

Численное моделирование спекл-структуры, образованной излучением оптических вихрей многомодового волоконного световода

Д.В.Кизеветтер

Рассмотрено формирование оптических вихрей в волоконных световодах. Смоделированы спекл-структуры световодов, образованные интерференцией излучения волноводных мод и оптических вихрей. Определены пространственные статистические характеристики полученных спекл-структур. Показано, что спекл-структуры, сформированные излучением оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения, имеют характерные азимутальные угловые размеры пятен, существенно большие аксиальных, а спекл-структуры, сформированные вихрями с различными направлениями вращения, практически не отличаются от спеклов, возникающих при интерференции излучения обычных волноводных мод. Предложена методика, позволяющая отличить спекл-структуры, сформированные оптическими вихрями с одинаковыми направлениями вращения, от спекл-структур, образованных обычными волноводными модами с преимущественным возбуждением мод со сравнительно малыми азимутальными индексами. Проведено сравнение с экспериментальными данными.

Ключевые слова: волоконный световод, спекл-структура, оптический вихрь.

1. Введение

Известно, что в волоконных световодах (ВС) могут возникать и распространяться волны с вращающимися волновыми фронтами – оптические вихри [1–5], специфические свойства которых представляют интерес для создания принципиально новых технических устройств и технологий [6]. Одним из направлений использования оптических вихрей является оптическая диагностика винтообразных внутренних напряжений и неоднородностей оптических материалов, наноструктур и биологических объектов, основанная на зависимости параметров распространения волны от параметров вращения волнового фронта. Теоретически ВС могут служить источником оптических вихрей с заданными параметрами [7, 8]. Однако в реальных ВС получить одиночный оптический вихрь достаточно сложно вследствие дефектов световода [9]. В многомодовых световодах выходящее излучение представляет собой результат интерференции большого числа волноводных мод и оптических вихрей. Как будет показано далее, одним из методов выявления и оценки параметров группы оптических вихрей является определение параметров спекл-структур (СПС) выходящего из ВС излучения. Влияние оптических вихрей на СПС излучения многомодовых световодов ранее подробно не исследовалось, в частности, из-за сложности создания оптических вихрей с заданными параметрами. Наиболее доступным способом всестороннего исследования свойств спекл-структур ВС, формируемых излучением оптических вихрей, является численное моделирование, на ос-

нове которого были определены основные закономерности, описанные ниже.

2. Метод численного моделирования

Основная проблема при численном моделировании с использованием преобразования Фурье – высокая трудоемкость вычислений. Если число волноводных мод, распространяющихся в ВС, велико ($10^3 – 10^6$), то решение многих задач на персональном компьютере становится невыполнимым. В настоящей работе применен метод численного моделирования, основанный на использовании асимптотических выражений для собственных чисел и напряженностей полей излучения отдельных волноводных мод [10, 11]. Такой подход позволяет избежать численного интегрирования и уменьшает время расчетов в миллионы раз.

Для моделирования пространственных распределений интенсивности проводилось суммирование полей излучения всех волноводных мод со случайными фазами и заданными весовыми коэффициентами $\alpha_{ls}^{(m)}$:

$$E(r, \varphi) = \sum_m \sum_l \sum_s \alpha_{ls}^{(m)} E_{ls}^{(m)}(r, \varphi), \quad (1)$$

где l and s – азимутальный and радиальный индексы моды; $m = HE_{ls}, EH_{ls}, TE_{0s}, TM_{0s}$ – тип моды; $E_{ls}^{(m)}$ – вектор электрической напряженности моды типа m с индексами l and s , распространяющейся вдоль оси z ; r, φ – координаты цилиндрической системы. Для расчетов использовались асимптотические формулы для собственных чисел, полученные путем аппроксимации части характеристического уравнения вблизи нулей производных функций Бесселя $J_l'(z)$ [12]. Однако для увеличения точности расчетов отношение функций $J_l'(z)/J_l(z)$ аппроксимировалось тангенциальной зависимостью [10], а нули производной $J_l'(z)$ были заданы в виде

Д.В.Кизеветтер. Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия, 195251 С.-Петербург, Политехническая ул., 29; e-mail: Kieseletter@mailbox.alkor.ru

Поступила в редакцию 20 марта 2007 г., после доработки – 26 июня 2007 г.

массива данных. Для x -, y - and z -проекций $E_{ls}^{(m)}$ в дальней зоне дифракции (ДЗД) [11] использовались функциональные зависимости вида $[\sin(\chi - u_{ls}^{(m)})](\chi - u_{ls}^{(m)})^{-1}$, где $\chi = r_0 k_0 \sin \theta$ – нормированный аксиальный угол; $u_{ls}^{(m)}$ – собственное число волноводной моды; θ – угол, отсчитываемый относительно оси z ; r_0 – радиус сердцевины ВС; $k_0 = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны излучения. Эти зависимости также являлись асимптотическим представлением известных решений [13, 14]. Для цилиндрических световодов выражения для проекций векторов напряженностей электрического and магнитного полей можно представить в виде произведения радиальной ($R_{ls}(r)$) and азимутальной ($\phi(\varphi)$) функций, а азимутальную функцию – в виде

$$\phi(\varphi) = a_c \cos(l\varphi) + a_s \sin(l\varphi), \quad (2)$$

где a_c , a_s – действительные коэффициенты, для которых выполняется условие $a_c^2 + a_s^2 = 1$. Однако функция $\phi(\varphi)$ вида

$$\phi(\varphi) = \exp(\mp il\varphi) \quad (3)$$

также удовлетворяет волновому уравнению для волн в ВС. Принципиальное отличие функции (2) от (3) заключается в том, что первая описывает волну с азимутально-однородной фазой, т. е. классическую волноводную моду (далее – обычную моду), а вторая соответствует полю с вращающимся волновым фронтом – оптическому вихрю [2, 15]. Были рассмотрены различные случаи возбуждения волноводных мод, однако наиболее показательным является случай их равномерного возбуждения, легко реализуемый на практике [16]. Для моделирования такого распределения коэффициенты $\alpha_{ls}^{(m)}$ задавались в виде [11] $\alpha_{ls}^{(m)} \propto 1/(\theta_{ls}^{(m)})^{1/2}$, где

$$\theta_{ls}^{(m)} = \arcsin \frac{u_{ls}^{(m)}}{r_0 k_0}$$

– угол выхода из ВС излучения моды с индексами m , l , s , отсчитываемый относительно положительного направления оси z . Это позволяло получать как для обычных волноводных мод, так and для оптических вихрей равномерное распределение интенсивности в ДЗД в пределах апертурного угла при усреднении по фазам интерферирующих волн.

3. Формирование оптических вихрей в волоконных световодах

Различные условия возникновения and эволюции оптических вихрей в ВС рассмотрены, например, в работах [1–5, 7, 9]. Представленный ниже формальный подход к описанию оптических вихрей в ВС с помощью выражения (2), состоящего из двух слагаемых, позволяет обобщить условия возникновения вихрей в ВС с малой анизотропией показателя преломления для произвольных азимутальных индексов.

Следуя работе [17], представим проекции напряженностей поперечных полей E_1 and E_2 двух волноводных мод EH_{l-1s} and HE_{l+1s} в сердцевине ВС, образующих линейно поляризованные модовые группы, в виде

$$E_{1x} = A_{E_1} R_{ls}(r) \cos(l\varphi), \quad E_{2x} = -A_{E_2} R_{ls}(r) \cos(l\varphi), \quad (4)$$

$$E_{1y} = A_{E_1} R_{ls}(r) \sin(l\varphi), \quad E_{2y} = A_{E_2} R_{ls}(r) \sin(l\varphi), \quad (5)$$

where

$$R_{ls}(r) = i \frac{\beta r_0}{u_{ls}^{(m)}} J_l \left(\frac{u_{ls}^{(m)} r}{r_0} \right)$$

– радиальная функция для ВС со ступенчатым профилем показателя преломления (ППП); A_{E_1} and A_{E_2} – амплитуды волн; β – постоянная распространения. Следует отметить, что выражения (4) and (5) справедливы and для ВС с параболическим ППП, однако зависимость $R_{ls}(r)$ в этом случае будет иной [18, 19]. Поворотом системы координат на азимутальный угол $\pi/2$ (E_1 переходит в E_3 , а E_2 to E_4) можно получить решения характеристического уравнения с тригонометрическими функциями, ортогональными функциям в (4), (5):

$$E_{3x} = -A_{E_1} R_{ls}(r) \sin(l\varphi), \quad E_{4x} = A_{E_2} R_{ls}(r) \sin(l\varphi), \quad (6)$$

$$E_{3y} = A_{E_1} R_{ls}(r) \cos(l\varphi), \quad E_{4y} = A_{E_2} R_{ls}(r) \cos(l\varphi). \quad (7)$$

В выражения для полей мод EH_{l-1s} and HE_{l+1s} входят схожие зависимости $R_{ls}(r)$. В связи с тем, что для данной задачи радиальная функция интереса не представляет, далее радиальные функции $R_{ls}(r)$ рассматриваться не будут. Соотношения, представленные ниже, справедливы для любого r в пределах сердцевины ВС. Соответственно для проекций сумм $E_{12} = E_1 + E_2$ for $A_{E_1} = -A_{E_2} \equiv A$ and $E_{34} = E_3 + E_4$ for $A_{E_3} = A_{E_4} \equiv A$ имеем

$$E_{12x} \propto 2A \cos(l\varphi), \quad E_{12y} = 0, \quad (8)$$

$$E_{34x} = 0, \quad E_{34y} \propto 2A \cos(l\varphi). \quad (9)$$

Будем считать, что в ВС существует участок длиной z_d с наведенным двулучепреломлением, на котором между волнами с различными направлениями поляризации возникает разность осевых постоянных распространения $\Delta\beta$. Если

$$\Delta\beta z_d = \pi/2 + \pi n, \quad (10)$$

где n – целое число, то при равенстве амплитуд x - and y -проекций напряженностей суммарное поле будет иметь круговую поляризацию. Пусть разность фаз между линейно поляризованными модами $\Delta\psi = \pi/2$. Тогда с учетом возникшей разности фаз and принятых амплитудных коэффициентов, можно записать

$$E_{1x} \propto A \cos(l\varphi), \quad E_{2x} \propto A \cos(l\varphi), \quad (11)$$

$$E_{3x} \propto -iA \sin(l\varphi), \quad E_{4x} \propto A \sin(l\varphi),$$

$$E_{1y} \propto A \sin(l\varphi), \quad E_{2y} \propto -A \sin(l\varphi), \quad (12)$$

$$E_{3y} \propto iA \cos(l\varphi), \quad E_{4y} \propto iA \cos(l\varphi).$$

Соответственно для проекций сумм $E_{13} = E_1 + E_3$ and $E_{24} = E_2 + E_4$ получаем

$$E_{13x} \propto A[\cos(l\varphi) - i \sin(l\varphi)] = A \exp(-il\varphi),$$

$$E_{13y} \propto A[\sin(l\varphi) + i \cos(l\varphi)] = -A \exp(-il\varphi + i\pi/2),$$

$$E_{24x} \propto A[\cos(l\varphi) + i \sin(l\varphi)] = A \exp(il\varphi),$$

$$E_{24y} \propto A[-\sin(l\varphi) + i \cos(l\varphi)] = -A \exp(il\varphi + i\pi/2).$$

Таким образом, после прохождения двулучепреломляющего участка ВС две линейно поляризованные модовые группы создают два оптических вихря с различными направлениями вращения. Сумма E_{13} соответствует вихрю, сформированному двумя модами $EH_{l-1,s}$, а сумма E_{24} – вихрю, сформированному двумя модами $HE_{l+1,s}$. При неточном выполнении фазового условия (10) результирующее поле представляет собой сумму полей обычных волноводных мод and двух оптических вихрей. В связи с тем, что волноводные моды, образующие линейно поляризованные модовые группы, в общем случае имеют различные постоянные β , при дальнейшем распространении по световоду между полями двух оптических вихрей возникают поляризационные биения. Указанный участок ВС с наведенным двулучепреломлением, следуя существующей терминологии, можно считать точкой дислокации.

В реальных случаях участки с двулучепреломлением влияют сразу на большое число модовых групп, для каждой из которых разность фаз $\Delta\psi$ в общем случае будет различной. Число точек дислокации в световоде может быть довольно большим. Поэтому можно предположить, что СПС излучения большинства реальных многомодовых ВС формируется в результате интерференции обычных волноводных мод and оптических вихрей с различными направлениями вращения.

Следует отметить, что представление поля оптического вихря в виде суммы полей двух волноводных мод носит формальный характер, поскольку функции с азимутальной зависимостью вида $\exp(\pm il\varphi)$, так же как and с синусоидальной and косинусоидальной зависимостями, являются решениями волнового уравнения для диэлектрического цилиндрического световода. Поэтому справедливо and обратное представление – представление поля волноводной моды с азимутально-однородной фазой (обычной моды) в виде суммы полей двух оптических вихрей с противоположными направлениями вращения.

Если на входе в световод созданы оптические вихри с одинаковыми направлениями вращения, то в результате энергообмена между модами в процессе распространения излучения возникает широкий спектр волноводных мод and оптических вихрей. В связи с этим при рассмотрении СПС излучения ВС необходимо учесть различные

случаи интерференции распространяющихся волн.

4. Результаты расчетов

Были смоделированы and визуализированы пространственные распределения интенсивности излучения в ДЗД волоконных световодов со ступенчатым ППП and различными диаметрами сердцевин d_0 . Примеры полученных зависимостей интенсивности $I(x, y)$ на длине волны $\lambda = 0.6328$ мкм для ВС с $r_0 = 25$ мкм and числовой апертурой $NA = 0.15$ при условии равномерного возбуждения обычных мод and оптических вихрей приведены на рис.1. Исходя из полученных пространственных распределений были определены статистические характеристики СПС выходящего излучения – пространственная автокорреляционная функция (АКФ) в декартовой and цилиндрической системах координат and плотность вероятности распределения интенсивности $p(I)$. Результаты расчетов показали, что полученная функция $p(I)$ как для обычных мод, так and для оптических вихрей представляет собой отрицательную экспоненциальную зависимость and соответствует известным теоретическим представлениям для СПС оптически неоднородных поверхностей [20]. Визуально СПС, образованные оптическими вихрями световода, имеют сходство с наблюдаемыми при определенных условиях интерферограммами излучения лазеров с конфокальными резонаторами [15, 21] или с интерферограммами лазерных пучков, прошедших через турбулентную атмосферу [15]. Аналогично указанным примерам смоделированные изображения имеют разветвления интерференционных полос, но в рассматриваемом нами случае СПС есть результат межмодовой интерференции вихрей. Основными отличиями СПС от интерференционных картин с опорным пучком являются следующие: число разветвлений существенно меньше числа интерферирующих вихрей, разветвления формируются вихрями с различными индексами, в том числе азимутальными (называемыми порядками), and с одинаковыми направлением вращения.

На основании полученных данных можно предположить, что пространственные статистические характеристики СПС идеального цилиндрического диэлектрического световода всегда имеют центральную симметрию and в общем случае анизотропны. В декартовой системе координат АКФ распределения интенсивности F_{sc} рассчитывалась в области с координатами ее центра x_c, y_c and площадью $4x_d y_d$, существенно меньшей площади всего изображения, по формуле

$$F_{sc}(\Delta x, \Delta y) \propto \int_{y_c - y_d}^{y_c + y_d} \int_{x_c - x_d}^{x_c + x_d} [(I(x, y) - \bar{I})]$$

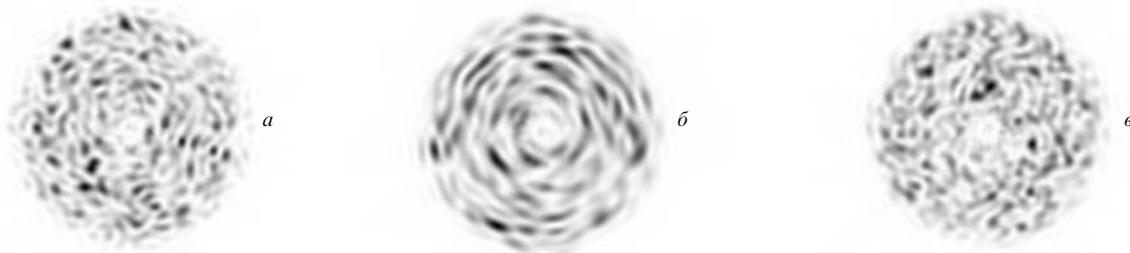


Рис.1. СПС излучения ВС (инвертированные изображения), полученные методом численного моделирования при условии равномерного возбуждения обычных мод (а), оптических вихрей с одинаковыми (б) and со случайными (в) направлениями вращения.

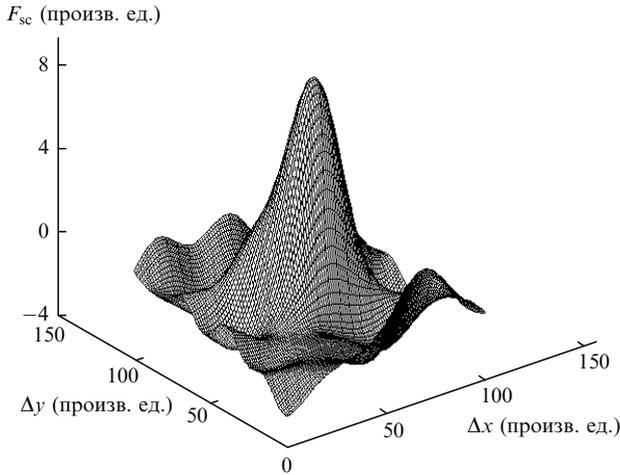


Рис.2. АКФ фрагмента смоделированной СПС, сформированной оптическими вихрями с одинаковыми направлениями вращения.

$$\times [I(x - \Delta x, y - \Delta y) - \bar{I}] dx dy, \quad (13)$$

где \bar{I} – среднее значение интенсивности в пределах площади интегрирования. Пределы интегрирования выбирались исходя из компромисса между двумя условиями. С одной стороны, число пятен спеклов должно быть достаточным для корректного расчета функции F_{sc} , чтобы свести к минимуму статистическую погрешность вычислений, т.е. должны выполняться условия $x_d \gg x_a, y_d \gg y_a$, где x_a, y_a – характерные размеры пятна СПС. С другой стороны, СПС в пределах площади интегрирования должна быть однородной, т.е. должны выполняться условия $x_d \ll x_s, y_d \ll y_s$, где x_s, y_s – характерные расстояния в плоскости x, y , на которых изменяются пространственные статистические характеристики спеклов.

Пример функции $F_{sc}(\Delta x, \Delta y)$, рассчитанной для СПС (736×572 пикселя, $x_d = y_d = 50$ пикселей), образованной только оптическими вихрями с одинаковыми направлениями вращения, приведен на рис.2. Для функций F_{sc} в различных областях смоделированной СПС были определены линии постоянного значения, позволяющие наглядно оценить анизотропию СПС (рис.3). Отношение длин осей эллипсов линий постоянного значения в этом случае при любых координатах центра области интегрирования x_c, y_c составляло 1.3–1.4 для обычных волноводных мод, 1.6–1.7 для СПС, образованных излучением оптических вихрей с одинаковыми направлениями

вращения, and 0.9–1.1 для СПС, сформированных оптическими вихрями со случайными направлениями вращения. Одна из осей эллипсов была расположена по касательной к окружности с центром в начале координат and радиусом $(x_c^2 + y_c^2)^{1/2}$, т.е. имела место цилиндрическая симметрия пространственных характеристик СПС. Поэтому были определены две АКФ: F_φ при фиксированном угле выхода θ and F_r при фиксированном азимутальном угле φ . Функции F_φ усреднялись по углам θ от 0 до θ_{cr} (θ_{cr} – апертурный угол ВС), а функция F_r – по углам φ от 0 до 2π , что позволило уменьшить статистическую погрешность. Соответственно размеры пятен спекл-структуры в ДЗД в плоскости наблюдения, характеризующие корреляционным расстоянием ΔL , также различаются в направлении «по радиусу» (ΔL_r) and «по азимуту» (ΔL_φ). Будем определять ΔL_r and ΔL_φ по уровню $1/e$ от $F_r(0)$ and $F_\varphi(0)$. Введем величину

$$\varepsilon = \Delta L_r / \Delta L_\varphi, \quad (14)$$

характеризующую анизотропию пространственных характеристик СПС. Полученные значения ε примерно соответствовали отношению длин осей эллипсов линий постоянного значения АКФ, рассчитанных в декартовой системе координат по фрагменту изображения СПС (рис.3). Для других ВС величина ε для обычных волноводных мод (далее – ε_m) при их равномерном возбуждении находилась в пределах 1.0–1.5, для оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения (далее – ε_v) – в пределах 1.3–2.7 and для оптических вихрей со случайными направлениями вращения (далее – ε_r) – в пределах 0.9–1.3. Методом численного моделирования выявлены следующие закономерности. При увеличении радиуса r_0 сердцевины световода $\varepsilon_m \rightarrow 1$, а при его уменьшении параметры ε_m and ε_v возрастают. Например, для ВС с $NA = 0.15$ при $\lambda = 0.6328$ мкм, $r_0 = 100$ мкм было получено $\varepsilon_m = 1.12, \varepsilon_v = 1.36, \varepsilon_r = 1.21$, а при $r_0 = 50$ мкм – $\varepsilon_m = 1.37, \varepsilon_v = 1.67, \varepsilon_r = 0.94$.

При изменении длины волны излучения наблюдались вращение смоделированной СПС, сформированной оптическими вихрями с одинаковыми направлениями вращения, and хаотическое перемещение and изменение интенсивности спекл-пятен СПС, образованной обычными волноводными модами. Необходимо также отметить, что при сравнительно малых значениях r_0 ($r_0 < 25$ мкм) спекл-пятна, возникающие при интерференции

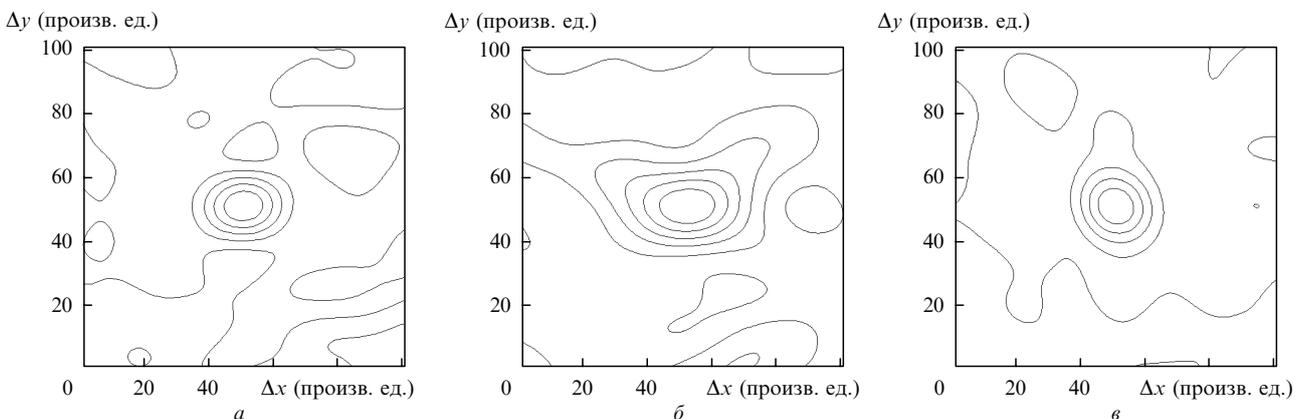


Рис.3. Линии постоянного значения АКФ фрагментов смоделированных СПС, сформированных излучением обычных мод (a), а также излучением оптических вихрей с одинаковыми (б) и со случайными (в) направлениями вращения. Центр АКФ смещен в точку с координатами $\Delta x = 50, \Delta y = 50$.

излучения оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения, имеют характерные угловые азимутальные размеры $30^\circ - 90^\circ$, которые существенно превышают характерное угловое расстояние между пятнами. Поэтому АКФ по азимутальному углу F_φ вблизи нуля в данном случае определяется преимущественно не яркими пятнами, а областями с низкой освещенностью, следовательно введенная величина ε не будет корректно характеризовать пространственную анизотропию СПС.

Был также рассмотрен случай межмодовой интерференции обычных волноводных мод and оптических вихрей. Для всех волн задавалось соотношение между напряженностями полей обычных мод and оптических вихрей в виде суммы $\alpha_m \mathbf{E}_m + \alpha_v \mathbf{E}_v$, где $\mathbf{E}_m, \mathbf{E}_v$ обозначают поля мод and вихрей с индексами l, s , а α_m, α_v – весовые коэффициенты $\alpha_{ls}^{(m)}$ для обычных мод and оптических вихрей. Соответственно относительная мощность излучения вихрей p_v определяется соотношением

$$p_v = \alpha_v^2 / (\alpha_m^2 + \alpha_v^2).$$

В рассмотренном случае пространственные статистические характеристики соответствовали характеристикам для промежуточного случая между интерференцией только обычных волноводных мод and интерференцией только оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения.

Для объяснения описанных выше эффектов рассмотрим интерференцию излучения двух линейно поляризованных модовых групп LP, состоящих из двух мод или двух оптических вихрей, с азимутальными and радиальными индексами l_1, s_1 and l_2, s_2 . В ДЗД излучение как любой волноводной моды, так and любого оптического вихря в ВС со ступенчатым ППП локализовано в узком интервале углов $\Delta\theta \approx \lambda / (2r_0)$. Поэтому интерференция возможна только для излучения мод с близкими значениями постоянной распространения. Приблизительно данное условие выполняется при

$$l_1 + 2s_1 = l_2 + 2s_2.$$

В качестве примера возьмем модовые группы с $l_1 = 12, s_1 = 50, l_2 = 10, s_2 = 51$ при нормированной частоте $V = 500$. Численное решение характеристического уравнения дает для рассматриваемых групп $\beta_1 \approx \beta_2 \approx 10^7 \text{ м}^{-1}$, а $\beta_1 - \beta_2 \approx 15 \text{ м}^{-1}$. Разность постоянных распространения мод, образующих модовые группы $LP_{l_1 s_1}$ and $LP_{l_2 s_2}$, составляет примерно $4 \times 10^{-2} \text{ м}^{-1}$. Поэтому для данного примера этой разностью можно пренебречь. Азимутальные распределения интенсивности I_s при фиксированном значении угла выхода θ , образующиеся в результате интерференции двух полей вида

$$\mathcal{E}_1 = A \exp[i(-\beta_1 z + \omega t)] \cos(l_1 \varphi + \varphi_{10}), \quad (15)$$

$$\mathcal{E}_2 = A \exp[i(-\beta_2 z + \omega t)] \cos(l_2 \varphi + \varphi_{20}),$$

т. е. полей обычных мод (где ω – циклическая частота излучения, t – время), а также вида

$$\mathcal{E}_1 = A \exp[i(-\beta_1 z + \omega t + l_1 \varphi + \varphi_{10})], \quad (16)$$

$$\mathcal{E}_2 = A \exp[i(-\beta_2 z + \omega t + l_2 \varphi + \varphi_{20})]$$

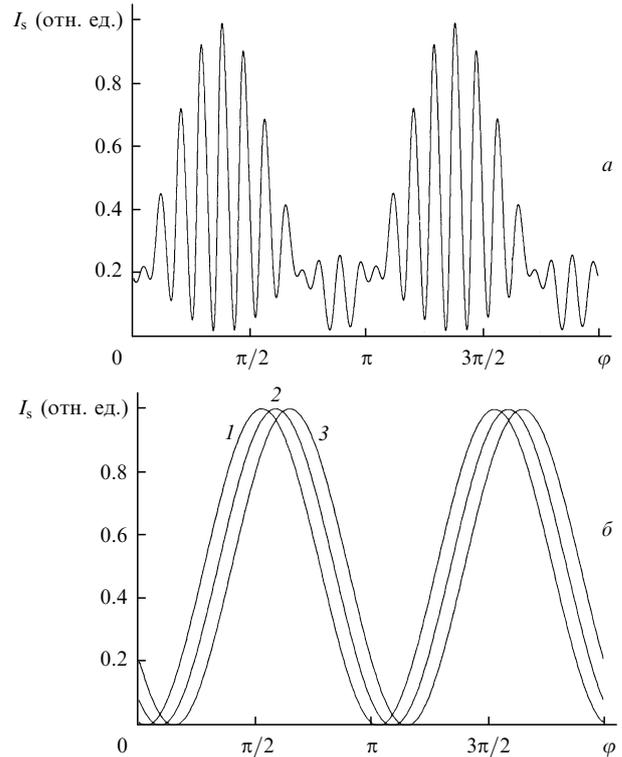


Рис.4. Азимутальные распределения интенсивности при интерференции излучения двух модовых групп (LP_{1250} и LP_{1051}), состоящих из обычных волноводных мод (а) и оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта (б), при $V = 500, L_f = 10 \text{ м}, \lambda = 1 \text{ мкм}$ и $\Delta\lambda = 0$ (1), 5 (2) и 10 нм (3).

при $A = 1, z = 10 \text{ м}, \varphi_{10} = \pi/10, \varphi_{20} = \pi/3$, приведены на рис.4,а. Из представленных зависимостей следует, что при интерференции обычных мод число локальных максимумов интенсивности определяется наибольшим из индексов l_1, l_2 при $l_1 \ll l_2$ ($l_2 \ll l_1$) или их суммой при $l_1 \approx l_2$, а сами зависимости представляют собой бенины частот. При интерференции оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения число максимумов интенсивности определяется разностью индексов l_1 and l_2 . При $l_1 \gg 1, l_2 \gg 1$ модуль разности $\Delta l = |l_2 - l_1|$ может быть существенно меньше каждого из азимутальных индексов. т. е. в результате интерференции зависимость $I_s(\varphi)$ будет иметь период, значительно больший азимутального периода изменения фазы каждой из волн. Если вихри имеют различные направления вращения, т. е. $l_1 l_2 < 0$, то $\Delta l = |l_1| + |l_2|$ and $I_s(\varphi)$ будет иметь азимутальный период, меньший, чем у каждой из волн.

При интерференции обычных волноводных мод азимутальная зависимость определяется тригонометрическими функциями (15) and не зависит от β_1, β_2 , а следовательно, and от λ . При интерференции оптических вихрей изменение разности постоянных распространения, вызванное изменением длины волны на $\Delta\lambda$, приводит к повороту азимутальной зависимости на угол $\Delta\varphi$, связанный с $\Delta\beta$ соотношением

$$\Delta\beta L_f = (l_2 - l_1)\Delta\varphi,$$

где L_f – длина световода. Соответственно можно записать

$$\Delta\varphi = \frac{d(\beta_2 - \beta_1)}{d\lambda} \frac{L_f}{l_2 - l_1} \Delta\lambda.$$

Для рассмотренных выше модовых групп, пренебрегая дисперсией материала, имеем $d(\beta_2 - \beta_1)/d\lambda \approx -15 \text{ м}^{-1} \times \text{мкм}^{-1}$, т.е. теоретически при $L_f = 10 \text{ м}$ поворот азимутальной зависимости на 2π должен происходить при $\Delta\lambda \approx 0.1 \text{ мкм}$. Примеры расчетных зависимостей $I_s(\varphi)$ при различных $\Delta\lambda$ приведены на рис.4,б.

При интерференции нескольких или большого числа волн зависимость $I_s(\varphi)$ приобретает более сложный вид, однако основные закономерности, рассмотренные выше, сохраняются. Так как СПС формируется волнами с различными l and β , для каждой пары оптических вихрей значения $\Delta\varphi$ будут разными. В отличие от интерференции двух оптических вихрей, при большом числе вихрей изменение длины волны кроме смещения по φ будет вызывать изменение самой зависимости $I_s(\varphi)$, а различные спекл-пятна будут иметь разную угловую скорость перемещения. Поэтому в данном случае под термином «вращение» подразумевается наличие преимущественного направления азимутального перемещения спекл-пятен.

Увеличение характерных размеров спеклов в направлении «по радиусу» ($\theta = \text{const}$), а следовательно and возрастание ε , возможно and без возникновения оптических вихрей при преимущественном возбуждении волноводных мод со сравнительно малыми азимутальными индексами ($l \ll l_{\text{max}}$, где $l_{\text{max}} \approx V$ – максимальный азимутальный индекс моды для данного ВС). С учетом того, что на практике в большинстве случаев нет возможности использовать источники излучения с изменяющейся длиной волны или интерферометрические схемы измерений с опорной плоской волной, была предложена более простая методика, позволяющая отличать СПС, сформированные оптическими вихрями с одинаковыми направлениями вращения, от СПС, образованных обычными модами с $l \ll l_{\text{max}}$. Для этой цели излучение, выходящее из ВС, делится полупрозрачным зеркалом на два пучка, которые далее с помощью оптической системы совмещаются таким образом, что перекрываются диаметрально противоположные участки каждого распределения. В этом случае в области перекрытия полей будет интерферировать излучение оптических вихрей, имеющих противоположные пространственные направления движения волновых фронтов, что при формировании спеклов эквивалентно интерференции излучения оптических вихрей

с различными направлениями вращения. Пример смоделированного распределения интенсивности для оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения приведен на рис.5. Усредненное по фазам волн распределение $\langle I \rangle$ задавалось в виде функции распределения Рэлея – Райса (с дисперсией σ), соответствующей селективному возбуждению волноводных мод наклоненным к оси ВС пучком [11] (относительный угол ввода пучка $\gamma/\gamma_{\text{cr}} = 0.3$, относительная полуширина распределения $\sigma/\gamma_{\text{cr}} = 0.1$, где γ_{cr} – входной апертурный угол ВС). Как следует из результатов моделирования, в указанной области интерференции $\varepsilon \approx 1$, а вне ее $\varepsilon \approx \varepsilon_v$. При интерференции излучения диаметрально противоположных участков СПС, сформированной обычными модами с $l \ll l_{\text{max}}$, величина ε не меняется, что позволяет различать указанные СПС.

Направления движения волновых фронтов можно полагать противоположными только в сравнительно узком интервале азимутальных углов $\Delta\varphi_w$. Для практического применения описанной методики можно принять, что $|\Delta\varphi_w| = 10^\circ - 20^\circ$. При увеличении $\Delta\varphi$, в частности при взаимно перпендикулярных направлениях движения фронтов, так же как and при $|\Delta\varphi| < |\Delta\varphi_w|$, имеет место неравенство $\varepsilon < \varepsilon_v$, однако в этом случае уменьшение ε происходит and при интерференции обычных волноводных мод с $l \ll l_{\text{max}}$. Кроме того, необходимо учитывать, что условие $\varepsilon > \varepsilon_m$ не означает отсутствия оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения, т.к. доминирующую роль при формировании СПС также могут играть вихри с $l \ll l_{\text{max}}$.

Уверенность в корректности проведенных расчетов основана на адекватности описания статистических характеристик моделируемых and реальных СПС многомодовых ВС со ступенчатым ППП. Рассмотренная выше методика численного моделирования позволяет получить усредненное корреляционное расстояние СПС and функцию плотности вероятности распределения интенсивности, соответствующие экспериментальным данным [11] and теоретическим представлениям о СПС, образующихся при рассеянии когерентного излучения на оптически неоднородных поверхностях [20]. Формальное изменение фазы одной из азимутальных зависимостей в формуле (2) не изменяет сущности подхода. На основании вышеизложенного можно предположить, что представленная методика дает также возможность корректно смоделировать СПС, сформированные оптическими вихрями световода.

5. Экспериментальные данные

Были проведены исследования параметров СПС для различных ВС со ступенчатым ППП. В качестве источника излучения использовались He–Ne-лазер с $\lambda = 0.6328 \text{ мкм}$ and полупроводниковый лазер с $\lambda \approx 1 \text{ мкм}$ (имелась возможность перестройки длины волны посредством изменения температуры гетероперехода). Для достижения равномерного возбуждения волноводных мод лазерное излучение вводилось либо через шероховатую поверхность входного торца ВС со среднеарифметической высотой шероховатости, равной $\sim \lambda$, либо через несколько слоев светорассеивающего лака, последовательно нанесенного на входной торец ВС [16]. Выходящее из ВС излучение регистрировалось матричной телевизионной камерой. Получаемые видеоизображения обрабатывались далее с помощью персонального компьютера. Об-

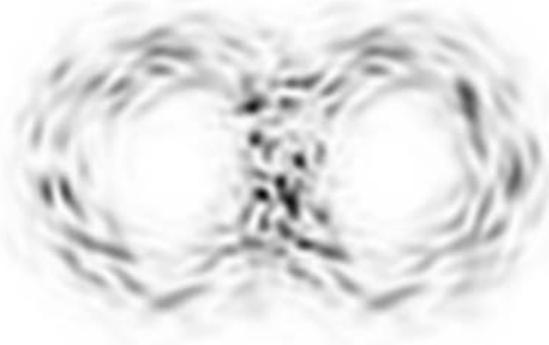


Рис.5. Смоделированное распределение интенсивности для интерференции диаметрально противоположных областей поперечного сечения пучка излучения ВС (инвертированное изображение) при $r_0 = 50 \text{ мкм}$, $\text{NA} = 0.1$, $\lambda = 0.6328 \text{ мкм}$.

щим для всех исследованных световодов с $r_0 = 100$ мкм and более являлось отсутствие анизотропии пространственных статистических характеристик возникающих СПС, т.е. имело место $\varepsilon \approx 1$. Были также определены характеристики СПС световодов, в которых искусственно создавался участок с наведенным двулучепреломлением за счет сжатия ВС со стороны боковой поверхности, снижавшего интегральную степень линейной поляризации проходящего излучения практически до нуля. Измерения показали, что как для ВС типа «кварц – полимер» с $r_0 = 100$ мкм, $L_f = 0.5$ м and $r_0 = 500$ мкм, $L_f = 3$ м, так and для полимерного ВС с $r_0 = 500$ мкм, $L_f = 20$ м возникновение участка с наведенным двулучепреломлением не оказывало влияния на пространственные характеристики СПС. При изменении длины волны излучения в пределах 0–15 нм вращения спеклов не наблюдалось. Это соответствует результатам численного моделирования СПС, формируемых оптическими вихрями ВС с различными направлениями вращения and обычными волноводными модами со случайными фазами.

Изотропность пространственных характеристик СПС реальных световодов требует специального рассмотрения. Известно, что оптические вихри высокого порядка ($l \gg 1$) являются неустойчивыми [7, 9, 15, 22, 23], т.е. небольшие неоднородности показателя преломления или некруглость сердцевины ВС приводят к изменениям оптических вихрей. Однако для обычных мод дефекты сердцевин также вызывают искажения волнового фронта, что делает некорректным разделение радиальной and азимутальной зависимостей при решении волнового уравнения. Поскольку обычную волноводную моду можно представить как суперпозицию двух оптических вихрей, то, принимая во внимание, что случайные неоднородности среды в общем случае по-разному воздействуют на поля вихрей, можно предположить, что волноводные моды с $l \gg 1$, аналогично оптическим вихрям, также неустойчивы. По-видимому, в реальных ВС характерное расстояние, на котором происходит разрушение волноводных мод с $l \gg 1$, меньше длины установления азимутально-стационарного режима распространения. Следствием этого является изотропность пространственных характеристик СПС и, соответственно, некоторое отличие рассмотренной модели от идеализированной. В частности, для распределений интенсивности, полученных методом численного моделирования, даже в случае $\varepsilon \approx 1$ можно определить точку, соответствующую оси световода, что для распределений интенсивности излучения реальных ВС, как правило, невозможно при отсутствии оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения. Чем меньше диаметр световода, тем выше оптическая однородность сердцевины and меньше вероятность появления дефектов. Поэтому в маломодовых ВС возможно даже наблюдение излучения отдельных волноводных мод. Исходя из измеренных параметров СПС излучения ВС длиной 0.25 м с $r_0 = 10$ мкм and $NA = 0.5$ при равномерном возбуждении мод было получено $\varepsilon \approx 1.6$. Отличие от расчетного значения $\varepsilon \approx 1.4$ объясняется неточностью асимптотических формул, используемых для численного моделирования при $V \approx 50$.

Неустойчивость волноводных мод с $l \gg 1$ косвенно подтверждается также пространственной неоднородностью статистических характеристик СПС. Эта неоднородность наиболее сильно проявляется при селективном возбуждении мод наклоненным к оси ВС пучком. В от-

личие от смоделированных распределений интенсивности, СПС излучения реальных световодов имеют пространственные характеристики, существенно различающиеся в разных областях поперечного сечения выходящего пучка, т.е. имеет место нарушение центральной симметрии параметров СПС, обусловленное дефектами световода.

Была также осуществлена экспериментальная проверка возможности выявления СПС, сформированных оптическими вихрями с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта, посредством пространственного совмещения диаметрально противоположных областей СПС. Исследования проводились на ВС типа «кварц – полимер» с $r_0 = 500$ мкм, $L_f = 3$ м. В качестве источника излучения использовался He – Ne-лазер (ЛГН-207Б, $\lambda = 0.6328$ мкм) с полушириной пучка w_b по уровню $1/e$ примерно 370 мкм. Центр пучка был смещен к краю сердцевин: $x_b = r_0 - w_b$, $y_b = 0$, где x_b , y_b – координаты центра пучка в плоскости xu входного торца ВС; ось z совпадала с осью световода. Угол наклона пучка к оси световода γ_a в плоскости, параллельной плоскости yz and проходящей через точку с координатами x_b , y_b можно было изменять в пределах $\pm \gamma_{cr}$ and в более широком интервале. Угол наклона пучка γ_p в плоскости, перпендикулярной плоскости yz , можно было изменять в пределах $\pm 7^\circ$. Углы γ_a , при которых проводились исследования (10° , 12.5° , 15°), были выбраны такими, чтобы усредненные распределения $\langle I(r, \varphi) \rangle$ представляли собой кольцо с угловой полушириной $\Delta\theta \ll \theta_a$, где θ_a – угол выхода излучения, приближенно соответствующий направлению на максимум интенсивности $\langle I(r) \rangle$. Взаимосвязь углов γ_a , γ_p , γ_{cr} , θ_a and величин x_b , y_b в приближении геометрической оптики дана в [24].

При $\gamma_p = 0$ спекл-структура ВС имела $\varepsilon \approx 1$. Это позволяет предположить, что СПС при $\gamma_p = 0$ была образована обычными волноводными модами или оптическими вихрями с различными направлениями вращения. При $\gamma_p \neq 0$ по мере увеличения γ_p величина ε возрастала. С точки зрения лучевой теории указанное выше условие ввода излучения создавало в сердцевине ВС лучи, распространяющиеся по винтовой траектории. В этом случае электромагнитное поле в сердцевине нельзя представить в виде суперпозиции полей волноводных мод, являющихся стоячими волнами в азимутальном направлении [22], т.е. обычных мод, имеющих азимутальные зависимости вида $\sin(l\varphi)$ and $\cos(l\varphi)$ с действительными коэффициентами перед этими функциями. Следовательно, при $|\gamma_a| > 0$ and $|\gamma_p| > 0$ в световоде должны возбуждаться оптические вихри с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта, что подтверждается возрастанием при увеличении γ_p характерных размеров спеклов в азимутальном направлении, сопровождающимся увеличением ε . С помощью полупрозрачного зеркала and двух зеркал, как указано выше, были совмещены диаметрально противоположные области поперечного сечения выходящего из ВС пучка излучения. На основе полученных данных определялись пространственные характеристики СПС как при интерференции излучения диаметрально противоположных областей пучка, так and при интерференции каждой из областей по отдельности. Примеры полученных линий постоянного значения пространственной АКФ при $\gamma_a \approx 12.5^\circ$, $\gamma_p \approx 5^\circ$ приведены на рис.6. Параметр ε изменялся в пределах 1.9–2.1 (рис.6,а) and 1.4–1.6 (рис.6,б). Уменьшение ε при

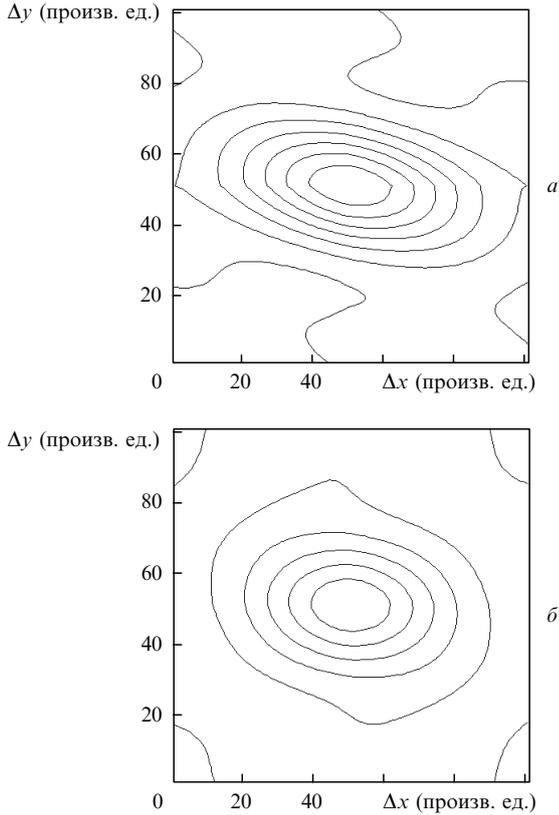


Рис.6. Линии постоянного значения АКФ экспериментально измеренных СПС пучка излучения ВС (а) и СПС в случае перекрывающихся смещенных изображений в области интерференции вихрей с противоположными направлениями движения волновых фронтов (б). Центр АКФ смещен в точку с координатами $\Delta x = 50, \Delta y = 50$.

интерференции излучения диаметрально противоположных областей пучка позволяет утверждать, что при $|\gamma_a| > 0$ and $|\gamma_p| > 0$ спекл-структура формируется преимущественно излучением оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения. Полученные результаты подтверждают возможность использования предложенной методики выявления СПС, сформированных излучением оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта, а также корректность примененной методики численного моделирования.

Для экспериментального исследования спектральных характеристик СПС использовался полупроводниковый лазер с $\lambda \approx 1.0$ мкм, длина волны которого изменялась примерно на 15 нм при изменении температуры гетероперехода T_h на 20 °С. Зависимость λ от T_h определялась по калибровочной кривой [25]. Исследовались полимерные ВС различной длины с $r_0 = 500$ мкм. Для возбуждения в ВС оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения сфокусированное излучение полупроводникового лазера вводилось, как and в рассмотренном ранее случае, под углом к оси ВС, а центр пучка был смещен относительно этой оси. Из полученных распределений интенсивности выходящего излучения $I(x, y)$ были определены азимутальные зависимости интенсивности для различных длин волн $I_s(\varphi, \lambda)$ and вычислены функции взаимной корреляции $F_{cc\varphi}(\Delta\varphi, \Delta\lambda)$ между ними:

$$F_{cc\varphi}(\Delta\varphi, \Delta\lambda) \propto \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} [I_s(\varphi, \lambda_1) - \bar{I}_s(\lambda_1)][I_s(\varphi, \lambda_2) - \bar{I}_s(\lambda_2)]d\varphi,$$

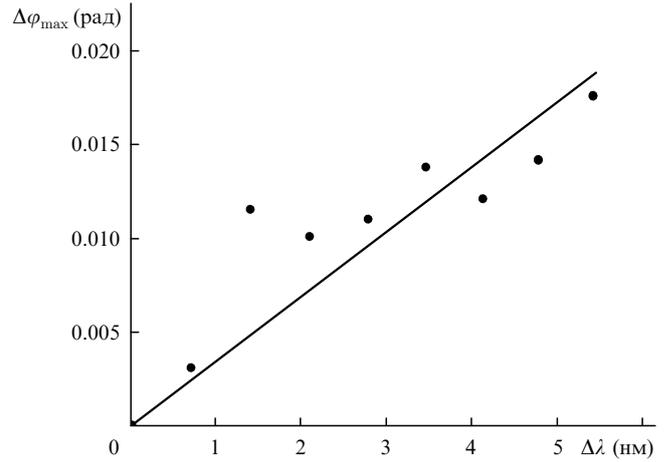


Рис.7. Зависимость азимутального смещения максимума функции взаимной корреляции СПС от разности длин волн.

где $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1; \bar{I}_s(\lambda)$ – среднее значение интенсивности в пределах интегрирования от φ_1 до φ_2 . При $\Delta\lambda \neq 0$ максимум функции $F_{cc\varphi}(\Delta\varphi, \Delta\lambda)$ достигался при азимутальном смещении $\Delta\varphi_{max} \neq 0$, т. е. имело место вращение спеклов при изменении λ , что подтверждает результаты теоретического рассмотрения задачи. Полученная функция $\Delta\varphi_{max}$ от $\Delta\lambda$ для световода длиной 0.025 м приведена на рис.7. При увеличении $\Delta\lambda$ помимо эффекта вращения происходит также перестройка СПС (так называемое кипение спеклов), поэтому значение функции взаимной корреляции в максимуме $F_{cc}^{max}(\Delta\lambda)$ снижалось. Так, например, при $\Delta\lambda = 5$ нм величина $F_{cc}^{max}(\Delta\lambda)$ уменьшалась в два раза по сравнению с $F_{cc}^{max}(0)$. Аналогичные результаты были получены для ВС большей длины.

Хорошее совпадение экспериментально измеренных and смоделированных зависимостей флуктуаций интенсивности в различных точках СПС при изменении длины волны для обычных волноводных мод [25] также подтверждает корректность использованной методики численного моделирования.

6. Выводы

1. Показано, что наличие в ВС двулучепреломляющего участка приводит к преобразованию линейно поляризованных модовых групп с любым азимутальным индексом and азимутально-однородным волновым фронтом в два оптических вихря с противоположными направлениями вращения волнового фронта.

2. Установлено, что СПС, сформированные оптическими вихрями с одинаковыми направлениями вращения, имеют характерный азимутальный угловой размер, больший характерного размера СПС, сформированных обычными волноводными модами. При изменении длины волны излучения оптических вихрей спекл-пятна имеют преимущественное азимутальное направление движения, что можно рассматривать как эффект вращения.

3. На основе проведенных исследований пространственных характеристик СПС and обобщения существующих экспериментальных данных сделано предположение о том, что, аналогично оптическим вихрям, обычные волноводные моды с $l \gg 1$ в реальных ВС также являются неустойчивыми.

4. Теоретически and экспериментально продемонстрирована возможность выявления СПС волоконных

световодов, сформированных оптическими вихрями с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта.

1. Воляр А.В., Фадеева Т.А. *Письма в ЖТФ*, **22** (8), 63 (1996).
2. Воляр А.В., Фадеева Т.А. *Письма в ЖТФ*, **23** (2), 20 (1997).
3. Воляр А.В., Фадеева Т.А., Решитова Х.М. *Письма в ЖТФ*, **23** (5), 14 (1997).
4. Бутковская В.В., Воляр А.В., Фадеева Т.А. *Письма в ЖТФ*, **23** (16), 76 (1997).
5. Воляр А.В., Фадеева Т.А. *Письма в ЖТФ*, **23** (21), 74 (1997).
6. Allen L., Padgett M.J., Babiker M., in *Progress in Optics* (Amsterdam: Elsevier, 1999, Vol. 39, p. 291).
7. Алексеев К.Н., Яворский М.А. *Оптика and спектроскопия*, **98** (1), 59 (2005).
8. Shibata N., Okamoto K., Suzuki K., Ishida Yu. *J. Opt. Soc. Am.*, **73** (12), 1792 (1983).
9. Алексеев К.Н., Воляр А.В., Фадеева Т.А. *Оптика and спектроскопия*, **93** (4), 639 (2002).
10. Кизеветтер Д.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **46** (3), 228 (2003).
11. Кизеветтер Д.В. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **48** (8), 692 (2005).
12. Семенов Н.А. *Оптические кабели связи. Теория and расчет* (М.: Радио and связь, 1981).
13. Snyder A.W. *IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech.*, **17** (2), 1138 (1969).
14. Капани Н.С. *Волоконная оптика. Принципы and применения* (М.: Мир, 1969).
15. Короленко П.В. *Соросовский образовательный журн.*, № 6, 94 (1998).
16. Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. А.с. № 1509793; *БИ*, № 35 (1989).
17. Унгер Х.Г. *Планарные and волоконные оптические волноводы* (М.: Мир, 1980).
18. Снайдер А., Лав Дж. *Теория оптических волноводов* (М.: Радио and связь, 1987).
19. Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
20. Гудмен Д. *Статистическая оптика* (М.: Мир, 1988).
21. Гринь Л., Короленко П.В., Федотов Н.Н. *Оптика and спектроскопия*, **73** (5), 1007 (1992).
22. Alexeyev C.N., Fadeyeva T.A., Volyar A.V. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, **1** (1), 82 (1998).
23. Alexeyev C.N., Volyar A.V., Soskin M.S. *Semiconductor Physics, Quantum Electronics and Optoelectronics*, **3** (4), 501 (2000).
24. Вейнберг В.Б., Сагтаров Д.К. *Опт.-мех. пром.*, **28** (12), 42 (1961).
25. Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. *Труды СПбГПУ*, **500**, 131 (2006).