

## ОПТИКО-ФИЗИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

УДК 687.586.5

*В. И. Смыслов, А. Т. Клементьев, А. Н. Демин***МЕТОДЫ СНИЖЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОГРЕШНОСТИ  
ОДНОПРОХОДНОГО ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО  
ДАТЧИКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА НА ОСНОВЕ  
ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ С КУБИЧЕСКОЙ  
СИММЕТРИЕЙ  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  и  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$** *V. I. Smyslov, A. T. Klement'ev, A. N. Demin***METHODS OF REDUCING TEMPERATURE ERROR  
SINGLE-PASS OPTICAL FIBER ELECTRIC CURRENT SENSOR  
BASED ON OPTICAL CRYSTALS WITH CUBIC SYMMETRY  
 $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  AND  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$** 

**А н н о т а ц и я.** В настоящее время все более широкое применение находят волоконно-оптические датчики электрического тока на основе кристаллов типа  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  и  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  с чувствительным элементом однопроходного типа. Основным источником дополнительной погрешности для них является температурная погрешность. Проведены расчеты и конструктивная проработка, которые показали, что возможно уменьшение погрешности практически до нуля за счет подбора сочетания длины кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  и  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  и угла между разрешенными направлениями поляризатора и анализатора чувствительного элемента датчика. Такое решение позволяет в максимальной степени удовлетворить требования по чувствительности и минимальной дополнительной температурной погрешности датчиков.

**А b s t r a c t.** Currently, more and more applications are fiber optic sensors of the electric current on the basis of the type crystals  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  and  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  with the sensing element is a single pass type. The main source of error is the temperature error. The calculations and structural study has shown that they may reduce this error to zero due to selection of the combination of the crystal length  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  and  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  and the angle between the allowed directions of the polarizer and analyzer detector element. This solution allows the maximum extent possible to meet the requirements for sensitivity and minimum additional temperature error of the sensors.

**К л ю ч е в ы е с л о в а:** электрический ток, волоконно-оптический датчик тока, чувствительный элемент, дополнительная температурная погрешность.

**К e y w o r d s:** electric current, fiber optic current sensor, the sensor element temperature error.

Из существующих оптических схем волоконно-оптических датчиков электрического тока (ВОДТ) на активных кристаллах с кубической симметрией  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  и  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  с точки зрения минимизации габаритно-весовых характеристик предпочтительной является схема однопроходного типа, которая при относительной простоте реализации позволяет наиболее просто оптимизировать требования по минимально-весовым характеристикам в сочетании с достаточно высокими метрологическими характеристиками [1, 2].

В такой схеме поступающее по волокну на вход ЧЭ излучение коллимируется градиентной линзой (коллиматором), преобразуется в линейно поляризованное, с помощью входного поляризатора проходит через кристалл  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  и далее, проходя через выходной поляризатор, с помощью градиентной линзы (второго коллиматора) вводится в выходное оптическое волокно, подключенное к входу фотоприемного устройства (ФПУ). Вторым поляризатором, устанавливаемым после кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  на его выходе, выполняет роль анализатора, позволяющего преобразовать поворот плоскости поляризации света в изменение амплитуды (или интенсивности) света на выходе ЧЭ. Угол между осями входного и выходного поляризаторов выбирается таким образом, чтобы получить максимальный коэффициент преобразования поляризационной модуляции на входе ФПУ. В отсутствие магнитного поля свет проходит через ЧЭ, не изменяя направления вектора поляризации, интенсивность света на входе ФПУ является постоянной и определяется углом между осями поляризаторов (при определенных углах (скрещенные поляризаторы), она может быть равна 0. При наложении на кристалл магнитного поля  $\vec{H}$  направление поляризации света изменяется, что приводит к изменению интенсивности света на выходе ЧЭ. Таким образом, с помощью магнитного поля осуществляется модуляция света, проходящего через ЧЭ [2].

Однако, как показала практика, однопроходные датчики без дополнительных усовершенствований обладают достаточно высокой дополнительной температурной погрешностью измерения, достигающей до 10–15 % в диапазоне температур 0–100 °C [3–5].

Эффективным путем уменьшения такой погрешности является усовершенствование его оптической схемы. Действительно, уменьшение погрешности возможно за счет использования зависимости температурных дрейфов коэффициентов преобразования чувствительного элемента с кристаллом  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  заданной длины от углов между разрешенными состояниями поляризатора и анализатора. При этом возможен подбор такого сочетания длины кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  и взаимной ориентации оптических осей поляризатора и анализатора чувствительного элемента, при котором происходит практически полная компенсация дополнительной температурной погрешности датчика ВОДТ [5–7].

Матрица однопроходного ВОДТ описывается следующим выражением [5, 8]:

$$\hat{M} = \hat{R}(\alpha)\hat{P}\hat{R}(-\alpha)\hat{M}_{BSO}\hat{P}, \quad (1)$$

где  $\hat{P} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$  – матрица идеального линейного поляризатора;  $\hat{M}_{BSO}$  – матрица кристалла;

$R(\alpha)$  – матрица поворота на угол  $\alpha$ ;  $\alpha$  – угол между разрешенными направлениями входного и выходного поляризаторов. Состояние поляризации света на выходе такой системы описывается вектором Максвелла  $\vec{A}$ , который имеет следующий вид:

$$\vec{A} = \begin{bmatrix} \frac{Ex}{Ey} \end{bmatrix} = \hat{R}(\alpha)\hat{P}\hat{R}(-\alpha)\hat{M}_{BSO} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad (2)$$

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) \frac{m \cos(\alpha) \cos(mL_0 - C \sin(\alpha) \sin(mL) + i\beta \cos(\alpha) \sin(mL))}{m} \\ \sin(\alpha) \frac{m \cos(\alpha) \cos(mL_0 - C \sin(\alpha) \sin(mL) + i\beta \cos(\alpha) \sin(mL))}{m} \end{pmatrix}.$$

Интенсивность излучения на выходе датчика записывается следующим образом:

$$I = \vec{A}^* \vec{A} = I_0 \frac{1}{\sqrt{C^2 + \beta^2}} \left[ \left( \sqrt{C^2 + \beta^2} \right) \cos(\alpha) \cos \left( \sqrt{C^2 + \beta^2} L \right) - \right.$$

$$-C \sin(\alpha) \sin \left( \sqrt{C^2 + \beta^2 L} \right) + \beta^2 \cos^2(\alpha) \sin^2 \left( \sqrt{C^2 + \beta^2 L} \right), \quad (3)$$

где  $\bar{A}^*$  – эрмитово сопряжение;  $I_0$  – интенсивность излучения на входе чувствительного элемента. Используя, что  $\beta \ll C$ , и при условии, что  $\beta L \ll \pi/2$ , получим

$$I = I_0 \left[ \frac{1}{2} (1 + \cos(2\alpha + 2CL)) - \beta L \frac{\beta}{2C} \sin(2\alpha + 2CL) + \frac{\beta^2}{4C^2} [2\cos(2\alpha) - \cos(2\alpha + 2CL) + \sin(2\alpha)\sin(2CL)] \right]. \quad (4)$$

Для того чтобы глубина модуляции магнитным полем была максимальной, необходимо выбрать значения  $L$  и  $\alpha$  так, чтобы величина  $\Theta L + \alpha$  была близка к  $\pi/4$ . Откуда следует, что выражение (4) можно записать в виде

$$I \cong \frac{1}{2} I_0 \left[ 1 - 2FL \sin(2\alpha + 2\Theta L) + \cos(2\alpha + \Theta L) - \beta L \frac{\beta}{\Theta + F} \sin(2\alpha + 2CL) \right]. \quad (5)$$

При получении выражения (4) мы пренебрегли членом порядка  $\frac{\beta^2}{C^2}$ .

Проведем оценку влияния температурного дрейфа линейного двулучепреломления  $\beta$  на величину интенсивности излучения. Из выражения (4) можно записать

$$\Delta I_p = \left( (\beta + \Delta\beta) L \frac{\beta + \Delta\beta}{\Theta + F} - \beta L \frac{\beta}{\Theta + F} \right) \sin(2\alpha + 2CL) \cong 2 \frac{\Delta\beta}{\beta} \beta L \frac{\beta}{\Theta} \sin(2\alpha + 2CL), \quad (6)$$

где  $\Delta\beta = 10^{-3}$  рад/мм – величина дрейфа линейного двулучепреломления на  $100^\circ\text{C}$ ,  $\beta = 10^{-2}$  рад/мм. Здесь мы пренебрегли членами порядка  $\Delta\beta^2$  и использовали то, что  $F \ll \Theta$ .

Из (6) следует, что  $\Delta I_p \leq 2 \frac{\Delta\beta}{\beta} \beta L \frac{\beta}{\Theta}$ , для длины кристалла  $L \sim 10$  мм эта величина не превышает 0,01 % в интервале температур от 0 до  $100^\circ\text{C}$ , что мало по сравнению с отклонениями, вызванными температурной зависимостью константы Верде и величины собственной оптической активности.

Таким образом, наличие в кристалле  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  большой по сравнению с собственным линейным двулучепреломлением собственной оптической активности ослабляет влияние собственного линейного двулучепреломления пропорционально коэффициенту  $\frac{\beta}{\Theta}$ , что позволяет не учитывать линейное двулучепреломление в дальнейшем рассмотрении.

В случае переменного магнитного поля  $H = H_0 \cos(\omega t)$  сигнал представляет собой сумму переменной составляющей с амплитудой, пропорциональной  $H_0$ , и постоянной составляющей, медленно меняющейся от температуры. Используя полосовой фильтр, можно выделить переменную составляющую сигнала на частоте  $\omega$  и не учитывать в дальнейшем рассмотрении постоянную составляющую сигнала  $\cos(2\Theta L + 2\alpha)$ . Таким образом, для переменного магнитного поля  $H$  интенсивность  $I$  будет иметь вид

$$I = \frac{1}{2} I_0 [1 - 2VHL \cdot \sin(2\Theta L + 2\alpha)]. \quad (7)$$

Изменение коэффициента преобразования датчика при изменении температуры окружающей среды определяется в основном двумя факторами: температурным дрейфом константы Верде  $V$  материала и изменением от температуры величины коэффициента собственной оптической активности  $\Theta$ . В первом приближении зависимость коэффициента преобразования

от температуры можно записать в виде  $S = \frac{1}{I_0} \left. \frac{dI}{dH} \right|_{H=0}$ :

$$S(t) = \left( V_0 + \frac{\Delta V}{\Delta t} t \right) L \sin \left( 2 \left( \Theta_0 + \frac{\Delta \Theta}{\Delta t} t \right) L + 2\alpha \right), \quad (8)$$

где  $V_0$  и  $\Theta_0$  – значения, взятые при  $t_0 = 20$  °С.

Запишем величину относительного отклонения коэффициента преобразования  $S$  от температуры в виде

$$\Delta S(t) = \left| \frac{S(t) - S(t_0)}{S(t_0)} \right| = \left| \frac{\left( 1 + \frac{1}{V_0} + \frac{\Delta V}{\Delta t} t \right) \sin \left( 2 \left( \Theta L + \alpha + \frac{\Delta \Theta}{\Delta t} L t \right) \right) - \sin(2(\Theta L + \alpha))}{\sin(2(\Theta L + \alpha))} \right|. \quad (9)$$

Рассмотрим температурные характеристики датчика, выходной поляризатор которого ориентирован относительно входного так, что глубина модуляции максимальна. Это означает, что  $2(\Theta L + \alpha) = 90^\circ$  ( $\alpha$  – угол между разрешенными направлениями входного и выходного поляризаторов, который мы можем выбирать по собственному усмотрению). Для такого датчика относительное отклонение коэффициента преобразования от температуры будет иметь вид

$$\Delta S(t) = \left| \left( 1 + \frac{1}{V_0} + \frac{\Delta V}{\Delta t} t \right) \cos \left( 2 \frac{\Delta \Theta}{\Delta t} L t \right) - 1 \right|. \quad (10)$$

Разложим (10) в ряд по  $t$ :  $\Delta S(t) \cong \frac{1}{V_0} \frac{\Delta V}{\Delta t} t + \Theta(t^2)$ .

Откуда следует, что величина относительного отклонения коэффициента преобразования от температуры для датчика, настроенного на максимальную глубину модуляции, определяется только отклонением от температуры величины константы Верде материала. Для датчика на основе  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  эта величина составляет ~15 % на 100 °С. Такая величина температурного отклонения для некоторых применений является недостаточной.

Рассмотрим возможность улучшения температурных характеристик данного датчика. Для этого найдем такое соотношение между длиной кристалла чувствительного элемента  $L$  и углом между разрешенными направлениями поляризаторов  $\alpha$ , при котором отклонение от температуры величины константы Верде  $V$  будет компенсироваться отклонением от температуры величины оптической активности кристалла  $\Theta$ . Для этого разложим выражение (9) в ряд по  $t$ :

$$\Delta S(t) \cong \left( \frac{1}{V_0} \frac{\Delta V}{\Delta t} + 2 \frac{\Delta \Theta}{\Delta t} L \text{ctg}(2(\Theta L + \alpha)) \right) t + \left( 2 \frac{1}{V_0} \frac{\Delta \Theta \Delta V}{\Delta t^2} L \text{ctg}(2(\Theta L + \alpha)) - 2 \frac{\Delta \Theta^2}{\Delta t^2} L^2 \right) t^2 + \Theta(t^3). \quad (11)$$

Найдем такие  $L$  и  $\alpha$ , при которых выполняется условие

$$\frac{1}{V_0} \frac{\Delta V}{\Delta t} + 2 \frac{\Delta \Theta}{\Delta t} L \text{ctg}(2(\Theta L + 2\alpha)) = 0. \quad (12)$$

Решив (12) относительно  $\alpha$ , получим

$$\alpha(L) = -\Theta L - \frac{1}{2} \alpha \tan \left( 2V_0 L \frac{\Delta \Theta}{\Delta t} \left( \frac{\Delta V}{\Delta t} \right)^{-1} \right). \quad (13)$$

При выполнении условия (12) температурные характеристики датчика определяются вторым членом в выражении (11), при длине кристалла 5 мм величина температурного отклонения составляет ~0,2 % на 100 °С.

Таким образом, подобрав угол между разрешенными направлениями поляризаторов  $\alpha$  для конкретной длины кристалла  $L$ , в соответствии с (13) можно существенно улучшить температурные характеристики датчика.

Очевидно, что при увеличении длины кристалла чувствительного элемента до некоторого значения, величина второго порядка в разложении (11) станет сравнимой с величиной первого порядка. Для определения этого значения проведем следующую оценку: возьмем случай, когда поляризаторы ориентированы так, что  $2(\Theta L + \alpha) = \pi/2$  (максимальный коэффициент преобразования), тогда из (11) можно записать

$$\Delta S(t) \cong \frac{1}{V_0} \frac{\Delta V}{\Delta t} t - 2 \frac{\Delta \Theta^2}{\Delta t^2} L^2 t^2 + \Theta(t^3). \quad (14)$$

Зависимости первого и второго членов разложения (14) от  $L$  при изменении температуры  $t$  в диапазоне 0–100 °С представлены на рис. 1, величина первого порядка не зависит от длины кристалла и составляет 0,015, величина второго порядка достигает значения 0,015 при  $L = 17$  мм. Из рис. 1 можно заключить, что проделанные выше расчеты имеют смысл только для длин кристаллов, не превышающих 10 мм. Расчеты по оптимизации датчика ВОДТ с чувствительными элементами большей длины приведены ниже.

Полученное в выражении (13) позволяет скомпенсировать влияние температурных дрейфов константы Верде и коэффициента оптической активности на коэффициент преобразования чувствительного элемента в первом порядке. Этого, однако, недостаточно когда длина кристалла превышает 5 мм.

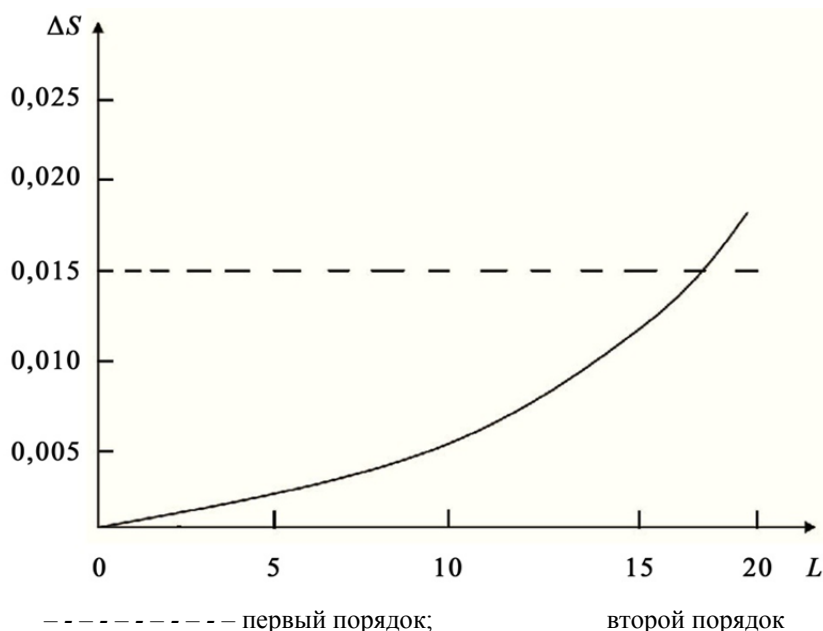


Рис. 1. Зависимость величины температурного дрейфа от длины кристалла

Для проверки и уточнения приближенных аналитических расчетов, приведенных выше, а также для исследования возможности термостабилизации чувствительных элементов с более длинными кристаллами было проведено численное моделирование температурных дрейфов коэффициента преобразования чувствительного элемента ВОДТ для различных длин кристалла. Для этого интенсивность излучения на выходе чувствительного элемента была записана следующим образом:

$$I(H, L, \alpha, \Delta t) = [\bar{A}(H, L, \alpha, \Delta t)]^{\dagger} \cdot \bar{A}(H, L, \alpha, \Delta t), \quad (15)$$

где  $H$  — проекция магнитного поля на направление распространения света;  $L$  — длина кристалла;  $\alpha$  — угол между разрешенными направлениями поляризаторов;  $\Delta t$  — отклонение температуры от «комнатной»;  $\bar{A}$  — вектор Максвелла:

$$\bar{A}(H, L, \alpha, \Delta t) = \hat{P}(\alpha) \hat{M}_{BSO}(H, L, \Delta t) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

$\hat{P}(\alpha) = \hat{R}(-\alpha) \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \hat{R}(\alpha)$  – матрица Джонса идеального линейного поляризатора, разрешенное направление которого развернуто на угол  $\alpha$ ;  $\hat{R}(\alpha)$  – матрица поворота;

$$\hat{M}_{BSO}(H, L, \Delta t) = \begin{pmatrix} \cos(mL) + i \frac{\beta}{m} \sin(mL) & \frac{C}{m} \sin(mL) \\ -\frac{C}{m} \sin(mL) & \cos(mL) - i \frac{\beta}{m} \sin(mL) \end{pmatrix} - \quad (17)$$

матрица Джонса кристалла  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ , где  $m(H, \Delta t) = \sqrt{(C(H, \Delta t))^2 + (\beta(\Delta t))^2}$ ,  $C(H, \Delta t) = \Theta(\Delta t) + V(\Delta t)H$  – коэффициент суммарного кругового двулучепреломления;  $\Theta(\Delta t) = \Theta_0 + \frac{\Delta\Theta}{\Delta t} \Delta t$  – коэффициент оптической активности кристалла;  $V(\Delta t) = V_0 + \frac{\Delta V}{\Delta t} \Delta t$  – константа

Верде;  $\beta(\Delta t) = \beta_0 + \frac{\Delta\beta}{\Delta t} \Delta t$  – коэффициент собственного линейного двулучепреломления;

$\Theta_0, V_0, \beta_0$  – значения, взятые при комнатной температуре;  $\frac{\Delta\Theta}{\Delta t}, \frac{\Delta V}{\Delta t}, \frac{\Delta\beta}{\Delta t}$  – коэффициенты температурной зависимости констант  $\Theta_0, V_0, \beta_0$  (соответственно значения этих констант и их температурных коэффициентов были приведены ранее);  $H$  – проекция вектора магнитного поля на направление распространения света в кристалле;  $L$  – длина кристалла.

В соответствии с записанными выражениями была сформирована подпрограмма-функция  $I$  с аргументами  $H, L, \alpha, \Delta t$ , затем в соответствии с выражением  $S = \frac{1}{I_0} \left| \frac{dI}{dH} \right|_{H=0}$  вычислялось значение коэффициента преобразования  $S$  для конкретных значений  $L, \alpha, \Delta$ .

Численное дифференцирование функции  $I$  при  $H = 0$  производилось с помощью подпрограммы из состава математической библиотеки MS Fortran PowerStation 4.0, заложенная в программу точность вычислений составляла 0,01 %. Для проверки правильности работы программы была построена зависимость  $S/V_0 L$  от  $\Theta L + \alpha$  для  $L = 3$  мм (рис. 2). Как видно из рисунка, полученные данные подтверждаются проведенными ранее расчетами (7).

На рис. 3 представлена зависимость относительного дрейфа коэффициента преобразования  $\Delta S = \frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max}} \cdot 100\%$  в диапазоне  $\Delta t$  0–100 °C от угла  $\Theta L + \alpha$ , для чувствительного элемента с длиной кристалла 3 мм.

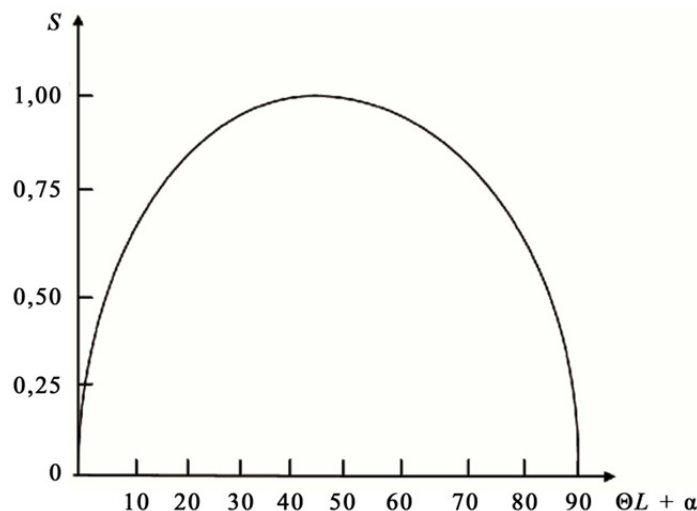


Рис. 2. Зависимость нормированного коэффициента преобразования от угла  $\Theta L + \alpha$  для кристалла длиной 3 мм, построенная для проверки метода численного расчета

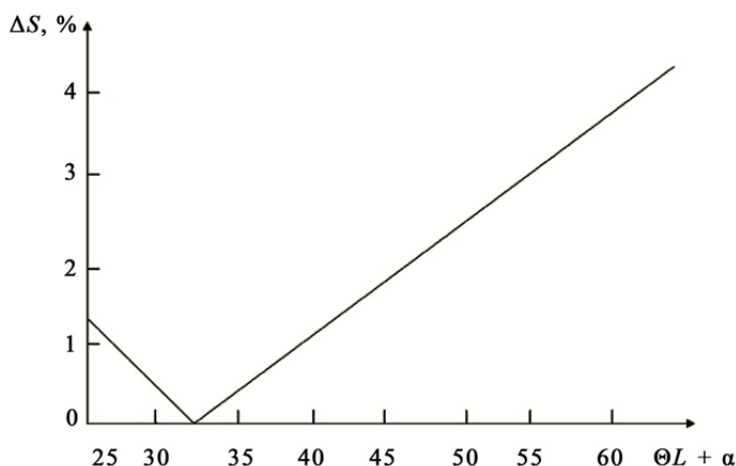


Рис. 3. Зависимость величины температурного дрейфа от угла  $\Theta L + \alpha$  для кристалла длиной 3 мм

Из рисунков видно, что минимальные значения температурного дрейфа достигаются при отклонении угла от  $45^\circ$  до  $12,5^\circ$  для 3 мм.

Таким образом, значения температурного дрейфа и угла между поляризаторами чувствительного элемента с кристаллом длиной 3 мм, полученные с помощью численной модели, практически совпадают с соответствующими значениями, полученными по формуле (13).

Дополнительными путями уменьшения температурной погрешности датчика ВОДТ также являются: уменьшение габаритов датчика [9], что приводит к уменьшению неравномерности распределения температуры по датчику ВОДТ, позволяет считать температуру датчика постоянной по всему объему его конструкции и ввести температурную поправку в результат измерения на основании контроля температуры чувствительного элемента; термостатирование чувствительного элемента датчика ВОДТ, что позволяет считать температуру датчика постоянной и полностью исключить температурную погрешность измерения.

### Заключение

1. Из существующих оптических схем ВОДТ на активных кристаллах с кубической симметрией  $\text{Vl}_{12}\text{SiO}_{20}$  и  $\text{Vl}_{12}\text{GeO}_{20}$  (однопроходная схема, схема с отражением, многопроходная схема) с точки зрения минимизации габаритно-весовых характеристик предпочтительной является схема однопроходного типа, которая при относительной простоте реализации имеет высокие метрологические характеристики.

2. Применение обычной однопроходной оптической схемы для ряда применений с точки зрения метрологии ограничено повышенной дополнительной температурной погрешностью измерения, достигающей 10–15 % в диапазоне рабочих температур 0–100 °С.

3. Эффективным путем уменьшения дополнительной температурной погрешности является усовершенствование оптической схемы ВОДТ. Уменьшение погрешности возможно за счет использования зависимости температурных дрейфов коэффициентов преобразования чувствительного элемента с кристаллом  $\text{Vl}_{12}\text{GeO}_{20}$  заданной длины от углов между разрешенными состояниями поляризатора и анализатора чувствительного элемента датчика. Теоретически возможно полное исключение дополнительной температурной погрешности. Практически достижимой без использования особо сложных технических решений является погрешность 0,3–0,8 % в диапазоне рабочих температур 0–100 °С.

4. Дополнительной мерой по снижению температурной погрешности является термостатирование чувствительного элемента ВОДТ в сочетании с уменьшением габаритно-весовых характеристик.

### Список литературы

1. Бурков, В. Д. Научные основы создания устройств и систем волоконно-оптической техники : моногр. / В. Д. Бурков, Г. А. Иванов. – М. : Изд-во ГОУ ВПО МГУЛ, 2008. – 232 с.

2. Бурков, В. Д. Экоинформатика: Алгоритмы, методы и технологии : моногр. / В. Д. Бурков, В. Ф. Крапивин. – М. : Изд-во ГОУ ВПО МГУЛ, 2009. – 428 с.
3. Потапов, Т. В. Теоретический анализ термостабильности коэффициента преобразования чувствительных элементов ВОД магнитного поля и электрического тока на основе  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  / Т. В. Потапов // Радиотехника и электроника. – 1998. – Т. 43, № 7. – С. 992–996.
4. Потапов, Т. В. Термостабильные чувствительные элементы для ВОД магнитного поля на основе  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  / Т. В. Потапов // Письма ЖТФ. – 1998. – № 11. – С. 26–31.
5. Лабораторный комплекс «Моделирование технологического процесса измерения параметров волоконно-оптических световодов и волоконно-оптических кабелей» : свидетельство ОФАП об отраслевой регистрации разработки МГУЛ № 2562 от 17.06.2003 / В. Д. Бурков, В. Т. Потапов, С. И. Чумаченко, М. Е. Удалов, Ю. А. Микитан, Ю. Н. Мельников.
6. Лабораторный комплекс «Математическое моделирование чувствительного элемента волоконно-оптического датчика магнитного поля и электрического тока» : свидетельство ОФАП об отраслевой регистрации разработки МГУЛ № 2561 от 17.06.2003 / В. Д. Бурков, В. Т. Потапов, С. И. Чумаченко, М. Е. Удалов, Ю. А. Микитан, Ю. Н. Мельников.
7. Бурков, В. Д. Лабораторный практикум по волоконно-оптической технике / В. Д. Бурков, В. Т. Потапов, Ю. К. Чаморовский. – М. : Изд-во ГОУ ВПО МГУЛ, 2013. – 30 с.
8. Отработка технологических параметров и режимов изготовления волоконно-оптических световодов методом регрессионного анализа : учеб.-метод. пособие / В. Д. Бурков, В. А. Беляков, Д. А. Голодушкин, А. И. Кофанов, Д. Г. Сырейщиков. – М. : Изд-во ГОУ ВПО МГУЛ, 2013. – 28 с.
9. Пат. 2213356. Российская Федерация. Волоконно-оптический датчик магнитного поля и электрического тока / В. Д. Бурков, А. Ю. Болдырева, В. Н. Исаков, В. И. Кузнецова, А. В. Кухта, Я. В. Малков, В. Т. Потапов, В. Т. Потапов, М. Е. Удалов. – Заявл. МГУЛ 28.06.2000, опублик. 27.09.2003.

**Смыслов Владимир Иванович**

кандидат технических наук,  
начальник отделения,  
Научно-производственное объединение  
измерительной техники  
E-mail: vladismyslov@yandex.ru

**Smyslov Vladimir Ivanovich**

candidate of technical sciences,  
head of department,  
Scientific-production  
Association measurement technique

**Клементьев Алексей Терентьевич**

кандидат технических наук,  
начальник сектора,  
Научно-производственное объединение  
измерительной техники  
E-mail: vladismyslov@yandex.ru

**Klement'ev Aleksey Terent'evich**

candidate of technical sciences,  
the head of the sector,  
Scientific-production  
Association measurement technique

**Демин Андрей Николаевич**

аспирант,  
Московский государственный университет леса  
E-mail: vladismyslov@yandex.ru

**Demin Andrey Nikolaevich**

postgraduate student,  
Moscow State Forest University

УДК 687.586.5

**Смыслов, В. И.**

**Методы снижения температурной погрешности однопроходного волоконно-оптического датчика электрического тока на основе оптических кристаллов с кубической симметрией  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  и  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  / В. И. Смыслов, А. Т. Клементьев, А. Н. Демин // Измерение. Мониторинг. Управление. Контроль. – 2015. – № 1 (11). – С. 73–80.**