

УДК 531.383

О.М. Безвесільна, д.т.н.
С.С. Ткаченко, к.т.н.**ВПЛИВ МАСШТАБНОГО КОЕФІЦІЄНТА КІЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА НА ПОХИБКУ
ВИМІРЮВАЧА КУТА**

Національний технічний університет України «КПІ», e-mail: tkachenkoss@ukr.net

В статті розглянуто принцип роботи кільцевого лазера в якості шкали у кутомірних системах; розкрито особливості кільцевих лазерів, що використовуються у вимірювачах кута; проведено розрахунок нестабільності масштабного коефіцієнта кільцевого лазера.

Ключові слова: вимірювач кута, кільцевий лазер, масштабний коефіцієнт.

Постановка задачі у загальному вигляді

Одним з перспективних напрямків застосування кільцевих лазерів (КЛ) є вимірювачі кута. Вимоги до КЛ, які застосовуються у вимірювачі кута, багато у чому відрізняються від вимог, що висувуються до КЛ, які використовуються у навігації.

Аналіз досліджень та публікацій

Дослідженням КЛ присвячено багато наукових праць [1-6 та інші]. Виявлено, що з усіх факторів, що найбільше впливають на точність КЛ є лінійний дрейф масштабного коефіцієнта КЛ. Однак, у літературі відсутні дослідження впливу лінійного дрейфу масштабного коефіцієнта КЛ на похибку вимірювача кута.

Мета статті

Метою даної статті є огляд особливостей використання кільцевих лазерів у кутомірних засобах; дослідження і розрахунок нестабільності масштабного коефіцієнта кільцевого лазера, що впливає на похибку вимірювача кута.

Особливості використання кільцевих лазерів у кутомірних засобах

Для вимірювання швидкості обертання за допомогою двох зустрічних у замкненому контурі електромагнітних коливань повинна бути встановлена визначена функціональна залежність між вектором кутової швидкості та інформативними параметрами електромагнітних хвиль. Вектор кутової швидкості $\vec{\Omega}$ у загальному випадку може бути функціонально пов'язаний з амплітудою, частотою, фазою або часом розповсюдження кожної електромагнітної хвилі. Вимірювання того чи іншого параметра поля при відомому характері залежності цього параметра від кутової швидкості обертання дає можливість визначити величину останньої. Завдяки цьому, параметр електромагнітного поля, покладений в основу вимірювання, визначає тип вимірювального пристрою або системи [1, 2].

Таким чином, вимірювальні перетворювачі кутової швидкості з використанням замкнених контурів можна поділити на чотири основних типа: часові, фазові, амплітудні та частотні. Для кожного типа перетворювачів характерні і визначені типи індикаторів: для часових пристроїв це будуть вимірювачі запізнення, для фазових - фазометри, для амплітудних - прилади, що вимірюють інтенсивність сигналу, для частотних - частотоміри.

В основу роботи автоматизованої кутомірної системи ГСІЛ покладено принцип вимірювання кутів за допомогою кільцевого лазера, інформативним параметром у якому є частота коливань зустрічних хвиль, тобто використовується частотний перетворювач [7].

Як видно з принципу дії КЛ, що реагує на кутову швидкість, не можна у точності називати гіроскопом, тому що в ньому немає маси, що обертається. Однак, з точки зору кінцевого ефекту, КЛ аналогічний інтегруючому швидкісному гіроскопу і, завдяки цьому, у літературі часто називається лазерним гіроскопом.

КЛ може ефективно використовуватися у режимі реєстрації кутового положення. Можливість ефективного використання КЛ в кутових вимірюваннях обумовлена тим, що електромагнітне поле зустрічних хвиль виконує роль кутової шкали з доволі малою ціною ділення.

Кутова ціна ділення, що задається відстанню між сусідніми вузлами стоячої хвилі,

оцінюється величиною $\delta\Theta = \lambda / 2R$. Розмірність кільцевого резонатора, що використовується на практиці, $\delta\Theta \leq 0,5''$. Виходячи з цього, електромагнітне поле в резонаторі лазера можна розглядати, як задану у просторі кутову шкалу з високим роздільною здатністю. Нерухомість картини стоячих хвиль в інерційному просторі є однією з найважливіших властивостей КЛ, яка дозволяє використовувати його в інерціальній навігації, гоніометрії та у системах лазерного гірокомпасування.

Однією з найважливіших характеристик КЛ є його вихідна характеристика. Вимірювання кутів за допомогою КЛ пов'язане саме з його вихідною характеристикою. Вихідна характеристика КЛ представлена на рис. 1.

Зсув нуля характеристики КЛ (рис. 1,б) обумовлений невзаємними змінами коефіцієнта заломлення середовища в кільцевому резонаторі для протилежно направлених променів, які викликані усіма іншими причинами, окрім обертання [8]. Таким чином, при зсуві нуля можна отримати вихідний сигнал з частотою биття двох хвиль без обертання резонатора. Невзаємність показника заломлення оптичного середовища може бути викликана ефектом Френеля-Фізо, потоком компонентів газу в постійному електричному розряді в газорозрядній трубці лазера. Крім цього, зсув нуля може бути викликаний невзаємним характером аномальної дисперсії, а саме катафорезом та ленгмюрівським дрейфом. Іншими джерелами, які вносять вклад до аномальної дисперсії є невзаємні ефекти насичення в активному середовищі (можуть бути обумовлені анізотропним розсіянням, магнітооптичною взаємодією) [1-3 та інші].

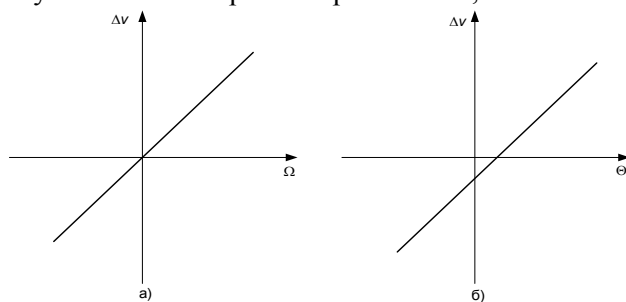


Рис. 1. Вихідна характеристика КЛ
а) - характеристика ідеального КЛ; б) -
характеристика реального КЛ

Як видно з рис. 1,б при обертанні кільцевого резонатора зі швидкістю, меншою деякого критичного значення, частоти протилежно направлених хвиль синхронізуються, а частота биття стає рівною нулю. Таким чином, при обертанні кільцевого резонатора зі швидкістю, меншою за порогову, КЛ перестав працювати.

Явище захвату обумовлене взаємним зв'язком протилежно направлених хвиль.

Основним джерелом зв'язку є взаємне розсіювання енергії кожного променя в напрямку розповсюдження іншого. Аналіз процесів, що протікають в області захвату, дозволив зробити деякі висновки. Для значень $\Omega < \Omega_L$ хвилі синхронізуються за частотою і при цьому існує постійний зсув фази між зустрічними хвилями. При швидкостях обертання, що незначно перевищують поріг захвату, фаза залишається по суті постійною протягом періоду, а потім швидко змінюється на 2π .

Більшість КЛ використовуються у системах навігації. Вимоги до таких КЛ досить високі. Наприклад, вони повинні мати мінімальну зону захвату, забезпечувати роботу в широкому діапазоні температур, працювати в умовах ударів і вібрацій, при радіаційному впливі, вимірювати малі кутові швидкості, а отже мати пристрої розносу частот і т.д. Дуже важливим є стабільність масштабного коефіцієнта протягом тривалого проміжку часу. Існують жорсткі обмеження на габарити і масу таких приладів. Тому КЛ, що застосовується у навігаційних системах, досить дорогі.

Вимоги до параметрів КЛ, які застосовуються у кутомірних засобах загальнопромислового призначення, багато в чому відрізняються. Такі прилади, як правило, працюють в достатньо вузькому температурному діапазоні. В процесі вимірювань вони не піддаються ударам і вібраціям. У більшості випадків їм не потрібний пристрій розносу частот. Використання у вимірювачах кута принципу калібрування дає змогу значно знизити вимоги до довгочасної стабільності масштабного коефіцієнта КЛ. Для багатьох застосувань вимоги мінімальних габаритів і маси не є основними. Тому конструкція таких лазерів простіша і вони повинні бути дешевші. Крім того, вартість знижується за рахунок зменшення об'єму випробувань.

Разом з тим, до таких лазерів висуваються додаткові вимоги. Наприклад, у багатьох випадках дорогі високоточні кутомірні прилади експлуатуються кілька десятків років. Тому термін служби застосовуваних у них кільцевих лазерів має бути близько 20...30 років. Ресурс

роботи – від декількох тисяч до десятків тисяч годин. Для забезпечення високої точності КЛ повинен мати високе кутове розділення.

Для кутомірних приладів різного призначення повинні бути розроблені кілька типів КЛ. Можна виділити три групи кутомірних засобів, для яких потрібні свої КЛ.

До однієї групи кутомірних засобів відносяться установки вищої точності, у тому числі на рівні Національних еталонів. Це, як правило, стаціонарні установки, в яких жорсткі вимоги до габаритів КЛ, що входять в їх склад, не висуваються.

До другої групи приладів відносяться цехові кутомірні засоби. Це переносні прилади, у яких маса і габарити КЛ повинні бути обмежені.

До третьої групи кутомірних засобів відносяться компактні мобільні прилади. В них існують жорсткі обмеження на габарити і масу підсистем, які в них входять, в тому числі КЛ. Однак їх точність нижче точності перших двох груп.

У пропонованій роботі розглянуто КЛ, призначений для використання у кутомірних засобах вищої точності.

Розрахунок нестабільності масштабного коефіцієнта кільцевого лазера

Нестабільність – ступінь зміни частоти сигналу биття КЛ на протязі визначеного інтервалу часу при фіксованому значенні вимірювальної кутової швидкості. При визначенні нестабільності необхідно враховувати інтервал часу, протягом якого виконувалися вимірювання. У відповідності з цим розрізняють поняття довготривалої та короткотривалої нестабільності.

Короткотривала нестабільність визначається, як правило, за досить короткий проміжок часу, в даному випадку – 4..6 с., при якому довготривалі зміни можна вважати незначними.

Довготривала нестабільність викликана змінами периметра резонатора та його площі в результаті змін механічних напруг, що створюються елементами конструкції резонатора. Суттєвий вплив на довготривалу нестабільність перетворювача виконують зміну температури моноблока. Нетривалими флуктаціями вище перерахованих параметрів знехтуємо при визначенні короткотривалої нестабільності, що характеризується швидкими флуктаціями джерел живлення, тепловими шумами резонаторами і т.п.

Таким чином для визначення короткотривалої нестабільності масштабного коефіцієнта кільцевого лазера K необхідно врахувати лише ті параметри, для яких характерні тривалості кореляції флуктацій $\tau_i < T_0$, де T_0 - час вимірювання (4..6 с.).

В загальному випадку нестабільність K визначається через похибку визначення кута повороту $\Delta\varphi$ та величини кута повороту φ як $\frac{\Delta K}{K} = \frac{\Delta\varphi}{\varphi} \cong 4 \cdot 10^{-6}$

Залежність масштабного коефіцієнта K кільцевого лазера від параметрів резонатора та активного середовища має наступний вигляд $K = K_{geom} [1 - (A - A_0)G - A_1\alpha]$, де G - ненасичений коефіцієнт підсилення зустрічних хвиль за прохід активного середовища в центрі лінії підсилення; α - коефіцієнт втрат для зустрічних хвиль за один прохід хвилі по резонатору;

$$A = \frac{1}{Z_i(0)} \frac{c}{2L} \frac{l}{L} \frac{\sum_{l=1}^{\infty} Z_{\alpha}^{(2l-1)}(\xi) \frac{\Delta_{i3}^{2l-2}}{(2l-2)!}}{2RU}; \quad A_0 = A \frac{\tilde{\Gamma}}{1 + \tilde{\Gamma}}; \quad A_1 = A_0 Z_1(0); \quad \xi = \frac{\omega_1 + \omega_2 - (\omega_a + \omega_b)}{2RU};$$

$$K_{geom} = \frac{4S}{\lambda L}; \quad Z_a^{2l-1}(\xi) = \frac{\partial^{2l-1} Z_a(\xi)}{\partial \xi^{(2l-1)}}; \quad \Delta_{i3} = \frac{\Delta\nu_{i3}}{2RU}; \quad RU = \frac{\Delta\nu_D}{2(l_U/2)^{1/2}};$$

де c - швидкість світла; S - площа резонатора; L - периметр резонатора; l - довжина активного середовища; $\tilde{\Gamma}$ - периметр, що характеризує ступінь однорідності насичення контуру підсилення ($\tilde{\Gamma} = 3,1$); ω_j - центральна частота j -го ізотопу ($j = a, b, \dots$); ω_i - центральна частота i -го ізотопу ($i = 1, 2, \dots$); $Z_a(\xi)$ - дійсна частина плазменно-дисперсійної функції; $\Delta\nu_{i3}$ - ізотопічний зсув між Ne^{20} та Ne^{22} ($\nu_{i3} = 875 \text{ МГц}$); $\Delta\nu_D$ - доплерівська ширина лінії випромінювання

одного з ізотопів активного середовища ($\Delta\nu_D = 1700 \text{ МГц}$); $Z_1(0)$ - значення уявної частини плазменно-дисперсійної функції при нульовій розстройці ($Z_1(0) = 1,43$).

Нестабільність геометричного K резонатора з одним сферичним дзеркалом залежить від збурення положення дзеркал в осьовій площині (для трикутного резонатора) та визначається

$$\left(\frac{\Delta K_{\text{геом}}}{K_{\text{геом}}} \right)_{\text{он}} = -\frac{19}{6} \sum_i \beta_i^2 + 3 \sum_{ij} \beta_i \beta_j - \frac{1}{8a} \frac{U_2^2}{l_p^2} + \frac{\sqrt{3}}{l_p} \sum_j W_j.$$

При збуренні положення дзеркала в сагітальній площині нестабільність K для рівностороннього трикутного резонатора виражається наступним чином:

$$\left(\frac{\Delta K_{\text{геом}}}{K_{\text{геом}}} \right)_{\text{сн}} = \frac{4}{3} \left(\alpha_0 - \frac{1}{3} \right) (j_1^2 + j_2^2) + \frac{4}{3} \alpha_0 j_2^2 + \frac{8}{3} (j_1 + j_3) j_2 + \frac{8}{3} \left(\alpha - \frac{1}{6} \right) j_1 j_3 + \frac{2}{3} \frac{\nu_2}{l_p} \sum_i j_i;$$

де $a_0 = \frac{1}{2} \frac{R_2 \cos \phi}{l_p}$, R_2 - радіус кривизни сферичного дзеркала; l_p - довжина сторони

резонатора; ϕ - кут падіння променя на дзеркало; $\beta_i(j_i)$ - перекид i -го дзеркала в осьовій (сагітальній) площині відповідно; W_i - зміщення i -го дзеркала перпендикулярно до своєї поверхні - нормальне зміщення; U_2, ν_2 - зміщення сферичного дзеркала вздовж дотичної до своєї поверхні відбиття незбуреного променя в осьовій та сагітальній площинах відповідно (тангенціальне зміщення); σ - нестабільність потужності генерації.

Таким чином, зміна температури резонатора, коефіцієнта підсилення, затрат, розстройки та роз'юстирування приводять до зміни масштабного коефіцієнта датчика. Відносна нестабільність K визначається наступним чином:

$$\frac{\Delta K}{K} = \left[\left(\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial T} \right)^2 \sigma_T^2 + \left(\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial a} \right)^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial \sigma} \right)^2 \sigma_G^2 + \left(\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial \xi} \right)^2 \sigma_\xi^2 + \left(\frac{\Delta K}{K} \right)_{\text{он}}^2 + \left(\frac{\Delta K}{K} \right)_{\text{сн}}^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

де $\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial T}; \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial a}; \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial \sigma}; \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial \xi}$ - крутизна змін при зміні температури, втрат, підсилення та розстройки відповідно.

Оскільки нас цікавить короткотривала нестабільність K , в рівнянні (1) можна знехтувати членом, що містить температуру T , тому що характерні тривалості кореляції флуктуацій $\tau_\xi = 0,01 \text{ с}, \tau_G = \tau_a = 0,1 \ll T_0$, а доданок з T необхідно враховувати лише при визначенні довготривалої нестабільності K .

Оцінимо чисельно нестабільність K , для чого використаємо експериментальні результати.

Нестабільність потужності генерації P пов'язана з нестабільністю втрат та підсилення наступним чином $\sigma_a = \frac{\alpha(N-1)}{N} \frac{dP}{P}$; $\sigma_G = \alpha(N-1) \frac{dP}{P}$; де N - перевищення підсилення над втратами, при $N = 1,3; \alpha = 1\%$, $\sigma_\alpha = \sigma_G \cong 10^{-2}\%$.

При відносній нестабільності периметра резонатора $\frac{\Delta L}{L} = \frac{\sigma \nu}{\nu} = 10^{-9}$, $\sigma_\xi = \frac{\sigma \nu}{2RU} = 2,5 \cdot 10^{-4}$.

Для $\frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial G}; \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial \alpha}; \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial \xi}$ з (1) отримано наступні співвідношення:

$$\left| \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial G} \right| = \frac{1}{Z_1(0)} \frac{c}{2L} \frac{l}{L} \frac{\sum_{l=1}^{\infty} Z_\alpha^{(2l-1)}(\xi) \frac{\Delta_{i3}^{2l-2}}{(2l-2)!}}{2RU} \left(1 - \frac{\tilde{\Gamma}}{1+\tilde{\Gamma}} \right); \quad \left| \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial \alpha} \right| = \frac{c}{2L} \frac{l}{L} \frac{\tilde{\Gamma}}{1+\tilde{\Gamma}} \frac{\sum_{l=1}^{\infty} Z_\alpha^{(2l-1)}(\xi) \frac{\Delta_{i3}^{2l-2}}{(2l-2)!}}{2RU}; \quad (2)$$

$$\left| \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial \xi} \right| = \frac{c}{2L} \frac{l}{2RUL} \left[\frac{G}{Z_1(0)} \left(1 - \frac{\tilde{\Gamma}}{1+\tilde{\Gamma}} \right) + \frac{\alpha \tilde{\Gamma}}{(1+\tilde{\Gamma})Z_1(0)} \right] \sum_{l=1}^{\infty} Z_2^{(2l-2)}(\xi) \frac{\Delta_{i3}^{2l-2}}{(2l-2)!}$$

При $\xi = 0,1$; $\tilde{G} = 3,1$; $L = 227 \text{ мм}$; $l = 90 \text{ мм}$; $\alpha = 1\%$; $G = 1,2$.

$$3(2) \text{ отримаємо } \left| \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial G} \right| = 8 \cdot 10^{-3}; \left| \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial \alpha} \right| = 3,4 \cdot 10^{-2}; \left| \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial \xi} \right| = 4,8 \cdot 10^{-3}.$$

Підставляючи в (1) знайдені значення крутизни зміни K та дисперсії зміни параметрів для $\frac{\Delta K}{K}$, вважаючи при цьому, що $\left(\frac{\Delta K}{K} \right)_{on}^2 + \left(\frac{\Delta K}{K} \right)_{cn}^2 \ll \sum_{m=1}^3 \left| \frac{1}{K} \frac{\partial K}{\partial \chi_m} \right|^2 \sigma_{\chi_m}^2$, знайдемо короткотривалу нестабільність K :

$$\sqrt{\left[\left(3,4 \cdot 10^{-2} \right)^2 \cdot \left(10^{-4} \right)^2 + \left(3,4 \cdot 10^{-2} \right)^2 \left(10^{-4} \right)^2 + \left(4,8 \cdot 10^{-3} \right)^2 \left(2,5 \cdot 10^{-4} \right)^2 \right]} = 4 \cdot 10^{-6}$$

Отримана нестабільність задовольняє пред'явленим вимогам.

Якщо розглядати задачу в загальному вигляді, тобто враховувати й інші джерела похибки, такі як похибка методики вимірювань та нелінійність вихідної характеристики, та вважаючи ці джерела похибки статично незалежними, то сумарна нестабільність K визначатиметься наступним виразом:

$$\left(\frac{\Delta K}{K} \right)_{\Sigma} = \left[\left(\frac{\Delta K}{K} \right)_M^2 + \left(\frac{\Delta K}{K} \right)_G^2 + \left(\frac{\Delta K}{K} \right)_H^2 \right]^{1/2},$$

де $\left(\frac{\Delta K}{K} \right)_M$, $\left(\frac{\Delta K}{K} \right)_G$, $\left(\frac{\Delta K}{K} \right)_H$ - нестабільності K , обумовлені похибкою методики визначення

K , генератора, нелінійності вихідної характеристики відповідно.

Висновки

В основу роботи автоматизованої кутомірної системи ГС1Л покладено принцип вимірювання кутів за допомогою кільцевого лазера, інформативним параметром у якому є частота коливань зустрічних хвиль, тобто використовується частотний перетворювач.

Можливість ефективного використання КЛ в кутових вимірюваннях обумовлена тим, що електромагнітне поле зустрічних хвиль виконує роль кутової шкали з доволі малою ціною ділення.

Нерухомість картини стоячих хвиль в інерційному просторі є однією з найважливіших властивостей КЛ, яка дозволяє використовувати його в інерціальній навігації, гоніометрії та у системах лазерного гірокомпасування.

Проведено розрахунок нестабільності масштабного коефіцієнта кільцевого лазера та встановлено, що отримані результати задовольняють вимогам, що висуваються до КЛ, які використовуються у кутомірних системах.

Список літературних джерел

1. Хомяк В.В. Фізичні основи роботи електронно-променевих приладів: Навч. пос. / Чернівецький нац. ун-т ім. Ю.Федьковича. Чернівці: Рута, 2005. – 86 с.
2. Жигарев А.А. Электронно-лучевые и фото-электронные приборы: Учеб. пос. / А.А. Жигарев, Г.Г. Шашаева – М.: Высшая школа, 1982. – 463 с.
3. Иманин Г.Г. Источники и приемники излучения: Учеб. пос. / Г.Г. Иманин, Э.Д. Панков, А.Л. Андреев, Г.В. Польщиков. СПб: Политехника, 1991. – 240 с.
4. Кононогов С.А. Эталонная база прецизионного машиностроения / С.А. Кононогов, В.Г. Лысенко, Д.В. Гоголев, С.Ю. Золотаревский // Метрология. – 2009. - № 3. – С. 3-47.
5. Бобцов А.А. Алгоритм обработки информации в интерференционном измерителе микроперемещений // А.А. Бобцов, Д.А. Кашнев, А.С. Кремлев, А.А. Орешков, С.А. Топилин, Известия ВУЗов. Приборостроение. Том 50, № 11, 2007. – С. 55-58.
6. Бакин Ю.В. Лазерные гироскопы с призмами полного внутреннего отражения // Ю.В. Бакин, С.А. Болотнов, М.Б. Людомиский, А.А. Алексейченко. Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Приборостроение», № 1, 2007. – С. 97-104.
7. Коронксвич В.П. Лазерные интерферометры / В.П. Коронксвич, В.С. Соболев Ю.Н. Дубнищев: Отв. ред. Ю.Н. Нестерихин, - Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1983. – 212 с.
8. Бобцов А.А. Алгоритм обработки информации в интерференционном измерителе микроперемещений // А.А. Бобцов, Д.А. Кашнев, А.С. Кремлев, А.А. Орешков, С.А. Топилин, Известия ВУЗов. Приборостроение. Том 50, № 11, 2007. – С. 55-58.