

Тема 14. Лазерні гіроскопи.

Лекція 14.

Модель лазерного гіроскопу (ЛГ). Особливості конструкцій та технології виготовлення ЛГ. Волоконно-оптичні та інтегрально-оптичні гіроскопи.

Волоконно-оптичні-гіроскопи.

Гіроскоп виконує функції детектору кутової швидкості в інерціальному просторі і є структурним елементом інерціальних навігаційних систем, що обробляють інформацію про місцезнаходження об'єкту (літака, судна і т.п) з метою виведення його на курс.

Ефект Сан'яка. Принцип діє оптичного гіроскопу є основаним на ефекті Сан'яка, який був відкритий у 1913 році. По круговому оптичному шляху, як показано на **рис. 1**, завдяки розщеплювачу променя світло розповсюджується у двох протилежних напрямках. Якщо при цьому система знаходиться в покої відносно інерціального простору, обидва світлових променя розповсюджуються зустрічно по оптичному шляху однакової довжини. Тому при складенні променів у розщеплювачі по завершенні шляху немає фазового зсуву. Але, коли оптична система обертається в інерціальному просторі з кутової швидкістю Ω , між світловими хвилями виникає різниця фаз. Це явище і називають ефектом Сан'яка.

Нехай коефіцієнт заломлення на оптичному шляху $n=1$. При радіусі оптичного шляху a час досягнення розщеплювача променів світлом, що рухається по годинниковій стрілці, виражається як

$$t_r = (2\pi a + a\Omega t_r) / c \quad (1)$$

в протилежному напрямку -

$$t_l = (2\pi a - a\Omega t_l) / c \quad (2)$$

де c - швидкість світла.

З формул (1) та (2) різниця часу розповсюдження двох світлових хвиль з врахуванням $c \gg a\Omega$

$$\Delta t = t_r - t_l = \frac{4\pi a^2}{c^2} \Omega = \frac{4S}{c^2} \Omega \quad (3)$$

Це означає, що з'являється різниця оптичних шляхів

$$\Delta L = \frac{4S}{c} \Omega \quad (4)$$

або інакше кажучи, різниця фаз

$$\Delta \psi = \frac{4kS}{c} \Omega \quad (5)$$

Тут S - площа, яка окаймлена оптичним шляхом; k - хвильове число.

Формула (5) випливає з формули (3) при припущенні, що $n = 1$ і оптичний шлях має кругову форму. Звичайно для довільної форми оптичного шляху (**рис. 2**) і довільного коефіцієнта заломлення різниця по часу розповсюдження по оптичному шляху, що обумовлена ефектом Сан'яка, виражається наступною формулою:

$$\Delta t = \frac{2}{c^2} \oint n^2 (1 - a_d) \mathbf{v} d\mathbf{r} \quad (6)$$

де \mathbf{v} -вектор швидкості обертання; $d\mathbf{r}$ - вектор елементарного переміщення по оптичному шляху; a_d - так званий коефіцієнт захоплення (drag coefficient).

Розглянемо середовище з коефіцієнтом заломлення n , що рухається відносно деякого інерціального простору із швидкістю v_m . Швидкість світла v_1 , що розповсюджується у тому ж напрямку, що і середовище, виражається наступним чином:

$$v_1 = c/n + a_d v_m \quad (7)$$

Тут $a_d < 1$. Якщо інерціальний простір замінити вакуумом ($n = 1$), то $v_1 = c$ і $a_d = 0$.

Але в даному випадку рух середовища відносно інерціального простору є рівномірним та прямолінійним, тому $\Delta t = 0$. З іншого боку для цього випадку

$$\oint \mathbf{v} d\mathbf{r} = 0 \quad (8)$$

тому

$$a_d = 1 - C / n^2 \quad (9)$$

де C - стала.

При $n = 1$ отримується $a_d = 0$ і, значить $C = 1$, і отже,

$$\Delta t = \frac{2}{c^2} \oint \mathbf{v} d\mathbf{r} \quad (10)$$

При обертальному русі $\text{rot} \mathbf{v} = 2\Omega$, тому за допомогою теореми Стокса виводиться наступна формула, що ідентична формулі (3)

$$\Delta t = \frac{2}{c^2} \int \text{rot} \mathbf{v} dS = \frac{4S}{c^2} \Omega \quad (11)$$

Таким чином, формула (5) що отримується з формули (3), є основною для ефекту Сан'яка, яка не залежить від форми оптичного шляху, положення центру обертання і коефіцієнту заломлення. Всі ці фундаментальні формули підтверджені і більш строгим аналізом.

Системи оптичних гіроскопів.

На **рис. 3** приведені загальні схеми систем структур гіроскопів. Кільцевий лазерний гіроскоп (**рис. 3а**) відрізняється високою частотою світлової хвилі, тобто декілька сотень терагерц. Волоконно-оптичний гіроскоп на **рис. 3б** має високу чутливість, завдяки використанню довгого одномодового волокна з низькими втратами. У оптичному гіроскопі пасивного типу з кільцевим резонатором (**рис 3в**) використовується гостра резонансна характеристика резонатору.

Кільцевий лазерний гіроскоп. Кільцевий лазерний гіроскоп виготовляється подібно газовому лазеру: у кварцовому блоці шляхом розплавлення утворюється порожнина (канал) у формі трикутника і заповнюється сумішшю гелію та неону. Довжина хвилі випромінювання, що генерується лазером - 632.8 нм. Звичайно частота генерації змінюється в залежності від довжини лазерного резонатору. І в даному випадку частоти двох генеруємих світлових хвиль, що розповсюджуються у протилежних напрямках по трикутному оптичному шляху (**рис. 3а**), неоднакові із-за різниці оптичної довжини ΔL (див формулу (4)). Тому можна використати для вимірювань частоту биття обох генеруємих світлових хвиль

$$\Delta f = \frac{4S}{\lambda L} \Omega \quad (12)$$

Тут L - загальна довжина оптичного шляху в кільцевому резонаторі, λ - довжина хвилі генерації у стані покою.

Інакше кажучи, виміряв Δf можна визначити кутову швидкість відносно інерціального простору. Оскільки, як вже відмічалось, частота світла складає декілька сотень терагерц, навіть її незначні зміни дозволяють виміряти різницю частот. Якщо вихідним сигналом є частота, яка пропорційна кутовій швидкості, то підрахунком вихідних хвиль можна визначити приріст кута повороту у цифровій формі, що забезпечує високу точність інформації, яка подається у навігаційний пристрій. Вимірювання частоти можливо у широкому динамічному діапазоні, а отже, і динамічний діапазон кільцевого лазерного гіроскопу можна розширити і зробити достатнім для навігаційної системи. В цьому є велика перевага даних гіроскопів.

Досягнуті роздільна здатність та стабільність нульової точки приблизно $0.001^\circ/\text{г}$. Кільцеві лазерні гіроскопи застосовуються в інерціальній системі відліку в літаках „Боїнг”. „Аеробус”.

Волоконно-оптичні гіроскопи. На **рис. 4** приведена оптична схема волоконно-оптичного гіроскопу. По суті це інтерферометр Сан'яка (див. **рис 1**), в якому круговий оптичний контур замінено на котушку з довгого одномодового оптичного волокна. Частина схеми, яка обведена штриховою лінією, необхідна для підвищення стабільності нульової точки. Таким чином різниця фаз між двома світловими хвилями, що обумовлена ефектом Сан'яка з врахуванням формули (5) виражається як

$$\Delta \psi = \frac{4kSN}{c} \Omega \quad (13)$$

де N - число витків в котушці з волокна; L - довжина волокна; a - радіус котушки.

Завдяки вдосконаленню технології виробництва випускається волокно з дуже низькими втратами. Однак, щоби не пошкодити волокно. намотування проводиться на котушку радіусом декілька сантиметрів. При цьому не спостерігається помітного збільшення втрат. Можна створити порівняно малогабаритний інтерферометр Сан'яка з котушкою невеликого радіусу (2...5 см) намотавши на неї волокно

великої довжини (від декілька сотень метрів до декілька кілометрів). Сформувавши оптимальну оптичну систему можна вимірювати з великою точністю зміни фази (в інерціальній навігації – порядку 10^{-6} рад), а потім з формули (13) визначати кутову швидкість.

Границі спостереження кутової швидкості. В основній оптичній системі на **рис. 4** у стані покою оптичні шляхи для світла в обох напрямках будуть однакові по довжині, а оскільки сигнал на виході світло приймача змінюється пропорційно $1 + \cos \Delta\psi$, то гіроскоп є нечутливим до дуже малих поворотів. Вважається, що в системі з оптимальною чутливістю теоретичні границі спостереження кутової швидкості зв'язані з дробовим шумом світло приймача. Аналіз показує, що для оптичного волокна з втратами α існує певна довжина, що дозволяє оптимізувати границі спостереження при дробовому шумі:

$$L_{opt} = 8.7 / \alpha \quad (14)$$

Результати розрахунку для типових значень параметрів приведені на **рис. 5а**. Для оптичного волокна з втратами 2 дБ/км границі спостереження приблизно 10^{-8} рад/с ($0.001^\circ/\text{ч}$). Це як раз значення, які застосовні у інерціальній навігації. На **рис. 5б** показано, що завдяки збільшенню радіусу котушки з волокном, а також використання світла з довжиною хвилі 1.55 мкм, на якій втрати в оптичному волокні дуже малі, є можливим створення вимірювача обертів в інерціальному просторі з надзвичайно малим дрейфом. Це дозволяє застосовувати вимірювач не тільки в навігації, але й в геофізиці.

Оптичний гіроскоп з кільцевим резонатором пасивного типу. Підвищити чутливість гіроскопу Сан'яка можна за допомогою кільцевого оптичного резонатору, використав для цього напівпрозоре дзеркало з високим коефіцієнтом відбиття (див. **рис 3в**). Резонатор представляє собою інтерферометр Фабрі-Перо у формі кільця. При цьому вихідний сигнал світло приймача різко реагує на зміну фази ωt при однократному проходженні світловою хвилею кільцевого оптичного шляху. Отже, можна створити високочутливий датчик, наприклад, для вимірювання зміщення резонансного піку, яке обумовлено обертанням (поворотом). Інакше кажучи, можна зменшити довжину волокна чутливого кільця.

В подібній структурі гіроскопа для отримання різкої резонансної характеристики потрібно джерело світла з високою когерентністю випромінювання.

Методи підвищення чутливості.

принципова оптична схема волоконно-оптичного гіроскопа показана на **рис. 4**, але, як вже відмічалось, ця схема не виявляє малих поворотів гіроскопа, оскільки в ній вхідний інтерференційний сигнал змінюється у відповідності із значенням $\cos \Delta\psi$. Для вирішення цієї проблеми, тобто для підвищення чутливості гіроскопа, пропонуються різні методи: зміщення різниці фаз, фазової модуляції та світлового гетеродінірування.

Зміщення різниці фаз. Якщо між двома світловими хвилями, що йдуть по кільцю назустріч одна до одної, встановити зміщення різниці фаз у $\pi/2$ рад, то зміна вихідного інтерференційного сигналу відносно різниці фаз $\Delta\psi$ світлових хвиль у відповідності з ефектом Сан'яка буде пропорційно $\sin \Delta\psi$, що означає підвищення чутливості. Але для високоточних гіроскопів інерціальної навігації потрібно виявлення (детектування) дуже малих (порядку 10^{-6} рад) змін фази і оскільки зміщення $\pi/2$ вже є великим, то виникає проблема стабілізації цього зміщення.

Розглянемо приклад гіроскопа із зміщенням фазової різниці (**Рис. 6**). Верхня частина гіроскопу є котушка з діаметром 60 см, яка намотана з оптичного волокна довжиною 300 мм, а нижня частина — інтерферометр. Все це розміщено на столі, що може обертатися. Результати вимірювань наведені на **рис. 6б**.

Фазова модуляція. Загальна схема гіроскопа оптичної системи гіроскопа з фазовою модуляцією приведена на **рис. 7**. Фазовий модулятор приєднано до кінця волокна, що використовується в якості чутливого елементу (в центрі оптичної системи (**рис. 4**)). Це важлива особливість даного методу. Модуляція світлових хвиль, що йдуть по годинниковій стрілці та проти неї, залежить від їх взаємної синхронізації. Складова U_0 основної гармоніки у вихідному сигналі, який отримано в результаті інтерференції двох світлових хвиль, дається наступною формулою:

$$U_0 = KJ_1(\eta) \sin \Delta\psi, \quad (15)$$

де K - стала, J_1 - функція Бесселя

$$\eta = 2\varphi \sin \pi f_0 T \quad (16)$$

В останній формулі f_0 та φ відповідно модулююча частота та глибина модуляції, а T

час розповсюдження світлової хвилі у оптичному волокні, інакше кажучи, ця формула дає часову відмінність в фазовій модуляції світлових хвиль, що йдуть в протилежних напрямках. При $\eta = 1.8$ функція $J_1(\eta)$ має максимальне значення. В гіроскопі на **рис. 7** завдяки детектуванню основної гармоніки світлової хвилі, вихідний сигнал є пропорційним $\sin \Delta\psi$, тобто чутливість підвищена. Поляризатор у модовому фільтрі є необхідним для забезпечення нормальної роботи гіроскопа.

В цій системі, як впливає з формул (15) та (16) масштабний коефіцієнт буде змінюватися в залежності від глибини модуляції φ . При використанні поляризатора коливання поляризованої хвилі і вихідного сигналу оптичного приймача, а це в свою чергу, призводить до змін масштабного коефіцієнта. Якщо, окрім цього стан поляризації хвилі в оптичному волокні коливається із-за фазового модулятора і все ще використовується поляризатор, то інтенсивність вихідного сигналу модулюється з частотою f_0 і виникає дрейф нуля. Для вирішення цієї проблеми бажано, щоби

$$f_0 = \frac{c}{2nL} \quad (17)$$

де n - еквівалентний коефіцієнт заломлення, L - довжина волокна.

Дана система характеризується підвищеною роздільною здатністю та стабільністю нульової точки.

Зміна частоти. Як вже було сказано раніше, при методі фазової модуляції важко досягти широкого динамічного діапазону та стабільності масштабного коефіцієнту. Одне з технічних рішень цієї проблеми – включення в оптичну систему фазового зсувала світлової хвилі з великим динамічним діапазоном та хорошими лінійними характеристиками та застосування нульового методу (гомодінування). Все це зводиться до зміни частоти. На **рис. 8** приведена структура гіроскопу на базі методу зміни частоти. В даній системі між світловими променями з лівим та правим обертанням площини поляризації, завдяки частотному зсувачу (Акусто-оптичному модулятору – АОМ) виникає

частотна різниця $\Delta\omega = 2\pi(f_1 - f_2)$. При цьому в світло приймачі виникає різниця фаз $\Delta\psi$, яка пропорційна частотній різниці:

$$\Delta\psi = \frac{nL}{c} \Delta\omega \quad (18)$$

що дозволяє реалізувати в цьому випадку нульовий метод, тобто компенсувати різницю фаз, що обумовлена ефектом Саньяка.

Для цього регулюється частота f_1 . З врахуванням формул (13) та (18) отримуємо

$$\Delta f = \frac{2a}{n\lambda} \Omega \quad (19)$$

тобто зміна частоти збудження АОМ повинно бути пропорційним кутовій швидкості Ω .

Формула (19) нагадує формулу (12) для кільцевих лазерних гіроскопів. Тобто підрахунком Δf можна визначити кутове положення. При цьому досягається широкий динамічний діапазон. До того ж на відмінність від методу фазової модуляції у вираз масштабного коефіцієнту не входить глибина модуляції та потужність світла, а отже, порівняно легко добитися стабільності роботи такого датчика.

Коли гіроскоп знаходиться у стані покою, то між світловими хвилями, що розповсюджуються у волокні в протилежних напрямках, існує зміщення частотної різниці $\Delta\omega_b$ і при коливаннях центральної частоти джерела світла та довжини оптичного волокна виникає дрейф сигналу. Окрім цього, іноді частота збудження АОМ досягає приблизно 100 МГц, тобто стає більше того значення Δf , яке компенсує так зване вхідне обертання і визначається з формули (19). Тому, як показано на **рис. 8**, з використанням двох АОМ, отримують $\Delta\omega_b = 0$. А для ліквідації фазової зміни, що обумовлена ефектом Саньяка, залишається тільки мінімальна необхідна частотна різниця Δf .

Оскільки в цьому випадку на ділянці між двома АОМ світлові промені зберігають більшу частотну різницю (біля 200 МГц), то дрейф, що виникає внаслідок зміни довжини оптичного шляху (зміна довжини, в свою чергу викликана температурними відхиленнями та механічними коливаннями цієї частини гіроскопа), не впливає на характеристики

методу фазової модуляції. Тому проводиться пошук оптимального розміщення АОМ та покращуються характеристики частотного зсувача.

Чутливість гіроскопу зі схемою на **рис. 8** покращується за допомогою електронно-оптичного фазового модулятора (ЕОМ), і в цілому дану систему можна вважати покращеним варіантом системи з фазовою модуляцією.

Світлове гетеродінування. При методах, які були описані вище, частота світлових хвиль з лівим і правим обертанням площини поляризації на вході світлового детектору завжди однакова, тобто це методи гомодинного детектування. Розглянемо структури інтерферометрів для гіроскопів з гетеродинним детектуванням. При цьому, різниця фаз між двома світловими хвилями проявляється як фаза електричного сигналу різницевої частоти і легко вимірюється електричним фазометром, що також допускає застосування нульового методу.

Структура оптичної системи гіроскопу з світловим гетеродінуванням представлена на **рис. 10**. Світловий промінь розділюється за допомогою дифракційної решітки на два промені з дуже маленьким кутом розходження (біля 10 мрад). Ці промені, після проходження оптичного волокна у протилежних напрямках подаються на АОМ. Кут дифракції АОМ такий же як і у дифракційної решітки, внаслідок чого АОМ тут використовується не тільки як частотний зсувач, але і як спрямований розгалуджувач, а світло приймальний пристрій дає сигнал різницевої частоти. В даній оптичній системі можливо розділення світлових променів, що рухаються у протилежних напрямках, але внаслідок надзвичайно малого кута дифракції ці промені взаємодіють і дрейф, що зумовлений коливаннями середовища, послаблюється. Окрім цього, звичайно при різниці оптичних шляхів виникає дрейф вихідного сигналу внаслідок частотного відхилення джерела, але в даній структурі ця різниця мала. До того ж між променями частотна різниця відсутня, а значить, проблем з частотним зміщенням тут також немає.

На **рис. 11** приведена електронна схема вимірювача фази вихідного сигналу в структурі на рис. 10 по нульовому методу. Точна часова затримка T_d забезпечується приладом на зарядових зв'язках (ПЗЗ). Для цієї схеми справедливо

$$f_2 = \frac{1}{2\pi T_d} \left[\left(2N\pi - \frac{\pi}{2} \right) + \frac{4\pi L a}{c\lambda} \Omega \right] \quad (20)$$

(N - ціле число), тобто тут отримується частотна зміна Δf_2 електричного сигналу, яка пропорційна кутовій швидкості Ω .

Шумові фактори та методи їх позбавлення.

Реалізація методі підвищення чутливості волоконно-оптичних гіроскопів ще не забезпечує високої стабільності та чутливості і тому необхідно брати до уваги шумові фактори і застосовувати певні заходи по їх зниженню.

Основні оптичні системи з підвищеною стабільністю. Для досягнення високої стабільності необхідно, щоби зовнішні збурення, які сприймаються світловими проміннями, що рухаються у протилежних напрямках, були однаковими, тобто не проявлялися на виході. Для гіроскопів інерціальної навігації потрібна стабільність $0.01 \dots 0.001^\circ / \text{ч}$ при високій роздільній здатності (приблизно 10^{-6} рад). В ідеалі повинно бути так: світлові промені, які рухаються у протилежних напрямках, - одномодові, проходять однаковий по довжині оптичний шлях і зберігають поляризацію.

В основній оптичній системі, яка показана на **рис. 4**, при використанні світло приймача 1 світло двічі відбивається розщеплювачем променя і, крім того, двічі проходить скрізь нього. При цьому умова однакової довжини оптичного шляху виконується не зовсім точно і внаслідок температурних коливань розщеплювала променя на виході виникає дрейф. При використанні світло приймача відбувається теж саме. Щоби промені, які введені у оптичне волокно і випромінюються волокном, проходили однаковий оптичний шлях, об'єднувалися і роз'єднувалися у одній і тій ж самій точці розщеплювача променя, необхідно встановити просторовий фільтр. В цьому фільтрі бажано використати одномодове оптичне волокно- те ж, що і для чутливої котушки. В оптичних системах гіроскопа з фазовою модуляцією та гіроскопу із зміною частоти (див. **рис. 7, 8**),

Звичайно в одномодовому оптичному волокні можливо розповсюдження двох незалежних мод з ортогональною поляризацією. Але оскільки оптичні волокна мають не зовсім строгу осьову симетрію, фазові постійні цих двох мод різні. Але між модами двох поляризацій відбувається обмін енергією, характеристики якого змінюються під зовнішньою дією, тому випромінене волокном світло звичайно отримує кругову поляризацію з нестійкими параметрами. Все це призводить до дрейфу вихідного сигналу.

Якщо ж на оптичному шляху помістити, як це показано у обведеній штриховою лінією частині на **рис. 4**, поляризаційну пластину, тобто пустити на оптичний шлях інтерферометра світлову хвилю з єдиною поляризацією і у випромінюємо му світлі виділити тільки складову з такою ж поляризацією, то передаточна функція кільцевого оптичного шляху (оптичного волокна) для променів з протилежним напрямком руху буде однакова і тим самим проблема вирішена. Але і в цьому випадку залишаються коливання потужності світла, що досягли світло приймача, тому необхідно досягти стабілізації масштабного коефіцієнта. (Особливо це важливо при фазовій модуляції, де не застосовується нульовий метод). Один із таких засобів – введення деполаризатора, який компенсує коливання поляризації в оптичному волокні і робить стан поляризації довільним, або введення оптичного волокна, що зберігає поляризацію. В гіроскопах із зміною частоти або із світловим гетеродінуванням ефективний шлях вирішення цієї проблеми - нульовий метод.

Для позбавлення дрейфу, що обумовлений коливаннями поляризації у оптичному волокні, потрібен поляризатор з дуже великим затуханням (біля 90 дБ), але ця вимога помягшується при використанні оптичного волокна із зберіганням поляризації та джерела з низькою когерентністю. В оптичному волокні з збереженням поляризації із-зі різниці фазових постійних для мод з ортогональною поляризацією виникає різниця довжини оптичного шляху для цих мод, тому використання джерела з низькою когерентністю робить неможливим інтерференцію між модами. Аналогічного ефекту можна добитися і при використанні деполаризатора.

Дрейф. В таблиці приведені причини дрейфу у волоконно-оптичному гіроскопі, а **рис. 12** пояснює це на конкретному прикладі. В системах, де виникає різниця довжини оптичних шляхів для променів, що рухаються у протилежних напрямках, спостерігається дрейф вихідного сигналу, який пропорційний температурним коливанням частоти джерела світла і самій довжині оптичних шляхів.

При різниці частот $\Delta\omega_b$ між світловими хвилями, температурних коливаннях довжини L волокна та його групового коефіцієнта заломлення N , дрейф буде виражатися як

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\Delta\omega_b n L}{c} \left(\frac{1}{N} \frac{dN}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right) \quad (21)$$

Якщо частотний зсув типового АОМ біля 100 МГц, то при оптичному волокні довжиною 1 км тільки від коливань температури в межах 0.01 °С виникає дрейф сумірний із швидкістю обертання земної кулі. Отже при методах вимірювання частоти і світлового гетеродінування необхідно, щоби $\Delta\omega_b = 0$.

Таблиця. Шумові фактори у волоконно-оптичних гіроскопах.

Шумовий фактор	Засоби, що рекомендуються по зниженню шуму
Коливання поляризації у оптичному волокні, наприклад перетворення лінійної поляризації у кругову в одномодовому волокні	Включення на виході волокна аналізатора, для того щоби виділити складову поляризації одного напрямку
Різниця довжини оптичних шляхів для світлових хвиль, що йдуть у протилежних напрямках, при динамічній нестабільності спектра джерела світла	Стабілізація джерела світла
Різниця частот хвиль, що йдуть по волокну у протилежних напрямках, при коливаннях температури. Нерівномірність розподілу температури вздовж волокна	Намотування оптичного волокна, при якому розподіл температури симетричний відносно середини котушки
Зміна фази вихідного сигналу із-за ефекту Фарадея у волокні під дією коливань магнітного поля Землі	Магнітне екранування і використання волокна із збереженням поляризації
Коливання (в розщеплювачі променя) відносно інтенсивності прямого та оберненого променя внаслідок оптичного ефекту Керра	Модуляція випромінюємого світла прямокутними імпульсами із шпаруватістю 50%, використання ширококутового джерела світла
Інтерференція прямого променя і променя зворотного розсіювання Релея	Фазова модуляція світлової хвилі, імпульсна частотна модуляція лазерного випромінювання, використання слабкоінтерферуючого джерела світла

Рекомендована література: 4, 12

4. Световодные датчики / Б.А.Красюк. О.Г.Семенов, А.Г.Шереметьев и др.- М.:Машиностроение, 1990.-256с.
12. Т.Окиси, и др. Волоконно-оптические датчики Энергоатомиздат, 1990.-256с.