

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)» (СГАУ)

Манипуляция микро- и нанообъектами

Электронный учебно-методический комплекс
по дисциплине в LMS Moodle

УДК 535.4

Автор-составитель: **Скиданов Роман Васильевич**

Манипуляция микро- и нанообъектами [Электронный ресурс] : электрон. учеб.-метод. комплекс по дисциплине в LMS Moodle / Минобрнауки России, Самар. гос. аэрокосм. ун-т им. С. П. Королева (нац. исслед. ун-т); авт.-сост. Р.В. Скиданов. - Электрон. текстовые и граф. дан. - Самара, 2012. – 1 эл. опт. диск (CD-ROM).

В состав учебно-методического комплекса входят:

1. Курс лекций.
2. Методические указания к лабораторным работам.
3. Контрольные вопросы.

УМКД «Манипуляция микро и нанообъектами» предназначен для студентов факультета информатики, обучающихся по направлению подготовки бакалавров 511600 –« Прикладные математика и физика» в 8 семестре.
УМКД разработан на кафедре Технической кибернетики.

Взаимодействие света с атомами.

Вопросы, связанные с оптическим манипулированием атомами, излагаются здесь достаточно конспективно. Хотя имеют огромное фундаментальное и прикладное значение и безусловно заслуживают более детального рассмотрения, что может служить предметом другого аналогичного обзора.

Первые эксперименты были связаны с торможением атомов. Поглощение фотона приводит к передаче импульса одного фотона в направлении против движения атома. Последующее излучение фотонов изотропно по всем направлениям и в среднем не дает передачи импульса. В результате атом тормозится на один импульс фотона за каждое событие рассеяния.

Хотя в каждом отдельном процессе рассеяния, являющемся причиной изменения скорости, порядок величины изменения скорости невелик (~ 1 см/сек), передача импульса в секунду м.б. очень большой, если частота событий рассеивания высока. Этого можно добиться подстройкой длины волны падающего света близко к резонансу в поглощающем спектре атома. Таким способом достигается более 10^7 циклов поглощения-излучения в секунду.

Сила, возникающая при действии излучения оптического диапазона на нейтральные атомы, может быть очень существенной, особенно вблизи линии атомного резонанса. Эта сила может быть рассмотрена по аналогии с силой Лоренца, возникающей при действии поля на атомные диполи оптических частот, или как следствие сохранения импульса при абсорбции (поглощении) или реэмиссии (излучении) света атомами.

В случае взаимодействия света с атомами полную силу рассматривают в виде трех компонент, возникающих, соответственно, из поглощения, спонтанного излучения и индуцированного излучения. Две первых имеют общее название рассеивающих сил. В плоской волне присутствуют только они. Спонтанное излучение, симметричное по угловому распределению, вносит флуктуации в эту силовую компоненту. Средняя рассеивающая сила, вследствие сохранения импульса, направлена вдоль волнового вектора падающей волны. Строгая зависимость скорости атома от этой силы привела к идее оптического охлаждения и торможения. Если частота света настроена ниже резонанса, тогда любое движение атомов по направлению или против светового пучка приводит к существенному доплеровскому сдвигу, и тем самым к появлению силы, противоположной этому движению.

Третья сила называется дипольной (или градиентной) силой: $\frac{1}{2}\alpha\nabla E^2$, где α – оптически наведенная поляризованность атома или частицы. Для атомов α меняет знак в зависимости от того, выше или ниже частота света резонансной частоты, аналогично тому, как меняет знак градиентная сила для частиц более или менее плотных, чем среда. Т.о., в световом поле, настроенном выше резонанса атомы выталкиваются из областей высокой интенсивности, в то время как при настройке ниже резонанса атомы притягиваются в эти области. Нужно отметить, что дипольная аппроксимация адекватно описывает полную силу только в случае малых градиентов лазерного поля. Градиенты поля вблизи нано-структур (размером несколько десятков нанометров) настолько велики, вероятность спонтанных квадрупольных переходов вблизи микросферы, радиус кривизны которой намного меньше длины волны излучения, может увеличиваться в несколько порядков и становиться сравнимой с вероятностью дипольных переходов.

Формула градиентной силы была получена при рассмотрении самофокусирующихся лазерных пучков и двумерном ограничении плазмы. Хорошо известны также работы В.С. Летохова по ограничению атомов в стоячей волне для спектроскопических целей. Атомные ловушки как правило настроены далеко от резонанса, например, около 65 нм для захвата Rb-атомов при 0.4 мК.

Резонансные ловушки.

Термин «давление резонансного излучения» был использован для обозначения описанных выше сил, с помощью которых можно ограничивать атомы в определенных

областях пространства. Идея оптического охлаждения движущихся атомов с помощью сил резонансного давления нашла отражение в пространственных ловушках для атомов, теоретически позволяющих достигать охлаждения до температуры $\sim (10^{-3}-10^{-4})\text{K}$.

Нейтральные атомы могут быть захвачены в точку стабильного равновесия, ограничивая движение атомов между максимумами интенсивности поля стоячих волн.

Существует метод изучения взаимодействия атомов с интенсивным светом, основанный на использовании давления резонансного излучения, создающего силу для отклонения пучка атомов. Очень часто ловушки по захвату нейтральных частиц, основанные на максимизации градиентной силы.

В ряде экспериментов наблюдалось, что при наложении пучка непрерывного лазера на параллельно распространяющийся пучок нейтральных атомов, происходит существенное изменение в траектории атомов, когда частота света настроена близко к атомному резонансу. Атомы могут быть притянуты, отброшены, или направлены с помощью пучка света. Такое отклонение возникает из-за поперечных дипольных сил давления резонансного излучения (пропорциональных градиенту электрического поля), действующих на индуцированный атомный диполь.

3D оптический захват атомов впервые наблюдался в 1986 г..

Динамическое управление

Обычно захваченную частицу двигают механическим перемещением пучка или с помощью перемещения платформы микроскопа. Существует также оптический способ для направления захватывающего пучка с использованием адаптивных зеркал или акусто-оптических модуляторов. Однако, такие системы становятся довольно сложными, если необходимо реализовать 3D-захват или несколько ловушек.

С помощью синтезированных на компьютере голограмм, записанных на жидкокристаллический дисплей (LCD), можно достаточно просто динамически управлять количеством, позициями и формой оптических ловушек как в 2D, так и в 3D-пространстве. Теперь НОТ дополняются программируемыми пространственными модуляторами света на жидких кристаллах (SLM) и приобретают динамические свойства за счет проецирования последовательности голограмм, пошагово перестраивающих картину.

Использование множества динамических пучков является перспективным средством для конструирования и усовершенствования микромашин, микровихревых механизмов, насосов, клапанов, выращивания коллоидных кристаллов, формирования полимерных фотонных проводов.

Интерактивное оптическое манипулирование также м.б. интегрировано в микросистемы, использующие микропотoki и “lab-on-a-chip” технологии, обеспечивая точную сортировку и анализ определенных частиц или биологических клеток.

Проводился оптический захват и перемещение коллоидных частиц в интерактивном режиме реального времени с использованием программируемых SLM. Коллимированный пучок из лазерного диода мощностью 200 мВт (рабочая длина волны $\lambda=830$ нм) отражается от фазового модулятора (Hamamatsu Photonics), распределение пропускания на котором кодируется компьютером. На рис. 1 демонстрируются различные картины, которые можно формировать таким способом.

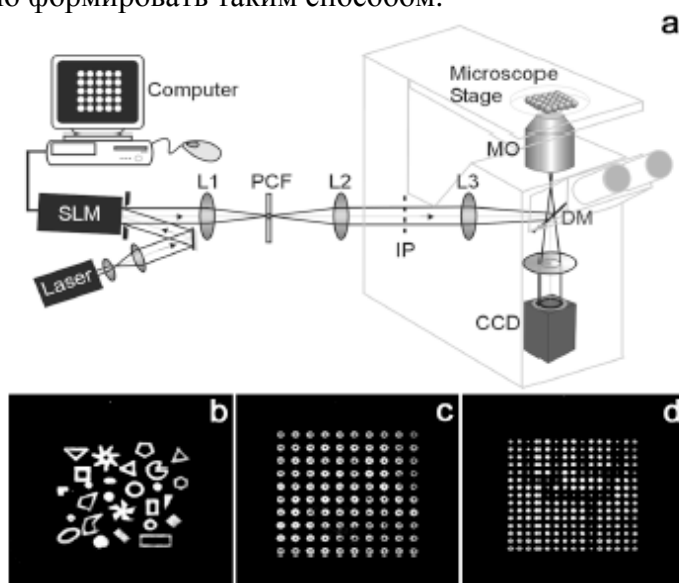


Рис. 1. Оптическая схема динамического управления оптическими ловушками (a) и картины, которые можно формировать таким способом (b, c, d) [179].

Существуют методы по формированию больших массивов оптических ловушек с произвольной 3D-конфигурацией и их динамическому перестраиванию под управлением компьютера. При этом ловушки м.б. различных типов – Гауссовы, вихревые, Бесселевы и др.

Основными недостатками пространственных модуляторов света на жидких кристаллах пока остаются низкая дифракционная эффективность (сильный дифракционный шум из-за крупной дискретности модуляторов) и недостаточное для

реализации сложных фазовых распределений разрешение матрицы пикселей. Также, конечный размер пикселей ограничивает максимальный разброс дифракционных порядков (при высоких несущих пространственных частотах происходит бинаризация фазового профиля и дифракционная эффективность уменьшается).

Измерения показали, что после жидко-кристаллического модулятора остается 15% энергии падающего пучка. Потери энергии связаны с 1) непрозрачной частью панели (основные потери, до 65%), 2) структура похожа на решетку, производящую высокие порядки (54% потери), 3) невозможность сконцентрировать всю энергию в полезном порядке из-за того, что модулятор имеет максимальный фазовый сдвиг меньше 2π (максимально достигнутое соотношение между первым и нулевым порядком 2:1), 4) несоответствие квадратной апертуры панели круглому профилю падающего пучка (8%).

Т.о., при использовании пространственных модуляторов света на жидких кристаллах возникает необходимость решать две основных проблемы: разработка быстрых алгоритмов расчета фазовых функций по малому количеству пикселей, а также повышение дифракционной эффективности.

Расчет фазового распределения, формирующего заданную конфигурацию различного типа ловушек не является простым процессом.

Для ускорения расчетов при использовании динамических голограмм используется метод прямого соответствия фазы на модуляторе и интенсивности в Фурье-плоскости, аналогичный методу фазового контрастирования.

Для повышения эффективности предлагается дополнить электрически управляемый модулятор фильтром низких частот и оптически записывать информацию, которую несет нулевой порядок на оптически адресуемый пространственный модулятор света (OALCD), который будет работать в отражающем режиме уже с другим источником света, обеспечивая 85% дифракционной эффективности (в эксперименте 53%).

Также предлагается использовать оптически адресуемый (не пиксельный) фазовый SLM, который управляется жидко-кристаллическим проекционным элементом (640×480 ячеек) через видео-выход компьютера.

Матрицы ловушек

Расширение возможностей ловушек также достигается за счет формирования 2D и 3D матриц ловушек. Матрицы оптических ловушек, созданных с помощью ДОЭ, имеют огромный потенциал в манипулировании и организации микрочастиц в сложные структуры, избирательной сортировки их и изучения совместного поведения в многокомпонентных структурах.

Массивы 2D-ловушек (частицы прижаты к препаратному столику микроскопа) имеют потенциальное применение для выстраивания элементов микро-опто-механических систем, формирования различных микро-конфигураций, сортировки биологических клеток и др. приложениях, где не требуется продольное манипулирование объектами.

Система из двух ловушек была реализована с помощью разделителя пучка и преломляющей оптики. Однако, такой подход очень усложняется, если нужно большее число ловушек.

Многоловушковые системы были также реализованы при использовании растровой механики с быстрым сканированием лазерным пучком нескольких позиций (лазер «посещает» каждую позицию ловушки достаточно часто, чтобы предотвратить диффузию), с помощью матрицы VCSEL (реализовано 8×8 ловушек).

Альтернативным и наиболее перспективным подходом является разделение и направление лазерного пучка с помощью ДОЭ, в связи с чем появился термин **holographic optical tweezers (HOT)**.

Дифракционные оптические массивы могут использоваться для исследования механизмов фазовых переходов адсорбированных атомных и молекулярных слоев, при формировании упорядоченных коллоидных кристаллов, что перспективно в области оптических и фотонных цепей (схем).

С помощью голографических элементов можно создавать матрицу потенциальных ям (рис. 1) аналогично энергетически-потенциальному ландшафту, который встречают атомы при попадании на кристаллическую поверхность.

Возможность оптического захвата и манипулирования большим количеством объектов может быть также полезна в биоинженерии, например, для контроля организации клеток при выращивании органов и тканей.

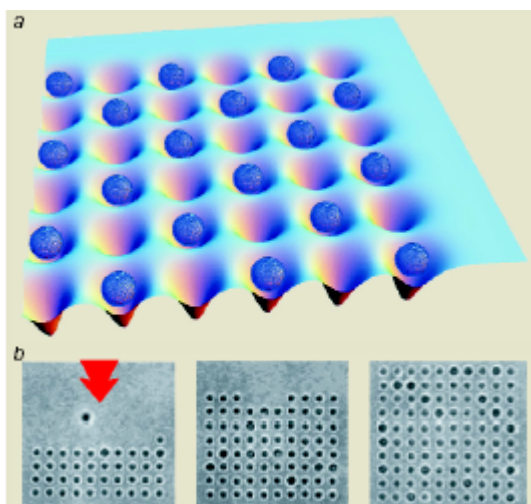


Рис. 1. Матрица потенциальных ям, созданная голографическими элементами.

Микромеханика.

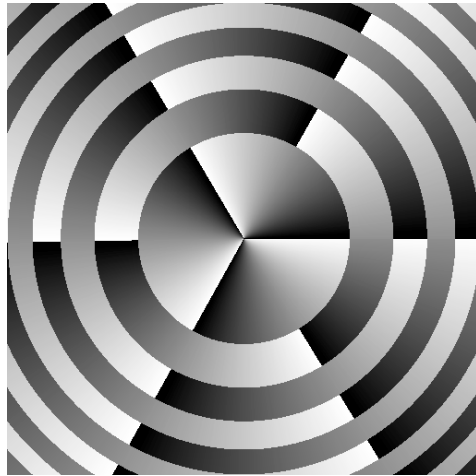
Для повышения эффективности передачи вращающего момента от вихревых световых пучков к микротурбинам существуют два основных пути:

1. Повышение порядка сингулярности вихревого пучка, но возможности увеличения порядка напрямую ограничивает технология изготовления ДОЭ, как это показано в отчете по этапу № 2 данного проекта.

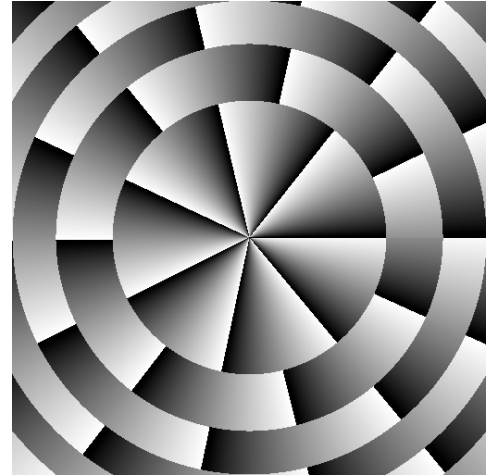
2. Увеличение мощности падающего на микротурбину пучка.

У этого подхода тоже существует естественное ограничение, вызванное тепловыми эффектами. Обычный вихревой пучок представляет собой довольно узкое световое кольцо, и вся мощность пучка приходится на узкий участок микротурбины, который при повышении интенсивности просто разрушается. Для преодоления этой проблемы естественно попробовать сформировать вихревые пучки с большей шириной, т.к. ширина отдельного кольца определяется фундаментальными законами природы и не может быть изменена, можно для этой цели попробовать сформировать вихревой пучок, состоящий из нескольких колец.

В отчете по этапу 1 данного проекта уже рассматривались ДОЭ способные формировать набор из нескольких световых колец с винтовой фазой рисунок 1.1. Фазовая функция такого ДОЭ представляет собой набор колец в каждом кольце винтовая фаза повернута по отношению к предыдущему на 180° . При дифракции на таком ДОЭ формируется световой пучок, состоящий из нескольких световых колец равной площади, который довольно устойчив при распространении в пространстве.



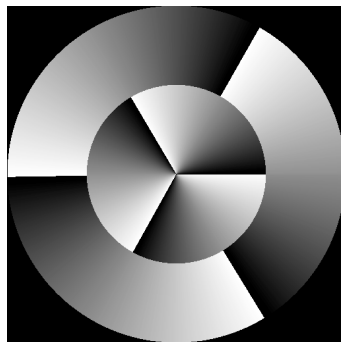
а



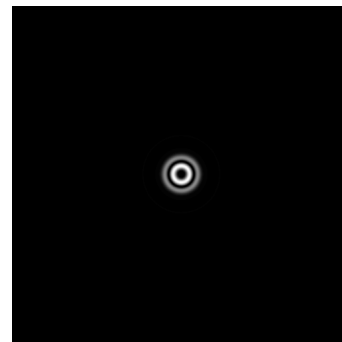
б

Рисунок 1.1 - ДОЭ для формирования вихревого пучка из нескольких световых колец световых колец: (а) – 3-го порядка, (б) – 7-го порядка

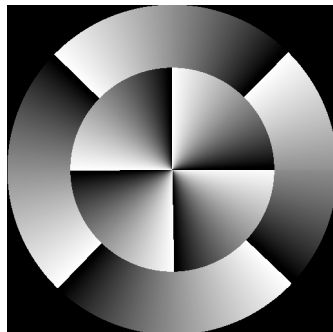
Ширина колец в ДОЭ на рисунке 1.1 разная это связано с тем, что при одинаковой ширине колец в ДОЭ, формируемый пучок имеет кольца разной интенсивности, что нежелательно (рисунок 1.2а,б)



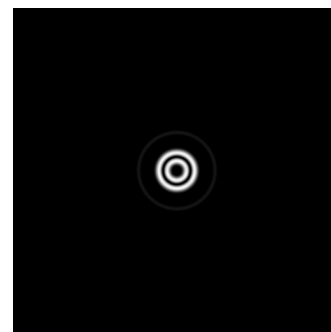
а



б



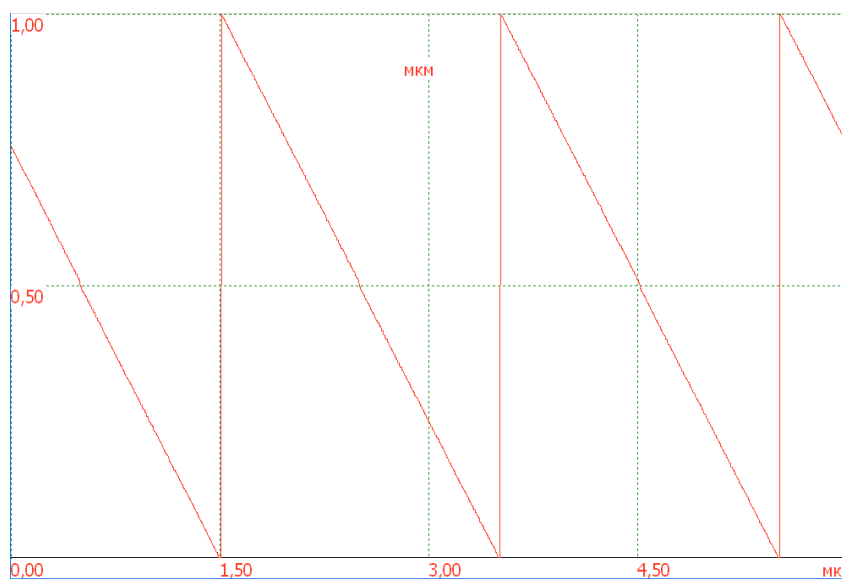
в



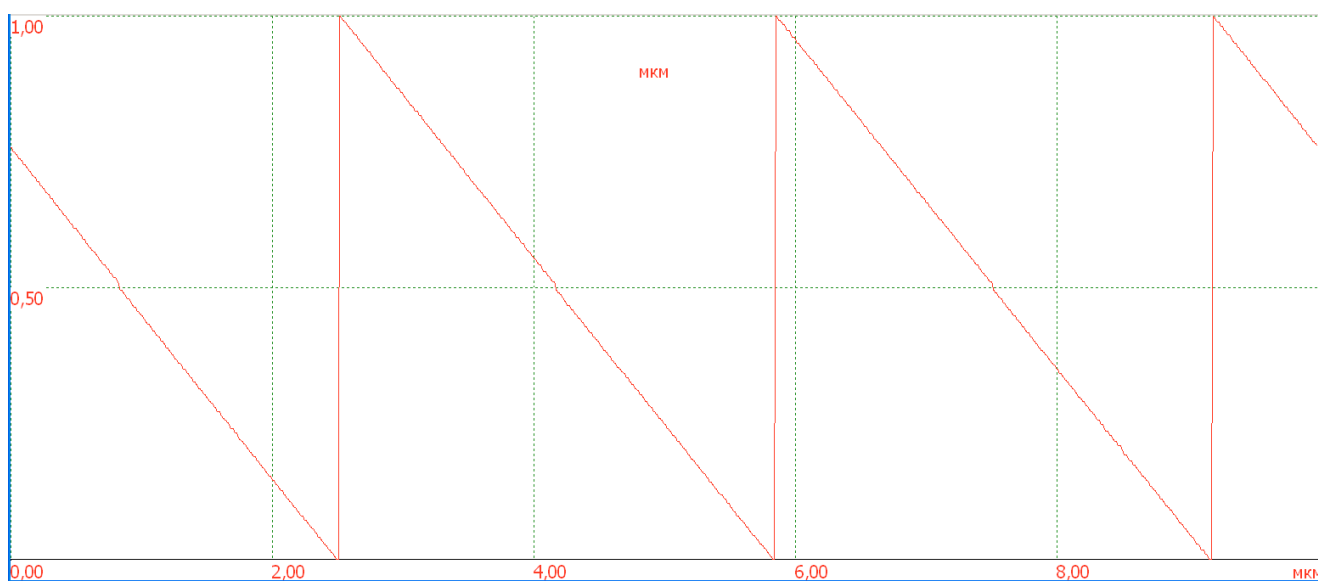
г

Рисунок 1.2 - ДОЭ и соответствующие им световые кольца с равными энергиями (а,б) и равными яркостями (в,г)

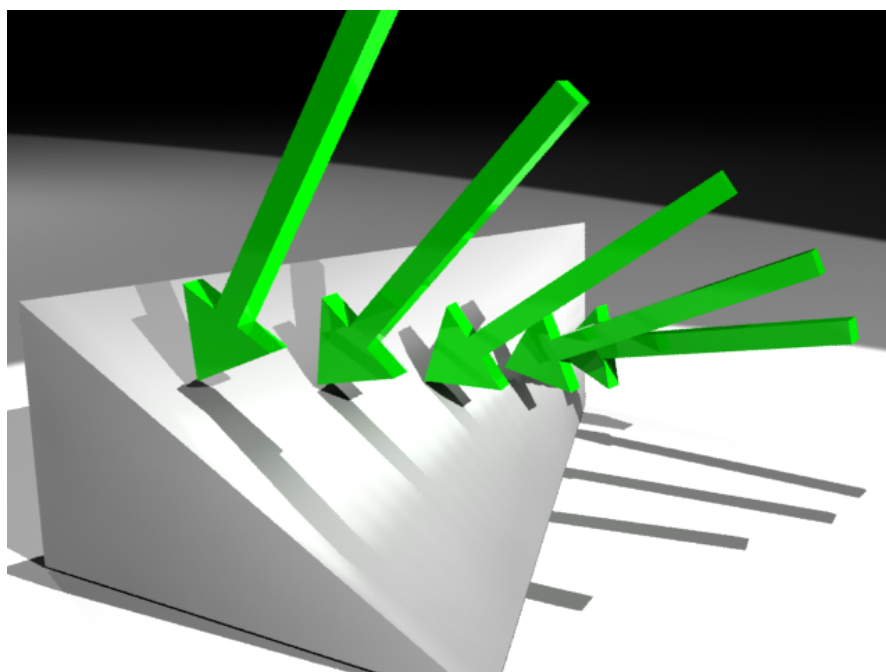
К сожалению, кольца в вихревом пучке имеют одинаковый порядок при разных радиусах, это означает, что наклон волнового фронта в разных кольцах сильно изменяется (рисунок 1.3).



а



в



В

Рисунок 1.3 – Сечение фазовой функции вихревого пучка 3-го порядка по радиусу 1мкм (а), сечение фазовой функции вихревого пучка 3-го порядка по радиусу 1,5мкм (б), трехмерная модель фазовой поверхности с изображением направления распространения света в виде стрелок (в).

Как видно из рисунка 1.3 отличия в угле наклона волнового фронта весьма значительны. При создании микротурбины с прямыми лопастями (то, что позволяет технология) эффективность передачи вращающего момента от разных колец будет разная, что ведет к снижению эффективности передачи момента вращения. Для увеличения этой эффективности необходимо, чтобы наклон волнового фронта для разных световых колец был одинаковым. К сожалению, создать элемент, который бы позволял формировать вихревые пучки кольцеобразной формы с разным номером сингулярности для каждого кольца невозможно из-за интерференционных эффектов. Но для задачи вращения микротурбины кольцевая форма вихревого пучка не обязательна. Для того чтобы вращающий момент от вихревого пучка передавался микротурбине должно выполняться условие.

$$I_s(\varphi) = \int_0^R I(r, \varphi) dr = const \quad (1.1)$$

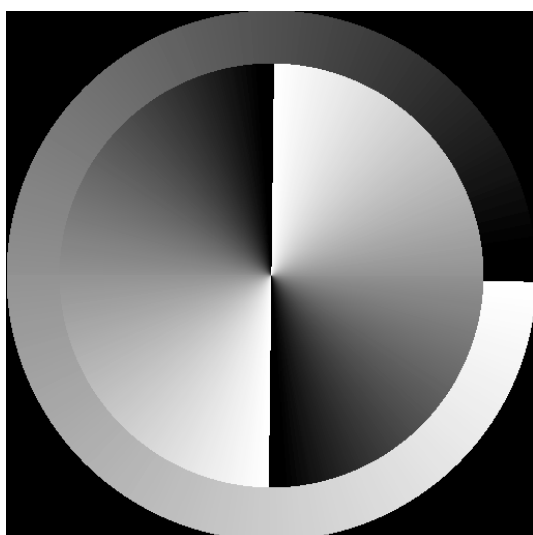
где $I(r, \varphi)$ – интенсивность вихревого пучка в полярных координатах с центром на оси пучка, I_s – суммарная интенсивность пучка по выделенному сектору. По сути это означает, что суммарная интенсивность на линии, проведенной из центра пучка не должна изменяться при любом ее повороте. Рассмотрим можно ли сформировать световые пучки, удовлетворяющие этому условию.

Для этого нужно сделать элемент подобный, приведенному на рисунке 1.1, но с разными значениями порядков сингулярности для разных колец. Фазовая функция такого элемента определяется формулой

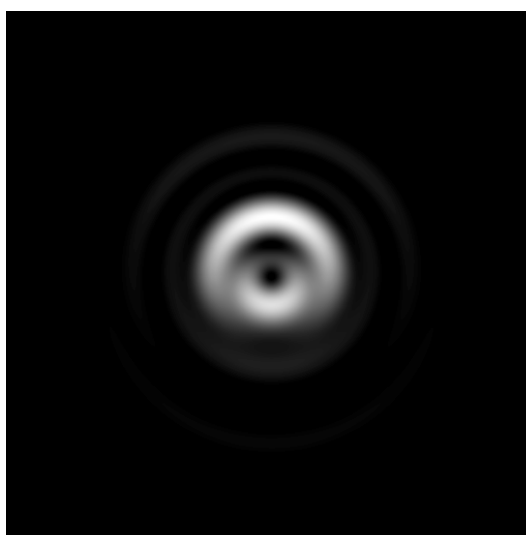
$$\Phi(r, \varphi) = \begin{cases} \exp(in\varphi), & r < R \\ \exp(im\varphi), & r \geq R \end{cases} \quad (1.2)$$

Где r, φ – полярные координаты, R – граничный радиус, подбираемый эмпирическим путем.

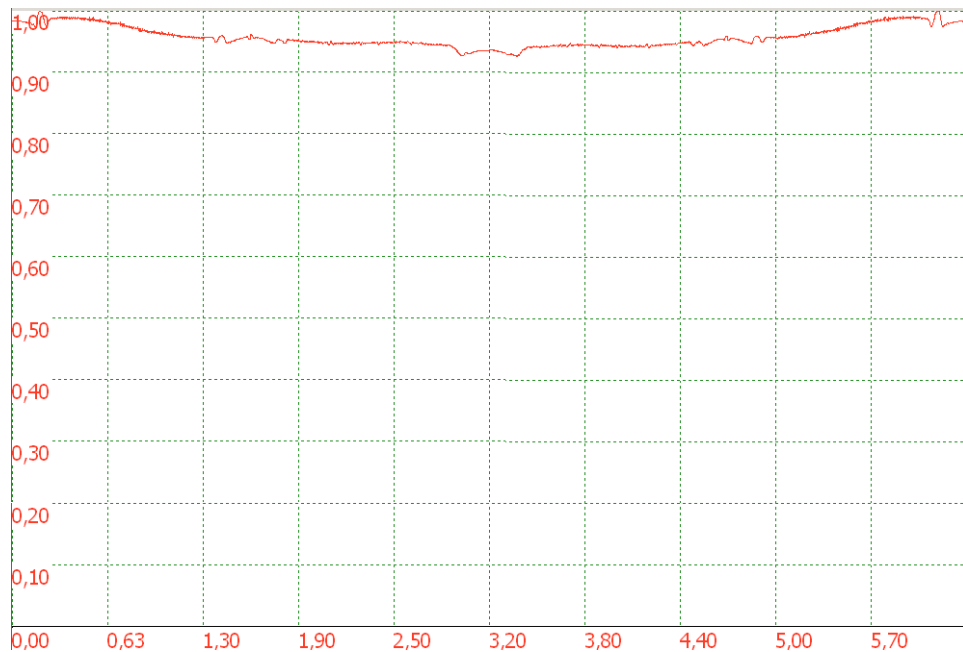
Рассмотрим один из таких дифракционных оптических элементов (рисунок 1.4а). Граничная область такого элемента представляет собой фазовый винт 1-го порядка, центральная область фазовый винт 2-го порядка. На рисунке 1.4б представлено распределение интенсивности в формируемом таком элементе пучке.



а



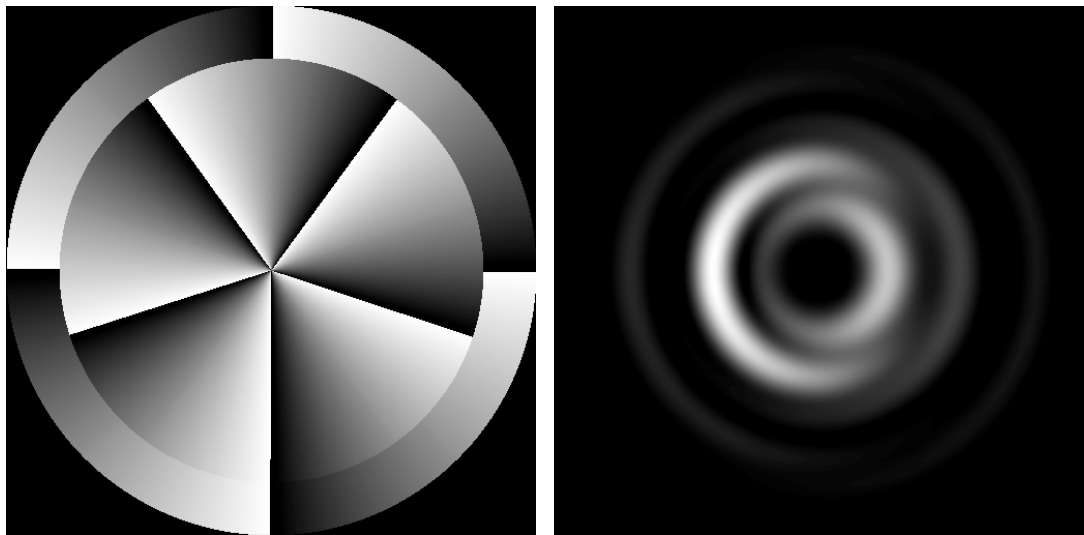
б



В

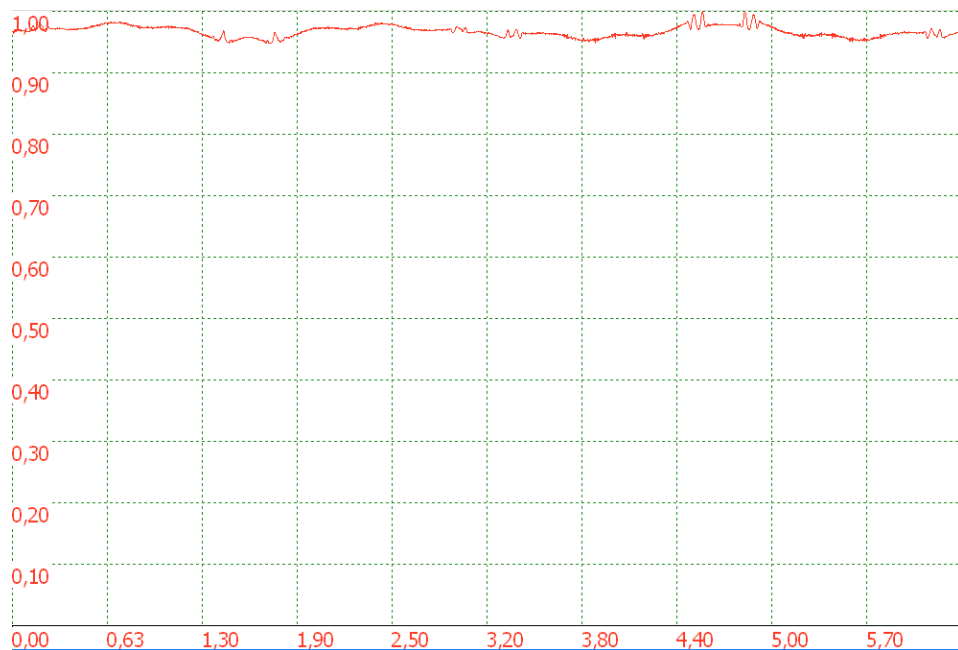
Рисунок 1.4 – Фазовая функция ДОЭ для формирования суперпозиции оптических вихрей 1-го и 2-го порядков (а), распределение интенсивности в суперпозиции оптических вихрей 1-го и 2-го порядков (б), график величины I_s в суперпозиции оптических вихрей 1-го и 2-го порядков (в).

Как видно из графика на рисунке 1.4в получившийся пучок удовлетворяет условию (1) (значение I_s почти не меняется), однако пучок несимметричен, что приведет к проблемам при центровке микротурбины. Для устранения несимметричности попробуем увеличить порядки сингулярности оптических вихрей в суперпозиции, сохранив при этом разницу номеров порядков. На рисунке 1.5а приведена фазовая функция дифракционного оптического элемента формирующего суперпозицию оптических вихрей 4-го и 5-го порядков.



а

б

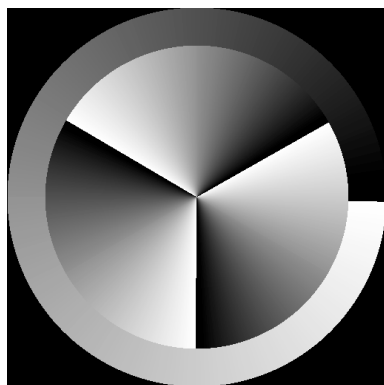


в

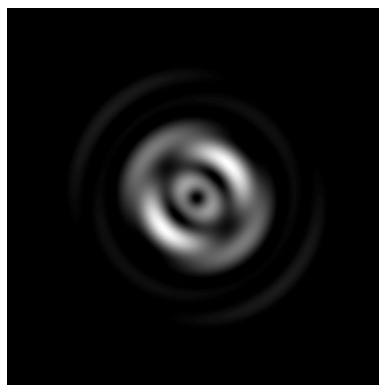
Рисунок 1.5 - Фазовая функция ДОЭ для формирования суперпозиции оптических вихрей 4-го и 5-го порядков (а), распределение интенсивности в суперпозиции оптических вихрей 4-го и 5-го порядков (б), график величины I_s в суперпозиции оптических вихрей 4-го и 5-го порядков (в).

Как видно из рисунка 1.5 простое увеличение порядка входящих в суперпозицию оптических вихрей не приводит к существенному улучшению. Еще один путь – увеличить разницу номеров порядков в суперпозиции. На рисунке ба,в,д приведены фазовые функции дифракционных оптических

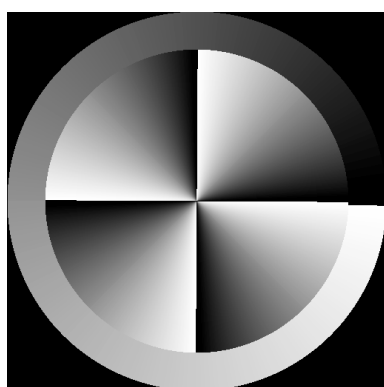
элементов, формирующего суперпозиции с разницей номеров в 2, 3, 4 соответственно.



а



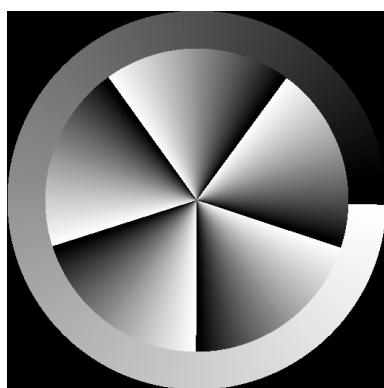
б



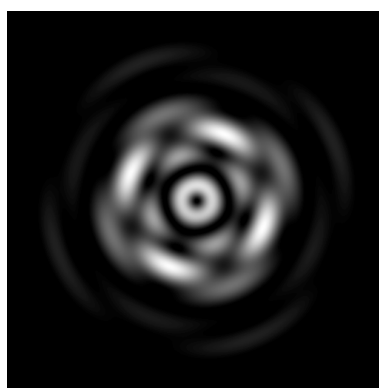
в



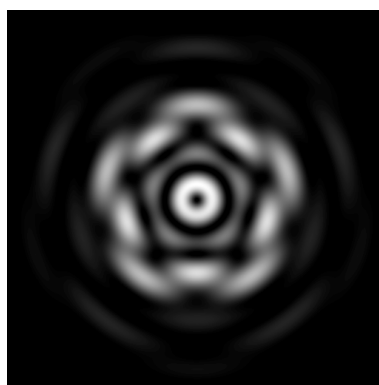
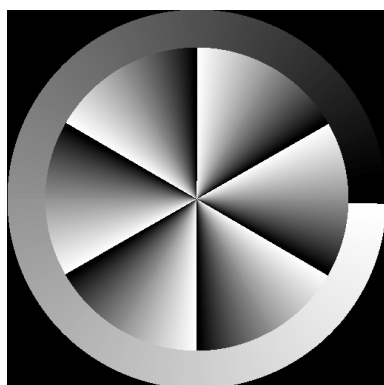
г



д



е



для суперпозиции вихревых пучков 1-го и 6-го по внешней границе. На основании этого можно предположить, что вращающий момент наиболее эффективно будет передаваться в суперпозиции вихревых пучков 1-го и 5-го порядков. Для проверки этого предположения была построена математическая модель, способная оценивать величину переданного момента вращения от светового пучка к микротурбине заданной формы. На рисунке 1.8 представлены разные сечения лопатки турбины.

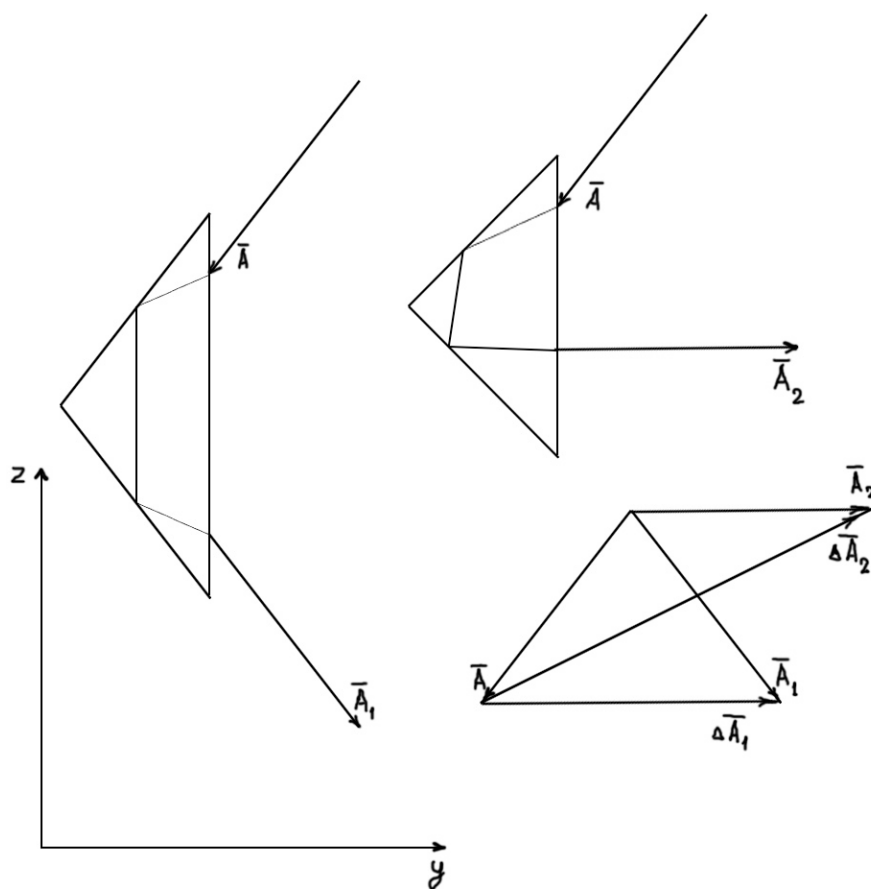


Рисунок 1.8 – A – падающий луч; A_1 – луч вышедший из лопатки с меньшим углом при основании; A_2 - луч вышедший из лопатки с большим углом при основании;

Так в случае с лучом A_1 форма лопатки такова, что вихревой пучок, рассчитанный для нее, не оказывает давления, т.е. отсутствует z составляющая силы. Но при этом величина проекции силы на ось y не является максимально возможной, этот максимум достигается в сечении с лучом A_2 . но в этом случае появляется ненулевая компонента силы по оси z , что приводит к появлению силы трения в микромеханической системе. На

основании приведенных сечений были построены трехмерные модели микротурбин (рисунок 1.9).

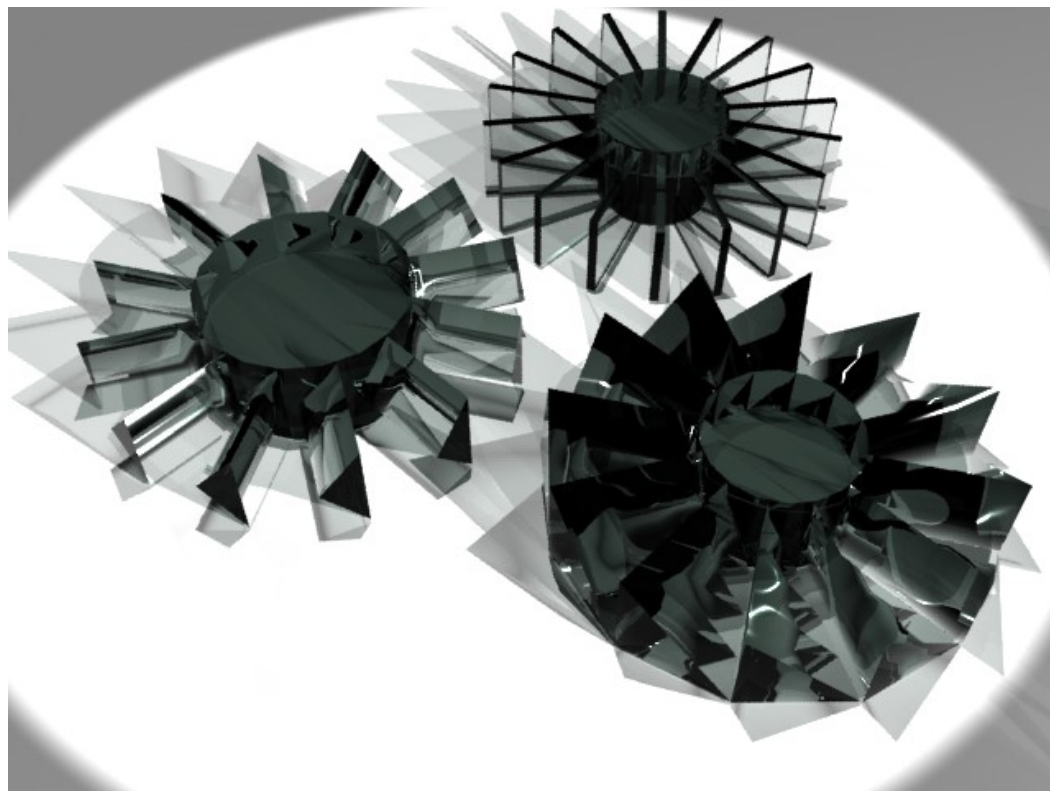


Рисунок 1.9 Трехмерные модели микротурбин для приема вращательного момента от вихревых световых пучков.

На рисунке 1.9 представлены трехмерные модели микротурбин как для случая отсутствующей z компоненты силы, так и для максимальной силы по координате y .

Для расчета сил и момента вращения была разработана специальная моделирующая программа. Окно работы этой программы представлено на рисунке 1.10. Программа позволяет задавать как параметры вихревого пучка так и параметры формы лопатки.

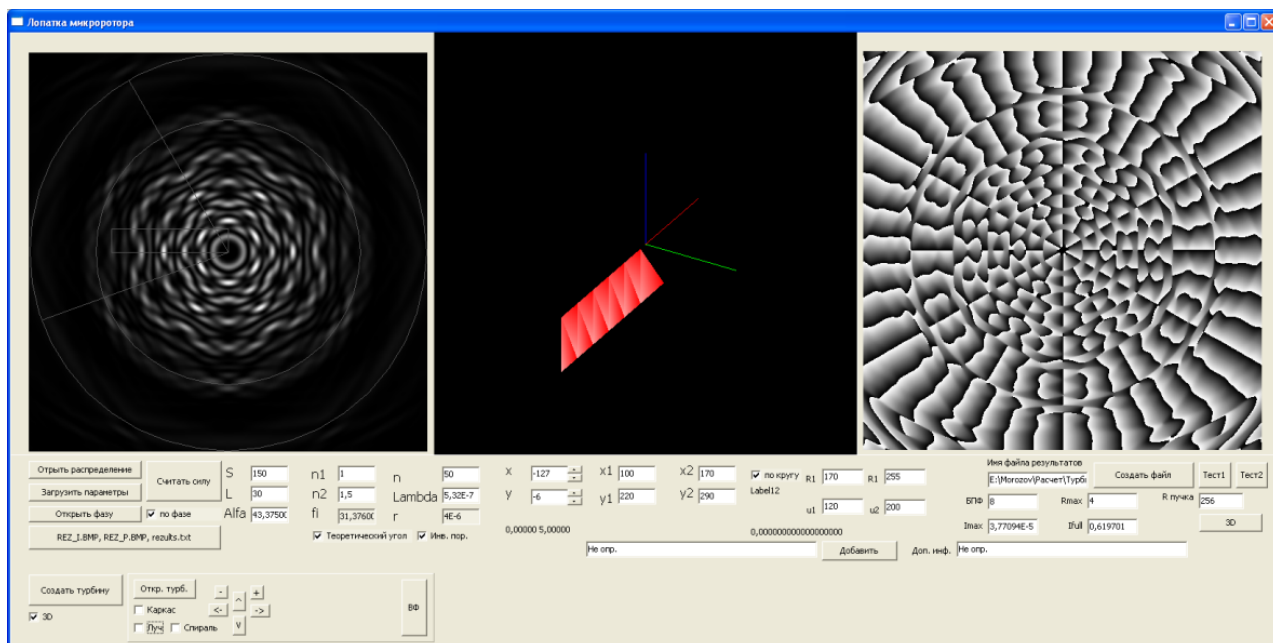


Рисунок 1.10 – Окно работы моделирующей программы.

Используя разработанную программу, был проведен расчет вращательного момента действующий на микротурбину диаметром 20мкм с формой лопаток, исключаяющей z компоненту силы в пучках, представленных на рисунке 1.7.

Таблица 1.1. Вращательный момент микротурбины в суперпозициях вихревых пучков

Пучок	Суперпозиция 1-го и 4-го порядков	Суперпозиция 1-го и 5-го порядков	Суперпозиция 1-го и 6-го порядков
Вращательный момент (Н·м)	$1,8 \cdot 10^{-15}$	$2,3 \cdot 10^{-15}$	$1,9 \cdot 10^{-15}$
Относительный вращательный момент	1	1,27	1,05

Как видно из таблицы 1.1 наибольшим моментом обладает суперпозиция оптических вихрей 1-го и 5-го порядков. При фокусировке микрообъективом 90x диаметр сфокусированного пучка из суперпозиции оптических вихрей 1-

го и 5-го порядков составляет 12мкм. Соответственно это является максимальным размером микротурбины, на которую этот пучок с максимальной эффективностью передаст момент вращения. Если требуется вращать микротурбину большего размера, а возможности технологии таковы, что микротурбина большего размера будет сделана более качественно, то необходимо формировать более широкий пучок.

1.2 Формирование суперпозиции оптических вихрей высоких порядков

Уширения вихревых пучков из суперпозиций оптических вихрей есть два пути:

1. Сформировать суперпозицию двух оптических вихрей более высокого порядка;
2. Сформировать пучок из суперпозиции трех и более оптических вихрей.

При формировании суперпозиции из двух вихревых пучков структура дифракционного оптического элемента остается прежней: граничная область отвечает за формирование внутреннего кольца, а внутренняя область отвечает за формирование внешней кривой. Для выбора пучка нужно определиться с геометрическими параметрами микротурбины. Исходя из возможности технологии изготовления и прочностных свойств материалов диаметр микротурбины должен быть не менее 20мкм, но более 30мкм (для большего диаметра турбины потребуется слишком большая интенсивность пучка). Под эти размеры были рассчитаны дифракционные оптические элементы, представленные на рисунке 1.11.

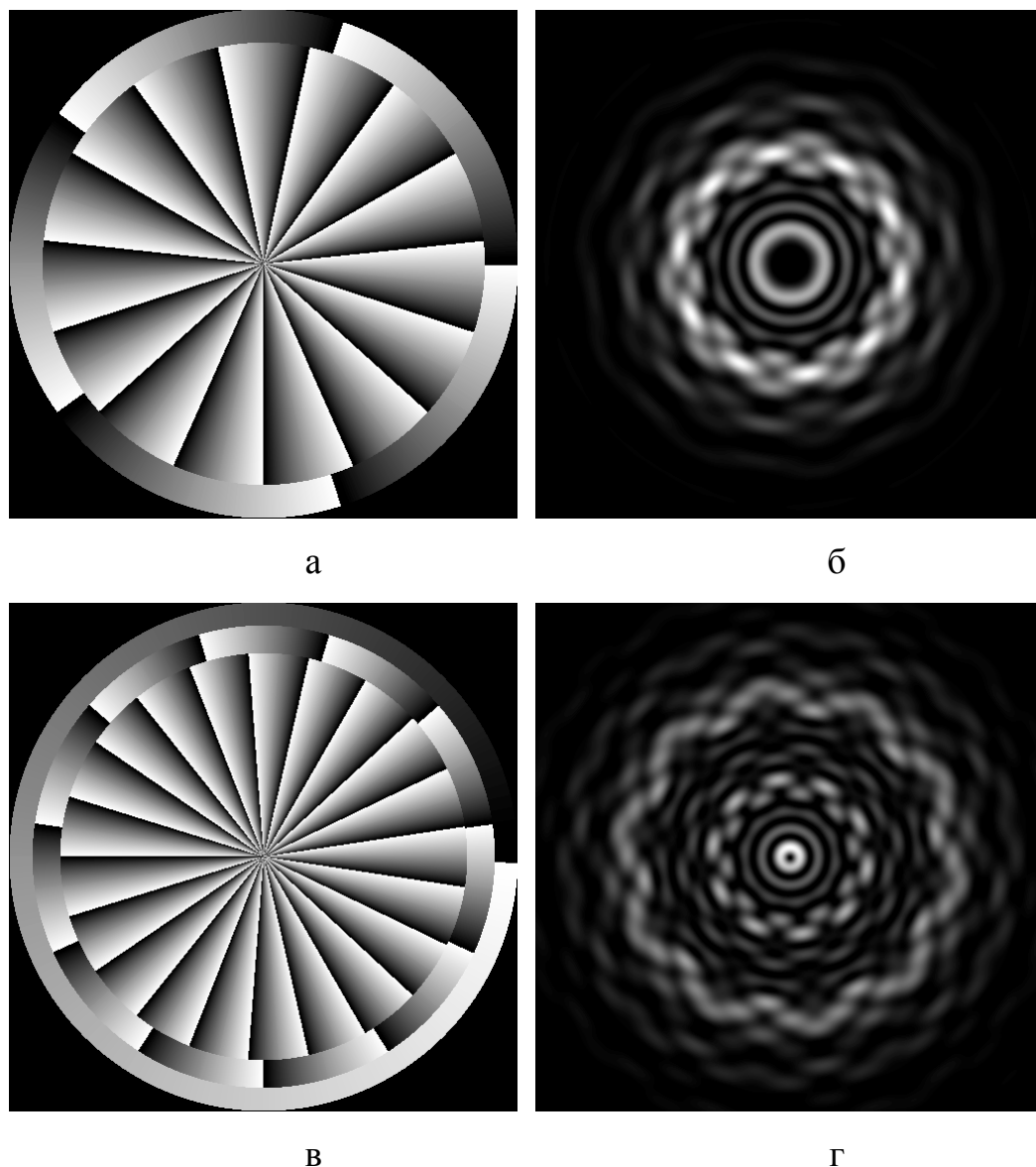


Рисунок 1.11 - Фазовые функции ДОЭ для формирования суперпозиций оптических вихрей 5-го и 15-го соответственно (а), суперпозиции 1-го, 11-го и 21-го порядков (в), распределение интенсивности в сформированных ими пучках (б,г).

На рисунке 1.11б пучок – суперпозиция оптических вихрей 5-го и 15-го порядков. Диаметр пучка по внешней границе вихревой кривой 22мкм, диаметр внутреннего кольца 8мкм. На рисунке 1.11г пучок из суперпозиции вихревых пучков 1-го, 11-го и 21-го порядков. Диаметр этого пучка по внешней границе вихревой кривой 29мкм, по внутреннему кольцу 1,5мкм. К сожалению, такая конфигурация неудобна с точки зрения изготовления микротурбины. Воспользоваться центральным кольцом в этом случае не

представляется возможным, т.к. для этого придется до предела утончить крепление лопаток к центральной оси (до 0,5мкм), что недопустимо из соображений прочности. Для окончательного решения рассмотрим график зависимости I_s от полярного угла (рисунок 1.12).

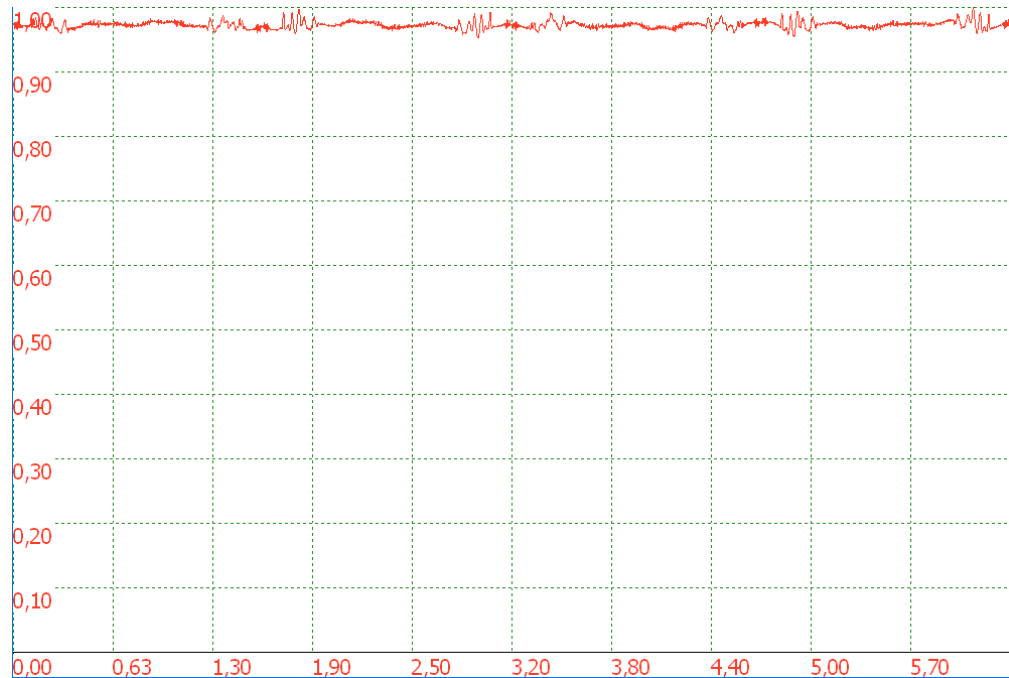


Рисунок 1.12 – Зависимость I_s от полярного угла для распределения интенсивности на рисунке 11б.

Как видно из рисунка 1.12 величина I_s изменяется не более чем на 4% от максимального значения. При этом изменение носит стохастический характер, т.е. скорее связано с погрешностью дискретизации изображения. Это означает, что градиентные силы не будут тормозить вращение турбины и следовательно такой вихревой пучок можно использовать для вращения микротурбин.

Под этот пучок была рассчитана форма лопатки микротурбины. Трехмерная модель этой микротурбины представлена на рисунке 1.13.

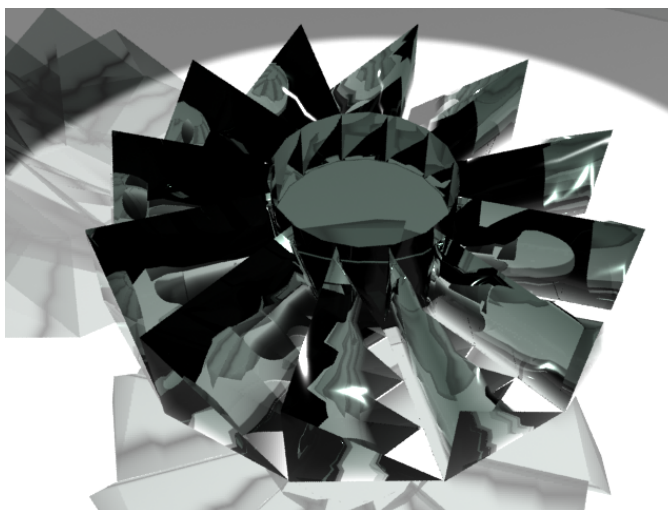


Рисунок 1.13 – Трехмерная модель микротурбины для приема вращательного момента от пучка представленного на рисунке 1.11б.

Микромеханика

В последнее время тенденция к микро-миниатюризации в исследованиях и разработках делает актуальным производство микромашин и молекулярных двигателей, разработка микро-механизмов и микрокомпонент.

Лазерные ловушки дают возможность бесконтактного манипулирования хрупкими объектами, уменьшая риск их разлома, загрязнения и порчи. Недавно была показана возможность захвата, манипулирования, ориентирования и вращения несферических частиц. Микро-механизмы могут быть различной формы, в зависимости от задачи, которую они выполняют. Сложность механизма определяется количеством деталей и этапов сборки.

Можно осуществить оптический захват в области перетяжки сильно сфокусированного Гауссова пучка частиц, имеющих различные формы: сферическую, цилиндрическую, кольцевую, звездообразную, кубическую и др., размером 1-10 мкм. Бесконтактное манипулирование и ориентирование таких объектов обеспечивает возможность упрощения сборки (монтажа), активации, и возможно, ремонта микро-механизмов.

В используется оптический вращательный момент (порядка 10^{-15} Н·м) для управления вращением микро-машинного элемента, захваченного в оптической ловушке. Экспериментально микро-машинный двулучепреломляющий элемент (квадратная пластинка) из углекислого кальция (CaCO_3) размером 1 мкм захвачен и вращается (с частотой до 350 Гц) сфокусированным лазерным пучком (1064 нм, мощность 300 мВт) с круговой поляризацией. При этом оптический вращательный момент передается второму микро-машинному элементу (шестеренка с 6 зубцами) диаметром 10 мкм (зубцы размером около 1 мкм) из аморфного диоксида кремния (SiO_2 , $n=1.46$) через движение окружающей жидкости (вода). Второй элемент был изготовлен методом фотолитографии. Материал был выбран так, чтобы элемент был достаточно прозрачным, чтобы не подвергаться оптическому разрушению, и показатель преломления был выше, чем у окружающей среды.

Максимальный вращательный момент, который может быть получен при падении света с круговой поляризацией на двулучепреломляющий кристалл, достигается при толщине $\lambda/2$. Например, частицы CaCO_3 толщиной 1.4 мкм будут $\lambda/2$ -пластинами для света с длиной волны $\lambda=488$ нм. При этом оптический вращательный момент не очень велик (для лазера с $\lambda=488$ нм мощностью 1 Вт вращательный момент равен 6.1×10^{-16} Н·м), однако позволяет вращать микронные частицы с очень высокой скоростью. При вращении исландского шпата с частотой 100-200 Гц, кремниевая шестеренка вращается с частотой около 0.2 Гц в обратную сторону (рис. 1). Эффективность передачи импульса между микроэлементами около 50%.

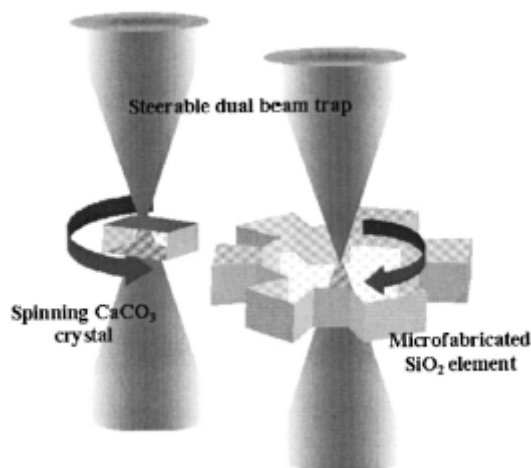


Рис. 1. Передача вращательного момента от двулучепреломляющего кристалла кремниевой шестеренке.

Однако проще и эффективнее вращать непосредственно диэлектрические элементы микромеханизмов, например, за счет передачи им орбитального углового момента вихревого лазерного пучка.

Оптическое вращение

Если в первых экспериментах было показано, что частицу можно захватывать и перемещать, то теперь имеется возможность вращать и поворачивать (ориентировать) частицы, а используя несколько таких ловушек – состыковывать. Оптическое вращение предлагает бесконтактный механизм для приведения в действие оптических микро-машин и микро-компонент типа шестеренок. В биологии это дает возможность легко ориентировать биологические препараты.

Вращения добиваются различными способами. Например, есть эксперименты, в которых при рассеянии света на микрообъектах, имеющих специальную спиральную форму, они поворачиваются. Частицу можно вращать, если вращать световой пучок, в который она захвачена.

Однако, наиболее распространены три способа вращения пойманных частиц:

- за счет спинового углового момента, который существует у полей с круговой поляризацией (при этом вращаются только двулучепреломляющие частицы, например, частицы из исландского шпата);
- за счет орбитального углового момента, возникающего из-за спиральной особенности фазы, например, пучки Гаусса-Лагерра и Бесселя высших порядков (передача орбитального углового момента происходит за счет частичного поглощения света в частице);
- за счет изменения фазового набега в интерференционной картине (при захвате частицы в интерференционную картину между пучком, имеющим винтовой волновой фронт (например, пучок Гаусса-Лагерра), и Гауссовым пучком и вращении этой картины с помощью изменения длины пути одного из пучков).

Вращение за счет спинового углового момента

В начале 20-го века Пойнтинг предположил, что электромагнитное излучение с длиной волны λ с круговой поляризацией обладает угловым моментом, равным линейному моменту электромагнитной волны, умноженному на коэффициент $\lambda/2\pi$. Из квантовой теории известно, что импульс света равен $\hbar k = \hbar \omega/c$ на каждый фотон, где ω – угловая частота и c – скорость света. Угловой момент света, связанный с его поляризацией обычно называют спиновым угловым моментом. Свет с круговой поляризацией обладает угловым моментом $+\hbar$ или $-\hbar$ на каждый фотон. Отсюда можно сделать вывод, что если импульс света пропорционален его частоте, то угловой момент от частоты не зависит. Следуя предположению Пойнтинга, Beth провел эксперимент по измерению вращающего момента, действующего на подвешенную двулучепреломляющую полуволновую пластину при прохождении через нее света с круговой поляризацией, а именно изменение направления поляризации. С учетом закона сохранения углового момента, вращающий момент является результатом передачи углового момента от светового излучения пластине величиной $2\hbar$ на каждый фотон, проходящий через пластину.

Интересное применением техники оптической левитации состоит в механическом вращении частицы с использованием лазерных пучков с круговой поляризацией.

Экспериментально наблюдаются в зависимости от поляризации пучка выравнивание (ориентирование вытянутой частицы в определенном направлении) или вращение с постоянной частотой частиц исландского шпата пучком с эллиптической поляризацией. Эллиптически поляризованный лазерный пучок можно представить состоящим из пучков с линейной и круговой поляризаций. Если преобладает линейная поляризация, то частица ориентируется в определенном направлении, а если преобладает круговая, то – вращается с постоянной скоростью (наибольшая частота вращения достигала 350 Гц).

Вращение за счет орбитального углового момента

Фазовая структура с функцией пропускания $\exp(im\varphi)$ при освещении когерентным монохроматическим светом производит винтовой волновой фронт, имеющий спиральный вектор Пойнтинга и осевую фазовую особенность, определяющую характерную нулевую интенсивность на оси пучка. Такие пучки называются оптическими «воронками» и исследовались в различных работах. С такой фазой связан орбитальный угловой момент, равный $m\hbar$ на каждый фотон. Более сложные фазовые структуры могут формировать пучки с произвольным, в т.ч. нецелым значением орбитального углового момента.

Было показано, что для сферической частицы размером в несколько микрон, помещенной в воду, лазерные моды высшего порядка производят силы осевого захвата в несколько раз большие, чем для фундаментальной моды.

Существуют различные устройства формирования винтовых пучков с «воронками»:

- решетки с «вилко»-образными особенностями, полученные при интерференции поля с винтовой фазой и наклонной плоской волны,
- конверторы, состоящие из двух цилиндрических линз и позволяющие получать из мод Гаусса-Эрмита моды Гаусса-Лагерра,
- спиральные фазовые пластины,
- сдвоенные оптические волокна, работающие аналогично конверторам.

Также показано, что атомы и ионы в пучке Гаусса-Лагерра ненулевого порядка получают вращательный момент вокруг оси пучка, который придает атомам спиральную траекторию, и дополнительный азимутальный доплеровский сдвиг.

В исследуются силы излучения, связанные с переходом $J=0 \rightarrow J=1$ двух-уровневого атома в поле двух распространяющихся навстречу друг другу пучков Гаусса-Лагерра с противоположными круговыми поляризациями и имеющими одинаковые или противоположного знака орбитальные угловые моменты. Показано, что кроме сил рассеивания и дипольной силы в этом случае атом испытывает вращательный момент вокруг оси пучков, возникающий из-за орбитального углового момента пучков Гаусса-Лагерра. Атом испытывает либо стационарный, либо зависящий от скорости вращательный момент, что определяется относительными знаками орбитальных угловых моментов двух пучков Гаусса-Лагерра. Для каждого случая, с помощью решения оптических уравнений Блоха совместно с классическими уравнениями движения атомов, рассчитаны траектории атомов.

Существует способ 3D-захвата металлических частиц в инвертированной (пучок направлен снизу вверх) оптической ловушке. Захват происходит в кольцевой части пучка Гаусса-Лагерра ($m=1$) сразу под перетяжкой, где сила тяжести компенсируется с силой рассеяния. Также наблюдалось вне осевое вращение захваченной частицы за счет орбитального углового момента, который несет в себе пучок Гаусса-Лагерра ненулевого порядка.

Вращение за счет общего углового момента

И спиновый и орбитальный угловой моменты могут передаваться от светового пучка частицам, захваченным в оптическую ловушку, что позволяет создавать **оптический «гаечный ключ» (spanner)**. Четверь- и полуволновые пластинки играют для спинового и орбитального момента эквивалентную роль, что и $\pi/2$ - и π -конверторы мод.

Вращение за счет изменения фазового набега в интерференционной картине

Еще один способ вращения захваченных частиц. Картина интерференции пучка Гаусса-Лагерра с винтовой особенностью порядка $m \neq 0$ с плоской волной имеет m -лопастный вид.

Чтобы эта картина поворачивалась, нужно менять длину пути одного из интерферирующих пучков (например, наклоняя стеклянную пластинку, установленную на

пути плоского пучка, см. схему на слайде). Нужно учесть, что максимум достижимого поворота ограничивается максимально достижимым наклоном стеклянной пластинки (GP).

В такой интерференционной схеме могут участвовать пучки различных типов.

Например, можно осуществить 2D-захват и манипулирование полых частиц с помощью интерференционной картины двух *плоских волн*, полученной с помощью интерферометра Маха-Цендера.

Если интерференция плоского пучка с пучком Гаусса-Лагерра $(0, m)$ дает m -лопастную картину, которая меняется в зависимости от расстояния от фокальной плоскости, то интерференция пучков Гаусса-Лагерра $(0, m)$ и $(0, -m)$ дает набор из $2m$ ярких световых пятен. Интерференция двух пучков Гаусса-Лагерра с противоположными знаками «винтов», дает стабильную (с точностью до масштаба) картину интенсивности на различных расстояниях, содержащую $2m$ световых областей высокой интенсивности, в которых можно состыковывать цепочки частиц.

Такие распределения можно формировать и другим способом. Например, с помощью голограммы формировался пучок Гаусса-Лагерра $(m \neq 0)$ и направлялся в интерферометр, в одном плече которого с помощью призмы Дове его знак менялся на противоположный $(-m)$.

Вращение интерференционной картины (и вместе с ней захваченных частиц) достигается с помощью специальной частотной разницы в плечах интерферометра – это так называемый **угловой эффект Доплера**. Таким способом легко достигается сравнительно небольшая разница в частотах (1-1000 Гц). Динамика поворота (вращение с частотой порядка 1-100 Гц) достигается динамикой изменения разницы частот в плечах, в частности, с помощью вращающейся полуволновой пластинки.

Можно получать интерференционную картину одного или двух пучков Гаусса-Лагерра с Гауссовым пучком с помощью интерферометра Майкельсона, который является более простым, чем интерферометр Маха-Цендера.

Использование аналогичной установки для интерференции Бесселевых пучков в микрорежиме затруднено из-за малых характеристических расстояний (порядка нескольких миллиметров) сохранения моды Бесселя. Для преодоления этой сложности предлагается реализовывать интерференцию двух пучков Бесселя на основе интерференции пучков Гаусса-Лагерра, дополненных аксиконом.

Заметим, что наиболее простым способом формирования суперпозиции Бесселевых пучков, в том числе, имеющих в интерференционной картине определенное число световых пятен, является использование дифракционных оптических элементов (ДОЭ).

Формирование вращающихся интерференционных картин с помощью ДОЭ.

Интерференционные картины, аналогичные описанным выше, гораздо проще формировать с помощью ДОЭ. В этом случае возможно формирование гораздо более сложных картин за счет участия в суперпозиции не двух, а большего (3-7) числа выбранных Гауссовых или Бесселевых пучков, а оптическая схема упрощается до одного элемента. Чтобы получить вращающиеся в поперечном сечении при распространении вдоль оптической оси картины в интерференции (суперпозиции) должны участвовать специально выбранные моды Гаусса-Лагерра или Бесселя. Этот выбор определяется из условий вращения, полученных для индексов мод, желаемой скорости вращения и вида картины интерференции.

Основные типы оптических ловушек.

Однопучковая 2D-ловушка.

Перемещение и ускорение частицы

Теоретические расчеты показывают, что сфокусированный пучок мощностью 1 Вт действует на частицу радиуса λ , при условии, что она идеально отражает весь импульс падающего на нее света, с силой равной 10^{-3} дин. В абсолютном значении это малая величина, но если учесть малую массу частицы, она дает ускорение $F/m \sim 10^5 g$, где g – ускорение силы тяжести.

В первых экспериментах использовались латексные ($n_p=1.58$) сферические частицы 0.59 мкм, 1.31 мкм и 2.68 мкм в диаметре, растворенные в воде ($n_s=1.33$). ТЕМ₀₀-мода аргонового лазера с радиусом перетяжки $w_0=6.2$ мкм горизонтально фокусировалась на отдельную частицу через стеклянную кювету 120 мкм толщиной. Наблюдение велось с помощью микроскопа. 2.68 мкм частица попадала в пучок мощностью 19 мВ не по центру, притягивалась к оси пучка и ускорялась в направлении движения света (скорость около 26 мкм/сек) пока не упиралась в стену кюветы, оставаясь захваченной в пучке. После отключения лазера частица начинала броуновское движение.

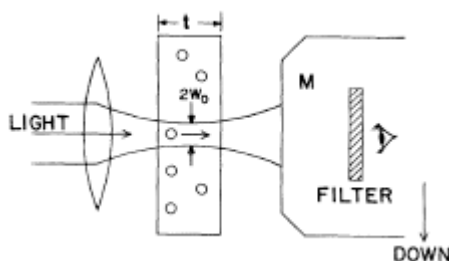


Рис.1. Схема эксперимента по ускорению движения частицы.

Экспериментально показано, что частицы с более высоким, чем окружающая среда, показателем преломления притягиваются в области высокой интенсивности. Менее плотные, чем окружающая среда, частицы (например, 8 мкм пузырьки воздуха, созданные взбалтыванием) выталкивались из пучка.

Левитация

Первая ловушка была создана в AT&T Bell Labs в 1970 г.. В разработанной тогда «левитационной» ловушке используется давление излучения, являющегося источником потока фотонов, направленного вверх и действующего против силы гравитационного притяжения.

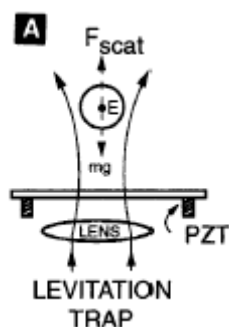


Рис.2. Схема эксперимента по левитации .

Сила давления света мала по сравнению с другими силами и, как правило, должна действовать против силы тяжести. Величина силы, создаваемой лазером мощностью в

несколько милливатт, обычно находится в диапазоне пиконьютон. Однако, частицы микронного размера могут быть подняты и удержаны против силы тяжести.

С использованием оптической левитации наблюдалось изменение силы давления излучения на прозрачные диэлектрические сферические объекты в зависимости от длины волны и размера. При этом точность измерения размеров и показателя преломления частиц увеличена на 2-3 порядка по сравнению с методом рассеяния в дальней зоне.

Двухпучковая 3D-ловушка

Для стабильного захвата вдоль оптической оси была использована двухпучковая ловушка, использующая два встречных Гауссовых пучка. Экспериментально наблюдалось как частица, находящаяся вблизи одного из пучков, притягивалась в точку равновесия. При отключении одного из лазеров частица начинала быстро ускоряться в направлении действующего пучка, и медленно возвращалась в точку равновесия, когда лазер снова включался. В связи с такими ловушками была обоснована оптическая теорема Earnshaw.

Оптическая теорема Earnshaw

Теорема Earnshaw для оптического излучения: **невозможно захватить маленькую диэлектрическую частицу в точку стабильного равновесия в свободном пространстве используя только рассеивающую силу давления света.** Эта теорема является аналогом теоремы Earnshaw в электростатике, которая утверждает, что невозможно захватить заряженную частицу используя только электростатические силы. Т.о. предлагаемые ловушки нейтральных атомов, основанные на использовании силы рассеяния, являются фактически нестабильными. Эти ловушки способны только охлаждать атомы с помощью света с частотой ниже частоты резонансного поглощения атома. Для стабильного захвата малых частиц необходима градиентная сила, и чтобы сильнее захватить частицу, нужно максимизировать ее вклад в общую силу.

Чтобы преодолеть ограничения оптической теоремы Earnshaw, была дальше продолжена аналогия с электростатикой. В электростатике известно, что для заряженной частицы можно создать стабильную ловушку с помощью переменного электрического поля (частица просто колеблется вокруг одного положения – «осциллирующая» ловушка). По аналогии была предложена ловушка с переменным светом, которая должна быть стабильной для нейтральных частиц. Схема такой ловушки состоит из двух Гауссовых пучков (TEM₀₀-mode), направленных навстречу друг другу. Точка равновесия располагается между их фокусами в дальней зоне. Смена направления производится с помощью электро-оптического поляризационного модулятора.

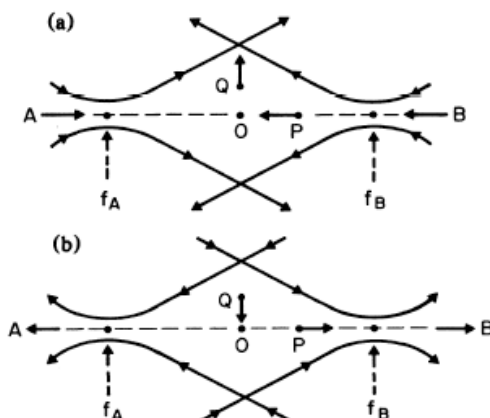


Рис. 3. Схема двух-пучковой ловушки: (а) пучки направлены друг к другу, тогда аксиальное положение (P) стабильно, а поперечное (Q) – не стабильно, (б) (через полцикла) направление пучков переключается на обратное (в схеме это ортогональная поляризация) и стабилизируется поперечное положение, а аксиальное – перестает быть стабильным..

Однопучковая 3D-ловушка

В предыдущих «левитационных» ловушках стабильность осевого захвата зависела от баланса рассеивающей силы и силы гравитации, т.к. осевая градиентная сила мала. Можно создать однопучковую ловушку, в которой создается продольный градиент интенсивности за счет сильной фокусировки пучка. С помощью этой ловушки можно стабильно захватывать диэлектрические частицы размером от 0.025 мкм до 10 мкм в водном растворе.

Физическая природа обратной градиентной силы особенно наглядна при рассмотрении частиц, диаметр которых существенно превышает длину волны ($\geq 10\lambda$). Тогда для описания можно использовать лучевую оптику. Для стабильного захвата рэлеевских частиц (диаметр которых гораздо меньше λ) необходимо, чтобы градиентная сила, притягивающая частицу назад в фокус пучка, превышала силу рассеивания, толкающую ее вперед.

Альтернативой одно-пучковой ловушке с сильной фокусировкой является двух-пучковая ловушка, описанная ранее и способная производить более мощную захватывающую силу при меньшей числовой апертуре NA. Основным недостатком такого устройства – техническая сложность.

Интерференционная ловушка.

Несмотря на большой успех, однопучковые ловушки имеют определенные недостатки, если используются в схеме классического микроскопа (т.е. свет направлен сверху вниз). Тогда для получения достаточно большой силы, действующей против направления распространения света, необходимо сильно фокусировать пучок. При этом осевая сила всегда слабее поперечной в три и более раз. Т.о. захваченная частица легко освобождается из ловушки вблизи зеркала, т.к. в этом случае поверхностные силы преодолевают оптические .

Чтобы преодолеть эти недостатки можно модифицировать ловушку – дно кюветы покрыть сильно отражающим слоем. Тогда в результате интерференции падающей и отраженной волн образуется стоячая Гауссова волна и нано-объекты будут локализованы в пучностях (разделенных $\lambda/2$ вдоль оптической оси) такой ловушки.

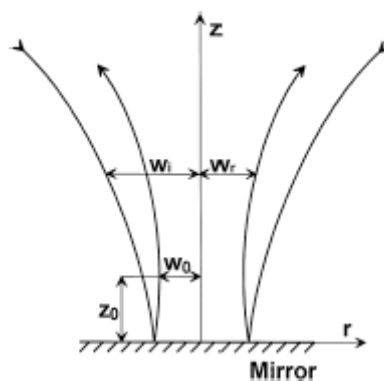


Рис.4. Схема интерференционной ловушки .

Теоретические расчеты показали, что даже «очень малое» зеркальное отражение может производить градиентную силу того же порядка, что сила рассеивания. Даже без специального сильно отражающего покрытия дна кюветы, градиентная сила дает преобладающий вклад в общую силу излучения и возможен захват рэлеевских частиц большего размера, чем с помощью одно-пучковой ловушки.

Усовершенствование оптических ловушек

Исторически, основная проблема в экспериментах по изучению давления света состояла в разрушительных эффектах от нагрева объектов. Эта проблема обходится с помощью помещения слабопоглощающих диэлектрических частиц в относительно прозрачной среде, как правило, жидкости. Однако, из-за нагрева в области высокой интенсивности частицы все равно могут повреждаться. Так, эксперимент с коллоидными полистериновыми латексными частицами, растворенными в воде, показал, что они повреждаются при высоких оптических интенсивностях: микронные сферы при использовании мощности долей милливатта выдерживали около десятка минут, а затем уменьшались в размере и испарялись.

Кроме того, при использовании классической ловушки невозможно захватить менее плотные, а также непрозрачные частицы, которые выталкиваются из областей высокой интенсивности. Захват менее плотных частиц тоже возможен, но при этом они должны иметь специальную форму, например, в виде кольца.

В одно-пучковых ловушках перемещение ловушки обычно производится движением платформы микроскопа. Для независимого управления много-пучковой ловушкой обычно требуются сложные установки, оснащенные системой зеркал или акусто-оптическими дефлекторами.

Для преодоления описанных выше недостатков предлагаются различные усовершенствования – это наиболее бурно развивающееся последнее время направление. И наиболее перспективным здесь является использование дифракционных оптических элементов (ДОЭ).

Полые (кольцевые) пучки

Темные или отражающие частицы могут быть оптически захвачены в жидкости с помощью кольцевых (полых, вихревых) пучков в темной осевой части пучка. Такие пучки несут угловой момент, связанный с вихревой структурой волнового фронта даже при линейной поляризации света.

Также можно осуществить 3D захват менее плотных, чем окружающая среда частиц (полые стеклянные шарики 20 мкм в диаметре в воде) с помощью одного, сильно сфокусированного кольцевого (полого) пучка. Захват происходит в осевой темной части пучка. При этом частицы с высоким показателем преломления захватываются тем же пучком в кольце с высокой интенсивностью.

Можно формировать полый пучок с помощью аксикона, дополненного сферической линзой (в фокальной плоскости которой получается узкое кольцо) для экспериментального исследования холодных атомов. Однако, в этом случае, резкое кольцо формируется только на узком продольном отрезке, так что захват будет слабым за пределами этого участка.

Можно использовать пучки Гаусса-Лагерра с различными азимутальными индексами, настроенных ниже резонанса для формирования тороидных оптических дипольных ловушек в 2D атомном конденсате Бозе-Эйнштейна. Показано, что моды Гаусса-Лагерра более высокого порядка обеспечивают более глубокую потенциальную яму и более компактную концентрацию атомов при фиксированных радиусе тороида и мощности лазера.

Для формирования полых пучков применялись: геометрооптический метод, метод селекции поперечных мод, метод оптической голографии, синтезированные на компьютере голограммы, оптические нелинейные эффекты.

Также используются полые оптические волокна. Например, рассматривается полое цилиндрическое оптическое волокно в качестве «атомного волновода». Затухающие волны, уходящие из полый сердцевинки волокна, создают достаточный потенциальный барьер для транспортировки атомов с низкими потерями мощности при оптимальной

настройке выше резонанса. Однако, световые пучки имеют преимущество перед оптическими волокнами, т.к. при использовании последних необходимо преодолевать притяжение, связанное с силами Ван дер Вальса.

Существует возможность использования в качестве полого светового пучка LP_{01} -моды на выходе полого оптического волокна. Однако, этот пучок не сохраняет минимум интенсивности в центре при распространении в свободном пространстве и, следовательно, не может служить для протяженной транспортировки атомов.

С другой стороны, пучки Гаусса-Лагерра и Бесселя высокого порядка распространяются в свободном пространстве не меняя своей формы и сохраняя минимум интенсивности в центре.

Анализировался оптический дипольный потенциал для формирования пучка медленных атомов при использовании различных полых световых пучков, как Гаусса-Лагерра, так и Бесселя. Показано, что пучки Гаусса-Лагерра с высоким азимутальным индексом предпочтительны для фокусировки атомов, а пучки Бесселя высокого порядка – для транспортировки атомов на большие, по сравнению с пучками Гаусса-Лагерра, расстояния.

Оптические «бутылки»

Можно использовать синтезированную на компьютере голограмму для формирования светового пучка, имеющего продольно локализованную нулевую интенсивность в фокусе. Пучок представляет собой суперпозицию двух мод Гаусса-Лагерра, фазовый сдвиг между которыми подобран так, чтобы при интерференции они взаимоуничтожались в общем фокусе, окруженном по всем направлениям областями высокой интенсивности. Предлагается называть такие пучки **оптическими «бутылками»**. Возможно их использование для стабильного 3D-захвата поглощающих и менее плотных, чем окружающая среда частиц.

Можно использовать схему формирования и увеличения полого пучка, который м.б. использован для захвата и направления холодных атомов, с помощью простой линзы со сферической абберацией и проекционной линзы. Формируемая полая область имеет существенно вытянутую структуру с соотношением продольных и поперечных размеров $kr_{\max}^2 / z_{\max} = 2$. Поле является суперпозицией J_0 – Бесселевых полей, так что простая (линейная или круговая) поляризация м.б. использована.

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
"Самарский государственный аэрокосмический университет
имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)"



СОГЛАСОВАНО

Управление образовательных программ

УТВЕРЖДАЮ

Проректор по учебной работе

_____/А.В. Дорошин

_____/Ф.В. Гречников

" ____ " _____ 20__ г.

" ____ " _____ 20__ г.

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА

Наименование модуля (дисциплины)

Манипуляция микро и нанообъектами

Цикл, в рамках которого происходит освоение модуля (дисциплины)	Общепрофессиональные дисциплины
Часть цикла	Вариативная, по выбору
Код учебного плана	010900.62
Факультет	Информатики
Кафедра	Технической кибернетики
Курс	4
Семестр	8
Лекции (СЛ)	28
Семинарские и практические занятия (СП)	0 Экзамен
Лабораторные занятия (СЛР)	14 Зачет
Курсовая работа (проект) (СКР)	0 8
Самостоятельная работа (СРС)	30
Всего	72

Наименование стандарта, на основании которого составлена рабочая программа:

Направление 511600 “Прикладные математика и физика”

Соответствие содержания рабочей программы, условий ее реализации, материально-технической и учебно-методической обеспеченности учебного процесса по дисциплине всем требованиям государственных стандартов подтверждаем.

Составители:

Скиданов Р.В.

_____ (подпись)

Заведующий кафедрой:

Сойфер В.А.

_____ (подпись)

Рабочая программа обсуждена на заседании кафедры
Технической кибернетики

Протокол № ___ от " ___ " _____ 20 ___ г.

1 Цели и задачи модуля (дисциплины), требования к уровню освоения содержания

1.1 Перечень развиваемых компетенций

ОК-1, ОК-2, ОК-6, ПК-9

1.2 Цели и задачи изучения модуля (дисциплины)

1. Ознакомление студентов с основными методами манипулирования микро и наночастицами и основными математическими моделями данной области знаний
2. Выработка у студентов приёмов и навыков решения конкретных задач в области манипулирования микро и наночастицами.

1.3 Требования к уровню подготовки студента, завершившего изучение данного модуля (дисциплины)

Студенты, завершившие изучение данной дисциплины, должны знать: основные законы взаимодействия лазерных пучков с микро и нано-объектами, уметь: правильно строить математические модели движения микро и нанообъектов в лазерных пучках..

1.4 Связь с предшествующими модулями (дисциплинами)

Для изучения манипуляции микро и нанообъектами студентам необходимы знания по следующим дисциплинам: Математический анализ. Дифференциальные уравнения. Физика. Уравнения математической физики.

1.5 Связь с последующими модулями (дисциплинами)

Материал может быть использован при выполнении выпускной квалификационной работы бакалавра

2 Содержание рабочей программы

СЛ 0,39 28 часов 0,78 кредитов	Активные 1	Силы оптического захвата.
		Рэлеевская теория оптического захвата
		Обобщенная теория Лоренца-Ми оптического захвата
		Взаимодействие света с атомами
		Основные типы оптических ловушек.
		Оптическое вращение
		Формирование вращающихся интерференционных картин с помощью ДОЭ
		Бесселевы пучки
		Матрицы ловушек
		Динамическое управление
		Области применения оптического захвата микробиологических объектов
	Интерактивные 0	
	Традиционные 0	

СП 0 0 часов 0 кредитов	Активные 0	
	Интерактивные 0	
	Традиционные 0	
СЛР 0,19 14 часов 0,38 кредитов	Активные 1	Моделирование оптического захвата лучевым методом
		Формирование световых пучков с заданным орбитальным моментом
		Моделирование вращения лучевым методом
		Моделирование движения микрочастиц в пучках Бесселя
	Интерактивные 0	
	Традиционные 0	
СКР 0 0 часов 0 кредитов	Активные 0	
	Интерактивные 0	
	Традиционные 0	
СРС 0,42 30 часов 0,84 кредитов	Активные 1	Интерференционная ловушка
		Усовершенствование оптических ловушек
		Манипулирование биообъектами
		Оптическое вращение для микромеханики
		Вращение микрочастиц за счет спинового углового момента
		Оптические «бутылки»
	Интерактивные 0	
	Традиционные 0	

3 Инновационные методы обучения

1. Использование комплекта электронных лекций в формате .ppt2. Использование специального программного обеспечения при проведении лабораторных работ.

4 Технические средства и материальное обеспечение учебного процесса

1. Компьютерный класс аудитории 203 корпуса 1 (10 компьютеров Celeron).2. Специальное программное обеспечение, разработанное на кафедре тк для моделирования движения микрообъектов в световых пучках.3. Мультимедийная аудитория 209 корпуса 1 для чтения лекций с использованием мультимедийного проектора.

5 Учебно-методическое обеспечение

5.1 Основная литература

1. Котляр В.В., Хонина С.Н., Скиданов Р.В., Соيفер В.А. ДОЭ для задач оптического микроманипулирования. Учебное пособие, 2007, 128 с. СГАУ (имеется 20 экземпляров в библиотеке СГАУ, имеется электронный учебник).2. Соифер В.А. Методы компьютерной оптики. М.: Физматлит. 2003. 688 с (имеется 30 экземпляров в библиотеке СГАУ, имеется электронная копия).

5.2 Дополнительная литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики (Pergamon Press, 1968). 2. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М.: Высшая школа. 1991.

5.3 Электронные источники и интернет ресурсы

Адреса сайтов посвященных оптическому

"пинцету" <http://dic.academic.ru/dic.nsf/nanotechnology/135/%D0%BE%D0%BF%D1%82%D0%B8%D1%87%D0%B5%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%B9>

http://www1.jinr.ru/Pepan/2004-v35/v-35-6/pdf/v-35-6_03.pdf

http://ru.wikipedia.org/wiki/%D0%9E%D0%BF%D1%82%D0%B8%D1%87%D0%B5%D1%81%D0%BA%D0%B8%D0%B9_%D0%BF%D0%B8%D0%BD%D1%86%D0%B5%D1%82

5.4 Методические указания и рекомендации

На основании выполнения студентами лабораторным работ и по результатам проверки теоретических знаний студентов выставляется зачет.

Световые «бутылки»

Световая ловушка для непрозрачных микрообъектов в англоязычных научных статьях обычно называется optical “bootle” (оптическая «бутылка») или light “bootle” (световая «бутылка»). Предлагается для создания группы оптических «бутылок» использовать суперпозицию пучков (мод) Бесселя, имеющих разные параллельные друг другу оси распространения.

Для формирования группы оптических «бутылок» рассмотрим суперпозицию N пространственно разделенных мод Бесселя разных порядков с различными номерами корней функции Бесселя, т.е. различными значениями величин m , используемой при расчете фазовой функции ДОЭ, формирующего пучок Бесселя n -ого порядка

$$\tau(x, y) = \text{sgn}(J_n(\alpha_m r)) \exp(in\varphi), \quad (2.1)$$

где $\alpha_m = k\rho_m$, $\rho_m = \sqrt{1 - \left(\sigma_0 + \frac{m\lambda}{z_0}\right)^2}$, $\sigma_0 = \cos\theta$, n - порядок функции Бесселя, m - номер корня функции Бесселя, k - волновое число, θ - средний угол наклона плоских волн пространственного спектра для заданного поля, x, y - декартовы координаты.

Для вычисления суперпозиции N пространственно разделенных мод Бесселя использовалась следующая формула:

$$T(x, y) = \sum_{k=1}^N C_k \cdot \text{sgn}(J_{n_k}(\alpha_{m_k}(\vec{r}_k - \vec{r}_{k0}))) \exp(in_k \varphi) \exp[i(xu_x + yv_y)] \quad (2.2)$$

с комплексными коэффициентами C_k для каждой отдельной моды.

2.1 Формирование одиночной оптической бутылки

Хотя для формирования одиночной оптической «бутылки» существуют более простые способы, например использование составного аксикона, попробуем сформировать такую ловушку описанным выше методом, чтобы продемонстрировать универсальность предложенного подхода

Эти 27 мод расположены по схеме, представленной на рисунке 2.1

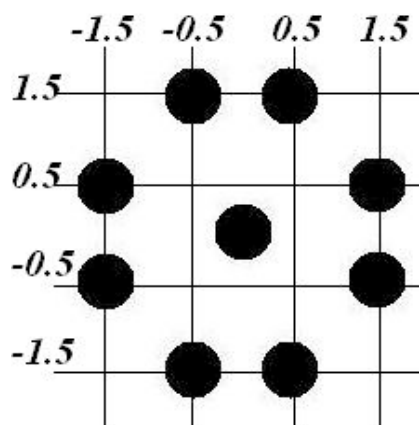
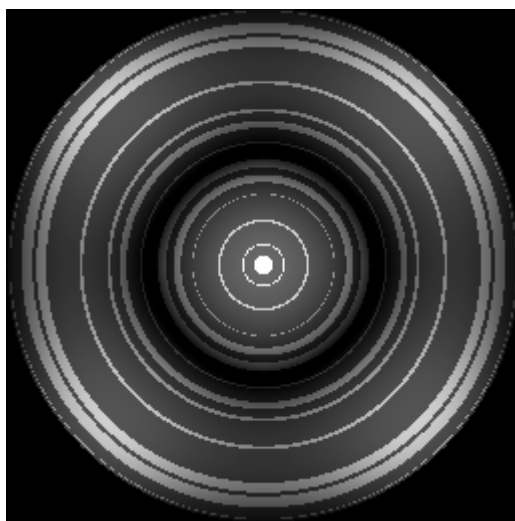


Рисунок 2.1 – Схема расположения мод Бесселя в суперпозиции.

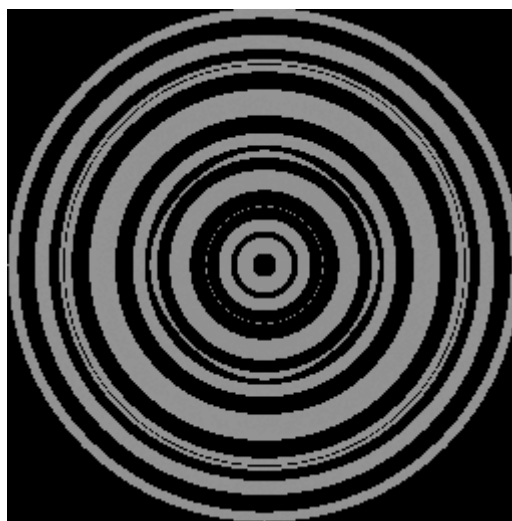
В данной и последующих схемах за единицу брался минимальный размер дифракционного пятна формируемого заданным элементом на расстоянии z_0 от входной плоскости при длине волны $\lambda = 532 \text{ нм}$.

В каждой из позиций на схеме располагается суперпозиция из трех мод Бесселя 0-го порядка с одинаковыми значениями $z_0 = 800 \text{ мм}$, но с различными номерами корней функций Бесселя $m = 8, 9, 10$. Для всех мод за исключением, находящихся в центральной позиции, коэффициенты $C_k = 1$; для мод находящихся в центральной позиции $C_k = 1 \cdot e^{i\pi}$.

Амплитудно-фазовое распределение элемента, формирующего такую суперпозицию, представлено на рисунке 2.2.



а



б

Рисунок 2.2 - Амплитудная и фазовая функция ДОЭ для формирования одиночной световой «бутылки».

Если игнорировать амплитудную составляющую и рассматривать только фазу, то на расстояниях 780-880 мм при диаметре элемента 6 мм и диаметре освещающего пучка 4,4 мм получаются следующие распределения светового поля:

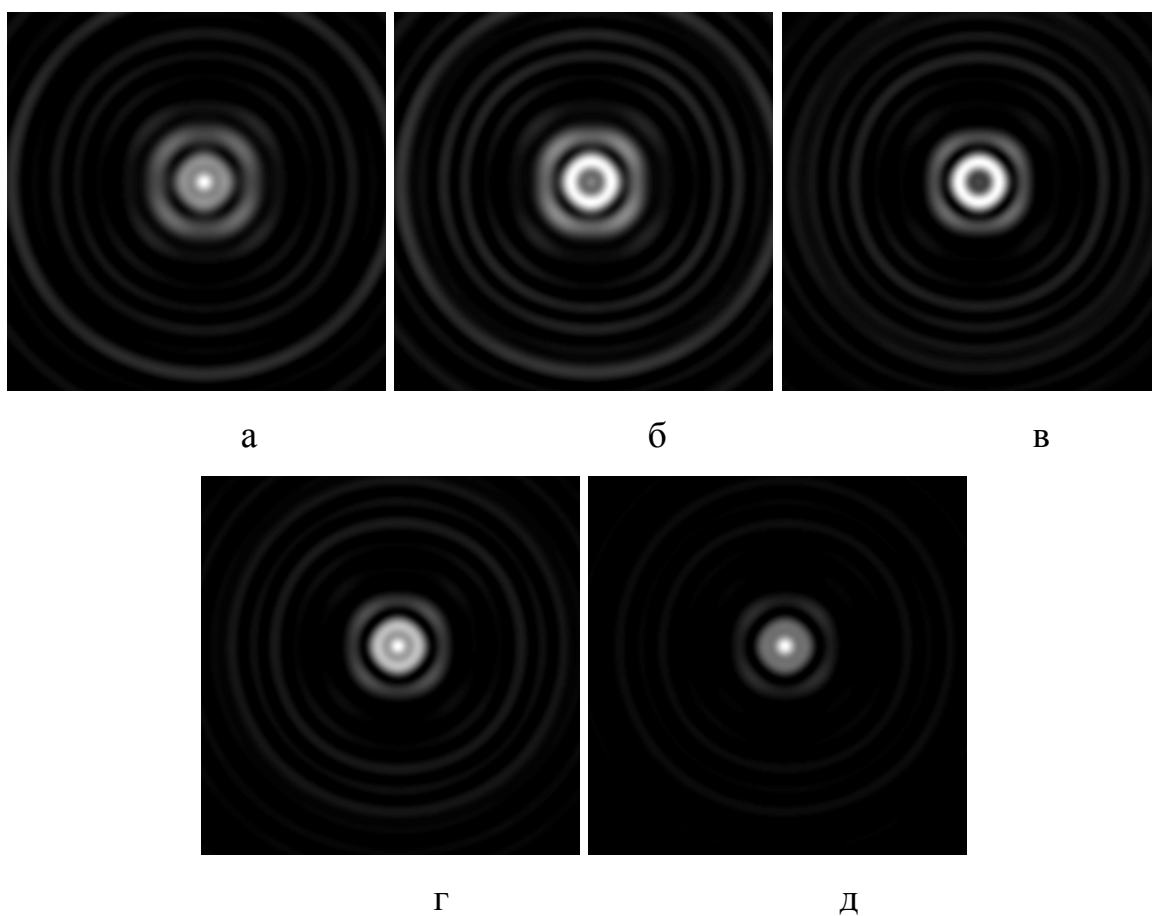


Рисунок 2.3 - Распределение интенсивности в сформированном пучке на расстояниях 780мм (а), 800мм (б), 840мм (в), 865мм (г), 879мм (д.)

Как видно из рисунка 2.3 действительно формируется классическая оптическая «бутылка» закрытая по всем трем координатам. При этом относительно большой размер ловушки по оси распространения (100мм) относится только к формированию ее в свободном пространстве. При фокусировке такого пучка микробъективом 90× ее длина сокращается до

20мкм. Эффективность ловушки составляет около 67%. Рассмотрим последовательно несколько все более сложных конфигураций оптических «бутылок». Будем последовательно увеличивать их количество.

2.2 Формирование двух соприкасающихся оптических «бутылок»

Для формирования двойной световой «бутылки» потребуется суперпозиция большего количества мод Бесселя. В данном случае 45 мод Бесселя расположены по схеме, представленной на рисунке 2.4.

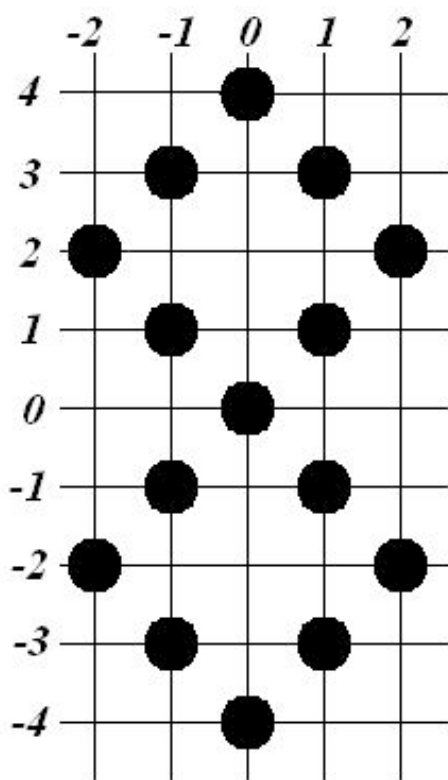


Рисунок 2.4 – Схема расположения мод Бесселя для формирования двух соприкасающихся оптических «бутылок».

В каждой из позиций на схеме располагается суперпозиция из тех же трех мод Бесселя 0-го порядка с одинаковыми значениями $z_0 = 800 \text{ мм}$, но с различными номерами корней функций Бесселя $m = 8, 9, 10$ (как и для одиночной бутылки). Для всех мод коэффициенты C_k были действительными числами и равнялись:

- для мод находящихся в точках с координатами $[1; -1]$, $[1; 1]$, $[-1; -1]$; $[-1; 1]$ $C_k = 2.75$;
- для мод находящихся в точке с координатами $[0; 0]$ $C_k = 2.25$;
- для остальных мод $C_k = 2.0$;

Амплитудно-фазовое распределение элемента, формирующего такую суперпозицию, представлено на рисунке 2.5.

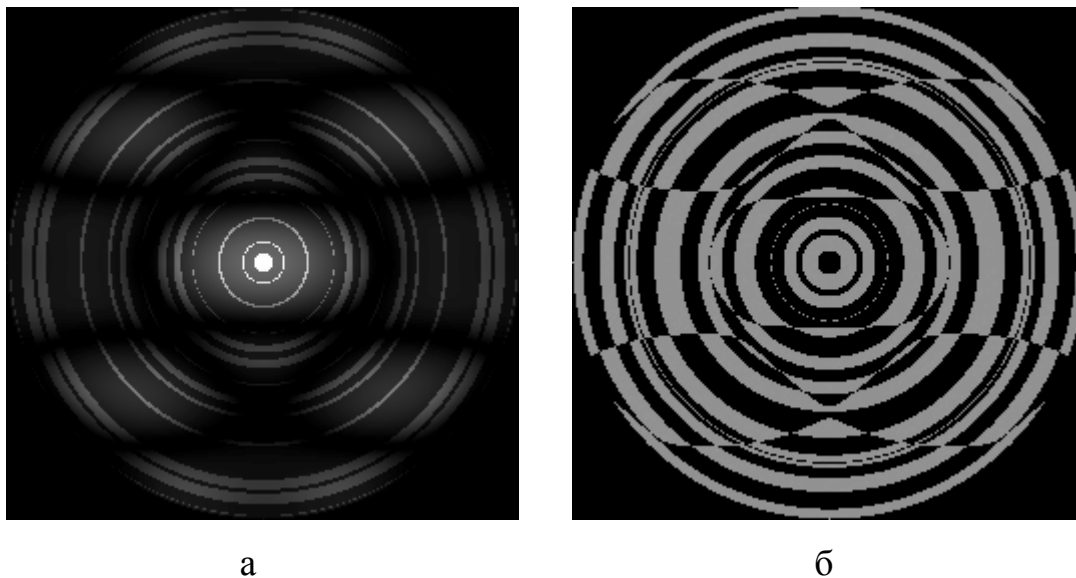
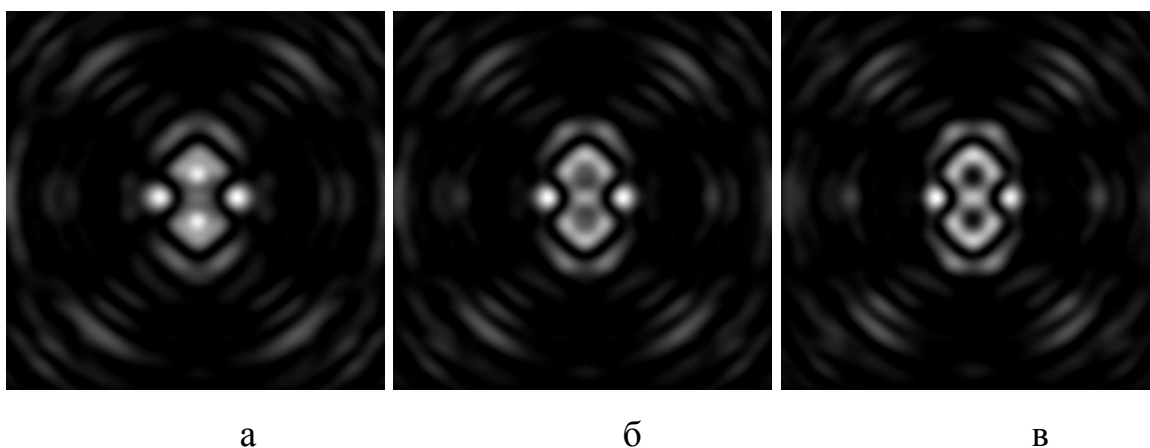
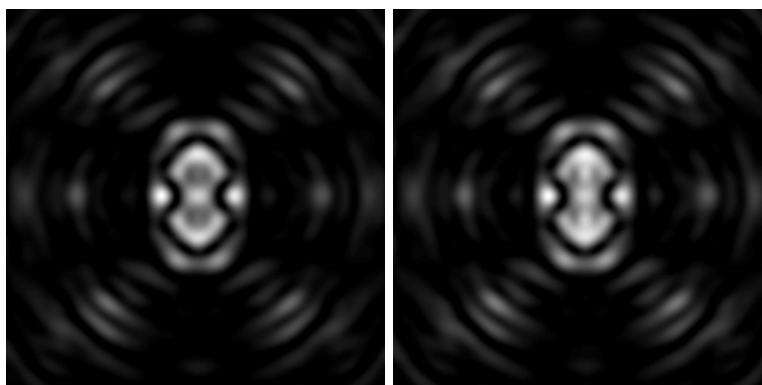


Рисунок 2.5 – Амплитудная (а) и фазовая (б) функция ДОЭ для формирования двух соприкасающихся оптических «бутылок».

Если игнорировать амплитудную составляющую и рассматривать только фазу, то на расстояниях 780-880 мм при диаметре элемента 6 мм и диаметре освещающего пучка 4,4 мм получаются следующие распределения светового поля:





Г

Д

Рисунок 2.6 - Распределение интенсивности в сформированном пучке на расстояниях 790мм (а), 815мм (б), 840мм (в), 865мм (г), 880мм (д.)

Эффективность ловушки, по сравнению с одиночной, несколько снизилась и составила около 45%.

2.3 Формирование трех соприкасающихся оптических «бутылок».

В данном случае 66 мод Бесселя расположены по схеме, представленной на рисунке 2.7.

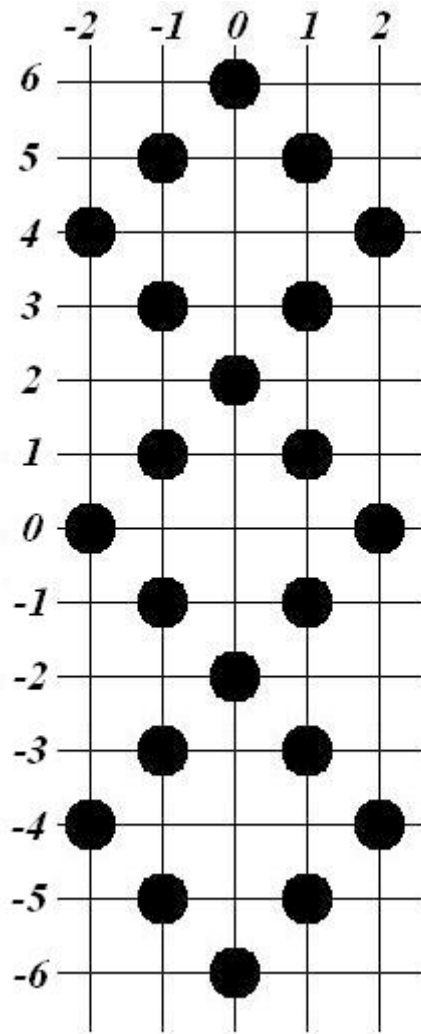


Рисунок 2.7 – Схема расположения мод Бесселя для формирования трех соприкасающихся оптических «бутылок».

В каждой из позиций на схеме располагается суперпозиция из тех же трех мод Бесселя 0-го порядка с одинаковыми значениями $z_0 = 800 \text{ мм}$, но с различными номерами корней функций Бесселя $m = 8, 9, 10$ (как и для одиночной бутылки). Для всех мод коэффициенты C_k были действительными числами и равнялись:

- для мод находящихся в точках с координатами $[5; -1], [5; 1], [-5; -1], [-5; 1]$ $C_k = 1.75$;
- для мод находящихся в точке с координатами $[3; -1], [3; 1], [2; 0], [-2; -0], [-3; -1], [-3; 1]$ $C_k = 2.25$;
- для мод находящихся в точке с координатами $[6; 0], [-6; 0]$ $C_k = 1.5$;

- для мод находящихся в точке с координатами $[-1; -1]; [0; -2]; [1; -1]; [1; 1]; [-1; 1]; [0; 2]$ $C_k = 2.5$;
- для остальных мод .

Амплитудно-фазовое распределение элемента, формирующего такую суперпозицию, представлено на рисунке 2.8.

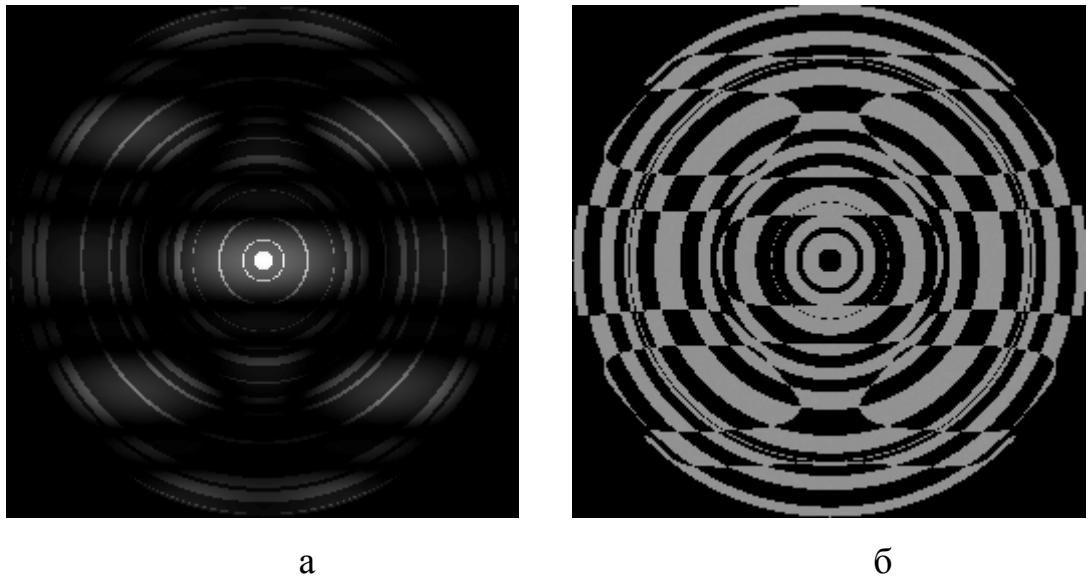
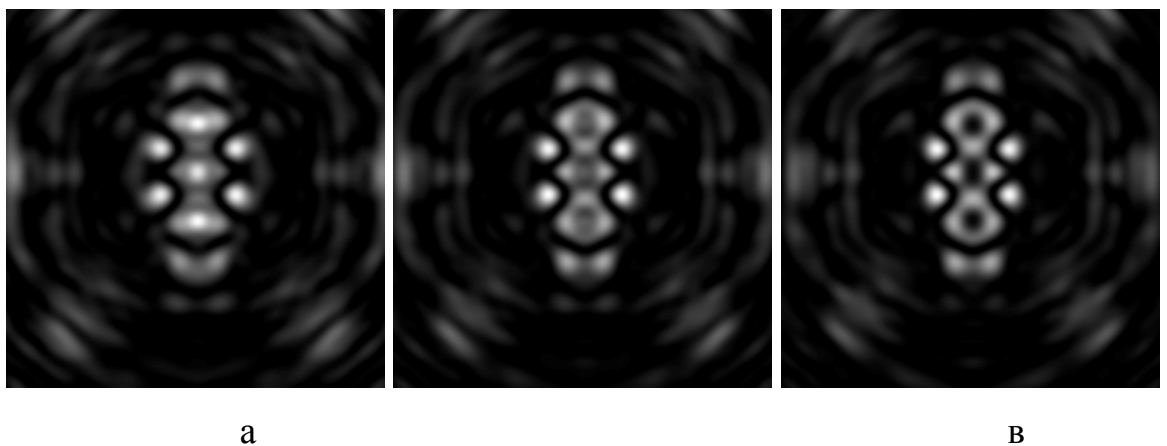
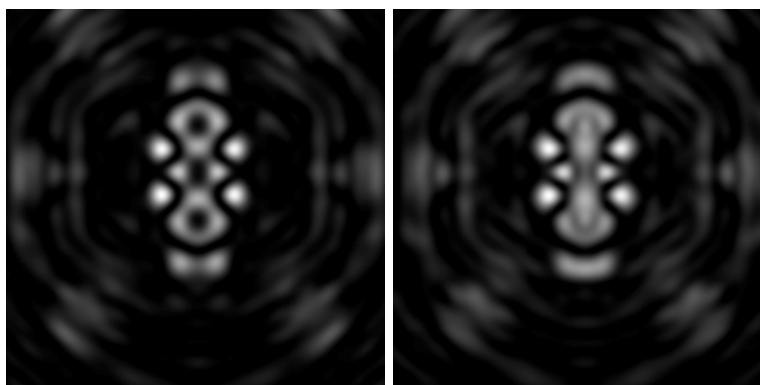


Рисунок 2.8 – Амплитудная (а) и фазовая (б) функция ДОЭ для формирования трех соприкасающихся оптических «бутылок».

Если игнорировать амплитудную составляющую и рассматривать только фазу, то на расстояниях 780-880 мм при диаметре элемента 6 мм и диаметре освещающего пучка 4,4 мм получаются следующие распределения светового поля:





Г

Д

Рисунок 2.9- Распределение интенсивности в сформированном пучке на расстояниях 790мм (а), 815мм (б), 840мм (в), 865мм (г), 880мм (д.)

Эффективность данной световой ловушки 29%

2.4 Формирование двух несоприкасающихся оптических «бутылок».

В данном случае 2 моды Бесселя 0-ого порядка ($m = 8$, $z_0 = 800$ мм, $\lambda = 532$ нм)

расположены по схеме, представленной на рисунке 2.10.

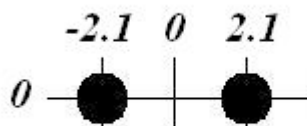


Рисунок 2.10 - Схема расположения мод Бесселя для формирования двух несоприкасающихся оптических «бутылок».

Для одной из мод коэффициент $C_0 = 1$, для другой $C_1 = 1 \cdot e^{i\pi}$.

Амплитудно-фазовое распределение элемента, формирующего такую суперпозицию, представлено на рисунке 2.11.

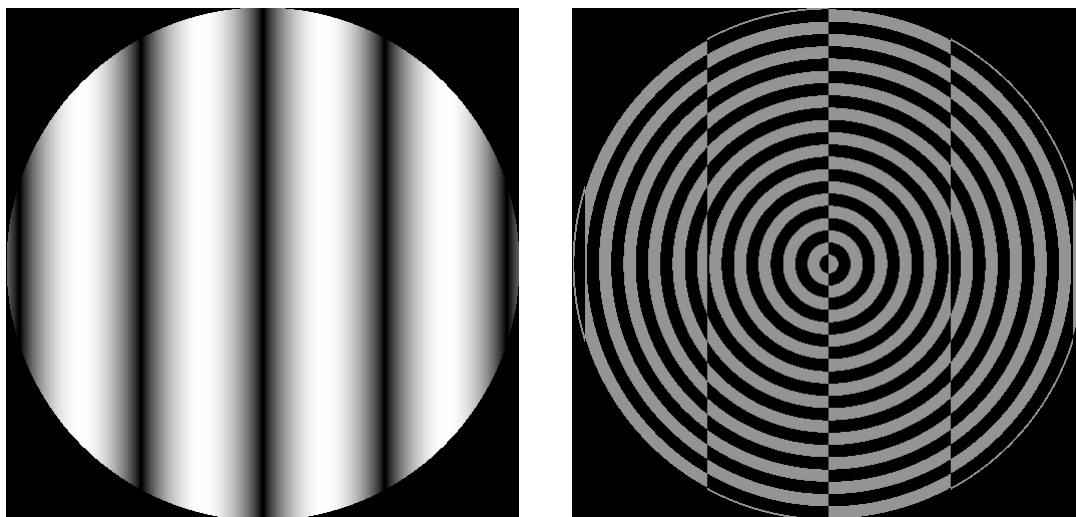
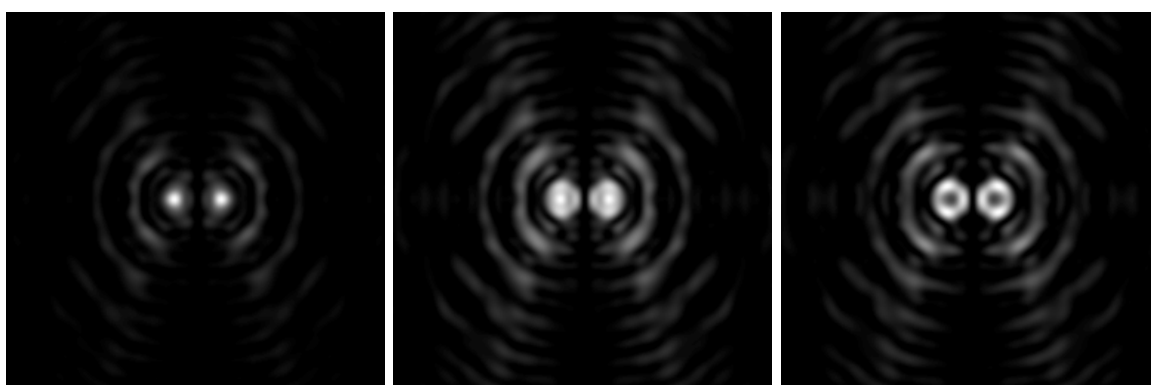


Рисунок 2.11 - Амплитудная и фазовая функция ДОЭ для формирования двух несоприкасающихся оптических «бутылок».

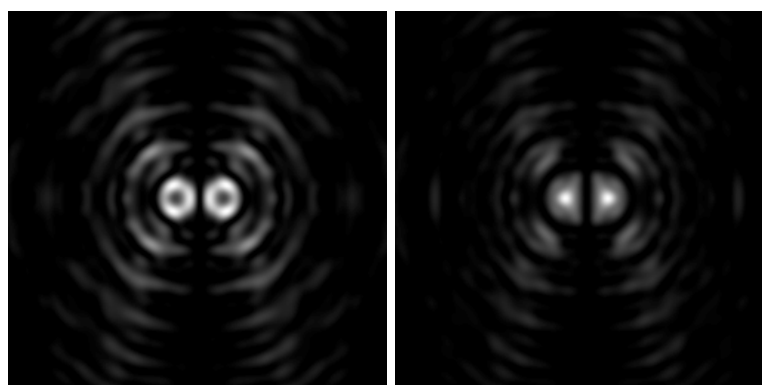
Если игнорировать амплитудную составляющую и рассматривать только фазу, то на расстояниях 500-525 мм при диаметре элемента 6 мм и диаметре освещающего пучка 6 мм получаются следующие распределения светового поля:



а

б

в



г

д

Рисунок 2.12- Распределение интенсивности в сформированном пучке на расстояниях 500мм (а), 505мм (б), 510мм (в), 515мм (г), 520мм (д.)

Эффективность ловушки 47%.

2.5 Формирование трех неперикасающихся оптических «бутылок».

В данном случае 3 моды Бесселя 0-ого порядка ($m = 8$, $z_0 = 800 \text{ мм}$, $\lambda = 532 \text{ нм}$)

расположены по схеме, представленной на рисунке 2.13

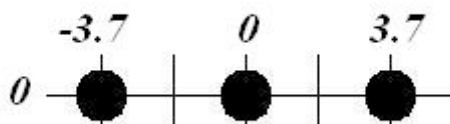


Рисунок 2.13 - Схема расположения мод Бесселя для формирования трех неперикасающихся оптических «бутылок».

Для мод находящихся в точках с координатами $[0; -3,7]$, $[0; 3,7]$ $C_{1,3} = 1$, для моды с координатами $[0;0]$ $C_2 = 1 \cdot e^{i\pi}$.

Амплитудно-фазовое распределение элемента, формирующего такую суперпозицию, представлено на рисунке 2.14.

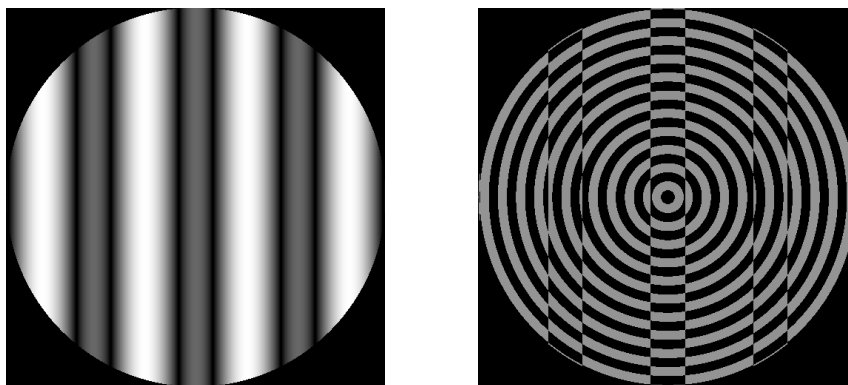


Рисунок 2.14 - Амплитудная и фазовая функция ДОЭ для формирования трех неперикасающихся световых «бутылок».

После частичного кодирования методом локального фазового скачка (уровень кодирования амплитуды 0.2, выше которого кодирование амплитуды не применяется) получается следующее распределение фазы элемента (рисунок 2.15).

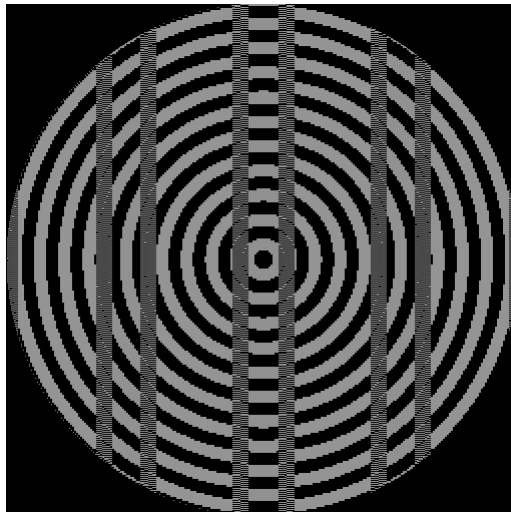
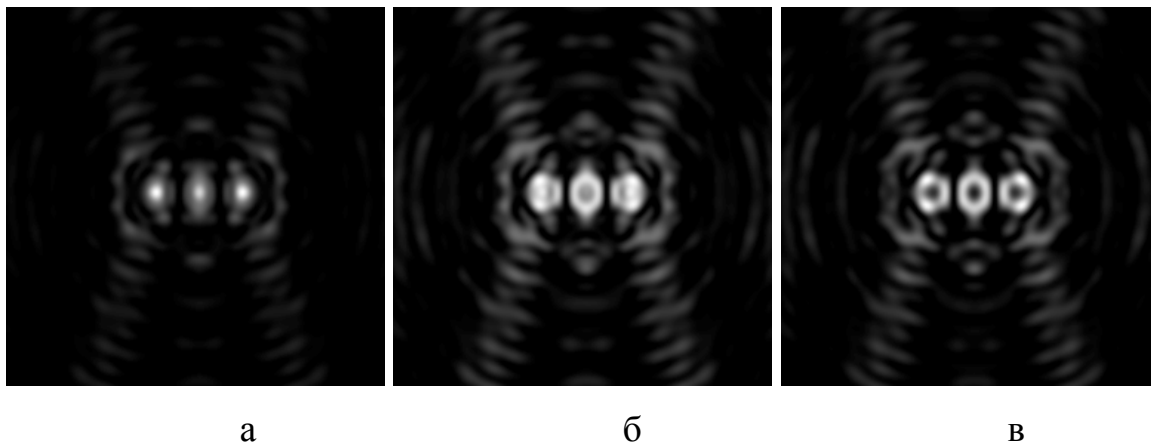
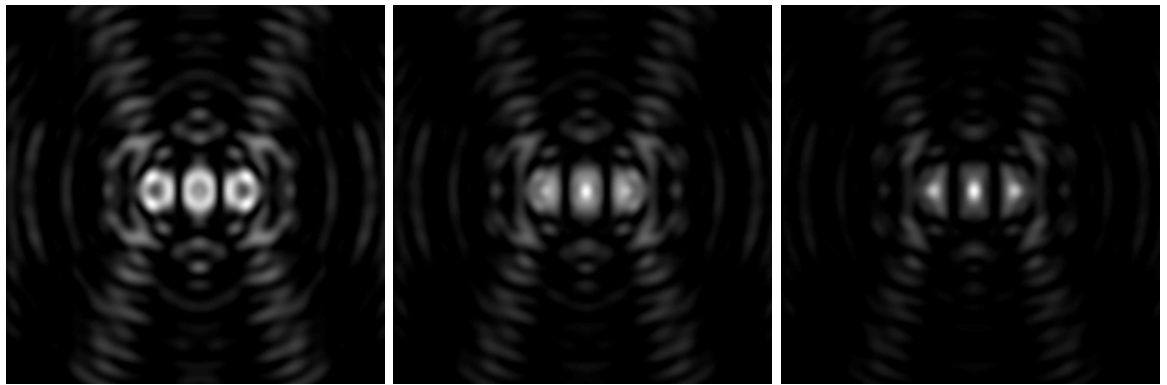


Рисунок 2.15 – Фазовая функция кодированного элемента для формирования трех непересекающихся оптических «бутылок».

На расстояниях 500-525 мм от входной плоскости такого фазового элемента при диаметре элемента 6 мм и диаметре освещающего пучка 6 мм получаются следующие распределения светового поля:





г

д

е

Рисунок 2.16- Распределение интенсивности в сформированном пучке на расстояниях 500мм (а), 505мм (б), 510мм (в), 515мм (г), 520мм (д.), 524мм (е).

Эффективность ловушки 47%. Снижение эффективности компенсируется более узкой пространственной локализацией ловушки. В свободном пространстве ее длина 10мм, при фокусировке 90× микрообъективом - всего 2мкм.

2.6 Формирование четырех несоприкасающихся оптических «бутылок».

В данном случае 4 моды Бесселя 0-ого порядка ($m = 8$, $z_0 = 800 \text{ мм}$, $\lambda = 532 \text{ нм}$)

расположены по схеме, представленной на рисунке 2.17

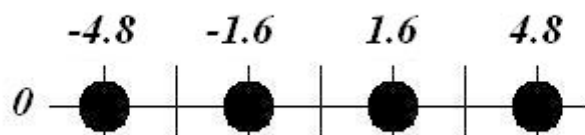


Рисунок 2.17 - Схема расположения мод Бесселя для формирования четырех несоприкасающихся оптических «бутылок».

Для мод находящихся в точках с координатами $[0; -4.8]$ $C_1 = 2.5$, для моды с координатами $[0; -1.6]$ $C_2 = 2.0 \cdot e^{i\pi}$, для моды с координатами $[0; 1.6]$ $C_3 = 2.0$, для моды с координатами $[0; 4.8]$ $C_4 = 2.5e^{i\pi}$.

Амплитудно-фазовое распределение элемента, формирующего такую суперпозицию, представлено на рисунке 2.18.

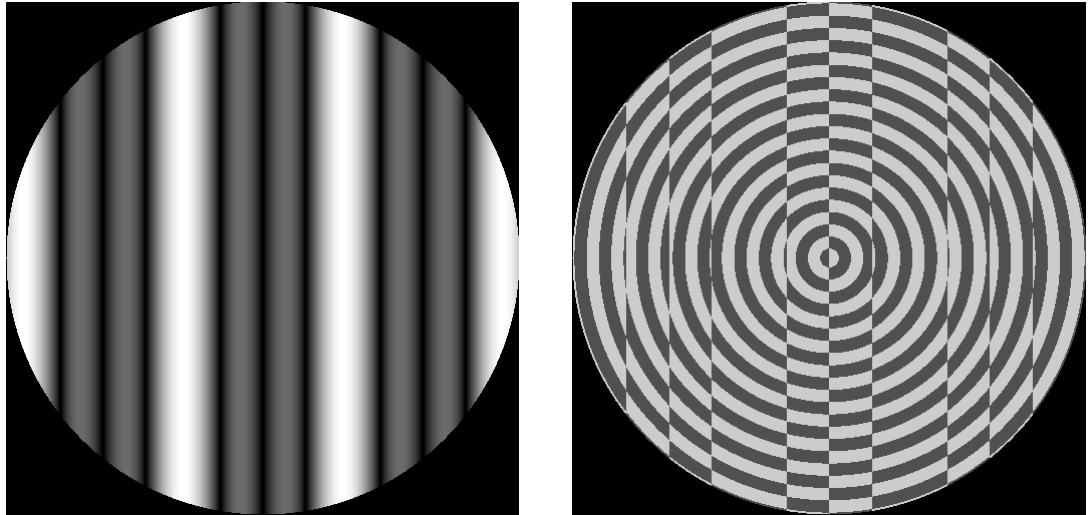


Рисунок 2.18 - Амплитудная и фазовая функция ДОЭ для формирования четырех несоприкасающихся световых «бутылок».

После частичного кодирования методом локального фазового скачка (уровень кодирования амплитуды 0.25, выше которого кодирование амплитуды не применяется) получается следующее распределение фазы элемента

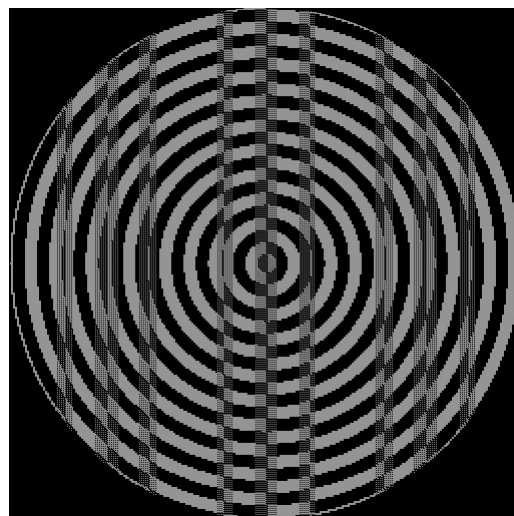


Рисунок 2.19 – Фазовая функция кодированного элемента для формирования четырех несоприкасающихся оптических «бутылок».

На расстояниях 500-525 мм от входной плоскости такого фазового элемента при диаметре элемента 6 мм и диаметре освещающего пучка 6 мм получаются следующие распределения светового поля:

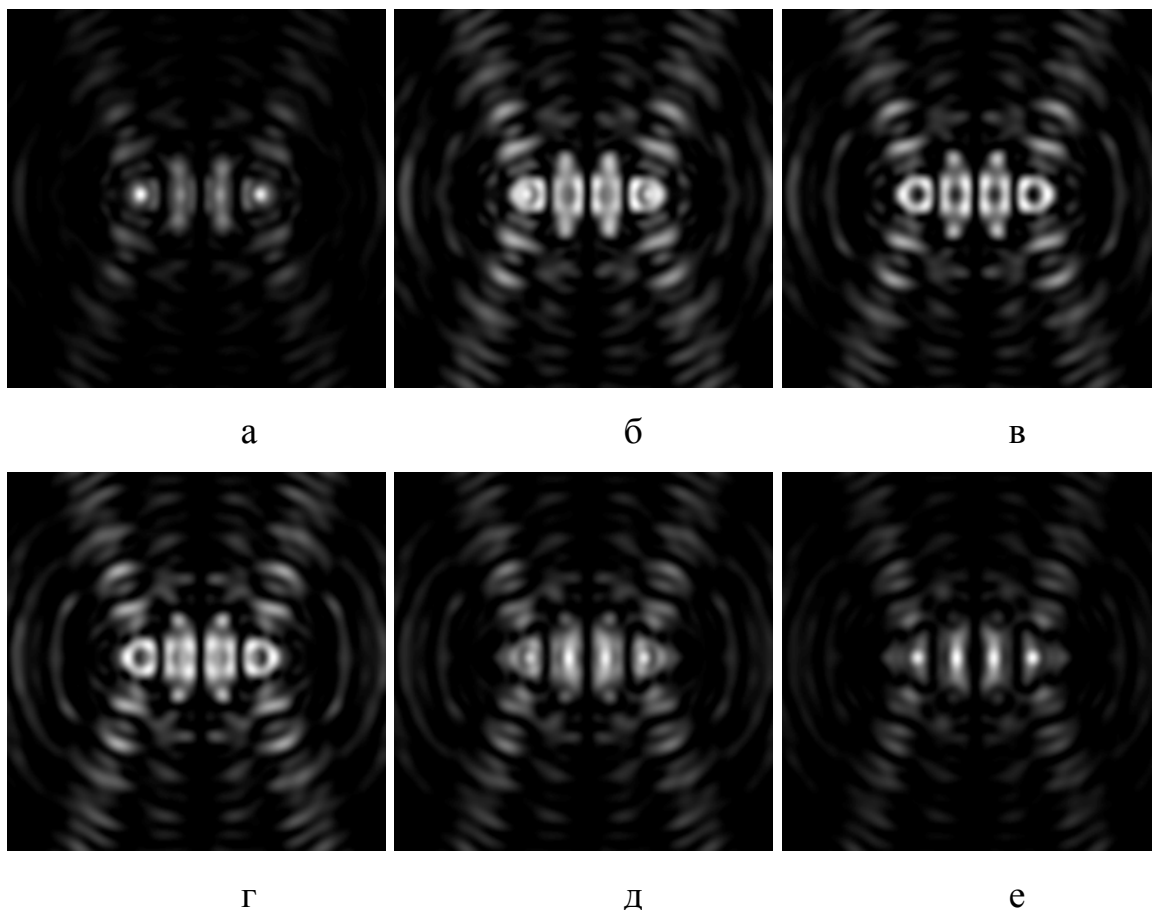


Рисунок 2.20- Распределение интенсивности в сформированном пучке на расстояниях 500мм (а), 505мм (б), 510мм (в), 515мм (г), 520мм (д.), 524мм (е).

Эффективность ловушки 33%. Протяженность ловушки по оси z. при фокусировке 90× микрообъективом - 2мкм.

2.7 Формирование шести несоприкасающихся оптических «бутылок».

В данном случае 6 моды Бесселя 0-ого порядка ($m = 8$, $z_0 = 800$ мм, $\lambda = 532$ нм)

расположены по схеме, представленной на рисунке

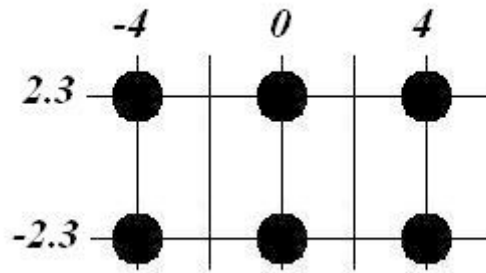
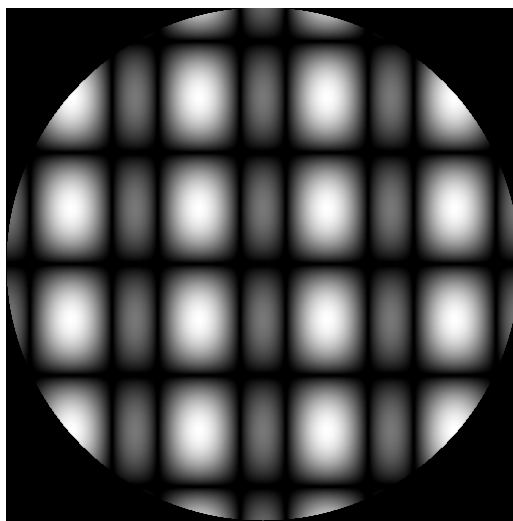


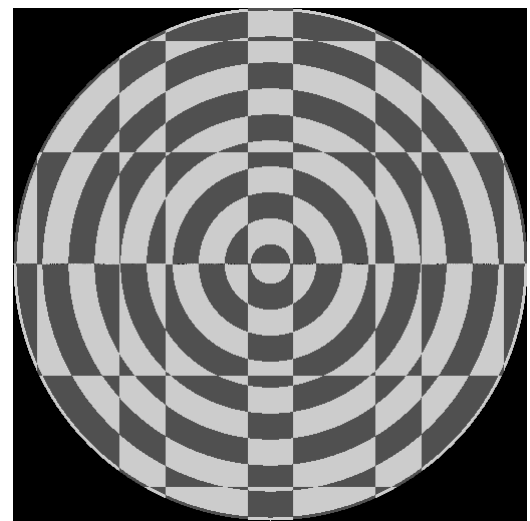
Рисунок 2.21 - Схема расположения мод Бесселя для формирования шести непересекающихся оптических «бутылок».

Для мод находящихся в точках с координатами $[2.3; -4]$, $[2.3; 4]$ $C_{1,3} = 2.3$, для мод с координатами $[-2.3; -4]$, $[-2.3; 4]$ $C_{4,6} = 2.3 \cdot e^{i\pi}$, для моды с координатами $[2.3; 0]$ $C_2 = 2e^{i\pi}$, для моды с координатами $[-2.3; 0]$ $C_5 = 2$.

Амплитудно-фазовое распределение элемента, формирующего такую суперпозицию, представлено на рисунке 2.22.



а



б

Рисунок 2.22 – Амплитудная (а) и фазовая (б) функция ДОО для формирования шести непересекающихся световых «бутылок».

После частичного кодирования методом локального фазового скачка (уровень кодирования амплитуды 0.3, выше которого кодирование амплитуды не применяется) получается следующее распределение фазы элемента

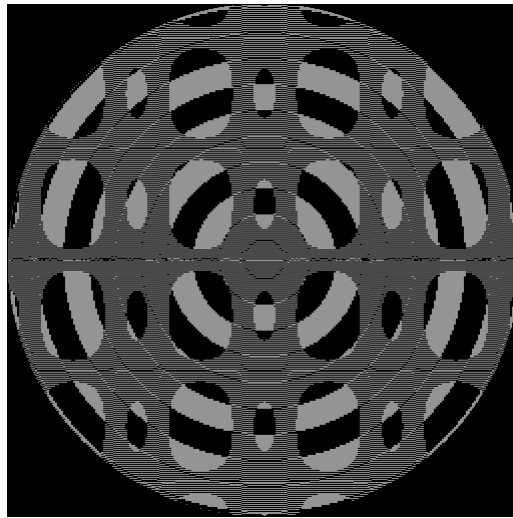


Рисунок 2.23 – Фазовая функция кодированного элемента для формирования шести непересекающихся оптических «бутылок».

На расстояниях 875-975 мм от входной плоскости такого фазового элемента при диаметре элемента 6 мм и диаметре освещающего пучка 6 мм получаются следующие распределения светового поля:

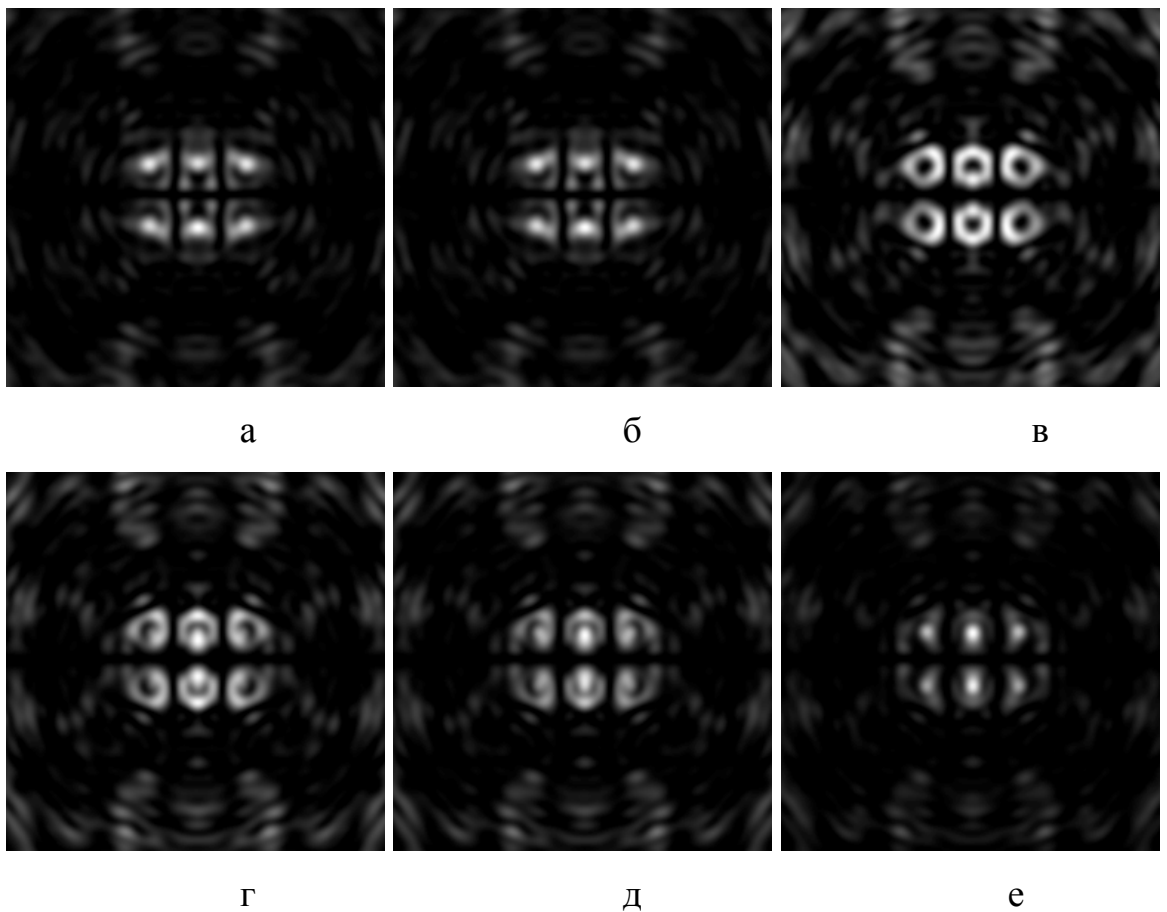


Рисунок 2.24- Распределение интенсивности в сформированном пучке на расстояниях 500мм (а), 505мм (б), 510мм (в), 515мм (г), 520мм (д.), 524мм (е).

Эффективность ловушек составляет 31%. Протяженность ловушки по оси z . при фокусировке $90\times$ микрообъективом - 2мкм. Как видно из приведенных результатов предложенный метод расчета позволяет рассчитать дифракционные оптические элементы, формирующие любое количество оптических «бутылок» с любым расположением. При этом, как хорошо видно снижается энергетическая эффективность, т.е. доля световой энергии, которая тратится непосредственно на формирование оптических «бутылок». Следует заметить, что это уменьшение касается только энергетической эффективности, рассчитанной для конкретной плоскости регистрации распределения интенсивности. Если же рассматривать всю энергию пучка, которая используется при формировании оптических «бутылок» то значение энергетической эффективности практически не меняется и составляет 60-70%, что является вполне приемлемым результатом.

Формирование лазерных пучков с инвариантными свойствами с помощью дифракционных оптических элементов

В 1980-1984 годах под руководством академика А.М. Прохорова в лаборатории И.Н. Сисакяна (ФИАН, отделение «А») и лаборатории В.А. Соифера (Куйбышевский авиационный институт) активно велись работы по проблеме формирования лазерных световых полей с заранее заданными свойствами с помощью плоских дифракционных оптических элементов (ДОЭ). Работы по данной тематике в дальнейшем привели к созданию нового научного направления – компьютерная оптика. Был рассчитан, синтезирован и исследован класс новых дифракционных оптических элементов – фокусаторы, моданы, Бессель-оптика.

Основываясь на ряде работ в 1994-1998 гг была создана теория многомодовых лазерных пучков, обладающих инвариантными свойствами. То есть для разных модовых базисов (Бесселя, Гаусса-Лагерра, Гаусса-Эрмита) были найдены условия для выбора номеров мод, обеспечивающих формирование инвариантных лазерных пучков, которые при распространении в однородных и градиентных средах сохраняют свой вид (стабильные пучки), вращаются или периодически повторяются. Также был развит эффективный метод расчета фазовых многоуровневых ДОЭ, способных преобразовывать обычный Гауссов лазерный пучок в пучки с инвариантными свойствами. Численное моделирование показало, что данные ДОЭ могут преобразовывать Гауссов пучок в инвариантный с дифракционной эффективностью около 80% и со средним отклонением профиля интенсивности рассчитанного пучка от заданного около 20%. Был также разработан метод частичного кодирования, который позволяет снизить ошибку отклонения до 3% за счет уменьшения эффективности до 20%.

Лазерные пучки со свойствами стабильности (бездифракционное распространение) и вращения (распространение с заданным угловым орбитальным моментом) могут быть применены, в частности, для манипулирования микрочастицами в биологии и нанотехнологии.

Так стабильные Гауссовы и «бездифракционные» Бесселевы пучки используются для оптического захвата одной или нескольких микрочастиц, а также для их вращения, если лазерные пучки обладают орбитальным угловым моментом. Причем выбором нужной композиции лазерных мод можно формировать пучки с заданным распределением интенсивности таким образом, чтобы в данной точке пространства был либо локальный максимум интенсивности (для захвата микрочастиц с показателем преломления большим, чем показатель преломления окружающей среды) или изолированный минимум интенсивности, например, точный ноль интенсивности (для захвата поглощающих частиц и частиц с показателем преломления меньшим, чем у окружающей среды).

ДОЭ, которые формируют многопорядковые пучки, применимы для захвата сразу нескольких микрочастиц (в соответствии с числом порядков дифракции ДОЭ) и для индивидуальной манипуляции каждой частицей в отдельном порядке дифракции. Например, существует возможность одновременного формирования нескольких лазерных пучков с различными орбитальными угловыми моментами, которые способны одновременно вращать с разными угловыми скоростями несколько микрочастиц или микро-объектов.

С помощью ДОЭ можно в фокальной плоскости формировать замкнутые световые линии, не обязательно в форме кольца, по которым будут перемещаться захваченные частицы. Таким образом, с помощью одного ДОЭ (без сканирования) можно сформировать на плоскости или в объеме световую кривую (световой путь), по которому можно перемещать микрочастицы (при этом не обязательно с постоянной линейной скоростью) из одной точки пространства в другую.

Далее описываются эксперименты с ДОЭ, которые могут формировать световые пучки с различными заданными свойствами самовоспроизведения.

Самовоспроизведение как инвариантность к действию различных операторов.

В теории волноводов существует понятие мод, которые обладают рядом замечательных свойств: 1) инвариантность к оператору распространения в своей среде, 2) сохранение ортогональности при распространении, 3) меньшие потери энергии для мод с меньшими индексами, 4) наилучшая среднеквадратичная аппроксимация полей, распространяющихся в данной среде.

Модовый состав когерентных световых полей определяет их поведение при распространении вдоль оптической оси.

Комплексная амплитуда лазерных одномодовых пучков имеет следующий вид:

$$\Psi_{nm}^{(1)}(r, \phi, z) = J_m(k\rho_n r) \exp(ik\sqrt{1-\rho_n}z) \exp(im\phi), \quad (1)$$

для моды Бесселя, где $J_m(x)$ – функция Бесселя m -го порядка, $k=2\pi/\lambda$ – волновое число света с длиной волны λ , (r, ϕ) – полярные координаты в плоскости перпендикулярной оси распространения пучка z , $\rho_n = \sin \theta_n$, θ_n – угол наклона к оси z конической волны, образующей Бесселевый пучок;

$$\Psi_{nm}^{(2)}(r, \phi, z) = \exp\left[ikz + \frac{ikr^2}{2R(z)} - \frac{r^2}{\sigma^2(z)}\right] \cdot \left(\frac{\sqrt{2}r}{\sigma(z)}\right)^{|m|} L_n^{|m|}\left(\frac{2r^2}{\sigma^2(z)}\right) \exp[i\beta_{nm}(z) + im\phi], \quad (2)$$

для моды Гаусса-Лагерра, где

$$\beta_{nm}(z) = (2n + |m| + 1) \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad (3)$$

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right), \quad (4)$$

$$\sigma^2(z) = \sigma_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right), \quad (5)$$

$$z_0 = \frac{\pi\sigma_0^2}{\lambda}, \quad (6)$$

$L_n^m(x)$ – присоединенный многочлен Лагерра, σ_0 – радиус перетяжки Гауссового пучка при $z=0$, z_0 – конфокальный параметр, $\sigma(z)$ и $R(z)$ – радиус Гауссового пучка и радиус кривизны его волнового фронта в зависимости от z ;

$$\begin{aligned} \Psi_{nm}^{(3)}(x, y, z) = & \frac{\sigma_0}{\sigma(z)} \exp\left[ikz - \frac{ik(x^2 + y^2)}{2R(z)} + \frac{x^2 + y^2}{\sigma^2(z)}\right] \times \\ & \times H_n\left(\frac{\sqrt{2}x}{\sigma(z)}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}y}{\sigma(z)}\right) \exp\left[i(n + m + 1) \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right], \end{aligned} \quad (7)$$

для моды Гаусса-Эрмита, где σ_0 , z_0 , $\sigma(z)$ и $R(z)$ определены в (4)-(6), $H_n(x)$ – многочлен Эрмита.

Условия на номера мод (Таблица 1), обеспечивающие самовоспроизведения лазерных пучков, то есть условия инвариантности по отношению к операторам распространения, масштаба и поворота. В Таблице 1 (n, m) , (n', m') – номера соответствующих мод в ур. (1), (2), (7), а q – произвольное целое число.

Таблица 1. Условия самовоспроизведения многомодовых пучков.

	Бесселя	Гаусса-Лагерра	Гаусса-Эрмита
--	---------	----------------	---------------

Инвариантность к оператору распространения	$n = \text{const}, \forall m$	$2n+ m =\text{const}$	$n+m=\text{const}$
Продольная периодичность при распространении	$n_1 \leq n \leq n_2, \forall m$ n_1, n_2 – опред. параметрами	$2(n-n') + m - m' = \text{const} \cdot q,$ q – целое	$(n-n') + (m-m') = \text{const} \cdot q,$ q – целое
Поступательное вращение при распространении	$\frac{m-m'}{n-n'} = \text{const},$ $\forall n \neq n', m \neq m'$	$\frac{2(n-n') + m - m' }{m-m'} = \text{const}$ $\forall n \neq n', m \neq m'$	не обладают угловым моментом
Фурье-инвариантность	не обладают	$2n+ m =\text{const}+4q,$ q – целое	$n+m=\text{const}+4q,$ q – целое

Как видно из таблицы, наиболее "жесткие" ограничения накладываются на индексы функций, участвующих в композиции, для получения вращающихся пучков. Это связано с тем, что вращающиеся пучки сочетают в себе свойства инвариантных и периодически повторяющихся при распространении пучков.

Условие Фурье-инвариантности Гауссовых мод очень похоже на условие инвариантности к оператору распространения и сводится к нему при $q=0$.

Моды Гаусса-Лагерра обладают наибольшим спектром различных свойств самовоспроизведения.

Физически характер распространения многомодового пучка определяется фазовыми скоростями отдельных мод, входящих в этот пучок. Если фазовые скорости отдельных мод равны, то многомодовый пучок является стабильным и проявляет свойства одномодового пучка. Если фазовые скорости отдельных мод различны, но подобраны в соответствии с условиями из Таблицы 1, то из-за взаимной интерференции этих мод распределение интенсивности в поперечном сечении многомодового пучка будет либо вращаться, либо периодически повторяться при распространении пучка. Наличие множителя $\exp(im\phi)$ в ур. (1), (2) обеспечивает вращение только фазы одномодовых пучков, но не интенсивности.

«Бездифракционные» пучки Бесселя.

Бесселевы пучки с продольной периодичностью возникают в случае, когда несколько (не менее двух) конических волн с различными углами при вершине конуса распространяются вдоль оптической оси. В результате их интерференции вдоль оптической оси образуется интерференционная картина, амплитуда модуляции которой примерно постоянная на отрезке от ДОО до расстояния инвариантности z , которое выражается через радиус ДОО R и угол α наклона к оптической оси конических лучей: $z=R/tg(\alpha)$. При этом волна, распространяясь вдоль оптической оси, в своем поперечном сечении испытывает периодические изменения. Минимальный период интерференционной картины будет определяться максимальной разностью углов наклона различных конических волн.

Вопросы, связанные с решением задач синтеза фазовых оптических элементов, генерирующих световые поля с заданным продольным, в частности, продольно-периодическим, распределением интенсивности рассматривались в. Однако разработанные в этих работах алгоритмы позволяют рассчитывать фазовые ДОО, формирующие заданное продольное распределение интенсивности лишь на малом участке оптической оси. Такие световые поля сохраняют периодичность, в принципе, вдоль всей оптической оси.

Интересно заметить, что Бесселевого пучка с продольной периодичностью позволяет сформировать на некотором участке оптической оси чередование максимумов и минимумов (точных нулей) интенсивности света, которые можно приближенно описать тригонометрической функцией $\cos(2\pi z/T)$, $z < z_{\max}$, T – период чередования максимумов и минимумов. Такой световой пучок можно использовать для захвата одновременно $2N$

частиц, причем N частиц с показателем преломления большим, чем у среды, будут захвачены в N максимумов, а другие N частиц с показателем преломления меньшим, чем у среды, будут захвачены в N минимумов интенсивности.

Исходя из геометрических соображений расстояние, на котором сохраняется модовый характер одномодового Бесселевого светового поля, оценивается следующей формулой:

$$z_{\max}^n = R \left[\left(\frac{2\pi}{a_n \lambda} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}, \quad (8)$$

где R – радиус ДОЭ, a_n – параметр Бесселя $J_m(a_n r)$.

Максимальным расстоянием, на котором сохраняется модовый характер многомодового пучка, является наименьшее из всех расстояний (8), рассчитанных для каждой моды, входящей в пучок.

Физический смысл расстояния z_{\max}^n заключается в следующем. Вклад в Бесселев пучок на оптической оси на расстоянии z от ДОЭ вносят только точки, лежащие на окружности с радиусом:

$$r(z) = z \tan \alpha = \frac{z}{\sqrt{\frac{1}{\sin^2 \alpha} - 1}} = \frac{z}{\sqrt{\left(\frac{k}{a_n} \right) - 1}},$$

где $a_n = k \sin \alpha_n$ – параметр Бесселевого пучка, связанный с углом наклона α_n к оптической оси z конической волны, образующей этот пучок. При увеличении расстояния z растет и значение радиуса окружности $r(z)$, точки которой дают вклад в Бесселев пучок. Поэтому «ширина» Бесселева пучка не изменяется с ростом z , т.е. пучок распространяется как бы «бездифракционно». Такой характер распространения пучка будет сохраняться до тех пор, пока не выполнится равенство $r(z_{\max}^n) = R$. При $z > z_{\max}^n$ Бесселев пучок начинает расходиться, и его диаметр увеличивается.

При формировании Бесселевых пучков голографическими оптическими элементами максимальное расстояние сохранения их модового характера увеличивается примерно в два раза по сравнению со способом формирования Бесселевых пучков с помощью узкой щели. Однако, нужно некоторое расстояние от плоскости голографического оптического элемента, чтобы пучок сформировался. Таким, образом отрезок оптической оси, на котором многомодовый Бесселев пучок, формируемый конечным фазовым ДОЭ, сохраняет свой модовый характер, начинается с некоторого z_{\min} , необходимого для формирования пучка и заканчивается на z_{\max} , определяемого физическим размером ДОЭ и параметрами Бесселевого пучка. Изменяя радиус ДОЭ R , масштаб мод и модовый состав пучка можно увеличивать z_{\max} до желаемой величины.

Свойствами близкими к бездифракционным пучкам обладают и другие типы световых полей, амплитуда которых описывается функциями Бесселя второго рода, или функциями Неймана.

Для формирования стабильного многомодового Бесселевого пучка нужно обеспечить, чтобы индексы мод (n, m) , участвующих в композиции, удовлетворяли условию:

$$n = \text{const} \quad \forall m,$$

т.е. все функции Бесселя $J_m(\alpha_n r)$ должны иметь одинаковый масштаб $\alpha_n = \alpha$, в то время как порядок m может быть произвольным.

Частным случаем стабильного пучка является одномодовый пучок. Фазовый ДОЭ в этом случае можно получить из амплитудно-фазового заменой амплитуды на единичную.

Для Бесселевых мод такой ДОЭ фактически представляет собой либо обычный ($m=0$), либо винтовой ($m \neq 0$) аксикон с функцией пропускания:

$$T_{mm}(r, \phi) = \exp(-i\alpha_n r + im\phi). \quad (9)$$

Второе слагаемое в показателе экспоненты в ур. (9) обеспечивает винтовой характер распространения волнового фронта пучка.

Для формирования лазерных многомодовых пучков с различными свойствами самовоспроизведения, приведенными в Таблице 1, были рассчитаны высокоэффективные фазовые ДОЭ (более 80% энергии освещающего пучка идет на формирование модового пучка). Бинарные (только два значения фазы: 0 и π) и 16-градационные (16 значений фазы от 0 до $2\pi \times 15/16$) оптические элементы были изготовлены на технологической базе Университета Йоенсуу (Финляндия), методом электронной литографии с аналоговым негативным резистом и пропорциональным реактивным ионным травлением. Сначала 850 нм слой резиста X AR-N 7700/18 был нанесен на подложку из SiO_2 . Затем резист обжигался в циркулярной печи 30 минут при температуре 85°C и был покрыт 20 нм слоем алюминия. Экспозиция проводилась с помощью векторного сканирования электронным пучком в устройстве Leica LION LV1 с шагом 50 нм. После чего слой алюминия был удален выдерживанием 40 минут в растворе (1:9) соляной кислоты. Затем резист обжигался 30 минут при температуре 110°C и 8 часов при температуре 70°C . Резист проявлялся 40 секунд в растворе (2:1) проявителя AR 300-47 при 20°C . Максимальная глубина профиля резиста после проявления – 645 нм. Для пропорционального переноса профиля резиста в SiO_2 подложку было применено реактивное ионное травление. После чего максимальная глубина профиля в подложке стала 1290 нм, что очень близко соответствует фазовой задержке в $2\pi \times 15/16$ радиан для элемента, реплицированного в полиметилметакрилат (ПММА) горячим выдавливанием.

Схема эксперимента с изготовленными ДОЭ приведена на рис. 1. Чтобы получить освещающий пучок, близкий к расчетному, излучение из He-Ne лазера **1** коллимируется **2** и диафрагируется **3**. За плоскостью ДОЭ **4** интенсивность сформированных полей на различных расстояниях z регистрируется с помощью подвижной ПЗС-камеры **6** и поступает в компьютер. Распределение интенсивности в дальней зоне дифракции измеряется при установке ПЗС-камеры **6** в фокальную плоскость дополнительной линзы **5**. Параметры рабочего окна ПЗС-камеры следующие: $6.6 \times 4.8 \text{ мм}^2$ (768 \times 567 ячеек), ячейка $8.6 \times 8.5 \text{ мкм}^2$.

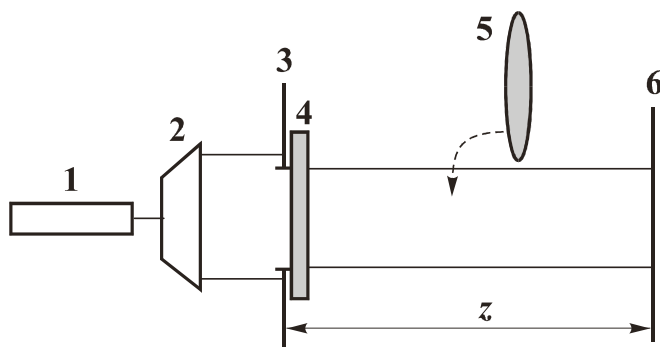


Рис.1. Оптическая схема эксперимента: **1**–He-Ne лазер, **2**–коллиматор, **3**–диафрагма, **4**–фазовый ДОЭ, **5**–сферическая линза, **6**–ПЗС-камера.

На рис. 2 показаны экспериментальные результаты формирования стабильного Бесселевого пучка $w(r, \phi) = J_{-3}(120.5r)e^{-i3\phi} + J_3(120.5r)e^{i3\phi}$, где r – радиальная координата в плоскости ДОЭ, измеряется в миллиметрах, бинарным ДОЭ (а) $2 \text{ мм} \times 2 \text{ мм}$ и распределения интенсивности на различных расстояниях от плоскости ДОЭ: 30 мм (б), 40 мм (в), 50 мм (г), 70 мм (д), 80 мм (е), 90 мм (ж). ДОЭ освещался частью почти плоского пучка диаметром 2 мм, вырезанного диафрагмой **3** из широкого коллимированного Гауссова пучка. Из рис.2 видно, что хотя яркость центральной части увеличивается (это

связано с фазовым характером ДОЭ), модовый характер пучка, то есть распространение без изменения структуры сечения пучка, сохраняется вплоть до $z=80$ мм (рис. 2е). Теоретическое значение $z_{\max}=83$ мм.

На рис. 3 приведены экспериментальные результаты формирования трех-модового продольно-периодического Бесселевого пучка: $w(r, \phi) = J_{-2}(50.44r)e^{-i2\phi} + J_0(83.27r) + J_2(50.44r)e^{i2\phi}$. На рис. 3а показана рассчитанная фаза бинарного ДОЭ, а на рис. 3б-е экспериментально зафиксированные распределения интенсивности на отрезке оптической оси, равном периоду $z_0=20$ мм, расстояния от плоскости ДОЭ: 85 мм (б), 90 мм (в), 95 мм (г), 100 мм (д), 105 мм (е). Видно, что распределения интенсивности, разделенные расстоянием, равным периоду (см. рис. 3б и рис. 3е) одинаковые, в то время как в остальных случаях они различны.

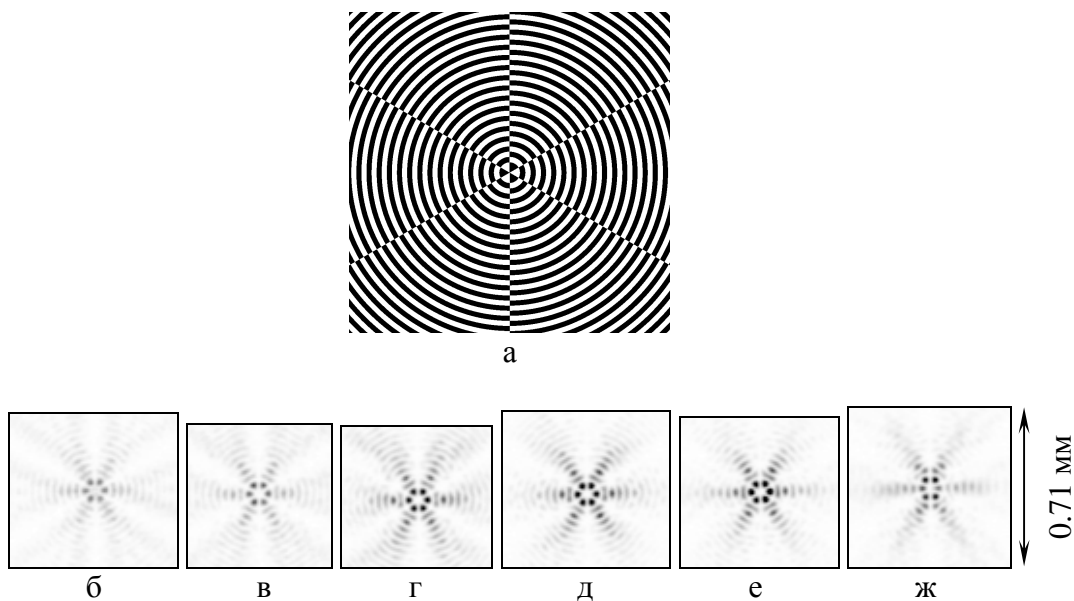


Рис. 2. Фаза ДОЭ (а), формирующего двух-модовый стабильный пучок Бесселя и экспериментально зафиксированные распределения интенсивности на различных расстояниях от плоскости ДОЭ (б-ж).

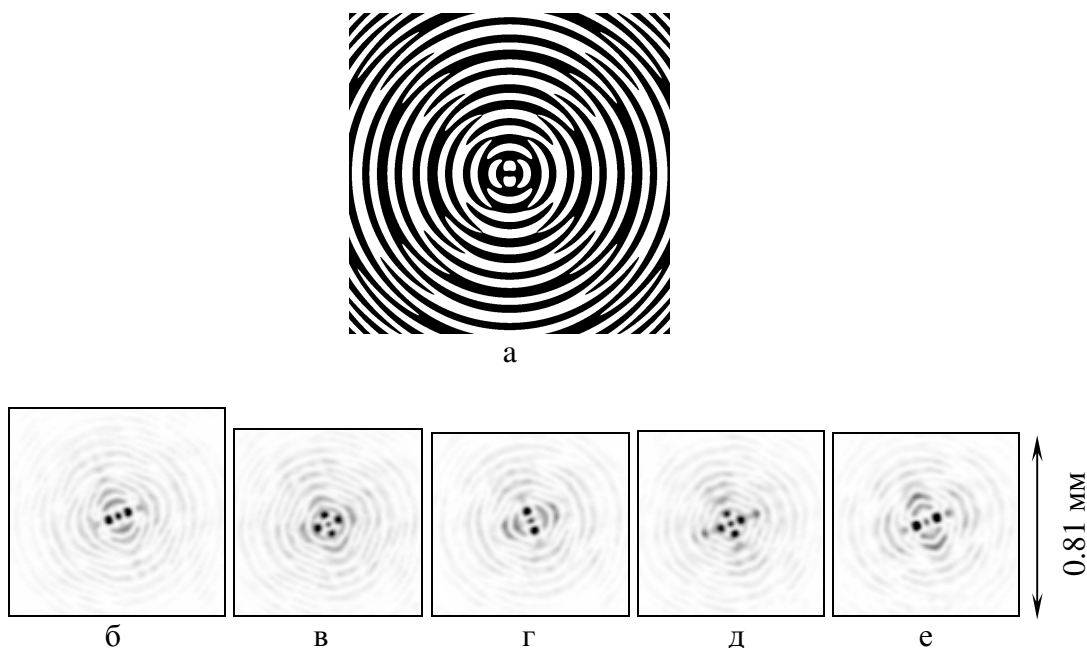


Рис.3. Фаза ДОЭ (а) для трех-модового периодического Бесселевого пучка и экспериментальные распределения интенсивности на отрезке оптической оси, равном периоду $z_0=20$ мм (б-е).

Вращение поперечного сечения светового бездифракционного пучка Бесселя является частным случаем продольной периодичности и обеспечивается согласованным выбором отличных от нуля слагаемых с разными номерами n и m (Таблица 1).

Вращающиеся пучки Бесселя, у которых при распространении вдоль оптической оси вращается распределение интенсивности в поперечном сечении пучка, можно использовать для вращения микрочастиц с регулируемой скоростью (и меняя направление вращения, перевернув ДОЭ) с помощью линейного смещения источника излучения или фокусирующей линзы. Как правило, до сих пор это делается более сложным образом, например, с помощью наклона пластин в интерферометре или внесения разности частот в плечи интерферометра.

На рис.4 приведены экспериментальные результаты формирования пяти-модового вращающегося Бесселевого пучка с номерами (n,m) : $(-2,-8)$, $(-1,-4)$, $(0,0)$, $(1,4)$, $(2,8)$ и периодом вращения $z_0=1600$ мм. Интенсивность в сечении такого пучка имеет симметричную структуру и не изменяется при повороте на 90 градусов вокруг оси пучка, т.е. такой пучок будет повторяться через каждые четверть периода $z_0/4$. Полученная амплитудно-фазовая функция пропускания была закодирована в чисто фазовую методом частичного кодирования при значении порога $\alpha=0.9$. При кодировании каждый отсчет амплитуды функции $w(r,\phi)$ заменяется на локальную малого размера (по сравнению с размером ДОЭ) фазовую дифракционную решетку (1-3 периода), которая часть излучения направляет в боковые порядки.

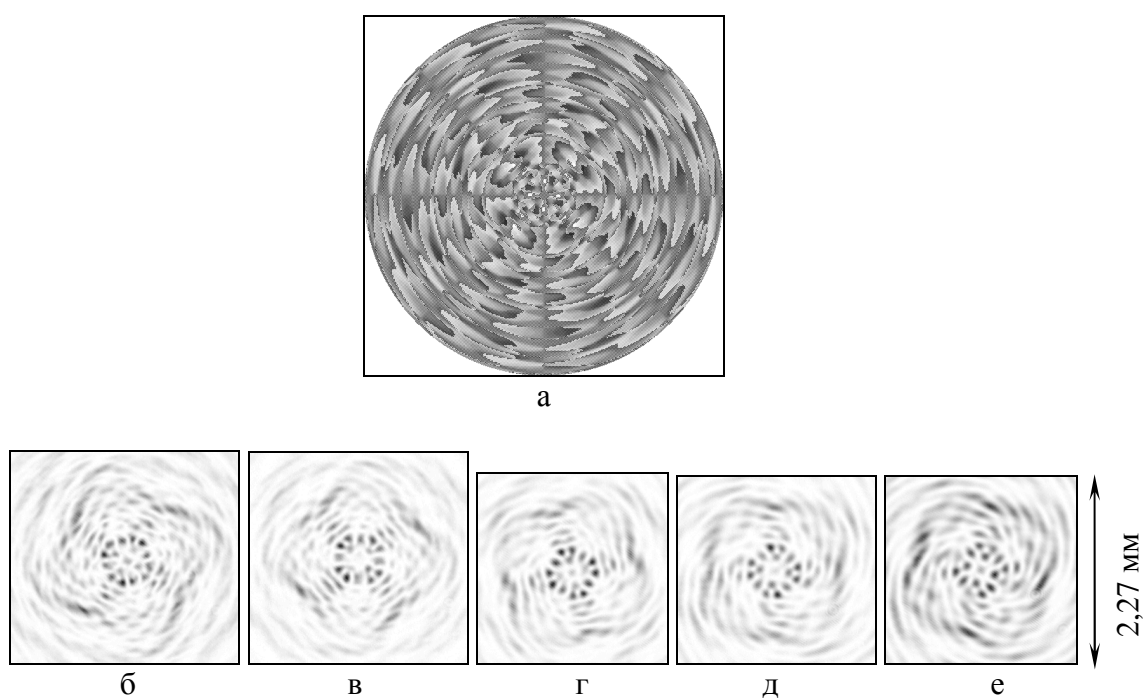


Рис.4. Кодированная фаза ДОЭ (а) и экспериментально зафиксированные (б-е) распределения интенсивности на отрезке оптической оси, равном четверти периода.

На рис. 4 показаны: (а) фаза кодированного 16-градационного ДОЭ размером 6мм×6мм, (б-е) экспериментально зафиксированные распределения интенсивности пятимодового пучка на отрезке оптической оси, равном четверти периода $z_0/4=400$ мм. Расстояния от плоскости ДОЭ: 450 мм (б), 550 мм (в), 675 мм (г), 775 мм (д), 850 мм (е).

Из рис. 4 видно, что картина поперечного сечения вращается как единое целое и, благодаря симметрии ($T=4$), повторяется через четверть периода $z_0/4$. Теоретическое

расстояние сохранения модовых свойств такого пучка, рассчитанное по формуле (1) равно $z_{\max} = 850$ мм. При этом, пучок сохраняет свои модовые свойства вплоть до $z=875$ мм, хотя начинает формироваться с $z=325$ мм.

Эксперименты с 16-градационными ДОЭ, формирующими 3-х и 5-ти модовые Бесселевы пучки осуществлены впервые. Эти эксперименты демонстрируют продольную интерференцию 3-х и 5-ти конических пучков.

Гауссовы пучки.

Бесселевы функции являются модами свободного пространства. Гауссовы моды – Гаусса-Лагерра (ГЛ) и Гаусса-Эрмита (ГЭ) – являются модами оптического волокна с квадратичной зависимостью показателя преломления. Однако, Гауссовы моды сохраняют свою структуру и в свободном пространстве, изменяясь лишь масштабно.

Многомодовые Гауссовы пучки могут, аналогично Бесселевым пучкам, обладать свойствами самовоспроизведения. Нужно заметить, что моды ГЭ не имеют винтовой составляющей $\exp(im\phi)$, поэтому частный случай вращающихся пучков рассматривается только для многомодовых пучков ГЛ.

Нужно также заметить, что для двумодового пучка с $n' \neq n$, $m' \neq m$ условие вращения выполняется всегда. Для проведения экспериментов с Гауссовыми пучками использовалась оптическая схема, показанная на рис.1.

На рис. 5 показаны результаты экспериментального формирования пяти-модового пучка ГЛ с коэффициентами: $C_{2,-2}=-1$, $C_{3,-1}=-1.5$, $C_{4,0}=1$, $C_{4,2}=1$, $C_{4,4}=1.5$. Условие вращения выполняется. Общее число оборотов $N=0.25$, т.е. картина в сечении пучка повернется на расстоянии от $z=0$ до $z=\infty$ на 90° .

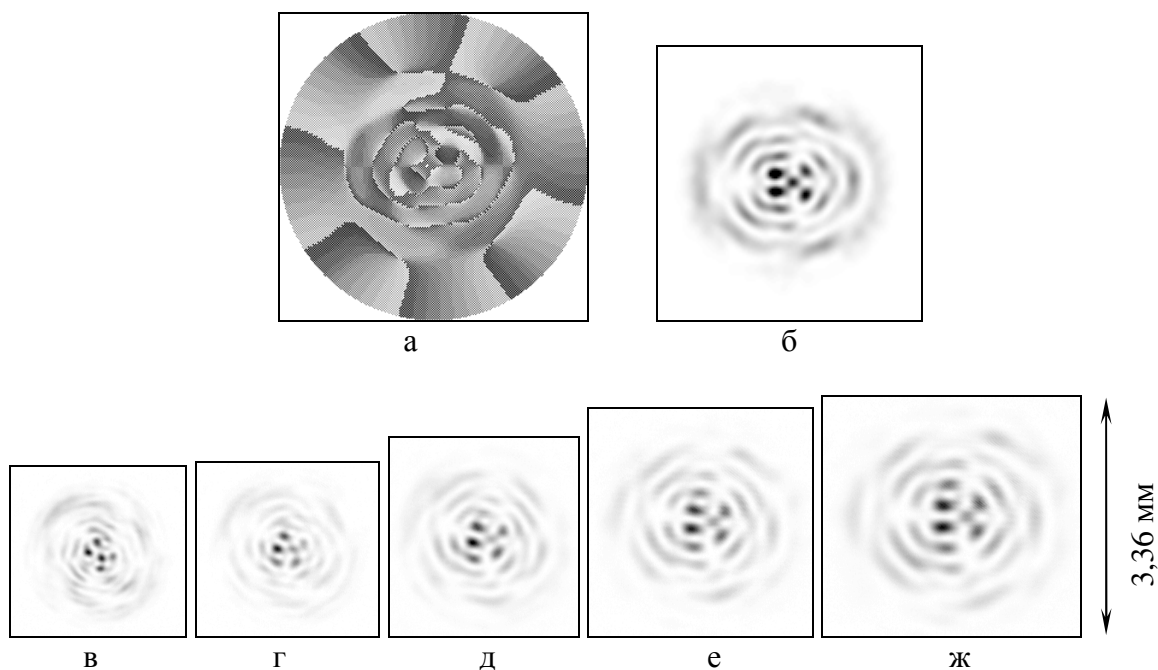


Рис.5. Экспериментальные результаты формирования 5-модового вращающегося пучка ГЛ: фаза ДОЭ (а), рассчитанное распределение интенсивности в Фурье-плоскости (б), экспериментально зафиксированное поперечное сечение пучка на разных расстояниях z : 300 мм (в), 400 мм (г), 500 мм (д), 600 мм (е), 700 мм (ж).

На рис.5а показана фаза 16-градационного кодированного ДОЭ радиус которого $R=1.5$ мм. На рис.5б показано рассчитанное распределение интенсивности в дальней зоне, полученное с помощью преобразования Фурье. На рис.5в–ж приведены экспериментально зафиксированные с помощью ПЗС камеры (оптическая схема приведена на рис.19) распределения интенсивности в поперечном сечении пучка на различных расстояниях от

плоскости ДОЭ, освещенного коллимированным излучением He-Ne лазера участком плоской волны диаметром 6 мм: $z=300$ мм (в), $z=400$ мм (г), $z=500$ мм (д), $z=600$ мм (е), $z=700$ мм (ж).

Из рис.5 видно, что картина поперечного сечения 5-модового пучка ГЛ вращается как единое целое с замедлением скорости вращения. Видно, что на расстоянии $z=300$ мм (рис. 5в) из-за фазового характера ДОЭ пучок еще не полностью сформировался. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных результатов от теоретических на отрезке оптической оси от 600 мм до 700 мм составило не более 18%.

На рис.6 показана бинарная фаза (а) и интенсивность (б) в плоскости $z=0$ (размер соответствует размеру апертуры 1 мм), рассчитанные для 4-х модового пучка ГЭ $(0,1)+(1,0)+(10,11)+(11,10)$. На рис.6в-е показаны распределения интенсивности на разных расстояниях: $z=12$ мм (в), $z_{1,20}(0)=16.24$ мм (г), $z_{1,20}(12)=30.63$ мм (д), $z_{2,20}(0)=36.33$ мм (е), $z_{2,20}(12)=58.53$ мм (ж) (размер каждого кадра равен 0.97 мм). Из рис. 6 видно, что картины интенсивности при $z=0$ (б), $z=16.24$ мм (г) и $z=36.33$ мм (е) совпадают с точностью до масштаба. Такое же совпадение наблюдается для расстояний $z=12$ мм (в), $z=30.63$ мм (д) и $z=58.53$ мм (ж).

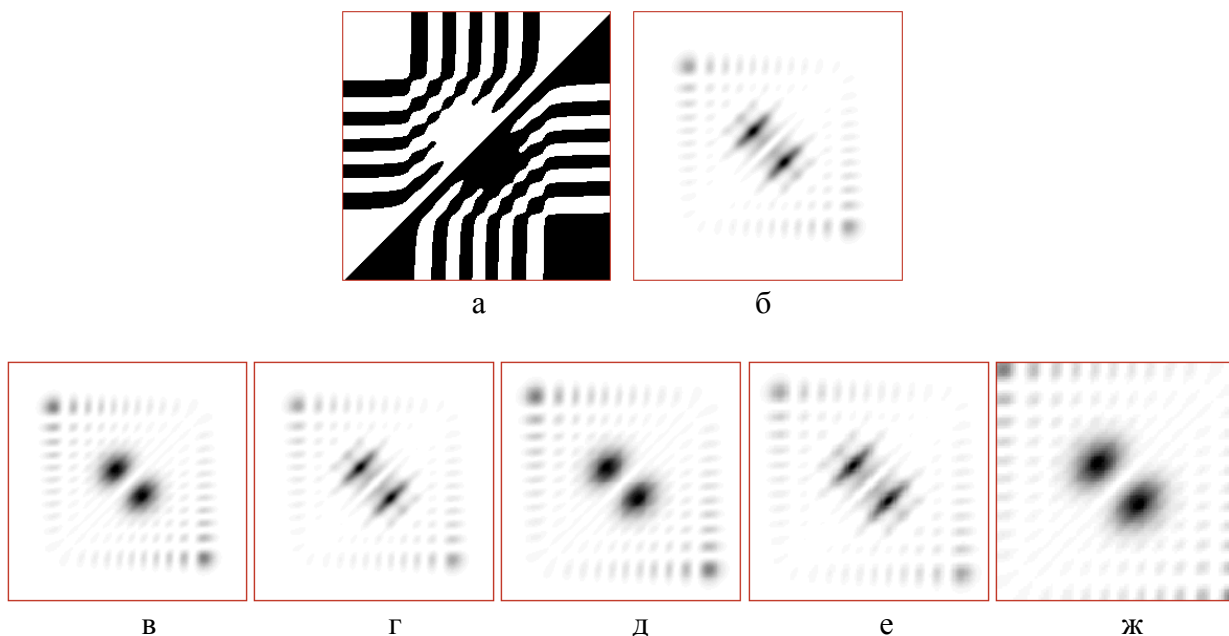


Рис.6. Бинарная фаза (а) (белый - 0, черный - π), и интенсивность (б) в плоскости $z=0$, и распределения интенсивности на плоскостях: $z=12$ мм (в), $z=16.24$ мм (г), $z=30.63$ мм (д), $z=36.33$ мм (е), $z=58.53$ мм (ж).

Эксперимент по формированию 5-ти модового вращающегося пучка ГЛ с помощью 16-градационного ДОЭ осуществлен впервые.

Одновременное формирование нескольких самовоспроизводящихся лазерных пучков в различных дифракционных порядках.

ДОЭ, формирующие несколько модовых пучков в разных дифракционных порядках применяются как пространственные фильтры для анализа поперечного модового состава света и для одновременного ввода света в набор волокон.

Простейшим примером многопорядкового ДОЭ могут служить одномерные или двумерные дифракционные решетки, которые мультиплицируют или разделяют падающий световой пучок на $N \times M$ таких же световых пучков (дифракционных порядков), распространяющихся под разными углами к оптической оси. В фокальной плоскости линзы дифракционная решетка формирует $N \times M$ матрицу световых пятен (распределение интенсивности в этих пятнах можно регулировать с помощью выбора функции одного

периода дифракционной решетки). Дифракционной решетки используются для одновременного захвата $N \times M$ частиц.

Далее рассматриваются многопорядковые ДОЭ, которые являются обобщением двумерных дифракционных решеток и позволяют в каждом из $N \times M$ порядков сформировать различные картины дифракции и управлять захваченными частицами независимо. Например, в разных порядках дивракции можно сформировать пучки с разными орбитальными угловыми моментами, тогда захваченные частицы будут вращаться одновременно, но с разными угловыми скоростями.

Если ДОЭ, у которого функция пропускания представлена в виде линейной комбинации ограниченного числа базисных функций $\Psi_{nm}(x,y)$ из ур. (1), (2), (7) с различными несущими пространственными частотами:

$$\tau(x, y) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M \Psi_{nm}^*(x, y) \exp[i(\alpha_{nm}x + \beta_{nm}y)], \quad (10)$$

совмещен со сферической линзой и освещен световой волной $w(x,y)$, то интенсивность света в заранее заданных точках фокальной плоскости, координаты которых пропорциональны пространственным частотам $(\alpha_{nm}, \beta_{nm})$, будет пропорциональна квадратам модулей коэффициентов разложения w_{nm} светового поля по этому базису:

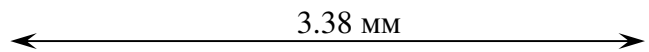
$$w(x, y) = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M w_{nm} \Psi_{nm}(x, y). \quad (11)$$

Если же ДОЭ с пропусканием (10) осветить плоской световой волной, и если функции $\Psi_{nm}(x,y)$ Фурье-инвариантны, то в фокальной плоскости линзы будут зарегистрированы дифракционные порядки, интенсивность которых пропорциональна интенсивности базисных функций $|\Psi_{nm}(x,y)|^2$.

Моды Гаусса-Эрмита в разных дифракционных порядках

На рис.7а показана фаза 25-канального (25 дифракционных порядков, распространяющихся под малыми углами к оптической оси) 16-уровневого ДОЭ для оптического разложения световых полей по модам ГЭ, $n, m = \overline{0,4}$.

На рис.7б приведено экспериментально зарегистрированное распределение интенсивности в фокальной плоскости сферической линзы при освещении ДОЭ коллимированным пучком He-Ne лазера.



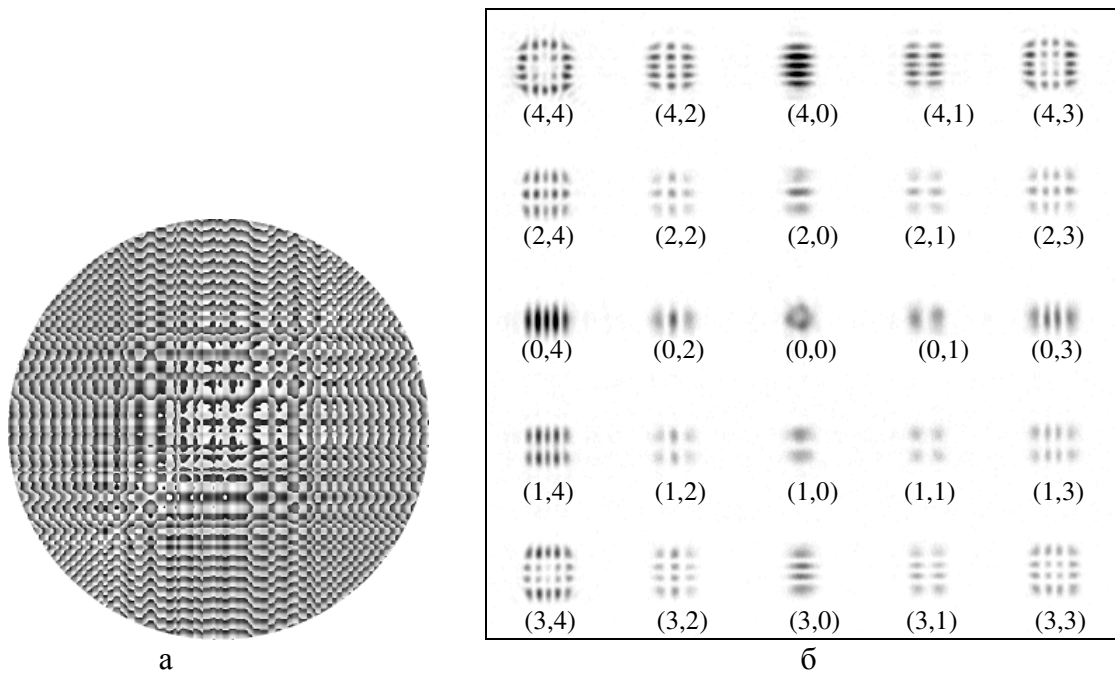


Рис.7. Фаза 25-канального ДОЭ (а), согласованного с модами ГЭ и экспериментально зарегистрированное распределение интенсивности в спектральной плоскости (б) при освещении ДОЭ коллимированным пучком лазера.

С помощью многоканальных (или многопорядковых) ДОЭ, согласованных с базисом мод ГЭ можно осуществить эксперимент по селекции (выделению) отдельных мод из многомодового пучка.

Оптическая схема эксперимента приведена на рис.8. Пучок He-Ne лазера **1** после коллиматора **2** и диафрагмы **3** падает на фазовый многоканальный ДОЭ **4**, который формирует несколько дифракционных порядков. На расстоянии d_1 от плоскости ДОЭ **4** желаемый дифракционный порядок выделялся с помощью диафрагмы **6**. Расстояние d_1 выбирается так, чтобы в плоскости **5** дифракционные порядки достаточно разошлись и не перекрывали друг друга. Затем выбранный порядок проходит еще расстояние d_2 и попадает на второй фазовый многоканальный ДОЭ **6**, который используется как согласованный пространственный фильтр и находится на расстоянии d_3 перед сферической линзой **7** с фокусным расстоянием f . Для регистрации интенсивности пространственного спектра в плоскости **8** можно выбирать расстояние $d_3 \neq f$ между ДОЭ **6** и линзой **7** произвольно. Распределение интенсивности в задней фокальной плоскости линзы **7** фиксировалось с помощью ПЗС-камеры **8**, соединенной с компьютером.

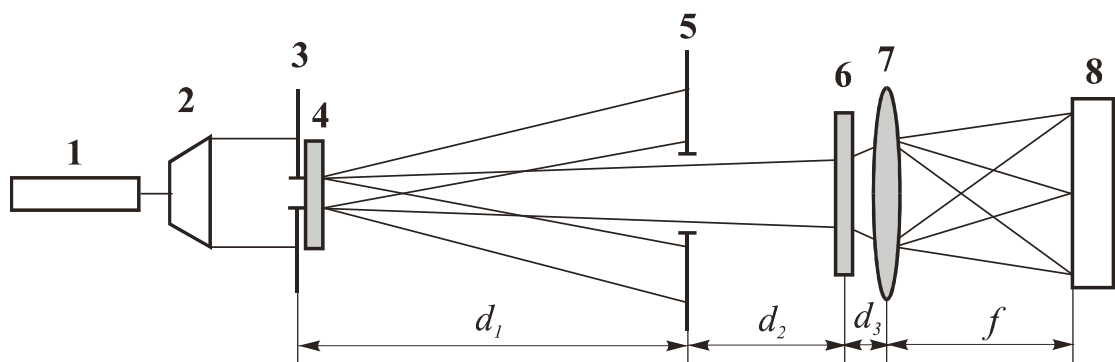


Рис. 8. Оптическая схема эксперимента с двумя многоканальными ДОЭ, согласованными с модами ГЭ.

С помощью различных ДОЭ, помещаемых в позицию 4, формировались световые поля, являющиеся композицией мод ГЭ с индексами (n,m) : $(0,1)$ (рис. 9а), $(2,4)$ (рис.9б), $(0,0)+(2,2)+(4,4)$ (рис.9в). Затем сформированные световые пучки попадали на многоканальный ДОЭ (см. рис.9а), установленный в позиции 6.

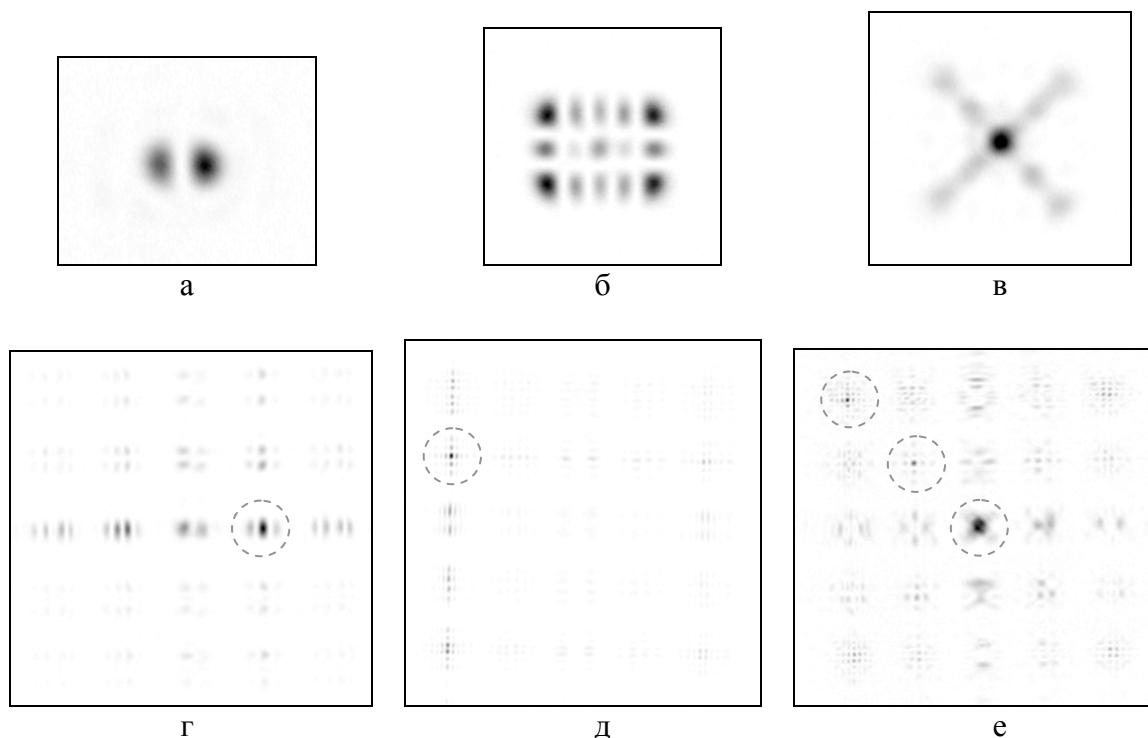


Рис. 9. Результаты экспериментов по оптическому разложению световых полей с помощью 25-канального ДОЭ, согласованного с модами ГЭ. Расположение отдельных мод с разными номерами в плоскости регистрации даны на рис. 25. Максимальные значения интенсивности обведены кружком.

На рис. 9г приведены результаты оптического разложения для светового пучка эффективно состоящего из моды ГЭ $(0,1)$. При этом в фокальной плоскости линзы возникает максимум интенсивности в центре соответствующего дифракционного порядка, а в центрах других дифракционных порядков наблюдается нулевая интенсивность. На рис. 9д хорошо виден максимум интенсивности, соответствующий моде $(2,4)$. Причем этот максимум более мощный (отношение величины максимума к средней интенсивности фона составило $S/N=60$), чем в случае моды $(0,1)$ (в этом случае $S/N=47$).

На рис. 9е показаны результаты оптического разложения трех-модового пучка ГЭ $(0,0)+(2,2)+(4,4)$. Присутствуют все три максимума в соответствующих порядках дифракции.

Многомодовые пучки в разных дифракционных порядках

Чем больше членов участвует в линейной комбинации (2), т.е., чем больше степеней свободы, которыми являются аргументы ненулевых коэффициентов композиции, тем лучше сходится итерационный процесс расчета ДОЭ. Увеличить число степеней свободы многоканального ДОЭ можно либо за счет увеличения числа каналов, либо увеличения количества мод в каждом полезном дифракционном порядке.

Первый путь имеет ограничения, связанные с уменьшением зон микрорельефа при увеличении несущих частот для разделения большего числа каналов. Второй путь свободен от этого недостатка и позволяет не только улучшить сходимость итерационного процесса расчета ДОЭ, но и расширяет множество формируемых пучков. Так, при формировании в каждом дифракционном порядке многоканального фазового ДОЭ не

одномодового, а многомодового пучка, можно воспользоваться всеми результатами, полученными для самовоспроизводящихся суперпозиций, и управлять свойствами сразу нескольких пучков.

Нужно заметить, что группы Гауссовых мод, удовлетворяющие условию равенства фазовых скоростей, также будет являться модой. Т.к. такая группа обладает всеми свойствами отдельной Гауссовой моды: ортогональность, инвариантность к оператору распространения и преобразованию Фурье.

Наиболее простой модовой Гауссовой группой является сумма двух мод со взаимно противоположными угловыми гармониками $\exp(\pm i|ml|\phi)$.

На рис. 10 показаны экспериментальные результаты по формированию 24-х модовых пучков ГЛ в различных дифракционных порядках с помощью 16-градационного фазового ДОЭ. Эти пучки представляют собой модовые группы ГЛ с номерами $(n, \pm|ml|)$: (0,0), (1,0), (1,1)+(1,-1), (2,0), (2,1)+(2,-1), (2,2)+(2,-2), (3,0), (3,1)+(3,-1), (3,2)+(3,-2), (3,3)+(3,-3), (4,0), (4,1)+(4,-1), (4,2)+(4,-2), (4,3)+(4,-3), (4,4)+(4,-4), (5,0), (5,1)+(5,-1), (5,2)+(5,-2), (5,3)+(5,-3), (5,4)+(5,-4), (5,5)+(5,-5), (6,0), (6,1)+(6,-1), (6,2)+(6,-2).

На рис. 11а,в,д,ж показаны более крупным планом экспериментально зарегистрированные порядки 24-канального ДОЭ, соответствующие модовым группам (2,2)+(2,-2), (3,3)+(3,-3), (4,4)+(4,-4), (6,1)+(6,-1). Для подтверждения модового характера сформированных пучков с помощью диафрагмы выделялся один из дифракционных порядков и пропускался через еще одну линзу. Картины после второго Фурье-каскада приведены на рис. 11б,г,е,з, соответственно. Видно, что сформированные пучки сохраняют свою структуру (геометрическое отклонение не выше 3%), демонстрируя модовые свойства инвариантности к оператору распространения и преобразованию Фурье.

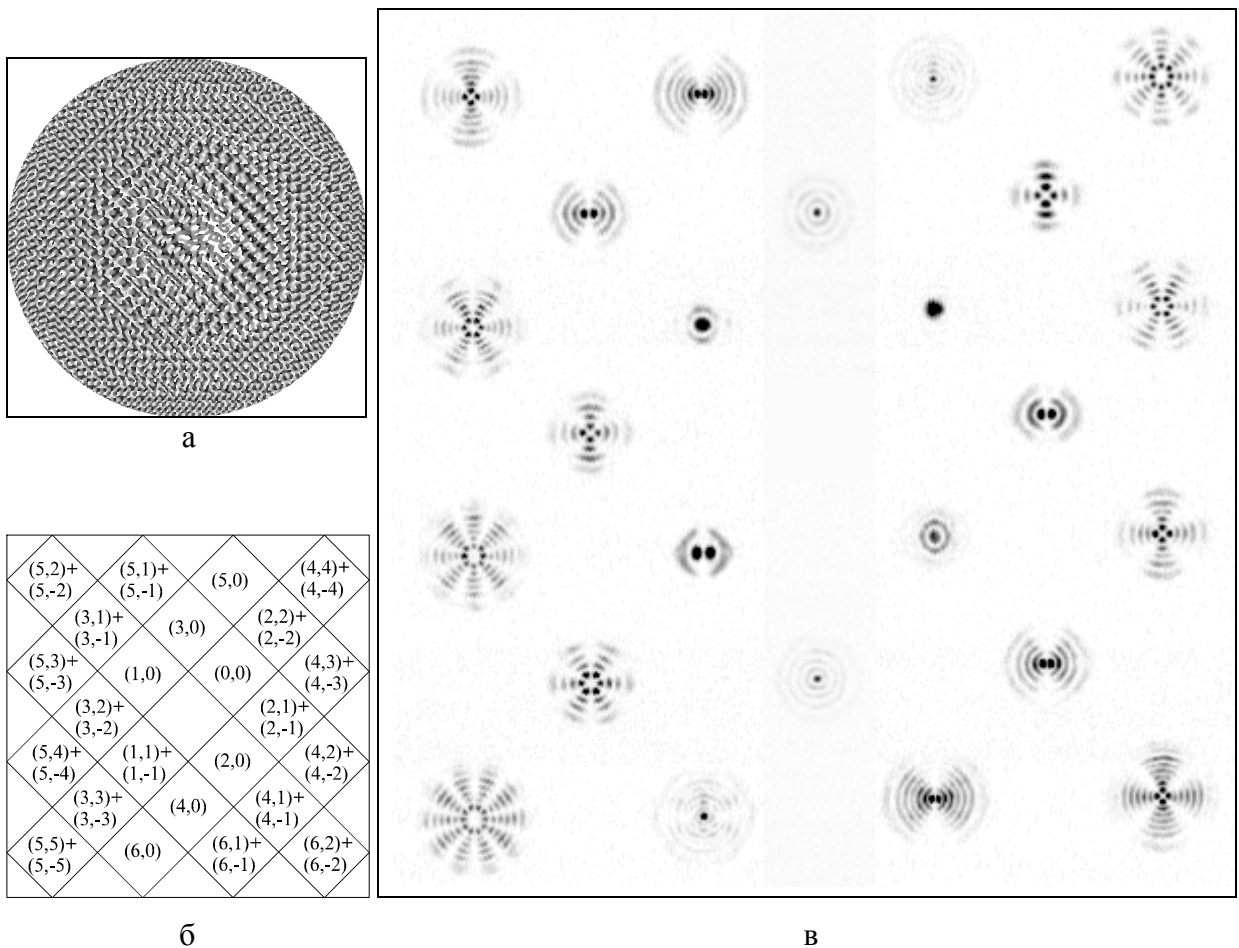


Рис. 10. Фаза ДОЭ (а), схема соответствия дифракционных порядков номерам мод в группах (б) и экспериментальные результаты по формированию 24-х модовых групп ГЛ (в).

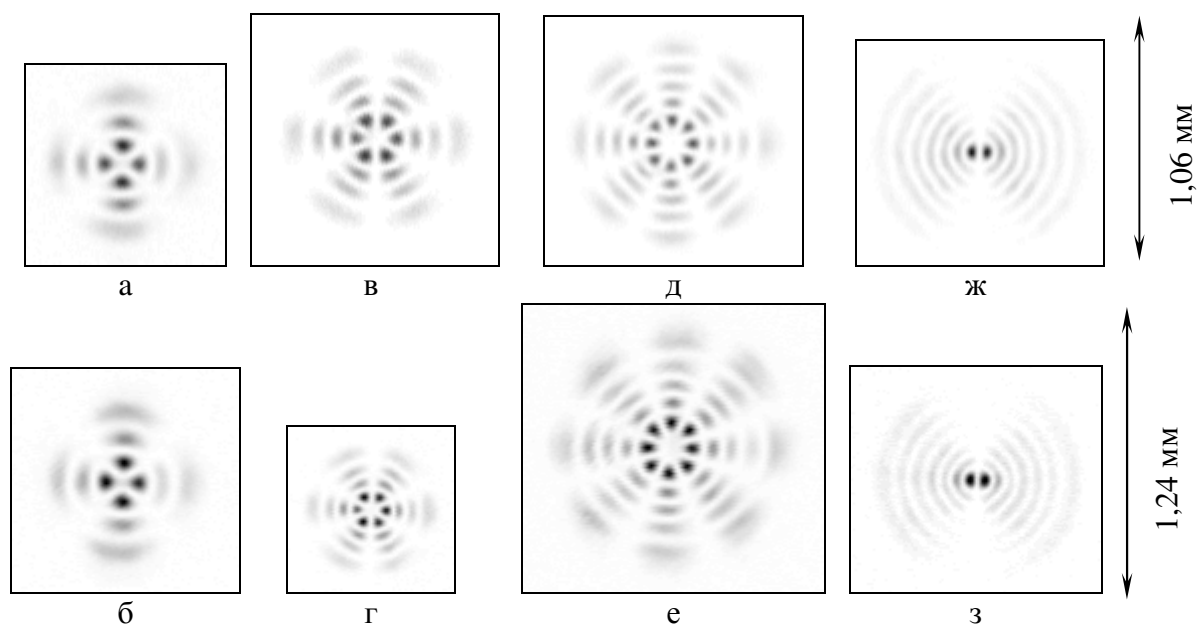


Рис. 11. Дифракционные порядки, соответствующие модовым группам $(2,2)+(2,-2)$ (а), $(3,3)+(3,-3)$ (в), $(4,4)+(4,-4)$ (д), $(6,1)+(6,-1)$ (ж) в 24-канальном ДОЭ, и их Фурье-спектры (б, г, е, з).

**Самарский государственный аэрокосмический университет имени
академика С.П. Королева**

Манипулирование микро и нано объектами.

Методические указания к выполнению лабораторных работ

Самара 2007

Составитель:
Скиданов Р.В.

УДК: 535.317

Математическое моделирование.
Методические указания к лабораторным работам.

Самара, 2007, 21с.

Описывается порядок выполнения лабораторных работ. Представлены основы теории моделирования движения микрообъектов в световых полях, сформированных ДОЭ.

Методические указания предназначены для студентов направления **010600**.

1. Лабораторная работа №1.

Моделирование оптического захвата лучевым методом .

Рассмотрим диэлектрический сферический объект в сфокусированном световом пучке. Если малые непрозрачные объекты при отражении света от их поверхности испытывают толчок, то при преломлении света прозрачными объектами может происходить их притягивание в область высокой интенсивности.

Преломление или отклонение лучей на диэлектрической поверхности изменяет направление импульса света. И как следствие из третьего закона Ньютона сфера испытывает «равное и направленное в обратном направлении» действие, связанное с изменением импульса.

На рис. 1а рассмотрено поперечное движение микрообъекта и показано, что сфера оптически более плотная, чем окружающая среда, притягивается в область максимальной интенсивности пучка. Для лазерного пучка с Гауссовым профилем наибольшая интенсивность на оси пучка, и частица удерживается в центре поперечного сечения пучка. Для сферы менее плотной, чем окружающая среда, наблюдается обратный эффект - она выталкивается в область с меньшей интенсивностью (рис.1б).

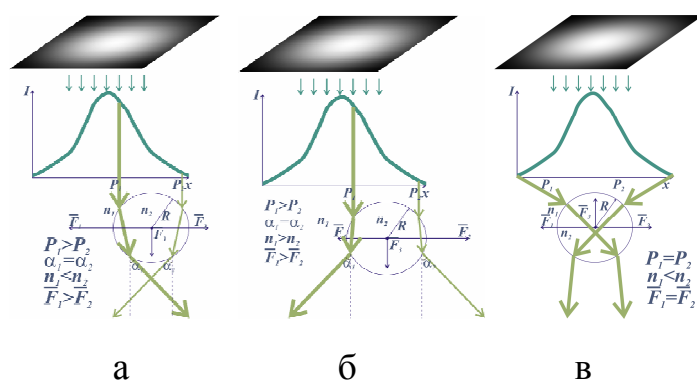


Рис. 1 Сила действия света на объект оптически более плотный, чем окружающая среда (а), сила действия света на объект оптически менее

плотный, чем окружающая среда (б), продольная сила действия на плотный микрообъект в сфокусированном пучке (в)

На рис. 1в можно видеть, как при сильной фокусировке изменение импульса приводит к появлению силы, толкающей сферу назад в фокальную плоскость пучка (вдоль оси распространения). В данном случае необходимо, чтобы градиентная сила превысила силу светового давления, возникающую при френелевском отражении от поверхности сферы. Чтобы сделать эту силу достаточной для преодоления различных сил, выталкивающих объект из фокуса (давление света, силу тяжести), свет должен быть сильно сфокусированным, что достигается при использовании объективов с большой числовой апертурой NA. Для продольного захвата необходимо, чтобы $NA > 1$, что подразумевает использование иммерсионных микрообъективов.

Комбинация поперечного и продольного захватов позволяет создать 3D-ловушку.

Порядок выполнения лабораторной работы.

1. Запустите программу DOE.exe и сформируйте гауссов пучок. Сохраните амплитудное и фазовое распределения в файлах A.bmp и P.bmp соответственно.

Интерфейс программы представлен на рис. 2.

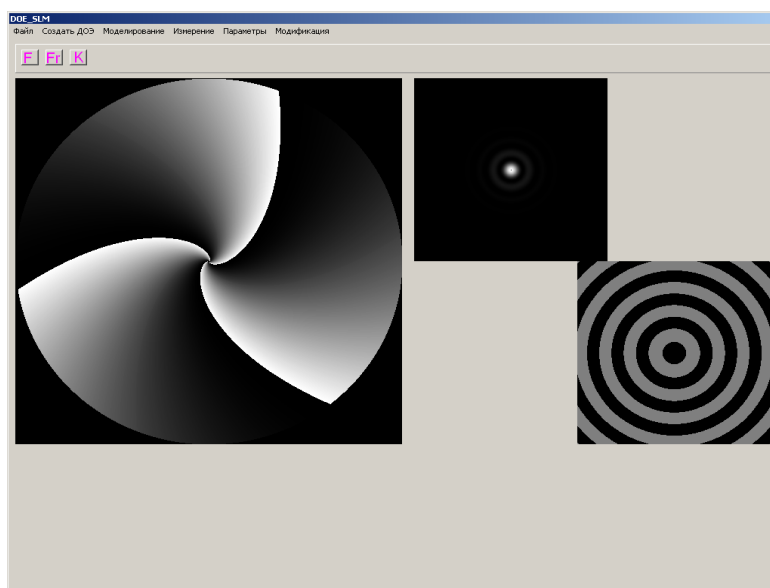


Рис.2 Интерфейс программы DOE.

2. Запустите программу «Движение микрочастиц в лазерном пучке».

Интерфейс программы представлен на рис.3.

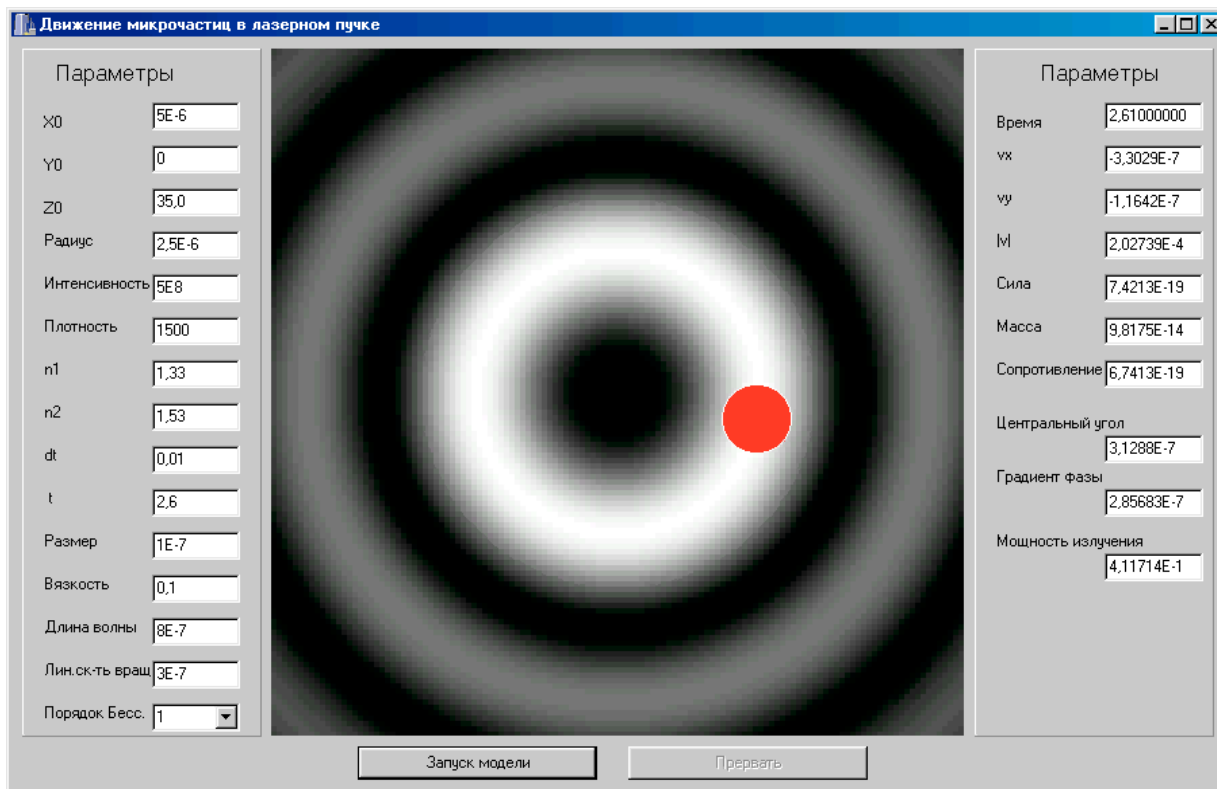


Рис.3 Интерфейс программы моделирования движения микрообъекта в световом пучке.

3. Загрузите распределения амплитуды и фазы из файлов и запустите процесс моделирования. Определите максимальную начальную скорость микрочастицы размером 5мкм при которой еще возможен захват изменяя мощность пучка от 1мВт до 100мВт. Определите зависит ли эта скорость от параметра гауссового пучка. Результаты занесите в таблицу.

В ходе выполнения задания надо иметь в виду следующее:

1. Не меняйте параметры, которые не указаны в этом задании.
2. Захватом считать случай, когда микрообъект устанавливается в центре пучка.

3. Отчет по лабораторной работе выполняется в формате doc. В отчете обязательно нужно указывать все промежуточные результаты.

Лабораторная работа №2.

Формирование световых пучков с заданным орбитальным моментом

Рассмотрим дифракцию Фраунгофера плоской волны конечного радиуса на СФП. Плоская волна единичной интенсивности, радиусом R , волновым числом $k=2\pi/\lambda$ (λ длина волны) распространяется вдоль оси z и описывается комплексной амплитудой на $z=0$:

$$E_0(r) = \text{circl}\left(\frac{r}{R}\right), \quad (1)$$

где

$$\text{circl}(x) = \begin{cases} 1, & |x| \leq 1, \\ 0, & |x| > 1. \end{cases} \quad (2)$$

Предполагается, что плоская волна (1) падает на СФП с пропусканием:

$$\tau(\varphi) = \exp(in\varphi), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (3)$$

где (r, φ) полярные координаты в плоскости $z=0$. Картина дифракции Фраунгофера плоской волны на СФП формируется в фокальной плоскости сферической линзы с фокусным расстоянием f и описывается преобразованием Фурье:

$$\begin{aligned} E_n(\rho, \theta) &= \frac{(-i)^{n+1} k}{f} \exp(in\theta) \int_0^R J_n\left(\frac{k}{f} r \rho\right) r \, dr = \\ &= \frac{(-i)^{n+1} \exp(in\theta)}{(n+2)n!} \left(\frac{kR^2}{f}\right) \left(\frac{kR\rho}{2f}\right)^n {}_1F_2\left[\frac{n+2}{2}, \frac{n+4}{2}, n+1; -\left(\frac{kR\rho}{2f}\right)^2\right], \end{aligned} \quad (4)$$

где (ρ, θ) полярные координаты в Фурье-плоскости, $J_n(x)$ функция Бесселя n -го порядка, и ${}_1F_2(a, b, c; x)$ гипергеометрическая функция:

$${}_1F_2(a, b, c; x) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(a)_m x^m}{(b)_m (c)_m m!}, \quad (5)$$

где $(a)_m = a(a+1)(a+2)\dots(a+m-1)$, $(a)_0 = 1$.

Из (4) можно видеть, что при $n \neq 0$ амплитуда в центре Фурье плоскости ($\rho=0$) нулевая: $E_n(\rho=0, \theta)=0$. Из (4) и (5) также следует, что $\rho \ll 2f/kR$

${}_1F_2(a, b, c; x) \approx 1$ и $E_n(\rho \rightarrow 0, \theta) \sim \frac{kR^2}{f} \left(\frac{kR\rho}{2f}\right)^n$, где \sim определяет пропорциональность.

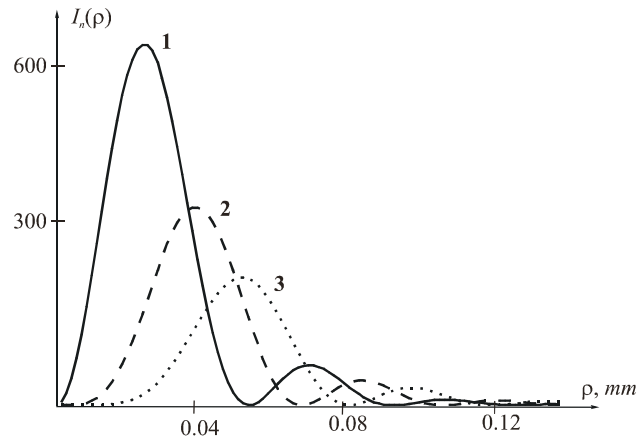


Рис. 4 Радиальное распределение интенсивности в картине дифракции Фраунгофера плоской волны радиусом 1мм на СФП с $n=1$ (кривая 1), $n=2$ (кривая 2), $n=3$ (кривая 3)

Рис. 4 показывает график функции интенсивности $I_n(\rho) = |E_n(\rho, \theta)|^2$, полученный из (4). В ряде (5) оставалось 110 первых членов. Параметры $\lambda=0.633$ мкм, $f=100$ мм, $R=1$ мм. Из (4.4) следует, что так как амплитуда $E_n(\rho, \theta)$ пропорциональна ρ^n , с увеличением числа n радиус кольца в картине дифракции также должен увеличиваться (рис. 4). Рис. 5 описывает радиальное распределение интенсивности в картине дифракции плоской волны с различными радиусами R на СФП с $n=2$. Из рис. 5 видно, что с увеличением радиуса R радиус и ширина первого кольца в картине дифракции уменьшаются, в то время как максимальная интенсивность кольца увеличивается. Из (4.4) следует, что интенсивность пропорциональна

$$I_n(\xi) \sim R^4 \xi^{2n} \left| {}_1F_2 \left[\frac{n+2}{2}, \frac{n+4}{2}, n+1; -\left(\frac{k\xi}{2f} \right)^2 \right] \right|^2, \quad (6)$$

где $\xi=R\rho$. Из (6) следует, что с увеличением R меняется только масштаб картины дифракции.

Максимальная интенсивность кольца увеличивается пропорционально R^4 . Например, для кривых 1 и 3 на рис. 5 отношение максимальных интенсивностей $3^4/2^4 \approx 5$.

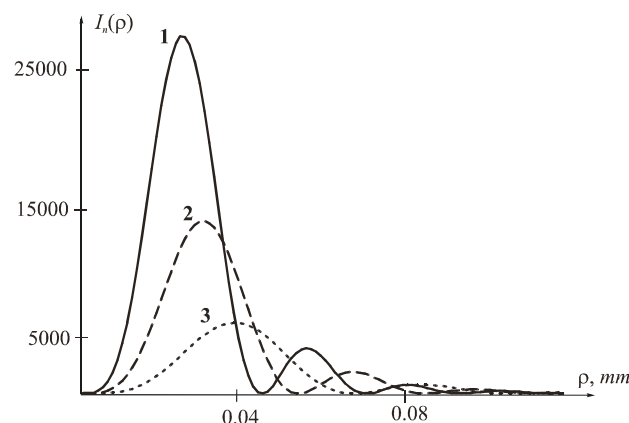


Рис. 5. Радиальное распределение интенсивности в картине дифракции Фраунгофера на СФП с $n=2$ и $R=3$ мм (кривая 1), $R=2.5$ мм (кривая 2) и $R=2$ мм (кривая 3)

Можно видеть, что интенсивность первого вихревого кольца задается формулой

$$I_n(\rho_n) = \left(\frac{kR^2}{2f}\right)^2 J_n^2\left(\frac{kR\rho_n}{f}\right), \quad (7)$$

где ρ_n радиус первого вихревого кольца. Из (4) следует, что радиус первого вихревого кольца аппроксимируется:

$$\rho_n \approx \frac{\gamma_{n-1,1} \lambda f}{2\pi R}, \quad (8)$$

где $\gamma_{n-1,1}$ первый корень функции Бесселя $(n-1)$ го порядка, $J_{n-1}(\gamma_{n-1,1})=0$. Радиус первого кольца вихря n -го порядка пропорционален первому корню функции Бесселя такого же порядка. Формула (8) хорошо согласуется с численным моделированием (смотри таблицу). Как видно из таблицы, относительная ошибка не превышает 2%.

Таблица. 1. Сравнение радиусов вихрей полученных численно и с использованием (4.8) при $\lambda=0.633$ мкм, $f=100$ мм, и $R=1$ мм

Номер вихря, n	1	2	3	4	5	6	7
Радиус вихря по (8), $\rho_n \times 10^{-2}$, мм	2.42	3.86	5.18	6.43	7.65	8.84	10.01
Радиус вихря по (4), $\rho_n \times 10^{-2}$, мм	2.44	3.86	5.15	6.37	7.56	8.71	9.83

Формулу (4) можно просто обобщить на случай кольцевой диафрагмы

$$\begin{aligned}
E_n(\rho, \theta) &= \frac{(-i)^{n+1} k}{f} \exp(in\theta) \int_{R_1}^R J_n\left(\frac{k}{f} r \rho\right) r dr = \\
&= \frac{2(-i)^{n+1} \exp(in\theta)}{(n+2)n!} \left(\frac{k}{2f}\right)^{n+1} \rho^n \times \\
&\times \left\{ R^{n+2} {}_1F_2\left[\frac{n+2}{2}, \frac{n+4}{2}, n+1; -\left(\frac{kR\rho}{2f}\right)^2\right] - R_1^{n+2} {}_1F_2\left[\frac{n+2}{2}, \frac{n+4}{2}, n+1; -\left(\frac{kR_1\rho}{2f}\right)^2\right] \right\},
\end{aligned} \tag{9}$$

где R и R_1 — внутренний и внешний радиусы кольцевой диафрагмы. Из формул (4.9), (4.8) и из рис.4.2 следует, что при подходящем радиусе R_1 второе кольцо вихря может быть “погашено”.

Порядок выполнения лабораторной работы.

1. Запустите программу DOE.exe и сформируйте ДОЭ с фазовым винтом заданного порядка. Сохраните амплитудное и фазовое распределения в файлах A.bmp и P.bmp соответственно.

Интерфейс задания параметров представлен на рис. 6.

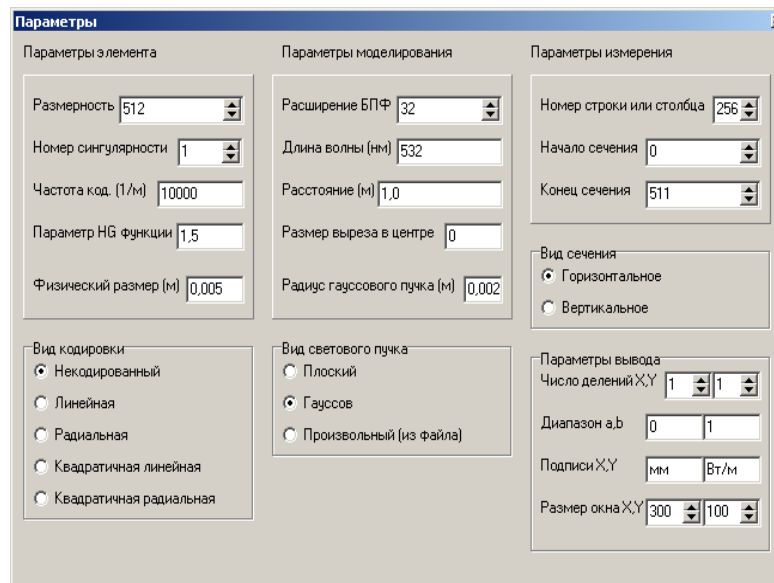


Рис.6 Интерфейс задания параметров ДОЭ.

Формируйте ДОЭ с параметром n от 1 до 10. Затем для каждого из этих ДОЭ сформируйте световой пучок и определите, как меняется радиус и интенсивность основного кольца этого пучка в зависимости от расстояния для разных значений. Полученные результаты представить в виде графиков.

Лабораторная работа №3.

Моделирование вращения лучевым методом

Рассмотрим микрочастицу произвольной формы световом пучке. Будем считать, что соблюдается ряд условий:

1. Световой пучок задается функциями интенсивности $I(x,y)$ и фазы $\varphi(x,y)$ соответственно.
2. Микрочастица ограничена двумя поверхностями: верхней, которая задается функцией $f_1(x,y)$ и нижней, которая задается функцией $f_2(x,y)$ (рис.7). Функции $f_1(x,y)$ и $f_2(x,y)$ однозначные.
3. Микрочастица движется в плоскости xOy (впрочем, данный метод расчета силы легко распространяется и на трехмерное движение).
4. Световой пучок падает на микрочастицу вертикально сверху вниз.

Единичные векторы $\vec{a}(a_x, a_y, a_z)$, $\vec{b}(b_x, b_y, b_z)$, $\vec{c}(c_x, c_y, c_z)$ задают направление падающего и преломленных лучей. При этом вектор $\vec{a}(a_x, a_y, a_z)$ определяется, исходя из функции $\varphi(x,y)$. Этот вектор должен быть всегда перпендикулярен волновому фронту.

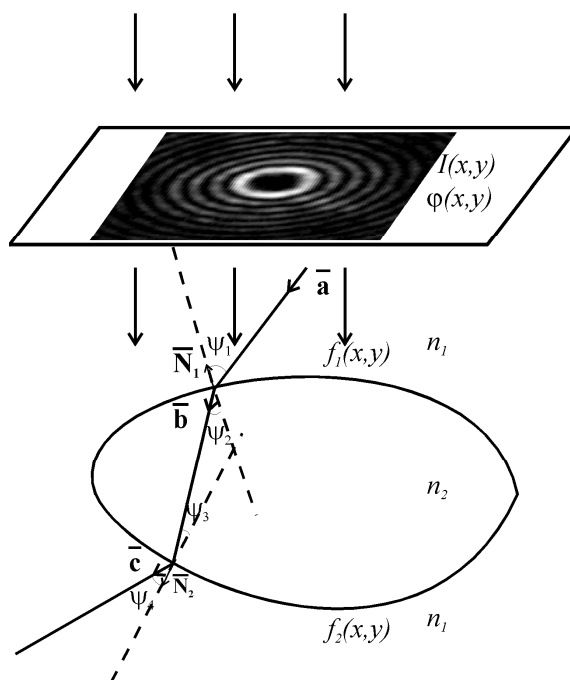


Рис.7 Схема преломления световых лучей на микрочастице

Компоненты силы действия \vec{F} единичного луча на микрочастицу определяются формулой

$$\begin{aligned}
F_x &= \frac{N}{c}(a_x - c_x), \\
F_y &= \frac{N}{c}(a_y - c_y),
\end{aligned}
\tag{10}$$

где N – мощность луча, c – скорость света.

Для всего пучка эта формула преобразуется к виду:

$$\begin{aligned}
F_x &= \frac{1}{c} \iint_{\Omega} I(x, y)(a_x - c_x) dx dy, \\
F_y &= \frac{1}{c} \iint_{\Omega} I(x, y)(a_y - c_y) dx dy,
\end{aligned}
\tag{11}$$

где Ω - область максимального по площади сечения микрочастицы в плоскости, перпендикулярной направлению распространения светового пучка.

При этом надо учитывать, что направляющий вектор для преломленного выходящего луча напрямую зависит от направляющего вектора падающего луча:

$$\begin{aligned}
F_x &= \frac{1}{c} \iint_{\Omega} I(x, y)(a_x - c_x(\vec{\mathbf{a}})) dx dy, \\
F_y &= \frac{1}{c} \iint_{\Omega} I(x, y)(a_y - c_y(\vec{\mathbf{a}})) dx dy.
\end{aligned}
\tag{12}$$

Зависимость $\vec{\mathbf{c}}(\vec{\mathbf{a}})$, т.е. направление луча после микрообъекта, в зависимости от начального направления луча можно определить, исходя из следующих соотношений:

$$\begin{aligned}
(\vec{\mathbf{N}}_1, -\vec{\mathbf{a}}) &= \cos(\psi_1) \\
(\vec{\mathbf{N}}_1, -\vec{\mathbf{b}}) &= \cos(\psi_2) \\
(\vec{\mathbf{a}}, \vec{\mathbf{b}}) &= \cos(\psi - \psi_{21}) \\
n_1 \sin \psi_1 &= n_2 \sin \psi_2 \\
(\vec{\mathbf{N}}_2, \vec{\mathbf{b}}) &= \cos(\psi_3) \\
(\vec{\mathbf{N}}_2, \vec{\mathbf{c}}) &= \cos(\psi_4) \\
(\vec{\mathbf{b}}, \vec{\mathbf{c}}) &= \cos(\psi_3 - \psi_4), \\
n_2 \sin \psi_3 &= n_1 \sin \psi_4
\end{aligned}
\tag{13}$$

где n_1, n_2 – показатели преломления среды и частицы соответственно; $\vec{\mathbf{N}}_1$ и $\vec{\mathbf{N}}_2$ векторы нормали к поверхностям $f_1(x, y)$ и $f_2(x, y)$ соответственно; $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4$ – углы падения и преломления на поверхностях. Путем несложных преобразований получаем из (2.4):

$$b_x = \frac{A^2}{A^2 + A_2^2} \left[\left(\frac{A_1 A_2}{A} + K_1 K_2 \right) + \sqrt{\left(\frac{A_1 A_2}{A^2} + K_1 K_2 \right)^2 - \left(1 + \frac{A_2^2}{A^2} + K_1^2 \right) \left(\frac{A_1^2}{A^2} + K_1^2 - 1 \right)} \right].
\tag{14}$$

Здесь введено несколько промежуточных обозначений, которые позволяют существенно упростить запись формулы:

$$A_1 = a_y - \frac{N_{1y} a_z}{N_{1z}},$$

$$A_2 = a_x - \frac{N_{1x} a_z}{N_{1z}},$$

$$A_3 = \frac{a_z \cos \psi_2}{N_{1z}} + \cos(\psi_1 - \psi_2),$$

$$K_1 = \frac{\cos \psi_2}{N_{1z}} - \frac{N_{1y} A_3}{A_1},$$

$$K_2 = \frac{N_{1x}}{N_{1z}} - \frac{N_{1y} A_2}{A_1}.$$

Аналогичным образом вычисляются и другие компоненты векторов $\vec{b}(b_x, b_y, b_z)$ и $\vec{c}(c_x, c_y, c_z)$, т.к. совокупная запись этих формул очень велика и похожа на формулу (14), приводить ее не будем.

Для определения компонент направляющего вектора $\vec{a}(a_x, a_y, a_z)$ необходимо использовать функцию фазы $\varphi(x, y)$ светового пучка. Как уже указывалось выше, направляющий вектор должен быть всегда перпендикулярен волновому фронту. Тогда для направляющего вектора будет верным следующее соотношение:

$$\vec{a} = \frac{\text{grad} \varphi(x, y)}{|\text{grad} \varphi(x, y)|}. \quad (15)$$

Для векторов нормали можно выписать соотношения

$$\vec{N}_1 = \left(\frac{\frac{\partial f_1}{\partial x}}{\sqrt{\left(\frac{\partial f_1}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f_1}{\partial y}\right)^2 + 1}}, \frac{\frac{\partial f_1}{\partial y}}{\sqrt{\left(\frac{\partial f_1}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f_1}{\partial y}\right)^2 + 1}}, -\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\partial f_1}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f_1}{\partial y}\right)^2 + 1}} \right),$$

$$\vec{N}_2 = \left(\frac{\frac{\partial f_2}{\partial x}}{\sqrt{\left(\frac{\partial f_2}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f_2}{\partial y}\right)^2 + 1}}, \frac{\frac{\partial f_2}{\partial y}}{\sqrt{\left(\frac{\partial f_2}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f_2}{\partial y}\right)^2 + 1}}, -\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\partial f_2}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial f_2}{\partial y}\right)^2 + 1}} \right). \quad (16)$$

Используя формулы (12)-(16), можно рассчитать силу, действующую на микрочастицу произвольной формы со стороны произвольного светового пучка.

Порядок выполнения лабораторной работы.

1. Загрузить файлы с ДОЭ, полученными в ходе выполнения лабораторной работы №2.
2. Получить амплитудно-фазовое распределение в Фурье плоскости для этих элементов
3. Запустите программу «Движение микрочастиц в лазерном пучке».
4. Загрузите полученные амплитудно-фазовые распределения и промоделируйте движение сферического микрообъекта диаметром 5 мкм в полученных пучках.
5. Определите зависимость средней линейной скорости вращения от параметра n , от мощности пучка, от вязкости жидкости, в которой происходит движение. Результаты представить в виде графиков.

Лабораторная работа №4

Моделирование движения микрочастиц в пучках Бесселя

Если скалярная комплексная функция удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \Psi(x, y, z) = 0, \quad (17)$$

то она представима с помощью интегрального преобразования в виде:

$$\begin{aligned} \Psi(x, y, z) &= \\ &= \int_0^\pi \int_{-\pi}^\pi \exp[ik(x \sin \theta \cos \varphi + y \sin \theta \sin \varphi + z \cos \theta)] \Psi_0(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi, \end{aligned} \quad (18)$$

Где $\Psi_0(\theta, \varphi)$ – амплитуда спектра плоских волн или произвольная функция, заданная на сфере; (θ, φ) – два угла, однозначно определяющие точку на сфере.

Выберем функцию Ψ_0 в виде:

$$\Psi_0(\theta, \varphi) = \frac{\delta(\theta - \theta_0)}{\sqrt{2\pi \sin \theta_0}} \exp(in\varphi), \quad (19)$$

т.е. волновые векторы всех плоских волн лежат на конусе с углом наклона к оси z , равным θ_0 .

Тогда, подставив (19) в (18) получим решение уравнения Гельмгольца (3.1) в виде цилиндрической волны:

$$\Psi(x, y, z) = i^n \sqrt{2\pi \sin \theta_0} J_n(k \sin \theta_0 r) \exp[i(n\varphi + kz \cos \theta_0)] \quad (20)$$

Выражение (20) описывает скалярный непараксиальный БП, который при распространении вдоль оси z не «дифрагирует», то есть не изменяет свой диаметр.

В параксиальном случае вместо уравнения Гельмгольца (17) используется уравнение Шредингера или уравнение медленно меняющихся амплитуд:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + 2ik \frac{\partial}{\partial z} \right) \Psi_1(x, y, z) = 0, \quad (21)$$

а вместо разложения по плоским волнам (18) функция Ψ_1 представляется как результат разложения по параболическим волнам (преобразование Френеля):

$$\Psi_1(x, y, z) = \frac{k}{2\pi z} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{ \frac{ik}{2z} [(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2] \right\} \Psi_0(\xi, \eta) d\xi d\eta. \quad (22)$$

Выберем функцию $\Psi_0(\xi, \eta)$, описывающую распределение амплитуды скалярного поля при $z=0$, в виде:

$$\Psi_0(r, \varphi) = \frac{\delta(r - r_0)}{\sqrt{2\pi r}} \exp(in\varphi), \quad (23)$$

где (r, φ) – полярные координаты: $\xi = r \cos \varphi$, $\eta = r \sin \varphi$.

Подставив (23) в уравнение (21), получим решение уравнения (24) в виде параксиальной цилиндрической волны:

$$\Psi_1(r, \varphi, z) = (-i)^{n+1} \sqrt{\frac{r_0}{2\pi}} \frac{k}{z} \exp\left[i \frac{k}{2z} (r^2 + r_0^2)\right] J_n\left(\frac{kr r_0}{z}\right) \exp(in\varphi). \quad (24)$$

Из уравнения (24) видно, что БП (24) дифрагирует (расходится) по мере распространения вдоль оси z в отличие от непараксиального пучка (20), который не подвержен дифракции и не расходится при распространении. Такой пучок формируется с помощью узкой кольцевой диафрагмы в непрозрачном экране.

В оптических схемах для манипуляции микрочастицами с помощью БП для концентрации световой энергии в фокальной области формируют с помощью сферической линзы преобразование БП, произведенного аксиконом или голограммой. При этом оказывается, что БП, обладающий свойством сохранять свой диаметр вблизи аксикона или голограммы, теряет это свойство при изображении с помощью сферической линзы и начинает расходиться.

Порядок выполнения лабораторной работы.

1. Сформировать в программе DOE.exe аксиконы с параметрами n от 1 до 10.
2. Получить амплитудно-фазовое распределение в плоскости дифракции Френеля для этих элементов
3. Запустите программу «Движение микрочастиц в лазерном пучке».
4. Загрузите полученные амплитудно-фазовые распределения и промоделируйте движение сферического микрообъекта диаметром 5 мкм в полученных пучках по главным (наиболее ярким) кольцам.
5. Определите зависимость средней линейно скорости вращения от параметра n , от мощности пучка, от вязкости жидкости, в которой происходит движение. Результаты представить в виде графиков.

Список рекомендуемой литературы.

1. Котляр В.В., Хонина С.Н., Скиданов Р.В., Сойфер В.А. ДОЭ для задач оптического микроманипулирования. Учебное пособие, 2007, 128 с. СГАУ.

2. Сойфер В.А. Методы компьютерной оптики. М.: Физматлит. 2003. 688 с.

Манипуляция микро и нанообъектами

1. Перечислите известные вам промышленные манипуляторы

2. Какова величина углового момента фотона циркулярно поляризованного света

3. Суперпозиция каких пучков позволяет сформировать пучок с постоянным периодом вращения

4. Перечислите основные задачи для использования промышленного манипулятора Аггук

5. Каким методом измеряют механические свойства живых клеток

6. Суперпозиция каких мод позволяет сформировать вращающийся пучок

7. Укажите что является основным препятствием к широкому применению оптического пинцета в биологических задачах

8. Какое основное ограничение в способе вращения за счет спинового углового момента

9. Назовите основной недостаток пространственных модуляторов света

10. Перечислите основные задачи оптической манипуляции биообъектами

11. Кто первый сделал вывод о возможном механическом воздействии электромагнитной волны на материальные объекты.

12. Как преобразовать не расходящийся пучок Бесселя в расходящийся пучок Бесселя

13. В чем отличие световой бутылки от полого пучка

14. Перечислите известные вам способы вращения микрообъектов в световых пучках

15. Какая из сил будет присутствовать при взаимодействии релеевской частицы с плоской волной, имеющей равномерное распределение интенсивности?

16. При каком угле падения света на поверхность объекта сила светового давления максимальна

17. Назовите основное условие для вращения микромеханического элемента в вихревом пучке

18. Определить силу давления светового пучка мощностью 1Вт на плоскую поверхность стекла с показателем преломления 1,5 при перпендикулярном падении. Ответ дать необходимо в пкН.

19. Укажите максимальную используемую мощность в милливаттах

20. За счет каких сил осуществляется захват в двух-пучковой трехмерной ловушке

21. Какая из сил осевая или поперечная больше в интерференционной ловушке

22. Какие микрообъекты могут быть захвачены одно-пучковой двумерной ловушкой

23. Предназначение оптических "бутылок"

24. Основные способы формирования полых пучков

25. За счет чего формируется создается продольный градиент интенсивности в трехмерной одно-пучковой ловушке

26. Цель оптического захвата атомов

27. Возможно ли вращение микрообъектов в пучках Бесселя

28. В релеевской теории оптического захвата есть понятие градиентной силы и силы рассеяния

29. Субмикронные объекты это объекты размером от 100 до 1000нм.

30. для успешного оптического захвата является превосходство силы рассеяния над градиентной силой.
