

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ДАТЧИКОВ МАГНИТНЫХ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ, СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

И.Л. Ловчий

ФГУП «НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем»
г. Сосновый Бор, Ленинградская область (e-mail: stary@lov.sbor.net)

Обсуждаются результаты моделирования схем волоконно-оптических датчиков магнитных и электрических полей с использованием среды графического программирования LabVIEW. Расчет характеристик проводился на основе рассмотрения представленных на сфере Пуанкаре состояний поляризации опорного пучка света вдоль всего оптического тракта датчика.

Датчики электрических и магнитных полей, основанные на использовании эффектов Поккельса и Фарадея, являются альтернативой традиционным измерительным электромагнитным трансформаторам тока и напряжения. Их очевидные преимущества – хорошая изоляция, высокое быстродействие, отсутствие эффектов насыщения в чувствительных элементах, малые габариты и вес. Тем не менее, практически отсутствуют промышленные образцы датчиков, пригодные для использования в энергетической индустрии в реальных условиях эксплуатации, что обусловлено трудностями адекватного учета влияния внешних (в первую очередь, температурных) факторов на модуляционные характеристики датчиков.

Рассмотрим типичную схему поляриметрического волоконно-оптического датчика электрического тока (рис. 1).

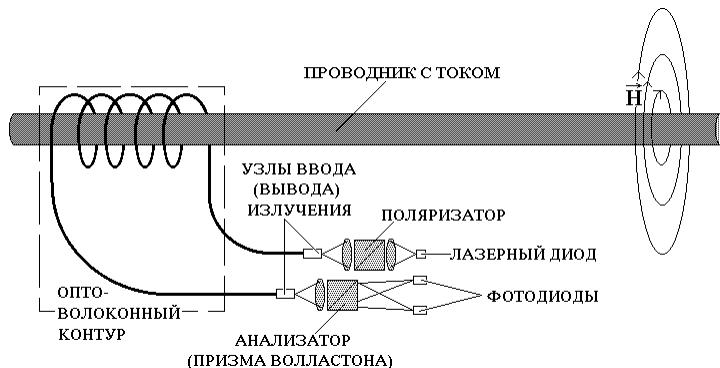


Рис. 1. Схема поляриметрического волоконно-оптического датчика электрического тока.

Чувствительный элемент датчика изготавливается из одномодового стекловолокна с малым внутренним двулучепреломлением ($\sim 1 \div 2 \text{ }^{\circ}/\text{м}$, т.н. *LB-fiber*). Для нейтрализации линейных двулучепреломлений, возни-

кающих при намотке в изгибах световода, в волокне предварительно создается сильное циркулярное двулучепреломление путем его закручивания вокруг собственной оси (*twist-fiber*), при этом концы волокна (узлы ввода – вывода излучения) жестко фиксируются. Оценим влияние на чувствительность датчика величины закручивания волокна, ориентации анализатора относительно азимутального угла поляризации на выходе волокна и величины двулучепреломления в узлах ввода – вывода излучения.

Воспользуемся представлением состояния поляризации (СП) точкой на единичной сфере Пуанкаре [1] с координатами долготы и широты, равными удвоенным значениям азимутального угла (ϕ) и угла эллиптичности (ε) поляризации. Нулевое СП соответствует линейно поляризованному излучению с горизонтальным направлением вектора поляризации. Действие линейной фазовой пластины, ось двулучепреломления которой направлена под углом ψ к горизонту, соответствует вращению на сфере начального СП вокруг оси, проходящей через центр сферы, экватор и линию долготы 2ψ , на угол двулучепреломления β . С учетом формул сферической тригонометрии новое СП будет иметь координаты ($2\phi'$, $2\varepsilon'$):

$$2\epsilon' = \arcsin[\cos(\arcsin\{\operatorname{tg}(\arcsin(\cos 2\epsilon \cos(2\phi - 2\psi)))\operatorname{tg}(2\phi - 2\psi)\}) - \beta]\cos(\arcsin\{\cos 2\epsilon \cos(2\phi - 2\psi)\}),$$

$$2\phi' = 2\psi + \arcsin[\operatorname{tg}(\arcsin\{\operatorname{tg}(\arcsin(\cos 2\epsilon \cos(2\phi - 2\psi)))\operatorname{tg}(2\phi - 2\psi)\}) - \beta]\operatorname{tg} 2\epsilon'. \quad (1)$$

Влияние циркулярного двулучепреломления на СП соответствует вращению вокруг оси, проходящей через полюса сферы, на двойной угол поворота азимута поляризации 2α :

$$2\phi' = 2\phi + 2\alpha, \quad 2\epsilon' = 2\epsilon. \quad (2)$$

Координаты СП после прохождения произвольной фазовой пластины с эллиптическим двулучепреломлением находятся из произведения матрицы поворота на угол δ вокруг оси двулучепреломления с направляющим вектором (X, Y, Z) на радиус-вектор точки начального состояния на сфере Пуанкаре:

$$\begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} X^2 + (Y^2 + Z^2)\cos\delta & XY - XY\cos\delta - Z\sin\delta & XZ - XZ\cos\delta + Y\sin\delta \\ XY - XY\cos\delta + Z\sin\delta & Y^2 + (X^2 + Z^2)\cos\delta & YZ - YZ\cos\delta - X\sin\delta \\ XZ - XZ\cos\delta - Y\sin\delta & YZ - YZ\cos\delta + X\sin\delta & Z^2 + (X^2 + Y^2)\cos\delta \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где $x = \cos 2\phi \cos 2\epsilon$, $y = \sin 2\phi \cos 2\epsilon$, $z = \sin 2\epsilon$, $X = \cos 2\psi \cos(\arctan(2\alpha/\beta))$, $Y = \sin 2\psi \cos(\arctan(2\alpha/\beta))$, $Z = \sin(\arctan(2\alpha/\beta))$, $\delta = \sqrt{\beta^2 + 4\alpha^2}$, β и 2α - линейная и циркулярная составляющие двулучепреломления, 2ψ - азимутальный угол направления оси двулучепреломления на сфере. Заметим, что эллиптическая двулучепреломляющая фазовая пластина эквивалентна последовательной сборке соответствующих тонких линейных и циркулярных двулучепреломляющих пластин. Поэтому новые координаты СП могут быть найдены также с использованием формул 1 и 2, но процесс вычисления займет существенно больше времени. Тем не менее, иногда необходимо пользоваться этим способом определения координат, в частности, при исследовании динамики изменения поляризационных параметров вдоль стекловолокна с эллиптическим двулучепреломлением.

Призма Волластона (анализатор) с разрешенными поляризационными направлениями $\pi/4$ и $-\pi/4$ рад делит зондирующее излучение на два пучка с интенсивностями I_1 и I_2 , относительная разность которых равна:

$$\Delta I_{12} = (I_1 - I_2)/(I_1 + I_2) = \sin 2\phi' \cos 2\epsilon'. \quad (4)$$

Формально ΔI_{12} не зависит от интенсивности зондирующего пучка. Однако на практике необходимо учитывать шумовые составляющие, связанные с флюктуациями входной интенсивности света, темновых токов фотоприемников и т.п., характерные частоты которых существенно превышают типичные частоты опроса каналов АЦП.

Допустим, из LB волокна длиной 10 м необходимо изготовить чувствительный элемент датчика для контроля переменного тока промышленной частоты номинальной величиной ~ 1 кА (среднеквадратичное значение) с точностью до 0,5 %. Предположим, что двулучепреломление в местах фиксации концов волокна отсутствует, анализатор установлен под углом $\pi/4$ ($-\pi/4$) рад к усредненному азимуту поляризации на выходе волокна, среднеквадратичная величина шума ΔI_{12} при отсутствии тока в проводнике 0,1 %.

Для замкнутого оптоволоконного контура вокруг проводника с током i угол вращения Фарадея равен:

$$\alpha_F = Vni, \quad (5)$$

где $V = 4,5 \times 10^{-6}$ рад/А – константа Верде для плавленого кварца ($\lambda = 0,66$ мкм), n – число витков волоконного контура. При двулучепреломлении в волокне, близком к циркулярному, эллиптичность поляризации на выходе волокна мала, поэтому переменная составляющая $\tilde{\Delta I}_{12} \sim \sin 2\alpha_F \sim 2\alpha_F$ (для небольших углов магнитооптического поворота). С учетом требуемой точности измерения и реальной величины шумовой составляющей, среднеквадратичное значение переменного угла α_F при номинальном токе должно быть не менее 0,1 рад. Тогда из (5) находим минимальное количество целых волоконных витков $n = 23$. Подставляя радиус

витка ($R \sim 69$ мм) в формулу зависимости величины линейного двулучепреломления от радиуса изгиба волокна [2]:

$$\beta(R) = \pi n^3 (p_{11} - p_{12})(1 + \nu) r^2 / 2\lambda R^2 = -7,33 \times 10^7 r^2 / R^2 [\text{°/м}] \quad (6)$$

(r – внешний радиус волокна; $n = 1,456$ – коэффициент преломления плавленого кварца на длине волны $\lambda = 660$ нм; $p_{11} - p_{12} = -0,149$ – коэффициенты фотоупругости; $\nu = 0,168$ – коэффициент Пуассона), получаем для волокна с диаметром кварцевой оболочки 125 мкм погонную величину линейного двулучепреломления в витках $\beta \sim 60$ °/м.

Наведенная закручиванием оптическая активность кварцевого волокна составляет [3]:

$$\alpha(\tau) = 0,25n^2(p_{12} - p_{11})\tau = 0,079\tau, \quad (7)$$

где τ – относительное закручивание волокна. Наши непосредственные измерения наведенной активности $\alpha(\tau)$ в волокне типа LB показали очень хорошее совпадение с расчетными значениями.

Для моделирования схем, управления сбором данных в реальном эксперименте, их анализа и последующего вывода конечной информации на экран компьютера использовалась среда графического программирования LabVIEW, позволяющая значительно снизить временные затраты по сравнению с написанием и отладкой аналогичных программ на других языках. На функциональной панели оптический тракт датчика имеет вид последовательности блоков – фазовых элементов с управлением величиной и направлением оси двулучепреломления. Параметры СП зондирующего пучка последовательно преобразовываются при прохождении блоков и, в конечном счете, на выходе блока – анализатора (призмы) получаются нормированные интенсивности ортогонально поляризованных составляющих прошедшего светового пучка. Эти интенсивности обрабатываются далее с помощью различных алгоритмов для получения необходимой информации об «измеряемом» токе.

На рис. 2 представлена последовательная запись рассчитанных зависимостей чувствительности η датчика от ориентации плоскости витков волоконной катушки относительно азимута поляризации входного света (диапазон изменения ориентации $0^\circ \div 180^\circ$) для различных величин закручивания волокна. Чувствительность рассчитывалась по формуле:

$$\eta = (\arcsin \Delta I_{12})_{rms} / (2\alpha_F)_{rms}, \quad (8)$$

где символ rms означает среднеквадратичное значение.

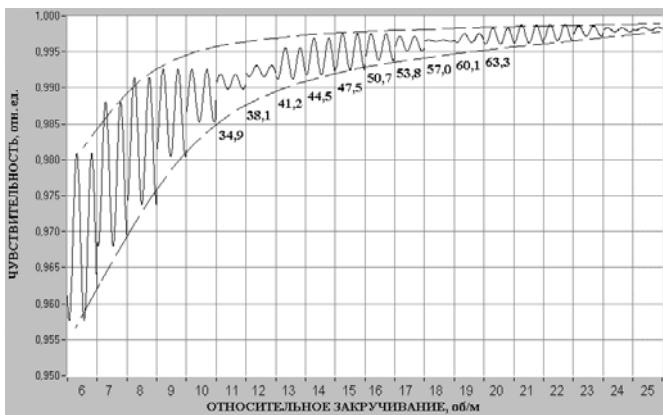


Рис. 2. Зависимость чувствительности от величины относительного закручивания волокна.

Как видно из графика, начиная с величины закручивания 15 об/м и более (циркулярная составляющая двулучепреломления ≥ 850 °/м) колебания чувствительности не превышают 0,5 %. Обратим внимание, что при углах эллиптического двулучепреломления, кратных π рад (а лучше 2π) колебания чувствительности существенно меньше, чем при других углах (на рисунке для примера даны некоторые результаты деления δ на π). Такая особенность может быть обусловлена зависимостью чувствительности от нескольких факторов: от эллиптичности поляризации на выходе волокна, от средней эллиптичности поляризации вдоль волокна, от наклона траектории выходного СП на сфере Пуанкаре, от взаимной ориентации на сфере направления колебания оси двулучепреломления и направления изменения СП при магнитооптическом эффекте. По-видимому, при δ кратном π , зависимость от некоторых факторов становится минимальной, либо происходит взаимная компенсация их влияний. Тем не менее, с учетом

примера даны некоторые результаты деления δ на π). Такая особенность может быть обусловлена зависимостью чувствительности от нескольких факторов: от эллиптичности поляризации на выходе волокна, от средней эллиптичности поляризации вдоль волокна, от наклона траектории выходного СП на сфере Пуанкаре, от взаимной ориентации на сфере направления колебания оси двулучепреломления и направления изменения СП при магнитооптическом эффекте. По-видимому, при δ кратном π , зависимость от некоторых факторов становится минимальной, либо происходит взаимная компенсация их влияний. Тем не менее, с учетом

возможных изменений угла двулучепреломления (например, температурных) при оценке реальных размахов колебаний чувствительности необходимо опираться на общие огибающие их границ (пунктирные кривые на рис. 2).

К сожалению, заметная относительная температурная зависимость двулучепреломления, вызванного кручением волокна ($\sim 10^{-4}$ /К [3]), приводит к нестабильности среднего положения азимутального угла поляризации на выходе чувствительного элемента. Причем, чем выше величина кручения волокна (что благоприятно для уменьшения колебаний чувствительности), тем больше температурный сдвиг азимутального угла. А поскольку зависимость величины переменной составляющей $\Delta\tilde{I}_{12}$ от угла сдвига $\Delta\phi$ между разрешенным направлением анализатора и азимутальным углом поляризации на выходе волокна имеет вид:

$$\Delta\tilde{I}_{12}(\Delta\phi) = \cos(2\Delta\phi)\Delta\tilde{I}_{12}, \quad (9)$$

то температурный уход чувствительности датчика при стационарной ориентации анализатора может быть очень велик (десятки процентов). Решением проблемы может быть использование в алгоритме определения переменного угла магнитооптического вращения двух пар измерительных сигналов, полученных с помощью двух призм – анализаторов, развернутых относительно друг друга на угол $\pi/4$ [4]:

$$(\alpha_{MO})_{rms} = \left(\sqrt{\Delta\tilde{I}_{12}^2 + \Delta\tilde{I}_{34}^2} \right)_{rms}, \quad (10)$$

где $\Delta\tilde{I}_{34}$ – переменная составляющая относительной разницы интенсивностей световых сигналов I_3 и I_4 на выходе второй призмы. Одновременно алгоритм (10) позволяет избавиться от проявлений «геометрического эффекта», заключающегося в возникновении дополнительной «геометрической фазы» [5] между входным и выходным азимутом поляризации при искривлении волокна в пространстве (например, при вращении волоконной катушки с фиксированными в пространстве узлами ввода – вывода излучения).

До сих пор мы предполагали отсутствие линейных двулучепреломлений в узлах ввода (вывода) излучения в волокно. Однако в действительности в местах фиксации концов жестко закрученного волокна неизбежно присутствуют механические напряжения, зависящие, к тому же, от температуры. Величина вызванных ими двулучепреломлений может достигать десятков градусов. Это значительно усложняет процедуру получения информации об измеряемом токе, поскольку параметры двулучепреломлений практически не поддаются прогнозу. Непосредственное применение алгоритма (10) в этом случае может привести к большим ошибкам. В качестве примера на рис. 3 для нескольких дискретных направлений оси выходного двулучепреломления представлены расчетные вариации относительной чувствительности датчика при плавном изменении температуры на 100°C .

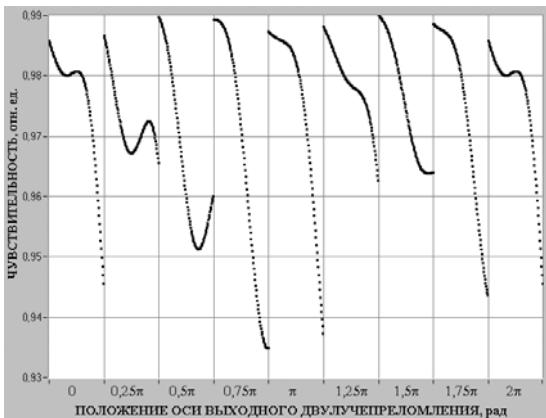


Рис. 3. Примеры поведения чувствительности датчика при изменении температуры на 100° для нескольких дискретных направлений оси выходного двулучепреломления.

При расчетах предполагалось, что относительное закручивание волокна составляет 25 об/м, линейные двулучепреломления в местах фиксации волокна с ростом температуры изменяются от 5° до 15° , направление оси входного двулучепреломления лежит под углом $\pi/4$ рад к плоскости волоконных витков и азимуту входной поляризации (очевидно, что параметры двулучепреломлений могут быть совершенно иными), относительное температурное изменение линейных двулучепреломлений в изгибах волоконных витков составляет $6,3 \times 10^{-4}$ /К [4]. Как видно из рисунка, при рассмотренных выше параметрах тем-

342

пературные изменения чувствительности могут составлять свыше 5 %. Поэтому при обработке измерительных сигналов необходимо учитывать влияние дополнительных двулучепреломлений. В [6] подробно описан алгоритм определения параметров двулучепреломления на выходе волокна и их учета непосредственно в процессе измерения тока. Алгоритм обработки измерительных сигналов состоял из четырех последовательных этапов:

- определение СП света на выходе оптического кабеля;
- определение параметров двулучепреломления выходного коннектора кабеля;
- определение поляризационных углов перед выходным коннектором;
- определение переменной составляющей величины азимутального угла поляризации света перед выходным коннектором, обусловленной магнитооптическим эффектом.

При использовании описанного алгоритма расчетные изменения чувствительности для рассмотренных выше ситуаций составляли менее 0,02%. Однако реальные шумовые составляющие измерительных сигналов обуславливают заметную погрешность определения поляризационных параметров. Поэтому на практике ошибка измерения тока при использовании предложенного алгоритма обработки сигналов становится, безусловно, выше. Так, эксперименты по измерению переменного электрического тока величиной 20 кА, проходящего через двухвитковый волоконный контур датчика, показали ошибку измерения до $\pm 0,5\%$ при проявлении «геометрического эффекта» и (или) изменении температурных условий. Тем не менее, величина ошибки была примерно в 20 раз меньше, чем получавшаяся при применении в тех же условиях алгоритма (10). Чувствительным элементом датчика являлся оптический кабель из закрученного (25 об/м) LB волокна длиной 8 метров, оконцованный стандартными оптическими FC коннекторами.

В оптических датчиках электрического напряжения, использующих для измерения продольный эффект Поккельса, в качестве чувствительных элементов обычно применяются кубические гиротропные кристаллы со структурой силленита (BGO, BSO, BTO), обладающие достаточно сильным электрооптическим эффектом. Использование формул преобразования координат СП для моделирования интенсивностей световых сигналов с выхода призмы – анализатора после последовательного прохождения светом пластины $\lambda/4$ и чувствительного элемента (рис. 4) позволяет сделать оптимальный выбор длины кристалла и (или) ориентации анализатора для увеличения чувствительности датчика и линейного диапазона измеряемых напряжений, а также уменьшения температурных искажений результатов.

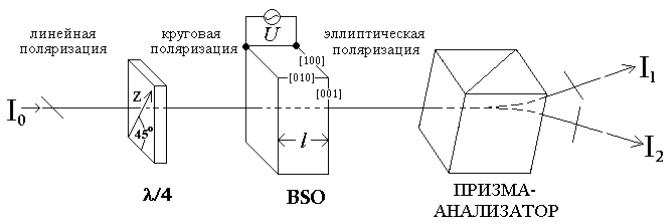


Рис. 4. Расположение элементов в типичной схеме электрооптического датчика напряжения на основе эффекта Поккельса.

При продольном электрооптическом эффекте изменение сдвига фаз между ортогонально поляризованными компонентами светового поля после прохождения кристалла составляет:

$$\beta = 2\pi n_0^3 r_{41} U / \lambda, \quad (11)$$

где n_0 – показатель преломления кристалла при отсутствии электрического поля, r_{41} – электрооптический коэффициент, U – величина приложенного к торцам кристалла электрического напряжения. Для получения максимальной чувствительности в оптический тракт вводят четвертьволновую пластину (лучше нулевого порядка для минимизации температурных изменений дополнительного фазового сдвига), а анализатор ориентируют под углом $\phi_A = (\alpha/2 \pm \pi/4)$ рад относительно наведенных осей двулучепреломления в кристалле, где α – оптическая активность кристалла на его длине l . Очевидно, что чем меньше активность кристалла (длина кристалла), тем выше максимальная чувствительность. Вместе с тем, в [7] показано, что при известных температурных зависимостях электрооптического коэффициен-

та и оптической активности кристалла можно найти такое положение анализатора (или такую длину кристалла), при котором отклик датчика не зависит от температуры. В статье при $\lambda = 0,85$ мкм, $U = 200$ В (rms), для $\varphi_A = \pm \pi/4$ рад была определена оптимальная длина кристалла BSO $l = 4,66$ мм. Используя данные из этой статьи, был проведен расчет максимально возможной чувствительности (относительно чувствительности датчика с кристаллом без гиротропии), температуро - стабилизированной чувствительности и соответствующей ей ориентации анализатора φ_A при варьировании длины кристалла от 0,1 мм до 15 мм. Результаты расчета представлены на рис. 5.

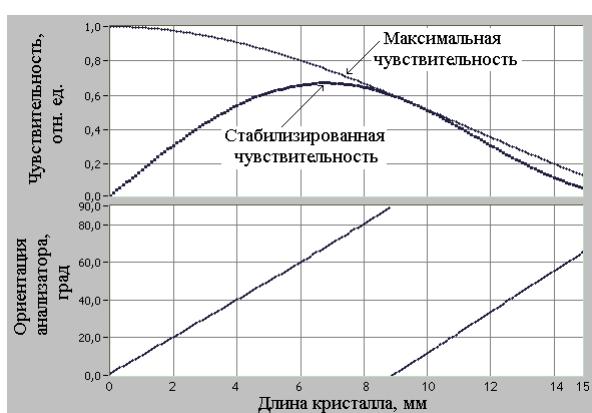


Рис. 5. Зависимости расчетных значений максимальной чувствительности, температуро - стабилизированной чувствительности и соответствующей ей ориентации анализатора от длины кристалла BSO.

Максимальное значение стабилизированной чувствительности (0,672) реализуется при длине кристалла $l = 6,8$ мм (ориентация анализатора $\varphi_A = 66,6^\circ$). При этом в диапазоне напряжений $U = (0 \div 600)$ В (rms) расчетные отклонения от линейности отклика составляют менее 1 %. Отметим, что для кристалла длиной $l \sim 9,5$ мм максимальная и стабилизированная чувствительности совпадают.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шерклифф У. Поляризованный свет. Пер. с англ. М.:Мир, 1965. 264 с.
2. Ulrich R., Rashleigh S.C., Eickhoff W. Bending-induced birefringence in single mode fibers. *Opt. Lett.*, vol. 5 (1980), 273-275
3. Smith A.M. Birefringence induced by bends and twists in single-mode optical fiber. *Appl. Opt.*, vol. 19, № 15 (1980), 2606-2611.
4. Вицинский С.А., Ловчий И.Л., Мокеев С.Ф. Волоконно-оптические преобразователи переменного электрического тока. *Оптический журнал*, т. 70, № 4 (2003), с. 5-10.
5. Клышко Д.Н. Геометрическая фаза Берри в колебательных процессах. *УФН*, т. 63, № 11 (1993), с. 1-18.
6. Ловчий И.Л. Определение *in situ* параметров двойных лучепреломлений в оптических коннекторах волоконно-оптического датчика переменного электрического тока и их учет в алгоритме обработки измерительных сигналов. *Сборник трудов VI Международной конференции «Прикладная оптика». Т. 1. Оптическое приборостроение*. СПб, 18 – 21 октября 2004 г., с. 215-219.
7. Kyhara Y., Hamasaki Y., Kawakami A. et al. BSO/fibre-optic voltmeter with excellent temperature stability. *Electronics Lett.*, vol. 18, № 24 (1982), 1055-1056.

Numerically modeling of parameters of polarimetric fiber-optic magnetic and electrical fields sensors, comparison with experimental data

I.L. Lovchy

Research Institute for Complex Testing of Optoelectronic Devices and Systems,
Sosnovy Bor, Leningrad region, Russia (e-mail: stary@lov.sbor.net)

The schemes simulation results of the fiber-optic magnetic and electrical fields sensors with usage of a graphical programming environment LabVIEW are considered. The characteristics calculation was conducted on the basis of reviewing the light polarization states evolution along the optical loop of the sensor on the Poincare sphere.