

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф.ИОФФЕ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
Центр физики наногетероструктур
Лаборатория «Интегральной оптики на гетероструктурах»

Научный доклад

«Оптический пинцет на основе полупроводникового лазера»

Научный руководитель

д. ф.-м. н., Соколовский Григорий Семенович
(ученая степень, фамилия, имя, отчество)

аспирант Фельчина-Абдулразак Саусан Хассановна
(фамилия, имя, отчество)

Направление подготовки:

1.3.11 физика полупроводников
(код и наименование направления подготовки)

Санкт-Петербург 2023

Оглавление

Введение.....	3
Глава 1	4
Полупроводниковые лазеры.....	4
Инжекционные лазеры	4
Полупроводниковые гетероструктуры	5
Оптические ловушки.....	5
Волновой механизм оптического захвата.....	6
Коническая рефракция.....	7
Применение конической рефракции	9
Бесселевы пучки	10
Математическое описание	11
Капельные Бесселевы пучки	12
Глава 2	13
Генерация квазибесселевых пучков и капельных пучков Бесселя	13
Генерация «капельных» пучков для аксиконов 160° и 140°	14
Эксперименты по конической рефракции	17
Отсечение конусов	22
Заключение	24

Введение

Оптический захват, также известный как лазерный захват или оптический пинцет — это метод, который использует сильно сфокусированное лазерное излучение для захвата мелких частиц, таких как клетки или субклеточные структуры, и манипулирования ими. Лазерный пучок создает градиент интенсивности света, который за счет давления света, удерживает частицы. Оптические ловушки — это устройства, используемые для захвата и манипуляции микрочастиц или живых клеток с помощью лазерного излучения. Они являются важным инструментом в биологии, физике и химии, позволяя исследовать и манипулировать объектами на микроскопическом уровне. Метод оптического манипулирования стал важным инструментом в биологии, позволяя изучать механические свойства клеток и перемещать микроstructures с высокой точности. Оптический захват также нашел применение в нанотехнологиях, где используется для сборки наночастиц и других небольших объектов и манипулирования ими.

Глава 1

Полупроводниковые лазеры

Полупроводниковые, или диодные лазеры, представляют собой тип оптических генераторов, на основе полупроводниковых материалов, обычно A^3B^5 . Представляют собой сложную структура из активного слой, заключенного между двумя более широкозонными полупроводниковыми слоями с различным легированием, образуя p-n переход. При подаче электрического тока, электроны и дырки рекомбинируют в активном слое, что приводит к вынужденному излучению фотонов. Вынужденное излучение затем усиливается, в резонаторе сформированными сколотыми гранями, брегговскими отражателями или внешними зеркалами.

Главным преимуществом полупроводниковых лазеров является их небольшой размер, что делает их идеальными для использования в компактных электронных устройствах, за счет чего получили широкое распространение в различных областях, включая телекоммуникации, оптические запоминающие устройства, медицинское оборудование и промышленные процессы. В целом, полупроводниковые лазеры являются важнейшим компонентом современных технологий, обеспечивающим более быструю и эффективную связь и хранение данных.

Инжекционные лазеры

В активном слое создается инверсная населенность путем инжекции электронов. Под воздействием электрического тока возбуждаются свободный носители в валентной зоне, которые переходят в зону проводимости, создавая инверсию населенности.

Лазерный резонатор образован парой сколотых граней полупроводникового диода. Когда вводимый ток превышает определенный порог, начинается лавинный эффект.

Инжекционные полупроводниковые лазеры широко используются в оптической связи, сканировании штрихкодов, печати, лазерных указках и многих

других приложениях. Являются компактными, эффективными, надежными и экономичными источниками лазерного излучения с длинами волн от видимого до инфракрасного диапазона длин волн.

Полупроводниковые гетероструктуры

Создание полупроводникового лазера с p-n-переходом на основе различных полупроводниковых материалов, называется гетеропероструктурой, что позволяет достигать эффективной инжекции не базовых зарядов в узкозонных полупроводниках - суперинжекции (концентрация зарядов, инжектированных в базу, может на несколько порядков превышать их равновесное значение в области эмиттера).

Различают изотипные и анизотипные гетеропереходы. Если гетеропереход образован двумя полупроводниками одного типа проводимости, то говорят об изотипном гетеропереходе. Анизотипные гетеропереходы образуются полупроводниками с разным типом проводимости. Гетеропереход с промежуточным слоем формируется через слой конечной толщины и локальные энергетические состояния могут существовать как в самом промежуточном слое, так и на границах его раздела.

Оптические ловушки

Оптическая ловушка (оптический пинцет) использует лазерное излучение для удержания и перемещения микроскопических объектов, таких как клетки, бактерии, вирусы, молекулы и наночастицы. На объект направляется сфокусированный лазерный луч, который создает градиент сил светового поля, притягивающий частицы в максимум интенсивности.

Когда сфокусированный лазерный луч направлен на частицу, импульс фотонов передается частице, что приводит к появлению силы, действующей по направлению распространения излучения. Эта сила вызвана рассеянием и поглощением объектом фотонов. Величина и направление этой оптической силы зависит от различных факторов, таких как, размер и форма частицы, показатель преломления среды и объекта, а также угол падения и поляризация лазерного луча.

Регулировка этих параметров, позволяют с высокой точностью контролировать положение и движение захваченных объектов.

Оптические пинцеты за счет неинвазивности находят множество применений в физике, химии и биологии и могут быть использованы для изучения биологических молекул, клеток и микроорганизмов.

Волновой механизм оптического захвата

Сфокусированный луч света рассматривается как электромагнитная волна, а микроскопический объект действует как диэлектрическая частица возникает наведенный дипольный момент, которая испытывает силы, обусловленные свойствами световой волны, градиентную силу и силу светового давления.

Принцип действия световых ловушек объясняется вторым и третьим законами Ньютона. Фотоны обладают импульсом, а изменение направления приводит к возникновению сил. При отражении или преломлении волны на границе раздела сред, импульс, переданный фотоном объекту, определяет давление света на поверхность объекта. Когда излучение лазера попадает на частицу прозрачную в области падающего излучения, электромагнитная волна преломляется, изменяя направление, в результате чего меняется импульс фотона. Изменение импульса фотонов вызывает изменение силы, действующей на частицу, которая перемещает ее в ту сторону луча, где максимальная интенсивность - оказывается в ловушке.

Предположим, что вблизи сфокусированного пучка находится микросфера из высокопреломляющего материала с диаметром, значительно превышающим длину волны пучка. Рассмотрим подробнее пару лучей "a" и "b", падающих на сферу симметрично относительно ее центра. Поскольку интенсивность луча a больше интенсивности луча b, сила F_a больше силы F_b . Суммарная сила F_a делится на две составляющие: F_s - рассеивающая составляющая светового давления (кеплеровское световое давление), действующая в направлении падающего света, и F_g - градиентная составляющая, возникающая из-за градиента интенсивности

луча, действующего перпендикулярно области высокой интенсивности луча. Градиентная составляющая этой силы действует по градиенту поля. При центральном положении частицы $F_a = F_b$ и градиентная составляющая F_g отсутствует, при этом для объекта с малым показателем преломления ($F_a < F_b$) эффективность ловушки значительно меньше. Например, такое поведение наблюдается в случае пузырьков в глицерине. Обмен импульсами между излучением и веществом, процесс рассеяния можно описать как поглощение фотонов, движущихся в направлении падающего света, и испускание новых фотонов в направлении рассеянного света. Каждый раз, когда атом поглощает фотон, генерируется импульс, а затем, когда атом испускает фотон, генерируется импульс той же амплитуды, но в случайном направлении. Таким образом, чем больше фотонов поглощается в направлении атома, тем медленнее он становится.

Частицы, размер которых соизмерим с длиной волны излучения или меньше λ , поляризуются в поле светового пучка. В результате чего появляется наведенный дипольный момент, посредством которого располагаются в зоне высокоинтенсивного излучения.

Коническая рефракция

Коническая рефракция — это явление, возникающее, когда луч света проходит через оптически анизотропный кристалл, такой как кальцит. В отличие от обычного преломления, когда свет преломляется вдоль одной оси, при коническом преломлении световой луч разделяется на два отдельных конуса с разной поляризацией - известные как обыкновенные и необыкновенные лучи. Преломляясь под разными углами и создавая круговой рисунок вокруг оптической оси, формируется интерференционная картина, которая называется “коническое” преломление.

Впервые явление было открыто в 1832 году физиком Уильямом Роуэном Гамильтоном, который исследовал свойства двулучепреломляющих кристаллов. У. Р. Гамильтон обнаружил, что при прохождении света через двухосный кристалл, в результате преломления, создается уникальная картина, которую он назвал

"конической рефракцией". Экспериментально было подтверждено Хамфри Ллойдом в 1833 году.

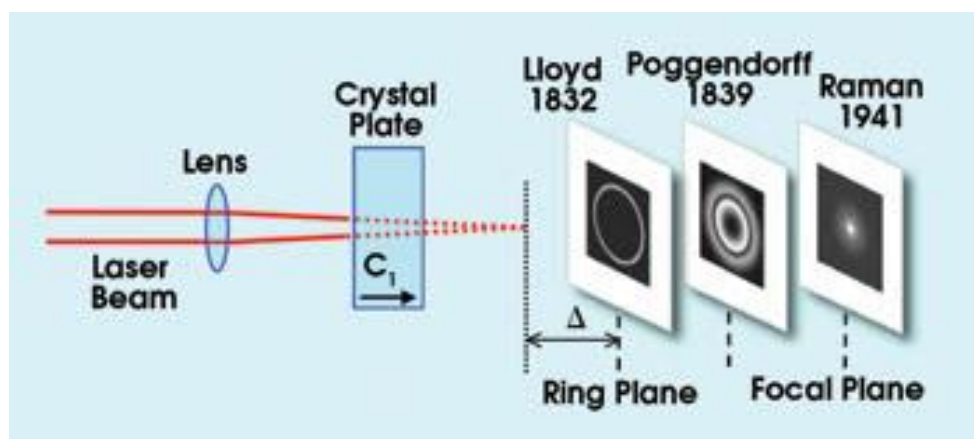


Рисунок 5 - Сфокусированный луч проходит вдоль оптической оси двухосного кристалла.

Экспериментально было установлено, что плоскость кольца всегда немного смещена за фокальную плоскость падающего луча. Этот сдвиг задается Δ

$$\Delta = d \left(1 - \frac{1}{n} \right)$$

где d – толщина кристалла, n – показатель преломления, соответствующий соотношению $n_1 < n_2 < n_3$, где $n_{1,3}$ – показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей.

Угол, образуемый конически рефрагирующим излучением, зависит от показателя преломления кристалла, угла падения и длины волны света. На это явление также могут влиять такие факторы, как температура, давление и присутствие других примесей в кристалле.

Общее решение для описания теоретической модели конической рефракции, получено Берри М.В. [7] для неполяризованного света, падающего на двуосный кристалл, представляет интенсивность света выражением:

$$I = |B_0|^2 + |B_1|^2$$

где функция B_m записывается в следующем виде:

$$B_m = k \int_0^\infty Pa(P)e^{-ikZP^2/2} \cos(kR_0P - m\frac{\pi}{2})J_m(kRP)dP.$$

где $m=0, 1$ – порядковый номер, k – волновой вектор, R_0 – радиус конической рефракции (определяется свойствами кристалла), Z – нормированное расстояние, $P \ll 1$ из-за параксиальности, J_m – функция Бесселя m -ого порядка, $a(P)$ – фурье преобразование падающего луча.

$$\rho_0 = R_0 / \omega_0 \gg 1,$$

ω_0 – ширина гауссова пучка,

$$\rho = R / \omega_0.$$

Модель двух конус КР, как интерференция между лучами V_0 и V_1 , наиболее точно описывает получаемую картину. В данной модели вектор электрического поля представляется как суперпозиция двух конусов:

$$I = |C_+ + C_-|^2 = |C_+|^2 + |C_-|^2 + \{C_+^* \cdot C_- + c.c.\}$$

где C и C_+ - сходящийся и расходящийся конусы, распространяющиеся после кристалла, и пересекаются в плоскости Ллойда [8].

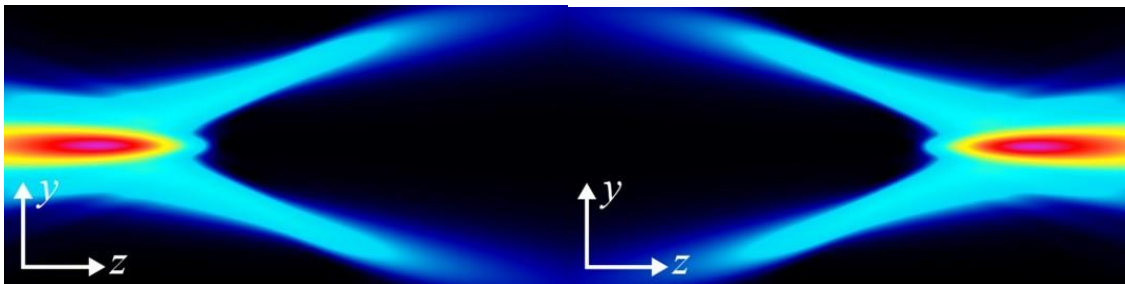


Рисунок 7 - Теоретически рассчитанные профили продольной интенсивности модели двух конусов [9]

Применение конической рефракции

Оптический пинцет на основе конически рефрагированного излучения может быть использован для распределения излучения по большей площади, что делает их более подходящими для манипуляций с микро биологическими

образцами. Особый вид профиля интенсивности получаемого пучка — это наличие двух концентрических окружностей в области фокуса, которое позволяет преодолеть некоторые технологические особенности конической линзы «аксикон», применяемой для генерации «капельных» пучков Бесселя. Благодаря нулевой интенсивности в центре, вершина аксикона не задействуется при преломлении излучения, из чего следует, что технически непреодолимое скругление вершины не будет влиять на качество генерируемого пучка.

Коническая рефракция может быть использована в различных областях, включая:

- Геологические исследования: применяется для поиска и анализа полезных ископаемых, определения качества геологических образцов.
- Микроскопия со структурированным освещением — это оптический метод улучшения разрешения изображения.
- Оптическая связь: использоваться в волоконно-оптических системах связи для создания сложных, пространственно распределенных световых структур, которые могут увеличить пропускную способность и улучшить качество передаваемого сигнала.
- Формирование луча: используется для изменения формы лазерных лучей для достижения различных форм и профилей интенсивности.
- Лазерная безопасность: применение в системах лазерной безопасности.

Бесселевы пучки

Пучки Бесселя, названные в честь немецкого математика Фридриха Бесселя, представляют собой уникальный класс световых лучей, обладающих рядом уникальных свойств, что делает их весьма востребованными для различных приложений, от оптического захвата до изображений и связи. В отличие от традиционных гауссовых, пучки Бесселя имеют центральное пятно, окруженное концентрическими световыми кольцами, называемыми «боковыми лепестками». Отличительными характеристиками, являются самовосстановление и

бездифракционное распространение, которые позволяют им восстанавливаться после прохождения препятствия, сохраняя при этом распределение на большие расстояния.

Математическое описание

Пучки Бесселя математически описываются функциями Бесселя, которые являются решениями дифференциального уравнения Бесселя. Профиль интенсивности обычно задается квадратом функции Бесселя нулевого порядка первого рода J_0^2 , как функция радиального расстояния от центра пучка. Можно разделить на два типа: пучки нулевого порядка (на основе J_0) и пучки высшего порядка, которые включают вихревые пучки со спиральными волновыми фронтами.

Рассмотрим плоскую волну, падающую на коническую призму. Результирующая интерференционная картина описывается тригонометрической функцией $\cos^2(x)$. Если заменить призму на аксикон, проходящая падающая волна преломляется и интерферирует, образуя пучок света, профиль которого представляет собой волновой фронт: центральный пучок, окруженный концентрическими кольцами с постепенно ослабевающей интенсивностью излучения. Для генерации используют сходящиеся пучки, которые возникают, когда сколимированный гауссов пучок проходит через аксикон. Пространственная конфигурация генерируемого пучка определяется размером диафрагмы и углом раствора аксикона. Диаметр центрального пятна определяется углом при вершине α , длиной волны излучения используемого лазера λ и показателем преломления материала n , из которого изготовлена линза:

$$d_0 \approx \frac{2.4\lambda}{\pi(n-1)\cos\frac{\alpha}{2}}$$

На практике генерируемые пучки имеют ограниченную длину распространения. Для квазибесселева пучка длина распространения зависит от величины апертуры входного пучка:

$$z_{BO} \approx \frac{\pi D_0}{4.8\lambda} d_0$$

где D_0 – апертура пучка, а d_0 – диаметр центрального пятна.

Капельные Бесселевы пучки

Капельные пучки Бесселя представляют собой пучки с периодическим изменением интенсивности излучения, приводящей к появлению «капель» света.

Оптический захват объектов с использованием капельных пучков Бесселя может быть реализован в двух режимах. Первый — это осевой режим, при котором частицы захватываются вблизи оси пучка из-за максимальной интенсивности и, таким образом, удерживаются в стабильном равновесии. Второй режим — это азимутальный режим, при котором объекты попадают в первое кольцо пучка, вызванное радиальным градиентом интенсивности от центрального пятна к боковым лепесткам.

Учитывая уникальные свойства и возможности капельных пучков Бесселя, они широко используются для различных применений, включая манипулирование частицами в микробиологии, одиночное и многократное оптическое улавливание, сортировку и разделение ячеек, и даже передачу оптического углового момента захваченным частицам.

Глава 2

Генерация квазибесселевых пучков и капельных пучков Бесселя

Технически непреодолимое скругление вершины аксикона приводит к деградации бесселева пучка, увеличению поперечного размера центрального пучка и конечной длине распространения излучения при генерации на основе гауссова пучка [10, 11].

С использованием конической линзы и излучения полупроводникового лазера был создан ранее предложенный метод формирования квазибесселевых пучков с "капельным" профилем интенсивности центрального пятна. Преимуществом данного метода по сравнению с объемными и дорогостоящими оптическими схемами на основе SLM является упрощение и компенсация экспериментальной установки, что приводит к снижению стоимости изготовления компонентов и как итог установки в целом. Предложенный метод генерации квазибесселевых пучков может быть эффективно применен для генерации "бутылочных" пучков (интенсивность излучения рабочей области близка к нулю) создания трехмерных оптических ловушек, манипулирования микрообъектами с различными показателями преломления и микроскопии высокого разрешения.

Схема лабораторной установки представлена на рисунке 9. Для генерации квазибесселевых пучков был использован полупроводниковый лазер с длиной волны 1064 нм. Расходящееся излучение полупроводникового лазера коллимируется при помощи 20х объектива, далее направляется на аксикон. Для генерации были использованы два различных аксикон с углами при вершине 140° и 160° .

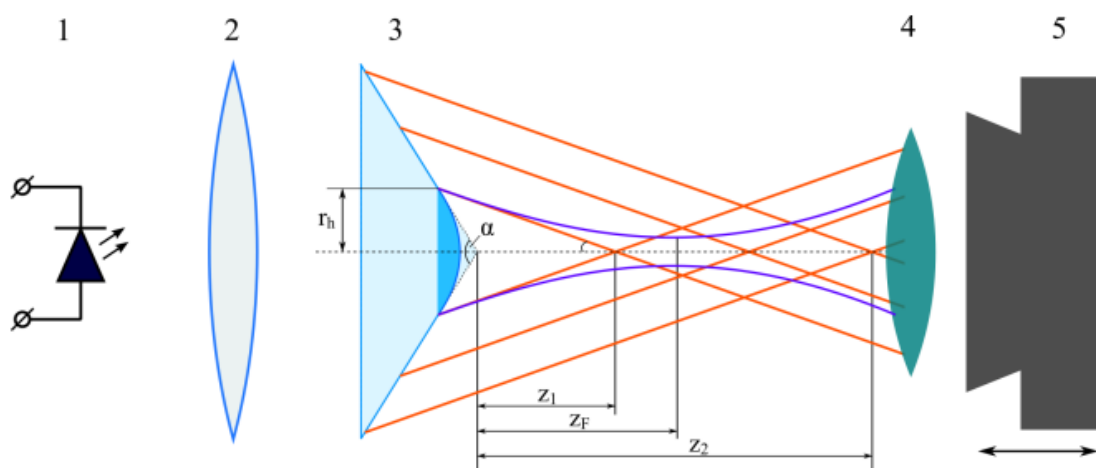


Рисунок 9 - Схематическое изображение экспериментальной установки с ходом лучей. 1 – полупроводниковый лазер, 2 – коллимирующий объектив, 3 – аксикон, 4 – фокусирующий объектив, 5 – камера. r_h – радиус скругления вершины аксикона, $z_{1,2}$ – расстояние от вершины аксикона до области генерации пучка, z_F – фокусное расстояние, α – угол раствора аксикона

Генерация «капельных» пучков для аксиконов 160° и 140°

Образование лучей с периодически меняющейся интенсивностью центральной точки ("капельная" структура квазибесселевых лучей) формируется аксиконом со скругленной вершиной, что приводит к фокусированию излучения с сохранением проекции волнового вектора на ось симметрии, а излучение, преломленное конической частью линзы.

Область скругления описывается гиперболической функцией, где малая проекция волнового вектора и ее величина определяются углом преломления [12-14]:

$$\Delta z = \lambda/2(1 - \cos \gamma) \approx \lambda/\gamma^2 \text{ (при } \gamma \ll 1) \text{ [14],}$$

где λ — длина волны излучения, γ — угол, под которым свет распространяется после преломления на конической поверхности аксикона.

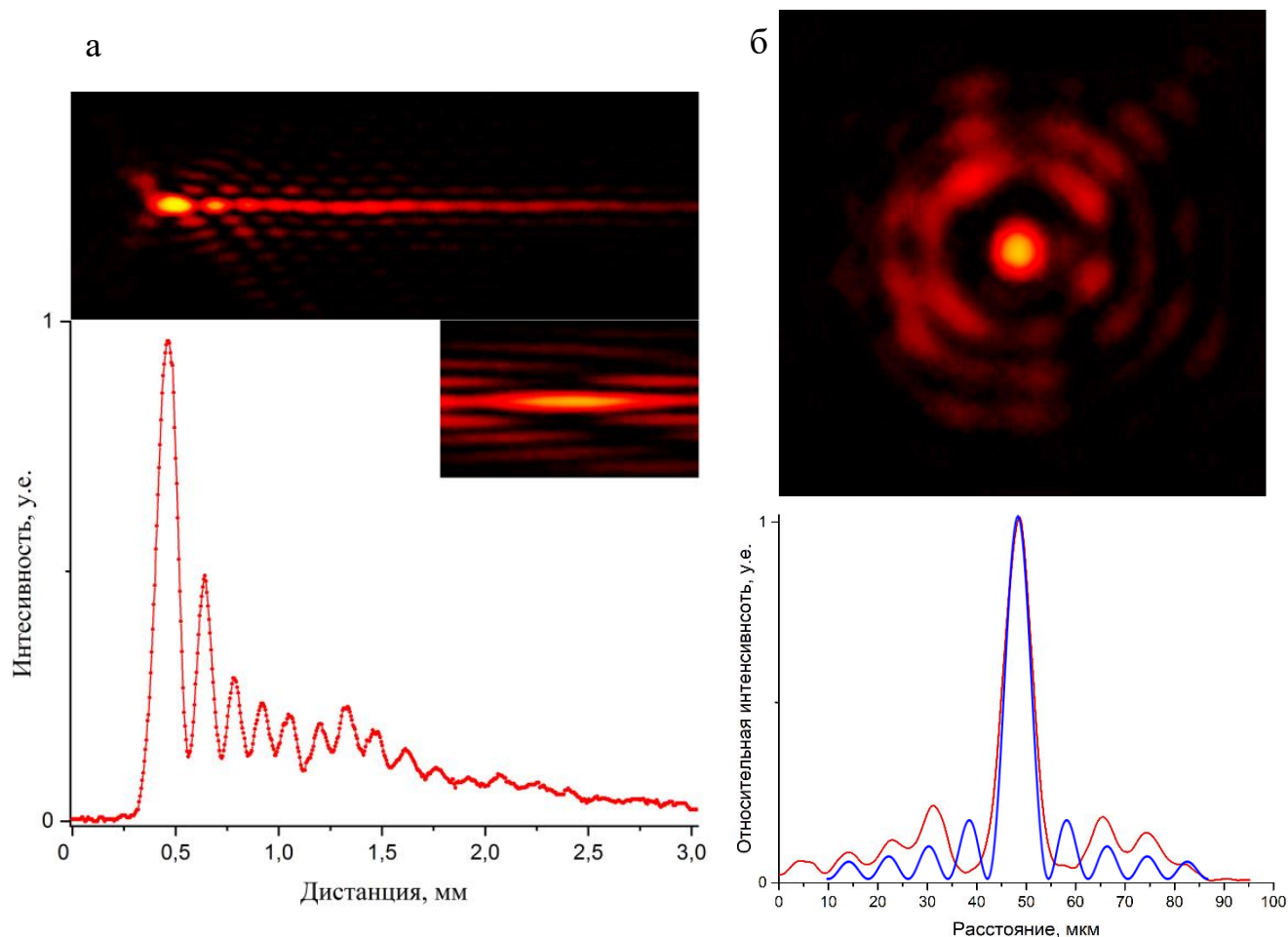


Рисунок 10 - Периодическое изменение интенсивности центрального пятна (а) и подавление бокового кольца, образуя «капельную» структуру боковых колец (б) полученное для 140° аксикона; красным обозначены экспериментальные данные, синим – рассчитанные теоретически

Детальное исследование продольного распределения интенсивности "капельных" квазибесселевских пучков (см. рисунок 10), показывает, что протяженность периодических изменений интенсивности излучения и соответствующие продольные распределения уменьшается примерно в 10 раз для меньшего угла, рисунок 11. Продольное распределение интенсивности луча для конической линзы с углом апертуры 140° показывает, что интенсивность бокового кольца периодически подавляется (см. рисунок 12). Более того протяженность перетяжки, центрального пятна без боковых колец, составила 40 мкм, что вдвое превосходит ранее полученные результаты [17]. Однако при использовании конической линзы с углом раствора 160° такого оптического эффекта для распределения интенсивности продольного пучка не наблюдается.

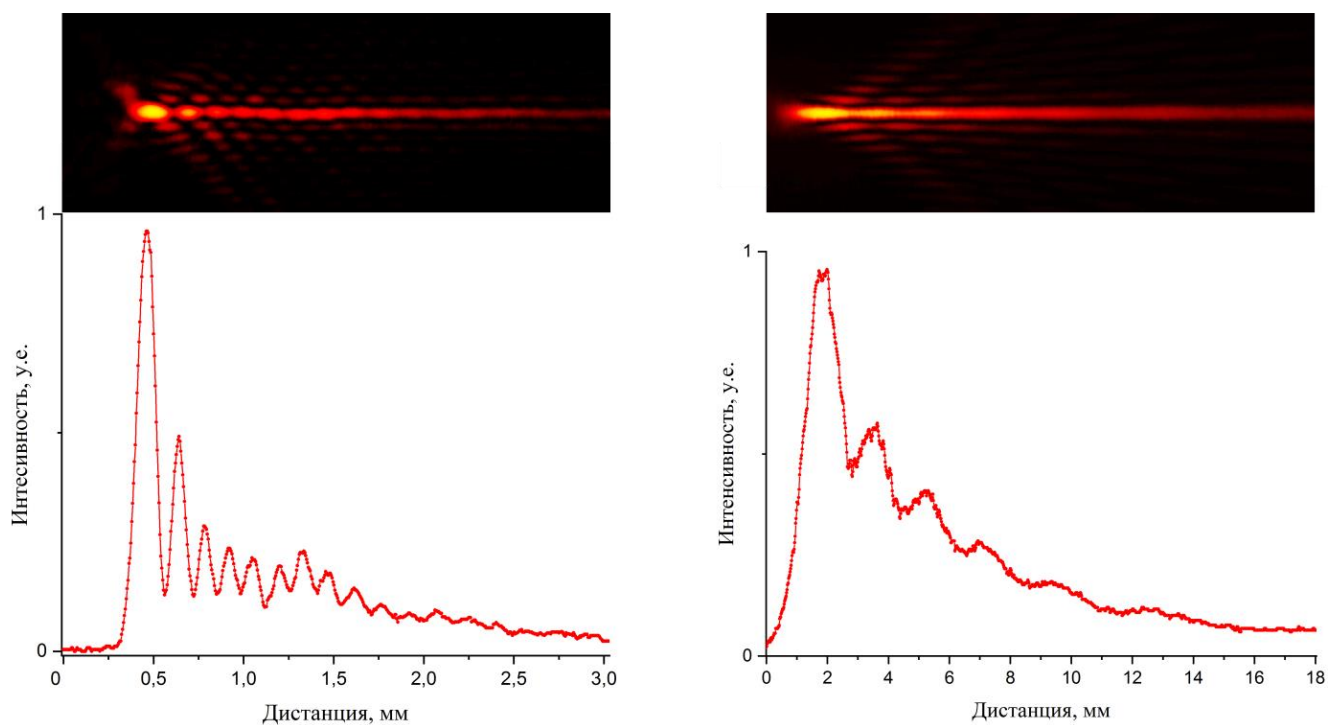


Рисунок 11 - Продольное распределение «капельных» квазибесселевых пучков на основе излучения полупроводникового лазера с длиной волны излучения 1064 нм.

Слева аксикон 140°; справа - 160° при вершине

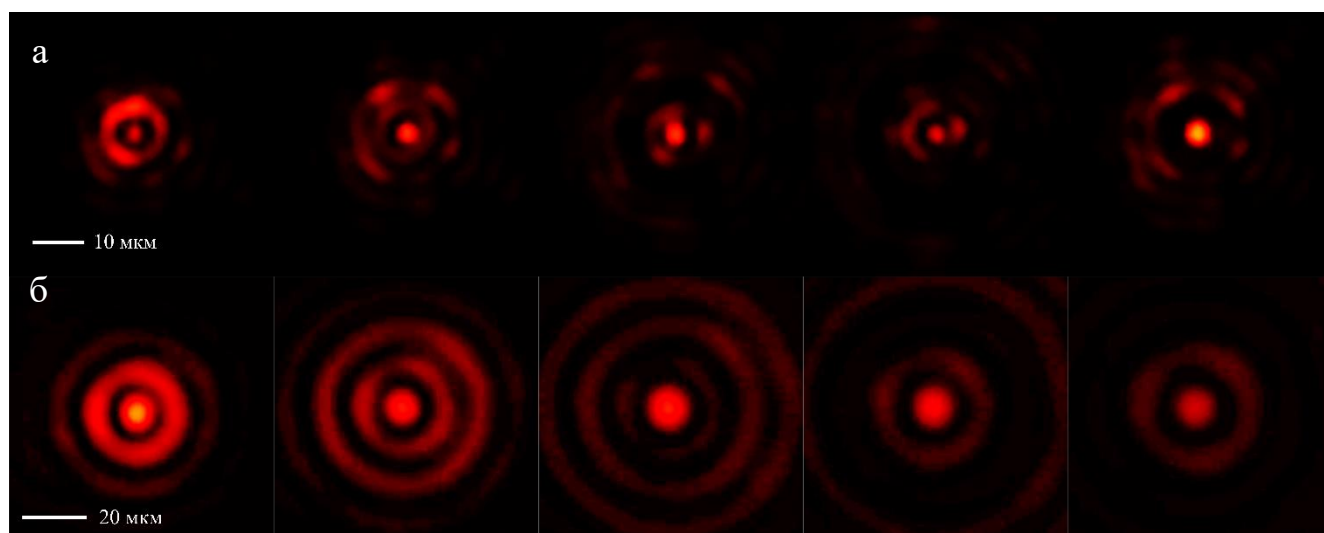


Рисунок 12 - Сравнительный анализ поперечных сечений. а – аксикон 140°,

б - 160°

Для получения более точного теоретического описания, проводилось исследование вершины линзы на профилемере. Диаметры скругленной области для конической линзы 140° 300 мкм, для конической линзы 160° 500 мкм.

Для модели с конической линзой с углом при вершине 140° полная длина продольного распределения пучка составляла 2 мм, а длина «капли» света - приблизительно 300 мкм. Тогда как, для оптического пинцета с 160° аксионом длина продольного распределения составляла 20 мм, а длина «капли» света - приблизительно 3 мм.

Предложенный метод генерации квазибесселевых пучков с «капельной» структурой при помощи конической линзы с существенно скругленной вершиной может быть применен для получения «бутылочных» пучков, у которых рабочей областью является область наименьшей интенсивности. Так же для создания объемных оптических ловушек, для одновременного оптического захвата и манипулирования микроскопическими объектами вне зависимости от соотношения показателя преломления среды и частицы.

Эксперименты по конической рефракции

Применение полупроводниковых лазеров в качестве источника излучения позволяет расширить область применения оптических пинцетов, из-за их низкой себестоимости и компактности. Однако, низкое пространственное качество излучения накладывает ограничения на область применения, по причине предела минимально возможной фокусировки пятна. Данная проблема частично решается при формировании Бесселевых пучков, позволяющих преодолеть дифракционный предел [9, 10].

Последние годы для формирования оптических пинцетов применяется конически рефрагирующее лазерное излучение полупроводниковых лазеров. По своей сути коническая рефракция схожа с Бесселевыми пучками, так как является результатом интерференции конически распространяющихся пучков [11]. Однако, распределение Рамана конической рефракции позволяет получить центральное пятно для полупроводниковых лазеров размером десятки микрон, тогда как центральное пятно Бесселевых пучков имеет диаметр меньше 10 мкм [10]. Диаметр формирующегося пучка имеет большое значение в оптическом манипулировании, так как определяют размер ловушки и объектов исследования. Например, для

исследования молекул ДНК диаметр пучка не должен превышать 3 мкм [12], что труднодостижимо для полупроводниковых лазеров на длине волны около 1 мкм (длина волны, позволяющая осуществить минимальное тепловое воздействие на молекулы ДНК и микробиологические объекты). Совмещение двух подходов – конической рефракции и Бесселевых пучков - позволяет улучшить характеристики формируемых пучком: уменьшить диаметр пучка, при этом увеличив плотность мощности.

В данной работе мы демонстрируем исследование формирования Бесселевых пучков на основе конически рефрагировавшего излучения полупроводникового лазера.

Для реализации был использован полупроводниковый лазер с длиной волны 637нм, двуосный кристалл, расположенный вдоль оси распространения излучения одной из оптических осей, и аксикон с углом при вершине 160°. Аксикон размещается в области формирования колец Ллойда (рисунок 13, 14), так как распределение интенсивности в данной области позволяет получить максимальную плотность мощности при генерации пучков Бесселя.

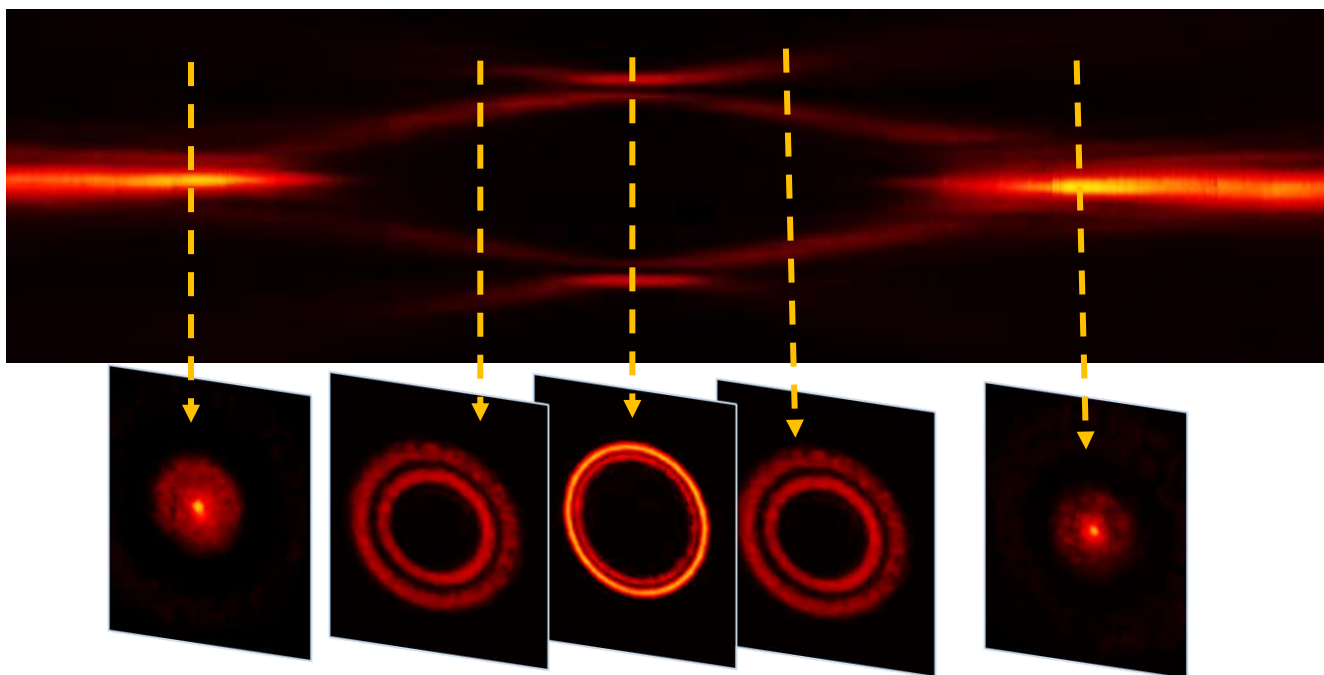


Рисунок 13 - Продольное распределение интенсивности конической рефракции полученное на основе излучения He-Ne лазера. Получается симметричная картина относительно фокальной плоскости или колец Ллойда

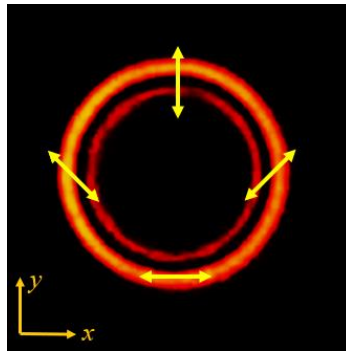


Рисунок 14 - Профиль распределения интенсивности колец Ллойда и направление поляризации

Продольное распределение интенсивности генерируемого пучка было получено путем последовательной съемки поперечных сечений с шагом 10 мкм (рисунок 16), схема установки представлена на рисунке 15. На рисунке 16 наблюдаются два последовательных Бесселевых пучка, образуемых двумя конусами конически рефрагирующего излучения. Длина итогового распределения составила примерно 2,5 мм, в то время как длина распространения I пучка 680 мкм, а II 850 мкм.

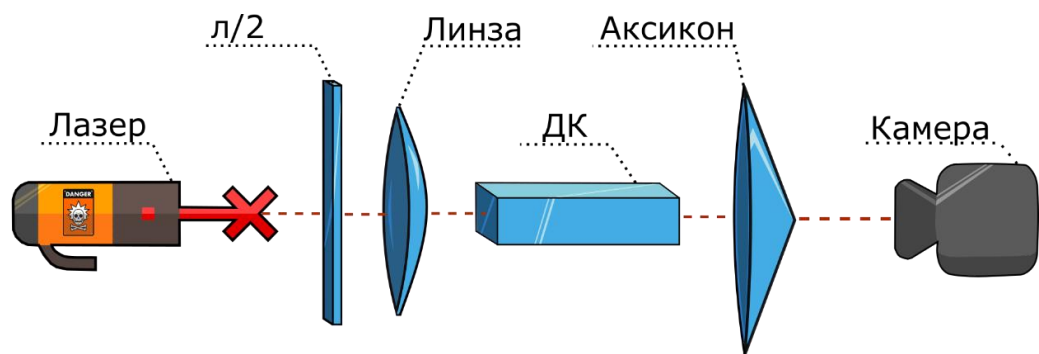


Рисунок 15 - Схема экспериментальной установки генерации квазибесселевых пучков на основе конически рефрагирующего света; ДК – двуосный кристалл.

Полученные экспериментальные данные подтверждают описанную ранее двух конусную модель конической рефракции, и модель Бессель-Гауссовых пучков [13].

Диаметр центрального пика пучка равен 3 мкм, что в два раза меньше ранее полученных результатов для квазибесселевых пучков [10], что подтверждает эффективность предложенной схемы.

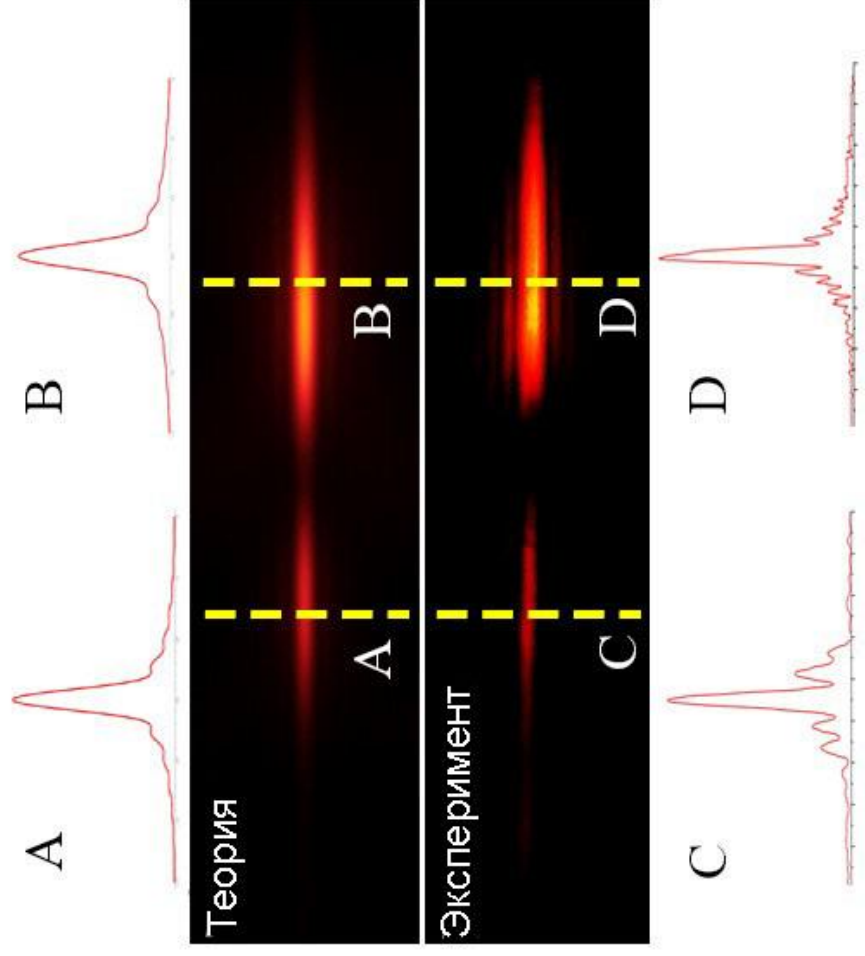
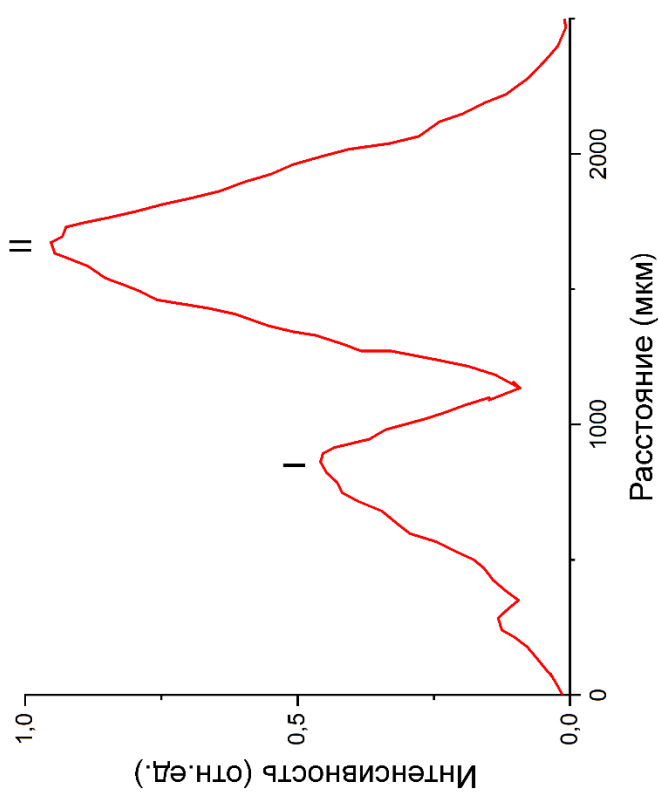


Рисунок 16 – Слева - теоретическое и экспериментальное продольное распределение интенсивности Бесселевых пучков на основе конически рефрагированного излучения. Графики поперечного распределения интенсивности сечений А, С – I пучка на пике интенсивности; В, D – II пучка.

Справа - продольное распределение интенсивности Бесселевых пучков, полученных экспериментально; длина распространения I пучка 680 мкм, и II 850 мкм



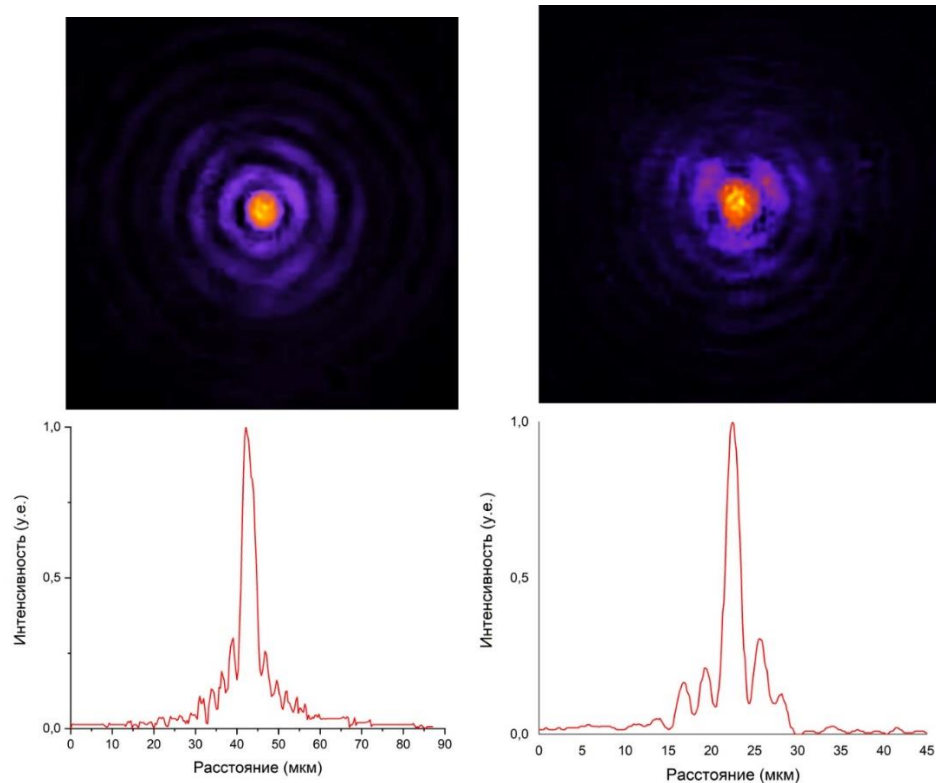


Рисунок 17 – поперечные сечения полученных пучков Бесселя – слева А диаметр 6 мкм, протяженность 1.1 мм; справа В диаметр 4 мкм, протяженность 1.4 мм для полупроводникового лазера с длиной волны 637 нм

Предложенная модель позволяет преодолеть дифракционный предел, генерировать пучки с различными радиусами колец и высокой степенью фокусировки, что значительно расширяет применение полупроводниковых лазеров в микробиологических исследованиях, оптических пинцетах и микроскопии сверхвысокого разрешения. В том числе Фурье преобразованные пучки Бесселя возможно применять для формирования оптических вихрей, для которых важна гибкость формирующихся пучков и степень фокусировки [14].

Отсечение конусов

Для более детального изучения формирования квазибесселевых пучков, мы отсекали поочередно световые конусы, формирующие картину конической рефракции. Для этого были использованы, прозрачная пластина с

темным пятном диаметром чуть больше диаметра внутреннего кольца Ллойда (≈ 550 мкм) и апертура диаметром меньшим внешнего кольца Ллойда.

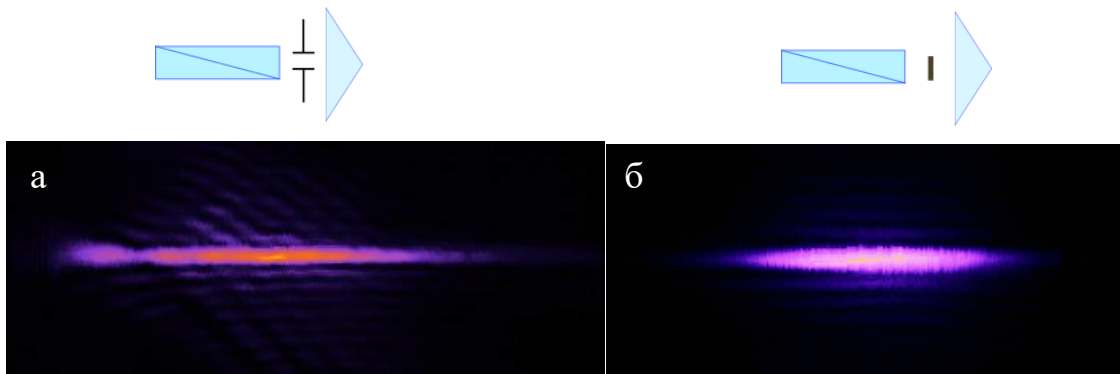


Рисунок 18 - Продольное распределение получаемых квазибесселевых пучков. а – распределение интенсивности для C_- длина распространения 3.7 мм, б - распределение интенсивности для протяженности 1.9 мм C_+

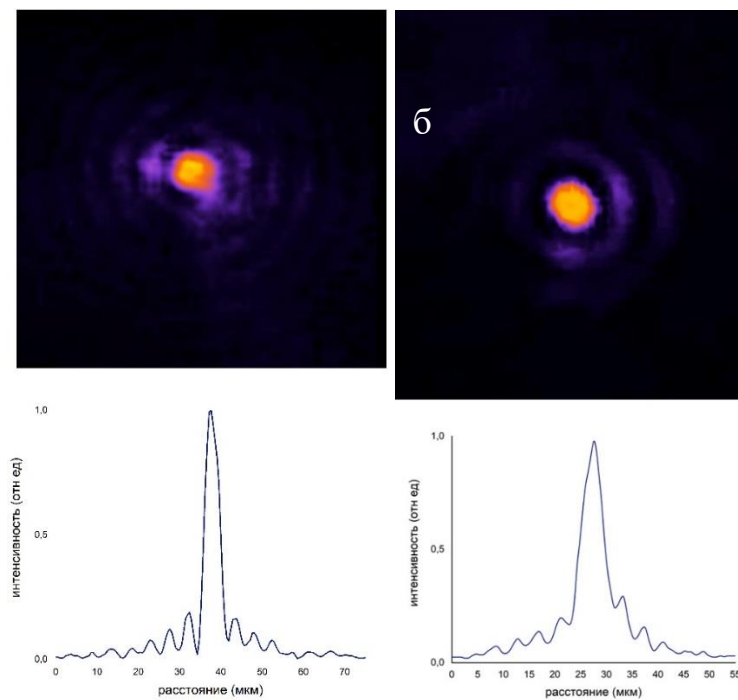


Рисунок 19 - Поперечные сечения распределения интенсивности получаемых квазибесселевых пучков. А – распределение интенсивности для C_- , б – распределение интенсивности для C_+

Полченные пучки обладают диаметром близким к дифракционному пределу, конечную длину распространения излучения, что позволяет достигнуть большей пространственной плотности мощности излучения.

В перспективе данный метод подходит для генерации векторных пучков, квазибесселевы пучки при помощи конической линзы, открывая широкий спектр практических приложений, включая оптический пинцет и манипулирование микрообъектами с различными показателями преломления.

Заключение

Показано, что «капельные» квазибесселевы пучки, полученные при помощи аксикона со скругленной вершиной, обладают высоким потенциалом для создания устройства типа «лаборатория на чипе», генерации «бутылочных» пучков и могут применяться для захвата микрообъектов с низким показателем преломления или с высоким показателем поглощения на рабочей длине волны устройства.

Продемонстрирован способ создания компактного оптического пинцета для аксиконов с различными углами при вершине и проведен сравнительный анализ. Установлена более высокая эффективность и лучшее подавление боковых колец квазибесселевых пучков для аксикона с углом при вершине 160° .

Продемонстрирован новый способ генерации пучков Бесселя – на основе конически рефрагирующего излучения. Предложенный способ позволяет обойти потери на аксиконе со скругленной вершиной и получить пучок Бесселя с диаметром центрального пятна 3 мкм и протяженностью около 700 мкм для полупроводникового лазера с длиной волны 635 нм.

Список литературы

1. Пилкун М. Инжекционные лазеры //Успехи физических наук. – 1969. – Т. 98. – №. 6. – С. 295-350.
2. Davies J.H. The Physics of low-dimensional semiconductors, Cambridge University, 1998 г. - 438 с.
3. Alferov Z. I. The Double Heterostructure: Concept and its Applications in Physics, Electronics and Technology (Nobelpreis-Vortrag 2000) //Nobel Lectures in Physics. – 1996. – Т. 2000. – С. 2002.
4. Елисеев П. Г., Попов Ю. М. Полупроводниковые лазеры //Квантовая электроника. – 1997. – Т. 24. – №. 12. – С. 1067-1079.
5. Baranov A. N. et al. Generation of Coherent Radiation in Quantum-Dimensional Structure on the Single Heterojunction //Fizika i Tekhnika Poluprovodnikov. – 1986. – Т. 20. – №. 12. – С. 2217-2221.
6. Богданкевич О. В. Полупроводниковые лазеры с накачкой электронным пучком //Квантовая электроника. – 1994. – Т. 21. – №. 12. – С. 1113-1136.
7. Berry M. V., Jeffrey M. R. Conical diffraction: Hamilton's diabolical point at the heart of crystal optics //Progress in optics. – 2007. – Т. 50. – С. 13-50.
8. Darcy R. T. et al. Conical diffraction intensity profiles generated using a top-hat input beam //Optics Express. – 2014. – Т. 22. – №. 9. – С. 11290-11300.
9. Turpin A. et al. Conical refraction: fundamentals and applications //Laser & Photonics Reviews. – 2016. – Т. 10. – №. 5. – С. 750-771.

10. Losev S. N. et al. Generation of droplet Bessel beams using a semiconductor laser // *Technical Physics Letters*. – 2018. – T. 44. – C. 887-889.
11. Chistyakov D. V. et al. Generation of Droplet Quasi-Bessel Beams Using a Semiconductor Laser // *Optics and Spectroscopy*. – 2019. – T. 127. – C. 848-853.
12. Xiong B. et al. Improving axial resolution of Bessel beam light-sheet fluorescence microscopy by photobleaching imprinting // *Optics Express*. – 2020. – T. 28. – №. 7. – C. 9464-9476.
13. Wu Z. et al. Vector characterization of zero-order terahertz Bessel beams with linear and circular polarizations // *Sci. Rep.* 2017. Vol. 7, № 1. P. 13929.
14. Sokolovskii G. S. et al. Generation of propagation-invariant light beams from semiconductor light sources // *Technical Physics Letters*. – 2008. – T. 34. – C. 1075-1078.
15. G. Di Domenico, G. Ruocco, C. Colosi, E. DelRe, and G. Antonacci, "Cancellation of Bessel beam side lobes for high-contrast light sheet microscopy", *Scientific reports*, vol. 8, 17178, 2018.
16. Abdulrazak S. H. et al. Cancellation of side lobes in "droplet" Bessel beams generated with semiconductor laser // *2020 International Conference Laser Optics (ICLO)*. – IEEE, 2020. – C. 1-1
17. G. S. Sokolovskii, D. J. Carnegie, T. K. Kalkandjiev, and E. U. Rafailov, "Conical Refraction: New observations and a dual cone model," *Opt. Express* **21**, 11125-11131 (2013)
18. Pongor C. I. et al. Optical trapping nanometry of hypermethylated CPG-island DNA // *Biophysical journal*. – 2017. – T. 112. – №. 3. – C. 512-522.
19. V. Yu. Mylnikov, E. U. Rafailov, and G. S. Sokolovskii, "Close relationship between Bessel–Gaussian and conical refraction beams," *Opt. Express* **28**, 33900-33910 (2020).

20. Pinnell J., Rodríguez-Fajardo V., Forbes A. How perfect are perfect vortex beams?
//Optics letters. – 2019. – T. 44. – №. 22. – C. 5614-5617.
21. Tkachenko G. et al. Is it possible to create a perfect fractional vortex beam?
//Optica. – 2017. – T. 4. – №. 3. – C. 330-333.
22. Kovalev A. A., Kotlyar V. V., Porfirev A. P. A highly efficient element for
generating elliptic perfect optical vortices //Applied Physics Letters. – 2017. – T.
110. – №. 26. – C. 261102.