

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА
Пояснювальна записка

рівень вищої освіти другий (магістерський)
ФЕМТОСЕКУНДНІ ІНФОРМАЦІЙНІ ТЕХНОЛОГІЇ
(тема)

Виконав:
здобувач 2 курсу, групи ЛОЕТм-23-1
Стрілець І.О.
(прізвище, ініціали)

Спеціальність 175 Інформаційно-вимірювальні
технології
(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма «Лазерна і оптоелектронна
техніка»
(повна назва освітньої програми)

Керівник проф. каф. ФОЕТ Курський Ю.С.
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри

(підпис)

Гнатенко О.С.
(прізвище, ініціали)

2025 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)
Кафедра Фізичних основ електронної техніки
(повна назва)
Рівень вищої освіти другий (магістерський)
Спеціальність 175 Інформаційно-вимірювальні технології
(код і повна назва)
Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)
Освітня програма «Лазерна і оптоелектронна техніка»
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____

(підпис)

«___» _____ 20__ р.

ЗАВДАННЯ
НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ

здобувачеві Стрільцю Івану Олександровичу
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Фемтосекундні інформаційні технології

затверджена наказом університету від «22» листопада 2024 р. № 1229 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 27 січня 2024 р.

3. Вихідні дані до роботи Пакет комп'ютерного моделювання Comsol Multiphysics

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі 1 Фемтосекундні лазерні технології в метрології. 2 Оптична гіроскопія. 3 Інтерференція суперконтинуума. 4 Моделювання інтерференції суперконтинуума.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій

Демонстраційний матеріал – 13 слайдів

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про фемтосекундні інформаційні технології	02.09.24–25.09.24	Виконано
2	Дослідження можливості застосування суперконтинуума в інформаційно – вимірювальних процедурах	27.09.24–14.10.24	Виконано
3	Виконання чисельних розрахунків моделювання інтерференції суперконтинуума за допомогою програми Comsol Multiphysics	18.10.24–04.11.24	Виконано
4	Аналіз розрахунків та параметрів інтерференції суперконтинуума	07.11.24–20.11.24	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	25.11.24–22.12.24	Виконано
6	Оформлення демонстраційних матеріалів	24.12.24–30.12.25	Виконано
7	Проходження нормоконтролю та перевірки на академічний плагіат	02.01.25–15.01.25	Виконано
8	Отримання відгуку та рецензії	17.01.25–19.01.25	Виконано
9	Підготовка та захист кваліфікаційної роботи	20.01.25–28.01.25	Виконано

Дата видачі завдання 02 вересня 2024 р.

Здобувач _____
(підпис)

Керівник роботи _____ проф. каф. ФОЕТ Курський Ю.С.
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка кваліфікаційної роботи: 54 с. , 23 рис., 1 додаток, 7 джерел.

ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СУПЕРКОНТИНУУМА, МОДЕЛЮВАННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СУПЕРКОНТИНУУМА, ОПТИЧНА ГІРОСКОПІЯ, ОПТИЧНА ГРЕБІНКА, СИНХРОНІЗАЦІЯ МОД, ФЕМТОСЕКУНДНІ ЛАЗЕРИ

Об'єкт дослідження – математичне моделювання інтерференції суперконтинуума за допомогою програми Comsol Multiphysics.

Мета роботи – використати пакет комп'ютерного моделювання Comsol Multiphysics, для моделювання інтерференції суперконтинуума.

Методи дослідження – аналітичний та чисельний за допомогою Comsol Multiphysics.

У роботі було виконано математичне моделювання інтерференції суперконтинуума за допомогою програми Comsol Multiphysics. Для досягнення мети були поставлені та вирішенні такі завдання: проведено аналіз фізичних принципів формування суперконтинууму, виконано моделювання спектральних характеристик суперконтинууму, моделювання процесу інтерференції суперконтинууму, розробка експериментальної моделі, дослідження просторової когерентності та розробка рекомендації щодо практичного використання суперконтинууму.

ABSTRACT

Explanatory note of attestation work: 54 pp., 23 Fig., 1 addition, 7 sources.

MODELING OF SUPERCONTINUUM INTERFERENCE, MODE SYNCHRONIZATION, OPTICAL GYROSCOPY, OPTICAL COMB, SUPERCONTINUUM INTERFERENCE, FEMTOSECOND LASERS.

The object of research – is mathematical modeling of supercontinuum interference using the Comsol Multiphysics program.

The aim of the work is to use the Comsol Multiphysics computer simulation package to model the supercontinuum interference.

Research methods – analytical and numerical using Comsol Multiphysics.

In this work, we performed mathematical modeling of the supercontinuum interference using the Comsol Multiphysics program. To achieve this goal, the following tasks were set and solved: analysis of the physical principles of supercontinuum formation, modeling of the spectral characteristics of the supercontinuum, modeling of the supercontinuum interference process, development of an experimental model, study of spatial coherence, and development of recommendations for the practical use of the supercontinuum.

ЗМІСТ

Скорочення та умовні позначки	7
Вступ	8
1 Фемтосекундні технології в метрології та прикладній фізиці	9
1.1 Лазери надкоротких імпульсів.....	9
1.2 Принцип роботи фемтосекундних лазерів	10
1.2.1 Активна синхронізація мод	13
1.2.2 Пасивна синхронізація мод	16
1.3 Оптична гребінка.....	20
1.4 Інтерферометрія білого світла для вимірювання тривимірних поверхневих структур.....	22
1.5 Схема ІБС вертикального сканування з датчиками когерентності	25
1.6 Інтерферометрія суперконтинууму	26
1.7 Суперконтинуум у гіроскопії.....	28
2 Оптичні гіроскопія	30
2.1 Основні положення оптичної гіроскопії	30
2.2 Застосування суперконтинууму в оптичній гіроскопії	32
2.3 Роздільна здатність ВОГ	33
3 Низькокогерентна інтерференція як основа прицевійних оптичних вимірювань.....	36
3.1 Інтерференція суперконтинуума	36
3.1.1 Ілюстрація фемтосекундного фазомодульованого імпульсу	37
3.1.2 Інтерференція фемтосекундних імпульсів з лінійною фазовою модуляцією	38
3.2 Інтерферометр на основі суперконтинуума	41
3.2.1 Експериментальна установка.....	42
3.2.2 Дослідження видимості смуги	44
3.2.3 Обробка інтерферограми та реконструкція фазового профілю	46
3.2.4 Результати експерименту	49
Висновки	53
Перелік джерел посилання	54
Додаток А Демонстраційний матеріал.....	55

СКОРОЧЕННЯ ТА УМОВНІ ПОЗНАКИ

АМ – синхронізація мод активна;

ВОГ – волоконно – оптичний гіроскоп;

ДГШ – дисперсія групових швидкостей;

ІБС – інтерферометрія білого світла;

ККД – коефіцієнт корисної дії;

КТ – квантові точки;

ПЗЗ – прилад із зарядовим зв'язком;

УФ – ультрафіолетовий;

ЧМ – синхронізація мод частотна;

FWHM – оптичні цикли коливань світлового поля за рівнем половинної інтенсивності.

ВСТУП

У сучасному світі стрімкий розвиток інформаційних технологій створює нові вимоги до швидкості, ефективності та точності обробки даних. Одним із ключових напрямків цього прогресу є фемтосекундні інформаційні та вимірювальні технології, що базуються на застосуванні надкоротких лазерних імпульсів тривалістю в кілька фемтосекунд ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$). Ця нова технологія відкриває безпрецедентні можливості в різних галузях, таких як оптичні комунікації, квантова інформатика, нанофотоніка, біомедичні дослідження та високоточна мікрообробка матеріалів.

Фемтосекундні імпульси дозволяють створювати нові методи керування світлом на молекулярному та атомному рівнях, що дає змогу проводити ультрашвидкі реакції та надзвичайно точні маніпуляції з матеріалами. Наприклад, у сфері телекомунікацій ці імпульси сприяють розвитку оптичних систем передачі даних, які можуть досягати неймовірних швидкостей передачі інформації, значно випереджаючи традиційні технології. Крім того, застосування фемтосекундних технологій в медицині дозволяє покращувати точність хірургічних операцій та діагностичних методів.

Розвиток цієї технології також вимагає глибоких досліджень у суміжних галузях, таких як фотоніка, оптоелектроніка та квантова механіка. Зокрема, сучасні дослідження сфокусовані на покращенні стабільності фемтосекундних лазерів, а також на розширенні їх застосування в промисловості та наукових дослідженнях.

Фемтосекундні інформаційні технології стають не лише основою для майбутніх інновацій, але й платформою для розвитку нових напрямів наукових досліджень. Їхній потенціал для збільшення швидкості обробки даних, зменшення енергоспоживання та підвищення точності в різних сферах робить їх однією з найперспективніших галузей сучасної науки і техніки.

1 ФЕМТОСЕКУНДНІ ТЕХНОЛОГІЇ В МЕТРОЛОГІЇ ТА ПРИКЛАДНІЙ ФІЗИЦІ

1.1 Лазери надкоротких імпульсів

Фемтосекундні лазери – оптичні квантові генератори, здатні генерувати імпульси лазерного випромінювання, які містять мале число коливань оптичного поля, а також випромінюють світлові імпульси тривалістю від декількох до сотні фемтосекунд. Одною з найважливіших переваг фемтосекундного лазера є мала глибина зони теплової дії в місці взаємодії лазерного імпульсу з оброблювальною поверхнею. Це дозволяє виконувати сильно локалізовану модифікацію окремих частин поверхні. За рахунок цього процес формування необхідних характеристик поверхні відбувається без значної зміни об'єму виробу, що особливо важливо для наноструктурних матеріалів, які володіють низькою термічною стабільністю структури.

Особливістю фемтосекундних лазерних імпульсів є можливість досягнення колосальних значень пікової потужності в імпульсі. Пікова потужність лазерного імпульсу $\sim 10^{14}$ Вт, що генерується сучасною мультитераватною лазерною системою (1 терават (ТВТ) = 10^{12} Вт), в десятки разів перевищує потужність усіх джерел енергії на планеті. При цьому, у зв'язку з малою тривалістю, такі рекордні пікові потужності досягаються при відносно невеликій величині енергії лазерного імпульсу (кілька джоулів), а самі лазерні системи при цьому є досить компактними.

Основними характерними рисами фемтосекундного лазера є: мала тривалість імпульсу, при чому вектор електричної індукції встигає змінити своє значення лише кілька разів за час тривалості імпульсу, висока середня інтенсивність під час дії імпульсу завдяки малій тривалості широкий спектр випромінювання, діапазон довжини хвилі від одиниць до сотень нанометрів;

висока часова когерентність – послідовності імпульсів; висока просторова когерентність.

Отже, фемтосекундний лазер – це лазер, який випромінює оптичні імпульси тривалістю значно менше 1 пс, тобто в області фемтосекунд ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$). Таким чином, він також належить до категорії ультрашвидких лазерів або ультракоротких імпульсних лазерів (УКІ) (рис. 1.1) [1].

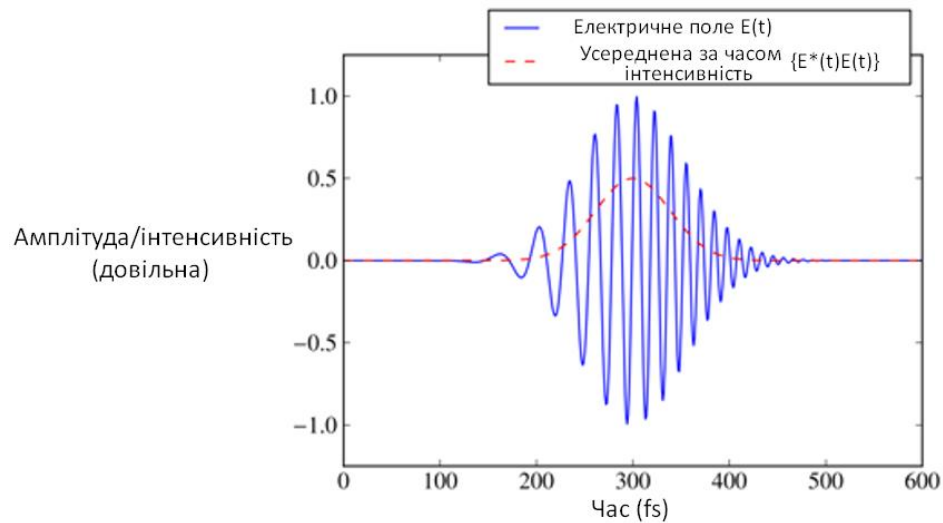


Рисунок 1.1 – Позитивне коливання ультракороткого імпульсу світла у часовій області

1.2 Принцип роботи фемтосекундних лазерів

Принцип роботи фемтосекундних лазерів заснований на синхронізації мод в лазерному резонаторі, тобто узгодженні частот і фаз коливань електромагнітного поля в резонаторі. Існує два можливі сценарії генерації надкоротких імпульсів. В одному варіанті генерація починається відразу у всіх модах з випадковою фазою та інтенсивністю, а потім відбувається відсівання, в результаті якого всі моди стають жорстко пов'язані, таким чином у резонаторі

залишається лише один імпульс з дуже короткою тривалістю. Другий варіант – генерація починається на одній моді, але потім, в результаті міжмодової взаємодії, генерація порушується і на інших модах з необхідною різницею фаз і відносною інтенсивністю, внаслідок чого картина стає такою ж, як і в першому випадку. Формування імпульсу зазвичай відбувається через 10 проходів резонатора. Ще за 10 – 20 проходів відбувається процес укорочення та посилення імпульсів і зрештою виходять стабільні надкороткі імпульси. У процесі укорочення та посилення імпульсів велике значення мають нелінійні процеси, такі як самофокусування, самофазування, самодифракція, саомодуляція, чотирихвильове змішування.

Існує активна і пасивна синхронізація мод. Так, у разі активної синхронізації мод потрібен спеціальний пристрій, який безпосередньо синхронізуватиме моди (синхронне накачування, або спеціальний модулятор у режимі модуляції добротності – Q модуляції), тоді як за пасивної синхронізації це відбувається автоматично через особливості конструкції. Лазери з активною синхронізацією сьогодні вже практично не використовуються через складність виготовлення пристроїв синхронізації. Лазери з пасивною синхронізацією мають два пороги генерації. Перший – цілком звичайний, при накачуванні, що перевищує перший поріг, лазер УКІ працює як звичайний лазер, що перебудовується (рис. 1.2).

У разі перевищення потужності накачування другого порога створюються сприятливі умови для формування УКІ, однак для початку генерації може знадобитися додатковий вплив, наприклад, швидкий рух або поштовх компенсатора ДГС (дисперсії групових швидкостей), зазвичай це необхідно для появи шумового викиду, з якого далі розвиватиметься послідовність УКІ.

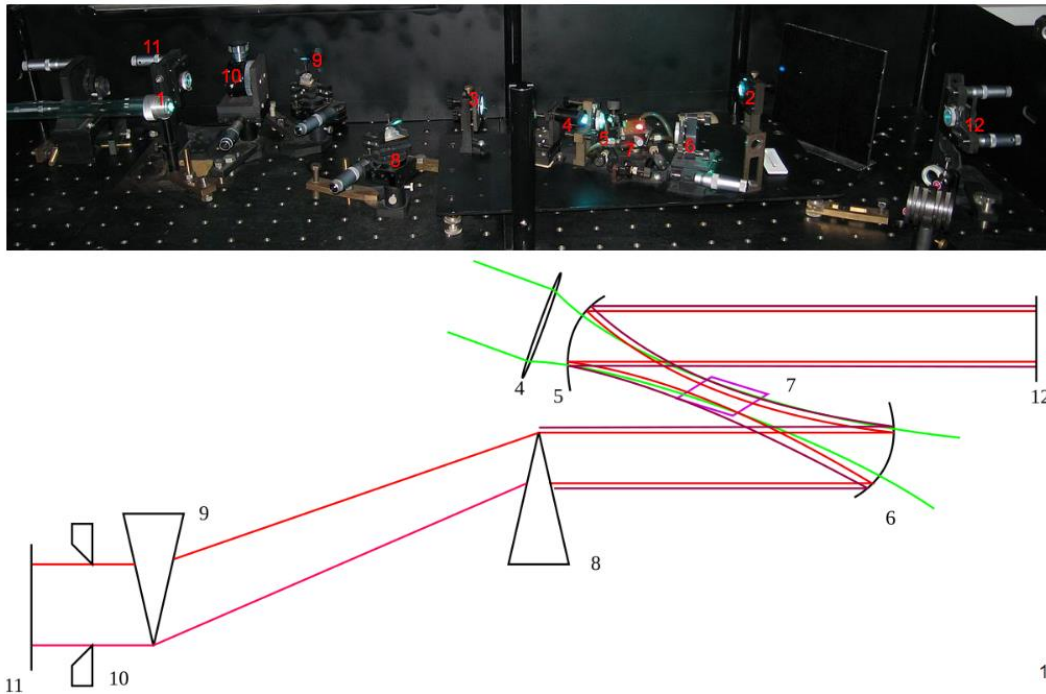


Рисунок 1.2 – Конструкція лазера третього покоління – лазера на Ті: сапфірі з пасивною синхронізацією мод за рахунок керрівської лінзи та схема цього лазера

Схема лазера включає: 1 – вихід лазера накачування (як лазер накачування використовується аргонний лазер), 2 – плоске дзеркало, 3 – друге плоске дзеркало, 4 – лінза, 5 – прозоре (для випромінювання накачування) дзеркало внутрішнього резонатора (увігнуте), 6 – глухе дзеркало внутрішнього резонатора (увігнуте), 7 – активне середовище (Ті: сапфір), 8 – перша призма компенсатора ДГС, 9 – друга призма компенсатора ДГС, 10 – діафрагма (елемент перебудови довжини хвилі), 11 – глухе дзеркало зовнішнього резонатора (плоске), 12 – напівпрозоре дзеркало зовнішнього резонатора (плоске).

На схемі показано всі основні елементи лазера, сформований пучок (яскраво – червоний) і слабший (темно – червоний), який бере участь у формуванні надкоротких імпульсів, призмий компенсатор ДГС, діафрагма для

перебудови за довжиною хвилі, внутрішній і зовнішній резонатор, накачування (зеленим) [1].

1.2.1 Активна синхронізація мод

Існує три основні типи активної синхронізації мод, а саме:

- синхронізація мод, яка здійснюється за допомогою амплітудного модулятора (так звана АМ-синхронізація мод);
- синхронізація мод, яка здійснюється за допомогою фазового модулятора
- ЧМ-синхронізація мод;
- синхронізація мод, здійснювана шляхом періодичної модуляції посилення лазера з частотою повторення модулюючих імпульсів, що дорівнює основній частоті резонатора $\Delta\nu = c/2L$ (синхронізація мод при синхронному накачуванні).

В роботі розглянуто АМ-синхронізацію мод, оскільки цей метод є найбільш поширеним. Синхронізація ЧМ-синхронізація буде розглянута більш коротко. Синхронізація мод під час синхронного накачуванні через те, що вона використовується найрідше, тут обговорюватися не буде. Дійсно, цей метод знаходить застосування тільки в активних середовищах із часом релаксації, що потрапляє в наносекундний діапазон (особливо це стосується активних середовищ на барвниках), і для отримання імпульсів дуже короткої тривалості необхідно, щоб частота повторення модулюючих імпульсів накачування дорівнювала (з досить високою точністю) основній частоті резонатора лазера. Тому на практиці під час використанні синхронізації мод і при синхронному накачуванні лазера на барвнику досить складно реалізувати світлові імпульси з тривалістю менше 1 пс.

Для опису механізму АМ-синхронізації мод припустимо, що в резонатор поміщено керований зовнішнім сигналом модулятор, який створює змінювані в

часі втрати на частоті ω_m . Якщо $\omega_m \neq \Delta\omega$, де $\Delta\omega = 2\pi\Delta\omega$, і де $\Delta\omega$ є міжмодовою відстанню, то ці втрати призведуть просто до амплітудної модуляції електричного поля $E_l(t)$ кожної моди резонатора:

$$E_l(t) = E_0 \left[1 - \left(\frac{\delta}{2} \right) (1 - \cos \omega_m t) \right] \cos(\omega_l t + \phi_1), \quad (1.1)$$

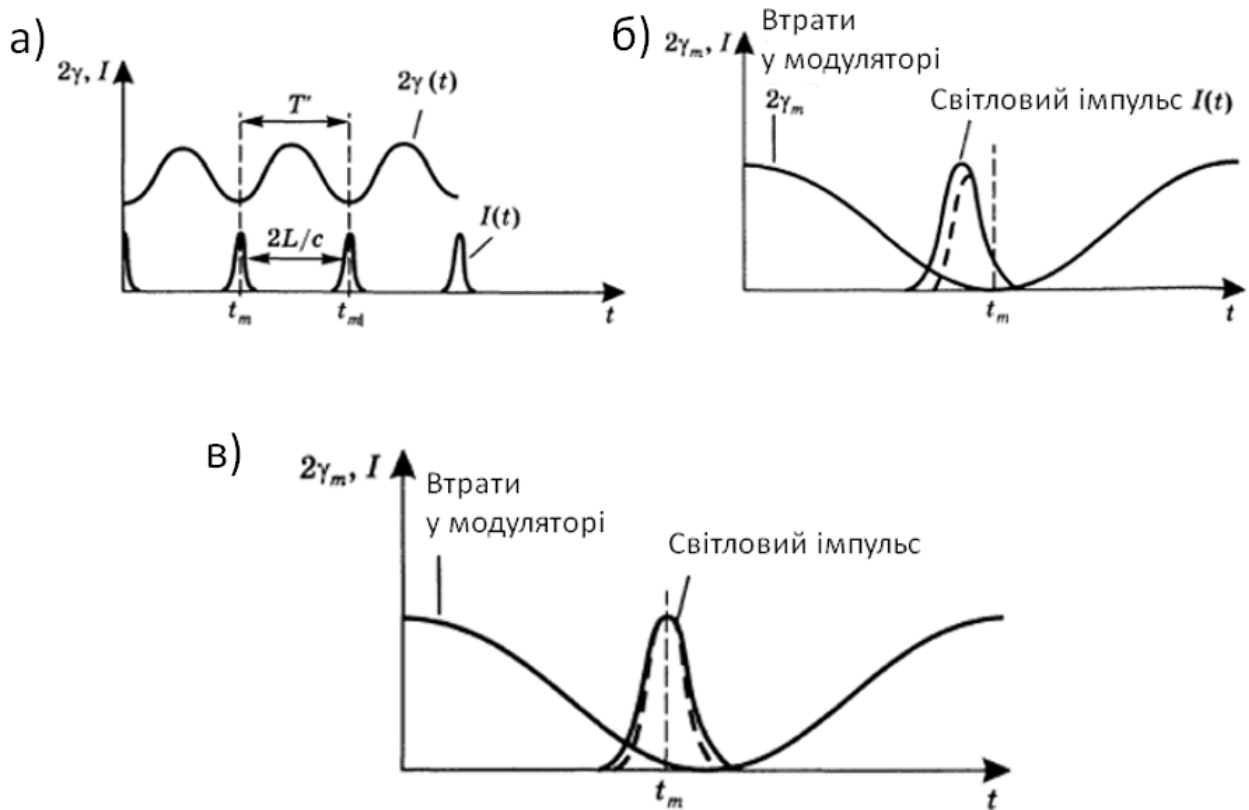
де ω_l та ϕ_1 – частота і фаза моди;

δ – глибина модуляції.

Це означає, що поле модулюється від значення E_0 до $E_0(1 - \delta)$. Слід зазначити, що у вираз (1.1) входить член $E_0(\delta/2)\cos\omega_m t \cdot \cos(\omega_l t + \phi_1)$, який можна записати у вигляді $(E_0\delta/4)\{\cos[(\omega_l + \omega_m)t + \phi_l] + \cos[(\omega_l - \omega_m)t + \phi_1]\}$.

Таким чином, поле $E_l(t)$ насправді містить дві компоненти, що осцилюють на частотах $\omega_l \pm \omega_m$ (бічні смуги модуляції). Якщо тепер $\omega_m = \Delta\omega$, то ці бічні смуги збігатимуться з частотами сусідніх мод резонатора. Отже, члени, що містять вирази для цих бічних смуг, увійдуть у два рівняння для полів сусідніх мод резонатора. Тому рівняння мод резонатора стають пов'язаними, тобто утворюють систему в тому сенсі, що рівняння для поля однієї моди резонатора міститиме два члени, що виникають під час модуляції двох сусідніх мод. Можна показати, що за цього механізму синхронізації, якщо модулятор розташований дуже близько до одного з дзеркал, фази мод будуть синхронізовані відповідно до виразу (1.1).

Принцип дії АМ – синхронізації мод, можливо, легше зрозуміти, якщо розглядати її в часовому, а не в частотному поданні. На рисунку 1.3, а показано часову залежність втрат 2γ в резонаторі за повний прохід, які модулюються з періодом $T = 2\pi/\omega_m$.



- а) умова стаціонарної генерації; б) світловий імпульс, який приходить до моменту часу t_m , що відповідає мінімальним втратам;
в) вкорочення імпульсу, коли він приходить у момент часу t_m .

Рисунок 1.3 – Подання процесу АМ-синхронізації мод у часі

Якщо тепер $\omega_m = \Delta\omega$, то період модуляції T дорівнюватиме часу повного проходу резонатора, і в цьому разі проходження світлових імпульсів (функція $I(t)$ на рис. 1.3, а)) через модулятор у момент часу t_m за мінімальних втрат відповідатиме умові стаціонарної генерації. Дійсно, імпульс, який проходить через модулятор у момент часу t_m за умови мінімальних втрат, буде знову повертатися в модулятор через інтервал часу $2L/c$, коли втрати знову стануть мінімальними. З іншого боку, якщо припустити, що імпульс спочатку проходить через модулятор у момент часу, скажімо, трохи раніше t_m (показано суцільною

кривою на рис. 1.3, б), то завдяки втратам модулятора, що змінюються в часі, передній фронт імпульсу буде передній фронт імпульсу зазнаватиме менших втрат, ніж задній фронт. Отже, після проходження через модулятор світлового імпульсу, показаного штриховою лінією на рис. 1.3 б), момент часу, в який спостерігається пік імпульсу, зсувається таким чином, що під час наступного проходження пік виявиться ближчим до t_m . Це показує, що випадок на рис. 1.3, а відповідає стійкій синхронізації мод. Дійсно, у цьому випадку за час зміни величини втрат $2\gamma_m(t)$ тривалість імпульсу буде вкорочуватися щоразу після його проходження через модулятор, оскільки і передній, і задній фронти імпульсу зазнаватимуть деякого ослаблення, на відміну від області піку імпульсу (рис. 3.1, в). Якщо розглядати тільки цей механізм розвитку, то тривалість імпульсу в остаточному підсумку повинна спрямуватися до нуля за дуже великої числі проходів через модулятор. Однак цьому перешкоджає обмежена ширина спектра підсилювального середовища. Дійсно, коли імпульс коротшає, його спектр, в кінцевому підсумку, розширюється до ширини лінії генерації лазерного середовища. Таким чином, крила спектрального розподілу імпульсу більше не можуть посилюватися, що накладає основні обмеження на спектральну ширину імпульсу, а отже, і на його тривалість [1].

1.2.2 Пасивна синхронізація мод

Існує чотири основні типи пасивної синхронізації мод, а саме:

- синхронізація мод на основі поглинача, що швидко насичується (наприклад, молекули барвника або напівпровідникового кристала), час життя верхнього стану якого дуже малий;
- синхронізація мод на основі лінз Керра, в яких використовується особливість самофокусування пучка в прозорому нелінійному оптичному елементі;

– синхронізація мод на основі поглинача, що повільно насичується, де використовується динамічне насичення підсилювального середовища;

– синхронізація мод з адитивним (додатковим) імпульсом, в основі механізму якої лежить явище фазової само модуляції, що виникає у відповідному оптичному нелінійному елементі, вставленому в додатковий резонатор, який пов'язаний з основним резонатором і має ту ж саму довжину. У цьому разі має місце механізм зменшення тривалості імпульсу, зумовлений інтерференцією основного імпульсу в лазерному резонаторі з імпульсом, що поширюється назад з додаткового резонатора і який був промодульований за фазою під час проходження через нелінійний кристал.

Четвертий тип синхронізації мод вимагає, щоб оптичні довжини обох резонаторів дорівнювали з точністю до порядку часток довжини хвилі генерації. З цієї причини такий тип синхронізації мод використовується на практиці не так часто, як інші, і тому розглядатися тут не буде.

Для того щоб зрозуміти механізм синхронізації мод на основі поглинача, що швидко насичуваного поглинача, розглянемо поглинач, у якого інтенсивність насичення невелика і час релаксації багато менший за тривалість синхронізуючих імпульсів. Теорія синхронізації мод на швидко насичуваних поглиначах для однорідно розширеної лінії посилення детально описана в роботі Хауса.

Для невеликих значень інтенсивності пучка I (порівняно з інтенсивністю насичення поглинача I_S) втрати потужності за повний прохід резонатора можна записати як:

$$2\gamma_t = 2\gamma - 2\gamma'(I/I_S), \quad (1.2)$$

де γ – ненасичені втрати за прохід;

γ' – втрати в поглиначі, що насичується, за прохід для випромінювання малої інтенсивності.

Тепер припустимо, що поглинач дуже тонким шаром нанесено на одне з дзеркал резонатора, і що спочатку лазер працює без фазової синхронізації мод. Синхронізації мод. Інтенсивність кожної з двох хвиль, що поширюються, складатиметься з випадкової послідовності світлових імпульсів, і за спочатку невисокої пікової інтенсивності цих спалахів насичене посилення потужності за повний прохід $2g_0$ буде приблизно дорівнювати ненасиченим втратам резонатора. Проте, найінтенсивніший імпульс, у результаті насиченого поглинання піддається найменшому ослабленню в насичуваному поглиначі. При виконанні деяких специфічних умов цей імпульс може зростати швидше, ніж інші, і через велику кількість повних проходів, зрештою, встановиться картина, зображена на рисунку 1.4, де, для простоти, підсилювальне середовище і насичувальний поглинач припускаються суміщеними на одному кінці резонатора.

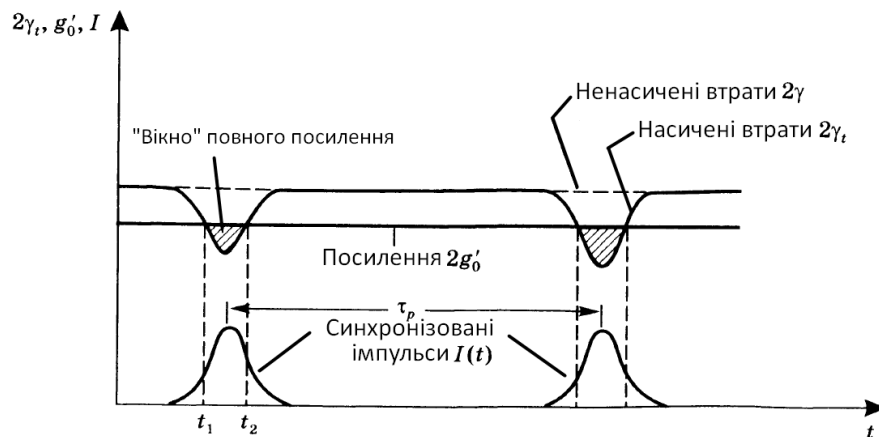


Рисунок 1.4 – Пасивна синхронізація мод з використанням швидкого насичуючого поглинача

У цьому разі одиночний імпульс синхронізації мод із високою інтенсивністю продовжує перебувати в резонаторі, і завдяки зменшенню втрат, що відбувається внаслідок більш вираженого насичення поглинача, середня

потужність цього імпульсу зростає порівняно з несинхронізованим імпульсом, і відповідно насичене посилення $2g'_0$ за повний прохід стає меншим за ненасичені втрати резонатора за повний прохід.

Отже, під час поширення імпульсу виникає «часове вікно» повного посилення від t_1 до t_2 (на рисунку), при цьому краї імпульсу зазнають поглинання, а його максимум посилюється. Якби працював тільки цей механізм, то імпульс поступово вкорочувався б після кожного проходу через систему поглинач-підсилювач. Однак умова стійкої рівноваги знову встановлює баланс між механізмом укорочення імпульсу і розширенням імпульсу внаслідок скінченності ширини лінії.

Виявляється, що в стані стійкої рівноваги амплітуда імпульсу у цьому випадку описується гіперболічним секансом, а саме:

$$E(t) \propto \operatorname{sech}(t/\tau_p). \quad (1.3)$$

При цьому тривалість імпульсу $\Delta\tau_p$, (ширина на напіввисоті інтенсивності) дорівнює:

$$\Delta\tau_p \cong \frac{0,79}{\Delta\nu_0} \left[\frac{g'_0}{\gamma'} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{I_s}{I_p} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (1.4)$$

де $\Delta\nu_0$ – ширина лінії посилення (на напіввисоті);

I_p – максимальна інтенсивність імпульсу.

Зазначимо, що фізична картина, насправді застосовна до підсилювальних середовищ із великим часом життя (сотні мікросекунд), таких як твердотільні середовища на основі кристалів або скла.

Насправді, у цьому випадку за час поширення імпульсу не виникає суттєвої відмінності в посиленні. виникає істотної відмінності в посиленні, і насичене

посилення g_0 визначається середньою внутрішньорезонаторною потужністю лазера [1].

1.3 Оптична гребінка

Оптична гребінка – це високоточний інструмент для вимірювання частот світла, який використовується в спектроскопії, метрології, квантових обчисленнях і багатьох інших сферах. Вона складається з серії дуже вузьких спектральних ліній, розташованих на однаковій відстані одна від одної, що нагадує зубці гребінця.

Відтворюваність частоти (довжини хвилі) є важливою характеристикою, але для лінійних вимірів необхідно знати абсолютне значення тривалості хвилі випромінювання (абсолютну частоту) .

Для виміру абсолютних оптичних частот створювалися радіочастотні мости і з їхньою допомогою досі вимірювали частоту лазерів в оптичному діапазоні. Сучасна техніка для виміру оптичних частот заснована на технології з використанням фемтосекундних лазерів. Слід зазначити, що розвиток цієї технології (комбтехнології) тільки почався, тому вартість експериментального обладнання дуже висока. Через цю роботу з фемтосекундними лазерами не стали ще широкомасштабними. Щоб вимірювати з використанням цієї техніки абсолютне значення оптичної частоти необхідно знати параметри оптичного дискретного спектру випромінювання імпульсного лазера.

Фемтосекундні оптичні гребінки – винахід, що з'явився наприкінці 1990-х років і виявився затребуваним у різних областях – у системах телекомунікації, в лазерній спектроскопії, в астрофізиці. У 2005 році їхні автори, Теодор Хенш із Німеччини та Джон Холл із США, отримали за них Нобелівську премію.

Для отримання таких гребінок використовувалися лазери з синхронізацією мод. При цій методиці лазер випромінює світло не однієї частоти, як це прийнято

думати про лазери, а відразу кілька «мод» – світлових променів з кратними частотами. Якщо ці моди синхронізувати, тобто зробити так Щоб їх фази були жорстко пов'язані між собою, то в результаті інтерференції цих мод безперервний промінь лазера перетвориться на послідовність імпульсів зі спектром «гребінки».

Схема синтезатора частотних оптичних гребінок показана на рисунку 1.5, досить проста. Ключовим елементом цього пристрою є фемтосекундний лазер, що працює в режимі синхронізації мод і підтримує короткий світловий імпульс у формі солітону, що циркулює всередині лазерного резонатора. Такий лазер можна порівняти зі світловим годинником пристроєм, відомим за думкою експерименту Ейнштейна.

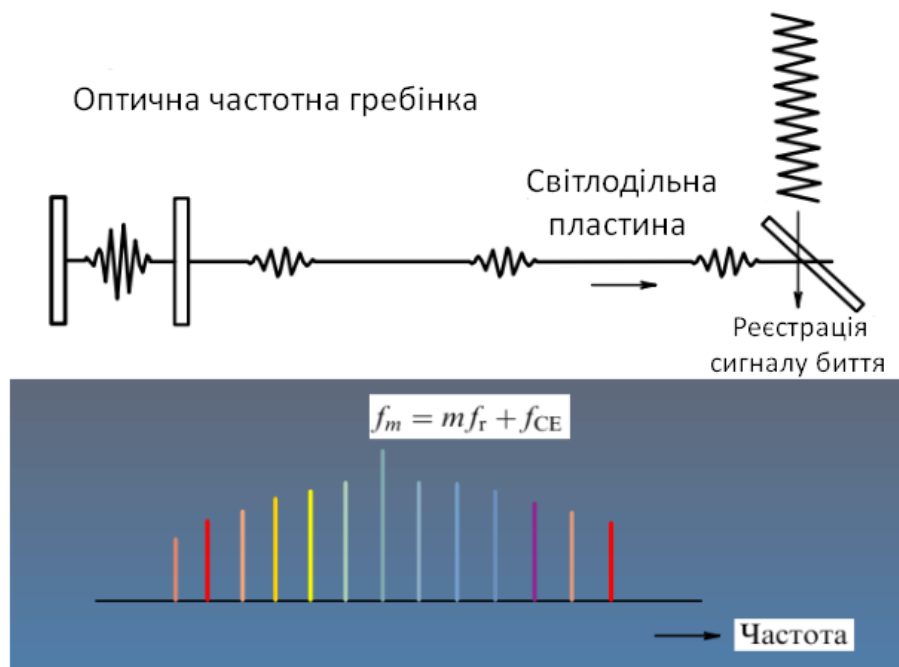


Рисунок 1.5 – Схема синтезатора частотних оптичних гребінок

Нехай після кожного проходу по резонатору ослаблена копія світлового імпульсу виходить із системи, тому лазер випромінює регулярну послідовність надкоротких імпульсів. Для вимірювання невідомої частоти лазерної хвилі пучок і послідовність імпульсів поєднуються за допомогою світлодільника, а

результуючий інтерференційний сигнал реєструється фотодетектором. В ідеалізованому випадку точно періодичної послідовності імпульсів очікується виникнення низькочастотного сигналу биття щоразу, коли лазерна частота наближається до значення, при якому ціле число осциляцій поля відповідає тимчасовому інтервалу між двома імпульсами.

Наприклад, якщо ми знаємо, що лазер випромінює точно один мільярд імпульсів на секунду, і можемо бути впевнені, що лазерна хвиля робить точно 500000 коливань протягом періоду повторення імпульсів, то ми знаємо, що оптична частота повинна становити 500000 мільярдів циклів на секунду [1].

1.4 Інтерферометрія білого світла для вимірювання тривимірних поверхневих структур

Інтерферометрія білого світла (ІБС) – безконтактний оптичний метод вимірювання висоти поверхні на тривимірних структурах з профілями поверхні, що варіюються від десятків нанометрів і декількох сантиметрів. ІБС часто використовується як альтернативна назва для когерентної скануючої інтерферометрії в контексті апаратури для поверхневої топографії, яка використовує спектрально-широкосмугове світло видимої довжини хвилі (біле світло).

Скануючий інтерферометр білого світла відображає, вимірює та забезпечує структурний аналіз поверхонь, не контактуючи з ними. ІБС використовується в медицині, біологічних та фізичних дослідженнях, електронному та інших виробництвах.

Сучасна ІБС поєднує досить відому інтерферометрію білого світла з сучасною електронікою, комп'ютерами та програмним забезпеченням створили надзвичайно потужні засоби вимірювання.

В даний час більшість інтерферометрів виконується з використанням лазера як джерела світла. Основною причиною цього є велика довжина

когерентності лазерного світла, що дозволяє легко отримати інтерференційні смуги та немає необхідності враховувати різницю ходу променів, як це робиться для низькокогерентних джерел.

Низькокогерентні інтерференційні системи – інтерферометри, що використовують частотно широкополосне випромінювання, працюють у режимі так званого кореляційного радара, який визначає відстань до цілі за розташуванням кореляційного імпульсного сигналу, в якості якого в інтерферометрі подається інтерференційний сигнал. Імпульсний характер цього сигналу визначається обмеженими параметрами когерентності використовуваного випромінювання. Чим менша довжина когерентності (кореляції), тим менша тривалість кореляційного імпульсу і тим точніше визначається відстань до цілі, тим вище просторова роздільна здатність.

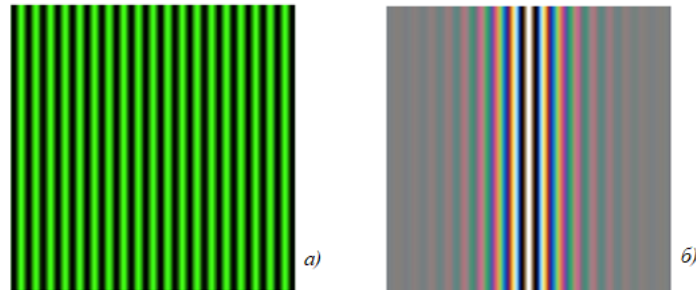
Досяжні значення довжини когерентності оптичного випромінювання в одиниці мікрометрів, відповідно, забезпечують мікронну роздільну здатність. Такий високий показник оптичної вимірювальної системи знайшов технологічне застосування для контролю мікропрофілю поверхні та параметрів структури шаруватих об'єктів. Сучасні цифрові системи реєстрації оптичних сигналів та зображень у поєднанні з комп'ютерними програмними засобами чисельної обробки вимірювальної інформації дозволили реалізувати системну обробку сигналів оптичних радарів із поданням вимірювальної інформації у вигляді наочних та інформативних цифрових зображень, а саме інтерференційних картин (рис. 1.6).

Щоб інтерферометр був справжнім інтерферометром білого світла (ахроматичним інтерферометром) необхідно виконати дві умови: по-перше, положення інтерференційної смуги нульового порядку повинно бути незалежним від довжини хвилі; по-друге, відстань між інтерференційними смугами має бути незалежною від довжини хвилі.

Загалом, у ІБС задовольняється тільки перша умова, і справді ахроматичного інтерферометра немає.

Основними типами ІБС є:

- ІБС з дифракційною решіткою;
- ІБС вертикального сканування з датчиками когерентності;
- ІБС із розсіюючою пластиною.



а) для освітлення об'єкта використовується квазімонохроматичне джерело світла; б) для освітлення використовується джерело білого світла з малою довжиною когерентності.

Рисунок 1.6 – Інтерференційні картини

Лише перший є дійсно ІБС. Основний принцип, який робить відстань між інтерференційними смугами незалежною від довжини хвилі полягає в тому, що кут дифракції (або, точніше, синус кута) для дифракційної решітки пропорційний довжині хвилі. Синус кута між двома інтерферуючими променями має бути пропорційним довжині хвилі. Таким чином, решітки створюють пучки світла, кути яких, є функціями довжини хвилі, які формують інтерференційні смуги, відстань між якими не залежить від довжини хвилі. Перша умова також виконується.

ІБС вертикального сканування з датчиком когерентності широко використовуються в метрології поверхні у сучасних високоточних промислових додатках [1].

1.5 Схема ІБС вертикального сканування з датчиками когерентності

Для візуалізації мікроскопічний інтерферометр (рис. 1.7) об'єднується із оптичним мікроскопом (рис. 1.8). Ця установка схожа на стандартний оптичний мікроскоп. Єдині відмінності – це інтерферометрична лінза об'єктива і стіл точного позиціонування (п'єзоелектричний привод) для вертикального переміщення об'єктива. Інтерференційний об'єктив – сама важлива частина такого мікроскопа. Переміщення інтерференційного об'єктива змінює довжину вимірювального плеча.

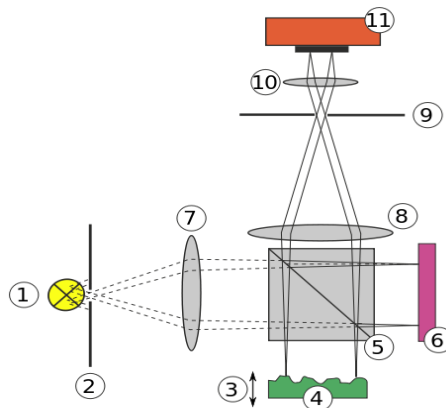


Рисунок 1.7 – Оптична схема інтерферометра Тваймен-Гріна з датчиком камери

Оптична схема включає: 1) джерело світла; 2) апертура; 3) Z-позиціонування; 4) зразок; 5) розділювач променю; 6) еталонна поверхня; 7) лінза; 8) об'єктив; 9) діафрагма; 10) об'єктив ПЗЗ (прилад із зарядовим зв'язком); 11) ПЗЗ.

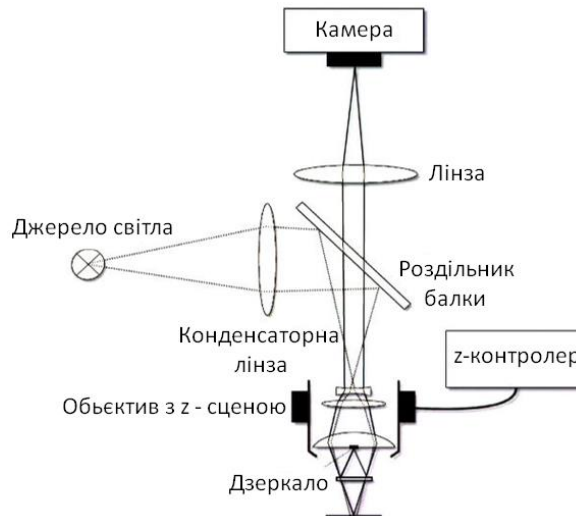


Рисунок 1.8 – Оптична схема інтерференційного мікроскопу

Чудовим способом отримання хороших вимірювань висоти з великими сходинками або нерівними поверхнями є використання джерела білого світла та підхід когерентного пікового зондування.

Через широку спектральну ширину смуги джерела довжина когерентності мала, і хороші контрастні смуги будуть отримані лише тоді, коли два шляхи інтерферометра точно збігаються за розміром. Таким чином, якщо в інтерференційному мікроскопі змінюється довжина шляху плеча до зразка, коливання висоти зразка можна визначити, дивлячись на положення зразка, для якого контраст смуги є максимальним [1].

1.6 Інтерферометрія суперконтинууму

Суперконтинуум, або оптична гребінка, це особливий вид лазерного випромінювання з надшироким (у деяких випадках від ультрафіолетового до інфрачервоного діапазону) дискретним спектром (рис. 1.9).

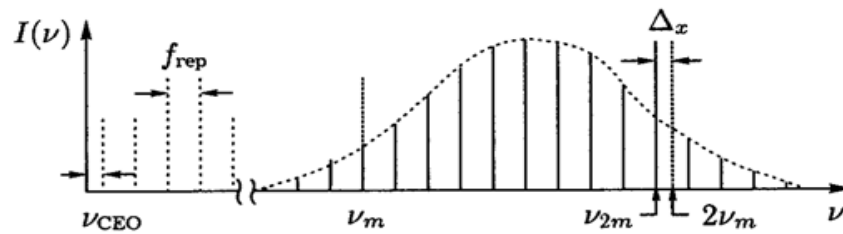


Рисунок 1.9 – Схема суперконтинууму

На рисунку схеми введені позначення: $I(\nu)$ – інтенсивність випромінювання; ν_{CEO} – зсув піка з номером $m = 1$ «ідеальної» частотної сітки; f_{rep} – частотний інтервал між двома сусідніми піками; Δx – частота сигналу биття між сигналом $2\nu_m$ і ν_{2m} .

Суперконтинуум утворюється при поширенні фемтосекундних імпульсів через сильно нелінійні середовища, наприклад оптичні волокна. Ефективно перетворення випромінювання в суперконтинуум відбувається у фотоннокристалічних волокнах, через їхню незвичну хроматичну дисперсію, що може спричиняти сильну нелінійну взаємодію на значній довжині волокна, навіть за невеликої потужності випромінювання напівпровідникових лазерних діодів (< 200 пДж) досягається дуже широкий спектр випромінювання. Частота піку визначається за формулою:

$$f_m = 2\nu_m + \nu_{2m}, \quad (1.5)$$

Широкий спектр випромінювання свідчить про низьку тимчасову когерентність суперконтинууму, а отже, і довжину когерентності. При цьому просторова когерентність у площині перерізу променя залишається високою. Істотна щільність спектральної потужності зберігається на інтервалі більше однієї оптичної октави.

Завдяки широкому спектру, прецизійній точності відтворення частоти, високій стабільності випромінювання і фемтосекундній тривалості імпульсів, суперконтинуум розглядають як перспективне джерело випромінювання в дальнометрії, гіперспектральній спектроскопії та візуалізації, томографії, низькокогерентній інтерферометрії білого світла. Розробка малопотужних і компактних напівпровідникових генераторів оптичних гребінок дасть змогу використовувати їх у навігаційних приладах, таких як ВОГ [2].

1.7 Суперконтинуум у гіроскопії

До основних характеристик ВОГ належить чутливість - мінімальне значення вимірюваної кутової швидкості. У системі з оптимальною чутливістю теоретична межа виявлення кутової швидкості пов'язана з дробовим шумом фотодетектора.

Тому підвищення чутливості ВОГ може бути забезпечено завдяки вдосконаленню конструкції, основних елементів, алгоритмів роботи та обробки інформації.

Скориставшись формулами (1.2), (1.3), (1.5), виведемо формулу для мінімального значення кутової швидкості Ω , яка теоретично може бути детектованою ВОГ:

$$f_m = 2v_m + v_{2m}, \quad (1.7)$$

Формула (1.7) враховує два фактори, що впливають на чутливість ВОГ. Перший фактор, це довжина ($l_0 = N2\pi R$) і характеристики оптичного волокна (n). З одного боку, їх збільшення веде до підвищення чутливості ВОГ, але з іншого боку, до загасання сигналу і неможливості інтерференції за певного значення l_0 .

Для оцінки максимально можливого значення l_0 може бути застосована формула:

$$P = P_0 \exp(-\eta l), \quad (1.8)$$

де P_0 – потужність сигналу, що вводиться у волокно;

l – довжина волокна;

η – коефіцієнт втрати енергії.

Зауважимо, що для зменшення впливу дисперсії на широкосмуговий сигнал суперконтинууму у ВОГ пропонується використовувати фотонно-кристалічне волокно з порожнистою серцевиною.

Другий фактор, це джерело випромінювання. Чим більша ширина лінії випромінювання джерела (Δf), тим вища роздільна здатність ВОГ. Згідно з формулою (1.4) розширення лінії також знижує рівень шумів внаслідок інтерференції у волокні прямого і розсіяного випромінювання.

Таким чином, з огляду на перший і другий фактори впливу на чутливість ВОГ можна зробити висновок про перспективність робіт зі створення фотонно-кристалічного волоконно – оптичного гіроскопа з використанням суперконтинууму лазерного випромінювання [2].

2 ОПТИЧНА ГІРОСКОПІЯ

2.1 Основні положення оптичної гіроскопії

Волоконно-оптичні гіроскопи (ВОГ) відіграють велику роль в сучасних технологіях, які 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. 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, о зберігають поляризацію випромінювання що проходить.

Розвиток інтерференційних волоконно-оптичних гіроскопів, що спостерігається протягом останніх років, обумовлено к 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 о одномодових та волокнам, напівпровідниковим діодам, що зберігають поляризацію проходить випромінювання, інтегрованої оптики, лінійних волоконних компонентів.

До перспективних завдань оптичної гіроскопії можна віднести пошук нових оптоволоконних хвилеводів і джерел випромінювання. Дослідження із застосування фотонно-кристалічного волокна у ВОГ продемонстрували можливість зниження шумів, мінімізацію конструкції та зниження енерговитратності за високих показників точності та чутливості визначення кутової швидкості.

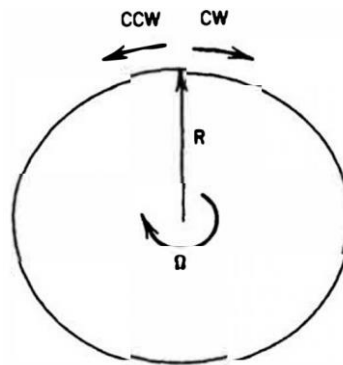
Як джерело випромінювання у ВОГ традиційно використовують або напівпровідниковий лазерний діод, або суперлюмінісцентний діод із широкою смугою випромінювання, що є звичним для інтерференційних вимірювальних систем. При цьому з'являються дослідження, присвячені використанню фемтосекундних джерел випромінювання в режимі суперконтинууму в метрологічних завданнях. Так, у роботі досліджено принципову можливість застосування суперконтинууму в оптичній когерентній томографії. Застосування суперконтинууму поза лабораторними умовами донедавна було обмежене відносно великими габаритними розмірами генераторів. Однак останнім часом ведуться розробки зі створення чип-лазерів, що працюють у режимі суперконтинууму. Їхнє застосування дасть змогу створити компактні оптоволоконні інформаційно-вимірювальні системи та датчики з новими експлуатаційними та метрологічними характеристиками.

Посилаючись на монографію «Лазерні, оптико-електронні прилади та системи» Курського Ю.С., Гнатенко О.С., Моргун І.В., Одаренко Є.М. [3] – метою роботи є дослідження сучасного стану ВОГ.

Для досягнення поставленої мети в роботі розв'язано такі задачі: описано фізику процесу вимірювання кутової швидкості ВОГ; проаналізовано проблеми, які виникають під час вимірювань; описано характеристики оптичного суперконтинууму та особливості його генерації; досліджено можливості застосування суперконтинууму в оптичній гіроскопії [3].

2.2 Застосування суперконтинууму в оптичній гіроскопії

Кутова швидкість обертання Ω вимірюється непрямим способом внаслідок інтерференційного вимірювання різниці фаз променів. Сенсором ВОГ є кільцевий інтерферометр Саньяка, що містить джерело оптичного випромінювання, котушку з одномодовим оптичним волокном, зі збереженням поляризації, оптичного розгалужувача. Робота інтерферометра Саньяка заснована на однойменному ефекті і полягає в такому. Якщо в замкнутому оптичному контурі в протилежних напрямках поширюються два світлові промені, то за відсутності обертання оптичного контуру навколо осі ($\Omega = 0$), нормальної до площини контуру, різниця фаз обох променів ($\Delta\phi$), що пройшли контур, дорівнює нулю. Під час обертання оптичного контуру ($\Omega \neq 0$) фазові набіги променів неоднакові, різниця фаз променів пропорційна кутовій швидкості обертання контуру (рис. 2.1).



CW, CCW – пучки, спрямовані за годинниковою і проти годинникової стрілок відповідно; R – радіус контуру.

Рисунок 2.1 – Ілюстрація ефекту Саньяка

Якщо контур обертається зі швидкістю Ω за годинниковою стрілкою, тоді промені CW і CCW, проходять світлові шляхи відповідно:

$$L_{CW} = 2\pi R + \Omega R \Delta t, L_{CCW} = 2\pi R - \Omega R \Delta t, \quad (2.1)$$

де Δt – час проходження світла кільцем $\Delta t = 2\pi R n / c$;

n – показник заломлення середовища поширення пучків;

c – швидкість світла у вакуумі.

Повна різниця оптичних шляхів пучків CW і CCW становить:

$$\Delta L = 2\Omega R \Delta t. \quad (2.2)$$

З виразу (2.2) визначається зсув фаз Ω , що виникає через різницю фаз між пучками CW і CCW:

$$\varphi_{\Omega} = N \frac{8\pi^2 R^2 n}{\lambda c}, \quad (2.3)$$

де λ – робоча довжина хвилі,

N – кількість витків оптичного волокна.

Вираз (2.3) стає основним для вимірювання ВОГ значення кутової швидкості за кількістю інтерференційних смуг. Він також може бути використаний при конструюванні ВОГ для розрахунку радіусу котушки і числа витків оптичного волокна заданих параметрів [4].

2.3 Роздільна здатність ВОГ

На метрологічні характеристики ВОГ, крім чинників, описаних величинами, що входять до рівняння (2.3), впливає низка чинників, пов'язаних як із конструкцією інтерферометра, так і решти опто-електронних компонент системи.

На роздільну здатність ВОГ сильний вплив чинять шуми, викликані зворотним розсіюванням у волокні (розсіювання Релея) і відбиттям від поверхонь оптичних елементів системи (відбиття Френеля), внаслідок чого розсіяне і первинне випромінювання інтерферують у волокні. Шуми вихідного сигналу гіроскопа можна виразити формулою:

$$N = \frac{\beta}{4} \sqrt{\frac{ac}{n\sqrt{\pi\Delta f}}}, \quad (2.4)$$

де a – втрати розсіювання Релея в оптичному волокні;

β – частка світлового розсіювання Релея, що поширюється у зворотному напрямку;

Δf – ширина спектра джерела світла.

Для підвищення роздільної здатності ВОГ і зменшення шумів застосовують широкосмугове (низькокогерентне) джерело випромінювання, що погіршує інтерференцію у волокні через велику різницю довжини оптичного шляху для випромінювання сигналу і випромінювання зворотного розсіювання Релея. Як джерело вибирають або багатомодові напівпровідникові лазери, або суперлюмінесцентні діоди з шириною лінії випромінювання в кілька десятків нанометрів. При цьому довжина когерентності може бути розрахована за формулами:

$$L_c = \frac{c}{\Delta f}, \Delta f = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}. \quad (2.5)$$

Величина L_c характеризує максимальну різницю ходу пучків CW, CCW за якої можлива інтерференція.

Одним із перспективних напрямів використання суперконтинууму є його застосування в оптичній гіроскопії. Зокрема, у роботі Ю.С. Курського, О.С. Гнатенка та О.В. Афанасьєвої [4] було розглянуто ключові аспекти генерації суперконтинууму та його впливу на точність та стабільність роботи гіроскопічних систем.

Оскільки ширина лінії випромінювання впливає на роздільну здатність ВОГ, цікаво розглянути питання про застосування іншого широкосмугового сигналу – суперконтинууму [4].

3 НИЗЬКОКОГЕРЕНТНА ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ ЯК ОСНОВА ПРИЦЕЗІЙНИХ ОПТИЧНИХ ВИМІРЮВАНЬ

3.1 Інтерференція суперконтинуума

Продовжуючи дослідження що було описано у другому розділі, метою цього розділу є математичне моделювання процедури інтерференції суперконтинууму.

Фемтосекундні світлові імпульси можуть поширюватися в діелектричних середовищах без оптичного пробію речовини за інтенсивностей випромінювання, що перевищують 10^{13} Вт/см². Це дає змогу спостерігати таке красиве нелінійне явище, як генерація спектрального суперконтинууму, в полі фемтосекундних імпульсів практично у всіх прозорих середовищах. практично у всіх прозорих середовищах.

В області нормальної групової дисперсії діелектрика надпоширення спектра фемтосекундного світлового імпульсу реалізується за рахунок фазової самомодуляції, яка на виході із середовища може торая на виході з середовища може виявитися близькою до лінійної. Гладкість фазової модуляції випромінювання в цьому спектральному діапазоні речовини дає змогу шляхом сфазування спектрального суперконтинууму спектрального отримувати імпульси, що містять лише кілька коливань світлового поля. скільки коливань світлового поля. Зазначимо, що структура спектрального суперконтинууму, що генерує континууму, що генерується в області аномальної групової дисперсії діелектричного середовища. Вона може бути породжена обваленням хвильового фронту, виникненням солітонів.

Було показано, що при поширенні в нелінійному діелектричному середовищі з нормальною груповою дисперсією двох імпульсів під час їхньої взаємодії може формуватися квазідискретний спектральний суперконтинуум,

який можна використовувати в оптичних системах надшвидкого передавання інформації.

У цьому пункті зазначено, що такий квазидискретний суперконтинуум, якому відповідає послідовність надкоротких оптичних сигналів, зручно отримувати під час інтерференції випромінювання на виході нелінійного середовища.

Продемонстровано, що під час інтерференції утворюється послідовність надкоротких імпульсів із квазидискретним континуумним спектром. Визначено залежність частоти повторення імпульсів у цій послідовності від параметрів фазової модуляції. Також показано принципи кодування інформації, що передається в послідовності світлових сигналів [5].

3.1.1 Ілюстрація фемтосекундного фазомодульованого імпульсу

Нехай на виході оптичної системи (наприклад, нелінійного хвилеводу) маємо імпульс, коливання електричного поля E якого мають лінійну фазову модуляцію:

$$E = E_0 e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \sin(\omega_0 t + \alpha \omega_0 t^2), \quad (3.1)$$

де E_0 – амплітуда імпульсу;

ω_0 – центральна частота амплітуди імпульсу;

τ – тривалість;

α – коефіцієнт фазової модуляції;

t – час.

Відповідно спектр такого випромінювання має вигляд:

$$G(\omega) = G_0 e^{-\left(\frac{(\omega - \omega_0)^2}{((\alpha\omega_0)^2 + \frac{1}{\tau^4})\tau^4}\right)}, \quad (3.2)$$

де амплітуда спектра: $G_0 = \frac{\pi}{\sqrt{(\alpha^2\omega_0^2 + \frac{1}{\tau^4})}}$.

На рисунку 3.1 ілюстровані залежності (3.1) та (3.2) при $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega_0} = 0,78$ мкм, $\tau = 20$ фс, $\alpha = 0,05 \omega_0 c^{-1}$, характерних для інтенсивних імпульсів титан – сапфірового лазера на виході з кварцового волокна [5].

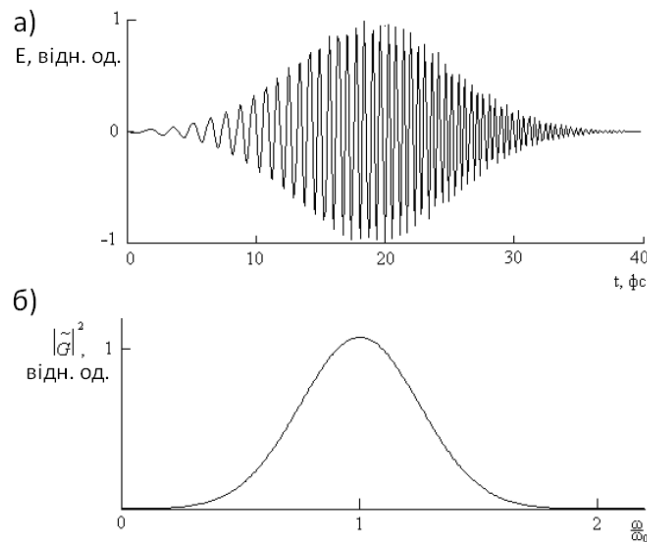


Рисунок 3.1 – Динаміка поля $E(t)$ (а) та модуля спектра $|G|^2$ (б) фемтосекундного імпульсу з фазовою модуляцією, нормованих на максимуми амплітуди E_0 і спектра G_0

3.1.2 Інтерференція фемтосекундних імпульсів з лінійною фазовою модуляцією

Інтерференція двох однакових фемтосекундних фазомодульованих імпульсів виду (3.1) із взаємною затримкою Δt описується відношенням для сумарного поля:

$$E = E_1 + E_2 = E_{01} e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \sin(\omega_0 t + \alpha \omega_0 t^2) + E_{02} e^{-\left(\frac{t+\Delta\tau}{\tau}\right)^2} \times \sin(\omega_0(t + \Delta\tau) + \alpha \omega_0(t + \Delta\tau)^2), \quad (3.3)$$

де E_1 і E_2 – електричне поле першого та другого (затриманого) імпульсів.

Будемо розглядати інтерференцію імпульсів з $E_{02} = E_{01} = E_0$. Тоді співвідношення (3.4) зручно буде записати у вигляді:

$$E = E_0 e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} (2 \cos((\omega_0 + \omega_{mod})t + \alpha \omega_0 t^2 + \varphi_0) \times \cos((\omega_{mod})t + \varphi_0) + (\exp\left(\frac{-2\tau t - \tau^2}{\tau^2}\right) - 1)(\cos(\omega_0(t + \tau)) + \alpha \omega_0(t + \tau)^2), \quad (3.4)$$

де $\varphi_0 = \frac{\omega_0 \tau}{2} (1 + \alpha \tau)$ – початкова фаза;

$\omega_{mod} = \alpha \omega_0 \tau$ – частота модуляції інтерференційного поля.

При $\Delta\tau \ll \tau$ останньою складовою в (3.4) можна знехтувати, і вираз для суперпозицій світлових полів двох імпульсів набуде простого вигляду:

$$E = 2 E_0 e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} \cos((\omega_0 + \omega_{mod})t + \alpha \omega_0 t^2 + \varphi_0) \cos(\omega_{mod} t + \varphi_0), \quad (3.5)$$

Спектр залежності (3.6) має вид:

$$G(\omega) = 2A(\omega)(1 + \cos(\gamma + \Psi\omega)), \quad (3.6)$$

де $A(\omega) = \frac{E_0}{\sqrt{\alpha\omega_0}} e^{-\left(\frac{i(\omega-\omega_0)}{4\alpha\omega_0}\right)}$ – амплітуда спектра;

$$\gamma = 8 \omega_{mod}^3 + 8 \omega_{mod}^2 \omega_0, \Psi = 4 \omega_{mod} \omega_0.$$

На рисунку 3.2 ілюстровано інтерференцію полів однакових фемтосекундних імпульсів, вигляд яких наведено на рисунку 3.1, затриманих один відносно одного на часовий інтервал $\Delta\tau = 12$ фс.

Структура часової послідовності та спектрального суперконтинууму, представлені на рисунку 3.2, аналогічні тим, які були отримані під час аналізу взаємодії різночастотних фемтосекундних імпульсів у нелінійних аналізі взаємодії різночастотних фемтосекундних імпульсів у нелінійних середовищах.

Однак рисунок 3.2 показує, що для створення послідовності світлових імпульсів із частотою проходження близько 100 ТГц організувати в нелінійному середовищі взаємодію імпульсів, які до того ж мають різний спектральний склад на вході у середовище, не обов'язково. Досить отримати інтерференцію двох затриманих один відносно один одного імпульсів із надширеними спектрами.

Як видно з рисунку 3.2, а, результатом інтерференції є регулярна послідовність світлових імпульсів, що містять лише кілька оптичних коливань, якій відповідає квазідискретний спектральний суперконтинуум, наведений на рисунку 3.2, б.

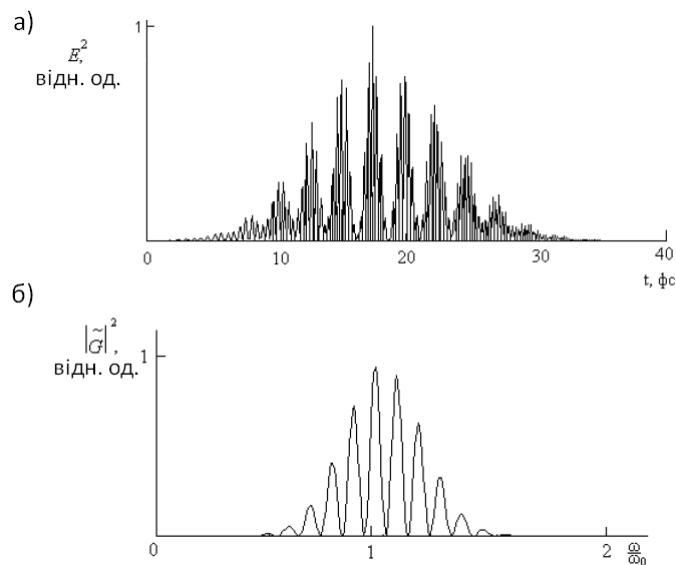


Рисунок 3.2 – Нормовані квадрат результуючого поля $E^2(t)$ (а) і квадрат модуля спектра $|G|^2$ (б) двох зрушених у часі один відносно одного інтерферуючих фазомодульованих фемтосекундних імпульсів, що фазомодулюються

З виразу (3.5) випливає, що частота повторення імпульсів має вигляд, яка лінійно залежить від часової затримки імпульсів і від коефіцієнта їхньої фазової модуляції. На рисунку 3.3 наведено залежність частоти повторення надкоротких сигналів у послідовності для інтерферуючих імпульсів із тривалістю $\text{mod } \omega \tau = 40 \text{ фс}$, з коефіцієнтом фазової модуляції $\alpha = 0,04 \omega_0 \text{с}^{-1}$, залежно від часової затримки без використання наближення (3.5). Саме рисунок 3.3 підтверджує практично лінійну залежність частоти повторення сигналів в інтерференційній послідовності від часової затримки вихідних імпульсів і поза застосовністю нерівності [5].

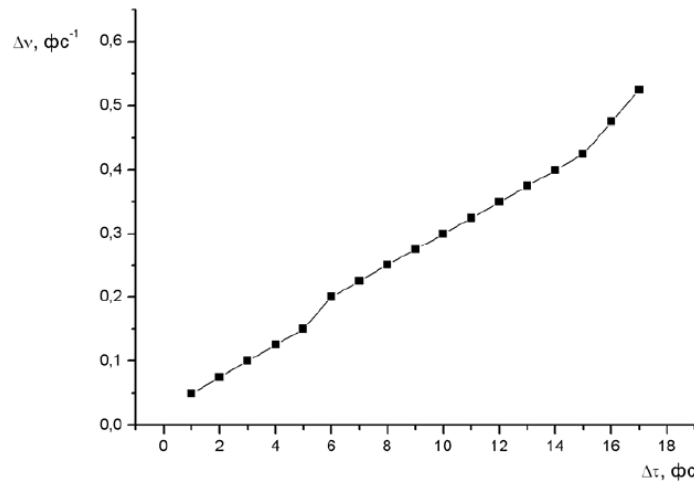


Рисунок 3.3 – Залежність частоти повторення надкоротких імпульсів від часової затримки

3.2 Інтерферометр на основі суперконтинуума

У цьому пункті показано, що джерело суперконтинууму білого світла, створене в повітряно – кремнеземному мікроструктурованому оптичному волокні, яке накачується пікосекундними імпульсами, дає можливість покращити видимість смуг в інтерферометричних зборах. Отже, це джерело в поєднанні зі

спектральним інтерферометром забезпечує профілометричні вимірювання з високою роздільною здатністю. Обчислення фази на основі семиточкового алгоритму теоретично може виконати субнанометрову роздільну здатність. Цей метод забезпечує однолінійний профіль великих поверхонь на основі аналізу одного кадру зображення без будь – якого механічного сканування [5].

3.2.1 Експериментальна установка

Було доведено, що можна отримати плоске і однорідне джерело континууму у видимому діапазоні, за допомогою пакету комп'ютерного моделювання Comsol Multiphysics. Цей континуум виконується за допомогою лазера Nd:YAG з пасивним перемиканням добротності, який подає імпульси 600 пс на $\lambda = 1064$ нм.

Випромінювання вільного простору лазера має подвоєну частоту в кристалі КТР типу II при $\lambda = 532$ нм. Ці ІЧ – випромінювання та зелене випромінювання поєднуються в мікроструктуроване оптичне волокно довжиною 2 м. На виході волокна широкосмуговий суперконтинуум демонструє безперервний, плоский і однорідний спектральний розподіл інтенсивності $B(\sigma)$ у видимому діапазоні $\Delta\sigma$, за винятком хвильового числа σ_0 , що відповідає піку інтенсивності на подвоєній частоті лазерної накачки (рис. 3.4). Крім того, це джерело має ще одну важливу якість: його високу спектральну щільність потужності завдяки концентрації фотонів в одній моді, що викликає високу просторову когерентність.

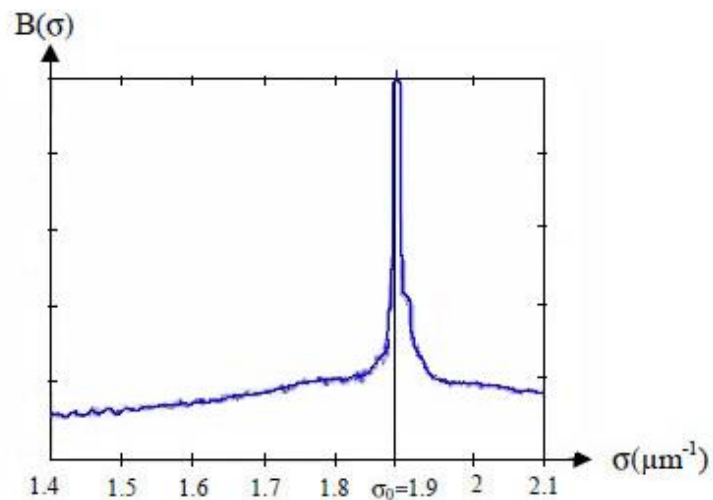


Рисунок 3.4 – Спектральний розподіл інтенсивності $B(\sigma)$ у видимому діапазоні

Це джерело пов'язано зі спектральним інтерферометром на основі інтерферометра Майкельсона відповідно до експериментальної установки, показаної на рисунку 3.5. Після перетину вертикальної щілини суперконтинуум білого світла колімується двома циліндричними лінзами $L_1(f_1 = 60 \text{ мм})$ і $L_2(f_2 = 200 \text{ мм})$ на вході інтерферометра. Отже, досліджуваний зразок аналізується по вертикальній лінії. Після світлорозділювача один промінь потрапляє на еталонне дзеркало, а інший – на досліджуваний зразок.

Результуючий промінь, випущений з двох плечей інтерферометра, проходить через систему фільтрації та зображення, спектроскоп, що складається з 600 канавок/мм решітки, і фокусується за допомогою циліндричної лінзи $L_5(f_5 = 50 \text{ мм})$ на ПЗЗ – камері 484×782 пікселів. Потім за допомогою спектроскопа спостерігають 2D – каналний спектр уздовж одного напрямку у поверхні зразка.

Як результат, вісь ординат 2D інтерференційної картини дає зображення вертикальної лінії досліджуваного зразка, а вісь x відповідає спектральній інформації про кожне хвильове число σ аналізованої смуги пропускання, $\Delta\sigma$ [5].

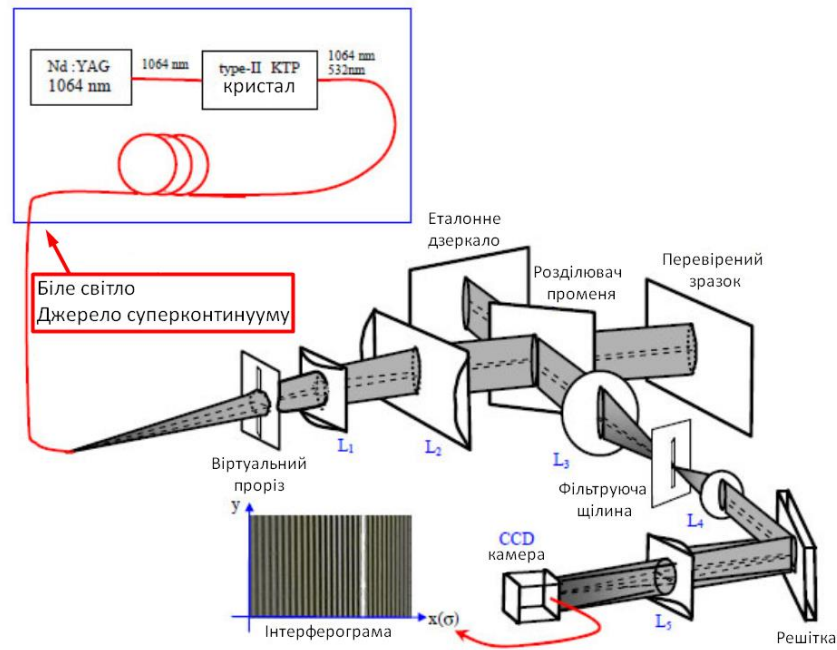


Рисунок 3.5 – Експериментальна установка: інтерферометр спектрального суперконтинууму білого світла: з $L_1 (f_1 = 60 \text{ мм})$, $L_2 (f_2 = 200 \text{ мм})$, $L_3 (f_3 = 400 \text{ мм})$, $L_4 (f_4 = 65 \text{ мм})$, $L_5 (f_5 = 50 \text{ мм})$

3.2.2 Дослідження видимості смуги

Враховуючи експериментальну установку, розподіл інтенсивності світла $I(y, \sigma)$ в площині ПЗЗ – камери пояснюється як функція хвильового числа σ і оптичної затримки $\tau(y)$ між двома променями за допомогою наступного рівняння:

$$I(y, \sigma) = I_0(y, \sigma) \left(1 + V(y, \sigma) \cos(\Delta\Phi_{12}(\tau, (y), \sigma)) \right), \quad (3.7)$$

де $I_0(y, \sigma) = I_1(y, \sigma) + I_2(y, \sigma)$ – інтенсивність фону;

$I_1(y, \sigma)$ та $I_2(y, \sigma)$ – інтенсивності в кожному плечі;

$V(y, \sigma)$ – функція видимості смуги;

$\Delta\Phi_{12}(\tau(y),)$ – різниця фаз між двома променями, виражена формулою:

$$\Delta\Phi_{12}(\tau(y)\sigma) = 2\pi\sigma\tau(y), \quad (3.8)$$

де c – швидкість світла у вакуумі.

Видимість інтерференційної картини залежить від просторової та часової когерентності джерела світла. З широкосмуговим джерелом світла видимість каналованого спектру обмежена лише розміром решітки, який визначає роздільну здатність спектрометра. Ця умова добре реалізується за допомогою джерела суперконтинууму світла, а також перевіряється за допомогою теплового джерела світла (галогенні лампи).

Основною перевагою світлового суперконтинууму, отриманого в мікроструктурованому оптичному волокні, є просторова когерентність, яка індукує високу щільність потужності за рахунок концентрації фотонів в одній моді.

Функція видимості смуги порівнюється для двох відфільтрованих інтерферограм (рис. 3.6), отриманих за допомогою галогенної лампи та широкосмугового джерела суперконтинууму. З джерелом суперконтинууму (рис. 3.6, а) пік інтенсивності на подвійній частоті лазерної накачки пригнічується в частотному просторі за допомогою чисельної фільтрації інтерферограми, перетвореної Фур'є. Інтерференційні картини генеруються шляхом введення затримки оптичного шляху, випущеної двома плоскими дзеркалами $\lambda/20$.

Нормалізація $V(y, \sigma)$ шляхом ділення інтенсивності фону оброблена на рис. 3.7 для галогенної лампи та для суперконтинууму білого світла.

Інтенсивність фону виявляється ПЗЗ – камерою, коли оптична затримка між двома хвилями значно перевищує час когерентності джерела [6].

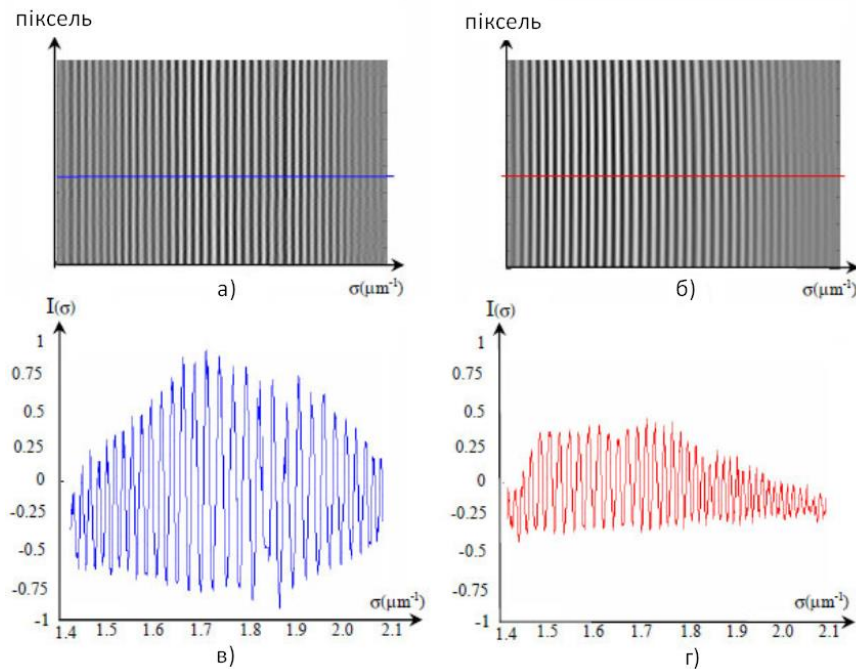


Рисунок 3.6 – Функція видимості смуг із джерелом суперконтинууму білого світла (синім) і галогенною лампою (червоним)

3.2.3 Обробка інтерферограми та реконструкція фазового профілю

У попередньому розділі показано переваги інтерферометричних вимірювань із широкосмуговим джерелом суперконтинууму в плані покращення видимості смуги. Записані спектральні інтерферограми обробляються, потім виконується розрахунок фази за семиточковим алгоритмом.

Раніше зазначене рівняння (3.8) показує, що різниця фаз між двома променями інтерферометра Майкельсона змінюється лінійно залежно від оптичної затримки τ і, отже, від різниці оптичного шляху. Ця оптична різниця шляху пов'язана з профілем висоти зразка z . Таким чином, z можна визначити шляхом обчислення нахилу фази як функції хвильового числа:

$$z = \frac{1}{4\pi} \times \frac{\partial[\Delta\Phi_{12}(\tau, \sigma)]}{\partial[\sigma]}, \quad (3.9)$$

Реконструкція профілю фази розділена на чотири етапи:

- медіанна операція фільтрації;
- розрахунок фази за семиточковим алгоритмом;
- реконструкція профілю висоти зразка за допомогою розрахунку нахилу;
- переналаштування на профіль абсолютної висоти z .

Перш за все, щоб ефективно досягти фазового аналізу за семиточковим алгоритмом, інтерферометр має бути досить незбалансованим, щоб розділити інтеркореляційні та автокореляційні піки в просторі Фур'є.

Фаза виконується за семиточковим алгоритмом розрахунку фази (3.10). Ця методика полягає у вилученні вздовж однієї лінії інтерферограми кількох інтенсивностей, зміщених на $\pi/2$, від I_4 . Фазовий зсув $\pi/2$ має бути виражений як функція осі хвильових чисел. Зсув хвильового числа $\delta\sigma$, що відповідає фазовому зсуву $\sigma/2$, визначається таким виразом:

$$\delta\sigma = \frac{\Delta\sigma}{4n}, \quad (3.10)$$

де n – позиція пікселя, інтеркореляційного пікселя в просторі Фур'є;

$\Delta\sigma$ – аналізована смуга пропускання.

Потім фаза обчислюється за модулем 2π за допомогою рівняння:

$$\Delta\Phi_{7point} = \tan^{-1} \left[\frac{7(I_3 - I_5) - (I_1 - I_7)}{8I_4 - 4(I_2 + I_6)} \right], \quad (3.11)$$

Цей алгоритм застосовується паралельно для кожного хвильового числа кожної лінії інтерферограми.

Наступний крок цього аналізу полягає у визначенні нахилу фази вздовж хроматичної осі для кожної лінії інтерферограми та в перетворенні його у варіацію профілю висоти z уздовж вертикальної лінії, завдяки рівнянню (3.11).

Справедливість цього алгоритму тепер перевіряється на змодельованій в Comsol Multiphysics інтерферограмі (рис. 3.7), що відповідає профілю з різким розривом. На рисунку 3.8 представлено профільну модель та розрахункову з семиточковим алгоритмом.

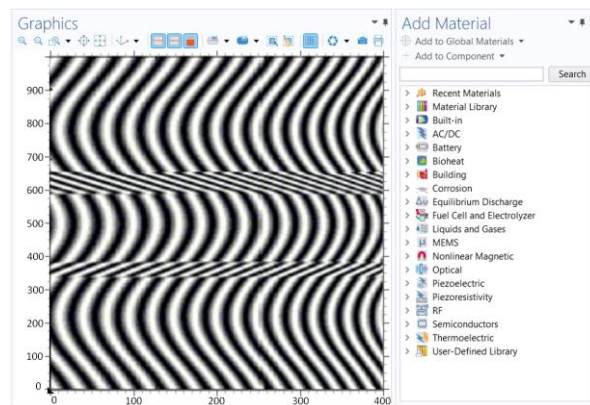


Рисунок 3.7 – Моделювання інтерферограми, за допомогою дзеркала низької якості

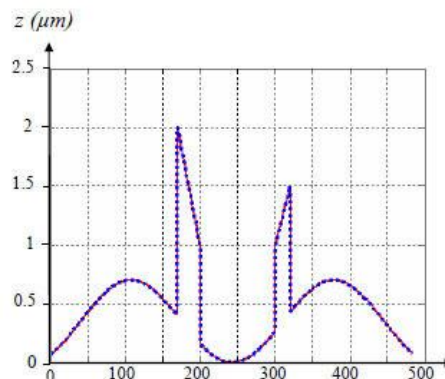


Рисунок 3.8 – Профіль неперервної моделі (червоним) і розрахований профіль за семиточковим алгоритмом (синім).

Максимальна похибка між моделлю та оцінкою її семиточкового алгоритму становить 0,2 нм, навіть для несучільної частини профілю (рис. 3.9) [7].

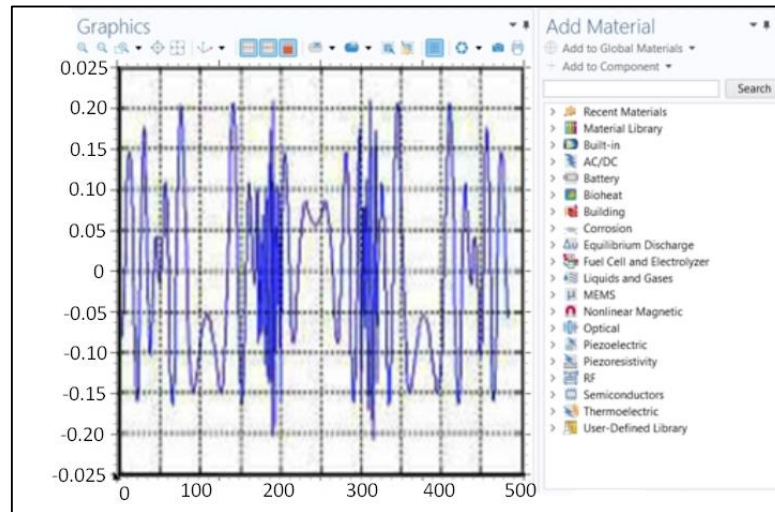


Рисунок 3.9 – Помилка між моделлю та імітацією

3.2.4 Результати експерименту

Медіанна фільтрована інтерферограма, отримана за допомогою плоского дзеркала з площинністю поверхні $\lambda/20$, представлена на рисунку 3.10. Значне зменшення пікової інтенсивності лазерної накачки на записаній інтерферограмі досягається діленням інтенсивності фону. Потім розраховується однолінійний профіль відповідно до алгоритмів, представлених у попередньому розділі. Цей профіль показаний на рисунку 3.11.

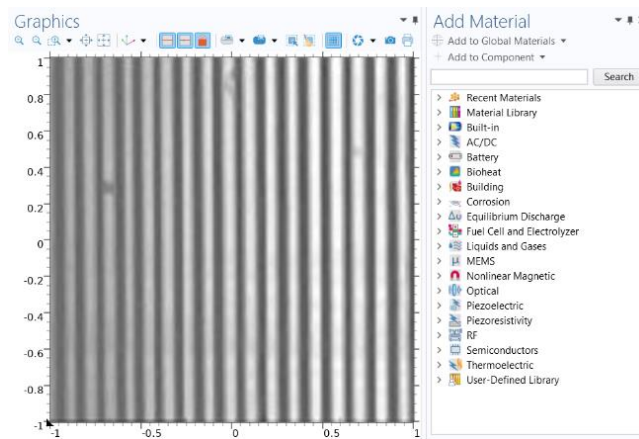


Рисунок 3.10 – Медіанна фільтрована інтерферограма, отримана за допомогою плоского дзеркала

Максимальне відхилення становить 6 нм. Тоді точність площинності дзеркальної поверхні еквівалентна заданій конструктором. Завдяки використаній системі візуалізації вимірюєна просторова роздільна здатність уздовж осі y становить 40 мкм, а спостережувана довжина лінії становить 19 мм.

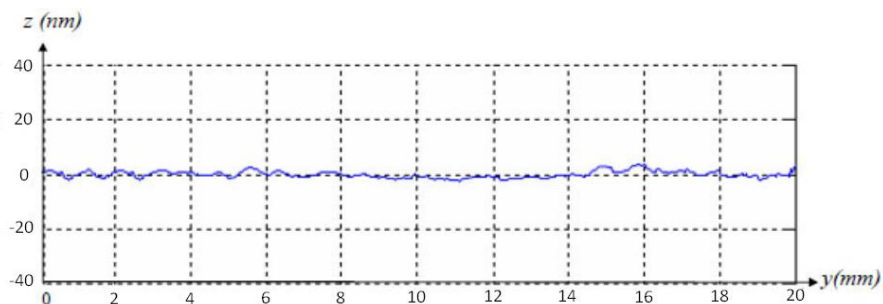


Рисунок 3.11 – Однолінійний профіль плоского дзеркала

Досягається той самий процес, що застосовується до іншого дзеркала, значення за замовчуванням якого вище $\lambda/2$. На рис. (3.12, 3.13) відповідно представлені результуюча оброблена інтерферограма та відповідний реконструйований профіль.

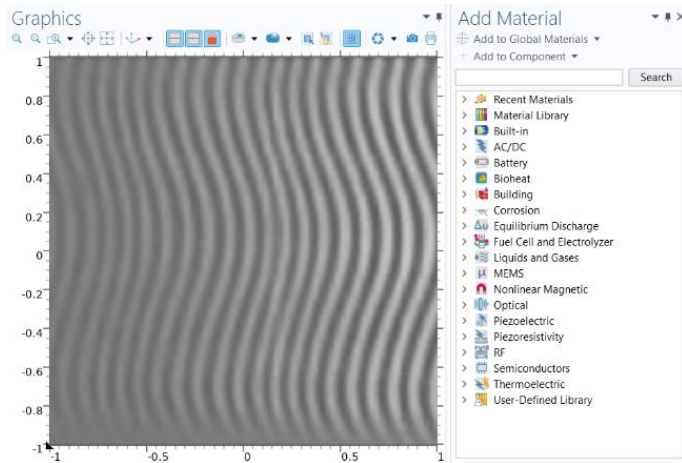


Рисунок 3.12– Експериментальна медіанна фільтрована інтерферограма, отримана за допомогою дзеркала низької якості

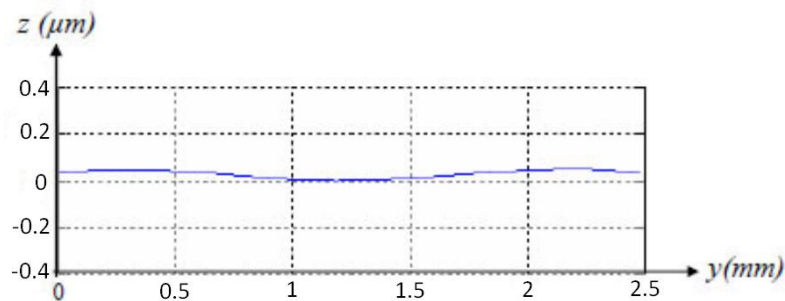


Рисунок 3.13 – Однолінійний профіль дзеркала низької якості

Однолінійний профіль цього дзеркала добре виконується розрахунком абсолютної фази на основі семиточкового алгоритму. Нарешті ми отримуємо максимальне відхилення 60 нм на цьому профілі. Просторова роздільна здатність уздовж осі ординат становить 18 мкм, а спостережувана довжина лінії становить 2,5 мм. Однак можна помітити, що через низьку якість дзеркала навіть галогенною лампою не можна записати інтерференційну картину.

Було змодельовано суперконтинуум у діапазоні від ультрафіолетового до інфрачервоного спектра (від 200 нм до 2000 нм). Також змодельовали

інтерференцію суперконтинуума, з такими характеристиками як: фазова модуляція, частота повторення імпульсів, результуючий спектр, основні функції інтерференції, просторова когерентність та експериментальні налаштування (використання інтерферометра Майкельсона). Отримано інтерференційну картину. Моделювання показало можливість застосування суперконтинуума в інформаційно – вимірювальних процедурах, у тому числі в інтерферометрах, і створених на основі інтерферометрів системи наприклад якими є гіроскопи.

За допомогою цієї методики виконаної в Comsol Multiphysics, можна виконувати профілометричні вимірювання з високою роздільною здатністю. У випадку дзеркала низької якості джерело суперконтинууму забезпечує інтерференційні картини з покращеною видимістю, що дає змогу реконструювати однолінійний профіль із збільшеним співвідношенням сигнал/шум [7].

ВИСНОВКИ

Метою кваліфікаційної роботи було математичне моделювання інтерференції суперконтинуума за допомогою програми Comsol Multiphysics. Для досягнення мети були поставлені та вирішені такі завдання: проведено аналіз фізичних принципів формування суперконтинууму, виконано моделювання спектральних характеристик суперконтинууму, моделювання процесу інтерференції суперконтинууму, розробка експериментальної моделі, дослідження просторової когерентності та розробка рекомендації щодо практичного використання суперконтинууму.

Проведено моделювання суперконтинууму в діапазоні від ультрафіолетового до інфрачервоного спектра. Також було змодельовано інтерференцію суперконтинууму з такими характеристиками, як фазова модуляція, частота повторення імпульсів, результуючий спектр, ключові функції інтерференції, просторова когерентність та експериментальні параметри. У результаті отримано інтерференційну картину. Моделювання продемонструвало перспективність застосування суперконтинууму в інформаційно-вимірювальних задачах, включаючи інтерферометри та системи, створені на їхній основі, наприклад, гіроскопи.

Отже, фемтосекундні інформаційні технології є невід'ємною складовою сучасного наукового і технологічного прогресу. Їх розвиток сприяє створенню нових підходів до опрацювання великих обсягів інформації та стимулює подальші дослідження у сферах оптики, квантових технологій та обчислювальних систем. Відкриття у цій галузі дозволяють нам вийти на новий рівень обчислювальних і інформаційних можливостей, що в довгостроковій перспективі здатне докорінно змінити багато аспектів нашого життя [7].

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Eric Udd, William B. Spillman, Fiber Optic Sensors: An Introduction for Engineers and Scientists. John Wiley & Sons, 2011. 512 p.
2. Alfano R.R. The Supercontinuum Laser Sourc.Verlag, Germany: Springer, 1989. 458 с.
3. Курський Ю.С., Гнатенко О.С., Моргун І.В., Одаренко Є.М. Лазерні, оптико-електронні прилади та системи. Ч. 4: монографія. Харків: Факт. 2024. 146 с.
4. Kurskoy Y.S., Hnatenko O.S., Afanasieva O.V. Application of Supercontinuum in Optical Gyroscopy // Journal of Nano- and Electronic Physics. 2023. Vol. 15. № 6. 06023
- 5 Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики. Т. 3. Оптика. Квантова фізика. Київ: Техніка, 1999. 520 с.
6. Born M., Wolf E., Bhatia A.B. Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. Cambridge University Press. 1980 985 с.
7. Robert W. Boyd. Nonlinear Optics. Amsterdam: Elsevier, 2020. 634 с.