УДК 681.586.5

М.В. Дашков[1], А.С. Смирнов[2, 3]

[1] Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики, Самара, Россия
[2] Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия
[3] Лаборатория фотоники Пермского федерального исследовательского центра Уральского отделения Российской академии наук, Пермь, Россия

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ РЕФЛЕКТОМЕТРИЯ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКОН: ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ, МЕТОДЫ И ПРИЛОЖЕНИЯ (ОБЗОРНАЯ СТАТЬЯ)[1]

Рассмотрены физические основы поляризационной рефлектометрии оптических волокон, приведен обзор методов распределенного контроля поляризационных характеристик. Рассмотрены области применения и практических приложений поляризационной рефлектометрии.

Ключевые слова: поляризация, рэлеевское рассеяния, рассеяние Мандельштама–Бриллюэна, двулучепреломление, оптическое волокно, длина биений, длина корреляции, поляризационная модовая дисперсия.

M.V. Dashkov[1], A.S. Smirnov[2, 3]

[1] Volga State University of Telecommunications and Informatics, Samara, Russia
[2] Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russia
[3] Laboratory of Photonics of the Perm Federal Research Center of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

POLARIZATION REFLECTOMETRY OF OPTICAL FIBERS: PHYSICAL FOUNDATIONS, METHODS AND APPLICATIONS (REVIEW ARTICLE)

The paper discusses the physical fundamentals of polarization reflectometry of optical fibers, provides an overview of methods for distributed control of polarization characteristics. The areas of application and practical applications of polarization reflectometry are considered.

[1] Статья по материалам доклада на конференции «Оптическая рефлектометрия 2018».

Ключевые слова: polarization, Rayleigh scattering, Mandel'shtam-Brillouin scattering, birefringence, optical fiber, beat length, correlation length, polarization mode dispersion.

Введение

В идеальном радиально-симметричном одномодовом оптическом волокне (ОВ) состояние поляризации распространяющегося излучения сохраняется. При нарушении радиальной симметрии, вызванной внутренними или внешними факторами, в ОВ наводится двулучепреломление. В результате поляризация распространяющегося излучения претерпевает изменения в соответствии с локальными свойствами двулучепреломления.

Для распределенного контроля двулучепреломления ОВ наиболее эффективными являются методы, основанные на анализе состояния поляризации излучения обратного рэлеевского рассеяния одномодовых оптических волокон. При этом учитывается, что рэлеевское рассеяние преимущественно сохраняет состояние поляризации зондирущего сигнала. В зависимости от того, в какой области (временной или частотной) выполняются измерения, можно выделить два основных метода.

Поляризационная рефлектометрия во временной области основана на зондировании ОВ линейно-поляризованными оптическими импульсами и анализе поляризационных характеристик излучения обратного рэлеевского рассеяния. Для данной технологии характерна разрешающая способность порядка 0,5–1 м в лучшем случае (в некоторых реализациях может составлять десятки метров) и протяженность контролируемого ОВ порядка десятков километров.

Поляризационная рефлектометрия в частотной области основана на зондировании непрерывным изучением с линейной частотной модуляцией. При этом обеспечивается разрешение порядка нескольких сантиметров при протяженности ОВ несколько километров. Пространственное разрешение может достигать нескольких миллиметров при уменьшении дальности до нескольких десятков метров.

В силу того, что внешние воздействия различного рода приводят к локальным изменениям двулучепреломления, поляризационная рефлектометрия может быть использована для реализации распределенных волоконно-оптических датчиков физических величин. Однако основное практическое и коммерческое применение она пока получила для измерения поляризационной модовой дисперсии (ПМД) волоконно-оптических линий передачи (ВОЛП) и локализации проблемных участков.

1. Физические основы и методы реализации

1.1. Поляризационная рефлектометрия во временной области

Впервые поляризационный оптический рефлектометр временной области (POTDR) был предложен в работе [1] и практически продемонстрирован в работе [2]. В целом схема POTDR аналогична схеме стандартного оптического рефлектометра. Главным отличием является поляризационный анализатор, размещаемый перед фотоприемником. В простейшем случае в качестве анализатора может выступать линейный поляризатор или поляризационный расщепитель. Однако поскольку для решения практических задач требуется измерение характеристики при различных состояниях поляризации, линейный поляризатор дополняется вращаемой четверть-волновой пластиной или используется интегральный анализатор параметров Стокса.

В качестве примера на рис. 1 представлена схема POTDR с поляризационным расщепителем. Генератор импульсов (ГИ) формирует зондирующие импульсы заданной длительности τ и управляет током накачки лазерного диода (ЛД). Оптические импульсы через поляризационно-независимый оптический циркулятор поступают в тестируемое ОВ. В оптическом волокне на флуктуациях показателя преломления происходит рэлеевское рассеяние, часть рассеянного излучения захватывается волноводной структурой и возвращается в обратном направлении. Поляризационный расщепитель (ПР) раскладывает поток обратного рэлеевского рассеяния на две ортогональных составляющих. С выхода фотодетекторов (ФД) электрический сигнала поступает на блок управления и математической обработки (БУМО).

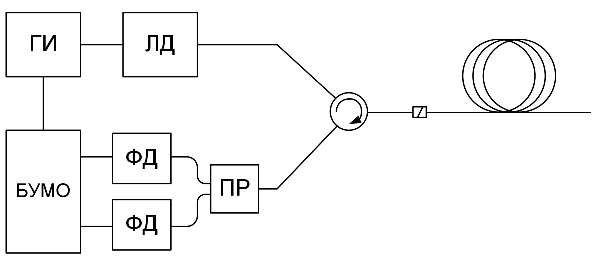


Рис. 1. Схема поляризационного рефлектометра временной области

Полученные поляризационные характеристики обратного рассеяния (ПХОР) несут информацию о распределении двулучепреломления ОВ [1–4].

При зондировании ОВ с сильным линейным двулучепреломлением (например, ОВ с сохранением поляризации) прямоугольными импульсами мощность сигнала обратного рассеяния для двух ортогональных состояний поляризации можно записать в виде [8]:

$$P_{BS//}(z) = \\ = \left[P_{inx}\cos^2\gamma + P_{iny}\sin^2\gamma + \sqrt{P_{inx}P_{iny}}\sin(2\gamma)\frac{\sin(\Delta\beta v_g \tau/2)}{\Delta\beta v_g \tau/2}\cos(2\Delta\beta z) \right] \times \\ \times \eta \exp(-2\alpha z), \tag{1}$$

$$P_{BS\perp}(z) = \\ = \left[P_{inx}\sin^2\gamma + P_{iny}\cos^2\gamma - \sqrt{P_{inx}P_{iny}}\sin(2\gamma)\frac{\sin(\Delta\beta v_g \tau/2)}{\Delta\beta v_g \tau/2}\cos(2\Delta\beta z) \right] \times \\ \times \eta \exp(-2\alpha z), \tag{2}$$

где P_{inx}, P_{iny} – ортогональные компоненты мощности зондирующего сигнала; γ – угол между осью двулучепреломления ОВ и ориентацией вектора электрического поля зондирующего сигнала; $\Delta\beta$ – разность постоянных распространения двух поляризационных мод; v_g – групповая скорость; τ – длительность зондирующего импульса**;** α – коэффициент затухания ОВ.

Параметр η определяет коэффициент обратного рэлеевского рассеяния для заданной длительности импульса в виде

$$\eta = S\frac{v_g \tau}{2}\alpha_R, \tag{3}$$

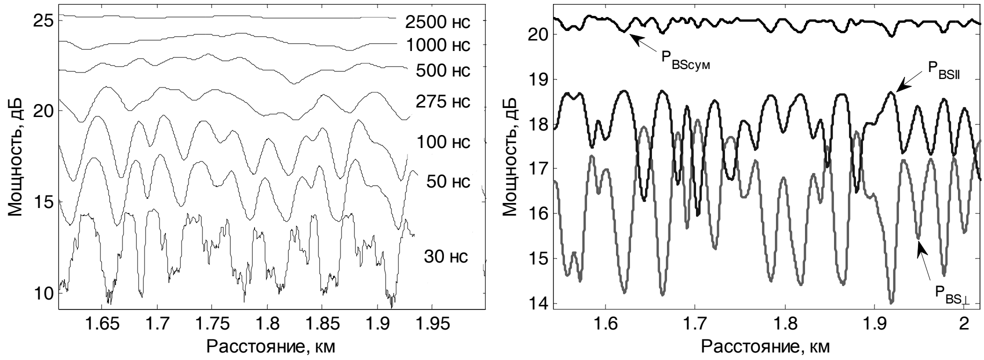
где S – коэффициент захвата потока обратного рассеяния; τ – длительность зондирующего импульса; α_R – коэффициент рэлеевского рассеяния.

Из уравнений (1), (2) следует, что в сигнале обратного рассеяния содержится модуляционная составляющая в виде функции от расстояния вида $\cos(2\Delta\beta z)$, т.е., мощность сигнала, прошедшего через ПА, флуктуирует с периодом, определяемым двулучепреломлением. В качестве характеристики двулучепреломления часто используется длина биений: $L_b = 2\pi/\Delta\beta = \lambda/\Delta n$, где $\Delta\beta$ – разность постоянных распространения поляризационных мод; λ – длина волны оптического излучения; Δn – разность показателей преломления вдоль осей двулучепреломления. Тогда период флуктуаций мощности будет определяться как $L_b/2$. Таким образом, анализируя ПХОР, можно определить распределение линейного двулучепреломления.

Максимальный эффект наблюдается для случая равного возбуждения поляризационных мод при $\gamma = \pi/4$. Размах флуктуаций будет определяться соотношением величины двулучепреломления и пространственной длительности импульса в виде $\dfrac{\sin\left(\Delta\beta v_g \tau/2\right)}{\Delta\beta v_g \tau/2}$. При зондировании импульсами гауссовой формы размах флуктуаций будет определяться выражением $\exp\left(-\dfrac{1}{2\log(2)}\left(\dfrac{\Delta\beta v_g \tau}{2}\right)^2\right)$ [8]. Таким образом, при увеличении длительности импульса размах флуктуаций снижается, и для корректного использования данного метода необходимо обеспечивать условие $\tau \ll \Delta\beta v_g/2$.

В стандартных одномодовых ОВ (например, телекоммуникационные ОВ) ориентация осей двулучепреломления испытывает случайные изменения, связанные с изгибами, радиальными нагрузками, а также с кручением ОВ. В результате кроме линейного двулучепреломления также присутствует и круговое двулучепреломление. Величина линейного двулучепреломления также флуктуирует в связи с вариацией конструктивных параметров по длине ОВ и внешними воздействиями. Это приводит к более сложному виду ПХОР, однако общий характер будет сохраняться.

В качестве примера на рис. 2 приведены результаты измерения ПХОР для стандартного ОВ рек. G.652.D при различных длительностях зондирующего импульса и ортогональных состояних поляризации.



а *б*

Рис. 2. Поляризационные характеристики обратного рассеяния: *а* – при различных длительностях зондирующего импульса; *б* – при ортогональных состояния поляризационного анализатора

Для ОВ с сохранением поляризации длина биений составляет порядка нескольких миллиметров и результирующая частота биений составляет порядка нескольких десятков ГГц, что требует применения высокоскоростной электроники. Кроме того, для обеспечения соответствующего пространственного разрешения необходимо использовать импульсы длительностью порядка 10 пс.

Для повышения пространственного разрешения было разработано несколько методов, при этом наиболее эффективным является рефлектометрия в частотной области.

1.2. Поляризационная рефлектометрия в частотной области

Принцип работы оптического рефлектометра частотной области (OFDR) основан на зондировании ОВ непрерывным изучением с линейной частотной модуляцией и анализе результата интерференции обратно-рассеянного сигнала тестируемого ОВ с опорным изучением. Поскольку перестройка частоты производится по линейному закону, каждой точке ОВ соответствует своя частота биений, и распределение интенсивности рассеянного излучения может быть получено посредством преобразования Фурье-сигнала интерференции. Так как соотношение состояний поляризации сигнала обратного рассеяния и опорного излучения влияет на интенсивность сигнала интерференции, OFDR, по сути, является поляризационно-чувствительным. Пример схемы оптического рефлектометра частотной области (OFDR) приведен на рис. 3 [9]. В данной схеме генератор сигналов специальной формы управляет частотой перестраиваемого лазерного диода (ЛД). Излучение поступает на два плеча интерферометра Майкельсона: одно плечо служит в качестве опорного сигнала, а во втором плече размещается тестируемое ОВ. Контроллер поляризации (КП) служит для согласования состояний поляризации. В фотодетекторе (ФД) сигналы с двух плечей смешиваются, и сигнал интерференции с выхода ФД поступает на БПФ-анализатор спектра. В работе [17] представлена модификация поляризационного рефлектометра частотной области POFDR, в котором на приемной части используется расщепитель поляризации и реализуется принцип поляризационного разнесения.

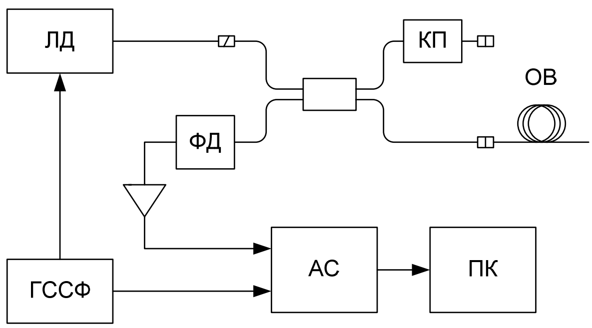


Рис. 3. Схема поляризационного рефлектометра частотной области

1.3. Методы анализа поляризационных характеристик оптического волокна

Как уже было отмечено, в стандартном одномодовом ОВ без сохранения поляризации наблюдается не только линейное двулучепреломление, но также эллиптическое и круговое. Следовательно, практический интерес представляет полный анализ состояния поляризации излучения в каждой точке оптического волокна.

Состояние поляризации частично поляризованного излучения можно описать с использованием параметров Стокса. Выполнив измерение набора двух ортогональных состояний (линейных и с четвертьволновой пластиной, обеспечивающей фазовую задержку $\pi/2$) и комбинируя результаты этих четырех измерений, определяются параметры Стокса. Пусть интенсивность излучения, прошедшего через поляризатор, ориентированного под углом θ относительно оси x и с фазовой задержкой δ между x- и y-компонентами, обозначается $I(\theta,\delta)$. Тогда параметры Стокса будут определяться выражениями:

$$S_0 = I(0,0) + I(\pi/2,0) \quad S_2 = I(\pi/4,0) - I(3\pi/4,0), \tag{4}$$

$$S_1 = I(0,0) - I(\pi/2,0) \quad S_3 = I(\pi/4,\pi/2) - I(3\pi/4,\pi/2).$$

Расчет параметров линейного двулучепреломления в этом случае производится с использованием метода матриц Мюллера. Вследствие того, что круговая поляризация при двойном проходе компенсируется, каждый сегмент ОВ может быть описан матрицей Мюллера для волновой пластины. Тогда связь состояний поляризации на входе и выходе эквивалентной волновой пластины может быть записана в виде [6]:

$$S = \begin{bmatrix} 1 \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ 0 & m_{23} & m_{33} & m_{34} \\ 0 & -m_{24} & -m_{34} & m_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ Q_i \\ U_i \\ V_i \end{bmatrix}, \tag{5}$$

где Q, U, V – параметры Стокса полностью поляризованной компоненты оптического излучения, $Q = S_1/PS_0$, $U = S_2/PS_0$, $V = S_3/PS_0$; P – степень поляризации, $P = S_0\Big/\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}$.

Компоненты матрицы определяются в виде:

$$m_{22} = \cos^2 2\theta + \sin^2 2\theta\cos\delta;\; m_{23} = \cos 2\theta \sin 2\theta(1-\cos\delta);$$

$$m_{24} = -\sin 2\theta \sin\delta;$$

$$m_{33} = \sin^2 2\theta + \cos^2 2\theta\cos\delta;\; m_{34} = \cos 2\theta\sin\delta;\; m_{44} = \cos\delta, \tag{6}$$

где θ – угол между быстрой осью эквивалентной волновой пластины и осью x; δ – величина фазовой задержки эквивалентной волновой пластины.

Все элементы матрицы можно найти, выполнив измерения S при различных состояниях поляризации на входе.

В работе [6] продемонстрирована возможность применения данного метода для определения локальных значений линейного двулучепреломления и ориентации осей двулучепреломления. Для измерения вектора Стокса был использован вращающийся поляризатор, синхронизованный с зондирующим импульсом. Для измерения синфазных и квадратурных компонент был использован фазочувствительный усилитель. Фазовый модулятор использовался для внесения задержки $\pi/2$. В результате для исследованных образцов было определено, что угол ориентации осей двулучепреломления делает полный оборот примерно через каждые 10 м и длина биений имеет тот же порядок.

В работе [10] была представлена схема с использованием четырех-канального интегрального анализатора Стокса на основе объемной оптики, позволяющая выполнять параллельные измерения всех четырех параметров и повысить быстродействие.

Однако даже данные методы не позволяют полностью восстановить характеристики двулучепреломления ОВ, так как круговое двулучепреломление (за исключением эффекта Фарадея) компенсируется при двойном проходе. Проблема заключается в том, что это препятствует восстановлению даже линейного двулучепреломления и его ориентации при наличии кругового двулучепреломления.

В некоторых работах круговое двулучепреломление, наведенное кручением ОВ, игнорируется, поскольку оказывает слабое воздействие. Например, для обеспечения задержки 2π требуется около 12 оборотов вокруг оси ОВ.

Решение данной проблемы отражено в патенте [18]. Суть метода заключается в представлении тестируемого ОВ в виде последовательно соединенных сегментов, каждый из которых состоит из элемента с линейным двулучепреломлением и элемента с круговым двулучепреломлением. Первый элемент описывается величиной линейной задержки $\delta(z)$ и ориентацией быстрой оси $q(z)$, второй элемент описывается величиной круговой задержки $\rho(z)$. Поляризационные свойства каждого сегмента могут быть описаны матрицей Джонса. Изменение поляризация излучения, проходящего в прямом и обратном направлении через каждый сегмент каждого элемента, описывается произведением соответствующих матриц. В результате, анализируя процесс распространения поэтапно, могут быть восстановлены все три параметра для каждого сегмента. Данная методика получила название вычислительный POTDR (CPOTDR) и позволяет восстанавливать ориентацию осей и линейное двулучепреломление при условии, что оно может считаться однородным в пределах каждой пары элементов. Особенностью метода является накопление ошибок при расчете последующих сегментов, что ограничивает количество анализируемых элементов, а следовательно, и допустимую протяженность ОВ. Влияние погрешностей может быть снижено путем измерения на различных длинах волн и использовании известных значений дисперсии оптомеханических коэффициентов, которые отвечают за круговую задержку.

Для некоторых задач, особенно при исследовании поляризационной модовой дисперсии, для обработки ПХОР могут быть использованы статистические методы [11–14]. Данный вопрос более подробно рассмотрен в разделе 4.

2. Поляризационная рефлектометрия в приложении распределенных волоконно-оптических датчиков

В работе [3] был приведен подробный анализ потенциальных возможностей применения поляризационной рефлектометрии во временной области для распределенного измерения внешних воздействий. На рис. 4 схематично показана структура распределенного датчика на основе POTDR [1, 3].

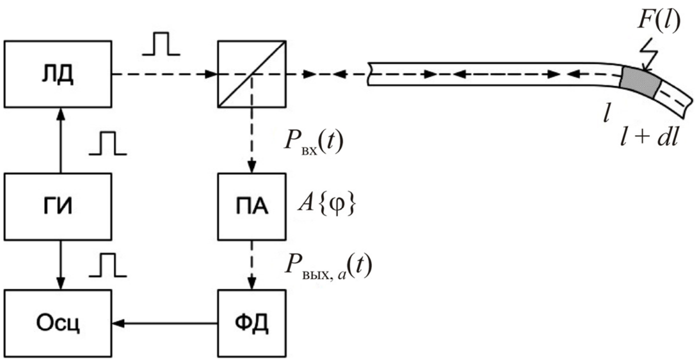


Рис. 4. Распределенный датчик на основе поляризационного рефлектометра

Внешние локальные воздействия $F(l)$ различного рода, приложенные к оптическому волокну, могут вызывать изменение состояния поляризации оптического излучения. Если внешнее воздействие наводит двулучепреломление, линейно связанное с $F(l)$, то разность показателей преломления двух линейно-поляризованных мод можно записать в виде $\Delta n(l) = k'F(l)$.

Тогда разность фаз поляризационных мод на участке от l до $l + dl$ составит:

$$d\varphi(l)=\frac{2\pi}{\lambda}\Delta n(l)\,dl=k_\lambda F(l)\,dl, \tag{7}$$

где k_λ – постоянная для данной длины волны, $k_\lambda = 2\pi k'/\lambda$.

Следовательно, итоговая разность фаз для участка ОВ длиной l составляет:

$$\varphi(l)=k_\lambda\int_0^l F(l)\,dl. \tag{8}$$

Если фазовая задержка не зависит от направления распространения излучения, т.е. $d\varphi(l)=d\varphi(-l)$, то суммарная фазовая задержка для поступающего на фотодиод (ФД) излучения обратного рассеяния составляет $2\varphi(l)$.

Для случая рефлектометрии во временной области целесообразно наблюдаемую фазовую задержку представить как функцию времени:

$$2\varphi(l)\to\varphi(t). \tag{9}$$

Время, соответствующее двойному проходу зондирующего сигнала на участке ОВ длиной l, будет определяться в виде:

$$t=\frac{2l}{v_g}=\frac{2l}{c}n_g, \tag{10}$$

где v_g – групповая скорость распространения излучения в ОВ; c – скорость света в вакууме; n_g – групповой показатель преломления ОВ.

$$\varphi(t)=2k_\lambda\int_0^{v_g t/2} F(l)\,dl. \tag{11}$$

Отсюда внешнее воздействие можно выразить в виде:

$$F(l)=F(0)+\frac{1}{v_g k_\lambda}\frac{d\varphi(t)}{dt}. \tag{12}$$

Для получения информации о разности фаз поляризационных мод перед фотоприемником размещается поляризационный анализатор (ПА) с известной зависимостью коэффициента пропускания от фазы $A\{\varphi\}$.

Тогда, можно записать:

$$F(l) = F(0) + \frac{1}{v_g k_\lambda} \frac{d}{dt}\left[A^{-1}\left\{ \frac{P_{\text{вых},a}(t)}{P_{\text{вх}}(t)} \right\} \right], \tag{13}$$

где $P_{\text{вх}}(t)$ и $P_{\text{вых},a}(t)$ – мощности сигнала обратного рассеяния на входе и выходе анализатора соответственно; A^{-1} представляет собой обратную функцию A.

Таким образом, зная значения мощности сигнала до и после анализатора, а также передаточную функцию анализатора, можно определить распределенную функцию внешнего воздействия. При этом коэффициент k_λ будет определять чувствительность к внешним воздействиям.

Поляризационная рефлектометрия обладает чувствительностью к следующим внешним воздействиям: продольное магнитное поле, поперечное электрическое поле, давление, температура [3]. Следует отметить, что чувствительность поляризационной рефлектометрии к механическим воздействиям различного рода очень высокая. С одной стороны, это положительно отражается на возможности распределенного контроля внешних воздействий, с другой стороны, при контроле других воздействий, также связанных с линейным двулучепреломлением, необходимо предусмотреть меры по механической изоляции.

Продольное магнитное поле. При воздействии магнитного поля вдоль оси ОВ в результате магнитооптического эффекта Фарадея наблюдается поворот плоскости поляризации линейно поляризованного излучения, распространяющегося в ОВ. Угол поворота пропорционален линейному интегралу от действующего магнитного поля вдоль оси ОВ. Поворот плоскости поляризации под действием магнитного поля приведет к изменению интенсивности излучения, прошедшего через анализатор.

Поворот плоскости поляризации на угол $\rho(l)$, вызванный прохождением излучения до l и обратно, соответствует половине суммарной фазовой задержки. Поэтому

$$\varphi(t) = 2\rho(t) = 4V_B \int_0^l H_l\,(l)dl, \tag{14}$$

где V_B – постоянная Верде; H_l – составляющая магнитного поля вдоль оси ОВ.

Следовательно,

$$H_l(l) - H_l(0) = \frac{1}{2V_B v_g}\frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{1}{V_B v_g}\frac{d\rho(t)}{dt}. \tag{15}$$

Постоянная Верде имеет прямо-пропорциональную зависимость от квадрата частоты оптического излучения и для кварцевых ОВ $V_B = 0{,}142 \cdot 10^{-28} \cdot \nu^2$ рад/Тл/м = $1{,}78 \cdot 10^{-35} \cdot \nu^2$ рад/А, где ν – частота оптического излучения.

В силу малых значений постоянной Верде для кварцевого ОВ распределенные измерения возможны только для значительных уровней напряженности магнитного поля.

Возможность применения поляризационной рефлектометрии для распределенного контроля эффекта Фарадея в оптическом волокне с круговым двулучепреломлением была экспериментально продемонстрирована в работах [5, 7]. Разрешение по индукции магнитного поля порядка 1 мТл было достигнуто при пространственном разрешении 0,5 м и частоте опроса 1 Гц.

В работе [25] поляризационная рефлектометрия в частотной области была применена для измерения интенсивных магнитных полей в магнитно-резонансном томографе. Когерентный оптический рефлектометр в частотной области был адаптирован путем добавления контроллера поляризации на передаче и поляризационного анализатора на приеме. За счет высокого разрешения (порядка 3 см) и специальной уладки ОВ была получена возможность измерить силу и ориентацию магнитного поля. Чувствительность составила 100 мТл и относительную погрешность порядка 7 %.

Поперечное электрическое поле. В аморфных материалах, таких как плавленый кварц, наблюдается квадратичный электрооптический эффект (эффект Керра). Данный эффект приводит к изменению фазовой задержки линейного двулучепреломления в зависимости от квадрата компоненты электрического поля, ориентированной перпендикулярно к оптической оси ОВ.

Для поперечного электрического поля $E_n(l)$:

$$E_T^2(l) - E_T^2(0) = \frac{1}{2\pi B v_g} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \qquad (16)$$

где B – постоянная Керра ($\sim 0{,}89 \cdot 10^{-16}$ м/В^2 для кварцевого ОВ).

Таким образом, эффект Керра в оптических волокнах для внешнего электрического поля слишком мал для практического применения в датчиках.

Давление. При приложении внешней нагрузки в ОВ возникает механическое напряжение, и в результате упругооптического эффекта наводится двулучепреломление. Для случая механического давления, определяемого через поперечные напряжения, можно записать так:

$$\sigma_T(l) - \sigma_T(0) = \frac{\lambda E}{\pi n^3 (1+v)(p_{12} - p_{11}) v_g} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \qquad (17)$$

где n – среднее значения показателя преломления для поляризованных мод; v – коэффициент Пуассона; p_{11}, p_{12} – коэффициенты Поккельса упругооптического тензора; E – модуль Юнга.

В работе [20] было продемонстрировано применение поляризационной рефлектометрии для распределенного измерения давления жидкости с использованием ОВ с продольными боковыми отверстиями. Наличие боковых отверстий по всей длине ОВ позволяет преобразовать изотропное внешнее давление в асимметричную нагрузку на сердцевину ОВ. Для измерения был использован полный поляриметрический рефлектометр. В результате было получено разрешение порядка 5 % от полной шкалы в 50 бар. Прогнозируемое пространственное разрешение составляет порядка 1 м при протяженности несколько десятков километров.

Температура. Измерение распределения температуры методом поляризационной рефлектометрии может быть реализовано вследствие температурной зависимости упругооптического эффекта. Для этого в ОВ формируется однородное поперечное механическое напряжение, например, за счет наложения асимметричного внешнего покрытия.

Для поля температуры $T(l)$, приводящего к возникновению поперечных механических напряжений σ_T,

$$T(l) - T(0) = \frac{\lambda E}{\pi n^3 (1+v)(p_{12} - p_{11}) \eta \sigma_T v_g} \frac{d\varphi(t)}{dt}, \qquad (18)$$

где η – температурный коэффициент наведенного двулучепреломления ($\eta = 6,3 \cdot 10^{-4}$ К$^{-1}$).

В работе [21] приведена реализация квазираспределенного датчика температуры, использующая температурную зависимость параметров двулучепреломляющего ОВ. Сенсорные элементы формировались в виде последовательного соединения ОВ одной поляризации с ориентированным на определенный угол ОВ с повышенным двулучепреломлением. Количество сенсорных элементов на одном ОВ составляло 20 и для опроса применятся стандартный рефлектометр.

В работе [22] была экспериментально продемонстрирована возможность распределенного измерения температуры при использовании оптического рефлектометра в частотной области. Принцип работы основан на линейной зависимости длины биений ОВ с эллиптической сердцевиной от температуры.

Вибрационные воздействия. Внешние механические воздействия, приложенные к ОВ, приводят к изменению состояния поляризации оптического излучения, что позволяет использовать поляризационную рефлектометрию для распределенного контроля вибрационных воздействий. При этом высокая чувствительность ПХОР наблюдается для асимметричной радиальной нагрузки, в то время как для осевой деформации практически незаметна. ПХОР могут использоваться в качестве дополнительной информации в амплитудных когерентных рефлектометрах, совместно с фазочувствительными рефлектометрами, а также выступать в роли самостоятельного механизма обнаружения и локализации вибраций.

В работе [26] был представлен датчик вторжения на основе поляризационной рефлектометрии во временной области. Принцип работы основан на вычислении распределения среднеквадратического отклонения поляризационных характеристик, полученных в последовательные моменты времени.

В работе [27] была исследована возможность применения поляризационной рефлектометрии для выявления и локализации новых событий и/или воздействия на ОВ в процессе мониторинга ВОЛП. При этом было продемонстрировано, что при использовании управляемого контроллера можно определять местоположение многократных пространственно разнесенных воздействий. В работе [28] приведены теоретические и экспериментальные оценки чувствительности ПХОР к механическим воздействиям различного типа.

Анализ качества анизотропных световодов. Для исследования качества анизотропных световодов, с точки зрения локализации областей связи поляризационных мод, может быть использован метод поляризационной рефлектометрии временной области [29, 30]. Для этого необходимо получить рефлектограммы как при возбуждении линейно-поляризованным излучением только одной поляризационной моды, так и в случае равного возбуждения поляризационных мод (рис. 5).

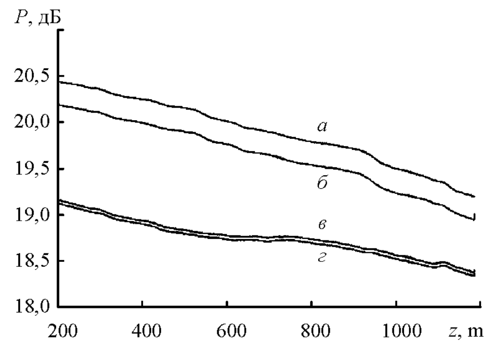


Рис. 5. Поляризационные рефлектограммы снятые при возбуждении только одной поляризационной моды (*а*, *б*) и в случае равного возбуждения поляризационных мод (*в*, *г*)

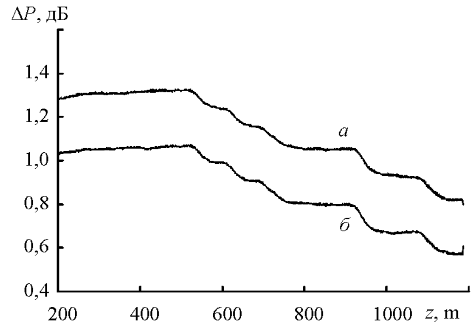


Рис. 6. Разность поляризационных рефлектограмм временной области

Рефлектограммы, снятые при возбуждении только одной моды, несут в себе информацию как о затухании, вызванном «рэлеевскими» потерями, так и о затухании, вызванном переходом оптической мощности в другую поляризационную моду. При этом рефлектограммы, полученные при равном возбуждении поляризационных мод, представляют затухание, вызванное только «рэлеевскими». Таким образом, разность рассмотренных двух типов рефлектограмм представляет затухание, вызванное переходами оптической мощности в другую поляризационную моду, что дает возможность локализации областей связи поляризационных мод, а также оценивать «величину» этой связи (рис. 6) по разности уровней. Сравнение найденных значений величины связи мод со значениями, полученными традиционным методом, показало удовлетворительное совпадение, что может свидетельствовать о принципиальной работоспособности метода и применимости для решения ряда задач.

Величина двулучепреломления – другой важный параметр качества анизотропных световодов. Величина двулучепреломления может изменяться вдоль длины исследуемого образца вследствие неизбежно возникающих в процессе вытяжки случайных изменений параметров световода. Для выявления распределения величины двулучепреломления по длине, может быть использован метод поляризационного бриллюэновского анализа временной области [31, 32]. Рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (бриллюэновское) – это рассеяние света в результате взаимодействия с упругими колебаниями среды – акустическими фононами. Смещение частоты рассеянного назад света при вынужденном рассеянии Мандельштама–Бриллюэна определяется формулой: $\boldsymbol{f = 2nV/\lambda}$, где n – эффективный показатель преломления среды; V – скорость звука; λ – длина волны света в вакууме. Для регистрации смещения частоты рассеяния Мандельштама–Бриллюэна использовался бриллюэновский анализатор временной области (BOTDA) [33], на рис. 7 приведена оптическая схема анализатора [34].

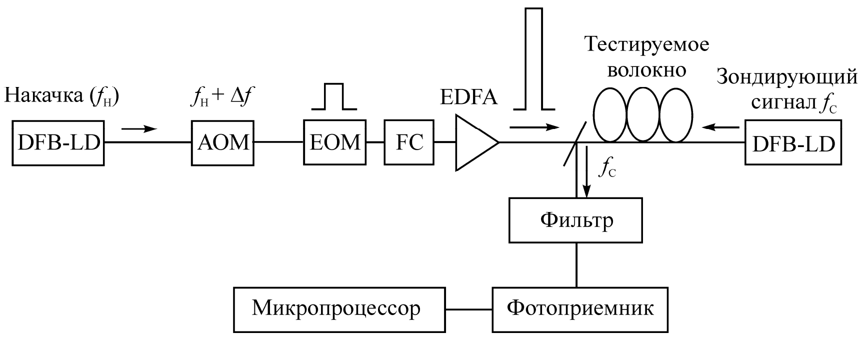


Рис. 7. Оптическая схема бриллюэновского анализатора (BOTDA)

Принцип работы анализатора таков: с одного конца исследуемого световода подаются пробные импульсы на постоянной частоте, а с другого – непрерывная световая волна накачки, сканируемая по частоте так, чтобы разность оптических частот двух волн была в области частоты рассеяния Мандельштама–Бриллюэна. Точное определение частоты рассеяния Мандельштама–Бриллюэна каждого участка световода определяется по частоте, при которой наблюдается наиболее интенсивный обмен энергиями между встречными световыми волнами. Благодаря импульсному режиму пробной волны реализуется привязка ко времени прихода сигнала, а значит, осуществляется привязка к координате вдоль волокна. Традиционно бриллюэновский анализатор временной области используется в качестве датчика температуры или деформации, поскольку частотный бриллюэновский сдвиг линейно чувствителен как к изменению температуры, так и к продольной деформации световода. В данном случае изменение температуры и продольная деформации световода являются паразитными воздействиями, и исследуемый образец требуется, чтобы от них изолировать.

В случае анизотропного одномодового оптического волокна имеются две поляризационные моды с эффективными показателями преломления n_x и n_y. Поляризаторы с обоих концов образца последовательно ориентируются на каждую поляризационную моду анизотропного световода (рис. 8), и для каждой моды фиксируется поляризационная бриллюэновская рефлектограмма (рис. 9). Разность этих рефлектограмм (бриллюэновских смещений частот) на каждом участке световода (рис. 9) пропорциональна параметру двулучепреломления B: $f_x - f_y = 2(n_x - n_y)V/\lambda = 2BV/\lambda$.

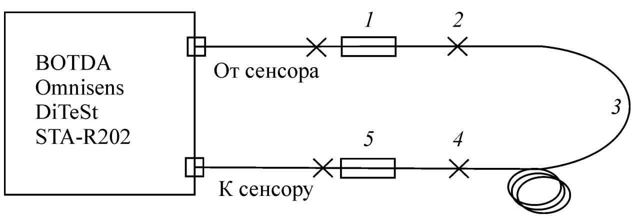


Рис. 8. Экспериментальная установка: *1*, *5* – оптические поляризаторы с волоконными выходами; *3* – исследуемый образец световода; *2*, *4* – сварные соединения волоконных световодов, сохраняющих поляризацию, с ориентацией по оптическим осям

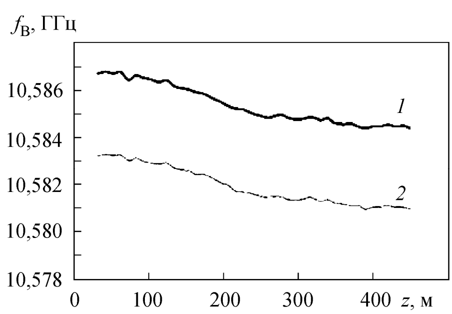


Рис. 9. Зависимости частот бриллюэновского сдвига от координаты z для медленной (*1*) и быстрой (*2*) поляризационных мод

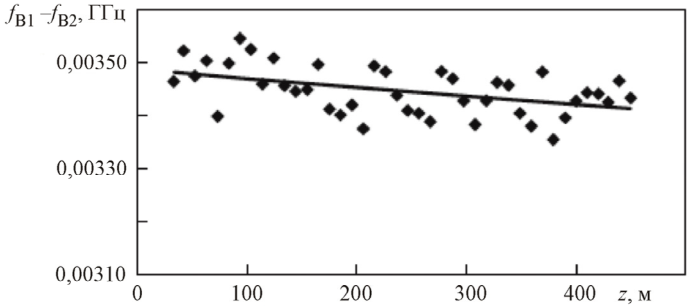


Рис. 10. Разность бриллюэновских рефлектограмм поляризационных мод образца

Для проверки метода анизотропный световод был разделен на фрагменты длиной ~50 м, и метровые отрезки каждого фрагмента были исследованы спектральным интерференционным методом, результат приведен на рис. 11.

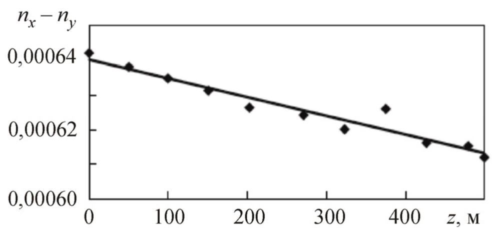


Рис. 11. Распределение параметра ДЛП вдоль образца, измеренное спектральным методом

Сравнение полученных результатов двух методов позволяет сделать вывод, что предлагаемый метод поляризационного бриллюэновского анализа временной области пригоден, как минимум, для неразрушающего экспресс-анализа однородности величины двулучепреломления по длине анизотропного световода.

3. Поляризационная рефлектометрия в телекоммуниациях

Одним из основных практических применений поляризационной рефлектомтерии стало исследование параметров двулучепреломления телекоммуникационных волокон и оценка распределения поляризационной модовой дисперсии (ПМД).

ПМД является одним из важных факторов, влияющих на качество передачи сигнала на высокоскоростных волоконно-оптических линиях передачи (ВОЛП). Вследствие разницы групповых скоростей распространения поляризационных мод в оптическом тракте возникает дифференциальная групповая задержка (ДГЗ) $\Delta\tau$, что приводит к уширению длительности оптического импульса и появлению межсимвольной интерференции. Поляризационная модовая дисперсия определяется как среднеквадратическое значение ДГЗ.

$$\text{РМД} = \sqrt{\left\langle \Delta\tau^2 \right\rangle_t}. \tag{19}$$

Как показала практика, зачастую высокий уровень ПМД ВОЛП бывает вызван отдельными проблемными участками. В особенности это было актуально для линий, проложенных в конце 90-х – начале 2000-х годов. Таким образом, на этапе внедрения высокоскоростных ВОСП (скорость передачи информации 10 Гбит/с и выше) важной задачей было не только измерение суммарной величины ПМД оптического тракта, но также выявление и локализация участков с повышенным уровнем ПМД и их последующая замена.

Для решения данных задач разработаны различные варианты реализации поляризационного рефлектометра временной области [11–14, 16–19, 23, 24].

Один из методов основан на анализе распределения поляризационных характеристик ОВ. Известно, что величину поляризационной модовой дисперсии для протяженного телекоммуникационного ОВ можно определить выражением [12]:

$$\text{РМД} = \frac{\lambda}{L_b c}\sqrt{L_c L}, \tag{20}$$

где L_b – длина биений; L_c – длина корреляции; λ – длина волны оптического излучения; c – скорость света в вакууме; L – длина ОВ.

Таким образом, величина ПМД будет определяться двумя параметрами L_b и L_c, действие которых является противоположным. Длина биений определяется двулучепреломлением ОВ, в то время как длина корреляции определяется поведением ориентации оси двулучепреломления. Иначе говоря, длина корреляции определяет расстояние, на котором ось двулучпреломления испытывает значительный поворот. В итоге измерение ПМД сводится к оценке распределения длины биений и длины корреляции.

На основе анализа статистических свойств двулучепреломления было определено, что автокорреляционная функция распределения локального линейного двулучепреломления $\beta_L(z)$ связана с длиной биений и длиной корреляции выражением [13]:

$$r_\beta(z) = \frac{2\pi^2}{L_b^2}\exp\left(-\frac{|z|}{L_c}\right). \qquad (21)$$

Учитывая, что длина биений связана с линейным двулучепреломлением ОВ в виде $L_b = 2\pi / \langle \beta_L \rangle$, в итоге задача будет сводиться к оценке распределения или $\beta_L(z)$, или L_b.

Для измерения длины биений может использоваться метод подсчета количества пересечений (Level Cross Ratio – LCR), который заключается в анализе нормированной характеристики сигнала обратного рассеяния $T(z)$, прошедшего через поляризатор [13],

$$L_b = \frac{4\sqrt{\nu}}{n(\nu)}, \qquad (22)$$

где $n(\nu)$ – количество пересечений характеристики $T(z)$ заданного уровня ν на единицу длины.

В качестве альтернативы может использоваться метод спектрального анализа, заключающегося в вычислении Фурье-преобразования автокорреляционной функции, смещенной по среднему уровню характеристики: $P(z) = T(z) - 2/3$. Тогда длина биений L_b определяется из соотношения [19]:

$$L_b = \frac{1}{\sigma_W}\sqrt{\frac{12}{\pi}}, \qquad (23)$$

где σ_W – среднеквадратическое отклонение спектральной функции.

К недостаткам данного метода относится ограничение длительности зондирующего импульса. Излучение обратного рассеяния, поступающее на фотоприемник в определенный момент времени, формируется с разных участков ОВ, находящихся в пределах половины пространственной ширины импульса $\left(W = \tau_u \cdot v_g / 2\right)$. При $W \approx L_b$ поляризация излучения, поступающего с участков ОВ, не является постоянной. Тогда измеренное состояние поляризации является усредненной величиной, и вариации состояния поляризации по длине волокна сглаживаются. Таким образом, для прямых методов измерения ПМД накладывается ограничение на длительность импульса $W < L_b$, и применение подобных методов возможно только для ОВ с относительно невысоким уровнем ПМД.

Другой метод основан на анализе вариации степени поляризации излучения обратного рассеяния. В работе [12] было отмечено, что при определении ПМД протяженных ОВ (в особенности при высоких значениях коэффициента ПМД) вместо измерения состояния поляризации в качестве критерия оценки целесообразно использовать степень поляризации.

Распределение степени поляризации по длине ОВ может служить для определения локального двулучепреломления. Анализ степени поляризации как функции расстояния позволяет выделить три характерных режима в зависимости от отношения трех параметров: длины биений, длины корреляции и пространственной длительности импульса.

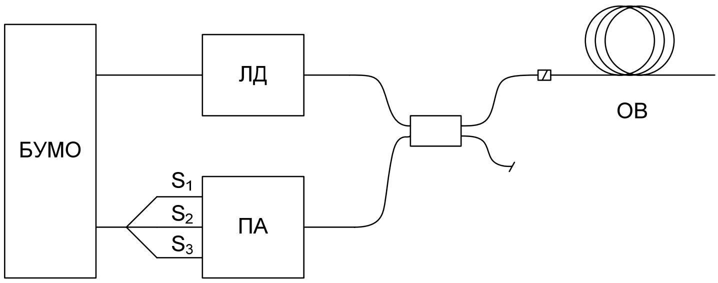
В первом режиме, когда $W \ll L_b$, поляризация в пределах импульса практически не меняется и степень поляризации близка к 1 независимо от величины L_c. Это соответствует ОВ с низким ПМД.

В противоположном случае, если $W \gg L_b$, поляризация изменяется несколько раз в пределах длительности импульса и степень поляризации снижается. При этом выделяют два режима относительно длины корреляции. Если $W \gg L_c$, то ось двулучепреломления ОВ также быстро меняется в пределах длительности импульса. В результате поляризация на участке меняется случайным образом, и степень поляризации стремится к 0. Известно, что излучение, которое было полностью деполяризовано, при распространении частично восстанавливает поляризацию при обратном рассеянии. Таким образом, среднее значение степени поляризации составляет примерно 1/3.

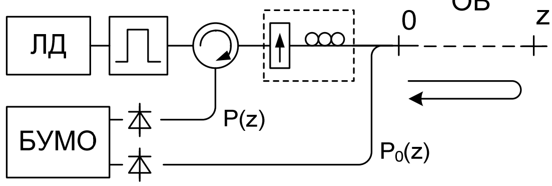
В последнем случае $L_c \gg W \gg L_b$, когда ориентация оси двулучепреломления не изменяется в пределах импульса, но поляризация быстро вращается вокруг оси. Величина степени поляризации в этом случае зависит от угла между поляризацией и осью двулучепреломления. Величина степени поляризации импульса, распространяющегося в обратном направлении, изменяется по длине ОВ при повороте оси двулучепреломления, т.е. изменяется в масштабе длины корреляции. Этот случай соответствует значительным длинам корреляции и высокому уровню ПМД.

Таким образом, флуктуации степени поляризации по длине ОВ характеризуют длину корреляции. Если длина корреляции больше, чем длительность импульса, то ориентация оси двулучепреломления и усредненная степень поляризации остаются постоянными.

На данном принципе реализован коммерческий поляризационный рефлектометр DOP-POTDR 1100. На рис. 12, *а* приведена структурная схема прототипа POTDR, основанного на анализе степени поляризации. При измерении поочередно снимаются восемь характеристик обратного рассеяния, по которым определяются параметры Стокса, рассчитывается распределение степени поляризации и анализируется степень его вариации. Данный метод не позволяет определить количественные характеристики ПМД и служит только для локализации проблемных участков с повышенным уровнем ПМД. Максимальная длительность зондирующего импульса составляет 500 нс, что ограничивает эффективную длину анализируемого участка. В работе [24] для увеличения динамического диапазона POTDR было предложено использовать для зондирования импульсы с линейной вариацией длительности. Теоретически была продемонстрирована возможность оценки длины биений при средней длительности импульса 10 мкс.



а



б

Рис. 12. Прототипы схем коммерческих поляризационных рефлектометров временной области: *а* – DOP-POTDR, *б* – RS-POTDR

Количественную оценку распределения ПМД позволяет определить метод на основе перестраиваемого поляризационного оптического рефлектометра со случайным скремблированием состояний поляризации. (RS-POTDR) [23]. На рис. 12, *б* приведена его структурная схема.

Данный метод основан на измерении ПХОР для множества различных случайных и независимых комбинаций центральной частоты оптического изучения ω_k и состояний поляризации, формируемых управляемым контроллером поляризации. Поляризационные рефлектограммы снимаются парами для двух близко расположенных оптических частот с одинаковыми состояниями поляризации. Центральная частота ω_k каждой пары обычно отличается от частоты из любой другой пары. Состояние поляризации I/O-SOP для каждой пары меняется случайным образом. Для каждой пары поляризационных рефлектограмм рассчитывается изменение локального коэффициента передачи $\Delta T_k\left(z_n\right)$ в каждой точке z_n. Далее по результатам статистической обработки накопленных значений $\Delta T_k\left(z_n\right)$ вычисляется накапливаемая ПМД. Как правило, измерения производятся для значительного количества пар оптических частот (K > 100), что позволяет рассчитать изменение коэффициента передачи для случайного набора независимых комбинаций центральной частоты ω_k и состояний поляризации I/O-SOP$_k$, где k = 1,2..K. В результате метод позволяет количественно оценить распределение накопленной ПМД вдоль ОВ.

Список литературы

1. Rogers A.J. Polarization optical time-domain reflectometry // Electron. Lett. – 1980. – Vol. 16, № 13. – P. 489–490.

2. Hartog A.H., Payne D.N., Conduit A.J. Polarization optical–time–domain reflectometry: experimental results and application to loss and birefringence measurements in single–mode optical fibres // 6th European conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC). – York, UK, IEE. – 1980.

3. Rogers A.J. Polarization–optical time domain reflectometry: a technique for the measurement of field distributions // Applied Optics. – 1981. – Vol. 20, iss. 6. – P. 1060–1074.

4. Measurement and analysis on polarization properties of backward Rayleigh scattering for single-mode optical fibers / M. Nakazawa, T. Horiguchi, M. Tokuda, N. Uschida // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1981. – Vol. 17, iss. 12. – P. 2326–2334.

5. Ross J.N. Measurement of magnetic field by polarisation optical time-domain reflectometry // Electron. Lett. – 1981. – Vol. 17. – P. 596–597.

6. Ross J.N. Birefringence measurement in optical fibers by polarization–optical time–domain reflectometry // Applied Optics. – 1982. – Vol. 21, № 19. – P. 3489–3495.

7. Kim B.Y., Dann P., Sang C. Use of polarisation-optical time domain reflectometry for observation of the Faraday effect in single-mode fibers // IEEE J. Quant. Electron. – 1982. – Vol. 18, № 4. – P. 455–456.

8. Nakazawa M. Theory of backward Rayleigh scattering in polarization–maintaining single–mode fibers and its application to polarization optical time domain reflectometry // IEEE J. Quant. Electron. – 1983. – Vol. 19, № 5. – P. 854–861.

9. Local birefringence measurements in single–mode fibers with coherent optical frequency domain reflectometry / B. Huttner, J. Reecht, N. Gisin, R. Passy, J.P. von der Weid // IEEE Photonics Technol. Lett. – 1998. – Vol. 10, № 10. – P. 1458–1460.

10. Ellison J.G., Siddiqui A.S. A fully polarimetric optical time-domain reflectometer // IEEE Photon.Technol. Lett. – 1998. – Vol. 10. – P. 246–248.

11. Corsi F., Galtarossa A., Palmieri L. Polarization mode dispersion characterization of single-mode optical fiber using backscattering technique // J. Lightw. Technol. – 1998. – Vol. 16, № 10. – P. 1832–1843.

12. Huttner B., Gisin B., Gisin N. Distributed PMD measurement with a polarization-OTDR in optical fibers // J. Lightw. Technol. – 1999. – Vol. 17, № 18. – P. 1843–1848.

13. Corsi F., Galtarossa A., Palmieri L. Beat length characterization based on backscattering analysis in randomly perturbed single-mode fibers // J. Lightw. Technol. – 1999. – Vol. 17, № 7. – P. 1172–1178.

14. Polarization mode dispersion measurements along installed optical fibers using gated backscattered light and a polarimeter / H. Sunnerund, B.E. Olsson, M. Karlsson, J. Brentel // Journal of Lightwave Technology. – 2000. – Vol. 18. – P. 897–904.

15. Rogers A.J. Distributed measurement of strain using optical-fibre backscatter polarimetry // Strain. – 2000. – Vol. , № 3. – P. 135–142.

16. Polarization mode dispersion characterization of single-mode of birefringence in optical fibers / M. Wuilpart, P. Megret, M. Blondel, A.J. Rogers, Y. Defosse // IEEE Photonics Technology Letters. – 2001. – Vol. 13, iss. 8. – P. 836–838.

17. Wegmuller M., Legre M., Gisin N. Distributed beatlength measurement in single-mode fibers with optical frequency-domain reflectometry // J. Lightw. Technol. – 2002. – Vol. 20, № 5. – P. 828–835.

18. Rogers A.J. Optical fbre backscatter polarimetry. – 2002. WO 2002/095349.

19. Galtarossa A., Palmieri L. Reflectometric measurements of PMD properties in long single-mode fibers // Optical Fiber Technology. – 2003. – Vol. 9, iss. 3. – P. 119–142.

20. Rogers A.J., Shatalin S.V., Kanellopoulos S.E. Distributed measurement of fluid pressure via optical-fibre backscatter polarimetry // 18th International Conference on Optical Fibre Sensors.SPIE, Bruges, Belgium. – 2005. – 5855. – P. 230–233.

21. Donlagic D., Lesic M. All-fiber quasi-distributed polarimetric temperature sensor // Optics Express. – 2006. – Vol. 14, № 22. – P. 10245–10254.

22. Distributed temperature sensor interrogator based on polarization–sensitive reflectometry / C. Crunelle, M. Legré, M. Wuilpart, P. Mégret, N. Gisin // IEEE Sensors Journal. – 2009. – Vol. 9, № 9. – P. 1125–1129.

23. Cyr N., Chen H., Schinn G.W. Random-Scrambling Tunable POTDR for Distributed Measurement of Cumulative PMD // Journal of Lightwave Technology. – 2009. – Vol. 27, № 18. – P. 4164–4174.

24. Андреев В.А., Бурдин В.А., Дашков М.В. Поляризационный оптический рефлектометр с линейной вариацией длительности импульса // Электросвязь. – 2010. – № 2. – С. 28–31.

25. Palmieri L., Galtarossa A. Distributed fiber optic sensor for mapping of intense magnetic fields based on polarization sensitive reflectometry // Proceedings of SPIE. – 2012. – Vol. 8351. – P. 835131-1-8

26. Mégret P., Wuilpart M., Linze N. Development of an Intrusion Sensor Based on a Polarization–OTDR System // IEEE Sensors Journal. – 2012. – Vol. 12, № 10. – P. 3005–3009.

27. Burdin V.A., Dashkov M.V., Dmitriev E.V. Detection and localization of defects in optical fibers based on monitoring of the polarized backscattered signal // Optical Technologies for Telecommunications 2012, Proc. of SPIE. – Vol. 8787. – P. 87870G1–10.

28. Dashkov M.V., Dmitriev E.V. Investigation of polarization reflectometry sensitivity to detecting new events in fiber optical lines // Proc. SPIE 9533, Optical Technologies for Telecommunications 2014. – 2015. – P. 95330Y.

29. Детектирование и локализация дефектов сохранения поляризации в анизотропном волоконном световоде / В.В. Бурдин, Ю.А. Константинов, В.П. Первадчук, А.С. Смирнов // Квантовая электроника. – 2013. – Т. 43, № 6. – С. 531–534.

30. О применении поляризационной рефлектометрии в сохраняющем поляризацию оптическом волокне при различных установившихся температурах / А.С. Смирнов, В.В. Бурдин, Д.С. Власов, Ю.А. Константинов // Прикладная фотоника. – 2015. – Т. 2, № 4. – С. 311–321.

31. Исследование двулучепреломления в анизотропных волоконных световодах методом поляризационной бриллюэновской рефлектометрии / А.С. Смирнов, В.В. Бурдин, Ю. А.Константинов, А.С. Петухов, И.Р. Дроздов, Я.С. Кузьминых, В.Г. Беспрозванных // Квантовая электроника. – 2015. – 45:1. – С. 66–68.

32. Оценка величины двулучепреломления в анизотропных волоконных световодах методом поляризационной бриллюэновской рефлектометрии / А.С. Смирнов, В.В. Бурдин, Р.Д. Елисеенко, Ю.А. Константинов // Прикладная фотоника. – 2016. – Т. 3, № 2. – С. 102–112.

33. Toshio Kurashima, Tsuneo Horiguchi, Mitsuhiro Tateda. Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers // Opt. Lett. – 1990. – 15. – P. 1038-1040.

34. Листвин А.В., Листвин В.Н. Рефлектометрия оптических волокон Л63. – М.: ЛЕСАРарт, 2005. – 208 с.

References

1. Rogers A.J. Polarization optical time-domain reflectometry. *Electron. Lett.*, 1980, vol. 16, no. 13, pp. 489-490.

2. Hartog A.H., Payne D.N., Conduit A.J. Polarization optical–time–domain reflectometry: experimental results and application to loss and bire-

fringence measurements in single–mode optical fibres. *6th European conference and Exhibition on Optical Communication (ECOC)*, York, UK, IEE, 1980.

3. Rogers A.J. Polarization–optical time domain reflectometry: a technique for the measurement of field distributions. *Applied Optics*., 1981, vol. 20, iss. 6, pp. 1060-1074.

4. Nakazawa M., Horiguchi T., Tokuda M., Uschida N. Measurement and analysis on polarization properties of backward Rayleigh scattering for single-mode optical fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1981, vol. 17, iss. 12, pp. 2326-2334.

5. Ross J.N. Measurement of magnetic field by polarisation optical time-domain reflectometry. *Electron. Lett*, 1981, vol. 17, pp. 596-597.

6. Ross J.N. Birefringence measurement in optical fibers by polarization–optical time–domain reflectometry. *Applied Optics*, 1982, vol. 21, no. 19, pp. 3489-3495.

7. Kim B.Y., Dann P., Sang C. Use of polarisation-optical time domain reflectometry for observation of the Faraday effect in single-mode fibers. *IEEE J. Quant. Electron*, 1982, vol. 18, no. 4, pp. 455-456.

8. Nakazawa M. Theory of backward Rayleigh scattering in polarization–maintaining single–mode fibers and its application to polarization optical time domain reflectometry. *IEEE J. Quant. Electron*, 1983, vol. 19, no. 5, pp. 854-861.

9. Huttner B., Reecht J., Gisin N., Passy R., von der Weid J.P. Local birefringence measurements in single–mode fibers with coherent optical frequency domain reflectometry. *Photonics Technol. Lett*., 1998, vol. 10, no. 10, pp. 1458-460.

10. Ellison J.G., Siddiqui A.S. A fully polarimetric optical time-domain reflectometer. *IEEE Photon.Technol. Lett.*, 1998, vol. 10, pp. 246-248.

11. Corsi F., Galtarossa A., Palmieri L. Polarization mode dispersion characterization of single-mode optical fiber using backscattering technique. *J. Lightw. Technol*, 1998, vol. 16, no. 10, pp. 1832-1843.

12. Huttner B., Gisin B., Gisin N. Distributed PMD measurement with a polarization-OTDR in optical fibers. *J. Lightw. Technol.*, 1999, vol. 17, no. 18, pp. 1843-1848.

13. Corsi F., Galtarossa A., Palmieri L. Beat length characterization based on backscattering analysis in randomly perturbed single-mode fibers. *J. Lightw. Technol*., 1999, vol. 17, no. 7, pp. 1172-1178.

14. Sunnerund H., Olsson B.E., Karlsson M., Brentel J. Polarization mode dispersion measurements along installed optical fibers using gated backscattered light and a polarimeter. *Journal of Lightwave Technology*, 2000, vol. 18, pp. 897-904.

15. Rogers A.J.Distributed measurement of strain using optical-fibre backscatter polarimetry. *Strain*, 2000, no. 3, pp. 135-42.

16. Wuilpart M., Megret P., Blondel M., Rogers A.J., Defosse Y. Polarization mode dispersion characterization of single-mode of birefringence in optical fibers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2001, vol. 13, iss. 8, pp. 836-838.

17. Wegmuller M., Legre M., Gisin N.Distributed beatlength measurement in single-mode fibers with optical frequency-domain reflectometry. *J. Lightw. Technol.*, 2002, vol. 20, no. 5, pp. 828-835.

18. Rogers A.J. Optical fbre backscatter polarimetry. WO 2002/095349. 2002.

19. Galtarossa A., Palmieri L.Reflectometric measurements of PMD properties in long single-mode fibers. *Optical Fiber Technology*, 2003, vol. 9, iss. 3, pp. 119-142.

20. Rogers A.J., Shatalin S.V., Kanellopoulos S.E. Distributed measurement of fluid pressure via optical-fibre backscatter polarimetry. *18th International Conference on Optical Fibre Sensors, SPIE*, Bruges, Belgium, 2005, 5855, pp. 230-33.

21. Donlagic D., Lesic M. All-fiber quasi-distributed polarimetric temperature sensor. *Optics Express*, 2006, vol. 14, no. 22, pp. 10245-54.

22. Crunelle C., Legré M., Wuilpart M., Mégret P., Gisin N. Distributed temperature sensor interrogator based on polarization–sensitive reflectometry. *IEEE Sensors Journal*, 2009, vol. 9, no. 9, pp. 1125-1129.

23. Cyr N., Chen H., Schinn G.W. Random-scrambling tunable POTDR for distributed measurement of cumulative PMD. *Journal of Lightwave Technology*, 2009, vol. 27, no. 18, pp. 4164-4174.

24. Andreev V.A., Burdin V.A., Dashkov M.V. Polyarizatsionnyy opticheskiy reflektometr s lineynoy variatsiey dlitelnosti impulsa [Polarizing optical reflectometer with linear variation of impulse duration]. *Elektrosvyaz*, 2010, no. 2, pp. 28-31.

25. Palmieri L., Galtarossa A.Distributed fiber optic sensor for mapping of intense magnetic fields based on polarization sensitive reflectometry. *Proceedings of SPIE*, 2012, vol. 8351, pp. 835131-1-8.

26. Mégret P., Wuilpart M., Linze N. Development of an Intrusion Sensor Based on a Polarization–OTDR System. *IEEE Sensors Journal*, 2012, vol. 12, no. 10, pp. 3005-3009.

27. Burdin V.A., Dashkov M.V., Dmitriev E.V. Detection and localization of defects in optical fibers based on monitoring of the polarized backscattered signal. *Optical Technologies for Telecommunications 2012, Proc. of SPIE*, vol. 8787, pp. 87870G1–10.

28. Dashkov M.V., Dmitriev E.V. Investigation of polarization reflectometry sensitivity to detecting new events in fiber optical lines. *Proc. SPIE 9533, Optical Technologies for Telecommunications*, 2014-2015, pp. 95330Y.

29. Burdin V.V., Konstantinov Yu.A., Pervadchuk V.P., Smirnov A.S. Detektirovanie i lokalizatsiya defektov sokhraneniya polyarizatsii v anizotropnom volokonnom svetovode [Detecting and localization of retention polarization defects in anisotropic optical fiber]. *Kvantovaya elektronika*, 2013, vol. 43, no. 6, pp. 531-534.

30. Smirnov A.S., Burdin V.V., Vlasov D.S., Konstantinov Yu.A. O primenenii polyarizatsionnoy reflektometrii v sokhranyayushchem polyarizatsiyu opticheskom volokne pri razlichnykh ustanovivshikhsya temperaturakh [Polarization reflectometry's in optical fiber that preserves polarization at various established temperatures]. *Applied photonics*, 2015, vol. 2, no. 4, pp. 311-321.

31. Smirnov A.S., Burdin V.V., Konstantinov Yu.A., Petukhov A.S., Drozdov I.R., Kuzminykh Ya.S., Besprozvannykh V.G. Issledovanie dvulucheprelomleniya v anizotropnykh volokonnykh svetovodakh metodom polyarizatsionnoy brillyuenovskoy reflektometrii [Birefringence in anisotropic fiber using polarization Brulluen reflectometry research]. *Kvantovaya elektronika*, 2015, 45:1, pp. 66-68.

32. Smirnov A.S., Burdin V.V., Eliseenko R.D., Konstantinov Yu.A. Estimation of the birefringence value in anisotropic optical fibers by polarization botda technique. *Applied photonics*, 2016, vol. 3, no. 2, pp. 102-112.

33. Toshio Kurashima, Tsuneo Horiguchi, Mitsuhiro Tateda. Distributed-temperature sensing using stimulated Brillouin scattering in optical silica fibers. *Opt. Lett*. 1990, 15, 1038-1040.

34. Listvin A.V., Listvin V.N. Reflektometriya opticheskikh volokon [Reflectometry of optical fiber]. Moscow, LESARart, 2005, 208 p.

Получено 04.06.2018