

ІНСТИТУТ ФІЗИКИ НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК

Бугайчук Світлана Анатоліївна

УДК 53.01; 537.8; 535

**ДИСИПАТИВНІ СОЛІТОНИ ВЗАЄМОДІЇ ХВИЛЬ В ДИНАМІЧНИХ
НЕЛІНІЙНО-ОПТИЧНИХ СЕРЕДОВИЩАХ**

01.04.05 – оптика, лазерна фізика

Автореферат
дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора фізико-математичних наук

Київ – 2021

Дисертація є рукопис.

Робота виконана в Інституті фізики НАН України

Науковий консультант: доктор фізико-математичних наук,
член-кореспондент НАН України
НЕГРІЙКО Анатолій Михайлович,
завідувач відділу лазерної спектроскопії
Інституту фізики НАН України

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук, професор
ГРИГОРУК Валерій Іванович,
Київський національний університет імені Т.Шевченка,
факультет радіофізики, електроніки та
комп'ютерних систем,
завідувач кафедри квантової радіофізики

доктор фізико-математичних наук, професор
ФІТЬО Володимир Михайлович,
Національний університет “Львівська політехніка”,
професор Інституту телекомунікацій, радіоелектроніки
та електронної техніки

доктор фізико-математичних наук, професор
МАСЛОВ Вячеслав Олександрович,
Харківський національний університет імені
В.Н.Каразіна,
завідувач кафедри квантової радіофізики
факультету радіофізики, біомедичної електроніки
та комп'ютерних систем

Захист відбудеться “ 04 ” березня 2021 р. о 14:30 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.159.01 при Інституті фізики НАН України за адресою: 03028, Київ, проспект Науки, 46, конференц-зал Інституту фізики НАН України.

З дисертацією можна ознайомитись у бібліотеці Інституту фізики НАН України.

Автореферат розісланий “ 02 ” лютого 2021 р.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради

Чумак О.О.

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Сучасний розвиток елементної бази для комунікаційних та інформаційних технологій має вирішувати задачі пошуку нових ефективних методів перетворення, обробки та передачі оптичних даних. Вивчаючи нелінійну взаємодію лазерних пучків з речовиною, утворилась нелінійна фотоніка і нещодавно відокремилась в самостійну галузь науки. Її вагома складова – динамічна голографія базується на ефектах взаємодії хвиль в нелінійних реверсивних середовищах і належить до одного з найбільш перспективних засобів трансформацій світлових пучків і інформативних оптичних зображень [1].

Динамічна голографія базується на одночасній дії кількох процесів. Вони включають інтерференцію світлових променів з утворенням просторово-неоднорідної світлової структури (у найпростішому випадку – інтерференційного поля із синусоїдальним розподілом інтенсивності); фотоіндуковані зміни в нелінійно-оптичному середовищі показника заломлення, (та/або показника поглинання) [2]. В результаті в середовищі утворюється просторово-модульована структура – динамічна дифракційна ґратка. Дифракція лазерних пучків у такому неоднорідному середовищі спричинює складний перерозподіл інтенсивностей у вихідних лазерних пучках.

Самодифракція взаємодіючих лазерних пучків на утворених ними ж динамічних ґратках є узгодженим процесом, істотно залежним від інтенсивностей пучків, величини нелінійного відгуку, характерних часів релаксації тощо. Основними ефектами при самодифракції лазерних пучків на динамічній ґратці є перекачка енергії і перекачка фази в її дифракційних максимумах. Такі процеси широко досліджувались як експериментально, так і теоретично у фоторефрактивних середовищах [2-3]. Було показано, що ефект значної перекачки енергії між взаємодіючими хвилями відбувається внаслідок формування нелокальної динамічної ґратки в нелінійному середовищі, тобто ґратки, зсунутої у просторі відносно існуючої інтерференційної картини. Також в теоретичних роботах відмічалось, що у випадку перекачки енергії замість однорідного розподілу показника заломлення в динамічній ґратці, формується область просторової локалізації амплітуди ґратки вздовж напрямку розповсюдження хвиль [4-6]. Але такі зміни можуть спостерігатися лише в об'ємних середовищах, що мають великі значення нелінійності для нелокального відгуку. Цікавим фактом було те, що нелінійна система взаємодії хвиль з урахуванням динаміки середовища зводилась до єдиного рівняння типу синус-Гордона (у пропускній геометрії) або тангенс-Гордона (у відбиваючій геометрії) [6]. В стаціонарному випадку обвідна амплітуди ґратки ставала подібною до світлого (темного) солітона у пропускній (відбиваючій) геометрії самодифракції хвиль [5-6].

В дисертаційній роботі вперше теоретично і експериментально доведено формування нового типу дисипативного солітону в нелінійній системі самодифракції хвиль у динамічному нелінійно-оптичному середовищу, в якій ураховується релаксація ґратки. Для таких систем вперше був розроблений математичний апарат: параметричне нелінійне рівняння Шредингера (пНРШ), параметричне комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау (пКРГЛ), нелінійні рівняння

синус-Гордона і тангенс-Гордона з просторовим затуханням [7-8]. З його використанням показано, що в такій системі відбувається формування дисипативних солітонів взаємодії хвиль. Отже, для систем динамічної голографії знайдено новий різновид просторових оптичних солітонів, в яких локалізація амплітуди солітона відбувається по товщині середовища вздовж напрямку розповсюдження хвиль. Були знайдені стаціонарні розв'язки типу світлих і темних солітонів. Вони описують просторово-локалізований розподіл інтерференційної інтенсивності для взаємодіючих хвиль. Такий же просторовий профіль типу солітона буде мати амплітуда динамічної ґратки. Теоретичні результати були підтверджені експериментальними дослідженнями. Вперше експериментально отримано просторову локалізацію амплітуди динамічної ґратки [9]. Показано, що для амплітуди ґратки можна отримувати делокалізований (однорідний) профіль, або просторово локалізований профіль типу солітона в залежності від співвідношення інтенсивності вхідних хвиль в об'ємних фоторефрактивних середовищах.

В дисертаційній роботі досліджено різні типи дисипативних солітонів взаємодії хвиль та їх залежність від параметрів нелінійної системи. Показано, що різні типи солітонних розв'язків передбачають нові ефекти, які можуть виникати при самодифракції хвиль в динамічних середовищах. Серед таких ефектів нами виявлено і досліджено: підсилення і компресія лазерних імпульсів що визначаються співвідношенням вхідних інтенсивностей хвиль і часом релаксації динамічної ґратки; формування автоосциляцій вихідних інтенсивностей хвиль в системах з неперервною накачкою; підсилення когерентних лазерних пучків з широким динамічним діапазоном підсилення в голографічному кореляторі, який включає систему узгоджених тонких фазових ґраток; виникнення імпульсів високої (або низької) інтенсивності (екстремальних подій) як результат комплексної нелінійної динаміки самодифракції хвиль. Також науково обґрунтовані процеси оптимізації вихідних параметрів для вже відомих ефектів, таких як обернення хвильового фронту, чисто-оптичні перемикачі світла, оптичні логічні елементи, сповільнення світла.

Одним із пріоритетних напрямків сучасної динамічної голографії є створення і використання нових тонких світло-чутливих матеріалів з високою швидкістю [10-11]. В дисертаційній роботі розроблена математична модель для самодифракції хвиль в режимі Рамана-Ната в тонких середовищах. Отримані аналітичні розв'язки для вихідних інтенсивностей хвиль у високих порядках самодифракції [12]. Методом динамічної голографії експериментально досліджені нелінійно-оптичні характеристики нових матеріалів [12, 13].

Одержані в дисертаційній роботі результати мають важливе значення для теоретичної нелінійної фізики, оскільки у розгляд вводиться новий різновид просторового солітона. Водночас, використовуючи методи динамічної голографії, створюється можливість теоретичного і експериментального моделювання фундаментальних властивостей дисипативних солітонів в інших складних нелінійних системах, таких як бозе-ейнштейнівська конденсація, високотемпературна надпровідність, нелінійні нейронні мережі, біологічні структури, моделі навколишнього середовища, тощо.

Актуальність теми.

Сучасна динамічна голографія набуває новий виток розвитку, що зумовлено факторами практичного характеру. Це перехід комунікаційних технологій на оптичні лінії зв'язку, підвищення їхньої інформаційної ємності використанням оптичних каналів передачі зображень, перетворення і обробка зображень в тонких нелінійно-оптичних плівках на базі органічних матеріалів, отримання і дослідження зображень в реальному часі в біологічних об'єктах та в медицині, потребою високої швидкодії при роботі з цифровою голографією, передачею оптичних даних по Інтернету [1, 10].

Все це потребує створення нових методів перетворень лазерних пучків. Динамічна голографія належить до області нелінійної фізики. Дослідження нелінійних систем в різних галузях науки набувають широкого розвитку. Це пов'язано з тим, що саме в нелінійних системах характерними є ефекти самоорганізації систем [14], що призводить до формування стійких просторово-часових локалізованих станів – дисипативних солітонів. Теоретично і експериментально вже виявлено багато типів дисипативних солітонів: від стійких у часі стаціонарних просторово-локалізованих станів включаючи двовимірні і тривимірні просторові структури, до виникнення автоосциляцій зі стійкими просторовими і часовими періодами, вибухаючих пульсацій інтенсивності, або формування хвиль з надвисокими амплітудами – екстремальних подій і «хвиль-убивць» [15-17]. Багато утворених різних типів дисипативних солітонів в нелінійних системах розглядаються в аспекті їх практичних застосувань.

В дисертаційній роботі вперше показано теоретично і експериментально, що в нелінійній системі самодифракції хвиль в динамічному середовищі з релаксацією виникають дисипативні солітони взаємодії хвиль. Вони представляють собою новий різновид просторових солітонів, що утворюються в системах динамічної голографії. Нами доведено, що мінімальними умовами формування дисипативних солітонів взаємодії хвиль є нелокальність нелінійно-оптичного відгуку середовища та врахування динаміки нелінійно-оптичного відгуку, що включає його підсилення пропорційне інтенсивності світла та часову релаксацію. Дисертаційна робота присвячена виявленню і дослідженню умов формування дисипативних солітонів взаємодії хвиль, дослідженню різних типів дисипативних солітонів та їх залежність від конкретних параметрів нелінійної системи.

Показано, що утворення різних типів дисипативних солітонів при динамічній самодифракції хвиль може призводити до нових ефектів для вихідних взаємодіючих хвиль. Нами були отримані і дослідженні такі нові ефекти, що виникають при взаємодії хвиль в динамічних середовищах з нелокальним відгуком, або в системах з фазовою затримкою для одного із світлових пучків. Розроблена також методика досліджень нелінійно-оптичних характеристик в тонких середовищах методом самодифракції Рамана-Ната. Запропоновано і розроблено новий тип комірок рідких кристалів, що містять фотонні кристали і забезпечують ефективний нелінійно-оптичний відгук. Знайдені нові матеріали є перспективними для використання в оптичних модуляторах світла, призначених для передачі і перетворень великих об'ємів оптичної інформації.

Результати, отримані в дисертаційній роботі, є новими для теоретичної нелінійної фізики. Одержані результати досліджень можна використати в інших областях фізики і технологій, і, що важливо, розширити для складних нелінійних систем. Зокрема для нейронних мереж, інтегральної оптики, біологічних систем, моделювання клімату і екології, тощо.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана у відповідності з планами наукової діяльності відділів оптичної квантової електроніки і фізики кристалів Інституту фізики НАН України в рамках таких тем:

1. “Дослідження процесів формування генераційних характеристик вимушеного випромінювання у лазерах з керованими параметрами для застосування при розв’язуванні науково-технічних та прикладних задач” Національної академії наук України (номер держреєстрації 0198U00632).

2. “Нелінійна лазерна динаміка оптичних вихорів, фоторефрактивних взаємодій та біосистем” Національної академії наук України (номер держреєстрації 0198U002138).

3. “Фізична оптика когерентних світлових полів, створених за допомогою взаємодій в нелінійних середовищах, комп’ютерно-синтезованих голограм і оптичних волокон, лазерна фотохімія біооб’єктів” Національної академії наук України (тема № В/66).

4. “Структура складних світлових полів та світлоіндуковані процеси в конденсованому стані” Національної академії наук України (тема № В/107).

5. “Дослідження фототрансформацій бактеріородопсину та його мутантів для динамічної голографії і оптичної обробки інформації у реальному часі” Фонд цивільних досліджень та розвитку США (CRDF) (грант UB2-2427-KV-02).

6. “Нелінійно-оптичні, електричні та рентгеноструктурні дослідження багатофункціональних композитів на основі електропровідності рідких кристалів з фотоактивними центрами” Національної академії наук України (номер держреєстрації 0107U002352).

7. “Нові наноструктуровані композитні матеріали на мезоморфних солях алканоатів металів для електронних та фотонних інформаційних систем” Українського науково-технічного центру (УНТЦ) (проект № 7 – 4914/08).

8. “Структура та нелінійно-оптичні властивості нових композитів алканоатів металів з фото-чутливими центрами органічного та неорганічного походження (барвники, нанонапівпровідники та ін.) для застосувань в приладах швидкісної фотоніки” Національної академії наук України (номер держреєстрації 0112U002508).

9. “Оптичні, електрофізичні, магніто-транспортні властивості атомно-молекулярних систем та твердотільних об’єктів з різним типом провідності та структурної організації” Національної академії наук України (номер держреєстрації 0112U001716).

10. “Електричні, магнітні та нелінійно-оптичні властивості нанодисперсій частинок різної природи в орієнтованих рідких кристалах” Національної академії наук України (номер держреєстрації 0117U002482).

11. “Фундаментальні процеси, що визначають властивості новітніх фізичних об’єктів та матеріалів для електроніки, оптоелектроніки, фотоніки та спінтроніки” Національної академії наук України (номер держреєстрації 0117U002612).

12. “Рідкокристалічні колоїди: властивості та застосування”, Національної академії наук України (номер держреєстрації 0118U003381).

Мета роботи та завдання дослідження. Метою дисертаційної роботи є розробка теоретичних основ для нового різновиду просторових солітонів, а саме – дисипативних солітонів взаємодії хвиль, які формуються при самодифракції хвиль в системах динамічної голографії; вивчення різних типів таких дисипативних солітонів, їх залежність від параметрів нелінійної системи; теоретичні і експериментальні дослідження нових ефектів, які описуються різними типами знайдених солітонних розв’язків.

Перед автором дисертації були поставлені такі завдання:

- виведення нелінійних еволюційних рівнянь (типу нелінійного рівняння Шредингера, комплексного рівняння Гінзбурга-Ландау, нелінійних рівнянь синус-Гордона і тангенс-Гордона), які мають солітонні розв’язки, для випадку взаємодії хвиль в динамічних нелінійних середовищах з релаксацією;
- отримання аналітичних стаціонарних розв’язків типу світлих солітонів і темних солітонів для системи взаємодії хвиль в динамічній голографії;
- проведення експериментальних досліджень феномену зміни просторової локалізації для обвідної амплітуди динамічної ґратки, що виникає при самодифракції хвиль в об’ємних фоторефрактивних кристалах, дослідження методів керування такою локалізацією;
- знаходження розв’язків для нестационарних стійких станів (бризерів) та їх залежності від параметрів нелінійно-оптичної системи;
- розробка і дослідження нових методів керування лазерними пучками при їх взаємодії в нелінійних середовищах, що ґрунтуються на зміні просторової локалізації для обвідної амплітуди динамічної ґратки (формуванні делокалізованих і просторово локалізованих ґраток);
- експериментальні і теоретичні дослідження взаємодії хвиль в гібридних комірках рідких кристалів, що містять фотонні кристали;
- розробка науково обґрунтованих пропозицій прикладних застосувань дисипативних солітонів взаємодії хвиль в системах нелінійної фотоніки.

Об’єктом дослідження є когерентні лазерні пучки та оптичні дисипативні солітони в нелінійно-оптичних середовищах з динамічним нелокальним відгуком.

Предметом дослідження є дво- і чотиріпучкова взаємодії лазерних хвиль в динамічних нелінійно-оптичних середовищах з релаксацією; процеси формування дисипативних солітонів при самодифракції хвиль в таких середовищах; математичні моделі дисипативних солітонів.

Методи досліджень. Використовувались методи теоретичної фізики для досліджень дисипативних солітонів та нелінійно-оптичних систем, комп’ютерне моделювання нелінійних систем та їх розв’язків, експериментальні методи

динамічної голографії на базі об'ємних фоторефрактивних кристалів і тонких фото-чутливих матеріалів, експериментальні методи дослідження перетворень лазерних пучків в оптичних кореляторах. Цим забезпечувалась достовірність результатів дисертації.

Наукова новизна одержаних результатів. В дисертаційній роботі вперше проводяться систематичні дослідження дисипативних солітонів взаємодії хвиль (ДСВХ), що формуються при самодифракції лазерних пучків в динамічних нелінійно-оптичних середовищах з релаксацією.

В результаті виконання роботи:

- Вперше одержані параметричне нелінійне рівняння Шредингера (пНРШ) (у відбиваючій геометрії) та параметричне комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау (пКРГЛ) (у пропускну геометрії) для нелінійної системи, яка складається з рівнянь зв'язаних хвиль і еволюційного рівняння для амплітуди динамічної ґратки.

- Вперше експериментально отримано і досліджено формування неоднорідного розподілу амплітуди фазової динамічної ґратки при самодифракції лазерних пучків в об'ємному фоторефрактивному кристалі. Обвідна амплітуди ґратки набувала форму, подібну до світлого солітону, у відповідності з теоретичними передбаченнями. Експериментально показано зміни ступеня локалізації солітона в залежності від співвідношень інтенсивностей вхідних хвиль. Це збігається з результатами аналітичних розв'язків такого солітона.

- Теоретично пояснено ефект збільшення дифракційної ефективності перекачки енергії при зменшенні інтенсивності сигнального пучка для самодифракції хвиль на нелокальній динамічній ґратці. Дифракційна ефективність визначається величиною інтегралу під солітонним профілем для амплітуди динамічної ґратки в середовищі. Ступінь локалізації солітона та величина його максимуму залежить від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль, і ці величини будуть збільшуватися при умові вхідного сигнального пучка значно слабшого відносно інтенсивності пучка накачки. (Вважається, що сигнальний пучок має компоненту хвильового вектора, направлену вздовж зсуву ґратки відносно світлової інтерференційної картини).

- Показано, що розв'язки ДСВХ для отриманих рівнянь пНРШ і пКРГЛ описують нові ефекти в динамічній системі самодифракції хвиль. Серед цих теоретично передбачених ефектів досліджені такі: періодичні автоосциляції вихідних інтенсивностей хвиль при неперервній накачці, що описуються багатосолітонними розв'язками типу бризерів, звуження і підсилення лазерних імпульсів, екстремальні події – формування імпульсів з високою (або малою) інтенсивністю. Існування всіх цих розв'язків визначається набором параметрів нелінійної системи.

- Вперше показано теоретично і експериментально, що в системі двох тонких голографічних фазових ґраток, рознесених на деякій відстані одна від одної, за певних умов можуть реалізовуватися умови бреггівської дифракції хвиль для вхідного інтерференційного поля, сформованого двома лазерними пучками. Експериментально і теоретично показана можливість нового режиму перекачки

енергії в такій штучній системі, де значно підвищується динамічний діапазон для підсилення інтенсивності сигнального пучка на виході системи.

– Розроблена математична модель для випадку, коли можна використовувати самодифракцію хвиль на тонких зразках (плівках) в режимі Рамана-Ната як методику для визначення нелінійно-оптичних констант матеріалів, враховуючи втрати на поглинання і розсіювання світла. Вперше запропоновано виготовлення гібридних комірок рідких кристалів, що містять фотонний кристал. Показано, що в гібридних комірках з фотонним кристалом нелінійно-оптичні константи більші, ніж у традиційних комірках, виготовлених на плоских підкладках.

Практичне значення одержаних результатів. В сучасних технологіях швидко розвиваються голографічні методи, що базуються на взаємодії лазерних хвиль, для трансформацій лазерних пучків, передачі, обробки і перетворення оптичних зображень. Корисні застосування можливі в різних галузях, включаючи комунікаційні системи, космічні дослідження, вивчення біологічних об'єктів, в медицині тощо. В дисертаційній роботі, де розглядається самодифракція хвиль в динамічних нелінійних середовищах, отримано теоретичні моделі, які загальноприйняті для опису дисипативних солітонів. Це дозволяє використовувати вже існуючі солітонні розв'язки для динамічних голографічних систем взаємодії хвиль.

В дисертаційній роботі отримано і досліджено ряд нових ефектів і систем, що базуються на формуванні дисипативних солітонів взаємодії хвиль:

– оптимізація обернення хвильового фронту (ОХФ) з великим коефіцієнтом підсилення інтенсивності ОХФ-хвилі;

– періодичні автоосциляції вихідних інтенсивностей хвиль та методи керування періодом і амплітудою цих осциляцій;

– оптично кероване дзеркало на волоконних бреггівських ґратках;

– оптичні логічні елементи: “NOR” (стрілка Пірса) і “OR”;

– звуження і підсилення лазерних імпульсів;

– “екстремальні хвилі” – генерація імпульсів з високою (або низькою) інтенсивністю в режимі самодифракції Рамана-Ната;

– створення гібридних комірок рідких кристалів, що містять фотонні кристали, які характеризуються великими значеннями коефіцієнтів нелінійно-оптичного відгуку внаслідок поверхнево-індукованого фоторефрактивного ефекту;

– створення на базі системи тонких фазових ґраток голографічного підсилювача з широким динамічним діапазоном зміни інтенсивностей вихідних хвиль;

– метод визначення нелінійно-оптичних коефіцієнтів в тонких плівках.

На базі цих досліджень можуть бути створені і впроваджені в практику нові елементи та системи для перетворення параметрів лазерних пучків, включаючи перетворення і обробку оптичні зображення.

Результати, отримані в дисертаційній роботі, будуть корисні для міждисциплінарних досліджень різних типів дисипативних солітонів, оскільки вони базуються на математичних моделях, які є універсальними для різноманітних нелінійних систем. Нелінійна взаємодія хвиль в динамічних середовищах може

використовуватися як модельна система для теоретичних і експериментальних досліджень дисипативних солітонів в складних нелінійних системах, які тепер досліджуються не тільки у фізиці, а і в інших галузях наук: хімії, біології, інформатиці, геофізиці, тощо. Такі дослідження можуть бути проведені в Інституті фізики НАНУ (Україна), та в інших дослідницьких експериментальних і теоретичних інститутах та установах як в нашій країні, так і за кордоном.

Особистий внесок здобувача. Дослідження проводились у міжнародній співпраці з експериментаторами з: Дослідницького Інституту фізики твердого тіла і оптики (Угорщина), TEDA Коледжу Університету Нанкаї (Китай); а також з математиками і з фізиками-теоретиками з: Інституту Макса Планка фізики комплексних систем (Дрезден, Німеччина), факультету теоретичної фізики Університету Байройта (Німеччина), Інституту Аналізу Університету ім. Дж. Кеплера (Лінц, Австрія). Всі теоретичні результати щодо виведення рівнянь, формул, написання програм і проведені теоретичні розрахунки та обчислення графіків, що увійшли до дисертації, виконані особисто її автором. Частина експериментальних досліджень проводилась безпосередньо автором або у співпраці з експериментальними групами Дослідницького Інституту фізики твердого тіла і оптики (Угорщина), TEDA Коледжу Університету Нанкаї (Китай) та Інституту фізики НАН України. Автор дисертації брала безпосередню участь в постановці задач, поясненні отриманих результатів, формулюванні висновків проведеної роботи та написанні статей.

Матеріалами дисертації опубліковано у 39 статтях у фахових міжнародних наукових журналах, з них 33 індексуються нанометричними базами Scopus та Web of Science, 4 статті одноособові, ще у 30 статтях автор дисертації є першим автором, і у 34 статтях автор дисертації є автором, що листується з редакцією журналу.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертаційної роботи Бугайчук С.А. були представлені та обговорені на наступних міжнародних наукових конференціях:

1. 4-й Міжнародній конференції по взаємодії хвиль, м. Лінц, Австрія, 2018.
2. Комплексні системи з затримкою у часі, м. Бад-Хоннеф, Німеччина, 2018.
3. “Екстремальні події” і “хвилі-убивці”, м. Бад-Хоннеф, Німеччина, 2016.
4. Нанотехнології і наноматеріали, м. Львів, Україна, 2016.
5. Хвилі, солітони і турбулентності в оптичних системах, м. Берлін, Німеччина, 2015.
6. Міжнародна конференція по фоторефрактивним ефектам, матеріалам і пристроям, м. Вінчестер, Великобританія, 2013.
7. “Хвилі-убивці”, м. Дрезден, Німеччина (2011).
8. Локалізовані структури в дисипативних нелінійних системах, м. Берлін, Німеччина, 2010.
9. Передова фотоніка та відновлювальна енергетика, м. Карлсруе, Німеччина, 2010.
10. Нелінійні хвилі: 50 років після Фермі-Паста-Улама, м. Руан, Франція, 2005.
11. XV конференція по рідким кристалам, м. Закопане, Польща, 2003.

На всіх конференціях, окрім 6-ої, автор дисертації робила доповіді особисто.

За матеріалами дисертаційної роботи зроблено доповіді на наукових спецсеминарах в Інституті фізики НАН України, та Науковій Раді в Інституті фізики НАН України.

Публікації. Результати дисертації опубліковано у 39 статтях у провідних фахових наукових виданнях, в тому числі в міжнародних журналах з високим імпакт-фактором, таких як: Physical Review E, Nanoscale Research Letters, Journal of Molecular Liquids, Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, Molecular Physics, та інших, а також у 11 тезах доповідей до 11 міжнародних наукових конференцій.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, п'яти розділів, загальних висновків, списку використаних літературних джерел що налічує 308 посилань. Загальний обсяг дисертації складає 315 сторінок, 4 таблиці та 84 рисунки.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У **вступі** до дисертації наведено загальну характеристику області досліджень, обгрунтовано актуальність теми дисертації та доцільність проведення досліджень, сформульовані мета та завдання роботи, визначено об'єкт, предмет і методи досліджень, показана наукова новизна та практичне значення отриманих результатів. Відзначено особистий внесок здобувача та наведені основні відомості про зв'язок роботи з науковими програмами та її апробацію на наукових конференціях і семінарах. Надані відомості про структуру та обсяг дисертації.

У **першому розділі** дисертаційної роботи зроблено огляд сучасних досягнень в області динамічної голографії, оптичних дисипативних солітонів і механізмів нелокального нелінійно-оптичного відгуку в різних матеріалах. Фізичні основи динамічної голографії базуються на взаємодії лазерних пучків в нелінійно-оптичних середовищах. Особливостям взаємодії хвиль в різних матеріалах і пов'язаних з цим ефектам присвячено багато літератури (див., наприклад, [1-6, 10, 18-22]). Оскільки в дисертаційній роботі розглядається взаємодія хвиль з формуванням нелокальних динамічних ґраток, у розділі велика увага приділена механізмам нелокального нелінійно-оптичного відгуку. Нелокальність відгуку проявляється в багатьох середовищах при відповідних умовах. Це можуть бути нелінійності, пов'язані з певними транспортними процесами, такими як транспорт зарядів в сегнетоелектричних кристалах, дифузія молекул або атомів, що супроводжують нелінійне поширення світла в парах атомів, виникнення циркулярних фотовольтаїчних струмів в фоторефрактивних кристалах [2-3, 18, 20]. Далекодія та переорієнтація анізотропних молекул внаслідок поширення оптичного поля є відповідальними за нелокальний відгук в нематичних рідких кристалах [21-22]. Водночас нелокальність виникає при перехідних процесах запису ґраток в середовищах з інерційним відгуком, створення рухливих світлових полів при невидродженій по частоті взаємодії лазерних пучків, а також при параметричній

багатохвильовій взаємодії, коли посилення однієї хвилі визначається поляризацією, створеною іншими хвилями [19].

В другій частині розділу зроблено огляд сучасних досягнень в області оптичних дисипативних солітонів. Солітони стали одним із пріоритетних напрямків нелінійної фізики, що швидко розвивалася з 60-х років минулого століття. Були створені математичні моделі, що мають солітонні розв'язки – нелінійні еволюційні рівняння Кортевега-де-Фріза, синус(тангенс)-Гордона, нелінійне рівняння Шредингера (НРШ) [23]. Солітони описують стійкі просторові, часові, або просторово-часові локалізовані стани, що виникають в нелінійних системах. Класичні оптичні солітони описують хвилю, яка не дифрагує, тобто зберігає свою форму при розповсюдженні в нелінійному середовищі. В оптиці широкого відомі дослідження розповсюдження солітонів у світловолокнах. З початку теперішнього сторіччя формується концепція дисипативних солітонів, особливістю яких є те, що вони утворюються у відкритих (не консервативних) нелінійних системах, де є постачання енергії та її дисипація [15, 17]. Оптичні дисипативні солітони знайдені і досліджуються в багатьох нелінійних системах: в лазерах з синхронізацією мод, в широкоапертурних схемах напівпровідникових лазерів і оптичних кореляторів, оптичних хвилеводах і розгалужувачах у фотонних кристалах і схемах інтегральної оптики тощо. Розширюється математичний апарат нелінійних солітонних систем. Серед найпростіших математичних моделей, що описують дисипативні солітони – це комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау (КРГЛ), а також різні розширені модифікації НРШ. Тепер відомо багато аналітичних солітонних та стійких нестационарних розв'язків класичного НРШ. Постійно знаходяться нові, здебільше чисельні розв'язки КРГЛ та модифікованих НРШ, які описують різні стійкі просторово-часові структури, і такі екзотичні стани як екстремальні хвилі і “хвилі-убивці” [16].

У **другому розділі** дисертації сформульовано визначення дисипативних солітонів взаємодії хвиль, що базується на теоретичних і експериментальних дослідженнях самодифракції хвиль в середовищах з нелокальною оптичною нелінійністю. Розділ включає 7 підрозділів, і далі наведено огляд кожного з них.

Підрозділ 2.1 присвячений обґрунтуванню базової нелінійної системи взаємодії хвиль в динамічних середовищах, в якій формуються дисипативні солітони. Найпростіша модель включає двопучкову взаємодію когерентних лазерних хвиль. Розглядаються обидві геометрії: пропускна і відбиваюча. Для описання взаємодії хвиль в анізотропних середовищах використовується модель зв'язаних хвиль, яка отримується з хвильового рівняння [19]. В нелінійних середовищах вектор електричної індукції записується у вигляді $D(t, r) = [\epsilon_0 + \Delta\epsilon(t, r)]E(t, r)$, де ϵ_0 – діелектрична проникність середовища, а складова $\Delta\epsilon(t, r)$ описує фотоіндуковані зміни діелектричної проникності; $E(t, r)$ – вектор електричного поля, t – час, r – вектор координати. При змішуванні двох когерентних хвиль формується інтерференція світла у вигляді синусоїдального розподілу інтенсивності з періодом Λ . Це просторово періодичне світлове поле в об'ємному нелінійному середовищі періодично модулює діелектричну проникність. Розв'язок для $\Delta\epsilon(t, r)$ записується у вигляді просторової ґратки: $\Delta\epsilon(t, r) = [\epsilon_1(t, r)e^{iKr} + c.c.]/2$, $c.c.$ позначає

комплексно спряджену величину, а хвильовий вектор ґратки $|K|=K=2\pi/\Lambda$ відповідає тому ж самому просторовому періоду, що і в інтерференційному полі, тобто задовольняє умові Брегга $K=k_1-k_2$, де k_1 та k_2 – хвильові вектори взаємодіючих світлових пучків. Виявляється, що у більшості динамічних середовищ нелінійно-оптичний відгук є комплексним – включає як локальну компоненту, так і нелокальну, тобто просторово зміщену [19]. Тому $\epsilon_1(t, \mathbf{r})$ можна записати у вигляді суми локальної $\epsilon_L(t, \mathbf{r})$ і нелокальної $\epsilon_N(t, \mathbf{r})$ складових: $\epsilon_1 = \epsilon_L + i\epsilon_N$. Далі буде розглядатися самодифракція хвиль саме на нелокальній динамічній ґратці. Тому зручно ввести позначення:

$$\epsilon_1 = iQ = iQ e^{-i\psi} = i[\epsilon_N - i\epsilon_L] \quad (1)$$

де $\tan(\psi) = \epsilon_L/\epsilon_N$. Коли локальна компонента ґратки $\epsilon_L = 0$, то Q описує амплітуду нелокальної ґратки. Зазначимо, що у загальному випадку під дією світла генерується також і ґратка поглинання (підсилення) $\Delta\alpha(t, \mathbf{r})$. Але для спрощення математичних моделей і виявлення основних закономірностей утворення дисипативних солітонів ми не будемо враховувати цей процес, за винятком деяких випадків, на які вкажемо окремо, і де $\Delta\alpha(t, \mathbf{r})$ буде входити в чисельні розрахунки.

Нелінійно-оптичний відгук Керрівського типу феноменологічно описується зміною поляризованості середовища – введенням доданку P_{NL} , який пов'язаний з діелектричною проникністю відомими співвідношеннями: $D = \epsilon_e E + P_L + P_{NL} = \epsilon_e E + \epsilon_e \chi^{(1)} E + P_{NL}$, $P_{NL} = (1/2) \chi^{(3)} \epsilon_e E_1 E_2^* E_3^* e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} + c.c.$, де $\chi^{(1)}$ – лінійна сприйнятливості середовища, $\chi^{(3)}$ – нелінійна сприйнятливості третього порядку і ϵ_e – діелектрична стала вакуума. Як правило, утворення фотоіндукованої ґратки показника заломлення пов'язано з кількома процесами, які виконуються одночасно (дивіться, наприклад, [3, 20] для фоторефрактивних кристалів, [22] для рідких кристалів, [24] для напівпровідників з підсиленням). Всі ці процеси можна описати одним рівнянням, що описує зміни $\Delta\epsilon(t, \mathbf{r})$ з часом, і яке в загальному випадку включає підсилення, релаксацію, дифузію та дрейф для амплітуди ґратки [19]. Ми зосередимося саме на цій динамічній моделі. Водночас зазначимо, що для опису кожного нелінійного середовища динамічна система повинна бути доповнена системою матеріальних рівнянь, які описують конкретні фізичні процеси, що призводять до змін $\Delta\epsilon(t, \mathbf{r})$.

Отже, базова нелінійна система складається з трьох рівнянь [7]:

$$\partial_z E_1(z, t) = Q(z, t) E_2(z, t); \quad \partial_z E_2^*(z, t) = -s Q(z, t) E_1^*(z, t) \quad (2)$$

$$\partial_t Q = \gamma_N \frac{I_m}{I_0} - \frac{1}{\tau} Q \quad (3)$$

де перші два рівняння – це рівняння зв'язаних хвиль для бреггівської самодифракції на нелокальній динамічній ґратці, а рівняння (3) – це еволюційне рівняння для амплітуди динамічної ґратки, яке включає в найпростішому випадку тільки дві складові: підсилення ґратки, пропорційне інтерференційній інтенсивності світла, та її експоненціальну релаксацію з часом. В системі (2)-(3) використані позначення:

∂_z , ∂_t – частинні похідні по відповідній координаті, $E_n(t, z) = E_n(t, z) \exp[i\varphi_n(t, z)]$ – комплексна амплітуда n -ї хвилі, що повільно змінюється, τ [сек] – константа релаксації нелінійності, $z = \tilde{z} k_0^2 / (2k_z)$ – безрозмірна координата, $\tilde{z}$ [м] – просторова координата в напрямку поширення хвиль, $k_1 = k_2 = n_0 k_0$ – модулі хвильових векторів світлових пучків, $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ – довжина світлової хвилі у вакуумі, $n_0^2 = \varepsilon_0$, γ_N [сек⁻¹] – константа підсилення нелокального відгуку середовища, вона позначає максимальну амплітуду зміщеної (нелокальної) ґратки. Константа $s=1$ у випадку пропускної геометрії і $s=-1$ для відбиваючої геометрії. Система (2)-(3) стосується випадку, коли відсутня локальна компонента динамічної ґратки $\varepsilon_L=0$. Для цього випадку виконується умова узгодження фаз: $(\varphi_1 - \varphi_2) + \psi = 0$. Із системи (2)-(3) ми отримаємо всі основні особливості утворення дисипативних солітонів взаємодії хвиль. Знову ж, введення додаткових складових як в еволюційне рівняння, так і в рівняння зв'язаних хвиль, буде призводити до виявленню нових ефектів, специфічних для окремих середовищ і випадків, і кожне заслуговує окремих досліджень.

Наш підхід полягає в тому, що ми розглядаємо систему (2)-(3) для функцій амплітуди динамічної ґратки $Q(t, z)$ і інтерференційної інтенсивності J_m :

$$J_m(t, z) = \frac{I_m(t, z)}{I_0(t, z)}; \quad I_m(t, z) = (I_m + I_m^*)/2; \quad I_m = E_1 E_2^* \quad (4)$$

$I_0 = |E_1 E_1^*|^2 + |E_2 E_2^*|^2 = I_1 + I_2$ – сумарна інтенсивність. Відмітимо, що в загальному випадку, $I_0 = I_0(t, z)$.

Особливістю самодифракції хвиль на нелокальній ґратці є ефект перекачки енергії між хвилями, що взаємодіють [2, 18-20]. На рис. 1 показані інтерференційна картина (світлова решітка) всередині нелінійного середовища, чисто нелокальна динамічна ґратка, яка має той же самий період, що і світлова решітка, але зсунута на чверть періоду у напрямку осі C . Також зображені вхідні інтенсивності хвиль і вихідні інтенсивності в пропускній і відбиваючій геометрії, що демонструє ефект перекачки енергії. При цьому підсилюється хвиля 1, яка має компоненту хвильового вектора в напрямку зсуву ґратки. Вже в перших роботах щодо теоретичного

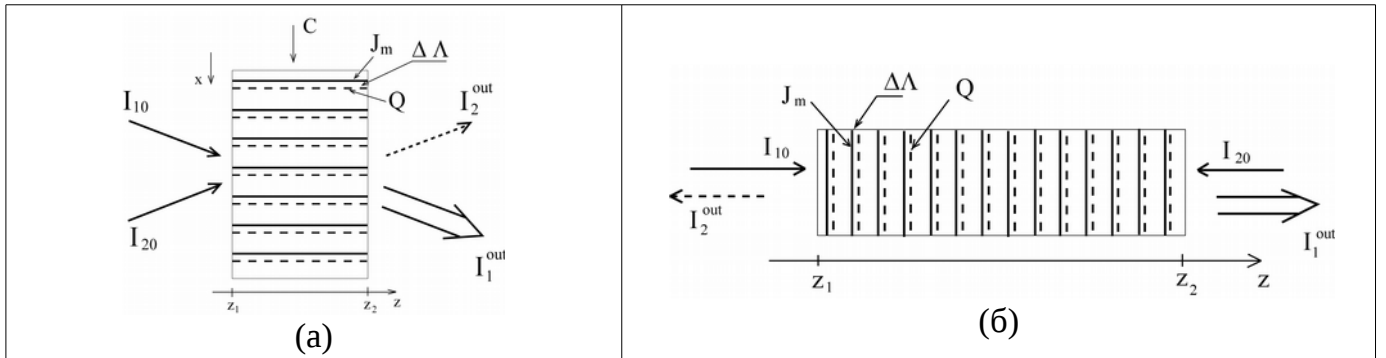


Рис. 1. Утворення чисто нелокальної ґратки і перекачка енергії при двопучковій взаємодії в пропускній геометрії (а) і у відбиваючій геометрії (б). Динамічна ґратка має просторовий зсув $\Delta\Lambda = \Lambda/4$ відносно максимумів світлової решітки; Λ – просторовий період ґратки.

дослідження перекачки енергії при взаємодії хвиль у фоторефрактивних середовищах відмічалось, що в цьому випадку обвідна амплітуди динамічної ґратки приймає просторово-локалізований розподіл всередині середовища [4]. Але щоб спостерігати цей ефект, середовище повинно бути дуже об'ємним вздовж напрямку розповсюдження хвиль z : $d=20$ см при $\gamma_N d=20$ [4]. Водночас можна відокремити інші ефекти, які виникають наслідок просторової локалізації обвідної амплітуди ґратки в динамічних середовищах. Так було показано, що в фоторефрактивному середовищі з великою константою підсилення кінетика стирання динамічної ґратки не описується експоненціальною залежністю, коли відсутній один із пучків [6]. Для пояснення цього ефекту були отримані нелінійні еволюційні рівняння типу синус-Гордона і тангенс-Гордона, що містять релаксаційну складову в поздовжньому z напрямку. Обвідна амплітуди ґратки набувала форму "світлого" солітона у пропускну́й геометрії і "темного" солітона у відбиваючій геометрії, які "рухались" в напрямку осі z , не змінюючи своєї форми.

У підрозділі 2.2 показано, як система (2)-(3) зводиться до одного нелінійного еволюційного рівняння Гордона, що включає складову, яка описує релаксацію по z . Рівняння зв'язаних хвиль (2) легко інтегруються, якщо ввести нову змінну

$$u(t, z) = \int_z Q(t, z) dz \quad (5)$$

Функція $u(t, z)$ має фізичний зміст фотоіндукованих змін оптичної довжини вздовж осі z , тобто в напрямку поширення хвиль. Розв'язки для вихідних інтенсивностей хвиль мають вигляд як $I_1 \sim \sin(2u)$ ($I_2 \sim -\sin(2u)$) для пропускну́й геометрії, і $I_1 \sim \text{ch}(2u)$ ($I_2 \sim -\text{ch}(2u)$) для відбиваючої геометрії. Після підстановки цих розв'язків в еволюційне рівняння (3) для функції $u(t, z)$ отримуються нелінійні еволюційні рівняння синус-Гордона і тангенс-Гордона з просторовою

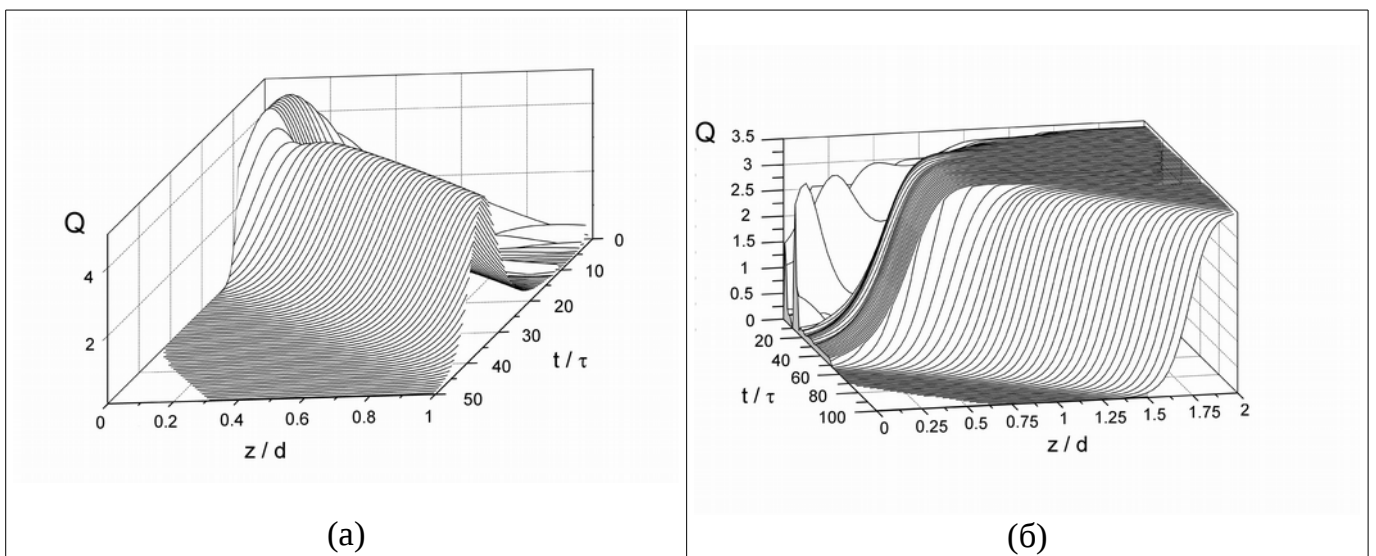


Рис. 2. Локалізовані профілі динамічної ґратки при її стиранні (для $t/\tau > t_0$, $I_{10}=0$) при двопучковій взаємодії: (а) пропускуна геометрія, $I_{10}=0.1$, $I_{20}=0.9$, $\gamma_N d=10$, $t_0=10$; (б) відбиваюча геометрія, $I_{10}=0.05$, $I_{20}=0.95$, $\gamma_N d=7$, $t_0=50$.

релаксацією $\partial u / \partial z$:

$$\tau \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial z} + \frac{\partial u}{\partial z} = \gamma_N \tau \cdot \sin[2u + \beta_{tr}] , \quad \tau \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial z} + \frac{\partial u}{\partial z} = \gamma_N \tau \cdot th[2u + \beta_{ref}(t)] \quad (6)$$

де коефіцієнти β_{tr} і $\beta_{ref}(t)$ визначаються вхідними інтенсивностями хвиль ($\beta_{tr} = \arccos[(I_{20} - I_{10})/I_0]$, $\beta_{ref}(t) = \operatorname{arccch}[I_0(z=0)/(I_{10} + I_{2d})]$). Нагадаємо, що нелінійні рівняння синус-Гордона і тангенс-Гордона (без складової релаксації) належать до класичних нелінійних рівнянь, що описують топологічні солітони [23]. На рис. 2 розраховані профілі амплітуди ґратки при її стиранні з часом (коли після запису стаціонарної ґратки перекривається пучок 1) в середовищі з сильним підсиленням. Видно, що крім початкового моменту, профіль ґратки не змінює своєї форми і розповсюджується як солітон.

У підрозділі 2.3 отримуються аналітичні розв'язки системи (2)-(3) для стаціонарного стану. Ці розв'язки мають форму світлого солітона для пропускну геометрії і темного солітона для відбиваючої геометрії. Досліджена їх залежність від параметрів нелінійної системи. Задачу зручно розглядати, якщо ввести нормовані інтенсивності: $J_m = I_m/I_0$ – інтерференційну інтенсивність, $J_d = (I_2 - I_1)/I_0$ – різницю інтенсивностей. В стаціонарному стані амплітуда ґратки є функцією від z :

$$Q_{st}(z) = \gamma_N \tau J_m(z) \quad (7)$$

а система зв'язаних хвиль (2) перепишеться у вигляді еквівалентної системи для нових функцій:

$$\frac{dJ_m}{dz} = Q_{st} \left[2 \frac{(I_2 + sI_1)}{I_0} - (s+1)J_m^2 \right] ; \quad \frac{dI_d}{dz} = (s-1)Q_{st}I_m ; \quad \frac{dI_0}{dz} = (s+1)Q_{st}I_m \quad (8)$$

Ця система має різні перші інтеграли в залежності від знака $s = \pm 1$. Для пропускну геометрії перший інтеграл є $I_0 = \text{const}$, а у відбиваючій геометрії $I_d = \text{const}$. Залежність $I_0(z)$ у відбиваючій геометрії пояснюється тим, що хвиля накачки I_2 при розповсюдженні вздовж осі z від $z=d$ до $z=0$ частково відбивається від динамічної ґратки. Система (8) легко інтегрується, після чого знаходяться такі стаціонарні розв'язки:

для пропускну геометрії:

$$J_m(z) = \frac{C_{tr}}{ch(2\gamma_N \tau C_{tr} z - C_{tr} p_r)} \quad (9)$$

для відбиваючої геометрії:

$$J_m(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + th(2\gamma_N \tau z - p_r)} \quad (10)$$

Перші інтеграли систем $C_{tr}^2 = J_m^2 + J_d^2 = \text{const}$ та $C_{ref}(t) = I_0(t)(1 - J_m^2)$, і константи p_r та p_{ref} , знаходяться із вхідних інтенсивностей на границях середовища. Вихідні інтенсивності хвиль визначаються величиною $U_d = \int_{z_1}^{z_2} Q(z) dz$, $d = [z_1, z_2]$, яка означає площу під обвідною профілю амплітуди ґратки в межах нелінійного середовища довжиною d .

Розв'язки (9), (10) і співвідношення (7) показують, що профілі інтерференційної

інтенсивності та амплітуди динамічної ґратки є ідентичними в стаціонарному стані. Вони описують локалізацію обвідної амплітуди динамічної ґратки в об'ємному динамічному нелінійно-оптичному середовищі. Причиною такої локалізації є ефект перекачки енергії між світловими хвилями, що відбувається всередині середовища при їх самодифракції на нелокальній ґратці. Якщо на границю середовища

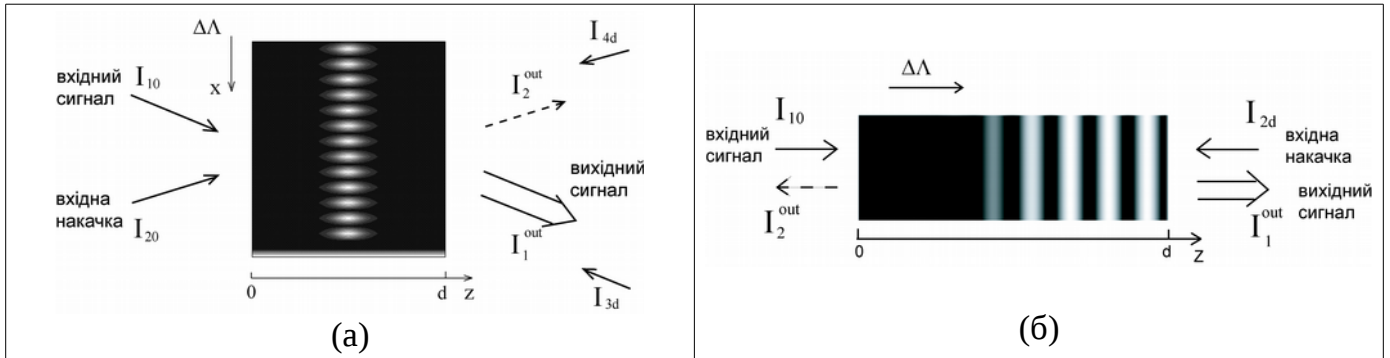


Рис. 3. Локалізовані стаціонарні ґратки в пропускій геометрії (а) і у відбиваючій геометрії (б). $\Delta\Lambda$ – напрямок зсуву нелокальної ґратки відносно світлової інтерференції.

подаються хвилі різної інтенсивності, внаслідок перекачки енергії взаємні інтенсивності хвиль будуть змінюватися всередині середовища, що призводить до зміни світлового контрасту. Максимум амплітуди ґратки буде в площині (x, y) , в якій знаходиться точка z_0 , де інтенсивності обох хвиль вирівнюються. На рис. 3 зображено вигляд локалізованих ґраток, амплітуди яких розраховані по формулах (9) і (10). Відмітимо, що ґратка рис. 3 (а) отримана для випадку чотирипучкової взаємодії із симетричними входними пучками і рівним співвідношенням входних інтенсивностей $I_{10}/I_{20}=I_{4d}/I_{3d}$. Тут максимум амплітуди ґратки формується в центрі нелінійного середовища.

Основними властивостями локалізованих ґраток є те, що ступінь локалізації обвідної амплітуди ґратки залежить від константи підсилення γ_N , та від співвідношення інтенсивностей входних хвиль: так якщо на вхід середовища подавати сигнальний пучок I_{10} , значно слабкіший від пучка накачки I_{20} (I_{2d}) – $I_{10} \ll I_{20}$ ($I_{10} \ll I_{2d}$), то буде формуватися ґратка з максимальною амплітудою і сильним ступенем локалізації. На якій можна досягти повну перекачку енергії від пучка накачки до сигнального пучка. Цей висновок підтверджують аналітичні розв'язки для вихідних інтенсивностей взаємодіючих хвиль, і які визначаються площею U_d під обвідною амплітудою ґратки.

У підрозділі 2.4 показано, що можна узагальнити всі отримані результати на випадок чотирипучкової взаємодії (ЧПВ) хвиль. При ЧПВ зазвичай розглядається пропусчна геометрія з симетричними входними хвилями: інтенсивності сигнальних хвиль I_{10} і I_{4d} , інтенсивності хвиль накачки I_{20} і I_{3d} на гранях $z=0$ і $z=d$, відповідно. При цьому у формулах для нормованих інтенсивностей зв'яжуться нові доданки, пов'язані з хвилями 3 і 4: $I_m = E_1 E_2^* + E_4 E_3^*$, $I_0 = I_1 + I_2 + I_3 + I_4$, $J_d = (I_2 + I_4 - I_1 - I_3)/I_0$. Кінцеві формули для інтерференційної

інтенсивності і для амплітуди ґратки залишаються незмінними. Випадок ЧПВ дуже важливий для практичних застосувань: по-перше, це схема динамічної голографії, яка широко застосовується для отримання хвиль з оберненими хвильовими фронтами [19]; по-друге, схема ЧПВ використовується для чисто-оптичного керування параметрами лазерних пучків [21]. Нові перспективні застосування схеми ЧПВ, що пов'язані з управлінням локалізацією обвідної амплітуди динамічної ґратки при зміні співвідношення інтенсивностей вхідних пучків, розглядаються у підрозділах 5.1 – 5.3 дисертації.

Підрозділ 2.5 присвячується описанню перших експериментальних досліджень просторової локалізації динамічної ґратки в фоторефрактивних кристалах (ФРК) з великим нелокальним нелінійно-оптичним відгуком [9]. Була розроблена оптична схема, показана на рис. 4. Динамічна ґратка записувалась по схемі виродженої чотирипучкової взаємодії з чотирма вхідними пучками і симетричними кутами падіння. Для записуючих пучків використовувався неперервний аргонний лазер ($\lambda = 514.5$ нм). Записуючі пучки зводилися на вхідних гранях ФРК (a, c) під кутом 12° , де c – оптична вісь кристала. Сформована динамічна ґратка в ФРК мала максимуми амплітуди в площинах (a, b) . Пробний пучок подавався від He-Ne лазера $\lambda = 632.8$ нм, розширювався через телескопічну систему так, що мав рівномірний розподіл інтенсивності по своєму поперечному перерізу. Розширений пробний пучок повністю покривав верхню грань (b, c) кристала і подавався під кутом Бреґга до динамічної ґратки. Для пробного пучка ми могли спостерігати розподіл інтенсивності як пучка, що проходить через кристал, так і пучка, що дифрагує на динамічній ґратці. При цьому, просторовий розподіл інтенсивності в дифрагованому пробному пучку пропорційно залежав від розподілу амплітуди динамічної ґратки вздовж товщини кристала. Таким чином, візуальна дифракційна

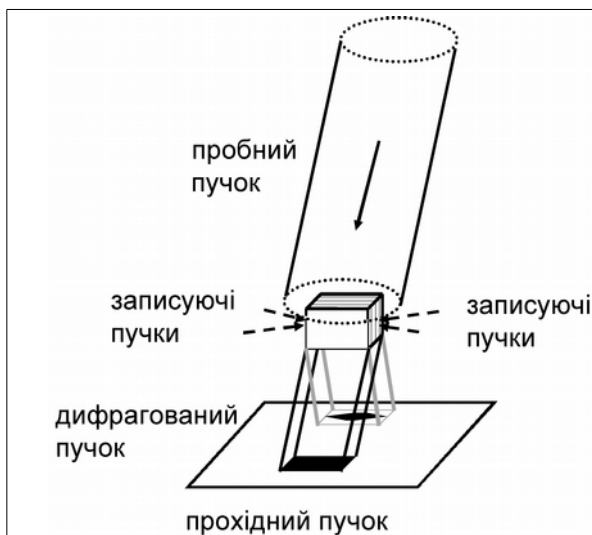


Рис. 4. Схема експериментальної установки по дослідженню просторової локалізації динамічної ґратки в фоторефрактивному кристалі.

картина пробного пучка – це проекція профілю амплітуди ґратки, що записувався в кристалі. У цій роботі ми використовували спеціально вирощений ФРК LiNbO_3 , легований 0.005 мас. % Fe_2O_3 з наступним тепловим відпалом, щоб дифузійний механізм став домінуючим при записі динамічної ґратки. Кристал мав велику товщину, і його розмір становив $a \times b \times c = 3 \times 14 \times 5$ мм з товщиною 14 мм у напрямку розповсюдження записуючих пучків. Розподіли інтенсивності в дифрагованому пучку фотографувались; також вимірювалась інтенсивність в центрах отриманих картин. Досліджувались зміни розподілів інтенсивності в дифрагованому пучку в залежності від співвідношення

інтенсивностей вхідних записуючих пучків.

На рис. 5 показані розраховані профілі для амплітуди ґратки при ЧПВ з чотирма вхідними хвилями для різних співвідношень вхідних хвиль: $r_1 = I_{10}/I_{20}$, $r_2 = I_{4d}/I_{3d}$, $r_3 \equiv I_{20} = I_{3d} = I_{4d}$, $I_0 = 1$. Якщо співвідношення вхідних хвиль на протилежних гранях рівні ($r_1 = r_2$), максимум солітона буде розташований саме в центрі кристала (профілі 1 і 2 на рис. 5). Коли це співвідношення порушено ($r_1 \neq r_2$), максимум солітона зміщується до однієї з вхідних граней кристалу, а саме – туди, де відповідне співвідношення r_1 або r_2 менше (профілі 3 і 4).

Підвищення локалізації солітона

досягається, коли вхідні інтенсивності будуть задовольняти умові $I_{10} \ll I_{20}$, або/та $I_{4d} \ll I_{3d}$ (порівняйте профілі 2 і 1, та 3 і 4).

На рис. 6 показані експериментально виміряні профілі амплітуди ґратки. Теоретичні графіки на рис. 5 обчислювалися приблизно для тих же самих співвідношень вхідних інтенсивностей, що і в експерименті (рис. 6). Типовий розподіл локалізації амплітуди ґратки, який спостерігається також і при двопучковій взаємодії з вхідними хвилями $I_{10} < I_{20}$, зображений на рис. 6 (б). Видно, що ґратка спостерігається на товщині 4–5 мм, і зникає вже на товщині 6 мм. Оскільки стандартні ФРК мають товщину 2–5 мм, то ефект просторової локалізації амплітуди фазової ґратки раніше не досліджувався в таких кристалах, а в теоретичних розрахунках вважалося, що вона постійна вздовж товщини кристала [2, 18, 20]. При підвищенні інтенсивності сигнальних хвиль (I_{10} , I_{4d}) максимум амплітуди ґратки зміщувався до центрів кристалів, як це і передбачалось теоретичними розрахунками: порівняйте рис. 5 (крива 4) і рис. 6 (в). Також експериментально отримано цікавий результат: при чотирипучковій взаємодії, коли чотири вхідні пучки формують єдину ґратку, максимум амплітуди ґратки знаходиться в центрі середовища (рис. 5 (криві 1, 2) і рис. 6 (а)). Це означає, що основна перекачка енергії відбувається не біля границь нелінійного середовища, а в його центральній частині.

Відзначимо, що по експериментальних графікам можна було оцінити амплітуду ґратки: для випадку, коли інтенсивність сигнального пучка менша інтенсивності пучка накачки $I_{10} \ll I_{20}$, амплітуда ґратки більша (рис. 6 (б)), ніж у випадку рівних вхідних інтенсивностей (рис. 6 (а)), або коли це співвідношення менше $I_{10} \leq I_{20}$

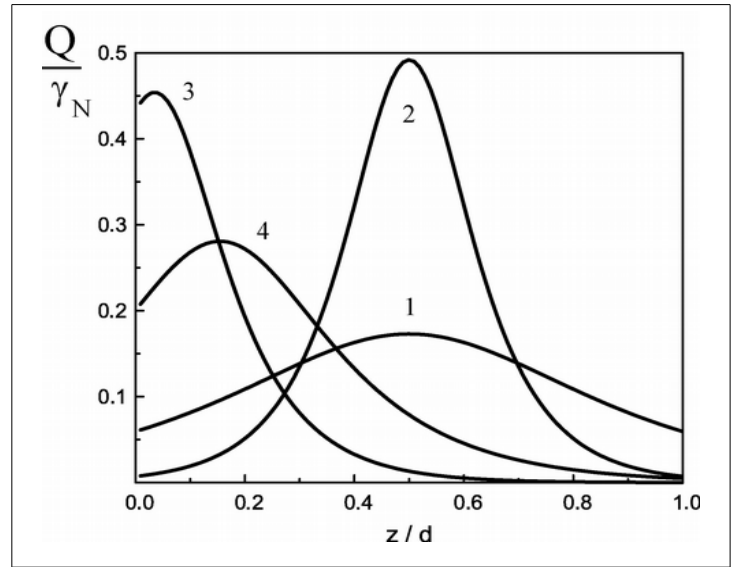


Рис. 5. Зміна профілю амплітуди стаціонарної ґратки при ЧПВ з чотирма вхідними пучками в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль: 1 – $r_1 = r_2 = 1$; 2 – $r_1 = r_2 = 0.01$; 3 – $r_1 = 0.1$, r_3 ; 4 – $r_1 = 0.5$, r_3 ; $\gamma_N d = 10$; z/d – нормована товщина кристалу.

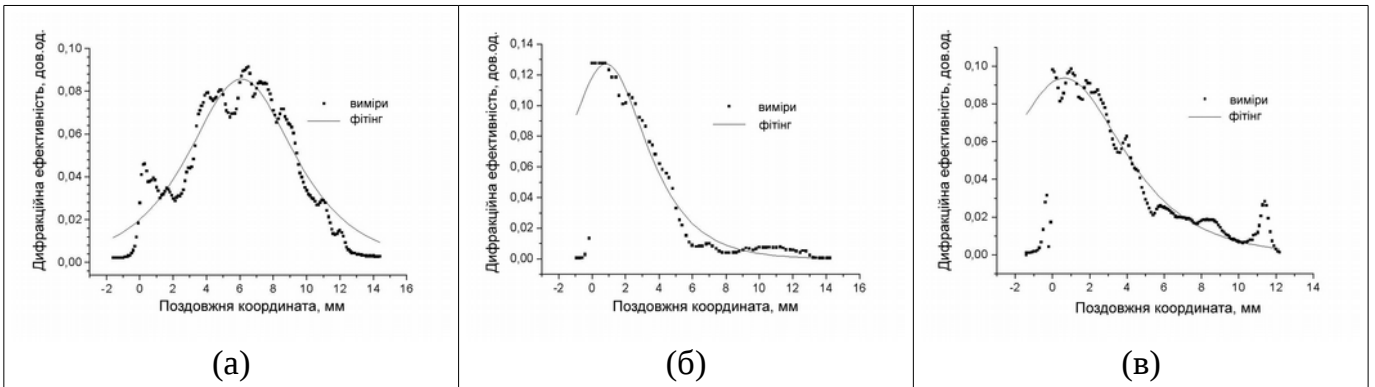


Рис. 6. Виміряні розподіли інтенсивності в дифрагованому пробному пучку вздовж довжини кристала, що формувалися при різних співвідношеннях інтенсивностей вхідних хвиль. (а) – $I_{10}/I_{20}=I_{4d}/I_{3d}=1$; (б) – $I_{10}/I_{20}=0.08$, $I_{20}=I_{3d}=I_{4d}$; (в) – $I_{10}/I_{20}=0.14$, $I_{20}=I_{3d}=I_{4d}$.

(рис. 6 (в)). Коливання інтенсивності, що спостерігалося на графіках, пов'язані з неоднорідностями в об'ємі кристала та з розсіюванням світла. Отже, ми експериментально отримали, що в стаціонарному стані зміни профілю амплітуди динамічної ґратки в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль добре узгоджувалися з теоретично отриманими розв'язками типу одиночного солітона, яке виводиться із початкової нелінійної системи (2)-(3).

У підрозділі 2.6 розглядається процес самодифракції хвиль в тонких середовищах – самодифракція Рамана-Ната. Основною відмінністю від бреггівської самодифракції є те, що в тонких середовищах утворюється багато вихідних порядків самодифракції. Тонкі зразки і плівки інтенсивно досліджуються в сучасній динамічній голографії у зв'язку з розробкою нових органічних фоточутливих матеріалів, включаючи біологічні домішки, а також наночастинки [11, 13]. В дисертації теоретично розглянута самодифракція Рамана-Ната для локального відгуку середовища [12]. Використовується такий же підхід, як і при виведенні рівнянь зв'язаних хвиль для амплітуд напруженості електричного поля, що повільно змінюються. Але розв'язок хвильового рівняння шукається у вигляді суми усіх порядків дифракції, які є плоскими хвилями, поляризованими у напрямку осі y :

$$E = \frac{1}{2} y \left\{ \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m(z, t) e^{i[\omega t - (k-mK)r]} e^{-\frac{1}{2}\alpha z} + c. c. \right\} \quad (11)$$

де ω_0 – частота лазерного випромінювання; $k_m = k - mK$ – хвильовий вектор пучка m -го порядку дифракції в наближенні Рамана-Ната. У нашому розгляді ми враховуємо коефіцієнт поглинання $\alpha = \alpha_{abs} + \alpha_{sc}$, що включає втрати лазерного випромінювання як на поглинання α_{abs} , так і на розсіювання α_{sc} . Одержана формула для інтенсивності пучка в перших порядках самодифракції:

$$I_{(-1)} = I_{(+1)} = T I_0 [J_1^2(\xi) + J_2^2(\xi)] ; \quad \xi = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1-T}{\alpha} n_2 I_0 \quad (12)$$

де $T = \exp(-\alpha z)$ – втрати інтенсивності світла в середовищі, d – товщина нелінійного середовища, I_0 – інтенсивність одного із вхідних записуючих пучків

(при умові, що вхідні записуючі пучки мають рівні інтенсивності: $2I_0 = I_{laser}$); J_1 та J_2 – функції Бесселя першого роду першого та другого порядків, відповідно. У середовищі з Керрівською нелінійністю $\Delta n = n_2 I_0$, де n_2 – коефіцієнт нелінійності показника заломлення. Якщо визначити ефективність дифракції η в першому дифракційному порядку як $\eta = I_{[-1]} / (T I_0)$, то з формул (12) можна розрахувати коефіцієнти нелінійно-оптичного відгуку n_2 і $\chi^{(3)}$ в тонких матеріалах з урахуванням втрат на поглинання і розсіювання. Кубічна нелінійна сприйнятливість $\chi^{(3)}$ і коефіцієнт n_2 пов'язані таким співвідношенням:

$$\chi^{(3)}[esu] = n_2 \left[\frac{cm^2}{W} \right] \cdot \frac{9 \cdot 10^4}{4\pi} c \cdot \epsilon_e \cdot n_0^2 \quad (13)$$

де c – швидкість світла у вакуумі, n_0 – показник заломлення середовища. Як правило, дифракційні ефективності тонких плівок низькі, тому було показано, що для $\eta \leq 2\%$ можна використати розклади функцій Бесселя в (12) в ряди, і хорошим наближенням буде вже перший член в розкладі: $\eta \approx \zeta^2 / 4$. Отже, отримується простий вираз для n_2 для випадку слабких дифракційних ґраток:

$$n_2 = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\alpha}{1-T} \frac{\sqrt{T}}{I_0} \quad (14)$$

Слід зазначити, що отримане рівняння (14) має таку ж форму, як рівняння, яке одержують у випадку дифракції лише одного пробного пучка на заданій тонкій ґратці. Але для великих значень η (наприклад, для комірок рідких кристалів) для обчислення значень ζ і n_2 слід використовувати більш точний розв'язок (12). Таким чином ми отримали математичну модель, яка дозволяє використовувати самодифракцію хвиль в тонких зразках (плівках) в режимі Рамана-Ната як методику для визначення нелінійно-оптичних констант матеріалів. Перевагами цієї методики є те, що використовується досить проста схема експериментальної установки дво-пучкової взаємодії хвиль з одним лазером накачки, і стає непотрібним додатковий лазер для пробного пучка. В математичній моделі враховуються втрати на поглинання і розсіювання світла в досліджених матеріалах. Ця методика використана нами для вимірювання нелінійно-оптичних коефіцієнтів (n_2 і $\chi^{(3)}$) в гібридних рідкокристалічних комірках, що містять фотонні кристали (підрозділ 5.5).

Ми експериментально досліджували самодифракцію Рамана-Ната в комірках нематичних рідких кристалів (РК) без домішок – підрозділ 2.7. Нелінійно-оптичний механізм в таких комірках (поверхнево-індукований фоторефрактивний ефект [22]) полягає в тому, що під впливом світлової інтерференції і прикладеної електричної напруги формується нерівноважний заряд на поверхні ІТО (прозорого електрода), що наноситься на підкладки РК комірки. Під дією нерівноважного заряду відбувається періодична переорієнтація директора РК на поверхні ІТО, яка стимулює періодично-неоднорідну переорієнтацію молекул в об'ємі комірки – тобто записується ґратка показника заломлення. Як результат, на виході комірки спостерігається генерація багатьох порядків дифракції. Поверхнево-індукований фоторефрактивний ефект спостерігається, коли молекули РК мають початкову гомеотропну орієнтацію молекул в комірці, і при умові, що комірка повернута

відносно бісектриси кута сходження записуючих пучків. Нелокальна складова нелінійно-оптичного відгуку в комірках РК може бути значною, якщо врахувати, що завдяки орієнтаційному механізму оптична нелінійність в РК вважається найбільшою серед усіх відомих нелінійно-оптичних матеріалів: $\Delta n \sim 10^{-1} \div 10^{-4}$. Ми експериментально досліджували перекачку енергії між першими порядками самодифракції в комірках РК, її залежність від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль. Отримано, що при різних вхідних інтенсивностях, $I_{10} \neq I_{20}$, дифракційна ефективність для сигнального пучка, який підсилюється, зростала [25]. Ці експериментальні результати узгоджуються з передбаченнями теорії, згідно якої для підвищення перекачки енергії на динамічній фазовій ґратці, вхідний сигнальний пучок повинен бути слабкішим у порівнянні з вхідним пучком накачки: $I_{10} < I_{20}$.

У **третьому розділі** дисертації вперше розроблена теоретична модель, що показує, як вихідна система (2)–(3) зводиться до єдиного нелінійного еволюційного рівняння: параметричного нелінійного рівняння Шредингера (пНРШ) для відбиваючої геометрії і параметричного комплексного рівняння Гінзбурга-Ландау (пКРГЛ) для пропускної геометрії взаємодії хвиль. Для цього використовується спеціальна методика малих збуджень – метод багатьох масштабів (МБШ). МБШ був розроблений в 1960-х роках і успішно застосовується в гідродинаміці, фізиці атмосфери, механіці, оптиці, океанографії та ін. [26]. У підрозділі 3.1 дисертації розглядаються основи метода багатьох масштабів. Зокрема було показано, що за допомогою цієї методики класичне рівняння синус-Гордона зводиться до нелінійного рівняння Шредингера [27].

У підрозділі 3.2 виводиться пНРШ для двопучкової взаємодії хвиль в динамічних нелінійно-оптичних середовищах з релаксацією [7-8]. Система рівнянь (2)-(3) у відбиваючій геометрії переписується як єдине нелінійне рівняння в частинних похідних другого порядку, еквівалентне початковій системі рівнянь. Для цього візьмемо похідну по z в рівнянні (3) і перепишемо його в термінах нової змінної J_m :

$$\partial_t \partial_z Q + \frac{1}{\tau} \partial_z Q - \gamma_N \cdot \partial_z J_m = 0 \quad (15)$$

Використовуючи прямі обчислення із системи зв'язаних хвиль (2) отримаємо: $\partial_z J_m = 2Q - 2Q J_m J_m$, що після підстановки в (15) зводиться до одного рівняння для функції Q

$$\partial_t \partial_z Q + \frac{1}{\tau} \partial_z Q - 2\gamma_N Q + \frac{2}{\gamma_N} Q \left(\partial_t Q + \frac{1}{\tau} Q \right) \left(\partial_t Q + \frac{1}{\tau} Q \right) = 0 \quad (16)$$

Далі буде зручно представити дійсну функцію Q у наступній формі $Q = (Q + Q^*)/2$, де вводиться комплексна функція Q , та Q^* її комплексне спряження. Застосуємо до комплексної функції Q метод багатьох масштабів. Комплексна функція Q розкладається в ряд:

$$Q(z, t) = \delta F_0 + \delta^2 F_1 + \delta^3 F_2 + \dots \quad (17)$$

де δ є малим параметром. Обидві координати t і z записуються у багато-масштабному представленні [26, 27] як:

$$\begin{aligned} T_0 &= t ; \quad T_1 = \delta t ; \quad T_2 = \delta^2 t ; \quad T_3 = \delta^3 t ; \dots \\ Z_0 &= z ; \quad Z_1 = \delta z ; \quad Z_2 = \delta^2 z ; \quad Z_3 = \delta^3 z ; \dots \end{aligned} \quad (18)$$

Далі припускаємо, що в розкладі (17) всі функції F_j залежать від усіх координат розкладу (18): $F_j = F_j(T_0, T_1, T_2, \dots, Z_0, Z_1, Z_2, \dots)$, $j=0,1,2,3,\dots$. Найважливішою ідеєю МБШ є те, що функції F_j можна вважати незалежними та наближеними розв'язками основної функції Q в різних часових та просторових масштабах. Ряди (17)-(18), а також їхні похідні, підставляємо в рівняння (16). Далі комбінуються доданки з однаковими порядками малого параметру δ .

Перший порядок по малому параметру, δ . Отримуємо рівняння, в яке входить тільки функція F_0 і координати T_0 і Z_0 :

$$\hat{L}_r F_0 = 0, \quad \hat{L}_r = \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_0} - 2\gamma_N \quad (19)$$

де $\hat{L}_r$ є оператор. Будемо шукати розв'язок рівняння (19) у формі плоскої хвилі відносно координат T_0 і Z_0 , але з амплітудою, яка залежить від всіх інших координат, а саме:

$$F_0 = A(T_1, T_2, \dots, Z_1, Z_2, \dots) e^{i[\omega T_0 - q Z_0]} \quad (20)$$

Фізичний зміст параметра q – це просторовий період ґратки. Підставляючи розв'язок (20) в рівняння (19), отримаємо дисперсійне співвідношення:

$$\omega = 2\gamma_N / q + i/\tau \quad (21)$$

Тоді загальний розв'язок для функції F_0 в рівнянні (19) буде наступним:

$$F_0 = A(T_1, T_2, \dots, Z_1, Z_2, \dots) \exp i \left[2 \frac{\gamma_N}{q} T_0 - q Z_0 + i \frac{1}{\tau} T_0 \right] = A \exp(i\Phi_0) \quad (22)$$

де Φ_0 – комплексна фаза.

Другий порядок по малому параметру, δ^2 . Комбінуючи відповідні доданки, отримаємо рівняння вже для двох функцій F_0 і F_1 ,

$$\hat{L}_r F_1 + \hat{M}_r F_0 = 0, \quad \hat{M}_r = \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_1} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_1} \quad (23)$$

Оскільки нас цікавлять обмежені розв'язки, побірно виключити нескінченні (тобто секулярні) складові, що виникають внаслідок резонансів і спричинені нелінійністю, яка відіграє роль зовнішньої сили, діючою на лінійну хвилю (22) або на комбінації хвиль. Щоб позбавитись секулярних членів, потрібно поставити умову $F_1 = 0$. Далі, підставляючи розв'язок (22) для функції F_0 в рівняння (23) і знайшовши вирази для необхідних похідних, отримаємо наступне рівняння для F_0 :

$$\left(\frac{\partial}{\partial T_1} - 2 \frac{\gamma_N}{q^2} \frac{\partial}{\partial Z_1} \right) F_0 = 0 \quad (24)$$

З нього випливає, що змінні T_1 і Z_1 не є незалежними і замість них можна ввести лише одну змінну $2\zeta = T_1 - Z_1/v_g$, $v_g = 2\gamma_N/q^2$. Константа v_g має фізичний зміст групової швидкості.

Третій порядок по малому параметру, δ^3 . Тут отримаємо наступне рівняння для функцій F_0 , F_1 і F_2 в операторній формі:

$$\hat{L}_r F_2 + \hat{M}_r F_1 + \hat{N}_r F_0 + \frac{2}{\gamma_N} \hat{R}(F_0) = 0, \quad \hat{N}_r = \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_2} + \frac{\partial}{\partial T_2} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_2} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_1} \quad (25)$$

з оператором $\hat{R}$, що описує останній доданок в (16). Проводячи такі ж міркування, як і в попередньому випадку для функції F_1 , потрібно ще й використати умову $F_2 = 0$, при якій секулярні члени відсутні.

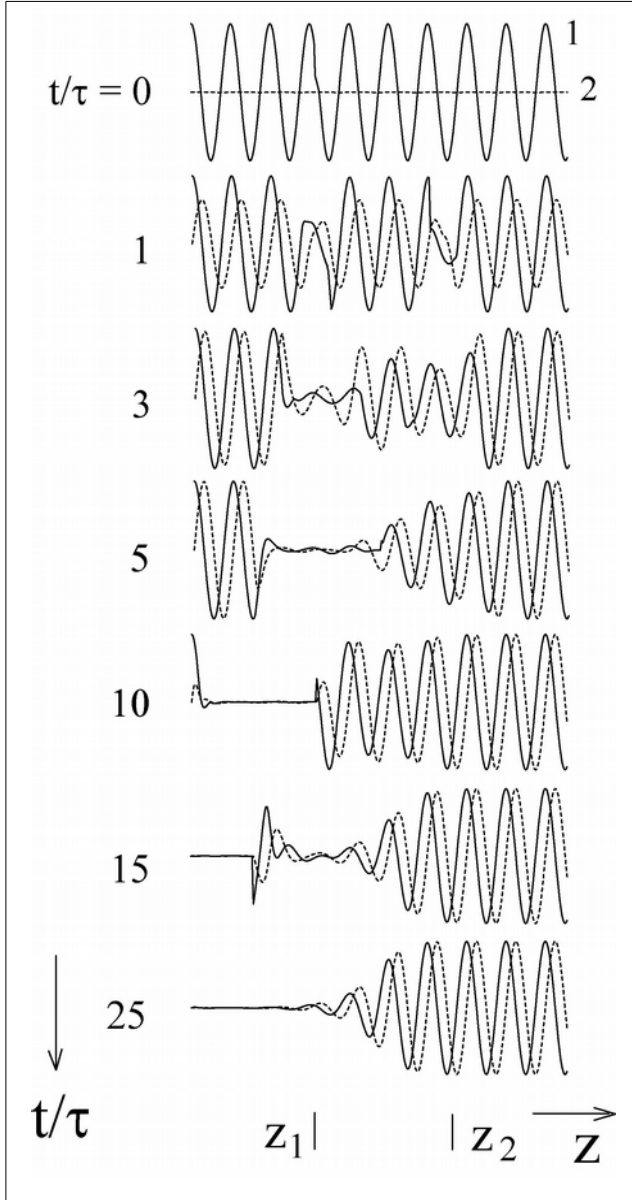


Рис. 7. Динаміка нелінійної взаємодії двох зв'язаних ґраток з формуванням профілю огинаючої амплітуди ґратки типу темного солітона. 1 – нормована амплітуди світлової решітки, 2 – нормована амплітуда динамічної ґратки. Вхідні інтенсивності $I_{10}=0.2$ і $I_{2d}=0.8$ подаються на площини, що проходять через точки z_1 і z_2 , відповідно; $\gamma_N d = 5$.

В результаті одержимо рівняння тільки для функції F_0 , яке після підстановки (22) зводиться до рівняння для амплітуди A :

$$-i \left[\frac{\partial A}{\partial T_2} - \frac{\gamma_N}{q^2} \frac{\partial A}{\partial Z_2} \right] + \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_1} A + \frac{2}{q \gamma_N} e^{-i\Phi_0} \hat{R} = 0 \quad (26)$$

Далі знову введено нову змінну η , яка пов'язує T_2 і Z_2 : $2\eta = T_2 - Z_2/v_g$. Для функції $\hat{R}(F_0)$ отримаємо:

$$\hat{R}(F_0) = \frac{1}{8} [F_0 + F_0^*] \left[\partial_t F_0 + \frac{1}{\tau} F_0 + \partial_t F_0^* + \frac{1}{\tau} F_0^* \right]^2 \quad (27)$$

Ми визначимо явну залежність $\hat{R}$ від $F_0 = A \exp(i\Phi_0)$ згідно розв'язку (22). З отриманого виразу залишиться тільки складова, яка має фазу $\Phi_0 - \Phi_0^* = 2i \frac{1}{\tau} T_0$. Отже, остаточне рівняння пНРШ має вигляд:

$$i \frac{\partial A}{\partial \eta} + 2 \frac{q^3}{\gamma_N} \frac{\partial A^2}{\partial \xi^2} - \frac{\gamma_N}{q^3} |A|^2 A e^{-\frac{2}{\tau} T_0} = 0 \quad (28)$$

Воно описує еволюцію обвідної амплітуди A фотоіндукованої ґратки. пНРШ включає фактичні параметри нелінійної системи, серед яких q – період ґратки, і T_0 – реальний час. На рис. 7 показано динаміку нелінійної взаємодії світлової решітки і динамічної ґратки з формуванням профілю темного солітону.

У підрозділі 3.3 метод багатьох масштабів застосовується для пропускної геометрії – система (2)-(3) з $s=1$ [28]. Із системи зв'язаних хвиль отримаємо (аналогічно стаціонарному випадку): $\partial_z I_0 = 0$, $\partial_z J_m = 2Q J_d$; $\partial_z J_d = -2Q J_m$. Комбінуючи рівняння, отримаємо нелінійну систему рівнянь для двох функцій Q і

J_d . Як і для випадку відбиваючої геометрії, введемо комплексну функцію Q , а функція J_d враховується дійсною. Тоді повна нелінійна система набуває вигляду:

$$\partial_t \partial_z Q + \frac{1}{\tau} \partial_z Q - 2 \gamma_N Q J_d = 0 \quad (29)$$

$$\partial_z J_d = -\frac{1}{4 \gamma_N} \left(\frac{2}{\tau} Q Q^* + Q^* \partial_t Q + Q \partial_t Q^* \right) \quad (30)$$

Застосуємо до цієї системи МБШ. Використаємо розклади в ряди (17), (18). Тоді для функції J_d одержимо наступний ряд:

$$J_d(z, t) = K_0 + \delta K_1 + \delta^2 K_2 + \delta^3 K_3 \dots, \quad K_j = K_j(T_0, T_1, T_2, \dots, Z_0, Z_1, Z_2, \dots) \quad (31)$$

Після підстановки рядів та похідних в основні рівняння (29)-(30) отримаємо рівняння, що включають доданки з δ , δ^2 і δ^3 .

Перший і другий порядок для малого параметра, δ і δ^2 . Розгляд подібний до відбиваючої геометрії для функції Q , за винятком того, що додається ще одне рівняння для функції $\partial_z J_d$. Для функцій K_n , $n=0,1,2$, отримаємо: $K_0 = \text{const}$, $K_1 = 0$, а K_2 є функція, яка не залежить від координати Z_0 : $K_2 = K_2(Z_1, Z_2, \dots)$. В дисперсійне рівняння входить константа K_0 : $\omega = 2 \gamma_N K_0 / q + i / \tau$. Розв'язок для функції F_0 подібний до (22) але з K_0 :

$$F_0 = A(T_1, T_2, \dots, Z_1, Z_2, \dots) \exp \left[i \left(2 \frac{\gamma_N}{q} K_0 T_0 - q Z_0 + i \frac{1}{\tau} T_0 \right) \right] = A e^{i \Phi_0} \quad (32)$$

Вводиться нова змінна: $2\xi = T_1 - Z_1 / v_r$, $v_r = 2 \gamma_N K_0 / q^2$, де константа v_r має фізичний зміст групової швидкості і відрізняється від групової швидкості v_g множником K_0 . Також отримується: $F_1 = 0$.

Третій порядок по малому параметру, δ^3 . Отримується рівняння для функції F_0 , яке включає K_2 :

$$\hat{N}_r F_0 = 0, \quad \hat{N}_r = \hat{N}_r - 2 \gamma_N K_2 \quad (33)$$

і рівняння для функцій K_n , $n=0,1,2,3$, розв'язок якого з урахуванням (32) є:

$$K_2 = -\frac{1}{2q^2} K_0 e^{-2T_0/\tau} |A|^2 + K_0 \quad (34)$$

Вводиться нова змінна $2\mu = T_2 - Z_2 / v_r$ і знаходяться похідні в (33), що дає наступне рівняння:

$$i \frac{\partial A}{\partial \mu} + 2 \frac{q^3}{\gamma_N} K_0 \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} - \frac{2 \gamma_N}{q} K_2 A = 0 \quad (35)$$

Підставимо функцію K_2 (34) в (35). Отримаємо остаточне рівняння пКРГЛ:

$$i \frac{\partial A}{\partial \mu} + 2 \frac{q^3}{\gamma_N} K_0 \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + \frac{\gamma_N}{q^3} K_0 e^{-2T_0/\tau} A |A|^2 = \frac{2 \gamma_N}{q} K_0 A \quad (36)$$

Як і у відбиваючій геометрії, це рівняння описує еволюцію амплітуди ґратки A . Відмітимо, що кубічне КРГЛ, яке використовується як найпростіша математична модель для опису дисипативних солітонів, має вигляд [15, 29]:

$$\partial_t \Phi - (1+ib) \Delta \Phi + (1+ic) |\Phi|^2 \Phi = \Phi \quad (37)$$

Видно, що отримане рівняння (36) має форму кубічного КРГЛ, але включає явні параметри нелінійної системи взаємодії, а також затухаючий множник $e^{-2T_d/\tau}$.

У підрозділі 3.4 теоретично досліджуються ефекти взаємодії отриманих дисипативних солітонів. Для цього розглядається чотирипучкова взаємодія імпульсів, що мають гауссівську форму по часу t . В залежності від часової затримки між двома імпульсами отримано ефекти злиття дисипативних солітонів та пружної взаємодії дисипативних солітонів.

У **четвертому розділі** дисертації отримані і розглядаються деякі ефекти, пов'язані з утворенням стійких нестационарних просторово-часових станів для дисипативних солітонів взаємодії хвиль. Одним із перших ефектів, які були отримані теоретично для чотирипучкової взаємодії – це виникнення автоосциляцій вихідних інтенсивностей при збудженні неперервним лазерним випромінюванням [30]. Цей ефект був пояснений в рамках нашої динамічної моделі нелінійної взаємодії хвиль [9]. Так для ЧПВ в середовищах з сильним нелокальним відгуком було отримано, що існує два типа розв'язків в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль: I-й тип – стійкі розв'язки, коли при взаємодії хвиль амплітуда динамічної ґратки посилюється і з часом стає стаціонарною. II-й тип – нестійкі розв'язки, які існують для деяких областей параметрів $(\gamma_N d, I_{10}:I_{20}:I_{3d}:I_{4d})$. I-й тип розв'язків формується в середовищах з невеликою константою зв'язку $(\gamma_N d < 7)$. Тут співвідношення інтенсивностей можуть бути довільні. Для середовищ з великими значеннями константи зв'язку, $\gamma_N d > 10$, стійкі розв'язки I-го типу існують тільки для обмежених областей співвідношень інтенсивностей вхідних хвиль, як правило, коли $I_{10} \simeq I_{20}$ і/або $I_{4d} \simeq I_{3d}$. Для середовищ з великими значеннями $\gamma_N d$ характерним є саме II-й тип розв'язків – нестійкі розв'язки. Чисельне розв'язування задачі ЧПВ для цього випадку дає такі ж результати, як і для I-го типу розв'язків – тобто з часом утворюється стаціонарна динамічна ґратка. Але якщо врахувати випадкові флуктуації фаз для вхідних хвиль (білий шум) на границях середовища, то замість постійної амплітуди динамічної ґратки, відбувається її періодичне стирання і перезапис, причому з постійним періодом. Як наслідок, вихідні інтенсивності хвиль мають періодичні автоосциляції. Довільні флуктуації фаз на границях середовища можна записати як

$$\Delta \varphi = \varphi_{[12,43]} + \kappa f(t) \quad (38)$$

де $\varphi_{12} = \varphi_1(0) - \varphi_2(0)$ та/або $\varphi_{[43]} = \varphi_4(d) - \varphi_3(d)$, а доданок $\kappa f(t)$ описує білий шум з максимальною амплітудою κ , яка є довільною константою з області можливих значень $|\kappa| \in [\pi/3 \div \pi/100]$. Водночас стійкі розв'язки I-го типу не змінюються при флуктуаціях фаз і інтенсивностей вхідних хвиль. Ми отримали, що період автоосциляцій не залежав від величини фазових флуктуацій, яка в наших розрахунках складала $\pi/3 \dots \pi/100$, але залежав від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль для заданного $\gamma_N d$. Формування автоосциляцій ми пояснювали виникненням локальної складової динамічної ґратки завдяки флуктуаціям фаз. Цей висновок підтверджувався нашими розрахунками для середовищ, що мають комплексний нелінійно-оптичний відгук – локальну $\gamma_L d$ і нелокальну $\gamma_N d$.

складові, а також поглинання αd . Ми отримали автоосциляції для середовищ з малим значенням $\gamma_N d=3$, але з великими значеннями локального відгуку $\gamma_L d=3-7$. Період коливань визначався величиною $\gamma_L d$. Також на період і форму коливань впливає величина поглинання. Було показано, що поглинання виступає як стабілізуючий параметр: при підвищенні поглинання автоосциляції зникають. Наші теоретичні результати узгоджуються з експериментальними даними, отриманими іншими авторами при дослідженні ефектів перекачки енергії в схемах ЧПВ резонаторів з фоторефрактивними кристалами [31]. Автоосциляції спостерігались експериментально при двопучковій взаємодії в фоторефрактивних кристалах, в яких є значними фотовольтаїчні струми [18]. Цей результат був пояснений тим, що фотовольтаїчний ефект є одним із механізмів, який призводить до виникнення осцилюючої у часі локальної складової нелінійно-оптичного відгуку в ФРК.

Наші дослідження показують, що утворення автоосциляцій при неперервному збудженні є характерною властивістю динамічної нелінійної системи. Модель дисипативних солітонів може пояснити утворення нестационарних розв'язків типу бризерів (ріпу), що описують просторово-часові локалізовані періодичні структури [15, 17, 23, 27]. Підтвердженням цього висновку можуть бути автоосциляції при двопучковій взаємодії в середовищі з лише нелокальним відгуком $\gamma_N d=10$ під дією нестационарних фазових шумів (див. рис. 11). Якщо ввести випадкові флуктуації фаз, то амплітуда ґратки вже не є стаціонарною, а вона змінюється з постійним періодом. При цьому будуть спостерігатися періодичні зміни вихідної інтенсивності.

Далі у розділі розглядається ряд ефектів, що виникають при взаємодії лазерних імпульсів. Ці ефекти пов'язані з існуванням додаткових параметрів в динамічних нелінійно-оптичних середовищах – співвідношення тривалості світлових імпульсів T_{imp} , періоду імпульсів T і часу релаксації динамічної ґратки τ . Коли всі ці часи співмірні, $T_{imp} \sim T \sim \tau$, в нелінійній системі виникає комплексна динаміка, фізично пов'язана з тим, що динамічна ґратка не встигає вийти на стаціонарний стан під дією коротких лазерних імпульсів, або ж не встигає повністю стертися за короткий час порядку періоду імпульсів. Наслідком такої нестационарної динаміки можуть стати нові можливості для маніпуляцій вихідних параметрів лазерних імпульсів, які корисні для практичних застосувань. Експериментально такі ефекти зручно досліджувати в динамічних комірках рідких кристалів, в яких час стирання

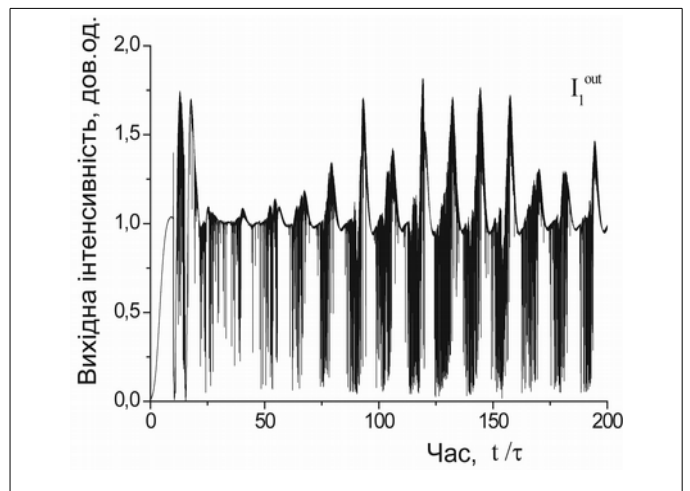


Рис. 11. Авто-осциляції при двопучковій взаємодії на нелокальній ґратці у відбиваючій геометрії, що виникають при умові шумових флуктуацій фаз вхідних хвиль. Умови взаємодії: $I_{10}=0.1$, $I_{2d}=0.9$, $\gamma_N d=10$, $\Delta\varphi_{max}=\pi/10$.

динамічної ґратки знаходиться в діапазоні від 100 мсек до десятків секунд. Крім того, змінюючи кут повороту комірки РК відносно бісектриси кута сходження взаємодіючих хвиль, можна варіювати величини констант зв'язку для локального чи нелокального відгуку: $\gamma_L d$ і $\gamma_N d$, відповідно.

Ми теоретично отримали звуження та підсилення імпульсів на виході із системи, коли виконується умова $T_{imp} \lesssim \tau$. Один з прикладів, що стосується взаємодії періодичних імпульсів (пучок 1) і неперервної накачки (пучок 2) в пропускній геометрії взаємодії хвиль, зображено на рис. 12. Було отримано, що обов'язковою умовою звуження вихідних імпульсів є наявність нелокальної складової нелінійно-оптичного відгуку.

Дослідження нелінійної системи (2)-(3) для динамічних середовищ лише з нелокальним відгуком також виявляє ефект затримки лазерних імпульсів. Зокрема такий ефект буде спостерігатися при взаємодії сигнального імпульсу I_{10} з неперервною накачкою I_{2d} у відбиваючій геометрії. Вочевидь, оскільки вхідний імпульс змінює свою інтенсивність з часом, затримка вихідного імпульсу пов'язана з формуванням нестационарної ґратки, що може змінювати свою амплітуду з часом.

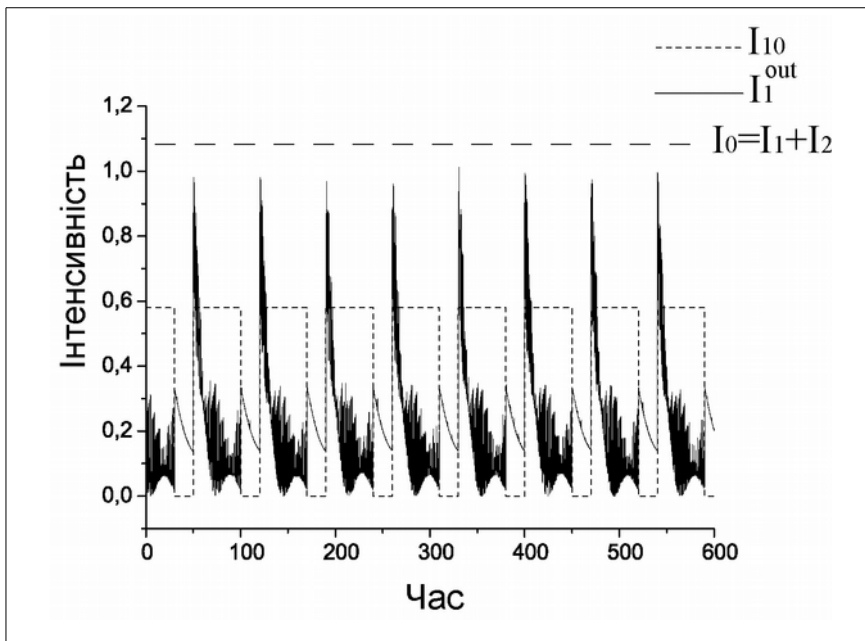


Рис. 12. Звуження вихідних лазерних імпульсів при двопучковій взаємодії в середовищі з динамічним нелінійним відгуком, що виникає, коли період імпульсів стає співрозмірним з часом релаксації нелінійності. Умови взаємодії: пропускна геометрія, I_{10} - вхідні періодичні імпульси з максимумом інтенсивності $I_{10}^{max}=0.5$, період імпульсів $T=70$, тривалість імпульсів $T_{imp}=50$; $I_{20}=0.58$ - неперервна накачка; $\tau=70$ - час релаксації нелінійності (всі величини інтенсивностей і часу дані в умовних одиницях); $\gamma_L d=0.2$, $\gamma_N d=0.185$.

Чисельні розрахунки показують, що форма вихідного лазерного імпульсу залежить від співвідношень інтенсивностей вхідних пучків. Було отримано, що за умови $I_{10}^{max} \lesssim I_{2d}$ на виході системи висвітлюється імпульс такої ж форми, що і вхідний імпульс I_{10} , але з часовою затримкою. Ефект затримки лазерних імпульсів був досліджений експериментально в ряді робіт як при двопучковій взаємодії, так і при ЧПВ [32]. Використовувались ФРК BaTiO_3 та $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, з великими значеннями нелокальної константи зв'язку ($\gamma_N d=8$ для $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$). Поєднання теоретичних передбачень, які дає динамічна система, і урахування фізичних

механізмів запису ґраток в конкретних середовищах, є перспективним для розробки нових керованих елементів для затримки лазерних імпульсів.

Взаємодія серій імпульсів додає ще й інші параметри щодо керування вихідними імпульсами системи, що включають характеристики імпульсів в серіях. Домен параметрів розширюється, і для двох серій імпульсів може бути представлений як: $(\gamma_N d, \gamma_L d, \tau, I_1^{max}, I_2^{max}, T_{imp1}, T_{imp2}, T_1, T_2, \Delta T)$, ΔT – часова затримка між серіями імпульсів. Так, теоретично, було отримано затримку вихідних імпульсів разом з їх підсиленням. На рис. 13 показана взаємодія двох імпульсних серій при їх самодифракції з формуванням повністю нелокальної ґратки, що включає всі ці параметри (крім $\gamma_L d = 0$). Видно, що в якийсь момент часу вихідна інтенсивність імпульсів із серії 1, I_1^{out} , перевищує інтенсивності вхідних імпульсів серії (I_1^{max}) в 3 рази, а інтенсивність імпульсів у серії 2 (I_2^{max}) – в 2 рази. Цей графік демонструє можливість формування імпульсів високої (або низької) інтенсивності при взаємодії хвиль – так званих “екстремальних подій” (ЕП), або навіть “хвиль-убивць”.

Ми вперше теоретично і експериментально отримали ЕП при самодифракції хвиль в комірках РК з барвником, що демонструють швидкісний нелінійно-оптичний відгук. Цим дослідженням присвячений підрозділ 4.3. Наші результати показують, що схеми нелінійної взаємодії хвиль в динамічній голографії можна використовувати як “аналоги” процесів для прогнозування і дослідження ЕП і “хвиль-убивць” в інших більш складних нелінійних системах, а також для виявлення умов їх виникнення.

У **п'ятому розділі** дисертації описуються запропоновані нами практичні використання взаємодії хвиль, що базуються на утворенні стабільних просторово-локалізованих або періодичних нестационарних станів для обвідної амплітуди динамічної ґратки. В цей розділ включено 6 підрозділів, кожний з яких описує окремі системи для застосувань.

Можливість формування динамічних ґраток, що мають обвідні для амплітуди з різним ступенем просторової локалізації і максимальною величиною амплітуди в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль, може лежати в основі керування інтенсивностями вихідних хвиль

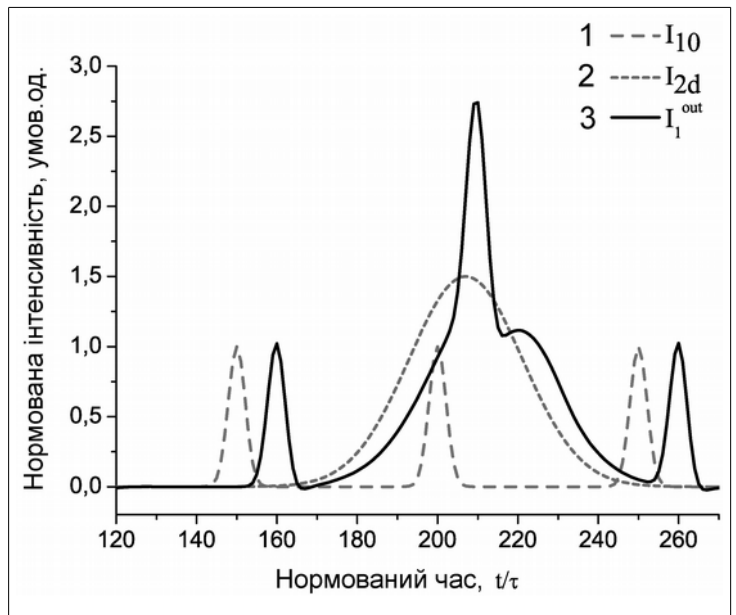


Рис. 13. Затримка і підсилення імпульсу (3) при взаємодії слабкого сигнального імпульсу (1) і сильного імпульсу накачки (2) при дво-пучковій взаємодії імпульсів на нелокальній ґратці у відбиваючій геометрії. Нормована константа зв'язку $\gamma_N d \tau = 5$.

лише оптичними методами. При цьому різновиди отриманих елементів залежать від вибору хвиль накачки, сигнальної і керуючої хвилі. Ці хвилі визначаються напрямками їх хвильових векторів і напрямком зсуву нелокальної ґратки відносно інтерференційної картини. Такі системи розглядаються у підрозділах 5.1, 5.2 і 5.3. У підрозділі 5.1 приводиться дослідження оптимізації обернення хвильового фронту (ОХФ) при ЧПВ, які можна досягнути в нелінійних середовищах з високим значенням нелокальної константи зв'язку $\gamma_N d$. Ґратку з обвідною для її амплітуди, що має максимальний ступінь просторової локалізації і розташовану в центрі нелінійного середовища, можна записати при ЧПВ, коли пучками накачки є хвилі 2 і 3, $I_{20}=I_{3d}$, а сигнальні хвилі є значно слабкішими, $I_{10}=I_{4d} \ll I_{20}, I_{3d}$, або навіть нульовими. Випадок, коли $I_{10}=I_{4d}=0$ відомий як режим подвійного ОХФ дзеркала (ПОВХД). При ЧПВ в такій схемі будуть формуватися вихідні ОХФ-хвилі I_4^{out} і I_1^{out} , в яких коефіцієнт підсилення є максимальний: $K_{ОВФ}=I_4^{out}/I_{20}$ для хвилі 4. Наші розрахунки показують, що можна досягти підсилення інтенсивності ОХФ-хвилі майже в 100 разів тільки завдяки формуванню вхідних хвиль у співвідношенні інтенсивностей $I_{10} \ll I_{20}=I_{3d}$.

У підрозділі 5.2 наведено приклади чисто-оптичних перемикачів світла як у пропускній, так і у відбиваючій, геометрії взаємодії хвиль. У підрозділі 5.3 запропоновані і досліджуються оптичні логічні елементи, що можуть бути реалізовані в схемі ЧПВ. Для цього вхідними каналами A і B є імпульси I_{3d} і I_{10} , відповідно, і на елемент діє постійна накачка I_{20} . Показано, що по такій системі можна утворити два різних логічних елемента “OR” і “NOR” (Стрілка Пірса).

Ефект підсилення та звуження лазерних імпульсів, в основі якого лежить перекачка енергії між двома імпульсами при їх дифракції на ґратці з солітонно-подібним профілем амплітуди може бути використаний для створення ефективних підсилювачів лазерних пучків у волоконних бреггівських ґратках (ВБГ). Нами показано, що на основі ВБГ можна створити оптично-кероване дзеркало. Дослідження характеристик такого елемента описані в підрозділі 5.4. Неоднорідний профіль амплітуди ґратки у формі темного солітона розраховується з використанням розробленої нами теорії нелінійної взаємодії хвиль в динамічних середовищах. Показано, що ефективність ВБГ-дзеркала з оптичним керуванням можна підвищити вибором оптимальних параметрів системи. Так була отримана немонотонна залежність коефіцієнта підсилення сигналу від амплітуди ґратки (яка визначається величиною константи зв'язку $\gamma_N \tau d$) – рис. 14. Подібні ефективні оптично-керовані дзеркала можна реалізувати і в фотонних кристалах.

У підрозділі 5.5 описані теоретичні та експериментальні дослідження запропонованого нами голографічного підсилювача, в якому реалізовано ефект перекачки енергії між взаємодіючими хвилями. Оптичний корелятор включав дві узгоджені тонкі голографічні ґратки, розташовані на відстані одна від одної [33]. За допомогою декількох тонких ґраток з різною глибиною модуляції можна відтворювати неоднорідний розподіл показника заломлення вздовж напрямку

розповсюдження хвиль. Система узгоджених ґраток (СУГ) включає дві тонкі незміщені ґратки з однаковим періодом (максимуми ґраток знаходяться в одних площинах). Відстань між ґратками в наших експериментах була $Z_0=50$ мм. На вхід системи подавалися два пучки – накачки I_{p0} і сигнала I_{s0} , – від He-Ne лазера ($\lambda=632.8$ нм) під малим кутом сходження. Світлове інтерференційне поле перетворювалось СУГ, і ми досліджували розподіл інтенсивностей в порядках дифракції в дальній зоні, які формувалися у фокальній площині об'єктива. Було показано теоретично і експериментально, що зміщуванні вхідного інтерференційного поля відносно СУГ відбувається перекачка енергії між двома головними порядками дифракції, а частка світлової енергії, яка припадає на високі порядки дифракції, дуже незначна ($< 5\%$).

Нами було виготовлено на голографічних пластинках кілька тонких фазових ґраток з різними глибинами модуляції: $\Phi_{1,2}=\Delta n \cdot k d_{gr}$, $k=2\pi/\lambda$, $d_{gr}=18\pm 3$ мкм – товщина голографічної ґратки і Δn – максимальна зміна показника заломлення в ґратці. З них ми сформували два СУГ: СУГ1, що складався з двох ґраток 1 і 2 з малою глибиною модуляції, $\Phi_1=0.355$ і $\Phi_2=0.25$ радіан. СУГ2 складався з ґраток 3 і 4, що мають великі глибини модуляції: $\Phi_3=1.5$ і $\Phi_4=1.465$ радіан. На рис. 15 показані експериментальні залежності зміни дифракційних ефективностей в головних порядках дифракції при зміні співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль. Дифракційні ефективності розраховувались згідно формули $\eta_{(s,p)}=I_{(s,p)}^{out}/(I_s^{out}+I_p^{out})$ де позначення (s,p) використовуються для сигнального пучка і пучка накачки, відповідно. Нормовані вхідні інтенсивності розраховувались згідно виразу $I'_{(s0,p0)}=I_{(s0,p0)}/(I_{s0}+I_{p0})$. Досліджувались два випадки – прямої перекачки енергії від пучка накачки до сигнального пучка, коли просторовий зсув максимумів у дифракційних ґратках СУГ був у напрямку мінімумів інтерференційної картини, $\Delta\Lambda=0.25\Lambda$; зворотна перекачка енергії від сигнального пучка до пучка накачки, у випадку просторового зсуву інтерференційної картини у протилежному напрямку дорівнювала $\Delta\Lambda=-0.25\Lambda$.

Із експериментальних результатів видно, що перекачка енергії в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних пучків суттєво відрізняється для СУГ1 і СУГ2. Для СУГ1 ми отримали “класичні” залежності, що відповідають розрахункам для нелінійних динамічних середовищ: вихідна інтенсивність для сигнального пучка

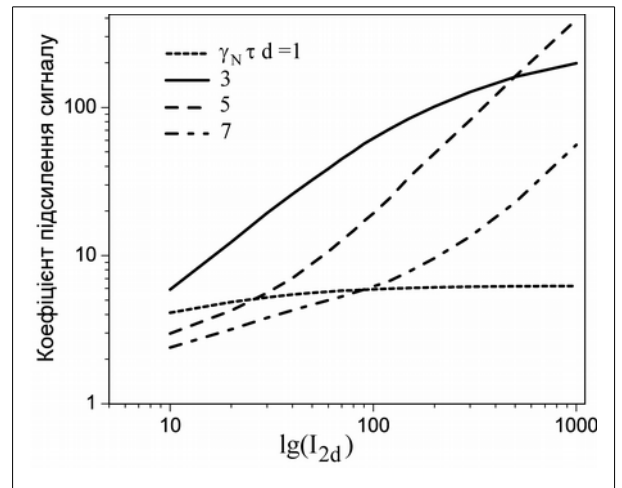


Рис. 14. Підсилення інтенсивності для сигнального гаусівського імпульсу, I_1^{out}/I_{10} , в залежності від інтенсивності неперервної накачки, і для різних коефіцієнтів підсилення нелокальної ґратки $\gamma_N \tau d$, що позначені цифрами. ($I_{10}=1$, $\tau_{sig}/\tau=3$).

дещо зростає для прямої перекачки енергії (рис. 15, СУГ1 (а)), і не набагато падає для зворотної перекачки енергії (рис. 15, СУГ1 (б)). Але для СУГ2 ми отримали новий режим: при зменшенні інтенсивності вхідного сигнального пучка інтенсивність I_s^{out} зростає незалежно від напрямку зсуву СУГ відносно інтерференційної картини (рис. 15, СУГ2 (а), (б)). До того ж, рис. 15, СУГ2 (б) показує, що, зменшуючи інтенсивність вхідного сигнального пучка, ми підвищуємо динамічний діапазон: вихідний сигнальний пучок збільшується з 30% до 80% (у наших експериментах).

Ці результати були пояснені із застосуванням нашої теорії, що описує формування просторово локалізованих ґраток в об'ємних нелінійних середовищах. Для цього була розроблена така модель: стаціонарна бреггівська ґратка формується в нелінійному середовищі товщиною $[z_1; z_2]=Z_0$ (що відповідає товщині СУГ), з граничними умовами $Q(z_1)=\Phi_1$, $Q(z_2)=\Phi_2$, а $Q(z)$ – розподіл амплітуди ґратки

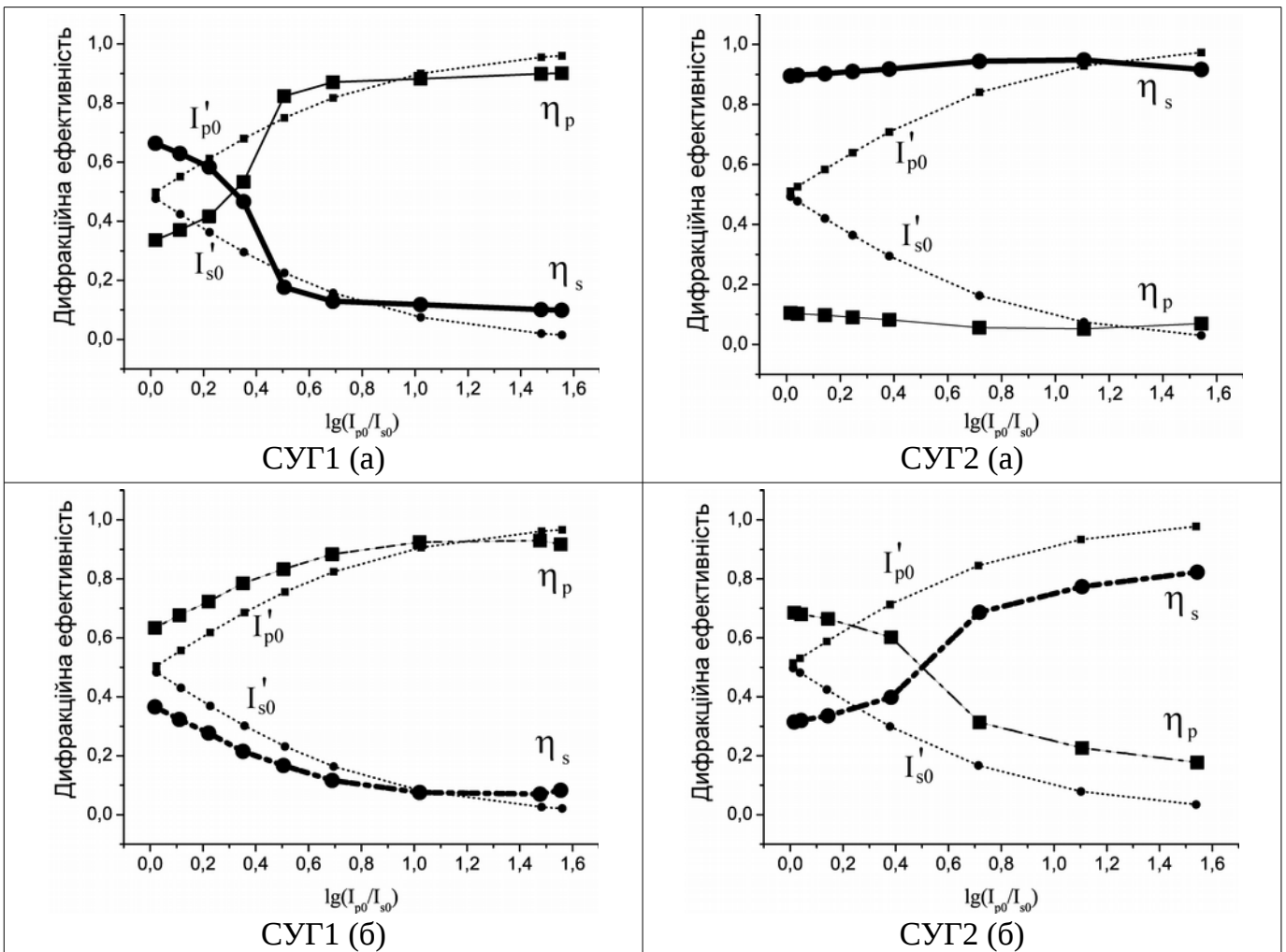


Рис. 15. Експериментальні дослідження перекачки енергії в голографічному кореляторі з СУГ1 (голографічні ґратки з малою глибиною модуляції) і СУГ2 (голографічні ґратки з великою глибиною модуляції): (а) пряма перекачки енергії (суцільні лінії); (б) зворотна перекачка енергії (штрих-пунктирні лінії); товсті лінії – для сигнального пучка, тонкі лінії – для пучка накачки, точкові лінії – нормовані вхідні інтенсивності.

вдovж координати z . Отримані аналітичні формули для розрахунку вихідних інтенсивностей хвиль, які включають реальні значення довжини в мм:

$$Q(z) = \frac{\gamma_N C}{\cosh(2\gamma_N C \cdot k [mm^{-1}] z [mm] - q)} \quad (39)$$

$$I_{(s,p)}^{out}/I_0 = (1/2) \sin[(\pm)(\mp) U_d + \arcsin(2 I_{(s0,p0)}/I_0 - 1)] + (1/2) \quad (40)$$

$$U_d = 2k \int_{z_1}^{z_2} Q(z) dz = 2 \arctan[(\exp(\chi_2) - \exp(\chi_1)) / (1 + \exp(\chi_1 + \chi_2))] \quad (41)$$

де $\chi_{(1,2)} = 2k\gamma_N C z_{(1,2)} - q$. У формулі для вихідних інтенсивностей (40) перша комбінація знаків $(\pm)$ береться для сигнального пучка I_s^{out} , друга комбінація $(\mp)$ – для пучка накачки I_p^{out} ; верхній знак береться для прямої перекачки енергії і нижній знак – для зворотної перекачки енергії. Величину γ_N цієї гіпотетичної ґратки можна розрахувати із співвідношення: $\gamma_N k Z_0 = \Phi_1 + \Phi_2$. Величина $C = \sqrt{I_{s0}^2 - I_{s0}^2 I_{p0}^2 + I_0^2} / I_0$ знаходиться з вхідних інтенсивностей. З граничних умов знаходиться величина q . Для теоретичних розрахунків були отримані наступні параметри, що відповідають умовам експерименту: $\gamma_N = 1.2 \cdot 10^{-6}$, $q = -1$ – для СУГ1; $\gamma_N = 5.97 \cdot 10^{-6}$, $q = 0$ – для СУГ2; $z_1 = -25$ мм, $z_2 = 25$ мм. Результати теоретичних розрахунків для умов експерименту показані на рис. 16. Видно, що отримані теоретичні залежності добре узгоджуються з експериментальними даними (рис. 15).

Отже, на основі наших досліджень був знайдений новий режим перекачки енергії, який не залежить від напрямку зсуву ґраток відносно інтерференційної картини. В голографічному кореляторі при такому режимі значно підвищується динамічний діапазон зміни вихідної інтенсивності сигнального пучка при збільшенні/зменшенні його величини на вході. Також можна керувати оптичними

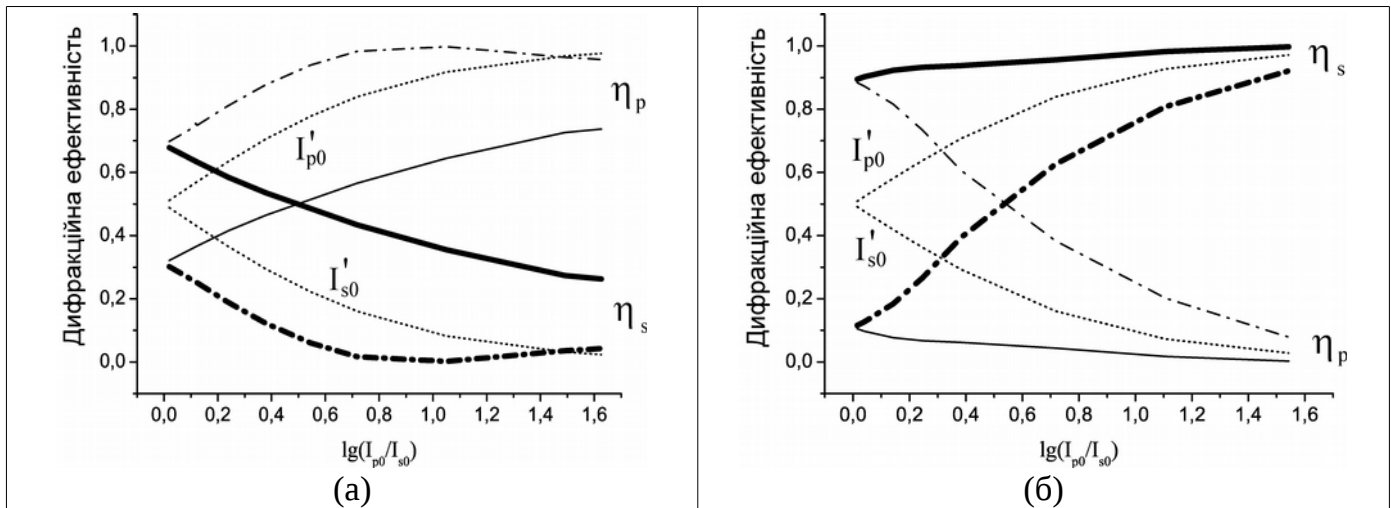


Рис. 16. Розрахунки перекачки енергії в голографічному кореляторі за формулами (39)-(41) для експериментальних умов взаємодії хвиль в розробленому нами голографічному кореляторі: (а) СУГ1; (б) СУГ2. Суцільні лінії – для $+U_d$ і прямої перекачки енергії; штрих-пунктирні лінії – для $-U_d$ і зворотної перекачки енергії; точкові лінії – нормовані вхідні інтенсивності.

методами вихідними інтенсивностями пучків, змінюючи співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль та/або модуляції фази однієї з вхідних хвиль, що було можливим тільки в нелінійно-оптичних середовищах і залежало від їх релаксаційних характеристик. Швидкість керування вихідними параметрами пучків в голографічному кореляторі буде обмежується тільки швидкодією роботи модуляторів світла на вході системи.

В останньому підрозділі 5.6 описуються результати наших перших експериментальних досліджень двопучкової взаємодії в гібридних РК комірках (ГРК), запропонованих нами [12]. ГРК комірка формувалась двома підкладками: одна була класична скляна підкладка, покрита прозорим ІТО електродом, а інша – кремнієва пластина. Кремнієва пластина мала дві частини: плоску частину, і частину, на якій виготовлений фотонний кристал методом фотолітографії – періодична мікро-структура в мкм діапазоні. Між цими підкладками знаходився шар РК, в наших експериментах це був нематик 5СВ, товщина шару – 20 мкм. Молекулярна орієнтація в рідкокристалічному шарі була гомеотропною. Використовувались два фотонних кристали, що мали різну мікроструктуру поверхні. У виготовлених ГРК комірках була можливість порівнювати нелінійний відгук для плоскої ГРК комірки і для ГРК комірки з фотонним кристалом (ГРК-ФК).

Були проведені експерименти із двопучкової взаємодії в ГРК комірках з використанням неперервного YAG:Nd лазера – $\lambda=532$ нм, потужність $P=52$ мВт. До комірки прикладалася постійна напруга величиною $U=0...15$ В. Під дією світлової інтерференційної картини і за відсутності електричного поля ми спостерігали в ГРК-ФК комірці регулярну двовимірну структуру головних лазерних пучків, що формувалися при їх відбитті від мікроструктурованої поверхні – рис. 17 (а). Після прикладання постійної напруги виникали високі порядки дифракції, які з'являлися з обох боків кожної пари головних пучків внаслідок формування динамічної ґратки в комірці і самодифракції вхідних лазерних пучків – рис. 17 (б). У випадку комірок з гладкими поверхнями була відсутня періодична картина багаторократного розсіювання, і ми спостерігали лише одну центральну лінію порядків дифракції після прикладання напруги.

Застосовуючи розроблену нами математичну модель самодифракції в режимі Рамана-Ната (див. Підрозділ 2.6, формули (12)-(13)), ми розраховували коефіцієнти нелінійно-оптичного відгуку в ГРК комірках – плоскій і в ГРК-ФК, використовуючи експериментально виміряні дифракційні ефективності. Ми виміряли інтенсивності в перших дифракційних порядках $\{+1\}$ і $\{-1\}$ в центральній лінії в стаціонарному стані. Ефективність дифракції обчислювалась за формулою: $\eta = \bar{I}_{\{1\}} / (T I_{10})$, $I_{10} = I_{20}$, де $\bar{I}_{\{1\}} = (I_{\{+1\}} + I_{\{-1\}}) / 2$ – середня дифракційна ефективність у першому порядку самодифракції. Для кожної з комірок вимірювався коефіцієнт пропускання T , який враховував поглинання в комірці і розсіювання на кремнієвій пластинці. Ми отримали, що дифракційні ефективності в комірках залежали від прикладеної напруги, а максимальні значення η_{max} були різними для плоских ГРК і ГРК-ФК. Порівняльний аналіз нелінійних коефіцієнтів показав, що нелінійна сприйнятливості істотно посилювалась (на 30–100%) в комірках, які містять фотонний кристал.



Основним механізмом оптичної нелінійності в досліджених комірках з нематичним РК є поверхнево-індукований фоторефрактивний ефект. Збільшення глибини модуляції динамічної ґратки показника заломлення пов'язане з впливом мікроструктурованої поверхні на початкову переорієнтацією молекул, а також з періорієнтацію РК молекул на поверхні фотонного кристалу під впливом прикладеної напруги і світла з просторово-неоднорідним розподілом.

ВИСНОВКИ

В результаті проведених у дисертації досліджень запропонована і розвинена теорія, що описує формування дисипативних солітонів для нелінійної системи взаємодії хвиль в динамічних нелінійно-оптичних середовищах з релаксацією. Ця теорія узгоджується з відомими ефектами перекачки енергії і підсилення лазерних пучків при їх взаємодії у фоторефрактивних матеріалах. Вона дає змогу передбачити нові ефекти внаслідок формування нових солітонних станів всередині динамічних нелінійно-оптичних середовищ. В рамках розвиненої теорії нами були отримані вказані перелічені далі *нові результати*.

1. При взаємодії когерентних лазерних пучків в об'ємних динамічних нелінійних середовищах, які проявляють нелокальний відгук з релаксацією, в результаті процесів самодифракції формуються дисипативні солітони для інтерференційної інтенсивності. В динамічній ґратці, утвореній внаслідок фотоіндукованих змін показника заломлення, розподіл амплітуди характеризується обвідною, форма якої подібна до форми дисипативного солітону.

Дисипативні солітони взаємодії хвиль описують формування стійких просторових та/або просторово-часових локалізованих станів всередині нелінійного середовища вздовж напрямку розповсюдження хвиль. Утворення дисипативного солітона лежить в основі ефекту просторової локалізації обвідної амплітуди динамічної ґратки.

2. Динамічна системи нелінійної взаємодії хвиль, що враховує а) систему зв'язаних хвиль і б) еволюційне рівняння для середовищ з підсиленням і релаксацією, зводиться до єдиного еволюційного нелінійного рівняння. Це – 1) параметричне нелінійне рівняння Шредингера (геометрія відбивання), або 2) параметричне комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау (для геометрії пропускання). Рівняння були адаптовані для випадку формування нелокальної ґратки, що відповідає умовам максимальної перекачки енергії і відсутності перекачки фаз між взаємодіючими хвилями. Стаціонарними розв'язками цих, знайдених нами, варіантів нелінійних рівнянь виявились темні солітони для відбиваючої геометрії і світлі солітони для пропускнуої геометрії.

3. Показано, що ефект перекачки енергії між взаємодіючими хвилями і просторова локалізація амплітуди динамічної ґратки показника заломлення є взаємопов'язаними процесами. Чим більша просторова локалізація обвідної амплітуди ґратки, тим більша і величина перекачки енергії. Ступенем локалізації обвідної амплітуди динамічної ґратки можна керувати, змінюючи співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль.

Досліджено, як цей знайдений ефект можна використати для багатьох нових застосувань в системах обробки і перетворення оптичної інформації. Зокрема для формування лазерних пучків з оберненим хвильовим фронтом і з одночасним їх підсиленням, в оптичних перемикачах світла, в оптичних логічних елементах “OR” і “NOR”, для високих підсилень імпульсів у волоконних бреггівських ґратках тощо.

4. Показано, як під дією шумів (фазових випадкових флуктуацій) в областях нестабільності динамічної системи взаємодії хвиль виникають періодичні автоосциляції вихідних інтенсивностей. Вони пояснюються виникненням періодичних просторово-часових локалізованих станів для обвідної амплітуди динамічної ґратки (бризерів).

Області нестабільності визначаються такими параметрами: константами підсилення нелокальної та локальної складових динамічної ґратки, поздовжніми розмірами середовища, співвідношенням інтенсивностей вхідних хвиль, коефіцієнтом поглинання. Їх комбінація задає період автоосциляцій. Тут коефіцієнт поглинання виступає є стабілізуючим фактором – з його підвищенням автоосциляції пригнічуються.

5. Показано, що система тонких фазових ґраток розташованих на певних відстанях одна від одної і узгоджених між собою, може моделювати товсту бреггівську ґратку за умови подачі на її вхід світлового інтерференційного поля, яке має просторовий поперечний зсув відносно узгоджених ґраток.

Для системи двох тонких ґраток з глибокою модуляцією і в яких сумарна фазова затримка близька до π радіан, отримано новий режим перекачки енергії. Він характеризується таким підсиленням пучка, що не залежить від напрямку зсуву ґратки відносно вхідного інтерференційного поля. Підсилюється лише той пучок, який має меншу інтенсивність на вході, причому тим сильніше, чим слабкіший цей сигнальний пучок у порівнянні з пучком накачки. Знайдений режим дозволяє

збільшити динамічний діапазон змін вихідних інтенсивностей сигнального пучка.

6. Створена математична модель, яка дозволяє використовувати самодифракцію хвиль в тонких зразках (плівках) в режимі Рамана-Ната як нову методику для визначення нелінійно-оптичних констант матеріалів. В запропонованій математичній моделі враховані втрати на поглинання і розсіювання світла. Перевагами цієї методики є використання простої схеми установки двопучкової взаємодії хвиль лише з одним лазером накачки (без пробного пучка додаткового лазера).

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] Hesselink L, Feinberg J., Roosen G. (2008). Cluster issue on controlling light with light, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41, 224001-224007.
- [2] Gunter P., Huignard J.P (Eds.). (2006). *Photorefractive Materials and their Applications*, 1, 2, and 3, Springer, New York.
- [3]. Kukhtarev N.V, Markov V.B., Odulov S.G., Soskin M.S., Vinetskii V.L. (1979). Holographic storage in electrooptic crystals: I. Steady state, *Ferroelectrics* 22, 949-960.
- [4] Стаселько Д.И., Сидорович В.Г. (1974). Об эффективности преобразования световых пучков с помощью динамических объемных голограмм, *ЖТФ*, 44 (3), 580-597.
- [5] Bugaichuk S.A., Khizhnyak A.I. (1998). Steady state and dynamic grating in photorefractive four-wave mixing, *J. Opt. Soc. Am. B*, 15 (7), 2107-2113.
- [6] Jeganathan M., Bashaw M.C., Hesselink L. (1995). Evolution and propagation of grating envelopes during erasure in bulk photorefractive media, *J. Opt. Soc. Am. B*, 12, 1370-1383.
- [7] Bugaychuk S., Tobisch E. (2018). Single evolution equation for light-matter pairing system, *J. Phys. A: Math. Theor.*, 51, 125201-1-10.
- [8] Bugaychuk S., Conte R. (2012). Nonlinear amplification of coherent waves in media with soliton-type refractive index pattern, *Phys. Rev. E*, 86, 026603-1-8.
- [9] Bugaychuk S., Kovacs L., Mandula G., Polgar K., Rupp R.A. (2003). Nonuniform dynamic gratings in photorefractive media with nonlocal response, *Phys. Rev. E*, 67, 046603-1-8.
- [10] Montemezzani G., Medrano C., Zgonik M., Gunter P. (2000). The photorefractive effect in inorganic and organic materials, in *Nonlinear optical effects and materials*, Gunter P. (Ed.), Springer Series in Optical Sciences, 72, Springer, Berlin, 301-373.
- [11] Prasad P.N. (2003). *Introduction to Biophotonics*, Wiley-Interscience, Hoboken, New Jersey.
- [12] Bugaychuk S., Iljin A., Lytvynenko O., Tarakhan L., Karachevtseva L. (2017). Enganced nonlinear optical effect in hybrid liquid crystal cells based on photonic crystal, *Nanoscale Research Letters*, 12:449, 1-9.
- [13] Gridyakina A., Bordyuk H., Klimusheva G., Bugaychuk S., et al. (2020). Optical nonlinearity in nanocomposites based on metal alknaotes with hybrid metal/semiconductor and semocunductor/semiconductor nanoparticles, *J. Molecular Liquids*, 298, 112042.

- [14] Николис Г., Пригожин И. (1979). *Самоорганизация в неравновесных системах: от диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации*. “Мир”, Москва.
- [15] Akhmediev N. and Ankiewicz A. (eds.). (2005). *Dissipative solitons*, Lecture notes in physics, 661, Springer, Berlin.
- [16] Akhmediev N., Ankiewicz A., Taki M. (2009). Waves that appear from nowhere and disappear without a trace, *Physics Letters A*, 373 (6), 675-678.
- [17] Taranenko V., Weiss C.O. (2003). Spatial semiconductor-resonator solitons, in *Optical Solitons. Theoretical and Experimental Challenges*. Lecture Notes in Physics, 613, Posezian K., Kariakose V.C. (Eds.), Springer, pp. 373-390.
- [18] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. (1992). *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике*, Наука, Санкт-Петербург.
- [19] Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. (1990). *Лазеры на динамических решетках*, Наука, Москва.
- [20] Frejlich J. (2007). *Photorefractive Materials: Fundamental Concepts, Holographic Recording and Materials Characterization*, Hoboken:Wiley-Interscience, 309 p.
- [21] Bortolozzo U., Residori S., Huignard J.P. (2008). Beam coupling in photorefractive liquid crystal light valves, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 41, 224007-1-11.
- [22] Корнійчук П.П. (2012). *Поверхнево-керована фотопереорієнтація директора НРК 4-Н-пентил-4'-ціанобіфунілу в постійному електричному полі*, Дисертація на здобуття ступеня канд. фіз.-мат. Наук, Інститут фізики НАН України, Київ.
- [23] Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррисс Х. (1988). *Солитоны и нелинейные волновые уравнения*, Мир, Москва.
- [24] Chi M., Huignard J.P., Petersen P.M. (2008). Nonlinear gain amplification due to two-wave mixing in a broad-area semiconductor amplifier with moving gratings, *Opt. Express*, 16, 5565-5571.
- [25] Bugaychuk S, Slussarenko S, Kravchuk R. et al. (2013). Electrically controlled dynamics of energy transfer in pure nematic liquid crystals, *IEEE Proc. 2nd International Workshop "Nonlinear Photonics"*, 30-32.
- [26] Найфэ А. (1984). *Введение в методы возмущений*, “Мир”, Москва.
- [27] Dauxois T., Peyrard M. (2006). *Physics of Solitons*, Cambridge University Press, Cambridge.
- [28] Bugaychuk S, Conte R. (2009). Ginzburg-Landau equation for dynamical four-wave mixing in gain nonlinear media with relaxation, *Phys. Rev. E*, 80, 066603-1-7.
- [29] Aranson I.S., Kramer L. (2002). The world of the complex Ginzburg-Landau equation, *Rev. Mod. Phys.*, 74, 99-143.
- [30] Bledowski A., Krolkowski W., Kujawski A. (1989). Temporal instabilities in single-grating photorefractive four-wave mixing, *J. Opt. Soc. Am. B*, 6 (8), 1544-1547.
- [31] Arciszewski D, Shumelyuk A, Odoulov S. (2013). On temporal dynamics of Sn₂P₂S₆ oscillation in semi-linear cavity, *Optics Letters*, 38 (11), 1832-1834.
- [32] Shcherbin K., Mathey P., Gadret G., Guyard R., Jauslin H.R., Odoulov S. (2013). Slowing down of light pulses using photorefractive four-wave mixing: non-trivial behavior with increasing coupling strength, *Phys. Rev. A*, 87, 033820-1-7.

- [33] Bugaychuk S., Tobisch E., Gnatovskyy V., Yezhov P. (2018). Holographic model of longitudinal photonic nonlinear medium, *in Book of Abstracts of the 4-th International Conference on Wave Interaction*, 03-07 April, 2018, J. Kepler University, Linz, Austria, p. 20-23.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Gridyakina, A., Bordyuh, H., Klimusheva, G., **Bugaychuk, S.**, Fedorenko, D., Zhulai, D., Mirnaya, T., Yaremchuk, G., & Polishchuk, A. (2020) Optical nonlinearity in nanocomposites based on metal alkanoates with hybrid metal/semiconductor and semiconductor/semiconductor nanoparticles, *J. Molecular Liquids*, 298, 1120421-1-5.
2. **Bugaychuk, S.**, Iljin, A., Telbiz, G., Zhulai, D., Leonenko, E., Romanovska, L., Gridyakina, A., Bordyuh, A., Kravchuk, M., & Polishchuk, A. (2018). Nonlinear all-optical light valves fabricated on mesoscopic Ti-, Si-substrates, *J. of Molecular Liquids*, 267, 34-37.
3. **Bugaychuk, S.** & Conte, R. (2012). Nonlinear amplification of coherent waves in media with soliton-type refractive index pattern, *Phys. Rev. E.*, 86, 026603-1-8.
4. **Bugaychuk, S.** & Conte, R. (2009). Ginzburg-Landau equation for dynamical four-wave mixing in gain nonlinear media with relaxation, *Phys. Rev. E*, 80, 066603-1-7.
5. **Bugaychuk, S.**, Kovacs, L., Mandula, G., Polgar, K., & Rupp, R. A. (2003). Nonuniform dynamic gratings in photorefractive media with nonlocal response, *Phys. Rev. E*, 67, 046603-1-8.
6. **Bugaychuk, S.**, & Khizhnyak, A. (2000). Optical control of the four-wave mixing dynamic grating structure in photorefractive media, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, 2(3), 451-456.
7. **Bugaychuk, S.** & Tobisch, E. (2018). Single evolution equation in a light-matter pairing system, *J. Phys. A: Math. Theor.*, 51(12), 125201-1-10.
8. **Bugaychuk, S.**, Iljin, A., Lytvynenko, O., Tarakhan, L., & Karachevtseva, L. (2017) Enhanced nonlinear optical effect in hybrid liquid crystal cells based on photonic crystal, *Nanoscale Research Letters*, 12:449, 1-9.
9. Telbiz, G., **Bugaychuk, S.**, Leonenko, E., Derzhypolska, L., Gnatovskyy, V., & Pryadko, I. (2015). Ability of dynamic holography in self-assembled hybrid nanostructured silica films for all-optical switching and multiplexing, *Nanoscale Research Letters*, 10(1):196, 1-7.
10. Conte, R., & **Bugaychuk, S.** (2009). Explicit solutions of the four-wave mixing model, *J. Phys. A: Math. Theor.*, 42(19), 192003-1-14.
11. **Bugaychuk, S.** (2011) Fast nonlinear optical mechanism of photoconversion in the systems: lyotropic ionic liquid crystals – viologen impurities, *Molecular Physics*, 109(12), 1567-1574.
12. **Бугайчук, С.А.**, Гнатовський, В.О., Негрійко, А.М., & Прядко, І.І. (2016). Мультиплікація та комутація лазерних пучків при крос-кореляційній взаємодії періодичних полів, *Ukr. J. Phys.*, 61(4), 311-318.
13. **Бугайчук, С.** (2011). Утворення темних дисипативних солітонів у середовищах

з нелокальним відгуком, *Ukr. J. Phys.*, 56(11), 1171-1177.

14. **Bugaychuk, S.**, Kovacs, L., Mandula, G., Polgar, K., & Rupp, R. A. (2002). Wave-mixing solitons in ferroelectric crystals, *Radiation Effects and Defects in Solids*, 157(6-12), 995-1001.

15. Rupp, R. A., **Bugaychuk, S.**, Xu, J. Sun, Q., & Fally, M. (2002). How defects make holographic storage media thick, *Radiation Effects and Defects in Solids*, 157(6-12), 1133-1137.

16. **Bugaychuk, S.** & Iljin, A. (2018). Squeezing of laser pulses in a nonlinear-optical LC cell, *Photonics Letters of Poland*, 10(4), 112-114.

17. **Bugaychuk, S.**, Iljin, A., & Chunikhina, K. (2017). Extereme events induced by self-action of laser beams in dynamic nonlinear liquid crystal valves, *Journal of Physics: Conference Series*, 867(1), 012007-1-2.

18. Wu, Q., Xu, J.-J., Rupp, R., Zhang, X.-Z., Lou, C.-B., & **Bugaychuk, S.** (2006). Transition from backscattering speckles to phase conjugation in $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$, *Chinese Physics Letters*, 23(8), 2101-2104.

19. Conte, R., & **Bugaychuk, S.** (2008). Analytic structure of the four-wave mixing problem in photorefractive materials, in *Waves and Stability in Continuous Media*, eds. N. Manganaro, R. Monaco, S. Rionero (World scientific, Singapore), 177-186.

20. **Bugayhuk, S.**, Korchemskaya, E., & Burykin, N. (2002). Raman-Nath thin gratings on low-saturated dynamic recording materials, *Ukr. J. Phys. Opt.*, 3(1), 27-34.

21. **Bugaychuk, S.** & Iljin, A. (2019). Amplifier diodes designed in fiber Bragg gratings, *Proc. IEEE 8-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers CAOL*2019*, 63-66.

22. **Bugaychuk, S.**, Yezhov, P., Tarakhan, L., Negriyko, A., Gnatovskyy, V., & Sydorenko, A. (2019). Method of controlling the micro- and nanoscale displacements based on optical correlation, *Proc. IEEE 8-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers CAOL*2019*, 473-476.

23. **Bugaychuk, S.**, Negriyko, A., Yezhov, P., Derzhypolska, L., Tarakhan, L., & Gnatovskyy, V. (2018). Detection of transverse displacements of microstructures in nanoscale range by optical cross-correlation technique, *Proc. IEEE 8th International Conference Nanomaterials: Application & Properties (NAP)*, Zatoka, Ukraine, 1-4.

24. **Bugaychuk, S.** (2016). Bragg Fibers with Soliton-like Grating Profiles, *MATEC Web of Conferences*, 83, 08002-1-3.

25. **Bugaychuk, S.**, Kravchuk, R., Slussarenko, S., Pinchuk, V., Iljin, A., Yaroshchuk, O., Lytvynenko, O., & Karachevtseva, L. (2016). Nonlinear-optical liquid crystal cells based on microstructured substrates, *Proc. IEEE 7-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL)*, 75-77.

26. **Bugaychuk, S.A.**, Negriyko, A.M., Sidorenko, A.V., Gnatovskyy, V.O., & Medvid, N.V. (2016). Beam shaping with the desired intensity profiles based on the correlation technique, *Proc. IEEE 7-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL)*, 237-239.

27. **Bugaychuk, S.A.**, Gnatovskyy, V.O., Sidorenko, A.V., Pryadko, I.I., & Negriyko, A.M. (2015). Synthesis of dynamic phase profile by the correlation technique for spatial

control of optical beams in multiplexing and switching, *Proc. SPIE*, 9809, 98090J-1-8.

28. Negriyko, A., **Bugaychuk, S.**, Gnatovskyy, V., & Medvid, N. (2014). Formation of complex structure of laser fields for the radiation effect on impurities in nano-optoelectronics, *Proc. IEEE Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, 465-467.

29. **Bugaychuk, S.** & Conte, R. (2008). Interaction and fusion of light pulses at the dynamical four-wave mixing in photorefractive media, *Proc. IEEE 9-th International Conference on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling (LFNM 2008)*, 4670346, 76-78.

30. **Bugaychuk, S.**, Kovacs, L., Mamdula, G., Polgar, K., & Rupp, R. (2003). Wave-mixing solitons in bulk photorefractive crystals, *Proc. SPIE*, 5257-28, 201-206.

31. **Bugaychuk, S.**, Rupp, R. A. Mandula, G., & Kovacs, L. (2003). Soliton profile of the dynamic grating amplitude and its alteration by photorefractive wave mixing, *OSA Trends in Optics and Photonics Series*, 87 "Photorefractive effects, materials and devices", 404-409.

32. Pryadko, I., **Bugaychuk, S.**, Galich, G., Gnatovskiy, O., Medved, N. (2003). New holographic scheme for multiplex image storage in photorefractive crystals, *Proc. SPIE*, 4418, 4418T-1-8.

33. **Bugaychuk, S.A.** & Khizhnyak, A.I. (1999). The dynamic grating structure investigation, *Proc. SPIE*, 3904, 201-209.

34. **Bugaychuk, S.** (2014). Formation of auto-oscillations under continuous laser illumination in optical nonlinear dissipative system, *Advanced Photonics. OSA Technical Digest*, JM5A.26-1-2.

35. **Bugaychuk, S.**, Slussarenko, S., Kravchuk, R., Kolesnyk, O., Pinchuk, V., Yaroshchuk, O., & Iljin, A. (2013). Electrically controlled dynamics of energy transfer in pure nematic liquid crystals, *Proc. IEEE 2-nd International Workshop on Nonlinear Photonics, NLP*2013*, Eds. Desyatnikov A.S., Shulika O.V., Sukhoivanov I.A., 30-32.

36. **Bugaychuk, S.**, Pryadko, L., Pryadko, I., Kolesnyk, O., Conte, R., Gnatovskiy, V., & Negriyko, A. (2013). Fabrication of controllable holographic gratings to manage the energy transfer, *Proc. IEEE International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL*2013)*, 373-375.

37. **Bugaychuk, S.** & Conte, R. (2011). Dark dissipative soliton of nonlinear wave interaction, *Proc. IEEE 1-st International Workshop on Nonlinear Photonics (NLP*2011)*, Kharkov, Ukraine. 2011, p. 70-72.

38. **Bugaychuk, S.**, Conte, R., Kozij, E., Kolesnik, O., & Klimusheva, G. (2010). Localized states and oscillations induced by coherent interactions of waves in nonlocal media, *Proc. IEEE 5-th International Conference on Advance Optoelectronics and Lasers (CAOL 2010)*, 103-105.

39. **Bugaychuk, S.**, Mandula, G., Kovacs, I., & Rupp, R.A. (2006). Optical topography technique to material characterization of photorefractive crystals, *Proc. SPIE*, 6023, 6023J, 143-153.

40. **Bugaychuk, S.**, Tobisch, E., Gnatovskyy, V., & Yezhov, P. (2018). Holographic model of longitudinal photonic nonlinear medium, *Book of Abstracts of the 4-th International Conference on Wave Interaction*, 20-23. Linz, Austria.

41. **Bugaychuk, S.**, Iljin, A., Pinchuk, V., & Tobisch, E. (2018). Longitudinal solitons in time-delayed nonlinear systems, 675. *WE-Heraeus-Seminar: Delayed Complex Systems, abstracts*, P-05. Bad Honnef, Germany.
42. Gnatovskyy, V., Sidorenko, A., Negriyko, A., & **Bugaychuk, S.** (2016). Beam shaping of soliton-like wavefronts in the correlation technique, 618. *WE-Heraeus-Seminar Extreme Events and Rogue Waves*, P-1. Bad Honnef, Germany.
43. **Bugaychuk, S.**, Iljin, A., Lytvynenko, O., Tarakhan, L., & Karachevtseva, L. (2016). Enhanced nonlinear-optical response in hybrid liquid crystal cells based on photonic crystalline substrates, *Abstract Book of International Research and Practice Conference: Nanotechnology and Nanomaterials (NANO-2016)*, 380. Lviv, Ukraine.
44. **Bugaychuk, S.** (2015). Formation of extreme events during wave interaction in nonlinear evolving medium with dissipation, *Waves, Solitons and Turbulence in Optical Systems, abstracts*, 17. Berlin, Germany.
45. **Bugaychuk, S.**, Slussarenko, S., Pinchuk, S., Kolesnyk, O., Kravchuk, R., Iljin, A., & Shumelyuk, A. (2013). Electrically controlled dynamic energy transfer in pure liquid crystal cells, *Book of Programmes and Abstracts PR'13, International Conference on Photorefractive Effects, Materials and Devices*, 94. Winchester, UK.
46. **Bugaychuk, S.** (2011). Modeling of extreme waves produced by beam mixing in optical cavity, *International workshop "Rogue Waves", abstract*, P-04. Dresden, Germany.
47. **Bugaychuk, S.** (2010). Localized structures of wave coupling in dissipative nonlocal media, *Proceeding of International workshop "Localized structures in dissipative nonlinear systems"*, 13. Berlin, Germany.
48. **Bugaychuk, S.**, Klimusheva, G., Garbovskiy, Yu., Mirnaya, T. (2010). Fast nonlinear optical materials based on ionic liquid crystals and glasses of metal alkanoates, *Abstracts of Advanced photonics and renewable energy, OSA Optics & Photonics Congress*, paper, NTuC13-1-2. Karlsruhe, Germany.
49. **Bugaychuk, S.** (2005). Solitons of wave nonlinear interaction in media with non-local response, *Proceeding of FPU+50: Nonlinear waves 50 years after Fermi-Pasta-Ulam*. Rouen, France.
50. Klimusheva, G., **Bugaychuk, S.**, Koval`chuk, A., & Mirnaya, T (2003). Nonlinear optical and electro-optical properties of ionic lyotropic smectics with different dopants, *Abstracts of XV Conference on Liquid Crystals*, 157. Zakopane, Poland.

АНОТАЦІЯ

Бугайчук С.А. Дисипативні солітони взаємодії хвиль в динамічних нелінійно-оптичних середовищах. – Рукопис.

Дисертація на здобуття вченого ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.05 – оптика, лазерна фізика. Інститут фізики Національної академії наук України, м. Київ, 2021.

В дисертаційній роботі побудована нова теорія нелінійної взаємодії хвиль в динамічних середовищах з релаксацією. На її базі показано теоретично і експериментально процес формування дисипативних солітонів при самодифракції когерентних лазерних пучків у нелінійно-оптичних середовищах. Такі умови характерні для систем динамічної голографії в об'ємних і тонких матеріалах, де спостерігається ефект перекачки енергії. Для таких систем нами були вперше одержані єдині еволюційні рівняння – комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау і нелінійне рівняння Шредингера. Вони описують нелінійну взаємодію зв'язаних ґраток: світлової решітки та динамічної ґратки показника заломлення, містять в явному вигляді релаксаційну складову та параметри нелінійно-оптичної системи.

Стаціонарними розв'язками знайдених еволюційних рівнянь є світлі і темні дисипативні солітони. В роботі показано, що формування дисипативних солітонів створює умови для маніпуляції лазерними імпульсами в процесі їх взаємодії в динамічних нелінійно-оптичних середовищах. Розроблена теоретична модель для розрахунків вихідних інтенсивностей у високих порядках при самодифракції Рамана-Ната. На основі цієї моделі створена методика визначення нелінійно-оптичних констант в тонких матеріалах. Всі знайдені ефекти є перспективним для застосування в сучасних опто-електронних системах перетворення і обробки інформації. Досліджені системи динамічної голографії можуть використовувати як модельні теоретичні і експериментальні схеми при вивченні фундаментальних властивостей дисипативних солітонів в складних нелінійних системах, що досліджуються в нейронних мережах, нелінійних моделях хімії, біології, клімата, космології тощо.

Ключові слова: дисипативні солітони, динамічні нелінійно-оптичні системи, нелінійне рівняння Шредингера, комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау, нелінійна взаємодія пов'язаних ланцюгів, вироджена взаємодія хвиль, перекачка енергії, методи маніпуляції лазерних пучків, оптичне керування, самодифракція Рамана-Ната.

АННОТАЦИЯ

Бугайчук С.А. Диссипативные солитоны взаимодействия волн в динамический нелинейно-оптических средах. – Рукопись.

Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.05 – оптика, лазерная физика. Институт физики Национальной академии наук Украины, г. Киев, 2021.

В диссертационной работе построена новая теория нелинейного взаимодействия волн в динамических средах с релаксацией. На ее базе впервые показано теоретически и экспериментально процесс формирования диссипативных солитонов при самодифракции когерентных лазерных пучков в нелинейно-оптических средах. Такие условия характерны для систем динамической голографии в объемных и тонких материалах, где наблюдается эффект перекачки энергии. Для таких систем нами были впервые получены единые эволюционные уравнения – комплексное уравнение Гинзбурга-Ландау и нелинейное уравнение Шредингера. Они описывают нелинейное взаимодействие связанных решеток: световой решетки и динамической решетки показателя преломления и содержат в явном виде релаксационную составляющую и параметры нелинейно-оптической системы.

Стационарными решениями найденных эволюционных уравнений являются светлые и темные диссипативные солитоны. В работе показано, что формирование диссипативных солитонов создает условия для манипуляции лазерными импульсами в процессе их взаимодействия в динамических нелинейно-оптических средах. Разработана теоретическая модель для расчета выходных интенсивностей в высоких порядках при само-дифракции Рамана-Ната. На основе такой модели создана методика по определению нелинейно-оптических констант в тонких образцах. Все найденные эффекты являются перспективным для применения в современных оптоэлектронных системах преобразования и обработки информации. Исследованные системы динамической голографии целесообразно использовать в качестве модельных теоретических и экспериментальных схем при изучении фундаментальных свойств диссипативных солитонов в сложных нелинейных системах, которые исследуются в нейронных сетях, нелинейных моделях химии, биологии, климата, космологии и других.

Ключевые слова: диссипативные солитоны, динамические нелинейно-оптические системы, нелинейное уравнение Шредингера, комплексное уравнение Гинзбурга-Ландау, нелинейное взаимодействие связанных цепочек, вырожденное взаимодействие волн, перекачка энергии, методы манипуляции лазерных пучков, оптическое управление, самодифракция Рамана-Ната.

ABSTRACT

Bugaychuk S. Dissipative solitons of wave-mixing in dynamic nonlinear optical media. – The manuscript.

Thesis for a scientific degree of Doctor of Science in Physics and Mathematics in specialty 01.04.05 – Optics, Laser Physics. Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, 2021.

The dissertation is devoted to the first comprehensive studies of dissipative solitons of wave-mixing (DSWM). They represent a new kind of spatial dissipative solitons that arise in dynamic holographic systems operating on reversible nonlinear-optical materials. We found that the basic prerequisites for the formation of DSWMs are self-diffraction of interacting waves, accompanied by the effect of energy transfer between the interacting waves, and relaxation of nonlinearity in the medium. In the dissertation work, detailed theoretical studies of the DSWMs are carried out, including the study of various types of DSWMs and their dependence on the parameters of a nonlinear system.

The considered nonlinear system of the self-diffraction includes (1) the equations of coupled-waves and (2) the evolution equation for a nonlinear-optical medium, consisting of two terms: the gain proportional to the light intensity and the time relaxation of nonlinearity. Such evolution equation is the most general for nonlinear-optical media with nonlinearity arising from transport-type mechanisms. We show that this original system reduces to a single nonlinear evolutionary equation, which is (i) the parametric nonlinear Schrödinger equation (pNLS) (for reflective self-diffraction geometry) or the parametric Ginzburg-Landau equation (pCGLE) (for transmissive self-diffraction geometry). The obtained pNLS and pCGLE explicitly contain the real parameters of the original nonlinear system, namely, the gain of a nonlocal dynamic grating (which is spatially displaced relative to the exciting light interference pattern), and the grating period. In addition, both of these equations contain an exponential decay factor, which is the ratio of the relaxation time constant of the medium divided by the real time. The equations are derived for the case of the formation of a nonlocal dynamic phase grating. This case corresponds to the conditions of maximum energy transfer and the absence of phase transfer between the interacting waves. The pNLS and pCGLE describe the nonlinear dynamics of two coupled lattices, which are an intensity lattice for light interference and a dynamic grating for photoinduced refractive index.

We also show that the original system (1)-(2) can be reduced to a sine-Gordon equation (for transmission geometry) or to a tangent-Gordon equation (for reflective geometry). These equations contain a relaxation term along the longitudinal coordinate z of wave propagation. The function of these equations is the integral under the envelope of the dynamic grating amplitude.

Analytical solutions for DSWM in steady state were obtained from the original (1)-(2) system for both geometries. The solution is a single bright soliton for transmission geometry and a dark soliton (a kink) for reflective geometry. The solution describes a stable spatially localized profile for the interference intensity of the interacting waves

along the longitudinal direction z . The envelope of the amplitude of the dynamic grating has a similar soliton-like profile.

The first experimental studies of the formation of an inhomogeneous spatial profile of the amplitude of a phase dynamic grating upon self-diffraction of laser beams in a bulk photorefractive crystal are described. It was found experimentally that the envelope of the dynamic grating amplitude takes a soliton-like form in accordance with the prediction of the theory. The changes of the soliton half-width depended on the ratio of the intensities of the interacting waves at the crystal boundaries, as predicted by theoretical calculations of analytical solutions for DSWM.

We show that formation of different types of DSWM solutions can lead to new effects that arise from self-diffraction of laser beams in dynamic media. We consider theoretically new possibilities for manipulating laser pulses as a result of DSWMs formation during the interaction of these pulses in a nonlinear optical material. Among such effects are: compression and amplification of laser pulses as a result of complex nonlinear dynamics in the system; light-control-light mirrors with high amplification, which can be created in fiber Bragg gratings or in photonic crystals; development of a holographic amplifier, which includes a set of matched thin phase gratings; optimization of optical phase conjugation schemes that provide high gain coefficients; optical logic elements, and others.

We have also obtained breathers solutions for DSWM. We have shown that the breathers arise for conditions when the nonlinear system (1)-(2) is unstable. Then under the influence of random phase fluctuations for interacting waves, the DSWM becomes in the form of periodic pulsations. As a result of these periodic changes in the DSWM, self-oscillations of the output intensities of the interacting waves arise when exposed to continuous laser beams. All these effects can be promising for applications in modern optoelectronic information systems.

We have developed a theoretical model of self-diffraction of laser beams on thin materials in the Raman-Nath regime. Analytical solutions of our model allow using Raman-Nath self-diffraction as a method for determining nonlinear-optical coefficients in thin materials. We have applied this method to study the nonlinear optical properties of many new materials. Among them, we first have proposed and prepared hybrid liquid crystal cells containing a photonic crystal made on one of the cell substrates.

The results of the provided studies can be extended to other nonlinear systems, which involve the nonlinear interaction of coupled lattices (coupled chains). Our research also prove that dynamic holographic systems demonstrating the energy transfer between interacting waves can be used as model theoretical and experimental systems to study the fundamental properties of dissipative solitons in other, more complex nonlinear systems that are studying in neural networks, in nonlinear models of chemistry, biology, climate, cosmology, etc.

Key words: dissipative solitons, dynamic nonlinear-optical systems, nonlinear Schrödinger equation, complex Ginzburg-Landau equation, nonlinear interaction of coupling chains, degenerate wave-mixing, energy transfer, laser pulse manipulations, all-optical switching, Raman-Nath self-diffraction.