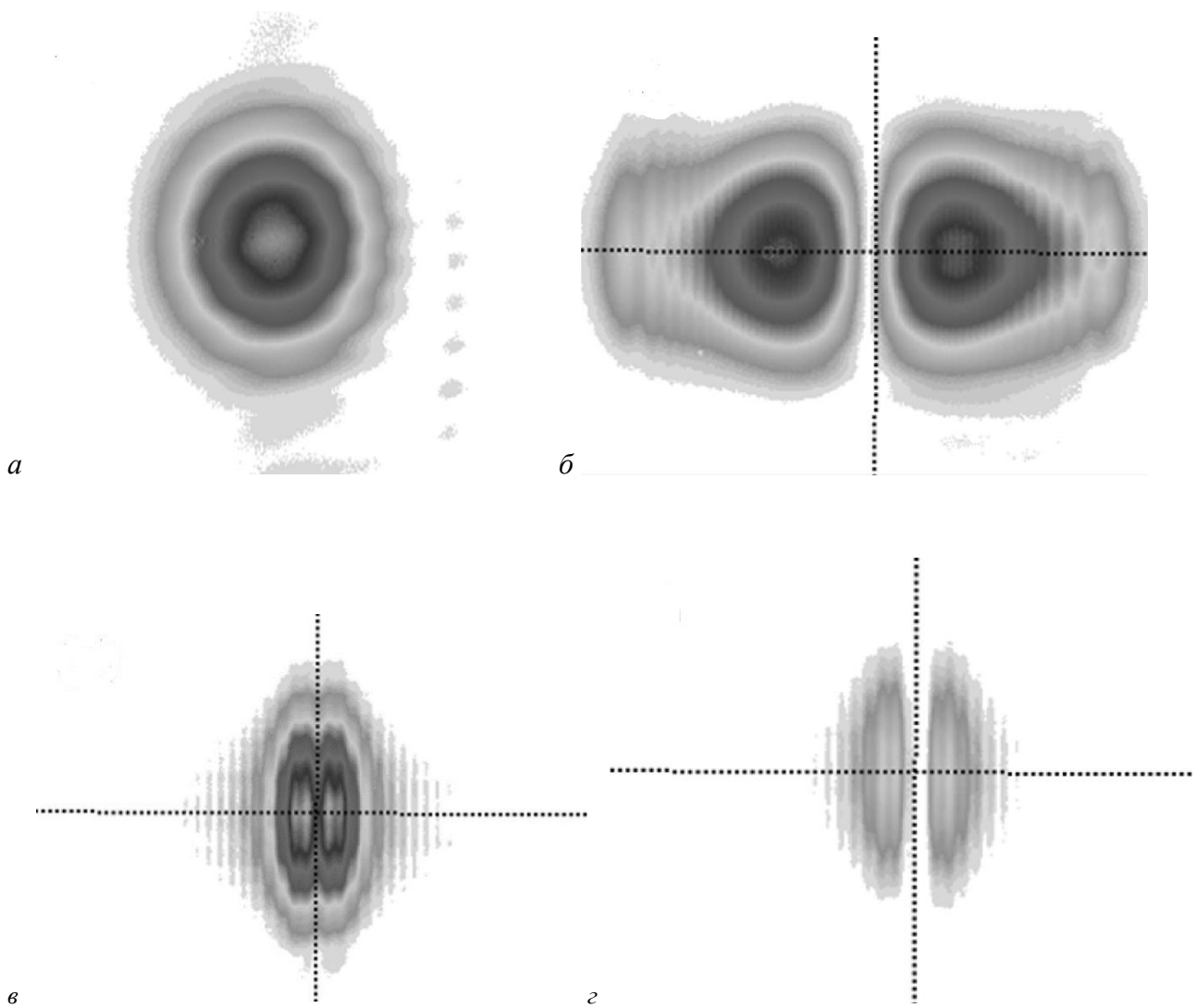


Рис.5.6. Распределение интенсивности на приемнике (а) при выключенном элементе без щелевой диафрагмы; (б) при включенном элементе без щелевой диафрагмы; (в) при выключенном элементе со щелевой диафрагмой 1 мм; (г) при включенном элементе со щелевой диафрагмой 1 мм

Наличие корреляционного пика при приложении полуволнового напряжения (Рис.5.8в) и отсутствие корреляционного пика в случае отсутствия полуволнового напряжения демонстрирует возможность детектирования сигналов отдельных каналов в многоканальной оптической системе связи с поперечно-модовой мультиплексацией каналов.

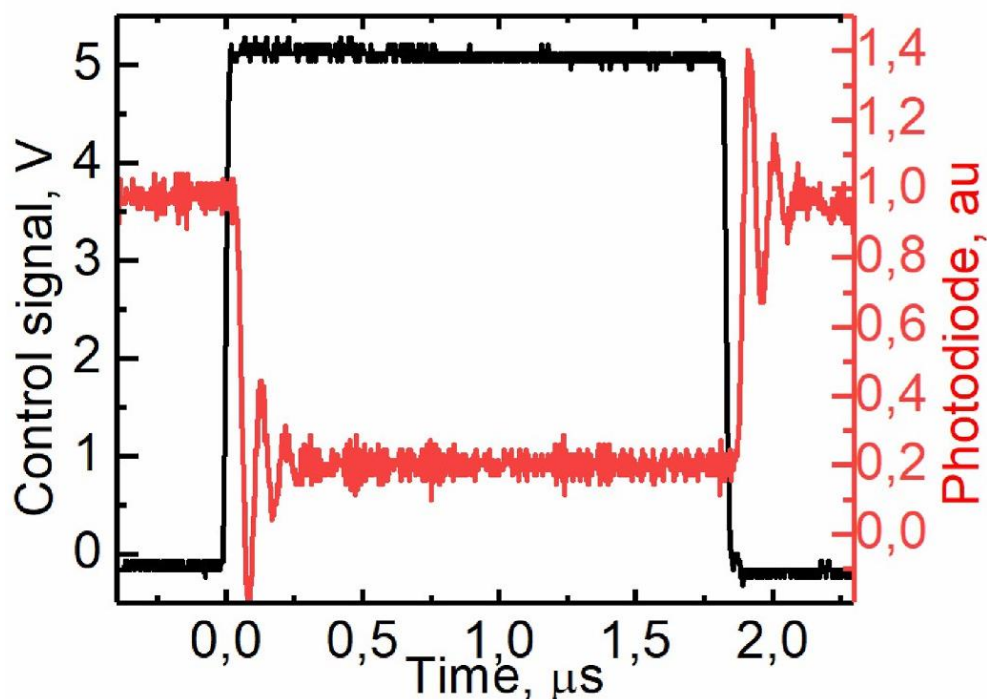


Рис.5.7. Исследование отклика элемента: темная линия – управляющее напряжение, светлая линия – сигнал фотодиода

Таким образом, рассмотренный в [1,26] подход может быть использован при построении систем оптической связи в свободном пространстве с поперечно-модовой мультиплексацией (Рис.5.1).

Однако, величина полуволнового напряжения, использованного в [1,26], равная 3400 В, ограничивает применение этого подхода лабораторными условиями. Высокие значения полуволновых напряжений до 3400 В и проблемы с созданием доменных структур с произвольной ориентацией доменных стенок у ниобата лития стимулируют поиск альтернативных сегнетоэлектриков для изготовления ДОЭ, управляемого электрическим полем.

В работе [27] приведены результаты изготовления и исследования ДОЭ, предназначенного для формирования пучка с ОУМ из освещающего гауссова пучка, на основе монокристаллических пластин из ниобата стронция бария в чистом виде (SBN) и легированном Ni (0,05 мас.% Ni<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) (SBN:Ni). Экспериментально было показано, что применение таких сегнетоэлектриков позволяет уменьшить величину полуволнового напряжения до значений 237 В и 302В для излучения с длиной волны 632,8 нм и 532 нм. Результаты исследования элемента [27], изготовленного на основе SBN приведены на Рис.5.9.

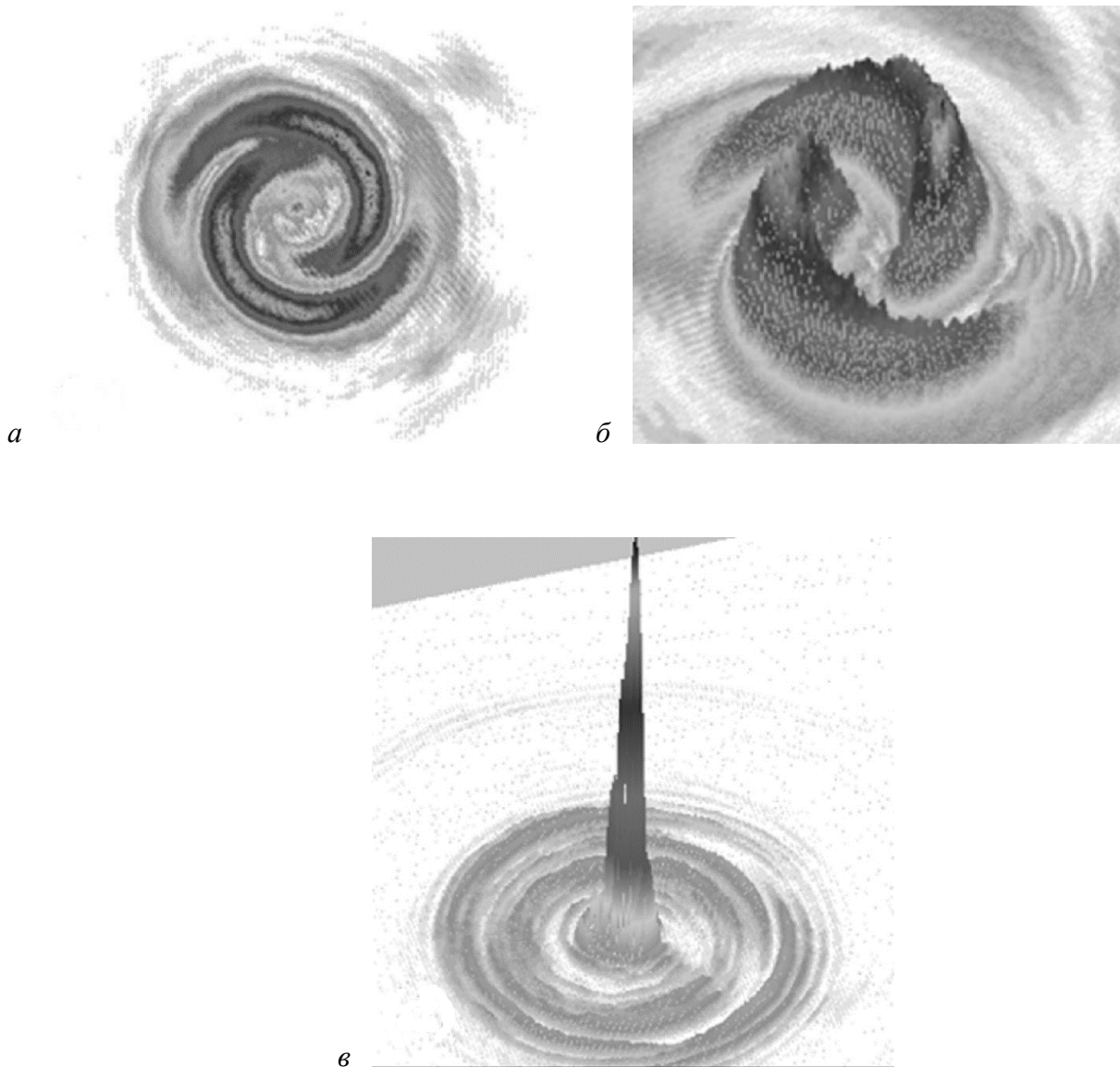


Рис.5.8. Распределение интенсивности: *a, б* – сформированное изготовленным элементов при приложении полуволнового напряжения; *в* – область корреляционного пика элемента, согласованного с бesselевой модой с орбитальным угловым моментом, при приложении полуволнового напряжения

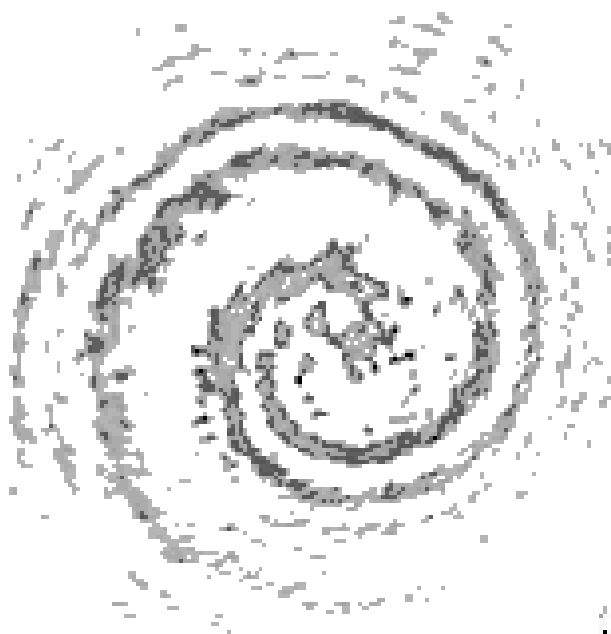


Рис.5.9. Распределение интенсивности оптического вихря, формируемое элементом, изготовленным на основе SBN, при приложении полуволнового напряжения

Таким образом, получены результаты создания и исследования элементов, предназначенных для скоростной модуляции орбитального углового момента лазерных пучков. Созданные элементы позволяют формировать пучок с орбитальным угловым моментом из освещающего гауссова пучка лазерного излучения при приложении полуволнового напряжения. Элементы созданы методами доменной инженерии на основе кристаллов сегнетоэлектриков. Экспериментально показано, что время отклика созданных элементов составляет менее 200 нс. Теоретические оценки показывают, что скорость модуляции таких элементов может составлять несколько десятков ГГц. Применение в качестве подложки монокристалла ниобата стронция-бария позволяет использовать полуволновое напряжение величиной 237 В и 302V для излучения с длиной волны 632,8 нм и 532 нм, соответственно [27].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 5

1. Есин, А.А. Скоростная модуляция поперечно-модового состава лазерных пучков с помощью дифракционных оптических элементов на основе LiNbO<sub>3</sub>/ А.А. Есин, А.Р. Ахматханов, В.С. Павельев, В.Я. Шурп // Компьютерная оптика. – 2021. – Т. 45, № 2. – С. 222–226.
2. Keiser, G. E. A review of WDM technology and applications / G. E. Keiser // Opt. Fiber Technol. – 1999. Vol. 5.-N. 1. – P. 3–39.
3. Berdague, S. Mode division multiplexing in optical fibers / S. Berdague, P. Facq // Appl. Opt. – 1982. – Vol. 21. – P. 1950–1955.
4. Golub, M.A. Spatial phase filters matched to transverse modes / M.A. Golub, S.V. Karpeev, N.L. Kazanskiy, A.V. Mirzov, I.N. Sisakyan, V.A. Soifer, G.V. Uvarov // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1988. – Vol. 18.-N 3. – P. 392–393.
5. Soifer, V.A. Laser beam mode selection by computer-generated holograms/ V.A. Soifer, M.A. Golub. – CRC Press, Boca Raton, 1994.
6. Duparre, M.R. Generation, superposition and separation of Gauss-Hermite modes by means of DOEs / M.R. Duparre, B. Kley, R. Kowarschik, B. Ludge, V.S. Pavelyev V.A. Soifer, // Proceedings SPIE. – 1998. – Vol. 3291. – P. 104–114.
7. Карпеев, С.В. Интерференционная схема для генерации поляризационно-неоднородного лазерного излучения с использованием пространственного модулятора света / С.В. Карпеев, В.В. Подлипнов, А.М. Алгубили // Компьютерная оптика. – 2020. – Т. 44, № 2. – С. 214–218.
8. Gavrillov, A.V. Integrated fiber-based transverse mode converter / A.V. Gavrillov, V.S. Pavelyev //Computer Optics. – 2017. – V. 41(4). – P. 510–514.
9. Soifer, V. Computer Design of Diffractive Optics. / V. Soifer – Woodhead Publishing Limited, Cambridge, 2012.
10. Karpeev, S.V. DOE-aided Analysis and Generation of Transverse Coherent Light Modes in a Stepped-Index Optical Fiber / S.V. Karpeev, V.S. Pavelyev, M. Duparre, B. Luedge, C. Rockstuhl, S. Schroeter // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). – 2003. – N. 12. – V. 1 – P. 27–34
11. Чайка, А. Н. Оптически управляемый жидкокристаллический модулятор с дифракционной эффективностью 50% и высоким разрешением / А. Н. Чайка, Л. П. Амосова, Е. А. Коншина // Письма в журнал технической физики. – 2009. – N. 35.-В. 9 – С. 25–30
12. Каманина, Н.В. Жидкокристаллический пространственно-временной модулятор света на основе комплекса полиимид-квантовые точки ряда cdse(zns), cds/zns, inp/zns для дисплейной, телевизионной техники и систем переключения лазерного излучения / Н.В. Каманина, Н.А. Шурпо, П.Я. Васильев // Патент РФ на изобретение №2 459 223 от 20.08.2012.
13. Родин, В.Г. Некогерентный голографический коррелятор на основе микрозеркального модулятора / В.Г. Родин // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 3. – С. 347–353.
14. Евтихийев, Н. Н. Высокоскоростная оперативная реализация голографических и дифракционных элементов с применением микрозеркальных пространственно-временных модуляторов света/ Н. Н. Евтихийев, Е.Ю. Злоказов, В.В. Краснов, В.Г. Родин, Р.С. Стариков, П.А. Черёмхин//Квантовая электроника. – 2020. – Т.50, N7. – 667–674.
15. Карпеев, С. В. Экспериментальное исследование возможности применения полупроводниковых лазеров в системе оптической связи с модовым уплотнением каналов / С. В. Карпеев

- ев, В. С. Павельев, В. А. Сойфер, М. Дюпарре, Б. Людге // Компьютерная оптика. – 1999. – № 19. – С. 112–114.
16. Cudney, R. Electrically controlled Fresnel zone plates made from ring-shaped 180 degrees domains. / R. Cudney, L. Ríos, H. Escamilla // *Opt. Express* – 2004. – Vol. 12. – P. 5783–5788.
  17. Bain, A.K. *Ferroelectrics: Principles and Applications* / A.K. Bain, P. Chand – Weinheim: John Wiley & Sons, 2017.
  18. Karpeev, S.V. Anisotropic diffractive optical element for generating hybrid-polarized beams / S.V. Karpeev, V.V. Podlipnov, S.N. Khonina, V.D. Paranin, K.N. Tukmakov // *Optical Engineering*. – 2019. – Vol. 58, Issue 8. – 082402.
  19. Карпеев, С.В. Четырёхсекторный преобразователь поляризации, интегрированный в кристалл кальцита / С.В. Карпеев, В.В. Подлипнов, С.Н. Хонина, В.Д. Паранин, А.С. Решетников // *Компьютерная оптика*. – 2018. – Т. 42, № 3. – С. 401–407.
  20. Khonina, S.N. Formation of hybrid higher-order cylindrical vector beams using binary multi-sector phase plates / S.N. Khonina, A.V. Ustinov, S.A. Fomchenkov, A.P. Porfirev // *Scientific Reports*. – 2018. – Vol. 8. – 14320.
  21. Khonina, S.N. Generation of cylindrical vector beams of high orders using uniaxial crystals / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov, V.A. Soifer // *Journal of Optics*. – 2015. – Vol. 17, Issue 6. – 065001.
  22. Shur, V. Y. Micro- and nano-domain engineering in lithium niobate / V. Y. Shur, A. R. Akhmatkhanov, I. S. Baturin // *Appl. Phys. Rev.* – 2015. – Vol. 2. – P. 040604.
  23. Angelis, M. D. Two-dimensional mapping of electro-optic phase retardation in lithium niobate crystals by digital holography / M. De Angelis et al. – 2005. – Vol. 30. – P. 1671–1673.
  24. Das, R. Enhanced electro-optic property in LiNbO<sub>3</sub> by electric field domain inversion / R. Das, R. Chakraborty // *IEEE Photonics Technol. Lett.* – 2013. – Vol. 25. – P. 1626–1629.
  25. Ndagano, B. Comparing mode-crosstalk and mode-dependent loss of laterally displaced orbital angular momentum and Hermite–Gaussian modes for free-space optical communication/ B. Ndagano, N. Mphuthi, G. Milione, A. Forbes // *Opt. Lett.* – 2017. – V. 42. – P. 4175–4178.
  26. Esin, A. Orbital momentum mode generation by a tunable diffractive optical element based on lithium niobate/A. Esin, A. Akhmatkhanov, V. Pavelyev, V. Shur // *Optical Materials*. – 2024. – V. 157. – Part 3. – 116401.
  27. Shikhova, V. Electric field tunable diffraction optical element based on strontium–barium niobate single crystals/V. Shikhova, A. Akhmatkhanov, M. Chuvakova, L. Ivleva, V. Pavelyev, M. Nebogatikov, V. Shur // *Journal of Advanced Dielectrics*. – 2025. – V. 15. – No. 3. – 2450036.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В учебном пособии были рассмотрены методы формирования, а также приложения лазерных структурированных пучков.

1. Приведены результаты численных и оптических экспериментов по формированию и исследованию бездисперсионных многомодовых пучков. Показана перспективность применения таких пучков в оптических телекоммуникационных системах с поперечно-модовым уплотнением каналов связи (MDM). Показано, что выбор парциальных мощностей мод, входящих в бездисперсионный многомодовый пучок, а также межмодовых фазовых сдвигов в нем позволяет формировать бездисперсионные многомодовые пучки с высокой энергетической эффективностью. При этом одинаковое значение постоянной распространения у мод, входящих в состав бездисперсионного пучка, обеспечивает отсутствие межмодовой дисперсии при его распространении.

2. Приведены экспериментальные результаты формирования и исследования лазерных пучков с орбитальным угловым моментом (ОУМ), а также результаты применения таких пучков для формирования поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на цилиндрических поверхностях в задачах создания устройств плазмоники.

3. Приведены экспериментальные результаты формирования и исследования лазерных пучков с заданным поперечно-модовым составом и поперечным поляризационным состоянием. Одновременное управление поперечно-модовым составом пучка и его поперечным поляризационным состоянием открывает новые возможности при создании оптических телекоммуникационных систем.

4. Приведены результаты расчета, численного моделирования и экспериментального исследования оптического элемента, предназначенного для формирования трехмерного светового распределения типа ловушка «световая бутылка». Экспериментально показана возможность применения изготовленного элемента для формирования ловушки, позволяющей осуществлять заданные трехмерные перемещения микрочастиц в жидкости. На основе результатов численных и натуральных экспериментов показана целесообразность подхода, заключающегося в оптимизации фазовой функции оптического элемента, формирующего заданное трехмерное распределение интенсивности, путем минимизации функционала, значение которого определяется поточечными разностями формируемой на текущей итерации интенсивности и эталонной интенсивности.

5. Приведены результаты создания и исследования элементов, предназначенных для скоростной модуляции орбитального углового момента лазерных пучков. Созданные элементы позволяют формировать пучок с орбитальным угловым моментом из освещающего гауссова пучка лазерного излучения при приложении управляющего полуволнового напряжения. Элементы созданы методами доменной инженерии на основе кристаллов сегнетоэлектриков. Экспериментально показано, что время отклика созданных элементов составляет менее 200 нс. Теоретические оценки показывают, что скорость модуляции таких элементов может составлять несколько десятков ГГц. Применение в качестве подложки монокристалла ниобата стронция-бария позволяет использовать полуволновое напряжение величиной 237 В и 302 В для излучения с длиной волны 632,8 нм и 532 нм, соответственно.

Учебное издание

*Павельев Владимир Сергеевич*

**ОПТИКА ЛАЗЕРНЫХ СТРУКТУРИРОВАННЫХ ПУЧКОВ И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЯ**

*Учебное пособие*

Редакционно-издательская обработка  
издательства Самарского университета

Подписано в печать 30.12.2025. Формат 60×84 1/8.

Бумага офсетная. Печ. л. 10,5.

Тираж 27 экз. Заказ № .

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА»  
(САМАРСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)  
443086, САМАРА, МОСКОВСКОЕ ШОССЕ, 34.

---

Издательство Самарского университета.  
443086, Самара, Московское шоссе, 34.

