

**О. С. Гнатенко
Є.М. Одаренко
Ю.С. Курський
І.В. Моргун**

ЛАЗЕРНІ, ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ ТА СИСТЕМИ

Частина 4

**Інформаційно-вимірювальні технології. Теорія та
практичні аспекти сучасних волоконно-оптичних
гіроскопів.**

Монографія

**Харків
2024**

УДК 681.7; 53.082.5:535.14

Г56

Рекомендовано рішенням Науково-технічної ради Харківського національного університету радіоелектроніки МОН України від 12.12.2023 р. протокол № 12.

Рецензенти:

А.В. Коротун, кандидат фізико-математичних наук, доцент, завідувач кафедри інформаційної безпеки та наноелектроніки НУ «Запорізька політехніка».

Л.В. Одноворець, доктор фізико-математичних наук, професор, завідувачка кафедри електроніки, загальної та прикладної фізики Сумського державного університету.

Гнатенко О. С., Одаренко Є.М., Курський Ю.С., Моргун І.В.

Г56 Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч. 4. Інформаційно-вимірювальні технології. Теорія та практичні аспекти сучасних волоконно-оптичних гіроскопів – Харків: Факт., 2024. 200 с.

ISBN 978-617-8175-51-1

Монографія присвячена дослідженню сучасного стану волоконно-оптичних гіроскопів (ВОГ), зокрема інтерферометричних типів, які використовуються в інформаційно-вимірювальних та навігаційних технологіях. Розглянуті фізичні принципи функціонування ВОГ, зокрема ефект Саньяка, що є основою їх роботи. Описано різні типи волоконно-оптичних гіроскопів, зокрема кільцеві та волоконно-оптичні гіроскопи з пасивним резонатором, а також особливості їх конструкцій і методи підвищення чутливості. Особливу увагу приділено використанню фотонно-кристалічних волокон (ФКВ) у конструкціях ВОГ, що дозволяє значно покращити їхні характеристики, зокрема знизити оптичні втрати та поліпшити стабільність роботи в складних умовах. Розроблено теоретичні моделі, що дозволяють оцінити вплив різних конструктивних елементів на чутливість та точність вимірювань, а також запропоновано методи мінімізації температурних і механічних ефектів, що впливають на стабільність сигналу.

Монографію рекомендовано для підготовки здобувачів освіти першого (бакалаврського), другого (магістерського), третього (освітньо-наукового) рівнів вищої освіти за спеціальностями, 175 Інформаційно-вимірювальні технології, 66 Інформаційно-вимірювальні технології, 105 Прикладна фізика та наноматеріали, Е6 Прикладна фізика та наноматеріали освітніми програмами «Інженерія оптоінформаційних та лазерних систем», «Фотоніка та оптоінформатика», «Лазерна і оптоелектронна техніка», «Прикладна фізика та наноматеріали», а також для наукових та інженерних фахівців в області лазерних та оптико-електронних пристроїв, інерціальних систем навігації та волоконно-оптичних технологій.

УДК 681.7; 53.082.5:535.14

ISBN 978-617-8175-51-1

© О.С. Гнатенко, Є.М. Одаренко,
Ю.С. Курський, І.В. Моргун, 2024

DOI: 10.30837/978-617-8175-51-1

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	6
ВСТУП.....	8
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД СУЧАСНОГО СТАНУ ВОЛОКОННО-ОПТИЧНИХ ДАТЧИКІВ КУТОВОЇ ШВИДКОСТІ ТА ТЕНДЕНЦІЇ ЇХ РОЗВИТКУ...	12
1.1 Вступ.....	12
1.2 Основні особливості волоконно-оптичних датчиків кутової швидкості.....	13
1.3 Огляд стану виробництва та характеристик волоконно-оптичних гіроскопів.....	16
1.4 Тенденції розвитку волоконно-оптичних гіроскопів.....	22
РОЗДІЛ 2. ОГЛЯД СТАНУ ВИРОБНИЦТВА ТА ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛОКОННО-ОПТИЧНИХ ГІРОСКОПІВ	24
2.1. Передумови створення оптичних гіроскопів.....	24
2.2. Ефект Саньяка.....	26
2.3. Волоконно-оптичний гіроскоп на основі кільцевих інтерферометрів.....	30
2.3.1. Нерезонансний кільцевий волоконно-оптичний гіроскоп.....	31
2.3.2. Забезпечення максимальної чутливості в нерезонансних ВОГ.....	34
2.3.3 Резонансний кільцевий волоконно-оптичний гіроскоп.....	39
2.4. Фотонні кристалічні оптичні волокна.....	43
2.5. Переваги використання фотонних кристалічних ОВ в ВОГ.....	45
Висновки до розділу 2.....	49
РОЗДІЛ 3. МЕТОДИ АНАЛІЗУ ОПТИЧНИХ ВОЛОКОН.....	51
3.1. Фізичні властивості оптичних волокон.....	51
3.2. Поширення ЕМ хвиль світла в фотонних кристалічних ОВ.....	55
3.3. Методи аналізу оптичних волокон.....	58
3.3.1. Скалярний метод індексу ефективності.....	59
3.3.1.1. Повновекторний метод індексу ефективності.....	61
3.3.1.2. Аналіз розповсюдженої моди.....	62
3.4. Дисперсія.....	68
3.5. Оптичні волокна з дефектами.....	77
3.6. Нелінійні ефекти.....	82
3.6.1. Нелінійність Керра.....	82
3.6.2. Розсіювання Рамана.....	85
3.6.3. Фактор нелінійності	86
Висновки до розділу 3.....	87
РОЗДІЛ 4. РОЗРАХУНОК ВЛАСНИХ РЕЖИМІВ ФОТОННО-	

КРИСТАЛІЧНИХ ВОЛОКОННИХ ХВИЛЕВОДІВ.....	88
4.1 Дисперсійні характеристики фотонно-кристалічного волокна з оболонкою у вигляді трикутної решітки пустотілих отворів.....	90
4.2 Характеристики власних режимів фотонно-кристалічного волокна.....	95
4.3 Дисперсійні характеристики фотонного кристалу на основі решітки кагоме.....	100
4.4 Характеристики фотонно-кристалічного волокна з оболонкою у вигляді решітки кагоме.....	103
Висновки до розділу 4.....	110
РОЗДІЛ 5. ОПИС ОСНОВНИХ КОНСТРУКТОРСЬКИХ РІШЕНЬ ГІРОСКОПА ТА ТЕХНОЛОГІЧНИХ ОСОБЛИВОСТЕЙ ВИГОТОВЛЕННЯ ТА ЗБІРКИ ВОГ.....	112
5.1 Склад та конструкція гіроскопа.....	112
5.2 Особливості з'єднання основних елементів гіроскопа.....	115
5.3 Котушка та технологія намотування оптичного волокна.....	105
5.4 Особливості збірки основних елементів конструкції ВОГ.....	118
5.5 Моделювання роботи волоконно-оптичного гіроскопа.....	125
5.6 Електронні системи ВОГ.....	132
5.6.1 Технічні (електричні) характеристики.....	132
5.6.2 Загальний опис електричної частини гіроскопа.....	132
5.6.3 Опис плати живлення(силової плати).....	133
5.6.4 Плата обробки даних(плата оцифрування).....	138
5.6.5 Опис обміну даних за протоколом.....	141
РОЗДІЛ 6 ОПИС ОСНОВНИХ АЛГОРИТМІВ ОБРОБКИ СИГНАЛІВ ТА ПРОТОКОЛУ ОБМІНУ ДАНИХ.....	142
6.1 Вступ.....	142
6.2. Основні характеристики операційної системи для забезпечення роботи мікроконтролера STM32G071CBT.....	143
6.3 Алгоритм запуску операційної системи.....	149
6.4 Алгоритм роботи термостабілізації лазерного діода.....	150
6.5. Алгоритм реалізації підтримки заданої температури кристала лазерного діода.....	154
6.6 Алгоритм обробки сигналів фотодіода та передачі на персональний комп'ютер.....	156
6.7. Алгоритм надсилання даних за допомогою NRF24.....	160
РОЗДІЛ 7. ЯКІСТЬ НАМОТКИ ЧУТЛИВОГО ЕЛЕМЕНТУ ВОЛОКОННО-ОПТИЧНОГО ГІРОСКОПУ.....	162
7.1. Вступ.....	162
7.2 Дефекти намотки оптичного волокна на котушку.....	163
7.2.1 Намотування волокна за відсутності дефектів.....	167

7.2.2 Намотування волокна за наявності дефектів.....	168
7.2.3 Трансляція похибок на наступні ряди волокон.....	172
7.3 Крок укладання оптичного волокна на катушку.....	173
РОЗДІЛ 8. РЕЗУЛЬТАТИ ПЕРЕВІРКИ РОБОТИ ВОГ.....	175
РОЗДІЛ 9 ЗАСТОСУВАННЯ СУПЕРКОНТИНУУМУ В ОПТИЧНІЙ ГІРОСКОПІІ.....	172
9.1 Вступ.....	172
9.2 Роздільна здатність ВОГ.....	178
9.3 Інтерференція суперконтинууму	179
9.4 Суперконтинуум у гіроскопії.....	181
Висновки до розділу 9.....	183
ВИСНОКИ.....	185
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ.....	186

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

БІОЕ	– багатofункціональний інтегральний оптичний елемент
БУІ	– блок управління випромінювачем
ВОГ	– волоконно-оптичний гіроскоп
ВК	– волоконний контур
ВР	– волоконний розгалужувач
ВФКГ	– волоконний фотонно-кристалічний гіроскоп
ДП	– деполяризатор
ФКС	– фотонно-кристалічний світловод
ЕІМ	– ефективний індексний метод
ІЧ	– інфрачервоне випромінювання
КЛГ	– кільцевий лазерний гіроскоп
МЕМ	– мікро електро-механічний
ПО	– операційний підсилювач
ОМВ	– одномодове волокно
ФКВ	– фотонно-кристалічне волокно
ПВВ	– повне внутрішнє відбиття
ОГ	– оптичний гіроскоп
ПКТФМ	– п'єзокерамічний трубчастий фазовий модулятор
СЛД	– суперлюмінесцентний діод
ОМОВ	– одномодовий волоконний світловод
МЭМК	– мікроелектронні і мікромеханічні компоненти
ФК	– фотонний кристал
ВКІ	– волоконний кільцевий інтерферометр
МГ	– механічний гіроскоп
СК	– система координат
ІСН	– інерціальна система навігації
ЕМХ	– електромагнітна хвиля
КЛГ	– кільцевий лазерний гіроскоп

СВДАВ	– суперфлюорисцентні опто-волоконні джерела на активних
волоконнах	
ММГ	– мікромеханічний гіроскоп
ЕМ	– електромагнітний
ЕМХ	– електромагнітна хвиля
ОВ	– оптичне волокно
ОМВ	– одномодове волокно
РВОГ	– резонатор волоконно-оптичного гіроскопа
ФЗЗ	– фотонна заборонена зона
ФКВ–ПС	– фотонно-кристалічне волокно з порожнистою серцевиною
ФП	– фотоприймальний пристрій
СМІЕ	– індекс ефективності скалярного методу
СКО	– середньоквадратичне відхилення
МСЕ	– метод скінчених елементів
ПМІЕ	– повновекторний метод індексу ефективності
RS-485	– послідовний інтерфейс.
Ω	– швидкість обертання (рад / с)
$\Delta\varphi$	– різниця фазового зсуву (рад)
ϕ_e	– фазова модуляція
Δl_+	геометрична довжина шляху
A_{eff}	– ефективна площа моди
μ_r	– тензори магнітної проникності
ϵ_r	– діелектрична проникність
n_s	– показник заломлення оболонки
n_{FSM}	– індекс ефективності оболонки
h	– постійна Планка
k_B	– постійна Больцмана
γ	– поверхневий натяг.

ВСТУП

Сучасні інформаційно-керуючі, інерціальні системи навігації (ІСН) повинні автономно визначати місце розташування (курс) об'єкта в інерціальній системі координат (СК): його швидкість, прискорення та інші параметри, які необхідні для керування рухом і визначення його місцезнаходження в просторі. Для отримання інформації про рух об'єкта, до складу його ІСН, насамперед, входять: гіроскопи для визначення кутів нахилу щодо основних осей в інерціальній СК та акселерометри для визначення лінійних прискорень.

Гіроскоп – це пристрій, який дозволяє вимірювати зміну кутів орієнтації зв'язаного з ним тіла обертання в інерціальній СК. За конструкцією гіроскопи діляться на: механічні (МГ), оптичні (ОГ) та мікро електро-механічні (МЕМ).

Принцип роботи МГ оснований на властивості утримання осі обертання тіла (ротора) в одному заданому напрямку тривалий час. Однак вартість МГ досить висока: для їх роботи потрібні висока точність виготовлення форми ротора, забезпечення мінімального тертя підшипників, часте та тривале регламентне обслуговування і т.д.

Принцип дії ОГ оснований на ефекті Ж. Саньяка (Sagnac), який був описаний ще в 1913 році. Його суть полягає в появі фазового зсуву між двома світловими хвилями, що поширюються назустріч одна одній в кільцевому інтерферометрі (контурі), що обертається. При обертанні контуру відносно осі симетрії зсув фази (частоти) пов'язаний з величиною кутової швидкості. ОГ на основі ефекту Саньяка мають такі переваги: статичну структуру, відсутність у своєму складі рухомих елементів (стійкість до прискорення), високу чутливість, високу лінійність характеристик, короткий час запуску, просту конструкцію, високу надійність, низьку споживану потужність, невисоку собівартість.

В залежності від конструкції замкнутого оптичного контуру (інтерферометра) ОГ поділяються на кільцеві лазерні гіроскопи (КЛГ), волоконні оптичні гіроскопи (ВОГ) інтерферометричного типу (IFOG – Interferometric Fiber Optic Gyroscope) та ВОГ з пасивним резонатором (RFOG – Resonant Fiber Optic Gyroscope).

Першими лазерними ОГ були КЛГ, в яких різниця фаз зустрічних хвиль перетворюється на різницю частот, яка містить інформацію про параметри обертання. Однак основним недоліком КЛГ – наявність зони захоплення частот зустрічних хвиль, що не дозволяє вимірювати малі кутові швидкості, тобто чутливість такого гіроскопа – незадовільною. Навпаки, в інтерферометрі Саньяка (ВОГ інтерферометричного типу), вищезгадане явище не виникає, оскільки це пасивна конструкція, при якій джерело світла (лазер) знаходиться поза чутливого контуру. Також у ВОГ ні містить у своїй конструкції високовольтних джерел живлення. Тому в сучасних ІСН та інформаційно-керуючих системах спостерігається перехід від КЛГ до ВОГ. Крім того, створення сучасних ВОГ забезпечується за допомогою стрімкого розвитку фотонних технологій та компонентної бази квантової електроніки за останні десять років.

Незважаючи на те, що ВОГ з пасивним резонатором широко досліджувався протягом останніх 30 років, дві ключові проблеми – дрейф, викликаний ефектом Керра (нелінійний оптичний ефект, пов'язаний з нелінійною взаємодією зустрічних хвиль), і нестабільність поляризації, зумовлена температурними змінами, залишаються актуальними і потребують вирішення, що заважає RFOG стати комерційно привабливим конкурентом IFOG.

ВОГ інтерферометричного типу – це інтерферометр Саньяка, в якому оптичний контур круглої форми замінений на чутливу котушку з великою кількістю витків оптичного волокна (ОВ) для досягнення необхідного рівня чутливості ВОГ (довжина ОВ може сягати кількох км). Точнісні показники ВОГ можна покращити в тому числі за рахунок зменшення втрат в його

оптичних елементах. Особливо це стосується чутливого ОВ контуру, намотаного одномодовим ОВ з низькими втратами, де необхідно забезпечити фіксоване положення поляризації. В одномодовому ОВ можливе розповсюдження двох незалежних мод з ортогональною поляризацією. Але оскільки ОВ мають не зовсім постійну осьову симетрію, фазові постійні мод різні. Між двома модами з різними поляризаціями відбувається постійний обмін енергією, характеристики якого змінюються під зовнішнім впливом, тому світло в ОВ зазвичай має кругову поляризацію з нестійкими параметрами. Все це призводить до дрейфу вихідного сигналу. Наприклад, позбутися паразитних поляризаційних ефектів дозволяє ОВ з подвійним променезаломленням. Таким чином, оптичний контур ВОГ потребує виготовлення з одномодового ОВ зі збереженням положення поляризації і мінімально низькими втратами, що суттєво збільшує бюджетний сегмент таких ВОГ. Так, для одномодового ОВ з подвійним променезаломленням і втратами біля 2 дБ/км, з довжиною хвилі 1550 нм (одне з вікон прозорості, де втрати в ОВ найнижчі), межі виявлення кутової швидкості складуть біля 10^{-8} рад/с (дрейф 0.001 град/год), що відповідає потребам ІСН.

Проте зараз активно ведуться розробки і впровадження відносно нових фотонних кристалічних (ФКВ) (Photonic Crystal Fiber (PCF)) або мікроструктурованих ОВ та оптичних волокон з підтримкою поляризації (PANDA), які мають низку привабливих властивостей для застосування в ВОГ. Фотонно-кристалічні ОВ мають складну структуру зовнішньої оболонки з властивостями фотонного кристала (ФК): залежно від ширини забороненої зони, ФК можна поділити на провідники, ізолятори, напівпровідники і надпровідники по відношенню до поведінки в них ЕМ хвилі світла. ФК провідники мають широкі дозволені зони, в яких світло поширюється практично без поглинання на великі відстані. ФК ізолятори мають широкі заборонені зони і на відміну від звичайних непрозорих середовищ, в яких світло швидко загасає, перетворюючись в тепло, ФК ізолятори не поглинають світло і є практично ідеальними дзеркалами. ФК

напівпровідники мають більш вузькі в порівнянні з ФК ізоляторами заборонені зони, тому здатні вибірково відбивати фотони певної довжини хвилі. Такі властивості ФК дозволяють керувати в широких межах деякими характеристиками ОВ, як то дисперсія, рівень поширюваної світлової потужності, площа поля моди, подвійне променезаломлення і т.д.

На сьогодні можна виділити два основних типи ФКВ: з повним внутрішнім відбиттям (ФКВ-ПВВ) та з фотонною забороненою зоною (ФКВ-ФЗЗ) або з порожнистою (повітряною) серцевиною.

Саме завдяки порожнистій серцевині (яка також може бути заповнена інертними газами) ФКВ-ФЗЗ та волокна типу PANDA мають низку привабливих характеристик (у порівнянні з типовими одномодовими ОВ з твердою серцевиною), а саме:

- забезпечують роботу в одномодовому режимі в широкому діапазоні робочих довжин хвиль;
- забезпечують здатність пропускати випромінювання великої інтенсивності;
- мають велику площу моди;
- мають низьку оптичну нелінійність;
- дають можливість керувати дисперсією (можна отримати набагато ширший діапазон управління поведінкою дисперсії, ніж в стандартних ОВ);
- мають хвилевідну аномальну дисперсію з великою крутизною;
- мають низькі втрати через Релеївське розсіяння.

Проте недоліками ОВ PANDA та ФКВ поки що залишається високий рівень втрат потужності – близько 50 дБ/км. Для малогабаритного ВОГ з невеликою довжиною оптичного контуру (до 200 м) це не має такого великого значення, як для високоточних ВОГ з довжиною ОВ близько кількох км. Тобто можливості ФКВ та PANDA дозволяють отримати ідеальне компромісне поєднання параметрів для малогабаритних бюджетних ВОГ.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД СУЧАСНОГО СТАНУ ВОЛОКОННО-ОПТИЧНИХ ДАТЧИКІВ КУТОВОЇ ШВИДКОСТІ ТА ТЕНДЕНЦІЇ ЇХ РОЗВИТКУ

1.1 Вступ

Волоконно-оптичні гіроскопи (ВОГ) відіграють велику роль сучасних гіротехнологіях, що прийшли на зміну традиційним електромеханічним гіроскопам. Сьогодні в аерокосмічних додатках найчастіше використовуються лазерні гіроскопи. Але вони є недостатньо надійними внаслідок використання газових лазерів та сигналів високої напруги для керування приводами [1]. Альтернативні навігаційні та інерційні технології включають GPS, MEMS-гіроскопи, але більшість з цих технологій зазвичай використовуються в додатках, які не вимагають високої точності, оскільки є суттєві обмеження щодо точності, швидкості та надійності. Крім того, в умовах атмосферних перешкод доступ до GPS може бути заборонено.

Перевагами ВОГ є відсутність рухливих частин, миттєва готовність без традиційного часу «розігріву», змінна чутливість, яка залежить від довжини

намотування волоконного датчика. Однак масо-габаритні характеристики та вартість ВОГ часто є обмежуючим фактором для їх застосування у додатках з високими вимогами, насамперед за рахунок необхідності використання приймально-передаючих пристроїв і волокон, що зберігають поляризацію випромінювання що проходить.

Розвиток інтерференційних волоконно-оптичних гіроскопів, що спостерігається протягом останніх років, обумовлено як поліпшення архітектури та методів оптимальної обробки сигналів, і прогресом хвилеводних технологій. Ці досягнення призвели до важливим розробкам у галузі волоконно-оптичного зв'язку, а саме до одномодових та волокон, напівпровідниковим діодам, що зберігають поляризацію проходить випромінювання, інтегрованої оптики, лінійних волоконних компонентів та

волокон з ефектом посилення на матеріалах, легованих рідкісноземельними елементами [2]. Залежно від точності та призначення ВОГ можуть бути класифіковані (табл. 1) [1].

Таблиця 1.1 – Класифікація волоконно-оптичних гіроскопів за точністю призначенням.

Точність	Призначення
100 град/год	Робототехніка, автомобільна промисловість
10 град/год	Стабілізація вертольотів
1 град/год	Визначення просторової орієнтації рухомих об'єктів
0,01 град/год	Гірокомпаси, телекомунікаційні супутники
0,01 град/год	Наукові супутники, авіоніка, системи управління ракетами, кораблями та підводними човнами
0,001 град/год	Аерокосмічні об'єкти високоточного застосування

1.2 Основні особливості волоконно-оптичних датчиків кутової швидкості

Принцип дії ВОГ заснований на ефекті Саньяка, відповідно до якого в кільцевому інтерферометрі виробляється різниця фаз $\Delta\varphi_R$, пропорційна скалярному виробленню вектора швидкості обертання та вектора площі, утвореної замкнутим світлопроводом. Математично ефект Саньяка описується формулою:

$$\Delta\varphi_R = \frac{2\pi LD}{\lambda c} \Omega, \quad (1.1)$$

де L – загальна довжина котушки; D – середній діаметр котушки; Ω – складова кутової швидкості, паралельна осі котушки; c – швидкість світла у вакуумі.

Таке математичне подання ефекту Саньяка пов'язане з тим, що d порівнянні з частотою, поняття довжини оптичної хвилі у вакуумі λ є найпоширенішим.

Збільшити або зменшити чутливість ВОГ можна шляхом зміни площі чутливої котушки. Ця геометрична гнучкість є важливою технологічною перевагою, оскільки одні й ті ж компоненти та складальні технології можуть бути використані для створення різних модифікацій одного і того ж вимірювача без суттєвої модернізації. Приклади таких варіацій наведено у табл. 1.2 [2].

Таблиця 1.2 - Приклади впливу конструктивних параметрів на чутливість ВОГ

Чутливість	L , км	D , см	λ , нм	$\Delta\varphi_R/\Omega$	Ω_s , град/с	Ω_h , град/год
Висока	1	10	1550	1,35	133	0,15
Середня	0,2	3	850	0,15	1220	1,4

Характеристики точності ВОГ багато в чому залежать від характеристик його основних елементів та особливостей методик його складання. Одну з можливих структурних схем ВОГ показано на рис. 1.1 [3]

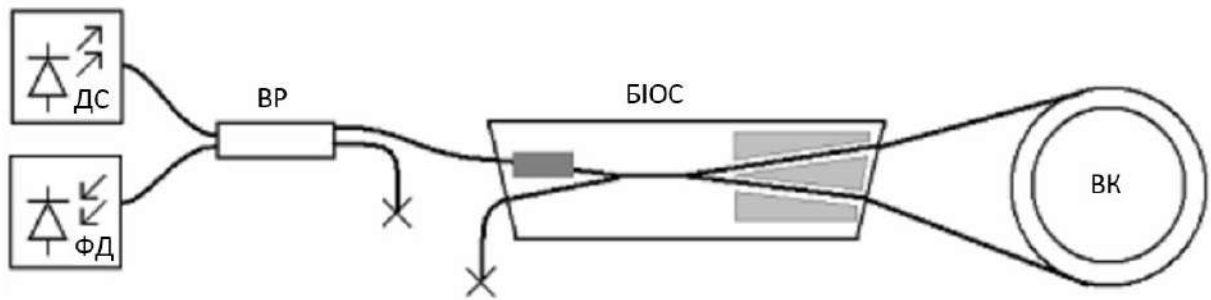


Рисунок 1.1 – Структурна схема ВОГ: ДС – джерело оптичного випромінювання; ФД – фотоприймач; ВР – волоконний розгалужувач;

БІОС – багатофункціональна інтегрально-оптична схема;

ВК – волоконний контур

Основні фактори, що впливають на точність ВОГ, суть їх дії та шляхи усунення [4] наведені у табл. 1.3

Таблиця 1.3 – Основні фактори, що впливають на точність ВОГ, та механізм їх дії

Фактор	Механізм дії
Оптичні втрати	Чутливість ВОГ обмежена дробовим шумом, який обчислюється як величина, обернена до квадратного кореня потужності
Теплові перешкоди	Залежний від часу температурний градієнт вздовж довжини волокна може призвести до помилкових фазових зсувів внаслідок температурної залежності показника заломлення волокна Для мінімізації цього ефекту необхідно використовувати волокна з меншим значенням dn/dT . Квадрупольна намотування, в якій рівновіддалені від центру точки волокна розташовані у фізично рівних умовах, також значно зменшує цей ефект

Зворотнє розсіювання світла	Зворотнє розсіювання на вхідних/вихідних з'єднувачах та інших неоднорідностях інтерференційних ВОГ може бути причиною виникнення паразитних інтерференцій. Імерсійні елементи для зменшення різниць показників заломлення, а також використання похилих поверхонь у МІОС знижують зворотнє розсіювання
Оптичний ефект Керра	Електричні поля розповсюджуються в протилежних напрямки променів можуть призвести до таких змін показника заломлення, які будуть невзаємними, якщо світло розщеплюється на нерівні частини. Невзаємність, спричинена нелінійним ефектом Керра, може бути суттєво знижена шляхом використання низькокогерентного джерела випромінювання
Магнітооптичний ефект	Магнітооптичний ефект Фарадея призводить до паразитного дрейфу гіроскопа. Значне зменшення його впливу досягається шляхом використання волокон, що зберігають поляризацію випромінювання, а також за рахунок використання оболонок з пермалою

1.3 Огляд стану виробництва та характеристик волоконно-оптичних гіроскопів

Компанія Northrop Grumman розробила сімейство гіроскопів FOG 200/45. Цей гіроскоп відноситься до гіроскопів середнього класу точності та має закриту схему обробки інформації або мінімальну схему [3]. Волоконний контур гіроскопа побудований на основі волокна із збереженням поляризації та еліптичної серцевиною довжиною 200 м. Залежно від області практичного застосування волоконний контур має різні форми та максимальний діаметр 30 – 60 мм. Гіроскоп має такі характеристики: нестабільність від пуску до

пуску менше 1 град/год; нестабільність нуля менше 1 град/год у діапазоні температур від -40 до +71 °С.

Розробником гіроскопа FOG180 є фірма Ixsea (раніше Photonetics). Гіроскоп FOG180 має ту саму архітектуру, що й попередня модель цієї фірми FOG120. Відмінність полягає у розмірах діаметра та довжини волокна. FOG120 має довжину волокна 1000 м і середній діаметр волоконного контуру 100 мм, а FOG180 – 3400 м 150 мм відповідно [3]. Джерело світла виконано на оптичному волокні, легованому іонами ербію, і має центральну довжину хвилі випромінювання 1560 нм. Конструктивно гіроскоп FOG180 поділено на дві частини: оптичний чутливий блок та блок електроніки. Гіроскоп FOG180 має наступні основні характеристики: спектральну щільність шуму 0,00022 град/ $\sqrt{\text{год}}$; стабільність нуля за температури від -20 до +80 °С – 0,003 град/год; динамічний діапазон вимірювання ± 30 град/с; споживану потужність – 3 Вт. Одним із основних виробників ВОГ є фірма Honeywell. Особливістю виготовлення гіроскопів цієї фірми є те, що в деяких моделях гіроскопів котушку замість волокна із збереженням поляризації намотується звичайне стандартне волокно, яке приєднується до багатофункціональної інтегрально-оптичної схеми через оптичні деполаризатори [3]. Фірма також розробила гіроскопи зменшеною вартості на стандартному одномодовому волокні з дрейфом 0,1 та 0,01–0,003 град/год. Разом з тим самим фірма Honeywell має розробки гіроскопів високої точності з дрейфом 0,001 град/год, у якому використовується волокно із збереженням поляризації. При цьому довжина використаного волокна становить 2 км, а зовнішній діаметр котушки 14 см. У схемі застосовується ербієве суперлюмінесцентне волоконне джерело світла зі спектром від 1,53 до 1,56 нм та потужністю випромінювання 5 мВт. Багатофункціональна інтегрально оптична схема виконана на ніобаті літію.

Серед компаній, що розробляють ВОГ для стабілізації кутового положення та наведення, важливе місце займає компанія KVH (США). Основною особливістю цієї компанії є використання покращеного так

званого E Core оптоволоконна [7]. Така конструкція при використанні одномодового волокна дозволяє забезпечити виняткові довгострокові поляризаційні характеристики і таким чином вирішити основну проблему проектування високоточних ВОГ. Слід зазначити, що KVH є виробником, який використовує лише волокно власного виробництва. Технологія E Core дозволяє створювати високоточні гіроскопи, здатні функціонувати у жорстких умовах експлуатації. Волоконно-оптичні гіроскопи виробництва цієї компанії є високонадійними внаслідок відсутності рухомих частин, стійкі до впливу вібрації, ударів та прискорень, а також відрізняються стабільністю характеристик у умовах впливу температури. Такі особливості роблять ці датчики придатними для використання в навігації та системах стабілізації, у тому числі пристроїв, що експлуатуються на рухомих об'єктах широкого класу. Ці датчики випускаються як з аналоговим, так і цифровим виводом.

Волоконно-оптичні гіроскопи, вироблені компанією KVH, поділяються на такі групи [7, 32-45]:

1. **E Core 1000** – недорогі датчики для систем стабілізації та визначення положення у просторі для комерційних додатків.

2. **E Core 2000** – прецизійні датчики для систем стабілізації та визначення положення у просторі з підвищеними вимогами. Ці робасні датчики з низьким рівнем шумів та високими характеристиками випускаються як з аналоговим, так і з цифровим виходом. Вони здатні вимірювати кутові швидкості до 100 град/с, причому поріг чутливості становить 0,01 град/с, а смуга пропускання – 100 Гц. Характеристики по догляду становлять 2 град/год.

3. **Core 3000** – тактичні швидкісні гіроскопи. Ці датчики є ідеальними чутливими елементами для систем стабілізації, навігації та точної вказівки. Вони характеризуються виключно низьким рівнем шумів і робастністю до вібрації та ударів. Крім того датчики мають малі масо-габаритні характеристики та модульне виконання, що дозволяє створювати з їхньої основи інерційні вимірювальні блоки. У склад датчика входить електронний

блок на основі цифрового сигнального процесора, що забезпечує стабільність і лінійність масштабного коефіцієнта та повторюваність.

4. **E Core 4000** – датчики для систем стабілізації та визначення положення просторі, що відповідають стандартам підвищеної точності. У цій серії випускаються одновісні та двовісні датчики і допускається створення тривісного вимірювального блоку. Датчики цієї серії характеризуються високою роздільною здатністю, широкою смугою пропускання, низькими шумами, стійкістю до дії вібрації, ударів, прискорень. Вони можуть успішно застосовуватися для стабілізації вимірювальних пристроїв, експлуатуються на рухомих об'єктах. В основу розробки датчиків покладено попередні досягнення серії E Core 3000, але при цьому внесено суттєві зміни до частини характеристик зміщення та масштабного коефіцієнта. Доцільною областю застосування датчиків є керування положенням платформи, стабілізоване вказівка орієнтира, стабілізація антен, оптичних систем та телекамер.

Датчики серії E Core 4000 випускаються у двох виконаннях – високої динаміки (HD) та високої якості (HP), що підтверджує універсальність цієї серії. Датчики серії E Core 4000HD здатні забезпечити оптимальну стабілізацію в умовах високодинамічного навколишнього середовища. Датчики серії E Core 4000HP є відповідними для застосувань в умовах тривалих доглядів та вимог до стабільності масштабного коефіцієнта. При цьому має значення наявність температурної компенсації та низькі шуми.

5. **E Core 5000** датчики відносяться до класу тактичних гіроскопів прийнятною точності. Датчики цієї серії вигідно вирізняються на тлі ВОГ низької вартості. Для них стабільність масштабного коефіцієнта становить 0,05%, а максимальна вимірювана швидкість - 500 град/с. Переваги цих датчиків обумовлені використанням поляризованих оптичних волокон та цифрових сигнальних процесорів. Найбільш ефективною сферою застосування датчиків цієї серії є навігація безпілотних апаратів та наземних рухомих об'єктів, а також різні комерційні додатки.

Характеристики деяких ВОГ виробництва KVH представлені в табл.

1.4.

Таблиця 1.4 – Характеристики деяких ВОГ виробництва KVH

Параметр	E Core 2000 Малі швидкості	E Core 2000 Стандарт	E Core 3000 Цифровий	E Core 3000 Аналоговий	E Core 5000
Діапазон вимірів, град/с	± 30	± 100	± 30	± 30	± 30
Поріг чутливості, град/с	0,014		0,216 град/год		-
Масштабний коефіцієнт: аналоговий, мВ/град/с цифровий, град/с/біт	66,7 0,000915	20 000305	-	-	-
Температурна чутливість Масштабного коефіцієнта	-	-	500 проміле, 1 σ		500 проміле, 1 σ
Кутовий випадковий дрейф (шум),	5	4	6	6	6

град/год/ $\sqrt{\text{Гц}}$				
Кутовий випадковий дрейф (шум), град/ $\sqrt{\text{год}}$	0,08	0,0667	0,1	0,089
Смуга пропускання, Гц				
Час готовності, с				
Інтерфейс				
Електроживлення: Напруга постійного струму потужність	Від +9 до +18 В або від 18 до 36 В, 2 Вт (аналоговий), 3 Вт (цифровий)	+5 В \pm 10% 3 Вт максимальна, 2 Вт стандарт		5 В, 3 Вт
Цифровий вихід	RS232 або RS422	RS-232	\pm 2 В	RS-232
		3,072 мГц	\pm 1 В	
Умови експлуатації				
Робоча температура	Від -40 до +75 °С	Від -40 до +75 °С		50 °С... ...85 °С
Температура зберігання	Від -50 до +85 °С	Від -50 до +85 °С		50 °С... ...85 °С
Удари	-	40g, 6-10 мс		90g, 11 мс
Випадкова вібрація	-	От 20 до 2000 Гц, 8 g СКО		20...2000 Гц, 6 g

Середній час безвідмовної роботи, год	-	55000	>55000
Масо-габаритні характеристики			
Габаритні розміри, мм	112 × 108 × 43	88,9 × 58,42 × 33,02	112 × 99 × 41
Маса, г	340	270	250

1.4 Тенденції розвитку волоконно-оптичних гіроскопів

Для зменшення розмірів та вартості інерційних вимірювальних блоків на основі ВОГ доцільно використовувати багатовісні ВОГ з одним загальним джерелом [2, 44-59]. Зокрема, може використовуватись тріад кільцевих інтерферометрів для вимірювання трьох взаємно перпендикулярних складових кутової швидкості. Зазвичай у цьому випадку використовується активоване ербієм волоконне джерело, оскільки його велика потужність може бути розподілена з найменшими шумами. Крім того, неполяризованість джерела дозволяє використовувати пучок простих пристроїв зв'язку.

Наступною тенденцією розвитку ВОГ є мультиплексування [2]. Джерело розподіляється між декількома інтерферометрами, що складаються з чутливої котушки та багатофункціональної інтегрально-оптичної мікросхеми. При цьому сигнали повертаються на окремий детектор. Мультиплексування виконується за допомогою фазової модуляції. Одним із можливих підходів до вирішення проблеми є послідовне застосування модуляції до одного інтерферометру, у той час як до інших інтерферометрів модуляція не застосовується. При другому підході решта інтерферометрів також модулюється з інтервалом $\pm \pi$ радий, що значно знижує їх чутливість.

Оскільки факторами, що обмежують масо-габаритні характеристики та

вартість, ВОГ насамперед є приймально-передавальні пристрої та дороге волокно; подальший розвиток ВОГ пов'язаний із створенням волокон з низькою вартістю, низькокогерентних джерел світла високої потужності та технологій високонадійної компонування гібридних фотонних пристроїв [1].

Компонування окремих фотонних пристроїв залежить від технології прецизійної укладки волокна. Тому поява нових технологій укладання оптичного волокна зумовило можливість інтеграції кількох фотонних пристроїв у єдиний блок. Останні досягнення в галузі інтеграції призвели до можливості створення приймально-передавальних пристроїв з масо-габаритними характеристиками $15 \times 13 \times 8$ мм. Для створення такого компактного пристрою без втрат у характеристиках була розроблена нова технологія укладання оптичного волокна з мікронною точністю.

Волоконно-оптичні гіроскопи, призначені для умов експлуатації підвищеної складності, тобто в умовах вібрації, ударів, а також широкого діапазону температур (наприклад, від -54 до $+85$ °C), як правило, вимагають підвищеної надійності та тривалого терміну експлуатації. Створення відповідних датчиків потребує використання інтерференційних волоконно-оптичних гіроскопів з високим ступенем гібридної інтеграції. Гібридна оптична інтеграція не тільки покращує характеристики точності та живучості у складних умовах експлуатації, але й значно скорочує вартість датчиків.

Висновки. Проаналізовано стан розробки сучасних волоконно-оптичних гіроскопів. Наведено характеристики датчиків виробництва ближнього та далекого зарубіжжя. Визначено сфери застосування сучасних волоконно-оптичних гіроскопів. Наведено основні тенденції розвитку датчиків досліджуваного типу.

РОЗДІЛ 2

ПРИНЦИПИ ПОБУДОВИ ОПТИЧНИХ ГІРОСКОПІВ ІЗ ЗАСТОСУВАННЯМ РІЗНИХ ТИПІВ ОПТИЧНИХ ВОЛОКОН

2.1 Передумови створення оптичних гіроскопів

Поява автономних інерціальних систем відліку (навігації) – це суттєвий крок в вирішенні задач надійності прокладання курсу в просторі для різних типів рухомих об'єктів, таких як ракети, літаки, кораблі та ін.

Гіроскоп – пристрій, який дозволяє вимірювати зміну кутів орієнтації зв'язаного з ним тіла обертання відносно інерціальної системи координат. До недавня, в ІСН рухомих об'єктів застосовувалися виключно механічні гіроскопи (МГ), принцип роботи яких оснований на утриманні осі тіла обертання (ротора) в одному заданому положенні (напрямку) інерціального простору (СК)[1].

Однак вартість механічних гіроскопів досить висока, оскільки для їх роботи потрібні висока точність виготовлення форми ротора, забезпечення мінімального тертя підшипників і т.і. Але навіть при виконанні цих вимог, МГ досить недовговічні та ненадійні прилади внаслідок зносу поверхонь тертя рухомих деталей. Тому з часом у механічних гіроскопах з'являється значна похибка вимірювання кутів, що в кінцевому випадку впливає на надійність, а значить на безпекові показники об'єктів під час руху. Для цього потрібні часті перевірки таких приладів, що потребує додаткових фінансових затрат.

Ці недоліки значною мірою усуваються за рахунок застосування оптичних гіроскопів (ОГ), які мають такі переваги в порівнянні з МГ:

- відсутність рухомих деталей (статична структура);
- стійкість до механічних прискорень;
- миттєвий запуск (не потрібен додатковий час для розкручування ротора);
- простота і надійність конструкції;

- значно більша чутливість;
- висока лінійність характеристик;
- низька потужність споживання.

Сучасні навігаційних гіроскопи характеризуються таким параметром як клас точності, який пов'язаний з дрейфом нуля та швидкостями обертання (табл. 2.1.) [2].

Таблиця 2.1 – Точнісні характеристики гіроскопів

Клас точності	Дрейф нуля, град/год	Швидкості обертання, об/хв
Інерційні	<0.01	<10
Тактичні	0.1–10	10–100
Швидкісні	10–100	>100

Чутливість сучасних навігаційних лазерних гіроскопів знаходиться на рівні 0,01-0,001 град·год⁻¹.

Крім того, відомі унікальні лабораторні зразки лазерних гіроскопів підвищеної чутливості (10^{-5} град·год⁻¹) [3,4], які використовуються для вирішення фундаментальних задач, в тому числі для вимірювання нерівномірності обертання Землі, пов'язаної з впливом Місяця та інших небесних тіл, а також з впливом зсувів тектонічних мас земної кори.

Принцип дії більшості оптичних гіроскопів оснований на ефекті Саньяка (Sagnac) або інтерферометрі Саньяка. В залежності від конструкції замкнутого оптичного контуру (інтерферометра) серед ОГ розрізняють:

- кільцевий лазерний гіроскоп (КЛГ);
- волоконно-оптичний гіроскоп (ВОГ) ;
- ВОГ з кільцевим пасивним резонатором (РВОГ).

Спочатку при розробці ВОГ стримуючим фактором була недосконалість компонентної бази ВОГ, перш за все ОВ. Згодом з удосконаленням технологій виготовлення ОВ вирішальне значення стали мати параметри джерел світла, фотоприймачів, дільників світла, а також

способи обробки інформаційних сигналів. Зараз причини виникаючих помилок та паразитних сигналів у роботі ВОГ вивчені досить добре. Актуальною задачею є пошук методів компенсації усунення паразитних сигналів, які не пов'язані з обертанням, що призведе до підвищення точності і стабільності показань ВОГ.

СЛД – джерело випромінювання з високою спектральною інтенсивністю і малою довжиною когерентності (10 – 20 мкм), здатне мінімізувати вплив зворотних відбиттів і розсіювання як на джерело випромінювання, так і на вихідний сигнал [5,6]. СВДАВ, в свою чергу, характеризуються великою шириною спектра і значною інтенсивністю випромінювання [7, 8, 6].

2.2 Ефект Саньяка

У 1913 р французький фізик М. Саньяк (Sagnac), проводячи досліди з виявлення захоплення "ефіру", відкрив "вихровий оптичний ефект", який дозволив оптичними методами вимірювати швидкість обертання.

В основі досліджу М. Саньяка є використання оптичного інтерферометра. Принцип дії інтерферометра полягає в наступному: пучок електромагнітного (ЕМ) випромінювання розділяється в об'ємі інтерферометра за допомогою того чи іншого пристрою на два або більше когерентних пучків. Кожен з цих пучків проходить різні оптичні шляхи і направляється на екран, створюючи на ньому інтерференційну картину, по якій можна встановити різницю фаз інтерферуючих пучків. Експерименти М. Саньяка показали, що при обертанні інтерферометра зсувається інтерференційна картина, причому зсув є пропорційним швидкості обертання. Розглянемо поширення двох світлових пучків в плоскому замкнутому контурі круглої форми радіуса R (рис. 2.1)

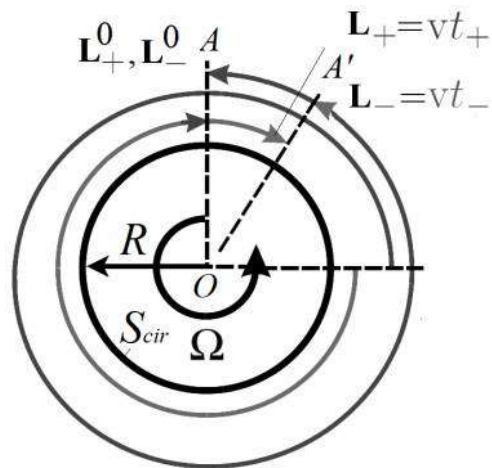


Рисунок 2.1 – Вплив швидкості обертання інтерферометра на час обходу світлових пучків в дослідах М.Саньяка

Площина контуру перпендикулярна осі обертання, яка проходить через центр кола O . В нерухомому інтерферометрі час обходу t_0 по контуру буде однаковим для обох пучків:

$$t_0 = \frac{L_0}{c} = \frac{2\pi R}{c}, \quad (2.1)$$

де c – швидкість світла.

При обертанні інтерферометра за час обходу контуру, точка A переміститься в точку A' , через що умови поширення для зустрічних пучків стануть неоднаковими. Оптичний шлях, який проходить пучок, що поширюється в напрямку обертання:

$$L_+ = 2\pi R + \Omega R t_0, \quad (2.2)$$

а шлях, який проходить пучок в протилежному обертанню напрямку становитиме тепер:

$$L_- = 2\pi R - \Omega R t_0, \quad (2.3)$$

де Ω – кутова швидкість обертання.

Підставляючи значення t_0 і враховуючи, що швидкість поширення пучків ЕМХ відповідно до теорії Ейнштейна дорівнює c для будь-якої інерціальної системи відліку незалежно від швидкості її руху, час обходу контуру буде:

$$t_{\pm} = \frac{L_{\pm}}{c} = t_0 \pm \frac{2\pi R^2}{c^2} \Omega. \quad (2.4)$$

Тобто різниця часу обходу зустрічних пучків:

$$\Delta t = \frac{4\pi R^2}{c^2} \Omega, \quad (2.5)$$

є пропорційною швидкості обертання Ω .

З урахуванням різниці часу обходу контуру зустрічними пучками можна отримати різницю оптичних довжин шляхів при поширенні світлових пучків в протилежних напрямках:

$$\Delta L = c\Delta t = \frac{4\pi R^2}{c} \Omega. \quad (2.6)$$

Наявність різниці оптичних шляхів при поширенні світлових пучків в протилежних напрямках і призводить до зсуву інтерференційної картини. Слід зазначити, що вираз для ΔL отримано для спостерігача, який знаходиться в нерухомій системі відліку. У загальному випадку фізичну картину необхідно розглядати з точки зору загальної теорії відносності. Відповідно до цієї теорії, годинник, який обертається на поворотній платформі, не синхронний з годинником, який знаходиться в інерціальній системі відліку. Ця різниця

зумовлює різний час обходу замкнутого контуру зустрічними світловими пучками. Для ЕМХ визначається її частота f ($\lambda=c/f$ – довжина хвилі) та період T , тобто час, необхідний для зміни фази на 2π , які пов'язані між собою як $T=1/f$.

Відповідно зміна фази (зсув фази) $\Delta\phi$ за час Δt складе:

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\Delta t}{T} = 2\pi f \Delta t = \omega \Delta t, \quad (2.7)$$

де ω – циклічна або кутова частота.

Після підстановки Δt в (2.7) зсув фази матиме такий вигляд:

$$\Delta\phi = \frac{8\pi^2 R^2 f}{c^2} \Omega = \frac{4\omega S_{cir}}{c^2} \Omega = \frac{4k S_{cir}}{c} \Omega = \frac{8\pi S_{cir}}{\lambda c} \Omega, \quad (2.8)$$

де $S_{cir} = \pi R^2$ – площа інтерферометра круглої форми радіуса R , $k=2\pi/\lambda$ – хвильове число. Форма співвідношень (2.8) є узагальненням аналітичного опису ефекту Саньяка, яка не залежить від форми оптичного шляху, положення центра обертання й коефіцієнта заломлення. Використання багатовиткової котушки дозволяє збільшити ефект Саньяка пропорційно довжині оптичного волокна (кількості витків в котушці), практично не змінюючи габаритів приладу. Так, різницю фаз зустрічних хвиль $\Delta\phi$ у багатовитковому контурі можна визначити за допомогою ще кількох еквівалентних формул:

$$\Delta\phi = \Phi_s = \frac{8\pi N_s}{\lambda c} \Omega, \quad (2.9)$$

$$\Delta\phi = \frac{8\pi^2 R^2 N_s}{\lambda c} \Omega, \quad (2.10)$$

$$\Delta\phi = \frac{2L^2}{\lambda c N} \Omega, \quad (2.11)$$

де $s = \pi R^2$ – площа одного витка, N – число витків, R – радіус витка, $L = 2\pi RN$ – загальна довжина багатовиткової котушки.

Габарити такого гіроскопа визначаються головним чином діаметром котушки ($2R$) і її висотою. Остання в свою чергу залежить від довжини оптичного волокна та діаметра його зовнішньої оболонки (~ 200 мкм), від числа витків і шарів під час намотування і, як правило, істотно менше діаметра.

Порівняння виразів (2.2) і (2.11) показує, що в одновитковому контурі ($N = 1$) чутливість зростає як квадрат загальної довжини ОВ, а в багатовитковому – пропорційно загальній довжині. Таким чином, максимальна чутливість при заданій довжині ОВ буде тільки при використанні одновиткового контуру.

Оптичний гіроскоп виник як альтернатива МГ. До числа факторів, що сприяють розвитку оптичного гіроскопа, можна віднести прагнення зменшити об'єм і масу приладів, знизити загальну вартість навігаційних систем, а також скоротити час їх підготовки до роботи (як у випадку МГ потрібен час для розкручування ротора).

2.3 Волоконно-оптичний гіроскоп на основі кільцевих інтерферометрів

Цей підрозділ присвячений дослідженню найбільш поширеного, доведеного до серійного виробництва нерезонансного волоконно-оптичного гіроскопа (ВОГ) на основі волоконного кільцевого інтерферометра Саньяка на оптичних волокнах по схемі мінімальної конфігурації.

2.3.1. Нерезонансний кільцевий волоконно-оптичний гіроскоп

В основі роботи інтерференційних нерезонансних схем ВОГ лежить традиційна схема волоконного кільцевого інтерферометра (ВКІ) Саньяка, в якій проводиться вимірювання різниці фаз зустрічних хвиль, які обійшли контур.

Волоконно-оптичні гіроскопи на відміну від КЛГ, вимірюють кутову швидкість, а не її збільшення. Схема ВКІ у вигляді суцільної ОВ конструкції зображена на (рис. 2.2,б) [6].

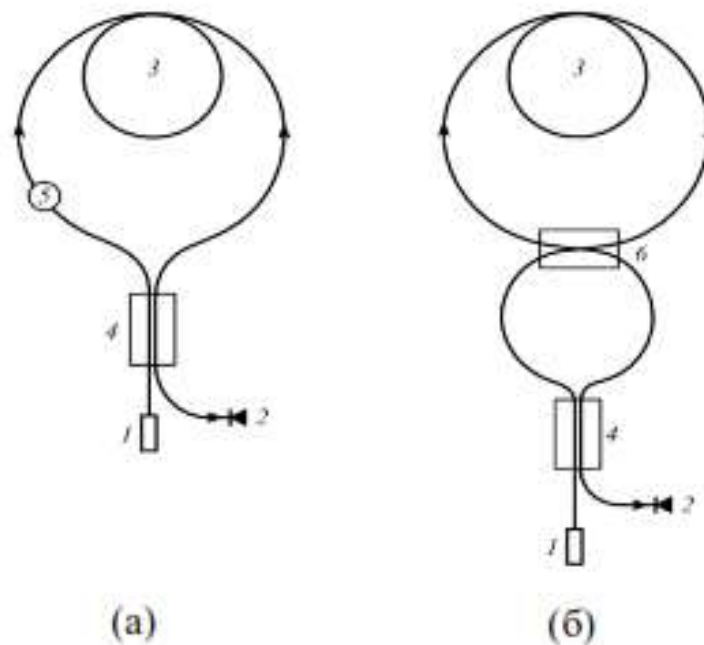


Рисунок 2.2 – Кільцевий нерезонансний (а) та кільцевий резонансний (б) інтерферометр Саньяка у вигляді суцільної ОВ конструкції: (1 – джерело випромінювання, 2 – фотоприймач, 3 – багатовитковий ОВ контур; 4 – ОВ поділювач світла, 5 – фазовий модулятор; 6 – ОВ відбивач світла).

Специфіка роботи ВОГ висуває такі вимоги до його складових [2]:

- забезпечення точної відповідності довжини хвилі випромінювання номінальній довжині хвилі світловода, для досягнення мінімальних втрат;
- забезпечення високої ефективності введення випромінювання в світловод;

- забезпечення високого рівня вихідної потужності випромінювача;
- робота джерела випромінювання у безперервному режимі без охолодження.

В якості джерела випромінювання ВОГ (1), зазвичай, використовують напівпровідникові лазерні діоди, світлодіоди і напівпровідникові широкосмугові суперлюмінесцентні діоди. Газові лазери застосовуються вкрай рідко і цей факт дозволяє суттєво здешевити виробництво ВОГ (на відміну від КЛГ, де використовуються газові лазери). Сигнал з виходу ВКІ надходить на фотоприймач, електричний струм якого пропорційний числу квантів падаючого на нього випромінювання, тобто інтенсивності випромінювання, і тому є квадратичним детектором оптичного поля. При виконанні умови інтерференції фотострум на виході інтерферометра в найпростішому випадку записується у вигляді [6]:

$$i \cong \left[E^+ \exp \left\{ i \left(\omega t + \frac{\Phi_s}{2} \right) \right\} + E^- \exp \left\{ i \left(\omega t - \frac{\Phi_s}{2} \right) \right\} \right]^2, \quad (2.12)$$

$$i = |E^+|^2 + |E^-|^2 + |E^+| |E^-| \cos \Phi_s = 2I(1 + \cos \Phi_s), \quad (2.13)$$

де $\omega = 2\pi f$, f – оптична частота; E^+ , E^- – вектори електричних полів зустрічних хвиль на виході інтерферометра; $I = |E^+|^2 + |E^-|^2$; Φ_s – різниця фаз зустрічних хвиль, пов'язана зі швидкістю обертання, довжиною ОВ і числом витків ОВ контуру.

При виборі фотодетектора для ВОГ необхідно забезпечувати максимальну інтегральну чутливість в необхідному діапазоні спектра випромінювання, мінімальну еквівалентну потужність шумів і мінімальний темновий струм. ОВ контур (3) в залежності від призначення гіроскопа є багатовитковою котушкою з довжиною ОВ від сотень метрів до кількох

кілометрів. Довжина контуру ОВ визначається виходячи з показників точності ВОГ (величина фазового зсуву пропорційна довжині ОВ), однак при збільшенні довжини контуру на роботу ВОГ значною мірою впливають загасання і дефекти в ОВ. Збільшення довжини ОВ контуру в тому випадку, коли це не супроводжується втратами, призводить до зростання добротності і відповідно до зменшення ширини смуги резонатора ($\Delta\omega_s \sim 1/L$), що може підвищити точність при визначенні різниці резонансних частот або різниці фаз зустрічних хвиль в області резонансу. Зусилля по створенню ВКІ на багатомодових світловодах [11], а також на нерегулярних світловодах, у яких одномодові ділянки випадковим чином чергуються з багатомодовими ділянками [12] не дали бажаних результатів, тому що навіть незначне відхилення від одномодового режиму призводить до появи на виході ВКІ додаткової нестабільної різниці фаз зустрічних хвиль. Тому зараз для ВОГ використовується тільки одномодове ізотропне або анізотропне ОВ. В останньому випадку має місце значна різниця показників заломлення по ортогональним осям. Між двома поляризованими модами відбувається обмін енергією, характеристики якої змінюються під дією зовнішніх факторів, тому світло в ОВ зазвичай отримує кругову поляризацію з нестійкими параметрами. Все це призводить до дрейфу вихідного сигналу. Для зменшення дрейфу, викликаного перехресним поляризаційним зв'язком застосовуються ОВ, здатні зберігати стан поляризації. Всі ці причини ведуть до застосування в ВОГ мікроструктурованих або фотонних кристалічних ОВ (ФКВ). Мікроструктуровані ОВ мають складну структуру зовнішньої оболонки з властивостями фотонного кристала (ФК) [13], що дозволяє керувати в широких межах такими характеристиками, як подвійне заломлення променя (Birefringence), дисперсія, площа поля моди і т.д. Можливості мікроструктурованих ОВ дозволяють отримати ідеальне компромісне поєднання параметрів особливо у випадку малогабаритних або бюджетних

ВОГ. Однак основним недоліком фотонних кристалічних ОВ поки що залишається високий рівень втрат потужності – близько 50 дБ/км [13].

2.3.2 Забезпечення максимальної чутливості в нерезонансних ВОГ

Сигнал, який реєструється на виході інтерферометра, згідно (2.5) пропорційний косинусу різниці фаз, тому схема на (рис. 2.2,а) при швидкостях обертання, для яких фаза Саньяка Φ_S знаходиться поблизу 0 або π (рис. 2.3), є малочутливою до обертання і нечутливою до напрямку (знаку) обертання.

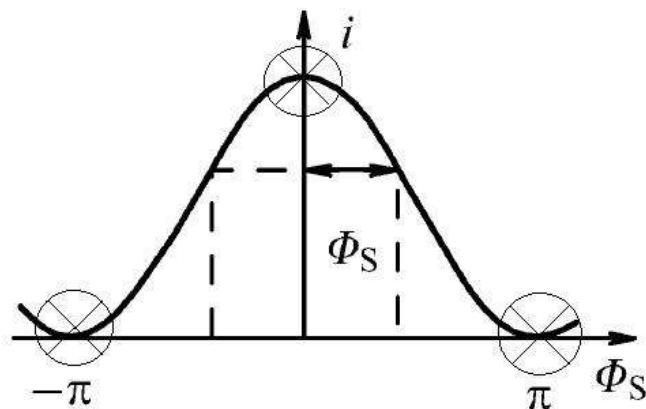


Рисунок 2.3 – Залежність інтерференційного сигналу від різниці фаз зустрічних хвиль

Тому однією з проблем, яка виникла при розробці ВОГ була проблема реалізації постійного коефіцієнта пропорційності між кутовою швидкістю обертання і вихідним сигналом в широкому діапазоні кутових швидкостей.

Так, згідно (2.5), ВОГ не виявляє малих поворотів, оскільки вхідний інтерференційний сигнал змінюється як $\cos\Phi_S$. Для підвищення чутливості гіроскопа пропонуються різні методи: зміщення різниці фаз, фазової модуляції та світлового гетеродинування.

Очевидним кроком підвищення чутливості ВОГ, в тому числі при малих швидкостях обертання, є зміщення робочої точки на більш круту ділянку функційної залежності інтерференційного сигналу від різниці фаз зустрічних хвиль (рис. 2.3). Існують такі підходи щодо зміщення робочої точки:

- за рахунок внесення додаткової невзаємної фази;
- за допомогою невзаємного фазового елемента, який діє на підставі ефекту Фарадея [14].

Для вимірювання різниці фаз зустрічних хвиль при малих кутових швидкостях було використано розщеплення частот зустрічних хвиль [15] за допомогою дискретних або оптоволоконних [16] акустооптичних модуляторів і вимірювання фази інтерференційного сигналу на різницевої частоті із застосуванням синхронного детектування.

Також були запропоновані інші способи зміщення робочої точки ВКІ:

- за рахунок використання нелінійного оптичного ефекту Керра при розпізнаванні інтенсивностей зустрічних хвиль [17];
- за рахунок застосування на вході ВКІ спеціального 3x3 дільника для створення початкової різниці фаз зустрічних хвиль [18];
- за рахунок неузгодженості фронтів зустрічних хвиль [17];
- за рахунок поляризаційної невзаємності при розвороті осей лінійної анізотропії одномодового ОВ контуру на вході ВКІ при наявності циркулярної компоненти поляризації випромінювання [4];
- за рахунок втрат у вхідному світлодіоді [19].

Однак всі ці методи не знайшли практичного застосування.

Серед запропонованих методів щодо отримання максимальної чутливості при швидкостях обертання близьких нулю, найбільш ефективним виявився метод несиметричної фазової модуляції, реалізований на одному з кінців ОВ котушки [20, 4]. Це призводить до невзаємного зсуву фази між двома хвилями, які поширюються по ОВ контуру в протилежних напрямках на величину $\pi/2$. Вперше ця ідея була запропонована Д. Мак

Долином для кільцевого інтерферометра на дискретних елементах [21] в 1965 р. У ВКІ модуляція фази здійснюється за допомогою п'єзокерамічного або інтегрально-оптичного модулятора. П'єзокерамічний модулятор складається з п'єзокерамічного циліндра, на який намотується невелика кількість витків ОВ. Під впливом електричної напруги, прикладеної до п'єзокерамічного циліндра, змінюється довжина ОВ і, таким чином, сама фаза.

У інтегрально-оптичному модуляторі використовується залежність показника заломлення кристалічного матеріалу планарного оптичного хвилеводу (LiNbO_3) від прикладеної змінної напруги.

Фазова модуляція (ФМ) здійснюється як синусоїдальними сигналами (рис. 2.2,б), так і сигналами прямокутної форми (рис. 2.4).

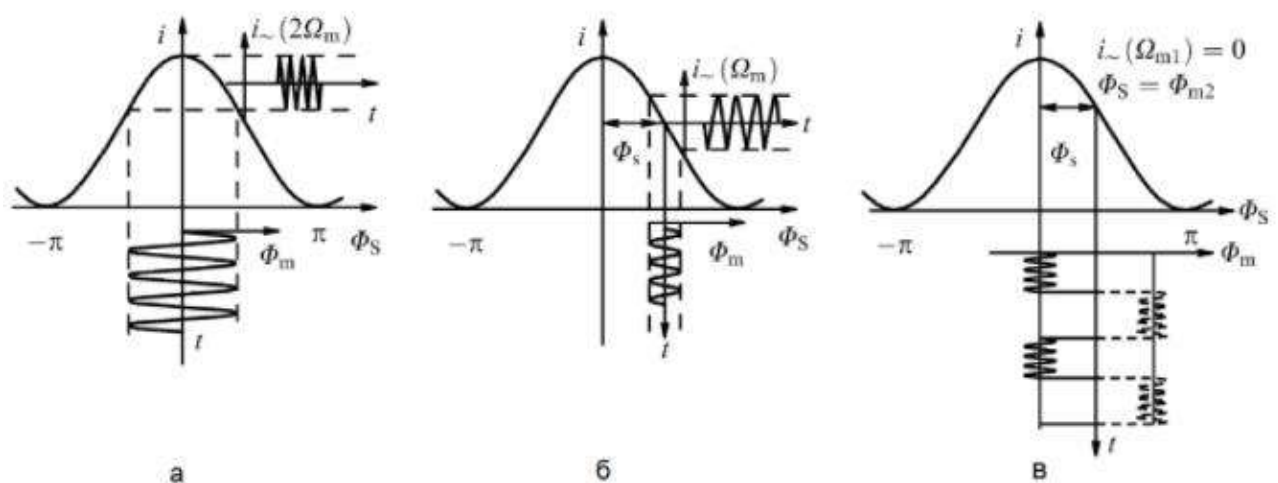


Рисунок 2.4 – Фазова модуляція: синусоїдальними сигналами (а,б) та сигналами прямокутної форми (в)

У п'єзокерамічному модуляторі відносний зсув фази між двома хвилями, які поширюються по ОВ контуру в протилежних напрямках здійснюється шляхом розтягування ОВ, яке намотане на п'єзокерамічний циліндр при подаванні на нього напруги. Оскільки ФМ має однакову дію на хвилі, які рухаються в протилежних напрямках, то невзаємний зсув здійснюється завдяки несиметричному розташуванню фазового модулятора в контурі. При несиметричному розташуванні модулятора в ОВ контурі одна

хвиля проходить модулятор на вході контуру, інша – на його виході, тобто через час $\eta = nL/c$ (де n – показник заломлення осердя ОВ), необхідний для проходження всієї довжини ОВ контура L . Це призводить до того, що фаза модуляції однієї хвилі відрізняється від фази модуляції зустрічної хвилі на величину $\Omega_m \tau$, де Ω_m – кругова частота модуляції. В цьому випадку інтерференційний сигнал можна записати у вигляді[6]:

$$i = I \left[1 + \cos(\Phi_s + \Phi_m \cos \Omega_m t - \Phi_m \cos(\Omega_m t + \Omega_m \tau)) \right], \quad (2.14)$$

$$i = I \left[1 + \cos\left(\Phi_s + 2\Phi_m \sin\left(\frac{\Omega_m \tau}{2}\right) \sin\left(\Omega_m t + \frac{\Omega_m \tau}{2}\right)\right) \right], \quad (2.15)$$

де I – інтенсивність джерела світла, Φ_s – фаза Саньяка.

Розкладаючи (2.15) на гармоніки частоти модуляції за допомогою функцій Беселя, отримаємо вираз для фотоструму:

$$i = 2I \left[1 + J_0\left(2\Phi_m \sin\left(\frac{\Omega_m \tau}{2}\right)\right) \cos \Phi_s + 4IJ_1\left(2\Phi_m \sin\left(\frac{\Omega_m \tau}{2}\right)\right) \sin \Phi_s \cos \left[\Omega_m \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \right] + \right. \\ \left. + 4IJ_2\left(2\Phi_m \sin\left(\frac{\Omega_m \tau}{2}\right)\right) \cos \Phi_s \cos \left[2\Omega_m \left(t - \frac{\tau}{2} \right) \right] + \dots \right] \quad (2.16)$$

де J_0, J_1, J_2 – Функції Беселя першого роду відповідного порядку.

Фотострум i є сумою гармонік, амплітуди яких залежать від інтенсивності зустрічних хвиль I від значень функцій Беселя, аргумент яких визначається величиною $2\Phi_m \sin(\Omega_m \tau/2)$. Таким чином, амплітуда фотоструму залежить від Φ_m , частоти фазової модуляції Ω_m , від часу τ , що визначає

момент запізнювання модуляції однієї хвилі по відношенню до зустрічної. При відсутності обертання $\Phi_s = 0$ в вихідному фотострумі присутні тільки парні гармоніки частоти модуляції (рис. 2.4). При обертанні або за будь-якої іншої невзаємної різниці фаз з'являються також непарні гармоніки частоти модуляції (рис. 2.4). При вимірюванні швидкості обертання, зазвичай, використовують першу гармоніку частоти модуляції, амплітуда якої згідно (2.12) залежить від значення функції Беселя першого порядку і від значення $\sin\Phi_s$ і, отже, змінює свій знак при зміні напрямку обертання. Ця залежність при різних швидкостях обертання показана (рис. 2.5). З рис. 2.5 видно, що амплітуда першої гармоніки частоти модуляції має максимум, що відповідає максимуму функції Беселя першого порядку, тобто $\Phi_T=1.85$ рад. Це значення амплітуди модуляції, зазвичай, вибирається в якості робочої.

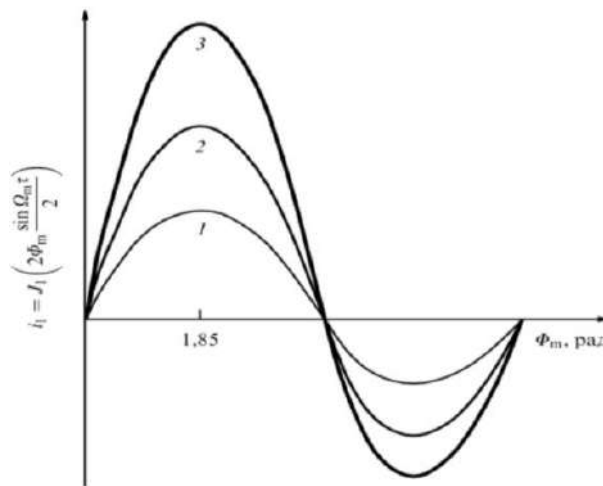


Рисунок 2.5 – Залежність амплітуди першої гармоніки і інтерференційного сигналу від амплітуди фазової модуляції

Зараз метод несиметричної фазової модуляції використовується в більшості ВОГ, але ціна фазового інтегрального модулятора надто висока, тому можливим підвищенням точності ВОГ, є збільшення довжини оптичного волокна при зменшенні діаметра котушки [4,22].

2.3.3 Резонансний кільцевий волоконно-оптичний гіроскоп

Незважаючи на те, що РВОГ широко вивчався протягом останніх 30 років, дві ключові проблеми - дрейф, викликаний ефектом Керра (Kerr) і нестабільність поляризації, зумовлена зміною температури залишаються актуальними і потребують вирішення [1], і тому заважають РВОГ стати комерційно привабливим конкурентом ВОГ. Основна ідея резонатора волоконно-оптичного гіроскопа (РВОГ) – це вимірювання за допомогою зовнішнього лазера власних частот двох зустрічно розповсюджуваних мод в порожнині ОВ кільця, де різниця власних частот мод є величина, пропорційна кутовій швидкості обертання ОВ кільця (ефект Саньяка). На відміну від ВОГ інтерферометричного типу, де для досягнення необхідної чутливості для потреб інерційної навігації потрібна чутлива котушка довжиною ОВ в кілька сотень метрів, в РВОГ достатньо невеликої довжини ОВ від кількох десятків см до кількох метрів. У резонансних схемах використовується пасивний багатопрохідний волоконний кільцевий резонатор (рис. 2.2,б), в якому за умови обертання вимірюється зсув резонансних частот зустрічних хвиль або їх різниця фаз в області резонансу [23]. Слід зазначити, що зсув резонансних частот, пов'язаний з ефектом Саньяка, $\Delta\omega_s$ не залежить від довжини багатовиткового резонансного контура, а залежить тільки від його радіуса, оскільки:

$$\Delta\omega_s = \Phi_s c/L, \quad (2.17)$$

а Φ_s , пропорційна довжині і радіусу контуру.

Різниця частот Δf між двома модами, що розповсюджуються на зустріч одна одній в резонаторі РВОГ визначається як [24]:

$$\Delta f = \frac{4A}{\lambda L} \theta, \quad (2.18)$$

де A – площа об'ємного резонатора, L – його оптичний периметр, λ – довжина світлової хвилі і θ – швидкість обертання. Зауважимо, що масштабний коефіцієнт прямо пропорційний співвідношенню A/L , і, отже, не може бути збільшений (помноженим) шляхом збільшення кількості витків в ОВ резонаторі, на відміну від того, як це робиться в I-FOG [24]. Таким чином, для простоти можна замінити A/L на $D/4$, де D – діаметр еквівалентного круглого об'ємного резонатора. Для вимірювання обертання із залученням фотонів N_{ph} мінімальна вимірювана швидкість обертання θ_{min} становить:

$$\theta_{min} = \frac{\lambda L}{4A} \delta f_{min} = \frac{\lambda}{D} \frac{\Gamma}{\sqrt{\alpha N_{ph}}}, \quad (2.19)$$

де δf_{min} – мінімальне вимірюване значення різниці частот Δf , Γ – ширина резонансних ліній об'ємного резонатора (cavity resonance line width); $\alpha = (I_{max} - I_{min}) / I_{max}$ – контраст (contrast) об'ємного резонатора, який знаходиться в межах між значеннями 0 і 1; (I_{max} і I_{min} – відповідно максимальна та мінімальна інтенсивності для розглянутого резонансу пропускання або відбиття), N_{ph} – кількість фотонів.

Кількість фотонів, які приймають участь у вимірюваннях, пов'язані з виявленою оптичною потужністю P_{det} і часом вимірювання T як:

$$N_{ph} = P_{det} T / (hc/\lambda).$$

Тому вираз для випадкового кутового обертання (ARW angular random walk) матиме вигляд [24]:

$$ARW = \theta_{min} \sqrt{T} = \frac{\Gamma}{D} \sqrt{\frac{hc\lambda}{\alpha P_{det}}}. \quad (2.20)$$

Як видно з (2.20), кутове випадкове обертання можна мінімізувати за рахунок збільшення контрасту та зменшення ширини резонансних ліній об'ємного резонатора. Можна ввести коефіцієнт якості (FOM – Figure of Merit) резонатора на межі дробового шуму наступним чином [24]:

$$FOM_{SNL} = \frac{\sqrt{\alpha}}{\Gamma}. \quad (2.21)$$

Використання ОВ на основі фотонних кристалів з фотонною забороненою зоною і серцевиною з повітря (НС–Hollow Core) дозволить зменшити [25]:

- 1.) індукований дрейф Керра [2];
- 2.) температурну нестабільність поляризації [26].

Таким чином, ОВ на основі фотонних кристалів з фотонною забороненою зоною і повітряною серцевиною (ФКВ–ПС) забезпечують новий підхід щодо подолання проблем, які існують у аналогічних РВОГ, де використовуються ОВ з твердою серцевиною, що дозволить зробити РВОГ комерційно привабливим.

Експериментальний зразок РВОГ з відкритим контуром, в якому застосоване ФКВ–ПС з повітряною серцевиною показаний на (рис. 2.6) [25].

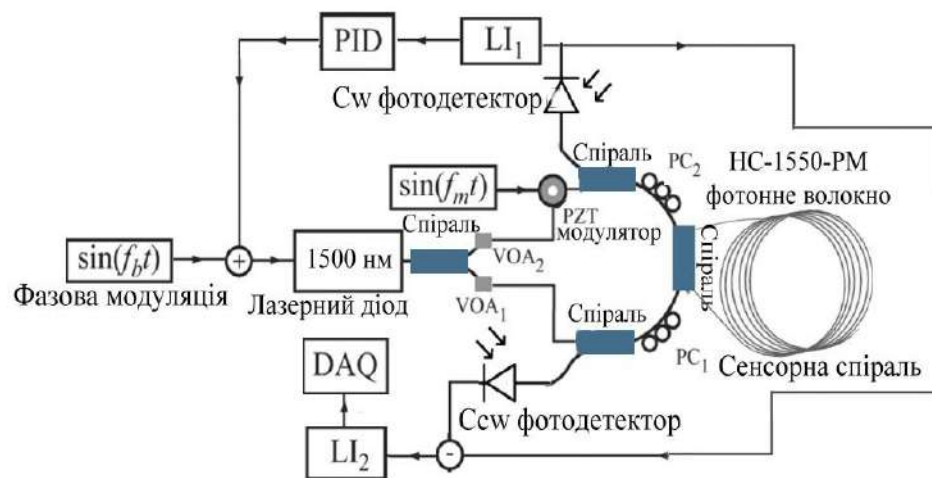


Рисунок 2.6 – Конфігурація РВОГ з повітряною серцевиною

Такий РВОГ працює подібно до інших РВОГ з відкритим контуром і звичайним ОВ. Зокрема, схеми модуляції та блокування, використані тут, були адаптовані з [27]. Чутлива котушка складалася з 20 м фотонно-кристалічного волокна (ФЗВ) (НС-1550-РМ-01 від NKT Photonics), намотаного на циліндричний каркас діаметром 7,6 см. Для формування кільцевого резонатора котушка з'єднана за допомогою волоконного відгалужувача з коефіцієнтом зв'язку 10% потужності. Котушка ФКВ з'єднана двома гнучким провідниками. Кільце зондувалось 1550-нм лазером з повною шириною випромінювання 2,2 кГц (FWHM – full-width-at-half-maximum). Лазер модульований синусоїдальним сигналом частотою 20 кГц, а вихід одного детектора на (рис. 2.6) детектор в напрямку проти годинникової стрілки (сcw) демодульований блокуючим підсилювачем L_1 (рис. 2.6) для формування сигналу про помилку [27]. Цей сигнал обробляється пропорційно-інтегральним контролером, який застосовує зворотний зв'язок з лазером, щоб утримувати сcw режим зафіксований на резонансі. Другий блокуючий підсилювач L_2 (рис. 2.6) використовується для формування сигналу обертання, який демодулює різницю між сигналами сw та сcw. Поляризаційні контролери (PC_1 і PC_2) використовуються для того, щоб сигнали сw та сcw в котушці мали однакову поляризацію, а змінні оптичні аттенюатори (VOA_1 і VOA_2) використовуються для забезпечення однакової потужності. Котушка розміщена в термоізованому контейнері, а оптична частина РВОГ встановлена на моторизованій обертальній платформі, розташованій за межами контейнера. Сигнал обертання реєструвався цифровою системою збору даних. Для калібрування РВОГ обертався з завідома відомою швидкістю. Застосування ОВ типу ФКВ–ПС, на жаль, також породжує проблеми. Насамперед, слід зазначити, що поки що не створений відгалужувач для ФКВ–ПС, тому резонансний контур в РВОГ з ФКВ–ПС повинен бути реалізований якимось іншим способом. Це з'єднання повинно мати низькі втрати та надзвичайно низьке зворотне відбиття [13].

Крім того, сучасні комерційні ОВ типу ФКВ–ПС мають більші втрати та зворотне розсіювання, ніж звичайні ОВ, що у випадку РВОГ небажано.

2.4 Фотонні кристалічні оптичні волокна

Фотонні кристалічні оптичні волокна, це новий клас оптичних волокон, поперечний переріз яких є постійним по всій довжині оптоволоконним двовимірним фотонним кристалом (ФК), який реалізує фотонні заборонені зони (ФЗЗ) з точковим дефектом, розташованим переважно в центрі симетрії ОВ. Фотонні кристали – це штучно створена періодична діелектрична макроструктура, що моделює, в деякому сенсі, реальний кристал, і при наявності дефектів структури може мати фотонну заборонену зону, що перешкоджає поширенню світлової ЕМ хвилі в певному діапазоні частот [28]. Ідея створення структур на основі ФК була запропонована Е. Yablonovitch і S. John в 1987 році [26]. Можна виокремити одновимірний, двовимірний та тривимірний ФК. Відповідно у таких ФК можуть бути сформовані точковий, лінійний і просторовий дефекти структури [29]. Для створення ОВ використовуються двовимірні ФК. Власне двовимірним ФК називають площину перетину хвилевідної структури, перпендикулярну осям стержнів. Виробництво ОВ проводиться за технологічною схемою "складай і тягни" в два етапи. Перший етап – це виготовлення преформи (стрижня з матеріалу високої чистоти). Преформа має точно такий же хімічний склад і поперечний переріз профілю коефіцієнта заломлення, що і ОВ, але його діаметр суттєво більший і становить кілька сантиметрів. Завдяки таким великим розмірам можна точно контролювати форму профілю коефіцієнта заломлення.

Коефіцієнт заломлення сердцевини можна підвищити завдяки легуванню германієм і відповідно знизити його за допомогою легування фтором. Рівень легування щодо чистого кварцового скла невеликий і становить 10^{-3} .

Преформи виготовляють за допомогою таких методів [30]:

- модифікованого хімічного осадження з газової фази ;
- осьового осадження з газової фази ;
- зовнішнього осадження з газової фази.

Завершальний етап у виробництві ОВ – це витягування з стрижня безпосередньо оптичного волокна, яке є точною копією стрижня. Діаметр оптичного волокна становить приблизно 125 мкм. Також під час витягування для забезпечення механічного захисту волокно покривається полімером. Діаметр волокна з покриттям становить 250 мкм [31]. Виробництво фотонних кристалічних волокон проводиться аналогічно звичайним ОВ за схемою "складай і тягни", але з деякими відмінностями. Преформа серцевини обкладається кількома шарами пустотілих круглих або шестигранних скляних трубок - заготовок. Потім отримана преформа нагрівається і піддається двох- або трьохетапному витягуванню (як і звичайне ОВ) до прийнятних розмірів оболонки (діаметром 125-400 мкм). У таких структурах центральний стержень створює лінійний дефект, в результаті чого промінь світла на резонансній частоті поширюється саме вздовж нього. Принципово важливо, що вздовжні моди коливань придушуються двовимірними ФК і поширюватися може тільки певна поперечна мода.

Хвилевідний ефект у ОВ з ФК виникає не завдяки повному внутрішньому відбиттю світла як у звичайних ОВ, а внаслідок дифракції світла.

Існує два основних типи фотонних кристалічних ОВ (рис. 2.7):

- з повним внутрішнім відбиттям (ФКВ-ПВВ).
- з фотонною забороненою зоною (ФКВ-ФЗЗ).

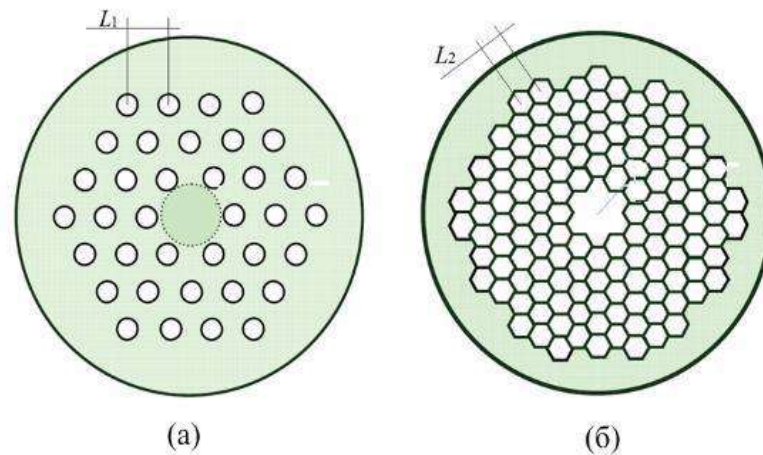


Рисунок 2.7 – Приклади поперечного перерізу фотонних кристалічних оптичного волокна з повним внутрішнім відбиттям а) та з фотонною забороненою зоною б)

Розглянемо особливості кожного з цих типів ФКВ.

2.5 Переваги використання фотонних кристалічних ОВ в ВОГ

ОВ на основі фотонних кристалів з фотонною забороненою зоною і повітряною серцевиною (PBG-ФКВ або ФЗЗ–ПС) пропонують новий підхід щодо подолання проблем, які існують у I- або RFOG на основі традиційних ОВ з твердою серцевиною (типу SMF 28), що дозволить зробити ВОГ комерційно привабливим. Це насамперед:

- робота в одномодовому режимі в широкому діапазоні робочих довжин хвиль;
- здатність пропускати випромінювання великої інтенсивності;
- велика площа моди;
- оптична нелінійність;
- хвилевідна аномальна дисперсія з великою крутизною (що разом з малою нелінійністю ОВ дозволяє формувати оптичні імпульси з набагато вищою піковою потужністю понад 2 МВт, ніж у звичайних ОВ).

– низькі втрати через релеївське розсіяння.

Для ФКВ-ПВВ найменші втрати досягнуті компанією Blaze Photonics – 0,6 дБ/км (у компанії Corning – 2,6 дБ/км на довжині хвилі 1570 нм при піковому значенні 50 дБ/км на довжині хвилі 1383 нм [29, 32]). Для ФКВ-ФЗЗ найменших втрат досягнуто компанією Corning – 13 дБ/км [31], втрати становлять 0.1–0.4 дБ/м і істотно залежать від відносних розмірів і точності дотримання геометрії ФКВ. В даний час комерційні, номінально одномодові ФЗВ мають значно більші втрати при поширенні та зворотне розсіювання, ніж у звичайному ОВ. Зокрема, ОВ SMF-28 на 1550 нм має втрати близько 0.3 дБ/км, тоді як волокно HC-1550-02 має втрати 20 дБ/км, а волокно HC-1550-04 має втрати 12 дБ/км. Компенсувати хроматичну дисперсію можна, якщо довжини хвиль нульової дисперсії виникають на робочій частоті. Через високу різницю показника заломлення між кварцом (діоксидом кремнію) та повітрям в фотонних кристалах ФКВ, а також широким діапазоном змін розмірів та шарів повітряного отвору, з допомогою ФКВ можна отримати набагато ширший діапазон зміни дисперсії, ніж в стандартних ОВ. При правильному проектуванні можна створити такі ФКВ, які дають нульові довжини хвиль дисперсії на робочій довжині хвилі. ФКВ з відсутнім отвором для повітря в твердій серцевині або відсутнім кільцем, можна використовувати для отримання нульової дисперсії при різних довжинах хвиль. Отже, використовуючи різні шари, можна отримати нульову дисперсію при різних довжинах хвиль [33].

На відміну від звичайних ОВ, для ФКВ з порожніми каналами необхідно враховувати вклад нелінійних ефектів повітряних каналів і кварцу в поперечному розрізі ОВ. Вплив дії нелінійного ефекта Керра залежить від типу (конструкції) ОВ. Так, наприклад, для ОВ з 7-елементним ФЗЗ–ПС (HC-1550-02 від NKT Photonics) моделювання та експерименти показують, що коефіцієнт Керра γ_k в 250 раз менший, ніж у ОВ типу SMF-28 від Corning [2]. В 19- елементному ОВ типу ФЗЗ–ПС порівняно з 7-елементним ФЗЗ–ПС, ще більша частина потужності зосереджена в

повітряній серцевині, тому ефективна площа моди A_{eff} має більше значення, обидва ефекти ще більше зменшують γ_k .

Зрештою, якщо припустити, що всі ефекти, пов'язані з лазерним шумом, зворотним розсіянням, механічними та тепловим дрейфом і т.д. відсутні, то показники шуму (РВОГ) обмежуються дробовим шумом. Дробовий шум може бути доволі малим за рахунок збільшення потужності випромінювання зосередженого в серцевині, але це у свою чергу збільшує нелінійні ефекти всередині волокна, зокрема ефект Керра, що призводить до нестабільності. Тобто максимально досягне співвідношення сигнал/шум буде компромісом між збільшенням потужності та мінімізацією нелінійних ефектів. Застосування ОВ типу ФЗЗ–ПС, на жаль, також породжує проблеми. Насамперед, слід зазначити, що поки що не створений спрямований відгалужувач для ФЗЗ–ПС, тому резонансний контур в (РВОГ) з ФЗЗ–ПС повинен бути реалізований якимось іншим способом. Це з'єднання повинно мати низькі втрати та надзвичайно низьке зворотне відбиття [13], тому для мінімізації відбиття на границі повітря-кварц поверхні повинні оброблятися більш ретельно. Ще однією перевагою ОВ типу ФЗЗ–ПС в гіроскопах є зменшення впливу двох шкідливих теплових ефектів. Перший з них – це ефект Шупе, змінювані в часі температурні градієнти, наявні в ОВ котушці, індукують невзаємний фазовий зсув між зустрічними світловими сигналами, який також складно відрізнити від обертання [34, 35]. Помилка кутового наведення внаслідок ефекту Шупе пропорційна довжині котушки L та постійній Шупе ОВ, а саме:

$$S = \alpha + \left(\frac{1}{n_{eff}}\right) \cdot \frac{dn_{eff}}{dT}, \quad (2.22)$$

де α – коефіцієнт теплового розширення волокна; dn_{eff}/dT – температурна залежність ефективного показника мод ОВ.

У ОВ з повітряною серцевиною dn_{eff} / dT значно менше, ніж у ОВ з твердою серцевиною, і S значно менше (наприклад, у 7-елементному ОВ приблизно менше у 5 разів [35]). Оскільки котушки у RFOG, зазвичай, мають значно меншу довжину, ніж у IFOG, відповідно ефект Шупе набагато менше проявляється у RFOG [34, 36] і про нього не повідомляється як про головне джерело дрейфу. Однак воно може бути не мізерним для різних застосувань, і використання ОВ з повітряною серцевиною може мати додаткову перевагу при подальшому його зменшенні. Другий тепловий ефект полягає в тому, що змінна температура також індукує набагато більший зворотний фазовий зсув (спільний для обох зустрічних сигналів). Цей ефект зазвичай придушується системою зворотного зв'язку. Використання в RFOG ОВ типу ФЗЗ–ПС також зменшує цей ефект, що призводить до зменшення динамічного діапазону, необхідного системі зворотного зв'язку. Так само, як ефект Шупе, про цей динамічний діапазон не повідомлялося, що він є проблемою у RFOG з ОВ типу ФЗЗ–ПС. Ефект Фарадея – це невзаємне обертання поляризації світлової хвилі, викликане зовнішніми магнітними полями (наприклад, полем Землі), що призводить до дрейфу на виході ВОГ. Величина впливу цього ефекту в ОВ регулюється константою Верде V . Вимірювання показують, що V зменшується приблизно в 90 разів у ОВ з повітряною серцевиною типу НС-1550-02 порівняно з ОВ (SMF-28) [37]. Хоча ефект Фарадея не є основним джерелом дрейфу в експериментальних RFOG, його зменшення може бути корисним у майбутніх високочутливих RFOG. В даний час комерційні, номінально одномодові ФЗВ мають значно більші втрати при поширенні та зворотне розсіювання, ніж у звичайному ОВ. Зокрема, ОВ SMF-28 на 1550 нм має втрати близько 0.3 дБ/км, тоді як волокно НС-1550-02 має втрати 20 дБ/км, а волокно НС-1550-04 має втрати 12 дБ/км. У RFOG збільшені втрати при поширенні зменшують параметри резонатора, а отже, і чутливість. Зворотне розсіювання також є значним джерелом помилок вимірювання [38, 39]. Загальна потужність зворотного

розсіювання волокном пропорційна величині $S\alpha_s$, де S – коефіцієнт повторного захоплення; α_s – коефіцієнт зворотного розсіювання. В сучасних комерційних ФЗВ величина $S\alpha_s$ принаймні на порядок більша, ніж у одношовому волокні з низькими втратами.

Висновки до розділу 2

1. Оптичні гіроскопи працюють на ефекті Саньяка (Sagnac) і можуть бути реалізованими в таких варіантах:

– кільцевий лазерний гіроскоп (КЛГ), де обертання призводить до появи різниці частот генерації зустрічних хвиль;

– пасивний кільцевий волоконний оптичний гіроскоп (ВОГ) інтерферометричного типу (IFOG – Interferometric Fiber Optic Gyroscope), де обертання призводить до різниці фаз зустрічних хвиль;

– пасивний кільцевий волоконний оптичний гіроскоп з пасивним (або інтегральним) резонатором, де обертання призводить до різниці власних частот і до різниці фаз зустрічних хвиль в області резонансу (РВОГ).

2. Відповідно чутливий сенсор ВОГ може бути створений на основі: волоконного кільцевого інтерферометра (ВКІ) або волоконного кільцевого резонатора (ВКР), до складу яких входить чутлива котушка з намотаною необхідною кількістю витків оптичного волокна для досягнення необхідного рівня чутливості ВОГ.

3. Дослідження виявили існування на виході ВКІ джерел додаткових сигналів, ідентичних сигналу обертання, але не пов'язаних з самим обертанням; в результаті були встановлені такі ефекти:

а) Ефект, пов'язаний з процесами розсіювання і відбиття світла в ОВ;

б) Ефект, пов'язаний з несиметричним розташуванням відносно середини ОВ контуру анізотропних елементів або їх орієнтації, або анізотропних властивостей ОВ (поляризаційної невзаємності);

в) Ефект, пов'язаний з локально взаємними, нестационарними змінами параметрів ОВ, при їх несиметричному збудженні відносно середини ОВ контуру.

г) Невзаємні ефекти Фарадея, Френеля-Фізо, Керра (нелінійний оптичний ефект, пов'язаний з нелінійною взаємодією зустрічних хвиль) і т.д.

д). Релятивістські ефекти, викликані спеціальною (СТВ) і загальною (ЗТВ) теоріями відносності.

4. Інший шлях – використання в чутливому контурі ОВ нового типу, а саме фотонних кристалічних оптичних волокон. Наслідуючи властивості формування фотонних заборонених зон (ФЗЗ), у фотонних кристалічних оптичних волокнах з фотонною забороненою зоною і повітряним осердям всередині (НС – Hollow Core) відкривається широкий спектр нових, раніше недоступних можливостей керування деякими властивостями оптичних волокон, яких неможливо досягти в стандартних (одномодових) ОВ з твердим осердям, а саме:

– завдяки великій різниці показників заломлення між кварцом та повітрям, а також широкому діапазону варіацій розмірів та шарів повітряних отворів, можна отримати набагато ширший діапазон поведінки дисперсії, ніж в стандартних ОВ, це дає змогу:

- отримання нульової дисперсії при різних довжинах хвиль (в т.ч. на робочій довжині хвилі, в області видимого спектру, тощо);

- досягнення великої негативної дисперсії;

– сформована фотонна заборонена зона накладає умови, які перешкоджають поширенню світлових мод в певному частотному діапазоні;

– зменшується індукований дрейф Керра (Kerr) та температурна нестабільність поляризації (однією з ключових переваг ОВ типу ПС-ФЗВ для застосування в ВОГ є значне зменшення нелінійного ефекту Керра.

РОЗДІЛ 3

МЕТОДИ АНАЛІЗУ ОПТИЧНИХ ВОЛОКОН

3.1 Фізичні властивості оптичних волокон

Оптичні волокна – це довгі нитки циліндричної форми, які зазвичай виготовляються з кварцового скла аморфного однорідного ізотропного середовища, в якому можуть поширюватися поздовжні і поперечні пружні хвилі. Втім для виготовлення ОВ, крім аморфних (кварцове, фтористе скло), використовуються також кристалічні (сапфір, фторид літію (LiF)) та полімерні (поліметилметакрилат, полістирол, полікарбонат) матеріали.

ОВ складається з центрального осердя – серцевина, діаметром d_c і оболонки, які виготовлені з кварцового скла з різними значеннями коефіцієнта заломлення. Для надання захисних функцій ОВ обов'язково має захисну оболонку.

ОВ без захисної оболонки досить крихке і незручне у використанні, має великі втрати, тому що на межі скло-повітря ЕМ поле не дорівнює нулю, та й сама межа розподілу не є ідеальною циліндричною поверхнею.

Зосередження випромінювання в ОВ відбувається завдяки явищу повного внутрішнього відбиття (ПВВ) на границі середовищ ОВ з різними значеннями коефіцієнта (показника) заломлення.

Серцевина має більше значення коефіцієнта (показника) заломлення n_{core} ніж його оболонка n_{clad} ($n_{\text{core}} > n_{\text{clad}}$). Завдяки тому, що показник заломлення серцевини n_{core} має більше значення, ніж у оболонки n_{clad} , створюються умови ПВВ на границі розподілу серцевина-оболонка для пучка променів, що потрапляють в серцевині під певними кутами, які не перевищують деякого максимально допустимого кута $\theta_{0\text{max}} = \theta_{\text{max}}$.

В результаті повного внутрішнього відбиття світло, багаторазово відбиваючись від границі розподілу серцевина-оболонка, поширюється

вздовж серцевини, як хвиля по світловоду (оптичному хвилеводу - світловоду).

Для ОВ з показником заломлення оточуючого середовища n_0 , показником заломлення серцевини n_1 та показником заломлення оболонки $n_2 < n_1$, обчислюється на основі критичного кута, при якому відбувається ПВВ:

$$\theta_1 > \theta_c . \quad (3.1)$$

Кут θ_1' доповнює кут θ_1 , а саме:

$$\theta_1' = 90 - \theta_1 . \quad (3.2)$$

Закон заломлення Снелла, застосований з урахуванням (3.1), дає:

$$n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 < n_1 \sin(90 - \theta_c) , \quad (3.3)$$

тому:

$$n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin(90) = n_2 . \quad (3.4)$$

Підстановка (3.5) у (3.4) призведе до:

$$n_0 \sin \theta_0 < (n_1 - n_2) \quad (3.5)$$

або до низки таких співвідношень:

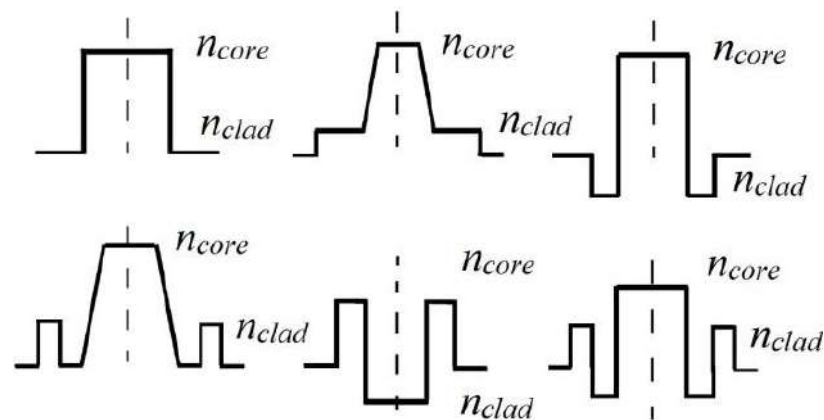
$$NA = n_0 \sin \theta_{0\max} = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = (n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2)^{1/2} , \quad (3.6)$$

де NA – числова апертура.

Промені, у яких кут падіння на торець ОВ менший ніж максимально допустимий кут θ_{\max} , тобто такі промені не виходять за межі конуса прийняття і утримуються в серцевині ОВ внаслідок ефекту ПВВ. Числова апертура є критичною характеристикою ОВ і враховує не тільки формування умовного конусу при поширенні ЕМ хвилі в ОВ, але й вплив на цей конус різних середовищ за межами оптичного волокна. Числова апертура NA є безрозмірна величина, не залежить від матеріалу за межами ОВ, а залежить від показників заломлення серцевини та оболонки ОВ.

Якщо волокно помістити в матеріал, відмінний від повітря, індекс n_0 збільшиться, але кут відсікання θ_0 зменшиться, для того щоб добуток $n_0 \sin\theta_{0\max}$ залишився незмінним. В сучасних ОВ величина числової апертури становить $NA \sim 0.13\text{--}0.17$ [1].

Характеристики ОВ залежать від поперечного профілю (перерізу) коефіцієнта (показника) заломлення, який визначає зміну коефіцієнта заломлення в поперечному перерізі ОВ. Різні форми профілю показника заломлення одномодових ОВ показані на (рис. 3.1) [31].



Рисунки 3.1 – Форми профілю показника заломлення в ОВ

Найпростіший тип профілю коефіцієнта заломлення ОВ формується у вигляді сходинок (рис. 3.1) перший малюнок, де коефіцієнт заломлення серцевини має більше значення ніж в оболонці ($n_{\text{core}} > n_{\text{clad}}$).

Форма поперечного профілю показника заломлення в залежності від вимог, які висуваються до ОВ, може мати більш складний вигляд (рис. 3.1) 2-6 малюнки.

Завдяки ретельному опису форми профілю коефіцієнта заломлення ОВ, поширення світла в ньому може бути точно описано з допомогою теорії Максвелла. Розв'язок скалярних хвильових рівнянь для ОВ з довільною формою профілю показника заломлення для різних довжин хвиль можна отримати з рівнянь Максвелла в наближенні слабкої направленості [36]. Світлова електромагнітна хвиля, як коливання, поширюється в оптичному волокні з характерними поперечними розподілами електричного поля хвилі (модами або типами коливань), яким відповідають:

- певні напрямки вектора електричного поля;
- швидкості поширення (зокрема фазова швидкість, яка обернено пропорційною показнику заломлення в ОВ);
- коефіцієнти загасання хвилі в ОВ.

Моди в ОВ визначаються на підставі розв'язання рівнянь Максвелла і існують у вигляді чотирьох типів хвиль:

- поперечних Т хвиль;
- поздовжніх електричних Е хвиль;
- поздовжніх магнітних Н хвиль;
- змішаних ЕН або НЕ хвиль.

Оптичні волокна за спектром пропускання поділяються на:

- одномодові ОВ, коли в ОВ існує тільки один тип коливань (мода);
- багатомодові ОВ (БМОВ).

Поперечні розподіли електричного поля в ОВ для основної моди (моди найнижчого порядку) мають лінійну поляризацію (LP – Linearly

Polarized) і позначаються як LP_{01} , а моди вищих порядків позначаються як LP_{mn} , де $m = 1, 2, 3, \dots$, $n = 0, 1, 2, \dots$.

3.2. Поширення ЕМ хвиль світла в фотонних кристалічних ОВ

Відомі оптичні волокна з хвилевідною областю, яка заповнена повітрям [40], рідиною [41] або склом. Фотонно-кристалічні хвилеводи також використовуються в спектроскопії і фотоніці через їх здатності перешкоджати проходженню випромінювання в необхідному діапазоні довжин хвиль.

Такі фільтри знайшли широке застосування в волоконних лазерах [42, 43] і датчиках [44, 45, 46, 47, 48]. Хвилеводна серцевина, яка утворена центром, що оточений оболонкою з фотонним розривом [49, 18]. Спектральна вибірковість фотонно-кристалічних волокон відкриває великі перспективи для їх використання в спектроскопії [50]. ФКВ мають низькі втрати при вигині, хорошу здатність до пропуску і дозволяють регулювати дисперсію [40, 51, 52, 41]. Хвилевід на основі ФКВ, який утворений гексагональною решіткою з повітряних отворів (діаметром d), що розташовані в матриці з кварцу. Відстань між центрами найближчих повітряних отворів є кроком (A). Фотонно-кристалічні волокна - це клас оптичних волокон з одного матеріалу. Вони складаються з дефекту в центральній області, який оточений правильними гексагональними ґратами повітряних отворів діаметром приблизно рівним довжині хвилі, що проходять по всій довжині волокна (рис. 3.2) [53].

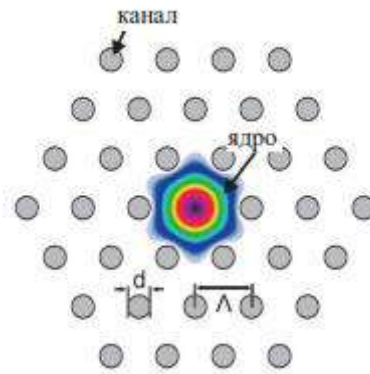


Рисунок 3.2 – Поперечний переріз фотонно-кристалічного волокна

Зміною форми, розміру і розташуванням повітряних отворів в мікроструктурованій оболонці отримують величезну різноманітність фотонно- кристалічних волокон. Хвилевід складається з ядра та оболонки, що мають показники заломлення n_{co} і n_{cl} . У таких ОВ поширення світла забезпечується або модифікованим повним внутрішнім відбиттям [54], або ефектом фотонної забороненої зони. Ядро складається з чистого кварцу, але визначення показника заломлення області мікроструктурованої оболонки описується в умовах постійного поширення мод нижнього порядку, які можуть поширюватися в нескінченному матеріалі оболонки.

Нормована частота V визначає типи мод передачі оптичного волокна.

Для традиційного ОВ зі високим бар'єром показника заломлення одномодова передача визначається наступним чином:

$$V = \frac{2\pi\rho}{\lambda} \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2}, \quad (3.7)$$

де n_{co} і n_{cl} - показник заломлення серцевини та оболонки, відповідно, ρ - радіус серцевини, l - довжина хвилі оптичної передачі.

Для традиційного оптичного волокна показник заломлення оболонки (n_{cl}) майже не залежить від довжини хвилі. Коли довжина хвилі зменшується, нормована частота V зростає, а її нормована частота відсікання становить 2.405.

На відміну від традиційних ОВ, серцевина у ФКВ має дефект, який періодично змінює структуру оболонки [4].

Отже, для ФКВ нормалізована частота V визначається наступним чином:

$$V = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{FSM}^2}, \quad (3.8)$$

де n_{eff} – ефективний показник заломлення осердя фундаментальної моди; n_{FSM} – ефективний показник заломлення основної моди в просторі (FSM – fundamental space-filling mode), а Λ – відстань між сусідніми повітряними отворами.

З рівняння (3.8) видно, що V не тільки пов'язана з довжиною хвилі, але і з Λ , і діаметром d повітряних отворів оболонки. Birks у співавт. [19] описав взаємозв'язок між V та Λ/l . Коротко кажучи, коли Λ/l прагне до нескінченності, довжина хвилі має тенденцію зменшуватись до 0, тоді як V має тенденцію залишатись константою.

Мортенсен у співавт [20] обговорював взаємозв'язок у ПС-ФКВ між V та Λ/l , V та l/Λ , та V та d/Λ . Ці дослідження показали, що коли $V < \pi$ або $d/\Lambda < 0.406$, ФКВ може досягти нескінченної одномодової передачі без довжини хвилі відсікання. Відстань між центрами найближчих повітряних каналів називається кроком Λ , ступінь пустотілості оболонки f , діаметр повітряних каналів d . Для розрахунку хвилевідних властивостей ОВ точка відліку вибирається по моделі ефективного індексу [54].

При використанні симетрії відображення, граничні умови на межі серцевини становлять $d\psi/ds=0$, де ψ – поле оболонки.

Ефективний показник заломлення оболонки визначається як $n_{eff} = \beta_{FSM}/k$, де β_{FSM} – постійна поширення результуючого поля основної моди, k – постійна поширення світла з довжиною хвилі λ в вакуумі.

Коефіцієнт нелінійності γ описує зміну фазової константи основної моди β через нелінійні ефекти для вхідної потужності P і визначається як:

$$\gamma = \frac{\delta\beta}{P} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{\delta n_{eff}}{P}, \quad (3.9)$$

де $\beta = k_0 \cdot n_{eff}$, $k_0 = 2\pi/\lambda$, k_0 – хвильове число в вакуумі; λ – робоча довжина хвилі; δn_{eff} – індекс ефективності.

Коефіцієнт нелінійності $\gamma(\lambda)$ ФКВ можна визначити як:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}, \quad (3.10)$$

де A_{eff} – ефективна площа моди.

На відміну від звичайних ОВ, для ФКВ з порожніми каналами необхідно враховувати вклад нелінійних ефектів повітря і кварцу, що знаходяться в поперечному розрізі волокна. Як наслідок цього, при аналізі необхідно розглядати спільний коефіцієнт нелінійності $n_2 = 3,0 \times 10^{-20} \text{ м}^2/\text{Вт}$, що є коефіцієнтом нелінійності кварцу і повітря.

3.3. Методи аналізу оптичних волокон

Для вивчення характеристик поширення в ОВ застосовується низка методів моделювання, серед яких:

- метод індексу ефективності [38, 28, 36],
- метод розширення плоских хвиль [1, 2, 36],

- метод локалізованої функції [13, 55],
- метод скінченних елементів [29],
- метод кінцевих різниць в часовій області [30, 35],
- багатополосний метод [56],
- метод кінцевих різниць в частотній області [57], тощо.

Фотонні кристалічні волокна (ФКВ) складаються з кварцової серцевини з численними періодично розташованими повітряними отворами в поперечному розрізі оболонки, що привертає увагу завдяки забезпеченню:

- роботи в одномодовому режимі в широкому діапазоні робочих довжин хвиль;
- великої площі моди;
- поширенню солітонів і генерації континууму;
- керованості дисперсії.

3.3.1. Скалярний метод індексу ефективності

За допомогою скалярного методу індексу ефективності (СМІЕ) розраховується: основна мода заповнюючого середовища, керована мода та дисперсія структурних параметрів ОВ типу ФКВ. У скалярному методі індексу ефективності розв'язується за допомогою скалярного хвильового рівняння [58]:

$$\left[\nabla_t^2 + (k^2 n^2 - \beta^2) \right] \psi = 0, \quad (3.11)$$

де ∇_t – поперечний оператор Лапласа в циліндричній системі координат.

Використовуючи рівняння граничних умов для внутрішньої та зовнішньої областей повітряного каналу (серцевини), можна отримати:

– для повітряного отвору:

$$\psi_1 = AI_0(WR), \quad (3.12)$$

– для оболонки з кварцу:

$$\psi_2 = BJ_0(UR) + CY_0(UR). \quad (3.13)$$

Рівняння власних значень ефективного показника заломлення n_{FSM} має такий вигляд:

$$BJ_1(u) + CY_1(u) = 0, \quad (3.14)$$

де B і C – константи, які визначаються за формулами:

$$B = \frac{A}{J_0(U)} \left[I_0(W) - \frac{WI_1(W)J_0(U) - UJ_1(U)I_0(W)}{U(J_1(U)Y_0(U) - J_0(U)Y_1(U))} \right], \quad (3.15)$$

$$C = \frac{A[WI_1(W)J_0(U) - UJ_1(U)I_0(W)]}{U[(J_1(U)Y_0(U) - J_0(U)Y_1(U))]}, \quad (3.16)$$

з параметрами:

$$U = k_0 a \sqrt{n_s^2 - n_{cl}^2}, \quad (3.17)$$

$$W = k_0 a \sqrt{n_{cl}^2 - n_a^2}, \quad (3.18)$$

$$u = k_0 b \sqrt{n_s^2 - n_{cl}^2}, \quad (3.19)$$

де n_s і n_a – показники заломлення чистого кварцу і повітря відповідно; n_{cl} – показник заломлення основної моди оточуючого простору.

Індекс ефективності ФКВ визначається через показник ефективності оболонки [59].

3.3.1.1. Повновекторний метод індексу ефективності

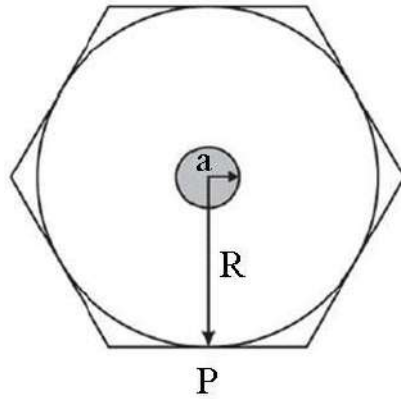
В повновекторному методі індексу ефективності (ПМІЕ) з використанням векторних рівнянь обчислюються ефективний індекс заломлення оболонки і ефективний індекс заломлення керованої моди в ОВ типу ФКВ [58].

Розв'язуючи рівняння Максвелла, можна отримати модальні показники фундаментальної моди в заповнюючому середовищі [58]:

$$\left(\frac{P_1'}{UP_1(U)} + \frac{I_1'(W)}{WI_1(W)} \right) \left(n_s^2 \frac{P_1'}{UP_1(U)} + n_a^2 \frac{I_1'(W)}{WI_1(W)} \right) \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \left(\frac{\beta}{k} \right)^2, \quad (3.20)$$

де $P_1(U) = J_1(U)Y_1(u) - Y_1(U)J_1(u)$; а U , W , u визначаються як і в рівнянні (3.28-3.30), а прості числа враховують диференціювання по аргументу.

Для розрахунку постійної поширення β , елементарну гексагональну комірку в ФКВ апроксимують коміркою круглої форми радіуса R , після чого розраховується постійна поширення моди в центральному осерді (рис. 3.3).



Рисунко 3.3 – Заміна гексагонального осердя круглим еквівалентом

3.3.1.2. Аналіз розповсюджуваної моди

Характеристичне рівняння, отримане за допомогою повновекторного методу індексу ефективності, має такий вигляд [58]:

$$\left(\frac{J_1'(U_{eff})}{U_{eff} \cdot J_1(U_{eff})} + \frac{K_1'(W_{eff})}{W_{eff} \cdot K_1(W_{eff})} \right) \left(n_{cl}^2 \frac{J_1'(U_{eff})}{U_{eff} \cdot J_1(U_{eff})} + n_{eff}^2 \frac{K_1'(W_{eff})}{W_{eff} \cdot K_1(W_{eff})} \right) = \left(\frac{1}{U_{eff}^2} + \frac{1}{W_{eff}^2} \right)^2 \left(\frac{\beta}{k} \right)^2, \quad (3.21)$$

де n_{cl} – ефективний показник заломлення в оболонці.

Скалярний розв'язок, отриманий для основної моди, виглядає так [58]:

$$\psi = AJ_1(U_{eff}R), \quad \text{для } R < 1 \quad (3.22)$$

$$\psi = BK_1(W_{eff}R), \quad \text{для } R > 1 \quad (3.23)$$

де A і B – постійні.

Отримане рівняння власних значень аналогічне рівнянню власних значень ступінчастого показника заломлення, за винятком параметрів хвилеводу, які описуються наступним чином:

$$U_{eff} = k_0 r_c \sqrt{n_s^2 - n_{eff}^2}, \quad (3.24)$$

$$W_{eff} = k_0 r_c \sqrt{n_{eff}^2 - n_{cl}^2}, \quad (3.25)$$

$$V_{eff} = k_0 r_c \sqrt{n_s^2 - n_{cl}^2}, \quad (3.26)$$

де n_{eff} – ефективний показник заломлення моди; r_c – радіус серцевини.

Використовуючи методи індексу ефективності, можна отримати показник заломлення в оболонці, а отже знайти показник заломлення розповсюдженої моди для різних параметрів ФКВ, як це показано на (рис. 3.4).

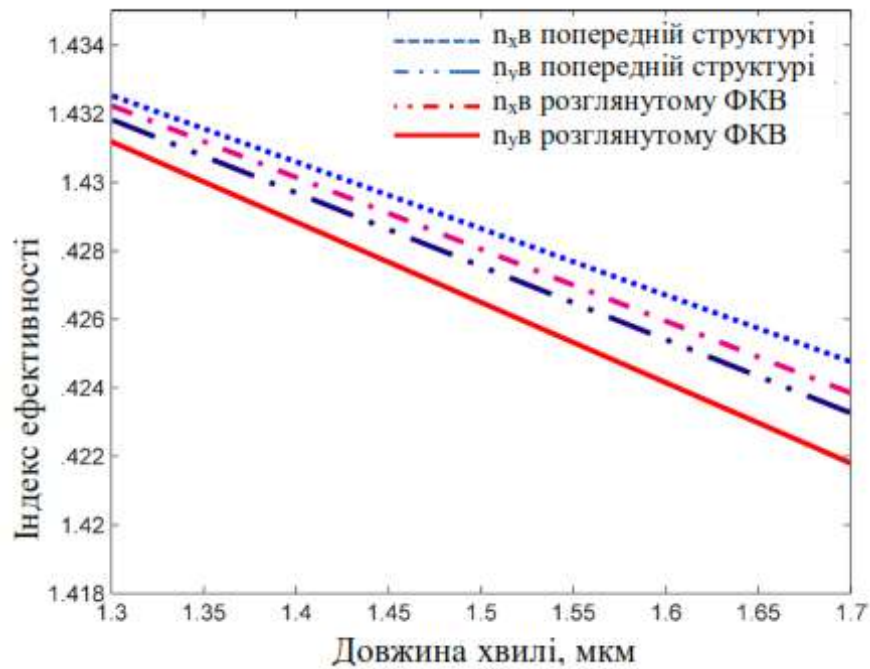


Рисунок 3.4 – Залежність індексу заломлення оболонки як функції довжини хвилі для різних відносних розмірів повітряних отворів у ФКВ

Розрахунки ефективного показника (індексу заломлення), наведеного на (рис. 3.4), відносяться для ФКВ з таким параметрам :

- відстань між центрами повітряних отворів у фотонному кристалі або крок решітки $\Lambda = 2,3$ мкм;

- радіус серцевини $r_c = 0.64 \Lambda$,

- діаметр повітряних отворів $d = 0.69$ мкм.

На (рис. 3.5) наведено розрахунки індексу заломлення (залежності зміни n_s та n_{cl} як функції від довжини хвилі) для ФКВ з діаметром повітряних отворів $d = 1.035$ мкм.

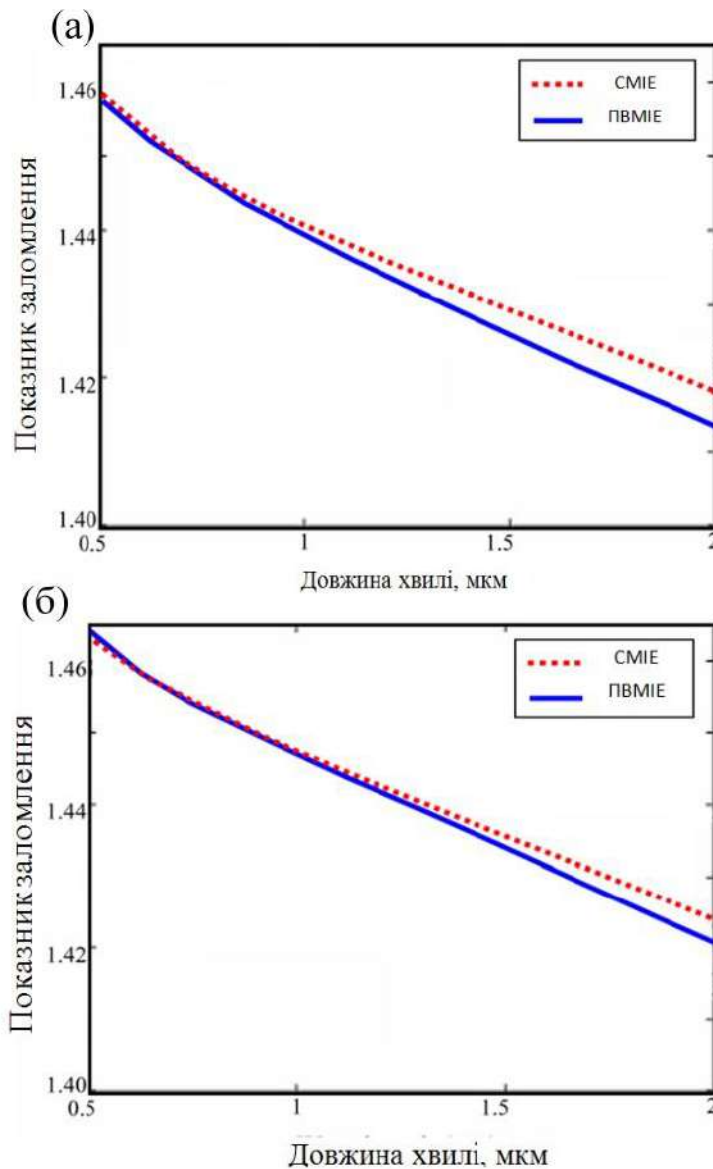


Рисунок 3.5 – Ефективний показник заломлення керованого моди як функція довжини хвилі

З рис. 3.5 видно, що модальний індекс основної моди зменшується зі збільшенням довжини хвилі. З рис. 3.5 видно, що різниця в значеннях основної моди заповнюючого середовища та показника заломлення спрямовуваної моди, розрахованих за допомогою зазначених вище методів, відрізняються.

Отже, з рис. 3.4 – 3.5 можна зробити висновок, що із збільшенням частки заповнення повітрям оболонки ОВ, достовірність скалярного методу

індексу ефективності (СМІЕ) зменшується, оскільки різниця між показником заломлення кварцу та показником заломлення основної моди заповнюючого середовища збільшується, що порушує умови слабо направленої апроксимації [58].

Тобто, ФКВ з кварцовим твердим осердям спрямовує світло так само, як і звичайне стандартне ОВ завдяки більшому значенню показника заломлення осердя n_s , ніж ефективний показник заломлення основної моди заповнюючого середовища (оболонки) n_{FSM} . Таким чином, спрямовуване світло має ефективний показник заломлення n_{eff} , що задовольняє умові:

$$n_s > n_{eff} = \frac{\beta}{k_0} > n_{FSM}, \quad (3.27)$$

де n_{FSM} – показник заломлення фундаментальної моди заповнюючого середовища (оболонки).

Порівняно з методом скінчених елементів (МСЕ), метод скалярного ефективного індексу дає більш точний результат, ніж векторний, оскільки в скалярному методі не розглядаються умови зв'язків і це призводить отримання більших значень [58].

Різниця між двома методами стає більш очевидною, коли частка заповнення повітрям збільшується, як це видно з (рис. 3.6 – 3.7). Для порівняння результатів, отриманих з допомогою методу ефективного індексу (СМІЕ) та методу скінчених елементів (МСЕ) в [58] взято ОВ з такими параметрами: крок $2,3 \mu\text{m}$, $d = 2,0 \mu\text{m}$ та індекс заломлення плавленого кварцу, відповідно, скалярний метод ефективного індексу (СМІЕ) дає значення показника заломлення фундаментальної спрямовуваної моди $1,4314$ з $R = \Lambda[\sqrt{3}/(2\pi)]^{1/2}$, тоді як згідно ПМІЕ при $\lambda = 1,0 \mu\text{m}$ дає $1,4278$, що досить близько від $1,42994$, отриманого за допомогою методу скінчених елементів (МСЕ). Для різних діаметрів

повітряних отворів ОВ типу ФКВ можна розрахувати ефективні нормовані константи поширення V_{eff} , U_{eff} , W_{eff} , n_{eff} , b_{eff} [58]. Так, ефективна нормована частота V_{eff} для ОВ типу ФКВ з радіусом осердя r , показниками заломлення осердя та оболонки (відповідно n_s та n_{FSM}) визначається як [58]:

$$V_{eff} = \frac{2\pi\rho}{\lambda} \left(\sqrt{n_s^2 - n_{FSM}^2} \right). \quad (3.28)$$

Одномодова природа ФКВ аналізується як функція від довжини хвилі. Ефективний показник заломлення оболонки n_{FSM} є дуже важливим конструктивним параметром одномодового ФКВ. Залежності зміни модального індексу та ефективної нормованої частоти V_{eff} для різних конструкцій ФКВ показані на (рис. 3.6), звідки видно, що ефективний показник заломлення оболонки n_{FSM} , тобто ефективний показник фундаментальної моди зменшується зі збільшенням довжини хвилі, а ефективна нормована частота V_{eff} ФКВ збільшується для великого радіуса осердя.

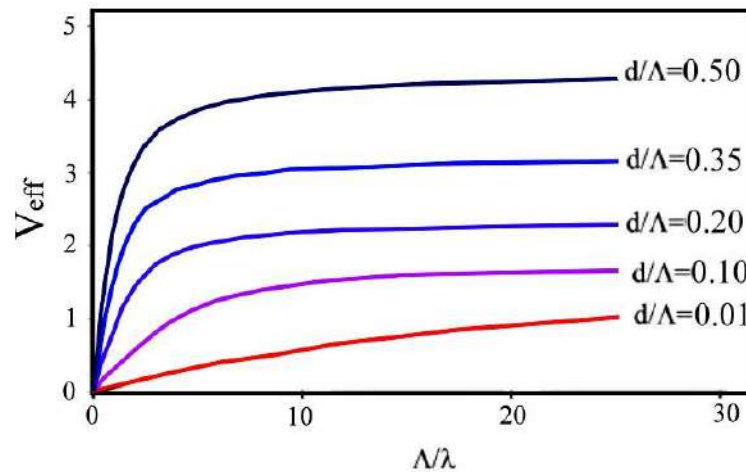


Рисунок 3.6 – Ефективний нормалізований параметр частоти як функція нормованої довжини хвилі для різних значень відносних розмірів повітряних отворів

Залежності зміни довжини хвилі як функції d/Λ для параметра V_{cutoff} наведені на (рис. 3.7). Слід зазначити, що довжина хвилі, отримана на основі скалярного методу індексу ефективності для V_{cutoff} , менша, ніж у випадку повновекторного метода.

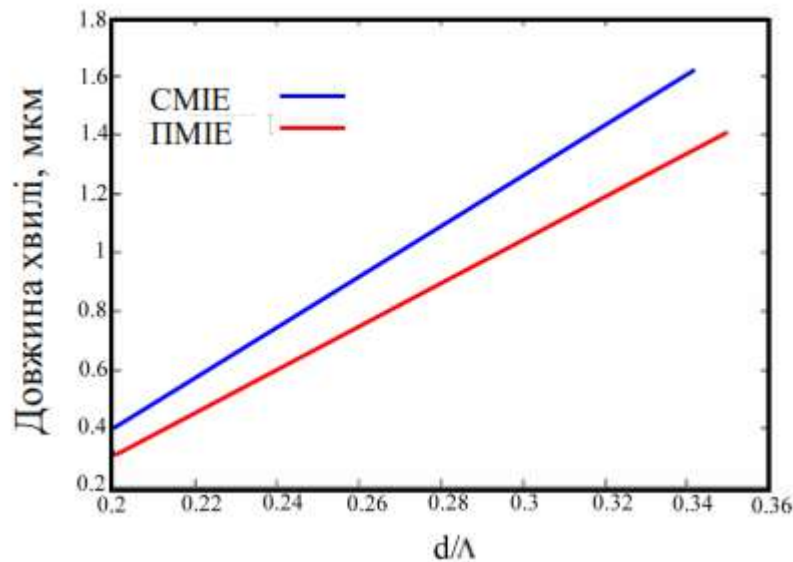


Рисунок 2.7 – Зміна довжини хвилі як функції d/Λ для параметра V_{cutoff} ; далі ФКВ більше не буде одномодовим ВОЛОКНОМ

3.4. Дисперсія

Дисперсія світла — це залежність показника заломлення середовища або його діелектричної проникності від частоти світлової ЕМ хвилі. Відповідно внаслідок зміни показника заломлення змінюється також довжина світлової ЕМ хвилі. Дисперсія проявляється в усіх оптичних діелектричних матеріалах і є, зокрема, серйозною проблемою, яку потрібно враховувати і компенсувати в ОВ. В ОВ існують такі види дисперсії [62]:

- модова (інші назви міжмодова або багатомодова) дисперсія;
- хроматична або внутрішньомодова дисперсія.

В свою чергу, для модової дисперсії можна виділити поляризаційну модову дисперсію; а хроматична дисперсія поділяється на:

- матеріальну дисперсію або дисперсію матеріалу ОВ (зазвичай це кварцове скло);
- хвилевідну дисперсію, або дисперсію направляючої структури.

Модова дисперсія є причиною появи невзаємності через те, що через ОВ можуть рухатися кілька типів хвиль (мод) з різною швидкістю через різну оптичну густину ОВ, і таким чином моди досягають прийомної сторони в різні моменти часу. Дисперсія визначається в одиницях [пс/(нм·км)].

Поляризаційна модова дисперсія виникає переважно в ОМОВ внаслідок того, що дефекти волокна, згини та стискання приводять до порушення кругової симетрії і появи наведеної невеликої двоприменевості мод з різними груповими швидкостями поширення хвиль. Поляризаційна модова дисперсія змінюється випадковим чином і має незначний нелінійний характер по довжині ОВ.

Завдяки удосконаленню процесу витягування волокна сучасні ОВ мають незначну поляризаційну модову дисперсію.

Її розмірність визначається як [пс/(км)^{1/2}]. В сучасних ОВ дисперсія поляризаційних мод не перевищує 0.1 пс/(км)^{1/2}. Хроматична дисперсія призводить до розширення світлових імпульсів, оскільки кожна ЕМ хвиля світла через різну свою довжину рухається зі своєю груповою швидкістю.

Оптичний імпульс має певний спектр частот.

Внаслідок дисперсії, групи хвиль з різними кутовими частотами ω матимуть різну групову швидкість V_{gr} , тобто спостерігається дисперсія групової швидкості, яка визначається як [61]:

$$D_{gr} = \frac{d}{d\omega} \frac{1}{V_{gr}} = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{dk}{d\omega} \right) = \frac{d^2k}{d\omega^2}, \quad (3.29)$$

де $k = 2\pi\lambda$ – хвильове число.

У разі $D_{gr} > 0$ виникає нормальна дисперсія, коли зі зростанням частоти випромінювання зменшується групова швидкість.

Дисперсію групової швидкості (групову дисперсію) виражають зазвичай через довжини хвиль [61]:

$$D_\lambda = \frac{d}{d\lambda} \frac{1}{V_{gr}} = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \frac{d^2 k}{d\omega^2}. \quad (3.30)$$

Дисперсії немає лише у вакуумі. Наприклад, у кварцу зміна знака дисперсії $dn/d\lambda$ відбувається на довжині хвилі $\lambda = 1,276$ мкм, де спостерігається «нульова дисперсія» [61].

Матеріальна дисперсія виникає через залежність показника заломлення матеріалу або фазової швидкості світлової хвилі в ньому від частоти цієї хвилі.

Дисперсія матеріалу осердя викликає розширення оптичного імпульсу на величину [61]:

$$\Delta\tau_{pls} = \frac{L\Delta\lambda}{c\lambda} \left| \lambda^2 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right|. \quad (3.31)$$

Хвилевідна дисперсія виникає внаслідок того, що мода характеризується не одним хвильовим вектором \mathbf{k} , як плоска хвиля, а розподілом хвильових векторів, які залежать від частоти.

Відсутність модової дисперсії є важливою умовою забезпечення високої точності визначення кутових величин безпосередньо у ВОГ.

Модову дисперсію можна компенсувати в ОБ за допомогою одномодового режиму [62].

На рис. 2.8 наведені залежності дисперсії в ОВ з кварцового скла як функції довжини хвилі для випадків: матеріальної дисперсії кварцового скла а), ОМ ОВ (SMF) б) та ОВ з дисперсійним зміщенням (Dispersion Shifted Fiber – DSF) [31].

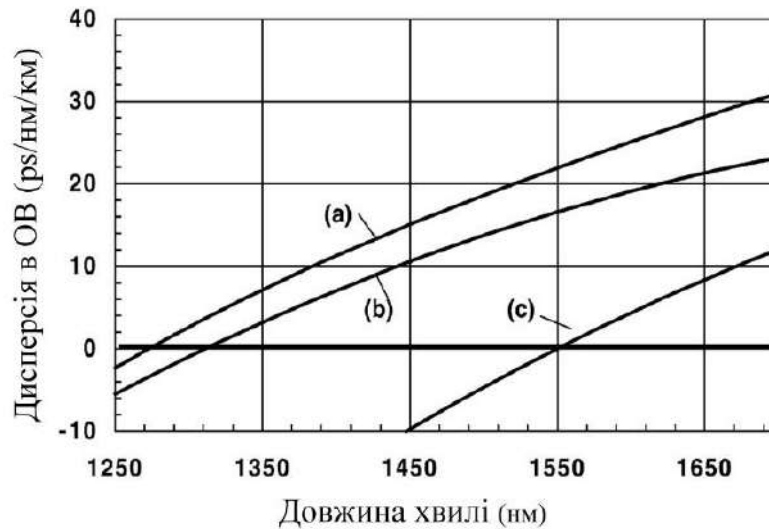


Рисунок 3.8 – Дисперсія в ОВ в залежності від довжини хвилі

Як видно з рис. 3.8, а, матеріальна дисперсія відсутня при довжині хвилі приблизно 1280 нм і має додатні значення (~ 20 пс/(нм·км)) при 1480 нм.

Дисперсійна залежність у випадку ОМ ОВ (SMF) з кварцового скла має криву дуже близьку до матеріальної дисперсії (рис. 3.8, б).

Інші типи ОВ (наприклад, DSF) мають інший вигляд дисперсійних кривих (рис. 3.8, с).

Зазвичай параметри дисперсії ОВ визначають [31]:

- за довжиною хвилі нульової дисперсії λ_0 ,
- за хроматичною дисперсією;
- за нахилом дисперсії (перша похідна дисперсії відносно довжини хвилі) при 1550 нм.

Проблеми, викликані малою площею поперечного перерізу ОВ, критичні щодо компенсації дисперсії, особливо в ОВ, де використовується осердя малого діаметру (6–8 мкм).

Наприклад, це стосується під'єднання оптичних систем до потужних лазерів за допомогою оптичних шнурів або при різних вимірюваннях [1].

Управління дисперсією в ОВ має важливе значення для досягнення ефективної роботи будь-якої оптичної системи, наприклад, в багатоканальних телекомунікаційних системах з мультиплексуванням по довжині хвилі, відсутність модової дисперсії у волоконно-оптичних гіроскопах і т.д.

Довжина хвилі нульової дисперсії λ_0 може бути зміщена до значення 1550 нм в ОВ з дисперсійним зсувом (DSF) або розташовуватись близько до значення 1550 нм в ОВ з ненульовим дисперсійним зсувом.

Від'ємна дисперсія (до 100 пс/(нм·км) і менше) може бути реалізована поблизу 1550 нм в ОВ з компенсацією дисперсії (Dispersion Compensating Fiber – DCF) [31].

Наразі для вирішення проблеми управління дисперсією використовується низка інноваційних рішень, серед яких [31]:

- керована дисперсія в ОВ (Dispersion Managed Fibers – DMF);
- використання в ОВ мод вищого порядку (High-Order-Mode Fibers –НОМ);
- використання фотонних кристалічних волокон .

Ідея управління дисперсією (DMF) на основі зміни профілю показника заломлення ОВ в його поздовжньому напрямку поки що має приклади лише експериментального застосування і залишається відкритою проблемою.

Основна ідея в ОВ з модами вищого порядку (НОМ) полягає в правильному виборі профілю показника заломлення, при якому моди вищого порядку мають кращі характеристики поширення порівняно з

фундаментальною модою. Так, в методі НОМ може збуджуватись одна із мод вищого порядку (наприклад, LP_{02} або LP_{11}).

Важливою рисою застосування НОМ є компенсація великих значень дисперсії, що дозволяє досягти як високих від'ємних значень дисперсії (нижче -100 пс/(нм·км)), так і високих значень її нахилу.

Однак багатомодовий характер НОМ має свої недоліки: конструктивну складність та можливу міжмодову інтерференцію. Остання особливість характеризується величиною багатопроменевої інтерференції [63, 31].

Самим цікавим шляхом управління дисперсією в ОВ є використання і створення нових типів фотонно-кристалічних волокон інноваційний тип оптичних волокон, що мають характеристики поширення, які відсутні у звичайних ОВ.

В оптоволоконних системах дисперсія відіграє важливу роль, оскільки визначає зв'язок фізичної природи ОВ з його хвильовими і швидкісними властивостями.

Тому є важливим вивчити дисперсійних властивостей ФКВ.

Для обчислень дисперсійних властивостей ФКВ використовується ЕМ теорія Максвелла. Використовуючи теорію Максвелла рівнянням, можна записати векторне рівняння для вектора магнітного поля H як:

$$\nabla \times (\varepsilon_r^{-1} \nabla \times H) - k_0^2 \mu_r H = 0, \quad (3.32)$$

де ε_r – діелектрична проникність; μ_r – тензори магнітної проникності.

Дисперсію фотонно-кристалічних волокон можна поділити на два типи, один з яких обумовлений дисперсією матеріалу D_m , яка визначається як:

$$D_m = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_m}{d\lambda^2}, \quad (3.33)$$

Таким чином, повна дисперсія фотонно-кристалічних волокон визначається як:

$$D \approx D_w + D_m, \quad (3.34)$$

де D_w – дисперсія хвилеводу.

Зовнішній шар волокна складається з кварцу, показник заломлення якого за рівнянням Зеллмайера:

$$n^2 = A + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_3^2}, \quad (3.35)$$

при $B_1 = 0,6961663$, $B_2 = 0,4079426$, $B_3 = 0,8974794$, $\lambda_1 = 0,0684043$ мкм, $\lambda_2 = 0,1162414$ мкм і $\lambda_3 = 9,896161$ мкм [64, 65, 66].

Визначивши значення індексу для оболонки і осердя, можна розрахувати орієнтовні характеристики поширення в фотонно-кристалічному волокні, як для ступеневого індексу волокна з індексом для серцевини n_{co} з радіусом осердя $\Lambda/2$ та індексом оболонки $n_{cl} = n_{eff}$.

Для кварцу за формулою Зеллмайера [54, 67] дисперсія хвилеводу D_w визначається як:

$$D_w = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \operatorname{Re}(n_{eff})}{d\lambda^2}, \quad (3.36)$$

де $\operatorname{Re}(n_{eff})$ – дійсна частина індексу ефективності.

Дисперсія фотонно-кристалічного волокна розраховується з урахуванням показника заломлення чистого кварцу за формулою Зеллмайера, а для повітря індекс вважається постійним. Дисперсію D визначають як:

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_e}{d\lambda^2}, \quad (3.37)$$

де n_e – показник заломлення моди хвилеводу.

На (рис. 3.9) показана дисперсія групової швидкості, яка розрахована для різних ступенів пустотілості, з постійною відстанню між повітряними каналами 2,3 мкм, радіусом осердя 0,64 Λ , для обох розглянутих методів.

Для обчислень ми використали векторну теорію електромагнітної хвилі. Область оболонки ФКВ створена як двомірна фотонно-кристалічна структура, що має нескінченну гексагональну періодичність і не має о дефекту.

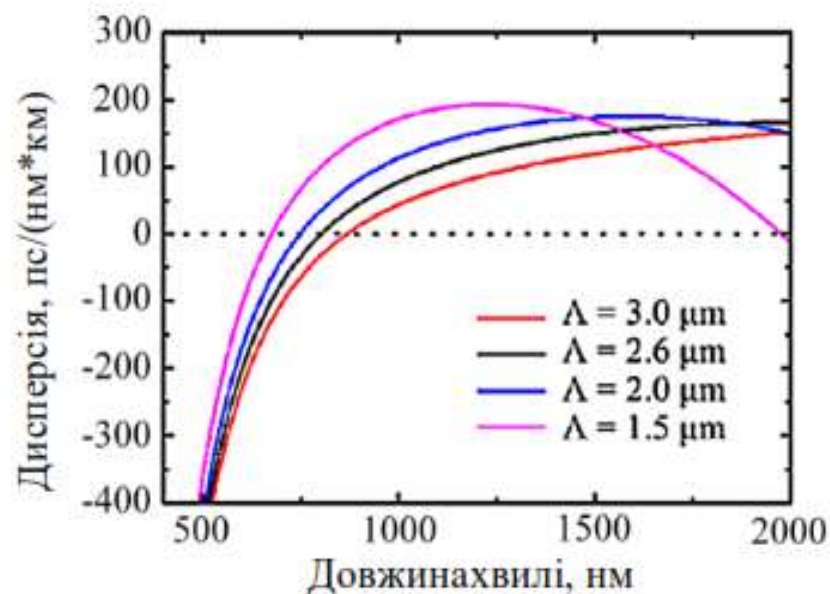


Рисунок 3.9 – Дисперсія в ФКВ як функція довжини хвилі для різних розмірів повітряних каналів

Для круглого осердя з граничною умовою симетрії індекс ефективності (n_{eff}), виражається через ω і записується як:

$$n_{eff}(\omega) = \sqrt{n_{Si}^2 + \frac{u^2(\omega) \cdot c^2}{\omega^2}}. \quad (3.38)$$

На рис. 3.10 показана характерна зміна нахилу, що пов'язана з довжиною хвилі. Індекси ефективності всередині осердя – чорна лінія, зовні – червона лінія фотонно-кристалічного волокна з $\Lambda = 1,40$ мкм, $d_1 = 1,12$ мкм, $d_2 = 0,56$ мкм

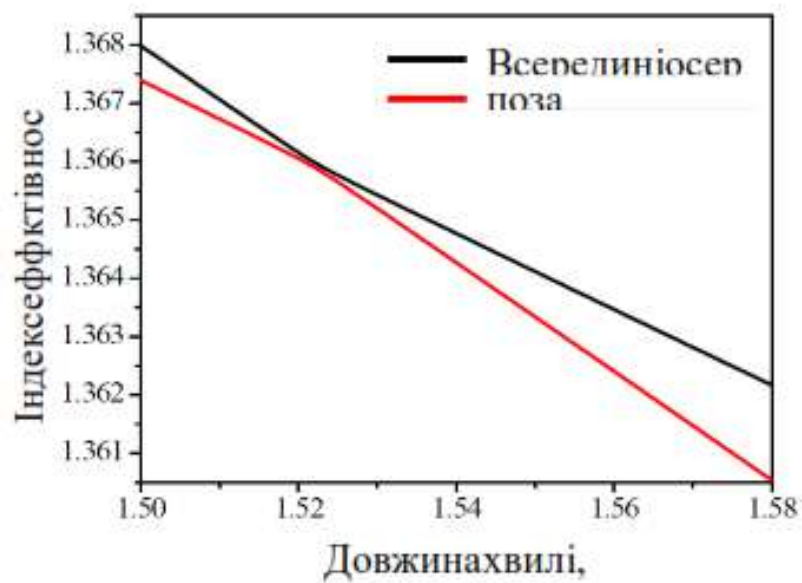


Рисунок 3.10 – Зміна реальної частини індексів ефективності: всередині осердя – чорна лінія, зовні – червона лінія

Зниження властивості утримання для структур можна визначити як:

$$L = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{20}{\ln(10)} 10^6 I(n_{eff}) \frac{dB}{m}, \quad (3.39)$$

де $I(n_{eff})$ – уявна частина індексу ефективності.

Крім того, дисперсійні властивості визначаються шляхом чисельного диференціювання [54], ефекти. Зумовлені вигинами світлового кристала були описані шляхом введення критичного радіуса вигину.

3.5. Оптичні волокна з дефектами

Використовуючи граничні умови поглинання або комплексний показник заломлення [68], можна розрахувати коефіцієнт втрат або лінійний коефіцієнт підсилення для кожного режиму окремо.

При такому підході вплив більш високих режимів не враховується. Хоча відомо, що поява локальних піків поглинання в спектрі пропускання мікроструктурованого волокна пов'язана саме з збудженням вищих типів мод [69].

Наявність зв'язку між основною модою та іншими модами, які локалізовані між структурними елементами волокна, може значно збільшити поглинання світла [70].

Для моделювання багатомодової структури поля можна використовувати метод променя, що поширюється [71].

Цей метод описує поширення світла вздовж зворотнього напрямку. Його чисельна реалізація може відрізнитися від методів, використаних для розрахунків в поперечному напрямку.

Серед таких підходів можна виділити метод кінцевих різниць, метод кінцевих елементів; методи, засновані на перетворенні Фур'є [71]. В цій роботі використовувався метод, заснований на перетворенні Фур'є для поперечного розподілу полів і показника заломлення.

При розрахунку зміни поля вздовж напрямку поширення використовувалася «ширококутна» схема [71], яка вірно враховує фазову затримку поля.

Метод, який представлений в цій статті, дозволяє розрахувати передачу волокна, при збудженні лазерним променем даної форми.

Оскільки немає ніяких обмежень на форму поля, можливо моделювання спільного збудження як основної моди, так і більш високих мод в волокні.

У майбутньому цей підхід дозволяє вивчити вплив ефекту нелінійного самофокусування та вплив поздовжньої деформації волокна на спектр пропускання фотонного кристалу.

Фотонне кристалічне ОВ забезпечує велику ефективну довжину поширення випромінювання, що підвищує чутливість датчиків.

Однак, інтегральний коефіцієнт пропускання світлового ФКВ може значно відрізнятись від значення, що передбачається законом Бугера. Це пов'язано з модовими властивостями хвилеводу.

Для спрямованих мод коефіцієнт поглинання визначається через уявну частину ефективного показника заломлення, який відрізняється від показника заломлення матеріалу ОВ [72].

Рівняння для мод фотонного кристалічного ОВ мають вигляд [73]:

$$\nabla^2 H_x + k_0^2 n^2(x, y) H_x + \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \left(\frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial x} \right) = \beta^2 H_x(x, y), \quad (3.40)$$

$$\nabla^2 H_y + k_0^2 n^2(x, y) H_y + \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) = \beta^2 H_y(x, y),$$

де H_x, H_y – ортогональні компоненти вектора напруженості магнітного поля; n – показник заломлення; β – постійна поширення моди; $n(x, y)$ – комплексний показник заломлення.

Для знаходження власних мод фотонного кристалічного ОВ функції H_x, H_y можна записати у вигляді ряду Фур'є:

$$\begin{aligned} H_x(x, y) &= \sum_{m, n=-N}^N h^{(m, n)} x e^{iS_x(m-n)x + iS_y(m+n)y}, \\ H_y(x, y) &= \sum_{m, n=-N}^N h^{(m, n)} y e^{iS_x(m-n)x + iS_y(m+n)y}, \end{aligned} \quad (3.41)$$

де $S_x = 2\pi/S$, $S_y = S_x/\sqrt{3}$, S – сторона елементарної комірки.

Елементи ряду Фур'є $h^{(m,n)}$ є коефіцієнтами розширення поперечних компонент вектора напруженості магнітного поля.

Після підстановки рівняння (3.40) в (3.41), отримаємо:

$$M \cdot R = \beta^2 \cdot R, \quad (3.42)$$

де $R = (R_1, R_2, R_3 \dots R_2^{N-1})$, а $R_i = (h_x^{-N,N} i, h_x$

власний вектор для матриці.

Введемо лівий власний вектор L :

$$L \cdot M = L \cdot \beta^2. \quad (3.43)$$

Правий і лівий власні вектори ортогональні:

$$L_i \cdot R_j = \begin{cases} 1, & i = j \\ 0, & i \neq j \end{cases}. \quad (3.44)$$

Використовуючи ортогональні властивості векторів L і R , ми можемо застосувати метод розкладання поля всередині фотонного кристала на моди. Розглянемо гаусівський промінь на вході в фотонно-кристалічне волокно:

$$(H_x, H_y) = (Ae^{-\frac{r^2}{w^2}}, Be^{\frac{r^2}{w^2}}). \quad (3.45)$$

Обчислюємо коефіцієнти Фур'є для гаусівського променя:

$$\begin{aligned}
 g^{(m,n)_x} &= A \exp\left(\frac{iS_x(m-n)x + iS_y(m+n)y}{w^2}\right), \\
 g^{(m,n)_y} &= B \exp\left(\frac{iS_x(m-n)x + iS_y(m+n)y}{w^2}\right).
 \end{aligned}
 \tag{3.46}$$

Поширення мод вхідного поля (2.44) можна записати у такому вигляді:

$$\bar{g} = \sum_i C_i \bar{R}_i,
 \tag{3.47}$$

де C_i – амплітуди поля.

Амплітуди моди розраховуються таким чином:

$$C_j(z=0) = L_j \bar{g}_j, \quad j = 0, \dots, N.
 \tag{3.48}$$

Поширення променя через фотонно-кристалічне волокно може бути виражено через амплітуди моди:

$$C_j(z) = C_j(z=0) \exp(i z).
 \tag{3.49}$$

На рис. 3.10 зліва направо, довжина хвилі становить відповідно 0,67, 0,82, 1,3, 1,55 мкм. На вході в хвилевід гаусівський пучок з плоским фронтом хвилі і радіусом $w = 8$ мкм. У декартовій системі координат вихідне поле може бути обчислено через зворотнє перетворення Фур'є і коефіцієнтів, які визначаються вихідним вектором. Для розрахунку пропускання волокна гаусівський промінь був розкладений на власні вектори (моди ФКВ).

На рис. 3.11 показаний поперечний розподіл модуля вектора втрат після поширення гаусівського пучка через 1 м ФКВ.

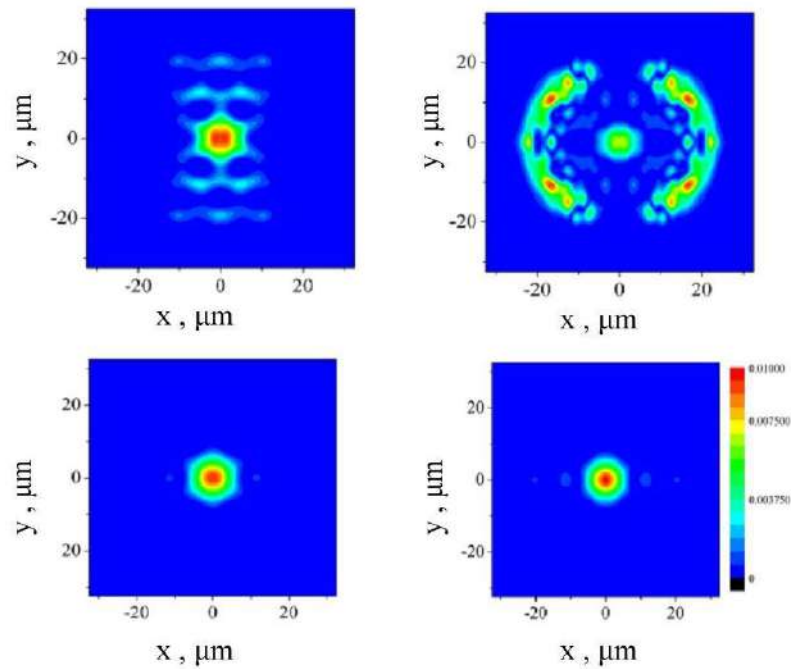


Рисунок 3.11 – Профілі інтенсивності для різних довжин хвиль

У смузі $\lambda > 1,1$ мкм коефіцієнт пропускання ФКВ наближається до коефіцієнта передачі осердя, що обумовлено збудженням в ядрі моди осердя.

При інших довжинах хвиль поле частково поширюється у періодичній оболонці, що призводить до збільшення поглинання. Втрати виникають через появу дефектів і деформації фотонно-кристалічної структури.

Подібні дефекти виникають при виготовленні ОВ. Дефекти вносять певний вклад в структуру вихідного поля випромінювання і впливають на передачу в ОВ в цілому [69].

Суцільна лінія розраховується відповідно до закону Бузі для скла, довжиною 1 м. Трикутники відзначають пропускання ФКВ.

Постійна передачі $\beta = \beta_r + i \beta_i$ комплексна.

Уявна частина β_i описує втрати ФКВ в коефіцієнтах Фур'є для вихідного поля, які можна розрахувати за формулою:

$$\bar{g}_{out}(z) = \sum_{j=-N}^N C_j(z) \bar{R}_j. \quad (3.50)$$

Для розрахунку пропускної здатності ФКВ традиційно використовуються методи, спрямовані на пошук характеристик основної моди або деяких певних мод [69, 74].

3.6. Нелінійні ефекти

Як зазначалося в рівнянні (3.18):

$$\frac{d}{dz} \tilde{A}(\omega_1) = i(\beta(\omega) - \beta_1 \omega) \tilde{A}(\omega_1) + i\gamma(\omega) \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} A(t) \times \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 g(t-t_1) |A(t_1)|^2, \quad (3.51)$$

може бути реалізоване безпосередньо, оскільки воно включає повну частотну залежність постійного поширення, ефективну площу, а також ефекти самообмеження і комбінаційного розсіювання.

3.6.1. Нелінійність Керра

Як відомо, світло світлової хвилі складається з двох компонентів: електричного і магнітного полів. Ці поля проходять через середу з ортогональними осями.

Атоми, що становлять матеріал та являють собою носії розподіленого заряду, зсуваються від рівноважного стану при впливі електромагнітного поля.

Поле слабкого світла взаємодіє лінійно з речовиною. При високій інтенсивності світла, електромагнітне поле значно змінює оптичні властивості середовища і впливає на поширення випромінювання.

Одним з типових нелінійних ефектів є зміна діелектричної постійної за рахунок ефекту Керра.

Керрівська нелінійність розширює оптичні можливості в цілому і, зокрема, при поширенні світла через нелінійні фотонні кристали [75].

Нелінійні фотонні кристали і нелінійні фотонно-кристалічні волокна успішно застосовуються для створення частотного змішування, генерації гармонік [76, 77], ефективного фазового узгодження декількох довжин хвиль [78], в оптичних діодах [79], оптичних перемикачах і обмежниках [79,80]. У даній статті наведені лише деякі приклади.

У ефекті Керра миттєво виникає нелінійний відгук, який можна розглядати як зміну показника заломлення. Зауважимо, що на додаток до ефекту Керра, електрострикція так само суттєво змінює значення індексу нелінійності [81, 82].

Ефект Керра являє собою нелінійність третього порядку ($\chi^{(3)}$) і описується при низькій інтенсивності світла:

$$3\chi^{(3)} = cn_2n_2, \quad (3.52)$$

де n – показник заломлення матеріалу.

Порядок величини зміни фази через нелінійність можна отримати при розгляданні показника заломлення як:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (3.53)$$

де I – інтенсивність лазерного випромінювання.

Нелінійний фазовий зсув імпульсу на відстані L задається формулою:

$$\phi = \frac{\omega}{c} n_2 I L. \quad (3.54)$$

Через тимчасову залежність інтенсивності випромінювання в світловому імпульсі, нелінійний фазовий зсув також залежить від часу. Це призводить до звичайної тимчасової залежності відхилення частоти:

$$\Delta\omega = \frac{\omega}{c} n_2 \cdot L \frac{\partial I}{\partial t}. \quad (3.55)$$

Отримане спектральне розширення імпульсу можна оцінити таким чином:

$$\Delta\omega = \frac{\omega}{c} n_2 \cdot L \frac{I_0}{\tau}, \quad (3.56)$$

де I_0 – пікова інтенсивність світлового імпульсу;

τ – тривалість імпульсу.

Це призводить до двох різних нелінійних показників заломлення. Якщо два зустрічних променя, які простягаються уздовж волокна, мають різницю потужності ΔP , і η – частка потужності моди, що поширюється в кварці, то для оптичного гіроскопа, зміщення яке відбувається дорівнює [86]:

$$\Delta\theta = \frac{cn_2}{Dn} \frac{\Delta P \eta}{\sigma}, \quad (3.57)$$

де σ – ефективна площа керованої моди.

Коли діаметр поля моди малий, як для стандартного волокна або полого ФКВ з осередком з сімома каналами, умова відносної різниці

потужності між двома режимами всередині порожнини стає більш жорсткою.

Таким чином, існує компроміс між збільшенням оптичної потужності для зменшення порогу дробового шуму і допустимою відносною різницею потужності для ефекту Керра. З цього аналізу ми можемо визначити другий позитивний показник для індукованого зміщення від ефекту Керра:

$$FOM_{kerr} = \sigma/\eta. \quad (3.58)$$

Підводячи підсумок, діаметр поля моди у волокні повинен бути відносно великим, щоб уникнути зсуву, викликаного ефектом Керра.

3.6.2. Розсіювання Рамана

Для опису ефекту Рамана використовується функція $g(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R g_R(t)$, де член дельта-функції $\delta(t)$ описує відгук електронів, тобто взаємодію Керра, а останній член враховує комбінаційне розсіювання. Функція $g_R(t)$ може бути виражена в наступній формі:

$$g_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} e^{-\frac{t}{\tau_2}} \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right); t > 0, \quad (3.59)$$

$$g_R(t) = 0; t < 0. \quad (3.60)$$

Раманівське розсіювання можна пояснити як розсіювання світла на оптичних фонах, а $1/\tau_1$ дає оптичну частоту фонів [87]. Значення $1/\tau_2$ дає ширину смуги Лоренца. Для констант були застосовані ті ж значення, що і в [52]: $\tau_1 = 12,2f_s$; $\tau_2 = 32f_s$; $f_R = 0,18$.

3.6.3 Фактор нелінійності

Для коефіцієнта нелінійності виконується співвідношення, яке запропоноване в [52]:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff}}. \quad (3.61)$$

Частотно-залежний коефіцієнт не лінійності γ , вказаний в рівнянні (3.27).

Оскільки ефективна площа A_{eff} часто не змінюється надто різко з частотою, для спрощення припускають, що ефективна площа буде постійною $A_{eff,0}$. У цьому наближенні коефіцієнт нелінійності можна записати у вигляді:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega}{c A_{eff,0}} = \gamma_0 \left(1 + \frac{\omega_1}{\omega_0}\right), \quad (3.62)$$

де ω_0 – частота вхідного імпульсу і $\gamma_0 = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff,0}}$.

З цим коефіцієнтом нелінійності рівняння не лінійності Шредінгера записується:

$$\frac{d}{dz} \tilde{A}(\omega_1) = i(\beta(\omega) - \beta_1 \omega) \tilde{A}(\omega_1) + i\gamma_0 \left(1 + \frac{\omega_1}{\omega_0}\right) \times \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega_1 t} A(t) \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 g(t-t_1) |A(t_1)|^2, \quad (3.63)$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega_1 t} A(t) \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 g(t-t_1) |A(t_1)|^2. \quad (3.64)$$

Отже, для дуже довгих імпульсів ця похідна за часом може бути опущена відповідно до припущення про постійні коефіцієнти нелінійності:

$$\gamma = \gamma_0. \quad (3.65)$$

Якщо обчислювальна сітка центрована з частотою ω_c відмінною від центральної частоти імпульсу ω_0 , коефіцієнт нелінійності повинен бути n

відповідним чином змінений $\gamma_0 = \frac{n_2 \omega_c}{c A_{eff,0}}$.

Висновки до розділу 3

Проведене моделювання та дослідження дисперсійних властивостей поширюваних мод в фотонних кристалічних волокнах від їх структурних параметрів на основі теорії Максвелла шляхом розв'язання хвильових рівнянь з допомогою скалярного (SEIM – Scalar Effective Index Method) та повновекторного (FVEIM – Fully Vectorial Effective Index Method) методів індексу ефективності, на основі яких видно, що

- ефективний показник заломлення оболонки n_{FSM} , тобто ефективний показник фундаментальної моди зменшується зі збільшенням довжини хвилі, а ефективна нормована частота V_{eff} збільшується при збільшенні радіуса осердя ФКВ;
- із збільшенням частки заповнення повітрям оболонки ОВ, достовірність скалярного методу індексу ефективності (SEIM) зменшується, оскільки різниця між показником заломлення кварцу та показником заломлення фундаментальної моди заповнюючого середовища збільшується, що порушує умови слабо направленої апроксимації;
- порівняно з методом скінчених елементів (FEM – Finite Element Method), скалярний метод індексу ефективності (SEIM) дає більш точний результат, ніж векторний (FVEIM), оскільки в скалярному методі не розглядаються умови зв'язків і це призводить до отримання більших значень.

РОЗДІЛ 4

РОЗРАХУНОК ВЛАСНИХ РЕЖИМІВ ФОТОННО-КРИСТАЛІЧНИХ ВОЛОКОННИХ ХВИЛЕВОДІВ

Фотонно-кристалічне волокно наразі інтенсивно досліджується в плані його різноманітних застосувань в оптоелектронних системах [67,69, 103-106]. Зокрема, завдяки своїм унікальним фізичним властивостям, таке волокно стало перспективним для розробки оптичних сенсорів та гіроскопів [107, 108]. Здатність фотонно-кристалічного волокна направляти світлові хвилі вздовж свого порожнистого осердя дозволяє точно вимірювати кут обертання, що робить його ідеальним для навігаційних застосувань в аерокосмічній, оборонній та інших галузях промисловості. Крім того, характеристики подвійного променезаломлення та низькі втрати у таких хвилеводах дозволяють покращити співвідношення сигнал/шум і зменшити перехресні перешкоди в гіроскопічних датчиках. Отже, використання фотонно-кристалічного волокна у оптичних гіроскопах має значні перспективи для удосконалення систем точної навігації та інерційних вимірювань.

Крім того, унікальні властивості фотонно-кристалічного волокна також роблять його високостійким до факторів навколишнього середовища, таких як коливання температури та вібрації, забезпечуючи надійну роботу в складних умовах. Ця надійність у поєднанні з високою точністю та чутливістю гіроскопів на основі даних волоконних хвилеводів відкриває нові можливості для застосування в різноманітних галузях сучасної науки та техніки.

Однією з найважливіших задач при дослідженні експлуатаційних характеристик фотонно-кристалічних волоконних хвилеводів є визначення їх власних режимів при розповсюдженні світлових хвиль уздовж пустотілих або діелектричних каналів. В даному розділі розглядаються фотонно-

кристалічні волокна з пустотілими каналами, які мають низку переваг над волокнами з діелектричними осердями. Відомо, що в діелектричних хвилеводах локалізація електромагнітної енергії відбувається за рахунок фізичного механізму повного внутрішнього відбиття. У звичайних оптичних волокнах цей механізм реалізується для доволі низьких контрастів показника заломлення осердя хвилеводу та його оболонки. Цілком закономірно, що аналогічна ситуація повинна спостерігатися і в фотонно-кристалічних волоконних хвилеводах з діелектричним осердям. Дійсно, в цьому випадку оболонка хвилеводного каналу має менший показник заломлення через наявність повітряних отворів в діелектричному середовищі. Але у фотонно-кристалічному волокні реалізується додатковий механізм локалізації електромагнітної енергії, який обумовлений існуванням фотонної забороненої зони для періодичної оболонки хвилеводного каналу. Таким чином, фотонно-кристалічні волокна з діелектричним осердям мають два механізми локалізації енергії. Інша ситуація реалізується у фотонно-кристалічних волокнах з пустотілим осердям. Звичайно, в цьому випадку механізм повного внутрішнього відбиття принципово не може існувати, оскільки показник заломлення хвилеводного каналу дорівнює одиниці. Отже, локалізація електромагнітної енергії в такому хвилеводі відбувається лише за рахунок механізму фотонної забороненої зони, що відкриває додаткові можливості для отримання унікальних електродинамічних характеристик. Зокрема, існує принципова можливість реалізації одномодового хвилеводу навіть для випадку доволі значних розмірів перетину пустотілого осердя.

Таким чином, основні експлуатаційні характеристики фотонно-кристалічних волокон визначаються електродинамічними властивостями періодичної оболонки хвилеводного каналу, яка фактично представляє собою двовимірний фотонний кристал. Цей кристал формується гексагональною решіткою порожнистих отворів в кремнієвому склі з діелектричною проникністю $\epsilon = 2,1$. Товщина стінок між отворами є значно меншою періоду решітки і таким чином формується середовище з ефективним значенням

діелектричної проникності, яке близьке до одиниці. Така конфігурація перетину хвилеводу дозволяє суттєво зменшити втрати, які виникають при розповсюдженні електромагнітних хвиль в діелектричному середовищі.

4.1 Дисперсійні характеристики фотонно-кристалічного волокна з оболонкою у вигляді трикутної решітки пустотілих отворів

Дисперсійні характеристики фотонного кристалу, який формує оболонку волоконного хвилеводу, складають підґрунтя для визначення характеристик власних режимів фотонно-кристалічного волокна. На рис. 4.1 представлено схематичне зображення двовимірного фотонного кристалу, який складається з періодично розташованих порожнистих циліндричних отворів у масиві діелектрика (кремнієвого скла) та відповідна косокутна система координат. Період структури визначається як відстань між центрами будь-яких двох циліндрів, які розташовані найближче. Радіус циліндрів, нормований на період структури L , складає $r/L = 0,48$. Така конфігурація зазвичай застосовується для моделювання фотонно-кристалічних волоконних хвилеводів.

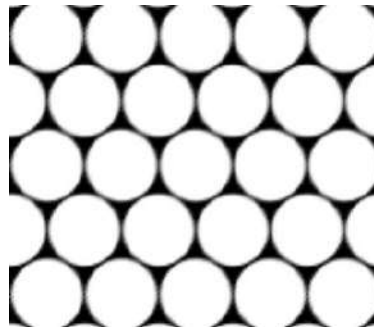


Рисунок 4.1 – Схема фотонного кристалу.

Для розрахунків дисперсійних характеристик використовувався спеціалізований комп'ютерний пакет MIT Photonic Bands, що вільно розповсюджується та має відкритий код [109]. Це програмне забезпечення широко застосовується для дослідження фотонно-кристалічних структур і використовує метод розкладання по плоским хвилям, який широко застосовується для визначення власних режимів різноманітних періодичних

систем різної розмірності. Періодична структура формується стандартним способом через створення елементарної комірки та застосування властивості трансляційної інваріантності.

Дисперсійні властивості базових конфігурацій фотонних кристалів є досить добре вивченими [110]. Відомо, що при виконанні певних умов структура на рис. 1 має фотонні заборонені зони для двох поляризацій випромінювання (TE та TM). Зокрема, найбільш широка заборонена зона реалізується для TE поляризації, коли вектор магнітного поля спрямований уздовж вісі Oz .

Результати розрахунків дисперсійних діаграм для двовимірного фотонного кристалу з трикутною решіткою пустотілих циліндрів представлені на рис. 4.2 для обох поляризацій.

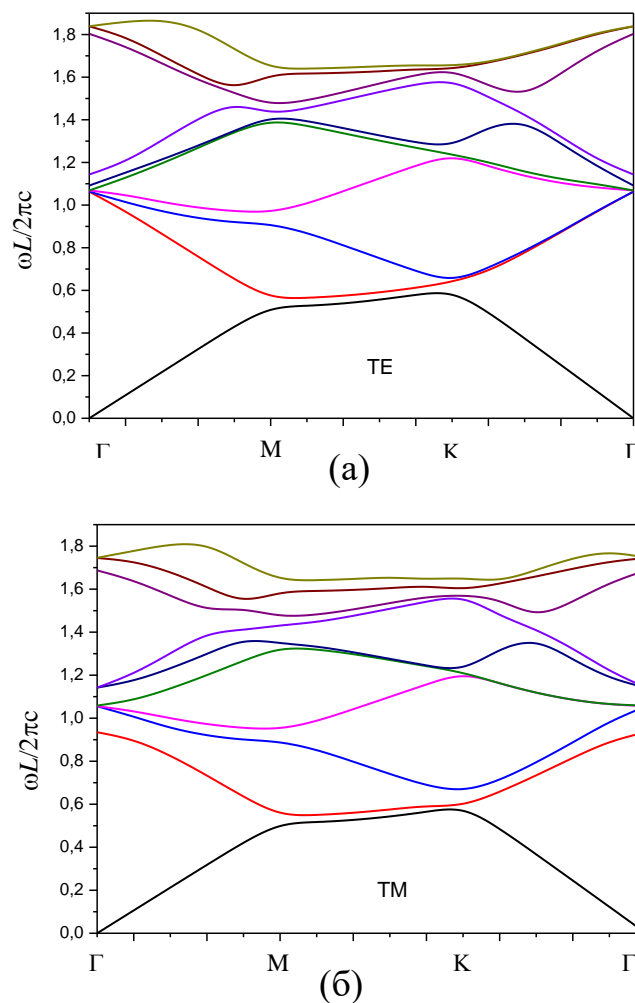


Рисунок 4.2 – Дисперсійні діаграми фотонного кристалу для TE (а) та TM (б) поляризацій випромінювання.

Уздовж вісі абсцис відкладені значення Блохівського хвильового вектору в межах незведеної першої зони Бріллюена. Буквами позначені точки високої симетрії цієї зони. Уздовж вісі ординат відкладена нормована частота, яка фактично дорівнює відношенню періоду структури до довжини хвилі випромінювання.

З рис. 4.2 видно, що в даному випадку фотонні заборонені зони відсутні для обох поляризацій випромінювання. Цей результат обумовлений низьким контрастом діелектричної проникності в досліджуваній структурі (2,1:1). Слід відзначити, що результати розрахунків, представлені на рис. 4.2, отримані для випадку нульового значення поздовжньої компоненти хвильового вектору, тобто $k_z = 0$. Це означає, що хвилі розповсюджуються лише у площині xy . У волоконному хвилеводі розповсюдження відбувається у напрямку координатної вісі Oz ($k_z \neq 0$), тобто перпендикулярно площині рисунку. Отже, для дослідження власних режимів фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу необхідно розглядати дисперсійні характеристики фотонного кристалу для ненульових значень поздовжнього хвильового числа (постійної розповсюдження).

Відомо, що збільшення значення постійної розповсюдження призводить до виникнення фотонних заборонених зон в структурі, зображеній на рис. 1. Зазвичай фізичні чинники для цього явища пояснюються через виконання умов так званого скалярного наближення при збільшенні значення k_z [111]. При виконанні цих умов електродинамічні характеристики діелектричного фотонного кристалу стають подібними до відповідних характеристик кристалу, що складається з металевих циліндрів та має кілька фотонних заборонених зон. Отже, починаючи з деякого значення постійної розповсюдження, в фотонному кристалі, який формує оболонку хвилеводу, повинні з'являтися фотонні заборонені зони. Саме в межах цих зон можлива локалізація електромагнітної енергії в хвилеводному каналі та реалізація власних режимів фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу.

На рис. 4.3 представлені результати розрахунків дисперсійних характеристик фотонного кристалу для ненульових значень позовжньої компоненти хвильового вектору. Уздовж вісі абсцис відкладено значення нормованої постійної розповсюдження. Пунктирною лінією позначена «лінія світла», на якій розташовані точки, які відповідають випадку, коли фазова швидкість хвиль дорівнює швидкості світла у вакуумі.

Світлі області дисперсійної діаграми на рис. 3 відповідають забороненим зонам фотонного кристалу. Видно, що, починаючи зі значення $k_z L / 2\pi = 1,43$, відкривається фотонна заборонена зона, яка поступово розширюється із збільшенням постійної розповсюдження. Разом з тим, існує лише обмежений діапазон значень $k_z L / 2\pi$, де ця заборонена зона розташована вище за лінію світла, тобто можлива реалізація власних режимів структури, які відповідають об'ємним хвилям. Область діаграми, яка розташована нижче за лінію світла, відповідає режимам поверхневих хвиль, поле яких експоненційно зменшується у вільному просторі. Крім того, енергія поверхневих хвиль зосереджена на поверхнях діелектричних елементів структури, що призводить до додаткових втрат. Тому зазвичай режими поверхневих хвиль у фотонно-кристалічних волоконних хвилеводах не використовуються як робочі.

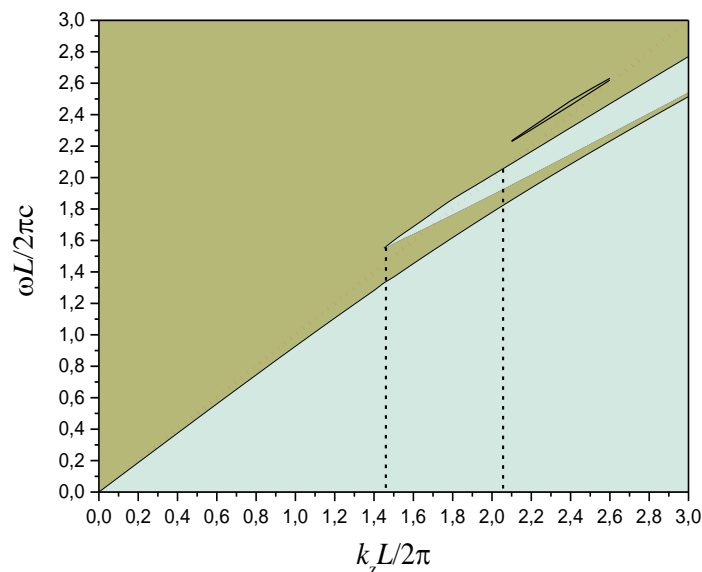
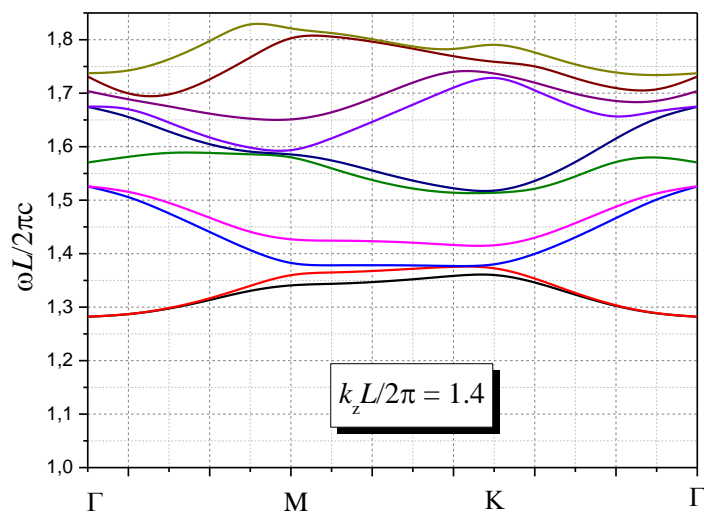


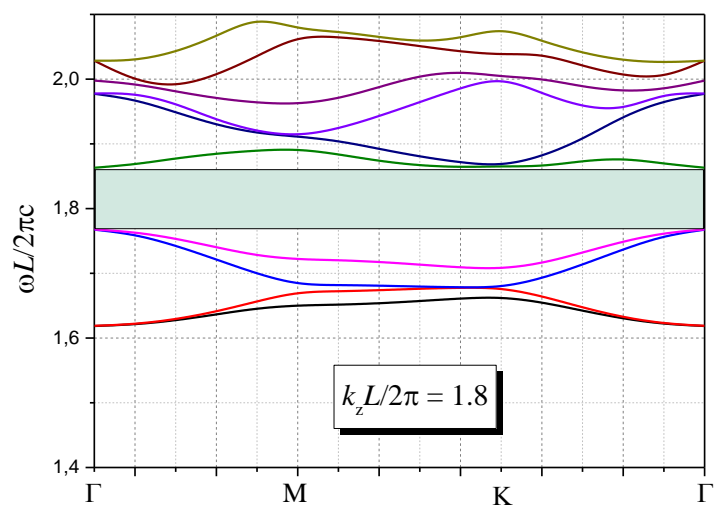
Рисунок 4.3 – Дисперсійна діаграма фотонного кристалу для позовжньої компоненти хвильового вектору.

Таким чином робочий діапазон фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу є обмеженим. Вертикальні штрихові лінії на рис. 4.3 показують граничні значення постійної розповсюдження.

Результати розрахунків дисперсійних діаграм для різних значень постійної розповсюдження представлені на рис. 4.4. Діаграма на рис. 4.4а розрахована для значення параметру $k_z L/2\pi$ за межами робочого діапазону хвилеводу. Дійсно, в цьому випадку існує лише нульова фотонна заборонена зона, в якій можливе існування лише власних режимів на поверхневих хвилях.



(a)



(б)

Рисунок 4.4 – Дисперсійні діаграми фотонного кристалу для різних значень позовжнього хвильового числа.

Діаграма на рис. 4.4б розрахована в робочому діапазоні значень постійної розповсюдження. Горизонтальною смугою позначена фотонна заборонена зона, в якій можливі власні режими структури як на поверхневих, так і на об'ємних хвилях. Саме ця заборонена зона відкривається при зростанні постійної розповсюдження хвилеводу.

4.2 Характеристики власних режимів фотонно-кристалічного волокна

Важливою характеристикою власних режимів фотонно-кристалічних волоконних хвилеводів є просторовий розподіл електромагнітного поля в перетині структури. Цей розподіл дозволяє визначати структуру мод хвилеводу і втрати енергії за рахунок її проникнення в оболонку хвилеводного каналу. Найбільш зручним варіантом візуалізації в цьому випадку є розрахунок просторового розподілу інтенсивності поля, яка фактично представляє собою енергетичну характеристику. Тому чисельні розрахунки проводилися для енергії електричного поля власних режимів фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу.

Оскільки пакет MIT Photonic Bands призначений для визначення характеристик власних режимів лише періодичних структур, то його неможливо безпосередньо використовувати для дослідження структур з дефектами періодичності, якими є фотонно-кристалічні хвилеводи та резонатори. Ця проблема вирішується через застосування методу надкомірки (supercell), який дозволяє відновити періодичність структури шляхом побудови нової комірки збільшених розмірів [112]. Однак при застосуванні цього методу необхідно обчислювати більшу кількість дисперсійних кривих через збільшення кількості власних частот надкомірки порівняно із звичайною коміркою одиничних розмірів. Крім того, в цьому випадку вірогідними є лише ті власні режими побудованої періодичної структури, які

характеризуються відсутністю електромагнітного зв'язку між сусідніми дефектами періодичності.

Розглянемо кілька варіантів конфігурації перетину волоконного хвилеводу, які відрізняються радіусом пустотілого осердя. Перший варіант має значення цього радіуса, нормованого на період структури $R/L = 0,83$. На рис. 4.5 представлено зображення перетину відповідного фотонно-кристалічного волокна.

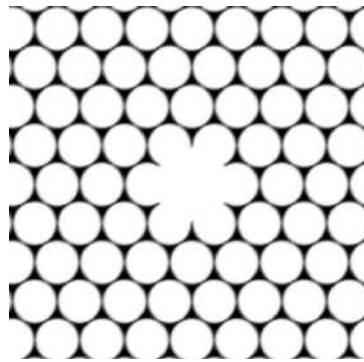


Рисунок 4.5 – Схема фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу.

З рис. 4.5 видно, що у даному випадку конфігурація перетину пустотілого хвилеводного каналу забезпечує відсутність власних режимів структури, які відповідають поверхневим хвилям [113, 114]. Це підтверджується результатами розрахунків просторового розподілу інтенсивності електричного поля в перетині хвилеводу, які наведені на рис. 4.6.

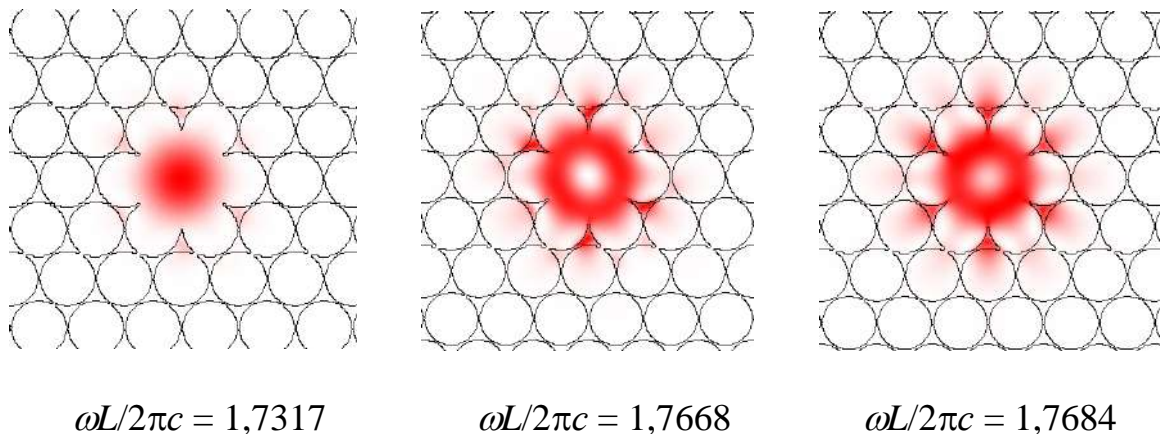


Рисунок 4.6 – Просторові розподіли інтенсивності електричного поля власних режимів фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу.

Цілком закономірно, що основній моді хвилеводу відповідає найнижча частота. В цьому режимі реалізується найбільш ефективна локалізація енергії в пустотілому осерді структури. Слід відзначити, що результати розрахунків, представлені на рис. 6, отримані для фіксованого значення постійної розповсюдження $k_z L / 2\pi = 1,7$. Тому всі наведені просторові розподіли інтенсивності електричного поля відповідають власним режимам структури на об'ємних хвилях, оскільки відповідні власні частоти мають значення більші за 1,7. Для вищих мод спостерігається більш суттєве просочення енергії в оболонку хвилеводного каналу, тобто збільшуються втрати.

На рис. 4.7 представлена схема перетину фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу з нормованим радіусом пустотілого осердя $R/L = 1,5$. Така конфігурація підтримує існування власних режимів на поверхневих хвилях, що визначається структурою межі пустотілого хвилеводного каналу.

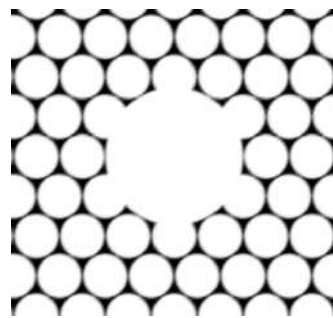


Рисунок 4.7 – Схема перетину фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу.

Такий висновок підтверджується результатами розрахунків просторових розподілів інтенсивності електричного поля для власних режимів структури, які представлені на рис. 4.8.

З рис. 4.8 видно, що у даному випадку практично всі власні режими структури є гібридними, тобто вони поєднують риси режимів об'ємних та поверхневих хвиль. Інша інтерпретація отриманих результатів полягає у перекриванні областей існування об'ємних та поверхневих мод хвилеводу.

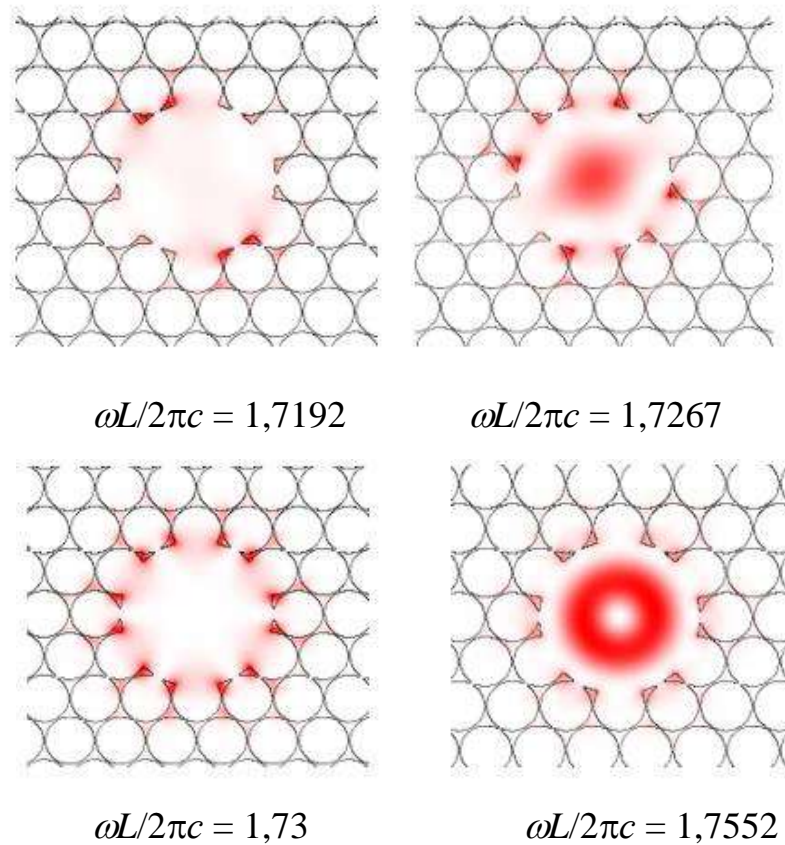


Рисунок 4.8 – Просторові розподіли інтенсивності електричного поля власних режимів фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу.

Досить суттєва частка енергії концентрується в діелектрику. Це призводить до збільшення втрат в хвилеводному каналі і, відповідно, погіршує енергетичні характеристики фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу.

На рис. 4.9 представлена схема перетину хвилеводу із збільшеним значенням радіусу пустотілого хвилеводного каналу $R/L = 1,8$.

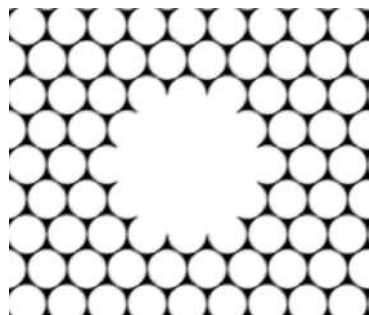


Рисунок 4.9 – Схема перетину фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу.

Така конфігурація перетину фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу також забезпечує доволі слабкий зв'язок між об'ємними та поверхневими модами, що дозволяє підвищити ефективність локалізації електромагнітної енергії в пустотілому каналі [113]. Але на відміну від хвилеводу з меншими радіусами осердя в даному випадку хвилевід стає суттєво багатомодовим. В результаті зменшується частотний діапазон, в якому можлива реалізація лише власних режимів на об'ємних хвилях.

На рис. 4.10 представлені результати розрахунку просторового розподілу інтенсивності електричного поля для мод хвилеводу, які відповідають об'ємним хвилям.

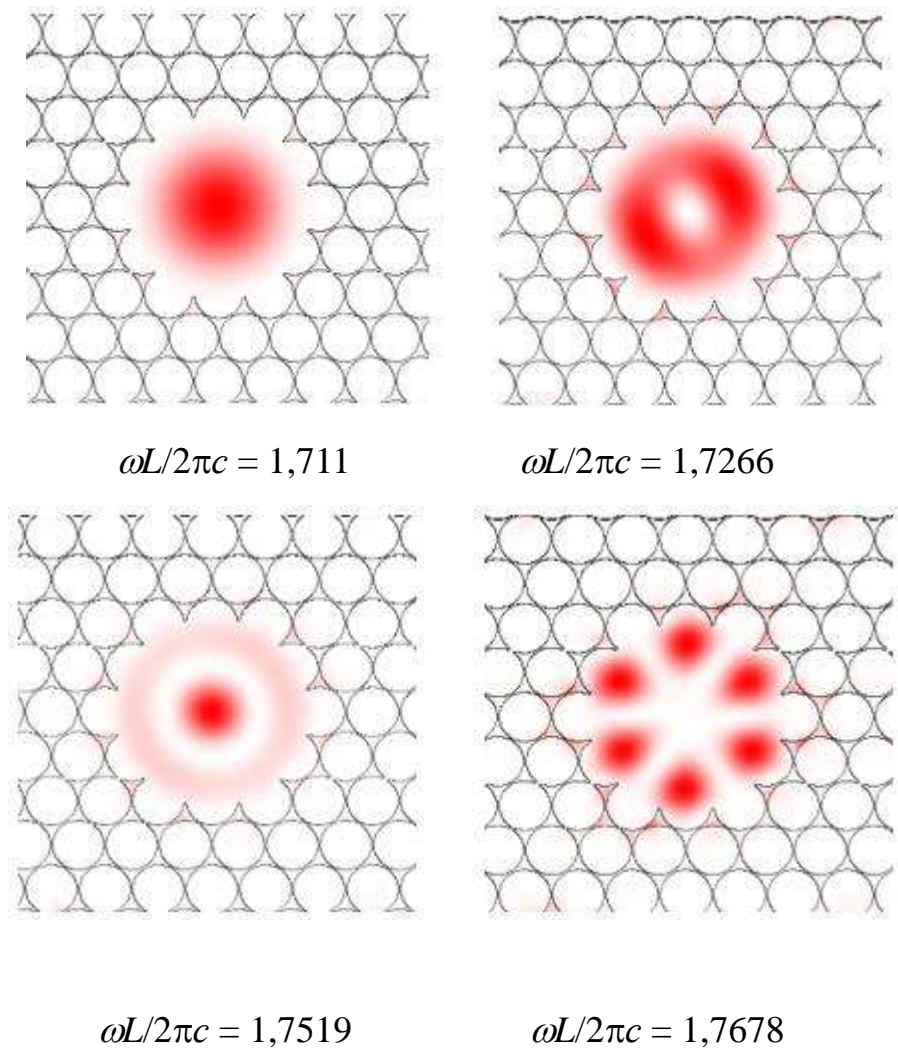


Рисунок 4.10 – Просторовий розподіл інтенсивності електричного поля для власних режимів фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу.

Видно можливість реалізації як аксіально-симетричних, так і несиметричних мод. Важливо відзначити підвищення ефективності локалізації енергії поля для основної моди порівняно з конфігураціями, що мають менший радіус пустотілого осердя. Це цілком закономірний результат, оскільки відомо, що енергія за межами хвилеводного каналу зменшується як $1/R^3$ при збільшенні радіусу осердя R [113, 114].

Результати розрахунків показують, що для вищих мод енергія поля за межами хвилеводного каналу збільшується порівняно із основною модою. Тому зазвичай робочим діапазоном хвилеводу є саме одномодовий діапазон, де втрати енергії є найменшими.

4.3 Дисперсійні характеристики фотонного кристалу на основі решітки кагоме

Волокна кагоме – це унікальний клас матеріалів, які виявляють чудові електродинамічні властивості завдяки своїй складній структурі ґратки, що складається з взаємопов'язаних багатогранних одиниць [115-121]. Ці волокна мають високовпорядковану геометрію, яка дозволяє електромагнітним хвилям розповсюджуватися з мінімальними втратами та дисперсією, що робить їх ідеальними кандидатами для застосування у високошвидкісних системах передачі даних і зв'язку. Крім того, електромагнітні властивості волокон кагоме можна змінювати, регулюючи розміри та склад волокна, що відкриває значні перспективи у розробці різноманітних оптичних компонентів, таких як хвилеводи, датчики та фільтри.

Волоконні хвилеводи кагоме – це різновид фотонно-кристалічного волокна, який привернув значну увагу в галузі фотоніки завдяки своїм унікальним властивостям і потенціалу для широкого спектру застосувань. Характерна структура решітки кагоме складається з масиву повітряних отворів, розташованих у вигляді стільників, що дозволяє точно контролювати поширення світла всередині осердя хвилеводів. Такі структури

характеризуються низькими втратами та високим ступенем локалізації електромагнітної енергії.

Важливою відмінністю волоконних кагоме хвилеводів від звичайних фотонно-кристалічних волоконних хвилеводів є відсутність фотонних заборонених зон у оболонки хвилеводного каналу [122, 123]. Локалізація енергії в каналі таких хвилеводів здійснюється за рахунок слабого електромагнітного зв'язку між модами осердя хвилеводу та модами його оболонки. Поле мод оболонки переважно концентрується у діелектричних елементах і характеризується швидкими фазовими осциляціями [124, 125]. Через це виникає значне порушення узгодження поперечних хвильових чисел між модами осердя та оболонки, що призводить до суттєвого послаблення зв'язку між ними. Волоконні кагоме хвилеводи характеризуються більшою широкосмуговістю через відсутність обмежень фотонної забороненої зони і можуть використовуватися у широкому частотному діапазоні від інфрачервоної до ультрафіолетової ділянок спектру.

Розглянемо дисперсійні характеристики нескінченного фотонного кристалу, який сформований решіткою типу кагоме. Схема такої структури представлена на рис. 4.11.

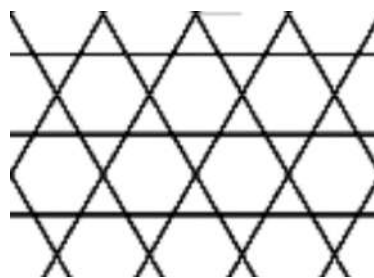


Рисунок 4.11 – Схема решітки кагоме.

В даному випадку базовим елементом періодичної структури є правильний шестикутник, який транслюється уздовж осей косокутної системи координат, яка аналогічна застосованій для попередньої конфігурації фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу.

На рис.4.12 представлені результати розрахунку дисперсійних діаграм фотонного кристалу на основі решітки кагоме для різних значень позовжнього хвильового числа.

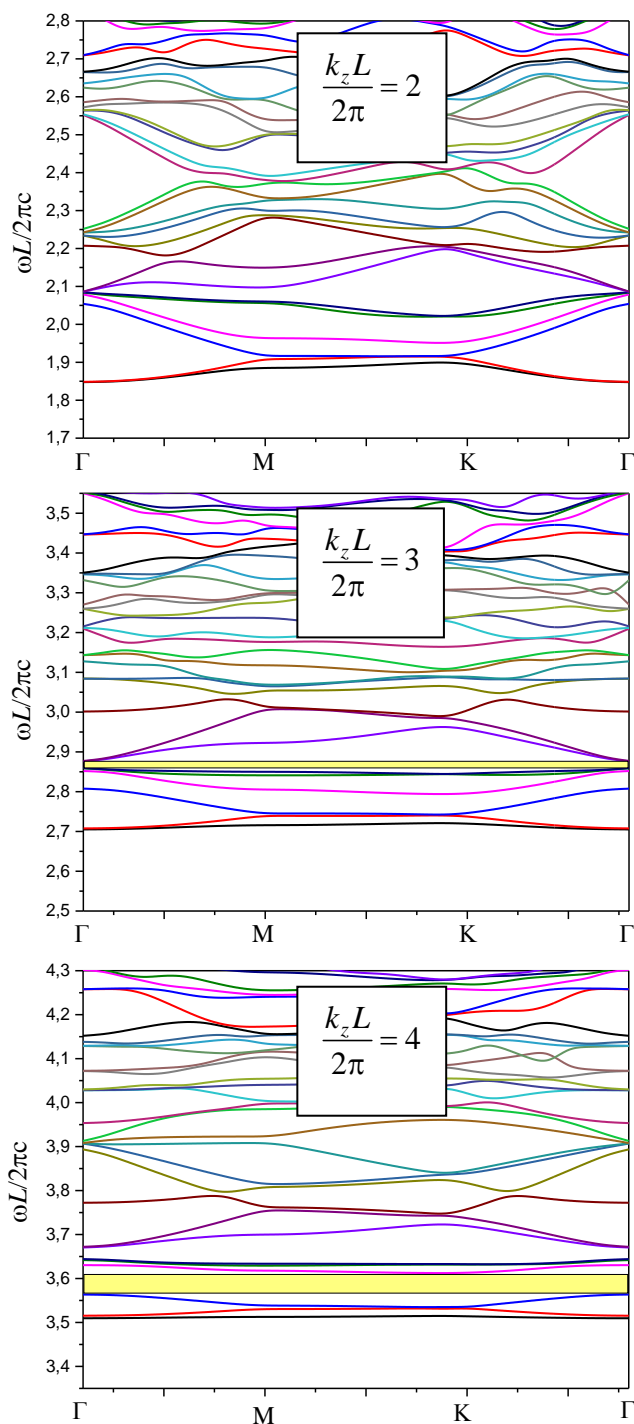


Рисунок 4.12 – Дисперсійні діаграми фотонного кристалу на основі решітки кагоме для різних значень позовжнього хвильового числа.

Чисельні розрахунки проводилися для випадку діелектричної проникності матеріалу решітки $\epsilon = 2,1$; нормована товщина діелектричних елементів $d/L = 0,05$. З рис. 12 видно, що загальні закономірності еволюції дисперсійних діаграм при збільшенні постійної розповсюдження фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу загалом подібні до варіанту, розглянутого вище. Зі збільшенням постійної розповсюдження відкривається фотонна заборонена зона, що пояснюється виконанням умов скалярного наближення. На рис. 4.12 ця зона показана горизонтальними смугами. Але для решітки кагоме заборонена зона відкривається лише в області існування власних режимів структури, пов'язаних із поверхневими хвилями. Для власних режимів на об'ємних хвилях заборонені зони відсутні, що є природнім для таких періодичних структур.

4.4 Характеристики фотонно-кристалічного волокна з оболонкою у вигляді решітки кагоме

Розрахунок дисперсійних характеристик фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу на основі решітки кагоме проводився, як і в попередньому випадку, із застосуванням методу надкомірки. Результат побудови структури для розрахунку дисперсійних характеристик із застосуванням методу надкомірки представлений на рис. 4.13. Пустотіле осердя волоконного хвилеводу в даному випадку має форму правильного шестикутника.

З рис. 4.13 видно, що найближчі сусідні осердя хвилеводу розділені чотирма періодами структури. Результати додаткових розрахунків показали, що така відстань достатня для забезпечення електромагнітної ізоляції між цими осердями у випадках реалізації власних режимів структури з локалізацією енергії в центральній частині надкомірки. Слід відзначити, що збільшення відстані між пустотілими осердями призводить до збільшення

розмірів надкомірки і відповідного суттєвого збільшення використовуваних обчислювальних ресурсів.

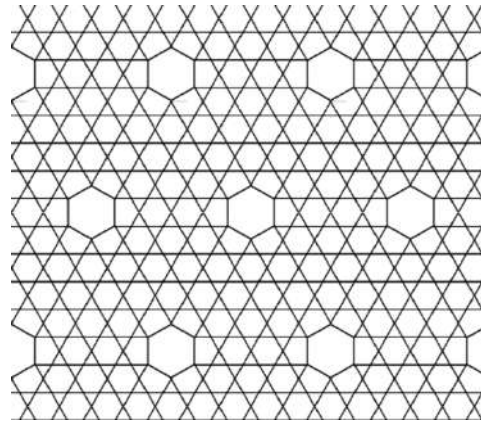


Рисунок 4.13 – Схема моделі фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу на основі решітки кагоме.

На рис. 4.14 представлені результати розрахунків дисперсійних характеристик волоконного хвилеводу. Залежності нормованої частоти від нормованого поздовжнього хвильового числа розраховувалися при утриманні в розгляді 500 дисперсійних кривих. Це обумовлено значними розмірами надкомірки і відповідним збільшенням кратних власних частот структури. Пунктирна нахилена лінія позначає лінію світла для вакууму.

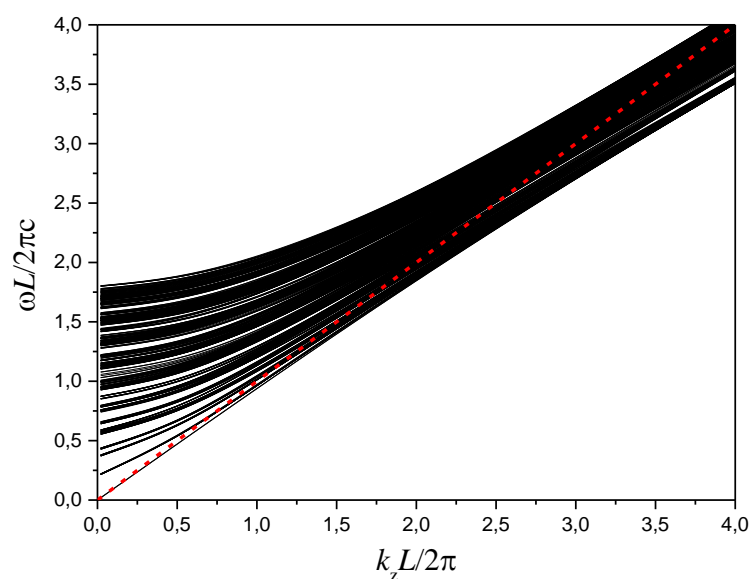


Рисунок 4.14 – Дисперсійна характеристика фотонно-кристалічного хвилеводу на основі решітки кагоме

На рис. 4.14 видно фотонну заборонену зону, яка відкривається при збільшенні поздовжнього хвильового числа (рис. 4.12). Ця заборонена зона розташована нижче за лінію світла в області реалізації власних режимів на поверхневих хвилях. В той же час в області існування власних режимів на об'ємних хвилях поблизу лінії світла заборонені зони відсутні. Саме ця область дисперсійної діаграми містить робочі режими хвилеводу.

Розрахунок польових характеристик власних режимів фотонно-кристалічного волоконного хвилеводу на основі решітки кагоме виконувався, як і в попередньому випадку, для інтенсивності електричного поля в перетині хвилеводу. Як вірогідні обиралися ті розподіли інтенсивності, для яких реалізується електромагнітна ізоляція між центрами сусідніх надкомірок. В цьому випадку результати розрахунків відповідають власним режимам волоконного хвилеводу.

На рис. 4.15 представлені просторові розподіли інтенсивності електричного поля для власних режимів структури, які розташовуються на дисперсійній діаграмі нижче за лінію світла. Це витікає зі значень нормованих власних частот цих режимів, оскільки розрахунок проводився для значення нормованої постійної розповсюдження $k_z L / 2\pi = 4$.

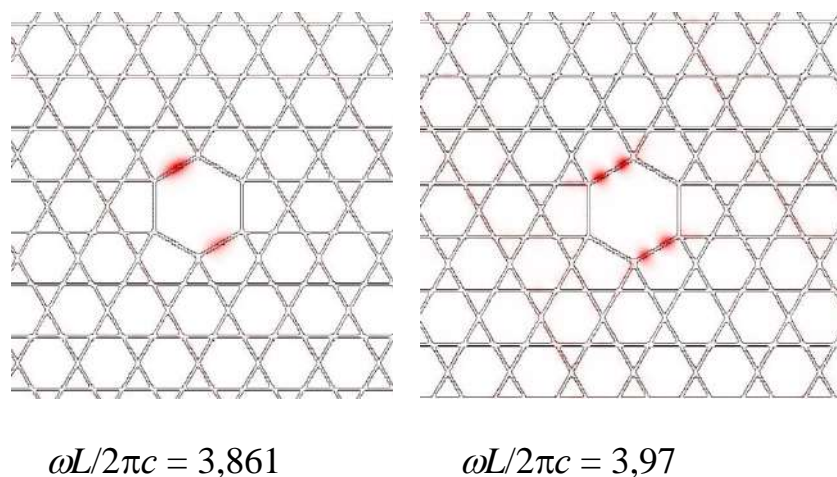


Рисунок 4.15 – Просторові розподіли інтенсивності електричного поля поверхневих власних режимів волоконного хвилеводу.

Таке розташування власних режимів свідчить про поверхневий характер електромагнітного поля, що підтверджується рис. 4.15. Видно, що енергія поля зосереджена в діелектричних пластинах, які формують структуру кагоме. При віддаленні від діелектрика у вільний простір відбувається експоненційне загасання поля.

Найбільший практичний інтерес представляють не поверхневі, а об'ємні власні режими волоконного кагоме хвилеводу, оскільки в цьому випадку енергія поля розповсюджується у вільному просторі з мінімальними втратами. На рис. 4.16 представлені результати розрахунків просторового розподілу інтенсивності електричного поля в проекції на площину (x, y) для основної та першої вищої мод хвилеводу.

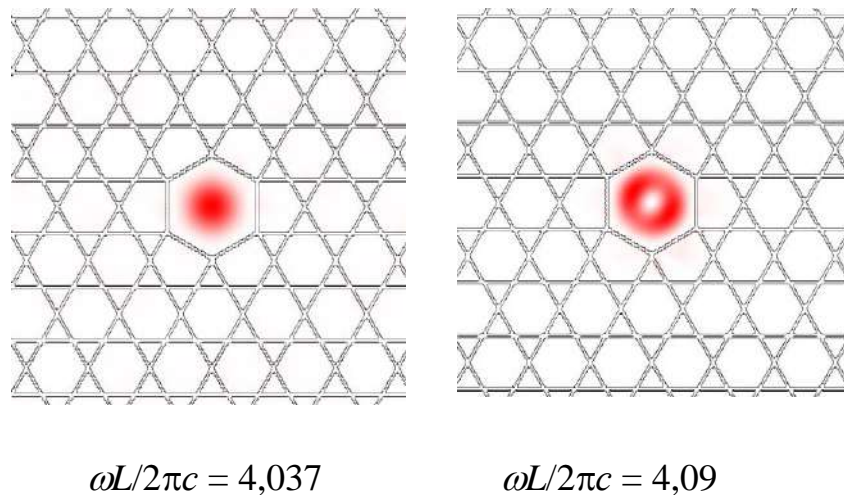


Рисунок 4.16 – Просторові розподіли інтенсивності електричного поля для власних режимів волоконного хвилеводу на об'ємних хвилях.

Основна мода характеризується відсутністю варіацій поля в перетині структури і найбільш високим ступенем локалізації електромагнітної енергії в хвилеводному каналі. Перша вища мода має два максимуми інтенсивності електричного поля в перетині хвилеводного каналу. Відповідно, в центрі каналу реалізується нульове значення інтенсивності. Крім того, ефективність локалізації електромагнітної енергії в цьому випадку нижча порівняно із основною модою. Це цілком закономірний результат, оскільки для вищих мод

максимуми інтенсивності поля реалізуються ближче до границь хвильового каналу, що призводить до збільшення амплітуди поля на цих границях. Відповідно відбувається збільшення втрат енергії моди в межах осердя за рахунок її проходження в оболонку хвильоводу.

На рис. 4.17 представлені результати побудови тривимірних розподілів інтенсивності електричного поля для основної (рис. 4.17 а) та першої вищої (рис. 4.17 б) мод фотонно-кристалічного волокна на основі решітки кагоме.

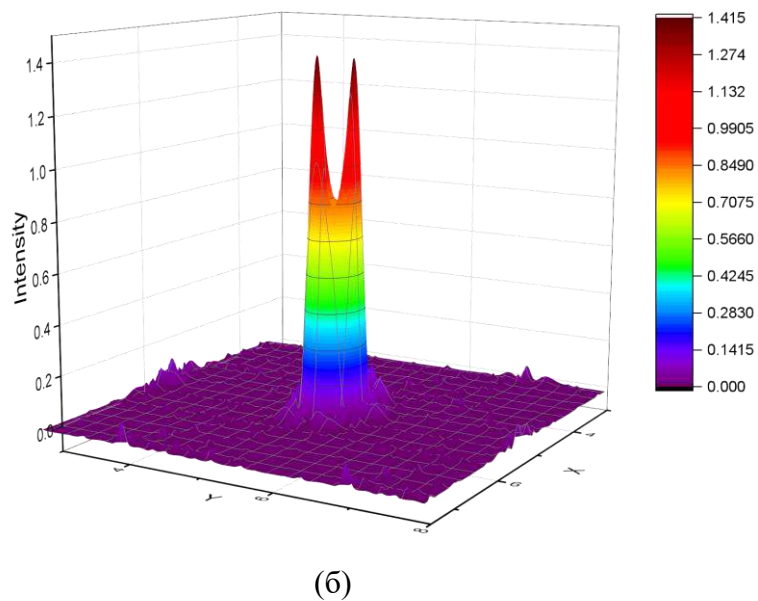
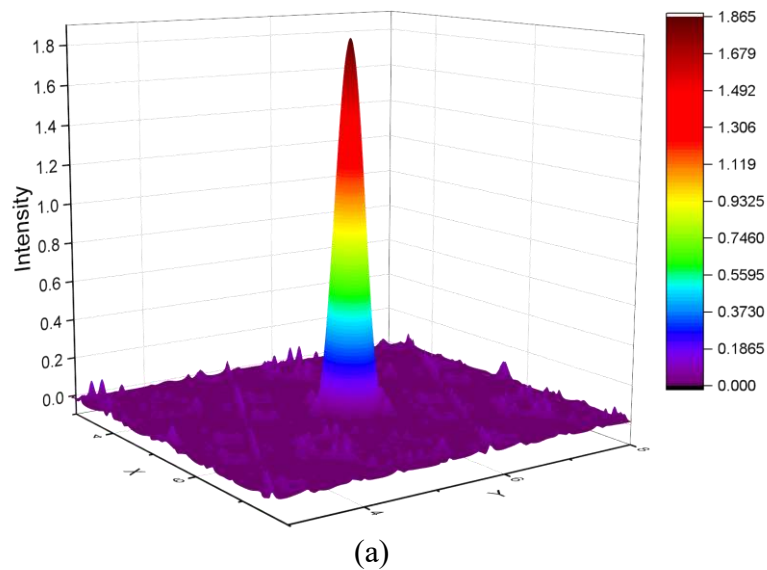


Рисунок 4.17 – Тривимірні представлення просторових розподілів інтенсивності електричного поля для власних режимів волоконного хвильоводу на об'ємних хвилях.

Для інших вищих мод волоконного хвилеводу спостерігається збільшення частки енергії поля за межами пустотілого хвилеводного каналу, тобто зменшується ефективність локалізації енергії.

На рис. 4.18 представлені просторові розподіли інтенсивності електричного поля для двох вищих мод структури. Одна з цих мод (на рисунку зліва) має майже аксіально-симетричний просторовий розподіл інтенсивності поля в межах хвилеводного каналу. Слід відзначити, що для цієї моди реалізується максимум інтенсивності поля в центрі каналу, причому діаметр перетину цього максимуму значно менший за ширину плями поля основної моди (рис. 4.16). Однак у цьому випадку значно більша частка енергії поля моди знаходиться за межами хвилеводного каналу, тобто втрати збільшуються.

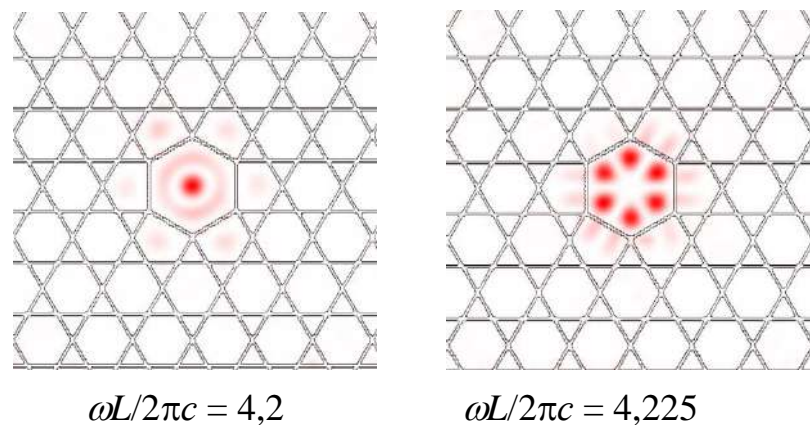


Рисунок 4.18 – Просторові розподіли інтенсивності електричного поля для вищих мод волоконного хвилеводу на об'ємних хвилях.

На рис. 4.19 представлені результати розрахунків тривимірного варіанту просторового розподілу інтенсивності поля для цієї вищої моди фотонно-кристалічного хвилеводу на основі решітки кагоме, яка має нормовану власну частоту $\omega L/2\pi c = 4,2$. Порівняння результатів розрахунків, представлених на рис. 4.19 та рис. 4.17а, показує, що інтенсивність електричного поля вищої моди в центрі хвилеводного каналу майже в півтора

рази більша за відповідну інтенсивність основної моди. Але загальна енергія в хвилеводному каналі більша для основної моди через значно менші втрати.

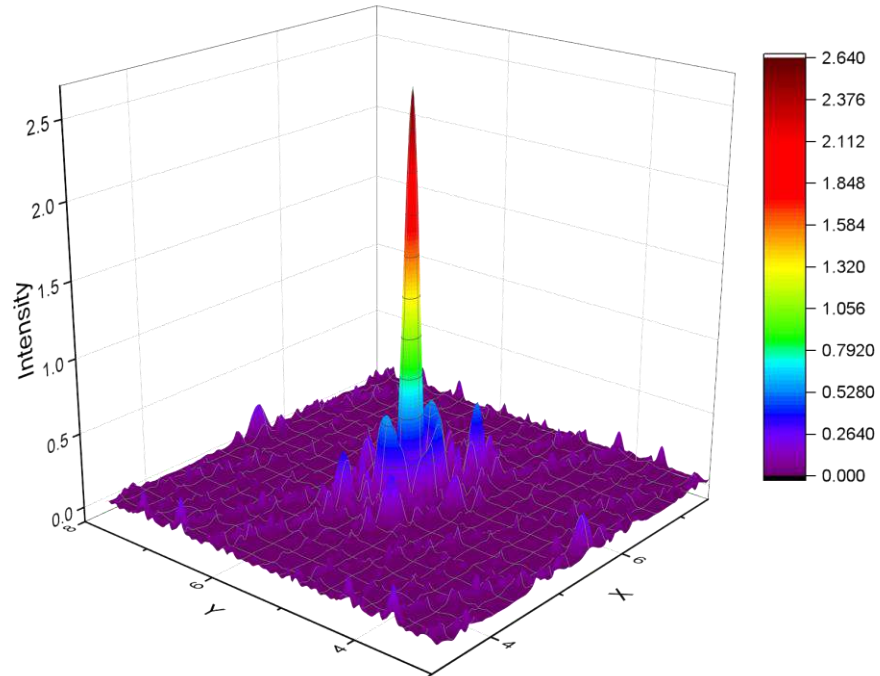


Рисунок 4.19 – Тривимірне представлення просторового розподілу електричного поля вищої моди волоконного хвилеводу на основі решітки кагоме.

Слід також звернути увагу на те, що з рис. 4.19 видно, що дана вища мода хвилеводу не має аксіально-симетричного розподілу поля в межах хвилеводного каналу.

На рис. 4.20 представлено тривимірний варіант просторового розподілу інтенсивності електричного поля для вищої моди хвилеводу з нормованою власною частотою $\omega L/2\pi c = 4,225$.

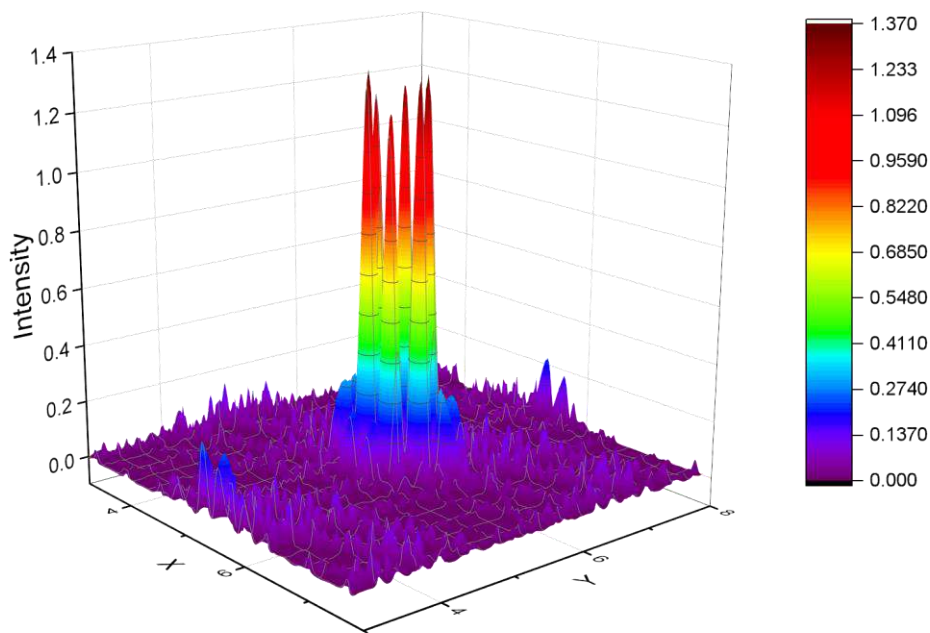


Рисунок 4.20 – Тривимірне представлення просторового розподілу електричного поля вищої моди волоконного хвилеводу на основі решітки кагоме.

З рис. 4.18 та рис. 4.20 видно, що ця мода має найбільший азимутальний індекс з усіх розглянутих і характеризується найбільшими втратами енергії через її проникнення в оболонку хвилеводного каналу. Пікові значення інтенсивності для цієї моди нижчі за відповідні значення для основної та першої вищої мод волоконного хвилеводу.

Висновки до розділу 4

Побудовані математичні моделі для двох конфігурацій фотонно-кристалічних волоконних хвилеводів з пустотілими осерддями. Чисельні розрахунки електродинамічних характеристик власних режимів хвилеводів проводилися із застосуванням методу розкладання по плоским хвилям, імплементованого в комп'ютерний пакет MIT Photonic Bands, що вільно

розповсюджується та має відкритий вихідний код. Отримані дисперсійні та польові характеристики дають можливість дослідження модового складу різних конфігурацій фотонно-кристалічних волоконних хвилеводів та їх спектральних характеристик.

Проведені дослідження показують, що правильна інтеграція фотонно-кристалічних волокон у конструкцію ВОГ дозволяє значно підвищити їх ефективність, оскільки ці волокна здатні забезпечити низькі оптичні втрати і стійкість до температурних коливань, що важливо для забезпечення стабільної роботи гіроскопів. Врахування всіх технологічних аспектів, викладених у розділі, є необхідним для створення високоточних і надійних ВОГ, здатних працювати в різноманітних умовах. Ці результати підкреслюють важливість технологічних і конструкційних удосконалень для розвитку сучасних волоконно-оптичних гіроскопів.

РОЗДІЛ 5

ОПИС ОСНОВНИХ КОНСТРУКТОРСЬКИХ РІШЕНЬ ГІРОСКОПА ТА ТЕХНОЛОГІЧНИХ ОСОБЛИВОСТЕЙ ВИГОТОВЛЕННЯ ТА ЗБІРКИ ВОГ

5.1 Структурна схема розробленого ВОГ та його склад

В якості основного елемента волоконно-оптичного гіроскопа виступає волоконний інтерферометр Саньяка. Принцип роботи ВОГ заснований на ефекті Саньяка, згідно якому, фазовий зсув зустрічних електромагнітних хвиль, виникає в кільцевому інтерферометрі, який матиме кутову швидкість руху. В якості хвилеводу в ВОГ використовується кварцове одномодове оптичне волокно. Волокно довжиною 200 метрів намотується на котушку. Для чіткого і точного визначення кутової швидкості на основі вимірюваного значення різниці фаз зустрічних хвиль необхідно виключити можливі адитивні і мультиплікативні ефекти негативних фізичних впливів. Основним завданням при вимірюванні різниці фаз з високою точністю є дрейф нуля, який з'являється в вихідному сигналі фізично стаціонарного ВОГ та не пов'язаний з обертанням контуру. В кварцовому оптичному волокні практично неможливо отримати стійкі коливання оптичної фази. Ефекти двупроменезаломлення, Керра, Фарадея і т.д. несприятливо впливають на реєстрацію зсуву фаз хвиль при обертанні петлі ВОГ. Навіть слабка неоднорідність у волокні може призвести до кумулятивного ефекту і спотворити результат виміру. Негативні ефекти також пов'язані з процесами розсіювання і відбиття світла на оптичному шляху, ефектом поляризаційної невзаємності та ін. Для вирішення проблеми, обумовленої недоліками кварцового волокна, в роботі пропонується в якості хвилеводу ВОГ оптичне волокно типу «Panda», схема розробленого волоконно оптичного гіроскопа зображена на рис.5.1.

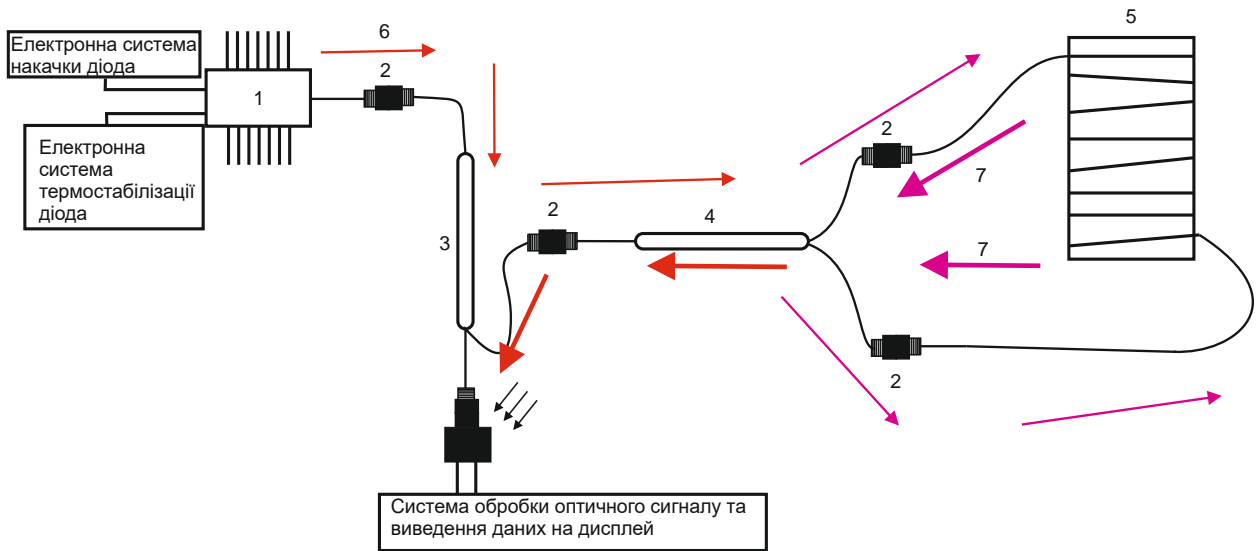


Рисунок 5.1 – Схема ВОГ: 1- лазерний суперлюмінесцентний діод; 2 – муфта для з'єднання волоконно-інтегральний елементів; 3 – циркулятор; 4 – розгалужувач/комбінер; 5 – котушка з оптичним волокном; 6 – напрямок випромінювання з лазерного діода; 7 – напрямок випромінювання після проходження котушки з волокном; 8 – фотодіод.

На рис.5.2 зображено ескіз розробленого гіроскопа.

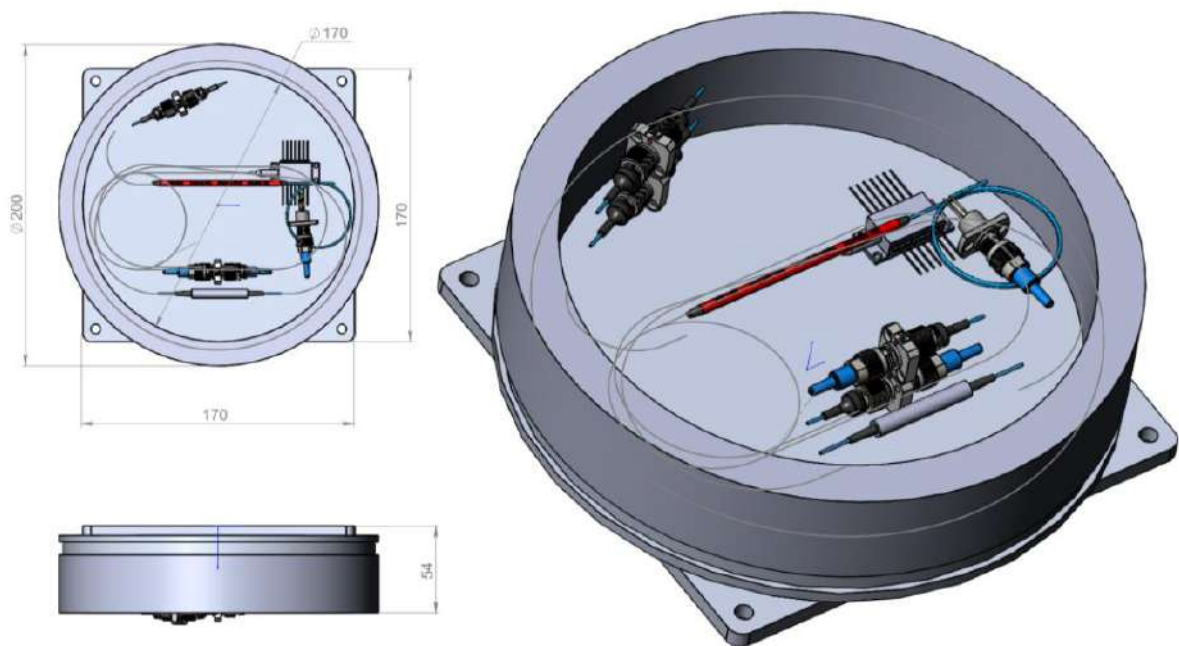
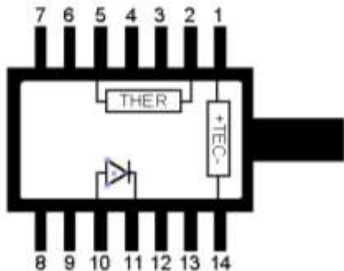


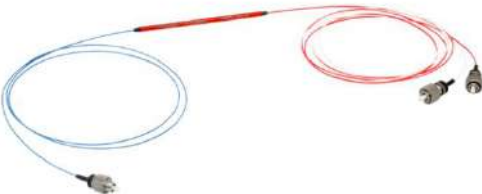
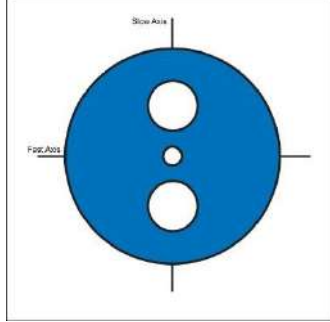




Рисунок 5.2 – Ескіз пристрою: ВОГ

В таблиці 5.1 наведено склад оптичних елементів розробленого ВОГ.

Таблиця 5.1 – Оптичні елементи ВОГ

№п/п	Назва/Модель	Характеристики	Посилання
1	Лазерний суперлюмінісцентний діод/DL-CS5403A (1 шт.)	Центральна довжинахвилі: 1550 нм; Потужність: 40 мВт Тип упаковки: ВТФ Роз'єм: FC / PC, 2,0 мм вузький ключ Волокно: SMF-28 Діаметр оболонки волокна: 125+ -1 мкм Діаметр покриття волокна: 250 + - 15 мкм Лазер повинен мати в своєму складі елемент Пельтьє	https://www.denselight.com/cs-series.html 
2	Муфта для з'єднання конекторів/ADAFCPM2 (5 шт.)	Ключ: 2.0 mm Narrow Key	https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=ADAFCPM2 
3	Волоконно-оптичний циркулятор/6015-3-FC (1 шт.)	Роз'єм: FC / PC, 2,0 мм вузький ключ; Волокно: SMF-28; Діаметр оболонки волокна: 125 + -1 мкм; Діаметр покриттяволокна: 250 + - 15 мкм; Довжина хвилі: 1525-1610 нм.	https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=6015-3-FC 
4	Волоконно оптичний розгалужувач-комбінер/PFC1550HF	Роз'єм: FC / PC, 2,0 мм вузький ключ; Волокно: SMF-28-BLUEPORT, діаметр оболонки волокна: 125 + - 1 мкм, діаметр покриттяволокна: 250 + - 15 мкм; Волокно: PM 15-U25D - WHITE PORT, RED PORT; Довжина хвилі: 1550 нм.	https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=PFC1550HF 
5	Оптичне волокно типу «Panda»/PM 15-U25D	Тип волокна: PM (PANDA); Робоча довжина хвилі: 1550 нм; Дизайн: Panda; Діаметр оболонки	https://www.corning.com/media/worldwide/csm/documents/PANDA%20PM%20and%20RC%20PANDA%20Specialty%20Fiber.pdf

		<p>волокна: 125 + -1 мкм Діаметр покриття оболонки волокна: 250 + -15 мкм; MFD: 10 + -1 мкм Довжина хвилі відсічення: 1460 + -60 нм Но на кінцях волокон повинні бути одягнуті коннектори із параметрами: FC / PC, вузький ключ 2,0 мм.</p>	
6	Фотодіод/FGA01FC	<p>Фотодіод InGaAs; Час зростання: 300 ps; Довжина хвилі: 800-1700 нм; Активна площа: Ø0,12 мм; Корпус під роз'єм FC / PC</p>	<p>https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=FGA01FC</p> 
7	Гель для з'єднання оптичних конекторів/G608N3		<p>https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=G608N3</p> 

5.2 Призначення оптичних елементів та їх поєднання

1. Суперлюмінесцентні лазерні діоди (СЛД) схожі з напівпровідниковими лазерами тим, що значна частка випромінювання забезпечується механізмом вимушеного випромінювання, проте на відміну від лазерів в СЛД відсутні дзеркала резонатора (часто на вихідну поверхню СЛД для придушення відбиття наноситься покриття, для просвітлення), тому випромінювання робить (в ідеалі) тільки один прохід по активному середовищі, і посилюються не окремі моди, а всі довжини хвиль в діапазоні посилення. Смуга випромінювання суперлюмінесцентних діодів (на 2005 рік)

- 20-100 нм, що більше, ніж у напівпровідникових лазерів, але менше, ніж у світлодіодів. За потужністю випромінювання СЛД наближаються до діодного лазера (на 2005 рік - десятки міліват). Випускаються найчастіше в корпусах, характерних для лазерних діодів, з виходом випромінювання через вікно або оптоволокно. Широка смуга випромінювання СЛД означає низьку довжину когерентності (від декількох мікрометрів), що забезпечує мікрометровий дозвіл в оптичній когерентній томографії та високу чутливість в волоконно-оптичних гіроскопах.

При збірці оптичної схеми ВОГ лазерний суперлюмінісцентний діод DL-CS5403A поєднується з портом 2 циркулятора 6015-3-FC через муфту ADAFSPM2.

2. Оптичний циркулятор – це спеціальний волоконно-оптичний компонент, який можна використовувати для розділення оптичних потужностей при переміщенні в протилежних напрямках в оптичному волокні, аналогічно роботі електронного циркулятора. Оптичний циркулятор – трьохпортовий пристрій, сконструйований таким чином, що світло, що входить в будь-який порт, виходить з наступного порту. Це означає, що якщо світло входить в порт 1, то він буде випромінюватися з порту 2, а світло, що входить в порт 2 буде виходити з порту 3. Циркулятори можна використовувати для двосторонньої передачі по одному оптоволокну. Завдяки надійній ізоляції входу і відбитої оптичної потужності і малим внесеним втрат оптичні циркулятори широко використовуються в оптоволоконних датчиках.

Тобто, в ВОГ циркулятор виконує дві функції: направляє випромінювання на фотодіод та захищає кристал суперлюмінесцентного діода від зворотного випромінювання.

Порт 2 циркулятора 6015-3-FC поєднується з портом (BLUE PORT) волоконно-оптичного розгалужувач-комбінера PFC1550HF через муфту ADAFSPM2.

Порт 3 циркулятора 6015-3-FC приєднується до вивідного корпусу фотодіода FGA01FC.

3. Волоконно оптичний розгалужувач-комбінер PFC1550HF з двома вхідними портами PM та одним вихідним портом SM призначений для поєднання двох ортогональних поляризацій у єдине волокно. Ці пристрої повністю працюють через волокно; поляризаційні стани розділяються або поєднуються через сплавлений волоконний перехід. Суцільноволокниста конструкція забезпечує більш високу передачу та більшу потужність у порівнянні з комбінером поляризаційного пучка на основі кальцитової призми, рис.4.3.

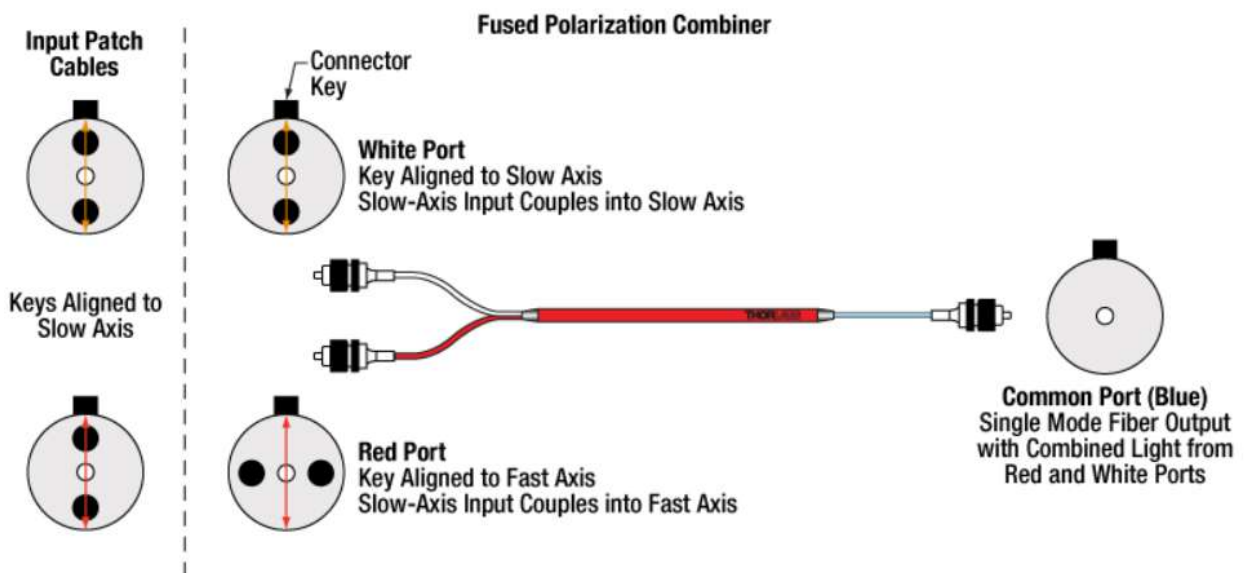


Рисунок 5.3 – Схема підключення та роботи волоконно-оптичного розгалужувача-комбінера PFC1550HF

Випромінювання з оптичного циркулятора через порт (BLUE PORT) волоконно-оптичного розгалужувача-комбінера PFC1550HF ділиться по потужності 50/50 і виходить через інші порти WHITE PORT та RED PORT лінійно поляризованим, але в різних осях волокна типу «Panda»: в швидкій осі та повільній, рис. 5.3.

WHITE PORT та RED PORT волоконно-оптичного розгалужувач-комбінера PFC1550HF поєднується з портами оптичного волокна PM 15-U25D через муфти ADAFSPM2.

4. Волокна зі збереженням поляризації випромінювання розроблені для забезпечення поляризаційних властивостей лінійно-поляризованих джерел випромінювання. Завдяки еліптичній напружуючій боросилікатній оболонці, яка створює ефект двопронезаломлення в серцевині оптичного волокна, асиметричні напруги, що виникають навколо серцевини волокна, по-різному діють на показник заломлення в двох ортогональних осях. Тому в таких світловодах має місце різниця геометричного шляху поширення двох ортогонально-поляризованих мод. Шлях поляризованої моди уздовж малої осі еліпса (відповідно час поширення цієї моди) менше, ніж уздовж великої осі. Тому мала вісь часто називається швидкою, а велика вісь - повільною. Тобто, для забезпечення інтерференції в оптичному волокні котушки повинна зберігатися постійна орієнтація поляризації двох зустрічних хвиль, що не забезпечується звичайним оптичним волокном типу SMF-28.

Порти оптичного волокна PM 15-U25D через муфти ADAFSPM2 приєднуються до портів WHITE PORT та RED PORT волоконно-оптичного розгалужувача-комбінера PFC1550HF.

Конектори кінців оптичного волокна PM 15-U25D повинні співпадати ключами з повільною віссю волокна, рис.5.3.

5. Гель для з'єднання оптичних конекторів G608N3 зменшує втрати потужності на з'єднанні оптичних конекторів через муфту. Гель вводиться в середину муфти ADAFSPM2 перед з'єднанням оптичних елементів.

5.3 Котушка та технологія намотування оптичного волокна

Котушка була виготовлена з склотекстоліту без нанесення фольги марки СТЕФ-1 товщиною 40 мм. Склотекстоліт має подібні характеристики з кварцовим покриттям оптичного волокна, що забезпечить мінімізацію

розширення та порушення цілісності волокна при зовнішніх температурних впливах.

При намотуванні оптичного волокна для зменшення втрат потужності та впливу зовнішніх факторів, що впливає на точність вимірювання пристрою взагалі, використовується квадрупольний тип намотування, рис.5.4. Крім цього такий тип намотування дає можливість вивести кінці оптичного волокна в одній точці протилежно один одному.

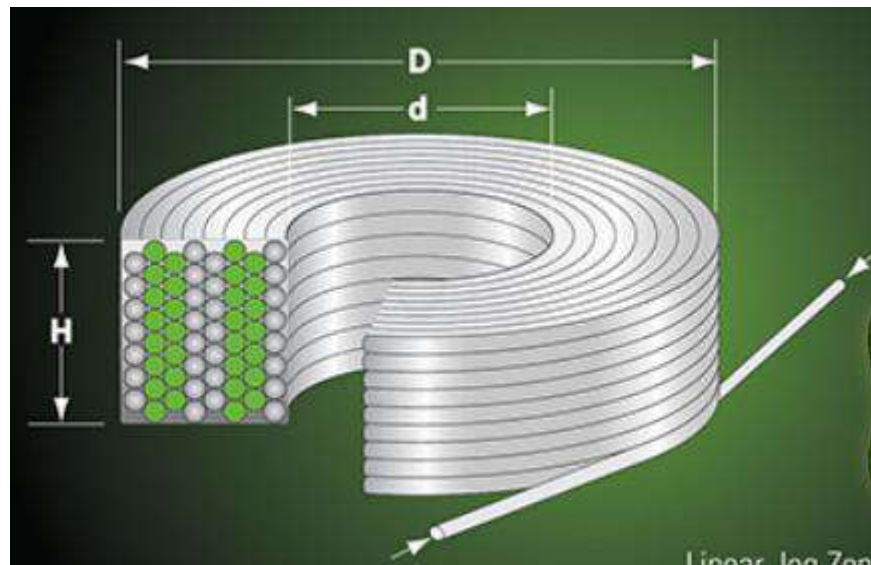


Рисунок 5.4 – Квадрупольний тип намотування оптичного волокна

Для цього було розроблено технологічне оснащення, рис.5.5, для перемотки оптичного волокна з котушки виробника та відмітки центру його довжини.

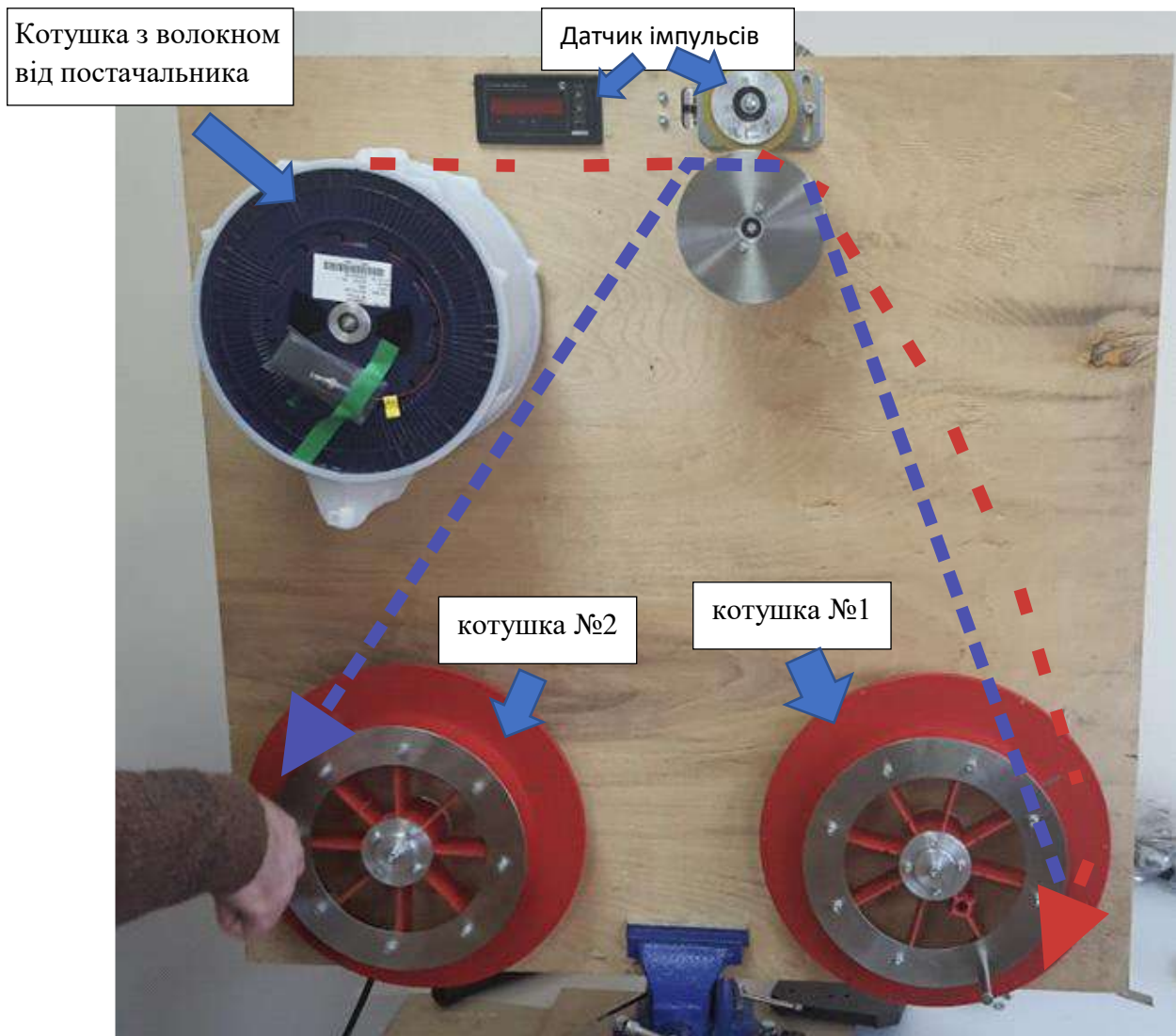


Рисунок 5.5 – Технологічне оснащення для перемотування оптичного волокна та знаходження його центру

Вручну з котушки постачальника оптичне волокно було повністю перемотано на котушку №1 та підраховано кількість імпульсів датчиком. Після цього з котушки №1 половина довжини оптичного волокна (половина кількості імпульсів датчика, які було перед цим пораховано для всієї довжини) було перемотано на котушку №2. По центру оптичного волокна було поставлено мітку (флажок або маркування маркером).

Наступним кроком було виготовлено оснащення для намотування оптичного волокна на котушку ВОГ, рис.5.6.

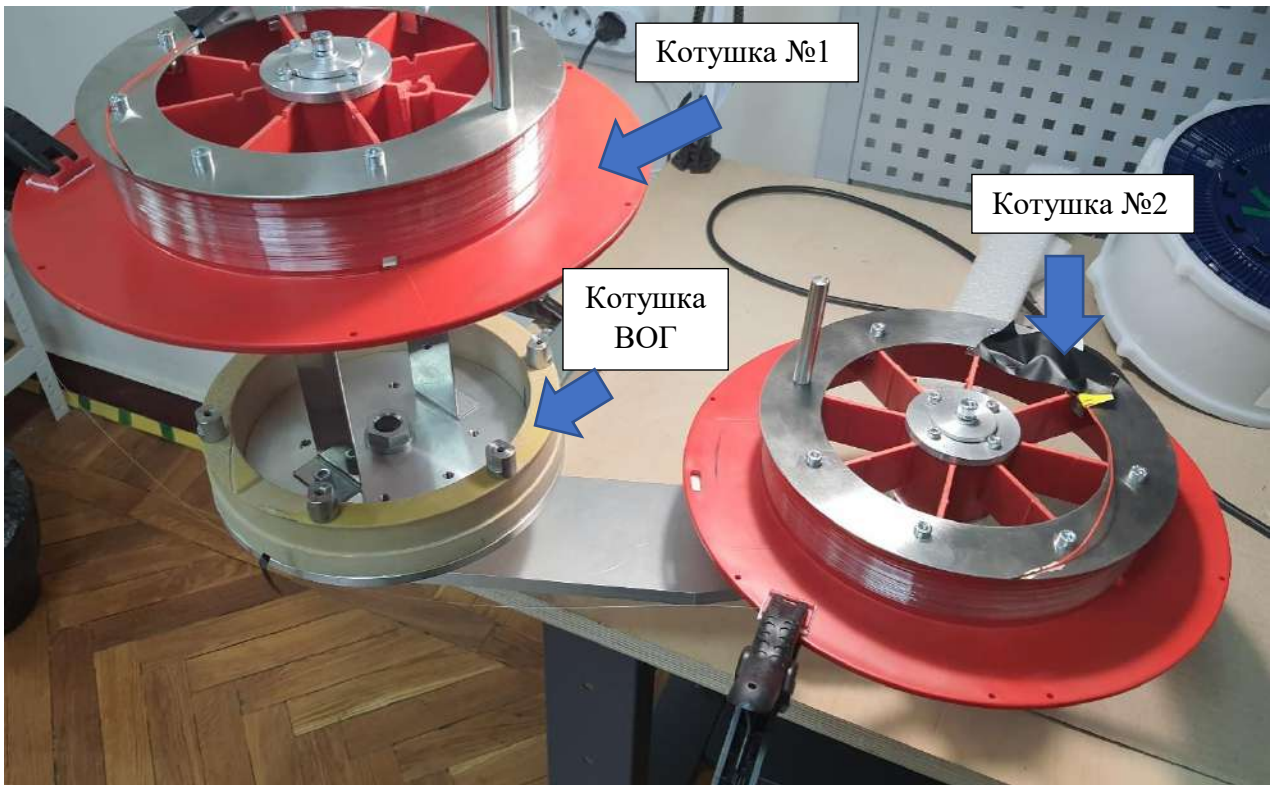


Рисунок 5.6 – Процес намотування оптичного волокна на котушку ВОГ

На рис.5.6 котушка №1 знаходиться в фіксованому положенні, а котушка №2 крутиться на оснащенні навколо котушки ВОГ. Далі оптичне волокно центром своєї довжини міститься внизу вифрезуваного місця для його посадки чітко по центру заходу волокна в середину котушки, рис.4.7. Після цього котушка №2 обертається навколо котушки ВОГ проти часової стрілки, а волокно вкладається знизу ввєрх шар за шаром (направляється вручну). Після цього кінець оптичного волокна з конектором фіксується на котушці №2, яка переставляється на місце котушки №1. Наступним кроком проводиться процедура намотування волокна з котушки №1 обертаючи її навколо котушки ВОГ за часовою стрілкою. Після намотування кінці оптичного волокна заводяться через пази в середину котушки, рис.5.8.

Перед намотуванням волокна з котушки №2 на котушці ВОГ наноситься точково клей «Дракон», для фіксації першого шару(клей полімеризується протягом 15 хв). Після кожного третього шару на котушці

ВОГ з волокном наносити клей для фіксації. Після намотування всього волокна нанести клей по всій боковій поверхні котушки ВОГ де знаходиться оптичне волокно. Нанести клей в пази з оптичним волокном, рис.5.8.

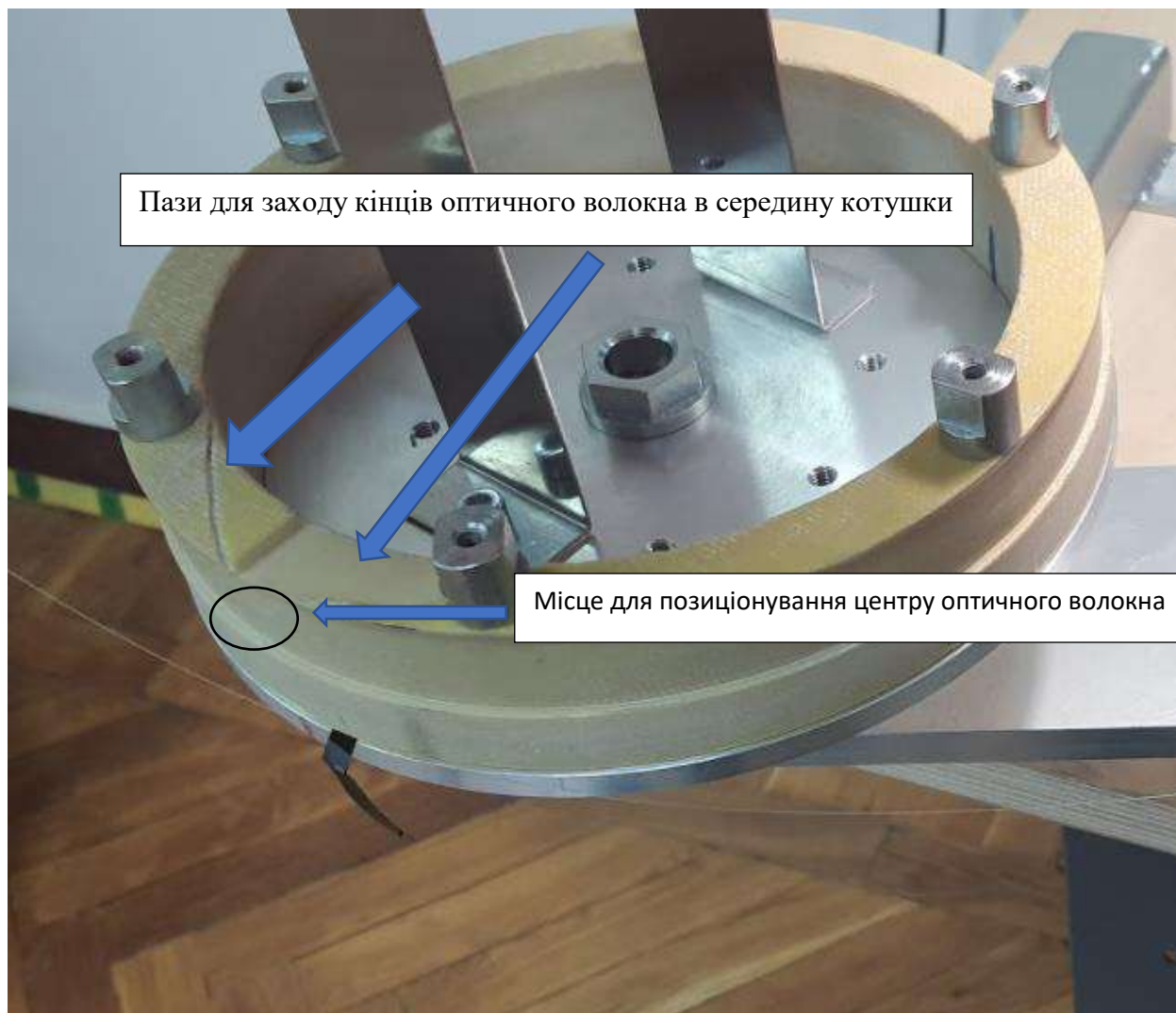


Рисунок 5.7 – Позиціонування оптичного волокна перед початком намотування на котушку ВОГ

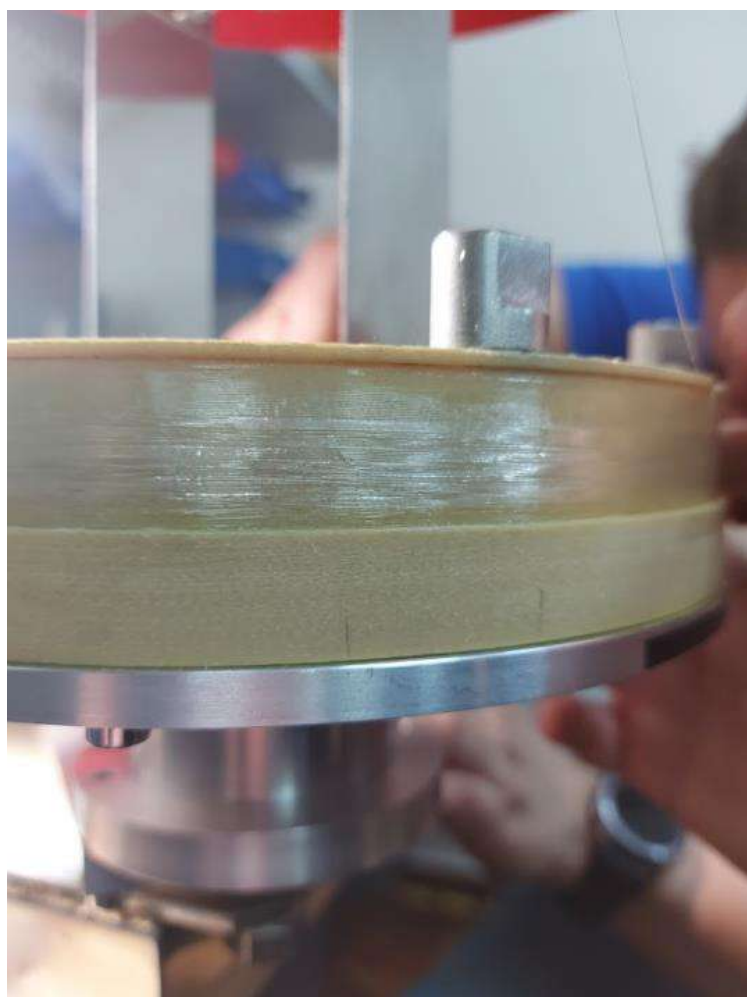
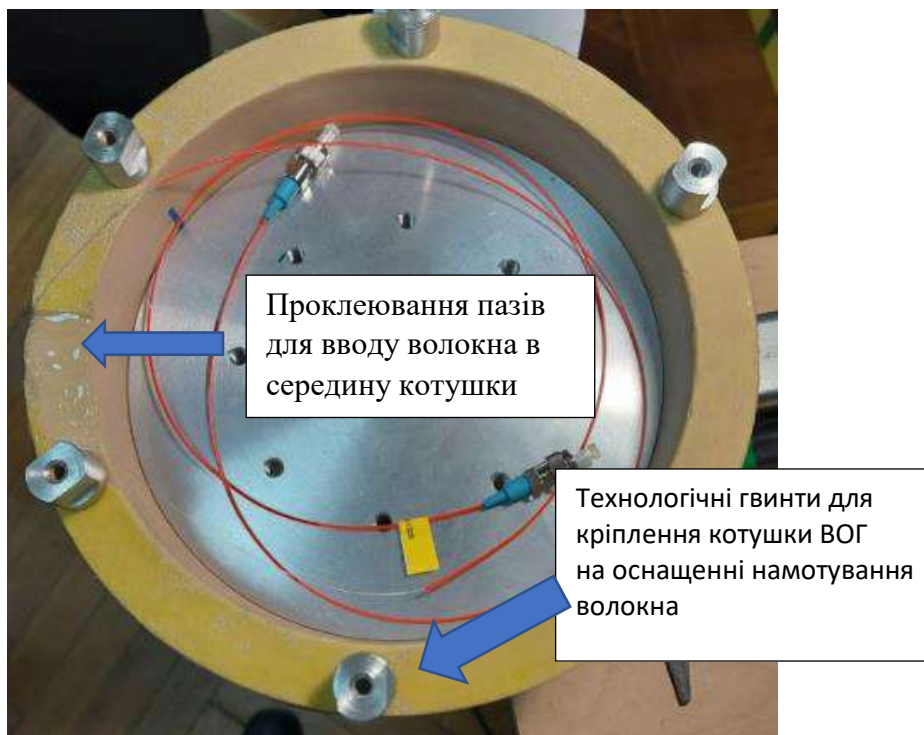


Рисунок 5.8 – Котушка ВОГ з намотаним оптичним волокном

Після намотування всієї довжини оптичного волокна на котушку ВОГ, котушка знімається з технологічного оснащення, рис.5.9

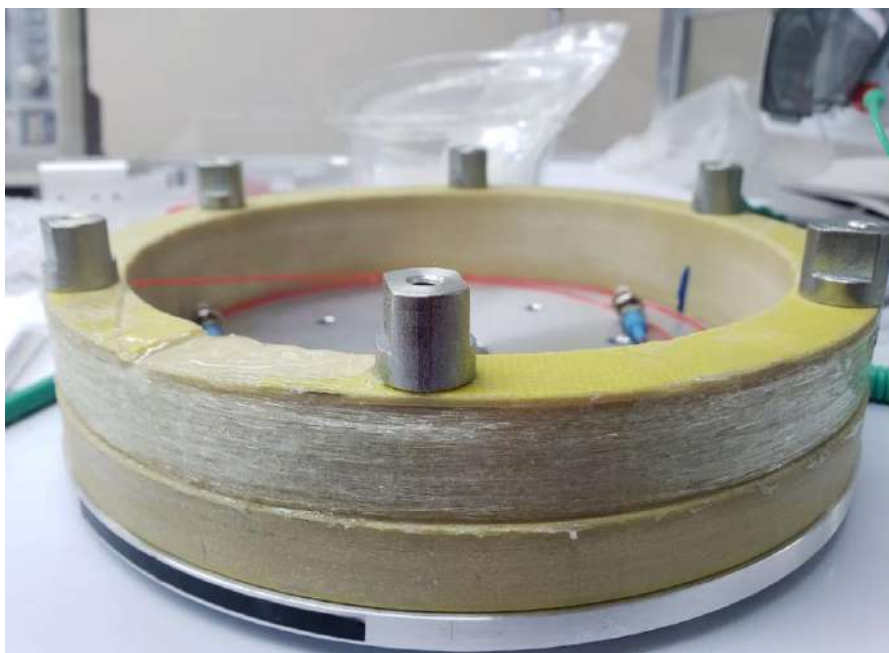


Рисунок 5.9 – Котушка ВОГ

Для серійного виробництва котушок та котушок маленьким діаметром використовуються спеціальні системи, рис. 5.10.

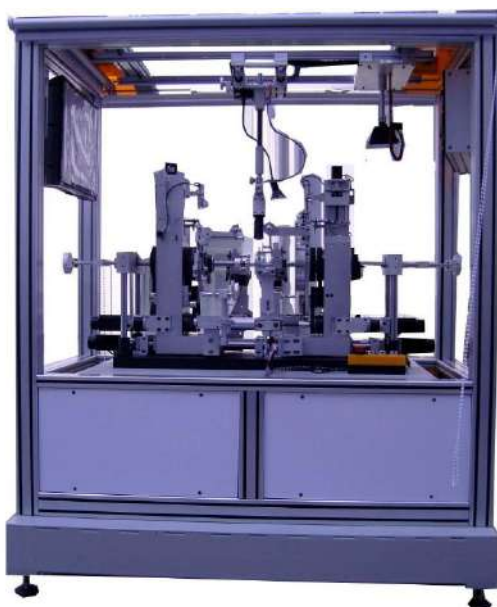


Рисунок 5.10 – Система по виготовленню котушок для ВОГ

5.4 Особливості збірки основних елементів конструкції ВОГ

5.4.1 Встановлення електронної плати живлення та управління діодом (модуль2)

Но основу корпусу ВОГ вкласти ізоляційний матеріал, наприклад VM120-0.45, або інший, для уникнення короткого замикання на платі живлення,рис.5.11.

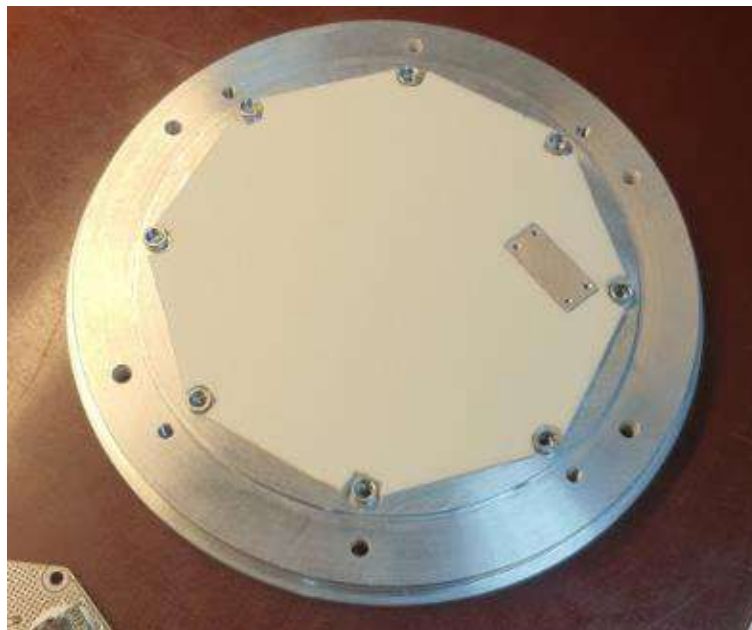


Рисунок 5.11 – Основа ВОГ з ізоляційним матеріалом

Встановити плату живлення та управління діодом з розпаяними на свої місця електронними компонентами, рис.5.12.

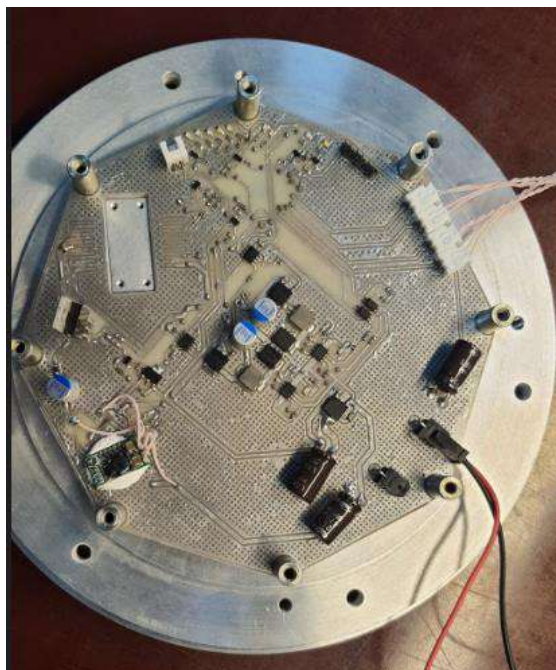


Рисунок 5.13 – Основа ВОГ з ізоляційним матеріалом та платою управління (модуль2)

На зворотню сторону основи лазерного діода нанести термопасту КПТ-8, або іншу, рис.5.13.

При роботі з діодом не знімати захист від короткого замикання з контактів. При припаюванні контактів діода монтажник повинен використовувати антистатичний браслет.

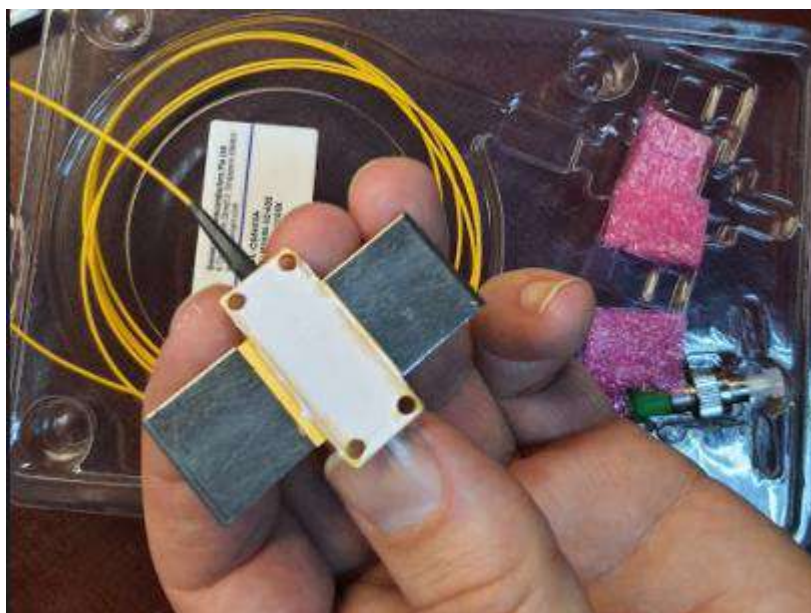


Рисунок 5.13 – Нанесення термопасту на основу лазерного діода

Встановити лазерний діод на посадочне місце на основі ВОГ та припаяти контакти до плати, перед цим закріпивши корпус діода до основи гвинтами, рис.5.14.

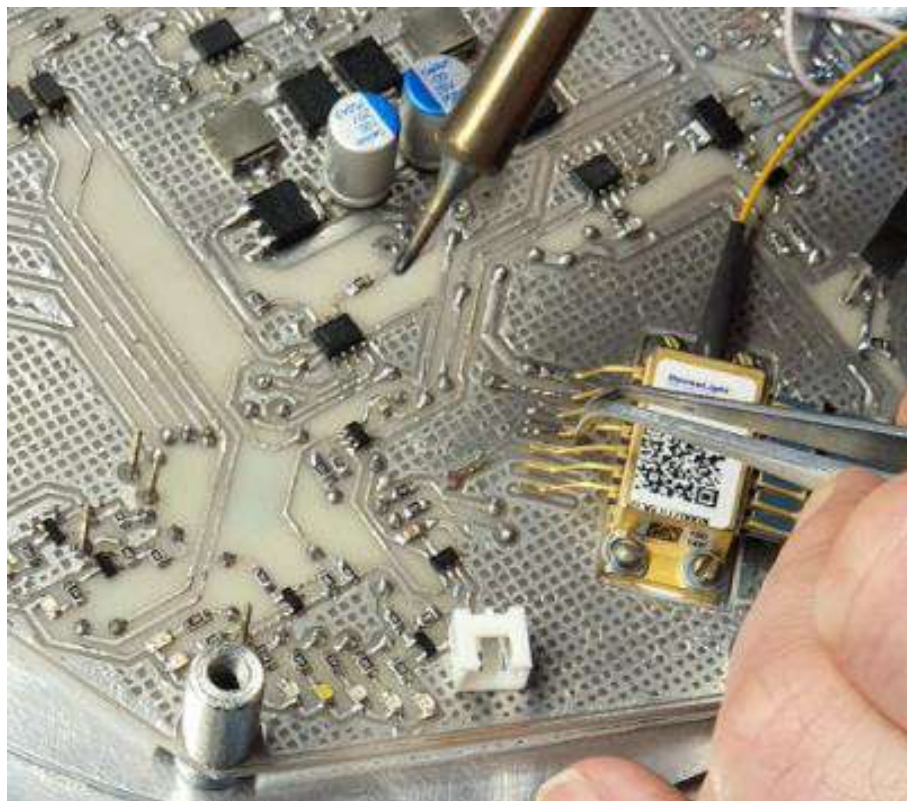


Рисунок 5.14 – Монтаж лазерного діода на основу ВОГ та плати.

Наступним кроком надати напругу живлення на пристрій (12 В) та перевірити роботу лазерного діода за допомогою карти візуалізації ThorlabsVRC4, рис.5.15.



Рисунок 5.15 – Перевірка роботи лазерного діода

Зібрати та розмістити всі інші елементи конструкції згідно конструкторської документації. Додати гель G608N3 в муфти, окрім муфти, що з'єднує REDPORT волоконно-оптичного розгалужувач-комбінера PFC1550HF з оптичним волокном.

Для забезпечення інтерференції на виході інтерферометру Саньяка потрібно щоб два зустрічних пучка випромінювання мали однакові параметри поляризації, інтерференція дуже чутливе фізичне явище, яке потрібно підстроювати, тому на одному з конекторів вихідних портів волоконно-оптичного розгалужувач-комбінера PFC1550HF, а саме REDPORT потрібно зпиляти ключ, для подальшого його обертання в муфті ADAFCPM2, рис. 5.15. Обертаючи конектор REDPORT розгалужувача в муфті потрібно знайти мінімальний рівень сигналу на виході фотоприймача за допомогою осцилографа, після цього зафіксувати конектор або даних які отримуються з RS232.



Рисунок 5.16 – Зображення оптичного конектора зі зпиляним ключем

Електричні принципові схеми волоконного гіроскопа та модуля², модуля 3 розміщені в конструкторській документації на виготовлення дослідного зразка пристрою.

5.5 Моделювання роботи волоконно-оптичного гіроскопа

Джерелом випромінювання в ВОГ є суперлюмінесцентний діод з довжиною хвилі 1550 нм в ІЧ діапазоні довжин хвиль і низьким гаусовим спектральним профілем.

Промінь з частково проходячи через поляризатор потрапляє в відгалужувач, де, в свою чергу, розділяється у співвідношенні (50/50 %). Далі два промені поширюються в зустрічних напрямках в оптичному волокні типу: PANDA.

Беручи до уваги той факт, що швидкість світла є інваріантною величиною, збільшення або зменшення оптичних шляхів, які проходять зустрічні світлові промені, є еквівалентним збільшенню або зменшенню відповідних інтервалів часу. Час проходження оптичного шляху світловим променем в PANDA дорівнює dt .

Так як в кожний момент часу світловий промінь спрямований по дотичній до контуру, можна визначити проекцією його швидкості :

$$\bar{u} = \bar{u} \cdot \cos a = Wr \cdot \cos a . \quad (5.1)$$

Для роботи фазового модулятора побудована електронна схема керування, на виході якої формується сигнал з частотою 36 кГц (рис. 5.17).

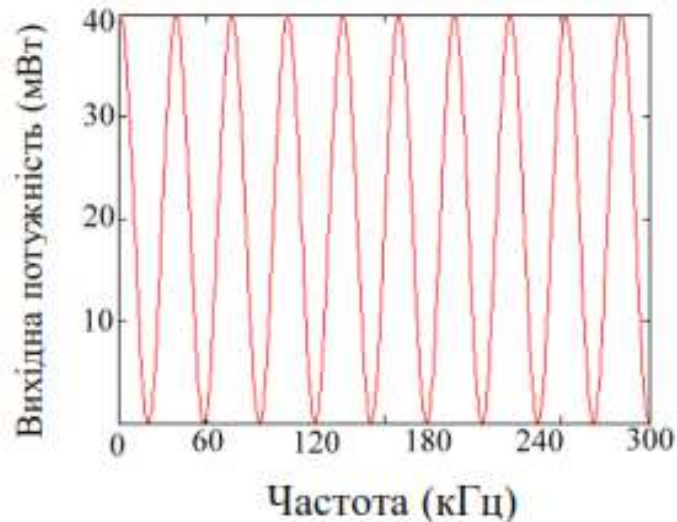


Рисунок 5.17 – Вихідна потужність схеми керування фазового модулятора

В результаті сформований оптичний ФМ сигнал поступає на оптичне волокно типу PANDA (рис. 5.17).

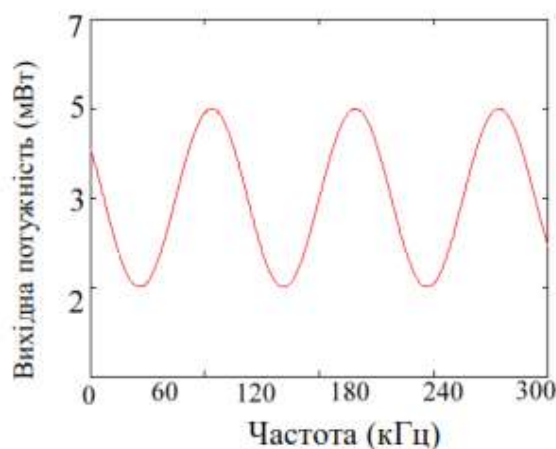


Рисунок 5.18 – ФМ сигнал на оптичному волокні типу PANDA

Зміна фазового зсуву Саньяка при зміні довжини хвилі показана на (рис.5.19).

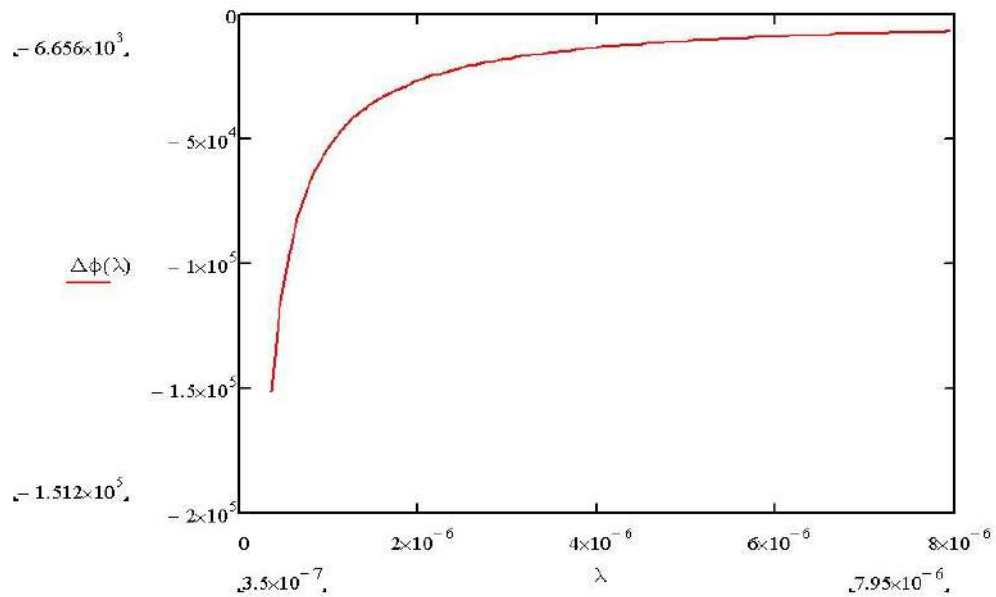


Рисунок 5.19 – Залежність фазового зсуву Саньяка від довжини хвилі

Оптичний приймач перетворює оптичний сигнал в електричний струм. Обидві зустрічні хвилі реєструються на фотодіоді. Оскільки промені пройшли однаковий шлях, то:

$$\langle P_1 \rangle = \frac{I_{in}}{4} + \frac{I_{in}}{4} + 2\sqrt{\frac{I_{in}}{4}} \cos \Delta\phi_1 = I_{in} \quad (5.2)$$

Тому результуюча потужність становитиме:

$$\langle P_2 \rangle = \langle P_1 \rangle - I_{in} = 0. \quad (5.3)$$

Це справедливо для пов'язаних і переданих хвиль у відгалужувачі. Взаємна конфігурація гарантує, що обидві хвилі перехресно пов'язані і передаються за однаковий час [8].

5.6 Електронні системи ВОГ

5.6.1 Технічні (електричні) характеристики

- напруга живлення 12В постійного струму (допускається від +10 В до + 14В);
- споживання струму при нормальних умовах (температура + 20С) до 1А;
- споживання струму на кордонах температурного діапазону до 3А;
- температурний діапазон -20°С +60°С;
- не допускається конденсат;
- інформація про поточну швидкість обертання передається по інтерфейсу RS232.

5.6.2 Загальний опис електричної частини гіроскопа

Електрична частина гіроскопа складається з двох плат: силова плата і плата оцифровки даних.

Проекти плат складаються з:

- схеми електричної принципової;
- проекту друкованої плати;
- переліку елементів;
- бібліотеки компонентів.

Розробка електричної схеми і друкованої плати проведена в AltiumDesignerversion 16.

Для роботи гіроскопа було написано програмне забезпечення на мові С, в середовищі розробки STM32CubeIDE 1.6.1.

5.6.3 Опис плати живлення(силової плати)

У загальному вигляді плата зображена на рис.5.20. Живлення (12 В) подається на роз'єм P11 або P12. На транзисторі VT16 організований захист від подачі невірної полярності напруги живлення.

Для підвищення чутливості приладу виконана термостабілізація кристала лазерного діода з точністю не менше $\pm 0,2$ °С. Дана реалізація термостабілізації дозволяє підігрівати і охолоджувати кристал лазерного діода. Система термостабілізації підтримує температуру кристала на рівні 25°С.

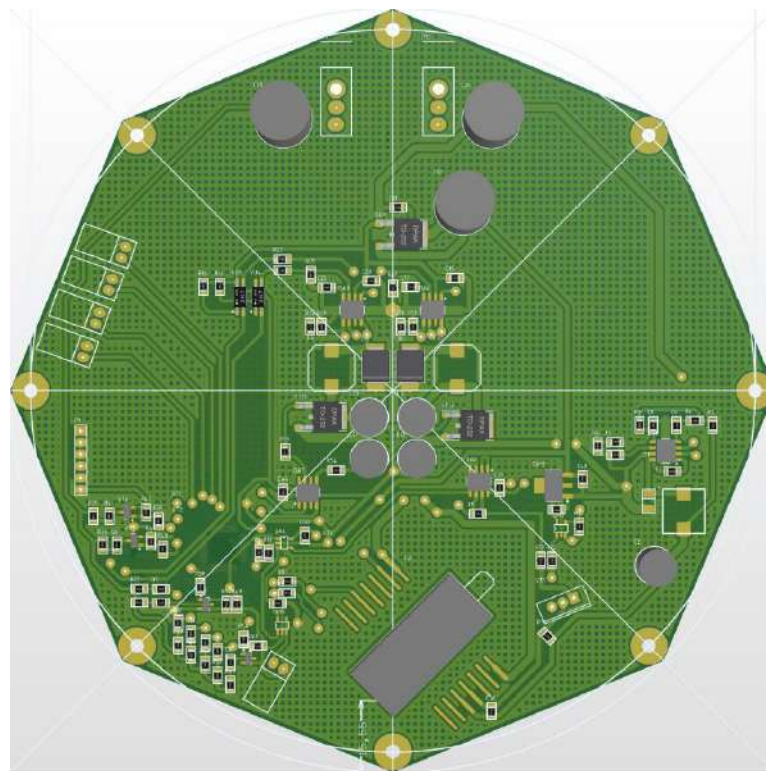


Рисунок 5.20 – Плата живлення та управління діодом

В процесі створення і налагодження програмного забезпечення були реалізовані п'ять режимів роботи живлення лазерного діода:

- в першому режимі підтримується постійний струм через лазерний діод на рівні 100мА;
- у другому режимі підтримується постійний струм через лазерний діод на рівні 200мА;
- в інших режимах роботи струм через лазерний діод модулюється в формі синусоїди.

Після подачі живлення включається термостабілізація в незалежності від обраного режиму.

В приладі реалізований захист від підвищення або зниження напруги живлення. Якщо напруга живлення менше 9,5 В або більше 14,5 В прилад переходить в захисний режим, вимикаючи термостабілізацію та випромінювання лазерного діода. При поверненні напруги живлення в рекомендований діапазон - прилад знову починає працювати.

На силовій платі світлодіоди для індикації станів роботи приладу. Світлодіод D4 відображає, що напруга живлення і температура кристала лазерного діода перебуває в рамках допуску. Світлодіод D7 відображає, що лазерний діод випромінює. Світлодіод D5 відображає, що йде підігрів кристала лазерного діода. Світлодіод D6 відображає, що йде охолодження кристала лазерного діода. Яскравість світлодіодів D5 і D6 показує інтенсивність підігріву і охолодження відповідно.

Світлодіоди D12, D10, D11, D9, D8 сигналізують про обраний режим роботи, 1-5 відповідно.

У фінальній версії програмного забезпечення перший режим роботи включається автоматично, при цьому у вихідному коді збережено можливість ручного вибору режиму роботи за допомогою кнопок, при необхідності можна вимкнути автостарт першого режиму.

На платі реалізовано, але не розпаяно інтерфейс RS422 для обміну інформацією з мікроконтролером.

Для зменшення шумів в струмі живлення лазерного діода застосована гібридна схема живлення. Спочатку виконується зниження напруги на імпульсному перетворювачі, а потім йде аналогова стабілізація струму лазерного діода.

У програмному забезпеченні силовій платі реалізована можливість вибору струму і відповідно потужності випромінювання лазерного світлодіода. Вибір струму лазерного світлодіода проводиться методом установки опорної напруги на виході ЦАП (цифроаналоговий перетворювач)

мікроконтролера. Ініціалізація ЦАП виконується за допомогою коду, написаного на мові С:

```
{
    DAC_ChannelConfTypeDef sConfig = {0};
    hdac1.Instance = DAC1;
    if (HAL_DAC_Init(&hdac1) != HAL_OK)
    {
        Error_Handler();
    }
    /** DAC channel OUT1 config */
    sConfig.DAC_SampleAndHold = DAC_SAMPLEANDHOLD_DISABLE;
    sConfig.DAC_Trigger = DAC_TRIGGER_T6_TRGO;
    sConfig.DAC_OutputBuffer = DAC_OUTPUTBUFFER_ENABLE;
    sConfig.DAC_ConnectOnChipPeripheral = DAC_CHIPCONNECT_DISABLE;
    sConfig.DAC_UserTrimming = DAC_TRIMMING_FACTORY;
    if (HAL_DAC_ConfigChannel(&hdac1, &sConfig, DAC_CHANNEL_1) != HAL_OK)
    {
        Error_Handler();
    }
}
```

Для стабілізації робочих характеристик випромінювання лазерного світлодіода застосовано термостабілізацію його внутрішнього кристала. Оцінка температури кристала лазерного світлодіода відбувається за допомогою АЦП (аналогоцифровий перетворювач) мікроконтролера. Ініціалізація АЦП виконується за допомогою коду, написаного на мові С:

```
void MX_ADC1_Init(void)
{
    ADC_ChannelConfTypeDef sConfig = {0};

    hadc1.Instance = ADC1;
    hadc1.Init.ClockPrescaler = ADC_CLOCK_ASYNC_DIV16;
    hadc1.Init.Resolution = ADC_RESOLUTION_12B;
    hadc1.Init.DataAlign = ADC_DATAALIGN_RIGHT;
    hadc1.Init.ScanConvMode = DISABLE;
    hadc1.Init.EOCSelection = ADC_EOC_SINGLE_CONV;
    hadc1.Init.LowPowerAutoWait = DISABLE;
    hadc1.Init.LowPowerAutoPowerOff = DISABLE;
    hadc1.Init.ContinuousConvMode = DISABLE;
    hadc1.Init.NbrOfConversion = 1;
    hadc1.Init.DiscontinuousConvMode = DISABLE;
    hadc1.Init.ExternalTrigConv = ADC_SOFTWARE_START;
    hadc1.Init.ExternalTrigConvEdge = ADC_EXTERNALTRIGCONVEDGE_NONE;
    hadc1.Init.DMAContinuousRequests = DISABLE;
    hadc1.Init.Overrun = ADC_OVR_DATA_OVERRITTEN;
    hadc1.Init.SamplingTimeCommon1 = ADC_SAMPLETIME_160CYCLES_5;
    hadc1.Init.SamplingTimeCommon2 = ADC_SAMPLETIME_12CYCLES_5;
    hadc1.Init.OversamplingMode = DISABLE;
    hadc1.Init.TriggerFrequencyMode = ADC_TRIGGER_FREQ_HIGH;
    if (HAL_ADC_Init(&hadc1) != HAL_OK)
    {
        Error_Handler();
    }
}
```

```

}
/** Configure Regular Channel
*/
sConfig.Channel = ADC_CHANNEL_0;
sConfig.Rank = ADC_REGULAR_RANK_1;
sConfig.SamplingTime = ADC_SAMPLINGTIME_COMMON_1;
if (HAL_ADC_ConfigChannel(&hadc1, &sConfig) != HAL_OK)
{
    Error_Handler();
}
}

```

Регулювання температури здійснюється за допомогою вироблення ШІМ (широтно-імпульсна модуляція) сигналів керування таймерами. Ініціалізація таймера виконується за допомогою коду, написаного на мові C:

```

void MX_TIM1_Init(void)
{

    TIM_MasterConfigTypeDef sMasterConfig = {0};
    TIM_OC_InitTypeDef sConfigOC = {0};
    TIM_BreakDeadTimeConfigTypeDef sBreakDeadTimeConfig = {0};

    htim1.Instance = TIM1;
    htim1.Init.Prescaler = 640-1;
    htim1.Init.CounterMode = TIM_COUNTERMODE_UP;
    htim1.Init.Period = 100;
    htim1.Init.ClockDivision = TIM_CLOCKDIVISION_DIV1;
    htim1.Init.RepetitionCounter = 0;
    htim1.Init.AutoReloadPreload = TIM_AUTORELOAD_PRELOAD_ENABLE;
    if (HAL_TIM_PWM_Init(&htim1) != HAL_OK)
    {
        Error_Handler();
    }
    sMasterConfig.MasterOutputTrigger = TIM_TRGO_RESET;
    sMasterConfig.MasterOutputTrigger2 = TIM_TRGO2_RESET;
    sMasterConfig.MasterSlaveMode = TIM_MASTERSLAVEMODE_DISABLE;
    if (HAL_TIMEx_MasterConfigSynchronization(&htim1, &sMasterConfig) != HAL_OK)
    {
        Error_Handler();
    }
    sConfigOC.OCMode = TIM_OCMODE_PWM1;
    sConfigOC.Pulse = 30;
    sConfigOC.OCpolarity = TIM_OCPOLARITY_HIGH;
    sConfigOC.OCNPolarity = TIM_OCNPOLARITY_HIGH;
    sConfigOC.OCFastMode = TIM_OCFAST_DISABLE;
    sConfigOC.OCIdleState = TIM_OCIDLESTATE_RESET;
    sConfigOC.OCNIdleState = TIM_OCNIDLESTATE_RESET;
    if (HAL_TIM_PWM_ConfigChannel (&htim1, &sConfigOC, TIM_CHANNEL_1) != HAL_OK)
    {
        Error_Handler();
    }
    if (HAL_TIM_PWM_ConfigChannel (&htim1, &sConfigOC, TIM_CHANNEL_2) != HAL_OK)
    {
        Error_Handler();
    }
    if ( HAL_TIM_PWM_ConfigChannel (&htim1, &sConfigOC, TIM_CHANNEL_3) != HAL_OK)
    {

```



```

    Error_Handler();
}
if (HAL_TIM_PWM_ConfigChannel (&htim1, &sConfigOC, TIM_CHANNEL_4) != HAL_OK)
{
    Error_Handler();
}
sBreakDeadTimeConfig.OffStateRunMode = TIM_OSSR_DISABLE;
sBreakDeadTimeConfig.OffStateIDLEMode = TIM_OSSI_DISABLE;
sBreakDeadTimeConfig.LockLevel = TIM_LOCKLEVEL_OFF;
sBreakDeadTimeConfig.DeadTime = 0;
sBreakDeadTimeConfig.BreakState = TIM_BREAK_DISABLE;
sBreakDeadTimeConfig.BreakPolarity = TIM_BREAKPOLARITY_HIGH;
sBreakDeadTimeConfig.BreakFilter = 0;
sBreakDeadTimeConfig.BreakAFMode = TIM_BREAK_AFMODE_INPUT;
sBreakDeadTimeConfig.Break2State = TIM_BREAK2_DISABLE;
sBreakDeadTimeConfig.Break2Polarity = TIM_BREAK2POLARITY_HIGH;
sBreakDeadTimeConfig.Break2Filter = 0;
sBreakDeadTimeConfig.Break2AFMode = TIM_BREAK_AFMODE_INPUT;
sBreakDeadTimeConfig.AutomaticOutput = TIM_AUTOMATICOUTPUT_DISABLE;
if (HAL_TIMEx_ConfigBreakDeadTime(&htim1, &sBreakDeadTimeConfig) != HAL_OK)
{
    Error_Handler();
}
HAL_TIM_MspPostInit(&htim1);
}

```

Для обчислення необхідного значення ШІМ сигналів таймера на підставі поточної температури кристала лазерного світлодіода застосований ПІД (Пропорційно-інтегрально-диференційний) регулятор. Ініціалізація таймера виконується за допомогою коду, написаного на мові С:

```

void PIDInit(PIDControl *pid, float kp, float ki, float kd,
             float sampleTimeSeconds, float minOutput, float maxOutput,
             PIDMode mode, PIDDirection controllerDirection)
{
    pid->controllerDirection = controllerDirection;
    pid->mode = mode;
    pid->iTerm = 0.0f;
    pid->input = 0.0f;
    pid->lastInput = 0.0f;
    pid->output = 0.0f;
    pid->setpoint = 0.0f;

    if(sampleTimeSeconds > 0.0f)
    {
        pid->sampleTime = sampleTimeSeconds;
    }
    else
    {
        // If the passed parameter was incorrect, set to 1 second
        pid->sampleTime = 1.0f;
    }

    PIDOutputLimitsSet(pid, minOutput, maxOutput);
    PIDTuningsSet(pid, kp, ki, kd);
}

```

У програмному забезпеченні силової плати також реалізовано контроль напруги живлення гіроскопа, при виході за межі допусків відбувається аварійне відключення лазерного діода для його (діода) безпеки.

5.6.4 Плата обробки даних(плата оцифровки)

У загальному вигляді плата зображена на рис.5.21 плата виконана на двосторонньому склотекстоліті марки FR4, товщиною 1,5 мм. Живлення подається на роз'єм P1 або P2. На транзисторі VT1 організований захист від подачі невірної полярності напруги живлення.

Для прийому оптичних сигналів застосований фотодіод *ingaas-1201-fc*, далі сигнал надходить на операційний підсилювач DA3 і далі посилений сигнал оцифровується мікроконтролером DD4. Для визначення напрямку обертання застосована мікросхема цифрового гіроскопа L3GD20. Для передачі даних по повітрю (рівень випромінювання на вході і напрямку обертання) на зовнішній пристрій (комп'ютер) для аналізу застосований радіомодуль на мікросхемі NRF24L01.

Передача інформації і обертанні передається по інтерфейсу RS232. В ході налагодження плати оцифровки було виявлено не коректне схемне рішення ланцюгів фотодіода. Були внесені зміни в схемі, які відмічені червоним, а на платі виконані навісним монтажем.

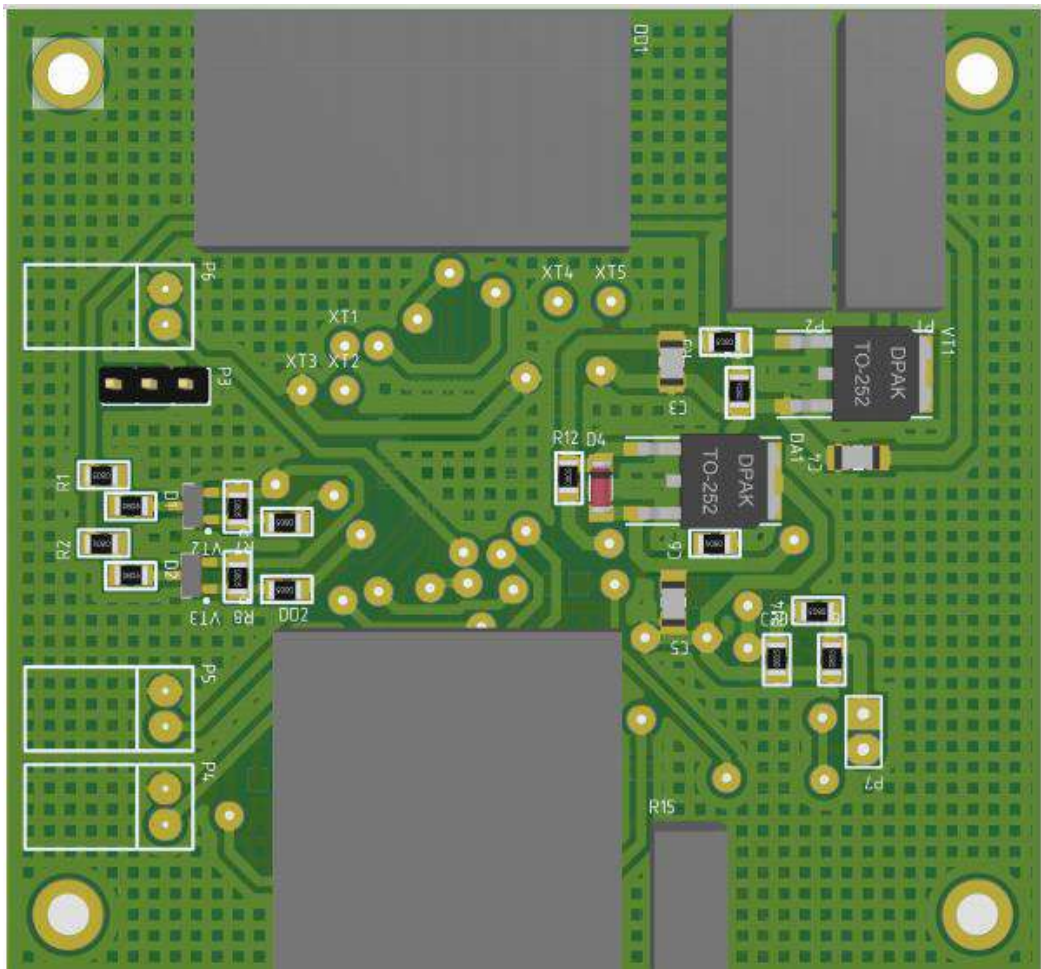


Рисунок 5.21 – Загальний вигляд плати оцифровки даних

У програмному забезпеченні плати обробки даних реалізовано обробку сигналу з фотодіода. АЦП зчитує напругу на фотодіоді та здійснює фільтрацію значень. Для визначення напрямку обертання застосовано цифровий гіроскоп на базі мікросхеми L3GD20. Ініціалізація L3GD20 виконується за допомогою коду, написаного на мові C:

```
{
    /* Init CS pin */
    TM_L3GD20_INT_InitPins();
    /* Init SPI */
    //TM_SPI_Init(L3GD20_SPI, L3GD20_SPI_PINSPACK);
    /* Check if sensor is L3GD20 */
    if (TM_L3GD20_INT_ReadSPI(L3GD20_REG_WHO_AM_I) != L3GD20_WHO_AM_I)
    {
        /* Sensor connected is not L3GD20 */
        return TM_L3GD20_Result_Error;
    }

    /* Enable L3GD20 Power bit */
    TM_L3GD20_INT_WriteSPI(L3GD20_REG_CTRL_REG1, 0xFF);
}
```

```

/* Set L3GD20 scale */
if (scale == TM_L3GD20_Scale_250)
{
    TM_L3GD20_INT_WriteSPI(L3GD20_REG_CTRL_REG4, 0x00);
}
else if (scale == TM_L3GD20_Scale_500)
{
    TM_L3GD20_INT_WriteSPI(L3GD20_REG_CTRL_REG4, 0x10);
}
else if (scale == TM_L3GD20_Scale_2000)
{
    TM_L3GD20_INT_WriteSPI(L3GD20_REG_CTRL_REG4, 0x20);
}

/* Save scale */
TM_L3GD20_INT_Scale = scale;

/* Set high-pass filter settings */
TM_L3GD20_INT_WriteSPI(L3GD20_REG_CTRL_REG2, 0x00);

/* Enable high-pass filter */
TM_L3GD20_INT_WriteSPI(L3GD20_REG_CTRL_REG5, 0x10);

/* Everything OK */
return TM_L3GD20_Result_Ok;
}

```

Після обробки даних з фотодіода та визначення напрямку обертання, дані готуються та відправляються радіоканалом на плату прийому оброблення даних. Радіоканал між платою обробки даних та платою прийому оброблених даних реалізований на базі мікросхем NRF24L01. Застосування радіоканалу дозволило застосувати стенд. На стенді був закріплений прилад для обертання та оцінки стабільності показань на різних обертах обертання протягом тривалого часу. Ініціалізація мікросхеми NRF24L01 виконується за допомогою коду, написаного на мові C:

```

void NRF24_ini(void)
{
    CE_RESET;
    DelayMicro(50000);
    NRF24_WriteReg(CONFIG, 0x0a); // Set PWR_UP bit, enable CRC(1 byte) &Prim_RX:0
    (Transmitter)
    DelayMicro(50000);
    NRF24_WriteReg(EN_AA, 0x01); // Enable Pipe0
    NRF24_WriteReg(EN_RXADDR, 0x01); // Enable Pipe0
    NRF24_WriteReg(SETUP_AW, 0x01); // Setup address width=3 bytes
    NRF24_WriteReg(SETUP_RETR, 0x5F); // // 1500us, 15 retrans
    NRF24_ToggleFeatures();
    NRF24_WriteReg(FEATURE, 0);
    NRF24_WriteReg(DYNPD, 0);
    NRF24_WriteReg(STATUS, 0x70); //Reset flags for IRQ
    NRF24_WriteReg(RF_CH, 76); // частота 2476 MHz
    NRF24_WriteReg(RF_SETUP, 0x06); //TX_PWR:0dBm, Datarate:1Mbps
    NRF24_Write_Buf(TX_ADDR, TX_ADDRESS, TX_ADR_WIDTH);
}

```

```

NRF24_Write_Buf(RX_ADDR_P0, TX_ADDRESS, TX_ADR_WIDTH);
NRF24_WriteReg(RX_PW_P0, TX_PLOAD_WIDTH); //Number of bytes in RX payload in
data pipe 0

NRF24L01_RX_Mode();
// LED_OFF;
}

```

У програмному забезпеченні плати обробки даних реалізовано прийом та буферизація даних. Дані приймаються за допомогою мікросхеми NRF24L01 та зберігаються в пам'яті. Програма STM Studio за допомогою наладчика ST Link v2 зчитує дані з пам'яті та візуалізує на моніторі комп'ютера.

5.6.5 Опис обміну даних за протоколом

Дані про обертання і напрямок передаються по інтерфейсу RS232 на швидкості 115200 біт пакетами кожні 10 мсек. Пакет має довжину 8 байт. Перший і другий байт є маркерами початку пакета і завжди рівні 0x32 і 0xd3 відповідно. Далі йдуть чотири байти значення оцифрованого сигналу (сигнал залежності напруги від кутової швидкості). Третій байт є старшим байтом тридцяти двох бітного значення вхідного сигналу. У сьомому байті міститься інформація про направлення обертання. Може приймати такі значення:

- 0x0F - напрямок обертання не визначено;
- 0x3D - обертання за годинниковою стрілкою;
- 0x53 - обертання проти годинникової стрілки;

У восьмому байті міститься контрольна сума з першого по сьомий байт включно. Обчислюється контрольна сума методом логічного XOR з першого по сьомий байт включно.

Прийом даних по RS232 не передбачений.

РОЗДІЛ 6

ОПИС ОСНОВНИХ АЛГОРИТМІВ ОБРОБКИ СИГНАЛІВ ТА ПРОТОКОЛУ ОБМІНУ ДАНИХ.

6.1 Вступ

Для обробки інформації отриманої при роботі оптоволоконного гіроскопа вибрано мікроконтролер STM32G071CBT6 фірми STMicroelectronics. Фірма STMicroelectronics є одним із лідерів даного сегменту ринку. Даний мікроконтролер є оптимальним за співвідношенням ціна \ продуктивність та за співвідношенням ціна \ можливості периферії мікроконтролера. Даний мікроконтролер має запас за продуктивністю та можливостями периферії для подальшого покращення характеристик приладу за рахунок оптимізації електричної схеми та програмного забезпечення.

Для написання програмного забезпечення для мікроконтролера було використано середовище розробки фірми STMicroelectronics STM32CubeIDE. Це середовище розробки дозволяє зробити початкову конфігурацію периферії мікроконтролер та прискорити швидкість розробки програмного забезпечення. Дане середовище розробки дозволяє включити додаткові компоненти програмного забезпечення, такі як операційна система FreeRTOS. Ця операційна система є багатозадачною реального часу для систем, що вбудовуються. FreeRTOS призначена для роботи на масових мікроконтролерах, які можуть мати низьку швидкодію, малий обсяг оперативної пам'яті, відсутність пристроїв керування пам'яті та реалізованих на апаратному рівні механізмів підтримки багатозадачності, у тому числі швидкого перемикання контексту.

6.2. Основні характеристики операційної системи для забезпечення роботи мікроконтролера STM32G071CBT6

Основні характеристики операційної системи FreeRTOS:

1. Планування задач в FreeRTOS має три типи багатозадачності:
 - витісняючу;
 - кооперативну;
 - гібридну.
2. Розмір ядра FreeRTOS складає всього 4 - 9 Кбайт, залежно від типу платформи та налаштувань ядра.
3. FreeRTOS написана мовою програмування «C» (початковий код ядра представлений у вигляді лише чотирьох «C» файлів).
4. Підтримує завдання (tasks) та співпрограми (coroutines). Співпрограми спеціально створені для мікроконтролерів з малим обсягом оперативної пам'яті.
5. Багато можливостей трасування роботи операційної системи.
6. Можливість відстеження факту переповнення стека.
7. Відсутність програмних обмежень на кількість завдань, що одночасно виконуються.
8. Відсутність програмних обмежень на кількість пріоритетів завдань.
9. Відсутність обмежень у використанні пріоритетів: кільком завданням може бути призначений однаковий пріоритет.
10. Розвинені засоби синхронізації «завдання – завдання» та «завдання – переривання»:
 - черги;
 - двійкові семафори;
 - лічильні семафори;
 - рекурсивні семафори;
 - м'ютекси.
11. М'ютекси з наслідуванням пріоритету.

12. Підтримка модуля захисту пам'яті (MPU) в процесорах Cortex-M3.

13. Постачається з налагодженими прикладами проектів для кожного порту та кожного середовища розробки.

14. FreeRTOS повністю безкоштовна, модифікована ліцензія GPL дозволяє використовувати FreeRTOS у проектах без розкриття вихідних кодів.

Робота планувальника задач операційної системи FreeRTOS в режимі багатозадачності, при режимі витіснення, має багато спільного з алгоритмом перемикання потоків в сучасних операційних системах загального призначення. Витісняюча багатозадачність передбачає, що будь-яке завдання з низьким пріоритетом переривається завданням з більш високим пріоритетом. Як тільки високопріоритетне завдання виконало свої дії, воно завершує свою роботу або переходить у стан очікування, і управління знову отримує завдання з більш низьким пріоритетом. Перемикання між завданнями здійснюється через рівні кванти часу роботи планувальника, тобто високопріоритетне завдання, як тільки готове до виконання, очікує закінчення поточного кванта, після чого управління отримує планувальник, який дозволяє роботу високопріоритетному завданню. Таким чином, час реакції FreeRTOS на зовнішні події в режимі багатозадачності, з функцією витіснення – не більше одного кванта часу планувальника, який можна задавати в налаштуваннях. За умовчанням квант часу дорівнює 1 мс. Якщо готові до виконання кілька завдань з однаковим пріоритетом, то в такому випадку планувальник виділяє кожному з них по одному кванту часу, після якого управління отримує наступне завдання, і так далі по колу.

Кооперативна багатозадачність відрізняється від того, що планувальник самостійно не може перервати виконання поточного завдання, навіть якщо з'явилося готове до виконання завдання з вищим пріоритетом. Кожне завдання має самостійно передати управління планувальнику. Таким чином, високопріоритетне завдання чекатиме, поки низькопріоритетне завершить свою роботу і віддасть управління планувальнику. Час реакції

системи на зовнішню подію стає невизначеним і залежить від того, як довго поточне завдання виконуватиметься до передачі управління. Витісняюча та кооперативна концепції багатозадачності об'єднуються разом у гібридній вигляд багатозадачності – коли виклик планувальника відбувається кожного кванту часу, але, на відміну від багатозадачності, з режимом витіснення, програміст має можливість зробити це примусово в тілі завдання. Особливо корисний цей режим, коли необхідно скоротити час реакції системи на переривання. Припустимо, зараз виконується низькопріоритетна задача, а високопріоритетна очікує настання деякого переривання. Далі відбувається переривання, але після закінчення роботи обробника переривань виконання повертається до поточного низькопріоритетного завдання, а високопріоритетне чекає, поки закінчиться поточний квант часу. Однак якщо після виконання обробником переривання управління передається планувальнику, він передасть управління високопріоритетній задачі, що дозволяє значно скоротити час реакції системи на переривання, пов'язане із зовнішньою подією.

На рисунку 6.1. зображено перехід завдань у різні стани.

Весь вихідний код ядра знаходиться у директорії /Source. Його становлять такі файли:

1. tasks.c – планувальник, реалізація механізму завдань.
2. queue.c – реалізація черг.
3. list.c – внутрішні потреби планувальника, проте функції можуть використовуватися також в прикладних програмах.
4. croutine.c – реалізація співпрограм (може бути відсутнім у разі, якщо співпрограми не використовуються).

Заголовні файли, що знаходяться в директорії Source/Include:

1. tasks.h, queue.h, list.h, croutine.h – заголовні файли відповідно для однойменних файлів з кодом.

2. FreeRTOS.h – містять препроцесорні директиви для налаштування компіляції.

3. `mpu_wrappers.h` – містить перевизначення функцій програмного інтерфейсу (API функцій) FreeRTOS підтримки модуля захисту пам'яті (MPU).

4. `portable.h` – платформно залежні налаштування.

5. `projdefs.h` – інші системні визначення.

6. `semphr.h` – визначає API функції для роботи з семафорами, які реалізовані на основі черг.

7. `StackMacros.h` – містить макроси для контролю переповнення стека.

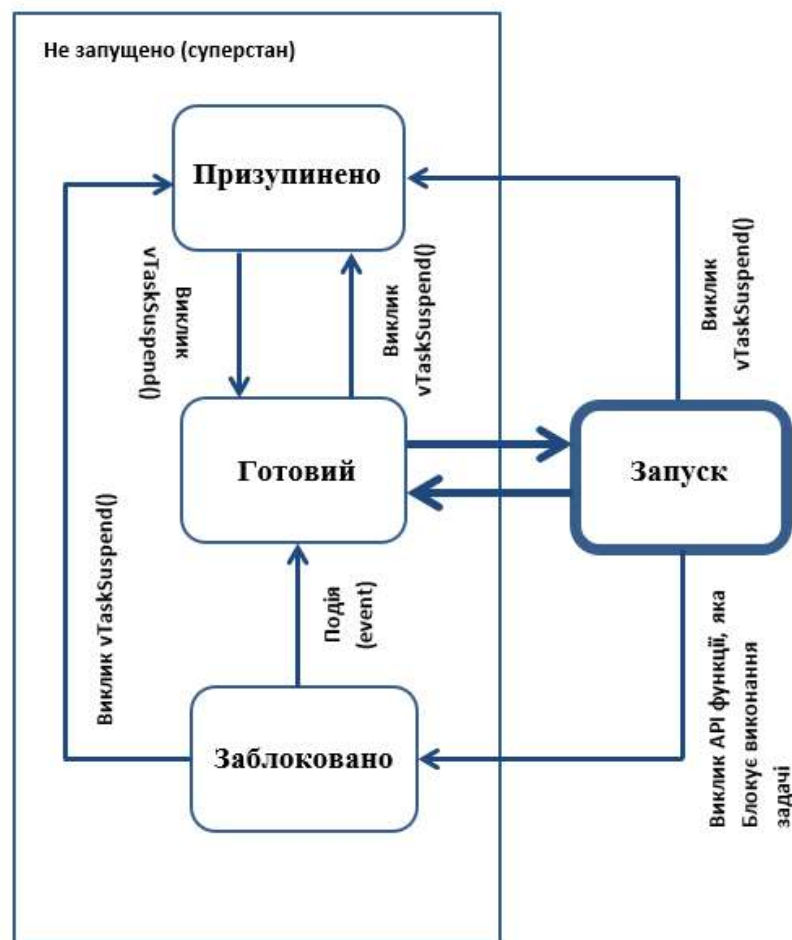


Рисунок 6.1. – Зображення перехід завдань у різні стани

Застосування операційної системи FreeRTOS для мікроконтролера дозволяє прискорити розробку та гнучкість програмного забезпечення.

Приклад ініціалізації FreeRTOS за допомогою конфігуратора зображено на рисунку 6.2.

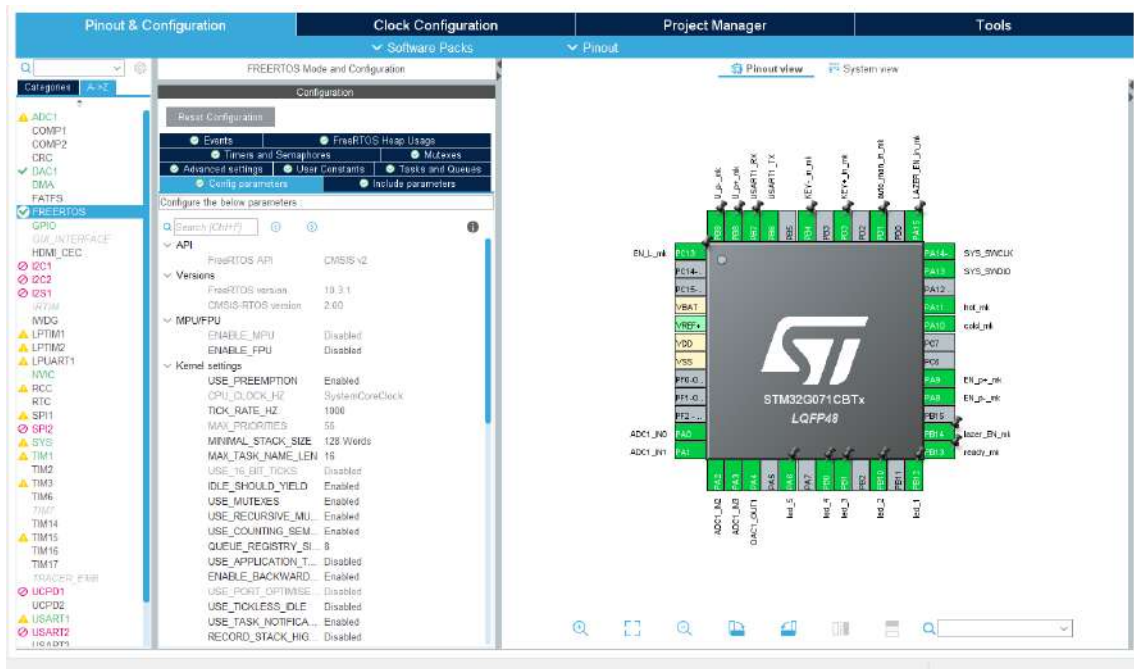


Рисунок 6.2 – Зображення ініціалізації FreeRTOS за допомогою конфігуратора

Конфігуратор середовища розробки створює код конфігурації FreeRTOS:

```
#ifndef FREERTOS_CONFIG_H
#define FREERTOS_CONFIG_H
#if defined(__ICCARM__) || defined(__CC_ARM) || defined(__GNUC__)
#include<stdint.h>
extern uint32_t SystemCoreClock;
#endif
#ifndef CMSIS_device_header
#define CMSIS_device_header "stm32g0xx.h"
#endif/* CMSIS_device_header */

#define configENABLE_FPU 0
#define configENABLE_MPU 0

#define configUSE_PREEMPTION 1
#define configSUPPORT_STATIC_ALLOCATION 1
#define configSUPPORT_DYNAMIC_ALLOCATION 1
#define configUSE_IDLE_HOOK 0
#define configUSE_TICK_HOOK 0
#define configCPU_CLOCK_HZ ( SystemCoreClock )
#define configTICK_RATE_HZ ((TickType_t)1000)
#define configMAX_PRIORITIES ( 56 )
#define configMINIMAL_STACK_SIZE ((uint16_t)128)
```

```

#define configTOTAL_HEAP_SIZE ((size_t)6144)
#define configMAX_TASK_NAME_LEN ( 16 )
#define configUSE_TRACE_FACILITY 1
#define configUSE_16_BIT_TICKS 0
#define configUSE_MUTEXES 1
#define configQUEUE_REGISTRY_SIZE 8
#define configUSE_RECURSIVE_MUTEXES 1
#define configUSE_COUNTING_SEMAPHORES 1
#define configUSE_PORT_OPTIMISED_TASK_SELECTION 0
#define configMESSAGE_BUFFER_LENGTH_TYPE size_t
#define configUSE_CO_ROUTINES 0
#define configMAX_CO_ROUTINE_PRIORITIES ( 2 )

/* Software timer definitions. */
#define configUSE_TIMERS 1
#define configTIMER_TASK_PRIORITY ( 2 )
#define configTIMER_QUEUE_LENGTH 10
#define configTIMER_TASK_STACK_DEPTH 256

/* CMSIS-RTOS V2 flags */
#define configUSE_OS2_THREAD_SUSPEND_RESUME 1
#define configUSE_OS2_THREAD_ENUMERATE 1
#define configUSE_OS2_EVENTFLAGS_FROM_ISR 1
#define configUSE_OS2_THREAD_FLAGS 1
#define configUSE_OS2_TIMER 1
#define configUSE_OS2_MUTEX 1
#define INCLUDE_vTaskPrioritySet 1
#define INCLUDE_uxTaskPriorityGet 1
#define INCLUDE_vTaskDelete 1
#define INCLUDE_vTaskCleanUpResources 0
#define INCLUDE_vTaskSuspend 1
#define INCLUDE_vTaskDelayUntil 1
#define INCLUDE_vTaskDelay 1
#define INCLUDE_xTaskGetSchedulerState 1
#define INCLUDE_xTimerPendFunctionCall 1
#define INCLUDE_xQueueGetMutexHolder 1
#define INCLUDE_uxTaskGetStackHighWaterMark 1
#define INCLUDE_xTaskGetCurrentTaskHandle 1
#define INCLUDE_eTaskGetState 1
#define USE_FreeRTOS_HEAP_4
#define configASSERT( x ) if ((x) == 0) {taskDISABLE_INTERRUPTS(); for( ;; );}
#define vPortSVCHandler SVC_Handler
#define xPortPendSVHandler PendSV_Handler
#define USE_CUSTOM_SYSTICK_HANDLER_IMPLEMENTATION 0

#endif/* FREERTOS_CONFIG_H */

```

У цій конфігурації частота перемикання контекстів операційної системи складає 1КГц, що є оптимальним значенням для виконання даної задачі. Для розподілу завдань, які виконує мікроконтролер, було створено та ініціалізовано 8 контекстів. Їх прототипи виглядають так:

```

voidStartLedTask(void *argument);
voidStartMain(void *argument);
voidStartKey(void *argument);
voidStartUartTX(void *argument);
voidStartUartRX(void *argument);
voidStartAdcTask(void *argument);
voidStartPowerTask(void *argument);

```

```
void StartNRF24Task(void *argument);
```

Для взаємодії між контекстами були створені семафори та черги повідомлень, їх ініціалізація виглядають так:

```
myBinarySem01Handle = osSemaphoreNew(1, 1, &myBinarySem01_attributes);
myBinarySemAdcConvCpltHandle = osSemaphoreNew(1, 1,
&myBinarySemAdcConvCplt_attributes);
myBinarySemAdcErrorHandle = osSemaphoreNew(1, 1, &myBinarySemAdcError_attributes);
myBinarySemStopKeyHandle = osSemaphoreNew(1, 1, &myBinarySemStopKey_attributes);
myCountingSem01Handle = osSemaphoreNew(5, 5, &myCountingSem01_attributes);

key2mainHandle = osMessageQueueNew (16, sizeof(MSGQUEUE_OBJ_u8_t),
&key2main_attributes);
adc2powHandle = osMessageQueueNew (16, sizeof(MSGQUEUE_OBJ_u16_t),
&adc2pow_attributes);
```

6.3 Алгоритм запуску операційної системи

Алгоритм запуску операційної системи FreeRTOS має послідовний характер, та відповідає рисунку 6.3.

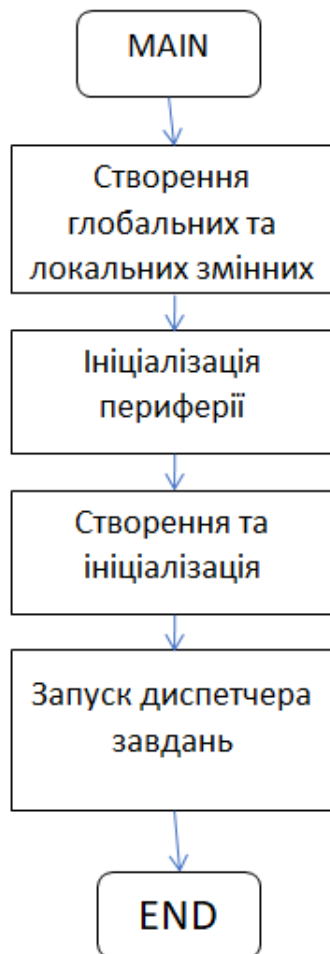


Рисунок 6.3 – Алгоритм запуску операційної системи FreeRTOS

Реалізація в коді алгоритму, зображеного на рис.6.3 виглядає так:

```
#include "main.h"
#include "cmsis_os.h"
#include "adc.h"
#include "dma.h"
#include "i2c.h"
#include "spi.h"
#include "usart.h"
#include "gpio.h"
#include "NRF24.h"
#include "L3GD20_task.h"
#include "tm_stm32f4_l3gd20.h"

uint8_t dev_power = dev_beard;

char str1[20]={0};
uint8_t buf1[10]={0x01, 0x02, 0x03, 0x04, 0x05, 0x06, 0x07, 0x08,0x09, 0x10};
TM_L3GD20_t L3GD20_Data_filtered;
uint8_t napravlenie= napravlenie_stop;
uint32_t v_in_led=0;
void SystemClock_Config(void);
void MX_FREERTOS_Init(void);
int main(void)
{
    uint8_t retr cnt=0, dt=0;
    uint16_t i nrf=1,retr cnt full=0;

    HAL_Init();

    SystemClock_Config();

    MX_GPIO_Init();
    MX_DMA_Init();
    MX_ADC1_Init();
    MX_I2C1_Init();
    MX_SPI1_Init();
    MX_SPI2_Init();
    MX_USART1_UART_Init();

    osKernelInitialize();
    MX_FREERTOS_Init();
    osKernelStart();
    while (1)
    {
    }
}
```

6.4 Алгоритм роботи термостабілізації лазерного діода

Конфігуратор середовища розробки дозволяє зробити початкове налаштування периферії. Для підвищення точності приладу та універсальності було застосовано модуль лазерного діода з елементом

Пельтьє для організації термостабілізації. Елемент Пельтьє включений за мостовою схемою живлення, що дозволяє як охолоджувати, так і підігрівати лазерний діод, що сприяє стабілізації його характеристик при змінах зовнішньої температури. Для дозування енергії, яка надходить на елемент Пельтьє, застосоване кероване джерело живлення. Сигнал керування формує таймер №1. Початкова конфігурація таймера у STM32CubeIDE зображена на рисунку 6.4.

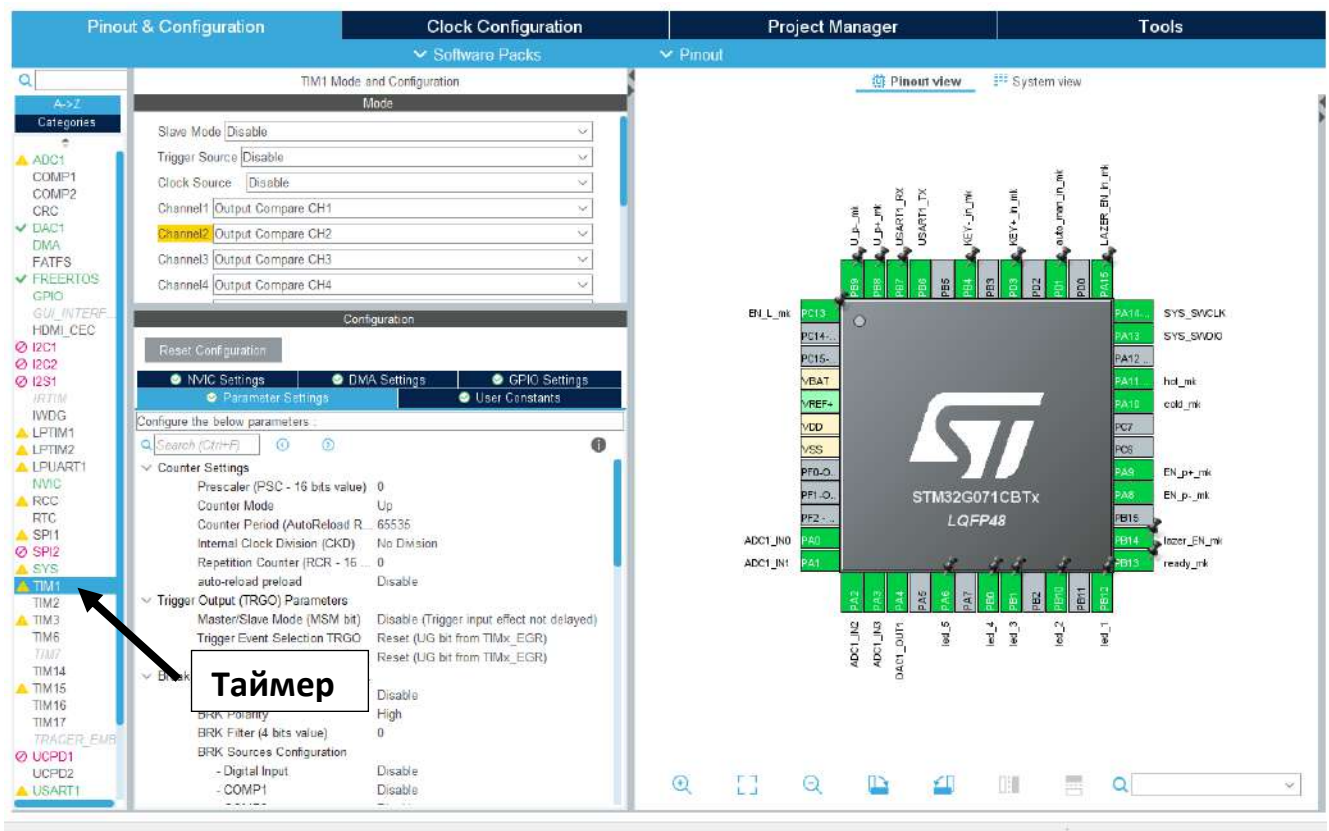


Рисунок 6.4 – Початкова конфігурація таймера у STM32CubeIDE

Вихідний код ініціалізації, сформований конфігуратором для таймера №1:

```

/* TIM1_init function */
void MX_TIM1_Init(void)
{
    TIM_MasterConfigTypeDef sMasterConfig = {0};
    TIM_OC_InitTypeDef sConfigOC = {0};
    TIM_BreakDeadTimeConfigTypeDef sBreakDeadTimeConfig = {0};
    htim1.Instance = TIM1;

```

```

htim1.Init.Prescaler = 640-1;
htim1.Init.CounterMode = TIM_COUNTERMODE_UP;
htim1.Init.Period = 100;
htim1.Init.ClockDivision = TIM_CLOCKDIVISION_DIV1;
htim1.Init.RepetitionCounter = 0;
htim1.Init.AutoReloadPreload = TIM_AUTORELOAD_PRELOAD_ENABLE;
if (HAL_TIM_PWM_Init(&htim1) != HAL_OK)
{
    Error_Handler();
}
sMasterConfig.MasterOutputTrigger = TIM_TRGO_RESET;
sMasterConfig.MasterOutputTrigger2 = TIM_TRGO2_RESET;
sMasterConfig.MasterSlaveMode = TIM_MASTERSLAVEMODE_DISABLE;
if (HAL_TIMEx_MasterConfigSynchronization(&htim1, &sMasterConfig) != HAL_OK)
{
    Error_Handler();
}
sConfigOC.OCMode = TIM_OCMode_PWM1
sConfigOC.Pulse = 30;
sConfigOC.OCpolarity = TIM_OCPOLARITY_HIGH;
sConfigOC.OCNPolarity = TIM_OCNPOLARITY_HIGH;
sConfigOC.OCFastMode = TIM_OCFAST_DISABLE;
sConfigOC.OCIdleState = TIM_OCIDLESTATE_RESET;
sConfigOC.OCNIdleState = TIM_OCNIDLESTATE_RESET;
if (HAL_TIM_PWM_ConfigChannel (&htim1, &sConfigOC, TIM_CHANNEL_1) != HAL_OK)
{
    Error_Handler();
}
if (HAL_TIM_PWM_ConfigChannel (&htim1, &sConfigOC, TIM_CHANNEL_2) != HAL_OK)
{
    Error_Handler();
}
if ( HAL_TIM_PWM_ConfigChannel (&htim1, &sConfigOC, TIM_CHANNEL_3) != HAL_OK)
{
    Error_Handler();
}
if (HAL_TIM_PWM_ConfigChannel(&htim1, &sConfigOC, TIM_CHANNEL_4) != HAL_OK)
{
    Error_Handler();
}
sBreakDeadTimeConfig.OffStateRunMode = TIM_OSSR_DISABLE;
sBreakDeadTimeConfig.OffStateIDLEMode = TIM_OSSI_DISABLE;
sBreakDeadTimeConfig.LockLevel = TIM_LOCKLEVEL_OFF;
sBreakDeadTimeConfig.DeadTime = 0;
sBreakDeadTimeConfig.BreakState = TIM_BREAK_DISABLE;
sBreakDeadTimeConfig.BreakPolarity = TIM_BREAKPOLARITY_HIGH;
sBreakDeadTimeConfig.BreakFilter = 0;
sBreakDeadTimeConfig.BreakAFMode = TIM_BREAK_AFMODE_INPUT;
sBreakDeadTimeConfig.Break2State = TIM_BREAK2_DISABLE;
sBreakDeadTimeConfig.Break2Polarity = TIM_BREAK2POLARITY_HIGH;
sBreakDeadTimeConfig.Break2Filter = 0;
sBreakDeadTimeConfig.Break2AFMode = TIM_BREAK_AFMODE_INPUT;
sBreakDeadTimeConfig.AutomaticOutput = TIM_AUTOMATICOUTPUT_DISABLE;
if (HAL_TIMEx_ConfigBreakDeadTime(&htim1, &sBreakDeadTimeConfig) != HAL_OK)
{
    Error_Handler();
}
/* USER CODE BEGIN TIM1_Init 2 */

/* USER CODE END TIM1_Init 2 */
HAL_TIM_MspPostInit(&htim1);

```


Ініціалізація та запуск таймера здійснюється на початку головного потоку:

```

MX_TIM1_Init();
//
__HAL_TIM_SET_COMPARE(&htim1, TIM_CHANNEL_1, 0);
__HAL_TIM_SET_COMPARE(&htim1, TIM_CHANNEL_2, 0);
__HAL_TIM_SET_COMPARE(&htim1, TIM_CHANNEL_3, 0);
__HAL_TIM_SET_COMPARE(&htim1, TIM_CHANNEL_4, 0);
HAL_TIM_PWM_Start(&htim1, TIM_CHANNEL_1);
HAL_TIM_PWM_Start(&htim1, TIM_CHANNEL_2);
HAL_TIM_PWM_Start(&htim1, TIM_CHANNEL_3);
HAL_TIM_PWM_Start(&htim1, TIM_CHANNEL_4);

```

Таймер №1 налаштований працювати в ШІМ (широко-імпульсна модуляція) режимі. Змінюючи коефіцієнт заповнення ШІМ сигналу управління джерела живлення – проводиться регулювання кількості енергії, яка надходить на елемент Пельтьє. Розрахунок коефіцієнта заповнення таймера №1 проводиться з урахуванням поточної температури кристала лазерного діода із застосуванням ПІД (пропорційно-інтегрально-диференціальний) регулятора. Коефіцієнти для ПІД регулятора були отримані шляхом тестування пристрою. Ініціалізація та коефіцієнти ПІД регулятора мають такі значення:

```
PIDInit(&pid_for_peltie, 10, 3, 10, 0.01, 0, 20, AUTOMATIC, REVERSE);
```

Функція розрахунку ПІД регулятора реалізована таким чином:

```

BoolPIDCompute(PIDControl *pid)
{
float error, dInput;

if(pid->mode == MANUAL)
{
return false;
}
error = (pid->setpoint) - (pid->input);
pid->iTerm += (pid->alteredKi) * error;
pid->iTerm = CONSTRAIN( (pid->iTerm), (pid->outMin), (pid->outMax) );
dInput = (pid->input) - (pid->lastInput);
pid->output = (pid->alteredKp) * error + (pid->iTerm) - (pid->alteredKd) *
dInput;
pid->output = CONSTRAIN( (pid->output), (pid->outMin), (pid->outMax) );
pid->lastInput = pid->input;
return true;
}

```

6.5. Алгоритм реалізації підтримки заданої температури кристала лазерного діода

Окремим завданням роботи оптоволоконного гіроскопа винесено: підвищення точності підтримання температури кристала лазерного діода та забезпечення гнучкості роботи програми. При старті цієї задачі відбувається ініціалізація локальних змінних і починається нескінченний цикл підтримки температури. Цей цикл містить такі етапи роботи:

- Отримання температури кристала.
- Порівняння поточної температури із заданою з урахуванням допуску. Якщо температура в межах допуску – починається нова ітерація циклу, рис.6.5.

- Якщо температура кристалу знаходиться за межами допуску, то визначається, який режим роботи необхідний: підігрів або охолодження. Блок живлення перемикається у відповідний режим роботи.

- На основі поточної та необхідної температури проводиться розрахунок коефіцієнта заповнення ШІМ для таймера за допомогою ПІД регулятора.

- Коригується робота таймера та починається нова ітерація циклу.

Описаний вище алгоритм, зображено на рис.6.5

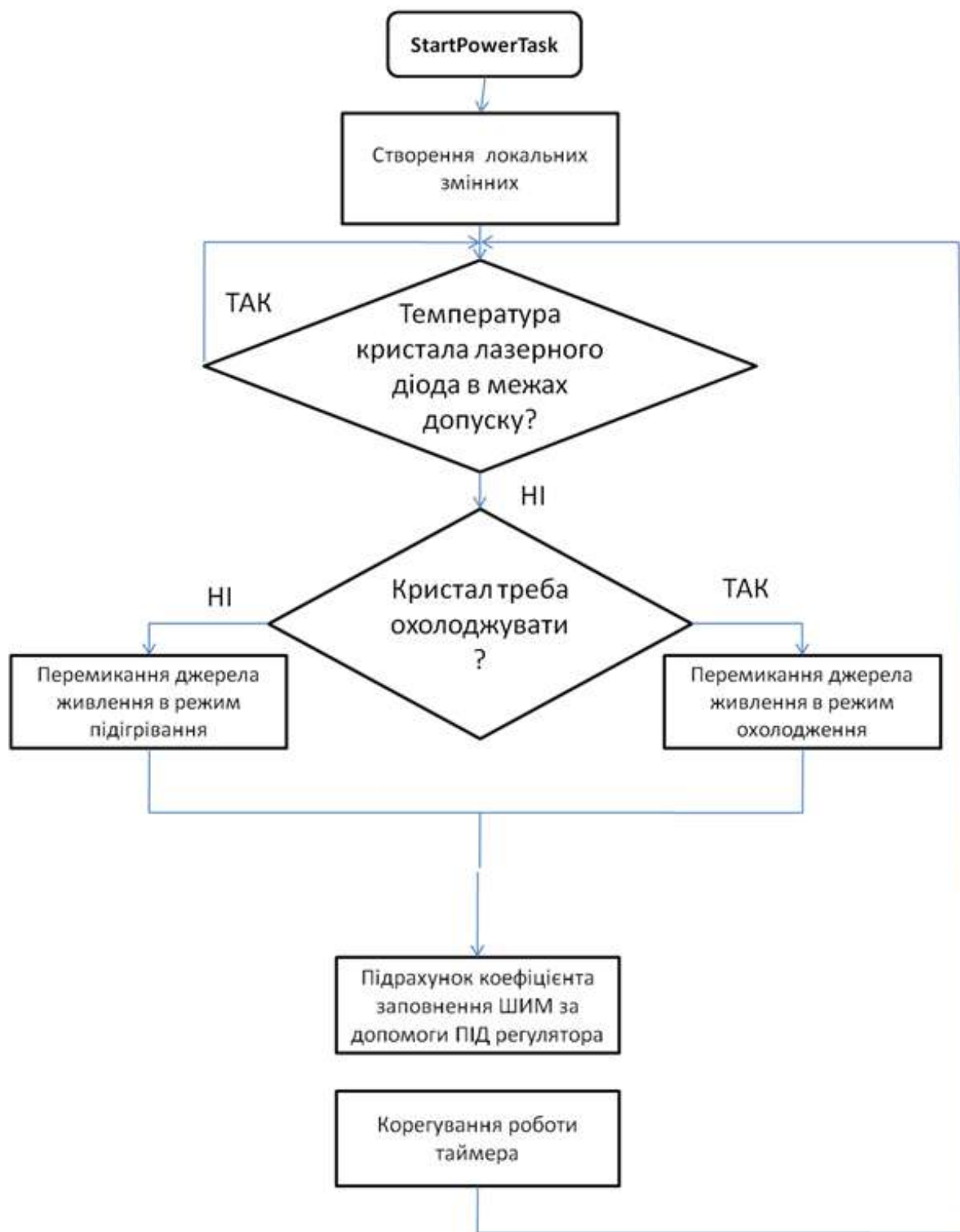


Рисунок 6.5 – Алгоритм підтримки заданої температури кристала лазерного діода

6.6 Алгоритм обробки сигналів фотодіода та передачі на персональний комп'ютер

Однією з головних задач мікроконтролера при обробці сигналів отриманих за допомогою фотодіода – оцифровування значень напруги, отриманих при за світці його активного елементу лазерним випромінюванням. Використаний мікроконтролер STM32G071 має АЦП (аналого-цифровий перетворювач) з роздільною здатністю 12 bit, з максимальною швидкістю вибірок ~ 2 MSps. Для підвищення точності значень, які отримуються в результаті оцифровування, швидкість вибірок знижена за допомогою дільника частоти тактування, вбудованого в АЦП, до рекомендованого фірмою виробником значення 1 MSps.

Ініціалізація АЦП в коді має вигляд:

```
void MX_ADC1_Init(void)
{

    ADC_ChannelConfTypeDef sConfig = {0};

    hadc1.Instance = ADC1;
    hadc1.Init.ClockPrescaler = ADC_CLOCK_ASYNC_DIV16;
    hadc1.Init.Resolution = ADC_RESOLUTION_12B;
    hadc1.Init.DataAlign = ADC_DATAALIGN_RIGHT;
    hadc1.Init.ScanConvMode = ADC_SCAN_DISABLE;
    hadc1.Init.EOCSelection = ADC_EOC_SINGLE_CONV;
    hadc1.Init.LowPowerAutoWait = DISABLE;
    hadc1.Init.LowPowerAutoPowerOff = DISABLE;
    hadc1.Init.ContinuousConvMode = DISABLE;
    hadc1.Init.NbrOfConversion = 1;
    hadc1.Init.DiscontinuousConvMode = DISABLE;
    hadc1.Init.ExternalTrigConv = ADC_SOFTWARE_START;
    hadc1.Init.ExternalTrigConvEdge = ADC_EXTERNALTRIGCONVEDGE_NONE;
    hadc1.Init.DMAContinuousRequests = DISABLE;
    hadc1.Init.Overrun = ADC_OVR_DATA_OVERWRITTEN;
    hadc1.Init.SamplingTimeCommon1 = ADC_SAMPLETIME_12CYCLES_5;
    hadc1.Init.SamplingTimeCommon2 = ADC_SAMPLETIME_12CYCLES_5;
    hadc1.Init.OversamplingMode = ENABLE;
    hadc1.Init.Oversampling.Ratio = ADC_OVERSAMPLING_RATIO_16;
    hadc1.Init.Oversampling.RightBitShift = ADC_RIGHTBITSHIFT_NONE;
    hadc1.Init.Oversampling.TriggeredMode = ADC_TRIGGEREDMODE_SINGLE_TRIGGER;
    hadc1.Init.TriggerFrequencyMode = ADC_TRIGGER_FREQ_HIGH;
    if (HAL_ADC_Init(&hadc1) != HAL_OK)
    {
        Error_Handler();
    }
    /** Configure Regular Channel
    */
    sConfig.Channel = ADC_CHANNEL_0;
```

```

sConfig.Rank = ADC_REGULAR_RANK_1;
sConfig.SamplingTime = ADC_SAMPLINGTIME_COMMON_1;
if (HAL_ADC_ConfigChannel(&hadc1, &sConfig) != HAL_OK)
{
    Error_Handler();
}
}

```

Запуском і синхронізацією роботи АЦП управляє таймер №6. Таймер налаштований так, щоб із частотою 5кГц надавати дозвіл на запуск чергового перетворення АЦП. Аналого-цифровий перетворювач налаштований на поодинокі перетворення сигналів за командою таймера №6. Після завершення перетворення сигналу, АЦП за допомогою DMA(безпосередній доступ до пам'яті) передає поточне значення в буфер обсягом 50 значень. За фактом наповнення даного буфера – DMA створює переривання та запускається процедура фільтрації значень за допомогою фільтра, що їх усереднює. Фільтр з функцією усереднення – є оптимальним для задачі: зменшення випадкового шуму при збереженні різкості ступінчастого відгуку. Реалізації такого фільтра мовою C має вигляд:

```

#define MVF_LENGTH 10
typedef float E_SAMPLE;
typedef struct _t_MAF
{
    E_SAMPLE buffer[MVF_LENGTH];
    E_SAMPLE sum;
    int index;
}t_MAF;

void moving_average_filter_init(t_MAF * pMaf)
{
    pMaf->index = -1;
    pMaf->sum = 0;
}
E_SAMPLE moving_average_filter(t_MAF * pMaf,E_SAMPLE xn)
{
    E_SAMPLE yn=0;
    int i=0;
    if(pMaf->index == -1)
    {
        for(i = 0; i < MVF_LENGTH; i++)
        {

```

```

    pMaf->buffer[i] = xn;
}
pMaf->sum = xn*MVF_LENGTH;
pMaf->index = 0;
}
else
{
    if(xn>100)
        xn = xn+0.1;
    pMaf->sum -= pMaf->buffer[pMaf->index];
    pMaf->buffer[pMaf->index] = xn;
    pMaf->sum += xn;
    pMaf->index++;
    if(pMaf->index>=MVF_LENGTH)
        pMaf->index = 0;
}
    yn = pMaf->sum/MVF_LENGTH;
return yn;
}

```

Для визначення напрямку обертання гіроскопа застосована мікросхема цифрового гіроскопа L3GD20.

Ініціалізація L3GD20 виконується за допомогою коду, написаного на мові C та має вигляд:

```

{
    /* Init CS pin */
    TM_L3GD20_INT_InitPins();
    /* Init SPI */
    //TM_SPI_Init(L3GD20_SPI, L3GD20_SPI_PINSPACK);
    /* Check if sensor is L3GD20 */
    if (TM_L3GD20_INT_ReadSPI(L3GD20_REG_WHO_AM_I) != L3GD20_WHO_AM_I)
    {
        /* Sensor connected is not L3GD20 */
        return TM_L3GD20_Result_Error;
    }

    /* Enable L3GD20 Power bit */
    TM_L3GD20_INT_WriteSPI(L3GD20_REG_CTRL_REG1, 0xFF);

    /* Set L3GD20 scale */
    if (scale == TM_L3GD20_Scale_250)
    {
        TM_L3GD20_INT_WriteSPI(L3GD20_REG_CTRL_REG4, 0x00);
    }
    elseif (scale == TM_L3GD20_Scale_500)
    {
        TM_L3GD20_INT_WriteSPI(L3GD20_REG_CTRL_REG4, 0x10);
    }
    elseif (scale == TM_L3GD20_Scale_2000)
    {
        TM_L3GD20_INT_WriteSPI(L3GD20_REG_CTRL_REG4, 0x20);
    }
}

```

```

}

/* Save scale */
TM_L3GD20_INT_Scale = scale;

/* Set high-pass filter settings */
TM_L3GD20_INT_WriteSPI(L3GD20_REG_CTRL_REG2, 0x00);

/* Enable high-pass filter */
TM_L3GD20_INT_WriteSPI(L3GD20_REG_CTRL_REG5, 0x10);

/* Everything OK */
return TM_L3GD20_Result_Ok;
}

```

Після обробки даних з фотодіода та визначення напрямку обертання гіроскопа, дані готуються та відправляються радіоканалом на плату прийому оброблення даних. Радіоканал між платою обробки даних та платою прийому оброблених даних реалізований на базі мікросхем NRF24L01. Застосування радіоканалу дозволило застосувати стенд для випробувань гіроскопа. Гіроскоп був закріплений на стенді для обертання та оцінки стабільності вихідних показників при різних швидкостях обертання протягом тривалого часу. Ініціалізація мікросхеми NRF24L01 виконується за допомогою коду, написаного на мові C та має вигляд:

```

void NRF24_ini(void)
{
    CE_RESET;
    DelayMicro(50000);
    NRF24_WriteReg(CONFIG, 0x0a); // Set PWR_UP bit, enable CRC(1 byte) & Prim_RX:0
    (Transmitter)
    DelayMicro(50000);
    NRF24_WriteReg(EN_AA, 0x01); // Enable Pipe0
    NRF24_WriteReg(EN_RXADDR, 0x01); // Enable Pipe0
    NRF24_WriteReg(SETUP_AW, 0x01); // Setup address width=3 bytes
    NRF24_WriteReg(SETUP_RETR, 0x5F); // // 1500us, 15 retrans
    NRF24_ToggleFeatures();
    NRF24_WriteReg(FEATURE, 0);
    NRF24_WriteReg(DYNPD, 0);
    NRF24_WriteReg(STATUS, 0x70); //Reset flags for IRQ
    NRF24_WriteReg(RF_CH, 76); // частота 2476 MHz
    NRF24_WriteReg(RF_SETUP, 0x06); //TX_PWR:0dBm, Datarate:1Mbps
    NRF24_Write_Buf(TX_ADDR, TX_ADDRESS, TX_ADR_WIDTH);
    NRF24_Write_Buf(RX_ADDR_P0, TX_ADDRESS, TX_ADR_WIDTH);
    NRF24_WriteReg(RX_PW_P0, TX_PLOAD_WIDTH); //Number of bytes in RX payload in
    data pipe 0

    NRF24L01_RX_Mode();
    // LED_OFF;
}

```

6.7 Алгоритм надсилання даних за допомогою NRF24

Алгоритм відправлення даних з АЦП за допомогою NRF24, рис.6.6, винесено окремим завданням. При старті цієї задачі відбувається ініціалізація локальних змінних і починається нескінченний цикл: завдання стоїть в очікуванні даних від АЦП, при їх отриманні дані готуються для відправки і починається відправка за допомогою радіомодуля NRF24. Починається нова ітерація циклу.



Рисунок 6.6 – Алгоритм надсилання даних за допомогою NRF24

Реалізація даного алгоритму на мові С та має вигляд :

```

void StartNRF24Task(void *argument)
{
    MSGQUEUE_OBJ_u32_t msg;
  
```



```

osStatus_t status;
osDelay(500);
NRF24_ini();
osDelay(100);
uint32_t tmp_u32=0;
for (;;)
{
    status = osMessageQueueGet(adc2nrf24Handle, &msg, NULL, 0U); // wait
for message
    if (status == osOK)
    {
        tmp_u32=msg.u_laz;
        buf1[0]=(tmp_u32 & 0xff000000) >> 24;
        buf1[1] = (tmp_u32 & 0x00ff0000) >> 16;
        buf1[2] = (tmp_u32 & 0x0000ff00) >> 8;
        buf1[3] = tmp_u32 & 0x000000ff;
        buf1[4] = napravlenie;
        dt = NRF24L01_Send(buf1);
    }
    osDelay(2);
}
}

```

У програмному забезпеченні плати обробки даних реалізовано прийом та буферизація даних. Дані приймаються за допомогою мікросхеми NRF24L01 та зберігаються в пам'яті. Програма STM Studio за допомогою наладчика ST Link v2 зчитує дані з пам'яті та візуалізує на моніторі комп'ютера.

Дані про обертання і напрямок передаються по інтерфейсу RS232 на швидкості 115200 біт пакетами кожні 10 мсек. Пакет має довжину 8 байт. Перший і другий байт є маркерами початку пакета і завжди рівні 0x32 і 0xd3 відповідно. Далі йдуть чотири байти значення оцифрованого сигналу (сигнал залежності напруги від кутової швидкості). Третій байт є старшим байтом тридцяти двох бітного значення вхідного сигналу. У сьомому байті міститься інформація про направлення обертання. Може приймати такі значення:

- 0x0F - напрямок обертання не визначено;
- 0x3D- обертання за годинниковою стрілкою;
- 0x53 - обертання проти годинникової стрілки;

У восьмому байті міститься контрольна сума з першого по сьомий байт включно. Обчислюється контрольна сума методом логічного XOR з першого по сьомий байт включно.

РОЗДІЛ 7

ЯКІСТЬ НАМОТКИ ЧУТЛИВОГО ЕЛЕМЕНТУ ВОЛОКОННО-ОПТИЧНОГО ГІРОСКОПУ

7.1 Вступ

Волоконно-оптичний контур є катушкою оптичного волокна з квадрупольним методом намотування. Він використовується як чутливий елемент волоконно-оптичного гіроскопа (ВОГ), який отримує все більше поширення в інерційних системах навігації, управління та стабілізації [11—15].

Для зниження впливу температури на характеристики ВОГ використовується спеціальне квадрупольне намотування оптичного волокна на катушку: рівновіддалені від середини катушки ділянки волокна розміщуються максимально близько. За такого способу необхідно поперемінно намотувати на катушку волокно в різні боки від середини (праве та ліве плече).

Можна виділити ряд факторів, що ускладнюють процес створення контуру:

- малий діаметр використовуваного волокна, що значно ускладнює візуальний контроль;
- наявність у волокні внутрішніх напруг;
- велика довжина волокна, що намотується;
- недосконалість технології намотування волоконного контуру,
- специфіка квадрупольного методу намотування.

Під параметрами якості намотування розуміються такі властивості чутливого елемента ВОГ, які впливають вихідні характеристики самого гіроскопа:

- сумарна довжина волоконного контуру;
- співвідношення довжини лівого та правого плеча контуру;

- кількість різних дефектів намотування.

7.2 Дефекти намотки оптичного волокна на катушку

Волоконно-оптичний контур складається з N шарів волокна, діаметр кожного з яких більше за діаметр попереднього шару [16, 81-90]. Як наслідок, і довжина волокна наступного шару має бути більше довжини волокна:

$$L = \sqrt{\pi^2 (D_k + D_B (1 + (N-1)\sqrt{3}))^2 + D_B^2 n}, \quad (7.1)$$

де D_k - діаметр каркаса робочої катушки, D_B - діаметр волокна, n - число витків в одному шарі.

Були оброблені дані, отримані в процесі намотування шести волоконно-оптичних контурів з використанням фотоелектричного датчика довжини, що має похибку ± 5 мм. На рис. 6.1 для порівняння наведені теоретичні графіки (відрізки, паралельні осі абсцис) та практичних залежностей збільшення довжини волокна від номера шару (а - контур № 1, б - 2, в - 3, г - 4, д - 5, е - 6). Як видно, практичні залежності мають стрибкоподібний характер. Варто зауважити, що зміна довжини відбувається як убік збільшення, так і зменшення.

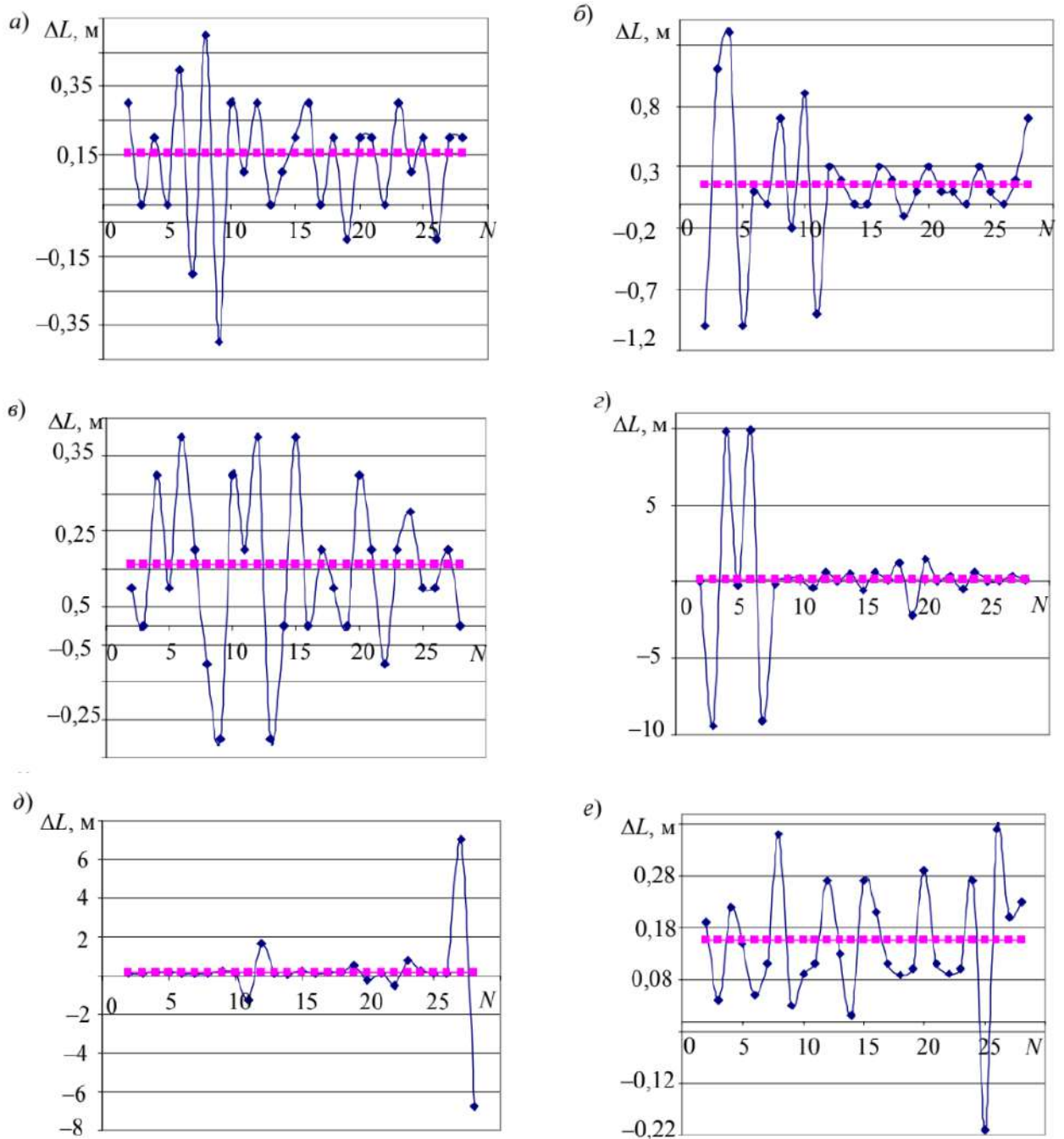


Рисунок 7.1 – Залежність довжини оптичного волокна від номеру шару

Ця обставина пояснюється, насамперед, тим, що структура волоконно-оптичного контуру містить безліч дефектів. Умовно їх можна розділити на постійні та змінні, перші обумовлені конструкцією каркаса робочої котушки, наявністю кута між волокнами, що укладаються, і бортом каркаса, чергуванням намотування лівого і правого плеча тощо. До них відносяться перескок (рис. 7.2, 1), пристінковий дефект (рис. 7.2, 2) та дефект «вихідного

волокна» (рис. 7.2, 3). Перескок характеризується регулярним усуненням волокна через виток і відбувається через різницю між поточним кутом намотування і кутом намотки витків попереднього шару. Пристінковий дефект виникає внаслідок того, що борт котушки утворює «клин» з найближчим до нього витком попереднього шару, так що виток, що безпосередньо прилягає до борту, провалюється в зоні основи «клина». «Дефект вихідного волокна» є наслідком чергування правої та лівої половини волокна при намотуванні контуру: останньому витку поточного шару необхідно огинати «вихідне» волокно останнього витка попереднього шару.

Випадкові дефекти, як правило, обумовлені великим значенням жорсткості волокна, поганою якістю намотування волокна на транспортну котушку, помилками укладача і т.д.

Серед них розрізняють дефекти 1-го та 2-го роду. Дефект 1-го роду (рис. 7.2, 4) викликаний нерегулярним зміщенням волокна на один або кілька витків, 2-го роду - нерегулярним зміщенням волокна поверх одного з попередніх витків (рис. 7.2, 5). На рис. 7.3 наведено приклад дефекту 1-го роду.

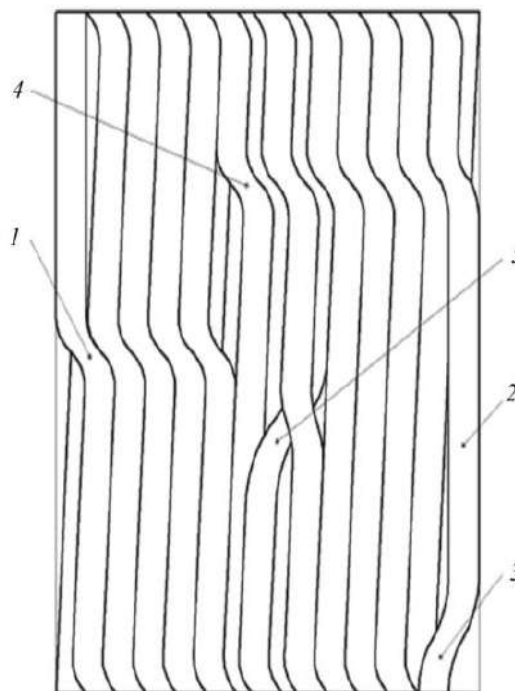


Рисунок 7.2 – Види дефектів намотування оптичного волокна на котушку



Рисунок 7.3 – Дефект 1-го роду

Найбільш значущими причинами випадкових дефектів є жорсткість волокна та якість його намотування на катушку – тобто фактори, які повністю не залежать від оператора. Було помічено, що при намотуванні контурів № 1, 3 та 6 ці умови були значно краще, ніж при намотуванні контурів № 2, 4 та 5. Як видно з рис. 7.1, залежності прирощення довжини шару від номера шару контурів другої групи характеризуються значними стрибками, які, зрештою, роблять істотний внесок у нерівність довжини лівого і правого плеча інтерферометра.

Наявність описаних дефектів у структурі квадрупольного намотування наводить, по-перше, до неоднакового збільшення довжини волокна в кожному шарі, внаслідок чого збільшується нерівність довжини плечей ВОГ, по-друге, збільшення кількості локальних вигинів волокна.

Перша обставина збільшує залежність контуру від градієнта температури, друге - підвищує розсіювання світла у хвилеводі.

7.2.1 Намотування волокна за відсутності дефектів

Розглянемо варіант ідеальної намотки - за відсутності будь-яких дефектів - і розрахуємо довжину покладеного волокна. Для цього досліджуємо структуру укладання у двох площинах:

- 1) вид на структуру укладання з торця волокон;
- 2) вид на розгорнуту площину укладання волокон.

Перший варіант (рис. 7.4, а) дає можливість розрахувати збільшення радіуса котушки (Δr) при кожному новому ряді волокна, що намотується:

$$\Delta r = \sqrt{3}R_b \quad (7.2)$$

де R_b - радіус намотуваного волокна.

З урахуванням виразу (7.2) можна обчислити радіус ряду N волокна, що намотується на котушку:

$$R_N = R_k + R_e + (N - 1)\Delta r = R_k + R_e + (N - 1) \cdot R_e, \quad (7.3)$$

де R_k - радіус котушки

Вид на розгорнуту площину укладання волокон (див. рис. 7.4 б, тут R_k - довжина кола) дозволяє розрахувати збільшення довжини намотуваного волокна при кожному новому витку:

$$\Delta L^2 = (2\pi R_N)^2 + (2R_e)^2 \quad (7.4)$$

Відповідно до виразів (7.3) і (7.4) отримаємо

$$\Delta L = \sqrt{4\pi^2 \left(R_k + R_B + (N-1)\sqrt{3 \times R_B} \right)^2 + 4R_B^2} \quad (7.5)$$

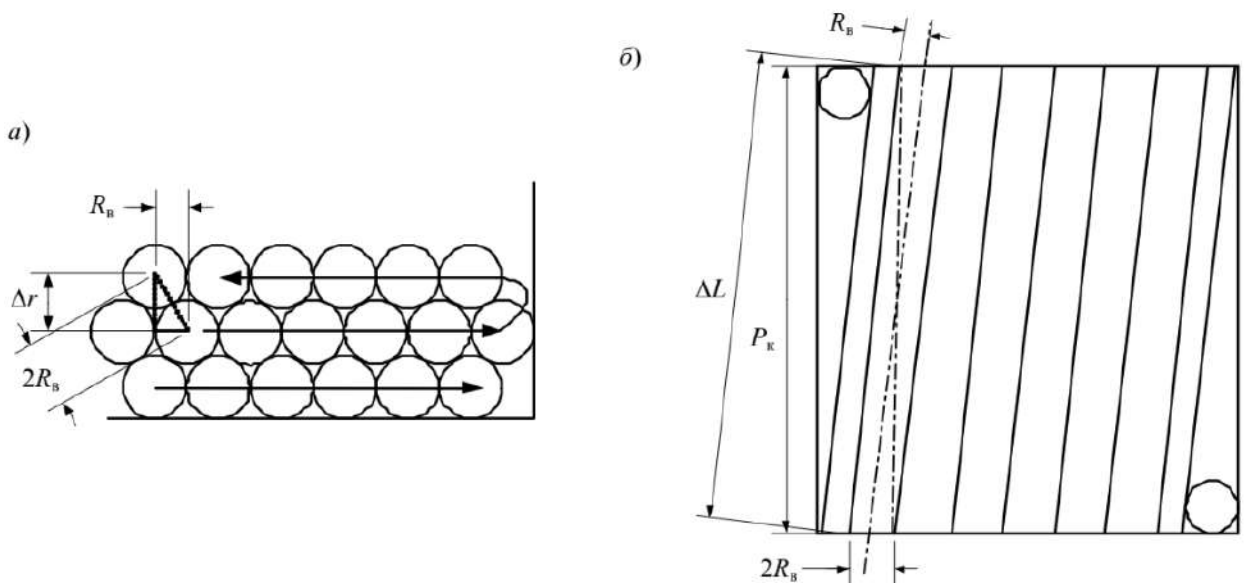


Рисунок 7.4 – Схема намотки оптичного волокна на катушку

Слід зазначити, що укладання без дефектів всієї довжини волокна практично неможливо в силу ряду причин, а саме:

- наявність зон напруженості всередині самого волокна;
- нерівномірність обертання водила і робочої катушки;
- запізнювальне автоматичне регулювання натягу.

7.2.2 Намотування волокна за наявності дефектів

Усі дефекти, що виникають у структурі квадрупольного намотування оптичного волокна, можна розділити на два види:

- 1) дефекти першого роду, викликані нерегулярним зміщенням волокна через виток у межах одного ряду, що укладається;
- 2) дефекти другого роду, викликані нерегулярним зміщенням волокна поверх попереднього витка.

Дефект першого роду. На рис. 7.5, а представлений вид на структуру укладання з торця волокон за наявності дефекту першого роду.

Нерегулярне зміщення волокна через виток в межах одного ряду, що укладається викликає збільшення радіуса котушки:

$$\Delta r_{д1} = 2R_{в} \quad (7.6)$$

Тоді радіус ряду волокна, що намотується на котушку, дорівнюватиме

$$R_N = R_{N-1} + \Delta r_{д1} = R_{N-1} + 2R_{в}, \quad (7.7)$$

де R_{N-1} - радіус $(N-1)$ -го ряду.

Збільшення довжини намотаного волокна за допомогою витка, при намотуванні якого мав місце дефект першого роду, можна розрахувати виходячи з виду на розгорнуту площину укладання волокон (див. рис. 7.5, б):

$$\Delta L_{д1}^2 = (2\pi R_N)^2 + (4R_{в})^2 \quad (7.8)$$

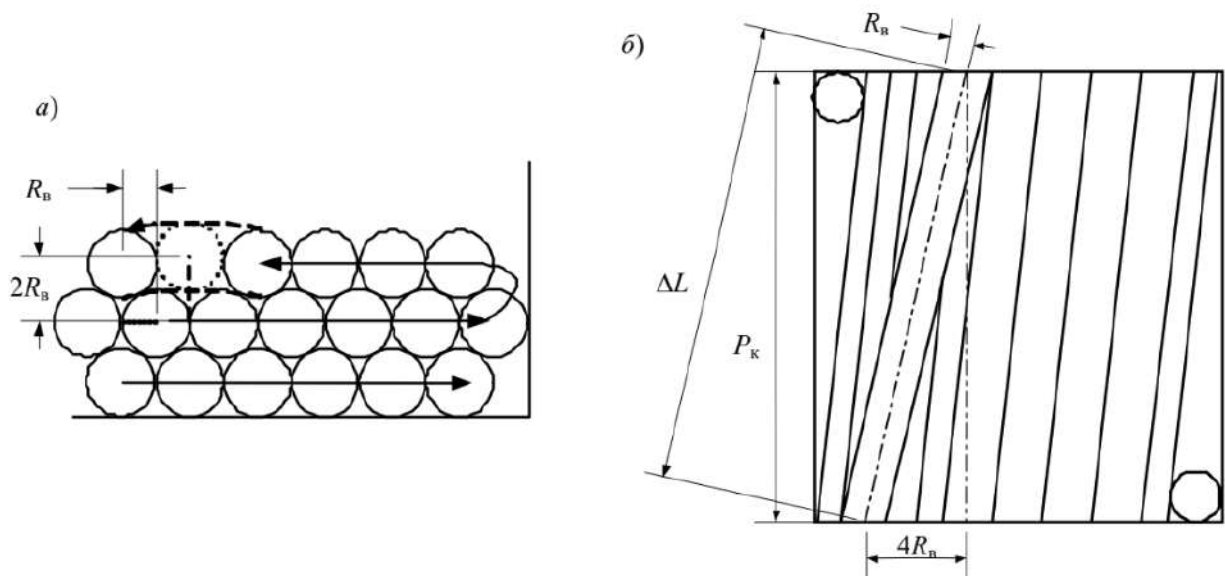


Рисунок 7.5 – Схема намотки оптичного волокна на котушку

Враховуючи рівняння (7.7), отримуємо

$$\Delta L_{д1} = \sqrt{4\pi^2 (R_{N-1} + 2R_B)^2 + 16R_B^2} \quad (7.9)$$

Розрахуємо збільшення довжини оптичного волокна, викликане дефектом першого роду, для 3-го ряду волокна ($N=3$). Якщо прийняти $R_k=200$ мм, $R_B=0,2$ мм, то відповідно до рівняння (6.7) $R_3 = 100,47$ мм. Підставивши це значення у формулу (7.8), отримаємо $\Delta L_{д1} = 630,97$ мм. Очевидно, що величина похибки, спричинена дефектом першого роду, визначається як

$$\Delta L_{д1} = \Delta L_{д1} - \Delta L \quad (7.10)$$

Обчисливши за рівнянням (7.5) $\Delta L=630,80$ мм, згідно з виразом (7.10) отримаємо $\Delta L_{д1} = 0,17$ мм.

Ця величина є постійною для будь-якого ряду, що намотується.

Дефект другого роду. Приріст радіуса котушки за допомогою витка, при намотуванні якого стався дефект другого роду, обчислюється виходячи з виду на структуру укладання з торця волокон (див. рис. 7.6, а):

$$\Delta r_{д2} = 4R_B \quad (7.11)$$

Радіус ряду волокна, що намотується на котушку, в цьому випадку дорівнюватиме

$$R_N = R_{N-1} + \Delta r_{д2} = R_{N-1} + 4R_B \quad (7.12)$$

Приріст довжини волокна за допомогою витка, при намотуванні якого відбувся дефект другого роду, розраховується виходячи з виду на розгорнуту площину укладання волокон (див. рис. 7.6, б):

$$\Delta L_{д2}^2 = (2\pi R_N)^2 + R_B^2 \quad (7.13)$$

Враховуючи рівняння (7.11), отримуємо

$$\Delta L_{д2} = \sqrt{4\pi^2 (R_{N-1} + 4R_B)^2 + R_B^2} \quad (7.14)$$

Для прийнятих вище значень R_k та R_B з урахуванням рівняння (7.13) для $N=3$ маємо $\Delta L = 632,23$ мм. В результаті наступних обчислень отримаємо $\Delta L_{д2} = 1,43$ мм.

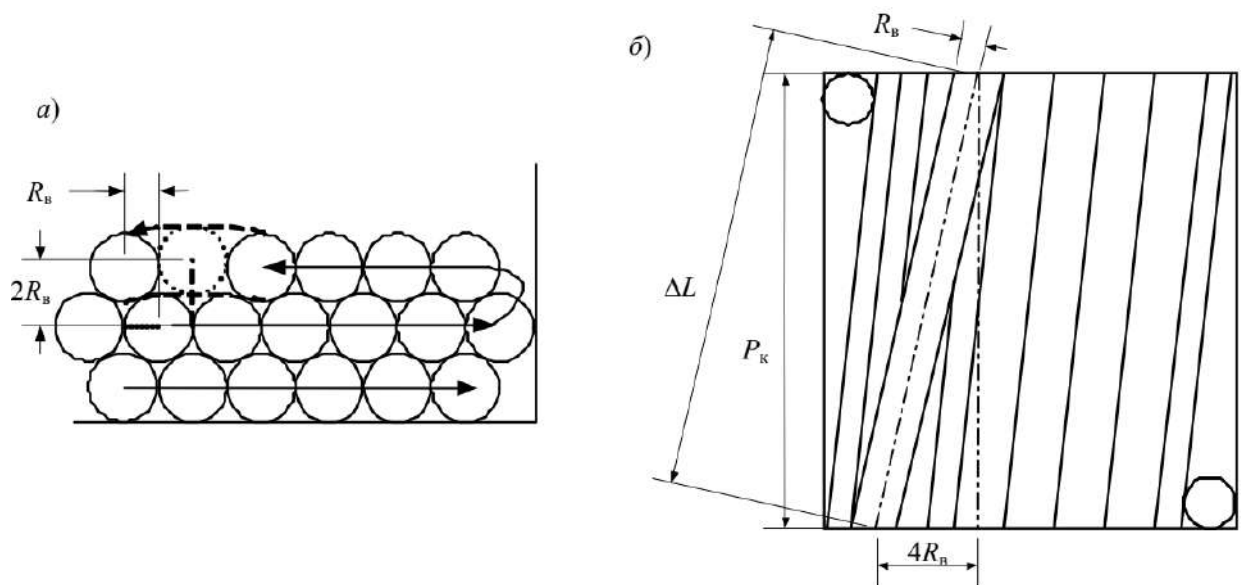


Рисунок 7.6 – Схема намотки оптичного волокна на катушку

7.2.3 Трансляція похибок на наступні ряди волокон

Намотування кожного наступного витка в тому самому ряду за наявності дефекту другого роду веде до прирощення довжини волокна (див. рис. 7.7, а). З урахуванням наближення $\Delta L_{д1} = 0,17$ мм.

Намотування ряду волокна поверх ряду, в якому відбувся дефект першого роду, веде до зменшення довжини волокна на $\Delta L_{д2}$ витка, покладеного в область зміщення між волокнами попереднього ряду (див. рис. 7.7, б).

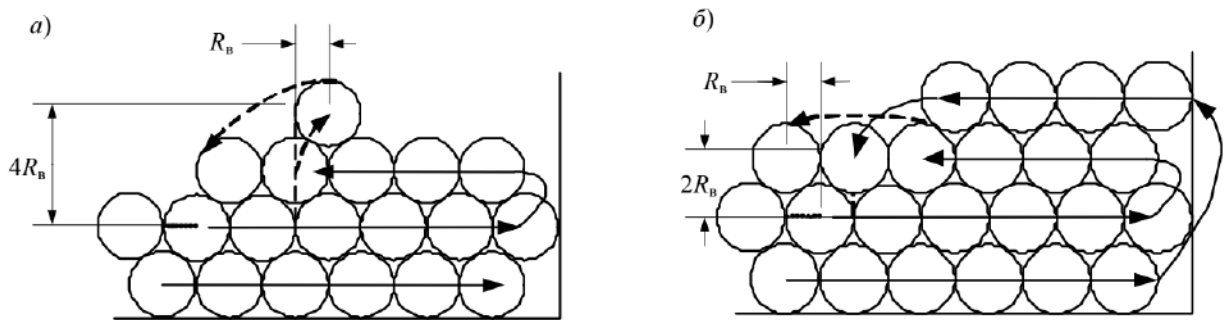


Рисунок 7.7 – Схема намотки оптичного волокна на котушку

Це вказує на те, що дефекти першого та другого роду мають різний характер походження, але вносять при цьому однакові нерівномірності в структуру квадрупольного намотування.

Слід зазначити, що процес намотування оптичного волокна супроводжується і більш складними дефектами: дефект нерегулярного зміщення волокна поверх n -го покладеного перед цим витка, дефект зміщення волокна через n витків в межах ряду, що укладається і т.д. Такі дефекти призводять до кратного збільшення довжини намотуваного волокна по порівнянню з дефектами першого і другого роду. Як наслідок, описані вище локальні порушення регулярності укладання витків слід визнати мінімальними розпізнаваними дефектами намотування оптичного волокна.

7.3 Крок укладання оптичного волокна на котушку

Довжина волокна, що становить волоконно-оптичний контур, залежить від діаметра котушки та волокна, ширини котушки, кроку укладання, дефектів укладання [96-99].

При намотуванні кожного нового шару відбувається збільшення сумарного діаметра волоконно-оптичного контуру. За відсутності дефектів будемо мати таке значення діаметра контуру:

$$D_{\text{кон}} = D_{\text{к}} + (2 + (N - 1)\sqrt{3})D_{\text{в}}. \quad (7.15)$$

Як наслідок, довжина волокна кожного наступного шару буде прямо залежати від діаметра котушки та волокна. Значення цих параметрів не залежать від оператора, що робить намотування контуру, на відміну від кроку укладання, точна установка якого є дуже важливим завданням. При значенні кроку укладання, меншому за діаметр волокна на величину ΔD , через n витків, де $n = D_{\text{в}}/\Delta D$, може статися дефект другого роду, що істотно порушить регулярність структури волоконно-оптичного контуру. Установка величини кроку укладання більшого, ніж діаметр волокна, призведе до значно менших порушень структури, проте в цьому випадку один шар контуру вміщуватиме менше число витків. Крім того, діаметр контуру буде дещо скорочений, внаслідок того, що витки кожного наступного шару потраплятимуть у проміжки між витками попереднього шару. Обидва фактори призведуть до зменшення довжини волокна у контурі.

Як наслідок, необхідно точно вимірювати діаметри перерізів оптичного волокна для збільшення довжини контуру в межах встановленої кількості квадруполів.

Висновок. У ході проведених досліджень було опрацьовано дані, отримані при намотуванні волоконних контурів, виявлено основні дефекти намотування, а також визначено вплив кроку укладання на параметри якості. Було встановлено, що дефекти намотування приводять, по-перше, до зміни

довжини контуру (проте в силу свого випадкового характеру дана зміна відрізняється для лівого і правого плеча контуру), по-друге, до збільшення кількості локальних вигинів волокна і, як наслідок, збільшення розсіювання світла в хвилеводі. Крім того, була визначена природа дефектів, яка безпосередньо пов'язана з особливостями волокна, обладнання та технології намотування. У ході проведених досліджень побудовано модель квадрупольного укладання оптичного волокна для трьох варіантів намотування. У рамках створеної моделі розраховані прирощення довжини волокна, що намотується, і похибки, викликані дефектами намотування. На основі отриманих даних можна побудувати систему спостереження за дефектами безпосередньо в процесі намотування за допомогою датчика, що реєструє довжину волокна, яка дозволить оцінити якість виготовленого чутливого елемента.

РОЗДІЛ 8

РЕЗУЛЬТАТИ ПЕРЕВІРКИ РОБОТИ ВОГ

Для перевірки і візуалізації роботи приладу були виконані наступні кроки:

- встановлено і запущена програма STM Studio
- до плати оцифровки приєднаний програматор ST-Link V2

Після проведення дослідів і вимірювань були отримані дані, рис.8.1. На даному рисунку відображені два графіка. На верхньому графіку відображається зміна напруги на приймальному фотодіоді при обертанні гіроскопа в просторі. Піки напруги відповідають швидкості обертання гіроскопа в просторі.

На нижньому графіку відображено зміну значення даних про напрямок обертання. Спочатку було значення 15 (що відповідає 0x0F - напрямок обертання не визначене), в процесі обертання значення змінилося на 61 (що відповідає 0x3D- обертання за годинниковою стрілкою). Згідно протоколу п.р.4.6.5.

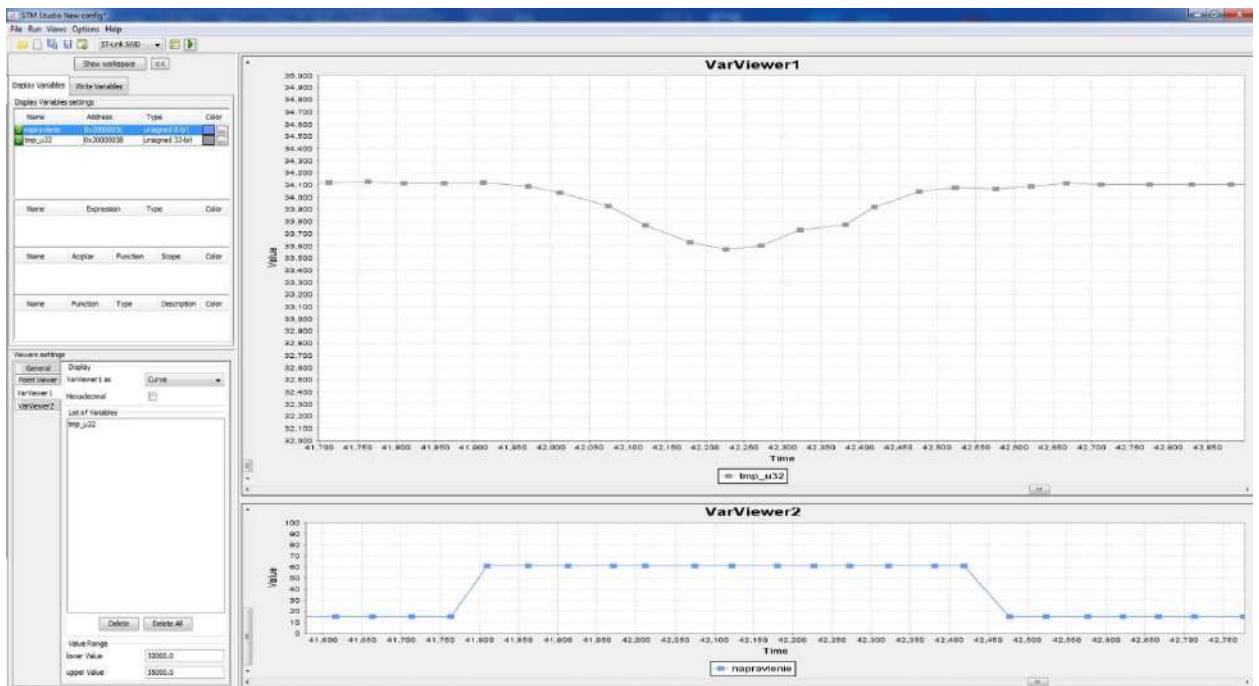


Рисунок 8.1 – Фото обробки даних роботи пристрою

Було проведено попередні дослідження макетного зразку волоконного гіроскопа на забезпечення виконання умов ТЗ: кутова швидкість кутова швидкість (град/с) – ± 300 .



Рисунок 8.2 – Залежність амплітуди сигналу з фотоприймача від кутової швидкості гіроскопа

На рисунку 8.2 побудовано експериментальну залежність реакції гіроскопа на кутову швидкість, розроблений макет задовільняє умовам ТЗ, але на грані, а саме: кутова швидкість (град/с) – ± 310 .

Тому, попередньо розробивши конструкцію ВОГ можна зробити такі висновки:

1. Намотування оптичного волокна на котушку потрібно проводити на спеціалізованому станку, це призведе до покращення чутливості ВОГ.

2. Для зменшення габаритів пристрою до розмірів 130x170 мм потрібно:

- зменшити вихідні оптичні волокна кожного елемента з довжини 1 м до 50 см;

- для збільшення чутливості використовувати в конструкції модулятор фази та довжину волокна не менше 500 м.

РОЗДІЛ 9

ЗАСТОСУВАННЯ СУПЕРКОНТИНУУМУ В ОПТИЧНІЙ ГІРОСКОПІ

9.1 Вступ

Гіроскоп є основним чутливим елементом пристроїв стабілізації, орієнтації та навігації для автономних систем, а також робототехніки. Завдяки здатності реагувати на зміни в кутах орієнтації тіла, на якому він встановлений, відносно інерційної системи відліку, гіроскоп забезпечує вимірювання кута швидкості обертання (Ω) та кутів обертання тіла.

Гіроскопи підлягають вимогам щодо точності вимірювань (чутливість), швидкості, дрейфу параметрів, рівня шуму, енергоспоживання, спрощення конструкції, надійності, стійкості до зовнішніх впливів, роботи в умовах високих механічних перевантажень, компактності та вартості виробництва. Наразі оптичні гіроскопи все більше замінюють механічні. Переважна більшість серійних навігаційних систем, що виробляються у світі, побудовані на основі високоточних ВОГ. Очікується, що ринок оптичних гіроскопів зростатиме в середньому на 5,7% до 2026 року [101,102, 126, 127].

Перспективні проблеми оптичної гіроскопії включають пошук нових оптичних волоконних хвилеводів і джерел випромінювання. Дослідження з використання фотонних кристалічних волокон у ВОГ показали можливість зниження шуму, мінімізації конструкції та зменшення енергоспоживання при високій точності та чутливості у визначенні кута швидкості [127-128].

Джерелом випромінювання в ВОГ традиційно є або напівпровідниковий лазерний діод, або суперлюмінісцентний діод із широким спектром випромінювання, що є типовим для систем вимірювання інтерференції. Водночас існують дослідження, присвячені використанню джерел випромінювання фемтосекундного діапазону в режимі суперконтинууму в метрологічних задачах [129-133]. Так, у [134] досліджувалась фундаментальна можливість використання суперконтинууму в оптичній когерентній томографії. До недавнього часу використання

суперконтинууму поза лабораторними умовами обмежувалося відносно великими габаритами генераторів. Однак нещодавно ведуться розробки щодо створення чіпових лазерів, які працюють у режимі суперконтинууму [135-137]. Їх використання дозволить створювати компактні оптичні інформаційно-вимірювальні системи та датчики з новими експлуатаційними та метрологічними характеристиками.

9.2 Роздільна здатність ВОГ

Метрологічні характеристики ВОГ, крім факторів, описаних величинами, що входять до (9.1), також залежать від ряду факторів, пов'язаних як з конструкцією інтерферометра, так і з іншими оптоелектронними компонентами системи.

$$\phi_{\Omega} = N \frac{8\pi^2 R^2 n}{\lambda c} \Omega. \quad (9.1)$$

Роздільна здатність ВОГ сильно залежить від шумів, спричинених зворотнім розсіюванням у волокні (розсіюванням Релея) та відбиттям від поверхонь оптичних елементів системи (відбиття за Френелем), внаслідок чого розсіяне та первинне випромінювання інтерферують у волокні. Шум вихідного сигналу гіроскопа можна виразити формулою:

$$N = \frac{\beta}{4} \sqrt{\frac{\alpha c}{n\sqrt{\pi}\Delta f}}, \quad (9.2)$$

де α — це втрати через розсіювання Релея в оптичному волокні; β — частка світла, розсіяного за Релеєм, яке поширюється в протилежному напрямку; Δf — ширина джерела світла [126].

Для підвищення роздільної здатності FOG і зменшення шуму використовується широкопasmове (низько когерентне) джерело випромінювання, що погіршує інтерференцію у волокні через велику різницю в оптичних шляхах для випромінювання сигналу та випромінювання зворотного розсіювання Релея. Обраним джерелом є або багатосистемні напівпровідникові лазери, або суперлюмінісцентні діоди з шириною лінії випромінювання кілька десятків нанометрів. У цьому випадку довжину когерентності можна обчислити за допомогою формул:

$$L_c = \frac{c}{\Delta f}, \quad (9.3)$$

$$\text{де } \Delta f = c \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2}.$$

Величина характеристики L_c — це різниця в шляхах прямих (CW) і зворотних (CCW) пучків, при якій можливе виникнення інтерференції. Оскільки ширина лінії впливає на роздільну здатність ВОГ, варто розглянути використання іншого широкопasmового сигналу — суперконтинууму.

9.3 Інтерференція суперконтинууму

Суперконтинуум або оптична гребінка — це особливий тип лазерного випромінювання з надшироким (у деяких випадках від ультрафіолетового до інфрачервоного) дискретним спектром (рис. 9.1).

Суперконтинуум утворюється, коли фемтосекундні імпульси поширюються через сильно нелінійні середовища, такі як оптичні волокна. Ефективне перетворення випромінювання у суперконтинуум відбувається в фотонних кристалічних волокнах завдяки їх незвичайній хроматичній дисперсії, що може спричинити сильну нелінійну взаємодію на значній довжині волокна. Навіть при низькій потужності випромінювання

напівпровідникових лазерних діодів (<200 пКл) досягається дуже широкий спектр випромінювання. Пікова частота визначається за формулою:

$$f_m = f_{rep} + mf_{CEO} \cdot \quad (9.4)$$

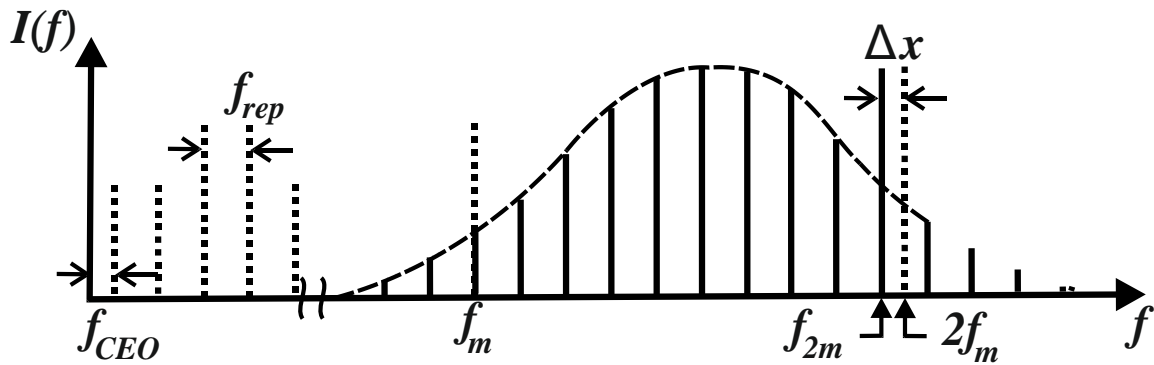


Рисунок 9.1 – Діаграма суперконтинууму, де: $I(f)$ – інтенсивність випромінювання; f_{CEO} – зміщення піка з номером $m=1$ "ідеальної" частотної сітки; f_{rep} – частотний інтервал між двома сусідніми піками; Δx – частота бітового сигналу між сигналами f_{2m} та f_m .

Широкий спектр випромінювання (9.4) вказує на низьку тимчасову когерентність суперконтинууму, а отже, на когерентну довжину (9.3). Водночас просторову когерентність в площині перетину пучка зберігається високою. Значна спектральна густина потужності зберігається протягом інтервалу більш ніж одну оптичну октаву.

Завдяки своєму широкому спектру, високій точності відтворення частоти, стабільності випромінювання та тривалості фемтосекундних імпульсів, суперконтинуум вважається перспективним джерелом випромінювання в задачах гіперспектральної спектроскопії та зображення, томографії та низькокогерентній білої світловій інтерферометрії [138-147]. Розробка низькопотужних і компактних генераторів напівпровідникових оптичних гребенів дозволить використовувати їх у навігаційних пристроях, таких як ВОГ.

9.4 Суперконтинуум у гіроскопії

Основними характеристиками ВОГ є чутливість — мінімальне значення вимірюваної кутової швидкості. У системі з оптимальною чутливістю теоретична межа виявлення кутової швидкості пов'язана з шумом фотодетектора. Тому підвищення чутливості ВОГ може бути досягнуто шляхом покращення конструкції, основних елементів, робочих алгоритмів та обробки інформації.

Формула для максимального значення кутової швидкості Ω_{\max} , яку теоретично може визначити ВОГ:

$$\Omega_{\max} = \frac{c^2}{N4\pi R^2 n \Delta f}. \quad (9.5)$$

Формула (9.5) враховує два фактори, які впливають на чутливість ВОГ. Першим фактором є довжина $l_0 = N2\pi R$ (рис. 9.2) і характеристики оптичного волокна n , (рис. 9.3). З одного боку, їх збільшення призводить до підвищення чутливості ВОГ, але з іншого боку — до ослаблення сигналу та неможливості інтерференції при певному значенні l_0 . Для оцінки максимального можливого значення l_0 можна застосувати таку формулу:

$$P = P_0 \exp(-\eta l) \quad (9.6)$$

де P_0 — потужність сигналу, введеного в волокно, l — довжина волокна, η — коефіцієнт втрат енергії.

Зазначимо, що для зменшення впливу дисперсії на широкосмуговий сигнал суперконтинууму в ВОГ пропонується використовувати фотонно кристалічне волокно з порожнистою серцевиною. Переваги використання такого волокна в FOG з суперлюмінісцентним діодом були продемонстровані в [128] та в розділах 3 та 4 даної роботи.

Другим фактором є довжина когерентності. Згідно з (9.5), чим більша ширина лінії джерела (рис.9.4) (9.4), тим вища роздільна здатність ВОГ. Згідно формули 9.2 також відбувається збільшення рівня шуму (N) через інтерференцію в волокнах випромінювання з різними поляризаціями.

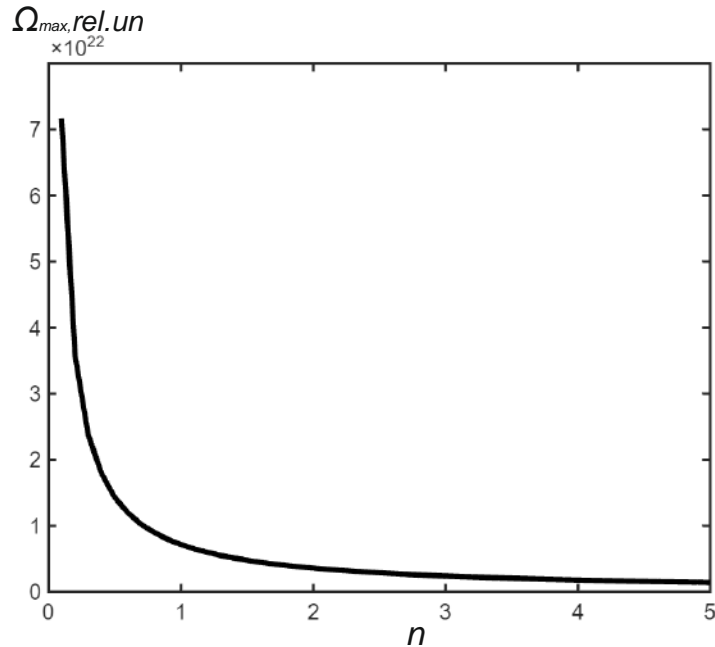


Рисунок 9.2 – Залежність кутової швидкості від довжини оптичного волокна

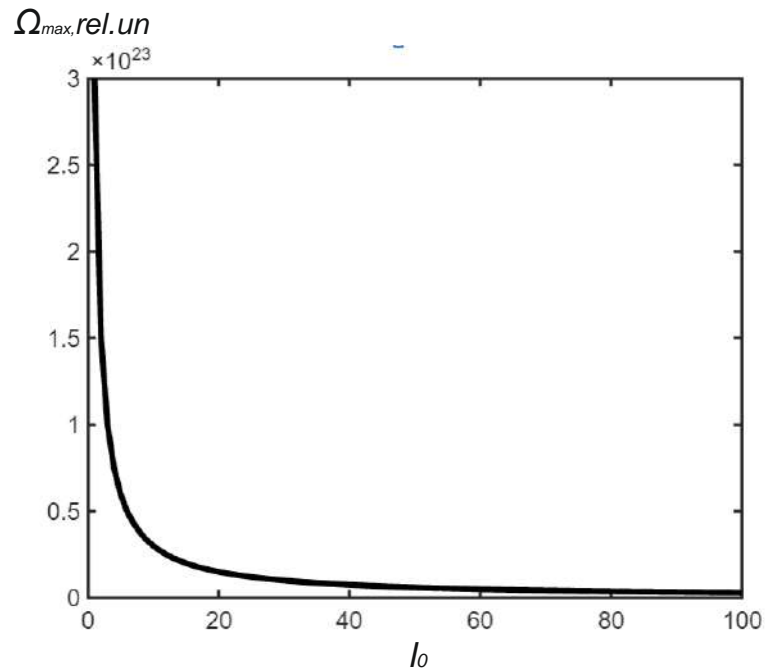


Рисунок 9.3 – Залежність кутової швидкості від показника заломлення середовища

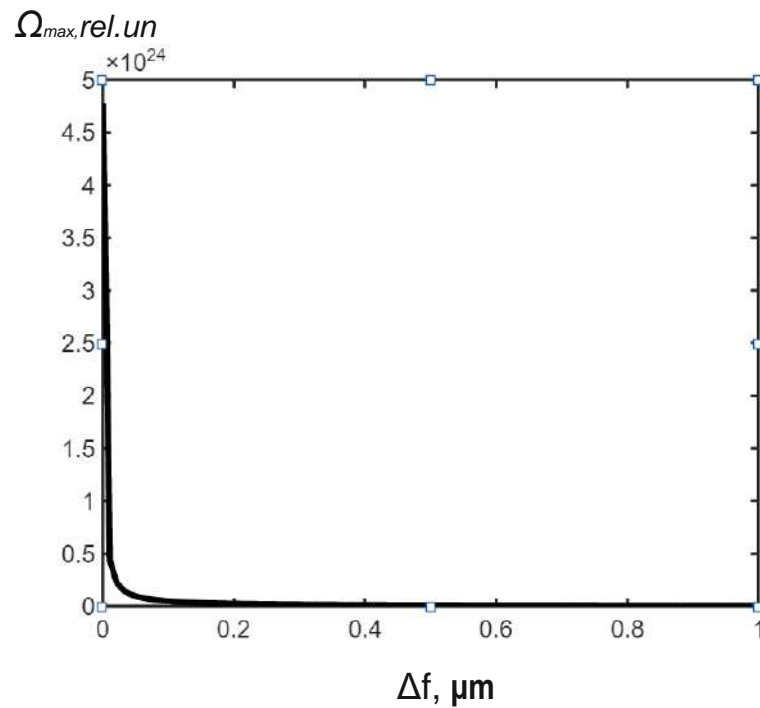


Рисунок 9.4 – Залежність кутової швидкості від ширини лінії випромінювання лазера

Отже, враховуючи перший і другий фактори, що впливають на чутливість ВОГ, можна зробити висновок, що робота зі створення волоконного гіроскопа на основі фотонного кристалічного волокна з використанням лазерного випромінювання суперконтинууму є перспективною.

Висновки до розділу 9

В розділі проведено дослідження можливості використання лазерного випромінювання в режимі суперконтинууму в волоконних оптичних гіроскопах. Описано фізику процесу вимірювання кутової швидкості об'єкта на основі ефекту Саньяка. Проаналізовано фактори, що впливають на роздільну здатність гіроскопа, такі як шум, що виникає від зворотного розсіювання в волокні, який можна мінімізувати за допомогою фотонних кристалічних волокон та

широкосмугового джерела випромінювання, яким пропонується бути суперконтинуум.

Описано фізику процесу генерації суперконтинууму та його основні характеристики. Проведено аналіз можливості використання оптичної гребінки в оптичній гіроскопії.

Було здійснено математичне моделювання впливу характеристик оптичного волокна та параметрів суперконтинууму на чутливість волоконного гіроскопа.

Результати роботи вказують на перспективи розвитку волоконної оптичної гіроскопії з використанням суперконтинууму та фотонно кристалічних оптичних волокон.

ВИСНОВКИ

Монографія присвячена аналізу сучасного стану, теоретичних основ і практичних аспектів розробки волоконно-оптичних гіроскопів (ВОГ), із особливим акцентом на використанні фотонно-кристалічних волокон (ФКВ). Волоконно-оптичні гіроскопи, які базуються на ефекті Саньяка, вже багато десятиліть займають провідні позиції у сфері інерціальної навігації. Їх розвиток став можливим завдяки інтеграції оптичних і фотонних технологій, що дозволяють отримувати високоточні дані про орієнтацію об'єкта в просторі. Особливо важливими є вдосконалення у сфері використання новітніх матеріалів, таких як фотонно-кристалічні волокна, які мають потенціал суттєво змінити підходи до конструювання ВОГ.

У роботі детально розглянуто фізичні принципи, зокрема ефект Саньяка, який є основою функціонування ВОГ. Цей ефект демонструє різницю у фазах світлових хвиль, які проходять зустрічними напрямками в замкнутому контурі при обертанні системи. Завдяки високій точності вимірювань фазових змін сучасні ВОГ стали важливим елементом у різних галузях, від аерокосмічної техніки до робототехнічних систем.

Особливу увагу приділено фотонно-кристалічним волокнам, які демонструють унікальні характеристики, такі як низькі втрати, ефективне управління дисперсією, здатність до пропускання випромінювання великої інтенсивності та стійкість до температурних змін. Їх конструкція базується на складних періодичних структурах, які дозволяють маніпулювати характеристиками світла з високою точністю. На відміну від традиційних одномодових волокон, ФКВ мають більший ступінь свободи в управлінні параметрами світлового сигналу, що робить їх незамінними в умовах високоточної навігації.

Ці властивості дозволяють суттєво покращити точність і стабільність ВОГ, що робить їх перспективними для використання у компактних інерціальних системах навігації. У малогабаритних системах, де важливими є висока чутливість і низький рівень шумів, застосування ФКВ дозволяє

розробникам вирішувати низку технічних проблем, зокрема температурний дрейф та втрату сигналу.

У монографії також наведено аналіз сучасних конструкцій ВОГ. Серед них розглядаються різні методи укладання оптичного волокна, що впливають на точність вимірювань, а також способи оптимізації чутливих елементів і електронних схем. Такі підходи сприяють підвищенню довговічності гіроскопів навіть за умов екстремального використання. Експериментальні дослідження, наведені у роботі, підтверджують переваги ФКВ у мінімізації впливу зовнішніх факторів на стабільність сигналу та точність вимірювань.

Окрім аналізу сучасного стану, у роботі представлено перспективи розвитку ВОГ. Особливу увагу приділено інтеграції фотонно-кристалічних технологій із новітніми методами обробки сигналів та мультиплексуванням. Це дозволить створювати високоточні, компактні й економічно вигідні системи, здатні працювати в екстремальних умовах.

Монографія є важливим внеском у розвиток оптичних і фотонних технологій. Її матеріали можуть бути корисними для науковців, інженерів та студентів, які працюють у галузі лазерної техніки, квантової електроніки та інерціальних систем навігації. Представлені дослідження відкривають нові горизонти для розвитку інженерних технологій, що сприяє вдосконаленню сучасних систем керування та навігації.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Lefevre H. C. Fundamentals of the Interferometric Fiber-Optic Gyroscopes / H. C. Lefevre // Photonetics. – 1996. – Vol. 4. – No. 1A. – P. 20–27.
2. KVH, E•Core FOG – A New Spin On Fiber Optic Gyro [Електронний ресурс] // KVH. –Режим доступа: [ftp://ftp.uni-duisburg.de/Hardware/KVH/e-coret.pdf](ftp://ftp.uni-duisburg.de/Hardware/KVH/e-core.pdf)
3. KVH, KVH E-Core 2000 Fiber optic Gyro. Technical Manual [Електронний ресурс] // KVH. – Режим доступа: <http://www.kvh.com>
4. KVH, KVH E-Core 3000 Fiber optic Gyro. Technical Manual [Електронний ресурс] // KVH. – Режим доступа: <http://www.kvh.com>
5. KVH, KVH E-Core 5000 Fiber optic Gyro. Technical Manual [Електронний ресурс] //KVH. – Режим доступа: <http://www.kvh.com>
6. Logan R. Optical integration improves fiberoptic gyroscopes [Електронний ресурс] / R. Logan // LaserFocusWorld: International Resource for Technology and Applications in the Global Photonics Industry. – Режим доступа: <http://www.laserfocusworld.com/articles/print/volume-41/issue-7/optoelectronics-manufacturing/optical-integration-improvesfiber-optic-gyroscopes.html>
7. Коркишко Ю. Н. Волоконно-оптичний гіроскоп навігаційної точності. Гіроскопія та навігація. – 2008. – №1 – С. 71–81. 84 ISSN 1990-5548 Електроніка та системи управління. 2011. №3(29)
9. Соломатін В. Технічні умови на волоконний датчик обертання / Фізоптика. – 2009. – №3 – 20 с.
10. Грищенко Ю. В., Самоткан Н. М., Хімін В. М. Інтегральне оцінювання повітряного корабля з урахуванням авіоніки пріоритетними технологіями розгортання. // Електроніка та системи управління.- К.: НАУ, № 1, 2008. – с. 98-109.

11. Peshekhonov V. G., Nesenyuk L. P., Staroseltsev L. P. Trends in Development of Miniature Strapdown Inertial Measurement Units in CSRI Elektropribor // Symp. Gyro Technology. Stuttgart, Germany, 2000. P. 13.

12. Paturel Y., Rumoroso V., Chapelon A., Honthaas J. MARINS, the First FOG Navigation System for Submarines // Symp. Gyro Technology. Stuttgart, Germany, 2006. P. 17.

13. Quadrupole-wound fiber optic sensing coil and method of manufacture thereof: Pat. 4856900 USA, IPC G01B 9/02 / M. Ivancevic (CIHA), Litton Systems, Inc. — № 57626; Filed 03.06.87; Publ. 15.08.89, US. Cl. 356/350. — 8 p

14. Method of manufacture of quadrupole-wound fiber optic sensing coil: Pat. 5351900 USA, IPC G01B 9/02 / E.M. Torney, Optelecom, Inc. — № 964089; Filed 21.10.92; Publ. 04.10.94, US. Cl. 242/7.03. — 6 p.

15. Ming J., Gongliu Y. Research of optical fiber coil winding model based on large-deformation theory of elasticity and its application // Chinese J. Aeronautics. — 2011. — 24. — P. 640—647.

16. Fiber Optic Sensors / Sh. Yin, P.B. Ruffin, F.T.S. Yu, Eds. — 2nd ed. — Boca Raton: CRC Press, 2008. — 494 pp.

17. Sharon J., Lin S. Development of an automated fiber optic winding machine for gyroscope production // Robotics and Computer Integrated Manufacturing. — 2001. — № 17. — P. 223–231.

18. Optical fiber sensor coil using reverse quadrupoles and method of winding same: Pat. 5475774 USA, IPC G02B 6/02 / R.P. Goettsche, R.A. Bergh, Honeywell Inc. — № 268716; Filed 30.06.94; Publ. 12.12.95, U.S. Cl. 385/12. — 17 p.

19. A novel method for determining and improving the quality of a quadrupolar fiber gyro coil under temperature variations / Zhihong Li, Zhuo Meng, Tiegen Liu, Steve Yao // Optics Express. — 2013. — Vol. 21, № 2. — P. 2521–2530.

20 Peshekhonov V. G., Nesenyuk L. P., Staroseltsev L. P. Trends in Development of Miniature Strapdown Inertial Measurement Units in CSRI Elektropribor // Symp. Gyro Technology. Stuttgart, Germany, 2000. P. 13.

21. Paturel Y., Rumoroso V., Chapelon A., Honthaas J. MARINS, the First FOG Navigation System for Submarines // Symp. Gyro Technology. Stuttgart, Germany, 2006. P. 17.

22. Method of manufacture of quadrupole-wound fiber optic sensing coil: Pat. 5351900 USA, IPC G01B 9/02 / E.M. Torney, Optelecom, Inc. — № 964089; Filed 21.10.92; Publ. 04.10.94, US. Cl. 242/7.03. — 6 p.

23. Choi W.-S. Analysis of temperature dependence of thermally induced transient effect in interferometric fiber-optic gyroscopes // J. Optical Soc. Korea. — 2011. — 15, № 3. — P. 237—243.

24. Ward A.J. A program for calculating photonic band structures, Green's functions and transmission/reflection coefficients using a non-orthogonal FDTD method/ J. B. Pendry. Comput. Phys. Comm. 2000. № 128.P. 590—621.

25. Matthew A. Terrel, Michel J. F. Digonnet, Shanhui Fan. Resonant Fiber Optic Gyroscope Using an Air-Core Fiber. Journal of lightwave technology. 2012. Vol. 30, №. 7.

26. Mangan, B. J., Farr, L., Langford, A., Roberts, P. J., Williams, D. P. et.al. Low loss (1.7 dB/km) hollow core photonic bandgap fiber. Paper presented at Optical Fiber Communication Conference, 2004. Vol.2. P. 24.

27. Elson J. M., P Tran. Coupled-mode calculation with the R-matrix propagator for the dispersion of surface waves on truncated photonic crystal. Phys. Rev. 1996. Vol.54(3). P.1711—1715.

28. Yablonovitch E., Gmitter T. J., Leung K. M. Photonic Band Structure: The Face-Centered-Cubic Case Employing Nonspherical Atoms. Phys. Rev. Lett. 1991. № 67. P. 2295—2298.

29. Joannopoulos et al. J. Photonic Crystals. Princeton Press, Princeton; N.J. 1995.

30. Chan C. T., QL Yu, KM Ho. Order-N spectral method for electromagnetic waves. Phys. Rev. B Condens Matter. 1995. № 51 (23). P. 16635—16642 .doi: 10.1103/physrevb.51.16635.

31. Pascale Nouchi * , Louis-Anne de Montmorillon, Pierre Sillard, Alain Bertaina, P. Guenot / Optical fiber design for wavelength-multiplexed transmission, Alcatel Cable, 53, rue Jean Broutin, 78700 Conflans Saint Honorine, France Received 3 October 2002.
32. Fan Sh. , Villeneuve P.R., Joannopoulos J.D., Haus H.A. Channel Drop Filters in Photonic Crystals. *Optics Express* 4, 1998, 6 July, Vol. 3, 1.
33. C.T. Chan, S. Datta, Q.L. Yu, M. Sigalas, K.M. Ho, C.M. Soukoulis T. New structures and algorithms for photonic band gaps. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 1994. Vol. 211, Issue 4. P. 411–419.
34. Sakoda K., Shiroma H. Numerical method for localized defect modes in photonic lattices. *Phys. Rev.* 1997. B 56. P.4830–4835.
35. Arriaga J., Ward J., Pendry J. B. Order N photonic band structures for metals and other dispersive materials *Phys. Rev.* 1999. B 59. P.1874–1877.
36. Pendry J. B., MacKinnon A. Calculation of photon dispersion relations. *Phys. Rev. Lett.* 1992. № 69. P.2772–2775.
37. Bell P.M., Pendry J. B., Moreno L. M. A program for calculating photonic band structures and transmission coefficients of complex structures. *Ward Comput. Phys. Comm.* 1995. № 85. P. 306–322.
38. Elson J. M., P Tran. Coupled–mode calculation with the R–matrix propagator for the dispersion of surface waves on truncated photonic crystal. *Phys. Rev.* 1996. Vol.54(3). P.1711–1715.
39. Chongjun J., Bai Q., Miao Y., Ruhu Q. Two–dimensional photonic band structure in the chiral medium–transfer matrix method. *Opt. Commun.* 1997. №142. P.179–183.
40. Cregan R.F., Managan B.J., Knight J.C., Birks T.A. et.al . Single–mode photonic band gap guidance of light in air. *Science*. 1999. № 285. P. 1537– 1539.
41. Bise R.T., Windeler R.S., Kranz K.S, Kerbage C. et.al. Tunable photonic band gap fiber. *Optical Fiber Communication*, Optical Society of America. 2002. № 70. P. 466–468.

42. Sohler W., Bijoy K. D., Dibyendu D., Selim R., Hubertus S. Erbium-Doped Lithium Niobate Waveguide Lasers. *IEICE Trans. Electron.* 2005. Vol. E88.C. – № .5.

43. Shirakawa A., Olausson C. B., Maruyama H., Ueda K.-I. High power ytterbium fiber lasers at extremely long wavelengths by photonic bandgap fiber technology. *Optical Fiber Technology.* 2010. № 16. P. 449–457.

44. Falco A. Di., O'Faolain L., Krauss T. F. Chemical sensing in slotted photonic crystal heterostructure cavities. *Applied physics letters.* 2009. Vol. 94.063503.

45. Peng Y., Hou J., Zhang Y., Huang Z., Xiao R., Lu Q. Temperature sensing using the bandgap-like effect in a selectively liquid-filled photonic crystal fiber. *Optics Letters.* 2013. № 38. P. 263–265.

46. Bernini R., Campopiano S., Zeni L., Sarro P.M. ARROW optical waveguides based sensors. *Sensors and Actuators.* 2004. Vol. 100. P.143–146.

47. Hu J., Tarasov V., Agarwal A. Fabrication and testing of planar chalcogenide waveguide integrated microfluidic sensor. *Optics Express.* 2007. Vol.15. No.5. P. 2307.

48. Jin W., Xuan H.F., Ho H.L. Sensing with hollow-core photonic bandgap fibers. *Measurement Science and Technology.* 2010. Vol. 21. P.1–12.

49. Luan F., George A.K, Hedley T.D., Pearce G.J. et.al. Russell–solid photonic band gap fiber. *Optics Letters.* 2004. № 29. P. 2369–2371. – DOI:10.1364/OE.14.010844.

50. Schmidt M. A., Granzow N. D., Peng M., Wondraczek L., Russell P. St. J. All-solid bandgap guiding in tellurite-filled silica photonic crystal fibers. *Optics Letters.* 2009. Vol. 34. P. 1946–1948.

51. Mortensen N. A. Effective area of photonic crystal fibers. *Opt. Express.* 2002. Vol.10. P. 341.

52. Agrawal G. P. *Nonlinear Fiber Optics.* Academic Press. 2001. P.467.

53. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.* 1996. Vol. 21. P. 1547-1549.

54. Birks T.A., Knight C., Russell P.St.J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt Lett.* 1997. Vol.22. P.961–963.

55. Johnson S.G., Joannopoulos J. D. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. *Opt. Express.* 2001. P.173–190.

56. Wegmuller M., Legre M., Gisin N., Hansen T. P., Jakobsen C., Broen J. Experimental investigation of the polarization properties of a hollow core photonic bandgap fiber for 1550 nm. *Opt. Express.* 2005. Vol. 13, № 5. P. 1457–1467.

57. Benson T M., Hu B.B., Vukovic A., Sewell P. What is the future for beam propagation methods. *Proceedings SPIE, Photonics North.* 2004. Vol. 5579. P.351–358. DOI:10.1117 /12.577173.

58. Li Y., Wang, C., Hu M. A fully vectorial effective index method for photonic crystal fibers: application to dispersion calculation. *Optics Communications.* 2004. Vol. 238. P. 29–33.

59. Ortigosa-Blanch A., Knight J. C., Wadsworth W. J., Arriaga J., Mangan B. J. et. al. Highly birefringent photonic crystal fibers[Text]. *Optics Letters.* 2000. Vol.25, № 18. P. 1325–1327. doi: 10.1364/ol.25.001325.

60. An Overview of Photonic Crystal Fiber (PCF) Hassan Falah Fakhruldeen*, Ali Z. Zahid, Russul M. Jaafar, Ataya Abdulkareem and Qammar M. Mahdi. Computer Technical Engineering Department, College of Technical Engineering, The Islamic University, Najaf, Iraq. 2019. Vol.9 , Issue 53.

61. Чадюк В. О. Оптоелектроніка: від макро до нано. Передавання, перетворення та приймання оптичного випромінювання. Книга друга [Електронний ресурс]: навчальний посібник / В. О. Чадюк ; КПІ ім. Ігоря Сікорського. – Електронні текстові1. Lefevre H. The Fiber Optic Gyroscope. Boston; London: Artech House, 1993. P. 66–67.

62. Optical Fiber Rotation Sensing editors W. K. Burns. Washington: Academic Press, 1994. P
63. Teisset C.Y. et. al. Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle OPCPA Opt. Express.2005.V.13.P. 65506557.
64. P. Russell. Photonic crystal fibers, Science, 2003, 299(5605), pp. 358–362.
65. Moeller R.P., Burns W.K., Frigo N.J. Open-loop output and scale factor stability in a fiber-optic gyroscope. J. Lightw. Technol. 1989; Vol.7. P.262–269. doi: 10.1109/50.17765.
66. Polarization and drift analysis of thermally symmetric double sided crossover free SM fiber coils / J. Williams, P. Ruffin, A. Lompadó et al. // Proc. SPIE: Photonic Fiber and Crystal Devices. — 2008. — 7056. — P. 1—8.
67. Vali V., Shorthill R.W. Fiber Ring Interferometer. Applied Optics. 1976. V.7. P.1099–1100.
68. Liew S. C. Electromagnetic Waves. Centre for Remote Imaging, Sensing and Processing. Retrieved. 2006. V.10. P.27.
69. Мачехін Ю. П., Гнатенко О. С., Семенець В. В., Курський Ю. С., Неофітний М. В. Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч. 1. Лазерна інформаційно-вимірювальна техніка для задач військового призначення: монографія, Харків, 2019. С.85104.
70. Bernhard von Vacano, Tiago Backup, Marcus Motzkus. Highly sensitive single-beam heterodyne coherent anti-Stokes Raman scattering. Optics Letters. 2006. Vol. 31, Issue 16, P. 2495-2497.
71. X Chen, MJ Li, N Venkataraman, MT Gallagher. Highly birefringent hollow-core photonic bandgap fiber. Opt. Express. 2004. Vol. 12. P. 3888.
72. Isomäki A., O.G. Okhotnikov. Femtosecond soliton mode-locked laser based on ytterbium-doped photonic bandgap fiber. Opt. Express. 2006. Vol.14. P. 9238-9243.
73. Yablonovitch E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. Phys.Rev. Lett. 58. 1987. P. 2059–2062.

74. Deng Y., Lin Q., Lu F., Agrawal G.P, Knox W.H. Broadly tunable femtosecond parametric oscillator using a photonic crystal fiber. *Opt. Lett.* 2005. Vol.30. P. 1234-1236.

75. Rarity J.G., Fulconis J., Duligall J., Wadsworth W.J., Russell P.S.J.. Photonic crystal fiber source of correlated photon pairs. *Opt. Express* . 2005. Vol.13. P. 534-544.

76. Birks T.A., Knight J.C, Russell P.St.J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt. Lett.* 1997. Vol. 22. P.961–963.

77. Furusawa K., A. Malinowski, J. Price, T. Monro, J. Sahu, J. Nilsson, D. Richardson. Cladding pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding. *Opt. Express* . 2001. Vol.9. P. 714-720.

78. Jansen F., Stutzki F., Jauregui C., Limpert J., Tünnermann A. Avoided crossings in photonic crystal fibers. *Optics Express*. 2011. Vol. 19. №14. P. 13578–13589. – DOI:10.1364/OE.19.013578.

79. Mitrokhin V.P., A.A. Ivanov, A.B. Fedotov, M.V. Alfimov, K.V. Dukel'skii et.al. Spectral transformation of megawatt femtosecond optical pulses in large-mode-area high-index-step photonic-crystal fibers. *Laser Physics Letters*. 2007. Vol.4 (7). P.529-533.

80. Pickrell G., Peng W., Wang A. Random-hole optical fiber evanescent-wave gas sensing. *Opt. Lett.* 2004. Vol.29. P. 1476-1478.

81. Jensen J.B., L.H. Pedersen, P.E. Hoiby, L.B. Nielsen, T.P. Hansen et.al. Photonic crystal fiber based evanescent-wave sensor for detection of biomolecules in aqueous solutions. *Opt. Lett.* 2004. Vol.29. P. 1974-1976.

82. C. J. S. de Matos, S. V. Popov, A. B. Rulkov, J. R. Taylor, J. Broeng, T. P. Hansen, and V. P. Gapontsev. *Phys. Rev. Lett.* 2004. Vol.93. P. 103901.

83. Ju J., W.Jin, M. S. Demokan. Design of single-polarization single mode photonic crystal fibers[Text]. *J. Lightwave Technol.* 2001. № 24. P. 825–830.

84. Hartl, I., Li X. D., Chudoba C., Rhanta R.K. et.al. *Opt. Lett.* 2001. Vol.26. P.608.

85. Agrawal G. P. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2007. 552p.

86. Johnson S. G., Joannopoulos J. D. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. *Opt. Express*. 2001. Vol.8. P.173. URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-8-3-173>.

87. S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos (<http://ab-initio.mit.edu/mpb/>).

88. Fleming J.W. Material dispersion in lightguide glasses. *Electr.Lett.* 1978. Vol.14. P.326-328.

89. Pureur V., Bouwmans G., Perrin M., Quiquempois Y., Douay M. Impact of transversal defects on confinement loss of an all-solid 2-D photonic-bandgap fiber. *Journal of Lightwave Technology*. 2007. Vol .25, № 1. P. 3589-3596. DOI:10.1109/JLT.2007.907741.

90. Joannopoulos J.D., Johnson S.G., Winn J.N., Meade R.D. *Photonic Crystals. Molding the Flow of Ligh*. Princeton: Princeton Univ. Press. 2008. P.305.

91. Konyukhov A.I., Soloviev A.S., Melnikov L.A., Akishin S.A. Gain of the guided modes in microstructured optical fibers. *Izvestiya Saratovskogo univeristeta, Seriya Fizika*. 2007. Vol. 7, № 2. P. 30-36.

92. Saitoh K., Mortensen N.A., Koshiba M. Air-core photonic band-gap fibers: the impact of surface modes. *Optics Express*. 2004. Vol. 12. № 3. P. 394-400. DOI:10.1364/OPEX.12.000394.

93. C. M. Smith, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, D. Müller, J. A. West, N. F. Borrelli, D. C. Allan and K. W. Koch. Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fibre, *Nature*, 2003, 424, P. 657-659.

94. Stegeman G. I., Stolen R. H. Waveguides and fibers for nonlinear optics. *Journal of the Optical Society of America*. 1989. Vol. 6. No. 4. P. 17-19.

95. Brilland L., Troles J., Houizot P., Désévéday F., Coulombier Q., Renversez G. et. al. Interfaces impact on the transmission of chalcogenides photonic crystal fibres. *Journal of the Ceramic Society of Japan*. 2008. Vol. 116, № 1358. P.1024-1027.

96. Kumar, D., Choudhury P. K., Singh O. N. Towards the dispersion relations for dielectric optical fibers with helical windings under slow- and fast-

wave considerations A comparative analysis. Progress In Electromagnetics Research, PIER. 2008. Vol. 80. P. 409–420.

97. Slusher R.E. Nonlinear Photonic Crystals. Springer–Verlag New York. Incorporated. 2003.

98. Berger V. Nonlinear Photonic Crystals. Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 81. P.4136.

99. ГНАТЕНКО, О. С. Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч. 3. Фемтосекундні лазери для інформаційно-вимірювальних технологій. 2023.

100. Гнатенко О.С., Мачехін Ю.П. Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч.2. Параметри лазерного випромінювання. Харків : «Факт», 2021. – 145 с. ISBN 978-966-637-975-0.

101. O. S. Hnatenko, V. V. Semenets, M. V. Neofitnyi. THE USAGE OF LASERS IN MILITARY EQUIPMENT. Part 1. Lap Lambert Publishing, monograph, 31.11.2020 – P.140. ISBN 978-620-3-19440-1.

101 HNATENKO, O. S.; LEVCHENKO, O.; MORHUN, I. New generation fiber optic gyroscopes. 2024.

102 Kurskyi, Y. S., Hnatenko, O. S., Hnibeda, A., & Levchenko, O. (2024). Enhancement of Optical Methods and Systems for Object Sensing in Space.

103. X. Cao, M. Luo, J. Liu, J. Ma, Y. Hao, Y. Liu. Speed of Light in Hollow-Core Photonic Bandgap Fiber Approaching That in Vacuum. Sensors, 2024, 24(21), 6954.

104. F. Poletti, M. N. Petrovich, and D. J. Richardson. Hollow-core photonic bandgap fibers: technology and applications. Nanophotonics, 2013, 2(5-6), P. 315–340.

105. X. Zhang, Z. Feng, D. Marpaung, E. N. Fokoua, H. Sakr, J.R. Hayes, F. Poletti, D.J. Richardson, R. Slavík. Low-loss microwave photonics links using hollow core fibres. Light. Sci. Appl., 2022, 11, 213.

- 106 F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, P. St. J. Russel. Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber. *Science*, 2002, Vol. 298, P. 399-402.
- 107 M. De, T. K. Gandopadhyay, V. K. Singh. Prospects of Photonic Crystal Fiber as Physical Sensor: An Overview. *Sensors*, 2019, 19(3), 464.
- 108 H. Shen, K. Chen, K. Zou, Y. Gong, R. Bi, X. Shu. A Hollow-Core Photonic-Crystal Fiber-Optic Gyroscope Based on a Parallel Double-Ring Resonator. *Sensors*, 2021, 21(24), 8317.
- 109 S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos. Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell's equations in a planewave basis. *Optics Express*, 2001, Vol. 8, No. 3, P. 173–190.
- 110 J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade. *Photonic Crystals: molding the flow of light*. Princeton University Press, 2008.
- 111 K. K. Lee, A. Farjadpour, Y. Avniel, J. D. Joannopoulos, and S. G. Johnson. A Tale of Two Limits: Fundamental Properties of Photonic-Crystal Fibers. *Photonic Crystal Materials and Devices VII*, edited by Ali Adibi, Shawn-Yu Lin, Axel Scherer, Proc. of SPIE Vol. 6901, 69010K, (2008).
- 112 W. Zhi, R. Guobin, L. Shuqin, and J. Shuisheng. Supercell lattice method for photonic crystal fibers. *Optics Express*, 2003, Vol. 11, No. 9, P. 980-991.
- 113 K. Saitoh, N. A. Mortensen, and M. Koshiba. Air-core photonic band-gap fibers: the impact of surface modes. *Opt. Express*, 2004, 12, P. 394-400.
- 114 J. A. West, C. M. Smith, N. F. Borrelli, D. C. Allan, and K. W. Koch. Surface modes in air-core photonic band-gap fibers. *Optics Express*, 2004, Vol. 12, No. 8, P. 1485-1496.
- 115 Song-Jin Im, A. Husakou, and J. Herrmann. Guiding properties and dispersion control of kagome lattice hollow-core photonic crystal fibers. *Optics Express*, 2009, Vol. 17, No. 15, P. 13050-13058.

116 A. Argyros and J. Pla. Hollow-core polymer fibres with a kagome lattice: potential for transmission in the infrared. *Optics Express*, 2007, Vol. 15, No. 12, P. 7713-7719.

117 C. Dumitrache, J. Rath, and A. P. Yalin. High Power Spark Delivery System Using Hollow Core Kagome Lattice Fibers. *Materials*, 2014, Vol. 7, P. 5700-5710.

118 M. Alharbi, T. Bradley, B. Debord, C. Fourcade-Dutin, D. Ghosh, L. Vincetti, F. Gérôme, and F. Benabid. Hypocycloid-shaped hollow-core photonic crystal fiber Part II: Cladding effect on confinement and bend loss. *Optics Express*, 2013, Vol. 21, No. 23, P. 28609-28616.

119 I. Fsaifes, G. Feugnet, A. Ravaille, B. Debord, F. Gérôme, A. Baz, G. Humbert, F. Benabid, S. Schwartz, F. Bretenake. A test resonator for Kagome Hollow-core Photonic Crystal Fibers for resonant rotation sensing. *Optics Communications*, 2017, Vol. 383, P. 485–490.

120 F. Couny, F. Benabid, and P. S. Ligh. Large-pitch kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 2006, Vol. 31, No. 24, P. 3574-3576.

121 S. Rana, A. S. Rakin, Md. R. Hasan, Md. S. Reza, R. Leonhardt, D. Abbott, H. Subbaraman. Low loss and flat dispersion Kagome photonic crystal fiber in the terahertz regime. *Optics Communications*, 2018, 410, P. 452–456.

122 G. J. Pearce, G. S. Wiederhecker, C. G. Poulton, S. Burger, and P. St. J. Russell. Models for guidance in kagome-structured hollow-core photonic crystal fibres. *Optics Express*, 2007, Vol. 15, No. 20, P. 12680-12685.

124 S. M.G. Rodrigues, M. Facão, M. F.S. Ferreira. Light propagation in gas-filled kagomé hollow core photonic crystal fibres. *Optics Communications*, 2018, 412, P. 102–107.

125 F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light, M. G. Raymer. Generation and Photonic Guidance of Multi-Octave Optical-Frequency Comb. *Science*, 2007, Vol. 318, P. 1118-1121.

126. Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists, Second Edition. Edited by Eric Udd and William B. Spillman
127. HNATENKO, Oleksandr S., et al. Fiber-optic system for control of the orientation of objects in space. In: Optical Fibers and Their Applications 2023. SPIE, 2023. p. 47-54.
128. Kurskoy, Y. S., Hnatenko, O. S., & Afanasieva, O. V. (2023). Application of Supercontinuum in Optical Gyroscopy. *Journal of Nano-& Electronic Physics*, 15(6).
129. Haider Ali Muse, *Radiotechnics* 188, 26-32 (2017).
130. Hnatenko, O. S. (2021). Fiber Laser Based on Electronically Controlled Phase Plates. *Журнал нано-и электронной физики*, 13(5), 1-6.
131. Gnatenko, A. S., Machekhin, Y. P., Kurskoy, Y. S., & Obozna, V. P. (2018). Providing mode locking in fiber ring lasers. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 10(2).
132. Kurskoy, Y. S., Machekhin, Y. P., & Gnatenko, A. S. (2018). Entropy evaluation of the laser cooling process. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 10(5).
133. Kurskoy, Y. S., & Hnatenko, O. S. (2023). Precision Chaotic Laser Generation. *Journal of Nano-and Electronic Physics*, 15(2).
134. O. Kalna, Yu. Kurskoy, *Metrology and instrument* 2, (2020).
136. J. Zhao, F. Ye, Y. Wu, and Q. Li, "Enhanced supercontinuum generation in a cascaded lithium niobate waveguide," in *2024 Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR)*, Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2024), paper Th2B_4.
137. Fortier, T., Baumann, E. 20 years of developments in optical frequency comb technology and applications. *Commun Phys* 2, 153 (2019).
138. van Zorin, Paul Gattinger, Markus Brandstetter, and Bettina Heise, "Dual-band infrared optical coherence tomography using a single supercontinuum source," *Opt. Express* 28, 7858-7874 (2020)

139. A. M. Heidt, J. H. V. Price, C. Baskiotis, J. S. Feehan, Z. Li, S. U. Alam, and D. J. Richardson, "Mid-infrared ZBLAN fiber supercontinuum source using picosecond diode-pumping at 2 μm ," *Opt. Express* 21, 24281-24287 (2013)
140. Christian Rosenberg Petersen, Nikola Prtljaga, Mark Farries, Jon Ward, Bruce Napier, Gavin Rhys Lloyd, Jayakrupakar Nallala, Nick Stone, and Ole Bang, "Mid-infrared multispectral tissue imaging using a chalcogenide fiber supercontinuum source," *Opt. Lett.* 43, 999-1002 (2018)
141. Abba Saleh, Antti Aalto, Piotr Ryczkowski, Goery Genty, and Juha Toivonen, "Short-range supercontinuum-based lidar for temperature profiling," *Opt. Lett.* 44, 4223-4226 (2019)
142. R.A. Martinez, G. Plant, K. Guo, B. Janiszewski, M.J. Freeman, R.L. Maynard, M.N. Islam, F.L. Terry, O. Alvarez, 143F. Chenard, R. Bedford, R. Gibson, A.I. Ifarraguerri, *Opt. Lett.* 43(2), 296–299 (2018).
143. B. E. Bouma, L. E. Nelson, G. J. Tearney, D. J. Jones, M. E. Brezinski, and J. G. Fujimoto, "Optical coherence tomography imaging of human tissue at 1.55 μm and 1.81 μm using Er- and Tm-doped fiber sources," *J. Biomed. Opt.* 3(1), 76–79 (1998).
144. N.D. Shemonski, F.A. South, Y.-Z. Liu, S.G. Adie, S.P. Carney, S.A. Boppart, *Nat. Photonics* 9(7), 440–443 (2015).
145. C. S. Cheung, J. M. O. Daniel, M. Tokurakawa, W. A. Clarkson, and H. Liang, "High resolution Fourier domain optical coherence tomography in the 2 μm wavelength range using a broadband supercontinuum source," *Opt. Express* 23, 1992-2001 (2015)
146. J. Ramsay, S. Dupont, M. Johansen, L. Rishøj, K. Rottwitt, P.M. Moselund, S.R. Keiding, *Opt. Express* 21(9), 10764–10771 (2013).
147. Mikkel Jensen, Iván Bravo Gonzalo, Rasmus Dybbro Engelsholm, Michael Maria, Niels Møller Israelsen, Adrian Podoleanu, and Ole Bang, "Noise of supercontinuum sources in spectral domain optical coherence tomography," *J. Opt. Soc. Am. B* 36, A154-A160 (2019).

Наукове видання

Гнатенко Олександр Сергійович
Одаренко Євген Миколайович
Курський Юрій Сергійович
Моргун Ірина Володимирівна

ЛАЗЕРНІ, ОПТИКО-ЕЛЕКТРОННІ ПРИЛАДИ ТА СИСТЕМИ

Частина 4

Інформаційно-вимірвальні технології. Теорія та практичні аспекти сучасних волоконно-оптичних гіроскопів

МОНОГРАФІЯ

Редактор *Гнатенко О.С.*
Комп'ютерна верстка *Моргун І.В.*

Підп. до друку 12.12.2024. Друк цифровий.
Папір офсетний. Формат 60×84 1/16.
Умов. друк. арк. 11,63.
Наклад 100 прим. Зам. № 4/346-24

Видавництво «Факт»
Україна, 61166, м. Харків, вул. Бакуліна, 11, оф. 2 26.
+38(050) 323 22 01, publish_fakt@ukr.net, www.fakt.kh.ua
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3172 від 22.04.2008 р.

Видавець і виготовлювач – Видавництво «Константа» Україна, Харківська область,
м. Харків, вул. Космічна, 26