

ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТОВ ТОРЦЕВЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ СВЕТОВОДА НА ПАРАМЕТРЫ МОДОВОГО ШУМА ПРИ НАЛИЧИИ ОПТИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ

© 2013 г. Д. В. Кизеветтер, доктор физ.-мат. наук

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург

E-mail: dmitrykiesewetter@gmail.com

Проведено экспериментальное исследование модовых шумов при пространственной фильтрации излучения, выходящего из многомодового волоконного световода при рассеивающих и нерассеивающих торцевых поверхностях световода для случаев как распространения оптических вихрей, так и обычных волноводных мод. Установлено, что величина модового шума, создаваемая выходящим излучением оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта, больше, чем волноводными модами с плоским волновым фронтом вследствие различия размера спекл-пятен. Показано, что при наличии оптических вихрей в световоде, искусственное создание диффузного рассеяния на входной или выходной поверхности торца может повысить отношение сигнал/шум.

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

Коды OCIS: 060.2300

Поступила в редакцию 19.07.2012

В 80-х гг. прошлого века изучению модового шума (МШ), возникающего при пространственной фильтрации когерентного излучения, выходящего из многомодового волоконного световода (ВС), было посвящено большое количество научных работ, например [1–3]. В настоящее время, несмотря на широкое использование одномодовых ВС в системах связи, многомодовые волоконные световоды имеют широкую область применения, в частности, в волоконно-оптических датчиках для доставки излучения к измерительным приборам, в высоковольтной технике. Поэтому учет влияния модового шума на характеристики волоконно-оптических устройств остается актуальным и сегодня.

Большинство свойств модового шума в настоящее время хорошо известны. Однако до последнего времени мало изученным остается влияние дефектов поверхности выходного торца световода и оптических вихрей, возникающих в ВС, на характеристики МШ. Строгий расчет параметров МШ при пространственной фильтрации излучения, выходящего из ВС с рассеивающим входным торцом, например шероховатым, представляет серьезную сложность и требует больших затрат времени на расчеты, что не позволяет выявить основные

закономерности. Если использовать простейшее приближение, отождествляющее интерференцию волноводных мод ВС с интерференцией плоской волны, прошедшей фазовый экран, ограниченный в пространстве, то можно полагать, что рассеяние на выходном торце световода не должно повлиять на спекл-структуру (СПС) выходящего излучения, соответственно, и параметры модового шума. Однако в работе [4] на основании экспериментальных данных показано, что отношение сигнал/шум (ОСШ) при пространственной фильтрации выходящего излучения при шероховатом выходном торце ВС может быть существенно больше, чем при полированном (далее по тексту, условно – “нерассеивающем”) торце. Строгого научного объяснения этому явлению до настоящего времени не существовало. Более того, измерения ОСШ [4] не воспроизводились при использовании различных соединителей и на различных отрезках ВС. Это позволяет предположить, что ОСШ зависело от условий ввода излучения.

Необходимо также отметить, что известные в настоящее время теории МШ основаны на рассмотрении интерференции волноводных мод с плоским волновым фронтом (далее по тексту – “обычными модами”). Хотя известно, что в волоконных световодах могут распрост-

раняться оптические вихри. Спекл-структуры выходящего из ВС излучения, формируемые оптическими вихрями, отличаются от СПС, формируемой обычными волноводными модами [5–6]. Поэтому можно ожидать, что наличие оптических вихрей повлияет на параметры модового шума.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального измерения ОСШ совместно с использованием видеоконтроля СПС выходящего излучения. Измерения проводились на различных ВС со ступенчатым профилем показателя преломления (ППП) с кварцевой сердцевиной, полимерной оптической оболочкой и числовой апертурой $NA \approx 0,3$: с диаметром сердцевины $d_c = 1$ мм длиной $L_{OF} = 4,5$ м, $d_c = 400$ мкм $L_{OF} = 6$ м, $d_c = 200$ мкм $L_{OF} = 4$ м. В качестве источника излучения использовался He-Ne лазер ЛГН-207Б (с длиной волны $\lambda = 0,6328$ мкм) с диаметром лазерного пучка $d_b = 0,75$ мм (по уровню $1/e$), центр которого был либо совмещен с осью ВС, либо смещен к периферии сердцевины на величину $l_s = d_b/2$ (т. е. на 375 мкм; для волокна с $d_c = 200$ мкм величина l_s была выбрана равной 200 мкм). Излучение вводилось в ВС под углом к оси $\gamma = 9,5^\circ$, формируя в световоде оптические вихри с одинаковыми направлениями вращения, аналогично описанным в работе [7]. Диаграмма направленности $I(\theta)$ выходящего излучения представляла собой распределение, близкое к распределению Райса [8, 9], с максимальной интенсивностью при угле выхода θ , приблизительно равном углу ввода γ , и с угловой шириной $\Delta\theta \approx 0,7^\circ$. Для данного случая – при $\Delta\theta \ll \gamma$, можно сказать, что диаграмма направленности $I(\theta)$ имела форму кольца. При меньших углах ввода γ у использованных ВС наблюдалось увеличение взаимосвязи мод (соответственно и оптических вихрей), что приводило к уменьшению доли мощности оптических вихрей на выходе световода, а при больших – увеличивались потери, обусловленные связью мод сердцевины и оболочки.

Сравнивались пространственные характеристики СПС выходящего излучения и ОСШ при различных условиях ввода: $\gamma = 0$, $l_s = 0$, т. е. при условиях, соответствующих возбуждению обычных волноводных мод низшего порядка, при $\gamma \neq 0$, $l_s = 0$, соответствующих возбуждению обычных волноводных мод более высокого порядка, чем при $\gamma = 0$ и при $\gamma \neq 0$, $l_s \neq 0$ – условиях, соответствующих возбуждению оптиче-

ских вихрей. Каждый вариант измерения проводился как для нерассеивающего выходного торца, так и при нанесении на выходной торец светорассеивающего лака, создании шероховатой поверхности выходного торца или с дополнительным диффузно рассеивающем стеклом, размещенным вплотную к выходному торцу, а также при шероховатом входном торце и при изгибе световода.

Наибольший интерес для данного исследования представляла автокорреляционная функция (АКФ) пространственных распределений интенсивности, рассчитываемая по аналогии с приведенными в работах [5, 6]. Линии постоянного значения пространственных АКФ позволяют визуально оценить степень пространственной анизотропии СПС. Введем величину ε_l , характеризующую пространственную анизотропию СПС, как отношение большой a_l и малой b_l осей эллипса линий постоянного значения АКФ: $\varepsilon_l = a_l/b_l$ (эксцентриситет – $e_l = (a_l^2 - b_l^2)^{1/2}/b_l$, площадь – $S_e = \pi a_l b_l$). Теоретически [5, 6] СПС, формируемая излучением обычных волноводных мод, изотропна с $\varepsilon_l = 1$, а СПС, формируемая оптическими вихрями с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта, – анизотропна с $\varepsilon_l = 2$, т. е. характерные линейные размеры спеклов в дальней зоне дифракции (ДЗД), измеренные при постоянном угле выхода $\theta = \text{const}$, должны быть приблизительно в 2 раза больше характерных размеров, измеренных при постоянном азимутальном угле φ .

В настоящее время не существует строгого решения, основанного на вероятностном подходе, позволяющего рассчитать статистические характеристики СПС, сформированных группой оптических вихрей. Однако простейшую оценку изменения характерного размера СПС можно получить из рассмотрения простейшей модели. Напряженность электромагнитного поля оптических вихрей волоконного световода отличается от напряженности электромагнитного поля обычных волноводных мод только азимутальной зависимостью: в первом случае имеет место зависимость вида $\exp[-i(l\varphi + \varphi_0)]$, где φ_0 – азимутальная фаза вихря, а во втором случае – вида $\cos(l\varphi + \varphi_0)$. Сравним результаты суммирования большого количества функций вида $A_n \cos(n\varphi + \varphi_n)$, где A_n – случайная комплексная амплитуда с единичным модулем ($|A_n| = 1$) и случайным аргументом, n – целое число, φ_n – случайная фаза, и функций вида $A_n \exp[-i(n\varphi + \varphi_n)]$

$$E_m = \sum_{n=1}^N A_n \cos(n\varphi + \varphi_n), \quad (1)$$

$$E_v = \sum_{n=1}^N A_n \exp[-i(n\varphi + \varphi_n)]. \quad (2)$$

Аналогично расчету интенсивности излучения одиночной волны через комплексную амплитуду напряженности электромагнитного поля определим величину $I(\varphi)$ для выражений (1) и (2)

$$I_{(j)}(\varphi) = E_{(j)}(\varphi)E_{(j)}^*(\varphi),$$

где $j = \{m, v\}$ – индекс соответствующей функции (1) или (2). Пример зависимостей $I_{(m)}(\varphi)$, $I_{(v)}(\varphi)$ для $N = 100$ приведен на рис. 1. Не производя каких-либо вычислений, из рис. 1 вид-

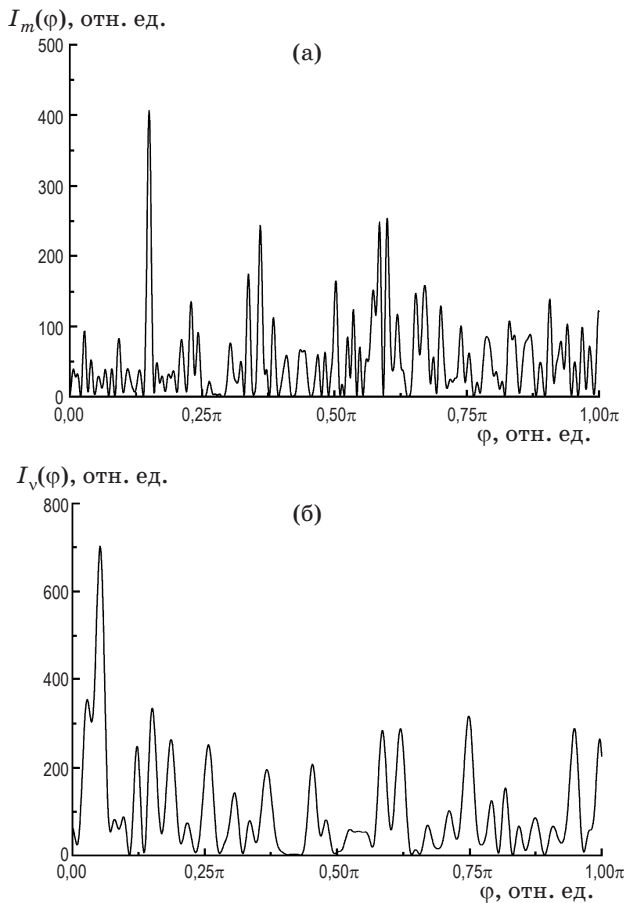


Рис. 1. Распределения интенсивности по координате φ , полученные суммированием напряженностей электромагнитных полей, азимутальные зависимости которых описываются различными функциями. а – сумма (1), б – сумма (2), соответствующие интерференции волн с плоским волновым фронтом (1) и оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта (2).

но, что зависимости имеют различный спектр пространственных частот. Расчет АКФ полученных зависимостей $I_{(m)}(\varphi)$, $I_{(v)}(\varphi)$ определяет значения полуширины (по уровню $1/e$) $6 \times 10^{-3}\pi$ и $13 \times 10^{-3}\pi$, т. е. отношение корреляционных расстояний приблизительно равно 2, что соответствует результатам работ [5, 6].

Радиальные зависимости напряженности электромагнитного поля волноводных мод и оптических вихрей не отличаются, поэтому не отличаются и статистические характеристики пространственных распределений интенсивности, измеренные при $\varphi = \text{const}$. В этом случае характерный угловой размер зерна СПС оценивается величиной λ/d_c . Следовательно, характерная площадь зерна СПС, сформированной группой оптических вихрей, в два раза больше характерной площади зерна СПС, образованной волноводными модами с плоским волновым фронтом. Так как формулы (1) и (2) не содержат какой-либо радиальной зависимости, можно предположить, что указанное свойство наблюдается при любом профиле показателя преломления световода, если количество интерферирующих волн велико.

Для регистрации МШ использовался фотоприемник с фоточувствительной площадью $S_p = 5,2 \times 10^{-6} \text{ м}^2$ ($2,29 \times 2,29 \text{ мм}$), расположенный на расстоянии $0,65 \text{ м}$ от выходного торца, что для ВС с $d_c = 1 \text{ мм}$ приблизительно соответствовало удвоенной характерной площади спеклпятен S_p ($S_s = \pi L_p^2 \text{tg}^2(\lambda/r_c)$, где L_p – расстояние от выходного торца до плоскости наблюдения, $r_c = d_c/2$ – радиус сердцевины ВС). Изменение фаз интерферирующих волн, приводящее к флуктуациям регистрируемой мощности $P(t)$, достигалось за счет микродеформаций световода под действием турбулентного воздушного потока.

Измерения параметров зависимости $P(t)$ проводилось после регистрации пространственного распределения интенсивности в той же самой области СПС, что позволило связать параметры МШ с параметрами СПС. На основании полученных $P(t)$ вычислялось ОСШ (R_{SNR}). Среднее значение за длительный промежуток времени $P_{\text{cp}}(t)$ полагалось как “сигнал”, а среднеквадратическое отклонение от $P_{\text{cp}}(t)$ – как “шум”. Обработкой видеоизображений распределений интенсивности были определены пространственные статистические характеристики СПС. Наличие анизотропии СПС позволяет сделать предположение о доминирующей

Пространственная анизотропия спекл-структур при различных условиях ввода–вывода и распространения излучения

γ , град	l_s , мкм	Условия ввода-вывода и распространения излучения	ε_l	R_{SNR}
0	любое	возбуждение волноводных мод с плоским волновым фронтом (“обычных”)	≈ 1	—
0	0	возбуждение волноводных мод с плоским волновым фронтом (“обычных”)	$1,1 \pm 0,1$	$8,6 \pm 0,1$
9,5	375	возбуждение группы оптических вихрей с преимущественным направлением вращения волнового фронта	$1,8 \pm 0,3$	$3,0 \pm 0,1$
9,5	375	диффузное рассеяние на входном торце; группа оптических вихрей с преимущественным направлением вращения волнового фронта не возбуждается	$1,1 \pm 0,2$	$8,5 \pm 0,2$
9,5	375	диффузное рассеяние на выходном торце; фазовая неоднородность торца приводит к изменению параметров СПС в ДЗД	$1,0 \pm 0,2$	$8,5 \pm 0,2$
9,5	375	изгиб световода; уменьшение доли мощности оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта	$1,07 \pm 0,05$	$7,1 \pm 0,1$

роли оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта при формировании спекл-структуры [5, 6]. Полученные данные обобщены в таблице.

При вводе излучения перпендикулярно плоскости входного торца ($\gamma = 0$) СПС выходящего излучения в ДЗД была изотропна ($\varepsilon_l \approx 1$) независимо от смещения l_s лазерного пучка. Аналогичный результат – $\varepsilon_l \approx 1$ был получен при равномерном возбуждении мод ВС лазерным излучением посредством нанесения светорассеивающего лака на поверхность входного торца [10] или через диффузно рассеивающую шероховатую поверхность. Судя по структуре СПС, в этих случаях группа вихрей с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта не возбуждалась.

Если при нерассеивающем входном торце условия ввода были таковы, что в ВС возбуждались преимущественно оптические вихри с одинаковыми направлениями вращения ($\gamma \neq 0$, $l_s \neq 0$), в частности при $\gamma = 9,5^\circ$ и $l_s = 375$ мкм, то в соответствии с теорией [5, 6] при постоянном угле выхода θ имело место $\varepsilon_l \approx 2$. Пример полученного видеоизображения СПС, а также соответствующих линий постоянного значения АКФ приведены на рис. 2. Возникновение диффузного рассеяния на поверхности выходного торца оказывает на СПС выходящего излучения влияние, аналогичное рассеянию на входном торце световода – ведет

к исчезновению пространственной анизотропии СПС (рис. 2, экспериментально измеренное значение $\varepsilon_l = 1,0 \pm 0,2$). Но причина изменения СПС в этом случае обусловлена изменением условий интерференции выходящего излучения. Полученный результат являлся ожидаемым, так как при случайном пространственном распределении фазы электромагнитной волны по площади выходного торца рассеяние должно соответствовать классическому рассеянию на оптически неоднородной поверхности.

Для случая возбуждения обычных волноводных мод ($l_s = 0$, рис. 3а) имело место $\varepsilon_l = 1,1 \pm 0,1$, а при возбуждении оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения (рис. 3б) – $\varepsilon_l = 1,8 \pm 0,3$. Примеры измеренных зависимостей $P(t)$ для указанной области СПС представлены на рис. 4. В случае, когда СПС была сформирована излучением оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения при отсутствии рассеяния на выходном торце, ОСШ было ниже, чем при равномерном возбуждении мод или при диффузно рассеивающем выходном торце. В первом случае R_{SNR} составляло $3,0 \pm 0,1$, во втором – приблизительно 8,6 (см. таблицу).

На СПС выходящего излучения, сформированную оптическими вихрями с одинаковыми направлениями вращения, изгиб ВС, называемый “крутым изгибом” [11], оказывал влияние, аналогичное рассеянию на шероховатости

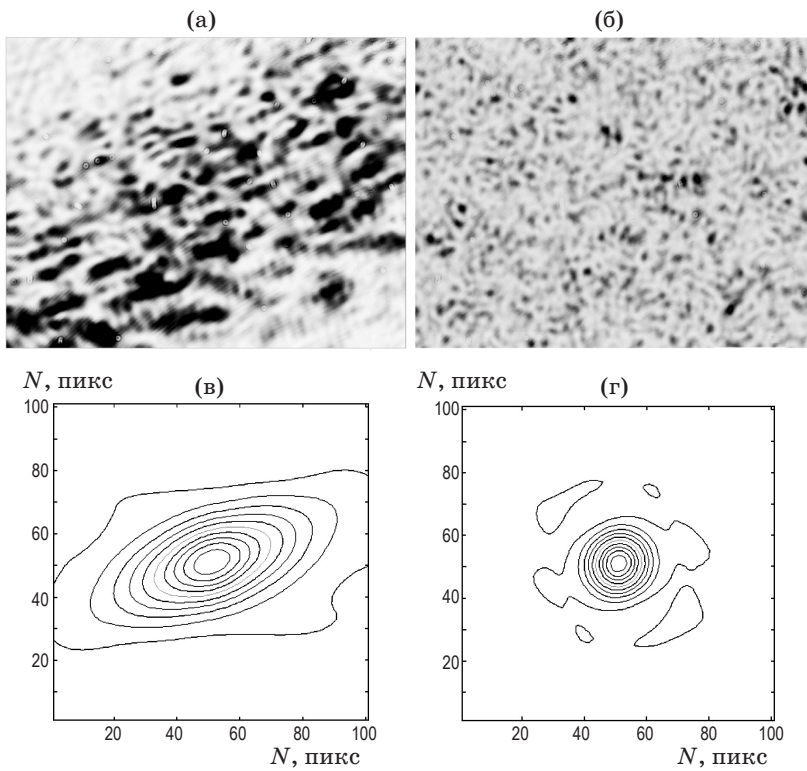


Рис. 2. Инvertированное изображение спекл-структуры излучения волоконного световода, сформированное излучением оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения волновых фронтов. а – при нерассеивающем выходном торце, б – при диффузно рассеивающем выходном торце, в, г – соответствующие линии постоянного значения АКФ СПС; на графиках в, г центр зависимостей смещен в точку с координатам (50, 50).

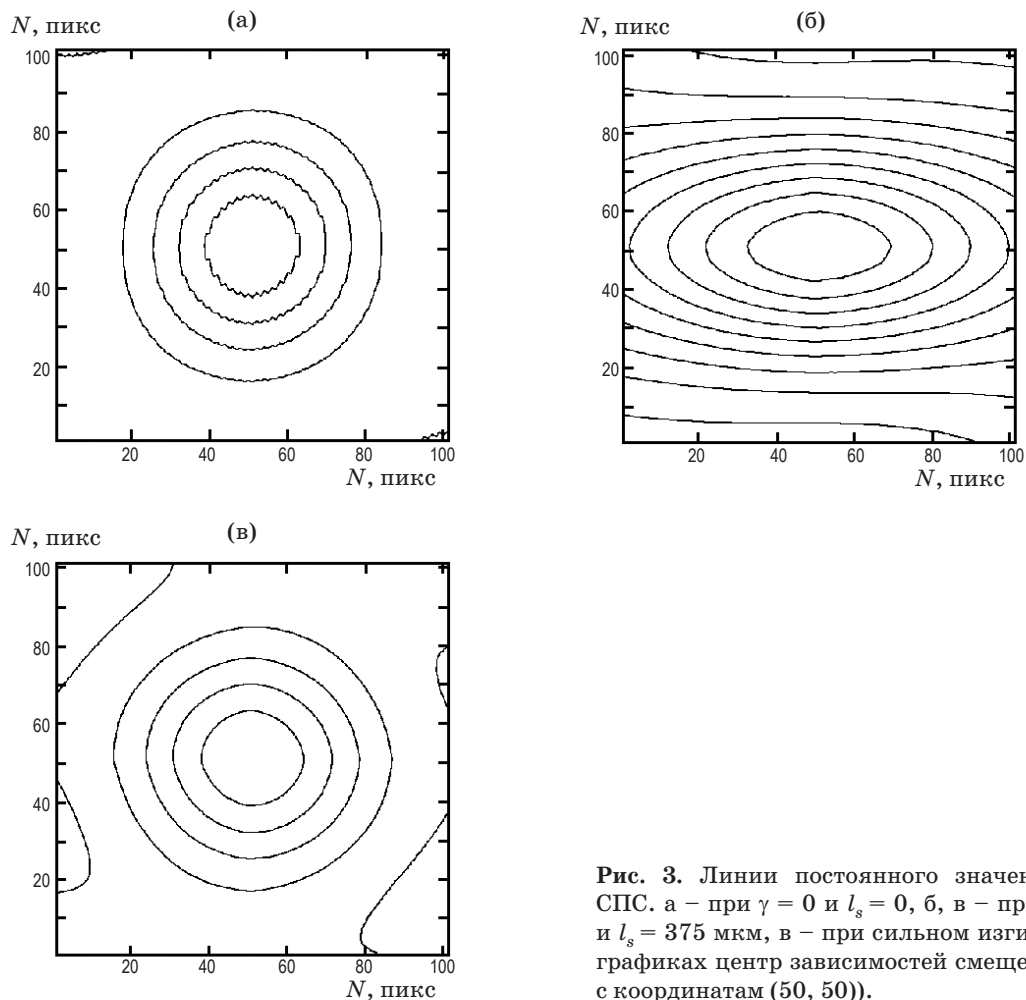


Рис. 3. Линии постоянного значения АКФ СПС. а – при $\gamma = 0$ и $l_s = 0$, б, в – при $\gamma = 9,5^\circ$ и $l_s = 375$ мкм, в – при сильном изгибе ВС (на графиках центр зависимостей смещен в точку с координатам (50, 50)).

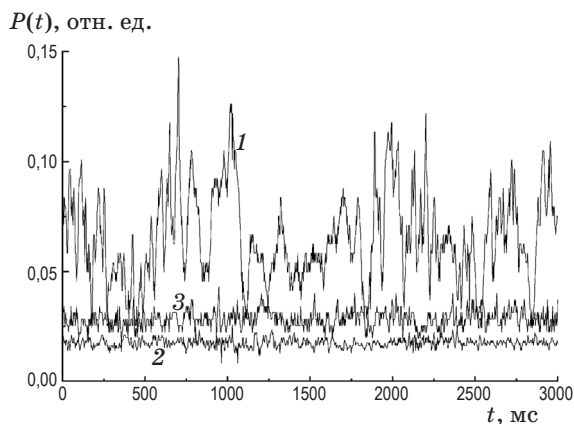


Рис. 4. Оциллограммы модового шума при пространственной фильтрации выходящего из световода излучения. 1 – при формировании СПС излучением оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта, 2 – при формировании СПС излучением волноводных мод, 3 – при возбуждении на входном торце оптических вихрей одинаковыми направлениями вращения и сильным изгибе световода.

выходного торца: трансформировал анизотропную структуру спеклов в изотропную (рис. 3в). В частности, для ВС с $d_c = 1$ мм при радиусе изгиба $r_b = 35$ мм и с длиной изогнутого участка πr_b (т. е. в виде половины окружности) величина ε_l уменьшилась с $1,8 \pm 0,3$ (при указанных выше условиях) до $1,07 \pm 0,05$, а отношение R_{SNR} возросло с $3,0 \pm 0,1$ до $7,1 \pm 0,1$. При этом угловая ширина распределения $\Delta\theta$ увеличилась от $0,7$ до $2,5^\circ$, что свидетельствовало о существенном увеличении энергообмена между модами или вихрями на сравнительно коротком отрезке ВС ($\pi r_b / L_{OF} \ll 1$). При возбуждении на входе ВС волноводных мод без

оптических вихрей изгиб ВС не оказывал влияния на пространственные характеристики СПС, а также на ОСШ.

Аналогичный результат был получен на ВС с $d_c = 400$ мкм длиной 6 м, однако для достижения $\varepsilon_l \approx 1$ радиус изгиба необходимо было уменьшить до 15 мм. Изменение пространственных характеристик СПС при различных, указанных выше, условиях ввода и вывода излучения, а также изменение ОСШ наблюдались во всех исследованных многомодовых волоконных световодах, в том числе в ВС с параболическим показателем преломления.

Возникновение в волоконном световоде оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения волнового фронта приводит к росту модового шума по сравнению с МШ, обусловленным пространственной фильтрацией излучения волноводных мод с плоским волновым фронтом, вследствие увеличения характерного размера зерна СПС. При вводе излучения параллельно оси световода или при расположении центра сфокусированного пучка в центре ВС, а также при диффузном рассеянии на входном торце ВС, оптические вихри с одинаковыми направлениями вращения не возбуждаются; ОСШ в этих случаях практически не отличается. При рассеянии на выходном торце ВС изменяются условия интерференции выходящего излучения, что при наличии оптических вихрей с одинаковыми направлениями вращения приводит к изменению параметров СПС, соответственно к увеличению ОСШ до значения, соответствующего шуму обычных волноводных мод. Для снижения вредного влияния МШ в различных волоконно-оптических устройствах целесообразно выбирать условия ввода излучения, при которых оптические вихри не возбуждаются.

* * * * *

ЛИТЕРАТУРА

1. Rawson E.G., Goodman, J.W. Modal noise in multimode optical fibers // Proc. SPIE. 1982. V. 355. P. 37–42.
2. Петрунькин В.Ю., Николаев В.М., Жахов В.В., Котов О.И., Филиппов В.Н. Теоретическое и экспериментальное исследование модового шума в волоконных световодах // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 7. С. 1317–1321.
3. Нестеров В.В., Скоблин А.А. Исследование спекл-шумов многомодовых оптических световодов // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 5. С. 869–873.
4. Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И. Волоконно-оптический приемный модуль // А.с. 1354155. СССР. БИ. 1987. № 43.

5. *Кизеветтер Д.В.* Численное моделирование спекл-структуры, образованной излучением оптических вихрей многомодового волоконного световода // *Квант. электрон.* 2008. Т. 38. № 2. С. 172–180.
 6. *Кизеветтер Д.В.* Многомодовые световоды. Поляризационные и интерференционные эффекты в многомодовых волоконных световодах. Лейпциг: изд-во “Лап Ламберт Академик Паблешинг”, 2011. 232 с. ISBN 978-3-8433-0441-2.
 7. *Кизеветтер Д.В.* Квазилучевое описание межмодовой интерференции излучения оптических вихрей в коротких волоконных световодах // *Оптический журнал.* 2008. Т. 75. № 1. С. 80–82.
 8. *Левин Б.Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Советское радио, 1974. 552 с.
 9. *Кизеветтер Д.В.* Аппроксимация угловых передаточных характеристик волоконных световодов // *Оптический журнал.* 2007. Т. 74. № 9. С. 20–29.
 10. *Кизеветтер Д.В., Малюгин В.И.* Способ возбуждения мод многомодового волоконного световода при проведении измерений его параметров // А.с. 1509793. СССР. БИ. 1989. № 35.
 11. *Жаботинский М.Е., Затыкин А.А., Моршнев С.К., Рябов А.С., Францесон А.В.* Крутой изгиб волоконного световода – основа датчиков физических величин // *Радиотехника.* 1982. Т. 37. № 8. С. 8–13.
-