

# Моделирование метода поляризационной оптической рефлектометрии в частотной области анизотропных волоконных световодов, подверженных осевому кручению

Ф.Л.Барков, Ю.А.Константинов, С.Д.Бочкова, А.С.Смирнов, В.В.Бурдин, А.И.Кривошеев, Е.А.Носова, О.Ю.Сметанников

*Предложена математическая модель, описывающая изменение поляризационных рефлектограмм в частотной области при наличии дефектов в анизотропном волоконном световоде. В основу модели положен матричный формализм Джонса. Построены расчетные рефлектограммы в случае равномерного осевого кручения световода. В качестве исходных данных для моделирования использованы реальные распределенные оптические параметры световода, полученные методом поляризационно-бриллюэновской рефлектометрии.*

**Ключевые слова:** поляризационная рефлектометрия, частотная область, анизотропный волоконный световод, осевое кручение оптического волокна.

## 1. Введение

Распределенные волоконно-оптические датчики физических величин уже давно стали важным и динамично развивающимся направлением фотоники [1–3]. Изначально в качестве сенсора использовались изотропные волоконные световоды, применяющиеся также в телекоммуникациях, но в работах последних лет можно встретить и датчики на анизотропных волокнах [4, 5]. Ныне становятся актуальными вопросы, связанные как с распределенным контролем параметров анизотропии РМ-сенсоров с целью улучшения их характеристик, так и непосредственно с сенсорикой на основе таких волокон, а именно с получением пространственной развертки взаимодействия мод. Измерение параметра сохранения поляризации ( $h$ -параметра) и поляризационно-модовой дисперсии возможно в том числе и методами рефлектометрии во временной области [6]. Однако, как показала практика, такие методы применимы только при наличии достаточно крупных дефектов анизотропии, не регистрирующихся в том числе и в случае попадания в области так называемых мертвых зон. В этом случае представляется интересным применение рефлектометрии в частотной области [7–9], в частности поляризационной, ввиду того, что по-

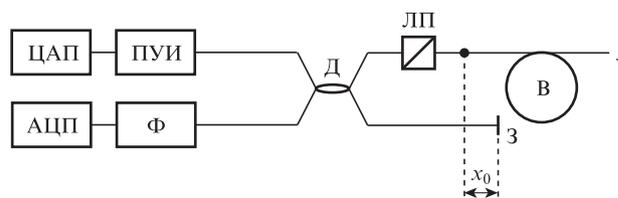


Рис.1. Упрощенная схема OFD-рефлектометра с одним фотоприемным устройством:

ЦАП – цифроаналоговый преобразователь; АЦП – аналого-цифровой преобразователь; ПУИ – перестраиваемый узкополосный источник; Ф – фотоприемное устройство; Д – делитель излучения; З – зеркало; ЛП – линейный поляризатор; В – исследуемое волокно.

добный метод фактически не имеет мертвых зон, а также является поляризационно-чувствительным. Простейшая схема такого рефлектометра (OFD-рефлектометра) представлена на рис.1.

Особенно интересным представляется исследование поведения показаний OFD-рефлектометра при достаточно распространенном дефекте – осевом кручении оптического волокна. Оно может образоваться при укладке анизотропного волоконного сенсора в исследуемый объект и оказать еще более существенное влияние на показания устройства после полимеризации пропиточного материала.

Представленные в литературе модели поляризационных рефлектометров в частотной области не в полной мере описывают спектр желаемых к получению параметров. Например, в [10] исследовано влияние различных факторов (в том числе и осевого кручения) на модовое двулучепреломление изотропного волоконного световода. Расчет эффективности перекачки оптической мощности из моды с поляризацией, направленной вдоль одной оси анизотропного волокна, в моду с ортогональной поляризацией с помощью указанного математического аппарата представляется труднореализуемой задачей. Более пригодным для решения поставленной задачи видится изложенный в [5] подход, основанный на матрицах Мюллера, однако его программная реализация в режиме реального времени сложна, а выходные данные требуют дополни-

Ф.Л.Барков, Ю.А.Константинов. Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Россия, 614000 Пермь, ул. Ленина, 13а; e-mail: fedor@bacup.ru

С.Д.Бочкова, А.С.Смирнов, В.В.Бурдин. Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Россия, 614000 Пермь, ул. Ленина, 13а; Пермский национальный исследовательский университет, Россия, 614990 Пермь, Комсомольский просп., 29

А.И.Кривошеев, Е.А.Носова. Пермский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Россия, 614000 Пермь, ул. Ленина, 13а; Пермский национальный исследовательский университет, Россия, 614990 Пермь, Комсомольский просп., 29; Пермская научно-производственная приборостроительная компания, Россия, 614990 Пермь, ул. 25 Октября, 106

О.Ю.Сметанников. Пермский национальный исследовательский университет, Россия, 614990 Пермь, Комсомольский просп., 29

Поступила в редакцию 5 октября 2018 г., после доработки – 22 ноября 2018 г.

тельных преобразований для построения классической OFD-рефлектограммы. В настоящей работе представлена модель рефлектометрии в частотной области, выходные данные которой наглядно отображают влияние осевого кручения на рефлектограммы анизотропных волоконных световодов. Модель использует простой и интуитивно понятный алгоритм, легко реализуемый в режиме реального времени на вычислительной технике обычной мощности.

## 2. Результаты моделирования и обсуждение

Процессы, происходящие в OFD-рефлектометрах, в литературе описаны по-разному [11, 12]. Отчасти это связано с тем, что различные авторы концентрируют внимание на разных аспектах подобных моделей. Тем не менее, на основе упомянутых трактовок можно сформировать простой алгоритм, описывающий обратно рассеянную мощность светового сигнала, прошедшего на фотоприемное устройство:

$$E(\gamma t) = 2AK\cos(2\gamma t|x - x_r|), \quad (1)$$

где  $\gamma$  – частота лазерного излучения в момент времени  $t$ ;  $x_r$  – координата нахождения зеркала  $Z$  в опорном плече OFD-рефлектометра;  $x$  – текущая пространственная координата по длине волокна в момент времени  $t$ ;  $A$  – параметр, определяющий уровень сигнала в точке  $x$  (зависит в том числе и от показателей преломления зеркала в точке  $x_r$  и в волокне в точке  $x$ , а также от накопившихся к моменту  $t$  потерь на рассеяние света);  $K$  – коэффициент, характеризующий состояние поляризации света. Системы, где происходит регистрация компонент для двух взаимно перпендикулярных состояний поляризации вводимого излучения (здесь и далее – с индексами  $x$  и  $y$ ), выглядят чуть иначе (рис.2) [12]. Для них выражения примут следующий вид:

$$E_x(\gamma t) = 2A_xK_x\cos(2\gamma t|x - x_r|), \quad (2)$$

$$E_y(\gamma t) = 2A_yK_y\cos(2\gamma t|x - x_r|), \quad (3)$$

где  $E_x(\gamma t)$  и  $E_y(\gamma t)$  – интерференционные сигналы, которые получены на фотоприемных устройствах, расположенных после поляризационного делителя ПД, и описывают изменение амплитуды электрического поля обратно рассеянного сигнала для поляризационных осей  $x$  и  $y$ ;  $K_x$  и  $K_y$  – величины, определяемые как поляризационными неоднородностями в исследуемом волокне, так и состоянием поляризации в опорном плече. Предположим, что данные неоднородности можно оценить при помощи

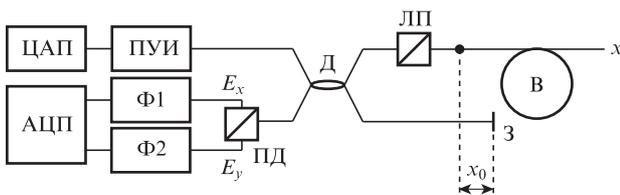


Рис.2. Упрощенная схема OFD-рефлектометра с двумя фотоприемными устройствами: Ф1 и Ф2 – фотоприемные устройства; ПД – поляризационный делитель; остальные обозначения те же, что и на рис.1.

матричного формализма Джонса [13]. Для этого представим анизотропный волоконный световод как последовательность повернутых относительно друг друга полупрозрачных фазовых пластинок, каждая из которых обладает индивидуальной анизотропией.

Матрица Джонса фазовой пластинки длиной  $L$  с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  ( $m$ -го участка волокна) в системе координат с осями, параллельными осям пластинки, имеет вид

$$M_m = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(-i\Delta\varphi) \end{bmatrix},$$

где  $\Delta\varphi = 2\pi L(n_2 - n_1)/\lambda$  – фазовая задержка медленной компоненты волны, обусловленная разностью показателей преломления.

Поскольку рассматриваемый участок волокна ввиду закрутки повернут на определенный угол  $\theta_m$  (пропорциональный расстоянию от конца волокна до участка  $\theta_m = \alpha L_m$ , где  $\alpha$  (в рад/км) – коэффициент закрутки, а  $L_m$  – пространственная координата  $m$ -го участка), в нормальной системе координат матрица Джонса преобразуется соответствующим образом:

$$T_m = T_{\text{rot}}(\theta_m)M_mT_{\text{rot}}(-\theta_m), \quad (4)$$

где  $T_{\text{rot}}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix}$  – матрица поворота.

Следует также учесть, что при обратном распространении световой волны волокно становится закрученным в другую сторону, так что матрица Джонса того же участка волокна будет иметь несколько другой вид:

$$T_m^* = T_{\text{rot}}(-\theta_m)M_mT_{\text{rot}}(\theta_m). \quad (5)$$

В [14] показано, что мощность обратного рассеяния в момент времени  $t_n$  в подобной системе можно представить как:

$$E_{n-1} = F_0b_{n-1}\prod_{i=1}^n f_i^2, \quad (6)$$

где  $E_{n-1}$  – обратно рассеянное на фрагменте  $(n - 1)$  излучение;  $F_0$  – мощность излучения, введенного в световод;  $b$  и  $f$  – коэффициенты, определяющие параметры отражения и затухания на заданном фрагменте. Предположим, что схожую идеологию рассмотрения нестационарного процесса можно перенести на поляризационные рефлектограммы. Тогда выражение для обратного рассеянного линейно поляризованного света (ввод излучения под  $0^\circ$ ) будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{bmatrix} E_{x(0)}(z) \\ E_{y(0)}(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_{\text{pol}} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \prod_{m=1}^z T_m^* \prod_{m=z}^1 T_m \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

где  $\epsilon_{\text{pol}}$  – поляризационная экстинкция ЛП. Полученные  $E_{x(0)}(z)$  и  $E_{y(0)}(z)$  уместно использовать для вычисления сигнала обратного рассеяния для случая измерений в частотной области. Тогда выражения (2) и (3) примут вид

$$E_x(t) = 2A_xkE_{x(0)}\cos(2\gamma t|x - x_r|), \quad (8)$$

$$E_y(t) = 2A_ykE_{y(0)}\cos(2\gamma t|x - x_r|), \quad (9)$$

где  $k$  – эмпирический коэффициент, определяемый мощностью введенного в исследуемое волокно сигнала. Очевидным является факт, что для производителей РМ-волокон и датчиков на их основе наиболее интересным с точки зрения регистрации  $h$ -параметра является рассмотрение выражения для  $E_y(t)$ , поскольку оно содержит компонент  $E_y(0)$ . Обычно в OFD-рефлектометре происходит вычисление векторной суммы [11], которая выглядит следующим образом:

$$r(t) = \sqrt{|E_x(t)|^2 + |E_y(t)|^2}. \tag{10}$$

В качестве исходных данных для моделирования были использованы реальные оптические характеристики оптических волокон, полученные методом поляризационно-бриллюэновской рефлектометрии [15]. Как и в [15], по бриллюэновским сдвигам частот, измеренным для  $x$ - и  $y$ -поляризации, были вычислены распределенные показатели преломления в сенсорном анизотропном волоконном световоде типа «Панда», который использовался в качестве датчика физических величин, внедренного в структуру из композитного материала. Параметры оптического волокна были следующими: коэффициент затухания оптического сигнала на длине волны вводимого излучения 1550 нм 1 дБ/км, модовое двулучепреломление  $7 \times 10^{-4}$ .

На рис.3 изображены зависимости, полученные после фурье-преобразования двух сигналов, которые соответствуют двум состояниям поляризации, а также результирующая рефлектограмма. Функции незначительно смещены по оси ординат для наглядности (в реальных OFD-рефлектометрах уровни двух сигналов оптическими средствами поддерживаются приблизительно одинаковыми).

На всех трех рефлектограммах отчетливо видна некоторая периодичность. Это закономерно, поскольку массив показателей преломления для обеих осей распространения волоконного световода типа «Панда», полученный с использованием реального образца, промодулирован ввиду намотки световода на круглую оправку с последующей интеграцией в конструкцию из композитного материала. При намотке сенсорного волокна осуществлялся тщательный контроль осевого кручения. Таким образом, можно допустить, что осевое кручение волокна, рефлектограмма которого представлена на рис.3, отсутствует. Никаких видимых искажений в волокне, кроме локальных изменений показателя преломления, вызванных намоткой, нет. Однако в ряде случаев закрутки волокна порядка 1 рад/км все же встречаются и ведут к серьезному

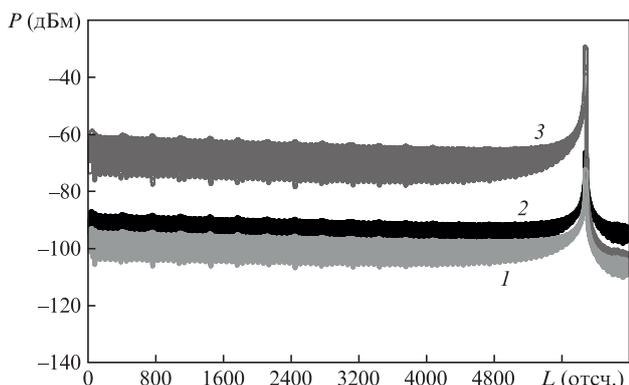


Рис.3. Расчетные OFD-рефлектограммы:  $E_x(t)$  (1),  $E_y(t)$  (2),  $r(t)$  (3).

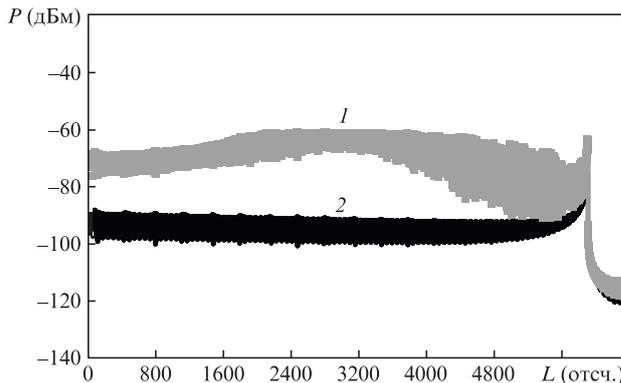


Рис.4. Расчетные OFD-рефлектограммы для волокна с осевым кручением (1) и без него (2).

искажению поляризационных свойств. Для наглядности введем такой поворот на стадии перемножений матриц Джонса в разработанной модели. На рис.4 представлены две результирующие рефлектограммы (векторные суммы) для двух случаев: угол закрутки равен 0 и 1 рад/км.

Очевидно, что при обработке сигнала подобным образом рефлектограмма волокна, подверженного осевому кручению, претерпевает искажения, т.к. в измерениях вносятся погрешности, значительно превышающая паспортные характеристики подобных приборов.

Полученные данные можно рассмотреть в двух аспектах. Во-первых, в свете применимости рефлектометрии в частотной области для оценки качества намотки сенсорного волокна на катушки или устройства в сенсоре. Модель показывает, что закручивание около 500 м волокна с постоянным углом 1 рад/км достаточно хорошо видно на рефлектограмме. Очевидно, что при соответствующих настройках программной реализации модели будут визуализироваться и сколь угодно малые углы поворота волокна, чему на практике будет мешать довольно много ограничивающих факторов аппаратного характера. Именно поэтому следующим шагом должен быть эксперимент. Подобные эксперименты были проведены исследователями и ранее, однако для более коротких длин волокна и больших шагов закрутки (так называемые спан-волокна) [15].

Во-вторых, что касается проблемы наблюдения иных физических величин датчиками подобного рода, то можно заключить, что осевое кручение, согласно показаниям модели, сильно искажает сигнал. Из этого можно сделать вывод, что поляризационно-чувствительная техника оптической рефлектометрии в частотной области должна иметь более гибкий механизм получения результирующей рефлектограммы, чем простое вычисление векторной суммы (возможно, как альтернативу можно использовать простое усреднение, построение рефлектограммы по максимальному сигналу или иные способы). В ряде случаев решением может быть также принятие рефлектограммы волокна с закруткой за нулевое состояние.

### 3. Заключение

Представлен новый, базирующийся на матричном формализме Джонса, подход к моделированию рефлектограмм в частотной области, сохраняющих состояние поляризации вводимого излучения световодов, которые имеют дефекты анизотропии.

В качестве примера поляризационной неоднородности рассмотрено равномерное осевое кручение световода, построены модельные рефлектограммы. Полученные результаты свидетельствуют о том, что даже при небольшой закрутке порядка 1 рад/км рефлектограммы в частотной области претерпевают существенные изменения.

Подход применим и к моделированию влияния на получаемые рефлектограммы поляризационных дефектов иной природы. Практическая польза построенной модели состоит в том, что она может быть в перспективе применена и для идентификации изменения оптико-геометрических характеристик в реальных световодах путем подбора параметров, при которых расчетные рефлектограммы будут идентичны наблюдаемым в эксперименте.

Авторы благодарят Публичное акционерное общество «Пермская научно-производственная приборостроительная компания» за предоставленные образцы и помощь в организации экспериментов, а также инженера Лаборатории фотоники Пермского федерального исследовательского центра УрО РАН Д.Клода за плодотворные дискуссии.

1. Горшков Б.Г., Таранов М.А. *Квантовая электроника*, **48** (2), 184 (2018) [*Quantum Electron.*, **48** (2), 184 (2018)].
2. Кузнецов А.Г. и др. *Квантовая электроника*, **47** (10), 967 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (10), 967 (2017)].
3. Горшков Б.Г. и др. *Квантовая электроника*, **36** (10), 963 (2006) [*Quantum Electron.*, **36** (10), 963 (2006)].
4. Mengshi Zhu, Hideaki Murayama, Daichi Wada. *Sensors*, **17** (10), 2319 (2017).
5. Palmieri L., Geisler T., Galtarossa A., in *Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest (CD)* (Optical Society of America, 2010, paper OWS2).
6. Бурдин В.В. и др. *Квантовая электроника*, **43** (6), 531 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (6), 531 (2013)].
7. [http://www.unige.ch/gap/quantum/\\_media/publications:bib:0101hutt.pdf](http://www.unige.ch/gap/quantum/_media/publications:bib:0101hutt.pdf).
8. Soller B., Gifford D., Wolfe M., Froggatt M. *Opt Express*, **13** (2), 666 (2005).
9. Changjiang Wei, Hongxin Chen, Xiaojun Chen, David Chen, Zhihong Li, X. Steve Yao. *Opt. Lett.*, **41** (12), 2819 (2016).
10. Wegmuller M., Legre M., Gisin N. *J. Lightwave Technol.*, **20** (5), 828 (2002).
11. [https://www.researchgate.net/publication/229014677\\_Polarization\\_resolved\\_measurement\\_of\\_Rayleigh\\_backscatter\\_in\\_fiber-optic\\_components](https://www.researchgate.net/publication/229014677_Polarization_resolved_measurement_of_Rayleigh_backscatter_in_fiber-optic_components).
12. Jasenek J., Cermak O. *Proc. SPIE*, **4016** (1999), <https://doi.org/10.1117/12.373624>.
13. Jones R.C. *J. Opt. Soc. Am.*, **31**, 488 (1941); **38**, 671 (1948); **46**, 126 (1956).
14. Константинов Ю.А., Крюков И.И. В сб. *Телематика 2011: труды конф.* (СПб., 2011, т. 2, с. 325–326).
15. Смирнов А.С. и др. *Квантовая электроника*, **45** (1), 66 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (1), 66 (2015)].