

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРИБОРЫ

Влияние защитного покрытия на случайные вариации двулучепреломления в анизотропных оптических волокнах при изменении их температуры

С.К.Моршнев, В.П.Губин, Н.И.Старостин, Я.В.Пржиялковский, А.И.Сазонов

Впервые изучены закономерности аномальных разбросов значений длин биений двулучепреломления в анизотропном кварцевом оптическом волокне при изменении его температуры. Исследование проводилось традиционным интерферометрическим методом – с использованием оптического спектроанализатора. Обнаружено заметное возрастание дисперсии разбросов длин биений при коротких длинах исследуемых волокон, связанное с их защитным покрытием. Для интерпретации наблюдаемых эффектов предложена физическая модель случайных центров типа микроизгибов, возникающих и исчезающих в защитной оболочке световода при изменении температуры. Случайный характер появления таких локальных центров может приводить к непредсказуемому изменению двулучепреломления анизотропных волокон и, следовательно, к изменению чувствительности и точности датчиков электрического тока на основе эффекта Фарадея.

Ключевые слова: оптические волокна, двулучепреломление, защитное покрытие.

1. Введение

К анизотропным волоконным световодам (ВС) относятся оптические волокна с сильным встроенным линейным двулучепреломлением (ДЛП), вытянутые без вращения заготовки (PM-волокна) и волокна, вытянутые при вращении заготовки (spun-волокна). Все эти волокна имеют защитное, чаще всего уретан-акрилатное, покрытие толщиной несколько десятков микрометров. Важной проблемой при использовании этих волокон, например в датчиках тока на основе эффекта Фарадея [1–3], является стабильность их параметров при изменении температуры внешней среды [2,4–6]. Основным параметром, измеряемым в экспериментальных исследованиях указанных волокон, является длина биений L_b встроенного линейного ДЛП, как правило, линейно зависящая от температуры T :

$$L_b = L_{b0}[1 + \alpha(T - T_0)], \quad (1)$$

где L_{b0} – длина биений при температуре T_0 ; α – температурный коэффициент. Диапазон изменения α составляет 10^{-6} – 10^{-3} K⁻¹ для разных типов анизотропных волокон с различными технологиями создания искусственного встроенного ДЛП. Наибольший коэффициент α имеют ВС с различными напрягающими элементами, которые отличаются от вещества оптического волокна по коэффициентам теплового расширения [7], а наименьший – микроструктурированные ВС, где встроенное ДЛП создается сердцевиной эллиптической формы, окруженной отверстиями с показателем преломления, близким к единице [8,9].

С.К.Моршнев, В.П.Губин., Н.И.Старостин, Я.В.Пржиялковский, А.И.Сазонов. Филиал института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1; e-mail: nis229@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 4 мая 2016 г., после доработки – 20 июня 2016 г.

Измерения длины биений встроенного линейного ДЛП часто проводят с помощью анализа спектров интерференционных биений мод с ортогональными поляризациями [10–13]. Исследуемый ВС помещают между скрещенными поляризатором и анализатором. При этом получают не требуемое фазовое ДЛП, а групповое ДЛП [11] в случае PM-волокон или смесь фазового и группового ДЛП в случае spun-волокон [13]. Впрочем, простота метода измерений и малая величина дисперсии ДЛП способствуют традиционному подходу, при котором дисперсией ДЛП пренебрегают. Длины биений линейного ДЛП, встроенного в ВС, определяются по следующим формулам:

$$L_b = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} Z \quad (2)$$

для PM-волокна [10] и

$$L_b^2 = \frac{\Delta\lambda}{2\lambda_0} L_{tw} Z \quad (3)$$

для spun-волокна [12,13], где $\Delta\lambda$ – период спектральных биений; λ_0 – рабочая длина волны; Z – длина исследуемого отрезка волокна; L_{tw} – шаг спиральной структуры spun-волокна. В наших исследованиях мы также использовали этот метод.

Исследования ВС, изготовленных как в ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН, так и в других фирмах (FiberCore, Nufern), были проведены в диапазоне температур от -60°C до $+60^\circ\text{C}$. Для всех волокон получена линейная зависимость вида (1) с незначительно различающимися температурными коэффициентами α . Нас, однако, заинтересовал сильный разброс результатов (см. далее рис.6,а). Анализ средних (по всему диапазону температур) значений квадратичных отклонений показал, что они зависят от длины Z исследуемых отрезков волокон, тогда как рассчитанные параметры линейной зависимости L_{b0} и α (см. формулу (1)) в пределах точности измерений от длины ВС не зависят. Снятие покрытия с волокна привело

к радикальному снижению дисперсии разбросов (см. далее рис.6,б), что дало возможность считать их причиной деформацию ВС под действием защитного покрытия волокна. Случайный характер разбросов результатов измерений позволил предположить, что в покрытии при изменении температуры происходит спонтанная локальная трансформация полимерных свойств, а это приводит к появлению случайных возмущающих центров, возникающих или исчезающих в покрытии при изменении температуры волокна и влияющих на его ДЛП.

Целью настоящей работы является экспериментальное и теоретическое изучение закономерностей аномальных разбросов измеряемых значений длин биений в оптическом волокне со встроенным линейным ДЛП при изменении его температуры и интерпретация наблюдаемых явлений с помощью предлагаемой нами модели.

2. Теория

2.1. Внешнее воздействие на поляризационный ВС

Мы подробно рассматриваем внешние воздействия на РМ-волокно, основные черты которых сохраняются и у воздействий на smp-волокна. Однако для smp-волокна нельзя получить решений в квадратурах [14], поэтому здесь мы их не приводим.

Пусть внешнее воздействие некоторого центра индуцирует линейное ДЛП, главные оси которого лежат в плоскости, перпендикулярной оси ВС, и составляют угол φ_0 с соответствующими осями встроенного линейного ДЛП РМ-волокна. Поскольку появление такого центра имеет случайный характер, то случайным является и угол φ_0 . Встроенное и индуцированное линейные ДЛП складываются векторно, и при большом числе центров можно ожидать, что индуцированные линейные ДЛП вследствие усреднения их по углу φ_0 исчезают.

Рассмотрим влияние отдельного центра на РМ-волокно. Пусть волокно состоит из двух отрезков длиной Z_1 и Z_2 , каждый из которых содержит встроенное ДЛП с фазовой задержкой на единицу длины $\Delta\beta = 2\pi/L_b$, а индуцированное линейное ДЛП с фазовой задержкой на единицу длины $\delta = 2\pi/L_{ind}$ действует только на отрезке Z_1 , причем $Z_1 \ll Z_2$ (L_b и L_{ind} – длины биений соответствующих ДЛП). Изменения напряженностей полей E_x и E_y с ортогональными поляризациями при распространении излучения вдоль волокна описываются дифференциальной матрицей $\|N\|$ (см., напр., [14]):

$$\left\| \frac{dE_x}{dZ} \right\| = \left\| \begin{array}{cc} i\frac{A}{2} & i\frac{\delta \sin 2\varphi_0}{2} \\ i\frac{\delta \sin 2\varphi_0}{2} & -i\frac{A}{2} \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{c} E_x \\ E_y \end{array} \right\|. \quad (4)$$

где $A = \Delta\beta + \delta \cos 2\varphi_0$. Интегрирование дифференциальной матрицы [15] приводит к матрице Джонса $\|T_1(Z_1)\|$ на отрезке Z_1 :

$$\left\| \begin{array}{c} E_x(Z_1) \\ E_y(Z_1) \end{array} \right\| = \frac{1}{\Omega} \times \left\| \begin{array}{cc} \Omega \cos \frac{\Omega Z_1}{2} + iA \sin \frac{\Omega Z_1}{2} & i\delta \sin 2\varphi_0 \sin \frac{\Omega Z_1}{2} \\ i\delta \sin 2\varphi_0 \sin \frac{\Omega Z_1}{2} & \Omega \cos \frac{\Omega Z_1}{2} - iA \sin \frac{\Omega Z_1}{2} \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{c} E_x(0) \\ E_y(0) \end{array} \right\|, \quad (5)$$

где $\Omega = \sqrt{\delta^2 \sin^2 2\varphi_0 + A^2}$. Из формулы (5) следует, что индуцированное ДЛП (при $\varphi_0 \neq 0 + m\pi$) не только изменяет величину встроенного линейного ДЛП, но и приводит к смешиванию ортогональных мод за счет недиагональных элементов матрицы [15]. В отсутствие индуцированного ДЛП ($\delta = 0$) на отрезке Z_2 матрица Джонса $\|T_2(Z_2)\|$ редуцируется и принимает вид

$$\left\| \begin{array}{c} E_x(Z_2) \\ E_y(Z_2) \end{array} \right\| = \frac{1}{\Delta\beta} \times \left\| \begin{array}{cc} \Delta\beta \cos \frac{\Delta\beta Z_2}{2} + i\Delta\beta \sin \frac{\Delta\beta Z_2}{2} & 0 \\ 0 & \Delta\beta \cos \frac{\Delta\beta Z_2}{2} - i\Delta\beta \sin \frac{\Delta\beta Z_2}{2} \end{array} \right\| \times \left\| \begin{array}{c} E_x(0) \\ E_y(0) \end{array} \right\|. \quad (6)$$

Если свет проходит сначала через отрезок Z_1 , а потом через отрезок Z_2 , то напряженности ортогональных мод можно рассчитать, используя произведение матриц:

$$\left\| \begin{array}{c} E_x(Z_1 + Z_2) \\ E_y(Z_1 + Z_2) \end{array} \right\| = \|T_2(Z_2)\| \|T_1(Z_1)\| \left\| \begin{array}{c} E_x(0) \\ E_y(0) \end{array} \right\|. \quad (7)$$

В эксперименте исследуемое волокно помещается между скрещенными поляризаторами, причем главные оси встроенного ДЛП волокна расположены под углом 45° к плоскостям пропускания поляризаторов. В этой простейшей схеме интенсивность на выходе

$$I = [E_x(Z_1 + Z_2) + E_y(Z_1 + Z_2)][E_x^*(Z_1 + Z_2) + E_y^*(Z_1 + Z_2)]/2 = I_0 \left[1 + \frac{\delta^2 \sin^2 2\varphi_0}{\Omega^2} \cos(\Delta\beta Z_2) + \frac{A^2}{\Omega^2} \cos(\Delta\beta Z_2) \cos(\Omega Z_1) - \frac{A}{\Omega} \sin(\Delta\beta Z_2) \sin(\Omega Z_1) \right]. \quad (8)$$

Переход к зависимости от длины волны λ выполняем на основе следующих соображений:

1. Дисперсией ДЛП пренебрегаем в окрестности рабочей длины волны, т. е. считаем, что $n_x - n_y \approx \text{const}$.
2. Зависимость $\Delta\beta$ от длины волны приобретает вид $\Delta\beta = (\lambda_0/\lambda)(2\pi/L_{b0})$, где L_{b0} – длина биений встроенного ДЛП на рабочей длине волны λ_0 .
3. Аналогичная зависимость имеет место для линейного ДЛП, индуцированного внешним воздействием: $\delta = (\lambda_0/\lambda)(2\pi/L_{ind0})$.
4. Пространственную частоту Ω представляем в виде

$$\Omega = \frac{\lambda_0}{\lambda} \Omega_0 = \frac{\lambda_0}{\lambda} \left[\left(\frac{2\pi}{L_{b0}} + \frac{2\pi}{L_{ind0}} \cos 2\varphi_0 \right)^2 + \left(\frac{2\pi}{L_{ind0}} \sin 2\varphi_0 \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (9)$$

5. Обращаем внимание на то, что коэффициенты перед синусами и косинусами в выражении (9) не зависят от длины волны λ .

Именно зависимость интенсивности (8) от длины волны наблюдается на экране спектроанализатора в описываемом эксперименте. В отсутствие внешнего воздействия $\delta = 0$ и, следовательно, $\Omega = \Delta\beta$ и выражение (8) приобретает вид

$$I = I_0 [1 + \cos \Delta\beta(Z_1 + Z_2)]. \quad (10)$$

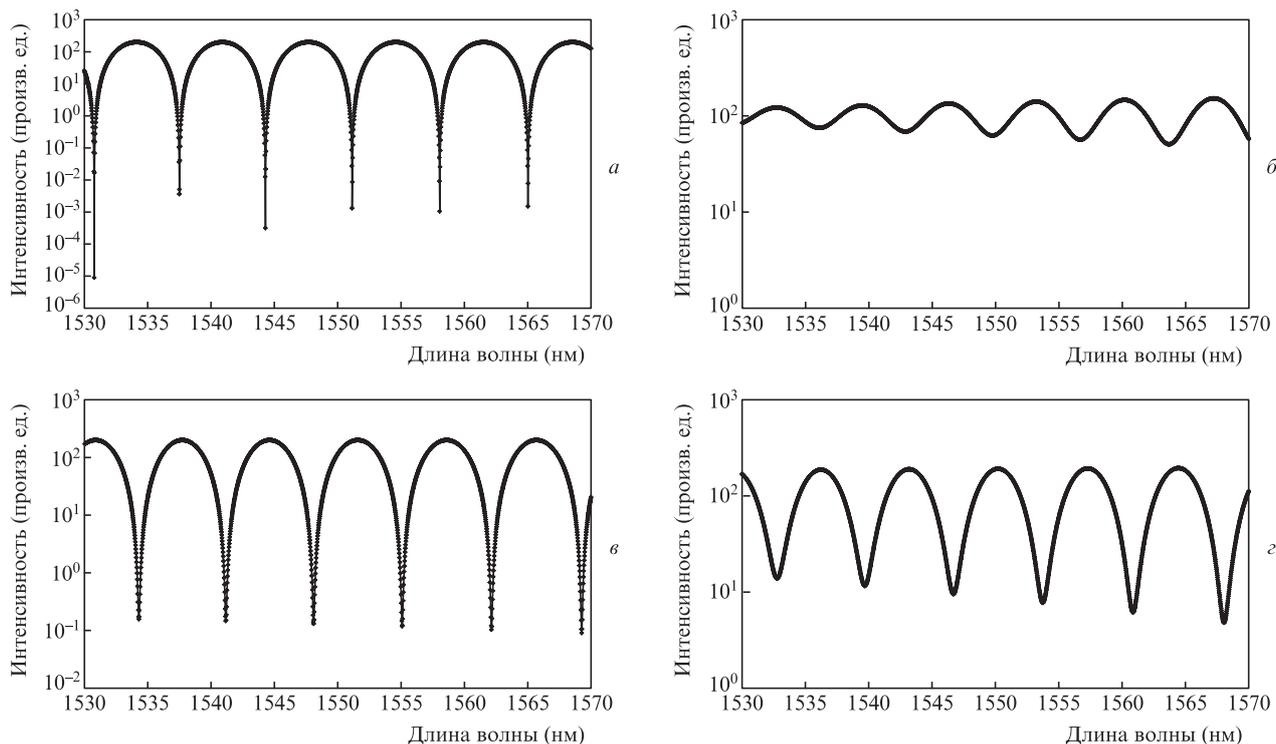


Рис.1. Расчетные спектры поляризационных биений встроенного и индуцируемого ДЛП в РМ-волокне при $L_{b0} = 9$ мм, $L_{ind0} = 0.3$ мм, $Z_1 = 1$ мм, $Z_2 = 2$ м, $2\varphi_0 = 0$ (а), 45° (б), 90° (в) и 150° (г).

Представим функцию (8) в полулогарифмическом масштабе для более точного определения минимумов поляризационных биений, аналогично ее представлению на экране спектроанализатора. Шаг по длине волны по той же причине выберем равным 0.02 нм. На рис.1 приведены спектры биений для разных углов $2\varphi_0$ (удвоенный угол φ_0 соответствует представлению на сфере Пуанкаре). Из рис.1 следует, что в зависимости от угла $2\varphi_0$ может уменьшиться видность интерференционной картины (она является наименьшей при $2\varphi_0 = 45^\circ$ и 135°) и, следовательно, возрастет погрешность в определении разности длин волн $\Delta\lambda$ двух соседних минимумов, необходимой для расчета длины биений встроенного ДЛП по формуле (2). Такое уменьшение видности действительно наблюдается экспериментально. В выражении (8) присутствуют три пространственные зависимости – от $\Delta\beta Z_2$, $\Delta\beta Z_2 - \Omega Z_1$ и $\Delta\beta Z_2 + \Omega Z_1$, что может обуславливать «резонансы видности» спектра биений. Например, при $L_{b0} = 9$ мм, $L_{ind0} = 0.1$ мм, $Z_2 = 2$ м и $Z_1 = 0.347$ мм видность биений вблизи рабочей длины волны $\lambda_0 = 1550$ нм близка к нулю.

На рис.2 приведены зависимости «поправок» ΔL_b , индуцированных внешним воздействием с длиной биений L_{ind} , действующим на длине Z_1 , к длине биений L_b , определяемым на длине Z_2 , от угла $2\varphi_0$. По возможности мы избежали резонансов видности. Отметим, что изменение длины L_b достигает нескольких процентов. При $2\varphi_0 \approx 90^\circ$ дополнительный вклад в L_b отсутствует. Кроме того, при $2\varphi_0 = 90^\circ$ меняется знак этого вклада. Таким образом, вклады центров при $2\varphi_0 < 90^\circ$ могут компенсироваться вкладом центров при $2\varphi_0 > 90^\circ$.

Для случая, представленного на рис.3, в качестве внешнего воздействия был выбран изгиб ВС. Видно, что увеличение длины волокна Z_1 , на которой оно действует, или самого локального воздействия (уменьшение L_{ind0}) приводит к увеличению вклада $|\Delta L_b|$ в интегральную ве-

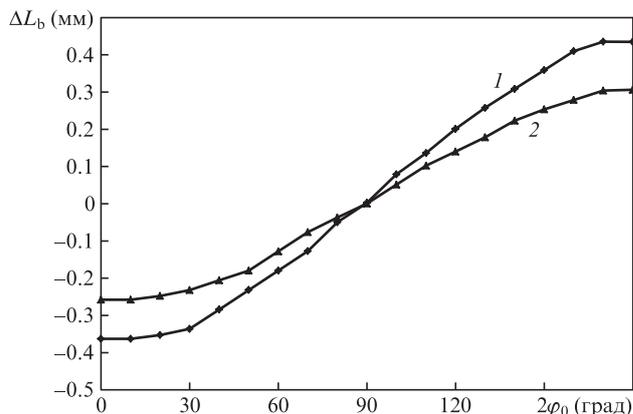


Рис.2. Расчетные зависимости вклада ΔL_b , индуцированного центром типа микроизгиба, в длину биений L_b от угла $2\varphi_0$ при $L_{b0} = 9$ мм, $L_{ind0} = 0.1$ мм, $Z_2 = 2$ м, $Z_1 = 1$ (1) и 0.694 мм (2).

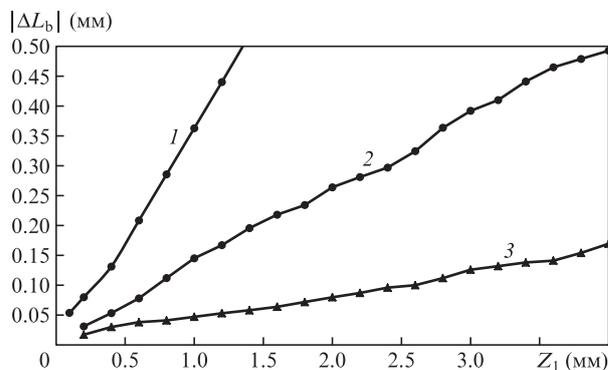


Рис.3. Расчетные зависимости вклада $|\Delta L_b|$ в длину биений РМ-волокна с общей длиной $Z_1 + Z_2$ ($Z_2 = 2$ м) от длины внешнего изгибающего воздействия Z_1 для индуцированных длин биений $L_{ind0} = 0.1$ (1), 0.3 (2) и 1.0 мм (3).

личину L_b . Воздействие с длиной биений $L_{\text{ind0}} = 1$ мм даже на длине $Z_1 = 4$ мм дает вклад в L_b более 0.1 мм.

Итак, внешние сильные воздействия (превышающие встроенные), действующие на коротких участках волокна и разделенные существенно более длинными участками ($Z_2 = 2$ м), могут давать заметный вклад в измеряемую интегральную длину биений L_b встроенного ДЛП. Вклады воздействий при $2\varphi_0 < 90^\circ$ могут компенсироваться вкладами воздействий при $2\varphi_0 > 90^\circ$.

2.2. Случайные центры. Распределение Пуассона

Нас интересует вероятность того, что на заданном отрезке волокна длиной x имеется r центров, которые способны изменить среднее ДЛП данного отрезка. При этом выполняются следующие предположения:

1. Появление центра на отрезке длиной x не зависит от того, существовали ли до этого на нем подобные центры.

2. Вероятность появления центра на малом отрезке длиной δx возрастает пропорционально этой длине. Иными словами, вероятность появления центра на отрезке от x до $x + \delta x$ равна $\eta \delta x + o(\delta x)$, где $o(\delta x)$ – величина более высокого порядка малости по сравнению с δx .

3. Вероятность появления двух и более центров на том же отрезке равна $0 + o(\delta x)$, т.е. нулю.

Легко видеть (см., напр., [16]), что эти предположения приводят нас к распределению Пуассона. Если вероятность реализации события в интервале δx (пространства, времени и т.п.) равна $\eta \delta x$, где η – постоянная величина, то вероятность P того, что в конечном интервале длиной x событие произойдет независимым образом k раз, задается распределением Пуассона [16]

$$P(k) = \frac{K^k}{k!} \exp(-K), \quad (11)$$

где $K = \eta x$ – среднее число событий в интервале длиной x . Среднее число событий равно K , а среднеквадратичное отклонение – \sqrt{K} . Оценкой параметра η служит величина k/x со среднеквадратичным отклонением \sqrt{k}/x . Распределение вероятностей Пуассона позволяет рассчитывать вероятности редких событий.

Пусть Δx – такой отрезок волокна, на котором в среднем находится один центр, т.е. $\eta \Delta x = 1$. Определим вероятность появления N центров на отрезке $x = N \Delta x$; $k = x/\Delta x = N$. По формуле (11) получаем

$$P(N) = \frac{(\eta N \Delta x)^N}{N!} \exp(-\eta N \Delta x) = \frac{N^N (1)^N}{N! \exp N}. \quad (12)$$

Факториал в знаменателе формулы (12) можно представить через гамма-функцию по формуле Сонина [16]:

$$N! = \Gamma(1 + N) \approx \sqrt{2\pi} N^{N+1/2} \exp\left(-N + \frac{1}{12N}\right). \quad (13)$$

Эту формулу можно использовать также при нецелых значениях N . После подстановки формулы (13) в (12) находим

$$P(N) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N}} \exp\left(-\frac{1}{12N}\right). \quad (14)$$

Таким образом, при больших длинах волокна вероятность появления N центров убывает обратно пропорционально корню из длины волокна.

Вычислим теперь вероятность появления еще одного центра ($k = N + 1$) при наличии на отрезке длиной x в среднем $K = N$ центров:

$$P(K = N, k = N + 1) = \frac{N^{N+1}}{(N + 1)! \exp N}. \quad (15)$$

После замены факториала по формуле (13) получаем

$$P(K = N, k = N + 1) = \left(\frac{N}{N + 1}\right)^{N+1} \frac{1}{\sqrt{2\pi(N + 1)}} \times \exp\left[1 - \frac{1}{12(N + 1)}\right]. \quad (16)$$

Появление нового центра с вероятностью, вычисляемой по формуле (16), при среднем их числе $K = N$ может быть реализовано в нашем эксперименте при больших длинах волокон.

При малых длинах волокон можно по-прежнему считать, что $N = x/\Delta x$, однако теперь длина отрезка Δx , на который в среднем приходится один центр, оказывается больше длины исследуемого отрезка волокна: $\Delta x > x$, т.е. $N < 1$. Определим вероятность появления единственного центра на исследуемом отрезке длиной x . Среднее значение числа центров $K = \eta x = \eta N \Delta x = N$ ($k = 1$). Формула (11) принимает вид

$$P(1) = N \exp(-N). \quad (17)$$

При малых значениях N ($N < 1$) вероятность $P(1)$ линейно зависит от N и, следовательно, от длины исследуемого волоконного световода x . Аналогично, при среднем числе центров $K = N$ вероятность появления двух центров ($k = 2$)

$$P(2) = (N^2/2) \exp(-N), \quad (18)$$

а трех центров ($k = 3$) –

$$P(3) = (N^3/6) \exp(-N). \quad (19)$$

Зависимость погрешностей измерений от длины волокна при ее увеличении изменяется от выражения (17) к (16) с максимумом при $N \approx 1$. При $N < 1$ ($\Delta x > x$) увеличение длины образца приводит к увеличению наблюдаемых среднеквадратичных отклонений длин биений L_b пропорционально длине волокна. При больших длинах образцов ($N \gg 1$, $\Delta x \ll x$) увеличение длины образца обуславливает уменьшение среднеквадратичных отклонений согласно формуле (16). Кроме того, воздействия центров компенсируют друг друга (среднее воздействие равно нулю из-за усреднения по азимуту).

3. Эксперимент

3.1. Экспериментальная установка и методы обработки результатов

Схема установки приведена на рис.4. В качестве источника широкополосного излучения I использовался суперлюминесцентный эрбиевый волоконный излучатель ESS-30-M-01, позволяющий вводить в одномодовое волокно излучение мощностью 5–7 мВт со спектральной ши-

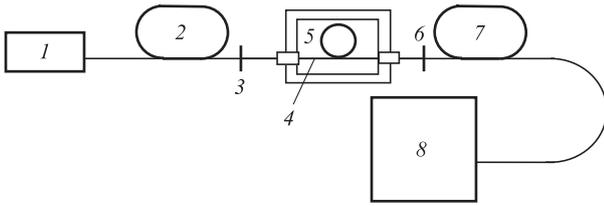


Рис.4. Схема экспериментальной установки:

1 – широкополосный источник оптического излучения; 2 – волоконный поляризатор; 3 и 6 – сварные соединения; 4 – исследуемый ВС; 5 – термокамера; 7 – волоконный анализатор; 8 – спектроанализатор.

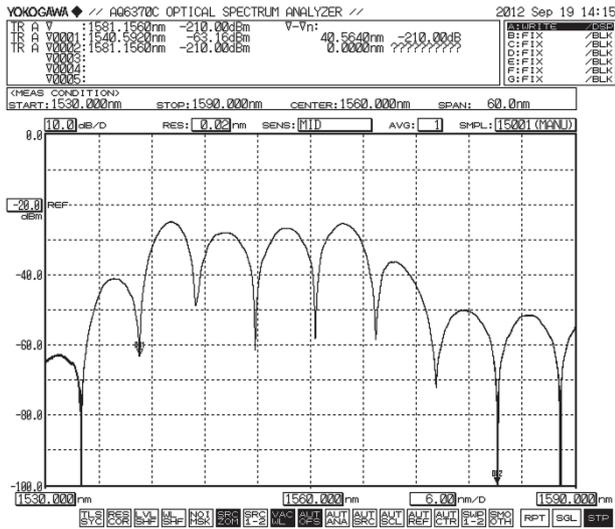


Рис.5. Типичный экспериментальный спектр поляризационных биений на экране спектроанализатора.

риной полосы по уровню -60 дБм около 90 нм в окрестности длины волн $\lambda_0 = 1550$ нм. Излучение от источника 1 направляется в волоконный поляризатор 2 с экстинкцией по всей полосе не менее 35 дБ. Линейно поляризованное излучение через сварное соединение 3 поступает в исследуемый ВС 4, находящийся в термокамере 5. Затем через сварное соединение 6 излучение проходит сквозь волоконный анализатор 7, аналогичный поляризатору 2, и регистрируется спектроанализатором 8 AQ6370C (Yokogawa) с минимальным установочным спектральным разрешением $\gamma_1 = 0.017$ нм. Сварные соединения 3 и 6 изготавливают с поворотом поляризационных осей свариваемых волокон на угол 45° . Термокамера 5 обеспечивает регулировку и поддержание температуры в диапазоне от -60°C до $+60^\circ\text{C}$ с точностью $\pm 0.2^\circ$.

На рис.5 представлен типичный экспериментальный спектр, наблюдаемый на экране спектроанализатора. Виден интерференционный спектр в полулогарифмическом масштабе, наложенный на спектр излучения суперлюминесцентного эрбиевого источника 1. В нижней части экрана в рамках указаны длины волн границ и центра исследуемого диапазона (1530 , 1560 и 1590 нм соответственно), а также цена большого деления по оси абсцисс экрана (6 нм/дел.). В верхней части экрана приведены цена большого деления по оси ординат экрана (10 дБ/дел.), спектральное разрешение по оси абсцисс RES (resolution) (0.02 нм), время усреднения AVG (average) (1 с) и число выборок (точек) SMPL (sample) (15001). В настройках указано спектральное разрешение 0.017 нм, а приведенное

на экране разрешение 0.02 нм, по-видимому, является результатом округления.

Применительно к нашим измерениям спектральное разрешение γ_1 спектроанализатора является одновременно аппаратной погрешностью $\gamma_1(\lambda)$ измерения длины волны данным прибором, определяющей его относительную точность. Выборки (точки спектра) находятся на расстоянии 0.004 нм друг от друга и могли бы обеспечить лучшее спектральное разрешение. Маркер, с помощью которого измеряют длины волн, движется по спектру с шагом 0.002 нм. Отметим, что расчетный спектр интерференционных биений, приведенный на рис.1,в, очень похож на экспериментальный спектр (рис.5).

Измерения длины биений проводились следующим образом. Сначала измерялась разность длин волн $\Delta\lambda$ двух минимумов спектра на длинах волн λ_1 и λ_2 в окрестности рабочей длины волны 1550 нм. Затем рассчитывалась длина биений L_b^{ex} по формулам (2) и (3) для PM- и spm-волокон соответственно. Длина волны λ_0 в этих формулах считалась средней:

$$\lambda_0 = (\lambda_1 + \lambda_2)/2. \quad (20)$$

В термокамере волокно располагалось либо в свободной бухте (для коротких отрезков), либо в тонкой кварцевой трубке, согнутой в кольцо диаметром 20 см. Скорость изменения температуры в термокамере составляла $40^\circ\text{C}/\text{ч}$. Измерения проводились либо при непрерывном изменении температуры, либо при фиксированном ее значении в течение 10 – 15 мин в каждой точке. Принципиальных различий при использовании этих двух методов обнаружено не было. Сканирование по температуре осуществлялось сначала в одном направлении (например, от $+60^\circ\text{C}$ до -60°C), а потом обязательно – в обратном. Гистерезис не наблюдался.

Результаты измерений длины биений $L_b^{\text{ex}}(T_i)$ наносились на рисунок вместе с графиком функции (1), представляющим собой прямую линию. Индекс $i = 1, \dots, M$, число точек $M = 25$ – 50 . Параметры линейной зависимости L_{b0} и α подбирались по экспериментальным данным методом наименьших квадратов. При этом для каждой точки вычислялся квадрат отклонения от значения функции (1) $L_b(T_i)$ при той же температуре: $[L_b^{\text{ex}}(T_i) - L_b(T_i)]^2$. Все квадраты отклонений суммировались. Изменяя параметры L_{b0} и α , минимизировали сумму квадратов отклонений. Из этой суммы получали среднеквадратичное отклонение γ_{ex} для отдельного измерения длины биений L_b ,

$$\gamma_{\text{ex}} = \left\{ [1/(M-1)] \sum_{i=1}^M [L_b^{\text{ex}}(T_i) - L_b(T_i)]^2 \right\}^{1/2} \quad (21)$$

(т. к. точек сравнительно мало, усреднение идет по $M-1$ точке), и относительную погрешность этого измерения

$$\sigma_{\text{ex}} = \gamma_{\text{ex}}/L_{b0}. \quad (22)$$

Указанные относительные погрешности для различных волокон в зависимости от длины волокна были нанесены на рисунок.

Относительная погрешность измерений σ_{ex} складывается из относительной аппаратной погрешности $\sigma_{\text{ap}} = \gamma_1(\Delta\lambda)/\Delta\lambda$ и относительной погрешности σ_{in} , индуцированной появлением центра внешнего возмущения:

$$\sigma_{ex}^2 = \sigma_{in}^2 + \sigma_{ap}^2. \tag{23}$$

Отсюда можно найти относительную погрешность

$$\sigma_{in} = \sqrt{\sigma_{ex}^2 - \sigma_{ap}^2}. \tag{24}$$

3.2. Экспериментальные результаты

Факт воздействия защитного покрытия волокна на разброс значений длин биений при изменении температуры иллюстрирует рис.6. Отрезок кварцевого РМ-волокна длиной 2.5 м с термокомпенсированной оболочкой характеризовался сравнительно слабой зависимостью длины биений L_b от температуры ($\alpha \approx 2 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$), но при этом сильным разбросом результатов в процессе измерений (рис.6,*а*). Прямая с параметрами $L_{b0} = 4.413 \pm 0.042 \text{ мм}$, $\alpha = 2.5 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ получена методом наименьших квадратов. Определена относительная погрешность $\sigma_{ex} = 0.0096$ при относительной аппаратной погрешности спектроанализатора $\sigma_{ap} = 0.0056$, рассчитанной по данным фирмы.

После измерений покрытие с образца того же волокна было снято и измерения были проведены повторно на образце длиной 2.25 м. Результаты приведены на рис.6,*б*. В этом случае $L_{b0} = 4.397 \pm 0.011 \text{ мм}$, $\alpha = 2.05 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$. Видно резкое уменьшение дисперсии. Относительная погрешность $\sigma_{ex} = 0.0024$ в этом случае уменьшилась по сравнению со случаем покрытого волокна в четыре раза и оказалась даже меньше $\sigma_{ap} = 0.0056$. Этот факт позволил нам предположить, что истинное спектральное разрешение $\gamma_1(\Delta\lambda)$ спектроанализатора может быть меньше указанного фирмой. Действительно, относительная аппаратная погрешность σ'_{ap} также может быть оценена сверху аналогичным образом (см. формулу (23)) по экспериментальной погрешности для волокна, у которого отсутствует защитное покрытие и, следовательно, $\sigma_{in} = 0$.

Относительная погрешность $\sigma_{ex} \approx \sigma'_{ap}$ в этом эксперименте составляет 0.0024, что при разности $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 = 3.03 \text{ нм}$ соответствует погрешности в определении длины волны (или спектральному разрешению) $\gamma_1(\Delta\lambda) = 0.0073 \text{ нм}$. В дальнейшем мы использовали оцененную нами погрешность в определении разности длин волн соседних спектральных минимумов при расчете относительной погрешности σ_{ap} для других экспериментальных значений $\Delta\lambda$ и σ_{in} по формуле (24).

По данным, приведенным на рис.6,*а*, можно также определить величину случайной относительной погрешности σ_{in} , индуцированной защитным покрытием волокна:

$$\sigma_{in} = \sqrt{\sigma_{ex}^2 - \sigma_{ap}^2} = \sqrt{(0.0096)^2 - (0.0056)^2} = 0.0093.$$

Приведенные выше методы обработки результатов измерений иллюстрирует рис.7. На нем показаны зависимости экспериментально полученных длин биений от температуры для двух различных отрезков ($Z = 20$ и 4 м) одного и того же *srup*-волокна. Из сравнения рис.7,*а* и *б* видно, что уменьшение длины Z исследуемого волокна приводит к увеличению разброса результатов относительно некоторой прямой вида (1) с параметрами L_{b0} и α , полученными методом наименьших квадратов.

Экспериментальные значения относительных погрешностей σ_{ex} были определены по формулам (21) и (22) для большего числа образцов ВС, различавшихся как длиной Z , так и параметром L_{b0} .

На рис.8 показаны зависимости относительных погрешностей σ_{ex} для всех исследованных образцов от их длины Z . Были исследованы РМ-волокна трех типов, различавшиеся длинами биений L_{b0} , а также *srup*-волокна с близкими длинами биений ($L_{b0} \approx 9 \text{ мм}$). Исходя из определенной экспериментально аппаратной погрешности $\gamma_1(\Delta\lambda) = 0.0073 \text{ нм}$ измерения $\Delta\lambda$ были построены за-

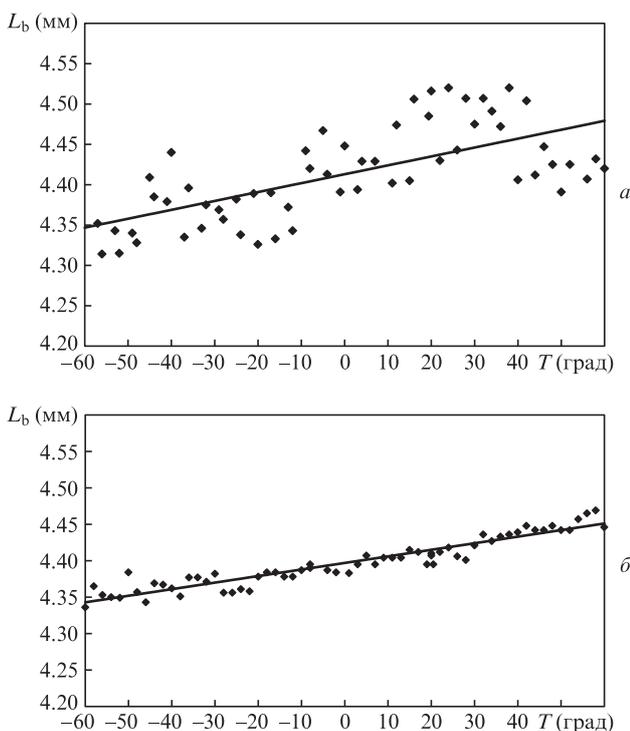


Рис.6. Температурные зависимости экспериментально измеренных длин L_b биений линейного ДЛП отрезка РМ-волокна длиной $Z = 2.5 \text{ м}$ с покрытием (*а*) и длиной $Z = 2.25 \text{ м}$ без покрытия (*б*).

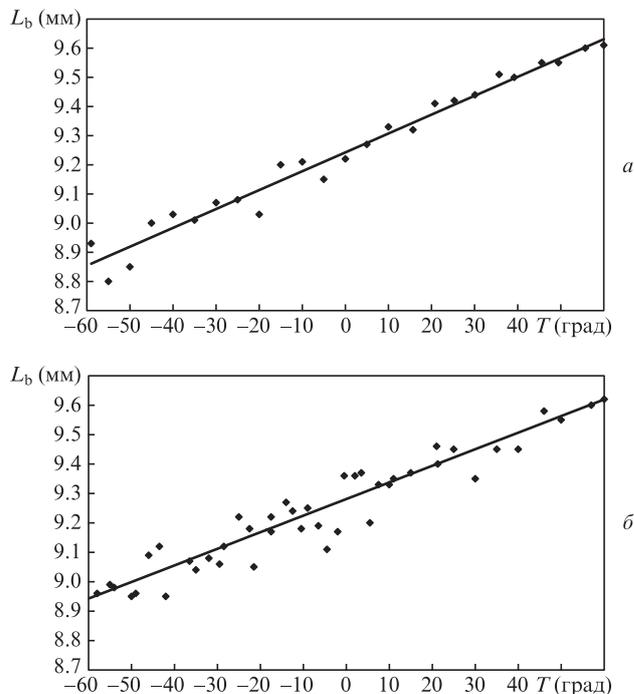


Рис.7. Температурные зависимости экспериментально измеренных длин биений L_b для *srup*-волокна при длине волокна $Z = 20 \text{ м}$, $L_{b0} = 9.24 \pm 0.04 \text{ мм}$, $\alpha = 7 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, $\sigma_{ex} = 0.0043$, $\sigma_{ap} = 0.0017$, $\Delta\lambda = 4.414 \text{ нм}$ (*а*) и при $Z = 4 \text{ м}$, $L_{b0} = 9.28 \pm 0.06 \text{ мм}$, $\alpha = 6.8 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, $\sigma_{ex} = 0.0062$, $\sigma_{ap} = 0.0003$, $\Delta\lambda = 22.248 \text{ нм}$ (*б*).

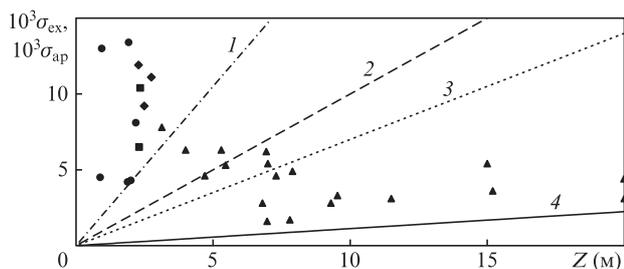


Рис.8. Экспериментальные зависимости относительной погрешности σ_{ex} измерения длин биений L_b (точки) и относительной аппаратной погрешности σ_{ap} (линии) от длины образца Z для РМ-волокна с $L_{b0} = 2.3$ мм (◆, 1), 4.8 мм (■, 2) и 6.8 мм (●, 3), а также для srp-волокна с $L_{b0} = 9$ мм (▲, 4).

висимости относительных аппаратных погрешностей от Z для этих четырех типов волокон (прямые на рис.8).

Из рис.8 видно нарастание случайных вариаций длин биений при уменьшении длины волокна в области $Z \approx 1-3$ м и плавное их убывание пропорционально \sqrt{Z} при увеличении длины волокна в области $Z \approx 7-20$ м (с приближением к аппаратной погрешности).

4. Обсуждение

Одним из важных параметров при измерении длин биений в анизотропных волокнах является длина отрезка Z измеряемого волокна. Измеряемый интервал Δl интерференционных биений, согласно (2) и (3), обратно пропорционален длине Z . Интервал Δl увеличивается, а относительная погрешность его измерения σ_{ap} уменьшается с уменьшением длины волокна. Это должно было бы приводить к уменьшению относительной погрешности σ_{ex} . Однако, уменьшая длину образца Z при изменении температуры, мы столкнулись с увеличением погрешности σ_{ex} . Мы предполагаем, что основная причина этого эффекта – появление центров возмущения в покрытии волокна, индуцирующих добавочные линейные ДЛП, оси которых случайно ориентированы относительно осей встроеного ДЛП. Оценки, проведенные в п.2.1 показали, что индуцированные ДЛП должны быть достаточно сильными ($L_b < 1$ мм), если они действуют на коротких участках волокна.

Случайная азимутальная ориентация центров возмущения при их достаточно большом числе приводит к взаимной компенсации их воздействий. Поэтому увеличение длины образца ведет к уменьшению влияния центров. Рассмотрев предположения из п.2.2, мы пришли к выводу о пуассоновском характере распределения этих центров. При большом числе центров вероятность их появления убывает обратно пропорционально корню из их среднего числа, т.е. обратно пропорционально корню из длины волокна Z . Однако при длинах образца со средним числом $N \approx 1-3$ могут наблюдаться отклонения от этой зависимости. Действительно, распределение Пуассона (11) позволяет вычислять вероятность появления всего одного (или двух) центра на отрезке со средним числом центров, например, $N = 3$. Эти вероятности близки к вероятности появления трех центров и поэтому могут реализоваться в эксперименте.

На рис.9 приведены значения индуцированной относительной погрешности σ_{in} , вычисленной по формуле (24), т.е. относительной погрешности, из которой исключена

аппаратная погрешность. Кроме того, на рис.9 сплошными кривыми представлены функции, пропорциональные вероятностям появления на отрезке длиной Z при среднем числе центров, равном N , всего одного нового центра (см. формулу (17)), двух центров (см. формулу (18)), трех центров (см. формулу (19)), а также $N + 1$ центров (см. формулу (16)). Среднее число центров N вычисляют по формуле

$$N = Z/\Delta x, \quad (25)$$

где Δx – длина, на которой в среднем появляется один центр, а для зависимостей, пропорциональных вероятностям, величину Δx подбирают как параметр.

Для всех зависимостей, приведенных на рис.9, выбрано одно и то же значение $\Delta x = 1.4$ м, а также единый коэффициент пропорциональности 0.037 между вероятностями появления центров и относительными погрешностями σ_{in} . Изменение величины Δx на 0.05 м или коэффициента пропорциональности на 0.005 ведет к радикальному (в несколько раз) расхождению теоретических и экспериментальных данных. Из рис.9 видно, что минимальные и максимальные значения σ_{in} хорошо описываются кривыми 1 и 4, а остальные экспериментальные значения σ_{in} могут быть объяснены с учетом вероятностей появления нескольких центров, число которых меньше их среднего числа N . Следует подчеркнуть, что речь идет об относительных погрешностях измерений ДЛП из-за случайных событий, поэтому степень недостоверности измерений пропорциональна $1/\sqrt{N}$ и, следовательно, резко возрастает при $N \rightarrow 1$. В приведенных выше оценках не учитывалось, что величина воздействия зависит от его азимутальной ориентации. Например, на рис.9 три точки с малыми значениями σ_{in} (~ 0.001) могут быть связаны с ориентацией воздействия в области $2\varphi_0 \approx 90^\circ$ (см. рис.2) или с появлением сразу двух центров, но с противоположными знаками воздействий, компенсирующих друг друга.

Наиболее вероятной причиной изменения линейного ДЛП в анизотропных ВС является их изгиб. Главные оси индуцированного изгибом линейного ДЛП лежат в плоскости изгиба вдоль его радиуса и перпендикулярно этой плоскости. Эти оси пересекаются на оси волокна. Причиной появления изгиба может быть различие коэффициентов теплового расширения веществ кварцевого световода и защитного покрытия. Влияние изгибов, индуцированных покрытием, на потери в ВС исследовалось в рабо-

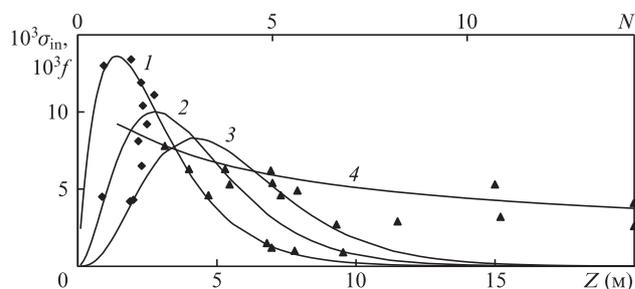


Рис.9. Экспериментальные значения (точки) относительной погрешности σ_{in} измерения длины L_b биений, индуцированных защитным покрытием, в зависимости от длины волокна Z для srp-волокна (▲) и РМ-волокна (◆). Сплошные кривые – функции $f = 0.037P$, пропорциональные вероятностям появления в покрытии при среднем числе центров, равном N , всего одного центра (1), двух центров (2), трех центров (3) и $N + 1$ центров (4).

те [17]. Воздействие может быть усилено несоосностью покрытия и волокна или неоднородностью покрытия, в частности образованием кристаллов [18] в веществе покрытия. Следует отметить, что минимальные относительные погрешности были получены при комнатных температурах без сканирования по температуре. Похоже, что любые изменения температуры способствуют образованию центров, индуцирующих добавочное ДЛП. При низких температурах (от примерно -50°C до -60°C) нередко наблюдаются существенные различия длин двух соседних биений, свидетельствующие, по-видимому, о том, что даже за время сканирования (10–20 с) между минимумами с λ_1 и λ_2 центр успевает образоваться или исчезнуть.

Образование локальных центров, индуцирующих добавочное ДЛП при изменениях температуры, может приводить к непредсказуемому изменению чувствительности датчиков, основанных на эффекте Фарадея, несмотря на вполне монотонный, линейный вид зависимости длины биений от температуры, особенно на коротких отрезках магнитоиндуцированного *srpn*-волокна.

5. Заключение

В настоящей работе изучены закономерности аномальных разбросов длин биений в оптическом волокне со встроенным линейным ДЛП при изменении его температуры и предложена физическая модель случайных центров, объясняющая наблюдаемые в эксперименте эффекты.

Обнаружено, что при медленном монотонном изменении температуры кварцевых анизотропных оптических волокон происходят случайные вариации ДЛП, выявленные при измерении длины поляризационных биений традиционным методом – с помощью анализатора спектра. Величина вариаций ДЛП зависит от длины исследуемого отрезка волокна, увеличиваясь до нескольких процентов при его малой длине и снижаясь до нуля при большой. При установлении постоянной температуры восстанавливается первоначальная величина ДЛП волокна, т. е. вариации не накапливаются. Продемонстрировано, что указанные вариации не наблюдаются, если удалено защитное покрытие волокна. Показано, что причиной обнаруженно-

го эффекта может быть образование в защитной оболочке волокна случайных локальных центров воздействия на параметры волокна типа микроизгибов, индуцированных изменениями температуры. Локальные воздействия могут компенсировать друг друга, поэтому интегральный результат уменьшается с увеличением длины волокна. Изученные эффекты вызывают реальное изменение встроенного ДЛП волокна, от которого, в частности, зависит магнитооптическая чувствительность *srpn*-волокон, используемых в качестве чувствительного элемента в волоконно-оптических датчиках электрического тока на основе эффекта Фарадея. Случайный характер проявления обнаруженных эффектов может приводить к непредсказуемому изменению чувствительности и точности упомянутых датчиков тока.

1. Enokihara A., Isutsu M., Sueta T. *J. Lightwave Technol.*, **5**, 1584 (1987).
2. Laming R.I., Payne D.N. *J. Lightwave Technol.*, **7** (12), 2084 (1989).
3. Bohner K., Gabus P., Nehring J., Brandle H. *J. Lightwave Technol.*, **20**, 267 (2002).
4. Губин В.П., Исаев В.А., Моршнева С.К. и др. *Квантовая электроника*, **36** (3), 287 (2006).
5. Bassett M., Bjarm M., Chan D., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3860**, 501 (1999).
6. Mohr F., Schadt F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5502**, 410 (2004).
7. Zhang F., Lit J.W.Y. *Appl. Opt.*, **32** (13), 2213 (1993).
8. Michie A., Canning J., Lyttikainen K., et al. *Opt. Express*, **12** (21), 5160 (2004).
9. Chamorovsky Yu.K., Starostin N.I., Ryabko M.V., et al. *Proc. Int. Conf. on Materials for Advanced Technologies (ICMAT-2009)* (Singapore, 2009, pp 110–112).
10. Kikuchi K., Okoshi T. *Opt. Lett.*, **8**, 122 (1983).
11. Rashleigh S.C. *Opt. Lett.*, **8**, 336 (1983).
12. Morshnev S.K., Ryabko M.V., Chamorovskii Y.K. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6594**, 6594OR (2007).
13. Моршнева С.К., Губин В.П., Пржиялковский Я.В., Старостин Н.И. *Квантовая электроника*, **43** (12), 1143 (2013).
14. Аззам Р., Башара Н. *Эллипсометрия и поляризованный свет* (М.: Мир, 1981).
15. Ulrich R., Rashleigh S.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18** (12), 2032 (1982).
16. Худсон Д. *Статистика для физиков* (М.: Мир, 1970).
17. Yeung W.F., Johnston A.R. *Appl. Opt.*, **17**, 3703 (1978).
18. Вундерлих Б. *Физика макромолекул. Т. 2. Зарождение, рост и отжиг кристаллов* (М.: Мир, 1979).