

В роботі проаналізовано вплив елементів інтерферометричного волоконно-оптичного гіроскопа (ВОГ) з відкритою петлею зворотного зв'язку на точність вимірювання. Показано, що найбільший вплив на точність ВОГ мають поляризатор і модулятор. Особливу увагу слід приділити модулятору, оскільки внесена ним похибка мультиплікативна. Також показано, що SLD повинен мати стабільні параметри поляризації та еліптичності випромінювання

Ключові слова: волоконно-оптичний гіроскоп з відкритою петлею зворотного зв'язку, модулятор, поляризатор, SLD

В работе проанализировано влияние элементов интерферометрического волоконно-оптического гироскопа (ВОГ) с открытой петлей обратной связи на точность измерения. Показано, что наибольшее влияние на точность ВОГ имеют поляризатор и модулятор. Особое внимание следует уделить модулятору, поскольку внесенная им погрешность мультипликативная. Также показано, что SLD должен иметь стабильные параметры поляризации и эллиптичности излучения

Ключевые слова: волоконно-оптический гироскоп с открытой петлей обратной связи, модулятор, поляризатор, SLD

УДК 531.383 – 681.7

DOI: 10.15587/1729-4061.2016.58748

ВПЛИВ ПАРАМЕТРІВ ЕЛЕМЕНТІВ ВОЛОКОННО- ОПТИЧНОГО ГІРОСКОПА З ВІДКРИТОЮ ПЕТЛЕЮ ЗВОРОТНОГО ЗВ'ЯЗКУ НА ТОЧНІСТЬ ВИМІРЮВАННЯ

С. В. Іванов

Кандидат технічних наук, завідувач відділу
Науково-дослідний відділ
Науково-дослідний інститут телекомунікацій,
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут»
пр. Перемоги, 37, м. Київ, Україна, 03056
E-mail: marinex@inbox.ru

1. Вступ

Для розв'язання задач навігації, орієнтації та стабілізації безпілотних літальних апаратів (БПЛА) за відсутності сигналу супутникових навігаційних систем (складний рельєф місцевості, придушення сигналу супротивником) доводиться застосовувати автономні інерціальні системи. Внаслідок обмежень за масою та енергоспоживанням основним типом датчиків кутової швидкості подібних систем є волоконно-оптичні гіроскопи низької та середньої точності. Оскільки коло задач, які повинні вирішувати БПЛА, постійно розширюється, то зростають і вимоги до точності ВОГ. Як наслідок, актуальною є задача підвищення точності ВОГ низької та середньої точності, виконаних за схемою з відкритим контуром.

2. Аналіз літературних даних та постановка проблеми

Більшість досліджень в області підвищення точності ВОГ присвячено впливу різноманітних факторів зовнішнього середовища на волоконний контур, в першу чергу – впливу температури (ефект Шупе). Наприклад, автори роботи [1] розробили модель, придатну для компенсації теплового впливу на оптичну катушку ВОГ, а автори [2] на основі аналітичної моделі катушки ВОГ створили алгоритм компенсації температурної похибки. В роботах [3, 4] компен-

сацію похибок ВОГ проводять на основі алгоритму лінійного прогнозу похибки ВОГ, однак в основі прогнозу лежить врахування впливу температури на волоконний контур. В роботі [5] було виконано аналіз впливу параметрів елементів, зокрема джерела світла та інтегральної оптичної схеми, що залежать від температури, на похибки ВОГ. Однак, в [5] описано лише похибки від зміни довжини хвилі джерела випромінювання та, частково, впливу температури на волоконний контур; моделі, що враховує вплив решти факторів, автор [5] не наводить.

В [6] проведено аналіз схеми деполяризованого ВОГ з трьома деполяризаторами і поляризатором, що дозволяє зменшити довготерміновий дрейф нуля. Автори [6], проте, не провели аналіз впливу характеристик елементів на точність приладу, обмежившись загальною оцінкою точності приладу за заданих параметрів його елементів.

В роботах [7, 8] наведено рекомендації з вибору оптимальних елементів багатомодового ВОГ. На жаль, аналіз впливу параметрів елементів на точність ВОГ в [7, 8] не розглядався; крім того, запропонована схема ВОГ не містить деяких стандартних для інтерферометричних ВОГ елементів, наприклад, поляризатора.

Таким чином, можна зробити висновок, що детальне дослідження впливу на точність ВОГ параметрів інших елементів ВОГ, зокрема поляризатора, п'єзоелектричного модулятора та джерела випромінювання відсутнє.

3. Мета та задачі дослідження

Метою роботи є аналіз впливу параметрів елементів ВОГ з відкритою петлею зворотного зв'язку на його точність. Ефект Шюпе та зміна середньої довжини хвилі випромінювання SLD наразі не аналізуються, як достатньо досліджені:

– використовуючи матричний метод Джонса, знайти вираз для визначення інтенсивності світла на виході оптичної частини ВОГ;

– в середовищі MATLAB розробити модель ВОГ на базі цифрового методу вимірювання кутової швидкості та провести моделювання з метою аналізу впливу параметрів елементів ВОГ на його точність.

4. Модель вихідного сигналу оптичної частини

Схему ВОГ з відкритою петлею зворотного зв'язку показано на рис. 1.

Випромінювання джерела світла (суперлюмінесцентного діода SLD) частково поляризоване, тому його можна розкласти на дві складові: повністю поляризовану та неполяризовану частини. Повністю поляризована частина випромінювання характеризується амплітудою A , фазою ϕ , ступенем поляризації p , азимутом α і кутом еліптичності θ ; її вектор Джонса

$$\overline{E_{in_pol}} = Ae^{i\phi} \begin{pmatrix} \cos\alpha \cos\theta - i \sin\alpha \sin\theta \\ \sin\alpha \cos\theta + i \cos\alpha \sin\theta \end{pmatrix}. \quad (1)$$

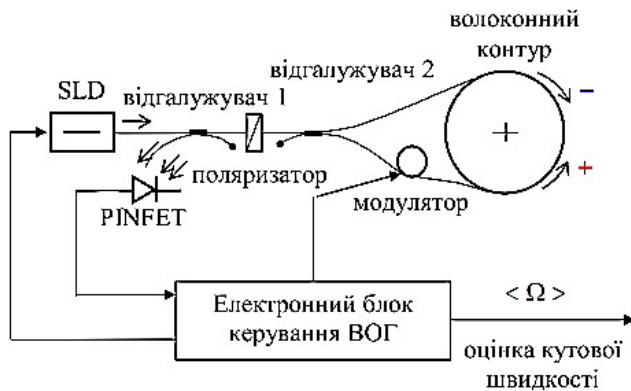


Рис. 1. Схема ВОГ з відкритою петлею зворотного зв'язку

Матриця збудження контуру випромінюванням SLD

$$J_{in_pol} = \overline{E_{in_pol}} \cdot (\overline{E_{in_pol}})^T, \quad (2)$$

де T^* позначено ермітове спряження; підставивши (1) в (2) можна отримати

$$J_{in_pol} = \frac{1}{2} I_{in} \begin{pmatrix} 1 + \cos(2\alpha) \cdot \cos(2\theta) & \sin(2\alpha) \cdot \cos(2\theta) - i \cdot \sin(2\theta) \\ p[\sin(2\alpha) \cdot \cos(2\theta) + i \cdot \sin(2\theta)] & 1 - \cos(2\alpha) \cdot \cos(2\theta) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

де $I_{in} = A^2$ – повна інтенсивність випромінювання.

Вектор Джонса неполяризованого світла не має фізичного змісту, а от матриця збудження контуру таким світлом існує і має вид

$$J_{in_np} = \frac{1}{2} I_{in} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Внаслідок цього згідно [9], матриця збудження контуру ВОГ частково поляризованим випромінюванням SLD визначається як $J_{in} = pJ_{in_pol} + (1-p)J_{in_np}$, і має вид

$$J_{in} = \frac{1}{2} I_{in} \begin{pmatrix} 1 + p\cos(2\alpha) \cdot \cos(2\theta) & p[\sin(2\alpha) \cdot \cos(2\theta) - i \cdot \sin(2\theta)] \\ p[\sin(2\alpha) \cdot \cos(2\theta) + i \cdot \sin(2\theta)] & 1 - p\cos(2\alpha) \cdot \cos(2\theta) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Вихідний сигнал оптичного контуру ВОГ реєструється спектрально і поляризаційно нечутливим квадратичним фотоприймачем PINFET, вихідний струм якого пропорційний інтенсивності випромінювання. Інтенсивність вихідного сигналу контуру ВОГ, що сприймається PINFET [9]

$$I_{out}(t) = \text{tr}[Q(t) \cdot J_{in} \cdot Q(t)^T], \quad (6)$$

де $Q(t)$ – матриця Джонса контуру ВОГ, tr – слід матриці.

Співвідношення (6) виражає закон розповсюдження частково поляризованого світла через лінійну недеполяризуючу оптичну систему.

Матриця Джонса оптичної системи визначається як добуток матриць Джонса її елементів у порядку, в якому їх проходить промінь.

Розглянемо випадок для контуру ВОГ, наведеного на рис. 1, коли відгалужувачі 1 та 2 не мають поляризаційної анізотронії та дихроїзму. Маємо матрицю Джонса

$$T = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Поляризатору ставиться у відповідність матриця Джонса

$$P = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \epsilon_p \end{pmatrix}, \quad (8)$$

де ϵ_p – амплітудний коефіцієнт екстинкції.

Для підвищення чутливості гіроскопа використовується метод несиметричної фазової модуляції за допомогою п'єзоелектричного модулятора, розташованого на одному з кінців волоконної котушки. На модулятор подається синусоїдальна напруга на частоті радіального резонансу ν_m , під дією якої змінюється діаметр п'єзокерамічного кільця, внаслідок чого ділянка волокна, намотаного на п'єзоелектричний циліндр, періодично розтягується. Пряма хвиля, що проходить через модулятор відразу після 2-го відгалужувача, набуває фазового зсуву

$$\phi(t)^+ = \phi_m \cos(2\pi\nu_m t),$$

де ϕ_m – амплітуда модуляції фази.

Зустрічна хвиля проходить модулятор через час $\tau = \frac{nL}{c}$ (n – показник заломлення світловедучої жили волокна), необхідний для проходження всієї довжини волоконного контуру L , і її фазовий зсув складає

$$\phi(t)^- = \phi_m \cos(2\pi\nu_m (t + \tau)).$$

Це призводить до того, що фаза модуляції однієї хвилі відрізняється від фази модуляції зустрічної на величину $2\pi\nu_m \tau$. Амплітуду модуляції фази можна визначити з виразу $\phi_M = \beta \cdot \delta L_m + L_m \cdot \delta\beta$ [10], де β – стала розповсюдження, δL_m – амплітуда модуляції довжини волокна, L_m – довжина волокна, намотаного на модулятор, $\delta\beta$ – амплітуда паразитної модуляції, викликані модуляцією радіальних напружень стиснення волокна.

П'єзоелектричний модулятор, що вносить фазовий зсув ϕ_M , можна представити як оптично прозору лінійну фазову пластинку. Йому ставиться у відповідність матриця [11]

$$M(t) = \begin{pmatrix} \exp\left(\frac{i}{2}\phi_\beta \cos(\omega_m t)\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-\frac{i}{2}\phi_\beta \cos(\omega_m t)\right) \end{pmatrix} \times \exp\left(\frac{i}{2}\phi_m \cos(\omega_m t)\right) = \left\{ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cos\left[\frac{1}{2}\phi_\beta \cos(\omega_m t)\right] + i \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \sin\left[\frac{1}{2}\phi_\beta \cos(\omega_m t)\right] \right\} \cdot \exp\left(\frac{i}{2}\phi_m \cos(\omega_m t)\right), \quad (9)$$

де $\phi_m = \beta \cdot \delta L_m$, $\phi_\beta = L_m \cdot \delta\beta$.

Матриця Джонса волоконного контуру F – унітарна матриця виду

$$\begin{pmatrix} a+ib & c+id \\ -c+id & a-ib \end{pmatrix},$$

де a, b, c, d – дійсні числа, $\det(F) = a^2 + b^2 + c^2 + d^2 = 1$, і відповідає оптично прозорій еліптичній фазовій пластинці [11]:

$$F = \begin{pmatrix} (1-u) \cdot e^{\frac{i\Delta\beta L}{2}} + u \cdot e^{-\frac{i\Delta\beta L}{2}} & \sqrt{(1-u)u} \cdot \left(e^{\frac{i\Delta\beta L}{2}} - e^{-\frac{i\Delta\beta L}{2}} \right) \cdot e^{-i\delta} \\ \sqrt{(1-u)u} \cdot \left(e^{\frac{i\Delta\beta L}{2}} - e^{-\frac{i\Delta\beta L}{2}} \right) \cdot e^{i\delta} & u \cdot e^{\frac{i\Delta\beta L}{2}} + (1-u) \cdot e^{-\frac{i\Delta\beta L}{2}} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

де $\Delta\beta \cdot L$ – різниця фаз між випромінюванням, що пройшло швидко і повільну осі волокна, $u = 0.5 \cdot [1 - e^{-2hL}]$, h – параметр волокна, δ – фаза випромінювання, що перейшло з однієї ортогональної моди в іншу.

Позначимо α_1 і α_2 кути повороту осей двоприменно незаломлення плечей волокна контуру ВОГ відносно осі пропускання поляризатора. Матриця повороту на кут α навколо осі z , здовж якої розповсюджується промінь світла

$$S(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Позначимо $A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot S(-\alpha_2) \cdot F$ – добуток матриць

елементів оптичної частини ВОГ від модулятора до поляризатора в прямому напрямку, $B = S(\alpha_1)$ – добуток матриць елементів від відгалужувача до модулятора в прямому напрямку; $AB = A \cdot B$ – добуток матриць елементів оптичної частини ВОГ в прямому напрямку без врахування поляризатора і модулятора;

$$AB1 = A \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot B.$$

Введення матриці

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

відповідає повороту власних осей світловода на 180° відносно осі пропускання поляризатора внаслідок того, що волокно скручено.

Дія всіх елементів оптичної частини ВОГ на пряму хвилю описується матрицею

$$Q(t)^+ = \frac{1}{4} P \cdot A \cdot M(t) \cdot B \cdot P. \quad (12)$$

Матрицю для зворотного обходу Q^- отримують перемноженням матриць елементів (7)–(11) у зворотному порядку, при цьому знак кута повороту анізотропних елементів відносно координати x змінюється на протилежний. Таким чином, матриці Джонса для прямої та зустрічної хвиль зв'язані операцією транспонування

$$Q(t+\tau)^- = [Q(t+\tau)^+]^T. \quad (13)$$

Узагальнена матриця контуру ВОГ Q має вид

$$Q(t) = Q(t)^+ \cdot \exp\left(i\frac{\phi_s}{2}\right) + Q(t+\tau)^- \cdot \exp\left(-i\frac{\phi_s}{2}\right), \quad (14)$$

де ϕ_s – фаза Сан'яка.

Підставивши (9) у (12), отримаємо

$$Q(t)^+ = \frac{1}{4} P \cdot A \cdot \left\{ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cos\left[\frac{1}{2}\phi_\beta \cos(\omega_m t)\right] + i \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot \sin\left[\frac{1}{2}\phi_\beta \cos(\omega_m t)\right] \right\} \times B \cdot P \times \exp\left\{ i \left[\frac{\phi_s}{2} + \phi_m \cos(\omega_m t) \right] \right\} = \left\{ \frac{1}{4} P \cdot AB \cdot P \cos\left[\frac{1}{2}\phi_\beta \cos(\omega_m t)\right] + i \frac{1}{4} P \cdot A \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot B \cdot P \cdot \sin\left[\frac{1}{2}\phi_\beta \cos(\omega_m t)\right] \right\} \times \exp\left\{ i \left[\frac{\phi_s}{2} + \phi_m \cos(\omega_m t) \right] \right\}. \quad (15)$$

Позначимо

$$Q_0 = \frac{1}{4}P(AB)P,$$

$$Q_1 = \frac{1}{4}P(AB1)P,$$

тоді матриця Джонса контуру ВОГ Q запишеться так:

$$\begin{aligned} Q(t) = & \left\{ Q_0 \cos \left[\frac{\phi_\beta}{2} \cos(\omega_m t) \right] + i \cdot Q_1 \sin \left[\frac{\phi_\beta}{2} \cos(\omega_m t) \right] \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ i \left[\frac{\phi_s}{2} + \phi_m \cos(\omega_m t) \right] \right\} + \\ & + \left\{ Q_0^T \cos \left[\frac{\phi_\beta}{2} \cos(\omega_m (t + \tau)) \right] + \right. \\ & \left. + i \cdot Q_1^T \sin \left[\frac{\phi_\beta}{2} \cos(\omega_m (t + \tau)) \right] \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ i \left[\frac{-\phi_s}{2} + \phi_m \cos(\omega_m (t + \tau)) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Означимо матрицю Sp так:

$$Sp = \begin{pmatrix} Sp_{00} & Sp_{01} & Sp_{02} & 0 \\ Sp_{10} & Sp_{11} & Sp_{12} & 0 \\ Sp_{20} & Sp_{21} & Sp_{22} & Sp_{23} \\ Sp_{30} & Sp_{31} & Sp_{32} & Sp_{33} \end{pmatrix}, \quad (17)$$

елементи матриці Sp мають вид:

$$\begin{aligned} Sp_{00} &= \text{tr}(Q_0 \cdot J_{in} \cdot Q_0^{T*}), \\ Sp_{01} &= i \cdot \left[\text{tr}(Q_1 \cdot J_{in} \cdot Q_0^{T*}) - \text{tr}(Q_0 \cdot J_{in} \cdot Q_1^{T*}) \right], \\ Sp_{02} &= \text{tr}(Q_1 \cdot J_{in} \cdot Q_1^{T*}), \quad Sp_{10} = \text{tr}(Q_0^T \cdot J_{in} \cdot Q_0^*), \\ Sp_{11} &= i \cdot \left[\text{tr}(Q_1^T \cdot J_{in} \cdot Q_0^*) - \text{tr}(Q_0^T \cdot J_{in} \cdot Q_1^*) \right], \\ Sp_{12} &= \text{tr}(Q_1^T \cdot J_{in} \cdot Q_1^*), \\ Sp_{20} &= \text{tr} \left[Q_0 \cdot J_{in} \cdot Q_0^* + (Q_0 \cdot J_{in} \cdot Q_0^*)^* \right], \\ Sp_{21} &= -i \cdot \text{tr} \left[Q_0 \cdot J_{in} \cdot Q_1^* - (Q_0 \cdot J_{in} \cdot Q_1^*)^* \right], \\ Sp_{22} &= i \cdot \text{tr} \left[Q_1 \cdot J_{in} \cdot Q_0^* - (Q_1 \cdot J_{in} \cdot Q_0^*)^* \right], \\ Sp_{23} &= \text{tr} \left[Q_1 \cdot J_{in} \cdot Q_1^* + (Q_1 \cdot J_{in} \cdot Q_1^*)^* \right], \end{aligned}$$

$$Sp_{30} = i \cdot \text{tr} \left[Q_0 \cdot J_{in} \cdot Q_0^* - (Q_0 \cdot J_{in} \cdot Q_0^*)^* \right],$$

$$Sp_{31} = \text{tr} \left[Q_0 \cdot J_{in} \cdot Q_1^* + (Q_0 \cdot J_{in} \cdot Q_1^*)^* \right],$$

$$Sp_{32} = \text{tr} \left[Q_1 \cdot J_{in} \cdot Q_0^* + (Q_1 \cdot J_{in} \cdot Q_0^*)^* \right],$$

$$Sp_{33} = i \cdot \text{tr} \left[Q_1 \cdot J_{in} \cdot Q_1^* - (Q_1 \cdot J_{in} \cdot Q_1^*)^* \right].$$

Підставивши (16) у (6), провівши нескладні перетворення і врахувавши (17), можна виразити $I_{out}(t)$ через параметри контуру ВОГ та випромінювання SLD. За виконання умов інтерференції інтенсивність вихідного сигналу контуру ВОГ, що сприймається PINFET, можна представити в виді

$$\begin{aligned} I_{out}(t) &= I_0(t) + \\ &+ I_V(t) \cos \left\{ \phi_s - \phi_p(t) + m \cdot \sin \left[\omega_m \left(t + \frac{\tau}{2} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (18)$$

де I_0 – стала складова вихідного сигналу, I_V – амплітуда інтерференційного сигналу, ϕ_p – поляризаційний зсув нуля, m – індекс модуляції, ω_m – колова частота модуляції, τ – час обходу волоконного контуру променем.

Стала складова вихідного сигналу контуру ВОГ (18) виражається формулою

$$\begin{aligned} I_0(t) &= \frac{1}{2} (Sp_{00} + Sp_{02} + Sp_{10} + Sp_{12}) + \\ &+ \frac{1}{2} \left\{ Sp_{01} \sin \left[\phi_\beta \cos(\omega_m t) \right] + \right. \\ &+ Sp_{11} \sin \left\{ \phi_\beta \cos \left[\omega_m (t + \tau) \right] \right\} + \\ &+ \frac{1}{2} \left\{ (Sp_{00} - Sp_{02}) \cos \left[\phi_\beta \cos(\omega_m t) \right] + \right. \\ &+ \left. (Sp_{10} - Sp_{12}) \cos \left\{ \phi_\beta \cos \left[\omega_m (t + \tau) \right] \right\} \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

амплітуда інтерференційного сигналу

$$I_V(t) = \sqrt{I_{COS}(t)^2 + I_{SIN}(t)^2},$$

де

$$\begin{aligned} I_{COS}(t) &= Sp_{20} \cos \left[\frac{\phi_\beta}{2} \cos(\omega_m t) \right] \cos \left\{ \frac{\phi_\beta}{2} \cos \left[\omega_m (t + \tau) \right] \right\} + \\ &+ Sp_{21} \cos \left[\frac{\phi_\beta}{2} \cos(\omega_m t) \right] \sin \left\{ \frac{\phi_\beta}{2} \cos \left[\omega_m (t + \tau) \right] \right\} + \\ &+ Sp_{22} \sin \left[\frac{\phi_\beta}{2} \cos(\omega_m t) \right] \cos \left\{ \frac{\phi_\beta}{2} \cos \left[\omega_m (t + \tau) \right] \right\} + \\ &+ Sp_{23} \sin \left[\frac{\phi_\beta}{2} \cos(\omega_m t) \right] \sin \left\{ \frac{\phi_\beta}{2} \cos \left[\omega_m (t + \tau) \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I_{\text{SIN}}(t) = & Sp_{30} \cos\left[\frac{\phi_{\beta}}{2} \cos(\omega_m t)\right] \cos\left\{\frac{\phi_{\beta}}{2} \cos[\omega_m(t+\tau)]\right\} + \\
 & + Sp_{31} \cos\left[\frac{\phi_{\beta}}{2} \cos(\omega_m t)\right] \sin\left\{\frac{\phi_{\beta}}{2} \cos[\omega_m(t+\tau)]\right\} + \\
 & + Sp_{32} \sin\left[\frac{\phi_{\beta}}{2} \cos(\omega_m t)\right] \cos\left\{\frac{\phi_{\beta}}{2} \cos[\omega_m(t+\tau)]\right\} + \\
 & + Sp_{32} \sin\left[\frac{\phi_{\beta}}{2} \cos(\omega_m t)\right] \sin\left\{\frac{\phi_{\beta}}{2} \cos[\omega_m(t+\tau)]\right\}, \quad (20)
 \end{aligned}$$

індекс модуляції (амплітуда модуляції різниці фаз)

$$m = 2\phi_m \sin\left(\frac{\omega_m \tau}{2}\right),$$

поляризаційний зсув нуля

$$\phi_p(t) = \arctg\left(\frac{I_{\text{SIN}}(t)}{I_{\text{COS}}(t)}\right).$$

Вихідний струм PINFET $i(t)$ описується формулою

$$i_{\text{out}}(t) = I_{\text{out}}(t) dS\rho = P_{\text{out}}(t)\rho, \quad (21)$$

де dS – площа світлочутливої площадки кристалу PINFET, m^2 , ρ – чутливість PINFET, А/Вт, $P_{\text{out}}(t)$ – потужність випромінювання, що сприймається PINFET. Для випромінювання з довжиною хвилі 800 нм чутливість кремнію складає близько 0,5 А/Вт; пікова чутливість InGaAs складає близько 1,1 А/Вт для 1700 нм, знижуючись до 0,77 А/Вт для 1300 нм.

5. Цифровий метод вимірювання кутової швидкості

Суть методу полягає в тому, що підсилений і оцифрований сигнал PINFET проходить цифрову обробку за спеціальним алгоритмом. При використанні даного методу немає необхідності в застосуванні синхронного детектора і ФНЧ, що спрощує аналогову частину схеми і зменшує вплив похибок, внесених аналоговими елементами на точність вимірювань. Недоліком методу є складність алгоритму керування ВОГ, що вимагає збільшення обчислювальної потужності мікроконтролера та застосування програмованих логічних інтегральних схем (ПЛІС).

На рис. 2 показано вихідний сигнал PINFET i_{out} , що відповідає формулі (21) і реєструється на виході попереднього підсилювача фотоприймача ВОГ.

Струм в точці А вимірюється в моменти часу

$$t_A = \left(j + \frac{1}{4}\right) \frac{1}{v_m} - \frac{\tau}{2},$$

в точці В – в моменти

$$t_B = \left(j + \frac{3}{4}\right) \frac{1}{v_m} - \frac{\tau}{2}, j=1 \dots n:$$

$$i_A = i_0 + i_v \cdot \cos[\varphi_s + \phi_p + m], \quad (22)$$

$$i_B = i_0 + i_v \cdot \cos[\varphi_s + \phi_p - m]. \quad (23)$$

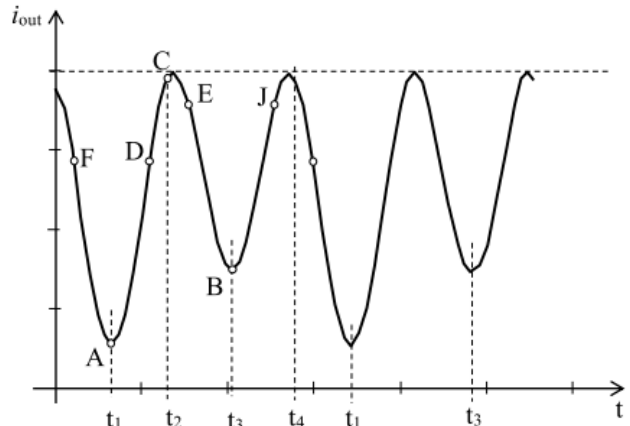


Рис. 2. Вихідний сигнал PINFET i_{out}

Струми i_C, i_F, i_D, i_E, i_J вимірюють в моменти часу

$$t_C = \left(i + \frac{1}{2}\right) \frac{1}{v_m} - \frac{\tau}{2},$$

$$t_F = \left(i + \frac{\xi}{2\pi}\right) \frac{1}{v_m} - \frac{\tau}{2},$$

$$t_D = \left(i + \frac{1}{2} - \frac{\xi}{2\pi}\right) \frac{1}{v_m} - \frac{\tau}{2},$$

$$t_E = \left(i + \frac{1}{2} + \frac{\xi}{2\pi}\right) \frac{1}{v_m} - \frac{\tau}{2},$$

$$t_J = \left(i - \frac{\xi}{2\pi}\right) \frac{1}{v_m} - \frac{\tau}{2}$$

відповідно, де ξ – задана фаза модуляційного сигналу, $i = 0, k$

$$i_C = i_0 + i_v \cdot \cos(\varphi_s + \phi_p), \quad (24)$$

$$i_F = i_0 + i_v \cdot \cos[\varphi_s + \phi_p + m \cdot \sin(\xi)], \quad (25)$$

$$i_D = i_0 + i_v \cdot \cos[\varphi_s + \phi_p + m \cdot \sin(\xi)], \quad (26)$$

$$i_E = i_0 + i_v \cdot \cos[\varphi_s + \phi_p - m \cdot \sin(\xi)], \quad (27)$$

$$i_J = i_0 + i_v \cdot \cos[\varphi_s + \phi_p - m \cdot \sin(\xi)]. \quad (28)$$

Знаючи i_A, i_B та i_C , з (25)–(28) можна записати, що

$$\frac{i_B - i_A}{2i_C - i_A - i_B} = \frac{\text{tg}(\varphi_s + \phi_p)}{\text{tg}[m/2]}. \quad (29)$$

Якщо забезпечити

$$\phi_m \sin\left(\frac{\omega_m \tau}{2}\right) = \frac{\pi}{4}, \quad (30)$$

то

$$\phi_s = \arctg\left(\frac{i_B - i_A}{2i_C - i_A - i_B}\right) - \phi_p. \quad (31)$$

Оскільки при зміні зовнішніх умов (температура, магнітне поле і т. п.) змінюються характеристики волоконного контуру і SLD, то час обходу контуру τ не є сталою величиною і змінюється в часі. Внаслідок цього для коректної роботи ВОГ необхідно застосовувати систему стабілізації вихідної потужності SLD (з метою гарантування незмінності розмаху вихідного сигналу) і систему, яка враховуватиме зміну часу τ для забезпечення виконання умови (30), які реалізує електронний блок керування ВОГ (рис. 1). Один з можливих алгоритмів – внесення поправок в фазу модуляційного сигналу при $i_F \neq i_D$ і $i_E \neq i_J$ або ж безпосередня корекція оцінки часу τ і, відповідно, часів вимірювання t_A, t_B, \dots, t_J так, щоб забезпечити $i_F = i_D$ і $i_E = i_J$.

Принциповим недоліком даного методу є те, що в формулу (31) входить поляризаційний зсув нуля ϕ_p , значення якого залежить від часу і вимірюваної кутової швидкості. Тому усереднена оцінка кутової швидкості $\langle \Omega \rangle$ містить похибку, зв'язану з поляризаційною фазою, яку важко компенсувати. Для зменшення ϕ_p слід застосовувати поляризатор з коефіцієнтом екстинкції не гірше 0,001 (або, для зменшення коефіцієнта екстинкції можна використати два послідовно з'єднаних поляризатори [12]) і SLD з низьким ступенем поляризації випромінювання або деполаризатор.

6. Аналіз впливу параметрів елементів на точність

Для аналізу впливу параметрів елементів ВОГ на його точність в середовищі MATLAB було проведено моделювання ВОГ з такими параметрами елементів: довжина волоконного контуру $L=100$ м, середній радіус котушки $R=30$ мм, коефіцієнт заломлення кварцового волокна $n=1,47$, різниця показників заломлення для швидкої та повільної поляризаційних мод $\delta n=3 \cdot 10^{-9}$, h – параметр $h=1 \cdot 10^{-3} 1/\text{м}$; середня довжина хвилі випромінювання SLD 820 нм, ступінь поляризації випромінювання $p=0,01$, азимут випромінювання $\alpha=0,5^\circ$, кут еліптичності випромінювання $\theta=\arctg(0,2)$; кути повороту осей двопронезаломлення плечей волокна контура ВОГ відносно осі пропускання поляризатора $\alpha_1=1,0^\circ$, $\alpha_2=1,5^\circ$;

$\phi_\beta/\phi_m=0,02$, амплітудний коефіцієнт екстинкції поляризатора $\epsilon_p=3 \cdot 10^{-2}$. Частота модуляції вибиралась з врахуванням дискретності цифрового контуру керування і складала 74048 Гц, а індекс модуляції m вибирався так, щоб забезпечити виконання умови (30). Номінальний оптичний масштабний коефіцієнт такого ВОГ $K=0,1532$ с. Моделювання проводилось без урахування дії шумів, час вимірювання даних складав 1 с.

Перш за все, моделювання показало, що при $\phi_\beta=0$ і $\epsilon_p=0$ кутова швидкість обертання вимірюється цифровим алгоритмом без похибок незалежно від значень інших параметрів. Таким чином, основними факторами, що впливають на точність ВОГ, є коефіцієнт екстинкції поляризатора ϵ_p та ϕ_β , точніше, відношення ϕ_β/ϕ_m . Дослідимо їх вплив більш детально.

На рис. 3 показано графіки залежності абсолютної похибки вимірювання кутової швидкості від коефіцієнта екстинкції поляризатора при $\phi_\beta/\phi_m=0,2$ та при $\phi_\beta=0$.

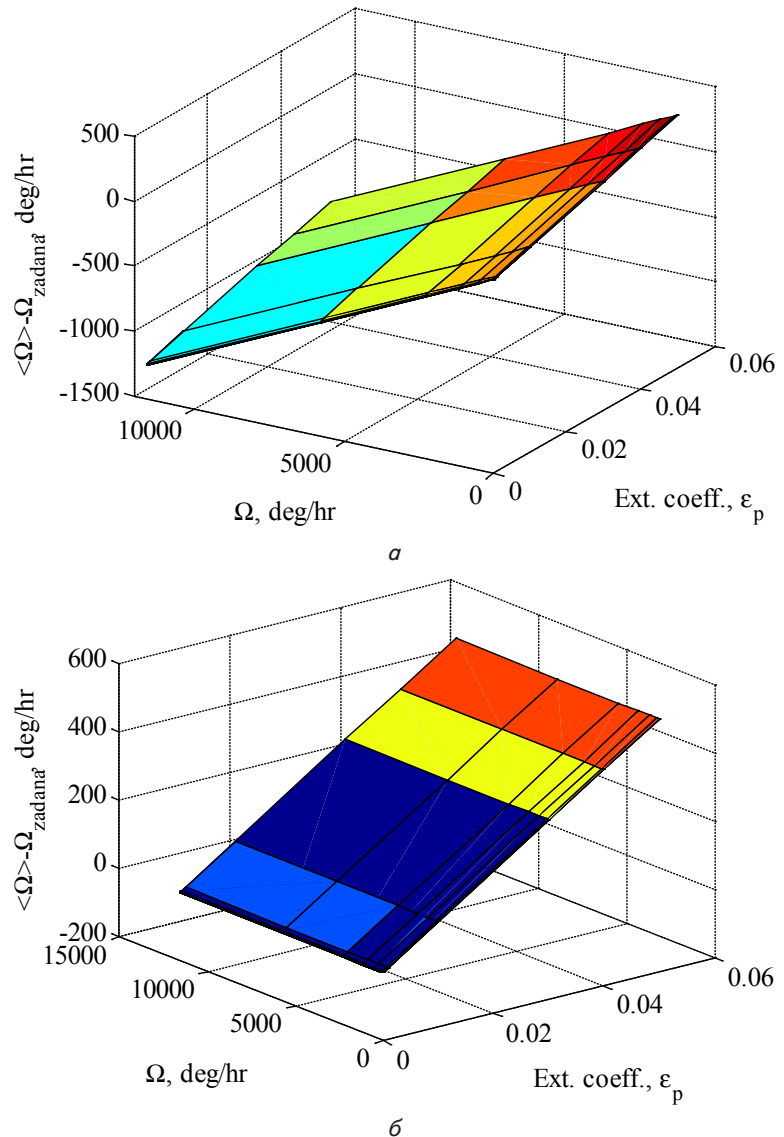


Рис. 3. Залежність абсолютної похибки вимірювання кутової швидкості від коефіцієнта екстинкції поляризатора: а – при $\phi_\beta/\phi_m=0,2$; б – при $\phi_\beta=0$

Як видно з рис. 3, зміна коефіцієнту екстинкції поляризатора може спричинити значну за величиною похибку вимірювання. При цьому похибка, спричинена саме впливом зміни коефіцієнту екстинкції, має адитивний характер (фактично, є зсувом нуля, рис. 3, б, де лінії рівня паралельні площині $\Omega \epsilon$), і може бути компенсована в статичному режимі. В той же час, з рис. 3, а видно, що при $\phi_\beta \neq 0$ (неідеальний модулятор) похибка залежить від кутової швидкості обертання, тобто крім адитивної з'являється мультиплікативна складова.

На рис. 4 показано залежність похибки вимірювання від відношення ϕ_β / ϕ_m при стабільному значенні $\epsilon_p = 3 \cdot 10^{-2}$. Як видно з рис. 4, при зміні ϕ_β / ϕ_m з'являється мультиплікативна складова, причому видно, що масштабний коефіцієнт ВОГ змінюється залежно від величини ϕ_β / ϕ_m .

Графік зміни масштабного коефіцієнту від ϕ_β / ϕ_m та ϵ_p наведено на рис. 5 та рис. 6. Як видно з рис. 5, 6, масштабний коефіцієнт практично не залежить від ϵ_p (згідно розрахунків, при $\epsilon_p \leq 2 \cdot 10^{-4}$ відмінність проявляється у п'ятому знаку після коми) і майже лінійно падає зі збільшенням ϕ_β / ϕ_m .

Слід зазначити, що при $\phi_\beta / \phi_m < 5\%$ масштабний коефіцієнт змінюється лінійно і від ϵ_p не залежить. Таким чином, для зменшення як зсуву нуля, так і похибок, зв'язаних зі зміною масштабного коефіцієнта слід покращити в першу чергу якість п'єзоелектричного модулятора. Особливу увагу слід звернути на залежність β від температури.

Насамкінець було досліджено вплив на точність ВОГ параметрів випромінювання SLD: ступеню поляризації p та еліптичності ϵ_0 випромінювання, а також азимуту випромінювання відносно осей поляризатора $\theta_{0\alpha}$. Результати моделювання наведено на рис. 7.

Як видно з рис. 7, залежність від похибки ступеню поляризації p лінійна (причому кут нахилу), а від еліптичності ϵ_0 – нелінійна, причому явно видно залежність кута нахилу ліній $p = \text{const}$ до площини ϵ_0 . Внаслідок цього можна стверджувати, що поляризація спричиняє зсув нуля, а зміна еліптичності впливає на масштабний коефіцієнт. Для зменшення похибки вимірювання, таким чином, слід вибирати SLD зі стабільними параметрами поляризації та еліптичності випромінювання.

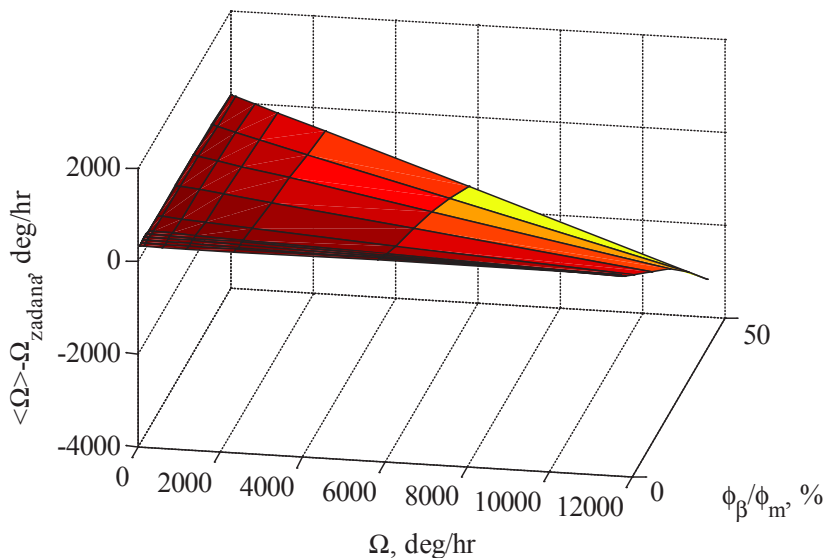


Рис. 4. Залежність похибки вимірювання від відношення ϕ_β / ϕ_m при стабільному значенні $\epsilon_p = 3 \cdot 10^{-2}$

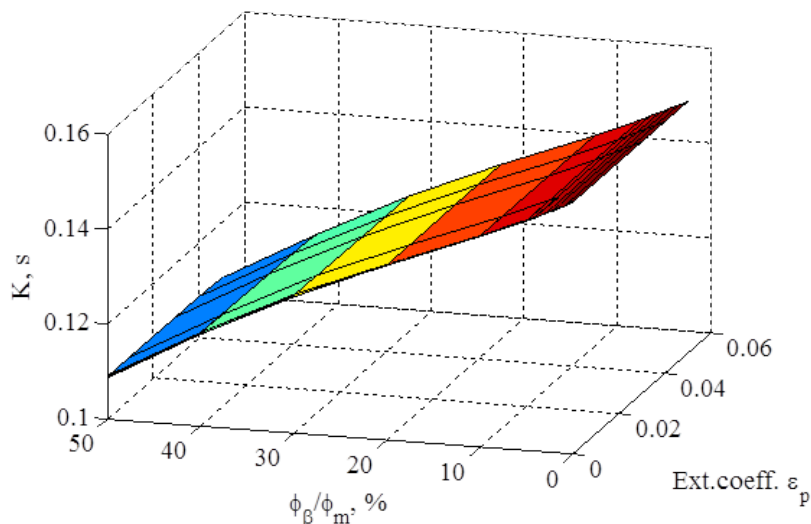


Рис. 5. Залежність масштабного коефіцієнту ВОГ від ϕ_β / ϕ_m та ϵ_p

На рис. 8 показано залежність абсолютної похибки вимірювання від азимуту випромінювання відносно осей поляризатора $\theta_{0\alpha}$. Ця залежність є лінійною, причому, як показали додаткові досліджен-

ня, похибка є адитивною (не залежить від кутової швидкості обертання). Отже, похибку вимірювання, що виникає внаслідок впливу $\theta_{0\alpha}$, можна компенсувати як зсув нуля.

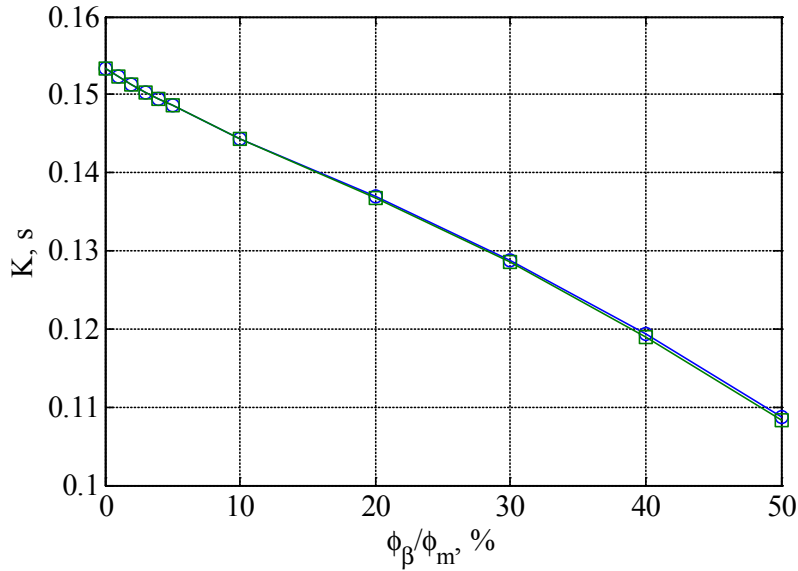


Рис. 6. Залежність масштабного коефіцієнту ВОГ від ϕ_β / ϕ_m при $\epsilon_p = 0$ (кола) і $\epsilon_p = 5 \cdot 10^{-2}$ (квадрати)

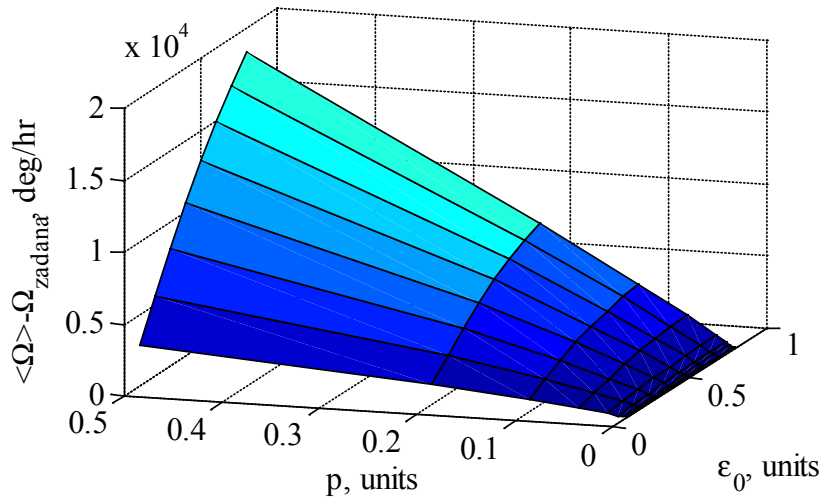


Рис. 7. Залежність абсолютної похибки вимірювання від ступеню поляризації p та еліптичності ϵ_0

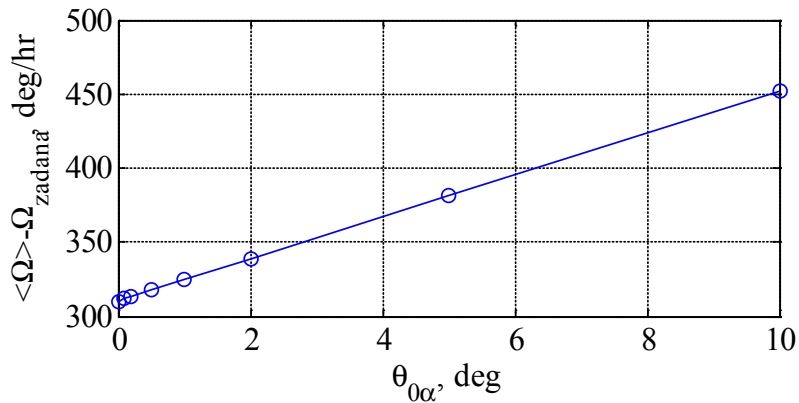


Рис. 8. Залежність абсолютної похибки вимірювання від $\theta_{0\alpha}$

7. Висновки

В результаті проведених досліджень:

1. Отримані вирази для сталої складової вихідного сигналу контуру ВОГ і амплітуди інтерференційного сигналу. Аналіз складових компонент отриманих виразів дозволяє оцінити їх вплив на точність ВОГ.

2. Як показало моделювання, найбільший вплив на його точність ВОГ серед його компонентів (не рахуючи волоконного контуру) мають поляризатор і модулятор. Особливу увагу слід приділити вдоско-

наленню модулятора, оскільки внесена внаслідок його недосконалості похибка має мультиплікативний характер і може досягати неприйнятно великих значень. Також дослідження показали, що для зменшення похибки вимірювання слід вибирати SLD зі стабільними параметрами поляризації та еліптичності випромінювання.

В рамках даного дослідження не проведено аналіз ефективності алгоритму обробки вихідного сигналу оптичної частини ВОГ. Це питання може стати предметом подальших досліджень.

Література

1. Галягин, К. С. Расчетный прогноз теплового дрейфа волоконно-оптического гироскопа [Текст] / К. С. Галягин, М. А. Ошиваков, Е. И. Вахрамеев, А. С. Ивонин // Вестник ПНИПУ. Аэрокосмическая техника. – 2012. – № 32. – С. 127–140.
2. Choi, W.-S. Analysis of Temperature Dependence of Thermally Induced Transient Effect in Interferometric Fiber-optic Gyroscopes [Text] / W.-S. Choi // Journal of the Optical Society of Korea. – 2011. – Vol. 15, Issue 3. – P. 237–243. doi: 10.3807/josk.2011.15.3.237
3. Chen, X. Study on error calibration of fiber optic gyroscope under intense ambient temperature variation [Text] / X. Chen, C. Shen // Applied Optics. – 2012. – Vol. 51, Issue 17. – P. 3755–3762. doi: 10.1364/ao.51.003755
4. Chen, X. Study on temperature error processing technique for fiber optic gyroscope [Text] / X. Chen, C. Shen // Optik – International Journal for Light and Electron Optics. – 2013. – Vol. 124, Issue 9. – P. 784–792. doi: 10.1016/j.ijleo.2012.02.008
5. Рупасов, А. В. Исследование метода локального температурного воздействия и его применение для компенсации дрейфа волоконно-оптического гироскопа [Текст]: дисс. ... канд. техн. наук / А. В. Рупасов. – Санкт-Петербург, 2014. – 135 с.
6. Zhou, K. Single-mode fiber gyroscope with three depolarizers [Text] / K. Zhou, K. Hu, F. Dong // Optik – International Journal for Light and Electron Optics. – 2014. – Vol. 125, Issue 2. – P. 781–784. doi: 10.1016/j.ijleo.2013.07.081
7. Medjadba, H. Optimizing the optical components choice for performances improvement of multimode fiber gyroscope [Text] / H. Medjadba, S. Lecler, L. M. Simohamed, A. Chakari, N. Javahiraly // Photonics in the Transportation Industry: Auto to Aerospace II, 2009. – P. 81–89. doi: 10.1117/12.821003
8. Medjadba, H. Investigation of mode coupling effects on sensitivity and bias of a multimode fiber loop interferometer: Application to an optimal design of a multimode fiber gyroscope [Text] / H. Medjadba, S. Lecler, L. Mokhtar Simohamed, J. Fontaine, P. Meyru-eis // Optical Fiber Technology. – 2011. – Vol. 17, Issue 1. – P. 50–58. doi: 10.1016/j.yofte.2010.10.004
9. Аззам, Р. Эллипсометрия и поляризованный свет [Текст] / Р. Аззам, Н. Башара. – М.: «Мир», 1981. – 583 с.
10. Листвин, В. Н. Волоконно оптический датчик вращения [Электронный ресурс] / В. Н. Листвин, В. Н. Логозинкий. – Режим доступа: http://www.fizoptika.com/old/description/book_bind.pdf– Назва з екрану.
11. Малыкин, Г. В. Влияние точности взаимной настройки элементов волоконного кольцевого интерферометра на сдвиг его нуля [Текст] / Г. В. Малыкин // Известия ВУЗов. Радиофизика. – 1991. – Т. 34, № 7. – С. 817–823.
12. Листвин, А. В. О коэффициенте экстинкции пары волоконно-оптических поляризаторов [Текст] / А. В. Листвин // Письма в ЖТФ. – 1994. – Т. 20, Вып. 24. – С. 19–21.