

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Фазовые сингулярности и оптические вихри в фотонике

А.П. Порфирьев, А.А. Кучмижак, С.О. Гурбатов,
С. Йодказис, С.Н. Хонина, Ю.Н. Кульчин

Со второй половины XX в. широкое распространение получили идеи разработки методов формирования оптических вихрей (ОВ) или ОВ-пучков — областей кругового движения потока энергии в электромагнитной волне вокруг так называемых точек фазовых сингулярностей. Уникальность таких световых полей заключается в особой спиральной структуре волнового фронта, обеспечивающей наличие у них орбитального углового момента (ОУМ), который может быть передан веществу и вызвать вращательное движение нано- и микрообъектов. В настоящее время ОВ-пучки активно используются для решения как прикладных, так и фундаментальных проблем оптики и фотоники. Последовательно рассмотрены этапы развития, а также основные достоинства и недостатки методов формирования ОВ-пучков — от возникновения фазовых сингулярностей при рассеянии света в неоднородных средах до последних разработок в области вихревых микролазеров для контролируемой генерации световых полей с заданным ОУМ на нано- и микромасштабе.

Ключевые слова: сингулярная оптика, оптические вихри, топологический заряд, спиральная фазовая пластина, спин-орбитальное взаимодействие, вилкообразные голограммы, метаповерхности, интегрально-оптические элементы, лазерная нанотехнология

PACS numbers: 07.60. – j, 42.62. – b, 42.70. – a, 42.79. – e, 42.82. – m, 78.20.Fm DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.07.039028>

Содержание

1. Введение (841).
2. Спекл-поля: возникновение фазовых сингулярностей в случайно-неоднородных средах (842).

А.П. Порфирьев^(1,2,*), А.А. Кучмижак^(3,4,**), С.О. Гурбатов^(3,5),
С. Йодказис^(6,7), С.Н. Хонина^(1,2), Ю.Н. Кульчин^(3,5)

⁽¹⁾ Институт систем обработки изображений РАН – филиал
Федерального научно-исследовательского центра
"Кристаллография и фотоника" РАН,
ул. Молодогвардейская 151, 443001 Самара,
Российская Федерация

⁽²⁾ Самарский национальный исследовательский университет
им. академика С.П. Королёва,
Московское шоссе 34, 443086 Самара, Российская Федерация

⁽³⁾ Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН,
ул. Радио 5, 690041 Владивосток, Российская Федерация

⁽⁴⁾ Дальневосточный федеральный университет,
п. Аякс 10, о. Русский, 690922 Владивосток,
Российская Федерация

⁽⁵⁾ Тихоокеанский квантовый центр,
Дальневосточный федеральный университет,
п. Аякс 10, о. Русский, 690922 Владивосток,
Российская Федерация

⁽⁶⁾ Swinburne University of Technology,
John st., Hawthorn 3122, Victoria, Australia

⁽⁷⁾ Melbourne Centre for Nanofabrication,
ANFF, 151 Wellington Road, Clayton, VIC 3168, Australia
E-mail: ^(*) porfirev.alexey@gmail.com, ^(**) alex.iacp.dvo@mail.ru

Статья поступила 17 мая 2021 г.,
после доработки 19 июля 2021 г.

3. Формирование оптических вихрей на выходе из лазерного резонатора (843).
 4. Методы голографии для формирования оптических вихрей (845).
4.1. "Вилкообразные" голограммы. 4.2. Спиральные зонные пластинки Френеля. 4.3. Другие типы рассчитанных на компьютере голограмм.
 5. Спиральные фазовые пластинки (848).
 6. Спин-орбитальное взаимодействие для формирования оптических вихрей (850).
6.1. Формирование вихревых пучков с использованием естественных анизотропных сред. 6.2. Фазовый оптический элемент Панчатратнама – Берри. 6.3. Пластинки q -волновые. 6.4. S-волновые пластинки — q -пластинки, сформированные внутри прозрачных диэлектрических материалов. 6.5. Микрогабаритные генераторы оптических вихрей на основе топологических дефектов.
 7. Плазмонные генераторы оптических вихрей (854).
 8. Формирование оптических вихрей с помощью метаповерхностей (856).
 9. Интегральные оптические генераторы оптических вихрей и вихревые микролазеры (857).
 10. Взаимодействия интенсивных вихревых пучков с наноразмерными структурами и материалами (859).
 11. Заключение (862).
- Список литературы (862).

1. Введение

Вихри представляют собой распространённое явление как в живой, так и в неживой природе: они проявляются в микромасштабе, например, в виде вихрей сверхтока в

© А.П. Порфирьев, А.А. Кучмижак, С.О. Гурбатов, С. Йодказис,
С.Н. Хонина, Ю.Н. Кульчин 2022

сверхпроводящем материале, а также в макромасштабе как движение вихревого газа в галактиках (например, Большое Красное Пятно Юпитера представляет собой гигантский вихрь диаметром около 25000 км). Формирование вихрей можно наблюдать в различных технических устройствах и механизмах, а также в океанических течениях и воздушных потоках. При этом надо отметить, что вихри могут оказывать положительные эффекты, например, создавая подъёмную тягу самолётов, но также могут быть причиной катастрофических разрушений, порождая торнадо и ураганы.

Со второй половины XX в. начали широко изучаться оптические вихри (ОВ) — области кругового движения потока энергии в электромагнитной волне вокруг так называемых точек фазовых сингулярностей, обусловленных нарушением топологической структуры волнового фронта. Растущий интерес к вихрям оптического диапазона вызван в первую очередь возникающими в них винтовыми (спиральными) дислокациями волнового фронта: азимутальное изменение фазы светового поля в окрестностях такой дислокации составляет $2\pi\ell$ относительно оси распространения, где ℓ — число витков на волновом фронте на единицу длины волны, называемое также топологическим зарядом (ТЗ) сформированного пучка [1]. Как было показано в 1992 г., такое распределение фазы приводит к наличию орбитального углового момента (ОУМ), равного $\ell\hbar$ на фотон ($\hbar$ — постоянная Планка), в сформированном вихревым электромагнитном поле [2]. Сам термин "оптический вихрь" впервые был введён [3] в 1989 г. и, по замыслу авторов, отражал аналогию между оптическими пучками со спиральным волновым фронтом и сверхтекучим вихрем.

Активное исследование формирования ОВ-пучков и их свойств привело к появлению новой дисциплины под названием "сингулярная оптика", которая изучает свойства ОВ, а также механизмы их формирования [4–6]. ОВ-пучки получили широкое распространение во многих областях современной фотоники: лазерном манипулировании микрообъектами, оптических коммуникациях, сверхразрешающей конфокальной оптической микроскопии, лазерной обработке материалов, изображающей оптике и многих других [7, 8]. К настоящему времени разработаны различные методы формирования ОВ-пучков, при этом были использованы как элементы классической оптики (например, комбинации цилиндрических линз), так и дифракционные оптические элементы, позволяющие формировать не только единичные ОВ-пучки, но и их одно-, двух- и трёхмерные комбинации, а также получившие широкое распространение в последнее десятилетие метаповерхности, позволившие формировать ОВ-пучки благодаря фундаментальному преобразованию спинового углового момента (СУМ) света, связанного с круговой поляризацией, в его ОУМ.

Анализ последних публикаций и тенденций показывает, что интерес к ОВ-пучкам, их свойствам и методам формирования продолжает расти [9–14]. В области возможного применения световых пучков, обладающих ОУМ, вовлекается всё больше новых направлений науки и техники. Всё большее число специалистов интересуется исследованиями свойств таких пучков, а также эффективными и оптимальными для определённой области задач способами их формирования. В настоящем обзоре последовательно рассматриваются этапы развития методов формирования ОВ-пучков — начиная от случайного воз-

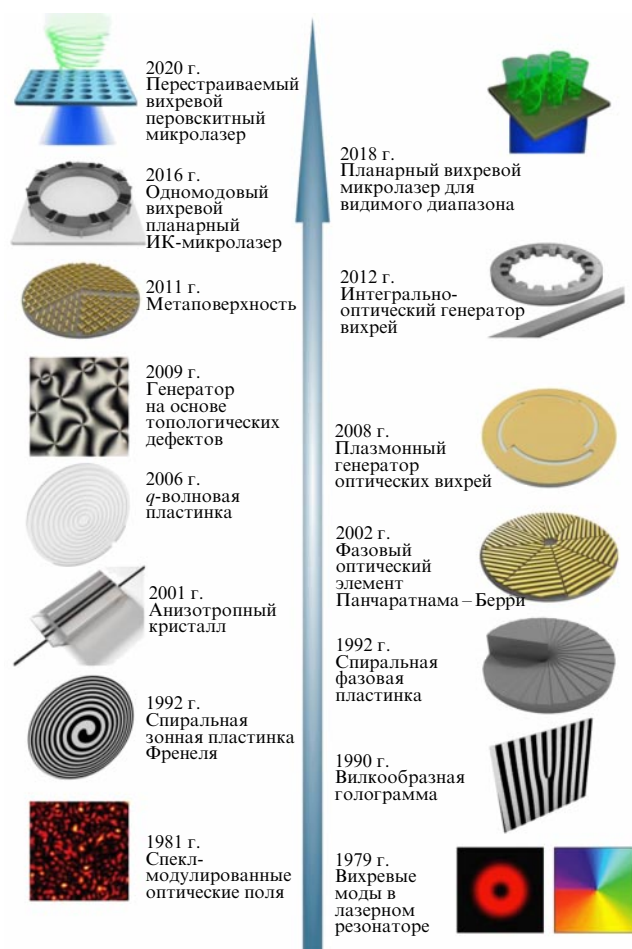


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Схематическое изображение, показывающее появление, а также временную эволюцию методов генерации ОВ — начиная от случайного возникновения фазовых сингулярностей в спекл-полях, формируемых при прохождении лазерных пучков через неоднородные среды, и заканчивая недавними результатами в области разработки вихревых микролазеров как активных управляемых генераторов излучения с ОУМ на нано- и микромасштабе.

никновения фазовых сингулярностей в спекл-полях, формируемых при прохождении лазерных пучков через неоднородные среды, и заканчивая недавними результатами в области разработки вихревых микролазеров как активных и управляемых генераторов излучения с ОУМ на нано- и микромасштабе (рис. 1). Проводится сравнительный анализ разработанных к настоящему моменту подходов для формирования ОВ-пучков, их достоинств и недостатков, анализируются технологические возможности их реализации. В разделе 10 рассматривается одна из активно развивающихся и практически не обсуждаемая в существующих обзорах область, направленная на изучение взаимодействия интенсивных ОВ-пучков с наноразмерными структурами и материалами для задач нанофотоники и прецизионной лазерной фабрикаци функциональных наноструктур.

2. Спекл-поля: возникновение фазовых сингулярностей в случайно-неоднородных средах

Как известно, спекл-поля представляют собой случайные интерференционные картины, возникающие при прохож-

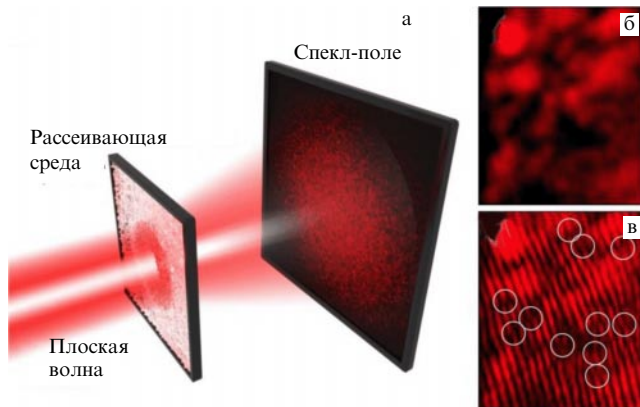


Рис. 2. (В цвете онлайн.) (а) Формирование спекл-поля вследствие интерференции рассеянных волн при прохождении когерентного лазерного излучения через турбулентную рассеивающую среду. (б) Характерное распределение интенсивности сформированного спекл-поля и (в) результат его интерференции с плоской наклонной волной, демонстрирующий возникновение "вилкообразных" интерференционных полос (отмечены белыми окружностями), характерных для точек фазовых сингулярностей.

дении когерентного лазерного излучения через случайно-неоднородную (турбулентную) среду, состоящую из множества областей с неоднородностями показателя преломления (рис. 2а) [15]. Такие неоднородности вызывают искажения амплитуды и фазы, приводящие к формированию случайной картины интенсивности, вследствие интерференции рассеянного или преломленного излучения. В 1974 г. Най и Берри теоретически показали [1, 16], что световая волна, распространяющаяся в воздухе и отраженная (рассеянная) на шероховатой поверхности, содержит точки фазовых сингулярностей, т.е. точки, в которых фаза комплексной скалярной волны, заданной в виде

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \rho(\mathbf{r}, t) \exp[i\varphi(\mathbf{r}, t)], \quad \mathbf{r} = (x, y, z), \quad (1)$$

не определена. Такие фазовые сингулярности появляются в точках, где действительная и мнимая части комплексной амплитуды скалярного оптического поля равны нулю [5], и с ними, как правило, связывают ОВ первого порядка, когда ТЗ пучка равен 1. Но отметим, что в общем случае для ОВ, возникающих в спекл-полях, изменение фазы при обходе точки фазовой сингулярности в азимутальном направлении происходит нелинейно — это показано в ряде работ [16–19].

Первая экспериментальная демонстрация возникновения фазовых сингулярностей в случайном спекл-поле была представлена группой Зельдовича [20–22] в 1981 г. Дальнейшие экспериментальные исследования позволили изучить локальные свойства и структуру ядра формируемых при этом ОВ [23], а также их статистические свойства, подтвердившие первоначальные теоретические предсказания, сделанные ранее Найем и Берри [1, 16]. Исследования, проводимые в данном направлении, в итоге привели к появлению новой области, называемой стохастической сингулярной оптикой [24–27], которая изучает общие свойства фазовых сингулярностей в случайных средах.

На рисунке 2б показан увеличенный участок типичного спекл-поля, на котором можно явно выделить от-

дельные спекл-структуры, а также пятна с нулевой интенсивностью. При этом фазовые сингулярности могут быть выявлены с помощью интерференции сформированного спекл-поля с наклонной плоской волной, что является стандартным методом не только для демонстрации возникновения ОВ, но и для измерения его ТЗ. В данном случае расщепление отдельных интерференционных полос на две, приводящее к формированию "вилкообразных" полос (рис. 2в), указывает на возникновение точки фазовой сингулярности, связанной с ОВ первого порядка. Расщепление интерференционных полос на большее число вилкообразных полос говорит о возникновении ОВ более высоких порядков. Отсутствие ОВ высокого порядка в продемонстрированном примере можно объяснить тем фактом, что такие ОВ крайне неустойчивы даже к малым возмущениям поля волнового фронта, вызывающим разложение ОВ ℓ -го порядка на ℓ ОВ первого порядка [28]. Согласно закону сохранения топологического заряда, утверждающему, что полный ТЗ, возникающий на замкнутой поверхности, равен нулю [27, 29], вероятность появления положительно и отрицательно заряженных (т.е. с положительным или отрицательным знаком ТЗ) ОВ первого порядка одинакова. Таким образом, общий заряд всех ОВ, появляющихся в спекл-поле, будет равен нулю [30–32]. При этом в случае типичного спекл-поля, для которого средний размер отдельного спекла можно оценить как $\approx \lambda R/D$ (где D — диаметр лазерного пучка, R — расстояние между плоскостью изображения и рассеивающей средой, λ — длина волны излучения) [33], средняя плотность фазовых сингулярностей и связанных с ними ОВ оказалась равной примерно $(\Delta\theta)^2/\lambda^2$, где $\Delta\theta$ — угловая расходимость пучка [28, 30].

Хорошо известно о чрезвычайно высокой чувствительности спекл-полей к любым возмущениям среды (вибрациям, напряжениям, изменениям температуры и т.д.), что приводит к случайным искажениям и перестройке структуры отдельных спеклов и связанным с этим изменением структуры сформированных ОВ. Такое пространственно-временное изменение ОВ в динамических спекл-полях подробно изучено в работах [34–38], где выявлена сильная корреляция между смещением рассеивающей среды, используемой для создания спекл-структур, и соответствующим смещением положения сформированных ОВ [34]. Примечательно, что траектории движения ОВ оказались относительно короткими и извилистыми для быстро меняющихся спекл-структур и довольно протяженными и более прямыми для медленно меняющихся [35–37].

Таким образом, можно сделать вывод о том, что спекл-поля, которые могут быть сформированы всего лишь с использованием грубо отполированного предметного стекла, представляют собой простейший способ генерации ОВ. Однако при этом ни пространственное положение отдельных ОВ, ни величина или знак их ТЗ, связанные со структурой их фазового распределения, не могут быть контролируемы.

3. Формирование оптических вихрей на выходе из лазерного резонатора

Фазовые сингулярности, подобные тем, которые возникают в случайном спекл-поле, можно создавать и управляемым способом — например, они могут быть не-

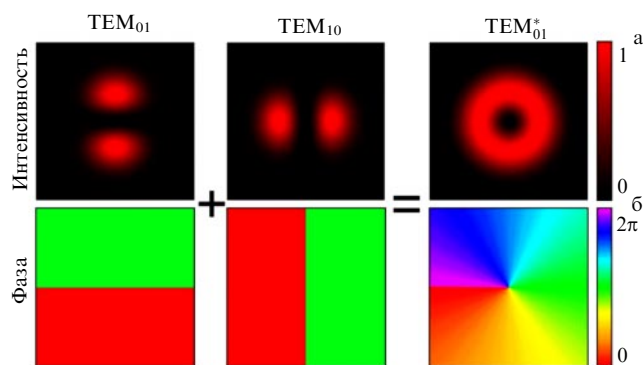


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Комбинация TEM_{01} - и TEM_{10} -мод для формирования гибридной TEM_{01}^* -моды со спиральным волновым фронтом. При этом TEM_{01} -мода имеет задержку фазы на $\pi/2$. (а) Распределения интенсивности. (б) Распределения фазы мод. Суммарная амплитуда сложения мод TEM_{01} и TEM_{10} определяется как $i2^{-1/2}E_{01} + 2^{-1/2}E_{10} = (E_0r/w)\exp(-r^2/w^2)\exp(i\varphi)$, где $E_{01} = 2^{1/2}E_0(r/w)\exp(-r^2/w^2)\sin\varphi$ и $E_{10} = 2^{1/2}E_0(r/w)\exp(-r^2/w^2)\cos\varphi$.

посредственно сформированы на выходе из лазерного резонатора. В 1979 г. Воан и Уиллетс [39] с помощью мощного газового лазера на ионах криптона наблюдали генерацию лазерного пучка кольцевой формы, обладающего спиральным волновым фронтом, характерным для ОВ-пучков. Авторы [39] объяснили этот эффект увеличением вклада внутрирезонаторных мод высокого порядка при работе лазера в режиме большой мощности. При этом комбинация двух ортогональных TEM_{01} -мод формирует так называемую гибридную TEM_{01}^* -моду (рис. 3), имеющую осесимметричное поперечное распределение интенсивности и спиральный волновой фронт. Частотный анализ и исследование двулучевой интерференции таких гибридных лазерных мод показали возможность генерации лазерного пучка со спиральной синфазной поверхностью [40]. Впоследствии формирование стабильной структуры распределения интенсивности в виде кольца со спиральным волновым фронтом наблюдалось и в гелий-неоновых лазерах с синхронизацией частоты при наличии внутрирезонаторного поглощающего материала [41]. Этот эффект был объяснён взаимодействием почти вырожденных внутрирезонаторных TEM_{01} - и TEM_{10} -мод гелий-неонового лазера.

В 1989 г. П. Кулле с коллегами, численно решая уравнения Максвелла – Блоха, продемонстрировали появление фазовой сингулярности электрического поля в лазерном резонаторе с большим числом Френеля [3] и теоретически описали новое состояние лазера, связанное с существованием вихревого решения электродинамических лазерных уравнений, лежащих в основе синхронизации мод. Позднее регулированием положения поглощающего материала внутри лазерного резонатора для настройки генерации требуемой осевой моды была продемонстрирована возможность внутрирезонаторной генерации ОВ первого, второго и третьего порядков с высокой модовой чистотой в аргоновом ионном лазере с низким числом Френеля [42].

В 1990 г. для демонстрации бистабильности гибридной лазерной TEM_{01}^* -моды, связанной с наличием двух устойчивых вихревых мод с противоположными знаками ТЗ, Тамм и Вейсс применили схему оптически индуцированного переключения, основанную на повторной инжекции выходного поля лазера в лазерный резонатор,

но уже с изменённой фазой поля [43]. Использованный при этом состоящий из двух цилиндрических линз конвертер поперечных мод, основанный на астигматическом преобразовании поперечных мод более высокого порядка, позволил различить две устойчивые конфигурации пространственного поля. Позднее Абрамочкин и Волостников показали [44] возможность использования астигматических оптических систем, содержащих две сферические и одну цилиндрическую линзы, для преобразования невихревых лазерных пучков Эрмита – Гаусса в вихревые пучки Лагерра – Гаусса (ЛГ).

Отметим, что аналогичная оптическая система была применена и в самой первой демонстрации того, что вихревой лазерный пучок ЛГ $LG_{\ell p}$ с ТЗ ℓ и радиальным индексом p обладает ОУМ, равным $\ell\hbar$ на фотон [2]. Именно фундаментальная работа [2] способствовала дальнейшему развитию различных методов прямой генерации ОВ-пучков с помощью лазеров: были разработаны такие методы, как когерентное суммирование двух ортогонально поляризованных поперечных мод внутри лазерного резонатора [45], дефокусировка излучения волоконного лазерного диода в компактных твердотельных лазерах с торцевой накачкой [46, 47], использование диэлектрического многослойного внутрирезонаторного зеркала с резонансной гофрированной решёткой [48], оптическая накачка импульсным лазерным пучком, дифрагированным на круглой апертуре [49, 50], различные методы внеосевой накачки [51–54], применение сегментированной полуволновой пластинки в резонаторе титан-сапфирового лазера [55], использование капиллярного волокна для подстройки формы лазерного пучка накачки [56, 57], бифокусировка в лазерном резонаторе, вызванная двойным лучепреломлением [58], использование эффекта Брюстера в оптическом элементе, состоящем из выпуклой и вогнутой конических призм внутри лазерного резонатора [59], накачка кольцевым пучком [60–66], селекция мод с применением [67] или без применения [68] внутрирезонаторного элемента, применение зеркал с дефектами для подавления колебаний низших поперечных внутрирезонаторных мод [69–71], использование асимметричной конфигурации резонатора [72–74] или резонатора с антирезонансным кольцом [75], использование оптического параметрического осциллятора на основе оптического резонатора, осуществляющего поворот изображения на 90° за каждый проход [76], применение динамических акустических вихревых решёток, основанных на вынужденном рассеянии Мандельштама – Бриллюэна [77], а также множество других методов [10, 78–81].

Основным преимуществом методов прямой генерации ОВ-пучков является возможность получения мощных ОВ-пучков со средней мощностью до 25 Вт [56, 82] и пиковой мощностью до 59 кВт [83] в чрезвычайно широком спектральном диапазоне — от глубокого ультрафиолетового диапазона до инфракрасного [57, 84–87]. При этом предложены решения, позволяющие реализовать перестраиваемую генерацию ОВ-пучка первого порядка в различных спектральных инфракрасных (ИК) диапазонах: 0,97–1,174 мкм [88], 1,48–1,64 мкм [89], 0,546–1,562 мкм [90], 1,36–1,63 мкм, 3,07–4,81 мкм [91] и даже от 6 до 18 мкм, т.е. покрывающем весь средний ИК-диапазон, интересный с точки зрения приложений сверхразрешающей молекулярной спектроскопии [92]. Кроме того, внутрирезонаторные методы генерации позволяют формировать на выходе лазера оптические вих-

ри высокого порядка с топологическим зарядом более 200, имеющие идеальное качество пучка и модовую чистоту до 100 % [42, 50, 69, 85, 93–96]. С использованием волоконных вихревых лазеров с модуляцией добротности возможна перестройка длительности генерируемых ОВ-импульсов — так была показана возможность формировать импульсы с переключаемой длительностью 1,098 пс и 542 фс [97]. Также стоит отметить, что лишь методы прямой лазерной генерации позволяют обеспечить чрезвычайно высокую частоту следования формируемых ОВ-импульсов — до нескольких десятков и сотен МГц [98]. А использование волоконных вихревых лазеров с синхронизацией мод может обеспечить дополнительную перестройку частоты следования векторных ОВ-импульсов с модовой чистотой выше 97 % в диапазоне частот от 15,65 до 626 МГц с шагом 15,65 МГц с высокой стабильностью [99].

4. Методы голографии для формирования оптических вихрей

4.1. "Вилкообразные" голограммы

В 1990 г. Соскин с коллегами предложили [100] использовать принципы голографии для внерезонаторного формирования ОВ-пучков. Голограммы представляли собой амплитудные бинарные "вилкообразные" структуры, называемые также дифракционными решётками с бифуркацией бороздок в центре (рис. 4). Такие голограммы могут использоваться для одновременного формирования ОВ-пучков с противоположными ТЗ в сопряжённых дифракционных порядках [100]. В работе [100] впервые было продемонстрировано формирование ОВ-пучков высокого порядка с помощью рассчитанных на компьютере голограмм, что проложило путь к развитию методов контролируемого формирования ОВ-пучков с заданными параметрами. В 1992 г. Хекенберг с коллегами представили теоретическое описание дифракции гауссова пучка на амплитудной вилкообразной голограмме и рассчитали распределения формируемых ею полей [101], в то время как свойства ОВ-пучков (в том числе с дробным ТЗ), формируемых такими

голограммами, были теоретически и экспериментально исследованы несколько позднее [102–106].

Теоретическое описание дифракции Френеля и Фраунгофера для гауссова пучка на вилкообразных решётках, заданных обобщённой функцией пропускания, объединяющей случаи амплитудных многоуровневых и бинарных решёток, а также их фазовых аналогов, было представлено Яничевичем и Топузоски [107]. Такая обобщённая функция пропускания в цилиндрической системе координат определяется как

$$T(r, \varphi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} t_m \exp \left[-im \left(\frac{2\pi}{D} r \cos \varphi - p\varphi \right) \right] = t_0 + \sum_{m=1}^{\infty} t_m \exp \left[-im \left(\frac{2\pi}{D} r \cos \varphi - p\varphi \right) \right] + \sum_{m=1}^{\infty} t_{-m} \exp \left[im \left(\frac{2\pi}{D} r \cos \varphi - p\varphi \right) \right], \quad (2)$$

где r, φ — полярные координаты в плоскости решётки, p — целое число, на единицу меньшее числа полос, на которые разделяется центральная полоса решётки, D — период прямолинейной части решётки, t_m — в общем случае комплексные коэффициенты пропускания.

В зависимости от способа реализации голограммы можно выделить четыре основных типа вилкообразных решёток (см. рис. 4): бинарные амплитудные, синусоидальные амплитудные, бинарные фазовые и фазовые решётки с блеском. Для вилкообразных бинарных амплитудных решёток коэффициенты t_m имеют следующий вид: $t_0 = 1/2$, $t_{\pm m} = \pm(2m'-1) \mp i/\pi(2m'-1)$, $t_{\pm m} = \pm 2m' = 0$ ($m' = 1, 2, 3, \dots$). Такие элементы формируют невихревой пучок в нулевом дифракционном порядке и ОВ-пучки с ТЗ $\ell = \pm(2m'-1)p$ в нечётных дифракционных порядках, определяемых как $\pm(2m'-1)$ (рис. 4а). Примечательно, что интенсивность пучка в каждом следующем дифракционном порядке уменьшается как $1/\pi^2(2m'-1)^2$. В случае амплитудной вилкообразной решётки с синусоидальным изменением оптической плотности в уравнении (2) остаются только члены с $m = -1, 0$ и 1 (кроме того, $t_1 = t_{-1} = t/2$), означая тем самым, что после решётки формируется только три пучка: невихревой пучок в нулевом дифракционном порядке и два ОВ-пучка с противоположными ТЗ $\pm p$ в ± 1 -дифракционных порядках (рис. 4б). Несмотря на то что такой элемент позволяет полностью подавить формирование пучков высокого порядка, формируемый в нулевом порядке пучок имеет более высокую интенсивность по сравнению с таковой в случае бинарной амплитудной решётки. Наличие такого немодулированного по фазе пучка в нулевом дифракционном порядке, а также пучков в высших дифракционных порядках в сочетании с потерями из-за поглощения приводит к довольно низкой эффективности формирования требуемых ОВ-пучков в случае обоих элементов амплитудного типа. Так, эффективность формирования одиночного ОВ-пучка в первом дифракционном порядке равна примерно 6 % для синусоидальной [108] и примерно 10 % для бинарной [109] вилкообразной амплитудной голограммы.

Для бинарной фазовой версии вилкообразной решётки с идеальным пропусканием коэффициенты в уравнении (2) имеют следующий вид: $t_0 = \exp(ik\alpha) \cos(k\beta)$, $t_{\pm m} = \pm(2m'-1) \pm \exp(ik\alpha)(2/\pi)[1/(2m'-1)] \sin(k\beta)$, $t_{\pm 2m'} = 0$ ($m' = 1, 2, 3, \dots$), где $k\alpha$ — фазовая задержка смещения,

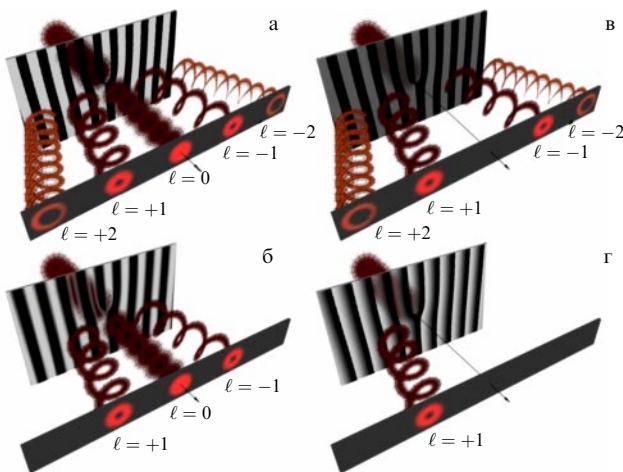


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Формирование ОВ-пучков с использованием вилкообразных голограмм различных типов: (а) бинарная амплитудная решётка, (б) синусоидальная амплитудная решётка, (в) бинарная фазовая решётка, (г) фазовая решётка с блеском.

$k\beta$ — амплитуда фазовой модуляции. Например, при $k\beta = \pi/2$, $t_0 = 0$, $t_{\pm m} = \pm(2m'-1) = \pm \exp(ik\alpha)(2/\pi)[1/(2m'-1)]$, $t_{\pm 2m'} = 0$ и соответствующий фазовый элемент формирует два ОВ-пучка с противоположными ТЗ $\ell = \pm(2m'-1)p$ в $\pm(2m'-1)$ -дифракционных порядках без какого-либо непромодулированного пучка в нулевом порядке (рис. 3в). Анализ коэффициентов пропускания фазовой голограммы показывает, что отклонение $k\beta$ от $\pi/2$ приводит к появлению невихревого пучка в нулевом дифракционном порядке, в то время как ТЗ ОВ-пучков, сформированных в ± 1 -дифракционных порядках, не изменяются [110]. Надо отметить, что нулевой порядок будет появляться также при изменении соотношения ширины фазовых полос на периоде решётки (чего можно достичь при бинаризации фазовой функции по уровню выше или ниже π). В этом случае также формируются чётные порядки дифракции ($\pm 2m'$) [111], отсутствующие при обычном "равномерном" способе бинаризации.

Наконец, в случае фазовой вилкообразной решётки с блеском только коэффициент t_1 остаётся ненулевым. Фактически функция пропускания элемента в этом случае представляет собой перемножение азимутально-изменяемого члена $\exp(i\ell\varphi)$ и традиционной фазовой решётки с блеском, направляющей единственный сформированный ОВ-пучок ℓ -го порядка в $+1$ -дифракционный порядок (рис. 3г). Идеальные версии фазовых вилкообразных решёток позволяют подавить пучок, формируемый в нулевом дифракционном порядке, что приводит к значительному повышению эффективности формирования ОВ-пучка с требуемым ТЗ до 40 % в случае бинарной решётки [109] и более 50 % в случае фазовой решётки с блеском [112].

Теоретически эффективность преобразования исходного излучения в ОВ-пучок, близкая к 100 % (без учёта потерь на отражение), может быть достигнута за счёт использования объёмных голограмм со встроенной фазовой сингулярностью [113–115]. Так, Сола с коллегами продемонстрировали пластинки из бихромированного желатина с антиотражающим покрытием, имеющие эффективность преобразования более 90 % на длине волны 800 нм [113]. Использование фототермопреломляющего стекла даёт возможность достичь эффективности почти в 85 % на длине волны 1064 нм [116]. Кроме того, порог повреждения таких вилкообразных объёмных голограмм может быть достаточно высоким — более 270 ГВт см⁻² [113, 117]. Сочетание этих свойств в принципе позволяет использовать вилкообразные голограммы для формирования ОВ-пучков с чрезвычайно высоким ТЗ, превышающим 10000 в высших дифракционных порядках, однако пока сообщалось только о их использовании для формирования ОВ с ТЗ не более 100 [118].

Следует отметить несколько важных особенностей вилкообразных голограмм для формирования ОВ-пучков. Во-первых, такие голограммы, освещённые ОВ-пучком с ТЗ ℓ , в высших дифракционных порядках будут формировать ОВ с ТЗ, определяемыми как $\ell + pn$ (n — номер соответствующего дифракционного порядка), а также дополнительный ОВ-пучок с ТЗ ℓ в нулевом порядке дифракции [112, 119–122]. Во-вторых, несоосность центра падающего пучка и точки бифуркации голограммы, а также наклон направления падающего пучка относительно нормали к поверхности голограммы приводят к соответствующему смещению ядра вихря

и искажению кольцевой формы формируемого распределения интенсивности ОВ-пучка [123–125]. Строгий теоретический анализ падения освещающего пучка под высокими углами показал поперечную деформацию формируемого ОВ-пучка, а именно его сжатие в поперечной плоскости [126, 127]. Также следует упомянуть работу [128], в которой показана эволюция структуры ОВ-пучков первого порядка, сформированных бинарной фазовой вилкообразной решёткой, вытравленной на конце оптического волокна, в ближнем поле. Использование таких волокон позволяет реализовать волоконную систему оптической связи, выполняющую как мультиплексирование, так и демultipлексирование ОВ-пучков в схемах с модовым уплотнением каналов по ОУМ [129].

К настоящему времени для изготовления и реализации вилкообразных голограмм использовались различные широко распространённые методы: электронно-лучевая литография [130, 131], применение жидкокристаллических (ЖК) ячеек [132], прямая лазерная микрообработка металлических зеркал [133], фотолитография [134] и многие другие. Фактически такие элементы могут быть изготовлены даже посредством простой печати рассчитанных на компьютере шаблонов с помощью цифровых лазерных принтеров и плоттеров и последующего преобразования этих шаблонов в прозрачные или светоотражающие элементы [135, 136]. Так, имеются работы, демонстрирующие печать вилкообразных голограмм на прозрачных листах с использованием лазерных принтеров с разрешением 600 точек на дюйм [137]. Примечательно, что применение жидкокристаллических пространственных модуляторов света (ЖК ПМС) позволяет реализовать вилкообразные голограммы с динамически подстраиваемым ТЗ [138]. Такие динамически переключаемые устройства реализованы в том числе и на базе недорогих ПМС, созданных на основе материалов, извлечённых из бывшего в употреблении ЖК-дисплея [139], с использованием полимерно-дисперсных ЖК [140, 141], а также микролитографической установки на базе цифрового микрозеркального устройства [142, 143]. Однако характерная частота перестройки для всех ЖК-устройств не превышает нескольких десятков герц. Более быстрое переключение может быть реализовано с помощью холестерических ЖК-устройств голубой фазы [144], обеспечивающих время переключения примерно в 500 мкс.

4.2. Спиральные зонные пластинки Френеля

В 1992 г. Хекенберг с коллегами предложили новый тип рассчитанных на компьютере голограмм для формирования ОВ-пучков, а именно так называемую спиральную зонную пластину Френеля (СЗПФ) [145]. Функция пропускания СЗПФ с ТЗ ℓ в полярных координатах (r, φ) может быть представлена в следующем виде (рис. 5а):

$$T(r, \varphi) = \exp \{ i \arg [\cos(\alpha r^2 + \ell\varphi)] \}, \quad (3)$$

где $\alpha = \pi/\lambda f$ — масштабный параметр, f — фокусное расстояние, на котором фокусируется первый порядок СЗПФ в случае излучения с длиной волны λ .

В отличие от вилкообразных голограмм, СЗПФ формируют ОВ на оптической оси (рис. 5а), при этом все формируемые такими элементами дифракционные порядки расположены вдоль оси распространения светового пучка на различных фокусных расстояниях [146]. Вместе с тем СЗПФ не лишены недостатков, свойственных осевым голограммам Габора [108, 147, 148]. Например,

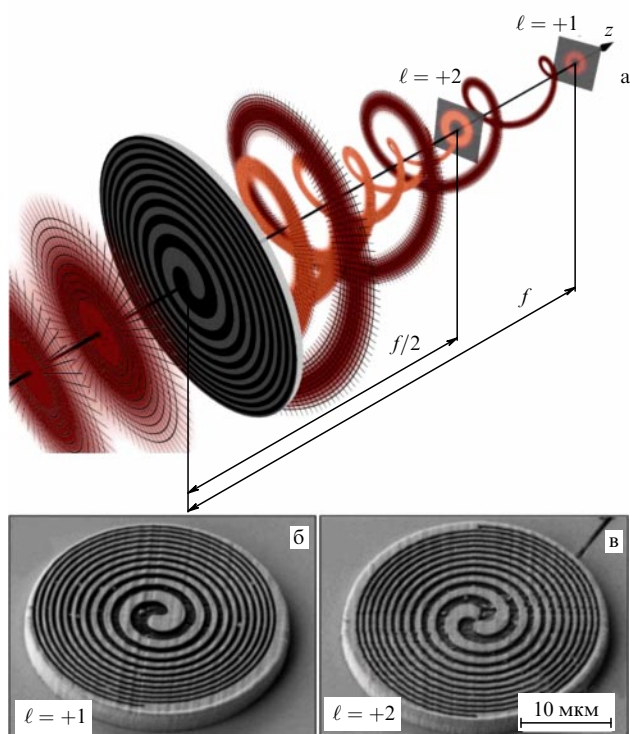


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Формирование ОВ-пучков с помощью СЗПФ. (а) Схематичное изображение формирования ОВ-пучка первого порядка ($\ell = +1$) с помощью СЗПФ. Хорошо видно, что, в отличие от дифракционных порядков, присущих вилкообразным голограммам, сформированные СЗПФ дифракционные порядки, несущие ОВ-пучки с более высокими топологическими зарядами ($\ell \geq 1$), расположены вдоль оптической оси на различных расстояниях от плоскости элемента. (б, в) Изображения микроразмерных СЗПФ с $\ell = +1$ и $+2$, изготовленных с использованием методов прямой лазерной записи и последующей обработки ионным пучком. (Изображения из работы [162].)

для таких оптических элементов отсутствует возможность отделения восстанавливаемых пучков друг от друга и от падающего света, а бинарная структура элементов приводит к множественности формируемых изображений. Кроме того, обнаружено, что качество ОВ-пучков, формируемых СЗПФ, снижается с увеличением модуля фокусного расстояния для фиксированного радиуса перетяжки освещающего пучка [149]. Тем не менее уникальные свойства СЗПФ позволяют использовать их в различных приложениях, таких как детектирование спиральности волнового фронта [150, 151], оптическая профилометрия [152], формирование вихревых пучков в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне [153], оптическая микроскопия [154], формирование обратного потока энергии [155] и др. Такие элементы могут быть применены в том числе для создания сохраняющихся на достаточно больших расстояниях (до 80 м при диаметре пучка в несколько миллиметров) стабильных "радужных" ОВ-пучков в белом свете, которые важны для решения различных фундаментальных и прикладных научных задач [146].

К настоящему времени разработано несколько новых типов оптических элементов на основе СЗПФ для формирования ОВ-пучков: спиральная зонная пластинка (СЗП) с увеличенной глубиной фокуса для формирования протяжённых вдоль оси распространения ОВ-пучков [156], композиционная СЗП для формирования двух ОВ-пуч-

ков на различных расстояниях вдоль оси распространения [157], квадратная бинарная СЗП для формирования ОВ-пучков с поворотной симметрией четвёртого порядка [158, 159], спиральная зонная пластинка Даммана, которая формирует набор ОВ-пучков с противоположными ТЗ (так называемые дипольные вихри) вдоль оптической оси в непосредственной близости от фокальной области с общей эффективностью первых пяти дифракционных порядков 70 % [160], дробные СЗП, формирующие ОВ-пучки с дробным ТЗ [161], гибридный трёхмерный микроэлемент, комбинирующий СЗПФ и микроаксикон [162, 163], СЗПФ со смещённым центром для формирования суперпозиций ОВ-пучков [164], зонная пластинка со спирально сдвинутой фазой для формирования разнообразных ОВ-пучков с управляемым ТЗ [165], различные типы фрактальных СЗПФ для повышения глубины фокусировки формируемых на оси распространения ОВ-пучков, а также для увеличения дифракционной эффективности ОВ-пучка в первом порядке дифракции до 8,5 % [166–169] и даже однофокусная СЗПФ — элемент, комбинирующий структуру СЗПФ и зонной пластинки Габора для формирования одиночного ОВ-пучка с эффективностью около 10 % [170].

Для изготовления СЗПФ могут применяться подходы, аналогичные используемым для изготовления вилкообразных голограмм и решёток: литография и методы жидкостного травления [160, 170], ЖК ПМС [149], проекционная литография [171], методы прямой лазерной записи [162, 163, 172, 173] (рис. 5б, в), лазерная печать [174], электронно-лучевая литография [152, 154, 158], перенос шаблона элемента с помощью электронного экспонирующего устройства [165]. Интересная возможность изготовления СЗПФ на поверхности кристалла оксида цинка посредством его травления показана в работе [175] — такой дифракционный элемент позволяет не только формировать ОВ-пучок, но и выполнять нелинейное преобразование частоты исходного излучения с целью получения гармоник более высокого порядка. Основными преимуществами СЗПФ являются их простая бинарная структура и возможность формирования ОВ-пучков, расположенных на оптической оси. Однако эффективность преобразования СЗПФ достаточно низка даже по сравнению с эффективностью преобразования в случае бинарных вилкообразных фазовых голограмм.

4.3. Другие типы рассчитанных на компьютере голограмм

Современная вычислительная техника позволяет существенно упростить и значительно ускорить расчёт голограмм, предоставляя эффективный метод создания необычных элементов для формирования ОВ-пучков. В общем случае, комбинируя азимутальный фазовый множитель $\exp(i\ell\varphi)$ с функцией пропускания какого-либо другого функционального оптического элемента, можно создать новый тип генераторов ОВ-пучков с расширенными функциональными возможностями. В этом разделе мы даём краткое описание таких голограмм более сложных типов и их основных характеристик.

Так, использование составного элемента — спиральной вилкообразной пластинки, объединяющей СЗПФ и вилкообразную бинарную фазовую решётку, позволяет формировать два внеосевых ОВ-пучка с ТЗ, определяемыми суммой и разностью ТЗ соответствующей СЗПФ и вилкообразной решётки [176]. Спиральный аксикон,

имеющий функцию пропускания аксикона, модифицированную спиральным фазовым множителем, продемонстрирован в нескольких работах [162, 177–179] для формирования квазибесселевых ОВ-пучков высокого порядка. Аналогичная стратегия была применена для создания вихревой линзы с требуемым фокусным расстоянием и ТЗ формируемого ОВ-пучка до 200, полученной умножением функции пропускания элемента с азимутальной фазовой модуляцией на функцию пропускания линзы Френеля [180–183]. Также надо отметить спиральную фрактальную зонную пластинку, которая является комбинацией фрактальной зонной пластинки и спиральной фазы [184], и вихревую "дьявольскую" линзу [185–187], представляющую собой фазовую "дьявольскую" линзу (т.е. описываемую функцией канторовой, или "дьявольской", лестницы), модулированную спиральной фазовой структурой, имеющие теоретическую эффективность преобразования до 60 % [188].

Кроме того, рассчитанные компьютерные голограммы позволяют формировать определённые типы структурированных лазерных ОВ-пучков, такие как моды ЛГ высокого порядка [189–192], пучки Бесселя [193, 194], пучки Матьё [195], пучки Ханкеля [196, 197], а также новые типы ОВ-пучков, включая многокольцевые ОВ-пучки [198], эллиптические ОВ-пучки [199, 200], гипергеометрические лазерные пучки [201–204], "идеальные" оптические вихри (ИОВ) с различными профилями [205–209], недифрагирующие пучки Бесселя с комплексным смещением [210], асимметричные пучки ЛГ [211], эллиптические ОВ-пучки [212] и многие другие [213–217].

В большинстве случаев для реализации сложных рассчитанных на компьютере голограмм динамические ПМС являются наиболее удобным коммерчески доступным инструментом. Благодаря этому голограммы, реализованные на основе ПМС, получили широкое распространение в области формирования управляемых и динамически перестраиваемых ОВ-пучков. Однако ПМС характеризуются низким значением времени отклика, как упоминалось ранее, и являются достаточно громоздкими. Кроме того, ввиду довольно низкого порога повреждения активной матрицы дисплеев рекомендуется крайне осторожно использовать их с высокоинтенсивным импульсным лазерным излучением. Поэтому такие устройства, несмотря на все их уникальные свойства, имеют и существенные недостатки, в связи с чем проблема поиска новых гибких подходов к формированию ОВ-пучков остаётся актуальной и в настоящее время.

5. Спиральные фазовые пластинки

Спиральная фазовая пластинка (СФП) с ТЗ ℓ представляет собой оптический элемент с азимутально изменяющейся толщиной $h = \ell \lambda \varphi / 2\pi \Delta n$, где Δn — разница показателей преломления материала СФП и окружающей среды. Таким образом, СФП работает путём непосредственного наложения спирального фазового сдвига $\exp(i\ell\varphi)$ на падающий лазерный пучок (рис. 6а), позволяя преобразовать почти 100 % энергии падающего излучения в ОВ-пучок. Комплексная функция пропускания СФП радиусом R в полярных координатах определяется как

$$T(r, \varphi) = \text{circ}\left(\frac{r}{R}\right) \exp(i\ell\varphi). \quad (4)$$

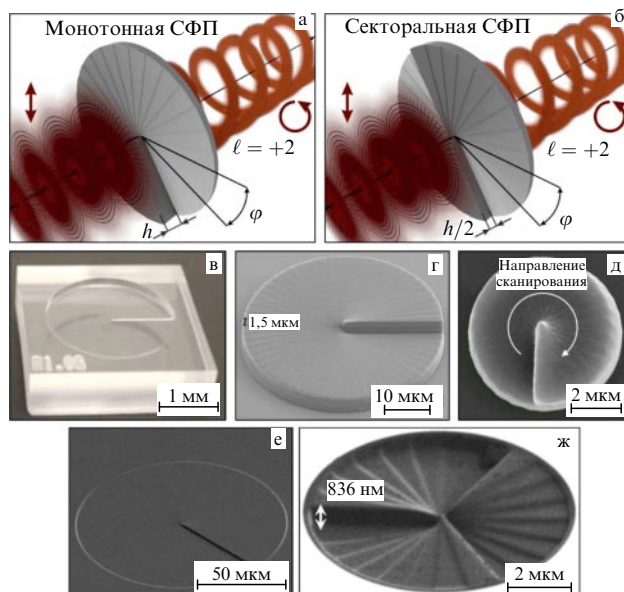


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Схематичное изображение формирования ОВ-пучка с помощью СФП с монотонным (а) и секторальным (б) увеличением фазы от 0 до 2π . Оба показанных элемента позволяют формировать ОВ-пучок с $\ell = 3$. Изображения СФП, изготовленных с использованием: (в) фрезерования, (г, д) прямой лазерной записи, (е) электронно-лучевой и (ж) ионно-лучевой литографии. (Изображения на рис. в–ж соответственно из работ [243, 233, 234, 230, 239].)

Оптические элементы со схожими функциями пропускания известны уже в течение нескольких десятилетий под различными названиями, например "фазовый винтовой фильтр" [218], "спиральная волновая пластинка" [219] или "фильтр типа линзы Френеля" [220]. Использование СФП для формирования ОВ-пучков с ОУМ впервые было предложено в 1994 г. Бэйрбергером с коллегами [221]. Начиная с этого времени СФП можно рассматривать как наиболее распространенный оптический элемент для формирования ОВ-пучков.

Азимутальное изменение фазы, необходимое для формирования ОВ-пучка с ТЗ ℓ , может быть произведено с использованием либо СФП с монотонным увеличением фазы от 0 до 2π [221], либо секторальной СФП (называемой также киноформным элементом [222]), разделённой на ℓ азимутальных секторов с изменением фазы от 0 до 2π в каждом из них (рис. 6а, б). При этом изготовление монотонных СФП становится довольно сложной задачей, когда требуется формировать ОВ-пучки высокого порядка, поскольку высота рельефа оптического элемента увеличивается с возрастанием ℓ . Например, для формирования ОВ-пучка с $\ell = 50$ на длине волны 532 нм в воздухе требуется изготовить СФП из плавного кварца с перепадом высоты рельефа примерно в 58 мкм. Это требование усложняет процесс изготовления СФП, а также ограничивает их применимость в компактных устройствах. Использование секторального дизайна СФП позволяет изготавливать генераторы ОВ-пучков высокого порядка, высота рельефа которых не связана с их ТЗ, но в то же время требует более высокого поперечного разрешения технологии изготовления [223–227].

Для изготовления СФП ранее использовались различные технологии, включая ультрафиолетовую литографию [228], технику формовки [229], электронно-лучевую литографию в полиметилметакрилате (ПММА)

[230–232], лазерно-индуцированную двухфотонную полимеризацию [233–237], прямую лазерную запись в сочетании с плазменным травлением кварцевой подложки [238], ионно-лучевую литографию [239, 240], механическое полирование олефинового полимера [241, 242], фрезерование ПММА-образца [243] (рис. 6г–ж). Кроме того, предложена конструкция очень простой СФП из комбинаций четвертьволновых пластинок и пространственно разнесённых полуволновых пластинок [244]. Такие элементы могут быть также реализованы в виде спиральных фазовых зеркал, изготовленных с помощью фотолитографии или обработки на сверхточном токарном станке с алмазным покрытием [245, 246]. В последнем случае требуется фазовое распределение на поверхности зеркала создаётся механически с помощью резца — таким образом, фазовый профиль СФП накладывается на волновой фронт падающего пучка при его отражении. Отметим, что спиральные фазовые зеркала, изготовленные на алюминиевой пластинке диаметром 1 дюйм, использованы для успешного формирования ОВ-пучка с ТЗ до 5050 [246].

Для того чтобы обеспечить наилучшую эффективность работы СФП, профиль её поверхности должен изменяться монотонно, что по-прежнему является проблемой для большинства производственных технологий. Дискретизация профиля элемента на конечное число секторов, имеющих фиксированную высоту в каждом, позволяет упростить изготовление соответствующего элемента [247]. В то же время очевидно, что такая дискретизация влияет на эффективность преобразования падающего излучения в желаемый ОВ-пучок. Так, результаты показали, что многоуровневая СФП с числом уровней $N = 16$ может обеспечить эффективность преобразования в 78 % [247]. Аналитическое выражение, описывающее скалярную теорию дифракции Фраунгофера плоской волны на СФП с многоуровневым и непрерывным монотонным профилем, выведено в работе [248]. Авторы показали, что для сохранения отклонения эффективности преобразования оптимальной соответствующей использованию идеальной монотонной СФП, на уровне, не превышающем 2 %, необходимое число шагов дискретизации профиля должно составлять от 19 до 39 для формирования ОВ-пучка с ТЗ от 2 до 10 соответственно. Дальнейшие исследования показали, что при ещё меньшем числе шагов дискретного рельефа качество пучка ухудшается вследствие возникновения ОВ-пучков с другими значениями ТЗ ℓ [249].

Как следует из уравнения (4), свойства СФП зависят от длины волны падающего излучения. В соответствии с теорией ОВ дробного порядка в случае СФП с монотонным профилем соответствующее рассогласование длин волн изменяет профиль формируемого распределения интенсивности, который в данном случае может быть представлен суперпозицией двух ОВ-пучков со смежными целочисленными ТЗ [250–255]. В случае секторальных СФП подобное рассогласование приводит к разложению ОВ-пучка ℓ -го порядка на ℓ внеосевых ОВ первого порядка [256]. Отметим, что СФП также могут быть использованы и для формирования ультракоротких фемтосекундных ОВ-импульсов с большой спектральной шириной — в этом случае требуется применение так называемых ахроматических СФП [257]. Ахроматические СФП могут быть реализованы, например, объединением двух СФП, изготовленных из разных материалов, граница

раздела которых напоминает геликоиды [258]. Использование аналогичной конструкции для реализации ахроматической СФП с 36 шагами дискретного рельефа позволило сформировать ОВ-пучок с модовой чистотой более 95 % в спектральной полосе пропускания, превышающей 140 нм в видимом диапазоне [259].

Обычно СФП используют для формирования ОВ-пучков с фиксированным ТЗ. Однако в 2004 г. была предложена настраиваемая СФП из деформированной пластинки из оргстекла с радиальной трещиной, позволяющая формировать ОВ-пучки с ТЗ в диапазоне от 1 до 3 [252]. Модифицированная версия СФП — радиально модулируемая спиральная фазовая пластинка, которая обладает дополнительным фазовым сдвигом в радиальном направлении, — позволяет перестраивать ТЗ формируемого ОВ-пучка в диапазоне от 2 до 5 изменением радиуса падающего кольцевого пучка [260]. Такой элемент также может работать на различных длинах волн для формирования ОВ-пучков с одинаковым ТЗ. Перестраиваемые СФП также были реализованы с использованием ЖК и применены для формирования ОВ-пучков с ТЗ до 6 и модовой чистотой свыше 94 % [261, 262]. И наконец, сообщалось, что элемент, объединяющий две СФП с муар-эффектом [263], позволяет осуществлять перестройку значения ТЗ формируемого ОВ-пучка в диапазоне от 1 до 10 посредством взаимного вращения пластинок относительно друг друга [264]. В этом случае функция пропускания наложенных друг на друга элементов соответствует функции пропускания одной СФП, а угол относительного поворота позволяет постепенно регулировать её ТЗ. Зависимость свойств СФП от длины волны падающего излучения можно также использовать для вариации ТЗ формируемых ОВ при освещении СФП с высоким рельефом лазерным излучением с регулируемой длиной волны [265].

Перестраиваемые СФП могут быть также реализованы с помощью адаптивных спиральных зеркал, которые могут быть изогнуты в спиральную форму [266]. Это позволяет преобразовать 95 % падающего излучения в ОВ-пучок с перестраиваемыми значением и знаком ТЗ [267]. Основой такого винтового зеркала может быть дешёвое, компактное и лёгкое сегментное деформируемое зеркало с небольшим числом сегментов. Тайсон с коллегами продемонстрировали возможность использования подобных зеркал для формирования ОВ-пучков с постепенно увеличивающимися ТЗ в диапазоне от 0 до 4 [268]. Причём секторальные деформируемые зеркала благодаря своим ахроматическим свойствам и возможности перестройки позволяют формировать ОВ-пучки с более высокой модовой чистотой по сравнению с таковой ОВ-пучков, создаваемых секторальными СФП.

Следует отметить, что уникальная структура СФП позволила реализовать генератор фемтосекундных ОВ-пучков мощностью до 4,6 ТВт [269], а также множество уникальных микромасштабных устройств: генератор ОВ-пучков на основе СФП, интегрированной на оптическом волокне [240], компоненты-на-чипе, способные осуществлять селективную по длине волны генерацию ОВ-пучков (так называемые вихревые микроэлектромеханические системы (МЭМС-фильтры)) [233, 236], генераторы ОВ-пучков для оптической связи, интегрированные в плоскости выходной апертуры поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором [239, 270], микророторы с оптическим приводом для приложений мик-

рофлюидики и "лабораторий-на-чипе" [271]. СФП используются и как внутрирезонаторный оптический элемент для прямой генерации ОВ-пучков с модовой чистотой, превышающей 99,9 % [272, 273].

6. Спин-орбитальное взаимодействие для формирования оптических вихрей

6.1. Формирование вихревых пучков

с использованием естественных анизотропных сред

Известно, что одноосный или двуосный кристалл, представляющий собой анизотропную среду с дислокациями оптических свойств, зависящих от направления распространения света, осуществляет преобразование входного лазерного излучения с круговой поляризацией в выходное оптическое поле с противоположной круговой поляризацией и винтовой дислокацией волнового фронта. В этом случае принято говорить о наблюдении спин-орбитального взаимодействия, а именно о взаимодействии СУМ, связанного с круговой поляризацией падающего света, и ОУМ, связанного с его спиральным волновым фронтом.

В 2001 г. Кинг с коллегами впервые продемонстрировали формирование ОВ-пучка в результате преобразования бesselева пучка нулевого порядка с круговой поляризацией, прошедшего через двуосный кристалл с эффектом двойного лучепреломления [274]. Векторы поляризации медленной и быстрой мод внутри такого кристалла определяются как

$$\begin{aligned} \mathbf{c}_1(\varphi) &= -i2^{-1/2} \left[\mathbf{e}_+ \exp\left(\frac{i\varphi}{2}\right) - \mathbf{e}_- \exp\left(-\frac{i\varphi}{2}\right) \right], \\ \mathbf{c}_{-1}(\varphi) &= 2^{-1/2} \left[\mathbf{e}_+ \exp\left(\frac{i\varphi}{2}\right) + \mathbf{e}_- \exp\left(-\frac{i\varphi}{2}\right) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где φ — азимутальный угол в полярной системе координат, $\mathbf{e}_\pm = 2^{-1/2}(\mathbf{e}_1 \pm i\mathbf{e}_2)$ — единичные векторы для правой и левой круговых поляризаций, $\mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e}_2$ — единичные векторы в декартовой системе координат с осью z , параллельной бинормали кристалла. Анализируя фурье-спектр входного поля двулучепреломляющего кристалла, можно показать, что комплексная амплитуда светового поля внутри кристалла, заданная в цилиндрических координатах (ρ, φ, z) , может быть описана как

$$\begin{aligned} \mathbf{a}(\rho, \varphi, z) &= \frac{a_0}{(2\pi)^2} \sum_p \int \int F(q, \varphi_1, z) \alpha_p(\varphi_1) \mathbf{c}_p(\varphi_1) \times \\ &\times \exp[iq\rho \cos(\varphi - \varphi_1) - ipqz] q dq d\varphi_1, \end{aligned} \quad (6)$$

где $F(q, \varphi_1, z) = F_{\text{in}}(q, \varphi_1) \exp[-iq^2 z/(2k)]$ и $\rho = [(x - \beta z)^2 + y^2]^{1/2}$, $q = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$, β — параметр анизотропии кристалла,

$$\beta = \arctan \left\{ \frac{c^2[(\varepsilon_3^{-1} - \varepsilon_2^{-1})(\varepsilon_2^{-1} - \varepsilon_1^{-1})]^{1/2}}{2v^2} \right\},$$

k — волновое число, k_x и k_y — ортогональные компоненты волнового вектора, α_p — собственные значения векторов $\mathbf{c}_p(\varphi)$, a_0 — амплитуда светового поля на входе в кристалл, c — скорость света в вакууме, v — фазовая скорость волны, $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ — главные значения полного тензора диэлектрической проницаемости, $F_{\text{in}}(q, \varphi_1)$ —

фурье-спектр от поля на входе кристалла, φ_1 — угловая координата в плоскости фурье-спектра.

Используя уравнения (5), (6), можно показать, что для светового поля с левой/правой круговой поляризацией возбуждается суперпозиция двух волн с ортогональными круговыми поляризациями, одна из которых, по сути, является ОВ-пучком с ТЗ $\ell = \pm 1$:

$$\begin{aligned} \mathbf{a}(\rho, \varphi, z) &= \frac{a_0}{2\pi} \int F(q, z) [J_0(q\rho) \mathbf{e}_\mp \cos(\beta qz) - \\ &- J_1(q\rho) \exp(\pm i\varphi) \mathbf{e}_\mp \sin(\beta qz)] q dq, \end{aligned} \quad (7)$$

где J_m — функция Бесселя m -го порядка первого рода.

Для определённых значений длины кристалла, параметра анизотропии кристалла и угла схождения падающего бesselева пучка к оси кристалла можно реализовать преобразование падающего излучения в ОВ-пучок с эффективностью, близкой к 100 %. Кроме того, повторное прохождение сформированного ОВ через кристалл можно использовать для увеличения его ТЗ.

В 2002 г. группа Воляра продемонстрировала, что распространение сингулярного пучка с круговой поляризацией через одноосный кристалл сопровождается появлением дополнительных особенностей в поляризационной структуре преобразованного пучка. Обнаружено, что при прохождении лазерного пучка через двулучепреломляющую четвертьволновую пластинку и поляризатор такие особенности трансформируются в фазовые сингулярности [275]. Представленный подход может быть использован для формирования ОВ-пучков с ТЗ 1 и 2. Позднее было показано, что оптическая система, объединяющая два одноосных кристалла с перпендикулярно ориентированными осями кристаллов и поляризатор, способна преобразовывать исходное излучение с круговой поляризацией в ОВ-пучок в случаях как когерентного, так и некогерентного излучения [276]. Выражения для левой и правой циркулярно поляризованных компонент параксиального пучка, распространяющегося вдоль оптической оси одноосного кристалла, представлены в работе [277], авторы которой рассмотрели обе поляризационные компоненты как суперпозицию вихревых пучков произвольного порядка и показали, что вихрь ℓ -го порядка влияет только на вихри $(\ell + 2)$ -го или $(\ell - 2)$ -го порядков распространяющихся компонент с правой или левой круговой поляризацией соответственно. Это приводит к трансформации исходного пучка с круговой поляризацией, распространяющегося внутри кристалла, в ОВ-пучок с ортогональной круговой поляризацией с ТЗ $\ell = 2$. Тогда ОВ-пучок второго порядка формируется за счёт преобразования проекции потока полного углового момента на оптическую ось кристалла. Динамика такого оптического спин-орбитального взаимодействия в одноосном кристалле теоретически и экспериментально изучена в работах [278–280]. Также обнаружено, что эффективность спин-орбитального преобразования для пучков Бесселя – Гаусса, распространяющихся через одноосный двулучепреломляющий кристалл, достигает 100 % даже при относительно небольшой длине кристалла [281, 282]. ОВ с круговой поляризацией, сфокусированные вдоль оси анизотропного кристалла, за счёт спин-орбитального преобразования позволяют формировать пучки с цилиндрической (радиальной и азимутальной) поляризацией [283]. Следует отметить, что наклонное падение излучения с круговой поляризацией на двулучепреломля-

щие кристаллы может привести к формированию четырёх независимых ОВ-пучков, создающих сложное распределение поля, т.е. к так называемому явлению вихревого четырёхпреломления [284–286]. Кроме того, одноосные кристаллы могут быть использованы для получения ОВ-пучков с дробным ТЗ с эффективностью до 95 % [287].

Генераторам ОВ-пучков на основе двулучепреломляющих кристаллов свойственны практически идеальная 100%-ная эффективность преобразования и высокий порог разрушения, достигающий до $0,1 \text{ ТВт см}^{-2}$ [288], а также возможность формировать ОВ-пучки в случае монохроматического света — так называемые ОВ белого света [289–291] — в довольно широком спектральном диапазоне, до 250 нм [292–294]. Кроме того, такие элементы не требуют каких-либо специальных высокоточных технологий обработки для реализации двулучепреломляющего кристалла в виде оптического микроэлемента.

6.2. Фазовый оптический элемент

Панчаратнама – Берри

Кроме использования природных кристаллов существует также возможность создания искусственных кристаллов, демонстрирующих двулучепреломляющие свойства, которые могут быть использованы для формирования ОВ-пучков. Например, фазовый оптический элемент Панчаратнама – Берри, представляющий собой особую конфигурацию субволновых периодических

структур (нанорешёток), действует как одноосный двулучепреломляющий кристалл с оптическими осями, параллельными и перпендикулярными ориентации этих субволновых структур [295, 296]. Фаза Панчаратнама – Берри, называемая также геометрической или топологической, является фазой, набегавшей при изменении поляризации в пространстве, и может быть проиллюстрирована с помощью сферы Пуанкаре (рис. 7а). ОЭПБ работает как волновая пластинка с постоянным запаздыванием и непрерывно изменяющимися быстрыми осями с ориентацией, определяемой углом $\theta(x, y)$. Исходный лазерный пучок с круговой поляризацией (северный и южный полюсы сферы Пуанкаре на рис. 7а) в разных точках (например, состояния поляризации $|E(0)\rangle$ и $|E(\theta)\rangle$) проходит различные пути по сфере Пуанкаре. Эти пути приводят к неинвариантным в пространстве модификациям волнового фронта, которые возникают из локальной геометрической фазы $\varphi_p(x, y) = \pm\theta(x, y) \mp \arctan(\sin 2\chi \tan \theta) = \mp\Omega/2$ (где Ω — угол геодезического треугольника, образованного рассматриваемыми состояниями поляризации, а угол χ задаёт эллиптичность формируемого лазерного пучка). Таким образом, ориентация решётки, определяемая изменяющимся в пространстве вектором решётки $\mathbf{K}_g(x, y)$, позволяет управлять фазовым профилем исходного пучка (рис. 7б).

Первая демонстрация формирования ОВ-пучков с использованием ОЭПБ со спиральным геометрической фазой, так называемого спирального ОЭПБ, была представлена Бинером с коллегами [297] в 2002 г. Предложен

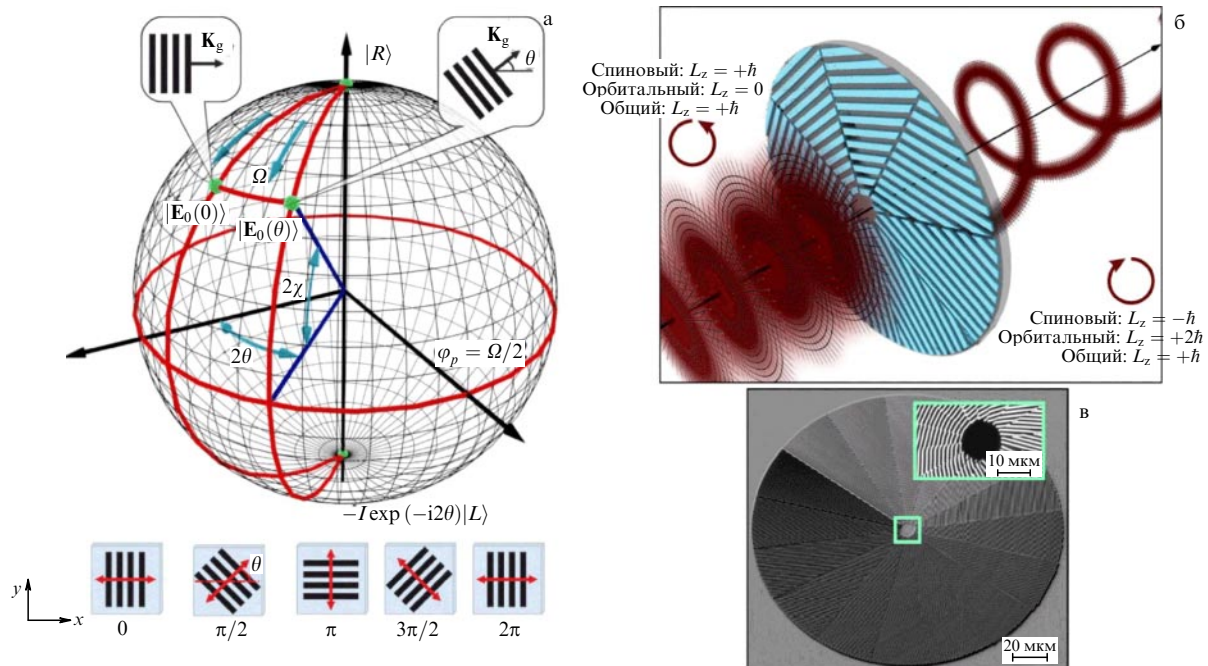


Рис. 7. (В цвете онлайн.) (а) Иллюстрация принципа спин-орбитального взаимодействия с помощью сферы Пуанкаре. Свет с правой круговой поляризацией падает на волновую пластинку с постоянной фазовой задержкой и непрерывно изменяющейся в пространстве быстрой осью, ориентация которой определяется углом θ . Поскольку направление быстрой оси волновой пластинки изменяется в пространстве, световой пучок в разных точках имеет разные траектории на сфере Пуанкаре, что приводит к локальным изменениям фазового фронта из-за геометрической фазы (так называемой фазы Панчаратнама – Берри). (б) Схематичное изображение принципа генерации ОВ с использованием оптического элемента Панчаратнама – Берри (ОЭПБ), иллюстрирующее сохранение общего углового момента фотонов в результате преобразования циркулярно поляризованного (спиновый угловой момент $+\hbar$) гауссова пучка с нулевым ОУМ в ОВ со спиральным волновым фронтом (ОУМ $= 2\hbar$) и противоположно направленной циркулярной поляризацией (СУМ $= -\hbar$). (в) Снимок, полученный с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), оптического элемента в виде изменяющихся в пространстве субволновых решёток (ОЭПБ) с быстрой осью, ориентированной под разными углами $\theta(x, y)$, а также соответствующие им геометрические значения фазы Панчаратнама – Берри. (Рисунки а и б из работы [296], рис. в — из [303].)

ный спиральный ОЭПБ, формировавший ОВ-пучок в среднем ИК-диапазоне (на длине волны 10,6 мкм) с ТЗ $\ell \leq 4$, представлял собой изготовленную методом фотолитографии субволновую решётку с постоянно изменяющимся в пространстве направлением штрихов на угол, определяемый в полярных координатах как $\theta(r, \varphi) = \ell\varphi/2$ (рис. 7б). Реализованные для ближнего и среднего ИК-диапазонов ОЭПБ обеспечивают довольно высокую эффективность преобразования падающего пучка в ОВ, достигающую 98 % [298–300]. При переходе в видимый диапазон происходит масштабируемое уменьшение характерных периодов расположения и размеров штрихов нанорешёток (характерные размеры которых должны быть на порядок меньше длины волны), что существенно усложняет практическую реализацию оптических элементов на их основе. В настоящее время основными подходами, позволяющими изготавливать высокоэффективные ОЭПБ с разрешением не хуже 100 нм, остаются крайне дорогостоящие и плохо масштабируемые методы электронной и ионно-лучевой литографии. Вместе с тем следует отметить попытки использования высокопроизводительных лазерных методов фабрикации: лазерно-индуцированной многофотонной фотополимеризации и прямой лазерной абляции тонких металлических плёнок — для изготовления ОЭПБ под видимый спектральный диапазон [303, 304]. Пример такого сформированного фотополимеризованными на поверхности кварцевой подложки нанорешётками ОЭПБ, предназначенного для генерации ОВ с ТЗ, равным 1, приведён на рис. 7в. Авторы работы [303] также продемонстрировали возможности метода двухфотонной фотополимеризации на примере ОЭПБ, предназначенного для генерации ОВ с ТЗ до 20.

6.3. Пластины q -волновые

В 2006 г. Марруччи с коллегами [305] продемонстрировали ОЭПБ, представляющий собой тонкую закреплённую между двумя предметными стёклами ЖК-плёнку (рис. 8а), позволяющую формировать ОВ-пучки в видимом спектральном диапазоне. Авторы [305] представили новый тип профиля ОЭПБ, определяемого формулой $\theta(r, \varphi) = q\varphi + \theta_0$, где $q = 0, \pm 1/2, \pm 1, \dots$ — число, которое изменяется с полуцелым шагом и определяет ТЗ оптического элемента как $\ell = 2q$, θ_0 — константа, эквивалентная величине изначального поворота всех векторов, инвариантных в пространстве субволновых решёток, образующих данный элемент. Такой оптический элемент, названный q -пластинкой, вносит локальные модуляции в волновой фронт падающей плоской волны, определяемые как $\pm 2q\varphi$, позволяя тем самым формировать ОВ-пучок с ТЗ $\ell = 2q$. Матрица Джонса для q -пластинки, описывающая преобразование прошедшего через неё поля, имеет следующий вид:

$$M(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos(2q\varphi) & \sin(2q\varphi) \\ \sin(2q\varphi) & -\cos(2q\varphi) \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Пройдя через q -пластинку с фазовой задержкой в π , характерной для полуволновых пластинок, каждый фотон с круговой поляризацией меняет поляризацию на противоположную, что приводит к изменению z -компоненты СУМ с $\pm\hbar$ на $\mp\hbar$. В этом случае q -пластинка с $q = 1$ действует просто как оптический преобразователь СУМ в ОУМ: z -компонента ОУМ каждого фотона изменяется с 0 на $\pm 2\hbar$ — таким образом, полное изменение углового

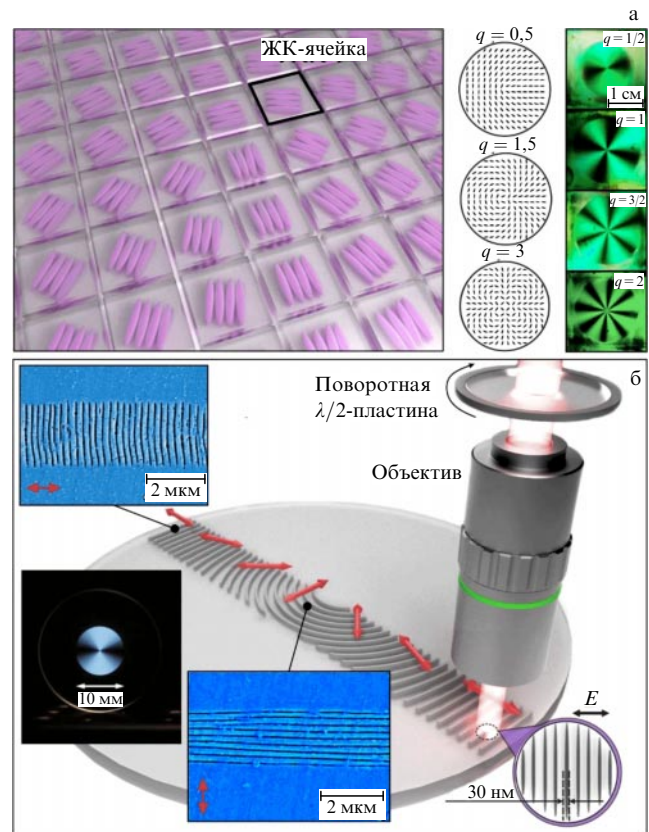


Рис. 8. (В цвете онлайн.) (а) Схематическое изображение фрагмента q -пластинки, состоящей из ЖК-ячеек с определённым образом подобранным профилем ориентации кристаллов в каждой ячейке. В правой части рисунка приведены примеры профилей q -пластинок с $q = 0,5$ и 1, а также оптическое изображение (в скрещенных поляризаторах) соответствующих ЖК- q -пластинок, управляемых внешним электрическим полем. Линии на профилях q -пластинок указывают ориентацию локальных субволновых решёток в поперечной плоскости. (б) Схематичное изображение процесса записи анизотропных нанорешёток, сформированных внутри прозрачного материала с использованием прямой фемтосекундной лазерной записи. Локальная ориентация нанорешёток контролируется вращением направления поляризации падающего лазерного излучения (схематически показанного красными стрелками). На вставках приведены СЭМ-снимки самоорганизующихся нанорешёток, сформированных внутри кварцевого стекла при сканировании его вдоль оси x фемтосекундными лазерными импульсами, линейно поляризованными вдоль или поперёк направления сканирования. (Рисунок а из работ [307, 320], рис. 6 — из [348, 330].)

момента света равно нулю (рис. 7б) [306, 307]. Расчёт скалярного пропагатора Френеля для лазерного пучка, падающего по нормали к поверхности элемента, в случае q -пластинки с $q = 1$ показывает возможность достижения эффективности преобразования примерно до 100 % [308]. Стоит отметить, что, как и в случае голограмм или СФП, ТЗ $\ell = 2q$ формируемого ОВ-пучка может быть легко увеличен с помощью каскада нескольких q -пластинок, расположенных непосредственно друг за другом [305].

Для изготовления q -пластинок использовались различные подходы, такие как формирование необходимого профиля ориентаций ЖК-ячеек с применением процедуры кругового шлифования [308], шлифования на микромасштабе [309], техники реверсивного шлифования [310], засвечивания ЖК-слоя с помощью фотомасок или голографически сформированных пучков [311] либо с

применением процедуры фотополимеризации образца с помощью сканирующего лазерного пучка с контролируемыми пространственными характеристиками [312]. Однако перечисленные методы не позволяют реализовать динамическую перестройку структуры q -пластинок для контролируемого формирования ОВ-пучков на разных длинах волн. Чтобы преодолеть это ограничение, были предложены перестраиваемые q -пластинки с оптической фазовой задержкой, контролируемой тепловым нагревом [313] или внешним электрическим полем [314–316]. В частности, приложение внешнего электрического поля позволяет реализовать перестраиваемые ЖК- q -пластинки с временем переключения 25–30 мс [315] и, кроме того, даёт возможность реализовать q -пластинки, перестраиваемые не только по длине волны излучения [317], но и по ТЗ формируемого ОВ-пучка [318]. Более быстрое переключение (время переключения до 75 мкс) формирования ОВ-пучков с противоположными ТЗ возможно и при использовании статических q -пластинок в комбинации с электрически управляемым однородно ориентированным сегнетоэлектрическим ЖК [319].

Благодаря своим свойствам q -пластинки нашли применение во многих областях современной науки [320–326], включая формирование произвольного векторного лазерного пучка произвольного порядка непосредственно из лазерного резонатора [327]. Подробный обзор принципов реализации q -пластинок и их новейших приложений можно найти в работе группы Марруччи [328].

В завершение данного раздела отметим, что в 2019 г. было введено понятие обобщённой q -пластинки, которая описывается следующей матрицей Джонса [329]:

$$M(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos(2\Phi(\varphi)) & \sin(2\Phi(\varphi)) \\ \sin(2\Phi(\varphi)) & -\cos(2\Phi(\varphi)) \end{pmatrix} \quad (9)$$

с произвольной непрерывной периодической функцией $\Phi(\varphi)$. Более широкий выбор вида функции $\Phi(\varphi)$ и возможность реализации с использованием, например, ПМС делают обобщённую q -волновую пластинку оптическим элементом с большим потенциалом области формирования векторных ОВ-пучков.

6.4. S-волновые пластинки — q -пластинки, сформированные внутри прозрачных диэлектрических материалов

Структуры с эффектом двулучепреломления, лежащим в основе формирования ОВ-пучков с помощью кристаллов, могут быть искусственно созданы не только на поверхности, но и в объёме прозрачных материалов. В частности, такие двулучепреломляющие структуры могут быть сформированы за счёт самоорганизации, индуцированной ультракороткими линейно поляризованными лазерными импульсами, сфокусированными в объёме диэлектрических материалов [330]. При превышении плотностью энергии падающего лазерного импульса определённого порогового значения происходит нелинейное поглощение света внутри прозрачного диэлектрического материала, что приводит к его необратимой модификации вследствие образования структурных дефектов [331], локального изменения показателя преломления [332] или появления нанополостей [333].

В 1999 г. было продемонстрировано необычное анизотропное поляризационно-зависимое рассеяние света, наблюдаемое от модифицированных областей микро-

метрового размера, сформированных фемтосекундными лазерными импульсами внутри легированного германием кварцевого стекла [334]. Позднее это явление было объяснено образованием в облучаемом фокальном объёме самоорганизующейся нанорешётки, штрихи которой оказались ориентированными в направлении, строго перпендикулярном направлению поляризации падающего лазерного излучения [335].

Формирование нанорешётки связано с возникновением в фокальном объёме фотовозбуждённого материала периодически модулированного профиля интенсивности, вызванного интерференцией падающего и рассеянного на локально сгенерированной плазме лазерного излучения. Впоследствии было установлено, что период нанорешётки можно контролировать как количеством, так и энергией облучающих выбранный участок лазерных импульсов. Вращение направления поляризации сфокусированных в объёме прозрачного материала импульсов позволяет управлять пространственной ориентацией формируемых нанорешёток (схематически проиллюстрировано на рис. 8б), создавая в процессе сканирования лазерным лучом участки внутри диэлектрического материала с заданными двулучепреломляющими свойствами [336]. В 2011 г. группа П. Казанского представила пространственно инвариантную полуволновую пластинку, изготовленную методом прямой лазерной записи самоорганизующихся нанорешёток внутри кварцевого стекла [337]. Такие самоорганизующиеся нанорешётки могут быть рассмотрены как двулучепреломляющие кристаллы с медленными и быстрыми оптическими осями, ориентированными соответственно параллельно и перпендикулярно направлению штрихов решётки. Подобный элемент (называемый также S-волновой пластинкой (Southampton-Super-Structured-waveplate) (см. вставку на рис. 8б)) позволяет преобразовывать падающий линейно поляризованный гауссов пучок в пучок, имеющий кольцевой профиль интенсивности, а также радиальный или азимутальный профиль распределения поляризации в зависимости от ориентации линейной поляризации падающего излучения относительно оси оптического элемента. При освещении лазерным пучком с круговой поляризацией S-волновая пластинка преобразует такой пучок в ОВ с противоположной круговой поляризацией и ТЗ $\ell = 1$ [337–339], как в случае q -пластинки с $q = 1/2$.

Технология прямой фемтосекундной лазерной записи двулучепреломляющих структур в виде нанорешёток реализована в различных кристаллических материалах, таких как сапфир [340] и TeO_2 [341, 342], а также в чистом кварце [343], силикате титана [344, 345], боросиликате [344, 346] и бесцелочных алюмоборосиликатных стёклах [347]. Типичное пороговое значение, необходимое для необратимой модификации прозрачного материала посредством образования самоорганизующейся нанорешётки, составляет примерно 1 ТВт см^{-2} [347], следовательно, с помощью такого элемента могут быть сформированы достаточно мощные ОВ-пучки. ТЗ формируемого ОВ-пучка может быть увеличен также с использованием каскада S-волновых пластинок. Отметим, что недавно была продемонстрирована S-волновая пластинка для формирования ОВ-пучка с ТЗ $\ell = \pm 100$ [348]. При этом представленные оценки, основанные на методах прямой лазерной записи, указывают на возможность изготовления пластинок диаметром не менее 10 мм для формирования ОВ-пучков с ТЗ до 10000.

Стоит отметить, что изменяющиеся в пространстве самоорганизующиеся нанорешётки, записанные внутри прозрачного материала, могут обладать достаточно высоким коэффициентом пропускания, на который основное влияние оказывают потери на рассеяние. Например, S-волновая пластинка из кварцевого стекла имеет пропускание более 80 % в видимом спектральном диапазоне и примерно 95 % в ближнем ИК-диапазоне. Стандартные S-волновые пластинки эффективно работают в довольно узком спектральном диапазоне (± 20 нм от центральной длины волны). Однако разработана методика поляризационно-селективной фильтрации для расширения спектральной полосы пропускания S-волновых пластинок с помощью фильтра, сочетающего ахроматическую четвертьволновую пластинку и линейный поляризатор. Такой подход обеспечил возможность использования S-волновой пластинки, изготовленной под длину волны 530 нм, для формирования ОВ-пучков во всём видимом и ближнем инфракрасном диапазонах (спектральная полоса примерно в 600 нм) с эффективностью преобразования более 50 % [349].

Изготовление S-волновых пластинок с использованием фемтосекундной лазерной записи представляет собой запатентованную коммерциализированную технологию (проект EU Femtoprint), которая нашла ряд применений в различных областях науки и промышленного производства. Простота использования и интеграции в различные оптические системы этих оптических элементов в сочетании с высоким порогом лазерного повреждения и высоким коэффициентом пропускания сделали их очень популярными в задачах лазерной обработки материалов (см. также раздел 10). Такие оптические элементы нашли применение в задачах формирования когерентных векторных пучков в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне [350], а также в сверхразрешающей оптической микроскопии [349]. Кроме того, S-волновые пластинки позволяют осуществлять перестройку значения общего ОУМ сформированного ОВ-пучка в диапазоне от 0 до $\hbar$ на фотон посредством изменения поляризации падающего пучка с круговой до эллиптической и линейной. Эта возможность предоставляет удобный инструмент для управления вращательным движением различных частиц и биологических объектов (например, ДНК), захваченных сформированным ОВ-пучком [348, 351].

6.5. Микроразмерные генераторы оптических вихрей на основе топологических дефектов

Вышеупомянутые оптические элементы в виде q -пластинок и S-волновых пластинок довольно громоздки, что не позволяет использовать их в устройствах интегральной оптики. В 2009 г. был представлен микроразмерный генератор ОВ-пучков на основе капли двулучепреломляющей жидкости диаметром в несколько микрон [352]. Добавление поверхностно-активного вещества (цетилтриметиламмония бромид, ЦТАБ) к сферической капле, содержащей нематические жидкие кристаллы 5CB, приводит к тому, что и директор, который является аксиальным единичным вектором, определяющим локальные направления длинных осей молекул, и локальные оптические оси внутри капли принимают трёхмерное сферически-симметричное пространственное распределение. Такая пространственная конформация оптических осей определяет неоднородное двулучепреломле-

ние с дефектом в центре капли, директор которого вращается вокруг него на 2π . Формирование оптических пучков со спиральным волновым фронтом при использовании такой "радиальной" капли происходит также за счёт геометрической фазы, возникающей в этом случае из-за непрерывных поперечных изменений радиального распределения оптической оси с одинаковыми начальными и конечными состояниями. Рассматриваемый подход обеспечивает управляемое формирование микромасштабных ОВ-пучков с переменными ТЗ и эффективностью, достигающей 40 %, в зависимости от диаметра капли. Использование электрически управляемых топологических дефектов (так называемых омбилических точек или омбилик) в плёнках нематических ЖК позволило реализовать перестраиваемую генерацию ОВ-пучков [353–356], а также привело к созданию класса омбилических q -пластинок [357, 358]. Заинтересованные читатели могут обратиться к обзору [359], в котором подробно описан механизм формирования ОВ-пучков с использованием омбилик в ЖК-средах.

Топологические дефекты в виде пустот или пузырьков, внедрённых в изотропную прозрачную среду, имеющую относительно высокий контраст показателя преломления, как известно, проявляют краевое двулучепреломление, связанное с различным пропусканием s- и p-поляризованных волн [360]. В 2011 г. было теоретически и экспериментально показано, что на сферических микропустотах, образовавшихся внутри стекла при облучении фемтосекундными лазерными импульсами, происходит преобразование исходного света с круговой поляризацией в ОВ-пучок второго порядка с противоположной круговой поляризацией [361]. Таким образом, топологические дефекты обеспечивают надёжный способ реализации высокоэффективных управляемых генераторов ОВ-пучков на микромасштабе. В частности, подобные устройства, позволяющие осуществлять спин-орбитальное взаимодействие света, локализованное в пределах нескольких микрон, могут представлять интерес в таких областях, как оптический захват/вращение микронных и субмикронных частиц [362–364].

7. Плазмонные генераторы оптических вихрей

Хорошо известно, что при определённых условиях электромагнитное излучение, падающее на границу раздела диэлектрик–проводник (в качестве последнего выступает, как правило, благородный металл), может быть преобразовано в гибридный тип поверхностных электромагнитных волн (так называемых поверхностных плазмон-поляритонных (ППП) волн) [365]. Однако при нормальном падении на гладкую поверхность металла электромагнитная волна не может быть непосредственно преобразована в ППП-волну вследствие рассогласования волновых векторов. В настоящее время разработан ряд подходов, позволяющих реализовать такое преобразование с помощью различных наноструктур (в виде нанощелей, наноотверстий или наноострий), призмы или решётки ввода. Специальным образом организованные на поверхности металла наноплазмонные позволяют, помимо указанного преобразования, фокусировать ППП-волны, что может быть использовано для реализации наноразмерных фокусирующих элементов плазмонных волн [366–369].

В 2008 г. Городецкий с коллегами [370] продемонстрировали плазмонную микролинзу, позволяющую эффективно преобразовывать падающую по нормали электромагнитную волну с круговой поляризацией в сходящиеся в центре микролинзы ППП-волны, формирующие ОВ. Для преобразования и последующей фокусировки ППП-волн авторы [370] предложили оригинальный дизайн микролинзы, образованной спирально-ориентированными наноканавками, выгравированными на поверхности толстой золотой плёнки методом ионно-лучевой литографии. Похожий дизайн несколько позднее был реализован в работе [371], где вместо наноканавок для более эффективного возбуждения и фокусировки ППП-волн использовались наношпелли, расположенные вдоль спиральной траектории, определённой как

$$r_\ell(\varphi) = r_i + \frac{\lambda_{SP} \bmod(\ell\varphi, 2\pi)}{2\pi}, \quad (10)$$

где $\bmod(\dots)$ — остаток целочисленного деления, λ_{SP} — длина волны поверхностного плазмона, ℓ — ТЗ плазмонного ОВ, r_i — кратчайшее расстояние от центра микролинзы до наношпелли, $r_0 = r_i + \lambda_{SP}$ — максимальное расстояние от центра микролинзы до той же наношпелли (рис. 9а). Общий принцип действия таких плазмонных микролинз основан на создании на поверхности благородного металла специально образом спроектированного нанорельефа, обеспечивающего возбуждение сходящихся по направлению к центру микролинзы ППП-волн. При этом формирующие нанорельеф структуры располагаются по спиральной траектории относительно центра микролинзы, обеспечивая тем самым соответствующий набег фазы для сходящихся в центр плазмонных волн, формирующих ОВ. Разработанная концепция впоследствии получила широкое распространение, в том числе для реализации планарных плазмонных элементов для формирования плазмонных ОВ с дробным ТЗ [372–376]. Развитие данного направления привело к созданию альтернативных дизайнов плазмонных микролинз, позволяющих генерировать ОВ при накачке линейно поляризованным излучением [377, 378].

Следует отметить, что ППП-волны существуют на поверхности раздела металл–диэлектрик и без использования дополнительных методов не распространяются в свободное пространство, т.е. не могут быть зарегистрированы классическими оптическими методами. Поэтому для визуализации плазмонных ОВ часто применяются методы ближнепольной оптической микроскопии, в которых распределение амплитуды электромагнитного поля в плоскости металлической плёнки сканируется наноразмерным оптическим зондом. Пример такой визуализации микроразмерного плазмонного ОВ, сфокусированного описанной выше спиральной плазмонной микролинзой, приведён на рис. 9в. Вместе с тем использование наноантенн позволяет осуществлять не только эффективную конверсию падающего излучения в ППП, но и обратное преобразование, т.е. выводить локализованные на границе металл–диэлектрик электромагнитные волны в свободное пространство (рис. 9а). Данная концепция реализована на примере аналогичной спиральной плазмонной микролинзы, изготовленной на обеих поверхностях металлической мембраны, в центре которой формировалась наноантенна в виде сквозного нанотверстия для вывода сгенерированного ОВ в свободное пространство [379, 380]. С целью увеличения эффектив-

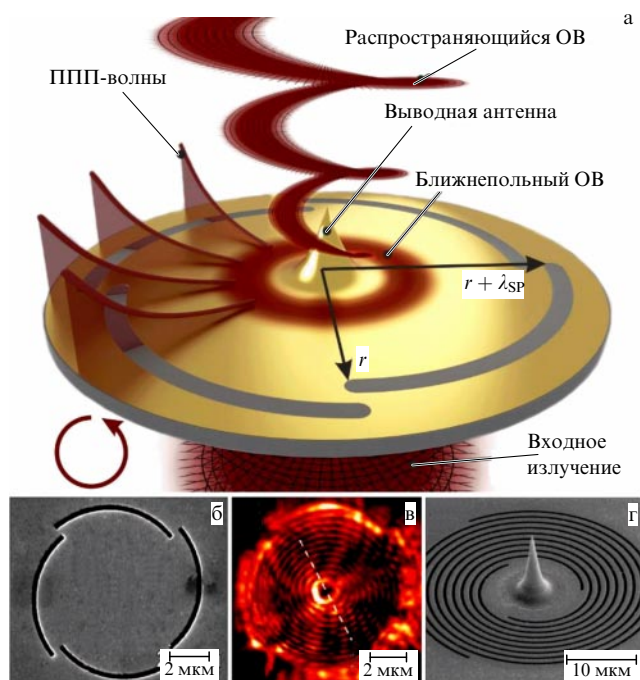


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Плазмонные генераторы ОВ-пучков. (а) Схематическое представление принципа работы плазмонной микролинзы, предназначенной для генерации и вывода в свободное пространство ОВ-пучка, формируемого в центре микролинзы сходящимися ППП-волнами, которые возбуждаются с помощью спиральных наношпелли. Конусообразное наноострие преобразует локализованный на поверхности плазмонный оптический вихрь в электромагнитную волну, распространяющуюся в свободное пространство. (б, в) СЭМ-изображение и ближнепольное оптическое изображение плазмонной микролинзы, генерирующей ОВ в плоскости металлической плёнки. (г) СЭМ-изображение плазмонной микролинзы, позволяющей осуществлять вывод плазмонного вихря в свободное пространство. (Рисунки б, в из работы [372], рис. г — из [381].)

ности преобразования ближнепольного ОВ в распространяющийся ОВ-пучок позднее была предложена однослойная плазмонная линза с наноантенной в виде конусообразного наноострия [381, 382] — СЭМ-изображение этой линзы приведено на рис. 9г.

Плазмонные линзы для генерации ОВ характеризуются относительно низким порогом повреждения лазерным излучением и эффективностью преобразования на уровне нескольких процентов, а также являются довольно дорогостоящими в изготовлении. Таким образом, необходимость создания таких оптических элементов для генерации ОВ на практике вызывает сомнения. С другой стороны, ППП-волны могут иметь длину волны, которая существенно меньше таковой для распространяющейся в свободном пространстве электромагнитной волны, в то время как фокусировка ППП-волн не ограничивается фундаментальным дифракционным пределом Аббе. С этой точки зрения разработку плазмонных генераторов ОВ можно рассматривать в качестве первой попытки получения сингулярного света, локализованного на наномасштабе [383–386]. Кроме того, планарная геометрия плазмонных элементов микрооптики является крайне удобной платформой для проведения фундаментальных исследований локализованных на субволновых масштабах электромагнитных волн, включая вопросы их пространственно-временной эволюции и спин-орбитальной конверсии [387].

8. Формирование оптических вихрей с помощью метаповерхностей

Метаповерхности представляют собой особый класс наноматериалов, состоящих из специальным образом спроектированных и организованных на поверхности подложки наноразмерных структур (наноантенн или метатомов), позволяющих реализовать различные сверхтонкие оптические элементы (фокусирующие линзы и аксиконы) [388], голограммы [389, 390], четвертьволновые пластинки [391], а также генераторы ОВ [392]. Поскольку в настоящее время существует несколько обзоров, посвящённых этой чрезвычайно популярной тематике исследования [393–396], в данном разделе мы ограничимся рассмотрением основных принципов работы метаповерхностей для формирования ОВ, сделав главный акцент на их преимуществах и недостатках в сравнении с генераторами ОВ других типов.

При использовании метаповерхностей фазовый сдвиг, требуемый для преобразования исходной электромагнитной волны в ОВ, достигается за счёт наноразмерных структур, каждую из которых можно рассматривать как локальный источник рассеянных электромагнитных волн. В общем случае обеспечиваемый наноантенной фазовый сдвиг определяется её геометрической формой и ориентацией (относительно поляризации падающего излучения), что позволяет с высокой точностью модулировать волновой фронт отражённой от метаповерхности или прошедшей через неё электромагнитной волны (рис. 10а). Первые метаповерхности для управления волновым фронтом электромагнитных волн были реализованы на основе изготовленных из благородных металлов наноструктур, поддерживающих индуцированные падающим электромагнитным полем когерентные колебания электронной плотности (так называемый локализованный плазмонный резонанс). Примечательно, что такие колебания электронной плазмы в наноструктурах могут быть с достаточной точностью описаны с использованием формализма лоренцева осциллятора, колебания которого позволяют охватить диапазон перестройки фазы от 0 до π благодаря изменению геометрии. Таким образом, для реализации на основе плазмонных наноантенн генератора ОВ, требующего покрытия полного диапазона изменения фазы от 0 до 2π , необходимо использовать принцип геометрической фазы (спин-орбитальную конверсию), применяющийся в элементах типа ОЭПБ. Примеры таких устройств [397, 398], работающих в среднем, ближнем инфракрасном и видимом диапазонах спектра, приведены на рис. 10б–г. К настоящему времени разработаны различные конфигурации организованных в метаповерхности плазмонных наноантенн, которые позволяют эффективно управлять волновым фронтом падающего излучения, а также продемонстрированы их реализации в виде различных оптических элементов, в том числе генераторов ОВ, работающих на пропускание и отражение [401–410].

Следует отметить, что плазмонные наноструктуры обеспечивают довольно слабую интенсивность рассеяния в прямом направлении, в то время как в видимом спектральном диапазоне благородные металлы, служащие основным строительным материалом для формирования наноантенн, обладают существенными омическими потерями, снижая эффективность конверсии реализованных на их основе генераторов ОВ. Очевидно, данные

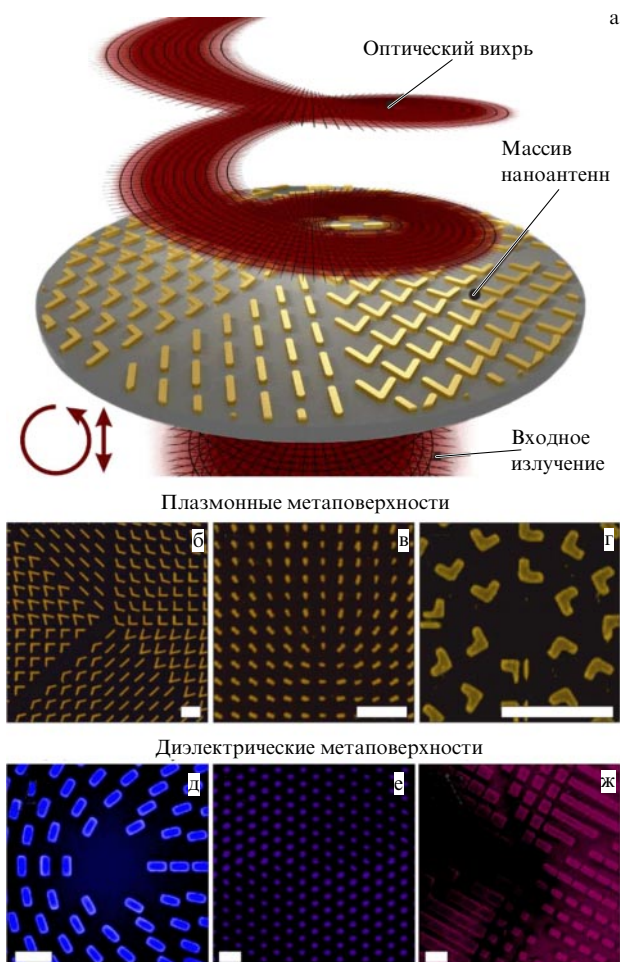


Рис. 10. (В цвете онлайн.) (а) Схематическая иллюстрация преобразования падающего гауссова пучка с линейной или круговой поляризацией в ОВ при использовании метаповерхности, сформированной массивом плазмонных наноантенн V-образной формы. СЭМ-изображения фрагментов метаповерхностей, сформированных плазмонными и диэлектрическими наноантеннами, иллюстрирующими разнообразие дизайнов, на основе которых можно реализовать генераторы ОВ: золотые наноантенны V-образной формы (б), золотые наностержни (в), золотые наноантенны L-образной формы (г), наностолбики из диоксида титана (д), эллиптические наностолбики из кремния (е), кремниевые наноблоки (ж). Масштабные отрезки на всех изображениях равны 1 мкм. (Адаптированные рис. б–ж соответственно из работ [392, 400, 399, 418, 412, 413].)

факторы привели к развитию альтернативных подходов к дизайну наноантенн, среди которых магистральным направлением стало применение оптически резонансных наноструктур, изготовленных из материалов с высоким показателем преломления и низкими потерями [411]. В видимой и ближней инфракрасной областях спектра к таким материалам, широко используемым для реализации наноантенн, можно отнести распространённые полупроводники типа Si, Ge, GaAs, TiO_2 [412, 413]. Изготовленные из указанных материалов наноструктуры поддерживают так называемые резонансы Ми электрической и магнитной природы [414]. Геометрия наноструктур позволяет контролировать спектральное положение и интенсивность резонансов обоих типов. Спектральное согласование (рассогласование) резонансов различной природы в свою очередь обеспечивает дополнительные возможности управления диаграммой направленности

наноантенн, что может быть использовано для полного подавления рассеянных в определённом направлении волн (метаповерхность Гюйгенса) [415]. Заметим, что такие широчайшие возможности по управлению волновым фронтом электромагнитной волны в видимом диапазоне спектра невозможно реализовать с помощью плазмонных наноантенн [416, 417].

Примеры метаповерхностей для формирования ОВ на основе наноантенн из кремния и диоксида титана различной геометрии, представленные на рис. 10д–ж, указывают на схожесть основных концепций и дизайнов оптических элементов, реализованных с использованием плазмонных и диэлектрических наноструктур. Вместе с тем переход от металлических материалов к диэлектрическим (полупроводниковым) при изготовлении наноструктур для видимого спектрального диапазона позволил на порядок повысить эффективность преобразования падающего излучения в ОВ [412, 413, 418]. Например, экспериментально реализованный элемент на основе массива наностолбиков из диоксида титана (рис. 10д) продемонстрировал эффективность преобразования от 40 до 70 % во всём видимом спектральном диапазоне [418, 419]. Способность метаповерхностей одновременно контролировать как фазу, так и поляризацию формируемых ими электромагнитных волн была использована для реализации J -волновых пластинок — уникальных оптических элементов, дающих возможность преобразования СУМ, связанного с круговой поляризацией падающего излучения, в произвольные состояния общего углового момента (для его обозначения обычно используют символ J), определяемого суммой СУМ и ОУМ [420, 421]. Таким образом, J -пластинки позволяют снять ограничения, свойственные геометрическим фазовым элементам (элементам Панчаратнама–Берри), осуществляющим преобразование исходного лазерного пучка с СУМ только в лазерный пучок с противоположными значениями СУМ и ОУМ, определяющимися законом сохранения импульса (см. раздел 6). Как и в случае с другими элементами, формирующими ОВ-пучки, J -пластинки могут быть размещены внутри лазерного резонатора для прямой генерации ОВ-пучков с ТЗ до 100 и модовой чистотой, близкой к 100 % [422, 423], а их каскады позволяют формировать векторные вихревые пучки с различными конфигурациями общего углового момента [424]. При этом использование комбинаций нескольких четвертьволновых пластинок и двух ПМС позволило реализовать динамическую J -пластинку [425].

Метаповерхности, несмотря на свою компактность (оптические элементы могут быть сформированы монослоем наноантенн толщиной до 100 нм), обеспечивают беспрецедентно высокую точность управления волновым фронтом электромагнитных волн на субволновых масштабах. Компактность метаповерхностей обеспечивает возможность их простой интеграции и согласования с различными миниатюрными оптоэлектронными устройствами, например микролазерами [419]. Это позволяет реализовать на практике перестраиваемые вихревые микролазеры, которые являются перспективными элементами для систем оптической передачи данных нового поколения. Электронно-лучевая литография обеспечивает стандартное разрешение около 10 нм при изготовлении отдельных наноантенн и их упорядоченных массивов, в целом, удовлетворяя требованиям, предъявляемым к метаповерхностям для видимого спектрального

диапазона. Вместе с тем поиск более эффективных и рентабельных методов производства метаповерхностей, которые позволили бы ускорить и удешевить производство оптических элементов при сохранении возможности масштабируемого увеличения их латеральных размеров, остаётся ключевой задачей в данной области. Среди новых перспективных коммерческих технологий нанофабрикации можно выделить адаптированный под задачи текстурирования больших площадей подход, использующий атомно-силовую микроскопию со специальными разогревающимися до температуры 700 °С кантилеверами (см. недавний обзор [426]).

В завершение этого раздела хотелось бы отметить, что излучение, поглощаемое плазмонными наноантеннами, эффективно преобразуется в тепло, чем и объясняется относительно низкий порог повреждения элементов на основе метаповерхностей, формирующих ОВ-пучки в видимом спектральном диапазоне. Для импульсного лазерного излучения поглощённая плотность энергии, требуемая для осуществления необратимой модификации плёнки золота толщиной в 50 нм на стеклянной подложке, равна всего лишь 30 мДж см⁻² [427]. Причём локализация и усиление лазерного излучения вблизи субволновых наноструктур (в том числе за счёт локализованных плазмонных резонансов), как ожидается, должны снизить порог необратимой модификации ещё как минимум на порядок (см., например, [428, 429]). Диэлектрические (полупроводниковые) наноструктуры имеют более низкие потери, что позволяет им в принципе выдерживать более высокую мощность падающего лазерного излучения. Однако такие структуры при возбуждении в них резонансов магнитного типа могут резонансно нагреваться даже более эффективно, чем их плазмонные наноантенны, из-за значительной концентрации электромагнитной энергии внутри таких нанорезонаторов [430].

9. Интегральные оптические генераторы оптических вихрей и вихревые микролазеры

В последние годы большое количество исследований ведётся в области разработки миниатюрных интегральных оптических устройств для формирования ОВ-пучков в приложениях оптических и квантовых систем передачи и обработки информации [431–437]. В 2010 г. была продемонстрирована первая экспериментальная реализация интегрального фотонного генератора ОВ, состоящего из кольцевого резонатора, волновода и массива наностержней [435]. ТЗ формируемого таким устройством ОВ определяется разницей между порядком возбуждаемой в кольцевом резонаторе моды шепчущей галереи (МШГ) (Whispering-Gallery Wave, WGW) и количеством рассеивающих её наностержней. Годом позднее была предложена ещё одна конфигурация реализованной на базе волновода типа кремний-на-изоляторе интегральной оптической схемы (ИОС), которая позволяет генерировать на выходе сфокусированный азимутально или радиально поляризованный пучок, излучаемый непосредственно с поверхности подложки [436].

В 2012 г. Сая с коллегами продемонстрировали интегрированный на кремниевой подложке микроразмерный генератор ОВ (диаметром около 4 мкм), сформированный волноводом и кольцевым микрорезонатором с периодической модуляцией показателя преломления в азимутальном направлении (рис. 11а) [438]. Модуляция

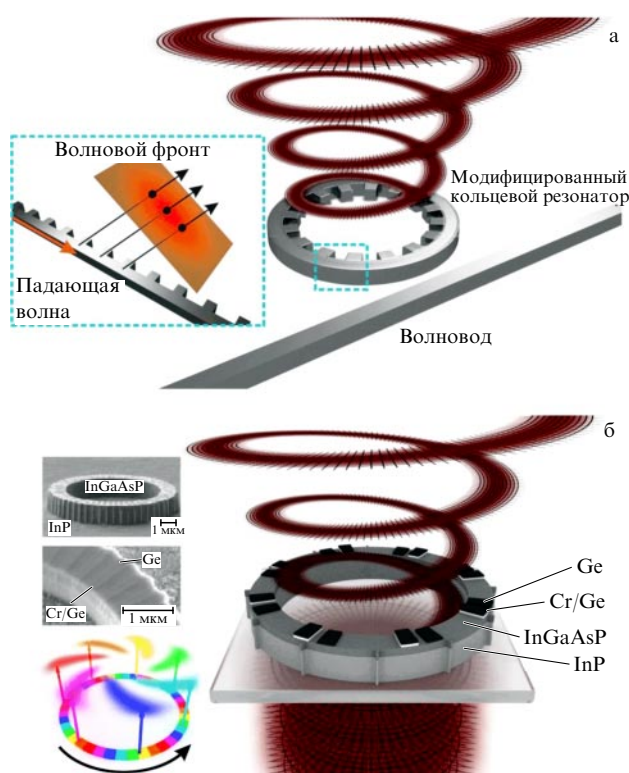


Рис. 11. (В цвете онлайн.) (а) Схематичное изображение интегрального оптического генератора ОВ-пучка, сформированного микро-резонатором с выводящей дифракционной решёткой, расположенной вдоль его внутренней стенки. На вставке показано формирование наклонного волнового фронта с помощью выводящей решётки (из работы [438]). (б) Схематичное изображение микролазера на подложке из фосфида индия (InP), генерирующего ОВ-пучки на телекоммуникационных длинах волн. Однослойные германиевые (Ge) структуры толщиной 13 нм и двуслойные хром-германиевые (Cr/Ge) структуры (соответствующие толщины 11 и 5 нм) периодически располагаются в азимутальном направлении на верхней плоскости микрорезонатора из InGaAsP/InP, имитируя модуляцию показателя преломления и коэффициента усиления/потерь селективной генерации МШГ, распространяющейся только в одном направлении (по часовой стрелке или против неё). Равноудалённые выступы на внешней стенке микрорезонатора играют роль выводящей решётки. На вставках приведены СЭМ-снимки изготовленного микролазера (из работы [451]).

показателя преломления в этом резонаторе обеспечивалась расположенной на его внутренней окружности дифракционной решёткой, осуществляющей преобразование и вывод МШГ в свободное пространство в вертикальном направлении в виде оптического вихревого пучка. Следует отметить, что МШГ, поддерживаемые таким резонатором, имеют дискретные азимутальные константы распространения, определяемые как $v_{\text{GW}} = \beta_{\text{rad}} R = p$. Целое число p обозначает номер азимутальной моды и физически представляет собой количество оптических периодов вокруг резонатора, R — эффективный радиус МШГ, β_{rad} — константа распространения света для этого радиуса [439, 440]. Элементы дифракционной решётки рассеивают МШГ, причём часть мощности отклоняется в определенном углом φ направлении, в котором возникает конструктивная интерференция. Волновой фронт такого излучаемого света представляет собой плоскость, наклонённую под углом φ (см. вставку на рис. 11а). Для волновода с решёткой, изогнутой в виде петли, образующийся волновой фронт излу-

чаемого света имеет спиральную форму, что приводит к появлению ОУМ-моды, распространяющейся в вертикальном направлении. При резонансном возбуждении микрокольцевого резонатора разработанное устройство способно излучать распространяющуюся ОУМ-моду с ТЗ, определяемым как $\ell = p - q$, где q — число рассеивающих элементов решётки вдоль резонатора [441]. Использование более сложных наклонных конфигураций рассеивающих элементов решётки на поверхности микрокольцевого резонатора даёт возможность излучать в свободное пространство суперпозицию двух состояний ОУМ с ортогональными круговыми поляризациями и проводить их последующую фильтрацию [442]. Эффективность преобразования таких генераторов ОВ, определяемая как отношение излучаемой мощности требуемой ОУМ-моды к оптической мощности в волноводе, находится в диапазоне от 5 до 37 % [443].

Развитие аналогичных ИОС для генерации ОВ, реализованных несколькими исследовательскими группами [444–450], в итоге позволило выработать концепцию интегрально-оптического вихревого микролазера, поддерживающего одномодовую генерацию ОВ-пучка на телекоммуникационных длинах волн при внешней оптической накачке [451]. Разработанное устройство представляло собой аналогичный кольцевой микрорезонатор на МШГ, возбуждающийся внешней (не волноводной) накачкой лазерным пучком (рис. 11б). В этом случае из-за зеркальной симметрии кольцевого резонатора собственные МШГ, распространяющиеся по часовой стрелке и против неё, могут возбуждаться одновременно, приводя к нулевому суммарному угловому моменту системы. Селекция МШГ, распространяющейся только в одном направлении, достигалась за счёт оригинальной несимметричной модуляции показателя преломления и коэффициента усиления/потерь вдоль верхней плоскости кольцевого микрорезонатора. При этом связанный с данной МШГ оптический вихрь выводится вертикально в свободное пространство посредством периодически модулированной внешней стенки микрокольцевого резонатора, аналогично тому как это имело место в ранее предложенных подходах. Отметим, что недавно был реализован интегральный оптический вихревой микролазер с электрической накачкой [452].

Концепт вихревого микролазера с возможностью динамической перестройки ТЗ (допустимые значения $-2, -1, 0, +1$ и $+2$) генерируемого ОВ-пучка при комнатной температуре, реализованный в 2020 г., основан на комбинации рассмотренного выше микрокольцевого резонатора на полупроводниковой подложке с 200-нанометровым слоем InGaAsP-квантовых точек и волновода с топологией "общей шины" с двумя плечами для осуществления контролируемой оптической накачки и нарушения зеркальной симметрии генерации противоположно направленных МШГ [453]. Накачка одного из плеч волновода приводит к усилению генерации одной из возбуждаемых в резонаторе МШГ и возрастанию потерь противоположно направленной МШГ. Генерация ОВ-пучка происходит на телекоммуникационной длине волны 1492,6 нм, а время перестройки ТЗ (в том числе и по дробным значениям [454]) ОВ-пучка ограничено только оптическим откликом полупроводниковых квантовых точек, т.е. имеет потенциал достижения сверхбыстрого переключения на пикосекундном масштабе, что существенно превышает милли- и микросекундные времена

переключения, реализующиеся при термооптическом контроле [455]. Технология избирательной оптической накачки была также использована при реализации поверхностно-излучающего вихревого микролазера с вертикальным резонатором, созданного на основе спин-поляризованной активной среды, — в этом случае направление закрутки генерируемого спирального волнового фронта контролируется типом круговой поляризации излучения накачки [456]. Однако добиться селективной генерации МШГ можно и без усиления/ослабления потерь одной из мод, а только за счёт использования асимметричной пространственно-временной модуляции диэлектрической проницаемости микрокольцевого резонатора, создаваемой распространяющейся волновой решёткой [457]. Такой подход также обеспечивает высокую добротность — свыше 20000, но требует подведения к резонатору электрических контактов малых размеров.

Современные вычислительные мощности позволяют реализовывать различные глобальные оптимизирующие алгоритмы, например, комбинации алгоритмов имитации отжига с генетическими алгоритмами, связанными с трёхмерным моделированием методом конечных разностей во временной области, что открывает перспективы для расчёта более сложных дизайнов ИОС с вихревыми лазерами, излучающими в достаточно широком диапазоне телекоммуникационных длин волн, от 1450 до 1650 нм, с эффективностью генерации излучения в 35 % и модовой чистотой выше 97 % [458]. Такие устройства представляют собой идеальное решение для дальнейшего увеличения пропускной способности перестраиваемых систем оптической связи, работающих на длинах волн в ближнем ИК-диапазоне.

Определённый практический интерес также представляет реализация вихревых микролазеров, излучающих в видимом спектральном диапазоне. Такие микролазеры недавно были реализованы на основе стандартной архитектуры вертикально излучающего резонатора с активной средой (на основе органического полимерного материала или свинцово-галогенидного метил-аммониевого перовскита), совмещённого с пассивным генератором ОВ на основе архимедовой спиральной решётки [459–462]. Ещё один перспективный класс планарных вихревых микролазеров может быть создан на базе резонатора, поддерживающего так называемые связанные состояния в континууме (ССК) — высокодобротные моды, обеспечивающие возможность достижения колоссальных значений добротности, свыше 10^9 [463]. Вихревой микролазер на модах ССК недавно был реализован на основе тонкой плёнки свинцово-галогенидного перовскита, перфорированной периодически расположенными сквозными наноотверстиями, формирующими геометрическую фазу Панчаратнама – Берри [464–466].

В 2013 г. Уильямс с коллегами показали, что фазовая структура светового поля, необходимая для формирования ОВ-пучка, может быть непосредственно получена с помощью использования массивов молекулярных хромофоров с определённой симметрией, удовлетворяющих некоторым геометрическим ограничениям [467, 468]. Такой вид светового излучения является прямым результатом электронной релаксации состояния делокализованного экситона, поддерживаемого массивом из не менее чем трёх хромофоров, расположенных симметрично, образующих равносторонний треугольник [469–472]. Чтобы удовлетворить условию эквивалентности каждо-

го соседнего парного взаимодействия, также необходимо, чтобы каждый такой излучатель имел ориентацию, повернутую на угол $2\pi/3$ относительно своего соседа по часовой стрелке или против неё. Таким образом, так как ориентация каждого излучателя определяет угловое смещение его излучающего дипольного момента, проекция трёх переходных диполей на плоскость, в которой расположен массив, аналогична проекции трёхлопастного пропеллера. Используя массив молекулярных хромофоров с такой треугольной конфигурацией, можно проектировать необходимые фазовые сдвиги каждого из излучателей, которые будут коррелировать с их положениями. Поскольку в рассматриваемой системе каждый электрический диполь ориентирован под углом $\pm 2\pi/3$ по отношению к двум соседним диполям, электрические поля от каждого излучателя будут добавлять фазовые множители $\{0, 2, 4\}\pi/3$, соответствующие фазе ОВ с ТЗ, равным 1 [467]. В общем случае максимальный ТЗ ℓ определяется количеством излучателей N как $|\ell| \leq [(N-1)/2]$, где [...] — целая часть числа. Несмотря на то что данный подход до сих пор не реализован экспериментально, лежащие в его основе физические принципы открывают перспективы для разработки вихревого нанолазера на основе распада наноразмерных экситонов, позволяющего генерировать когерентное излучение с заданным спиральным волновым фронтом [470].

10. Взаимодействия интенсивных вихревых пучков с наноразмерными структурами и материалами

В настоящее время вихревые лазерные пучки нашли широкое применение в различных областях современной фотоники, связанных с оптическими системами передачи данных, методами оптического манипулирования микрообъектами и сверхразрешающей оптической микроскопии. Заинтересованный читатель может найти детальное описание этих областей применения вихревых пучков в серии обзоров [213, 473, 474]. В завершение настоящего обзора мы хотим сделать особый акцент на одной перспективной, однако практически не обсуждавшейся в предыдущих обзорах сфере, связанной с изучением взаимодействия интенсивных сингулярных пучков с наноразмерными структурами и различными материалами для задач нанофотоники, а также лазерного нанотекстурирования материалов с использованием импульсов короткой и сверхкороткой длительности.

В первую очередь использование ОВ открывает перспективы для фундаментальных и прикладных исследований взаимодействия мощных лазерных импульсов с комплексным профилем распределения интенсивности и поляризации с различными материалами (рис. 12а). В последнее десятилетие применение сфокусированного импульсного лазерного излучения для модификации поверхности различных мишеней стремительно эволюционировало из лабораторного метода в эффективную и экономически обоснованную технологию, которая по ряду характеристик может в ближайшем будущем составить конкуренцию литографическим технологиям нанофабрикации. Разностороннее развитие данного метода в том числе было неотъемлемо связано как с совершенствованием и удешевлением импульсных лазерных источников, так и с глубоким пониманием комплексных

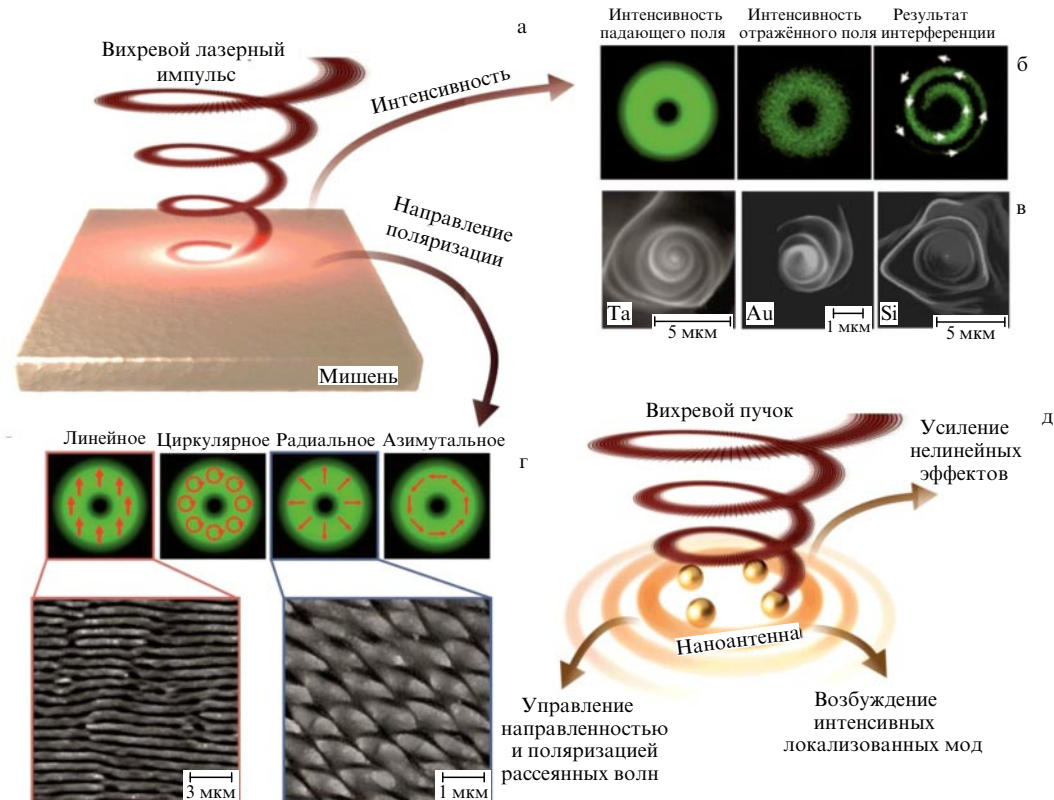


Рис. 12. (В цвете онлайн.) (а) Схематическая иллюстрация взаимодействия остросфокусированного вихревого лазерного импульса с поверхностью мишени. (б) Рассчитанные распределения интенсивности падающего и отражённого от поверхности вихревого пучка, а также результат их интерференции. (в) Серия СЭМ-снимков хирального микрорельефа, сформированного на поверхности мишеней из тантала, золота и кремния. (г) Состояния поляризации, которые можно реализовать в вихревом лазерном пучке (направление вектора поляризации показано красной стрелкой), а также СЭМ-снимки поверхности никелевой мишени, текстурированной лазерным пучком с линейной и радиальной поляризацией. (д) Схематическое изображение возбуждения наноантенны вихревым лазерным пучком. (Рисунки б, в и г из работ [475, 477–479] и [492] соответственно.)

процессов, лежащих в основе формирования различных типов функциональных микро- и наноструктур на поверхности облучаемых мишеней под действием лазерного излучения, а также появлением современных вычислительных методов моделирования таких сверхбыстрых процессов. Вместе с тем развитие методов генерации ОВ привело к появлению соответствующих коммерческих оптических элементов, обладающих достаточно высоким порогом повреждения лазерным излучением (например, S-волновые пластинки), что позволило легко внедрить сингулярные пучки в исследования в области взаимодействия импульсного лазерного излучения с веществом.

Одной из ярчайших демонстраций перспективности использования ОВ в области лазерного наноструктурирования является возможность формирования хиральных микроструктур на поверхности различных материалов при их абляции единичными вихревыми лазерными импульсами наносекундной длительности (рис. 12а–в). Эффект был продемонстрирован для различных материалов, включая тяжёлые и благородные металлы [475–478], полупроводники [326, 479–481] и полимеры [482–484]. СЭМ-изображения хиральных наноструктур, сформированных при облучении мишеней из тантала, золота и кремния, представлены на рис. 12в. Поскольку направление закрутки сформированных наноструктур, как правило, совпадало с направлением вращения волнового фронта падающего на поверхность материала ОВ, была

выдвинута гипотеза, что причиной хиральной морфологии является передача углового момента от импульсного лазерного излучения материалу мишени. По версии авторов, воздействие лазерного импульса на поверхность мишени приводит к плавлению локального приповерхностного участка, при этом суммарный угловой момент ОВ, определяющийся как круговой поляризацией, так и вращением волнового фронта, приводит к движению расплавленного материала в азимутальном направлении, что придаёт сформированным в процессе рекристаллизации микроструктурам хиральную форму. Причём отсутствие данного явления при использовании для облучения поверхности импульсов меньшей (фемтосекундной) длительности не противоречит выдвинутой гипотезе, так как эффекты светового давления пропорциональны времени лазерного воздействия.

Альтернативное объяснение образования хирального нанорельефа предложено в [477]. Авторы показали, что при падении остросфокусированного вихревого лазерного пучка на поверхности мишени формируется спиралевидное распределение интенсивности, являющееся результатом интерференции падающей и отражённой волн (рис. 12б). Такое характерное распределение интенсивности вызывает формирование соответствующего градиента распределения температуры и поверхностного натяжения, которые приводят к азимутальному направлению движения расплавленного под действием лазерного импульса вещества и образованию хиральных нанострук-

тур при его рекристаллизации. Важно отметить, что спиралевидное распределение интенсивности может сформироваться только в случае, когда отражённая от поверхности мишени волна имеет сферический волновой фронт. В свою очередь последнее становится возможным только при отражении вихревого пучка не от гладкой поверхности, а от поверхности с микро- и наношероховатой морфологией, которая может сформироваться при плавлении поверхности мишени под действием лазерного излучения. Большинство металлических и полупроводниковых материалов, использованных в контексте данных исследований, имели типичные времена электрон-фотонной релаксации (фазового перехода из твёрдой фазы в жидкую) порядка нескольких пикосекунд, что обосновывает отсутствие хиральной морфологии в наноструктурах, сформированных при облучении мишени сверхкороткими фемтосекундными лазерными импульсами. Позднее данная гипотеза была подтверждена в экспериментах по одноимпульсной абляции металлических мишеней линейно поляризованными наносекундными лазерными импульсами, имеющими спиралевидный профиль распределения интенсивности и плоский волновой фронт (нулевой суммарный угловой момент) [477]. Примечательно, что подобное объяснение, основанное на формировании сложного спиралевидного распределения интенсивности, ранее предлагалось для описания эффекта образования хирального микрорельефа в азополимерах [482].

К настоящему времени в литературе отсутствуют теоретические работы, направленные на детальное описание процессов взаимодействия интенсивных вихревых лазерных импульсов с веществом. Во многом это связано со сложностью построения строгой теоретической модели для описания всей цепочки лазерно-индуцированных процессов в случае, когда процессы фотовозбуждения материала, происходящие на временном интервале, равном длительности импульса, не разнесены во времени с последующими фазовыми переходами, что имеет место при использовании лазерных импульсов наносекундной длительности. Вместе с тем, как указывают экспериментальные демонстрации, использование лазерных пучков со сложным профилем распределения интенсивности и фазы является перспективным направлением развития, позволяющим существенно расширить функционал методов лазерной микро- и нанообработки материалов, а также номенклатуру получаемых этими методами наноструктур. Примером такой демонстрации является лазерная запись трёхмерных хиральных микростолбиков из фотополимеризующегося материала за счёт использования трёхмерного спирального распределения интенсивности, полученного сложением двух лазерных пучков: оптического вихря и обычного гауссова пучка, имеющего сферический волновой фронт [487–489].

Известно, что распределение поляризации в фокальном лазерном пятне оказывает существенное влияние на микро- и наноморфологию поверхности мишени, полученной при её многоимпульсном облучении короткими и ультракороткими лазерными импульсами. Это явление связано со сверхбыстрой (на временах длительности импульса) модуляцией профиля распределения интенсивности в лазерном пятне вследствие интерференции падающей, отражённой и поверхностных электромагнитных волн. Такие модуляции интенсивности приводят к формированию характерной самоорганизованной или ква-

зипериодической морфологии поверхности мишени (так называемых лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур — ЛИППС [490]) при её многоимпульсной лазерной абляции сканирующим лазерным пучком. Возможность контролировать и переключать состояние поляризации в вихревом лазерном пучке открывает широкие перспективы для формирования уникальных морфологий ЛИППС при многоимпульсной абляции (рис. 12г) [491]. Например, Скулас с коллегами использовали фемтосекундные лазерные ОВ-пучки для обработки никелевых образцов и создания сложной иерархической морфологии поверхности, имитирующей кожу акулы и поверхности листьев лотоса [491, 493]. Уникальная морфология таких нанотекстурированных поверхностей представлена на СЭМ-снимках на рис. 12г. В нескольких теоретических работах предсказана возможность применения импульсных лазерных ОВ-пучков для формирования топологических дефектов определённого типа в хиральных магнитных материалах [494, 495]. Так, в [494] предложено использовать ОВ-пучок для неравномерного нагрева облучаемой поверхности хирального магнитного материала и формирования кольцевых магнитных дефектов (скирмионов). Насколько нам известно, об экспериментальной демонстрации этого эффекта пока не сообщалось.

Возможность управления амплитудным, фазовым и поляризационным профилем ОВ открывает перспективы для их использования в динамично развивающихся областях фотоники наноразмерных оптических резонансных структур [496, 501]. В отличие от обычных лазерных пучков, ОВ-пучки могут особым образом взаимодействовать с оптическими резонансными наноструктурами посредством возбуждения в них определённых резонансных ("тёмных") мод (рис. 12д), которые нельзя возбудить с помощью обычных лазерных пучков с плоским волновым фронтом [500]. При этом очевидно, что характеристики используемого ОВ-пучка должны быть согласованы с геометрией облучаемых наноструктур для достижения максимально эффективного оптического отклика. Например, продемонстрировано управление интенсивностью и направленностью рассеяния плазмонной наноантенны, состоящей из двух параллельных наностержней, при смещении центра (или точки фазовой сингулярности) освещающего оптического вихря относительно геометрического центра наноантенны [503]. Кроме того, использование радиально поляризованного ОВ дало возможность возбудить в сферической кремниевой наноантенне анапольную моду, позволяющую полностью подавить рассеяние в свободное пространство [504]. Также продемонстрирована возможность наблюдения эффекта кругового дихроизма при прохождении оптических вихревых пучков через наноразмерную апертуру круглой формы, которая не обладает какими-либо выраженными дихроическими свойствами [501]. Эффект возникает из-за того, что ОВ-пучки с противоположными знаками СУМ не являются зеркальным отражением друг друга и различным образом взаимодействуют даже с наноантенной, имеющей симметричную геометрию. Такая способность оптических наноструктур резонансным образом реагировать на хиральность оптического излучения открывает перспективы для разработки микромасштабных анализаторов и встроенных маршрутизаторов ОВ-пучков для интегрально-оптических схем нового поколения [500, 502, 503]. В частности, одиночные наноразмерные

отверстия, а также расположенные вдоль кольцевой траектории наноантенны уже продемонстрировали свою эффективность в качестве анализаторов ОУМ падающего на них ОВ-пучка. Наконец, плазмонные и диэлектрические наноструктуры благодаря своей способности локализовывать и усиливать электромагнитные поля на наномасштабах позволяют добиться существенного усиления нелинейных эффектов (например, генерации гармоник высоких порядков или керровской нелинейности), что открывает перспективы практической реализации сверхбыстрых оптических переключателей и сверхчувствительных сенсорных элементов [504–506]. Возбуждаемые ОВ-пучками в наноантеннах высокодобротные моды, как правило, характеризующиеся высокими значениями усиления амплитуды локальных электромагнитных полей, приводят к масштабируемому усилению нелинейных эффектов. Например, продемонстрировано усиление интенсивности генерации третьей гармоники при накачке единичной кремниевой наноантенны ОВ-пучком, причём контроль поляризационных характеристик излучения накачки позволяет также управлять поляризационной структурой излучения на частоте третьей гармоники [507]. Аналогичный эффект недавно был продемонстрирован для олигомера кремниевых наночастиц [508].

11. Заключение

В 1990-х годах демонстрация наличия ОУМ у ОВ-пучков дала мощнейший толчок для развития новых эффективных методов их формирования. Возможность управления движением вещества на нано- и микромасштабе способствовала развитию области световой робототехники и микромеханики. Доказательство ортогональности состояний ОВ-пучков с различными значениями ОУМ подарило ещё одну степень свободы при реализации оптических коммуникационных систем на основе модового уплотнения данных и открыло дорогу к реализации каналов передачи данных со скоростями в несколько сотен Тбит с⁻¹. Применение ОВ-пучков в задачах классической и квантовой оптики, а также в области формирования изображений ранее уже освещалось в нескольких обзорах [216, 477, 478]. В последние годы ОВ-пучки позволили продемонстрировать новые эффекты и в области лазерной обработки материалов, а также в области манипулирования линейными и нелинейными оптическими откликами резонансных структур и оптических антенн при их возбуждении. Таким образом, ОВ и связанные с ними фазовые сингулярности играют важную роль в современной науке.

Подчёркнём, что в каждом из указанного множества приложений требуется применение метода формирования ОВ-пучков с определёнными характеристиками. Так, при формировании уникальных хиральных нано- и микрорельефов на поверхностях различных материалов необходимо использование импульсных лазерных пучков с достаточно высокими значениями энергии, что накладывает определённые требования на значения порогов повреждения элементов, формирующих ОВ-пучки. В этом случае идеальными кандидатами становятся различные типы дифракционных оптических элементов, изготовленных на стеклянных и кварцевых подложках, а также наноструктурированные S-волновые пластинки, способные выдерживать огромные плотности мощности падающего на них лазерного излучения, до 1 ТВт см⁻². В

приложениях, требующих постоянной перестройки профилей сформированных лазерных пучков, обладающих ОУМ, таких как световая робототехника и микромеханика, ключевую роль уже играет возможность быстрой перестройки профилей элементов, что легко может быть достигнуто при использовании рассчитанных на компьютере голограмм, реализованных с помощью цифровых микрзеркальных устройств, а также рассмотренных в настоящем обзоре динамических ЖК ПМС. Технология ЖК позволяет реализовать не только различные голограммы, но и уникальные q -пластинки, выполняющие переключаемое спин-орбитальное преобразование со скоростью переключения до 75 мкс. И конечно, стоит ещё раз упомянуть установившуюся в современных науке и технологии тенденцию к миниатюризации, приведшую к разработке вихревых микроэлементов и микролазеров, без которых трудно представить себе область интегральной оптики и нанофотоники. Такие элементы уместаются на площадях в несколько единиц или несколько десятков квадратных микрометров и дают возможность не только формировать ОВ-пучки, но и перестраивать их ТЗ и длину волны генерируемого излучения. Однако не стоит забывать и различные довольно простые методы формирования ОВ-пучков с помощью различных вилкообразных решёток и СЗПФ — несмотря на кажущуюся простоту и ограниченность таких подходов, они являются прекрасной демонстрацией при первоначальном знакомстве с областью сингулярной оптики и позволяют получить базовые знания о фазовых сингулярностях, их формировании и анализе. Кроме того, именно такие методы благодаря возможности их относительно простой технологической реализации позволяют сосредоточиться на поиске новых эффектов, возникающих при использовании ОВ-пучков. Это подтверждается, например, работами, в которых указанные элементы использованы для демонстрации формирования обратного потока энергии, а также стабильных "радужных" ОВ-пучков в белом свете.

Представленный обзор является путеводителем в мире методов формирования ОВ-пучков и их актуальных применений как для исследователей, имеющих большой опыт в области формирования структурированных лазерных пучков, так и для только начинающих постигать азы сингулярной оптики. Сводные данные по каждому из рассмотренных методов формирования позволят сделать правильный выбор в зависимости от рассматриваемой задачи и найти наиболее эффективное и подходящее решение. Развитие новых методов формирования ОВ-пучков не прекращается и в настоящее время, что даёт уверенность в дальнейшем успешном развитии области световых полей с ОУМ.

Список литературы

1. Nye J F, Berry M V *Proc. R. Soc. Lond. A* **336** 165 (1974)
2. Allen L et al. *Phys. Rev. A* **45** 8185 (1992)
3. Couillet P, Gil I, Rocca F *Opt. Commun.* **73** 403 (1989)
4. Soskin M S, Vasnetsov M V *Prog. Opt.* **42** 219 (2001)
5. Dennis M R, O'Holleran K, Padgett M J *Prog. Opt.* **53** 293 (2009)
6. Soskin M et al. *J. Opt.* **19** 010401 (2017)
7. Yao A M, Padgett M J *Adv. Opt. Photon.* **3** 161 (2011)
8. Rubinsztein-Dunlop H et al. *J. Opt.* **19** 013001 (2017)
9. Piccirillo B et al. *Riv. Nuovo Cimento* **36** 501 (2013)
10. Mehmood M Q et al. *J. Mol. Eng. Mater.* **2** 1440013 (2014)
11. Hernandez-Garcia C et al. *Photonics* **4** 28 (2017)
12. Wang X et al. *Nanophotonics* **7** 1533 (2018)

13. Zhang K et al. *Appl. Sci.* **10** 1015 (2019)
14. Shen Y et al. *Light Sci. Appl.* **8** 90 (2019)
15. Voitsekovich V V, Kouznetsov D, Morozov D K *Appl. Opt.* **37** 4525 (1998)
16. Berry M V, Dennis M R *Proc. R. Soc. Lond. A* **456** 2059 (2000)
17. Mondragon R J, Berry M V *Proc. R. Soc. Lond. A* **424** 263 (1989)
18. Freund I J. *Opt. Soc. Am. A* **11** 1644 (1994)
19. Dennis M R *J. Opt. A* **6** S202 (2004)
20. Баранова Н Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **33** 206 (1981); Baranova N B et al. *JETP Lett.* **33** 195 (1981)
21. Баранова Н Б и др. *ЖЭТФ* **83** 1702 (1982); Baranova N B et al. *Sov. Phys. JETP* **56** 983 (1982)
22. Baranova N B et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **73** 525 (1983)
23. Wang W et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 103902 (2005)
24. Roux F S *Proc. SPIE* **9066** 906604 (2013)
25. Roux F S *J. Opt.* **15** 125722 (2013)
26. Roux F S *J. Opt.* **17** 045610 (2015)
27. Roux F S *J. Opt.* **18** 054005 (2016)
28. Freund I, Shvartsman N, Freilikh V *Opt. Commun.* **101** 247 (1993)
29. Soskin M S, Gorshkov V N, Vasnetsov M V *Phys. Rev. A* **56** 4064 (1997)
30. Berry M J. *Phys. Rev. A* **11** 27 (1978)
31. Freund I, Wilkinson M J. *Opt. Soc. Am. A* **15** 2892 (1998)
32. Dennis M R *J. Phys. A* **36** 6611 (2003)
33. Goodman J W *Speckle Phenomena in Optics: Theory and Applications* (Englewood, CO: Roberts and Co., 2007)
34. Sendra G H et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **26** 2634 (2009)
35. Kirkpatrick S J et al. *J. Biomed. Opt.* **17** 050504 (2012)
36. Li X et al. *Opt. Commun.* **287** 6 (2013)
37. Li X et al. *Appl. Phys. B* **116** 901 (2014)
38. Majumdar A, Kirkpatrick S J *J. Biomed. Photon. Eng.* **4** 020301 (2018)
39. Vaughan J M, Willetts D V *Opt. Commun.* **30** 263 (1979)
40. Vaughan J M, Willetts D V *J. Opt. Soc. Am.* **73** 1018 (1983)
41. Tamm C *Phys. Rev. A* **38** 5960 (1988)
42. Harris M, Hill C A, Vaughan J M *Opt. Commun.* **106** 161 (1994)
43. Tamm C, Weiss C O *J. Opt. Soc. Am. B* **7** 1034 (1990)
44. Abramochkin E, Volostnikov V *Opt. Commun.* **83** 123 (1991)
45. Oron R et al. *Appl. Phys. Lett.* **77** 3322 (2000)
46. Chen Y F, Lan, Y P, Wang S C *Appl. Phys. B* **72** 167 (2001)
47. Chen Y F, Lan Y P *Phys. Rev. A* **63** 063807 (2001)
48. Mose T et al. *Laser Phys. Lett.* **1** 234 (2004)
49. Bisson J F et al. *Opt. Rev.* **11** 353 (2004)
50. Bisson J F, Senatsky Y, Ueda K I *Laser Phys. Lett.* **2** 327 (2005)
51. Wang S et al. *Appl. Phys. Lett.* **112** 201110 (2018)
52. Huang X et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **24** 1601606 (2018)
53. Ma Y et al. *Opt. Express* **27** 18190 (2019)
54. Lin G et al. *Opt. Lett.* **43** 4164 (2018)
55. Kawauchi H et al. *Opt. Lett.* **33** 399 (2008)
56. Kim J W *J. Korean Phys. Soc.* **61** 739 (2012)
57. Kim J W et al. *Opt. Express* **19** 14526 (2011)
58. Machavariani G et al. *Appl. Opt.* **46** 3304 (2007)
59. Kozawa Y, Sato S *Opt. Lett.* **30** 3063 (2005)
60. Kim D J, Kim J W, Clarkson W A *Appl. Phys. B* **117** 459 (2014)
61. Kim D J, Kim J W *Opt. Lett.* **40** 399 (2015)
62. Zhang Q et al. *Chin. Opt. Lett.* **17** 051402 (2019)
63. Kim T H et al. *J. Korean Phys. Soc.* **75** 557 (2019)
64. Liu Q et al. *Laser Phys. Lett.* **15** 045002 (2018)
65. Ding M et al. *Opt. Lett.* **44** 4973 (2019)
66. Zheng S et al. *Photon. Res.* **8** 1375 (2020)
67. Caley A J et al. *Opt. Express* **15** 10699 (2007)
68. Zhang Z et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **31** 1221 (2019)
69. Ito A, Kozawa Y, Sato S *J. Opt. Soc. Am. A* **27** 2072 (2010)
70. Kano K, Kozawa Y, Sato S *Int. J. Opt.* **2012** 359141 (2012)
71. Uesugi Y, Kozawa Y, Sato S *Opt. Lett.* **45** 2115 (2020)
72. Okida M et al. *Opt. Express* **15** 7616 (2007)
73. Chen Y et al. *Opt. Lett.* **45** 722 (2020)
74. Li N et al. *Photon. Res.* **7** 1209 (2019)
75. Kerridge-Johns W, Damzen M J *Opt. Express* **26** 32839 (2018)
76. Smith A V, Armstrong D J *Opt. Express* **11** 868 (2003)
77. Han D S, Kang M S *Photon. Res.* **7** 754 (2019)
78. Lee A J, Omatsu T, in *Vortex Dynamics and Optical Vortices* (Croatia: InTechOpen, 2017) Ch. 2
79. Lu J et al. *Laser Phys. Lett.* **14** 085807 (2017)
80. Zhoi N, Liu J, Wang J *Sci. Rep.* **8** 11394 (2018)
81. Forbes A *Laser Photon. Rev.* **13** 1900140 (2019)
82. Koyama M et al. *Opt. Express* **19** 994 (2011)
83. Koyama M et al. *Opt. Express* **19** 14420 (2011)
84. Aahdi A, Samanta G K *J. Opt.* **20** 01LT01 (2018)
85. Omatsu T, Miyamoto K, Lee A J *J. Opt.* **19** 123002 (2017)
86. Rego L et al. *Vortex Dynamics and Optical Vortices* (Croatia: InTechOpen, 2017) Ch. 9
87. Liu Q et al. *Opt. Mater.* **71** 31 (2017)
88. Sharma V, Aadhi A, Samanta G K *Opt. Express* **27** 18123 (2019)
89. Xu Z et al. *J. Opt.* **21** 025802 (2019)
90. Zheng J et al. *Photon. Res.* **6** 396 (2018)
91. Niu S et al. *Laser Phys. Lett.* **17** 045402 (2020)
92. Araki S et al. *Appl. Opt.* **57** 620 (2018)
93. Chen Y F et al. *Photon. Res.* **5** 561 (2017)
94. Kim J W, Clarkson W A *Opt. Commun.* **296** 109 (2013)
95. Chard S P, Shardlow P C, Damzen M J *Appl. Phys. B* **97** 275 (2009)
96. Lee A J, Omatsu T, Pask H M *Opt. Express* **21** 12401 (2013)
97. Zhang Z et al. *Laser Phys.* **30** 055102 (2020)
98. Wang S et al. *OSA Continuum* **2** 523 (2019)
99. Chen R S et al. *Appl. Phys. Lett.* **112** 261103 (2018)
100. Баженов В Ю, Васнецов М В, Соскин М С *Письма в ЖЭТФ* **52** 1037 (1990); Bazhenov V Y, Vasnetsov M V, Soskin M S *JETP Lett.* **52** 429 (1990)
101. Heckenberg N R et al. *Opt. Quantum Electron.* **24** S951 (1992)
102. Bazhenov V Y, Soskin M S, Vasnetsov V M *J. Mod. Opt.* **39** 985 (1992)
103. Basistiy I V, Soskin M S, Vasnetsov V M *Opt. Commun.* **119** 604 (1995)
104. Sacks Z S, Rozas D, Swartzlander Jr. G A *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 2226 (2015)
105. Pas'ko V A et al. *Proc. SPIE* **5477** 83 (2004)
106. Basistiy I V et al. *J. Opt. A* **6** S166 (2004)
107. Janicijevic L, Topuzoski S *J. Opt. Soc. Am. A* **25** 2659 (2008)
108. Collier R J, Burckhardt C B, Lin L H *Optical Holography* (New York: Academic Press, 1971)
109. Song L, Lessard R A, Galarneau P J. *Mod. Opt.* **37** 1319 (1990)
110. Degtyarev S A et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **735** 012023 (2016)
111. Khonina S N, Ustinov A V *Appl. Opt.* **58** 8227 (2019)
112. Padgett M et al. *J. Mod. Opt.* **49** 777 (2002)
113. Sola I J et al. *Appl. Phys. B* **91** 115 (2008)
114. Atencia J et al. *Opt. Express* **21** 21056 (2013)
115. Collados M-V et al. *Vortex Dynamics and Optical Vortices* (Croatia: InTechOpen, 2017) Ch. 8
116. Zhao J et al. *Proc. SPIE* **11427** 114271M (2020)
117. Roso L et al. *Appl. Phys. A* **92** 865 (2008)
118. Kotlyar V V, Kovalev A A, Porfirev A P *Appl. Opt.* **56** 4095 (2017)
119. Janicijevic L, Topuzoski S *Proc. Sixth Intern. Conf. Balkan Physical Union* **899** 333 (2007)
120. Moreno I et al. *Opt. Lett.* **34** 2927 (2009)
121. Bekshaev A Y, Orlinska O V *Opt. Commun.* **283** 1244 (2010)
122. Stoyanov L et al. *Opt. Commun.* **350** 301 (2015)
123. Bekshaev A Y, Karamoch A I *Opt. Commun.* **281** 3597 (2008)
124. Bekshaev A Y, Sviridova S V *Opt. Commun.* **283** 4866 (2010)
125. Khonina S N, Ustinov A V *Opt. Commun.* **426** 359 (2018)
126. Bekshaev A Y, Karamoch A I *Opt. Commun.* **281** 1366 (2008)
127. Bekshaev A, Orlinska O, Vasnetsov M *Opt. Commun.* **283** 2006 (2010)
128. Matta S et al. *J. Opt.* **20** 075604 (2018)
129. Xie Z et al. *Photon. Res.* **6** 743 (2018)
130. Miyamoto Y et al. *Proc. SPIE* **3740** 232 (1999)
131. Tudor R et al. *Romanian J. Inform. Sci. Technol.* **17** 389 (2014)
132. Liu Y J et al. *Appl. Phys. Lett.* **92** 101114 (2008)
133. Strohhaber J, Scarborough T D, Uiterwaal C J *Appl. Opt.* **46** 8583 (2007)
134. Li S, Wang Z *Appl. Phys. Lett.* **103** 141110 (2013)
135. Ivanovskyy A A, Basistiy I V, Soskin M S *Semicond. Phys. Quantum Electron. Optoelectron.* **6** 249 (2003)
136. Carpentier A V et al. *Am. J. Phys.* **76** 916 (2008)
137. Kumar D, Das A, Boruah B R *Rev. Sci. Instrum.* **84** 026103 (2013)
138. Neo R et al. *Opt. Express* **22** 9920 (2014)
139. Huang D et al. *Am. J. Phys.* **80** 211 (2012)
140. Liu Y J et al. *Opt. Express* **15** 16645 (2007)
141. Infusino M et al. *Opt. Express* **20** 23138 (2012)
142. Wei B Y et al. *Adv. Mater.* **26** 1590 (2014)
143. Chen P et al. *Photon. Res.* **3** 133 (2015)
144. Ge S J et al. *Opt. Mater. Express* **4** 2535 (2014)
145. Heckenberg N R et al. *Opt. Lett.* **17** 221 (1992)
146. Soskin M S, Polyanskii P V, Arkhelyuk O O *New J. Phys.* **6** 196 (2004)
147. Iizuka K *Elements of Photonics* Vol. 1 (New York: John Wiley and Sons, 2002)
148. Kreis T *Handbook of Holographic Interferometry: Optical and Digital Methods* (New York: Wiley-VCH, 2005)
149. Londono N et al. *Appl. Opt.* **54** 796 (2015)
150. Bock M, Jahns J, Grunwald R *Opt. Lett.* **37** 3804 (2012)
151. Tamburini F et al. *Nat. Phys.* **7** 195 (2011)
152. Wojnowski D et al. *Opt. Lett.* **39** 119 (2014)
153. Ribic R P et al. *Phys. Rev. X* **7** 031036 (2017)

154. Benk M P et al. *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* **14** 013507 (2015)
155. Kozlova E S *Comput. Opt.* **42** 977 (2018)
156. Zheng C et al. *Appl. Opt.* **57** 3802 (2018)
157. Cheng S et al. *IEEE Photon. J.* **11** 4500111 (2019)
158. Gao N et al. *Appl. Phys. Lett.* **98** 151106 (2011)
159. Sabatyan A, Balanoji S T J. *Opt. Soc. Am. A* **33** 1793 (2016)
160. Yu J et al. *Appl. Opt.* **51** 6799 (2012)
161. Wei L et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **30** 233 (2013)
162. Balcytis A et al. *Opt. Express* **24** 16988 (2016)
163. Balcytis A et al. *MATEC Web Conf.* **32** 03002 (2015)
164. Zhang Y, Xie C *Opt. Commun.* **311** 65 (2013)
165. Raghdoost J, Sabatyan A *J. Opt. Soc. Am. B* **34** 608 (2016)
166. Ji Z et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **35** 726 (2018)
167. Zang H-P et al. *Chin. Phys. B* **28** 064201 (2019)
168. Yang J et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **36** 893 (2019)
169. Zang H et al. *Appl. Opt.* **58** 8680 (2019)
170. Liang Y et al. *Opt. Lett.* **42** 2663 (2017)
171. Fernandez R et al. *Polymers* **11** 1920 (2019)
172. Lu Y-M et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **31** 979 (2019)
173. Gao S et al. *Opt. Lett.* **45** 2684 (2020)
174. Anand S *Opt. Commun.* **282** 1335 (2009)
175. Gauthier D et al. *Opt. Lett.* **44** 546 (2019)
176. Liang Y et al. *Opt. Lett.* **44** 935 (2019)
177. Khonina S N et al. *Opt. Commun.* **91** 158 (1992)
178. Kotlyar V V et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **24** 1955 (2007)
179. Kotlyar V V et al. *J. Opt. Technol.* **74** 686 (2007)
180. Curtis J E, Koss B A, Grier D G *Opt. Commun.* **207** 169 (2002)
181. Crabtree K, Davis J A, Moreno I *Appl. Opt.* **43** 1360 (2004)
182. Vyas S, Singh R K, Senthilkumaran P *Opt. Laser Technol.* **42** 878 (2010)
183. Vyas S et al. *Int. J. Opt.* **2012** 249695 (2012)
184. Tao S H et al. *Appl. Phys. Lett.* **89** 031105 (2006)
185. Furlan W D et al. *Opt. Express* **17** 21891 (2009)
186. Calatayud A et al. *Appl. Phys. B* **106** 915 (2012)
187. Mitry M et al. *Appl. Opt.* **51** 4103 (2012)
188. Wu D et al. *Opt. Lett.* **33** 2913 (2008)
189. Arlt J et al. *J. Mod. Opt.* **45** 1231 (1998)
190. Mirhosseini M et al. *Opt. Express* **21** 30204 (2013)
191. Ruffato G, Massari M, Romanato F *Opt. Lett.* **39** 5094 (2014)
192. Huang S, He C, Wang T J. *Opt.* **16** 035402 (2014)
193. Watanabe T et al. *Opt. Eng.* **43** 1136 (2004)
194. Vijayakumar A, Bhattacharya S *Opt. Eng.* **54** 111310 (2015)
195. Chavez-Cerda S et al. *J. Opt. B* **4** S52 (2002)
196. Kotlyar V V, Kovalev A A, Volynov M V *Comput. Opt.* **40** 765 (2016)
197. Kotlyar V V, Kovalev A A, Soifer V A *Comput. Opt.* **39** 299 (2015)
198. Guo C S et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 385 (2005)
199. Kovalev A A, Kotlyar V V *J. Opt. Soc. Am. A* **36** 142 (2019)
200. Kotlyar V V, Kovalev A A, Porfirev A P *Comput. Opt.* **41** 330 (2017)
201. Kotlyar V V et al. *Opt. Lett.* **32** 742 (2007)
202. Kotlyar V V et al. *Appl. Opt.* **47** 6124 (2008)
203. Chen J, Wang G, Xu Q *Opt. Eng.* **50** 024201 (2011)
204. Balanoi S M T, Sabatyan A *J. Opt. Soc. Am. B* **35** 2667 (2018)
205. Ostrovsky A S, Rickenstor-Parrao C, Arrizon V *Opt. Lett.* **38** 534 (2013)
206. Kotlyar V V, Kovalev A A, Porfirev A P *J. Opt. Soc. Am. A* **33** 2376 (2016)
207. Porfirev A, Kuchmizhak A *Appl. Phys. Lett.* **113** 171105 (2018)
208. Kotlyar V V, Kovalev A A, Porfirev A P *Optik* **156** 49 (2018)
209. Kotlyar V V, Kovalev A A, Porfirev A P *Comput. Opt.* **40** 312 (2016)
210. Kovalev A A, Kotlyar V V, Porfirev A P *Phys. Rev. A* **91** 053840 (2015)
211. Kovalev A A, Kotlyar V V, Porfirev A P *Phys. Rev. A* **93** 063858 (2016)
212. Kotlyar V V, Kovalev A A, Porfirev A P *Phys. Rev. A* **95** 053805 (2017)
213. Kotlyar V V, Kovalev A A, Porfirev A P *Accelerating and Vortex Laser Beams* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2019)
214. Аксенов В П и др. *Оптика и спектроскопия* **124** 275 (2018); Akse-nov V P et al. *Opt. Spectrosc.* **124** 273 (2018)
215. Kotlyar V V, Kovalev A A, Porfirev A P *Vortex Laser Beams* (Boca Raton, FL: CRC Press, 2018)
216. Ustinov A V *Comput. Opt.* **41** 617 (2017)
217. Skidanov R V, Ganchevskaya S V *Comput. Opt.* **39** 674 (2015)
218. Khonina S N et al. *J. Mod. Opt.* **39** 1147 (1992)
219. Higgins T V *Laser Focus World* **28** 18 (1992)
220. Bryngdahl O *J. Opt. Soc. Am.* **63** 1098 (1973)
221. Beijersbergen M W et al. *Opt. Commun.* **112** 321 (1994)
222. Moh K J et al. *Appl. Opt.* **45** 1153 (2005)
223. Baghdady J et al. *Opt. Express* **24** 9794 (2016)
224. Kotlyar V V et al. *J. Opt.* **15** 025712 (2013)
225. Kotlyar V V et al. *Opt. Lett.* **31** 1597 (2006)
226. Kotlyar V V et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 849 (2005)
227. Kotlyar V V et al. *Appl. Opt.* **45** 2656 (2006)
228. Miler M et al. *Proc. SPIE* **3573** 461 (1998)
229. Oemrawsingh S R et al. *Appl. Opt.* **43** 688 (2004)
230. Massari M et al. *Appl. Opt.* **54** 4077 (2015)
231. Prasciolu M et al. *Microelectron. Eng.* **86** 1103 (2009)
232. Massari M et al. *Microelectron. Eng.* **88** 2675 (2011)
233. Paul S et al. *Opt. Lett.* **41** 3249 (2016)
234. Brasselet E et al. *Appl. Phys. Lett.* **97** 211108 (2010)
235. Zukauskas A, Malinauskas M, Brasselet E *Appl. Phys. Lett.* **103** 181122 (2013)
236. Lyubopytov V S et al. *Opt. Express* **25** 9634 (2017)
237. Wei H, Amrithanath A K, Krishnaswamy S *IEEE Photon. Technol. Lett.* **31** 599 (2019)
238. Chen J et al. *Chin. Phys. Lett.* **26** 014202 (2009)
239. Li H et al. *Optica* **2** 547 (2015)
240. Rodrigues Ribeiro R S et al. *Proc. SPIE* **9764** 97640Q (2016)
241. Miyamoto K et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 261104 (2014)
242. Miyamoto K et al. *Sci. Rep.* **6** 38880 (2016)
243. Sun J et al. *Sci. Rep.* **4** 4093 (2014)
244. Xin J et al. *Opt. Lett.* **39** 1984 (2014)
245. Campbell G et al. *Appl. Opt.* **51** 873 (2012)
246. Shen Y et al. *J. Opt.* **15** 044005 (2013)
247. Sueda K et al. *Opt. Express* **12** 3548 (2004)
248. Kotlyar V V, Kovalev A A *Opt. Lett.* **33** 189 (2008)
249. Rueda E et al. *Opt. Lett.* **38** 3941 (2013)
250. Berry M V *J. Opt. A* **6** 259 (2004)
251. Lee W M, Yuan X C, Dholakia K *Opt. Commun.* **239** 129 (2004)
252. Rotschild C et al. *Appl. Opt.* **43** 2397 (2004)
253. Leach J, Yao E, Padgett M J *New J. Phys.* **6** 71 (2004)
254. Zhang N et al. *Appl. Opt.* **49** 2456 (2010)
255. Na Y, Ko D-K *Sci. Rep.* **11** 2678 (2021)
256. Khonina S N, Porfirev A P, Ustinov A V *J. Opt.* **17** 125607 (2015)
257. Moh X C et al. *Appl. Phys. Lett.* **88** 091103 (2006)
258. Swartzlander Jr. G A *Opt. Lett.* **31** 2042 (2006)
259. Xie Q, Zhao D *Opt. Commun.* **281** 7 (2008)
260. Yuan X C et al. *Opt. Express* **16** 13599 (2008)
261. Wang Q et al. *Opt. Express* **13** 10285 (2005)
262. Algorri J F et al. *IEEE Electron Device Lett.* **35** 856 (2014)
263. Bernet S, Ritsch-Marte M *Appl. Opt.* **47** 3722 (2008)
264. Harm W et al. *Opt. Express* **23** 413 (2015)
265. Khonina S N et al. *Opt. Express* **28** 18407 (2020)
266. Gai D P, Senthilkumaran P, Sirohi R S *Appl. Opt.* **47** 1378 (2008)
267. Gai D P *Appl. Opt.* **50** 1374 (2011)
268. Tyson R K, Scipioni M, Viegas J *Appl. Opt.* **47** 6300 (2008)
269. Ament C et al. *Appl. Opt.* **53** 3355 (2014)
270. Li H et al., in *Proc. of the Conf. on Lasers and Electro-Optics-2015, CLEO 2015*
271. Knoner G et al. *Opt. Express* **15** 5521 (2007)
272. Zhang L et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **35** 1599 (2018)
273. Lin Y-Y et al. *J. Opt.* **20** 075203 (2018)
274. King T A et al. *Opt. Commun.* **187** 407 (2001)
275. Воляр А В, Фадеева Т А, Егоров Ю А *Письма в ЖТФ* **28** (22) 70 (2002); Volyar A V, Fadeeva T A, Egorov Yu A *Tech. Phys. Lett.* **28** 958 (2002)
276. Воляр А В, Фадеева Т А *Оптика и спектроскопия* **94** 264 (2003); Volyar A V, Fadeeva T A *Opt. Spectrosc.* **94** 235 (2003)
277. Ciattoni A, Cincotti G, Palma C J. *Opt. Soc. Am. A* **20** 163 (2003)
278. Воляр А В, Фадеева Т А *Оптика и спектроскопия* **101** 477 (2006); Volyar A V, Fadeeva T A *Opt. Spectrosc.* **101** 450 (2006)
279. Brasselet E *Opt. Lett.* **34** 1021 (2009)
280. Khonina S N, Kharitonov S I *J. Mod. Opt.* **62** 125 (2014)
281. Fadeyeva T A, Volyar A V *J. Opt. Soc. Am. A* **27** 381 (2010)
282. Khonina S N, Morozov A A, Karpov S V *Laser Phys.* **24** 056101 (2014)
283. Khonina S N et al. *Phys. Lett. A* **381** 2444 (2017)
284. Fadeyeva T et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **25** 1634 (2008)
285. Fadeyeva T A, Rubass A F, Volyar A V *Phys. Rev. A* **79** 053815 (2009)
286. Fadeyeva T A et al. *Opt. Express* **18** 10848 (2010)
287. Fadeyeva T A et al. *J. Opt.* **15** 044020 (2013)
288. Shvedov V G et al. *Opt. Lett.* **35** 2660 (2010)
289. Berry M V, Klein S *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **93** 2614 (1996)
290. Berry M V *New J. Phys.* **4** 66 (2002)
291. Berry M V *New J. Phys.* **4** 74 (2002)
292. Egorov Y A, Fadeyeva T A, Volyar A V *J. Opt. A* **6** S217 (2004)
293. Воляр А В и др. *Письма в ЖТФ* **30** (16) 82 (2004); Volyar A V et al. *Tech. Phys. Lett.* **30** 701 (2004)
294. Fallet C, Sirat G Y *Opt. Lett.* **41** 769 (2016)
295. Bomzon Z, Kleiner V, Hasman E *Opt. Lett.* **26** 1424 (2001)
296. Bomzon Z et al. *Opt. Lett.* **27** 1141 (2002)

297. Biener G et al. *Opt. Lett.* **27** 1875 (2002)
298. Levy U et al. *Opt. Lett.* **30** 2089 (2005)
299. Hasman E et al. *Appl. Phys. Lett.* **82** 328 (2003)
300. Niv A et al. *Opt. Commun.* **2515** 306 (2005)
301. Niv A et al. *Opt. Lett.* **30** 2933 (2005)
302. Niv A et al. *Opt. Express* **14** 4208 (2006)
303. Wang X et al. *Appl. Phys. Lett.* **110** 181101 (2017)
304. Hua J-G et al. *Appl. Surf. Sci.* **475** 660 (2019)
305. Marrucci L, Manzo C, Paparo D *Appl. Phys. Lett.* **88** 221102 (2006)
306. Marrucci L, Manzo C, Paparo D *Phys. Rev. Lett.* **96** 163905 (2006)
307. Marrucci L *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **488** 148 (2008)
308. Karimi E et al. *Opt. Lett.* **34** 1225 (2009)
309. Varghese S et al. *Appl. Phys. Lett.* **85** 230 (2004)
310. Chen J et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 1990 (1995)
311. Schadt M, Seiberle H, Schuster A *Nature* **381** 212 (1996)
312. Aizawa M et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **36** D47 (2019)
313. Karimi E et al. *Appl. Phys. Lett.* **94** 231124 (2009)
314. Piccirillo B et al. *Appl. Phys. Lett.* **97** 241104 (2010)
315. Slussarenko S et al. *Opt. Express* **19** 4085 (2011)
316. Kravets N et al. *Appl. Phys. Lett.* **114** 061101 (2019)
317. Radhakrishna B, Kadiri G, Radhavan G *Sci. Rep.* **9** 11911 (2019)
318. Zheng S et al. *Opt. Express* **27** 16103 (2019)
319. Liu Y et al. *Opt. Express* **27** 36903 (2019)
320. Marrucci L *J. Nanophoton.* **7** 078598 (2013)
321. Cardano F et al. *Appl. Opt.* **51** C1 (2012)
322. Cardano F, Marrucci L *Nat. Photon.* **9** 776 (2015)
323. Yan L et al. *Optica* **2** 900 (2015)
324. Davis J A et al. *Appl. Opt.* **54** 9583 (2015)
325. Nivas J J et al. *Opt. Lett.* **40** 4611 (2015)
326. Rahimian M G et al. *APL Photon.* **2** 086104 (2017)
327. Naidoo D et al. *Nat. Photon.* **10** 327 (2016)
328. Rubano A et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **36** D70 (2019)
329. Vergaga M, Iemmi C *Phys. Rev. A* **100** 053812 (2019)
330. Taylor R, Hnatovsky C, Simova E *Laser Photon. Rev.* **2** 26 (2008)
331. Sun H-B et al. *J. Phys. Chem. B* **104** 3450 (2000)
332. Davis K et al. *Opt. Lett.* **21** 1729 (1996)
333. Glezer E, Mazur E *Appl. Phys. Lett.* **71** 18 (1997)
334. Kazansky P et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 2199 (1999)
335. Shimotsuma Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 247405 (2003)
336. Bhardwaj V et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 057404 (2006)
337. Beresna B et al. *Appl. Phys. Lett.* **98** 201101 (2011)
338. Beresna B, Gecevicius M, Kazansky P *Opt. Mater. Express* **1** 783 (2011)
339. Huang B et al. *Opt. Express* **25** 30 (2017)
340. Wortmann D et al. *Opt. Express* **16** 1517 (2008)
341. Shimotsuma Y et al. *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** 4735 (2005)
342. Shimotsuma Y et al. *Mod. Phys. Lett. B* **19** 225 (2005)
343. Lancry M et al. *Opt. Mater. Express* **1** 711 (2011)
344. Richter S et al. *Opt. Mater. Express* **3** 1161 (2013)
345. Richter S et al. *Opt. Mater. Express* **5** 1834 (2015)
346. Zimmermann F et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 211107 (2014)
347. Fedotov S S et al. *Appl. Phys. Lett.* **108** 071905 (2016)
348. Drevinskas R, Kazansky P G *APL Photon.* **2** 066104 (2017)
349. Gecevicius M et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **35** 190 (2018)
350. Hernandez-Garcia C et al. *Optica* **4** 520 (2017)
351. Gegevilis M et al. *Appl. Phys. Lett.* **104** 231110 (2014)
352. Brasselet E et al. *Phys. Rev. Lett.* **103** 103903 (2009)
353. Brasselet E, Loussett C *Opt. Lett.* **36** 719 (2011)
354. Brasselet E *Phys. Rev. Lett.* **108** 087801 (2012)
355. Loussett C, Delabre U, Brasselet E *Phys. Rev. Lett.* **111** 037802 (2013)
356. Barboza R et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 093902 (2013)
357. Brasselet E *Phys. Rev. Lett.* **121** 033901 (2018)
358. Kravets N, Brasselet E *J. Opt.* **22** 034001 (2020)
359. Barboza R et al. *Adv. Opt. Photon.* **7** 635683 (2015)
360. Oldenbourg R *Biophys. J.* **60** 629 (1991)
361. Beresna M et al. *Opt. Express* **19** 18989 (2011)
362. Daly M, Sergides M, Chormaic S *Laser Photon. Rev.* **9** 309 (2015)
363. Gao D et al. *Light Sci Appl.* **6** e17039 (2017)
364. Conteduca V et al. *Appl. Spectrosc.* **71** 367 (2017)
365. Raether H *Surface Plasmons* (Berlin: Springer, 1988)
366. Homola J, Yee S, Gauglitz G *Sensors Actuat. B* **54** 3 (1999)
367. Barnes W, Dereux A, Ebbesen T *Nature* **424** 824 (2003)
368. Kneipp K et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 1667 (1997)
369. Kazanskiy N L et al. *Comput. Opt.* **44** 295 (2020)
370. Gorodetski Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 043903 (2008)
371. Kim H et al. *Nano Lett.* **10** 529 (2010)
372. Zhou H et al. *IEEE Photon. J.* **7** 4801007 (2015)
373. Chen W et al. *Nano Lett.* **10** 2075 (2010)
374. Tsai W Y, Huang J S, Huang C B *Nano Lett.* **14** 547 (2014)
375. Ku C T, Lin H N, Huang C B *Appl. Phys. Lett.* **106** 053112 (2015)
376. Wang Y et al. *Sci. Rep.* **6** 36269 (2016)
377. Huang F et al. *Plasmonics* **12** 751 (2017)
378. Zhang Q et al. *J. Nanophoton.* **12** 1 (2018)
379. Gorodetski Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 203906 (2013)
380. Garoli D et al. *Sci. Rep.* **6** 29547 (2016)
381. Garoli D et al. *Nano Lett.* **16** 6636 (2016)
382. Maccaferri N et al. *Appl. Phys. Lett.* **111** 201104 (2017)
383. David A, Gjonaj B, Bartal G *Phys. Rev. B* **93** 121302 (2016)
384. Ku C D et al. *IEEE Photon. J.* **5** 4800409 (2013)
385. Ostrovsky E E et al. *Optica* **5** 283 (2018)
386. Khoo E H, Ahmed I, Li E P *Appl. Phys. Lett.* **102** 131104 (2013)
387. Spektor G et al. *Science* **355** 1187 (2017)
388. Aieta F et al. *Nano Lett.* **12** 4932 (2012)
389. Zheng G et al. *Nat. Nanotechnol.* **10** 308 (2015)
390. Huang L et al. *Nat. Commun.* **4** 2808 (2013)
391. Yu N et al. *Nano Lett.* **12** 6328 (2012)
392. Yu N et al. *Science* **334** 333 (2011)
393. Yu N, Capasso F *Nat. Mater.* **13** 139 (2014)
394. Meinzner N, Barnes W, Hooper I *Nat. Photon.* **8** 889 (2014)
395. Khorasaninejad M, Capasso F *Science* **358** eaam8100 (2017)
396. Genevet P et al. *Optica* **12** 139 (2017)
397. Ni X et al. *Science* **335** 427 (2011)
398. Genevet P et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 013101 (2012)
399. Karimi E et al. *Light Sci. Appl.* **3** E167 (2014)
400. Huang L et al. *Nano Lett.* **12** 5750 (2012)
401. Bouchard F et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 101905 (2014)
402. Liu L et al. *Adv. Mater.* **26** 5031 (2014)
403. Zeng J et al. *Nano Lett.* **16** 3101 (2016)
404. Chen S et al. *Laser Photon. Rev.* **10** 322 (2016)
405. Mehmood M et al. *Adv. Mater.* **28** 2533 (2016)
406. Sun J et al. *Nano Lett.* **14** 2726 (2014)
407. Guo Y et al. *ACS Photon.* **3** 2022 (2016)
408. Pors A et al. *Nano Lett.* **3** 829 (2013)
409. Hakobyan D et al. *Adv. Opt. Mater.* **4** 306 (2015)
410. Chen W et al. *Nano Lett.* **14** 225 (2014)
411. Lin D et al. *Science* **345** 298302 (2014)
412. Arbabi A et al. *Nat. Nanotechnol.* **10** 937943 (2015)
413. Shalaev M et al. *Nano Lett.* **15** 6261 (2015)
414. Glybovski S et al. *Phys. Rep.* **634** 1 (2016)
415. Decker M et al. *Adv. Opt. Mater.* **3** 813 (2015)
416. Pfeiffer C, Grbic A *Phys. Rev. Lett.* **110** 197401 (2013)
417. Dharmavarapu R et al. *Opt. Express* **28** 3505 (2020)
418. Devlin R et al. *Opt. Express* **25** 377 (2017)
419. Xie Y-Y et al. *Nat. Nanotechnol.* **15** 125 (2020)
420. Devlin R C et al. *Science* **358** 896 (2017)
421. Wang S et al. *J. Phys. D* **52** 324002 (2019)
422. Sroor H et al. *Nat. Photon.* **14** 498 (2020)
423. Nape I et al. *APL Photon.* **5** 070802 (2020)
424. Huang Y-W *Opt. Express* **27** 7469 (2019)
425. Zhou H et al. *Appl. Phys. B* **124** 42 (2019)
426. Seniutinas G et al. *Nanophotonics* **6** 923 (2017)
427. Wang X et al. *Phys. Rev. Appl.* **8** 044016 (2017)
428. Zhu X et al. *Nat. Nanotechnol.* **11** 325 (2016)
429. Zhu X et al. *Sci. Adv.* **3** e1602487 (2017)
430. Zograf G et al. *Nano Lett.* **17** 2945 (2017)
431. Ma R-M, Oulton R F *Nat. Nanotechnol.* **14** 12 (2019)
432. Jiang Y, Cao Y, Feng X *J. Phys. D* **53** 303002 (2020)
433. Chen Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **127** 153601 (2020)
434. Liu J et al. *Light Sci. Appl.* **7** 17148 (2018)
435. Yu Y F et al. *Opt. Express* **18** 21651 (2010)
436. Doerr C R, Buhl L L *Opt. Lett.* **36** 1209 (2011)
437. Fontaine N K, Doerr C R, Buhl L, OSA Tech. Digest, Optical Society of America OTu11.2 (2012)
438. Cai X et al. *Science* **338** 363 (2012)
439. Cai X L, Chen Y J, Yu S Y *Sci. China B* **56** 579 (2013)
440. Zhu J et al. *Opt. Lett.* **38** 1343 (2013)
441. Li H et al., in *Progress in Electromagnetic Research Symp. (PIERS)* (2016)
442. Cognee K G et al. *ACS Photon.* **7** 3049 (2020)
443. Li S et al. *Opt. Lett.* **43** 1319 (2018)
444. Xiao Q et al. *Opt. Express* **24** 3168 (2016)
445. Wang Y et al. *Sci. Rep.* **5** 10958 (2015)
446. Schulz S et al. *Opt. Express* **21** 16130 (2013)
447. Zhang D et al. *IEEE Photon. J.* **5** 2201206 (2013)
448. Mochizuki S et al. *Appl. Phys. Express* **7** 022502 (2014)
449. Guan B et al. *Opt. Express* **22** 145 (2014)
450. Zhang D et al. *IEEE Photon. J.* **6** 2200710 (2014)

451. Miao P et al. *Science* **353** 464 (2016)
452. Zhang J et al. *Nat. Commun.* **9** 2652 (2018)
453. Zhang Z et al. *Science* **368** 760 (2020)
454. Zhang Z et al. *Light Sci. Appl.* **9** 179 (2020)
455. Hayenga W E et al. *ACS Photon.* **6** 1895 (2019)
456. Zambon N C et al. *Nat. Photon.* **13** 283 (2019)
457. Mock A, Sounas D, Alu A *Phys. Rev. Lett.* **121** 103901 (2018)
458. Xie Z et al. *Light Sci. Appl.* **7** 18001 (2018)
459. Stellinga D et al. *ACS Nano* **12** 2389 (2018)
460. Qian H, Markman B D, Giebink N C *Appl. Phys. Rev.* **103** 161110 (2013)
461. Kuehne A C, Gather M C *Chem. Rev.* **116** 12823 (2016)
462. Sun W et al. *Nat. Commun.* **11** 4862 (2020)
463. Kodigala A et al. *Nature* **541** 196 (2017)
464. Huang C et al. *Science* **367** 1017 (2020)
465. Wang B et al. *Nat. Photon.* **14** 623 (2020)
466. Yin X, Peng C *Photon. Res.* **8** B25 (2020)
467. Williams W D et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 153603 (2013)
468. Andrews D L et al. *Proc. SPIE* **8813** 88130Y (2013)
469. Ford J S, Bradshaw D S, Andrew D L *J. Phys. Chem. C* **117** 12393 (2013)
470. Williams W D et al. *Phys. Rev. A* **89** 033837 (2014)
471. Williams W D, Bradshaw D S, Andrews D L *Proc. SPIE* **9126** 91260F (2014)
472. Coles M M et al. *Laser Photon. Rev.* **7** 1088 (2013)
473. Bliokh K et al. *Nat. Photon.* **9** 796 (2015)
474. Aiello A et al. *Nat. Photon.* **9** 789 (2015)
475. Toyoda K et al. *Nano Lett.* **12** 3645 (2012)
476. Toyoda K et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 143603 (2013)
477. Syubaev S et al. *Opt. Express* **25** 10214 (2017)
478. Syubaev S et al. *Appl. Surf. Sci.* **470** 526 (2019)
479. Takahashi F et al. *Sci. Rep.* **6** 21738 (2016)
480. Takahashi F et al. *Phys. Status Solidi A* **213** 1063 (2015)
481. Syubaev S et al. *Opt. Lett.* **45** 3050 (2020)
482. Ambrosio A et al. *Nat. Commun.* **3** 989 (2013)
483. Marrucci L, Ambrosio A, Maddalena P *Phys. Rev. Lett.* **110** 989 (2013)
484. Watabe M et al. *Sci. Rep.* **4** 4281 (2014)
485. Syubaev S et al. *Opt. Lett.* **42** 5022 (2017)
486. Hnatovsky C et al. *Opt. Lett.* **30** 1867 (2005)
487. Ni J et al. *Light Sci. Appl.* **6** e17011 (2017)
488. Ni J et al. *Adv. Func. Mater.* **27** 1701939 (2017)
489. Rektyt S et al. *Adv. Opt. Mater.* **4** 1209 (2016)
490. Buividas R, Mikutis M, Juodkazis S *Prog. Quantum Electron.* **38** 119 (2014)
491. Nivas J et al. *Sci. Rep.* **5** 17929 (2015)
492. Skoulas E et al. *Sci. Rep.* **7** 45114 (2017)
493. Wang L et al. *Light Sci. Appl.* **6** e17112 (2017)
494. Fujita H, Sato M *Phys. Rev. B* **95** 054421 (2017)
495. Fujita H, Sato M *Phys. Rev. B* **96** 060407(R) (2017)
496. Giannini V et al. *Chem. Rev.* **111** 3888 (2011)
497. Kuznetsov A et al. *Nat. Photon.* **354** aag2472 (2016)
498. Wei L et al. *Optica* **5** 4922 (2016)
499. Xi Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 113903 (2016)
500. Kerber R et al. *ACS Photon.* **4** 891 (2017)
501. Zambrana-Puyalto X, Vidal X, MolinaTerriza G *Nat. Commun.* **5** 4922 (2017)
502. Ren X et al. *Science* **4** 891 (2016)
503. Wei D et al. *ACS Photon.* **4** 996 (2017)
504. Kauranen M, Zayats A *Nat. Photon.* **6** 737 (2012)
505. Makarov S et al. *Laser Photon. Rev.* **11** 1700108 (2017)
506. Syubaev S A et al. *Sci. Rep.* **9** 19750 (2019)
507. Melik-Gaykazyan E et al. *ACS Photon.* **5** 728 (2017)
508. Kroychuk M K et al. *Nano Lett.* **20** 3471 (2020)

Phase singularities and optical vortices in photonics

A.P. Porfirev^{(1,2,*), A.A. Kuchmizhak^(3,4,**), S.O. Gurbatov^(3,5), S. Juodkazis^(6,7), S.N. Khonina^(1,2), Yu.N. Kulchin^(3,5)}

⁽¹⁾ Image Processing Systems Institute—Branch of the Federal Scientific Research Centre

“Crystallography and Photonics” of the Russian Academy of Sciences,
ul. Molodogvardeiskaya 151, 443001 Samara, Russian Federation

⁽²⁾ Samara National Research University, Moskovskoe shosse 34, 443086 Samara, Russian Federation

⁽³⁾ Institute of Automation and Control Processes, Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences,
ul. Radio 5, 690041 Vladivostok, Russian Federation

⁽⁴⁾ Far Eastern Federal University, Ajax 10, Russky island, 690922 Vladivostok, Russian Federation

⁽⁵⁾ Pacific Quantum Center, Far Eastern Federal University, Ajax 10, Russky island, 690922 Vladivostok, Russian Federation

⁽⁶⁾ Swinburne University of Technology, John st., Hawthorn 3122, Victoria, Australia

⁽⁷⁾ Melbourne Centre for Nanofabrication, ANFF, 151 Wellington Road, Clayton, VIC 3168, Australia

E-mail: ^(*)porfirev.alexey@gmail.com, ^(**)alex.iacp.dvo@mail.ru

Since the second half of the 20th century, ideas to develop methods for the formation of optical vortices (OVs) or OV beams — regions of circular motion of energy flow in an electromagnetic wave around so-called phase singularity points — have become widespread. Such optical beams are unique because of the special spiral shape of the wave front, endowing them with orbital angular momentum (OAM) that can be transferred to matter and cause rotation of nano- and micro-objects. Presently, OV beams are actively used to solve both applied and fundamental problems in optics and photonics. We systematically discuss the development stages and the main advantages and disadvantages of methods for the formation of OV beams, from the appearance of phase singularities in light scattering in inhomogeneous media to the latest developments in vortex microlasers for controlled generation of light fields with a predefined OAM on nano- and micro-scales.

Keywords: singular optics, optical vortices, topological charge, spiral phase plate, spin-orbit interaction, fork-shaped holograms, metasurfaces, integrated optical elements, laser nanofabrication

PACS numbers: **07.60.−j, 42.62.−b, 42.70.−a, 42.79.−e, 42.82.−m, 78.20.Fm**

Bibliography — 508 references

Received 17 May 2021, revised 19 July 2021

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **192** (8) 841–866 (2022)

Physics – Uspekhi **65** (8) (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.07.039028>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.07.039028>