

ІНСТИТУТ ФІЗИКИ
НАЦІОНАЛЬНОЇ АКАДЕМІЇ НАУК УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

БУГАЙЧУК СВІТЛАНА АНАТОЛІЇВНА

УДК 53.01; 537.8; 553

ДИСЕРТАЦІЯ

ДИСИПАТИВНІ СОЛІТОНИ ВЗАЄМОДІЇ ХВИЛЬ
В ДИНАМІЧНИХ НЕЛІНІЙНО-ОПТИЧНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

01.04.05 – оптика, лазерна фізики
Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ С.А. Бугайчук

Київ - 2021

АНОТАЦІЯ

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

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

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

Побудована нова теорія для нелінійної взаємодії хвиль в динамічних середовищах з релаксацією. Такі умови є характерними для систем динамічної голографії в об'ємних і тонких матеріалах де спостерігається ефект перекачки енергії. Нами вперше отримано, що динамічна системи нелінійної взаємодії хвиль, що враховує (1) систему зв'язаних хвиль і (2) еволюційне рівняння для середовищ з підсиленням і релаксацією, зводиться до єдиного еволюційного нелінійного рівняння. Це – параметричне нелінійне рівняння Шредингера (пНРШ) (для геометрії відбивання), або параметричне комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау (пКРГЛ) (для геометрії пропускання). Рівняння пНРШ і пКРГЛ описують

динаміку нелінійної взаємодії двох зв'язаних ґраток: світлової решітки та фотоіндукованої динамічної ґратки показника заломлення. Рівняння були адаптовані для випадку формування нелокальної ґратки, що відповідає умовам максимальної перекачки енергії, і відсутності перекачки фаз між взаємодіючими хвилями. Функцією цих нелінійних рівнянь є обвідна амплітуди фотоіндукованої ґратки. Рівняння пНРШ і пКРГЛ містять в явному вигляді фактичні параметри нелінійної системи, а саме, константу підсилення для нелокальної ґратки, константу релаксації нелінійності в середовищі, період ґратки, і реальний час.

Також отримано, що базова нелінійна система (1)-(2) зводиться до нелінійного еволюційного рівняння типу синус-Гордона (для пропускної геометрії), або тангенс-Гордона (для відбиваючої геометрії), що містять релаксаційну складову по поздовжній координаті z . Функцією цих рівнянь є інтеграл під обвідною амплітуди динамічної ґратки. Обвідна амплітуди ґратки приймає форму “світлого”-солітона у пропускній геометрії і “темного” солітона у відбиваючій геометрії, які “рухаються” не змінюючи свою форму. Ці теоретичні дослідження пояснюють феномен, відомий для фоторефрактивних кристалів з великою константою підсилення, який полягає в тому, що кінетика стирання динамічної ґратки не описується експоненціальною залежністю у разі виключення одного із пучків.

В дисертаційній роботі отримані стаціонарні аналітичні розв'язки для ДСВХ. Ними виявились світлі солітони для пропускної геометрії та темні солітони для відбиваючої геометрії. Ці розв'язки описують стійкі просторово-локалізовані розподіли для інтерференційної інтенсивності взаємодіючих хвиль вздовж товщини середовища по напрямку розповсюдження хвиль. Обвідна амплітуди динамічної ґратки має такі ж солітонно-подібні профілі.

Доведено, що ефект перекачки енергії між взаємодіючими хвилями і

просторова локалізація амплітуди динамічної ґратки показника заломлення є взаємно-пов'язаними процесами. Дифракційна ефективність перекачки енергії визначається величиною інтегралу під солітонним профілем для амплітуди динамічної ґратки в середовищі. Теоретично пояснено ефект збільшення дифракційної ефективності перекачки енергії при зменшенні інтенсивності сигнального пучка для самодифракції хвиль на нелокальній динамічній ґратці. Чим більший ступень локалізації обвідної амплітуди ґратки, тим більша величина перекачки енергії. Ступіть локалізації солітона та величина його максимуму залежать 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).

Вперше експериментально досліджено формування неоднорідного розподілу амплітуди фазової динамічної ґратки при самодифракції лазерних пучків в об'ємному фоторефрактивному кристалі. Для цих експериментів була розроблена спеціальна установка чотирипучкової взаємодії хвиль. Використовувався спеціально вирощений фоторефрактивний кристал LiNbO_3 , який мав товщину вздовж напрямку розповсюдження хвиль 14 мм. Пробний пучок від He-Ne лазера розширювався через телескопічну систему і мав рівномірний розподіл інтенсивності. Він освітлював кристал в площині, перпендикулярній до площини запису динамічної ґратки, і під кутом Брегга відносно ґратки. Просторовий розподіл інтенсивності в дифрагованому пробному пучку пропорційно залежав від розподілу амплітуди динамічної ґратки вздовж товщини кристала. Ми експериментально отримали, що 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 для такого солітона.

Окрім стаціонарних розв'язків типу світлих та темних солітонів, отримано багатосолітонні розв'язки типу бризерів – періодичних просторово-часових локалізованих станів. Їх наслідком є формування автоосциляцій вихідних інтенсивностей хвиль, що виникають при збудженні неперервними вхідними лазерними пучками. Наші дослідження показують, що утворення автоосциляцій при неперервному збудженні є характерною властивістю динамічних нелінійних систем самодифракції хвиль. В підтверджені цього висновку ми вперше теоретично отримали автоосциляції при двопучковій взаємодії в середовищі, де формується чисто нелокальна ґратка, під дією випадкових флуктуацій фаз для вхідних лазерних пучків. При цьому період автоосциляцій не залежав від величини фазових флуктуацій, яка в наших розрахунках складала $\pi/3 \dots \pi/100$. Формування автоосциляцій пояснюються виникненням локальної складової динамічної ґратки завдяки флуктуаціям фаз. Цей висновок підтверджувався проведеними розрахунками для середовищ, що мають комплексний нелінійно-оптичний відгук – локальну і нелокальну складові, а також поглинання. Визначено, що ці періодичні розв'язки ДСВХ виникають під дією фазових шумів в областях нестабільності динамічної системи. В свою чергу, області нестабільності визначаються доменом параметрів: константами підсилення нелокальної та локальної складових динамічної ґратки, поздовжніми розмірами середовища, співвідношенням інтенсивностей вхідних хвиль, коефіцієнтом поглинання. Комбінація цих параметрів задає період автоосциляцій. При цьому коефіцієнт поглинання виступає як стабілізуючий фактор – з його підвищенням автоосциляції пригнічуються.

В дисертаційній роботі досліджено різні типи ДСВХ та їх залежність

від параметрів нелінійної системи. Показано, що різні типи солітонів розв'язків передбачають нові ефекти, які можуть виникати при самодифракції хвиль в динамічних середовищах. В роботі вперше показано, що формування ДСВХ призводить до маніпуляції лазерними імпульсами при їх взаємодії в динамічних нелінійно-оптичних середовищах. Ці ефекти пов'язані з існуванням додаткових параметрів в динамічних нелінійно-оптичних середовищах – співвідношення тривалості світлових імпульсів, періоду імпульсів і часу релаксації динамічної ґратки. Серед таких ефектів вперше розраховані звуження та підсилення лазерних імпульсів як наслідок нелінійної динаміки взаємодії хвиль у разі, коли всі ці часи співрозмірні. Теоретично показано, що цей ефект може використовуватися для створення оптично-керованого дзеркала на базі волоконних бреггівських ґраток, якщо в них виготовлені ґратки з нерівномірним просторовим розподілом амплітуди у формі темного солітону. Подібні ефективні оптично-керовані дзеркала можна реалізувати також і в фотонних кристалах.

Показано, що при взаємодії лазерних пучків, які представляють собою серії імпульсів, домен параметрів для формування нестационарних просторово-часових станів розширюється. Серед цих додаткових параметрів є не тільки різні періоди і амплітуди імпульсів в серіях, але і часова затримка між серіями імпульсів. Теоретично отримано ефект затримки лазерних імпульсів, що мають гаусівський розподіл інтенсивності, при двопучковій взаємодії; визначені параметри нелінійної системи, при яких гаусівська форма імпульсів після затримки у часі зберігається на виході із системи.

Розрахунки ДСВХ, що виникають при взаємодії імпульсів, показують можливість формування сплесків (або занепадів) окремих імпульсів при взаємодії хвиль – так званих “екстремальних подій” (ЕП), або навіть “хвиль-убивць”. Вперше теоретично і експериментально отримано ЕП при

самодифракції хвиль в комірках рідких кристалів (РК) з барвником, що демонструють швидкісний нелінійно-оптичний відгук. Наші результати показують, що схеми нелінійної взаємодії хвиль в динамічній голографії можна використовувати в якості “аналогій” – для прогнозування і дослідження ЕП і “хвиль-убивць” в інших більш складних нелінійних системах, а також для виявлення умов їх виникнення.

Запропоновано практичні використання взаємодії хвиль, що базуються на утворенні стабільних просторово-локалізованих або періодичних нестационарних станів для обвідної амплітуди динамічної ґратки. Можливість формування динамічних ґраток, що мають різні ступені просторової локалізації для обвідної амплітуди і різну величину максимальної амплітуди в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль, може лежати в основі чисто-оптичного керування інтенсивностями вихідних хвиль. При цьому різновиди отриманих елементів залежать від вибору хвиль накачки, сигнальної і керуючої хвиль. Ці хвилі визначаються напрямками їхнього хвильового вектору, і напрямком зсуву нелокальної ґратки відносно інтерференційної картини.

Приводиться обґрунтування оптимізації обернення хвильового фронту (ОХФ) при чотиріпучковій взаємодії (ЧПВ), які можна досягти в нелінійних середовищах з високим значенням нелокальної константи зв'язку. Ґратку з обвідною для її амплітуди, що має максимальний ступень просторової локалізації і розташовану в центрі нелінійного середовища, можна записати при ЧПВ у випадку реалізації режиму подвійного ОХФ дзеркала (ПДОХФ). В такій схемі будуть формуватися вихідні ОХФ-хвилі, які будуть мати максимальний коефіцієнт підсилення. Проведені розрахунки показують, що можна досягти підсилення інтенсивності ОХФ-хвилі майже в 100 разів тільки завдяки формуванню вхідних хвиль у співвідношенні інтенсивностей, близькому до режиму ПДОХФ.

Згідно зазначеного ефекту керування ступенем локалізації для

обвідною амплітуди ґратки при зміні співвідношення вхідних інтенсивностей хвиль, запропоновано і проведено теоретичні розрахунки чисто-оптичних перемикачів світла як у пропускній, так і у відбиваючій, геометріях взаємодії хвиль. Також запропоновані і досліджуються оптичні логічні елементи, що можуть бути реалізовані в схемі ЧПВ. Показано утворення двох різних логічних елементів “OR” і “NOR” (стрілка Пірса) при ЧПВ.

Вперше запропоновано і розглядається теоретично і експериментально голографічний підсилювач, в якому реалізований ефект перекачки енергії між взаємодіючими хвилями подібний до бреггівської самодифракції хвиль. Голографічний корелятор включає дві узгоджені тонкі фазові ґратки. 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 вхід такої системи світлового інтерференційного поля, яке має просторовий поперечний зсув відносно узгоджених ґраток. Для системи двох тонких ґраток з великою глибиною модуляції, які дають сумарну фазову затримку близьку до π радіан, отримано новий режим перекачки енергії. А саме, це процес підсилення 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 порівняно з пучком накачки. Знайдений режим дозволяє збільшити динамічний діапазон змін вихідних інтенсивностей сигнального пучка.

Розглянуті нами ефекти є перспективними для застосувань в сучасних оптоелектронних системах перетворення і обробки інформації.

Одним із пріоритетних напрямків сучасної динамічної голографії є створення і використання нових тонких світло-чутливих матеріалів з високою швидкістю. В роботі розроблена математична модель для

самодифракції хвиль Рамана-Ната в тонких середовищах. Отримані аналітичні розв'язки для вихідних інтенсивностей хвиль у високих порядках самодифракції. На основі створеної математичної моделі, запропоновано 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 в зразках. Перевагами цієї методики є використання простої схеми експериментальної установки двопучкової взаємодії хвиль лише з одним лазером накачки (без пробного пучка додаткового лазера).

Методом динамічної голографії з використанням розробленою нами методики самодифракції Рамана-Ната експериментально визначені нелінійно-оптичні характеристики нових матеріалів. Серед них гібридні комірки рідких кристалів (РК), що містять TiO_2 і SiO_2 мезоскопічні наноплівки на одній із підкладок; наноккомпозити на основі іонних РК з різними типами наночастинок; ліотропні іонні РК з домішками віологенів; плівки з бактеріородопсином. Вперше запропоновано виготовлення гібридних РК комірок, що містять фотонний кристал. Показано, що в гібридних комірках з фотонним кристалом нелінійно-оптичні константи більші, ніж у традиційних комірках, виготовлених на плоских підкладках.

Результати, що отримані в дисертаційній роботі, є новими для теоретичної нелінійної фізики. Вони будуть корисні для міждисциплінарних досліджень різних типів дисипативних солітонів, оскільки базуються на математичних моделях, які є універсальними для різноманітних нелінійних систем. Досліджені схеми динамічної голографії можуть використовуватися як модельні теоретичні і експериментальні системи при вивченні фундаментальних властивостей дисипативних солітонів в складних нелінійних системах, що досліджуються в нейронних мережах, нелінійних моделях біології, клімату, космології тощо.

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

SUMMARY

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.

In the dissertation work it is shown for the first time theoretically and experimentally that dissipative solitons of wave-mixing arise during self-diffraction of waves in a dynamic nonlinear medium with relaxation. Such dissipative solitons represent a new kind of spatial solitons, which can be formed in systems of the dynamic holography. The dissertation work is devoted to the study of the conditions to formation of dissipative solitons of wave-mixing (DSWM), to the research of different types of DSWM and their dependence on specific parameters of the nonlinear system. We have proved that the minimum conditions for the DSWMs to be formed are both the nonlocal-type of the nonlinear optical response of the medium and the dynamics of this response, which includes its amplification proportional to the light intensity and temporal relaxation.

A new theory for the nonlinear interaction of waves in dynamic media with relaxation is created under conditions, which are typical for dynamic holography systems operating with bulk and thin materials, where the energy transfer effect is significant. We were the first to find that a dynamic system of nonlinear interaction of waves, which takes into account (1) a system of coupled

waves and (2) the evolution equation describing the dynamics of the nonlinearity in a medium that includes both amplification and relaxation, reduces to a single evolutionary nonlinear equation. This is the parametric nonlinear Schrödinger equation (pNLSE) (for the reflection geometry of wave interaction), or the parametric complex Ginzburg-Landau equation (pCGLE) (for the transmission geometry). The pNLSE and pCGLE describe the nonlinear interaction of two coupling lattices, namely a light lattice and a photoinduced dynamic refractive index grating. The equations are adapted for the case of the formation of a nonlocal dynamic grating, which corresponds to the conditions of maximum energy transfer and the absence of a phase transfer between interacting waves. The function of these nonlinear equations is the envelope of the amplitude of the dynamic grating. The pNLSE and pCGLE explicitly contain the actual parameters of the nonlinear system, namely, the nonlocal grating gain, the relaxation constant of the nonlinearity in the medium, the grating period, and real time.

It was also found that the basic nonlinear system (1) - (2) reduces to nonlinear evolutionary equations, such as sine-Gordon (for the transmission geometry) or tangent-Gordon (for the reflective geometry), which contain a relaxation component with respect to the longitudinal coordinate z . The function of these equations is the integral over the envelope of the amplitude of the dynamic grating. The envelope of the grating amplitude takes the form of a bright soliton in the transmission geometry or a dark soliton in the reflection geometry, which “moves” without changing their shape. These theoretical studies explain the phenomenon of dynamic grating erasure occurring when one of the input beams is turned off, namely, this kinetics is not described by an exponential dependence with time that is experimentally observed in a photorefractive medium with a large gain constant.

Stationary analytical solutions for DSWM are obtained in the dissertation work. They are a bright single soliton for the transmission geometry and a dark

single soliton for the reflective geometry. These solutions describe a spatially localized profile for the interference intensity generated by the interacting waves along the thickness of the medium in the direction of wave propagation. The envelope of the amplitude of the dynamic grating has the same soliton-like profile.

It has been proved that the effect of energy transfer between interacting waves is associated with the spatial localization of the envelope of the amplitude of the photoinduced dynamic grating. The diffraction efficiency of energy transfer is determined by the value of the integral under the soliton profile for the amplitude of the dynamic grating in the medium. The effect of increasing the diffraction efficiency of energy transfer with decreasing in the intensity of the signal beam is theoretically explained for the case of self-diffraction of waves on a nonlocal dynamic grating. The greater the degree of localization of the amplitude envelope of the dynamic grating, the greater the amount of the energy transfer. The degree of soliton localization and the magnitude of its maximum depend on the ratio of the intensities of the input waves, and these values get stronger with the input signal beam becomes weaker than the intensity of the pump beam. (It is believed that the signal beam contains a component of the wave vector directed along the spatial shift of the dynamic grating relative to the light interference pattern).

The formation of a phase dynamic grating, which has a nonuniform distribution of its amplitude, upon self-diffraction of laser beams was studied experimentally for the first time in a bulk photorefractive crystal. A special four-wave mixing setup was developed for these experiments. We used a specially grown LiNbO_3 photorefractive crystal, which had a thickness of 14 mm in the direction of wave propagation. The probe beam from a He-Ne laser was expanded with a telescopic system and had an uniform intensity distribution. The probe beam illuminated the crystal in a plane perpendicular to the planes of the recorded dynamic grating and at the Bragg angle relative to the grating. The

spatial distribution of the intensity in the diffracted probe beam depended proportionally on the distribution of the dynamic grating amplitude over the crystal thickness. It was found experimentally that the amplitude envelope of the grating acquired a shape similar to a bright soliton, in accordance with theoretical predictions. A change in the degree of soliton localization depending on the ratio of the intensities of the input waves was shown experimentally. This experimental result agreed with analytical solutions obtained for DSWM.

In addition to stationary solutions, which are the bright and dark solitons, multi-soliton solutions have been obtained that have the type of breathers: periodic space-time localized states. The emergence of self-oscillations of the output intensities during wave-mixing under conditions of interaction of input continuous waves is the result of the appearance of such breathers in a nonlinear medium. Our studies show that the formation of self-oscillations under continuous excitation is a characteristic feature of this dynamic nonlinear system. We have found that these periodic solutions of the DSWM arise under the influence of noise (phase random fluctuations) in the regions of instability of the dynamic system. In support of this conclusion, we were the first to theoretically obtain self-oscillations during two-wave mixing excited by random phase fluctuations of the input laser beams in a medium where a purely nonlocal grating is formed. The period of self-oscillations does not depend on the magnitude of the phase fluctuations, which in our calculations is $\pi/3 \dots \pi/100$. We explain the formation of self-oscillations by the appearance of a local component of the dynamic grating due to phase fluctuations. This conclusion is confirmed by our calculations for media with a complex nonlinear optical response, which includes both local and nonlocal components. As well as absorption is taken into account. The instability regions are determined by the domain of parameters: gain constants of the nonlocal and local components of the dynamic grating, the longitudinal thickness of the medium, the ratio of the intensities of the input waves, and the absorption coefficient. The combination

of these parameters defines the period of self-oscillations. In this case, the absorption coefficient acts as a stabilizing factor: with its increase, the self-oscillations are suppressed.

The thesis explores various types of DSWM and their dependence on the parameters of a nonlinear system. It was shown that different types of soliton solutions lead to new effects, which can occur during self-diffraction of waves in dynamic media. In the dissertation, it is shown for the first time that the formation of DSWMs creates conditions for manipulating laser pulses during their interaction in dynamic nonlinear optical media. These effects arise due to the appearance of additional parameters in a dynamic nonlinear optical medium, namely, the ratios between the durations of light pulses, pulse periods and relaxation time of the dynamic grating. Among these effects, the narrowing and amplification of laser pulses were calculated for the first time as a consequence of the nonlinear dynamics of the interacting waves, which arisen when all above mentioned times are comparable. We have shown theoretically that this effect can be used to create a mirror with pure optical control. Such mirror can be fabricated on the base of a fiber Bragg grating in the condition to create nonuniform spatial distribution of the grating amplitude in the form of a dark soliton. Such efficient optically controlled mirrors can also be implemented in photonic crystals.

It is shown that the interaction of pulse trains expands the domain of parameters for the formation of non-stationary space-time states. These additional parameters include not only the different periods and amplitudes of the pulses in the trains, but also the time delay between these trains. The effect of time delay of laser pulses with Gaussian intensity distribution is obtained theoretically for two-wave mixing; the parameters of the nonlinear system, at which the Gaussian shape of the pulses remains at the output of the system after a time delay, are determined.

Our calculations of DSWMs for the case of interaction of pulse trains

show the possibility of the formation of amplified (or suppressed) individual pulses that confirm the formation of so-called "extreme events" (EE), or even "rogue-waves". For the first time, EE are obtained theoretically and experimentally by self-diffraction of waves in liquid crystal (LC) cells with dye impurities, which have a reversible nonlinear optical response. Our results prove that the schemes of nonlinear interaction of waves in dynamic holography can be used as "analogies" for predicting and studying EE and rogue-waves in other more complex nonlinear systems, as well as for identifying the conditions for emergence of such extreme waves.

Practical applications based on the formation of different types of DSWMs during wave-mixing are proposed. The possibility of formation of the dynamic gratings with amplitude envelopes to be changed (including its degrees of spatial localization and the magnitude of its maximum) by means of changing the intensity ratio of the input waves, can be the basis for purely optical control of the intensities of the output waves. The variety of practical elements, which have been considered, is defined by the choice of the pump wave, signal and control waves. These waves are determined by the directions of their wave vectors relative to the direction of transverse displacement of the nonlocal grating with respect to the interference pattern.

We provide scientific justification of the optimization of optical phase conjugation (PC) in the case of four-wave mixing (FWM), which can be achieved in nonlinear media with a high value of the nonlocal coupling constant. An envelope for the grating amplitude envelope with a maximum degree of spatial localization and located in the center of the nonlinear medium is recorded in the condition of the double phase-conjugation mirror (DPCM) mode. The phase conjugated waves will have maximum gain of the energy transfer for the DPCM scheme. Our calculations show that it is possible to achieve an amplification of the PC-wave intensity by almost 100 times when to give the input waves with intensity ratio closed to the DPCM mode.

All-optical light switches are proposed and studied theoretically for both geometries: transmitted and reflective wave interaction. The principle of the switching is based on the considered phenomenon of controlling the degree of localization of the envelope of the grating amplitude due to changing the ratio of input wave intensities. Also, optical logic elements that can be realized by FWM have been proposed and investigated. It is shown that two different logical elements “OR” and “NOR” (Peirce's arrow) can be formed during FWM.

For the first time, a holographic amplifier was proposed and considered theoretically and experimentally, in which the effect of energy transfer between interacting waves is similar to Bragg self-diffraction of waves. The holographic correlator includes two matched thin phase gratings. It is shown that a system of thin phase gratings separated by a distances and matched to each other can simulate a thick Bragg grating for the case when a light interference field is applied to the input, which has a spatial transverse shift relative to the matched gratings. For a system of two thin gratings with a large depth of modulation, which give a total phase delay close to π radians, a new mode of energy transfer is obtained. Namely, this is the process of beam amplification, which does not depend on the direction of displacement of the grating relative to the input interference field. Only a beam with a lower intensity at the input is amplified, and the gain is stronger, the weaker this signal beam compared to the pump beam. The found mode has an increased dynamic range of variation of the output intensities of the signal beam.

The effects considered by us are promising for applications in modern optoelectronic systems of transformation and processing of information.

One of the priority direction of modern dynamic holography is the creation and use of new thin light-sensitive materials with high response time. In the dissertation work, a mathematical model of self-diffraction of waves in the Raman-Nath mode in thin media have been developed. Analytical solutions are obtained for the intensities of the output waves in high orders of self-diffraction.

Using the created mathematical model, a new method for determining nonlinear optical constants of materials based on the self-diffraction of waves in thin samples (films) in the Raman-Nath regime is proposed. The developed mathematical model takes into account the losses of light on the absorption and scattering. The advantage of this method is the use of a simple scheme of two-wave mixing experimental setup with only one pump laser (without a probing laser).

We experimentally have determined the nonlinear optical characteristics of new materials using the method of dynamic holography in the Raman-Nath self-diffraction mode developed by us. Among such materials are hybrid cells of liquid crystals containing mesoscopic nanofilms TiO_2 and SiO_2 on one of the substrates; nanocomposites based on ionic LCs with various types of nanoparticles; lyotropic ionic LCs with viologen impurities; films with bacteriorhodopsin. For the first time, hybrid LC cells containing a photonic crystal has been proposed and fabricated. It is shown that in the hybrid cells with the photonic crystal, the nonlinear optical constants are larger than in traditional cells fabricated on flat substrates.

The results obtained in the dissertation are new to theoretical nonlinear physics. They will be useful for interdisciplinary studies of different types of dissipative solitons, as they are based on mathematical models that are universal for various nonlinear systems. Dynamic holography schemes can be used as theoretical and experimental model systems in the study of the fundamental properties of dissipative solitons in complex nonlinear systems considered in neural networks, models of biology, climate, cosmology, etc.

Keywords: 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.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Статті у міжнародних наукових виданнях:

1. A. Gridyakina, H. Bordyuh, G. Klimusheva, S. Bugaychuk, D. Fedorenko, D. Zhulai, T. Mirnaya, G. Yaremchuk, A. Polishchuk, Optical nonlinearity in nanocomposites based on metal alkanoates with hybrid metal/semiconductor and semiconductor/semiconductor nanoparticles. *Journal of Molecular Liquids*. 2020, **298**, 112042-1-5.
2. S. Bugaychuk, A. Iljin, G. Telbiz, D. Zhulai, E. Leonenko, L. Romanovska, A. Gridyakina, A. Bordyuh, M. Kravchuk, A. Polishchuk, Nonlinear all-optical light valves fabricated on mesoscopic Ti-, Si-substrates. *Journal of Molecular Liquids*. 2018, **267**, 34-37.
3. S. Bugaychuk, R. Conte, Nonlinear amplification of coherent waves in media with soliton-type refractive index pattern. *Phys. Rev. E*. 2012, **86**, 026603-1-8.
4. S. Bugaychuk, R. Conte, Ginzburg-Landau equation for dynamical four-wave mixing in gain nonlinear media with relaxation. *Phys. Rev. E*. 2009, **80**, 066603-1-7.
5. S. Bugaychuk, L. Kovacs, G. Mandula, K. Polgar, R.A. Rupp, Nonuniform dynamic gratings in photorefractive media with nonlocal response. *Phys. Rev. E*. 2003, **67**, 046603-1-8.
6. S. Bugaychuk, A. Khizhnyak, Optical control of the four-wave mixing dynamic grating structure in photorefractive media, *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* 2020, **2**, N 3, 451-456.
7. S. Bugaychuk, E. Tobisch, Single evolution equation in a light-matter pairing system. *J. Phys. A: Math. Theor.* 2018, **51** (12), 125201-1-10.
8. S. Bugaychuk, A. Iljin, O. Lytvynenko, L. Tarakhan, L. Karachevtseva, Enhanced nonlinear optical effect in hybrid liquid crystal cells based on photonic crystal, *Nanoscale Research Letters*. 2017, 12:449, p. 1-9.

9. G. Telbiz, S. Bugaychuk, E. Leonenko, L. Derzhypolska, V. Gnatovsky, I. Pryadko, Ability of dynamic holography in self-assembled hybrid nanostructured silica films for all-optical switching and multiplexing. *Nanoscale Research Letters*. 2015, **10** (1):196, p. 1-7.
10. R. Conte, S. Bugaychuk, Explicit solutions of the four-wave mixing model. *J. Phys. A: Math. Theor.*, FTC. 2009, **42** (19), 192003-1-14.
11. S. Bugaychuk, Fast nonlinear optical mechanism of photoconversion in the systems: lyotropic ionic liquid crystals – viologen impurities. *Molecular Physics*. 2011, **109** (12), 1567-1574.
12. С.А. Бугайчук, В.О. Гнатовський, А.М. Негрійко, І.І. Прядко, Мультиплікація та комутація лазерних пучків при крос-кореляційній взаємодії періодичних полів. *Ukr. J. Phys.* 2016, **61** (4), 311-318.
13. С. Бугайчук, Утворення темних дисипативних солітонів у середовищах з нелокальним відгуком. *Ukr. J. Phys.* 2011, **56** (11), 1171-1177.
14. S. Bugaychuk, L. Kovacs, G. Mandula, K. Polgar, R.A. Rupp, Wave-mixing solitons in ferroelectric crystals. *Radiation Effects and Defects in Solids*,. 2002, **157** (6-12), 995-1001.
15. R.A. Rupp, S. Bugaychuk, J. Xu, Q. Sun, M. Fally, How defects make holographic storage media thick. *Radiation Effects and Defects in Solids*. 2002, **157** (6-12), 1133-1137.
16. S. Bugaychuk, A. Iljin, Squeezing of laser pulses in a nonlinear-optical LC cell, *Photonics Letters of Poland*. 2018, **10** (4), 112-114.
17. S. Bugaychuk, A. Iljin, K. Chunikhina, Extreme events induced by self-action of laser beams in dynamic nonlinear liquid crystal valves. *Journal of Physics: Conference Series*. 2017, **867** (1), 012007-1-2.
18. Q. Wu, J.-J. Xu, R. Rupp, X.-Z. Zhang, C.-B. Lou, S. Bugaychuk, Transition from backscattering speckles to phase conjugation in $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$. *Chinese Physics Letters*. 2006, **23** (8), 2101-2104.
19. R. Conte, S. Bugaychuk, Analytic structure of the four-wave mixing

problem in photorefractive materials, in *Waves and Stability in Continuous Media*. Eds. Manganaro, N.; Monaco, R.; Rionero, S. 2008, World scientific, Singapore, p. 177-186.

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

21. S. Bugaychuk, A. Iljin, Amplifier diodes designed in fiber Bragg gratings, *Proc. IEEE 8-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers CAOL*2019*, Eds. Shulika O.V., Maslov V.A., 2019, p. 63-66.

22. S. Bugaychuk, P. Yezhov, L. Tarakhan, A. Negriyko, V. Gnatovskyy, A. Sydorenko, 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*, Eds. Shulika O.V., Maslov V.A., 2019, p. 473-476.

23. S. Bugaychuk, A. Negriyko, P. Yezhov, L. Derzhypolska, L. Tarakhan, V. Gnatovskyy, 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, 2018, p. 1-4. doi:10.1109/NAP.2018.8915166.

24. S. Bugaychuk, Bragg fibers with soliton-like grating profiles, *MATEC Web of Conferences*. Ed. Belhaq M. 2016, **83**, 08002-1-3.

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

26. S.A. Bugaychuk, A.M. Negriyko, A.V. Sidorenko, V.O. Gnatovskyy, N.V. Medvid, Beam shaping with the desired intensity profiles based on the correlation technique, *Proc. IEEE 7-th International Conference on Advanced*

Optoelectronics and Lasers (CAOL). Eds. Shulika O.V., Suhkoivanov I.A. 2016, p. 237-239.

27. S.A. Bugaychuk, V.O. Gnatovskyy, A.V. Sidorenko, I.I. Pryadko, A.M. Negriyko, Synthesis of dynamic phase profile by the correlation technique for spatial control of optical beams in multiplexing and switching, *Proc. SPIE*, Ed. Angelsky O. 2015, **9809**, 98090J-1-8.

28. A. Negriyko, S. Bugaychuk, V. Gnatovskyy, N. Medvid, Formation of complex structure of laser fields for the radiation effect on impurities in nano-optoelectronics, *Proc. IEEE 34-th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, Kyiv. 2014, p. 465-467. doi: 10.1109/ELNANO.2014.6873430.

29. S. Bugaychuk, R. Conte, 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)*, Ed. Sukhoivanov I.A., Crimea, 2008, p. 76-78. doi: 10.1109/LFNM.2008.4670346.

30. S. Bugaychuk, L. Kovacs, G. Mamdula, K. Polgar, R. Rupp, Wave-mixing solitons in bulk photorefractive crystals, *Proc. SPIE*, Eds. Klimusheva G.V., Iljin A.G., Kostyukevich S.A., 2003, **5257–28**, p. 201-206.

31. S. Bugaychuk, R. A. Rupp, G. Mandula, L. Kovacs, Soliton profile of the dynamic grating amplitude and its alteration by photorefractive wave mixing, *OSA Trends in Optics and Photonics Series*. Eds. Dealy F., Denz C., Mager L., Montenezani G., 2003, **87** “Photorefractive effects, materials and devices”, p. 404-409.

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

33. S.A. Bugaychuk, A.I. Khizhnyak, Dynamic grating structure investigation, *Proc. SPIE*, 1999, **3904**, p. 201-209. doi: 10.1117/12.370403.

34. S. Bugaychuk, Formation of auto-oscillation under continuous laser illumination in optical nonlinear dissipative system, *OSA Technical Digest, Advanced Photonics Congress. Nonlinear Photonics*. 2014, JM5A.26-1-2. Doi: 10.1364/BGPP.2014.JM5A.26.
35. A. Bugaychuk, S. Slussarenko, R. Kravchuk, O. Kolesnyk, V. Pinchuk, O. Yaroshchuk, A. Iljin, 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., 2013, p. 30-32.
36. S. Bugaychuk, L. Pryadko, I. Pryadko, O. Kolesnyk, R. Conte, V. Gnatovskiy, A. Negriyko, Fabrication of controllable holographic gratings to manage the energy transfer, *Proc. IEEE International Conference on Advanced optoelectronics and Lasers CAOL*2013*. Eds. Shulika O.V., Sukhoivanov I.A., 2013, p. 373-375.
37. S. Bugaychuk, R. Conte, 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. S. Bugaychuk, R. Conte, E. Kozij, O. Kolesnik, G. Klimusheva, 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*, Eds. Sukhoivanov I.A., Shulika O.V., 2010, p. 103-105.
39. S. Bugaychuk, G. Mandula, I. Kovacs, R. A. Rupp, Optical topography technique to material characterization of photorefractive crystals, *Proc. SPIE*. Eds. Klimusheva G.V., Iljin A., Lostyukevych S.A., 2005, **6023**, 60230J-1-11, p.143-153.

Матеріали наукових конференцій

40. S. Bugaychuk, E. Tobisch, V. Gnatovskyy, P. Yezhov, Holographic model of longitudinal photonic nonlinear medium, *Book of Abstracts of the 4-th International Conference on Wave Interaction*, April 3-7, 2018,. Linz, Austria, pp. 20-23, (2018).

41. S. Bugaychuk, A. Iljin, V. Pinchuk, E. Tobisch, Longitudinal solitons in time-delayed nonlinear systems, 675. *WE-Heraeus-Seminar: Delayed Complex Systems, abstracts*, July 2-5, 2018, Bad Honnef, Germany, P. 44,(2018).

42. V. Gnatovskyy, A. Sidorenko, A. Negriyko, S, & Bugaychuk, Beam shaping of soliton-like wavefronts in the correlation technique, 618. *WE-Heraeus-Seminar Extreme Events and Rogue Waves*, May 30 – June 3, 2016, Bad Honnef, Germany, P-01, (2016).

43. S. Bugaychuk, A. Iljin, O. Lytvynenko, L. Tarakhan, L. Karachevtseva, 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)*, August 24-30, 2016, Lviv, Ukraine, P. 380, (2016).

44. S. Bugaychuk, Formation of extreme events during wave interaction in nonlinear evolving medium with dissipation, *Waves, Solitons and Turbulence in Optical Systems, abstracts*, October 12-14, 2015, Berlin, Germany, P. 17, (2015).

45. S. Bugaychuk, S. Slussarenko, S. Pinchuk, O. Kolesnyk, R. Kravchuk, A. Iljin, A. Shumelyuk, 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*, September 4-6, 2013, Winchester, UK, P. 94 (2013).

46. S. Bugaychuk, Modeling of extreme waves produced by beam mixing in optical cavity, *International workshop "Rogue Waves"*, November 7-11, 2011, Dresden, Germany, P-04, (2011).

47. S. Bugaychuk, Localized structures of wave coupling in dissipative nonlocal media, *Proceeding of International workshop “Localized structures in dissipative nonlinear systems”*, October 18-20, 2010, Berlin, Germany, P. 13, (2010).

48. S. Bugaychuk, G. Klimusheva, Yu. Garbovskiy, T. Mirnaya, Fast nonlinear optical materials based on ionic liquid crystals and glasses of metal alkanoates, Abstracts of Advanced photonics and renewable enegry, OSA Optics & Photonics Congress, June 21-24, 2010, Karlsruhe, Germany, Abstract NTuC13-1-2 (2010).

49. S. Bugaychuk, Solitons of wave nonlinear interaction in media with nonlocal response, *List of Abstracts of FPU+50: Nonlinear waves 50 years after Fermi-Pasta-Ulam*, June 21-25, 2005, Rouen, France, P. 3, (2005).

50. G. Klimusheva, S. Bugaychuk, A. Koval`chuk, T. Mirnaya, Nonlinear optical and electro-optical properties of ionic lyotropic smectics with different dopants, *Abstracts of XV Conference on Liquid Crystals*, October 13-17, 2003. Zakopane, Poland, P. 157, (2003).

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ	29
ВСТУП	31
РОЗДІЛ 1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ДИНАМІЧНОЇ ГОЛОГРАФІЇ. ДОСЛІДЖЕННЯ ДИСИПАТИВНИХ СОЛІТОНІВ В НЕЛІНІЙНІЙ ФОТОНІЦІ	44
Вступ	44
1.1. Фізичні основи динамічної голографії	45
1.1.1. Дифракція Бреґґа і дифракція Рамана-Ната в динамічній голографії	45
1.1.2. Ефект перекачки енергії при самодифракції хвиль на нелокальних динамічних ґратках	48
1.2. Дисипативні солітони в оптичних нелінійних системах	51
1.2.1. Класичні і дисипативні солітони	52
1.2.2. Основні математичні моделі дисипативних солітонів	56
1.2.3. “Екстремальні події” та “хвилі-убивці”	63
Висновки розділу 1.	65
РОЗДІЛ 2. НЕЛІНІЙНА МОДЕЛЬ ЗВ’ЯЗАНИХ ХВИЛЬ В ДИНАМІЧНИХ РЕЛАКСАЦІЙНИХ СЕРЕДОВИЩАХ	67
Вступ	67
2.1. Базова нелінійна система взаємодії хвиль в нелінійних середовищах з релаксацією	69
2.2. Нелінійні рівняння синус-Гордона і тангенс-Гордона з релаксаційною складовою, що описують нелінійну взаємодію хвиль	80
2.3. Стаціонарні розв’язки типу “світлих”-солітонів і “темних”- солітонів	93
2.3.1. Стаціонарні розв’язки для пропускної геометрії	95
2.3.2. Стаціонарні розв’язки для відбиваючої геометрії	100
2.4. Вироджена чотирипучкова взаємодія. Голографічний метод отримання лазерних пучків з оберненим хвильовим	103

фронтом	
2.5. Експериментальні дослідження просторової локалізації динамічної ґратки при самодифракції хвиль в фоторефрактивних кристалах	107
2.6. Математична модель самодифракції лазерних пучків в режимі Рамана-Ната	116
2.6.1. Дослідження нелінійно-оптичних властивостей нових матеріалів методом динамічної голографії	124
2.7. Фоторефрактивний ефект в комірках рідких кристалів	130
2.7.1. Поверхнево-індукований фоторефрактивний ефект в гомеотропно-орієнтованих РК комірках	131
2.7.2. Експериментальні дослідження ефекту перекачки енергії в комірках РК	133
Висновки розділу 2	139
РОЗДІЛ 3. ДИСИПАТИВНІ СОЛІТОНИ В НЕЛІНІЙНІЙ СИСТЕМІ ДВОХ ЗВ'ЯЗАНИХ ҐРАТОК	142
Вступ	142
3.1. Основи методу багатьох масштабів	143
3.2. Параметричне нелінійне рівняння Шредингера для системи двох зв'язаних ґраток з нелінійною взаємодією	145
3.2.1. Еволюційне рівняння для нелінійної двопучкової взаємодії у відбиваючій геометрії	146
3.2.2. Виведення параметричного нелінійного рівняння Шредингера	148
3.3. Виведення параметричного комплексного рівняння Гінзбурга-Ландау	158
3.4. Пружне зіткнення і злиття дисипативних солітонів взаємодії хвиль	168
Висновки розділу 3	173
РОЗДІЛ 4. СТІЙКІ ПРОСТОРОВО-ЧАСОВІ ЛОКАЛІЗОВАНІ СТРУКТУРИ НЕЛІНІЙНОЇ ВЗАЄМОДІЇ ХВИЛЬ	176

Вступ	176
4.1. Генерація автоосциляцій при неперервному збудженні під дією шумів	178
4.2. Нелінійна взаємодія лазерних імпульсів в динамічних нелінійно-оптичних середовищах	188
4.2.1. Підсилення та звуження лазерних імпульсів в залежності від керуючих параметрів	190
4.2.2. Часова затримка лазерних імпульсів	194
4.3. Екстремальні події (ЕП) в динамічній голографії	198
Висновки розділу 4	207
РОЗДІЛ 5. ПЕРСПЕКТИВИ ВИКОРИСТАННЯ БРЕГГІВСЬКОЇ ВЗАЄМОДІЇ ХВИЛЬ В СИСТЕМАХ НЕЛІНІЙНОЇ ФОТОНІКИ	211
Вступ	211
5.1. Оптимізація ефекту перекачки енергії, умови максимального підсилення обернення хвильового фронту	213
5.2. Чисто оптичні перемикачі світла	219
5.3. Оптичні логічні елементи	224
5.4. Підсилення та звуження лазерних імпульсів в волоконних бреггівських ґратках (ВБГ)	228
5.5. Підсилювач когерентного випромінювання на основі оптичного корелятора з голографічними ґратками	237
5.5.1. Моделювання двопучкової взаємодії хвиль в об'ємному середовищі з заданими граничними умовами	240
5.5.2. Базова оптична схема голографічного підсилювача, що включає систему узгоджених ґраток	246
5.5.3. Експериментальні дослідження перекачки енергії в голографічному підсилювачі	249
5.5.4. Теоретичне моделювання перекачки енергії в системі узгоджених ґраток	256
5.6. Ефективні нелінійно-оптичні рідко-кристалічні комірки що	260

містять фотонні кристали	
Висновки розділу 5	273
ВИСНОВКИ	276
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	279
ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ ТА ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ	309

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

ДСВХ – дисипативні солітони взаємодії хвиль

ЕП – екстремальні події

КРГЛ – комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау

МБШ – метод багатьох масштабів

НРШ – нелінійне рівняння Шредингера

ОХФ – обернення хвильового фронту

ППФЕ – поверхнево-індукований фоторефрактивний ефект

пКРГЛ – параметричне комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау

пНРШ – параметричне нелінійне рівняння Шредингера

ПОХФД – подвійне ОХФ дзеркало

РК – рідкий кристал

РКСВ – рідкокристалічний світловий вентиль

СІМП – світло-індукована модифікація порядку

ФРК – фоторефрактивний кристал

ЧПВ – чотирипучкова взаємодія

c – швидкість світла в вакуумі

ϵ_e – діелектрична стала вакууму

ϵ_0 – діелектричну проникність середовища

n_0 – показник заломлення середовища

$k_0 = 2\pi/\lambda$ – хвильовий вектор в вакуумі

$k = n_0 \cdot 2\pi/\lambda$ – хвильовий вектор в середовищі

$\Delta\epsilon$ – модуляція діелектричної проникності

n_2 – коефіцієнт нелінійності показника заломлення

$\chi^{(3)}$ – кубічна нелінійна сприйнятливність середовища

$\tilde{z}$ [м] – координата вздовж напрямку розповсюдження хвиль

$z = \tilde{z} k_0^2 / (4k_z)$ – безрозмірна координата вздовж напрямку $\tilde{z}$

d – безрозмірна товщина середовища вздовж напрямку $\tilde{z}$

- $\tilde{d}$ – розмірна товщина середовища вздовж напрямку $\tilde{z}$
- γ_N – константа підсилення для нелокальної ґратки
- γ_L – константа підсилення для локальної ґратки
- α – коефіцієнт поглинання середовища
- τ – константа релаксації збуджень відповідальних за виникнення оптичної нелінійності в середовищі
- $\gamma_N d$ – константа зв'язку для нелокальної складової динамічної ґратки
- $\gamma_L d$ – константа зв'язку для локальної складової динамічної ґратки
- $\alpha \tilde{d}$ – константа поглинання
- $\Gamma_N = \gamma_N k$ – константа підсилення перекачки енергії (експоненціальний коефіцієнт підсилення)
- I_0 – сумарна інтенсивність хвиль
- J_m – інтерференційна інтенсивність при суперпозиції хвиль всередині нелінійного середовища
- Q – обвідна амплітуди для нелокальної динамічної ґратки показника заломлення
- J_d – різниця інтенсивностей хвиль

ВСТУП

Актуальність теми.

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 призводить до складного перерозподілу 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 приймала форму світлого (темного) солітона у пропускній (відбиваючій) геометрії самодифракції хвиль [5-6].

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 [7], 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» [8-10]. Багато утворених різних типів дисипативних солітонів в нелінійних системах розглядаються в аспекті їх практичних застосувань.

В дисертаційній роботі вперше теоретично і експериментально

доведено формування нового різновиду дисипативного солітону в нелінійній системі самодифракції хвиль в 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 [11-12]. 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 [13]. 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 у широкому динамічному діапазоні в голографічному корреляторі, який включає систему узгоджених тонких фазових ґраток; виникнення імпульсів високої (або низької) інтенсивності (екстремальних подій) як результат комплексної нелінійної динаміки при самодифракції хвиль. Також науково обґрунтовано 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 світлочутливих матеріалів з високою швидкодією [14-16]. 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 [17]. Методом динамічної голографії експериментально досліджені нелінійно-оптичні характеристики нових матеріалів [17, 18].

Одержані в дисертаційній роботі результати мають важливе значення для теоретичної нелінійної фізики, оскільки 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.

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 нестаціонарних 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.

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 пропускній 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 співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль. Це збігається з результатами аналітичних розв'язків для 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. Ступіть 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 окремих 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 деяку відстань 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 методіку 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 окремих 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 оптичних зображень.

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.

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.

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.

За матеріалами дисертації опубліковано 39 статей 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, з них 33 індексуються наукометричними базами Scopus та Web of Science, 4 статті одноособові, ще у 31 статтях автор дисертації є першим автором; а також у 11 тезах доповідей до 11 міжнародних наукових конференцій.

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 наступних 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 біоб'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 фото-трансформацій бактеріородопсину та його мутантів для динамічної голографії і оптичної обробки інформації у реальному часі” Фонда 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 фото-активними 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 фоточутливими 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).

РОЗДІЛ 1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ДИНАМІЧНОЇ ГОЛОГРАФІЇ. ДОСЛІДЖЕННЯ ДИСИПАТИВНИХ СОЛІТОНІВ В НЕЛІНІЙНІЙ ФОТОНІЦІ

Вступ

Оптична динамічна голографія розглядає ефекти, що виникають в результаті взаємодії лазерних пучків у нелінійних середовищах. 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). 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 пучків. У середовищі з нелокальною нелінійністю самодифракція пучків характеризується ефектом посилення однієї із взаємодіючих хвиль, що обумовлюється зсувом фази, який призводить до просторового зсуву, між інтерференційною картиною та записаною динамічною ґраткою [19-21]. У даному розділі ми приводимо основні ідеї і властивості динамічної голографії. Цій науці присвячено багато книжок і публікацій. Огляд деяких із них, що стосується досліджень дисертаційної роботи, і відповідні посилання приводиться у всіх розділах дисертації.

Назва “Нелінійна фотоніка” з’явилась як серія конференцій Оптичного товариства Америки (OSA) починаючи з 2007 року. Вони стали продовженням і розширенням конференцій відомих під назвою “Оптично керовані хвилі”. Традиційними темами досліджень цих конференцій були просторові солітони та солітони в оптичних волокнах. На сьогодні

нелінійна фотоніка охоплює багато напрямків досліджень. Серед них: часові та просторово-часові ефекти; нелінійні пристрої та системи; просторові ефекти, періодичні структури; нові нелінійні матеріали; нестабільності в нелінійній оптиці; нелінійності в лазерах та дисипативних системах; моделювання, аналіз та обчислювальні методи в нелінійній фотоніці.

Сучасні дослідження солітонів, і дисипативних солітонів зокрема – це галузь знань, яка швидко розвивається. Кількість публікацій в цьому напрямку зростає в геометричному масштабі. Вже існує велика кількість книг і монографій, присвячених цим темам. Навести вичерпний огляд у цій галузі в рамках невеликого об'єму неможливо. Тому у підрозділі 1.2 ми дамо основні формулювання і визначення, а також посилання на численну літературу, де можна знайти докладні описи всіх результатів і досліджень.

1.1. Фізичні основи динамічної голографії

1.1.1. Дифракція Брегга і дифракція Рамана-Ната в динамічній голографії

Основні ефекти взаємодії хвиль в динамічних нелінійних середовищах широко розглядалися в фоторефрактивних кристалах і ґрунтуються на фоторефрактивному ефекті, що проявляється в цих кристалах [2-3, 22-26]. Взаємодіючі лазерні пучки створюють інтерференційну картину в кристалі, яка призводить до формування внутрішнього просторового заряду, що є періодично розподіленим у кристалі. Цей періодичний заряд формує внутрішнє електричне поле. Поле просторового заряду модулює показник заломлення. Ті ж хвилі, що взаємодіють, утворюють ґратку показника заломлення, і дифрагують на цій ґратці. Якщо домінує дифузний механізм фоторефракції, це призводить до запису нелокальних ґраток, які є зміщеними відносно світлової інтерференційної картини. Завдяки наявності додаткового фазового зсуву

відбувається ефект перекачки енергії між взаємодіючими хвилями та посилення однієї з них.

Оскільки в фоторефрактивних матеріалах інформація записується у вигляді просторової модуляції показника заломлення, то голограми, записані в них, відносяться до категорії фазових [27]. При зчитуванні лазерним пучком відбувається модуляція його фази, а не амплітуди. Розрізняють голограми тонкі та об'ємні (товсті). Термін «тонка» передбачає, що товщина голограми досить мала, так що можна повністю знехтувати дифракційними ефектами всередині голограми. У той же час для товстої голограми дифракція всередині неї має визначальне значення, і дифракція світла називається дифракцією Брегга. Кількісним критерієм типу голограми може слугувати параметр Кука-Кляйна [28]

$$Q' = 2\pi \frac{d\lambda}{n\Lambda^2} \quad (1.1)$$

де d – товщина голограми, Λ – період ґратки. При $Q' \ll 1$ ґратка є тонкою, при $Q' \gg 1$ – об'ємною. Наведений критерій по суті означає, якщо промінь світла (падаючий або продифрагований), проходячи через голограму, перетинає площини однакового значення показника заломлення багато разів (перетинає багато періодів ґратки), то голограма об'ємна, якщо ж зміщення променів в площині (xy) на товщині голограми багато менше одного періоду ґратки, то голограма тонка.

Розглянемо коротко найважливіші властивостями голограм, які характеризуються за допомогою дифракції пробного пучка. Такими характеристиками є дифракційна ефективність, кутова і частотна селективності. Дифракційною ефективністю ґратки для пробного пучка є відношення [29]: $\eta = I_{+1p} / I_{0p}$, де I_{0p} – інтенсивність падаючого на голограму зчитуючого променя; I_{+1p} – інтенсивність світла, продифрагованого в перший порядок дифракції на голограмі, що представляє собою зазвичай просту косинусоїдальну ґратку. Таке

визначення дозволяє зіставити дифракційні ефективності голограм, записаних в різних середовищах

В тонкій голограмі, для знаходження інтенсивності світла в першому порядку дифракції, досить помножити амплітуду падаючого світла на коефіцієнт пропускання $T(x, y)$. Отримується наступний вираз [27]:

$$I_1 = I_0 J_1^2(\phi_1) \quad , \quad \eta = J_1^2(\phi_1) \quad (1.2)$$

де ϕ_1 – зміна фази для дифрагованого променя в перший порядок дифракції, J_1 – функція Бесселя першого роду 1-го порядку. Для голографічної ґратки, що має розподіл показника заломлення у вигляді $\delta n(x) = \Delta n \cos(k_x x)$,

$$\phi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n \cdot d \quad (1.3)$$

Підкреслимо, що тут Δn введено безвідносно до двопроменезаломлення кристалів. Максимально можливе значення η для тонкої фазової косинусоїдальної ґратки $\eta_{max} = 33.9\%$.

Для бреггівської ґратки дифракційна ефективність знаходиться на базі моделі зв'язаних хвиль. Для пропускної об'ємної ґратки (коли пробний і дифрагований пучки поширюються в позитивному напрямку вісі z) дифракційна ефективність для пробного пучка має вигляд [29, 25]:

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n \cdot d}{\lambda \cos \theta_B} \right) \quad (1.4)$$

де θ_B – кут Бреґга всередині середовища, Δn – амплітуда ґратки показника заломлення.

Для відбиваючої ґратки, де дифрагований пучок розповсюджується назустріч вхідному пробному пучку (в напрямку негативних значень z):

$$\eta = \frac{1}{\cosh^2 \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda \sin \theta_B} \right)} \quad (1.5)$$

Однією з характерних особливостей об'ємних голограм є їх висока дифракційна ефективність, що досягає в принципі 100%.

Іншими унікальними властивостями об'ємних голограм є їх висока кутова і частотна селективності при певних геометріях запису і зчитування [27, 29-32]. Справа в тому, що дифракція світла в об'ємних голограмах носить бреггівським характер. Це означає, що є певне співвідношення між довжиною хвилі λ , просторовою частотою ґратки Λ і кутом падіння світла θ_B , щоб спостерігалася ефективна діракція:

$$\sin \theta_B = \frac{2\lambda}{n\Lambda} \quad (1.6)$$

n – показник заломлення середовища, Λ – період ґратки. Умова (1.6) є тим більш жорсткою, чим більша товщина голограми d . Можна показати, що для пропускної об'ємної фазової ґратки допустимі відхилення кута зчитування $\Delta\theta \approx \Lambda/d$, а для відбиваючої голограми відносне відхилення довжини хвилі зчитуючого променя $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \Lambda/d$. При цих значеннях $\Delta\lambda$ і $\Delta\theta$ дифракційна ефективність становиться рівною нулю. На практиці при $\Lambda^{-1}=500$ лін/мм і $d=2$ мм частотна селективність зазначених об'ємних голограм становить приблизно 0.1%, а кутова – 10^{-3} рад.

Тонкі голограми не мають такої селективної властивості. Зчитування тонких голограм можна проводити при різних кутах падіння і довжинах хвиль пробного пучка. Зображення буде відновлюватися, проте його положення або масштаб (збільшення) будуть залежати від кута і довжини хвилі пучка зчитування. Можуть виникнути також геометричні спотворення.

1.1.2. Ефект перекачки енергії при самодифракції хвиль на нелокальних динамічних ґратках

Ефект перекачки енергії, який був відкритий при самодифракції хвиль в фоторефрактивних кристалах [3, 23-24], призвів до формування окремого напрямку теоретичних та експериментальних досліджень по

підсиленню лазерних пучків методами динамічної голографії і розробки багатьох застосувань [2, 27, 32-35]. Важлива частина цих досліджень – знаходження середовищ і умов, при яких утворюються нелокальні динамічні ґратки.

Нелокальність – загальне явище, яке спостерігається в багатьох ситуаціях. Вважається, що оптична нелінійність є в основному локальною, однак було доведено, що нелінійність може також бути абсолютно нелокальною за відповідних умов. Нелокальність спостерігається у багатьох фізичних системах, таких як Бозе-Ейнштейн конденсаті, плазмі та оптиці. З точки зору фізичного механізму, нелокальна нелінійність виникає, наприклад, коли вона пов'язана з якимось транспортним процесом, таким як теплопровідність у середовищах з тепловою нелінійністю, дифузія молекул або атомів, що супроводжують нелінійне поширення світла в парах атомів, і транспорт заряду у фоторефрактивних кристалах [36-41]. Крім того, нелокальність спостерігається при взаємодіях, що розповсюджуються на великі відстані [42], або внаслідок переорієнтації анізотропних молекул під дією оптичного поля в нематичних рідких кристалах. При взаємодії хвиль в нелінійній оптиці нелокальність спостерігається при параметричній багатохвильовій взаємодії, де посилення однієї хвилі визначається поляризацією, створеною іншими хвилями. В динамічній голографії нелокальні динамічні ґратки також утворюються при перехідних процесах в матеріалах з інерційною нелінійністю, або утворенні рухомих ґраток, наприклад, при взаємодії пучків, що відрізняються частотами [43-46].

В динамічних фоторефрактивних середовищах є суттєвою нелокальність відгуку [3, 23-24, 27, 32, 47-49]. Нелокальність в першу чергу пов'язана з електростатичними причинами – наявність заряду в даній точці призводить до виникнення електричного поля і, отже, до зміни показника заломлення на відстанях багато більших, ніж довжина хвилі

світла [27, 50]. Результатом нелокальності відгуку є виникнення зміщення ґратки показника заломлення щодо інтерференційної картини записуючого світла. Просторовий зсув динамічної ґратки призводить до виникнення цікавого ефекту – так званому енергообміну між взаємодіючими хвилями. Ефект полягає в тому, що при дифракції хвилі на фазові ґратці відбувається зсув по фазі на $\pi/2$ для дифрагуючої хвилі, і при дотриманні певного зсуву ґратки щодо інтерференційної картини можливо додавання в фазі, або в протифазі, дифрагованого пучка однієї хвилі з нульовим порядком (недифрагованим пучков) іншої хвилі. Звідси виникає перекачка енергії з однієї хвилі в іншу. Найбільш ефективно ця перекачка відбувається, коли зсув положення інтерференційної картини дорівнює чверті періоду ґратки показника заломлення.

У фоторефрактивних кристалах можливо забезпечити заданий зсув на чверть періоду (наприклад, за рахунок дифузного механізму записи) і автоматично підтримувати величину зсуву за рахунок динамічного характеру запису голограми [27]. Причому це виконується не тільки для простих ґраток, а й для будь-яких складних голограм. Тут не потрібно забезпечувати стабільність положення голограми або інтерференційної картини. При випадковій неузгодженості в якийсь момент часу (зміна на величину, що відрізняється на чверть періоду) відбудеться стирання існуючої голограми, і одночасно голограма автоматично перезапишеться так, що потрібний для енергообміну просторовий зсув збережеться. Він забезпечується самим механізмом запису. Тому, хоча явище енергообміну не є специфічною властивістю фоторефрактивних середовищ (воно для простих ґраток може мати місце в будь-якій фазовій голограмі), динамічний і нелокальний характер запису динамічної ґратки, які забезпечують стабільність процесу енергообміну, є вельми важливою особливістю фоторефрактивних середовищ.

Всі згадані властивості – анізотропія дифракції, нелокальний і

динамічний характер запису голограм – є дуже цікавими в науковому відношенні і дуже цінними для практичних застосувань, так як, зокрема, дозволяють посилити слабкі зображення за допомогою більш потужного когерентного пучка, забезпечувати високі значення (більше 1) коефіцієнта відбиття для оберненої хвилі, проводити запис і зчитування голограм на різних довжинах хвиль світла та інші [27].

1.2. Дисипативні солітони в оптичних нелінійних системах

Спираючись на нелінійну взаємодію світлових пучків з речовиною, нелінійна фотоніка останнім часом сформувалась в окрему науку і швидко розвивається. Нелінійна фотоніка – це галузь науки, що включає кілька добре розвинених напрямків досліджень. Серед них можна назвати оптоелектроніку, нелінійну волоконну оптику, лазерну фізику, квантову оптику, фотонні пристрої та безліч застосувань.

Оптичні дисипативні солітони представляють одну із захоплюючих концепцій сучасних комунікаційних технологій, що викликає особливий інтерес завдяки їх потенційному застосуванню в оптичних волоконних лініях зв'язку [51-52]. На теперешній час дисипативні солітони розглядаються як головні носії інформації в оптичних нелінійних середовищах. Дослідження різноманітних типів солітонів та їх поширення в різних оптичних середовищах розглядається як значний потенціал для виробництва та проектування нових оптичних пристроїв та інших технологічних застосувань, тому викликає все більшу зацікавленість серед дослідників. Наприклад, оптичні решітки можуть бути використані для створення солітонів з різними цікавими властивостями, зокрема як солітони, що приймають бажаний профіль інтенсивності. З іншого боку, також було показано, що існують солітони в складних ґратках з ПТ-симетрією, а також в ґратках з неоднорідностями або дефектами. Було отримано, що темні солітони можуть розповсюджуватися в оптичних

волокнах. Більше того, нещодавно було отримано, що трикутні та прямокутні сімільярітони можуть бути згенеровані в фотонних кристалах.

1.2.1. Класичні і дисипативні солітони

Термін “солітон” – одиночна хвиля був введений Джоном Расселом, англійським винахідником і інженером, який у 1834 році спостерігав утворення і розповсюдження одиночної хвилі на мілкому каналі. Він детально описав це явище. Потім неодноразово спостерігав, як такі хвилі утворюються баржою [53-55]. Математично, нелінійне рівняння, що описує утворення одиночних хвиль було винайдено в кінці 19 століття (1895 р.) математиками Дидериком Кортевегом і Густавом де Фрізом. Зараз воно відомо як нелінійне диференціальне рівняння Кортевега-де-Фріза:

$$\Phi_t + \Phi_x + 12\Phi\Phi_x + \Phi_{xxx} = 0 \quad (1.6)$$

де нижні індекси позначають частинну похідну по відповідній координаті. Розв’язками цього нелінійного рівняння являються солітони. Рівняння Кортевега-де-Фріза дуже широко досліджується, навіть і в наші часи, у зв’язку з виникненням солітонів на воді [56-58]. Мабуть, найвідоміші з них – це цунамі, що формуються на глибині морів і океанів.

Також виявилось, що це рівняння має аналітичні розв’язки, які описують різні типи солітонів: – світлі солітони, темні солітони; та різноманітні багатосолітонні розв’язки, що описують взаємодію солітонів, різні типи періодичних у часу пульсацій імпульсів, бризерів. Одночасно проводились спостереження і експериментальні дослідження різних типів солітонів та їх взаємодії, що формуються на поверхні води.

Згодом було сформоване визначення солітонів, що включає дві властивості:

1) Солітон – це нелінійна хвиля, що утворюється і розповсюджується в нелінійному середовищі, і при розповсюдженні зберігає свою форму.

2) При взаємодії солітони ведуть себе як частинки при пружному

зіткненні, після взаємодії вони зберігають свою форму.

Спочатку солітони експериментально досліджували на поверхні води. Згодом солітони почали знаходити в інших нелінійних системах, в тому числі в оптичних системах при збудженні лазерним випромінюванням. Перший оптичний солітон спостерігався в експериментах Мак-Колла і Хана, які відкрили ефект само-індукованої прозорості (СІП) в кінці 60-х років минулого століття [57]. Якщо досліджувати взаємодію високопотужного короткого лазерного імпульсу з 2-х-рівневою квантовою системою в умовах резонансу, коли несуча частота імпульсу дорівнює частоті квантового переходу системи у збуджений стан, то рівняння для обвідної електромагнітного імпульсу зводилося до рівняння синус-Гордона. Рівняння синус-Гордона відноситься до класичних рівнянь, що мають солітонні аналітичні розв'язки. Зараз системи само-індукованої прозорості широко відомі як системи сповільнення світла [54].

В 70-х роках теоретичні і експериментальні дослідження ефекту самофокусування світла, який був відомий як нестабільний ефект, привели до відкриття просторового солітону. При розповсюдженні лазерного пучка з гаусівським розподілом інтенсивності в поперечній площині (x,y) в нелінійному середовищі відбувається утворення само-індукованого хвилеводу, тобто утворюється область зі збільшеним показником заломлення по центру пучка, там де максимальна інтенсивність світла. При цьому форма пучка змінюється, він приймає форму солітона в поперечній площині (x,y) . При теоретичному розгляді цієї задачі із рівнянь Максвелла було отримано нелінійне рівняння Шредингера (НРШ). НРШ стало універсальним рівнянням для опису одновимірних хвиль огинаючої в середовищах з слабкою нелінійністю.

Напрямок утворення просторових солітонів в хвилеводних системах став швидко розвиватися. Згодом просторові солітони, часові солітони і

просторово-часові солітони були винайдені в волоконних світловодах, і зараз широко досліджуються як теоретично, так і експериментально.

Цікавою особливістю є те, що у всіх цих класичних солітонних рівнянь, аналітичний розв'язок одиночного солітону має форму секанса гіперболічного для світлого солітону, і тангенса гіперболічного, так званий кінк, для темного солітону.

Концепція дисипативних солітонів стала фундаментальним продовженням концепції солітонів, що був розвинений для обмежених та інтегрованих систем. Вона включає ідеї трьох основних джерел, а саме теорію солітонів, розроблену з 1960-х років, поняття теорії нелінійної динаміки і біфуркацій та ідеї І.Пригожина [7] про самоорганізацію в системах далеких від рівноваги. Це три джерела та три складові частини, які лежать в основі парадигми дисипативних солітонів [8, 59-60]. Згідно теорії класичних солітонів, вони формуються, коли виникає баланс між дифракцією/дисперсією та нелінійністю. Концепція дисипативних солітонів також вимагає балансу між підсиленням і втратами. Остання умова необхідна для формування стійких розв'язків. Навіть найменший дисбаланс призведе до того, що розв'язки будуть або зростати на невизначений час, якщо виграш переважає, або повністю зникати у разі перевищення втрат. Таким чином, виходячи з єдиного балансу, слід враховувати складений баланс між кількома фізичними явищами [61-62].

Концепція І.Пригожина про самоорганізацію в нерівноважних системах поставила одне з фундаментальних питань фізики: чи можлива екстраполяція в істотно нерівноважну область, де проявляються нелінійні властивості системи, тих класичних результатів, які отримані в рамках лінійної термодинаміки [57]. Було показано, що перехід до нерівноважних умов призводить до появи якісно нових типів розв'язків, названих "дисипативними структурами", які підтримуються за рахунок потоків енергії та/або речовини. У своїй книзі І.Пригожин досліджує процес

зародження і еволюції дисипативних структур в нелінійних нерівноважних системах хімії, біології та екології в результаті розвитку флуктуацій. Аналізуються стохастичні підходи до вивчення самоорганізації, що виникає через флуктуації; проводиться розгляд впливу флуктуацій в нерівноважних системах, а також теорії "середнього поля" та її модифікацій стосовно до флуктуацій. Отже показано, що проблема виникнення впорядкованості або самоорганізації в однорідних відкритих системах, що обмінюються з навколишнім середовищем речовиною та енергією, являє загальнонаукових інтерес [7, 59, 61].

Ідеї І.Пригожина про системи, далекі від рівноваги, та самоорганізація глибоко вплинули на фізику та науку про солітони, зокрема. Ці ідеї дозволили визначення солітонів розширити від суто інтегрованих випадків до поняття дисипативних солітонів. Останні якісно відрізняються від солітонів в інтегрованих та гамільтоніанових системах. Варіація їх форм величезна [8, 59-63].

Теорія І.Пригожина про системи, далекі від рівноваги, є важливою частиною концепції дисипативних солітонів. У ній зазначається, що солітони – це самоорганізовані утворення, які потребують постійного постачання енергії чи речовини, або їх обох [60]. Як тільки подача закінчується, дисипативний солітон перестає існувати. У простих термінах самоорганізація означає, що для даного набору зовнішніх параметрів певні початкові умови сходяться до стабільного локалізованого рішення системи. Таким чином, кінцевий стан визначається фізичними законами, а не початковим станом. Для нескінченновимірних динамічних систем це стабільне рішення може бути дуже складним. Це не обов'язково гладка функція з одним максимумом та експоненціально занепадаючими хвостами. Більше того, може бути кілька стабільних рішень для одного і того ж набору параметрів. Це може статися навіть у випадку відносно простого рівняння, такого як комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау.

Більшість процесів у природі регулюються набагато складнішою динамікою. Таким чином, стаціонарні рішення цих систем потребують значно детальних досліджень [60].

В оптиці найбільш типовим прикладом дисипативних солітонів є імпульси, що генеруються лазерними системами і представляють собою западини (або сплески) імпульсів. Складність раніше обговореного балансу призводить до великої різноманітності солітонних типів. До них належать звичайні профілі типу світлих солітонів, солітони з плоским верхом, крепінг-солітони та багато інших нетривіальних форм. Більше того, дисипативні солітони можуть еволюціонувати при поширенні, змінюючи форму періодично, хаотично, або приводячи до утворення “хвиль-убивць” [59-60, 62].

1.2.2 Основні математичні моделі дисипативних солітонів

Базовими математичними моделями для описання дисипативних солітонів вважаються комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау (КРГЛ) (complex Ginzburg-Landau equation – CGLE) [64, 59], та нелінійне рівняння Шредінгера (НРШ) (nonlinear Schrödinger equation – NLSE).

НРШ має наступний вигляд:

$$i\Phi_t + \Phi_{xx} + \gamma|\Phi|^2\Phi = 0 \quad (1.7)$$

де γ – коефіцієнт нелінійності. НРШ є однією з універсальних математичних моделей, що описують нелінійні дисперсійні хвильові взаємодії в ряді природних та інженерних систем [65, 56].

НРШ було виведено для опису просторових солітонів із нелінійного рівняння для розповсюдження електромагнітних хвиль в нелінійно-оптичних середовищах [66-68]. Для цього хвильове рівняння записувалось з урахуванням нелінійної поляризації середовища, а зміна показника заломлення залежала від інтенсивності світла I , відповідно до нелінійності

третього порядку (нелінійності керрівського типу): $\Delta n = n_0 + n_2 I$, де n_0 – постійний показник заломлення, а n_2 – константа, яка називається коефіцієнтом нелінійності показника заломлення, і залежить від матеріалу і механізмів нелінійності [36]. На вхід системи подається лазерне випромінювання, з гаусівським розподілом інтенсивності у поперечній площині (x, y) . Ефект полягає у тому, що в центрі пучка, де інтенсивність максимальна, зміни Δn максимальні, порівняно зі змінами показника заломлення на крилах гаусівського розподілу. В результаті, в розширеному нелінійному середовищі відбувається зміна поперечного розподілу інтенсивності, і він приймає форму sech-функції. Такий просторовий солітон далі розповсюджується в нелінійній системі без зміни своєї форми.

Наразі просторові солітони досліджуються в багатьох системах: в фоторефрактивних кристалах [69-71]; в нематичних рідких кристалах, де вони мають назву нематіконів (nematicons) [72-76]; в фотонних кристалах – так звані солітони забороненої зони (band gap solitons) [68, 77-78]; просторові-часові солітони, або навіть солітонні молекули в волоконних світловодах [79-81]; голографічні, або бреггівські солітони, що виникають при розповсюдженні лазерних імпульсів через постійні або динамічні (світлові) ґратки [82-88], та багато інших різновидів [89-92]. Особливим видом просторових солітонів являються вихрові солітони, дослідження методів їх формування і перетворень [93-96].

Для опису розповсюдження часових солітонів в оптичних волокнах, з урахуванням як лінійних, так і нелінійних процесів в волокні, НРШ приймає наступну форму [68, 97-98]:

$$i\Phi_z + \frac{1}{2}\beta\Phi_{tt} + \gamma|\Phi|^2\Phi + i\frac{1}{2}\alpha\Phi = 0 \quad (1.8)$$

де функція Φ описує профіль обвідної, що повільно змінюється, для

електричного поля, β_2 – фактор хроматичної дисперсії, α – константа поглинання. Розв’язком рівняння (1.8) являється солітон обвідної в оптичних волокнах:

$$\Phi(z, t) = \Phi_0 \operatorname{sech} \frac{\xi}{\Delta}, \quad \xi = z - v_{gr} t \quad (1.9)$$

де Δ – напівширина солітона, і функція $\operatorname{sech}(z) = \frac{2}{e^z + e^{-z}}$.

Для опису дисипативних солітонів, що розповсюджуються в волокнах з різним видом дисперсії, а також дисипативних солітонів в інших системах, широко використовуються різні модифіковані рівняння НРШ [99-103].

Класичні топологічні солітони описуються рівнянням синус-Гордона [54]:

$$u_{xx} = \omega_0^2 \sin(u), \quad u = \Phi_x \quad (1.10)$$

Це рівняння демонструє, що функція Φ та її похідна $u = \Phi_x$ взаємопов’язані. Вводять змінну $\zeta = x - vt$, в результаті чого рівняння синус-Гордона приймає форму:

$$v^2 \frac{d^2 u}{d\zeta^2} - c_0^2 \frac{d^2 u}{d\zeta^2} + \omega_0^2 \sin u = 0 \quad (1.11)$$

Розв’язком функції u є одиночний солітон, який називається кінком. Одно-солітонний розв’язок для кінка наступний:

$$u = 4 \arctg \exp \left[\frac{\pm \omega_0}{c_0} \frac{\zeta - \zeta_0}{\sqrt{1 - v^2/c_0^2}} \right] \quad (1.12)$$

Константа інтегрування ζ_0 визначає позицію солітона в початковий момент часу $t=0$. Знак “+” у розв’язку (1.12) описує “солітон”, а знак “–” – антисолітон. Оскільки вони пов’язані зі швидкою зміною певної кількості, їх часто називають відповідно "кінком" або "антікінком". Механічним аналогом рівняння синус-Гордона є ланцюг маятників. Коли виникає солітон, він проявляє локальне кручення [54]. Солітон інтерполіює між

двома різними станами системи, що мають однакову енергію.

Рівняння синус-Гордона було отримано для перших оптичних солітонів самоіндукованої прозорості (резонансних солітонів) [104-105, 57]. В [106] було отримано, що можна здійснити перехід від рівняння синус-Гордона до нелінійного рівняння Шредингера, застосовуючи метод багатьох масштабів [107-108].

Рівняння синус-Гордона описують топологічні солітони. Можливість формування топологічних солітонів в ланцюгах стало основою для досліджень солітонів в біології і в органічних системах, зокрема, в ДНК [54, 109].

Слід відмітити, що навіть найпростіші еволюційні нелінійні рівняння мають багато-солітонні розв'язки, які описують: взаємодію солітонів, солітони високих порядків, або брізери – динамічні солітони, які є просторово локалізованими осцилюючими нелінійними модами [54, 57].

Одним з найефективніших методів моделювання дисипативних солітонів в оптиці є підхід виведення і розгляду основного рівняння. Зазвичай це основне рівняння приймає ту чи іншу форму комплексного рівняння Гінзбурга-Ландау (КРГЛ). Зокрема, КРГЛ отримано і застосовується для розрахунків вихідної інтенсивності хвиль в лазерах з синхронізацією мод – так званних, солітонних лазерів [110, 62, 8]. КРГЛ має розв'язки із незвичайними властивостями, такими як вибухаючі та пульсуючі солітони, повзучі солітони, хаотичні солітони, дисипативні солітонні пари, дисипативні “хвилі-убивці”, дисипативні солітонні резонанси і навіть “гострокінцеві” солітони [59-60, 110]. Багато теоретичних прогнозів для розв'язків дисипативних солітонів пізніше спостерігались експериментально, тим самим доводячи плідність цього теоретичного підходу.

Кубічне КРГЛ має вигляд [64]:

$$i\Phi_t - (1+ib)\Phi_{xx} + (1+ic)|\Phi|^2\Phi = \Phi \quad (1.13)$$

Кубічне комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау є одним з найбільш вивчаємих нелінійних рівнянь у фізиці. Воно описує широкий спектр явищ від нелінійних хвиль до фазових переходів другого роду, від надпровідності, надтекучості та Бозе-Ейнштейн конденсації до рідких кристалів і теорії струн в теорії поля. Різні розв'язки КРГЛ, включаючи їх двовимірні і тривимірні аналоги, дають уявлення про нерівноважні явища в просторово розширених системах [64, 111].

Для лазера з пасивною синхронізацією мод для дослідження дисипативних солітонів використовується кубік-квінтік КРГЛ, яке має наступний вигляд [59-60]:

$$i\Phi_z + \frac{D}{2}\Phi_{tt} + |\Phi|^2\Phi + \nu|\Phi|^4\Phi = i\delta\Phi + i\epsilon|\Phi|^2\Phi + i\beta\Phi_{tt} + i\mu|\Phi|^4\Phi \quad (1.14)$$

де t – нормований час у системі відліку, що рухається з груповою швидкістю; Φ – комплексна обвідна для оптичного поля; z – напрямок розповсюдження вздовж кільцевого резонатора. Значення параметрів рівняння зліва: D позначає дисперсію в резонаторі, яка є аномальною з $D>0$ і нормальною при $D<0$; а ν – квінтік коефіцієнт заломлення. Коефіцієнти дисипативних членів записані у правій частині рівняння, вони мають наступні значення: δ позначає лінійний коефіцієнт підсилення/втрат, β – коефіцієнта підсилення смуги пропускання, та ϵ і μ – кубік та квінтік коефіцієнти підсилення/втрат, відповідно. Неперервна зміна будь-якого з параметрів в (1.14) призводить до багатой структури біфуркацій, що дає це рівняння [60].

Характерною особливістю дисипативних солітонів є формування стійких двовимірних та тривимірних структур, що є неможливим для замкнених систем і випадку класичних солітонів. Багато таких стабільних просторих структур з самоорганізацією спостерігалось в різних нелінійних

системах [7, 112]. Серед них конвекційні гесагони Бенарда в газових станах, структури хімічної реакції Білоусова-Жеботинського, фарадеєвські структури в рідині, ґратки вихрей Абрикосова в конденсаті Бозе-Ейнштейна, гексагони і осцилони в гранулярному середовищі. В оптиці стійкі просторово-часові структури спостерігають в широкоапертурних резонаторах, що містять зворотній зв'язок, та/або нелінійний елемент з насиченням поглинання [112, 109, 10]. Серед них яркі і темні гексагони, спіральні структури, структури з обертанням, вихрьові солітони, структура “квітка”, просторові солітони в парах Na з повертаючим дзеркалом. Математичним апаратом, що описує такі дисипативні солітони, є, як правило, система нелінійних рівнянь, які включають складові з насиченням поглинання. Показано, що можна керувати просторовою структурою дисипативних солітонів змінюючи величину коефіцієнту підсилення в нелінійному елементі. Такі дисипативні солітони та методи їх керування на сьогодні інтенсивно досліджуються, включаючи широко-апертурні напівпровідникові системи [112, 109, 10].

Топологічні дисипативні структури на сьогодні є предметом інтенсивних досліджень в органічних і біологічних системах [113-114]. Серед них є системи реакції-дифузії, які регулюється загальним комплексним рівнянням Гінзбурга-Ландау [115]. Така складена динамічна система може описувати нервові імпульси із залученою значною частиною електромагнітної енергії. В [115] представлено приклади таких композитних дисипативних солітонів та аналізується їх внутрішній баланс між утворенням та дисипацією енергії та речовини.

Одним із стандартних методів дослідження нелінійних систем, в яких можуть утворюватися солітони, являється дослідження модуляційної нестійкості (modulation instabilities – MI). Величезна кількість різних типів модуляційної нестійкості вивчалася в нелінійній науці [116-117]. В роботі [117] проведено огляд різних типів модуляційної нестійкості. Нестійкості

однорідних станів повсюдно трапляються у різноманітні просторово розширених нелінійних систем. Такі нестабільності – це розпад симетрії, динаміка конденсатів, самоорганізація, формування структури та посилення шуму в різних науках, включаючи фізику, хімію, техніку та біологію. У нелінійній оптиці модуляційні нестійкості, як правило, пов'язані з так званим процесом параметричного підсилення, який відбувається, коли виконуються певні умови узгодження фаз. У цій оглядовій статті [117] описані деякі найбільш актуальні нестабільності, пов'язані з процесами самоорганізації та посиленням сигналу в нелінійній оптиці. Важливо підкреслити, що різноманітність нестабільностей впливає на існування неперервних розв'язків для лазерів в різних режимах роботи, що призводить до турбулентної динаміки [118-119], або до самоорганізованого спонтанного блокування серед коливальних режимів, з подальшою генерацією регулярних імпульсних серій; останній випадок ілюструється нестабільністю Ріскена-Нумедаля-Грехема-Хакена [120-123] або так званих МІ-лазерів [124].

У роботі [117] узагальнюються основні результати щодо модуляційної нестійкості та параметричного підсилення в нелінійній оптиці з акцентом на спектральні властивості в оптичних волокнах. Розглядаються найсучасніші дослідження щодо процесів посилення сигналу, викликаних дисипацією в нелінійних оптичних системах. Це призводить до особливого класу модуляційної нестійкості. Втрати, застосовані до певних частин спектра, призводять до експоненціального зростання інших мод, спричиняючи вигреш через втрати. На конкретних прикладах демонструється, що індукована дисипацією модуляційна нестійкість, крім того, що представляє фундаментальний теоретичний інтерес, може прокласти шлях до проектування нового класу регульованих оптичних підсилювачів на основі волокон, оптичних параметричних генераторів, частотних comb-джерел та імпульсних лазерів.

1.2.3 “Екстремальні події” та “хвилі-убивці”

“Хвилі-убивці” в океані – це великі і несподівані хвилі на поверхні води, які є надзвичайно небезпечними, навіть для великих кораблів, таких як океанські лайнери та підводні човни, а також морські споруди. Вони існують скрізь на поверхні як глибоких, так і мілких вод, і навіть у глибоководних внутрішніх шарах океану. Подібні хвилі в значно меншому масштабі в оптичних волокнах багато в чому аналогічні їх більшим аналогам океанічного масштабу. На сьогодні екстремальні хвилі є міждисциплінарним предметом дослідження, що охоплює Бозе-Ейнштейн конденсацію, хвилі в плазмі, і навіть квантову оптику [9, 116, 125]. Накопичені до цього часу знання в цій активній галузі досліджень можуть додати нових уявлень про те, як відбуваються екстремальні події більш загального характеру. Знахідки та основні поняття екстремальних хвиль, що включають “хвилі-убивці”, а також “вибухаючі” дисипативні солітони в різноманітних системах, є одним із найсучасніших напрямків нелінійної фізики [60].

Для пояснення виникнення “хвиль-убивць” було запропоновано багато моделей. В межах теорії дисипативних солітонів, в якості найпростішої теоретичної моделі “хвиль-убивць” було запропоновано НРШ і його розв’язок – солітон Перегріна [9]. Цей розв’язок був отриманий у 1983 р. Хауеллом Перегріном, дослідником математичного відділу Брістольського університету. На відміну від звичайного фундаментального солітону, який зберігає свій профіль незмінним під час розповсюдження, солітон Перегріна має подвійну просторово-часову локалізацію. Отже, починаючи формувати слабе коливання на неперервному фоні, солітон Перегріна розвивається, поступово збільшуючи свою амплітуду та звужуючи часову тривалість. У точці максимального стиснення амплітуда втричі перевищує рівень неперервного фону, по інтенсивності величина піку в 9 разів більша, ніж оточуючий фон.

Після цієї точки максимального стиснення амплітуда хвилі зменшується, а її ширина збільшується, і вона остаточно зникає [9]. В [126] теоретично досліджено узагальнене НРШ, та ієрархія його багатосолітонних розв'язків типу “хвиль-убивць”.

Оптичні “хвилі-убивці” – це рідкісні імпульси світла, аналогічні океанським “хвилям-убивцям”. Цей термін в оптиці був введений для опису рідкісних імпульсів в суперконтинуумі. Генерації суперконтинууму – це нелінійний процес в оптичному волокні, в якому під дією шумів генерується надзвичайно широкосмугове випромінювання від хвилі що має форму вузької смуги [125, 110, 77]. У цьому контексті оптичні “хвилі-убивці” характеризуються аномальним надлишком енергії на певних довжинах хвиль (наприклад, ті, що зміщені в червоний колір вхідного сигналу) та/або несподіваною піковою потужністю. Було показано, що ці аномальні події відповідають важкій статистиці, також відомій як L-подібна статистика, або статистика крайніх значень. Ці розподіли ймовірностей характеризуються “довгими” хвостами: великі відхилення трапляються рідко, але набагато частіше, ніж очікується від статистики Гауса та інтуїції. Такі розподіли описують ймовірності океанічних “хвиль-убивць”, а також техногенних і природних різних явищ. Незважаючи на свою рідкість, такі рідкісні події мають значний вплив у багатьох системах [9]. Окрім статистичної схожості, відомо, що світлові солітони, що рухаються в оптичних волокнах, підпорядковуються такій же математиці (рівнянню НРШ), як хвилі на воді, які рухаються у відкритому океані, що підтверджує аналогію між океанічними “хвилями-убивцями” та їх оптичними аналогами [127]. Більш загально, дослідження виявили ряд різних аналогій між екстремальними подіями в оптиці та гідродинамічними системами. Отже, оптичні “хвилі-убивці” є дуже цікавим явищем для експериментальних та теоретичних досліджень і зараз дуже широко вивчаються [9]. Ця тематика охоплює наступні сучасні

напрямки: екстремальні хвилі в океані, оптичні “хвилі-убивці”, міждисциплінарний підхід до екстремальних хвиль, математичні моделі екстремальних хвиль, прогнозування “хвиль-убивць”, екстремальні хвилі в турбулентних полях, моделювання екстремальних хвиль у водяних резервуарах, статистика “хвиль-убивць”, екстремальні хвилі в мілких водах, “вибухаючі” дисипативні солітони .

Висновки розділу 1

1. 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. Все це потребує створення нових методів перетворень лазерних пучків.

2. Основою динамічної голографії є взаємодія лазерних пучків в нелінійно-оптичних середовищах, які можуть бути як об'ємними (фоторефрактивні кристали, оптичні волокна), так і тонкими (комірки рідких кристалів, фотохромні матеріали, світлочутливі полімери, тонкі плівки, композитні матеріали, що включають наночастинки, тощо).

3. Найбільш поширені схеми динамічної голографії – це самодифракція лазерних пучків при їх двопучковій і чотирипучковій взаємодії в нелінійних середовищах. При цьому спостерігаються два основних ефекта – перекачка фази, що відбувається при самодифракції лазерних хвиль на локальних динамічних ґратках; і перекачка енергії – при самодифракції хвиль на нелокальних динамічних ґратках.

4. Дисипативні солітони – це стійкі просторові, часові, або просторо-часові локалізовані стани, що утворюються в нелінійних системах, в умовах, далеких від рівноваги, коли є постачання енергії та її дисипація. На сьогоднішні теоретичні і експериментальні дослідження дисипативних солітонів швидко розвиваються в різних галузях нелінійних наук, і являється одним із пріоритетних напрямків нелінійної фотоніки.

5. Основними (найпростішими) математичними моделями дисипативних солітонів являються нелінійне рівняння Шредингера та його модифікації, а також різні модифікації комплексного рівняння Гінзбурга-Ландау. Аналітично і числовими методами отримано багато розв’язків цих рівнянь, які окрім розв’язків типу одиночних солітонів, включають багато-солітонні розв’язки, що описують взаємодію солітонів, солітони високих порядків, бризери (періодичні пульсації), та багато інших.

6. Отримано, що частинний розв’язок НРШ солітон Перігріна, який описує виникнення одночасної локалізації по простору і часу з сильним підсиленням амплітуди солітона, може описувати таке явище, як “хвиль-убивці”, що спостерігались і досліджуються на поверхні океанів і морів. Оптичні “хвиль-убивці” вперше були отримані в оптичних волокнах у 2007 році. Для ідентифікації “хвиль-убивць” досліджують статистику виникнення таких хвиль (імпульсів); ця статистика характеризується “затягнутими” хвостами для крайніх значень.

РОЗДІЛ 2. НЕЛІНІЙНА МОДЕЛЬ ЗВ'ЯЗАНИХ ХВИЛЬ В ДИНАМІЧНИХ РЕЛАКСАЦІЙНИХ СЕРЕДОВИЩАХ

Вступ

У цьому розділі ми розглядаємо динамічну систему, що містить рівняння зв'язаних хвиль для двопучкової взаємодії в нелінійному середовищі з чисто нелокальним відгуком та знехтуваним поглинанням. При цьому дві хвилі утворюють динамічну ґратку в середовищі. Нелінійна система також включає еволюційне рівняння, що описує динаміку запису і релаксації ґратки. В даному розділі розглядаються фазові динамічні голографічні ґратки, що представляють собою фотоіндуковану просторову модуляцію показника заломлення і виникають при виродженій взаємодії хвиль (тобто, при взаємодії когерентних хвиль тої же самої частоти) в середовищах з керрівським типом нелінійності (при якому фотоіндуковані зміни Δn пропорційні інтенсивності світла) та при умові, що середовище проявляє нелокальний відгук нелінійний. Як правило, для нелокальних динамічних механізмів є характерним, що нелінійність пов'язана з процесами дифузії або дрейфу носіїв відповідальних за виникнення цієї нелінійності; а також вони виникають під дією часово-змінних просторово-модульованих оптичних полів. Основною особливістю такої системи є ефект перекачки енергії між хвилями, що взаємодіють. У ряді публікацій кінця 90-х років минулого століття теоретично було показано, що за наявності перекачки енергії амплітуда ґратки стає неоднорідною в середовищі вздовж напрямку z розповсюдження світлових хвиль [4-6, 128-130]. У Розділі 2.1 ми представляємо базову математичну модель нелінійної динамічної системи взаємодії хвиль. Із цієї моделі випливає, що у разі перекачки енергії всередині нелінійного середовища формується локалізований стан – просторова локалізація амплітуди динамічної ґратки.

У Розділі 2.2 показано, що динаміку для обвідної амплітуди ґратки можна описати рівнянням синус-Гордона в пропускну́й геометрії або за допомогою рівняння тангенс-Гордона у відбиваючій геометрії, але ці рівняння включають складову затухання вздовж координати z . У Розділі 2.3 отримані стаціонарні розв’язки базової нелінійної системи: у стаціонарному стані амплітуда ґратки має розв’язки у формі або світлого солітона, або темного солітона вздовж напрямку поширення хвиль. Відмітимо, що отримані солітони відрізняються від просторових або часових солітонів, які досліджувались в схемах динамічної голографії [83-86]. В таких системах спочатку формувались динамічні ґратки, або світлові решітки (інтерференційні поля), і в них досліджувалось розповсюдження лазерних імпульсів, які приймали форму часових солітонів, або лазерних пучків, що приймали форму просторових солітонів в поперечних координатах (x, y) . В нашому випадку немає додаткових пучків, окрім тих, що приймають участь у формуванні динамічної ґратки. А солітони утворюються відносно поздовжньої координати – вздовж осі z . Ми покажемо, що всі ці особливості пов’язані з урахуванням динаміки запису і релаксації ґратки в нелінійному середовищі. У Розділі 2.4 показано розширення моделі для випадку виродженої чотирипучкової взаємодії – відомої схеми динамічної голографії для отримання лазерних пучків з оберненим хвильовим фронтом.

У підрозділі 2.5 ми описуємо перші експериментальні вимірювання просторової локалізації для амплітуди динамічної ґратки, яке нами було проведено для об’ємних фоторефрактивних кристалів LiNbO_3 при дослідженні виродженої чотири-пучкової взаємодії. В цих експериментах ми спостерігали зміну профілю амплітуди ґратки при зміні співвідношення інтенсивностей вихідних хвиль. Для проведення таких експериментів ми розробили спеціальну експериментальну установку з розширеним пробним пучком, який використовувався для візуалізації розподілу амплітуди ґратки.

Пробний пучок подавався на верхню грань досліджуваного кристала під кутом Бреґґа до ґратки, яка записувалась іншими лазерними пучками. Дифракційна картина пробного пучка відображала розподіл амплітуди записаної ґратки.

У підрозділах 2.6 і 2.7 розглядається самодифракція Рамана-Ната, яка спостерігається в тонких динамічних середовищах. Отримані аналітичні розв'язки для інтенсивності хвиль в перших порядках самодифракції. Самодифракція Рамана-Ната була використана нами для дослідження нелінійно-оптичних характеристик в нових нелінійних матеріалах. Зокрема, у Розділі 2.7.2 описані експериментальні дослідження перекачки енергії в комірках нематичних рідких кристалів без домішок. В таких комірках механізмом оптичної нелінійності є поверхнево-керований фоторефрактивний ефект. Були проведені вимірювання ефективності перекачки енергії в залежності від співвідношення інтенсивностей хвиль на вході.

2.1. Базова нелінійна система взаємодії хвиль в нелінійних середовищах з релаксацією

Нелінійна взаємодія когерентних лазерних пучків привертає численні дослідження щодо процесів їх само-впливу в оптичних матеріалах, перспективних для різних застосувань. Динамічна голографія є найвідомішою в цьому відношенні через її просту реалізацію в оптичних системах зв'язку, таких як чисто оптичні керовані підсилювачі, комутатори, голографічне мультиплексування, адаптивне зберігання даних, оптично адресовані просторові модулятори світла, включаючи багатоканальні системи та оптичні нейронні мережі. Інша дуже широка область – це застосування динамічних ґраток в оптичних волокнах для різних типів датчиків, керованих фільтрів та адаптивних інтерферометрів [1, 131-135].

Предметом динамічної голографії є наступні три основні ефекти, що

діють одночасно: (1) створення періодичного інтерференційного поля всередині нелінійного середовища за допомогою двох або більше лазерних пучків; (2) модуляція показника заломлення (та/або коефіцієнта поглинання) під дією світлового інтерференційного поля, або, іншими словами, індукування фазової (та/або амплітудної) динамічної ґратки всередині нелінійного середовища; (3) самодифракція записуючих пучків на динамічній ґратці, створеній тими ж самими пучками. Практичне використання дифракції хвиль на динамічних ґратках пов'язане з декількома специфічними ефектами, реалізація яких залежить від властивостей нелінійного середовища. Серед цих ефектів – перекачка енергії та перекачка фази між взаємодіючими хвилями, які можуть відбуватися через специфічні особливості нелінійної взаємодії [20, 26, 136]. Перекачка фази є характерним ефектом для локального відгуку середовища, тобто коли фахова фотоіндукована ґратка просторово співпадає з діючою інтерференційною картиною світла. Перекачка енергії спостерігається для нелокального відгуку середовища, коли створена фазова динамічна ґратка є просторова зміщеною відносно світлової інтерференційної картини. Нелокальний механізм у динамічних середовищах розглядається у відношенні дифузії та дрейфу носіїв, відповідальних за індуковану нелінійність; вони виникають під дією просторово-модульованого оптичного поля, що змінюється з часом. Саме перекачка енергії при самодифракції хвиль на фазовій динамічній ґратці, що супроводжується ефектом утворення дисипативного солітону, розглядається в дисертаційній роботі.

Основні схеми взаємодії двох когерентних лазерних пучків з утворенням інтерференційної картини і динамічної ґратки в розширеному нелінійному середовищі товщиною L показані на Рис. 2.1 і 2.2. Голографічна динамічна фазова ґратка розглядається як фотоіндукована просторова модуляція показника заломлення, що виникає під час

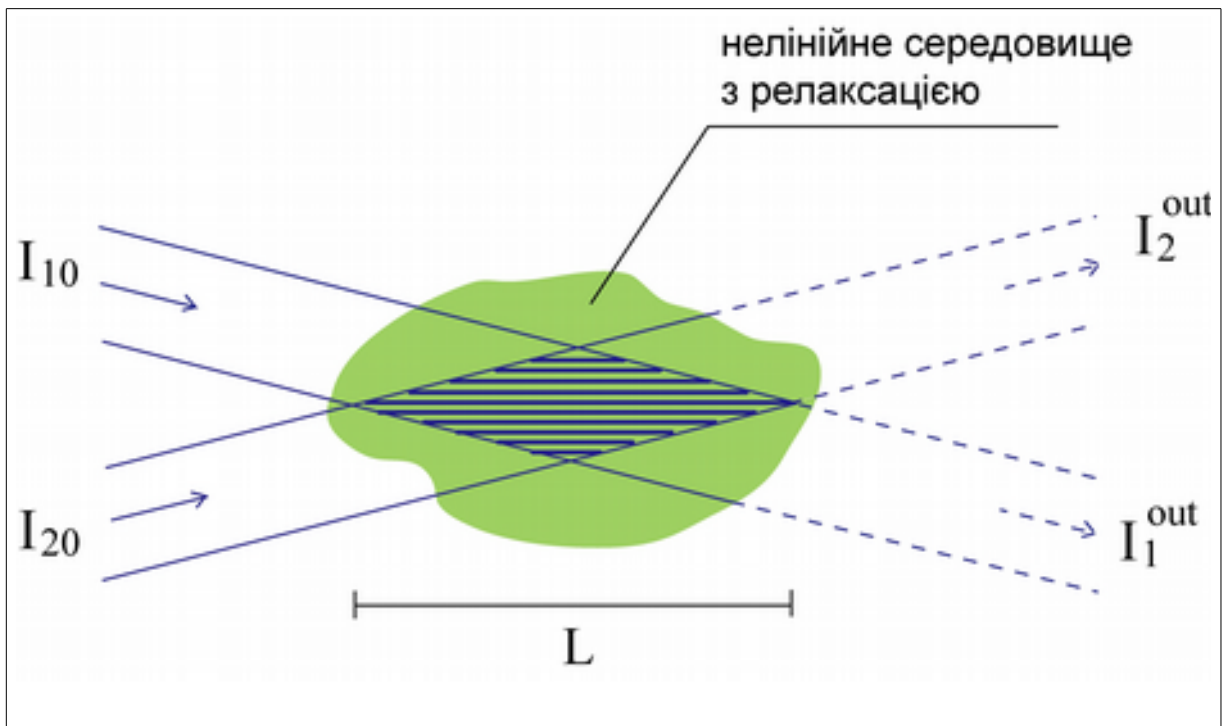


Рис. 2.1. Оптична система зв'язаних хвиль у пропускну́й геометрії в протяжному динамічному нелінійному середовищі довжиною L ; I_{10} , I_{20} - інтенсивності входніх хвиль, I_1^{out} , I_2^{out} - інтенсивності вихідніх хвиль.

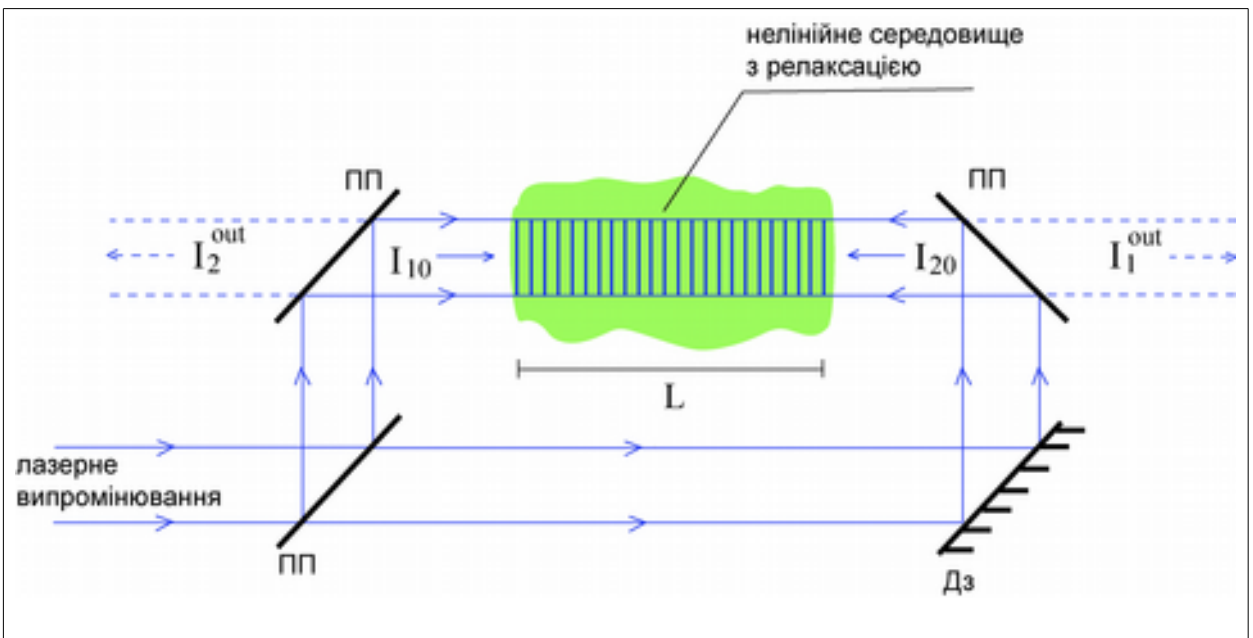


Рис. 2.2. Оптична система зв'язаних хвиль у відбиваючій геометрії в протяжному динамічному нелінійному середовищі довжиною L ; I_{10} , I_{20} - інтенсивності входніх хвиль, I_1^{out} , I_2^{out} - інтенсивності вихідніх хвиль; ПП - поділювач пучків, Дз – дзеркало.

виродженого (тобто на однакові довжини хвилі) змішування хвиль у нелінійно-оптичному середовищі.

Перекачка енергії призводить до зміни контрасту інтерференційної картини в напрямку розповсюдження хвиль, оскільки інтенсивності хвиль змінюються всередині нелінійного середовища. Отже, всередині середовища повинна змінюватися і амплітуда динамічної ґратки, оскільки вона пропорційна інтенсивності світла. Утворення нерівномірного розподілу амплітуди ґратки всередині кристалу були описані вже в перших роботах, присвячених оптичній динамічній голографії [4, 128].

Надалі (за рідким виключеннями, які будуть визначатися окремо) ми будемо розглядати дифракцію Бреґга, що відбувається в об'ємних нелінійних середовищах. На Рис. 2.3 зображена діаграма хвильових векторів для бреґгівської самодифракції оптичних пучків. Ця діаграма відображає закон збереження імпульсу (див., наприклад, [26, 21]). Якщо ґратка змінюється з часом, вона може розглядатися як рухома матеріальна хвиля, що має довжину хвилі, яка описується K -вектором періоду ґратки.

Задача нелінійної двопучкової взаємодії детально розглядається

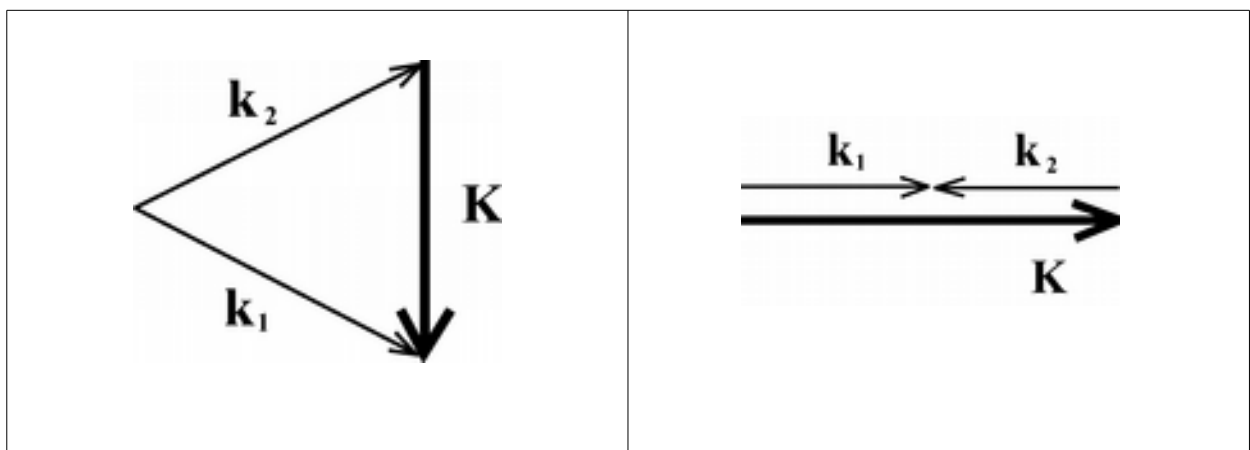


Рис. 2.3. Діаграма хвильових векторів для двопучкової взаємодії при бреґгівській самодифракції хвиль в нелінійному середовищі; (а) пропусчна геометрія, (б) відбиваюча геометрія. k_1 , k_2 – хвильові вектори двох світлових пучків, що взаємодіють; K – вектор динамічної ґратки, що формується в динамічному нелінійному середовищі.

наступним чином. З хвильових рівнянь Максвелла отримуються рівняння зв'язаних хвиль, див., наприклад, [2, 45, 137]. Існують два по суті різні математичні підходи, що використовуються для знаходження розв'язків цих рівнянь зв'язаних хвиль. У першому підході використовується загальна математична умова, згідно з якою нелінійно-оптичний відгук середовища замінюється модуляцією показника заломлення Δn та / або модуляцією поглинання $\Delta \alpha$, які використовуються для заданого моменту часу t , або не залежать від часу. Це так званий підхід заданих ґраток. Іншими словами, середовище розглядається як «чорний ящик», не враховуючи власної внутрішньої динаміки, тоді як ефекти перекачки енергії і перекачки фази пояснюються, відповідно, просторовим зсувом (нелокальний відгук), або відсутністю такого зсуву (локальний відгук), фотоіндукованих ґраток щодо інтерференційної картини. Зазвичай, теоретичне моделювання взаємодії хвиль в нелінійному середовищі зводиться до системи нелінійних рівнянь для інтенсивностей вихідних хвиль. Наприклад, у [45] були розглянуті рівняння для двопучкової взаємодії в пропускній геометрії і знайдені їх розв'язки в загальному вигляді з урахуванням багатьох факторів, включаючи фотоіндукований відгук середовища, який може бути як локальним, так і нелокальним, та утворення динамічних ґраток як показника заломлення, так і поглинання (або підсилення).

При другому підході, враховується динаміка нелінійного середовища, включаючи релаксацію нелінійності (див., наприклад, [138, 21]). Зокрема, цей підхід був використаний для детальної характеристики стаціонарного режиму при чотирипучковій взаємодії [5, 129-130]. Загалом, це дозволяє надати чіткий опис для багатьох процесів, що відповідають за різні нелінійні оптичні властивості середовища. Наприклад, можуть бути надані пояснення щодо перерозподілу носіїв заряду в фоторефрактивних кристалах та напівпровідниках; зміни орієнтації молекул в рідких кристалах; виникнення теплової нелінійності в умовах створення рухомих

ґраток, тощо.

Взаємодія хвиль в оптичному анізотропному середовищі описується рівняннями зв'язаних хвиль, що виводяться з рівнянь Максвелла. Для повноти викладення розглянемо виведення цих рівнянь для нашого найпростішого випадку взаємодії двох когерентних хвиль в пропускній геометрії з симетричним кутом падіння (див. Рис. 2.3 (а)). Хвильове рівняння в нелінійному середовищі має вигляд:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon_0 + \Delta\epsilon) \mathbf{E} \quad (2.1)$$

з напруженістю електричного поля

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 e^{i(\omega t - k_{1x}x - k_{1z}\tilde{z})} + \mathbf{E}_2 e^{i(\omega t + k_{2x}x - k_{2z}\tilde{z})} \quad (2.2)$$

де обидві хвилі $\mathbf{E}_1$ і $\mathbf{E}_2$ мають поляризацію вздовж вісі y . $\epsilon_0 = n_0^2$ – середня діелектрична проникність середовища, $\Delta\epsilon = \Delta\epsilon(I)$ – фотоіндуковані зміни діелектричної проникності, вважається $\Delta\epsilon \ll \epsilon_0$. В цих рівняннях $E_j(t, \tilde{z}) = E_j(t, \tilde{z}) \exp[i\varphi_j(t, \tilde{z})]$ – комплексна амплітуда n -ї хвилі, що повільно змінюється, і в якій як дійсна амплітуда, так і фаза залежать від часу і просторової координати, $j=1,2$; $k=k_1=k_2=n_0 2\pi/\lambda=n_0 \omega/c$ – модуль хвильового вектора в середовищі, λ – довжина хвилі у вакуумі, c – швидкість світла у вакуумі; $\tilde{z}$ [м] – просторова координата у напрямку поширення хвиль, і t [сек] – реальний час. Наближення амплітуд, що повільно змінюються, записуються наступними умовами:

$$\omega \cdot \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}_{[1,2]} \ll \omega^2; \quad \omega \cdot \frac{\partial^2}{\partial^2} \mathbf{E}_{[1,2]} \ll \omega^2 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathbf{E}_{[1,2]} \ll k_{[1,2]z} \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{E}_{[1,2]}; \quad \frac{\partial^2}{\partial z^2} \mathbf{E}_{[1,2]} \ll k_{[1,2]z}^2 \quad (2.4)$$

в цих співвідношеннях вибирають 1 або 2 в квадратних дужках.

$\Delta\epsilon$ описує динамічну ґратку показника заломлення, яка утворюється під дією світлового інтерференційного поля, що формуються

двома взаємодіючими хвилями. При виконанні умов Брегга закон збереження імпульсу записується як $k_1 - k_2 = K$. Запишемо розв'язок для $\Delta \epsilon$ у вигляді ґратки з комплексною амплітудою $\epsilon_1 = \epsilon_1 e^{i\psi'} = \epsilon_L + i\epsilon_N$, де ψ' – фазовий зсув ґратки відносно світлової інтерференційної картини, $\tan \psi' = \frac{\epsilon_N}{\epsilon_L}$, ϵ_L та ϵ_N – амплітуди локальної і нелокальної компонент динамічної ґратки, відповідно:

$$\Delta \epsilon = \epsilon_1 \cos(\mathbf{K} \mathbf{r} - \psi') = \frac{1}{2} [\epsilon_1(t, \tilde{z}) e^{-i\mathbf{K} \mathbf{r}} + \epsilon_1^*(t, \tilde{z}) e^{i\mathbf{K} \mathbf{r}}] \quad (2.5)$$

де $\mathbf{K}$ – хвильовий вектор ґратки, $K = |\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$, Λ – просторовий період інтерференційної картини світла (світлової решітки), що формується двома вхідними хвилями.

Підставляючи (2.2) та (2.5) в хвильове рівняння (2.1), та з урахуванням умов Брегга та (2.3)-(2.4), отримаємо наступне рівняння:

$$i2k_{1\tilde{z}} \frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial \tilde{z}} e^{-ik_1 r} + i2k_{2\tilde{z}} \frac{\partial \mathbf{E}_2}{\partial \tilde{z}} e^{-ik_2 r} = k_0^2 \frac{1}{2} [\epsilon_1 \mathbf{E}_2 e^{-ik_1 r} + \epsilon_1^* \mathbf{E}_1 e^{-ik_2 r}] \quad (2.6)$$

де $k_0 = 2\pi/\lambda = \omega/c$ – модуль хвильового вектора у вакуумі. Рівняння (2.6) пов'язує комплексні амплітуди для напруженості електричного поля для взаємодіючих хвиль і комплексну амплітуду динамічної ґратки. Бреггівські умови узгодження фаз вже враховані в рівнянні (2.5). Рівняння (2.6) розбивається на два рівняння зв'язаних хвиль: запишемо їх у наступному вигляді, який враховує обидві геометрії взаємодії (див., наприклад, [25, 2, 21]):

$$\frac{\partial \mathbf{E}_1}{\partial \tilde{z}} = -i \frac{k^2}{4k_{1\tilde{z}}} \epsilon_1 \mathbf{E}_2; \quad \frac{\partial \mathbf{E}_2^*}{\partial \tilde{z}} = i s \frac{k^2}{4k_{2\tilde{z}}} \epsilon_1^* \mathbf{E}_1^* \quad (2.7)$$

Константа $s=1$ у випадку пропусної геометрії і $s=-1$ для відбиваючої геометрії.

Динамічна нелінійна система включає також рівняння, що описує зміни діелектричної проникності $\Delta \epsilon$. Для більшості оптичних нелінійних

середовищ загальне феноменологічне рівняння, що описує виникнення $\Delta\epsilon$ внаслідок нелінійно-оптичного відгуку транспортного типу, може бути записане у наступній загальній формі [21]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta\epsilon = \hat{F}(|E|^2) - \frac{\Delta\epsilon}{\tau} + D \nabla^2 \Delta\epsilon - (v \nabla(\Delta\epsilon)) \quad (2.8)$$

Це рівняння включає збільшення діелектричної проникності пропорційне інтенсивності світла, її релаксацію з часом, що залежить від специфічних механізмів нелінійно-оптичного відгуку, а також дифузію і дрейф носіїв, які відповідають за зміни діелектричної проникності. В рівнянні (2.8) $\hat{F}(|E|^2)$ є оператором, який залежить від інтенсивності світла $|E|^2$. Для найпростішого випадку середовища з кубічною оптичною нелінійністю (керрівського типу) цей оператор записується у вигляді: $\hat{F}(|E|^2) = \epsilon |E|^2$. Інші позначення у рівнянні (2.8) наступні: D – константа дифузії, яка описує просторовий розподіл збуджень, що відповідають за зміну діелектричної проникності $\Delta\epsilon$; τ – константа релаксації нелінійності, і v – швидкість дрейфу цих збуджень.

В цій дисертаційній роботі ми будемо розглядати чисто нелокальний відгук, при якому відбувається максимальна перекачки енергії між взаємодіючими хвилями. Для нелінійно-оптичних середовищ з нелокальною нелінійністю існує просторовий зсув між локальною точкою дії світла та просторовою точкою нелінійної реакції середовища. Наприклад, у випадку електрооптичних кристалів з дифузійним механізмом нелінійності оператор $\hat{F}(|E|^2) \simeq (C \nabla |E|^2)$, де C – полярна вісь кристала. У цьому випадку $D=0$ і τ є постійною величиною (див. [21]). В загальному випадку треба враховувати матеріальні рівняння, що описують зміни динамічної ґратки внаслідок фотоіндукованих процесів в різних середовищах. Відмітимо, що фоторефрактивні середовища, такі як фоторефрактивні кристали (ФРК) та рідкі кристали (РК), проявляють також анізотропну дифракцію внаслідок дво-заломлюючих властивостей

середовища. Це призводить до ряду ефектів, які залежать від поляризації світла [27, 2]. В нашій дисертаційній роботі ми зосередимося на основних властивостях самодифракції пучків, які визначаються тільки інтенсивностями взаємодіючих хвиль, що мають лінійні поляризації вздовж вісі y . Залежність від поляризації світла потребує подальших ретельних досліджень, як теоретичних, так і експериментальних, і вочевидь, застосування розробленого нами підходу дослідження властивостей дисипативних солітонів, що формуються в цій системі взаємодії хвиль, буде призводити до винайдення додаткових цікавих ефектів залежних від поляризації світла.

В подальшому нашому розгляді ми будемо нехтувати двома останніми ефектами, а саме дифузією і дрейфом; і зосередимося на двох основних процесах – це підсилення амплітуди ґратки пропорційне інтенсивності світла, і часова релаксація ґратки:

$$\frac{\partial \Delta \varepsilon}{\partial t} = \gamma \frac{2 E_1 E_2 \cos(\mathbf{K} \mathbf{r} - \varphi_{12})}{I_0} - \frac{1}{\tau} \Delta \varepsilon$$

Максимальна перекачки енергії виникає, коли просторовий зсув між світлової решіткою і динамічною ґраткою дорівнює чверті періоду інтерференційної картини, що відповідає фазовому зсуву між цими решітками на $\pi/2$. Якщо записати комплексну амплітуду динамічної ґратки $\varepsilon_1 = \varepsilon_1 e^{i(\psi + \frac{\pi}{2})}$, то для чисто нелокальної ґратки $\psi = 0$, і модуляцію діелектричної проникності можна записати у вигляді:

$$\varepsilon_1 = iQ = iQ e^{-i\psi} = i[\varepsilon_N - i\varepsilon_L] \quad , \quad \psi = \arctg \frac{\varepsilon_L}{\varepsilon_N} \quad (2.9)$$

Для випадку $\varepsilon_L = 0$ отримується $\psi = 0$ і дійсна функція Q буде описувати амплітуду зсунутої (чисто нелокальної) динамічної ґратки.

Для конкретного фізичного середовища початкова система (2.7)–(2.9) повинна бути доповнена матеріальними рівняннями, що описують конкретний нелінійно-оптичний механізм в даному середовищі. В нашій

дисертаційній роботі основна увага буде приділена саме динаміці взаємодії хвиль і динаміці змін амплітуди фотоіндукованої ґратки. При цьому ми, як правило, буде опускати матеріальні рівняння. Розгляд різних матеріальних систем нелінійно-оптичного відгуку дозволять визначити конкретні значення параметрів нелінійної взаємодії хвиль для кожного окремого середовища.

Отже, наша нелінійна система включає систему зв'язаних хвиль, що дифрагують на чисто нелокальній ґратці, у вигляді:

$$\partial_z E_1(z, t) = Q(z, t) E_2(z, t) ; \quad \partial E_2^*(z, t) = -s Q(z, t) E_1^*(z, t) \quad (2.10)$$

де ми ввели безрозмірну координату $z = \tilde{z} k_0^2 / (4k_z)$.

Як правило, коефіцієнт зв'язку Q розглядався як емпірична константа що залежала від конкретного нелінійного механізму в середовищі. Еволюційне рівняння для $Q = Q(z, t)$, що є функцією змінних часу і простору, було виведено в роботах [138, 6] під припущеннями, що (а) коефіцієнт зв'язку $Q(z, t)$ описує еволюцію середовища; (б) середовище виявляє нелокальний відгук, тобто зсув по фазі на $\pi/2$ відносно дії інтенсивності світла; (с) це дійсна функція двох скалярних змінних. Таким чином, коефіцієнт зв'язку $Q(t, z)$ описує динамічну зміну амплітуди фотоіндукованої ґратки показника заломлення. Для функції $Q(t, z)$ еволюційне рівняння (2.8) запишеться наступним чином (див., також, [139, 5, 13]):

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \gamma_N \frac{I_m}{I_0} - \frac{1}{\tau} Q \quad (2.11)$$

Рівняння (2.11) записано для дійсної амплітуди Q , тому тут автоматично враховуються умови збереження фаз: $(\varphi_1 - \varphi_2) + \psi = 0$. γ_N – константа підсилення нелокального відгуку середовища, вона позначає максимальну амплітуду зміщеної (нелокальної) ґратки, і це дійсна константа, величина якої залежить від механізмів утворення нелокального відгуку в певному

нелінійному середовищі. Відмітимо, що в наших позначеннях константа γ_N має розмірність $[\text{сек}^{-1}]$. Ми залишимо цю реальну розмірність, щоб в подальшому в явному вигляді ввести в розгляд реальні значення величини релаксації нелінійного відгуку τ . (При спрощеному розгляді можна ввести безрозмірні час t/τ і константу нелінійності γ_N/τ). Константа підсилення для локального відгуку вважається рівною нулю: $\gamma_L=0$. Обидва параметра системи γ_N і τ в нашому подальшому розгляді будуть вважатися дійсними константами.

Модуляція інтенсивності світла при суперпозиції двох хвиль всередині нелінійного середовища з урахуванням (2.2) запишеться:

$$\begin{aligned} I = |\mathbf{E}|^2 &= \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_1^* + \mathbf{E}_2 \mathbf{E}_2^* + \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* e^{-i\mathbf{K}\mathbf{r}} + \mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_2 e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} = \\ &= I_0 + \mathbf{I}_m e^{-i\mathbf{K}\mathbf{r}} + \mathbf{I}_m^* e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} = I_0 + 2E_1 E_2 \cos(\mathbf{K}\mathbf{r} - \varphi_{12}) \end{aligned} \quad (2.12)$$

де $\varphi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$ і $\mathbf{I}_m = \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^*$.

В подальшому розгляді введено нові дійсні функції: інтерференційну інтенсивність

$$I_m(t, z) = \frac{1}{2}(\mathbf{I}_m + \mathbf{I}_m^*) = \mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* + \mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_2 = 2E_1 E_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (2.13)$$

та сумарну інтенсивність

$$I_0 = |\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_1^*| + |\mathbf{E}_2 \mathbf{E}_2^*| = I_1 + I_2 \quad (2.14)$$

де $I_1 = |\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_1^*|$, $I_2 = |\mathbf{E}_2 \mathbf{E}_2^*|$.

Відмітимо, що в загальному випадку, $I_0 = I_0(t, z)$.

Рівняння виду (2.11) було отримано для поля просторового заряду E_{sc} в ФРК [23, 3]. Оскільки в ФРК фазова ґратка формується за рахунок лінійного електро-оптичного ефекту Поккельса, де $\Delta\epsilon \sim E_{sc}$, то амплітуда фазової ґратки буде мати той же самий розподіл, що і E_{sc} .

Також відмітимо, що в загальному випадку рівняння (2.11) можна записати у комплексному вигляді:

$$i \frac{\partial Q}{\partial t} = \gamma \frac{2I_m}{I_0} - i \frac{1}{\tau} Q \quad (2.15)$$

де входить комплексна константа підсилення середовища $\gamma = \gamma e^{i\psi} = i[\gamma_N + i\gamma_L]$, $\gamma = \sqrt{\gamma_N^2 + \gamma_L^2}$, $\psi = \arctg \frac{\gamma_L}{\gamma_N}$. γ_L описує коефіцієнт підсилення локального відгуку. Чисельне дослідження рівнянь (2.10), (2.15) та експериментальні дослідження двопучкової і чотирипучкової взаємодії (див., наприклад, [6, 12-13, 138, 140]) виявили два різних режими, які можна спостерігати в нелінійному середовищі: просторова локалізація амплітуди динамічної ґратки та регулярні коливання. В наших роботах були отримані складні аналітичні розв'язки для загальної системи виродженої чотирипучкової взаємодії в пропускній геометрії для випадку комплексного γ і в наближенні заданої граки [141-142].

В системі з чисто локальним відгуком ($\gamma_N = 0$) не існує солітонних розв'язків. Тому в даній дисертаційній роботі ми зосередимося на розв'язках чисто нелокальної системи – саме вони являються солітонними розв'язками. Для системи з чисто нелокальним відгуком ми вивели прості еволюційні рівняння – параметричне нелінійне рівняння Шредингера (пНРШ) і параметричне комплексне рівняння Гінзбурга-Ландау (пКРГЛ) (див. підрозділи 3.2 і 3.3). Ми знайдемо основні закономірності еволюційних рівнянь пНРШ і пКРГЛ, які описують динаміку двох зв'язаних ґраток – світлової решітки і матеріальної ґратки показника заломлення. Такий підхід дозволить урахувати внесок локальної складової підсилення γ_L в наступних дослідженнях.

2.2. Нелінійні рівняння синус-Гордона і тангенс-Гордона з

релаксаційною складовою, що описують нелінійну взаємодію хвиль
Нелінійний процес самодифракції хвилі у випадку нелокального відгуку може бути описаний рівнянням синус-Гордона (для пропускної геометрії),

або тангенс-Гордона (для відбиваючої геометрії), що включають затухаючу складову [6, 13, 138, 143-147]. Функцією в цих рівняннях Гордона є інтеграл під обвідною амплітуди ґратки. Ці рівняння описують динаміку обвідної амплітуди ґратки, яка утворюється при нелінійній взаємодії лазерних пучків. При цьому, обвідна амплітуди ґратки приймає форму солітону у напрямку поширення хвилі.

Розглянемо отримання рівняння синус-Гордона для пропускну геометрії при двопучковій взаємодії хвиль. Добре відомо, що рівняння синус-Гордона разом з рівняннями нелінійного Шредінгера та Кортевега-де-Фріза мають своїми розв'язками солітони [54, 106].

Із системи (2.10)–(2.11) легко знаходяться розв'язки для заданого часу t' для інтенсивностей і фаз хвиль, що взаємодіють у нелінійному середовищі. Перепишемо систему (2.10)–(2.11) для дійсних амплітуд і фаз:

$$\begin{aligned}\frac{dE_1}{dz} &= Q E_2 \cos \varphi_{12} \\ \frac{dE_2}{dz} &= -Q E_1 \cos \varphi_{12} \\ \frac{d\varphi_{12}}{dz} &= Q \frac{E_1^2 - E_2^2}{E_1 E_2} \sin \varphi_{12}\end{aligned}\tag{2.16}$$

де введено позначення $\varphi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$. Система (2.16) має два перших інтеграли:

$$I_0 = E_1^2 + E_2^2 = I_1 + I_2, \quad \frac{dI_0}{dz} = 0\tag{2.17}$$

$$D = E_1 E_2 \sin(\varphi_{12}), \quad \frac{dD}{dz} = 0\tag{2.18}$$

Система (2.16) легко інтегрується, якщо ввести нову змінну, яка є дійсною величиною:

$$du(t', z) = Q(t', z) dz\tag{2.19}$$

тоді

$$u(t', z) = \int_z Q(t', z) dz\tag{2.20}$$

Функція $u(t', z)$ має фізичний зміст фотоіндукованих змін оптичної довжини вздовж вісі z – напрямку поширення хвиль. У стаціонарному стані величина $u(z)$ визначається інтерференційною інтенсивністю світла в кожній локальній точці вздовж z .

Використовуючи перші інтеграли (2.17)-(2.18) знайдемо $\cos(\varphi_{12})$:

$$\cos \varphi_{12} = \pm \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_{12}} = \pm \sqrt{1 - \frac{D^2}{E_1^2 E_2^2}} = \frac{\pm \sqrt{E_1^2 (I_0 - E_1^2) - D^2}}{E_1 E_2} = \frac{\pm \sqrt{E_2^2 (I_0 - E_2^2) - D^2}}{E_1 E_2} \quad (2.21)$$

Тоді із першого рівняння (2.16) з урахуванням (2.19) отримаємо інтегральне рівняння для $I_1 = E_1^2$:

$$\int \frac{dE_1^2}{\sqrt{-(E_1^2)^2 + I_0 E_1^2 - D^2}} = \pm \int 2 du \quad (2.22)$$

розв'язок якого знаходиться із табличних інтегралів [148]

$$I_1 = \frac{1}{2} \sqrt{I_0^2 - 4 D^2} \sin(\pm 2u - C_0) + \frac{1}{2} I_0 \quad (2.23)$$

Аналогічним чином ми знайдемо розв'язок для $I_2 = E_2^2$:

$$\int \frac{dE_2^2}{\sqrt{-(E_2^2)^2 + I_0 E_2^2 - D^2}} = \mp \int 2 du \quad (2.24)$$

$$I_2 = \frac{1}{2} \sqrt{I_0^2 - 4 D^2} \sin(\mp 2u + C_0) + \frac{1}{2} I_0 \quad (2.25)$$

В розв'язках для інтенсивностей хвиль інформація про фазу входить як коефіцієнт в параметр $D = \text{const}$, який являється константою і визначається початковими умовами, в тому числі і різницею початкових фаз. У розв'язках (2.23) і (2.25) розрізняються два випадки: верхні знаки перед $2u$ і нижні знаки. У випадку верхніх знаків, інтенсивність хвилі 1 (I_1), позначимо її тут і далі в дисертації як сигнальний пучок, збільшується, а інтенсивність хвилі 2 (I_2 – інтенсивність накачки) зменшується. Коли застосовується обидва нижніх знаки в (2.23) і (2.25) – інтенсивність сигналу I_1 зменшується, а інтенсивність накачки I_2 підвищується: це “зворотня” перекачка енергії.

Вирази для константи C_0 отримаємо із початкових умов на границях нелінійного середовища. Для знаходження констант C_{01} і C_{02} треба взяти визначені інтеграли в (2.22) і (2.24): в лівій частині береться інтеграл в межах $[I_{10}=I_1(z=0) \dots I_1(z)]$, $[I_{20}=I_2(z=0) \dots I_2(z)]$ для хвиль 1 і 2 відповідно, а в правій частині – $[0 \dots u(z)]$. Тоді ми можемо визначити:

$$C_0 = C_{01} = \arcsin \frac{-2I_{10} + I_0}{\sqrt{I_0^2 - 4D^2}} = \arcsin \frac{I_{20} - I_{10}}{\sqrt{I_0^2 - 4D^2}}; \quad (2.26)$$

$$C_{02} = \arcsin \frac{-2I_{20} + I_0}{\sqrt{I_0^2 - 4D^2}} = -C_0$$

При цьому, перші інтеграли системи розраховуються також підставляючи вхідні інтенсивності і фази хвиль на границі середовища $z=0$:

$$I_0 = I_{10} + I_{20}, \quad D = \sqrt{I_{10}I_{20}} \sin(\varphi_{10} - \varphi_{20}) \quad (2.27)$$

$$I_{10} = I_1(z=0), \quad I_{20} = I_2(z=0), \quad \varphi_{10} = \varphi_1(z=0), \quad \varphi_{20} = \varphi_2(z=0)$$

Розв'язок для різниці фази φ_{12} знайдемо наступним чином. Підставимо перший інтеграл (2.18) в останнє рівняння (2.16) – отримаємо рівняння:

$$\frac{d\varphi_{12}}{\sin^2 \varphi_{12}} = \frac{I_1 - I_2}{D} du \quad (2.28)$$

в яке підставимо розв'язки для інтенсивностей хвиль (2.23) та (2.25). Тоді інтегральне рівняння прийме вигляд:

$$\int \frac{d\varphi_{12}}{\sin^2 \varphi_{12}} = \frac{\sqrt{I_0^2 - 4D^2}}{D} \cdot \frac{1}{2} \int \sin(2u + C) d(2u) \quad (2.29)$$

відповідний розв'язок якого можна компактно записати наступним чином:

$$\operatorname{ctg} \varphi_{12} = \frac{\sqrt{I_0^2 - 4D^2}}{2D} \cos(2u - C_0) + C_{0\varphi} \quad (2.30)$$

де константа інтегрування $C_{0\varphi} = \operatorname{ctg} \varphi_{120}$ визначається початковою різницею фаз хвиль взаємодіють. Ця величина, $\varphi_{120} = \varphi_{10} - \varphi_{20}$ задає просторове положення максимумів інтерференційної картини вздовж вісі

x відносно початку координат. Ми завжди можемо задати початок координат вісі x так, що $\varphi_{10}-\varphi_{20}=0$. У цьому випадку $D=0$, а розв'язок (2.25) можна переписати як:

$$\cos \varphi_{12} = \frac{I_0}{2\sqrt{I_1 I_2}} \cos(2u - C_0) \quad (2.31)$$

Знайдемо значення $I_1 I_2$ використовуючи розв'язки (2.23) і (2.25):

$$I_1 I_2 = \frac{1}{4} I_0^2 \cos^2(2u - C_0) \quad (2.32)$$

Після підстановки цього виразу в (2.31) отримаємо

$$\cos \varphi_{12} = 1 \Rightarrow \varphi_1(z) - \varphi_2(z) = 0 \quad (2.33)$$

Таким чином ми отримали, що різниця фаз не змінюється по z і дорівнює початковій різниці фаз $\varphi_{10}-\varphi_{20}=0$. Фізично це означає, що в об'ємному середовищі з чисто нелокальним відгуком “штрихи” ґратки на не мають нахилу. Адже залежність φ_{12} від z призводить до додаткового набігу фази між хвилями, тобто до нахилу інтерференційних смуг, що в свою чергу, веде до нахилу “штрихів” фазової ґратки, яка індукується цією світловою решіткою.

Із системи (2.10)-(2.11) виводяться нелінійні еволюційні рівняння Гордона, що описують динаміку всієї системи в цілому. Для пропускну геометрії отримується рівняння синус-Гордона, а для відбиваючої – тангенс-Гордона [6, 13, 143-147].

Отримаємо рівняння синус-Гордона. Підставимо визначення для u (2.19) в динамічне рівняння (2.11), це призводить до наступного рівняння:

$$\tau \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial z} = \gamma_N \tau \frac{2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_{12})}{I_0} \quad (2.34)$$

Для випадку $\cos(\varphi_{12})=1$ підставимо (2.32) і отримаємо рівняння синус-Гордона для змінної u , що включає затухання $\partial u / \partial z$:

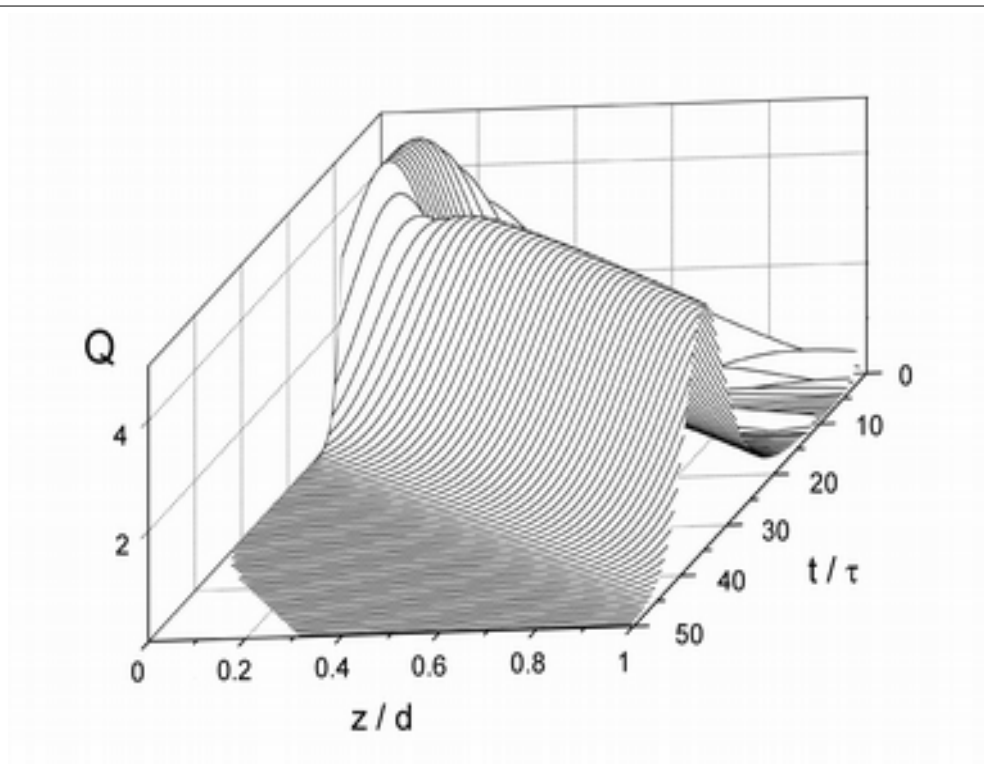
$$\tau \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial z} = \gamma_N \tau \cdot \sin(2u + \beta) \quad (2.35)$$

з $\beta = \arccos[(I_{20} - I_{10})/I_0]$. Відмітимо, що для випадку $D \neq 0$ множник перед $\sin(2u + \beta)$ буде мати вигляд $\gamma_N \tau \sqrt{I_0^2 - 4D^2}/I_0$ і з'явиться постійний доданок $\gamma_N \tau (2D/I_0) \operatorname{ctg} \varphi_{120}$. Запишемо (2.35) у традиційній формі:

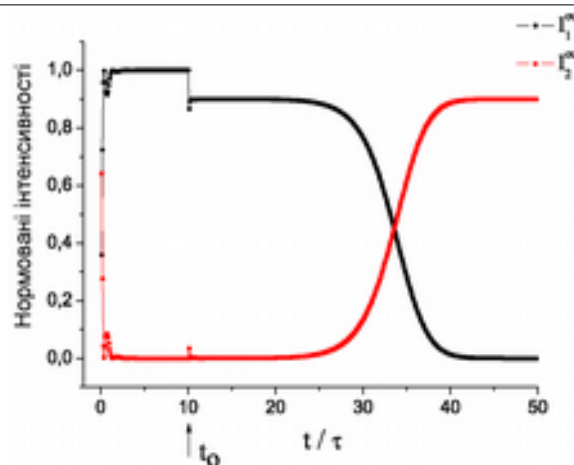
$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta \partial \zeta} + \frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} = \sin \Psi \quad (2.36)$$

для функції $\Psi = 2u + \beta$ і змінних $\eta = t/\tau$ і $\zeta = z/(\gamma_N \tau)$. Відоме класичне рівняння синус-Гордона має вигляд (1.10) і не включає затухаючу складову по координаті $\partial \Psi / \partial \zeta$ (див., наприклад, [54, 106]). Це рівняння описує класичні топологічні солітони, які виникають в задачах квантової теорії поля, поширення дислокацій в кристалах, опису точкових дефектів в конденсованих середовищах, руху стінок Блоха в магнітовпорядкованих середовищах і доменних стінок в сегнетоелектриках, поширення квантів магнітного потоку (флаксонов) в довгих джозефсонівських контактах, та інших [149-151]. Відомо також рівняння синус-Гордона, що включає часову затухаючу складову $\partial \Psi / \partial \eta$ [152-154]. У нашому випадку рівняння синус-Гордона описує нелінійну взаємодію двох ґраток: світлової решітки і динамічної ґратки. В результаті формується солітон як стабільний профіль амплітуд цих ґраток. Затухаюча складова виникає за рахунок часової релаксації ґратки, але іде по поздовжній координаті.

На Рис. 2.4 показано динаміку запису і стирання солітона при дво-пучковій взаємодії у пропускній геометрії. Запис відбувається для часів $t/\tau < 10$. При цьому формується стабільний локалізований профіль $Q(z)$ біля вхідної грані середовища $z=0$ (Рис. 2.4 (а)). При $t_0 = t/\tau = 10$ пучок 1 перекривається, $I_{10} = 0$. При цьому розподіл амплітуди ґратки Q рухається “як хвиля”, не змінюючи свій профіль, до вихідної грані середовища, $d=1$. На Рис. 2.4 (б) показано, як змінюються при цьому



(а)



(б)

Рис. 2.4. Запис (при $t/\tau \leq 10$) і стирання (при $t/\tau > 10$) солітона (профілю амплітуди динамічної ґратки) при двопучковій взаємодії у пропускній геометрії. (а) Динаміка профілю амплітуди динамічної ґратки. (б) Вихідні інтенсивності хвиль на границі $z/d=1$. Параметри взаємодії: $I_{10}=0.1$, $I_{20}=0.9$, $\gamma_N d=10$, при $t_0=t/\tau=10$ $I_{10}=0$.

вихідні інтенсивності хвиль. Коли формується стаціонарний профіль $Q(z)$ інтенсивність хвилі 1 (сигнальний пучок) збільшується від $I_{10}=0.1$ до $I_1 \approx 1$ за рахунок перекачки енергії від хвилі 2 –

інтенсивність хвилі 2 зменшується від $I_{20}=0.9$ до $I_2 \approx 0$. При стиранні ґратки інтенсивності хвиль 1 і 2 довгий час не змінюються, доки профіль Q зміщується до вихідної грані $z=d$, і тільки потім, коли “солітон виходить за грань середовища”, інтенсивність сигнальної хвилі 1 зменшується до нуля. Розрахунки, приведені на Рис. 2.4, показуються основні механізми, як можна здійснювати керування вихідними інтенсивностями хвиль завдяки формування локалізованого профілю (солітона) всередині нелінійного протяжного динамічного середовища. Відмітимо, що наші розрахунки узгоджуються з теоретичними дослідженнями, проведеними в роботі [6].

На Рис. 2.5 зображена основна схема двопучкової взаємодії з перекачкою енергії у пропускну геометрію, яка досліджується в даній

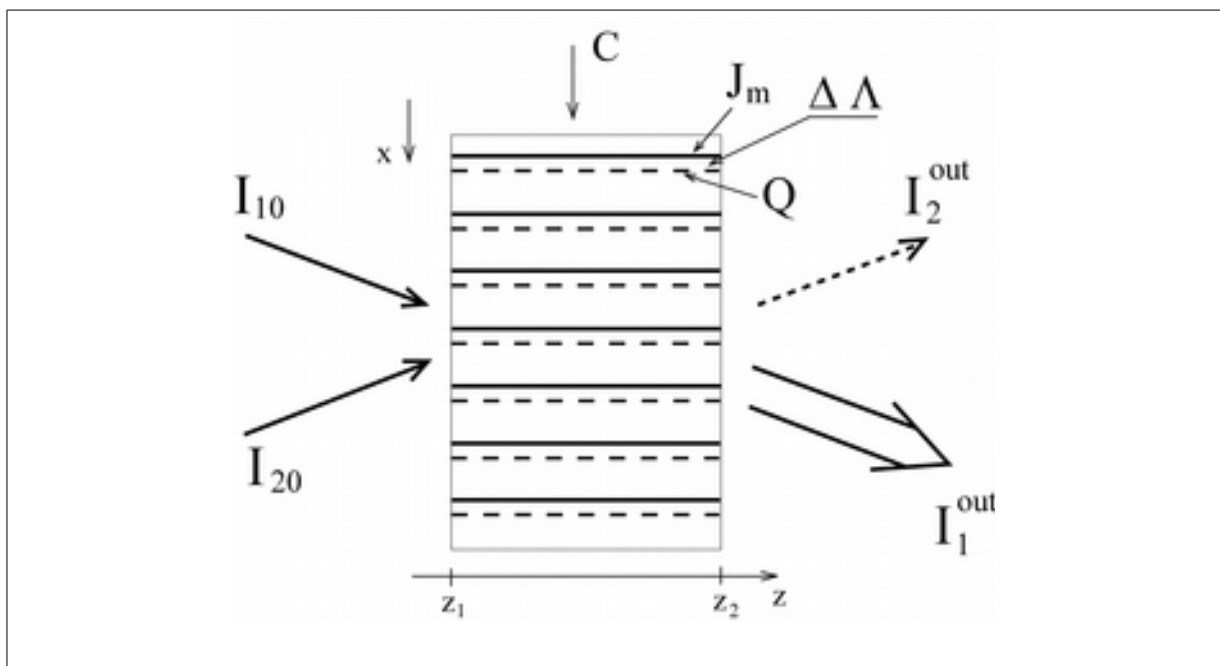


Рис. 2.5. Утворення чисто нелокальної ґратки і перекачка енергії при двопучковій взаємодії у пропускну геометрію. Суцільні прямі показують максимуми світлової інтерференційної картини (світлова решітка), що формується двома вхідними пучками I_{10} і I_{20} ; пунктирні лінії показують максимуми амплітуди динамічної ґратки, що має просторовий зсув $\Delta \Lambda$ відносно максимумів світлової решітки; Λ – просторовий період ґратки. J_m – інтерференційна інтенсивність всередині середовища, Q – амплітуда динамічної ґратки.

дисертаційній роботі. Вона включає світлову решітку (суцільні лінії) з максимумами J_m – нормована інтерференційна інтенсивність; і динамічну ґратку (пунктирні лінії) з максимумами амплітуди Q . Динамічна ґратка є просторово зсунутою відносно світлової решітки вздовж осі S (що співпадає з полярною віссю у фоторефрактивних кристалах). Максимальна перекачка енергії спостерігається у середовищах з чисто нелокальним відгуком, коли просторовий зсув дорівнює чверті періоду ґраток: $\Delta \Lambda = \Lambda/4$. Ця геометрія зображує випадок прямої перекачки енергії, пучок 1 являється сигнальним, він має компоненту хвильового вектора у напрямку зсуву динамічної ґратки, і він підсилюється. Пучок 2 являється пучком накачки. У разі зворотної перекачки енергії динамічна ґратка зсунута протилежно до напрямку вісі x , $\Delta \Lambda = -\Lambda/4$, і енергія перекачується від сигнального пучка 1 до пучка накачки 2,. У середовищі з чисто нелокальним відгуком фази хвиль не змінюються вздовж вісі z , тому інтерференційні смуги і “штрихи” динамічної ґратки не мають нахилу.

Розглянемо відбиваючу геометрію взаємодії хвиль. Рівняння (2.10) зв’язаних хвиль для заданого часу t' перепишуться для дійсних амплітуд і фаз:

$$\frac{dE_1}{dz} = Q E_2 \cos \varphi_{12} ; \quad \frac{dE_2}{dz} = Q E_1 \cos \varphi_{12} \quad (2.37)$$

$$\frac{d\varphi_{12}}{dz} = -Q \frac{E_1^2 + E_2^2}{E_1 E_1} \sin \varphi_{12} \quad (2.38)$$

Перші інтеграли цієї системи:

$$I_d = E_2^2 - E_1^2 = I_2 - I_1 , \quad \frac{dI_d}{dz} = 0 ; \quad D = E_1 E_2 \sin \varphi_{12} \quad (2.39)$$

де I_d – це різниця інтенсивностей хвиль, D має той же вираз, що і в пропускній геометрії (2.18). Систему (2.37)-(2.38) будемо розв’язувати наступним чином. Введемо нові змінні:

$$I_0(z) = I_1(z) + I_2(z) = E_1^2(z) + E_2^2(z) ; \quad Y(z) = E_1(z) E_2(z) \quad (2.40)$$

Тоді ця система переписеться для нових змінних:

$$\frac{d I_0}{d z} = 4 Q Y \cos \varphi_{12} ; \quad \frac{d Y}{d z} = Q I_0 \cos \varphi_{12} \quad (2.41)$$

$$\frac{d \varphi_{12}}{d z} = -Q \frac{I_0}{Y} \sin \varphi_{12} \quad (2.42)$$

Якщо поділити перше рівняння в (2.41) на друге, ми отримаємо перший інтеграл системи, який фактично співпадає з I_d (2.39):

$$I_d^2 = I_0^2 - 4 Y^2 \quad (2.43)$$

Аналогічно (2.21) знайдемо

$$\cos \varphi_{12} = \pm \sqrt{1 - \sin^2 \varphi_{12}} = \pm \sqrt{1 - \frac{D^2}{Y^2}} \quad (2.44)$$

Підставляючи цей вираз в перше рівняння (2.41) з урахуванням першого інтегралу (2.43) отримаємо інтегральне рівняння для I_0 :

$$\int_{I_0(z=0)}^{I_0} \frac{d I_0}{\sqrt{I_0^2 - (I_d^2 + 4 D^2)}} = \pm \int_0^u 2 du \quad (2.45)$$

яке має розв'язок

$$I_0 = \sqrt{I_d^2 + 4 D^2} \operatorname{ch}(\pm 2 u + C_{0r}) \quad (2.46)$$

з постійною інтегрування

$$C_{0r} = \operatorname{Arch} \left| \frac{I_0(z=0)}{\sqrt{I_d^2 + 4 D^2}} \right| \quad (2.47)$$

Розв'язки для вихідних інтенсивностей хвиль знайдемо, комбінуючи визначення $I_0 = I_1 + I_2$ і $I_d = I_2 - I_1$. Отримаємо наступні розв'язки [12, 155-156]:

$$I_1(z) = \frac{1}{2} \sqrt{I_d^2 + 4 D^2} \operatorname{ch}(\pm 2 u + C_{0r}) - \frac{1}{2} (I_{10} + I_{2d}) \quad (2.48)$$

$$I_2(z=0) = -\frac{1}{2} \sqrt{I_d^2 + 4 D^2} \operatorname{ch}(\mp 2 u + C_{0r}) + \frac{3}{2} I_d \quad (2.49)$$

Тут, як і при пропускній геометрії, верхній знак відповідає прямій перекачці енергії, коли посилюється “сигнальний” пучок I_1 за рахунок передачі енергії від пучка “накачки” I_2 . Нижній знак відповідає зворотній перекачці енергії, коли підсилюється пучок накачки за рахунок сигнального пучка. При виведенні цих рівнянь ми враховували граничні умови – дивіться Рис. 2.2: $I_1(z=0)=I_{10}$ і $I_2(z=d)=I_{2d}$. Тоді умови для інтенсивностей на границях середовища запишуться наступним чином:

$$\begin{aligned} I_0(z=0) &= I_{10} + I_2(z=0) ; & I_0(z=d) &= I_1(z=d) + I_{2d} \\ I_d &= I_2(z=0) - I_{10} = I_{2d} - I_1(z=d) \end{aligned} \quad (2.50)$$

Звідки знаходимо:

$$I_d = I_{10} + I_{2d} \quad (2.51)$$

а також можна знайти всі інші константи.

Для відбиваючої геометрії отримано, що сумарна інтенсивність I_0 не є постійною вздовж напрямку розповсюдження хвиль, а інтенсивність хвилі накачки I_2 , відповідно до формули (2.49), зменшується на вихідній для неї грані $z=0$ де $u=0$. Всі ці особливості можна пояснити тим, що формується відбиваюча ґратка, і вхідна хвиля накачки частково відбивається від цієї ґратки при розповсюдженні вздовж вісі z від $z=d$ до $z=0$.

Розв’язок для різниці фаз знайдемо аналогічно (2.29) як для пропускної геометрії. Для відбиваючої геометрії отримаємо інтегральне рівняння:

$$\int \frac{\partial \varphi_{12}}{\sin^2 \varphi_{12}} = - \int \frac{\sqrt{I_d^2 + 4D^2}}{D} \operatorname{ch}(2u + C_{0r}) du \quad (2.52)$$

розв’язок якого має вигляд:

$$\operatorname{ctg} \varphi_{12} = \frac{\sqrt{I_d^2 + 4D^2}}{2D} \operatorname{sh}(2u + C_{0r}) + C_{120} \quad (2.53)$$

з постійною інтегрування $C_{120} = \operatorname{ctg} \varphi_{12}(z=0)$. Для фаз на границі $z=0$

$\varphi_{10} - \varphi_2(z=0) = 0$ вираз (2.53) спрощується

$$\cos \varphi_{12} = \frac{I_d}{2\sqrt{I_1 I_2}} \operatorname{sh}(2u + C_{0r}) \quad (2.54)$$

Для знаходження рівняння тангенс-Гордона підставимо всі отримані розв'язки в (2.34) що призводить до рівняння:

$$\tau \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial z} = \gamma_N \tau \cdot \operatorname{th}(2u + C_{0r}) \quad (2.55)$$

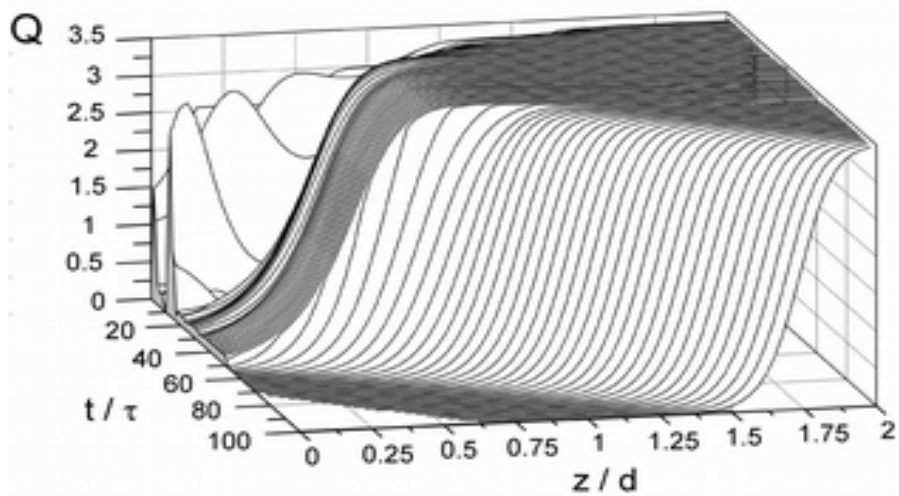
Перепишемо це рівняння в традиційній формі:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\Psi}}{\partial \eta \partial \xi} + \frac{\partial \tilde{\Psi}}{\partial \xi} = \operatorname{th} \tilde{\Psi} \quad (2.56)$$

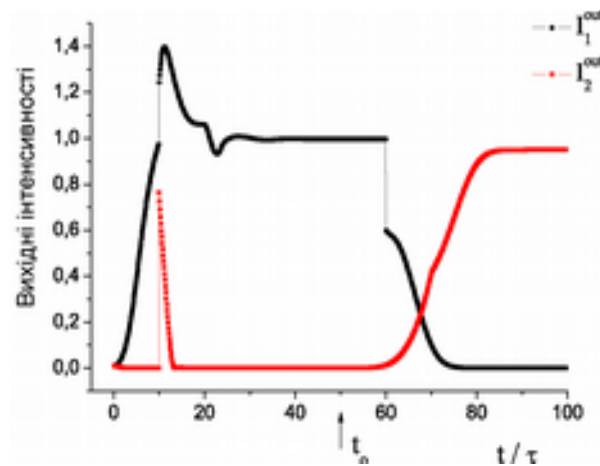
для функції $\tilde{\Psi} = 2u + C_{0r}$ і для тих же самих змінних η і ξ , що і в рівнянні (2.36). Відмітимо, що у випадку $D \neq 0$ в (2.50) в правій частині з'явиться ще один доданок, пов'язаний з початковою фазою $(2D/I_0) \operatorname{ctg} \varphi_{120}$.

Аналогічно пропускній геометрії, рівняння (2.56) описує динаміку формування і стирання солітона – обвідної амплітуди динамічної ґратки. Приклад такої динаміки зображено на Рис. 2.6. Ґратка записується до стаціонарного стану за час $t/\tau < 50$. При цьому відбувається пряма перекачка енергії – інтенсивність сигнальної хвилі I_1 підвищується на вихідній границі $z=d$, а вихідна інтенсивність накачки I_2 зменшується майже до нуля на грані $z=0$ (Рис. 2.6 (б)). В момент часу $t_0 = t/\tau = 50$ пучок 1 закривається і відбувається стирання ґратки. При цьому профіль амплітуди ґратки Q не змінюється а рухається як солітон вздовж середовища. Поки профіль Q знаходиться всередині середовища (в нашому випадку при $z/d \leq 1$), вихідні інтенсивності хвиль не змінюються (див. Рис. 2.6 (б)). Коли профіль амплітуди ґратки виходить за границю середовища ($z/d = 1$) інтенсивність сигнального пучка падає до нуля, а пучок накачки I_2 виходить із середовища без змін.

Схема двопучкової взаємодії в середовищі з чисто нелокальним



(a)



(б)

Рис. 2.6. Запис (при $t/\tau \leq 50$) і стирання (при $t/\tau > 50$) солітона (профілю амплітуди динамічної ґратки) при двопучковій взаємодії у відбиваючій геометрії. (а) Динаміка профілю амплітуди динамічної ґратки. (б) Вихідні інтенсивності хвиль на границі $z/d=1$. Параметри взаємодії: $I_{10}=0.05$, $I_{2d}=0.95$, $\gamma_N d=7$, $\varphi_{12}(z)=0$, при $t_0=t/\tau=50$ $I_{10}=0$.

відгуком при відбиваючій геометрії зображена на Рис. 2.7. Це основна схема, яка буде досліджуватися в нашій дисертаційній роботі.

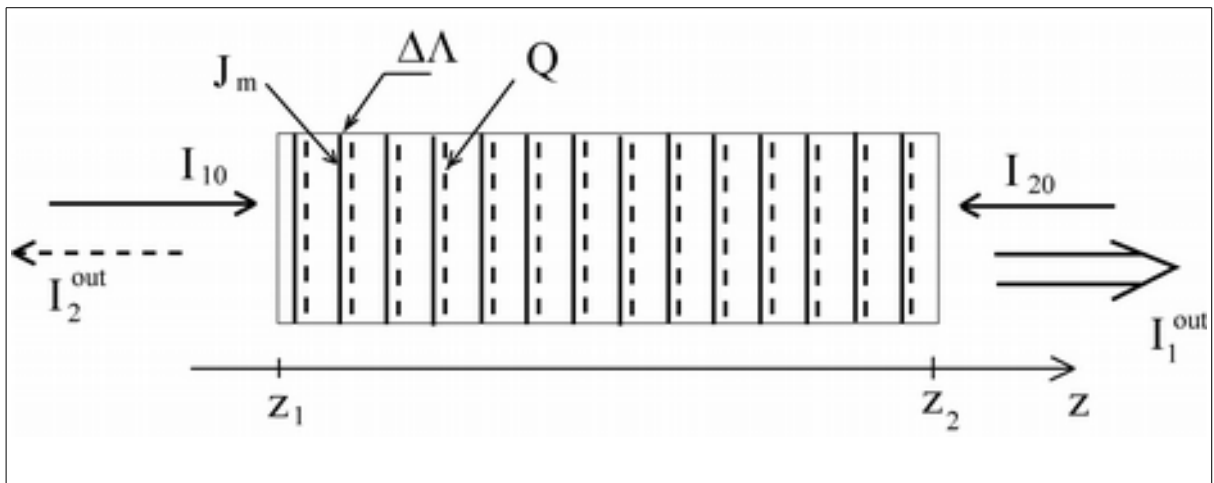


Рис. 2.7. Утворення чисто нелокальної ґратки і перекачка енергії при двопучковій взаємодії у відбиваючій геометрії. Інші позначення – такі ж як на Рис. 2.5.

2.3 Стаціонарні розв'язки типу “світлих”-солітонів і “темних”-солітонів

У цьому параграфі будуть отримані і проаналізовані стаціонарні розв'язки загальної динамічної системи (2.10)–(2.11) при умові чисто нелокального відгуку у середовищі, тобто зсуву ґратки на чверть періоду відносно синусоїдальної інтерференційної картини. Цікавою особливістю системи рівнянь зв'язаних хвиль у бреггівському режимі являється те, що з них отримуються розв'язки типу солітонів для інтерференційної інтенсивності світла всередині нелінійного середовища $J_m(z)$ та для огинаючої амплітуди динамічної ґратки показника заломлення $Q(z)$. При цьому ми отримаємо, в чому відрізняються пропускна і відбиваюча геометрії взаємодії хвиль: для пропускної геометрії отримано розв'язки типу “світлих” солітонів, а для відбиваючої геометрії — розв'язки будуть типу “темних” солітонів.

Аналітичні розв'язки системи зв'язаних хвиль (2.10) для стаціонарного стану, які пов'язують інтенсивності хвиль на вході та виході середовища, розглядаються в численних публікаціях для фоторефрактивних матеріалів;

вони висвітлюють багато важливих експериментальних ситуацій для зв'язаних хвиль (див., наприклад, [2, 25, 157-158]. Ці розв'язки були отримані за припущенням, що контраст інтерференційної картини є постійним всередині середовища ($J_m = \text{const}$), і залишається таким же, як і в початковий момент взаємодії хвиль.

Ми розглянемо випадок зміни контрасту світла в об'ємі середовища, що відбувається завдяки перекачки енергії і зміні інтенсивностей хвиль всередині середовища. Це призводить до зміни амплітуди фотоіндукованої ґратки $Q(z)$ вздовж товщини z . Метод для отримання аналітичних розв'язків полягає в тому, щоб спочатку знайти розв'язки для розподілу амплітуди ґратки $Q(z)$, а потім інтенсивності вихідних хвиль знаходяться як функції $Q(z)$. У стаціонарному випадку система (2.10)–(2.11) переписеться:

$$\frac{dE_1}{dz} = Q_s E_2 ; \quad \frac{dE_2^*}{dz} = s Q_s E_1^* \quad (2.57)$$

$$Q_s = \gamma_N \tau \frac{I_m}{I_0} = \gamma_N \tau J_m \quad (2.58)$$

де $Q_s = Q_s(z)$ позначає профіль амплітуди ґратки в стаціонарному стані (при виконанні умови $\frac{\partial Q}{\partial t} = 0$). Введено позначення для різниці інтенсивностей хвиль:

$$I_d(z) = |E_2 E_2^*|^2 - |E_1 E_1^*|^2 = I_2 - I_1 \quad (2.59)$$

та нормовані інтенсивності:

$$J_m(z) = \frac{I_m}{I_0} ; \quad J_d(z) = \frac{I_d}{I_0} \quad (2.60)$$

Перепишемо систему (2.57)–(2.58) для нових функцій $I_m(z)$, $I_d(z)$, $I_0(z)$:

$$\frac{dI_m}{dz} = \frac{d}{dz} (E_1 E_2^* + E_1^* E_2) = 2Q_s (I_2 + s I_1) \quad (2.61)$$

$$\frac{d I_0}{d z}=\frac{d}{d z}\left(E_1 E_1^{*}+E_2 E_2^{*}\right)=\left(s+1\right) Q_s I_m \quad (2.62)$$

$$\frac{d I_d}{d z}=\frac{d}{d z}\left(E_2 E_2^{*}-E_1 E_1^{*}\right)=\left(s-1\right) Q_s I_m \quad (2.63)$$

$$\frac{d J_m}{d z}=\frac{I_m' I_0-I_m I_m'}{I_0^2}=Q_s\left[2 \frac{\left(I_2+s I_1\right)}{I_0}-\left(s+1\right) J_m^2\right] \quad (2.64)$$

Після підстановки виразу (2.58) для Q_s і значень $s=\pm 1$ ми отримаємо остаточні системи з двох рівнянь, які будуть відрізнятися для пропускної і відбиваючої геометрії визначенням перших інтегралів.

Пропускна геометрія:

$$\frac{d J_m^2}{d z}=4 \gamma_N \tau \cdot J_d J_m^2 \quad (2.65)$$

$$\frac{d J_d}{d z}=-2 \gamma_N \tau \cdot J_m^2 \quad (2.66)$$

$$\frac{d I_0}{d z}=0, \quad I_0=\text{const along } z \quad (2.67)$$

де використовується позначення (2.60) для нормованих інтенсивностей і враховується, що $d J_m^2 / d z=2 J_m(d J_m / d z)$.

Відбиваюча геометрія:

$$\frac{d J_m}{d z}=2 \gamma_N \tau \cdot J_m\left(1-J_m^2\right) \quad (2.68)$$

$$\frac{d I_0}{d z}=2 \gamma_N \tau \cdot I_0 J_m^2 \quad (2.69)$$

$$\frac{d I_d}{d z}=0, \quad I_d=\text{const along } z \quad (2.70)$$

2.3.1 Стаціонарні розв'язки для пропускної геометрії.

Знайдемо розв'язки системи (2.65)-(2.66) разом з рівнянням (2.58) [13, 145, 147, 159]. Ділення рівняння (2.65) на (2.66) дає нам ще один перший інтеграл для системи в пропускній геометрії:

$$\frac{d J_m^2}{d J_d} = -2 J_d \Rightarrow d(J_m^2 + J_d^2) = 0 \quad (2.71)$$

Позначимо цей перший інтеграл C_t :

$$C_t^2 = J_m^2 + J_d^2 = \text{const} \quad , \quad C_t > 0 \quad (2.72)$$

Далі, використовуючи цей інтеграл, проінтегруємо рівняння (2.60). Ми отримаємо наступне інтегральне рівняння:

$$\int \frac{d J_m}{J_m \sqrt{C_t^2 - J_m^2}} = \int 2 \gamma_N \tau \cdot d z \quad (2.73)$$

Проінтегруємо ліву частину використовуючи таблицю інтегралів [148] , і ми отримуємо:

$$\int \frac{d J_m}{J_m \sqrt{(C_t^2 - J_m^2)}} = -\frac{1}{C_t} \text{Arsech} \left| \frac{J_m}{C_t} \right| = 2 \gamma_N \tau z - p_t \quad , \quad p_t > 0 \quad (2.74)$$

Оскільки справедлива умова $ch(-x) = ch(x)$, розв'язок для інтерференційної інтенсивності має вигляд

$$J_m(z) = \frac{C_t}{ch(2 \gamma_N \tau C_t z - C_t p_t)} \quad (2.75)$$

і розв'язок для огинаючої амплітуди ґратки

$$Q_t(z) = \frac{\gamma_N \tau C_t}{\cosh(2 \gamma_N \tau C_t z - C_t p_t)} \quad (2.76)$$

Профіль амплітуди ґратки має форму “світлого” солітона. Обвідна амплітуди динамічної ґратки у формі sech-функції вздовж напрямку z зображено на Рис. 2.8. Константа інтегрування p_t може бути визначена із початкових умов на границях нелінійного середовища. На вхідній границі $z=0$ будуть виконуватися дві умови (див. (2.72), (2.13) і (2.75)):

$$C_t^2 = 1 - \frac{I_{10} I_{20}}{I_0^2} \quad (2.77)$$

$$2 E_{10} E_{20} \cos(\varphi_{120}) = \frac{\gamma_N \tau C_t}{\cosh(C_t p_t)} \quad (2.78)$$

З рівняння (2.78) знаходиться константа p_t . I_{10} , I_{20} – вхідні інтенсивності хвиль, $E_{10} = \sqrt{I_{10}}$, $E_{20} = \sqrt{I_{20}}$; $\varphi_{120} = \varphi_1(z=0) - \varphi_2(z=0)$ – різниця фаз хвиль на вхідній границі. З цих рівнянь випливає, що обидві константи, C_t і p_t , а також профіль $Q_t(z)$ визначаються співвідношенням інтенсивностей та різницею фаз вхідних пучків, константою підсилення γ_N та часом релаксації τ нелінійного відгуку в середовищі. Добуток $\gamma_N \tau C_t$ визначає амплітуду стаціонарного солітонного профілю, добуток $2\gamma_N \tau C_t d$ визначає напівширину солітона, тобто ступінь локалізації ґратки, а параметр p_t вказує на зсув максимуму солітона відносно початку координат. Основним параметром для детектування солітона є константа зв'язку $\gamma_N d$ в середовищі, що визначає величину перекачки енергії, зміну інтерференційної інтенсивності світла та півширину солітона. Солітон можна спостерігати в фоторефрактивних кристалах, які мають сильну константу підсилення нелокального відгуку та товщину більше декількох мм, наприклад

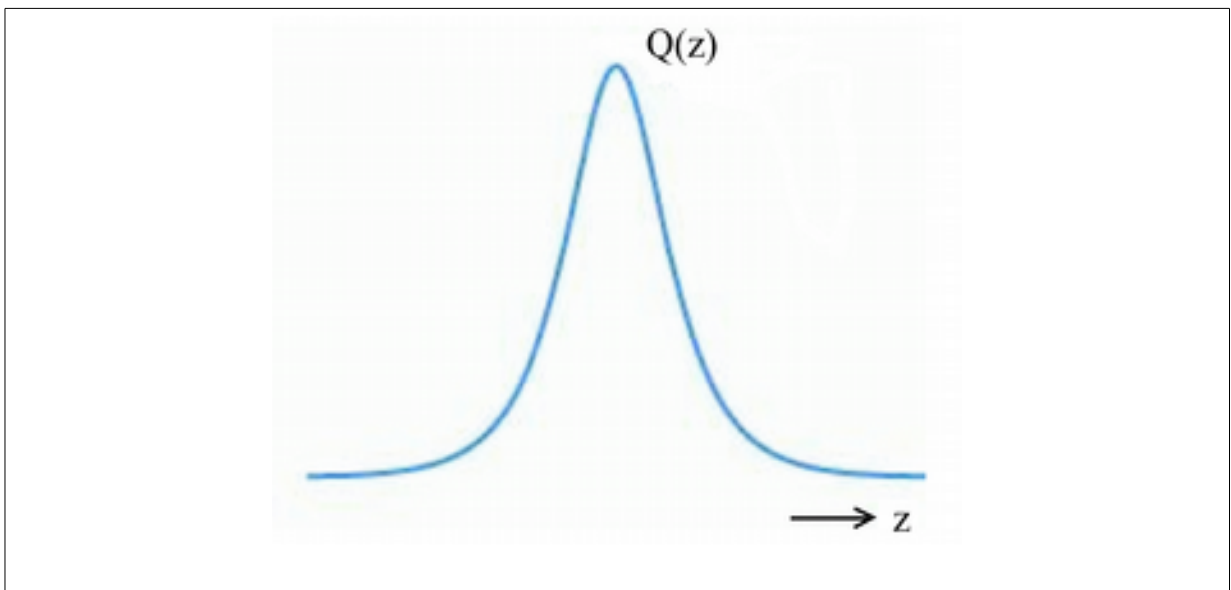


Рис. 2.8. Профіль амплітуди ґратки у формі sech-функції — типу світлого солітона.

$$\gamma_N d \geq 10 \quad .$$

Просторову локалізацію динамічної ґратки в середовищі сильним нелокальним відгуком при умові перекачки енергії зображено на Рис. 2.9. Локалізована ґратка з максимум в центрі середовища формується для чотирипучкової взаємодії і симетричному падінні хвиль (див. підрозділ 2.4). Для двопучкової взаємодії максимум амплітуди ґратки буде формуватися біля вхідної границі середовища – Рис. 2.10 (б). А на Рис. 2.10(а) зображено профіль амплітуди ґратки і зміна інтенсивностей хвиль всередині середовища. Цей графік показує фізичний зміст формування локалізованої ґратки – це перекачка енергії між взаємодіючими пучками всередині нелінійного середовища. Максимум амплітуди ґратки формується в локальній точці z , де інтенсивності взаємодіючий хвиль стають рівними, оскільки в саме цій точці інтерференційна ефективність J_m приймає максимальне значення.

Знайдемо також розв'язки для функції $J_d(z)$. Із (2.66) та (2.72) маємо

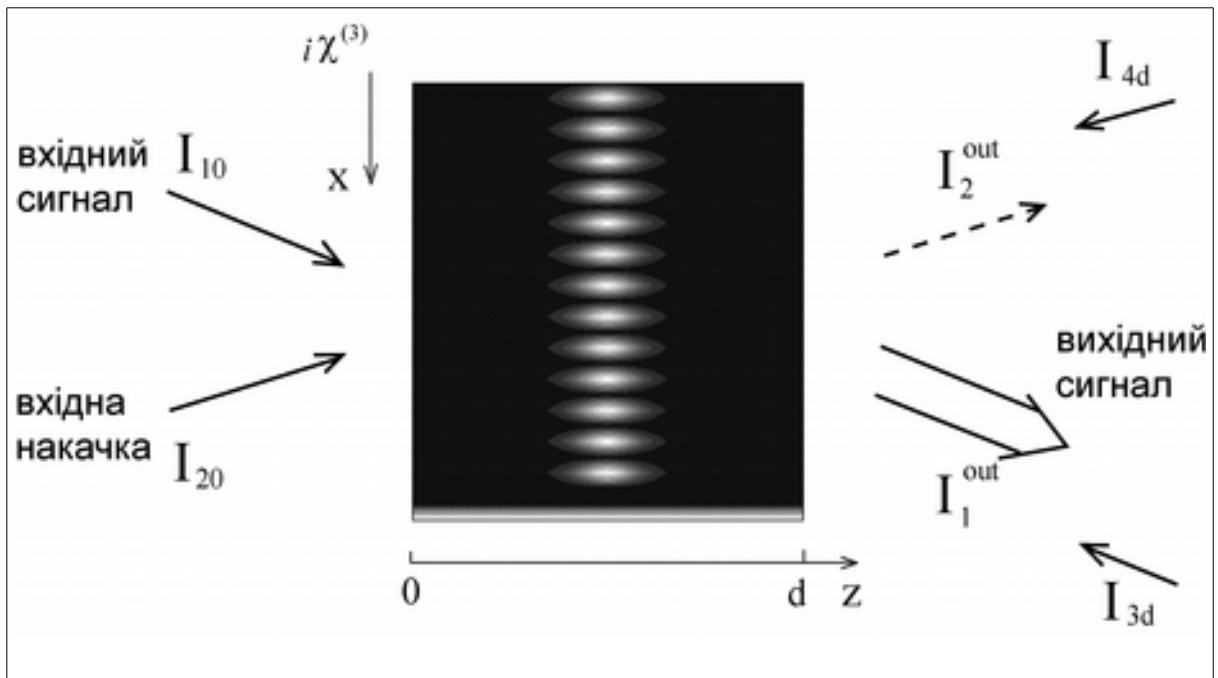


Рис. 2.9. Просторова локалізація ґратки у пропускній геометрії (розрахунок проведений по формулі (2.76) для чотирипучкової взаємодії). $\gamma_N d = 20$.

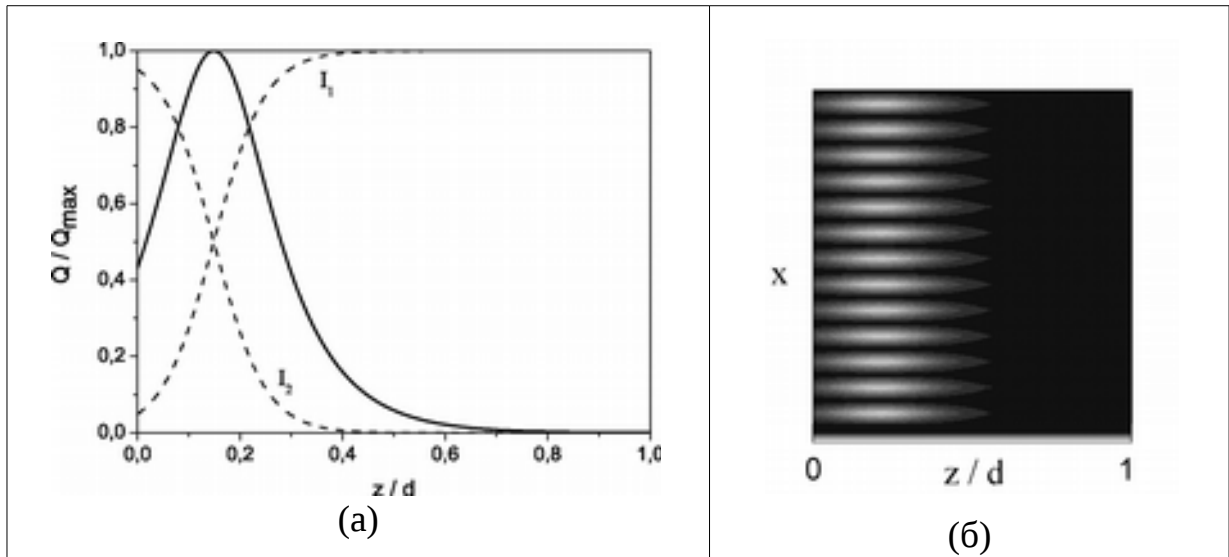


Рис. 2.10. Формування локалізованої ґратки при двопучковій взаємодії. (а) Зміна інтенсивностей взаємодіючих хвиль всередині середовища при перекачці енергії. (б) Картина локалізованої динамічної ґратки. Умови взаємодії: $I_{10}=0.05$, $I_{20}=0.95$, $\gamma_N d=10$.

наступний інтеграл:

$$\int \frac{dJ_d}{C_t^2 - J_d^2} = -2\gamma_N \tau \cdot \int dz \quad (2.79)$$

Звідси, функція $J_d(z)$ приймає вигляд:

$$J_d(z) = -C_t \operatorname{th}(4\gamma_N \tau C_t z - 2C_t p_d) \quad (2.80)$$

де константа інтегрування p_d може бути як позитивною, так і негативною, і знаходиться із початкових умов на границях нелінійного середовища.

Використовуючи рівняння (2.19) ми знайдемо величини u , яка визначає площу під кривою розподілу амплітуди стаціонарної ґратки (для $Q_t(z)$ з (2.76)):

$$\operatorname{tg}(u_t) = \exp(2\gamma_N \tau C_t z - C_t p_t) \quad (2.81)$$

$$U_d = \int_0^d Q_t(z) dz = \operatorname{arctg}[\exp(2\gamma_N \tau C d - C_t p_t) - \exp(C_t p_t)] \quad (2.82)$$

Значення U_d підставляється в розв'язки (2.23) і (2.25) для

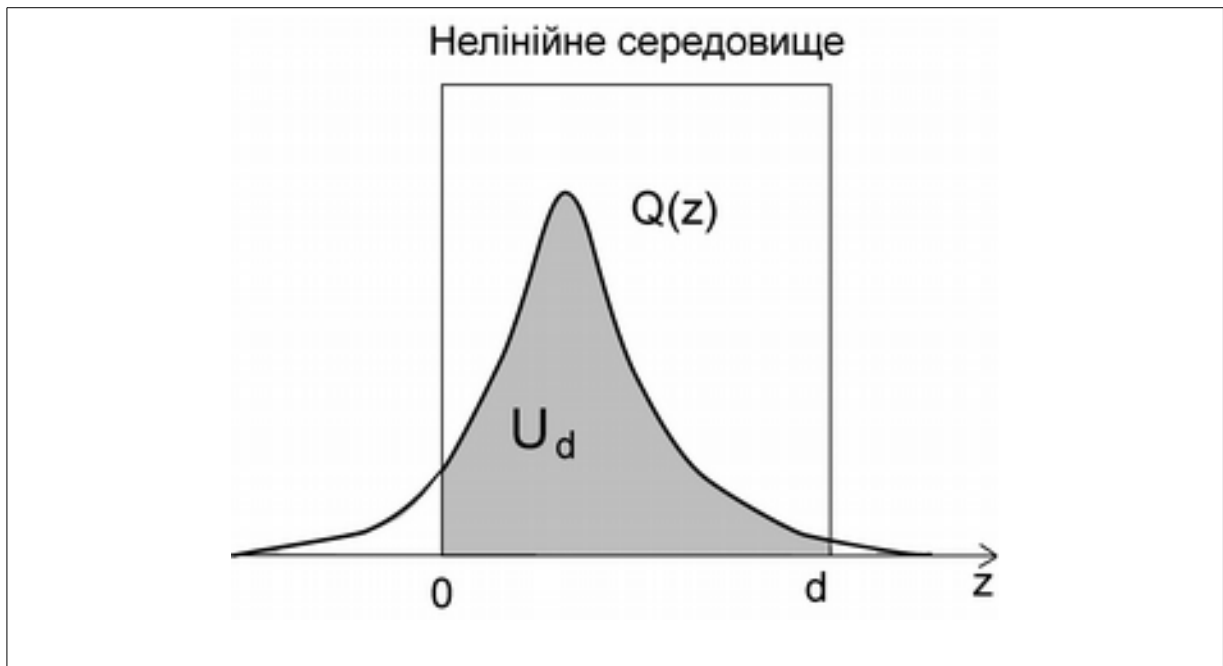


Рис. 2.11. Зв'язок між амплітудою ґратки Q і величиною U_d (сіра область під розподілом Q в межах нелінійного середовища), що визначає інтенсивності хвиль на виході із середовища. Пропускна геометрія.

інтенсивностей хвиль. У розробленій нами теоретичній моделі всі розв'язки для інтенсивностей вихідних хвиль знаходяться як функції від профілю амплітуди ґратки. Зв'язок між профілем амплітуди ґратки $Q(z)$ і величиною U_d показано на Рис. 2.11. Профіль $Q(z)$, а саме такі параметр як ступінь локалізації і положення максимуму, залежать від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль. Змінюючи співвідношення вхідних інтенсивностей, змінюється і ці параметри профілю амплітуди ґратки, і таким чином змінюються і всі вихідні параметри системи [13, 145].

2.3.2 Стаціонарні розв'язки для відбиваючої геометрії

Розглянемо систему (2.68)-(2.69). Подібно до пропускну геометрії (див. (2.66)) знайдемо перший інтеграл для відбиваючої геометрії C_{ref} :

$$\frac{d J_m^2}{1-J_m^2} = \frac{d I_0}{I_0} \Rightarrow C_r(t) = I_0(t)(1-J_m^2) \quad (2.83)$$

Ми можемо відразу проінтегрувати рівняння (2.68):

$$\int \frac{d J_m}{J_m(1-J_m^2)} = \int 2 \gamma_N \tau \cdot d z \quad (2.84)$$

Перепишемо це рівняння у вигляді:

$$\int \frac{d J_m^2}{J_m^4 - J_m^2} = - \int 4 \gamma_N \tau \cdot d z \quad (2.85)$$

що дозволить відразу його проінтегрувати, оскільки це табличний інтеграл [148]. Отримаємо розв’язок у наступному вигляді (для $|I_m| < I_0$ що зазвичай виконується) [155, 160]:

$$J_m(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + th(2 \gamma_N \tau z - p_r)} \quad (2.86)$$

де p_r – константа інтегрування, яка може бути знайдена із граничних умов. Амплітуда стаціонарної динамічної ґратки знаходиться у відповідності з (2.58):

$$Q_r(z) = \frac{\gamma_N \tau}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + th(2 \gamma_N \tau z - p_r)} \quad (2.87)$$

У відбиваючій геометрії профіль амплітуди ґратки має форму “темного” солітона, зображений на Рис. 2.12. Просторова локалізація динамічної ґратки у відповідності з цим профілем представлена на Рис. 2.13. Таким чином, у разі перекачки енергії в динамічному нелінійному середовищі, як і світлове інтерференційне поле, так і амплітуда динамічної ґратки приймають нерівномірний розподіл огинаючої амплітуди у формі темного солітону.

Із загальної системи (рівняння (2.69)) та розв’язку (2.86) знайдемо інтенсивність $I_0(z)$ в стаціонарному стані:

$$I_0^2(z) = ch(2\gamma_N \tau z - p_r) e^{2\gamma_N \tau z + \tilde{p}} \quad (2.88)$$

Із цього рівняння видно, що функція $I_0(z)$ збільшується на границі середовища $z=d$ і стає мінімальною на границі $z=0$.

Далі знайдемо величину U_d (згідно (2.18)) – інтеграл під кривою профілю амплітуди динамічної ґратки, – яка визначає інтенсивності вихідних хвиль. Якщо середовища має границі $z \in [0; d]$ отримаємо (див. (2.82)):

$$U_d = \frac{1}{\sqrt{2}} [Arsh(e^{2\gamma_N \tau d - p_r}) - Arsh(e^{-p_r})] = \frac{1}{\sqrt{2}} \ln \frac{e^{2\gamma_N \tau d - p_r} + \sqrt{(e^{2\gamma_N \tau d - p_r})^2 + 1}}{e^{-p_r} + \sqrt{(e^{-p_r})^2 + 1}} \quad (2.89)$$

Розв'язки для інтенсивностей хвиль знайдені у підрозділі 2.2 – (2.48)–(2.49), – і мають залежність від U_d у вигляді ch -функції. На Рис. 2.14 зображено зв'язок між профілем амплітуди ґратки $Q(z)$ і площею під

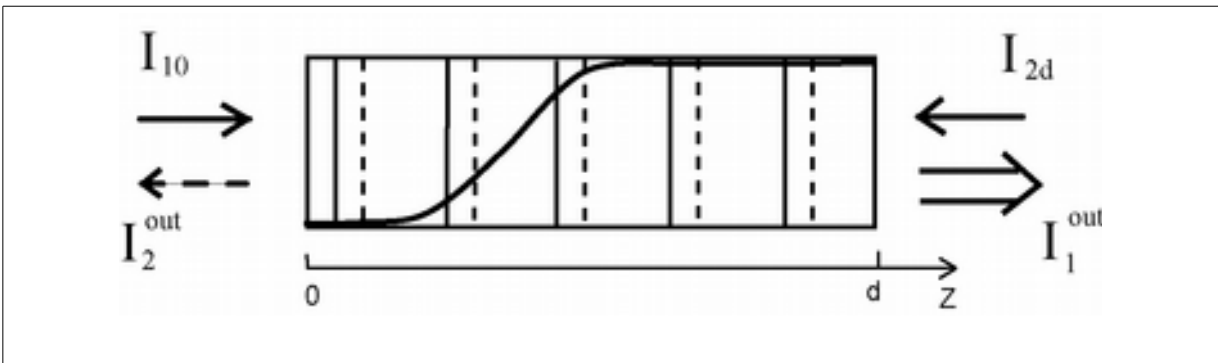


Рис. 2.12. Розподіл амплітуди ґратки у формі th-функції — типу темного солітона.

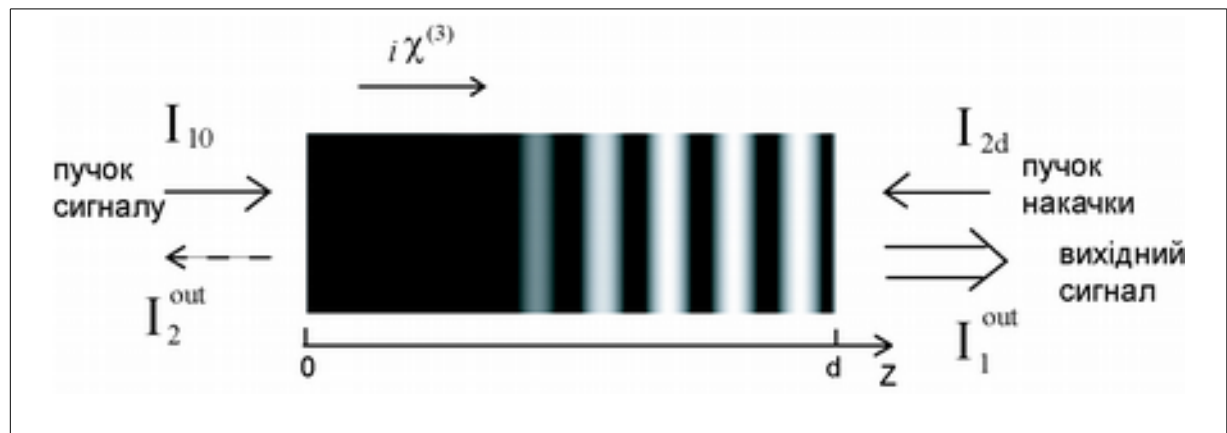


Рис. 2.13. Просторова локалізація амплітуди ґратки у відбиваючій геометрії.

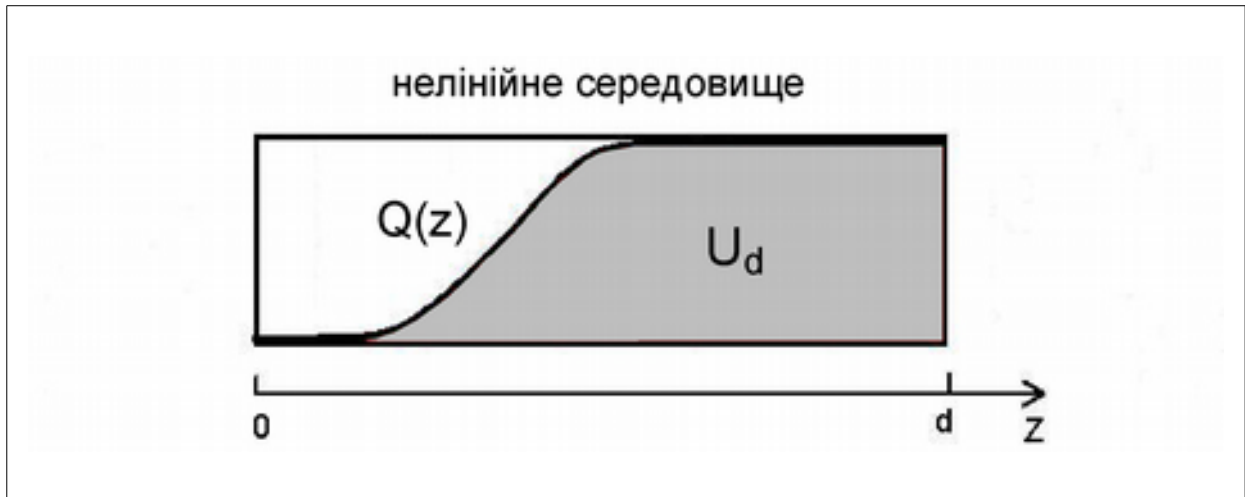


Рис. 2.14. Зв'язок між амплітудою ґратки Q і величиною U_d (сіра область під розподілом Q в межах нелінійного середовища), що визначає інтенсивності хвиль на виході із середовища. Відбиваюча геометрія.

цим профілем в границях середовища – величини U_d . При зміні співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль точка перегину th -функції профілю $Q(z)$ буде змінювати своє положення вздовж вісі z . Таким чином буде змінюватися площа U_d , і відповідно, вихідні інтенсивності хвиль [12, 155-156]. Цей ефект лежить в основі керування інтенсивностями вихідних пучків при їх взаємодії в протяжних динамічних середовищах у відбиваючій геометрії.

2.4 Вироджена чотирипучкова взаємодія. Голографічний метод отримання лазерних пучків з оберненим хвильовим фронтом

Розглянемо, як зміняться рівняння і розв'язки, якщо розширити систему на чотирипучкову взаємодію. Схема чотирипучкової взаємодії (ЧПВ) з симетричним парінням пучків зображена на Рис. 2.15. Це пропусчна геометрія, але на вихідну грань $z=d$ подаються пучки з інтенсивностями I_{3d} і I_{4d} під тим самим кутом, що і вхідні хвилі з інтенсивностями I_{10} і I_{20} , відповідно. Тим самим всі чотири вхідні пучки формують одну і ту ж ґратку. Схема ЧПВ дуже широко використовується на практиці

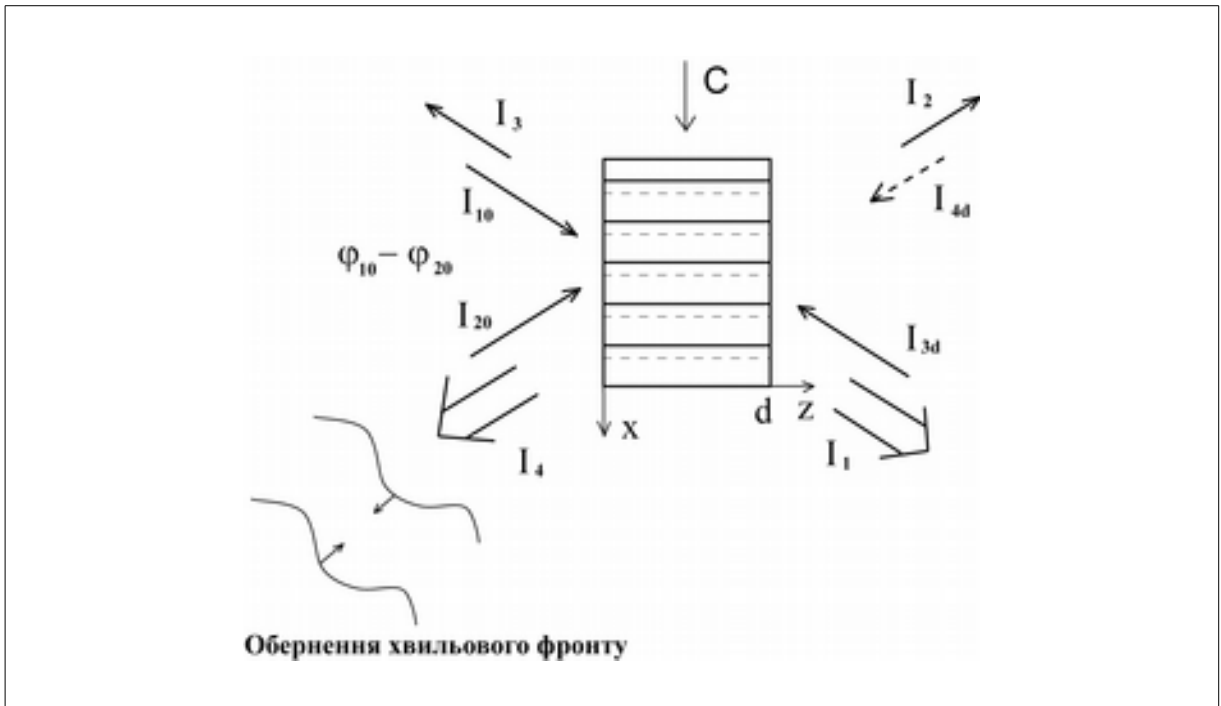


Рис. 2.15. Схема чотирипучкової взаємодії в пропускній геометрії. При самодифракції всі вихідні пучки мають обернений хвильовий фронт до відповідних вхідних пучків.

оскільки дозволяє отримувати хвилі з оберненим хвильовим фронтом у реальному масштабі часу: кожна вихідна хвиля має обернений хвильовий фронт (ОВФ) до відповідної вхідної хвилі [157, 161-163]. Спектр практичних використань ОВФ в динамічній голографії охоплює, але не обмежується, наступними напрямками: автофокусування випромінювання, фотолітографія, управління просторово-часовою структурою хвильових фронтів що використовується в задачах оптичного зв'язку, обробки інформації, створення бістабільних оптичних пристроїв і оптичних комп'ютерів, в напівпровідникових лазерів для звуження діаграми направленості, в лазерних системах на динамічних ґратках, тощо [162-165].

При ЧПВ система зв'язаних хвиль (2.10), що зв'язує пучки 1 і 2, доповниться системою зв'язаних хвиль для пучків 3 і 4:

$$\frac{\partial \mathbf{E}_3^*}{\partial z} = Q \mathbf{E}_4^* ; \quad \frac{\partial \mathbf{E}_4}{\partial z} = -Q \mathbf{E}_3 \quad (2.90)$$

А в рівнянні (2.11) інтерференційна інтенсивність, сумарна інтенсивність, а також різниця інтенсивностей всередині середовища запишуться також з урахуванням хвиль 3 і 4 [5, 12-13, 140, 144]:

$$I_m = E_1 E_2^* + E_4 E_3^* + c.c. \quad (2.91)$$

$$I_0 = E_1 E_1^* + E_2 E_2^* + E_3 E_3^* + E_4 E_4^* \quad (2.92)$$

$$I_d = I_2 - I_1 - I_3 + I_4 \quad (2.93)$$

і $I_0 = \text{const}$ – сумарна інтенсивність є постійною в пропускній геометрії. Розв'язки для інтенсивностей вихідних пучків знаходяться аналогічно, як це було зроблено у підрозділі 2.2. Запишемо кінцеві результати (див. [13, 140, 144, 159]). Система рівнянь для амплітуд і фаз хвиль, що розповсюджуються в одному напрямку відносно нової змінної u (2.19):

$$\frac{dE_1}{du} = E_2 \cos(\varphi_{12}) ; \quad \frac{dE_2}{du} = -E_1 \cos(\varphi_{12}) \quad \frac{d\varphi_{12}}{du} = \frac{E_1^2 - E_2^2}{E_1 E_2} \sin(\varphi_{12}) \quad (2.94)$$

$$\frac{dE_3}{du} = E_4 \cos(\varphi_{43}) ; \quad \frac{dE_4}{du} = -E_3 \cos(\varphi_{43}) \quad \frac{d\varphi_{43}}{du} = \frac{E_3^2 - E_4^2}{E_3 E_4} \sin(\varphi_{43}) \quad (2.95)$$

з $\varphi_{43} = \varphi_4 - \varphi_3$. Системи (2.94) і (2.95) мають наступні першу інтеграли:

$$d_1 = E_1^2 + E_2^2 ; \quad d_2 = E_1 E_2 \sin(\varphi_{12}) \quad (2.96)$$

$$p_1 = E_3^2 + E_4^2 ; \quad p_2 = E_3 E_4 \sin(\varphi_{43}) \quad (2.97)$$

Використовуючи перші інтеграли, ми отримаємо аналітичні розв'язки для інтенсивностей і фаз у випадку ЧПВ:

$$E_1^2(z) = \sin[\beta_1 u(z) - C_1] \frac{\sqrt{(d_1^2 - 4d_2^2)}}{2} + \frac{d_1}{2} ; \quad E_2^2(z) = d_1 - E_1^2(z) \quad (2.98)$$

$$E_3^2(z) = \sin[\beta_2 2[u(z) - U_d] - C_2] \frac{\sqrt{(p_1^2 - 4p_2^2)}}{2} + \frac{p_1}{2} ; \quad E_4^2(z) = p_1 - E_3^2(z) \quad (2.99)$$

$$\cos[\varphi_{12}(z)] = \cos[\beta_1 2u(z) - C_1] \frac{\sqrt{d_1^2 - 4d_2^2}}{2 E_1(z) E_2(z)} \quad (2.100)$$

$$\cos[\varphi_{43}(z)] = \cos[\beta_2 2[u(z) - U_d] - C_2] \frac{\sqrt{p_1^2 - 4p_2^2}}{2E_3(z)E_4(z)} \quad (2.101)$$

де $U_d(t) = u(t, z=d)$, де d – товщина середовища. Константи C_1 і C_2 визначаються наступними умовами на границях середовища:

$$C_1 = \arcsin \frac{(I_{20} - I_{10})}{\sqrt{d_1^2 - 4d_2^2}} \quad C_2 = \arcsin \frac{(I_{4d} - I_{3d})}{\sqrt{p_1^2 - 4p_2^2}} \quad (2.102)$$

$$\beta_1 = \operatorname{sgn}[\cos(\varphi_{120})] ; \quad \beta_2 = \operatorname{sgn}[\cos(\varphi_{43d})] \quad (2.103)$$

де φ_{120} і φ_{43d} – різниця фаз вхідних хвиль на границях середовища $z_1=0$ і $z_2=d$.

Зберігаються розв'язки для випадку стаціонарного стану: інтерференційної інтенсивності світла всередині нелінійного середовища $J_m(z)$ (2.75), профілю амплітуди ґратки $Q_t(z)$ (2.76), площею під кривою розподілу амплітуди ґратки U_d (2.82), і різниці інтенсивностей хвиль J_d (2.80), з урахуванням що I_d приймає вигляд (2.93) для ЧПВ. При цьому для визначення констант C_t і p_t умови на границях середовища, замість (2.77) і (2.78), приймуть вигляд:

$$C_t^2 = \frac{I_{10}I_{20} + I_{3d}I_{4d} + (I_{20} - I_{10} + I_{4d} - I_{3d})^2}{I_{10} + I_{20} + I_{3d} + I_{4d}} \quad (2.104)$$

$$E_{10}E_{20}\cos(\varphi_{120}) + E_3(0)E_4(0)\cos(\varphi_{43}(0)) = \frac{\gamma_N \tau C_t}{\cosh(C_t p_t)} \quad (2.105)$$

В останнє рівняння потрібно підставити розв'язки для вихідних хвиль E_3 і E_4 (2.99) і фази φ_{43} (2.101) на виході із середовища $z_1=0$.

Отримання аналітичних розв'язків для ЧПВ з комплексною константою підсилення середовища γ розглядалося в наших роботах [141-142]. Зокрема, було отримано, що розв'язки у вигляді еліптичних функцій можуть бути знайдені для зведеної просторово-часової координати $\xi = \sqrt{2z} e^{-t/\tau}$.

З розв'язків (2.98)-(2.99) можна отримати ефективність дифракції в

стаціонарному стані у вигляді синусоїдальної функції параметра U_d . Наприклад, ефективність дифракції в найбільш поширеному випадку ЧПВ з $I_{4d}=0$ дорівнює $\eta=I_4(0)/I_{3d}=\sin^2(U_d)$. Таким чином, ефективність дифракції визначається інтегралом під солітонним профілем амплітуди ґратки в межах нелінійного середовища. Отримані результати відображають новий метод керування ефективністю дифракції за допомогою зміни форми солітону, тобто його амплітуди, напівширини та положення максимуму. Всі ці параметри солітону визначаються співвідношеннями I_{10}/I_{20} і I_{4d}/I_{3d} інтенсивностей хвиль на вхідних границях середовища і напрямком просторового зсуву динамічної ґратки відносно інтерференційних світлових смуг [13, 140, 145]. Відповідно теоретичні і експериментальні дослідження розглядаються у підрозділі 2.5.

В традиційній схемі ЧПВ, в якій зазвичай хвиля 4 відсутня на вхідній грані $z_2=d$, коефіцієнт обернення хвильового фронту визначається відносно хвилі накачки I_{2d} : $K_{\text{ОХФ}}=I_4(0)/I_{20}$. Керування параметрами солітона методом зміни співвідношення вхідних інтенсивностей хвиль, і тим самим оптимізація ефективності ОХФ, буде розглянуто нами у підрозділі 5.1.

2.5. Експериментальні дослідження просторової локалізації динамічної ґратки при самодифракції хвиль в фоторефрактивних кристалах

У цьому розділі представлені результати експериментальних досліджень при чотирипучкової взаємодії (ЧПВ) в фоторефрактивних кристалах. Головний інтерес полягав в дослідженні фотоіндукованої динамічної ґратки всередині кристала. В попередніх розділах ми отримали, що обвідна амплітуди ґратки має форму світлого солітона вздовж напрямку поширення хвиль у пропускній геометрії. У стаціонарному стані ступінь локалізації солітону визначається співвідношенням інтенсивностей вхідних

записуючих хвиль.

Ми представляємо перші експериментальні вимірювання нерівномірного розподілу (локалізації) амплітуди ґратки, що отримані вздовж довгого фоторефрактивного кристалу, та залежність цього розподілу від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль [13, 143, 166]. Для цього вимірювання ми розробили спеціальну експериментальну установку, яка використовує розширений пробний пучок, що повністю покриває верхню грань кристалу і подається під бреггівським кутом до площин “штрихів” динамічної ґратки, але не в площині записуючих пучків. При цьому, інтенсивність дифрагованого пробного пучка буде залежати від амплітуди записаної динамічної ґратки в кожній локальній точці кристалу. Таким чином, ми можемо “візуалізувати” амплітуду ґратки, що сформувалася всередині кристала. Ми отримали, що результати експериментальних досліджень розподілу амплітуди ґратки добре співпадають з теоретичними розрахунками солітонного профілю.

Схема виродженого ЧПВ в пропускній геометрії для симетричних вхідних хвиль зображена на Рис. 2.16. Вісь z показує товщину кристала в напрямку поширення хвиль. Полярна кристалографічна вісь (вісь C) спрямована вздовж вісі x , і вздовж цієї вісі направлена модуляція світла. Фотоіндукована ґратка показника заломлення зміщена відносно інтерференційної картини в напрямку вісі C (пунктирні лінії на Рис. 2.16). Інтенсивності вхідних хвиль ми позначаємо як I_{10} , I_{20} , I_{3d} і I_{4d} . Визначимо співвідношення I_{10}/I_{20} і I_{4d}/I_{3d} для хвиль, що подаються на одну грань кристалу і поширюються в одному напрямку, при цьому I_{10} і I_{4d} – інтенсивності тих хвиль, у яких хвильовий вектор має компоненту спрямовану уздовж полярної вісі C , і, відповідно, хвилі з інтенсивностями I_{20} і I_{3d} мають складову хвильового вектора спрямовану протилежно полярній вісі. Відповідно до цих позначень, хвилі

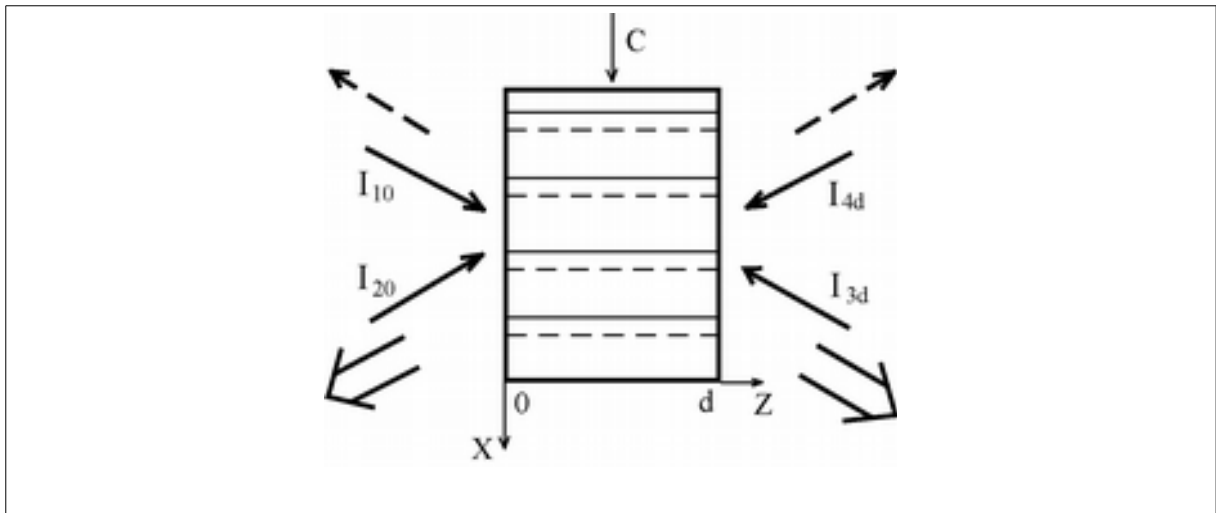


Рис. 2.16. Схема чотирьохпучкової взаємодії при симетричному падінні хвиль в фоторефрактивному кристалі. Нелокальна фазова ґратка (пунктирні лінії) є зсунутою відносно максимумів інтенсивності світлової інтерференційної картини (суцільні лінії). C Позначає напрямок полярної осі кристалу.

1 і 4 посилюються, а хвилі 2 і 3 віддають свою енергію. Зауважимо, що хвиля 4 відсутня на вході ($I_{4d}=0$) для звичайної ЧПВ. Але в наших подальших дослідженнях, як теоретичних, так і експериментальних, ми розглядали також випадок ненульової хвилі 4 на вході ($I_{4d} \neq 0$). Також розглядається випадок, коли поляризація всіх взаємодіючих хвиль є однаковою (p -поляризація).

Стационарні солітонні профілі, обчислені за формулою (2.76) для випадку ЧПВ з чотирма входними хвилями та для різних співвідношень входних інтенсивностей, представлені на Рис. 2.17 (в формулі (2.76) вважаємо $\tau=1$ для стаціонарного стану). Теоретичні розрахунки дають наступні результати (див. [143, 145]). Тільки в тому випадку, коли співвідношення входних інтенсивностей рівні між собою ($I_{10}/I_{20}=I_{4d}/I_{3d}$) максимум солітону буде розташований саме в центрі кристала. Коли це співвідношення порушено ($I_{10}/I_{20} \neq I_{4d}/I_{3d}$), максимум солітону зміщується до однієї з входних граней кристалу. У випадках звичайної ЧПВ з трьома входними хвилями, максимум солітону розташований біля тієї

грані кристала, куди подаються дві хвилі. Якщо ЧПВ має чотири вхідні хвилі, солітон має максимум біля грані, де відповідне співвідношення I_{10}/I_{20} або I_{4d}/I_{3d} менше. Крім положення максимуму солітона, співвідношення вхідних інтенсивностей визначає і напів-ширину солітона. Стаціонарний солітон можна розширити, таким чином зменшити ступінь його локалізації, за рахунок збільшення співвідношень I_{10}/I_{20} та / або I_{4d}/I_{3d} . Також, можна досягти дуже великої локалізації солітона коли вхідні інтенсивності будуть задовольняти співвідношенням $I_{10} \ll I_{20}$ або/та $I_{4d} \ll I_{3d}$ (порівняйте профілі 3 і 4 (або 1 і 2) на Рис. 2.17).

Для спостереження та вимірювання розподілу профілю амплітуди ґратки ми розробили спеціальну установку, в якій використовується розширений пробний пучком, що падає від куту Брегга до площин

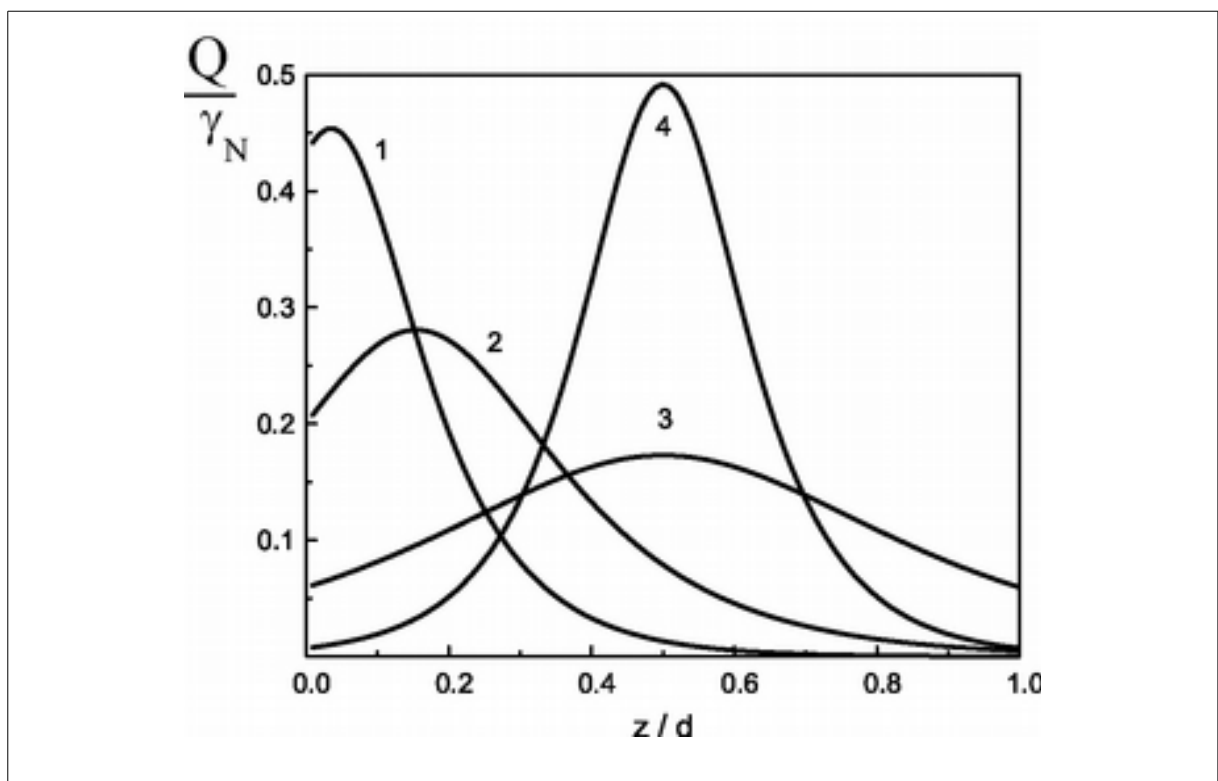


Рис. 2.17. Управління профілем амплітуди стаціонарної ґратки в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль: 1 — $I_{10}/I_{20}=0.1$, $I_{20}=I_{3d}=I_{4d}$; 2 — $I_{10}/I_{20}=0.5$, $I_{20}=I_{3d}=I_{4d}$; 3 — $I_{10}/I_{20}=I_{4d}/I_{3d}=1$; 4 — $I_{10}/I_{20}=I_{4d}/I_{3d}=0.01$. $I_0=1$; $\gamma_N d=10$; z/d - нормована товщина кристалу.

“штрихів” ґратки, але в площині, перпендикулярній до площини записуючих пучків (Рис. 2.18 (а)). Для записуючих пучків використовується аргонівий неперервний лазер. Ми використовували схему ЧПВ з чотирма вхідними пучками і симетричним кутами падіння. Оптична схема для записуючих хвиль показана на Рис. 2.18 (б) і (в). Записуючі пучки розширювалися за допомогою телескопічної системи і зводилися на вхідних гранях фоторефрактивного кристала (а,с) під

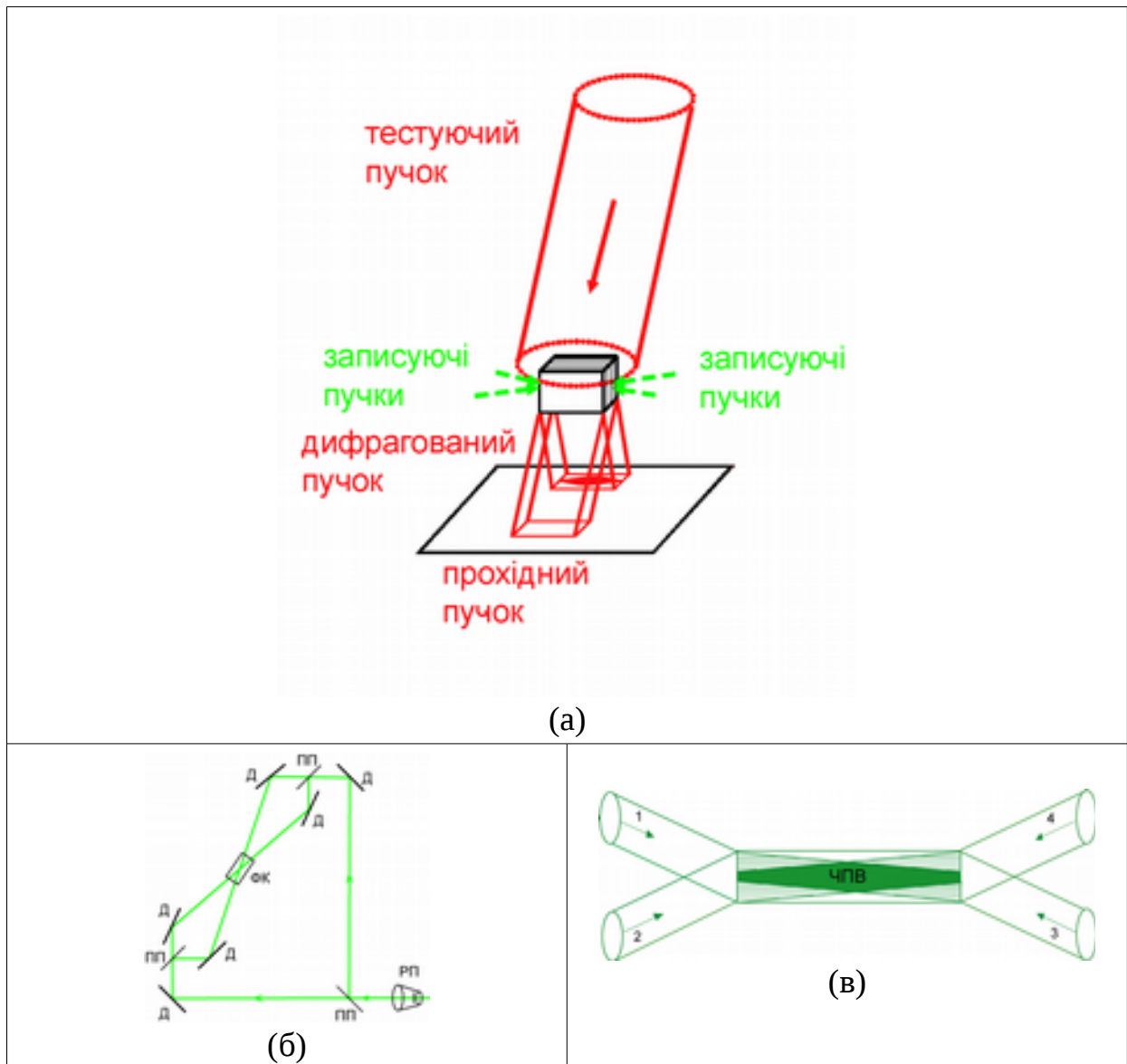


Рис. 2.18. (а) Принципова оптична схема для дослідження розподілу амплітуди динамічної ґратки вздовж товщини кристалу. (б) Оптична схема чотирипучкової взаємодії з чотирма вхідними пучками. ФК - фоторефрактивний кристал, Д - дзеркало, ПП - поділювач пучків, РП - розширювач пучків. (в) Область перекриття пучків всередині кристала.

кутом 12° , де C – оптична вісь кристала. Пробний пучок подавався від He-Ne лазера. Формувався великий розширений пробний пучок, що мав рівномірний розподіл інтенсивності по своєму поперечному перерізу. Пробний пучок подавався під кутом Бреґга до динамічної ґратки, сформованою записуючими пучками, і повністю покривав верхню грань (b, c) кристала. Для пробного пучка ми могли спостерігати розподіл інтенсивності як пучка, що проходив через кристал, так і пучка, що дифрагував на динамічній ґратці під кутом Бреґга. При цьому, просторовий розподіл інтенсивності в дифрагованому пробному пучку стає пропорційний горизонтальному розподілу амплітуди динамічної ґратки вздовж товщини кристала. Також вважається, що ефект відхилення пробного пучка від вертикального напрямку всередині кристала в нашому випадку незначний через велике значення показника заломлення. Таким чином, візуальна дифракційна картина пробного пучка відображає проекцію профілю амплітуди ґратки, що записується у кристалі.

У цій роботі ми використовували спеціально вирощений фоторефрактивний кристал LiNbO_3 , легований 0.005 мас.% Fe_2O_3 , з послідовним тепловим відпаленням, щоб дифузійний механізм був домінуючим при запису динамічної ґратки. Кристал мав велику товщину, і його розміри становили $a \times b \times c = 3 \times 14 \times 5$ мм з товщиною 14 мм у напрямку розповсюдження хвиль. У наших експериментах ми спостерігали сильне розсіювання світла в такому товстому кристалі, який забирав близько 80% загальної енергії світла.

Ми отримали візуалізацію локалізованої динамічної ґратки в довгому фоторефрактивному кристалі. Типова картина для дифракційного пробного пучка показана на Рис. 2.19. Така картина спостерігається для ЧПВ з трьома вхідними хвилями, а також для двопучкової взаємодії. Амплітуда ґратки зосереджена біля грані кристала, де подаються дві вхідні хвилі, і в цій частині відбувається активна перекачка енергії. Із Рис. 2.19 видно, що

контрастність дифрагованого пучка повністю зникає за межами товщини кристала близько 5 мм, – в решті частини кристала ґратка практично не записується і не спостерігається дифракції розширеного пучка.

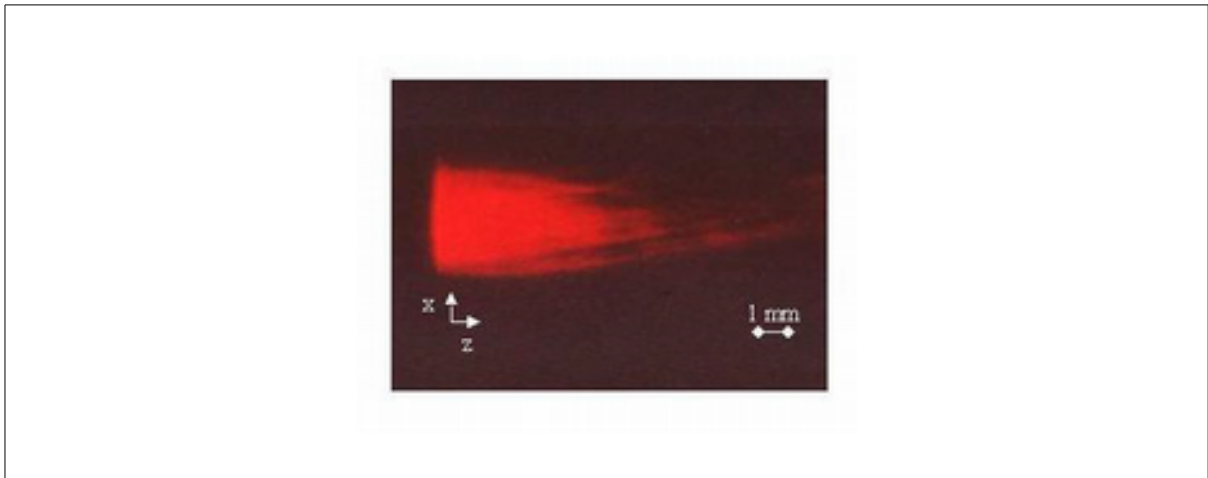
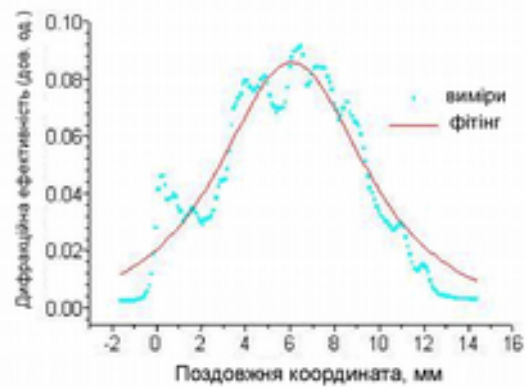
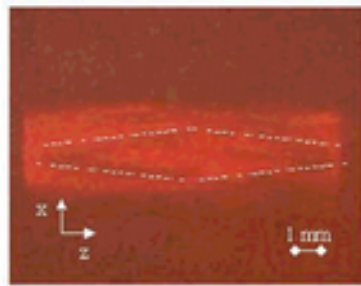


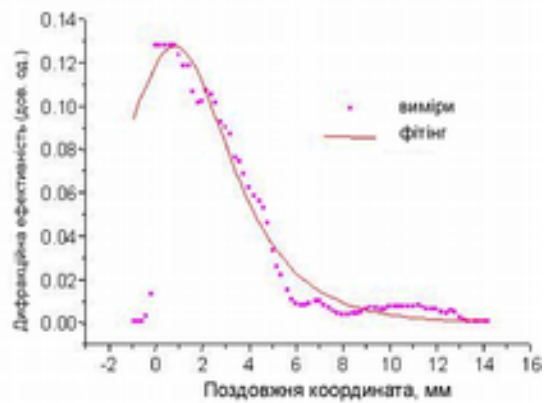
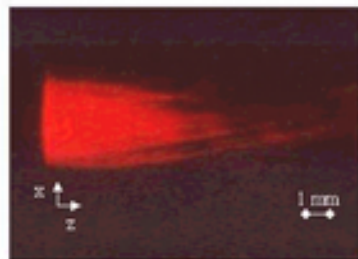
Рис. 2.19. Розподіл інтенсивності вздовж товщини кристалу в дифрагованому пробному пучку при дифракції на стаціонарній динамічній ґратці.

На Рис. 2.20 показані виміряні інтенсивності дифрагованого пробного пучка вздовж товщини кристала для випадку взаємодії чотирьох вхідних пучків і різних співвідношень їх вхідних інтенсивностей. Коливання інтенсивності, що спостерігається на графіках, пов'язані з неоднорідностями в об'ємі кристала та з розсіюванням світла. Видно, що розподіл амплітуди ґратки змінюється, коли у взаємодію включаються чотири зв'язані хвилі. У разі, коли чотири записуючі пучки мають однакові інтенсивності, максимум амплітуди формується в центрі кристалу. Там же відбувається основна перекачка енергії між пучками, що взаємодіють. Цей процес не очевидний, але відповідає теоретичному передбаченню, ґрунтованому на дослідженні формування солітону (див. Рис. 2.17, крива 3). Ми отримали експериментально, що максимум амплітуди ґратки формується в центрі кристала для цього випадку (Рис. 2.20 (а)).

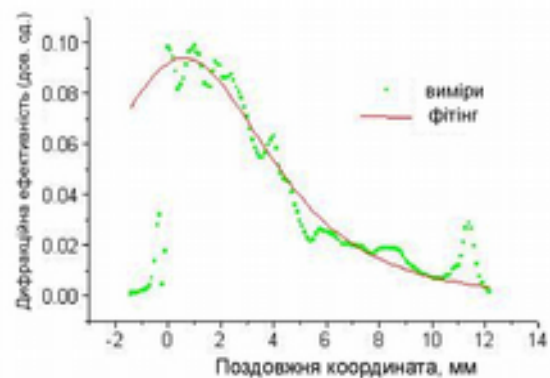
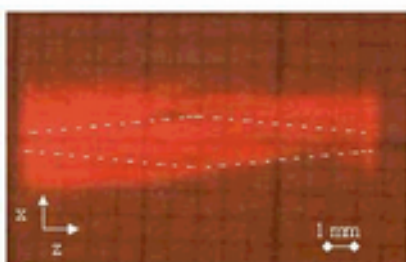
Положення максимуму амплітуди ґратки змінюється при зміні співвідношення інтенсивностей вхідних пучків. При зменшенні



(a)



(б)



(в)

Рис. 2.20. Дифракційна картина пробного пучка (зліва) і вимірний розподіл інтенсивності в дифрагованому пробному пучку вздовж товщини кристалу (справа), що формується 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) – $I_{10}/I_{20}=0.14$, $I_{20}=I_{3d}=I_{4d}$.

інтенсивності I_{10} максимум амплітуди ґратки перемістився до тієї грані кристала, де подаються хвилі 1 і 2, відповідно до отриманих теоретичних розрахунків ($I_{10}/I_{20} < I_{4d}/I_{3d}$, Рис. 2.17, криві 1 і 2). Чим менша величина інтенсивності I_{10} , ти ближче амплітуда ґратки знаходиться до вхідної грані кристала (Рис. 2.20 (б) і (в)). Теоретичні графіки на Рис. 2.17 обчислювалися приблизно для тих же самих співвідношень вхідних інтенсивностей, що і в експериментах (Рис. 2.20) для порівняння теоретичних та експериментальних амплітудних профілів ґратки. Можна побачити, що експериментально виміряні розподіли амплітуди ґратки в залежності від вхідних інтенсивностей дуже добре співпадають з теоретичними розрахунками, що описують зміну положення і локалізацію солітона.

Таким чином, ми експериментально показали, що в стаціонарному стані зміни профілю амплітуди динамічної ґратки в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль узгоджуються з теоретично отриманими розв'язками типу одиночного солітону, яке виводиться із початкової нелінійної системи, та з рівняння синус-Гордона, що описує процес чотирипучкової взаємодії. Стаціонарна ґратка, що має амплітуду у формі солітона, не залежить від флуктуацій інтенсивностей або фаз взаємодіючих хвиль. Однією з можливостей експериментального дослідження часової поведінки солітону амплітуди ґратки та його відповідності до рівняння синус-Гордона, може бути використання імпульсного пробного пучка, що дозволить дослідити процес запису (або стирання) ґратки з часовою роздільною здатністю.

2.6 Математична модель самодифракції лазерних пучків в режимі

Рамана-Ната

Розвиток сучасних систем динамічної голографії направлений на підвищення швидкодії обробки оптичної інформації, а також на дослідження біологічних мікро-об'єктів у реальному часі, що повинно поєднуватися з мініатюризацією систем і елементів [15]. Тому використання тонких зразків і плівок в якості фоточутливих матеріалів, розробка нових матеріалів є пріоритетним напрямком для фотоніки останні десятиліття [14]. При двопучковій взаємодії в тонких нелінійних середовищах спостерігається формування багатьох порядків дифракції – так звана самодифракція Рамана-Ната (Рис. 2.21). Різниця між умовами Брегга і Рамана-Ната при самодифракції хвиль описується параметром Кляйна-Кука [167-168]:

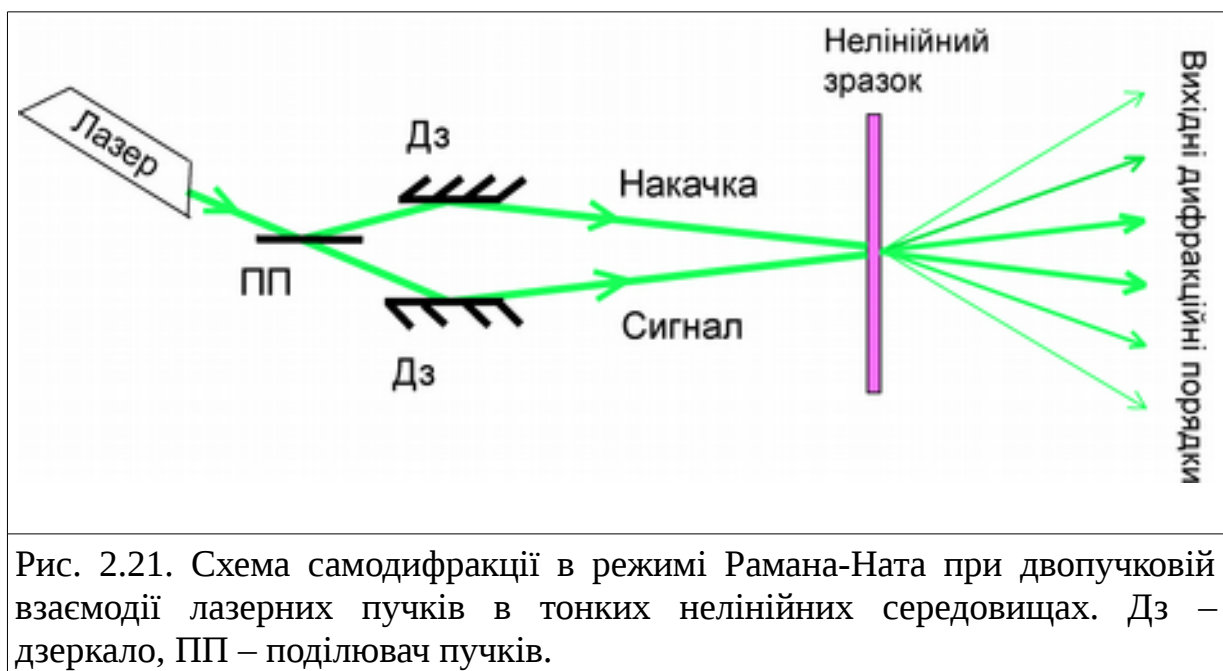
$$P_{K-K} = \frac{2\pi \cdot d \lambda}{n \Lambda^2} \quad (2.106)$$

де d – товщина середовища, λ – довжина хвилі лазерних пучків, Λ – період ґратки, і n_0 – показник заломлення середовища. Цей параметр фактично описує співвідношення між товщиною середовища d і просторовим періодом динамічної ґратки Λ . Якщо формується ґратки з великим просторовим періодом, $\Lambda \gg d$, то $Q \ll 1$, і спостерігаються багато порядків дифракції (режим Рамана-Ната). Коли $Q \gg 1$, всі додаткові порядки дифракції взаємно гасяться – система працює в режимі Брегга.

У цьому розділі ми покажемо, що метод двопучкової взаємодії може бути застосований як проста експериментальна методика для визначення нелінійно-оптичних констант тонких зразків. Ми розробили математичний апарат для обчислення коефіцієнта нелінійної рефракції n_2 та оптичної нелінійної сприйнятливості в середовищі з керрівською нелінійністю [17]. Математична модель описує самодифракцію хвиль а режимі Рамана-Ната,

тобто для умови тонкої ґратки. Такий підхід, як правило, виконується для більшості тонких зразків, які зазвичай мають товщину до десятків мікрометрів. До таких середовищ належать також комірки рідких кристалів. Зауважимо, що альтернативним методом визначення оптичної нелінійної сприйнятливості прозорих матеріалів є методика z-сканування [169-170]. Але ми покажемо, що метод двопучкової взаємодії досить простий для експериментального дослідження динамічних середовищ, у тому числі, тих, які працюють в геометрії відбиття.

Отримання розв'язків для самодифракції хвиль в режимі Рамана-Ната розглядалося в кількох роботах [171-172]. Коли відбувається самодифракція двох вхідних хвиль на фотоіндукованій тонкій ґратці показника заломлення, на виході з'являється багато порядків дифракції (див. Рис. 2.21). Вимірявши інтенсивності в перших дифракційних порядках, можна обчислити глибину модуляції ґратки Δn . Оскільки в середовищі з керрівською нелінійністю справедлива умова $\Delta n = n_2 I_0$, де I_0 – інтенсивність вхідного пучка, можна обчислити коефіцієнт нелінійності показника заломлення n_2 .



У цьому розділі ми виведемо аналітичні розв'язки для ефективності самодифракції в перших порядках для випадку локальної (не зміщеної) синусоїдальної ґратки показника заломлення. При самодифракції хвиль на локальній динамічній ґратці вихідні інтенсивності в симетричних порядках дифракції будуть рівні. Моделювання починається з хвильового рівняння, в якому як електричне поле E , так і фотоіндукована складова діелектричної проникності $\Delta\epsilon$, що виникає внаслідок нелінійного ефекту Керра, залежать від координати z (вздовж напрямку поширення хвиль):

$$\nabla^2 E(z, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\epsilon_0 + \Delta\epsilon(z, t)] E(z, t) \quad (2.107)$$

де c – швидкість світла в вакуумі, $\epsilon_0 = n_0^2$ – діелектричну проникність середовища. Будемо шукати розв'язки хвильового рівняння (2.107) як суму усіх порядків дифракції, які є плоскими хвилями, поляризованими в напрямку вісі y :

$$E = \frac{1}{2} y \left\{ \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_m(z, t) e^{i[\omega_0 t - (k_0 - mK)r]} e^{-\frac{1}{2}\alpha z} + c.c. \right\} \quad (2.108)$$

де ω_0 – частота лазерного випромінювання, r – координата, і „с. с.” позначає комплексно спряжений вираз. Коефіцієнт поглинання представимо як $\alpha = \alpha_{abs} + \alpha_{sc}$, що враховує втрати лазерного випромінювання як на поглинання α_{abs} , так і на розсіювання α_{sc} .

На Рис. 2.22 показана діаграма хвильових векторів самодифракції в наближенні Рамана-Ната. Вона показує, що хвиля m -го порядку дифракції відповідає просторовому напрямку, описаному хвильовим вектором k_m . Порядки дифракції $m=0$ і $m=1$ належать до двох головних (вхідних) пучків B_0 і B_1 . В наближенні Рамана-Ната хвильовий вектор m -го порядку дифракції можна записати як:

$$k_m = k_0 - mK \quad (2.109)$$

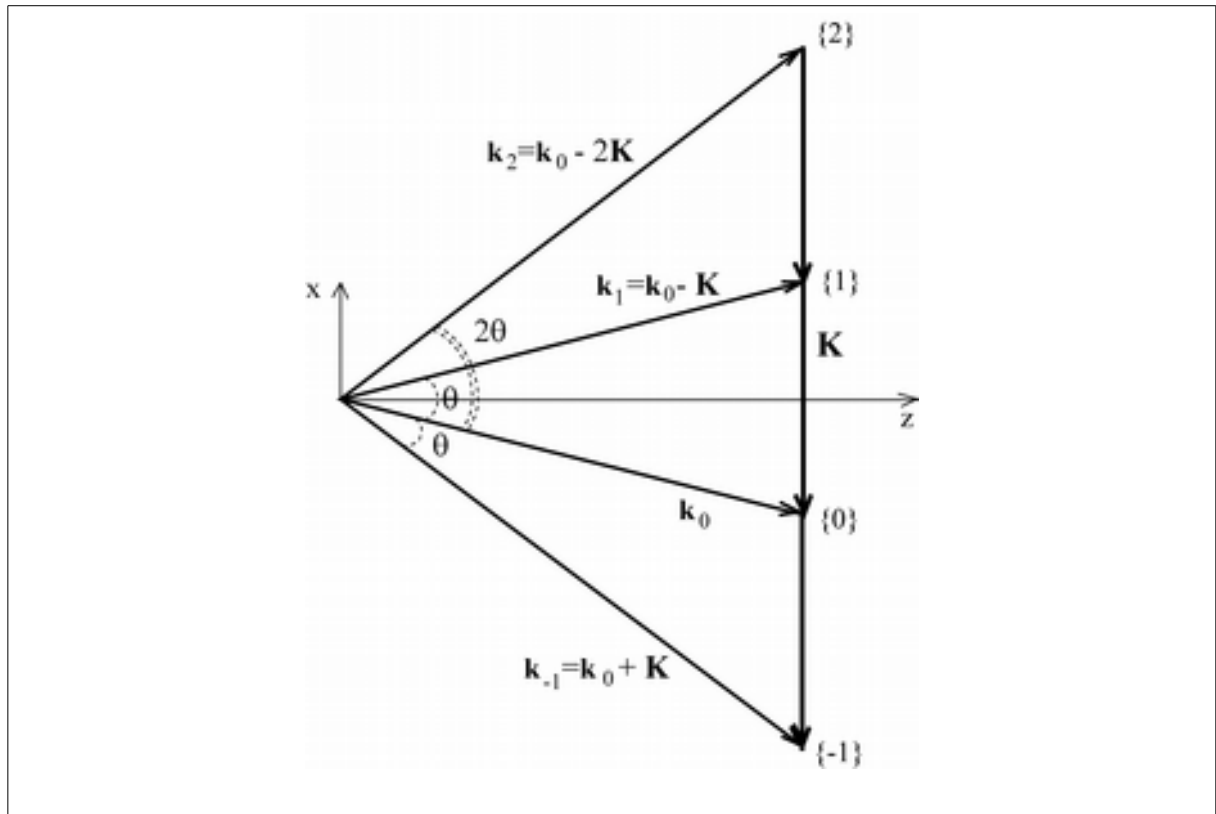


Рис. 2.22. Діаграма хвильових векторів при двопучковій взаємодії в режимі Рамана-Ната. Цифри в фігурних дужках позначають порядки дифракції. $\{0\}$, $\{1\}$ – головні порядки самодифракції; $\{-1\}$, $\{2\}$ – перші порядки самодифракції.

де K – хвильовий вектор фотоіндукованої ґратки, $k_0^2 = n_0 \omega_0^2 / c^2$ – хвильовий вектор в середовищі. Цей вираз показує, що для високих порядків дифракції можна наближено вважати $K \approx K \cos \theta$, оскільки кут θ малий і ґратка має, як правило, великі просторові періоди, таким чином нехтують відповідним додатковим набігом фази для дифрагованої хвилі.

Модуляцію діелектричної проникності $\Delta \epsilon$ запишемо у вигляді ґратки:

$$\Delta \epsilon(z, t) = \frac{1}{2} [\epsilon_1(z, t) e^{-iKr} + c.c.] \quad (2.110)$$

Підставимо розв'язки (2.108) і (2.110) в рівняння (2.107) і застосуємо умови для повільно зміненої амплітуди хвилі A_m в m -му порядку

дифракції:

$$\omega_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{A}_m \ll \omega_0^2, \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{A}_m \ll \omega_0^2 \quad (2.111)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{A}_m}{\partial z^2} \ll k_{mz} \frac{\partial \mathbf{A}_m}{\partial z}, \quad \frac{\partial^2 \mathbf{A}_m}{\partial z^2} \ll k_{mz}^2 \quad (2.112)$$

Після диференціювання хвильове рівняння (2.107) приймає вигляд:

$$\begin{aligned} -i 2 k_{mz} \frac{\partial \mathbf{A}_m}{\partial z} e^{-i k_{mz} z} - \alpha \frac{\partial \mathbf{A}_m}{\partial z} e^{-i k_{mz} z} + i \alpha k_{mz} \mathbf{A}_m e^{-i k_{mz} z} + \frac{1}{4} \alpha^2 \mathbf{A}_m e^{-i k_{mz} z} = \\ - \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{1}{2} e^{i k_{mx} x} \sum_n \epsilon_{1n} e^{-i K_n z} \sum_p e^{-i k_{px} x} \mathbf{A}_p e^{-i k_{pz} z} - \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{1}{2} e^{i k_{mx} x} \sum_n \epsilon_{1n}^* e^{i K_n z} \sum_p e^{-i k_{px} x} \mathbf{A}_p e^{-i k_{pz} z} \end{aligned} \quad (2.113)$$

де знак “*” позначає комплексне спряження. Врахуємо закон збереження імпульсу (2.109) і визначення хвильового вектора для хвилі в m -му порядку дифракції: $k_{mx}^2 + k_{mz}^2 = k_m^2$, тоді рівняння (2.113) зводиться до наступного:

$$\begin{aligned} (-i 2 k_{mz}) \frac{\partial \mathbf{A}_m}{\partial z} + (\mathbf{k}^2 - \mathbf{k}_m^2) \cdot \mathbf{A}_m - \alpha \left[\frac{\partial \mathbf{A}_m}{\partial z} - i k_{mz} \mathbf{A}_m \right] + \frac{1}{4} \alpha^2 \mathbf{A}_m = \\ = - \frac{k_v^2}{2} [\epsilon_1 \mathbf{A}_{m+1} + \epsilon_1^* \mathbf{A}_{m-1}] \end{aligned} \quad (2.114)$$

де $k_v^2 = \omega_0^2 / c^2$ – хвильовий вектор у вакуумі. У рівнянні знехтуємо квадратичними складовими по поглинанню, і поділимо на $-i 2 k_{mz}$. Отримаємо кінцеве рівняння, яке пов’язує амплітуду хвилі $\mathbf{A}_m$ m -го порядку дифракції з амплітудами $\mathbf{A}_{m+1}$ і $\mathbf{A}_{m-1}$ в сусідніх порядках дифракції:

$$\frac{\partial \mathbf{A}_m}{\partial z} + i \frac{(\mathbf{k}^2 - \mathbf{k}_m^2)}{2 k_{mz}} \mathbf{A}_m - \frac{1}{2} \alpha \mathbf{A}_m = -i \frac{k_v^2}{4 k_{mz}} [\epsilon_1 \mathbf{A}_{m+1} + \epsilon_1^* \mathbf{A}_{m-1}] \quad (2.115)$$

Будемо шукати розв’язки рівняння в наближенні постійної накачки. Тобто, основні записуючи пучки позначені $m=0$ і $m=1$ являються однаковими на вході в зразок та і по всій товщині зразка: $I_0(z, t) \equiv I_1(z, t)$. Тому впливає, що ϵ_1 є дійсним і не залежить від координати z (див. [171]):

$\varepsilon_1(t) = \varepsilon_1^*(t) = \varepsilon_1(t)$. Для подальшого спрощення рівняння (2.115) введемо нову функцію U_m :

$$U_m(z, t) = A_m(z, t) e^{-\frac{1}{2}\alpha z} e^{-im\frac{\pi}{2}} \quad (2.116)$$

в якому $T = \exp(-\alpha z)$ – втрати інтенсивності світла в середовищі, та введемо позначення $\varepsilon_1 = T \bar{\varepsilon}_1$. Також обчислимо коефіцієнт в правій частині (2.116):

$$a_0 = \frac{k_v^2}{k_{mz}} = \frac{k_v^2}{k_{0z}} = \frac{k_v^2}{n_0 \cdot k_v \cos \frac{\theta}{2}} = \frac{k_v}{n_0 \cos \frac{\theta}{2}} \quad (2.117)$$

де $k_{mz} = k_{0z} = k_0 \cos \frac{\theta}{2}$, $k_0 = n_0 k_v$, і θ – кут сходження пучків.. Тоді рівняння (2.115) зведеться до наступного:

$$\frac{\partial U_m}{\partial z} + i \frac{(k^2 - k_m^2)}{2k_{mz}} U_m = \frac{1}{4} a_0 T \bar{\varepsilon}_1 [-U_{m+1} + U_{m-1}] \quad (2.118)$$

Введемо нову змінну:

$$\bar{z} = \frac{k_v}{n_0 \cos(\theta/2)} \frac{1-T}{2\alpha} \quad (2.119)$$

що зводить рівняння. (2.115) до наступного:

$$2 \frac{\partial U_m}{\partial \bar{z}} = \bar{\varepsilon}_1 \left[-U_{m+1} + U_{m-1} - i \frac{(k_0^2 - k_m^2)}{k_v^2 T \varepsilon_1} U_m \right] \quad (2.120)$$

Знайдемо складову $k_0^2 - k_m^2$ з урахуванням співвідношення (2.109) і

Рис. 2.24, з яких випливає: $k_{0z} \equiv k_{mz}$, $k_{mx} = k_{0x} - mK$, $k_{0x} = k_0 \sin(\theta/2)$,

$K = 2k_0 \sin(\theta/2)$. Тоді: $k_0^2 - k_m^2 = k_0^2 - k_m^2 = k_{0x}^2 + k_{0z}^2 - k_{mx}^2 - k_{mz}^2 = k_{0x}^2 - k_{mx}^2$.

І отримаємо кінцевий вираз:

$$k_0^2 - k_m^2 = -4n_0^2 k_v^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot m(m-1) \quad (2.121)$$

Тоді рівняння (2.118) прийме наступний вигляд:

$$2 \frac{\partial U_m}{\partial \bar{z}} = \bar{\epsilon}_1 \left[-U_{m+1} + U_{m-1} + i \frac{2m(m-1)}{\phi} U_m \right] \quad (2.122)$$

де параметр ϕ визначається як

$$\phi = \frac{T \bar{\epsilon}_1}{2 n_0^2 \sin^2(\theta/2)} \quad (2.123)$$

В умовах наближення Рамана-Ната можна знехтувати останнім членом у правій частині рівняння (2.122) ([171, 17]), тобто $2m(m-1)/\phi \ll 1$ для будь-якого m . Тоді, вводячи нову змінну $\zeta = \bar{z} \bar{\epsilon}_1(t)$, ми отримаємо наше основне рівняння для самодифракції хвиль в наближенні Рамана-Ната:

$$2 \frac{\partial U_m(\zeta, \eta)}{\partial \zeta} + U_{m+1}(\zeta, \eta) - U_{m-1}(\zeta, \eta) = 0 \quad (2.124)$$

Це відношення формально співпадає з визначенням функції Бесселя першого роду та порядку n , для якої похідна є: $J'_n = J_{n-1} + J_{n+1}$ [148]. Тому його розв'язок може бути виражений за допомогою функцій Бесселя у вигляді:

$$U_m(\zeta, \eta) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n^m(\eta) J_n(\zeta) \quad (2.125)$$

Підставимо розв'язок (2.125) в рівняння (2.124) і зауважимо, що це рівняння задовольняє властивостям симетрії $U_0 U_0^* = U_1 U_1^*$ для пари основних пучків, а також для всіх пар дифрагованих пучків ($U_2 U_2^* = U_{-1} U_{-1}^*$). Підставимо початкові умови: при $z=0$, $E_0(0, t) = E_1(0, t) \neq 0$, і $E_m(0, t) = 0$ для $m \neq 0, 1$. Тоді вихідні інтенсивності в перших порядках дифракції $I_{[-1]}(d, t)$ та $I_{[2]}(d, t)$ будуть рівними і визначаться за формулою:

$$I_{[-1]}(d, t) = I_{[2]}(d, t) = T I_0(0, t) [J_1^2(\zeta) + J_2^2(\zeta)] \quad (2.126)$$

де d – товщина нелінійного середовища; I_0 – інтенсивність одного із лазерних пучків; J_1 та J_2 – функції Бесселя першого роду першого та

другого порядків, відповідно. Оскільки в нашому випадку інтенсивності I_0 та I_1 рівні, тобто $2I_0 = I_{laser}$, отже, значення ζ запишеться як:

$$\zeta = \bar{z}\bar{\varepsilon}_1 = \frac{k_v}{n_0 \cdot \cos(\theta/2)} \frac{1-T}{2\alpha} \approx \frac{k_0}{n_0} \frac{1-T}{2\alpha} \cdot 2n_0 \Delta n \quad (2.127)$$

де ми врахували, що $\bar{\varepsilon}_1 = (n_0 + \Delta n)^2 \approx n_0^2 + 2n_0 \Delta n$. У середовищі з керрівською нелінійністю $\Delta n = n_2 I_0$, де n_2 – коефіцієнт нелінійності показника заломлення, таким чином, кінцевий вираз для ζ має більш просту форму:

$$\zeta = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1-T}{\alpha} n_2 I_0 \quad (2.128)$$

Ефективність дифракції η в першому дифракційному порядку визначається як $\eta = I_{[-1]} / (T I_0)$. Ця дифракційна ефективність може бути отримана експериментально при вимірюванні інтенсивності $I_{[-1]}$ та коефіцієнта пропускання комірки T . Загальна формула (2.126) працює для обчислення ефективності дифракції у великому діапазоні. Для малих коефіцієнтів дифракції $\eta \leq 2\%$ хорошим наближенням буде лише перший член в розкладанні функцій Бесселя в ряд: $\eta \approx \zeta^2/4$. Отже, можна отримати простий вираз для n_2 для випадку слабких дифракційних ґраток:

$$n_2 = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\alpha}{1-T} \frac{\sqrt{\pi}}{I_0} \quad (2.129)$$

Слід зазначити, що отримане рівняння (2.129) має таку ж форму, як рівняння, яке одержують у випадку дифракції лише одного пробного пучка на заданій тонкій ґратці (див. для прикладу, [158]). Але для великих значень η , що є звичайним для комірок рідких кристалів, для обчислення значень ζ і n_2 слід використовувати більш точний розв'язок (2.126) з аргументом (2.128).

Визначивши величину n_2 , можна обрахувати кубічну нелінійну

сприйнятливість середовища за допомогою виразу:

$$\chi^{(3)}[esu] = n_2 \left[\frac{cm^2}{W} \right] \cdot \frac{9 \cdot 10^4}{4\pi} c \cdot \epsilon_e \cdot n_0^2 \quad (2.130)$$

де ϵ_e – діелектрична стала вакууму.

Розроблена теоретична модель може бути використана для визначення нелінійних оптичних характеристик тонких плівок, що мають оптичну нелінійність керрівського типу, і в яких є великими втрати як на поглинання, так і на розсіювання, а також для тонких плівок з відбиваючою поверхнею. Оскільки метод самодифракції не потребує додаткового лазерного джерела в якості пробного пучка, двопучкова взаємодія стає простим методом діагностики оптичної нелінійності тонких середовищ. Також зауважимо, що розроблена математична модель зводиться до досить простої кінцевої формули і не включає зміни фаз хвиль при їх взаємодії в об'ємі нелінійного середовища. Нами була використана ця модель для дослідження нелінійно-оптичного відгуку в нових матеріалах, що описано в підрозділах 2.6.1 та 5.5.

2.6.1 Дослідження нелінійно-оптично властивостей нових матеріалів методом динамічної голографії

Нами було проведено ряд досліджень нових матеріалів методом динамічної голографії. Одним із найбільш ефективних матеріалів, в якому реалізується фотохромний механізм поглинання селективний до довжини хвилі діючого випромінювання в реальному масштабі часу є бактеріородопсин [173]. Це фоточутливий білок, який при поглинанні випромінювання на частоті $\lambda \approx 570$ нм проходить серію перетворень, що описуються інтермедіатними станами з різними часами життя і різними спектрами поглинання. Нами було запропоновано використати метод двопучкової

взаємодії для дослідження оптичних характеристик різних типів фоточутливих плівок, що містять бактеріородопсин [172, 174-175]. Основна ідея методики полягала в проведенні порівняльних характеристик кінетик інтенсивностей в високих порядках дифракції для самодифракції лазерних пучків, і для дифракції пробного пучка на сформованій динамічній ґратці. Виявилося, що ці кінетики суттєво відрізняються. Причому самодифракція пучків являлась більш чутливою до змін оптичних властивостей в тонких зразках плівок з бактеріородопсином. Була створена математична модель самодифракції лазерних пучків в тонких зразках з урахуванням механізмів оптичних перетворень в бактеріородопсині, проведені числові розрахунки для порівняння кінетик самодифракції і дифракції пробного пучка [172]. Отримані теоретичні результати добре узгоджувалися з експериментальними даними. Цей метод виявився також дуже чутливим для дослідження механізмів перетворень бактеріородопсину і часів життя в проміжних станах в залежності від складу компонентів плівки, що містять бактеріородопсин.

Новими матеріалами перспективними для застосувань в нелінійній фотоніці, дослідженням яких ми займалися на протязі останніх десятиліть, є композити на основі іонних рідких кристалів (ІРК). ІРК метал алканоатів утворюються на основі розплавлених солей металів з органічними іонами [176-177]. Загальна структурна формула метал алканоатів $Me^{+k}(COOC_nH_{2n+1})^{-k}$, яка включає катіон металу Me^{+k} із зарядом $+k$ ($k = 1, 2, 3$) та k^- – карбоксил аніони. Термотропна фаза ІРК метал алканоатів утворюється при температурі вище $100^{\circ}C$, де вони формують двошарову структуру типу смектики А, яка складається з катіон-аніонних шарів, розділених шарами алкільних ланцюгів. Ці матеріали мають унікальну амфіфільну природу, завдяки чому можна розчиняти як органічні, так і неорганічні домішки, які природним чином вбудовуються в шарувату матрицю [177-178]. Крім того, термотропні ІРК та їх композити утворюють

анізотропні стекла при кімнатній температурі за умови швидкого охолодження термотропної фази ІРК. У цьому випадку анізотропні стекла мають таку ж смектичну структуру, що і ІРК у термотропній фазі. Нелінійно-оптичні властивості забарвлених стекол кобальт алканоатів, а також метал алканоатів з домішками барвників різних типів, вивчалися методом динамічної голографії при двопучковій взаємодії імпульсів наносекундної тривалості (див., наприклад, [179-181]). Для цього використовувався YAP:Nd лазер в режимі модуляції добротності і з генерацією другої гармоніки ($\lambda=539.8$ нм). Енергія в імпульсі складала до 1 мДж, тривалість імпульсів – 30 нсек.

ІРК метал алканоатів мають багаті поліморфічні властивості, оскільки вони можуть утворювати ліотропні ІРК при кімнатній температурі при змішуванні солей металів в певній пропорції [176-177]. Ми досліджували нелінійно-оптичні властивості ліотропних ІРК з електрохромними домішками (віологенами) [182-184]. Початково прозорі комірки ІРК-віологен при прикладанні постійного електричного поля стають кольоровими. Забарвлення пов'язане з утворенням катіон-радікалів (при напрузі $U \approx 2.5$ В) і димерів (при $U \geq 3$ В). При цьому колір забарвлення змінюється від червоного до синьо-голубого. В забарвлених комірках спостерігається ефективний запис динамічних ґраток при збудженні потужними лазерними імпульсами наносекундної тривалості. Використовуючи метод динамічної голографії, ми запропонували модель механізму запису ґраток в забарвлених комірках ІРК з домішками віологенів. Механізм полягав у реверсній фотоконверсії між забарвленими продуктами віологенів: катіон-радікалами і димерами. З урахуванням механізму запису ґраток, була розроблена модель утворення цих ґраток, розраховані характеристики вихідних інтенсивностей записуючих пучків при самодифракції в цих комірках [183]. Отримані теоретичні результати дуже добре співпадають з експериментальними

даними.

Нещодавно було встановлено, що алканоати металів в їхній термотропній рідкокристалічній фазі можуть виступати як нанореактори для хімічного синтезу різних наночастинок в інтервалі температур 100–180° С [180, 185]. Синтезовані наноккомпозити можуть включати наночастишки (НЧ) різної природи, а саме: напівпровідникові НЧ CdS, CdSe; НЧ благородних металів Ag, Au; і гібридні НЧ типу ядро/оболонка різного складу [186-187]. Нелінійно-оптичні властивості наноккомпозитів метал алканоатів досліджувались експериментально методом Z-сканування при збудженні лазерними наносекундними імпульсами [187-188], та фемтосекундними імпульсами [185]. Методика синтезу НЧ в метал алканоатних матрицях дозволяє отримувати НЧ різного складу. Так вперше були отримані наноккомпозити кадмій октаноату що містять НЧ ядро/оболонка: Ag/CdS, Ag/ZnS, Ag/ZnSe, CdSe/ZnS. Ми дослідили нелінійно-оптичний відгук в цих нових наноккомпозитах методом динамічної голографії при збудженні лазерними імпульсами наносекундної тривалості ($\tau=20$ нсек), випромінювання – друга гармоніка YAP:Nd лазера ($\lambda=539.8$ нм), що працював в режимі модуляції добротності у частотному режимі 1 Гц, енергія імпульсу – до 1 мДж [18]. Щоб виявити нелінійно-оптичний механізм пов'язаний із збудженням екситонів в напівпровідниковій оболонці (ZnS, ZnSe), а також у напівпровідниковому ядрі CdSe в НЧ CdSe/ZnS, були виготовлені два типи комірок: комірки, що складаються тільки із скляних підкладок, і комірки із кварцевих підкладок. Локалізовані екситони в напівпровідникових квантових точках ZnS, ZnSe мають вузькі і сильні смуги поглинання в середньому ультрафіолетовому діапазоні спектру, і CdS – в синій області видимого діапазону спектру [18, 189]. Скляні підкладки поглинають ультрафіолетове випромінювання, тому екситонний механізм нелінійності не повинен проявлятися у таких зразках. Були проведені експериментальні вимірювання інтенсивності у першому

порядку самодифракції і розраховані нелінійно-оптичні коефіцієнти у всіх зразках використовуючи розроблену нами теоретичну модель (Розділ 2.6, формули (2.129) і (2.130)). Порівняльний аналіз величин нелінійно-оптичних коефіцієнтів у всіх зразках, а також зразках з однорідними НЧ Ag, показали, що ці коефіцієнти зростають в комірках з кварцевими підкладками. Тим самим, збудженням екситонів в нанокompозитах дає дуже суттєвий внесок у величину нелінійно-оптичного відгуку. Більш того, в нанокompозитах з ядро/оболонка НЧ спостерігається нелінійність фокусуючого типу, це відповідає позитивному знаку коефіцієнта нелінійності показника заломлення n_2 . В той же час відомо, що при тепловій нелінійності n_2 має негативний знак [18, 190]. Таким чином, на основі наших досліджень ми можемо зробити висновок, що в нанокompозитах з ядро/оболонка НЧ проявляється новий механізм оптичної нелінійності, який пов'язаний із збудженням поляритонів в ядро/оболонка НЧ що включають напівпровідникові квантові точки. Планується подальша детальна розробка цього механізму на основі створення теоретичної моделі нелінійно-оптичного відгуку в поляритонах, що збуджуються в ядро/оболонка НЧ, і порівняння її з експериментальними даними.

Ще одним об'єктом досліджень, цікавим для застосувань в нелінійній нанофотоніці, були наноплівки TiO_2 і SiO_2 [191-192]. Ці плівки виготовляються на скляній підкладці золь-гелевим методом, мають товщину 300-600 нм і являються мезоструктурованими – в них утворюються нанопори розміром до 10 нм. Спеціально розроблена технологія дозволяла створювати такі плівки, в яких в пори вбудовуються молекули світлочутливого матеріала. Ми досліджували нелінійно-оптичні властивості мезоскопічних плівок TiO_2 і SiO_2 з вбудованими молекулами барвника Rh6G (родамін 6G) методом динамічної голографії при резонансному збудженні наносекундними імпульсами [193-194]. Було

отримано запис швидких динамічних ґраток в таких плівках. Були розраховані нелінійно-оптичні коефіцієнти по формулам (2.129) і (2.130), а також досліджувалась кінетика стирання динамічної ґратки при застосування додаткового пробного лазера. Було показано, що час релаксації ґратки не перевищував 10 нс [193]. Отримані значення нелінійно-оптичних коефіцієнтів показують, що основним нелінійним оптичним механізмом у швидкому масштабі часу є електронна нелінійність молекула барвника.

Використовуючи скляні підкладки з мезоскопічними плівками SiO_2 -Rh6G ми вперше виготовили гібридні комірки з рідкими кристалами (РК) [194] (метод виготовлення запропонованих нами гібридних РК комірок детально описаний у підрозділі 5.5). Спектр поглинання гібридних РК комірок демонстрував особливості плівки SiO_2 з барвником. Методом динамічної голографії при резонансному збудженні наносекундними лазерними імпульсами досліджувався запис швидких динамічних ґраток. Також використовувався метод Z-сканування при збудженні неперервним випромінюванням YAG:Nd лазер з генерацією другої гармоніки ($\lambda=532$ нм) і потужністю 52 мВт. В останньому випадку зазвичай визначається тепловий механізм нелінійно-оптичного відгуку. Ми отримали наступні результати. Запис швидкої динамічної ґратки при збудженні наносекундними імпульсами в гібридних РК комірок визначався властивостями SiO_2 -Rh6G плівки. Отриманні значення швидкої нелінійної оптичної сприйнятливості $\chi^{(3)}$ в зразках SiO_2 -Rh6G плівок, і в гібридній РК комірок, виявилися практично однаковими по порядку величини. Однак нелінійні оптичні властивості цих зразків при неперервному лазерному збудженні суттєво відрізняються. SiO_2 -Rh6G не демонструвала жодної вимірюваної реакції при дослідженні методом Z-сканування. В той же час, гібридна РК комірка проявляла високу оптичну нелінійність, по порядку величини зрівняну з тепловою нелінійністю в нематичній РК, а

також значне нелінійне поглинання. Ми пов'язуємо ці отримані дані з початковою переорієнтацією нематичних молекул, ініційованих мезоскопічною плівкою $\text{SiO}_2\text{-Rh6G}$. Отриманий механізм гігантського нелінійного поглинання в гібридній РК комірці потребує детальніших розглядів в подальшій роботі.

Наші дослідження показують, що мезоскопічні SiO_2 і TiO_2 плівки, а також гібридні РК комірки виготовлені на їх основі, є перспективними новими композиційними матеріалами для застосування в системах перетворювання лазерних пучків з чисто оптичним керуванням.

2.7 Фоторефрактивний ефект в комірках рідких кристалів

Рідкі кристали (РК) займають важливу нішу в нелінійній оптиці через їх унікальні фізичні, зокрема, оптичні властивості. РК мають надзвичайно великі оптичні нелінійності. На сьогоднішній день в РК спостерігається багато нелінійно-оптичних явищ у дуже широкому спектральному діапазоні. В РК композитах допованих барвниками спостерігаються практично всі існуючі нелінійно-оптичні ефекти, при цьому молекули поглинаючого барвника викликають переорієнтацію директора РК [195-197]. Швидкий нелінійно-оптичний механізм пов'язаний з тим, що світлова дія на фоточутливі молекули викликає локальні зміни параметру порядку РК і це призводить до істотних і швидких змін локальних показників заломлення РК [198-201]. Знедавна популярними фоточутливими центрами стали наночастинки, вбудовані в об'єм РК [202-205]. Непоглинаючі системи РК без домішок також викликали значний інтерес, як світловідбиваючі атенюатори. Основним нелінійним оптичним механізмом в РК є колективна переорієнтація молекул в об'ємі комірки РК при лазерному збудженні, що часто виникає при прикладанні електричного поля. У цьому розділі ми розглянемо нелінійно-оптичний ефект, що виникає в чисто

нематичному РК. Нелінійний оптичний механізмом, в таких комірках РК є поверхнево-керований фоторефрактивний ефект, при якому змінюється орієнтація молекул РК на поверхні підкладки комірки, і ці зміни ініціюють переорієнтацію молекул РК в об'ємі [206-209]. Цей ефект був досліджений у комірках РК з різними типами поверхневих плівок, таких як фоторефрактивні полімерні шари [208, 210], електропровідні шари із вбудованими домішками [211], пластини із благородних металів [212] та фоторефрактивні кристали [213]. Як правило, початкова орієнтація молекул на поверхні була планарною. Інший вид РК комірок, що проявляють поверхнево-керований фоторефрактивний ефект, складається з простих скляних підкладок, покритих ІТО-електродами та заповнених чистим нематичним РК, але з гомеотропною орієнтацією молекул [214-218]. Такий ефект вивчається у нашій роботі.

2.7.1 Поверхнево-керований фоторефрактивний ефект в гомеотропно-орієнтованих РК комірках

При поверхнево-керованому фоторефрактивному ефекті, що спостерігається в бездомішкових комірках РК, включає декілька процесів, заснованих на формуванні невірноважених носіїв заряду в інтерфейсі ІТО – молекули РК в результаті дії як напруги, так і світла, відбуваються наступні процеси (див. Рис. 2.23). Комірка РК освітлюється інтерференційною картиною, що формується двома лазерними пучками. Одночасно до комірки прикладається електрична напруга. За відсутності світла на інтерфейсі утворюється подвійний зарядовий шар, який екранує основну частину РК. Таким чином, заряд компенсується в початковий час, а розподіл заряду вважається рівномірним (Рис. 2.23 (а)). Дія лазерного випромінювання призводить до розряду шару подвійного заряду в інтерфейсі за рахунок різних механізмів, наприклад, десорбції заряду з інтерфейсу в об'єм РК [18, 218, 219], або захоплення та рекомбінації носіїв

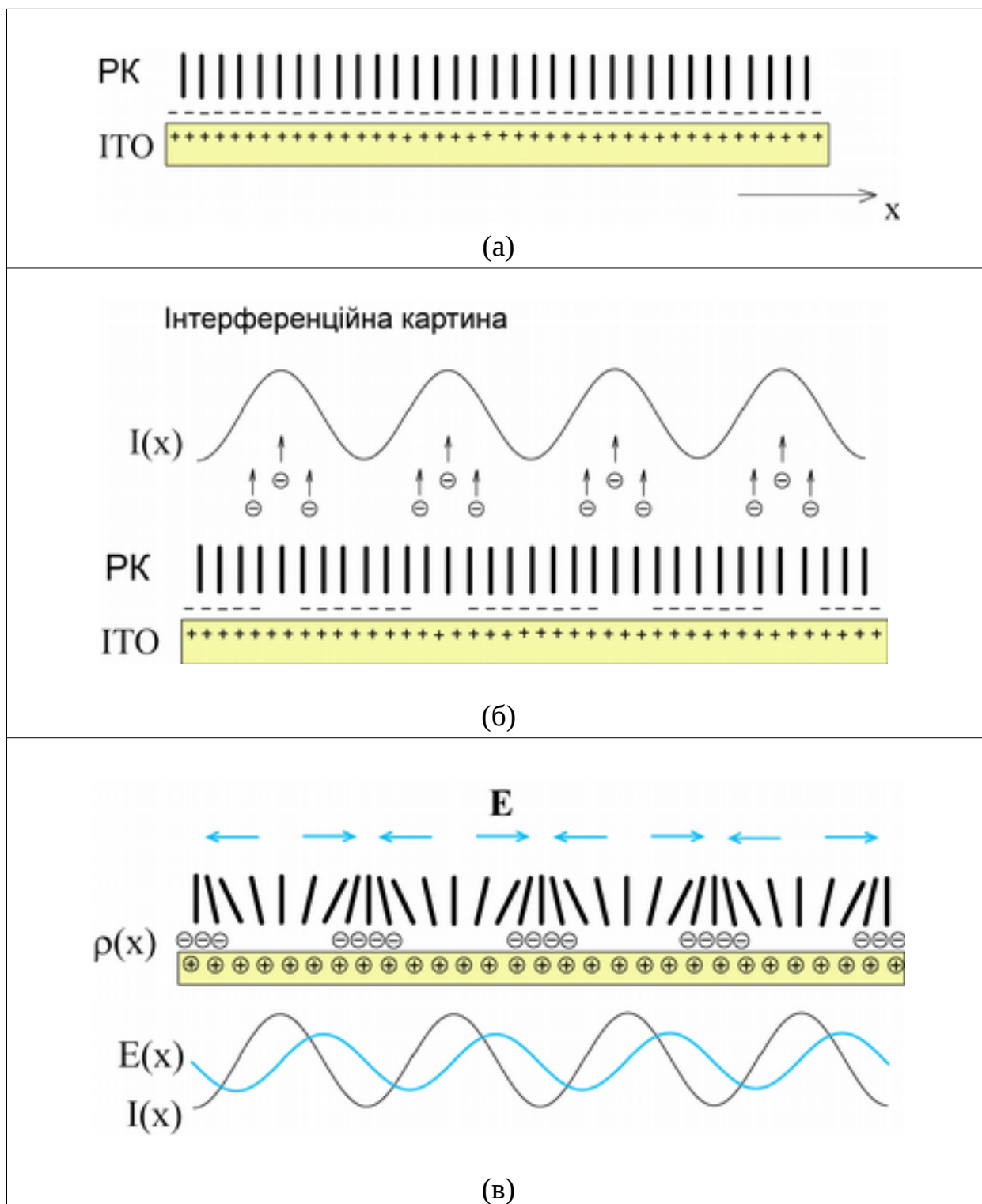


Рис. 2.23. Модель поверхнево-керованого фоторефрактивного ефекту в комірках РК: (а) утворення подвійного електричного шару в інтерфейсі ІТО-РК; (б) десорбція заряду з поверхні ІТО електроду в об'єм РК під дією просторового періодичного розподілу світла $I(x)$; (в) просторовий розподіл нерівноважного заряду в інтерфейсі ІТО-РК $\rho(x)$, утворення просторового розподілу поля $E(x)$ під дією нерівноважного заряду, перерозподіл директора РК в інтерфейсі ІТО-РК, $\mathbf{d} \parallel \mathbf{E}$.

заряду в самому інтерфейсі в максимумах світлової інтерференційної картини (Рис. 2.23 (б)). Це призводить до періодичного розподілу нерівноважних носіїв заряду та індукування внутрішнього електричного поля. Заключний процес – діелектрична взаємодія між директором нематичного РК (переважна орієнтація довгих осей молекул РК) та внутрішнім електричним полем, яке є просторово модульоване (Рис. 2.23 (в)). Просторова модуляція директора РК, яка формується на поверхні, поширюється в об'єм комірки. Створений періодичний розподіл директора РК в інтерфейсі та в об'ємі комірки LC фактично є модуляцією показника заломлення, тобто фазовою динамічною ґраткою.

Поверхнево-керований фоторефрактивний ефект у чистих РК 5СВ має деякі особливості (див. [214, 217, 218]). Так, записані ґратки можуть залишатися в комірках до декількох днів. Існує оптимальний кут повороту комірки відносно бісектриси кута сходження двох лазерних пучків, $\rho \approx 45^\circ$, при якому спостерігається максимальна перекачка енергії. У публікаціях зазначається, що напрямок перекачки енергії залежить від кута повороту комірки ($+\rho$ або $-\rho$) залежно від напрямку прикладеної напруги ($+U$ або $-U$).

2.7.2 Експериментальні дослідження ефекту перекачки енергії в комірках РК

Нова хвиля інтересу до нелінійної оптики РК та композитів на основі РК, що спостерігається в останні роки, викликана унікальним фоторефрактивним ефектом, яким можна керувати електричним полем, та його потенційними застосування в системах перетворення і обробки лазерних пучків. В цьому розділі наш інтерес полягає у вивченні властивостей перекачки енергії в комірках бездомішкових нематичних РК під час самодифракції хвиль. Методом двопучкової взаємодії ми

експериментально дослідили поверхнево-керований фоторефрактивний ефект в комірках нематичного РК 5СБ без домішок [220-221]. Комірки РК мали гомеотропну орієнтацією молекул. Товщина комірок складала 20 мкм. Ми отримали і дослідили перекачку енергії між двома взаємодіючими хвилями та її залежність від прикладеної напруги. Були вивчені ефективність перекачки енергії, її напрямок та часові характеристики.

Експериментальна установка двопучкової взаємодії в комірках РК показана на Рис. 2.24. Використовувався неперервний лазер YAG:Nd^{3+} з діодною накачкою. Вихідна потужність лазерного випромінювання 52 мВт. Вихідний лазерний пучок поділювався на два пучки, які зводилися на допомогою дзеркала на зразку. Фільтр F1 використовувався щоб вирівняти інтенсивності двох пучків, $I_{10} \approx I_{20}$. Діаметр лазерного пучка на зразку становив 1 мм, таким чином інтенсивність кожного вхідного записуючого пучка дорівнювала 0.5 Вт/см^2 . При прикладанні постійної напруги до комірки в діапазоні 1...15 В, в ній формувалася динамічна ґратка. Період ґратки становив $\sim 30 \text{ мкм}$. Запис ґратки ми визначали за виникненням перших порядків дифракції ($\{-1\}$ і $\{+1\}$), або навіть більш високих порядків дифракції, окрім головних порядків, що відповідають двом записуючим пучкам ($\{-0\}$ і $\{+0\}$). Наші позначення дифракційних

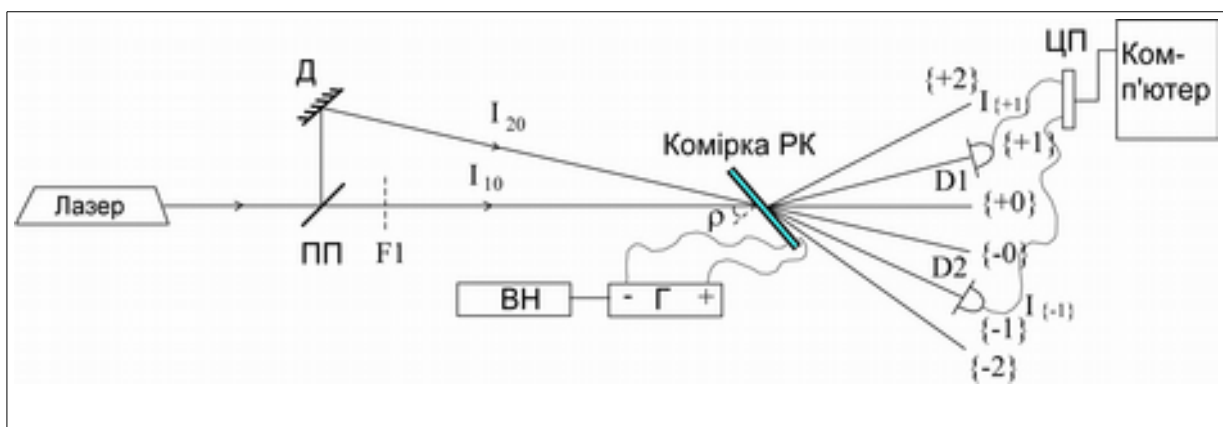


Рис. 2.24. Схема експериментальної установки для дослідження двопучкової взаємодії в комірках РК. ПП - поділювач пучків, Д - дзеркало, Г - генератор постійної напруги, ВН - вимірювач напруги, ЦП - цифровий осцилограф, D1 і D2 - фотодіоди, F1 - фільтр.

порядків показано на Рис. 2.24. Максимальна ефективність дифракції спостерігається при повертанні комірки на кут $\rho=45^\circ$ відносно бісектриси кута сходження двох вхідних пучків.

В наших експериментах ми досліджували самодифракцію двох хвиль, що супроводжується перекачкою енергії між взаємодіючими хвилями. Для випадку запису синусоїдальної ґратки, ця особливість вказує на те, що нелінійний відгук є нелокальним, тобто існує просторовий зсув між інтерференційною картиною (світловою решіткою) та фотоіндукованою динамічною ґраткою. Зміни інтенсивностей в $\{+1\}$ та $\{-1\}$ дифракційних порядках вивчалася шляхом перемикавання прикладеної напруги між різними рівнями. Типові кінетичні криві показані на Рис. 2.25, де прикладена напруга перемикалася від 1.5 В до 3 В. Значно більша інтенсивність в $\{+1\}$ порядку порівняно з $\{-1\}$ порядком вказує на існування ефекту перекачки енергії. Перехідний процес зазвичай займає

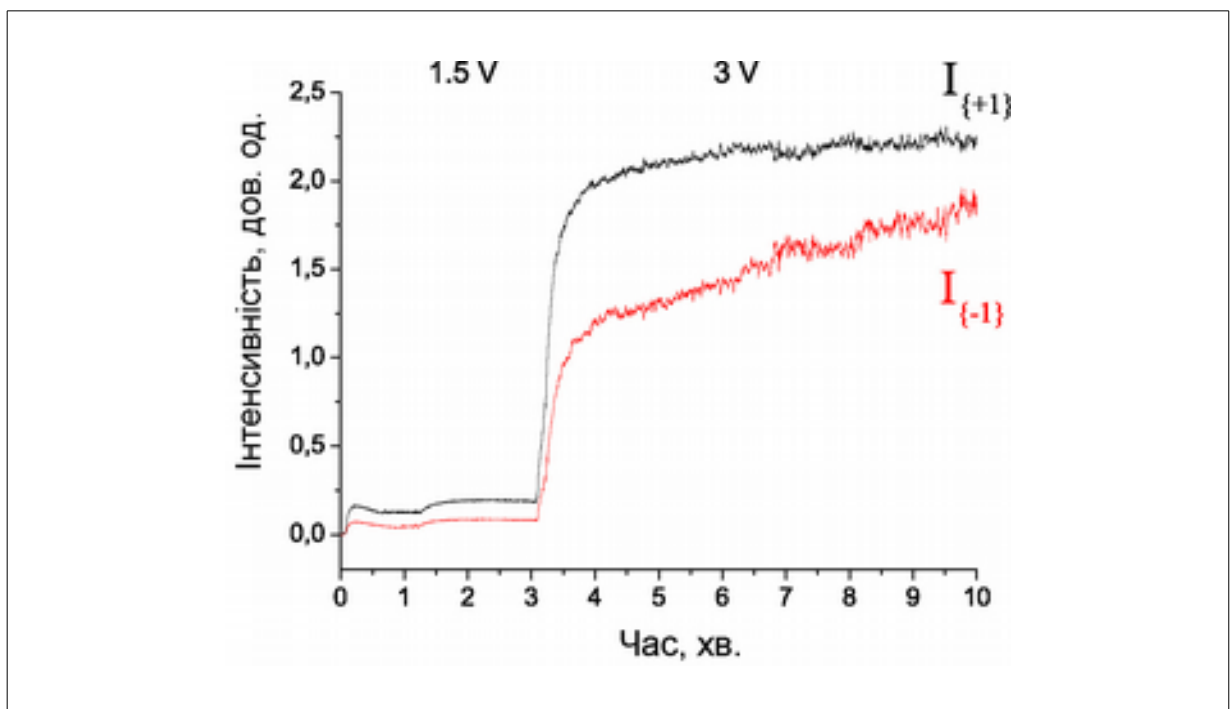


Рис. 2.25. Кінетики інтенсивностей в $\{+1\}$ (I_{+1}) та в $\{-1\}$ (I_{-1}) дифракційних порядках, що спостерігається на виході комірки РК при двопучковій взаємодії при переключенні напруги від 1.5 В до 3 В. Інтенсивності вхідних хвиль рівні: $I_{10}:I_{20}=1:1$.

десятки секунд після перемикання напруги. Особливості самодифракції Рамана-Ната в бездомішкових комірках РК 5СВ можна пояснити в рамках поверхнево-керованого фоторефрактивного ефекту.

В наших подальших експериментах ми дослідили керування величиною перекачки енергії в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль. Як було відмічено вище, запис ґраток в чистому РК пояснюється фоторефрактивним ефектом, який пов'язаний з утворенням нерівноважного заряду на інтерфейсі ІТО–РК. Переорієнтація директора РК по поверхні ІТО розповсюджується в об'єм комірки РК, таким чином утворюється об'ємна фазова динамічна ґратка. Ми вивчали перекачку енергії залежно від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль. Для зміни інтенсивності вхідних хвиль використовувався фільтр $F1$ (див. Рис. 2.24). У цих експериментах зразок спочатку знаходився під напругою $U=4$ В протягом 10 хв, потім включали освітлення двома лазерними пучками, які формували інтерференційну картину на зразку. Запис динамічної ґратки реєстрували протягом 10 хв при тій же напрузі ($U=4$ В), а після цього напругу знижували до 1.5 В, при якій формувалася нова стабільна динамічна ґратка. Ця процедура забезпечила повторюваність величини ефективності дифракції останньої ґратки.

Результати наших експериментів демонструють Рис. 2.26 і 2.27. На них показано співвідношення вихідних інтенсивностей у перших дифракційних порядках $I_{\{+1\}}/I_{\{-1\}}$ для різних співвідношень вхідних інтенсивностей, яке було зафіксовано при напрузі 1.5 В. Крива на Рис. 2.27 була розрахована за даними Рис. 2.26. Видно, що перекачка енергії збільшується майже в 2 рази при співвідношенні вхідних інтенсивностей $I_{10}:I_{20}=0.9:1$ порівняно із випадком однакових інтенсивностей вхідних хвиль. У Розділі 2.2 нами було показано, що самодифракція хвиль у нелокальному нелінійному середовищі може бути описана рівнянням синус-Гордона з затухаючою складовою. Це рівняння має розв'язки

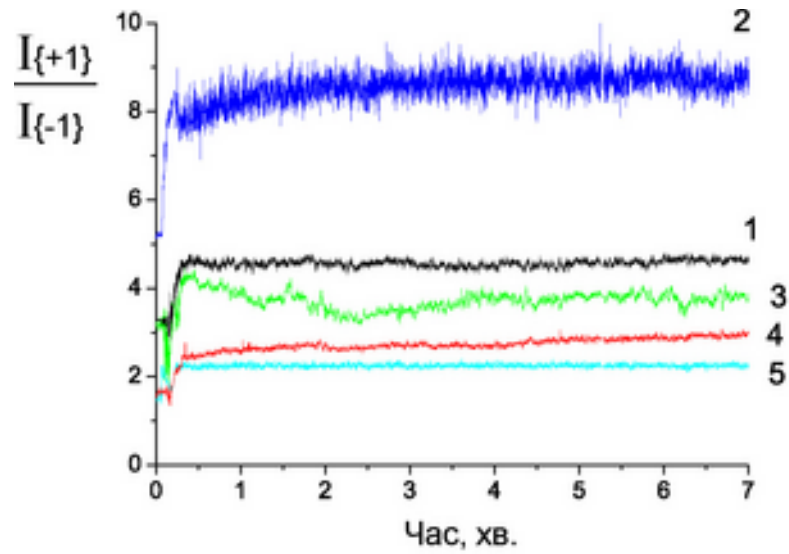


Рис. 2.26. Кінетики співвідношення вихідних інтенсивностей хвиль в перших порядках дифракції $I_{\{+1\}}/I_{\{-1\}}$ для різних співвідношень вхідних інтенсивностей $I_{10}:I_{20}$: 1 — 1:1; 2 — 0.9:1; 3 — 0.8:1; 4 — 1:0.85; 5 — 0.6:1.

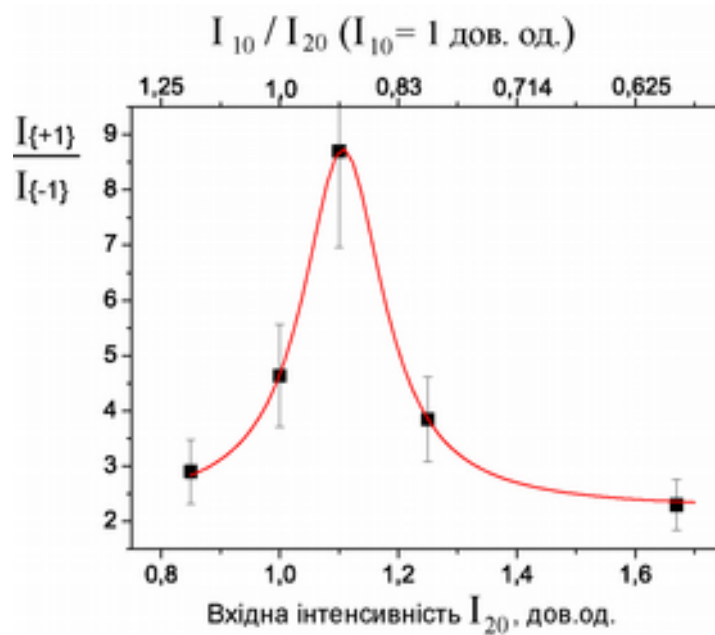


Рис. 2.27. Перекачка енергії для перших дифракційних порядків $I_{\{+1\}}/I_{\{-1\}}$ в комірках РК 5СВ при двопучковій взаємодії в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль $I_{10}:I_{20}$ (графік побудований в припущенні $I_{10}=1$ умов. од.).

солітонного типу, тобто стійкі локалізовані структури, які можуть бути або просторовими, або часовими, або просторово-часовими одночасно. У разі самодифракції хвиль локалізований профіль інтерференційної інтенсивності світла утворюється в об'ємі нелінійного середовища (вздовж напрямку товщини комірки) в результаті перекачки енергії між взаємодіючими хвилями. Ефективність дифракції повинна збільшуватися, коли виконується умова, що вхідні хвилі мають не однакової інтенсивності [13]. Наші експерименти були спрямовані на перевірку цього ефекту для комірок бездомішкових РК і для режиму самодифракції Рамана-Ната. Дійсно, цей процес має відбуватися в середовищі РК, оскільки всі необхідні умови виконуються; а саме нелінійний механізм запису ґратки полягає в переорієнтації молекул в об'ємі комірки, нелінійний коефіцієнт дуже високий для орієнтаційного механізму в РК, а ґратка є зміщеною відносно світлової інтерференційної картини завдяки поверхнево-керованому фоторефрактивному механізму в РК і повороту комірки РК відносно бісектриси кута сходження двох взаємодіючих пучків.

Наші експерименти показують, що самодифракція хвиль у чистих комірках РК виявляє багато цікавих особливостей. Серед них широкий діапазон ефективності дифракції, керування перекачкою енергії між порядками дифракції, зміна кінетичних констант часу запису ґратки, усі вони керуються прикладеною електричною напругою. Механізм нелінійно-оптичного ефекту представляє незалежний інтерес фундаментальних досліджень, що включає переорієнтацію директору РК на поверхні ІТО спричинену утворенням просторово-модульованого нерівноважного заряду. Завдяки діелектричній взаємодії молекул РК, переорієнтація молекул на поверхні призводить до переорієнтації молекул в об'ємі комірки, і це залежить від інтенсивності світла в кожній локальній просторовій точці. Крім того, отримані результати дають додаткові параметри для керування та перемикування лазерними пучками, де

параметри керування – це не лише значення електричної напруги, але й співвідношення інтенсивностей між вхідними взаємодіючими хвилями.

Висновки Розділу 2

У цьому розділі була розглянута основна модель взаємодії хвиль в динамічних нелінійно-оптичних середовищах, яка складається з рівнянь зв'язаних хвиль та еволюційного рівняння що описує динаміку фотоіндукованої ґратки показника заломлення і включає підсилення амплітуди ґратки пропорційне інтерференційній інтенсивності хвиль і часову релаксацію ґратки. Особливістю взаємодії також є те, що динамічна ґратка є чисто нелокальною, тобто просторово зсунутою відносно інтерференційної картини світла на чверть періоду. На основі наших досліджень можна зробити наступні висновки:

1. Динамічна нелінійна система взаємодії хвиль зводиться до єдиного нелінійного еволюційного рівняння синус-Гордона у пропускній геометрії взаємодії хвиль, або тангенс-Гордона у відбиваючій геометрії, в яких змінною є інтеграл під профілем просторового розподілу амплітуди динамічної ґратки. Ці рівняння показують, що обвідна амплітуди ґратки вздовж товщини середовища (просторової координати z) має солітоно-подібний профіль, який зберігає свою форму при розповсюдженні вздовж координати z .

2. Для нелінійної моделі зв'язаних хвиль в динамічному середовищі з нелокальним відгуком і релаксацією теоретично обґрунтовано формування просторової локалізації для інтерференційної інтенсивності світла $J_m(z)$ (світлової решітки) і для амплітуди динамічної ґратки показника заломлення $Q(z)$. Для цих величин отримані стаціонарні розв'язки у вигляді світлого солітона для пропускну геометрії, і “темного” солітона для відбиваючої геометрії.

3. Механізмом просторової локалізації інтерференційної інтенсивності і амплітуди динамічної ґратки є перекачка енергії між взаємодіючими хвилями, що відбувається у нелокальному динамічному середовищі. Чим більший ступінь просторової локалізації ґратки, тим більша величина перекачки енергії між взаємодіючими хвилями на виході із нелінійного середовища.

4. Вперше експериментально отримана просторова локалізація динамічної ґратки в фоторефрактивних кристалах $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$, що мали довжину $d=14$ мм і нелокальний відгук. Експериментальні дослідження зміни ступеня локалізації обвідної для амплітуди ґратки та просторового зміщення її максимуму в залежності від співвідношення вхідних інтенсивностей хвиль дуже добре узгоджувались з теоретичними розрахунками.

5. Теоретично і експериментально отримано, що амплітуда фазової динамічної ґратки залежить від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль. Вона максимальна, якщо інтенсивність сигнальної хвилі (яка має компоненту хвильового вектора вздовж зсуву ґратки відносно інтерференційної картини) значно менша інтенсивності хвилі накачки; і амплітуда динамічної ґратки мінімально у випадку зворотнього співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль.

6. Теоретично і експериментально отримано, що максимум амплітуди динамічної ґратки і максимальна перекачка енергії відбуваються в центрі нелінійного середовища, а не коло його граней, при чотирипучковій взаємодії при симетричному падінні пучків які формують одну ґратку.

7. Розроблена теоретична модель самодифракції Рамана-Ната в тонких нелінійно-оптичних середовищах. Отримані аналітичні формули для розрахунку інтенсивностей в перших порядках самодифракції. Отримані теоретичні формули дозволяють використовувати самодифракцію Рамана-Ната при двопучковій взаємодії хвиль як нову

методику визначення нелінійно-оптичних констант в тонких зразках.

8. Експериментально отримана залежність перекачки енергії в режимі самодифракції Рамана-Ната від співвідношення вхідних інтенсивностей хвиль для тонких комірок рідких кристалів $d=30$ мкм.

РОЗДІЛ 3. ДИСИПАТИВНІ СОЛІТОНИ В НЕЛІНІЙНІЙ СИСТЕМІ ДВОХ ЗВ'ЯЗАНИХ ГРАТОК

Вступ

У розділі 3 ми вперше демонструємо, що повна динамічна система (яка включає як рівняння зв'язаних хвиль, так і динамічне рівняння для середовища) може бути зведена до нелінійного еволюційного рівняння типу нелінійного рівняння Шредингера (НРШ) або комплексного рівняння Гінзбурга-Ландау (КРГЛ). Найбільш простий одновимірний випадок реалізується у відбиваючій геометрії, де напрямок розповсюдження хвиль і напрямок вектора ґратки ідуть вздовж однієї осі z . Динамічна ґратка формується під дією синусоїдального інтерференційного поля. Якщо ґратка змінюється з часом, вона може розглядатися як рухома хвиля-матерія з довжиною хвилі Λ і хвильовим вектором $K=2\pi/\Lambda$, де Λ - просторовий період інтерференційного поля. У розділі 3.1 ми коротко описуємо основи метода багатьох масштабів. Ця процедура дозволяє звести початкову нелінійну систему рівнянь до єдиного рівняння – параметричного НРШ (пНРШ) у відбиваючій геометрії (підрозділ 3.2), і до параметричного КРГЛ (пКРГЛ) у пропускній геометрії (підрозділ 3.3), з коефіцієнтами залежними від параметрів початкової нелінійної системи. Оскільки рішення НРШ і КРГЛ досить добре вивчені у нелінійній фізиці, можна використовувати їх для прогнозування деяких ефектів в оптичній системі, що описує взаємодію хвиль в нелінійних динамічних середовищах. Особливо це стосується розв'язків для нестационарних процесів, таких як регулярні автоосциляції, періодична генерація імпульсів високої інтенсивності, часова затримка імпульсів та/або їх фаз, та інші, а також їх залежностей від параметрів системи. Ці еволюційні рівняння теоретично пояснюють багато фізичних явищ, які описуються в Розділах 4 і 5. У підрозділі 3.4 числовими методами розраховуються профілі

амплітуди динамічної ґратки при взаємодії двох світлових імпульсів. Показано, що в залежності від параметрів імпульсів, зокрема, їх тривалості і відносної затримки один від одного, відбувається утворення однієї єдиної ґратки (злиття імпульсів), або єдина ґратка не утворюється (що формально відповідає ефекту пружного зіткнення). При цьому показується, як змінюються вихідні характеристики імпульсів. Ці розрахунки демонструють, що “поведінка” профілю амплітуди ґратки при взаємодії світлових імпульсів відповідає властивостям, характерним для взаємодії дисипативних солітонів – злиття солітонів, пружне зіткнення солітонів. Отже можна очікувати, що при формуванні різних типів ДСВХ в системах динамічної голографії, будуть спостерігатися нові ефекти для взаємодіючих хвиль/імпульсів.

3.1 Основи методу багатьох масштабів

Багато задач, які розглядаються на сьогодні в фізиці, інженерії, біології, прикладній математиці, не піддаються точному розв’язанню. Серед причин, що ускладнюють отримання точних розв’язків, можна вказати, нелінійність рівнянь, наявність змінних коефіцієнтів, та нелінійні граничні умови на відомих або невідомих границях складної форми. Для розв’язання подібних задач користуються різного роду приближеннями, комбінуючи аналітичні та числові методи. Серед аналітичних методів є вельми потужні методи збурень (асимптотичних розкладів) по великим або малим значенням параметра або координати [107-108, 222- 232]. Суть асимптотичних методів полягає в тому, що при їх застосуванні досягається синтез простоти і точності за рахунок локалізації: в межах деякого граничного стану знаходиться спрощений розв’язок задачі, який тим точніший, чим менші ці межі [107].

Для виведення нелінійних рівнянь пНРШ і пКРГЛ використовується метод багатьох масштабів (МБШ). Цей метод був розроблений в 1960-х

роках і успішно застосовується в гідродинаміці, фізиці атмосфери, механіці, оптиці, океанографії та ін. [222]. Основна ідея проілюстрована нижче на простому прикладі. Розглянемо рівняння зі слабкою нелінійністю у формі

$$L(\psi) = \delta N(\psi) , \quad 0 < \delta \ll 1 \quad (3.1)$$

де L – лінійний оператор з постійними коефіцієнтами, N – нелінійність і δ – малий параметр. Тоді лінійна частина рівняння (3.1) має розв’язок у формі Фур’є гармонік:

$$L(\phi) = 0 , \quad \phi = A \exp[i(kx - \omega t)] , \quad A = \text{const} \quad (3.2)$$

Оскільки нелінійність $\delta N(\psi)$ в рівнянні (3.1) дуже мала, ми можемо припустити, що розв’язок ψ рівняння (3.1) сильно не відрізняється від розв’язка ϕ лінійного рівняння (3.2). А саме, в найпростішому випадку

$$\psi \approx \tilde{A} \exp[i(kx - \omega t)] , \quad \tilde{A} \neq \text{const} , \quad \tilde{A} = \tilde{A}(T) , \quad T = \delta t \quad (3.3)$$

тобто експоненціальна частина така ж, як і в лінійному випадку, але амплітуда є функцією, що повільно змінюється з часом. Іншими словами, ми маємо дві шкали часу: швидкий час t (його також називають лінійним часом) і повільний час T що залежить від малого параметра.

Розв’язок рівняння (3.1) представляється у вигляді наступного ряду:

$$\psi = \psi_0(x, t, T) + \delta \psi_1(x, t, T) + \delta^2 \psi_2(x, t, T) + \dots \quad (3.4)$$

і нульове наближення $\psi_0(x, t, T)$ можна обчислити як суму кількох мод з амплітудами, що повільно змінюються,

$$\psi_0(x, t, T) = \sum_{m=1}^{m_0 < \infty} \tilde{A}_m(T) \exp[i(kx - \omega t)] \quad (3.5)$$

Підставляючи (3.5) в рівняння (3.1) і групуючи доданки з однаковими ступенями малого параметра δ , виводимо послідовність різних нелінійних рівнянь для $\psi_1, \psi_2, \dots$. Оскільки нас цікавлять обмежені розв’язки, ми повинні виключати безкінечні, або секулярні складові, що

виникають через резонанси і викликані нелінійністю, яка відіграє роль зовнішньої сили, що діє на лінійну хвилю (3.2) або на комбінації хвиль.

Найважливішим результатом такого підходу є те, що, наприклад, ψ_0 і ψ_1 можна вважати незалежними та наближеними розв'язками ψ в різних часових масштабах. Наприклад, для планетарних хвиль в атмосфері Землі лінійний часовий масштаб T_0 становить 8–10 днів і описує лінійні коливання атмосферного тиску, тоді як наступна шкала часу T_1 для цього випадку порядку 50–80 днів і описує внутрішньосезонні коливання в атмосфері Землі, [224]. Для оптичних систем, застосування метода багатьох масштабів можна знайти, наприклад, в [106]. Аналогічно, ми можемо ввести більше шкал по часу $T_0=t$, $T_1=\delta t$, $T_2=\delta^2 t$, ... , а також просторові шкали.

Математичне обґрунтування цього методу наведено у чудовій монографії [222] та проілюстровано численними прикладами. Зокрема, було продемонстровано, що стандартні методи збурення для пошуку розв'язку у вигляді нескінченного ряду по малому параметру δ дають ті ж результати, що й метод багатьох масштабів, для кожного ступеня малого параметра $\delta^0, \delta^1, \delta^2, \dots$. Єдина відмінність полягає в тому, що в першому випадку розв'язок ψ має збурення, тоді як в останньому випадку збуреними є змінні t і x .

3.2 Параметричне нелінійне рівняння Шредингера для системи двох зв'язаних ґраток з нелінійною взаємодією

Наша основна мета в цій роботі наступна: по-перше, ми перепишемо систему рівнянь (2.10)–(2.11) як єдине рівняння, еквівалентне початковій системі рівнянь; по-друге, ми використаємо деякі додаткові припущення, що дозволяють звести це рівняння до рівняння пНРШ для випадку

відбиваючої геометрії хвильової взаємодії. Нижче ми представляємо основні схеми наших розрахунків [11-12, 225-226].

3.2.1 Еволюційне рівняння для нелінійної двопучкової взаємодії у відбиваючій геометрії

Розглянемо двопучкову взаємодію хвиль у відбиваючій геометрії для випадку максимальної перекачки енергії між взаємодіючими хвилями, коли існує просторовий зсув динамічної ґратки на чверть періоду відносно картини інтерференції. На Рис. 3.1 показана система двох зв'язаних ґраток у відбиваючій геометрії, зсунутих у просторі. Рівняння зв'язаних хвиль (2.10) запишуться у наступній формі:

$$\begin{aligned}\partial_z E_1(z,t) &= Q(z,t) E_2(z,t) \\ \partial_z E_2^*(z,t) &= Q(z,t) E_1^*(z,t)\end{aligned}\quad (3.6)$$

де $\partial_z E_j(z,t) = E_j(z,t) e^{i\Phi_j}$, $j=1,2$, комплексні функції для амплітуд оптичних хвиль, що повільно змінюються. Відмітимо, у разі виконання умов чисто нелокального відгуку середовища, фази комплексних амплітуд хвиль Φ_j є постійними, а змінюються тільки величини дійсних амплітуд

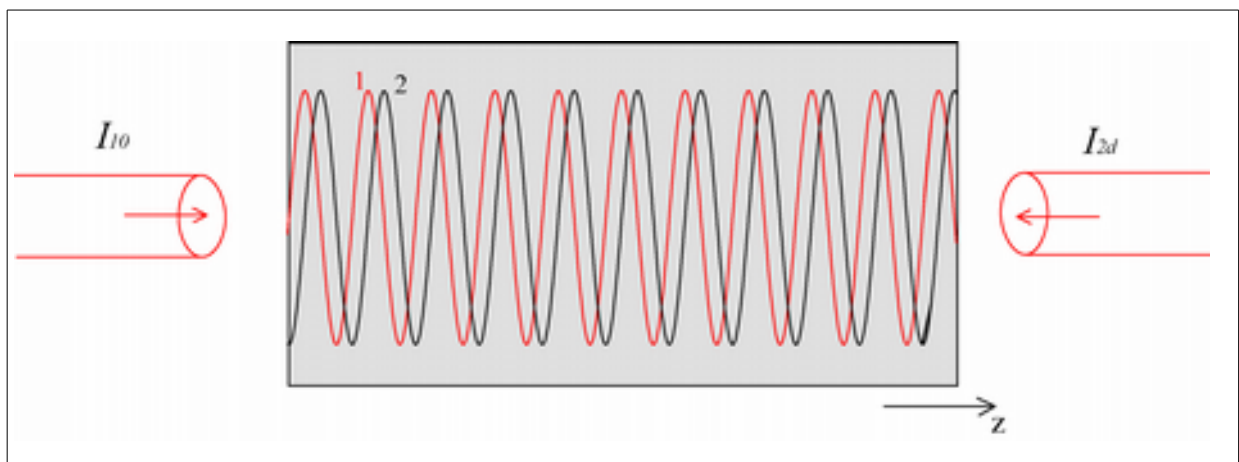


Рис. 3.1. Система двох зв'язаних ґраток у відбиваючій геометрії, зсунутих у просторі на чверть періода: 1 – світлової решітки (періодичний розподіл інтерференційної інтенсивності); 2 – фотоіндукована динамічна ґратка показника заломлення. I_{10} і I_{2d} – вхідні інтенсивності хвиль.

E_j вздовж вісі розповсюдження хвиль z , а також, у нестационарному випадку, з часом t . $Q(z,t)$ - коефіцієнт зв'язку. У нашому розгляді $Q(z,t)$ є дійсна функція, яка описує зміну амплитуди ґратки в динамічному нелінійно-оптичному середовищі. Для функції $Q(z,t)$ запишемо еволюційне рівняння (2.11), що включає підсилення, пропорційне інтенсивності світла, і релаксацію:

$$\partial_t Q(z,t) = \gamma_N \frac{I_m(z,t)}{I_0(z,t)} - \frac{1}{\tau} Q(z,t) \quad (3.7)$$

де дійсні позитивні константи такі: τ - часова константа релаксації та γ_N коефіцієнт підсилення для чисто нелокального відгуку. Діючою силою являється інтерференційна інтенсивність, яке визначається стандартним способом:

$$I_m = (\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* + \mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_2) = 2E_1 E_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) \quad (3.8)$$

Із рівнянь зв'язаних хвиль (3.6) випливає, що сумарна інтенсивність I_0 не є константою у відбиваючій геометрії:

$$I_0(z,t) = I_1(z,t) + I_2(z,t) = |\mathbf{E}_1(z,t)|^2 + |\mathbf{E}_2(z,t)|^2 \quad (3.9)$$

Натомість, першим інтегралом є різниця інтенсивностей:

$$\partial_z I_d(z,t) = I_2 - I_1 = 0.$$

Як і у Розділі 2.3, введемо нову дійсну функцію для інтерференційної інтенсивності хвиль:

$$J_m(z,t) = \frac{I_m(z,t)}{I_0(z,t)} = \frac{\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_2^* + \mathbf{E}_1^* \mathbf{E}_2}{|\mathbf{E}_1 \mathbf{E}_1^*| + |\mathbf{E}_2 \mathbf{E}_2^*|} \quad (3.10)$$

Система (3.6)-(3.7) зводиться до одного нелінійного еволюційного рівняння другого порядку. Для цього, візьмемо похідну по z в рівнянні (3.7) і перепишемо його в термінах нової змінної J_m :

$$\partial_t \partial_z Q + \frac{1}{\tau} \partial_z Q - \gamma_N \cdot \partial_z J_m = 0 \quad (3.11)$$

Використовуючи прямі обчислення із системи (3.6), подібно (2.56)-(2.57), отримуємо:

$$\partial_z J_m = \partial_z \frac{I_m}{I_0} = \frac{\partial_z I_m \cdot I_0 - I_m \cdot \partial_z I_0}{I_0^2} \quad (3.12)$$

$$\partial_z I_m = [\partial_z (E_1 E_2^*) + \partial_z (E_1^* E_2)] = 2Q I_0 \quad (3.13)$$

$$\partial_z I_0 = \partial_z (E_1 E_1^* + E_2 E_2^*) = 2Q I_m \quad (3.14)$$

Відповідно, із (3.12) отримуємо:

$$\partial_z J_m = 2Q - 2Q J_m J_m \quad (3.15)$$

Після підстановки (3.15) в (3.11) ми маємо наступне рівняння:

$$\partial_t \partial_z Q + \frac{1}{\tau} \partial_z Q - 2\gamma_N Q + 2\gamma_N Q J_m J_m = 0 \quad (3.16)$$

яке зручно переписати для однієї функції Q :

$$\partial_t \partial_z Q + \frac{1}{\tau} \partial_z Q - 2\gamma_N Q + \frac{2}{\gamma_N} Q \left(\partial_t Q + \frac{1}{\tau} Q \right) \left(\partial_t Q + \frac{1}{\tau} Q \right) = 0 \quad (3.17)$$

Таким чином, ми отримали рівняння (3.17), яке являється нелінійним еволюційним рівнянням в частинних похідних другого порядку і є повністю еквівалентним початковій нелінійній системі (3.6)-(3.7). Далі ми покажемо, що рівняння (3.17) зводиться до параметрично нелінійного рівняння Шредингера.

3.2.2 Виведення параметричного нелінійного рівняння Шредингера

Для подальшого викладення буде зручно представити функцію Q у наступній формі:

$$Q = \frac{1}{2}(Q + Q^*) \quad (3.18)$$

де вводиться допоміжна комплексна функція Q , та Q^* її комплексне спряження. Застосуємо до комплексної функції Q метод багатьох масштабів (підрозділ 3.1). Модульована функція включає дві просторові та часові шкали: (i) швидкі змін несучої в часі та просторі. (ii) набагато

повільніші варіації обвідної функції. Принцип методу полягає у пошуку розв'язку, яке залежить від набору змінних, пов'язаних з цими різними шкалами:

Комплексна функція Q розкладається в ряд:

$$Q(z,t) = \delta F_0 + \delta^2 F_1 + \delta^3 F_2 + \dots \quad (3.19)$$

де δ є малий параметр. Відмітимо, до рівняння (3.19) повинно бути доповнене таким же рівнянням для комплексно спряженої функції Q^* , в якій всі функції F_j^* будуть відрізнятися від функцій F_j тільки знаком перед фазою. Але для скорочення виразів, ми опустимо це рівняння.

Обидві координати t і z розкладаються по багатьом масштабам:

$$\begin{aligned} T_0 &= t ; \quad T_1 = \delta t ; \quad T_2 = \delta^2 t ; \quad T_3 = \delta^3 t ; \dots \\ Z_0 &= z ; \quad Z_1 = \delta z ; \quad Z_2 = \delta^2 z ; \quad Z_3 = \delta^3 z ; \dots \end{aligned} \quad (3.20)$$

Далі припускаємо, що в розкладі (3.19) всі функції F_j залежать від усіх координат розкладу (3.20):

$$F_j = F_j(T_0, T_1, T_2, \dots, Z_0, Z_1, Z_2, \dots) , \quad j=0,1,2,3\dots \quad (3.21)$$

Також від координат розкладу будуть залежати і координати $t = t(T_0, T_1, T_2, \dots)$ і $z = z(Z_0, Z_1, Z_2, \dots)$. Отже, ми шукаємо збурення ряду усіх цих змінних, причому F_j трактуються так, ніби вони є незалежними змінними. Це означає, що оператори для похідних замінюються сумами операторів, таких як

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} &= \frac{\partial T_0}{\partial t} \frac{\partial}{\partial T_0} + \frac{\partial T_1}{\partial t} \frac{\partial}{\partial T_1} + \frac{\partial T_2}{\partial t} \frac{\partial}{\partial T_2} + \dots ; \quad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial Z_0}{\partial z} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{\partial Z_1}{\partial z} \frac{\partial}{\partial Z_1} + \frac{\partial Z_2}{\partial z} \frac{\partial}{\partial Z_2} + \dots \\ &\frac{\partial}{\partial T_0} + \delta \frac{\partial}{\partial T_1} + \delta^2 \frac{\partial}{\partial T_2} + \dots ; \quad \frac{\partial}{\partial Z_0} + \delta \frac{\partial}{\partial Z_1} + \delta^2 \frac{\partial}{\partial Z_2} + \dots \end{aligned} \quad (3.22)$$

Найважливішим моментом є те, що будь-який розв'язок у багатовимірному просторі цих змінних буде розв'язком вихідної задачі, коли воно обмежене розкладом (3.20) і має фізичний зміст. Поза цим рядом для змінних розв'язок не має фізичного змісту. Значення цих допоміжних змінних

полягає в тому, що вони дозволяє встановити відповідні умови, які усувають збурення, і гарантувати, що асимптотичний розклад збігається рівномірно при малих значеннях δ .

Із розкладів (3.20) знайдемо похідні складних функцій першого та другого порядків

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial Z_0} + \delta \frac{\partial}{\partial Z_1} + \delta^2 \frac{\partial}{\partial Z_2} + \delta^3 \frac{\partial}{\partial Z_3} + \dots \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial T_0} + \delta \frac{\partial}{\partial T_1} + \delta^2 \frac{\partial}{\partial T_2} + \delta^3 \frac{\partial}{\partial T_3} + \dots \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial}{\partial z} \right) &= \left[\frac{\partial}{\partial T_0} + \delta \frac{\partial}{\partial T_1} + \delta^2 \frac{\partial}{\partial T_2} + \delta^3 \frac{\partial}{\partial T_3} \right] \times \left[\frac{\partial}{\partial Z_0} + \delta \frac{\partial}{\partial Z_1} + \delta^2 \frac{\partial}{\partial Z_2} + \delta^3 \frac{\partial}{\partial Z_3} \right] = \\ &= \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \delta \left[\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_1} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_0} \right] + \delta^2 \left[\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_2} + \frac{\partial}{\partial T_2} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_1} \right] + \dots \end{aligned} \quad (3.25)$$

Підставляючи ряди (3.19), (3.20), а також похідні (3.23)-(3.25) в рівняння (3.17), отримуємо:

$$\begin{aligned} &\left\{ \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \delta \left[\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_1} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_0} \right] + \delta^2 \left[\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_2} + \frac{\partial}{\partial T_2} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_1} \right] \right\} \times \\ &\left[\delta F_0 + \delta^2 F_1 + \delta^3 F_2 \right] + \frac{1}{\tau} \left[\frac{\partial}{\partial Z_0} + \delta \frac{\partial}{\partial Z_1} + \delta^2 \frac{\partial}{\partial Z_2} + \delta^3 \frac{\partial}{\partial Z_3} \right] \left[\delta F_0 + \delta^2 F_1 + \delta^3 F_2 \right] - \\ &- 2\gamma_N \left[\delta F_0 + \delta^2 F_1 + \delta^3 F_2 \right] + \frac{2}{\gamma_N} \hat{R}(Q) = 0 \end{aligned} \quad (3.26)$$

Комбінуючи доданки одного порядку для малого параметра δ , виводимо:

$$\begin{aligned} &\delta \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} F_0 + \delta \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_0} F_0 - \delta 2\gamma_N F_0 + \\ &\delta^2 \left[\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} F_1 + \left(\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_1} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_0} \right) F_0 \right] + \delta^2 \frac{1}{\tau} \left[\frac{\partial}{\partial Z_0} F_1 + \frac{\partial}{\partial Z_1} F_0 \right] - \delta^2 2\gamma_N F_1 + \\ &\delta^3 \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} F_2 + \left(\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_1} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_0} \right) F_1 \right] + \left[\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_2} + \frac{\partial}{\partial T_2} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_1} \right] F_0 \right\} + \\ &\delta^3 \frac{1}{\tau} \left[\frac{\partial}{\partial Z_0} F_2 + \frac{\partial}{\partial Z_1} F_1 + \frac{\partial}{\partial Z_2} F_0 \right] - \delta^3 2\gamma_N F_2 + \delta^3 \frac{2}{\gamma_N} \hat{R}(F_0) + \dots + c.c. = 0 \end{aligned} \quad (3.27)$$

де для стислості викладу введено нове позначення $\hat{R}(F_0)$ для останнього доданку

$$Q\left(\partial_t Q + \frac{1}{\tau} Q\right)\left(\partial_t Q + \frac{1}{\tau} Q\right) \quad (3.28)$$

в рівнянні (3.17).

Перший порядок малого параметру, δ . Для першого порядку отримуємо наступне рівняння:

$$\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} F_0 + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_0} F_0 - 2\gamma_N F_0 = 0 \quad (3.29)$$

яке можна переписати в операторній формі:

$$\hat{L}_r F_0 = 0, \quad \hat{L}_r = \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_0} - 2\gamma_N \quad (3.30)$$

де $\hat{L}_r$ є оператор. Будемо шукати розв'язок рівняння (3.30) у формі плоскої хвилі відносно координат T_0 і Z_0 , але з амплітудою, яка залежить від всіх інших координат, а саме:

$$F_0 = A(T_1, T_2, \dots, Z_1, Z_2, \dots) e^{i[\omega T_0 - q Z_0]} \quad (3.31)$$

Фізичний зміст параметра q – це просторовий період ґратки.

Розв'язок (3.31) показує важливу відмінність МБШ від стандартної теорії збурень, оскільки амплітуда A не є константою, а скоріше функцією, яка залежить від різних просторових та часових шкал. Це дає додаткову свободу у виведенні розв'язку. Замість спроби розв'язати нелінійне рівняння, додавши додатковий член до лінійного розв'язку, МБШ модифікує сам лінійний розв'язок [106].

Підставляючи розв'язок (3.31) в рівняння (3.30) і беручи до уваги, що

$$\frac{\partial F_0}{\partial Z_0} = -iq F_0, \quad \frac{\partial}{\partial T_0} \left(\frac{\partial F_0}{\partial Z_0} \right) = i\omega(-iq) F_0 = \omega q F_0 \quad (3.32)$$

ми отримаємо дисперсійне рівняння у наступному вигляді:

$$\omega = i\frac{1}{\tau} + 2\gamma_N \frac{1}{q} \quad (3.33)$$

Тоді, загальний розв'язок для функції F_0 в рівнянні (3.30) буде мати наступну форму:

$$F_0 = A(T_1, T_2, \dots, Z_1, Z_2, \dots) \exp i \left[2 \frac{\gamma_N}{q} T_0 - q Z_0 + i \frac{1}{\tau} T_0 \right] = A \exp(i \Phi_0) \quad (3.34)$$

з комплексною фазою:

$$\Phi_0 = 2 \frac{\gamma_N}{q} T_0 - q Z_0 + i \frac{1}{\tau} T_0 \quad (3.35)$$

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

$$\left(\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_0} - 2 \gamma_N \right) F_1 + \left(\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_1} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_1} \right) F_0 = 0 \quad (3.36)$$

або в операторній формі це рівняння запишеться наступним чином:

$$\hat{L}_r F_1 + \hat{M}_r F_0 = 0 \quad (3.37)$$

де оператор $\hat{M}$ має вигляд:

$$\hat{M}_r = \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_1} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_1} \quad (3.38)$$

А оператор $\hat{L}_r$ має теж саме визначення, що і в (3.30).

Розглянемо перший доданок в (3.37) $\hat{L}_r F_1$ для функції F_1 . Введемо величину $\sigma = \omega T_0 - q Z_0$, щоб спростити наші подальші викладення. F_1 описує лінійне рівняння і містить доданки пропорційні $e^{i\sigma}$, які є резонансними доданками для оператора $\hat{L}$. Це подібно до прикладу гармонічного осцилятора, який приводиться в дію саме на такій резонансній частоті. Відповідно, його амплітуда лінійно зростає з часом. З подібною ситуацією часто стикаються в астрономії, де такі додатки призводять до дуже повільних змін орбіт: Їх називають секулярними членами [106]. Щоб переконатися, що розклад (3.19) має фізичне значення, потрібно запобігти такій лінійній розбіжності. Це можливо, якщо ми накладемо умову на амплітуду A для того, щоб скасувати доданки в

рівнянні (3.37), які резонують з оператором $\hat{L}$.

Щоб виключити появу секулярних членів, ми повинні прийняти

$$F_1 = 0 \quad (3.39)$$

Будь-яке інше рішення мало б таку ж форму, що і F_0 (3.34), і може бути включеним в амплітуду A . Таким чином, рівняння (3.37) прийме вигляд:

$$\hat{M}_r F_0 = 0 \quad (3.38)$$

Підставляючи розв'язок (3.34) для функції F_0 в рівняння (3.40) і виконавши прямі розрахунки всіх необхідних похідних, отримаємо наступне рівняння:

$$\left(\frac{\partial}{\partial T_1} - 2 \frac{Y_N}{q^2} \frac{\partial}{\partial Z_1} \right) F_0 = 0 \quad (3.41)$$

Із цього рівняння випливає, що змінні T_1 і Z_1 не є незалежними, а можуть бути представлені однією змінною. Для цього запишемо рівняння (3.41) у вигляді:

$$\left(\frac{\partial}{\partial T_1} - 2 \frac{Y_N}{q^2} \frac{\partial}{\partial Z_1} \right) F_0 = \frac{\partial}{\partial \zeta} F_0 \quad (3.42)$$

де ζ – нова змінна. З рівняння (3.4.291) випливає наступний вираз для ζ :

$$2\zeta = T_1 - \frac{1}{v_g} Z_1, \quad v_g = 2 \frac{Y_N}{q^2} \quad (3.43)$$

Тут константа v_g має фізичний зміст групової швидкості.

Третій порядок малого параметру, δ^3 . Виконуючи ті самі процедури, як і раніше, ми виведемо наступне рівняння вже для трьох функцій F_0 , F_1 і F_2 в операторній формі:

$$\hat{L}_r F_2 + \hat{M}_r F_1 + \hat{N}_r F_0 + \frac{2}{Y_N} \hat{R}(F_0) = 0 \quad (3.44)$$

з оператором $\hat{N}$:

$$\hat{N}_r = \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_2} + \frac{\partial}{\partial T_2} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial Z_2} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_1} \quad (3.45)$$

Рівняння (3.44) знову лінійно-кероване рівняння з тим самим оператором $\hat{L}$. Складові пропорційні $e^{i\sigma}$ знову можуть призвести до резонансних підсилень та виникнення розбіжностей розв'язку. Тому ці секулярні складові повинні бути виключені

Якби ми застосували стандартний метод збурень, в якому амплітуда A є константою, то для рівняння, отриманого для δ^2 , ми б не отримали жодного резонансного члена. Але для порядку δ^3 , розклад по збуренням зазнає проблем, оскільки він буде включати резонансний нелінійний доданок $|A|^2 A$, якщо тільки не прийняти, що розв'язок дорівнює нулю $A=0$ [106]. Частинний розв'язок рівняння

$$\hat{L}_r F_2 = \frac{\omega_0^2}{2} |A|^2 A e^{i\sigma} \quad (3.46)$$

буде

$$F_2^p = \frac{i \omega_0^2}{4 \omega} |A|^2 A T_2 e^{i\sigma} e^{i(\omega T_2 - q Z_2)} \quad (3.47)$$

який пропорційний змінній часу T_2 , що підтверджує секулярний зріст наближення другого порядку пропорційного $\delta^2 t$. Тому стандартний метод збурень не може привести до фізично значимим розв'язкам, оскільки "невелике" збурення привело б до того, що розв'язок буде розходитися.

Проводячи всі ті міркування, як і в попередньому випадку для функції F_1 , ми повинні прийняти для виключення появи секулярним членів, що

$$F_2 = 0 \quad (3.48)$$

що призводить до рівняння тільки для функції F_0 :

$$\hat{N}_r F_0 + \frac{2}{\gamma_N} \hat{R}(F_0) = 0 \quad (3.49)$$

Підставивши функцію F_0 (3.34) отримаємо наступне рівняння для амплітуди A :

$$-i \left[\frac{\partial A}{\partial T_2} - \frac{2 \gamma_N}{q^2} \frac{\partial A}{\partial Z_2} \right] + \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_1} A + \frac{2}{q \gamma_N} e^{-i\Phi_0} \hat{R} = 0 \quad (3.50)$$

Далі ми введено нову змінну η , яка зв'язує змінні T_2 і Z_2 (подібно, як ми ввели змінну ζ за допомогою визначення (3.43), що зв'язувала змінні T_1 і Z_1),

$$2\eta = T_2 - \frac{1}{v_g} Z_2 \quad (3.51)$$

Розрахуємо відповідні похідні:

$$2 \frac{\partial}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial T_2} \frac{\partial T_2}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial Z_2} \frac{\partial Z_2}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial T_2} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial Z_2} \quad (3.52)$$

$$\frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_1} = \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial T_1} \left(\frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial Z_1} \right) = \frac{\partial}{\partial \zeta} \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial \zeta} \cdot \frac{-1}{2} \frac{1}{v_g} \right) = -\frac{1}{4} \frac{1}{v_g} \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \quad (3.53)$$

Підставимо ці результати в рівняння (3.49):

$$i \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial \eta} + \frac{1}{4q v_g} \frac{\partial \mathbf{A}^2}{\partial \zeta^2} - \frac{2}{q \gamma_N} e^{-i\Phi_0} \hat{R} = 0 \quad (3.54)$$

Знайдемо останній доданок $\hat{R}$ в цьому рівнянні згідно (3.28) і (3.19):

$$Q \left(\partial_t Q + \frac{1}{\tau} Q \right) \left(\partial_t Q + \frac{1}{\tau} Q \right) = \delta^3 \frac{1}{2} [\mathbf{F}_0 + \mathbf{F}_0^*] \cdot \left[\frac{1}{2} (\partial_t \mathbf{F}_0 + \partial_t \mathbf{F}_0^*) + \frac{1}{\tau} \frac{1}{2} (\mathbf{F}_0 + \mathbf{F}_0^*) \right]^2 + \dots \quad (3.55)$$

Для функції $\hat{R}(\mathbf{F}_0)$ отримаємо:

$$\hat{R}(\mathbf{F}_0) = \frac{1}{8} [\mathbf{F}_0 + \mathbf{F}_0^*] \cdot \left[\partial_t \mathbf{F}_0 + \frac{1}{\tau} \mathbf{F}_0 + \partial_t \mathbf{F}_0^* + \frac{1}{\tau} \mathbf{F}_0^* \right]^2 \quad (3.56)$$

Ми визначим явну залежність $\hat{R}$ від $\mathbf{F}_0 = A \exp(i\Phi_0)$ згідно розв'язку (3.34), (3.35). Після розрахунків (які ми опустимо для краткості), $\hat{R}$ має вигляд:

$$\hat{R} = -\frac{\gamma_N^2}{2q^2} [(A)^3 e^{3i\Phi_0} - A A A^* e^{i\Phi_0} e^{i(\Phi_0 - \Phi_0^*)} - A A^* A^* e^{-i\Phi_0^*} e^{i(\Phi_0 - \Phi_0^*)} + (A^*)^3 e^{-3i\Phi_0^*}] \quad (3.57)$$

Знайдемо різницю фаз:

$$\Phi_0 - \Phi_0^* = 2i \frac{1}{\tau} T_0 \quad (3.58)$$

Після підстановки $\hat{R}$ в основне рівняння (3.54), отримаємо пНРШ у

формі:

$$i \frac{\partial A}{\partial \eta} + \frac{q}{8 \gamma_N} \frac{\partial A^2}{\partial \xi^2} - \frac{\gamma_N}{q^3} |A|^2 A e^{-\frac{2}{\tau} T_0} = 0 \quad (3.59)$$

Це рівняння описує еволюцію обвідної амплітуди A фотоіндукованої ґратки. пНРШ включає фактичні параметри нелінійної системи, які є наступними: γ_N – константа підсилення нелокального відгуку середовища, τ – константа релаксації нелінійності в середовищі, q – період ґратки, $i T_0$ – реальний час.

Звичайно, пНРШ – це спрощений варіант рівняння (3.17), що описує нелінійну зв'язок між матеріальною ґраткою Q (показника заломлення) та світловою решіткою J_m . У стаціонарному стані обидва профілю Q і J_m мають подібні форми, що відрізняються лише константами:

$$Q = \tau \gamma_N \cdot J_m \quad \text{і} \quad J_m \propto \frac{1}{\tau \gamma_N} \frac{1}{2} (A + A^*) .$$

Обвідна амплітуди у формі темного солітону формується вздовж поздовжнього напрямку поширення хвиль для обох ґраток. Відповідно, інтенсивність взаємодіючих хвиль на виході із середовища залежить від J_m . Динаміка нелінійної взаємодії двох решіток з формуванням профілю темного солітону зображена на Рис. 3.2.

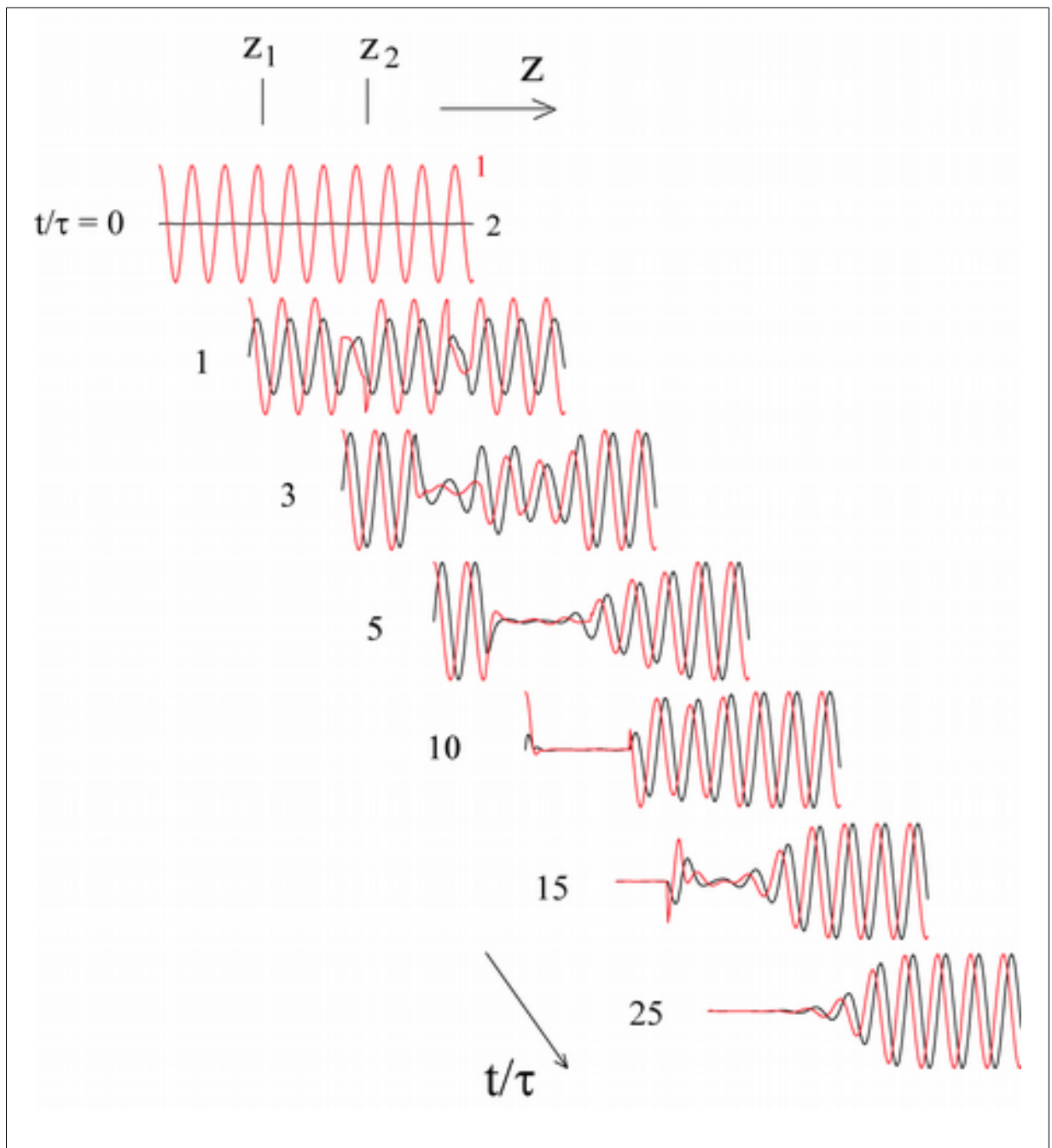


Рис. 3.2. Динаміка нелінійної взаємодії двох зв'язаних ґраток з формуванням профілю огинаючої амплітуди ґратки типу темного солітону. 1 – нормована амплітуди світлової решітки, 2 – нормована амплітуда динамічної ґратки. Цифрами позначено час t/τ . Вхідні інтенсивності $I_{10}=0.2$ і $I_{2d}=0.8$ подаються на площини, що проходять через точки z_1 і z_2 , відповідно; $\gamma_N d=5$.

3.3 Виведення параметричного комплексного рівняння

Гінзбурга-Ландау

Застосуємо МБШ для випадку взаємодії хвиль в пропускній геометрії [144, 227]. На відміну від відбиваючої геометрії, де задача є одновимірною – для одної координати z і часу, в даному випадку задача стає двовимірною для просторових координат x і z – див. Рис. 2.5. Розглянемо динамічну систему для пропускної геометрії взаємодії хвиль (див. (2.10)-(2.11)):

$$\begin{aligned}\partial_z E_1(z, t) &= Q(z, t) E_2(z, t) \\ \partial_z E_2^*(z, t) &= -Q(z, t) E_1^*(z, t) \\ \partial_t Q(z, t) &= \gamma_N J_m(z, t) - \frac{1}{\tau} Q(z, t)\end{aligned}\quad (3.60)$$

З рівняння зв'язаних хвиль витікає, що суммарна інтенсивність хвиль I_0 не змінюється в пропускній геометрії (дивіться також (2.62)), тому нормована інтерференційна інтенсивність запишеться:

$$J_m(z, t) = \frac{I_m(z, t)}{I_0} = \frac{E_1 E_2^* + E_1^* E_2}{E_1 E_1^* + E_2 E_2^*} \quad (3.61)$$

Подібно як і для стаціонарного випадку, з рівнянь (3.60) отримаємо систему для змінних $Q(z, t)$, $J_m(z, t)$ і $J_d(z, t) = (E_2 E_2^* - E_1 E_1^*)/I_0$ – різниці інтенсивності хвиль:

$$\partial_t Q = \gamma_N J_m - Q/\tau ; \quad \partial_z J_m = 2Q J_d ; \quad \partial_z J_d = -2Q J_m \quad (3.62)$$

Із першого рівняння (3.62) перепишемо для $\gamma_N J_m$ і візьмемо частинну похідну по z :

$$\gamma_N J_m = \partial_t Q + \frac{1}{\tau} Q ; \quad \partial_t \partial_z Q = \gamma_N \partial_z J_m - \frac{1}{\tau} \partial_z Q \quad (3.63)$$

Комбінуючи рівняння (3.62) і (3.63), отримаємо нелінійну систему рівнянь для двох функцій Q і J_d (на відміну від відбиваючої геометрії, де вихідна система зводиться до одного нелінійного рівняння (3.17)):

$$\partial_t \partial_z Q + \frac{1}{\tau} \partial_z Q - 2\gamma_N Q J_d = 0 \quad (3.64)$$

$$\partial_z J_d = -\frac{2}{\gamma_N} Q \left(\partial_t Q + \frac{1}{\tau} Q \right) \quad (3.65)$$

До системи (3.64)-(3.65) застосуємо метод багатьох масштабів. Як і для випадку відбиваючої геометрії, введемо комплексну функцію Q (3.18). Необхідно виразити $\partial_z J_d$ через Q і Q^* , і врахувати, що J_d є дійсна функція. Підставимо (3.18) в (3.55) і отримаємо комплексну функцію:

$$\partial_z J_d = -\frac{2}{\gamma_N} \cdot \frac{1}{8} \left(Q \partial_t Q + Q^* \partial_t Q + Q \partial_t Q^* + Q^* \partial_t Q^* + \frac{1}{\tau} Q Q + \frac{2}{\tau} Q Q^* + \frac{1}{\tau} Q^* Q^* \right) \quad (3.66)$$

Для спрощення подальшого розгляду залишимо тільки дійсну частину (3.66). В результаті отримаємо для дійсної функції J_d :

$$\partial_z J_d = -\frac{1}{4\gamma_N} \left(\frac{2}{\tau} Q Q^* + Q^* \partial_t Q + Q \partial_t Q^* \right) \quad (3.67)$$

Таким чином, фінальна нелінійна система, яку ми будемо розглядати для комплексної функції Q і дійсної функції J_d , приймає вигляд:

$$E \equiv \partial_t \partial_z Q + \frac{1}{\tau} \partial_z Q - 2\gamma_N Q J_d = 0 \quad (3.68)$$

$$\partial_z J_d = -\frac{1}{4\gamma_N} \left(\frac{2}{\tau} Q Q^* + Q^* \partial_t Q + Q \partial_t Q^* \right) \quad (3.69)$$

Розкладемо ці функції в ряд по малому параметру δ :

$$Q(z, t) = \delta F_0 + \delta^2 F_1 + \delta^3 F_2 + \dots \quad (3.70)$$

$$F_j = F_j(T_0, T_1, T_2, \dots, Z_0, Z_1, Z_2, \dots), \quad j=0, 1, 2, 3, \dots$$

$$J_d(z, t) = K_0 + \delta K_1 + \delta^2 K_2 + \delta^3 K_3 \dots \quad (3.71)$$

$$K_j = K_j(T_0, T_1, T_2, \dots, Z_0, Z_1, Z_2, \dots), \quad j=0, 1, 2, 3, \dots$$

та використаємо розклад (3.20) для координат. Похідні для координат мають вигляд (3.23)-(3.25). Після підстановки рядів для цих похідних і

розкладів (3.70) і (3.71) в основні рівняння (3.68)-(3.69), отримаємо рівняння, що включають доданки з δ , δ^2 і δ^3 для основного рівняння:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} \equiv & \delta \left[\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} \mathbf{F}_0 + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_0} \mathbf{F}_0 - 2\gamma_N \mathbf{F}_0 K_0 \right] + \\ & + \delta^2 \left[\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} \mathbf{F}_1 + \left(\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_1} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_0} \right) \mathbf{F}_0 \right] + \delta^2 \frac{1}{\tau} \left[\frac{\partial}{\partial Z_0} \mathbf{F}_1 + \frac{\partial}{\partial Z_1} \mathbf{F}_0 \right] - \delta^2 2\gamma_N [\mathbf{F}_1 K_0 + \mathbf{F}_0 K_1] \\ & + \delta^3 \left[\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} \mathbf{F}_2 + \left(\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_1} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_0} \right) \mathbf{F}_1 + \left(\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_2} + \frac{\partial}{\partial T_2} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_1} \right) \mathbf{F}_0 \right] + \\ & + \delta^3 \frac{1}{\tau} \left[\frac{\partial}{\partial Z_0} \mathbf{F}_2 + \frac{\partial}{\partial Z_1} \mathbf{F}_1 + \frac{\partial}{\partial Z_2} \mathbf{F}_0 \right] - \delta^3 2\gamma_N [\mathbf{F}_0 K_2 + \mathbf{F}_1 K_1 + \mathbf{F}_2 K_0] = 0 \end{aligned} \quad (3.72)$$

і для функції $\partial_z J_d$ отримаємо рівняння:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial Z_0} K_0 + \delta \left[\frac{\partial}{\partial Z_0} K_1 + \frac{\partial}{\partial Z_1} K_0 \right] + \delta^2 \left[\frac{\partial}{\partial Z_0} K_2 + \frac{\partial}{\partial Z_1} K_1 + \frac{\partial}{\partial Z_2} K_0 \right] + \\ & + \delta^3 \left[\frac{\partial}{\partial Z_0} K_3 + \frac{\partial}{\partial Z_1} K_2 + \frac{\partial}{\partial Z_2} K_1 + \frac{\partial}{\partial Z_3} K_0 \right] = \\ = & \delta^2 \left(-\frac{2}{\gamma_N} \cdot \frac{1}{8} \right) \left(2 \frac{1}{\tau} \mathbf{F}_0 \mathbf{F}_0^* + \mathbf{F}_0^* \frac{\partial}{\partial T_0} \mathbf{F}_0 + \mathbf{F}_0 \frac{\partial}{\partial T_0} \mathbf{F}_0^* \right) + \\ & \delta^3 \left(-\frac{2}{\gamma_N} \cdot \frac{1}{8} \right) \left(2 \frac{1}{\tau} (\mathbf{F}_0 \mathbf{F}_1^* + \mathbf{F}_0^* \mathbf{F}_1) + \mathbf{F}_0^* \left(\frac{\partial}{\partial T_0} \mathbf{F}_1 + \frac{\partial}{\partial T_1} \mathbf{F}_0 \right) + \mathbf{F}_0 \left(\frac{\partial}{\partial T_0} \mathbf{F}_1^* + \frac{\partial}{\partial T_1} \mathbf{F}_0^* \right) \right) + \\ & + \delta^3 \left(-\frac{2}{\gamma_N} \cdot \frac{1}{8} \right) \left(\mathbf{F}_1^* \frac{\partial}{\partial T_0} \mathbf{F}_0 + \mathbf{F}_1 \frac{\partial}{\partial T_0} \mathbf{F}_0^* \right) \end{aligned} \quad (3.73)$$

З останнього рівняння випливає, що у нас з'являється рівняння вже для нульового порядку δ :

$$\frac{\partial}{\partial Z_0} K_0 = 0 \quad (3.74)$$

з якого отримаємо, що K_0 може бути функцією, яка не залежить від змінної Z_0 , або константою. Для спрощення і наглядності подальших викладок прийнемо

$$K_0 = const \quad (3.75)$$

Перший порядок малого параметру, δ . Для першого порядку отримуємо рівняння для функцій F_0 і K_1 :

$$\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} F_0 + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_0} F_0 - 2 \gamma_N K_0 F_0 = 0 \quad (3.76)$$

$$\frac{\partial}{\partial Z_0} K_1 + \frac{\partial}{\partial Z_1} K_0 = 0 \quad (3.77)$$

Перше рівняння (3.76) відрзняється від (3.29) для відбиваючої геометрії тільки останньою складовою, де входить константа K_0 . Запишемо його в операторній формі:

$$\hat{L}_r F_0 = 0, \quad \hat{L}_r = \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_0} - 2 \gamma_N K_0 \quad (3.78)$$

де $\hat{L}_r$ є оператор у пропускній геометрії.

Розглянемо диференціальне рівняння (3.77). З урахуванням (3.75) будемо мати $\partial K_1 / \partial Z_0 = 0$ і можемо припустити для простоти і наочності

$$K_1 = 0 \quad (3.76)$$

Для функції F_0 будемо шукати розв'язок рівняння (3.76) у формі плоскої хвилі відносно координат T_0 і Z_0 , але з амплітудою, яка залежить від всіх інших координат, а саме:

$$F_0 = A(T_1, T_2, \dots, Z_1, Z_2, \dots) \exp[i(\omega T_0 - q Z_0)] \quad (3.77)$$

Підставивши цей розв'язок в рівняння (3.76) отримаємо дисперсійне рівняння у вигляді

$$\omega = 2 \frac{\gamma_N}{q} K_0 + i \frac{1}{\tau} \quad (3.78)$$

яке знов відрізняється від (3.33) тільки наявністю константи K_0 . Таким чином, розв'язок F_0 запишемо у загальній формі:

$$F_0 = A(T_1, T_2, \dots, Z_1, Z_2, \dots) \exp\left[i\left(2 \frac{\gamma_N}{q} K_0 T_0 - q Z_0 + i \frac{1}{\tau} T_0\right)\right] = A e^{i\Phi_0} \quad (3.79)$$

Другий порядок малого параметру, δ^2 . З рівнянь (3.72) і (3.73) отримаємо наступні рівняння:

$$\left[\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_0} - 2\gamma_N K_0 \right] F_1 + \left[\frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_1} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_1} - 2\gamma_N K_1 \right] F_0 = 0 \quad (3.80)$$

$$\frac{\partial}{\partial Z_0} K_2 + \frac{\partial}{\partial Z_1} K_1 + \frac{\partial}{\partial Z_2} K_0 = -\frac{2}{\gamma_N} \cdot \frac{1}{8} \left\{ 2 \frac{1}{\tau} F_0 F_0^* + F_0^* \frac{\partial}{\partial T_0} F_0 + F_0 \frac{\partial}{\partial T_0} F_0^* \right\} \quad (3.81)$$

Рівняння (3.80) перепишемо в операторній формі:

$$\hat{L}_{tr} F_1 + \hat{M}_{tr} F_0 = 0 \quad (3.82)$$

де оператор $\hat{M}_{tr}$ має вигляд:

$$\hat{M}_{tr} = \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_1} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_1} - 2\gamma_N K_1 \quad (3.83)$$

Знов, щоб виключити появу секулярний членів, як і у випадку відбиваючої геометрії, треба покласти

$$F_1 = 0 \quad (3.84)$$

Оскільки ми отримали $K_1 = 0$ (див. (3.76)), останній доданок в (3.83) дорівнює нулю і оператор $\hat{M}_{tr}$ співпадає з $\hat{M}_r$ у відбиваючій геометрії. Таким чином, розгляд рівняння

$$\hat{M}_{tr} F_0 = 0 \quad (3.85)$$

буде таким же, як і для випадку відбиваючої геометрії. Тобто, ми отримаємо, що змінні Z_1 і T_1 не є незалежними у відповідності із лінійним рівнянням

$$\left(\frac{\partial}{\partial T_1} - 2 \frac{\gamma_N}{q^2} K_0 \frac{\partial}{\partial Z_1} \right) F_0 = 0 \quad (3.86)$$

тому ми можемо ввести нову змінну ξ :

$$2\xi = T_1 - \frac{1}{v_{tr}} Z_1, \quad v_{tr} = 2 \frac{\gamma_N}{q^2} K_0 \quad (3.87)$$

де константа v_{tr} має фізичний зміст групової швидкості і відрізняється від групової швидкості v_g (3.43) множителем K_0 .

Розглянемо рівняння (3.81). Після підстановки в праву частину цього рівняння розв'язку (3.72) для F_0 , отримаємо після диференціювання, що права частина дорівнює 0. Після підстановки $K_1=0$ (див. (3.76)), отримаємо рівняння для функції K_2 аналогічне до рівняння (3.77):

$$\frac{\partial}{\partial Z_0} K_2 + \frac{\partial}{\partial Z_2} K_0 = 0 \quad (3.88)$$

Оскільки $K_0 = \text{const}$ із рівняння ми отримаємо, що K_2 є функція, яка не залежить від координати Z_0 : $K_2 = K_2(Z_1, Z_2, \dots)$.

Третій порядок малого параметру, δ^3 . З загальних рівнянь (3.72) і (3.73) отримаємо наступні рівняння:

для функцій F_j , $j=0,1,2$

$$\hat{L}_{tr} F_2 + \hat{M}_{tr} F_1 + \hat{N}_{tr} F_0 = 0 \quad (3.89)$$

з оператором

$$\hat{N}_{tr} = \frac{\partial}{\partial T_0} \frac{\partial}{\partial Z_2} + \frac{\partial}{\partial T_2} \frac{\partial}{\partial Z_0} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial Z_2} + \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_1} - 2\gamma_N K_2 \quad (3.89)$$

для функцій K_j , $j=0,1,2,3$

$$\frac{\partial}{\partial Z_0} K_3 + \frac{\partial}{\partial Z_1} K_2 + \frac{\partial}{\partial Z_2} K_1 + \frac{\partial}{\partial Z_3} K_0 = -\frac{1}{4\gamma_N} \left(F_0^* \frac{\partial}{\partial T_1} F_0 + F_0 \frac{\partial}{\partial T_1} F_0^* \right) \quad (3.90)$$

оскільки $F_1=0$.

В рівнянні (3.89) $F_1=0$ і для виключення секулярних членів треба покласти

$$F_2=0 \quad (3.91)$$

Таким чином, ми розглядаємо рівняння

$$\hat{N}_{tr} F_0 = 0 \quad (3.92)$$

Підставимо функцію F_0 (3.79) і візьмемо похідні по T_0 і Z_0 .
Отримаємо наступне рівняння:

$$-i \left(\frac{\partial A}{\partial T_2} - \frac{2\gamma_N}{q^2} K_0 \frac{\partial A}{\partial Z_2} \right) + \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial T_1} \frac{\partial}{\partial Z_1} A - \frac{2\gamma_N}{q} K_2 A = 0 \quad (3.93)$$

Введемо нову змінну

$$2\mu = T_2 - \frac{1}{v_r} Z_2 \quad (3.94)$$

і знайдемо похідні аналогічно (3.52) і (3.53) – отримаємо замість (3.93):

$$i \frac{\partial A}{\partial \mu} + \frac{q}{8\gamma_N K_0} \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} - \frac{2\gamma_N}{q} K_2 A = 0 \quad (3.95)$$

Знайдемо функцію K_2 із рівняння (3.91). У цьому рівнянні врахуємо що $K_1=0$, $K_0=const$ і обмежимося тільки складовими до K_2 (тобто, покладемо $K_3=0$). Далі підставимо функцію F_0 і рівняння (3.86) для похідної $\partial/\partial T_1$, отримаємо наступне рівняння

$$\frac{\partial}{\partial Z_1} K_2 = -\frac{1}{2q^2} K_0 e^{i(\Phi_0 - \Phi_0^*)} \frac{\partial (A A^*)}{\partial Z_1} \quad (3.96)$$

Підставимо $\Phi_0 - \Phi_0^* = 2i \frac{1}{\tau} T_0$ із (3.58). Розв'язок (3.96) можна записати у вигляді:

$$K_2 = -\frac{1}{2q^2} K_0 e^{-2T_0/\tau} |A|^2 + K_0 \quad (3.97)$$

Підставимо функцію K_2 в (3.95). Отримаємо кінцеве рівняння пКРГЛ:

$$i \frac{\partial A}{\partial \mu} + \frac{q}{8\gamma_N K_0} \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} + \frac{\gamma_N}{q^3} K_0 e^{-2T_0/\tau} A |A|^2 = \frac{2\gamma_N}{q} K_0 A \quad (3.98)$$

Відмітимо, що урахування складової $K_1 \neq 0$ приведе к більш складного виразу кінцевого рівняння. Вочевидь, воно буде включати додаткові розв'язки і цікаве для подальших досліджень. В той же час, всі рівняння

для K_j вказують, що K_0 може бути функцією тільки для змінних починаючи з Z_3 , які ми не враховуємо в наших виведеннях. Тому наше припущення, що $K_0 = \text{const}$ є виправданим.

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 [8, 64]:

$$\partial_t \psi - (1+ib) \Delta \psi + (1+ic) |\psi|^2 \psi = \psi \quad (3.99)$$

Видно, що отримане рівняння (3.98) має форму кубічного КРГЛ але включає явні параметрами нелінійної системи взаємодії, а також затухаючий множник $e^{-2T_0/\tau}$.

На Рис. 3.3 і 3.4 показані розраховані обвідні для інтерференційної інтенсивності світлової решітки (криві 1) і амплітуди динамічної ґратки (криві 2) при двопучковій взаємодії хвиль в середовищі з великою константою зв'язку для нелокальної ґратки. Видно, що з часом формується профіль типу світлого солітона для обох ґраток. Рис. 3.3 розрахований для рівних вхідних інтенсивностей хвиль на грані $z_1=0$: $I_{10}=I_{20}=0.5$. Максимум амплітуди солітона формується на цій же площині, де інтерференційна інтенсивність максимальна. На Рис. 3.4 вхідні інтенсивності різні: $I_{10}=0.1$ (сигнальний пучок) і $I_{20}=0.9$ (пучок накачки). За рахунок перекачки енергії від пучка накачки до сигнального пучка, взаємні інтенсивності хвиль вирівнюються для областей $z > z_1$, там же формується і максимум солітона. Також слід відмітити, що змінюється динаміка і “швидкість” утворення стабільного стану: Для $I_{10} < I_{20}$ час формування стаціонарного солітону зменшується.

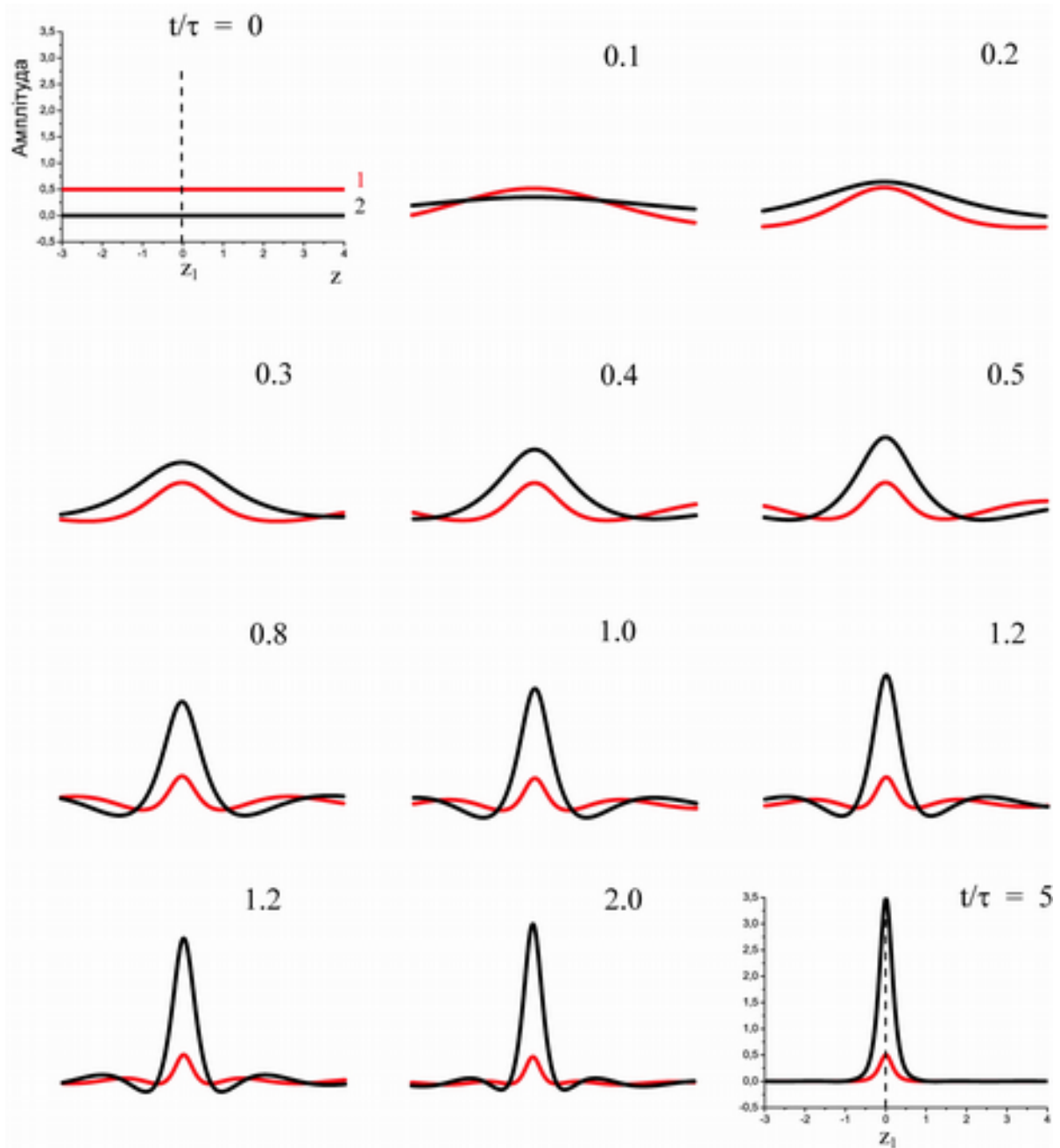
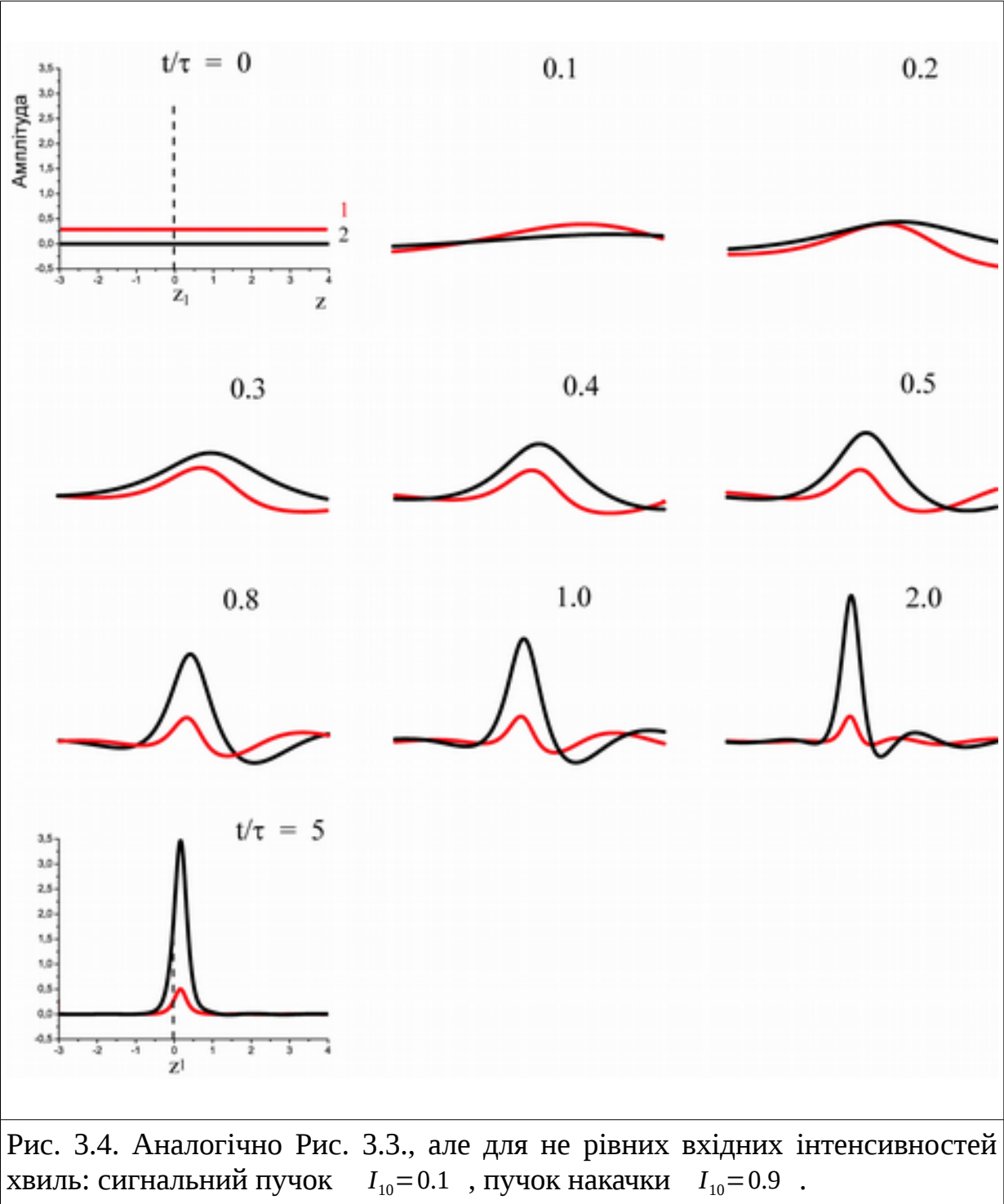


Рис. 3.3. Динаміка зміни обвідної амплітуди динамічної ґратки (позначено 2) і обвідної інтерференційної інтенсивності (позначено 1) з формуванням профілю світлого солітону при нелінійній взаємодії двох зв'язаних ґраток у пропускну́й геометрії. Цифрами позначено час t/τ . Вхідні інтенсивності $I_{10}=I_{20}=0.5$ подаються на площину, що проходить через точку $z_1=0$; $\gamma_N d=7$; z – поздовжня координата, нормована на товщину d .



3.6. Пружне зіткнення і злиття дисипативних солітонів взаємодії хвиль

Схема чотирипучкової взаємодії в динамічних середовищах відома для чисто оптичного керування параметрами лазерних імпульсів. Ми отримали, що нелінійна система, яка включає як рівняння зв'язаних хвиль, так і еволюційне рівняння для амплітуди динамічної решітки, має солітонні розв'язки для інтерференційної інтенсивності хвиль всередині середовища. Нелокальність нелінійного відгуку та його релаксація є двома основними вимогами для формування солітонних розв'язків, що встановлюються в процесі взаємодії хвиль. Відомо, що однією із основних ознак класичних солітонів являється не тільки їх просторово-часова локалізація, а і їх поведінка як пружних частинок при взаємодії [53, 54, 57]. Для дисипативних солітонів характерні більш різноманітні поведінки, які також включають не пружні взаємодії [8, 59, 62]. Взаємодії належать до багато-солітонних розв'язків. У цьому розділі знайдені числовими розрахунками розв'язки для чотирипучкової взаємодії лазерних імпульсів, які показують пружні властивості ДСВХ, що утворюються, так і не пружні властивості – злиття ДСВХ. Визначені умови, при яких відбувається конвергенція вхідних імпульсів в один імпульс (тобто злиття солітонів), що призводить до різких змін форми та інтенсивності вихідного лазерного імпульсу. Отримані та обговорені точні умови, коли вихідний імпульс може керуватися іншим імпульсом на вході.

У Розділі 2 ми описали однозначну залежність між інтенсивностями вихідних хвиль та розподілом $Q(z)$ амплітуди ґратки для випадку неперервних вхідних хвиль. У цьому підрозділі ми розглянемо випадок взаємодії вхідних імпульсів. Урахування властивостей солітонів, що утворюється в процесі взаємодії хвиль, розкриває нові можливості для чисто оптичної маніпуляції лазерними імпульсами в нелінійних нелокальних середовищах.

Розглянемо взаємодію імпульсів при ЧПВ [146]. Імпульси мають

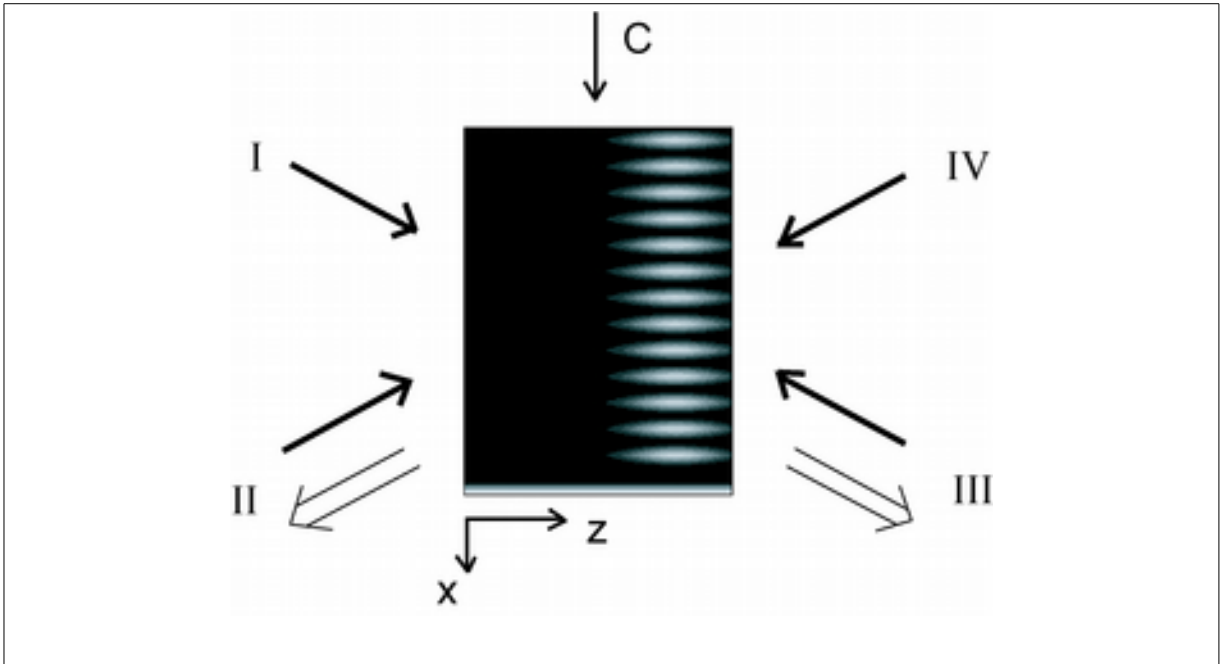


Рис. 3.5. Вироджена чотирипучкова взаємодія з чотирма вхідними пучками. Інтерференційна інтенсивність (також амплітуда динамічної ґратки) мають неоднорідний розподіл по напрямку вздовж осі z у разі нелокального відгуку середовища. C - напрямок зсуву динамічної ґратки відносно інтерференційної картини.

гаусівську форму:

$$I_{pj} = I_C + I_{jmax} e^{\frac{-(t-\Delta_j)^2}{T_j^2}} \quad (3.100)$$

де $j=1,2,3,4$ – вхідні імпульси на відповідних входах (I, II, III, IV, див. Рис. 3.5), I_{jmax} – нормована інтенсивність j -го імпульсу, T_j – напівширини імпульсів, Δ_j – часовий зсув максимумів імпульсів від початкового часу, $\Delta_i = \Delta_i - \Delta_j$ – затримка часу між максимумами двох імпульсів i -го і j -го, I_C – неперервне освітлення. У подальших розрахунках будемо вважати, що 4-та хвиля – це неперервне освітлення постійної інтенсивності, $I_{p4} = I_C = 0.5$, $I_{1max} = I_{2max} = I_{3max} = 1$, і початковим моментом часу є $t/\tau = 15$.

Кожен імпульс окремо при взаємодії з неперервною накачкою (I_{p4} , I_{p2}) створює різний розподіл профілю інтенсивності по напрямку z ,

що характеризується положенням максимуму солітону та його напівшириною. Але якщо два чи три імпульси подаються на різні входи, вони можуть утворювати або один солітон (злиття імпульсів), або зв'язані солітони, залежно від інтенсивностей імпульсів (I_{jmax}), їх напівширин (T_j) та затримки між ними (Δ_t). При цьому інтенсивності вихідних сигналів будуть визначатися динамікою створеного солітону.

Розглянемо деякі властивості для випадку взаємодії двох імпульсів

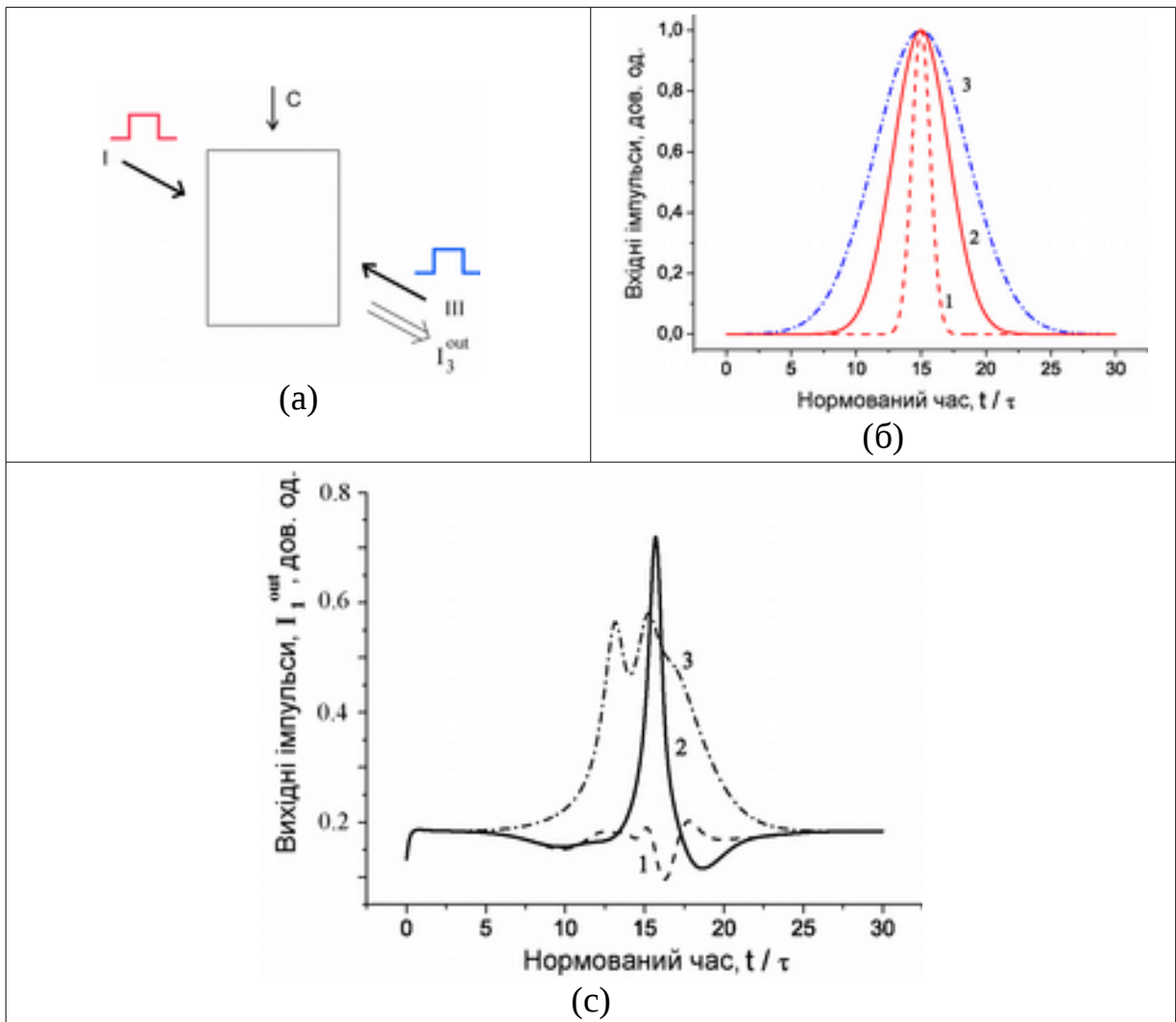
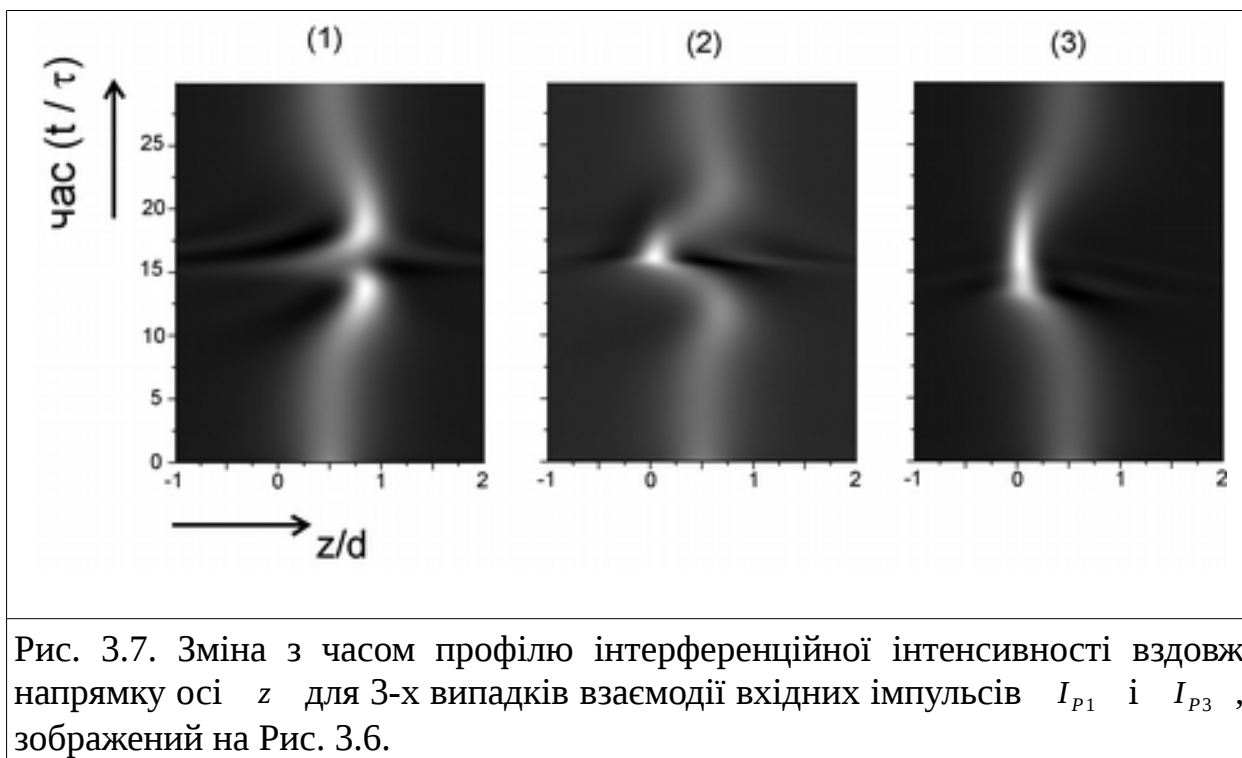


Рис. 3.6. Взаємодія імпульсів I_{p1} і I_{p3} для випадку постійної часової затримки імпульсів ($\Delta_1 = \Delta_3 = 15 t/\tau$) і для різної напівширини імпульсу I_{p1} : (1) $T_1 = 1 t/\tau$; (2) $T_1 = 3 t/\tau$; (3) $T_1 = 5 t/\tau$. Інші параметри системи наступні: напівширина імпульсу $I_{p3} \in T_3 = 5 t/\tau$, константа зв'язку $\gamma_N d = 7$, $I_{p2} = I_{p4} = I_C$. (а) Схема взаємодії; (б) вхідні імпульси; (в) форма імпульсів на виході ІІІ для 3-х випадків.



однакової інтенсивності. Перший випадок включає взаємодію двох імпульсів, що подаються на входи I і III та без затримки між ними. Ми розглянемо трансформацію солітону в залежності від напівширини керуючого імпульсу I_{p1} . Зафіксуємо напівширину імпульсу I_{p3} , і будемо змінюємо напівширину імпульсу I_{p1} (див. Рис. 3.6, 3.7). Для вузького керуючого імпульсу ($T_1 < T_3$, випадок (1)) вихідний сигнал на вході III майже відсутній, тобто реалізується ситуація логічного “НІ”. Під час цього процесу максимум солітонного профілю розташований біля границі входу III ($z/d=1$, d – товщина середовища). Для $T_1 \approx T_3/2$ (випадок (2)) можна побачити генерацію сильного звуженого імпульсу на вході III; при цьому максимум вузького по часу солітону розташований біля границі входу I ($z/d=0$). Нарешті, якщо $T_1 \geq T_3$ на виході III генерується широкий імпульс; єдиний об’єднання солітон (солітон злиття), формується поблизу границі входу I.

Другий випадок – коли на вході II і III подаються імпульси I_{p2} і

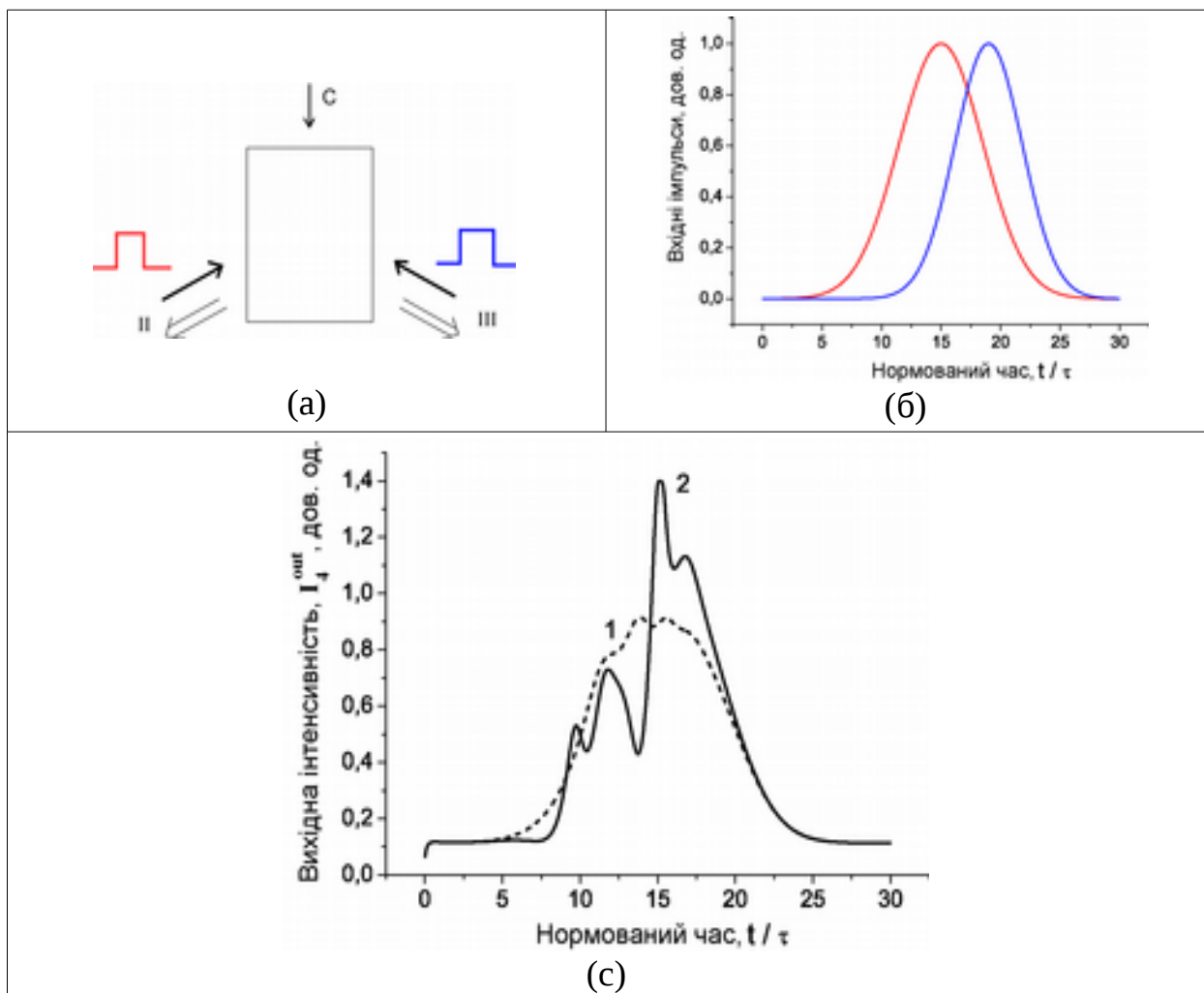


Рис. 3.8. Взаємодія імпульсів I_{P2} і I_{P3} для випадку різної часової затримки між імпульсами: (1) немає затримки $\Delta_t = 0 \text{ } t/\tau$; (2) $\Delta_t = 4 \text{ } t/\tau$. Інші параметри системи наступні: $T_2 = 7 \text{ } t/\tau$, $T_3 = 5 \text{ } t/\tau$, константа зв'язку $\gamma_N d = 10$, $I_{P1} = I_{P4} = I_C$. (а) Схема взаємодії; (б) вхідні імпульси для випадку 2; (в) форма імпульсів на виході II для 2-х випадків.

I_{P3} . Тоді схема ЧПВ працює як подвійне обертаюче хвильовий фронт дзеркало (див. Розділ 5.1): імпульс на вході III “переходить” на вихід II, і навпаки, вхідний імпульс на вході II “переходить” на вихід III. Але ми покажемо, що в залежності від часової затримки між імпульсами можна керувати формою вихідних імпульсів (див. Рис. 3.8, 3.9). Як показано на Рис. 3.9, профіль солітону також суттєво змінюється. Генеруються послідовно два солітона, які мають різні положення максимумів вздовж осі z .

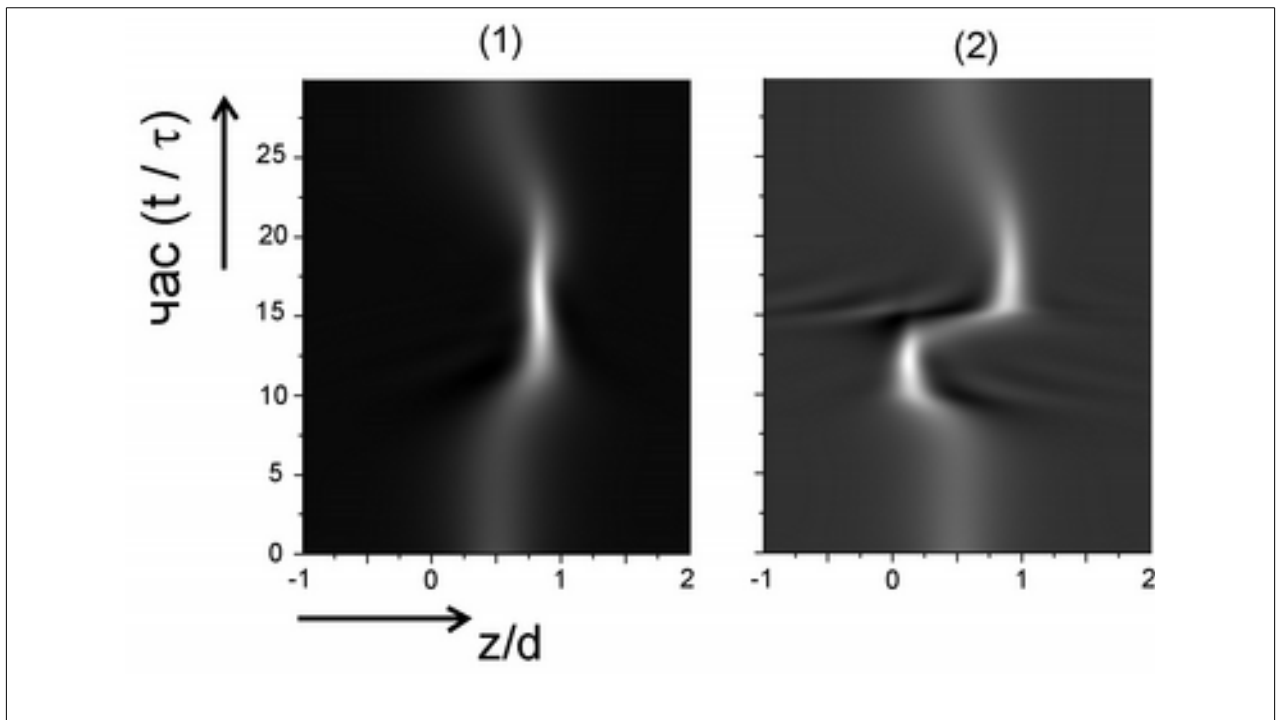


Рис. 3.9. Зміна з часом профілю інтерференційної інтенсивності вздовж напрямку z для 2-х випадків взаємодії вхідних імпульсів I_{p2} і I_{p3} , зображений на Рис. 3.8.

Висновки розділу 3

1. Ми вперше показали, що нелінійна система із трьох рівнянь, яка описує самодифракцію хвиль в нелінійно-оптичних середовищах з нелокальним динамічним відгуком, зводиться до єдиного нелінійного еволюційного рівняння – параметричного нелінійного рівняння Шредингера для відбиваючої геометрії або параметричного комплексного рівняння Гінзбурга-Ландау для відбиваючої геометрії. Для цього ми застосували метод багатьох масштабів – спеціальний метод збурень. Отримані рівняння пНРШ і пКРГЛ включають реальні параметри нелінійної системи: коефіцієнт підсилення нелокальної ґратки, період ґратки, константу часової релаксації нелінійності і реальний час, що входять в експоненціальний множник, який описує затухання з часом.

2. Функцією в отриманих нелінійних рівняннях пНРШ і пКРГЛ є обвідна для профілю амплітуди динамічної ґратки. Ці рівняння описують динаміку зміни профілю амплітуди ґратки. Відомо, що рівняння НРШ і КРГЛ мають своїми частинними розв'язками солітони. Отже, пНРШ і пКРГЛ описують формування солітонів для обвідної амплітуди динамічної ґратки.

3. Отримані пНРШ і пКРГЛ фактично описують нелінійну взаємодію двох зв'язаних ґраток – світлової решітки інтерференційної інтенсивності і фотоіндукованої ґратки показника заломлення. При цьому змінюються обвідні амплітуди цих ґраток, вони приймають форму солітонів. Різні типи солітонів будуть залежати від параметрів нелінійної системи, що входять в рівняння пНРШ і пКРГЛ.

4. Отримані пНРШ і пКРГЛ відповідають загальноприйнятим математичним моделям, що використовуються для досліджень дисипативних солітонів. Отже представляє безсумнівний інтерес використовувати і досліджувати вже відомі розв'язки НРШ і КРГЛ для систем взаємодії хвиль в динамічних нелінійно-оптичних системах. При цьому очікується, що формування різних типів ДСВХ буде призводити до нових ефектів маніпуляції параметрами вихідних пучків.

5. Оскільки ми отримали пНРШ і пКРГЛ для найпростішого випадку самодифракції хвиль на чисто нелокальній ґратці ($\gamma_N \neq 0$, $\gamma_L = 0$), представляє інтерес розширення розробленого підходу на різні конфігурації систем динамічної голографії, зокрема, урахування комплексного відгуку середовища γ ($\gamma_N \neq 0$, $\gamma_L \neq 0$); взаємодію та самодифракцію некогерентних хвиль з різними частотами; урахування векторної взаємодії хвиль. Вочевидь, що в цьому випадку отримані рівняння будуть мати більш складний вигляд. Водночас, за допомогою цих рівнянь можливо отримати теоретичні передбачення нових ефектів, що виникають при взаємодії хвиль в нелінійних середовищах.

6. Наш підхід використання методу багатьох масштабів показує, що його можна застосувати і для інших нелінійних систем в інших галузях наук. Тоді можна очікувати зведення таких систем до відомих нелінійних моделей, які широко досліджуються теоретично і експериментально при вивченні дисипативних солітонів.

7. Наші числові моделювання профілей ДСВХ, що виникають при взаємодії лазерних імпульсів, підтверджують основні властивості дисипативних солітонів, а саме, можливість формування багато-солітонних розв'язків. Зокрема, ми отримали ефекти пружної взаємодії ДСВХ і злиття ДСВХ.

РОЗДІЛ 4. СТІЙКІ ПРОСТОРОВО-ЧАСОВІ ЛОКАЛІЗОВАНІ СТРУКТУРИ НЕЛІНІЙНОЇ ВЗАЄМОДІЇ ХВИЛЬ

Вступ

Однією з особливостей дисипативних солітонів є утворення стійких просторово-часових локалізованих структур. В нелінійній оптиці відкрито і досліджується багато таких явищ. Уже класичною моделлю стали лазери з синхронізацією мод, в яких генерація імпульсів описується комплексним рівнянням Гінзбурга-Ландау (КРГЛ). В цьому рівнянні постійно знаходяться нові розв'язки дисипативних солітонів що представляють собою, як правило, різні типи імпульсів, або періодичні серії із декількох імпульсів. І ці теоретично передбачені солітони отримують своє повне експериментальне підтвердження в лазерних системах, причому перехід від одного типу солітонів до іншого дуже легко керується, наприклад, підстроюванням фаз за допомогою фазового елемента, що поміщується всередину резонатора лазера [110, 62]. Подібні результати існування різних типів імпульсів та їх серій, які отримуються як теоретично, так і експериментально, знаходяться для дисипативних солітонів в оптичних волокнах. Ці солітони описуються узагальненим нелінійним рівнянням Шредингера, або КРГЛ. Одним із методів регулювання утворення різних типів солітонів є виготовлення світловолокон з керованою дисперсією [79-80, 228]. Також яскравим прикладом є формування стійких просторово-локалізованих структур в лазерних системах з широкою апертурою. Знов таки, перехід від одного типа структури до іншої легко керується, наприклад, змінюючи величину поглинання оптичної інтенсивності, або поляризацію пучків [10, 229-231]. В цих оптичних пристроях дисипативні солітони описуються більш складними нелінійними системи, але які в найпростішому випадку можуть бути зведені до КРГЛ. Зазвичай, розв'язки КРГЛ знаходяться методом числового моделювання. Тому передбачити

повну сукупність всіх розв'язків на данному етапі розвитку науки не можливо.

У даному розділі ми показуємо, що наша нелінійна система, яка описує дисипативні солітони взаємодії хвиль, не є винятком в цій серії розв'язків. Представлені теоретичні і експериментальні результати демонструють існування стійких повторювальних імпульсів, або зв'язки імпульсів. У Розділі 4.1 розглядається ефект виникнення автоосциляцій в системі при збудженні неперервним лазерним випромінюванням. Ми показуємо, що в нашій нелінійній системі відбувається самоорганізація під дією фазових шумів. Причому отримані автоосциляції як при чотирипучковій взаємодії, так і двопучковій взаємодії. Це вказує на те, що такі осцилюючі розв'язки належать до загальної властивості дисипативних солітонів. У Розділах 4.2 і 4.3 ми досліджуємо особливості, які можуть виникати при взаємодії лазерних імпульсів в динамічних нелокальних середовищах з релаксацією. Серед них вперше отримані такі ефекти як підсилення та звуження лазерних імпульсів і генерація екстремальних подій (ЕП) – в нашому випадку це висвічування окремих імпульсів з інтенсивністю, що значно (в 2-3 рази) перевищує інтенсивність всіх інших вихідних імпульсів. Передбачення цих двох ефектів стало можливим при включенні в розгляд динамічних параметрів середовища, а саме часу релаксації нелінійності середовища, яке повинно бути зіставне з тривалістю лазерних імпульсів, що взаємодіють. Відмітимо також, що екстремальні події, і в цій же серії екстремальні хвилі та “хвилі-убивці”, є найсучасніші дослідження в нелінійній фізиці [9, 125, 127]. Вони дозволяють розглядати ці явища, що виникають в різних областях фізики, з точки зору єдиної математичної нелінійної моделі. Серед них, наприклад, відоме існування гігантських “хвиль-убивць” в океані. А також узагальнити ці результати на інші галузі, наприклад, біологічні системи, кліматичні зміни, нейронні мережі, тощо.

4.1. Генерація автоосциляцій при неперервному збудженні під дією шумів

Чотирипучкова взаємодія відома як схема, при якій мають місце нестабільність та багатозначні теоретичні розв'язки [138-139, 232-233]. При ЧПВ поряд із режимом запису стабільних динамічних ґраток теоретично було передбачено існування режиму, при якому вихідні інтенсивності хвиль осцилюють. Виникнення автоосциляцій для вихідних інтенсивностей хвиль при збудженні неперервним лазерним випромінюванням досліджувалась теоретично і експериментально в схемах ЧПВ резонаторів з фоторефрактивними кристалами [157, 165, 234-236]. Автоосциляції спостерігались експериментально при двопучковій взаємодії в фоторефрактивних кристалах, в яких є яскраво виражені фотовольтаїчні токи які призводять до утворення рухомих динамічних ґраток [237-238].

Відомо, що до класу солітонів, окрім розв'язків для одиночних солітонів, відносяться мультисолітонні розв'язки, які описують взаємодію декількох солітонів, брізери або стан зв'язаних солітонів [54, 57, 62, 239]. Ці періодичні просторово- або часово-локалізовані структури є стійкими у часі і мають постійний період повторення. Дослідження нестабільної поведінки ЧПВ за допомогою числового рішення рівняння синус-Гордона показало, що існує режим автоосциляцій для інтенсивностей вихідних хвиль в нелінійних середовищах з сильним нелокальним відгуком, виникнення якого залежить від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль [13, 138, 145, 166].

Два режима розв'язків для ЧПВ в середовищах з великим значенням константи зв'язку нелокальної динамічної ґратки $\gamma_N d$ показані на Рис. 4.1. Динаміка утворення стійкого солітону зображена на Рис. 4.1 (а). В даному випадку він утворювався при взаємодії чотирьох вхідних хвиль із симетричним падінням. Профіль амплітудної ґратки зберігає форму

солітону в будь-який час формування. Але при тривалому часі та при узгодженні взаємних фаз ($\varphi_1 - \varphi_2 = 0$ або π), профіль ґратки стає стабільним і не змінюється ні в часі, ні в просторі, якщо вхідні умови для інтенсивностей хвиль підтримуються постійними.

Окрім стаціонарних солітонних розв'язків, ми отримали числовими розрахунками багатосолітонні розв'язки [13, 145, 166]. На Рис. 4.1 (б)

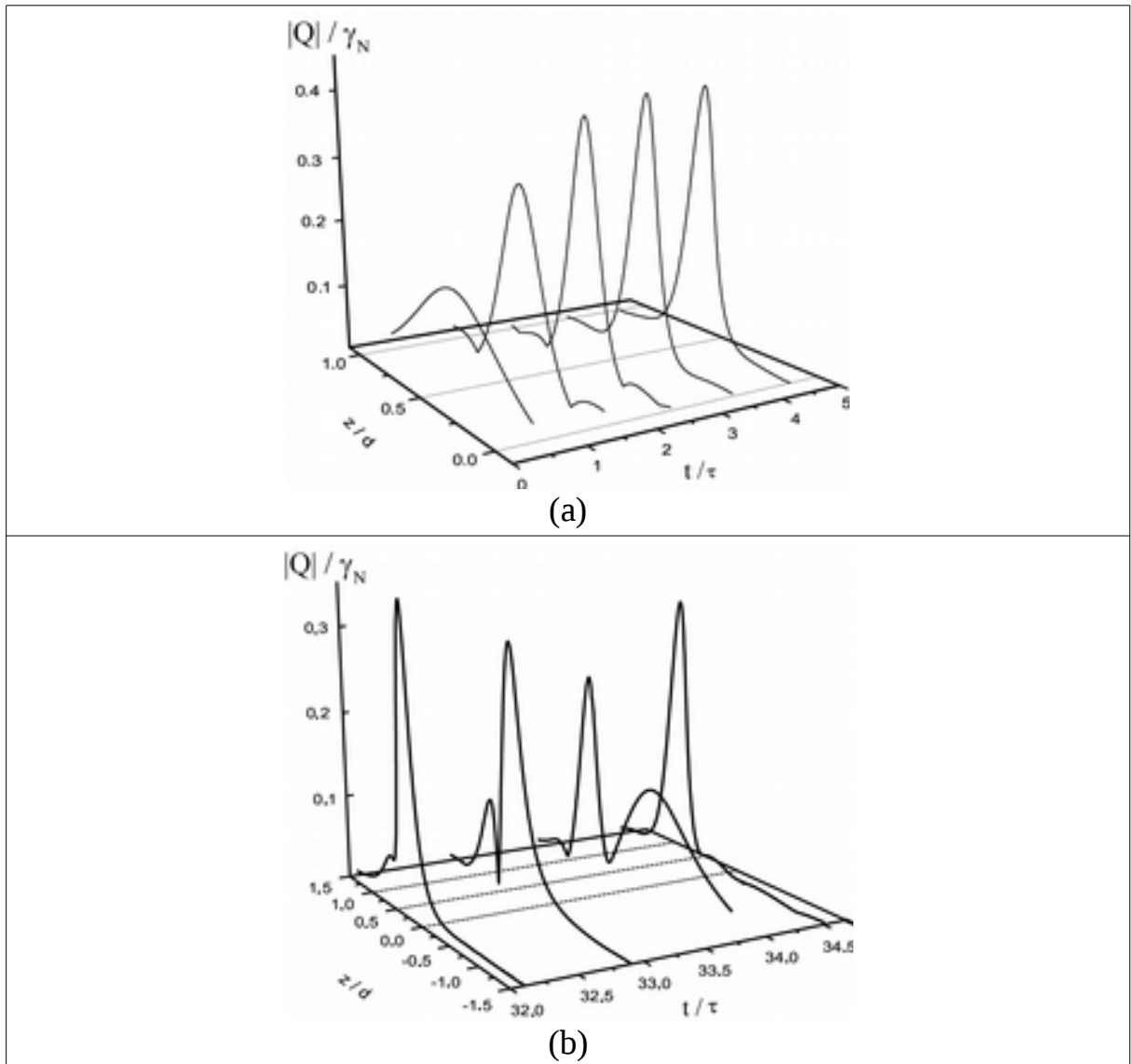


Рис. 4.1. Динаміка формування локалізованої ґратки при взаємодії чотирьох пучків в середовищі з нелокальною нелінійністю (пропускна геометрія), $I_0=1$. (а) Формування стаціонарної локалізованої ґратки для співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль $I_{10}/I_{20}=I_{4d}/I_{3d}=0.05$, $\gamma_N d=20$ (б) Автоосциляції амплітуди ґратки при співвідношенні інтенсивностей вхідних хвиль $I_{10}/I_{20}=3$, $I_{3d}=0.87$, $I_{4d}=0$, $\gamma_N d=15$.

показані автоосциляції амплітуди динамічної ґратки, які в даному випадку отримані для ЧПВ з трьома вхідними пучками ($I_{4d}=0$). Ми отримали такі автоосциляції шляхом числового рішення нелінійної системи рівнянь при введення будь-яких флуктуацій фаз для вхідних хвиль, що приймають участь у взаємодії. Вхідні фази хвиль на границях середовища запишуться наступним чином:

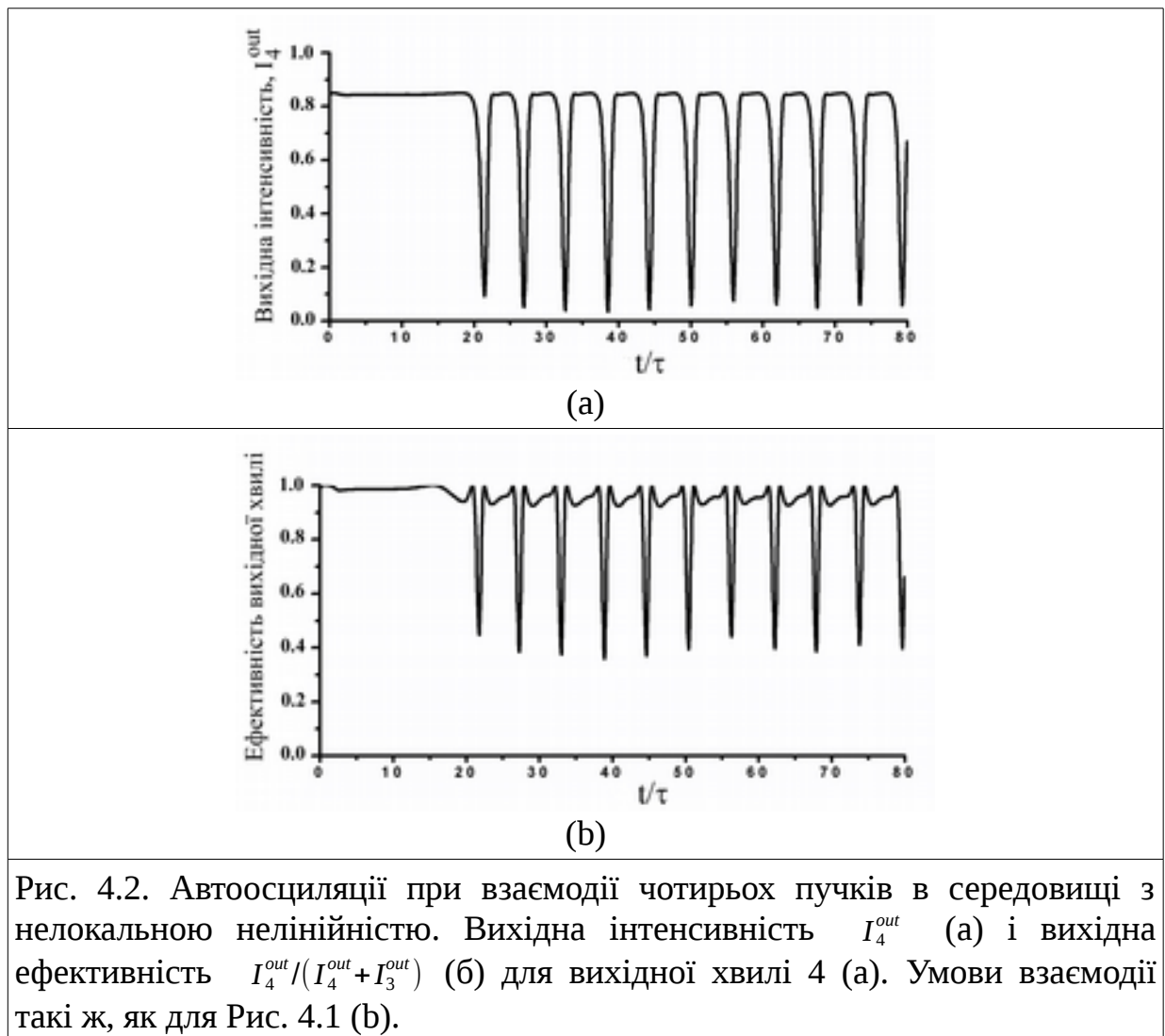
$$\varphi_{12}(0)=\varphi_{10}-\varphi_{20}+\kappa f(t) \quad , \quad \varphi_{43}(d)=\varphi_{4d}-\varphi_{3d}+\kappa f(t) \quad (4.1)$$

де доданок $\kappa f(t)$ описує білий шум з максимальною амплітудою κ – довільною константою із області $|\kappa| \in [\pi/3 \div \pi/100]$. Ми вважаємо, що такі автоосциляції зумовлені багатосолітонною поведінкою амплітуди динамічної ґратки, і на Рис. 4.1 (б) зображено еволюцію двох зв'язаних солітонів протягом часу. Автоосциляції існують для певних параметрів: співвідношень інтенсивностей вхідних хвиль і константи зв'язку $\gamma_N d$ нелокальної ґратки. Такі осциляції являються стійкими до флуктуацій як інтенсивності, так і фази, взаємодіючих лазерних хвиль. При утворенні станів зв'язаних солітонів виникає локальна компонента динамічної ґратки, що призводить до обміну фазами між зв'язаними хвилями під час їх розповсюдження. Як результат, контраст світлової решітки змінюється з часом, а ґратка показника заломлення багаторазово витирається та повторно записується. Отже, автоосциляції можна спостерігати лише в оптично реверсивних середовищах.

Періодичні осциляції амплітуди динамічної ґратки призводять до автоосциляцій інтенсивностей усіх вихідних хвиль. На Рис. 4.2 приведені розрахунки періодичних змін вихідної інтенсивності хвилі 4, а також ефективність дифракції для цієї хвилі. Видно, що величина вихідної інтенсивності періодично змінюється з постійним періодом. Подібні графіки можна отримати для всіх вихідних хвиль.

Таким чином, математичний підхід для описання взаємодії лазерних пучків в нелінійному динамічному середовищі передбачає існування не тільки стійких поодиноких солітонів, але і мультисолітонні розв'язи. Ми отримали мультисолітонні розв'язки для амплітуди ґратки, що призводить до автоосциляцій інтенсивностей вихідних хвиль при ЧПВ. Автоосциляції можуть знайти застосування, наприклад в пристроях інтерферометрії, в оптичній обробці інформації.

Можливість існування автоосциляцій базується на тому, що з'являється локальна складова ґратки і це призводить до взаємних змін фаз взаємодіючих хвиль. Як результат, “штрихи” ґратки стають нахиленими в об'ємі середовища, а нерухому ґратку неможливо записати. Ми розглянули



ЧПВ з урахуванням локального відгуку і поглинання [159]. Амплітуду динамічної ґратки (див. (2.4), (2.6)) для випадку комплексного відгуку середовища запишемо наступним чином:

$$Q = -i \gamma \cdot J_m = -i(\gamma_L + i\gamma_N) \cdot J_m e^{i\psi} = \gamma J_m \exp[i(\beta + \psi - \pi/2)] \quad (4.2)$$

де ми ввели позначення для дійсної і уявної частин γ і J_m :

$$\gamma = \gamma_L + i\gamma_N = \gamma \exp(i\beta) = \sqrt{\gamma_L^2 + \gamma_N^2} \exp(i \cdot \arctg(\gamma_N/\gamma_L)) \quad (4.3)$$

$$J_m = J_m \exp(i\psi) = E_1 E_2 \exp[i(\varphi_1 - \varphi_2)] + E_3 E_4 \exp[i(\varphi_4 - \varphi_3)] \quad (4.4)$$

Таким чином, комплексна ґратка має амплітуду Q і фазу $\Phi = \beta + \psi - \pi/2$, що відлічується відносно інтерференційної картини. Тут фаза ψ з'являється як результат перекачки фази між взаємодіючими хвилями. Дійсна частина Q :

$$Q = \gamma J_m \sin(\beta + \psi) \quad (4.5)$$

показує розподіл амплітуди ґратки в середовищі вздовж напрямку z . У випадку чисто нелокального відгуку ($\gamma_L = 0$) $\Phi = \pi/2$ і Q має величину $Q = \gamma_N J_m$.

У нашому розгляді $\gamma = \text{const}$, але $J_m = J_m(z) = J_m(z) \exp(i\psi(z))$. Знайдемо розподіл амплітуди ґратки $Q(z)$. Як і раніше, в нашому розгляді будемо для простоти нехтувати розсіюванням і поглинанням світлових хвиль в середовищі, таким чином $I_0 = \text{const}$. Розглянемо вихідну систему зв'язаних хвиль для чотирьох взаємодіючих хвиль, (2.5) і (2.85), для наших комплексних величин. Ця системи виконується для довільного моменту часу. Так що ми можемо розглядати час як параметр. Таким же чином, як ми це робили у розділі 2.2, ми можемо замінити часткові похідні на прямі похідні і знайти розв'язки для даного моменту часу, який ми позначимо t' . Перепишемо систему зв'язаних рівнянь для нових змінних: комплексної функції $J_m(z)$ і дійсної функції $I_d(z) = I_2 - I_1 + I_4 - I_3$.

Ми отримаємо систему рівнянь для дійсних функцій J_m , ψ і I_d , яка описує зміну інтерференційної інтенсивності вздовж товщини середовища що виникає при взаємодії хвиль:

$$\frac{dJ_m}{dz} = \gamma_N J_m J_d ; \quad \frac{dJ_d}{dz} = -4\gamma_N J_m^2 \quad (4.6)$$

$$\frac{d\psi}{dz} = -\gamma_L I_d \quad (4.7)$$

З рівнянь (4.6)-(4.7) ми отримали визначний результат, а саме, нелокальна константа підсилення γ_N визначає модуль інтерференційної інтенсивності J_m , а величина локальної константи підсилення γ_L визначає фазу світла ψ в даній локальній точці z (відмітимо, у стаціонарному стані розподіл $\psi(z) = \text{const}$). Для розв'язання рівнянь (4.6)-(4.7) знайдемо перші інтеграли системи:

$$C = \frac{1}{2} \sqrt{I_d^2 + 4J_m^2} = \text{const} ; \quad D = \ln(J_m) + \psi \cdot \frac{\gamma_L}{\gamma_N} = \text{const} \quad (4.8)$$

і ми отримаємо наступні розв'язки:

$$J_m = \frac{C}{\text{ch}(2\gamma_N C z - p)} ; \quad J_d = -2C \cdot \text{th}(2\gamma_N C z - p) \quad (4.9)$$

$$\psi - \psi_0 = \frac{\gamma_L}{\gamma_N} \cdot \ln \frac{\text{ch}(2\gamma_N C z - p)}{\text{ch}(p)} \quad (4.10)$$

де константи C , p і ψ_0 залежать від часу t' і можуть бути визначені від початкових умов на границях середовища.

Система зв'язаних хвиль з урахуванням комплексного відгуку середовища γ і поглинання α має наступний вигляд:

$$\begin{aligned} \partial E_{[1,3]} / \partial z &= E_{[2,4]} \cdot J_m \cdot (\gamma_L \sin(\psi - \varphi_{[12,43]}) + \gamma_N \cos(\psi - \varphi_{[12,43]})) - \alpha E_{[1,3]} / 2 \\ \partial E_{[2,4]} / \partial z &= -E_{[1,3]} \cdot J_m \cdot (\gamma_L \sin(\psi - \varphi_{[12,43]}) + \gamma_N \cos(\psi - \varphi_{[12,43]})) - \alpha E_{[2,4]} / 2 \\ \partial \varphi_{[12,43]} / \partial z &= \frac{E_{[1,3]}^2 - E_{[2,4]}^2}{E_{[1,3]} E_{[2,4]}} \cdot (-\gamma_L \cos(\psi - \varphi_{[12,43]}) + \gamma_N \sin(\psi - \varphi_{[12,43]})) \end{aligned} \quad (4.11)$$

де треба вибирати амплітуди хвиль E_1 , E_2 і фазу φ_{12} , або E_3 , E_4 і φ_{43} . А для амплітуди і фази комплексної динамічної ґратки $Q = Q e^{i\Phi}$ запишуться наступні рівняння:

$$\begin{aligned}\partial Q / \partial t &= \gamma E_1 E_2 \cos(\Phi - \varphi_{12} - \beta) + \gamma E_3 E_4 \cos(\Phi - \varphi_{43} - \beta) - Q / \tau \\ \partial \Phi / \partial t &= \gamma [E_1 E_2 \sin(\Phi - \varphi_{12} - \beta) + E_3 E_4 \sin(\Phi - \varphi_{43} - \beta)] / Q\end{aligned}\quad (4.12)$$

де γ і β визначаються із рівняння (4.3).

Ми використали систему (4.11)-(4.12) для проведення числових розрахунків. Для випадку великих значень локального відгуку ми отримали автоосциляції навіть для малих значень величини нелокального відгуку –

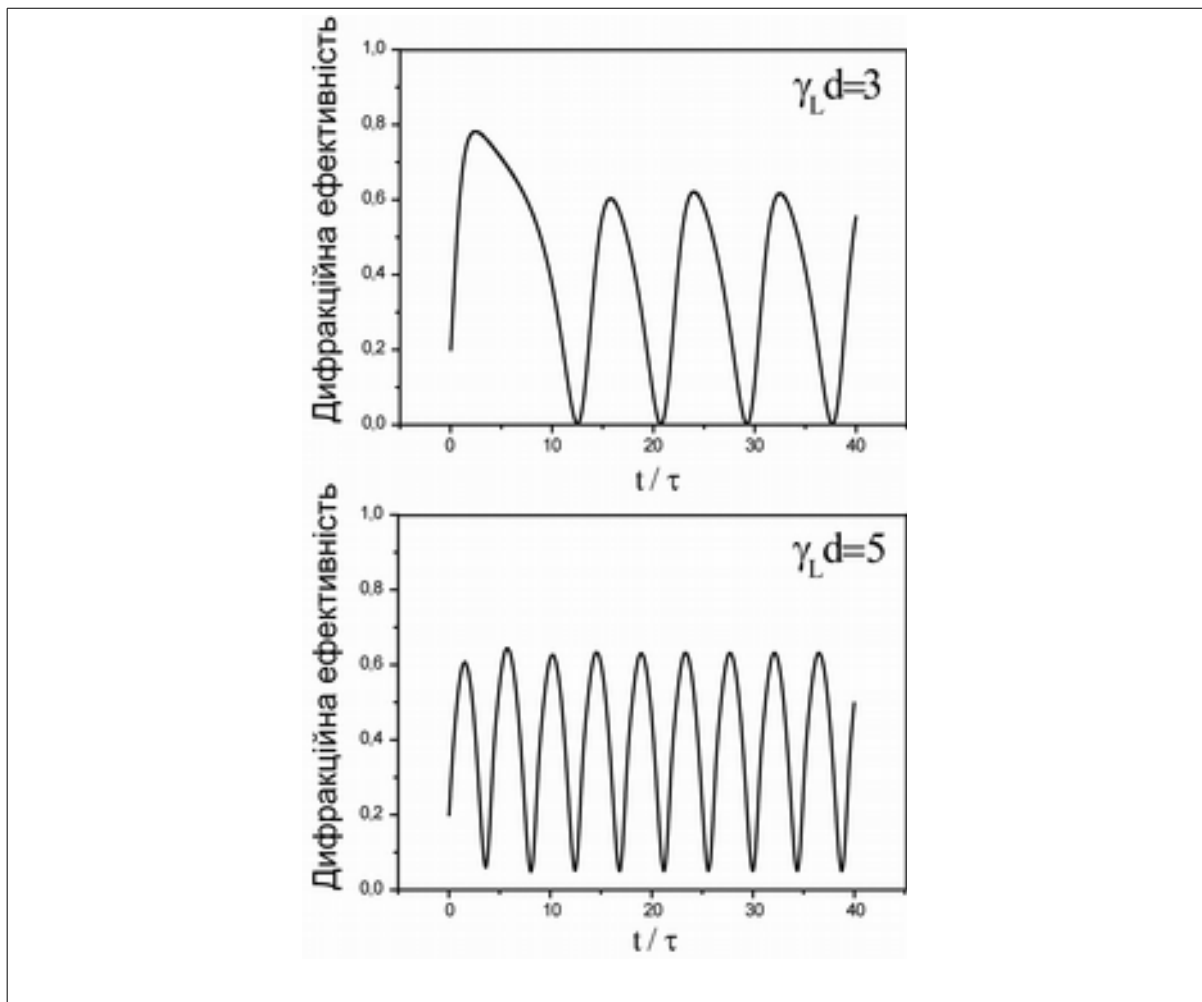


Рис. 4.3. Зміна періоду автоосциляцій при збільшенні величини локального відгуку в середовищі. Співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль $I_{10} : I_{20} : I_{3d} = 0.1 : 0.4 : 0.5$; $\gamma_N d = 3$; $\alpha d = 0$.

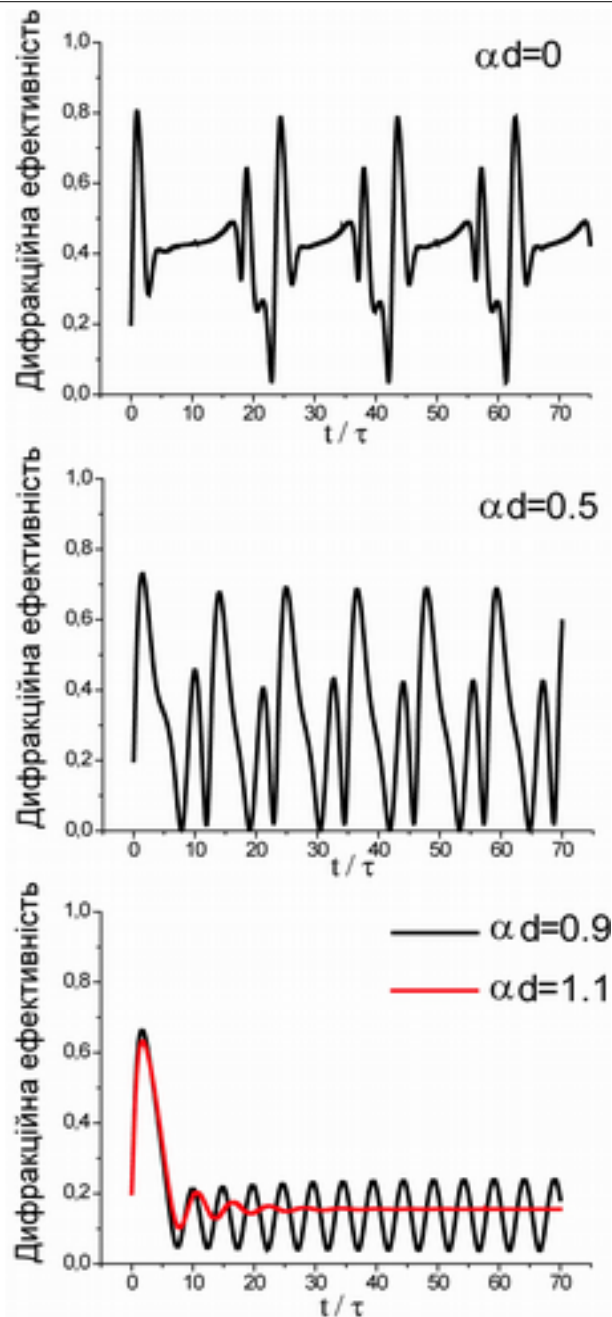


Рис. 4.4. Притушення автоосциляцій при збільшенні величини коефіцієнту поглинання в нелінійному середовищі. Співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль $I_{10}:I_{20}:I_{3d}=0.1:0.4:0.5$; $\gamma_N d=5$; $\gamma_L d=7$.

дивіться Рис. 4.3. В системі з комплексним значенням γ автоосциляції виникають для певних співвідношень інтенсивностей хвиль і при відсутності фазових шумів. Але якщо ввести фазові шуми – формуються ті

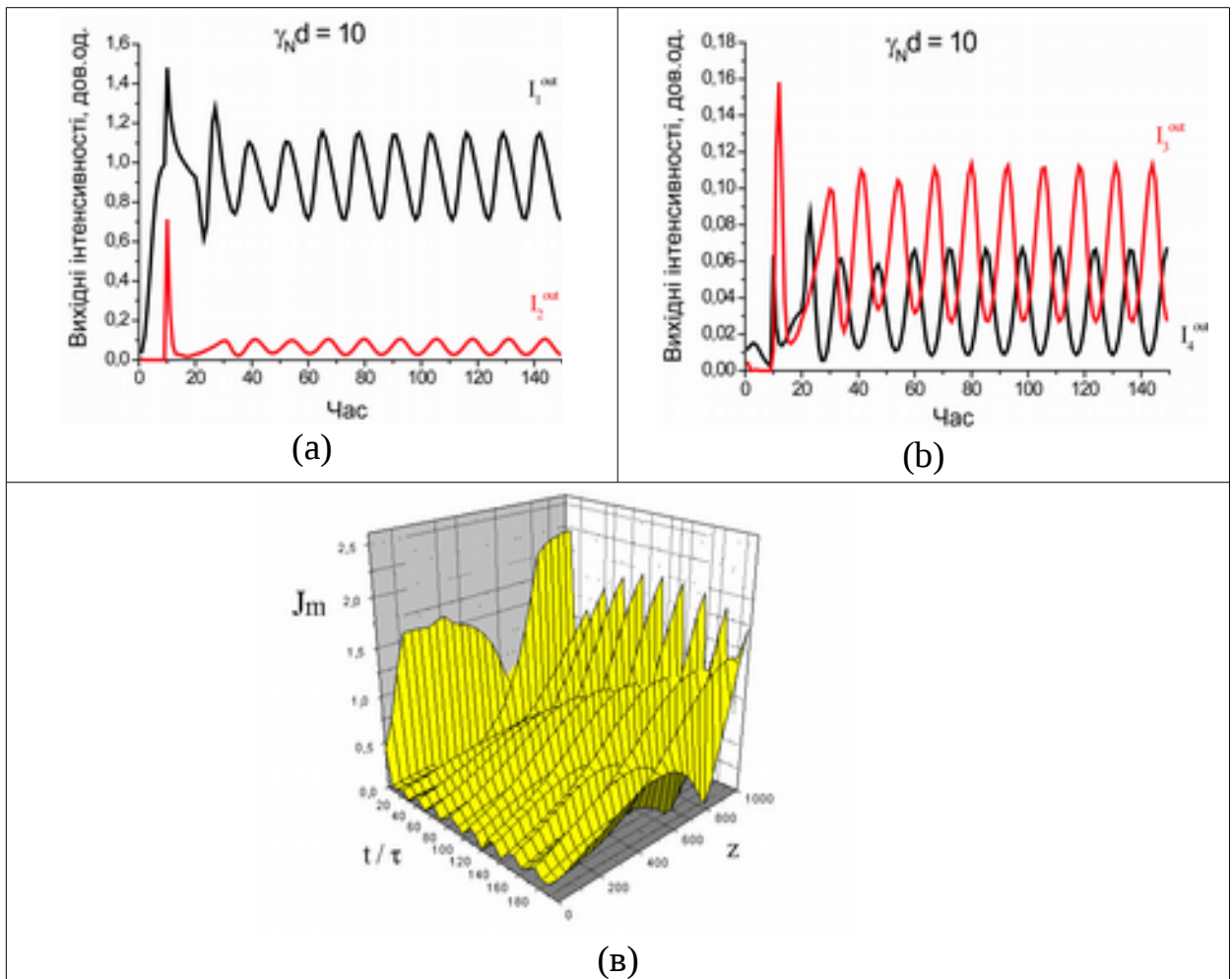


Рис. 4.5. Автоосциляції при взаємодії хвиль у відбиваючій геометрії під дією фазових флуктуацій. Умови взаємодії: $I_{10}=0.1$, $I_{2d}=0.9$, $I_{40}=0.1$, $I_{3d}=0$, $\gamma_N d=10$.

ж самі осциляції з тим же періодом. На Рис. 4.3 видно, що період осциляцій залежить від величини локального відгуку $\gamma_L d$. Ще одним керуючим параметром для автоосциляцій є константа поглинання αd – Рис. 4.4. Від величини αd залежать період, форма і амплітуда осциляцій. В той же час αd є стабілізуючим параметром – при великих значеннях αd осциляції зникають (див. Рис. 4.4). Виникнення автоосциляцій можна експериментально спостерігати при взаємодії хвиль в комірках РК, оскільки в РК можна легко керувати величинами локальної і нелокальної компонент нелінійно-оптичного відгуку шляхом повороту комірки.

Ми отримали автоосциляції і для відбиваючої геометрії взаємодії хвиль [240]. Приклад таких осциляцій показано на Рис. 4.5 і 4.6 в середовищі з чисто нелокальним відгуком. В даному прикладі автоосциляції виникають, коли в систему поряд з основними взаємодіючими хвилями I_{10} і I_{2d} подається додаткова хвиля I_{40} (при цьому $I_{3d}=0$). При цьому фактично відбувається чотирипучкова взаємодія у відбиваючій геометрії. В цих розрахунках автоосциляції формуються в присутності малих вхідних фазових флуктуацій. На Рис. 4.5 (а) і (б) показані автоосциляції для вихідних двох пар хвиль, 1 і 2 та 3 і 4, відповідно. А на Рис. 4.5 (в) зображено автоосциляції для інтерференційної ефективності всередині середовища. Автоосциляції існують для певних груп параметрів ($\gamma_N d$, вхідні інтенсивності хвиль). Але в середовищах зі слабкою константою нелокального відгуку (для $\gamma_L d=0$), автоосциляції зникають – дивіться Рис. 4.6.

В підтверджені того висновку, що автоосциляції виникають в областях нестабільностей під дією шумових флуктуацій нами були отримані автоосциляції для двопучкової взаємодії – Рис. 4.7 [240]. Якщо

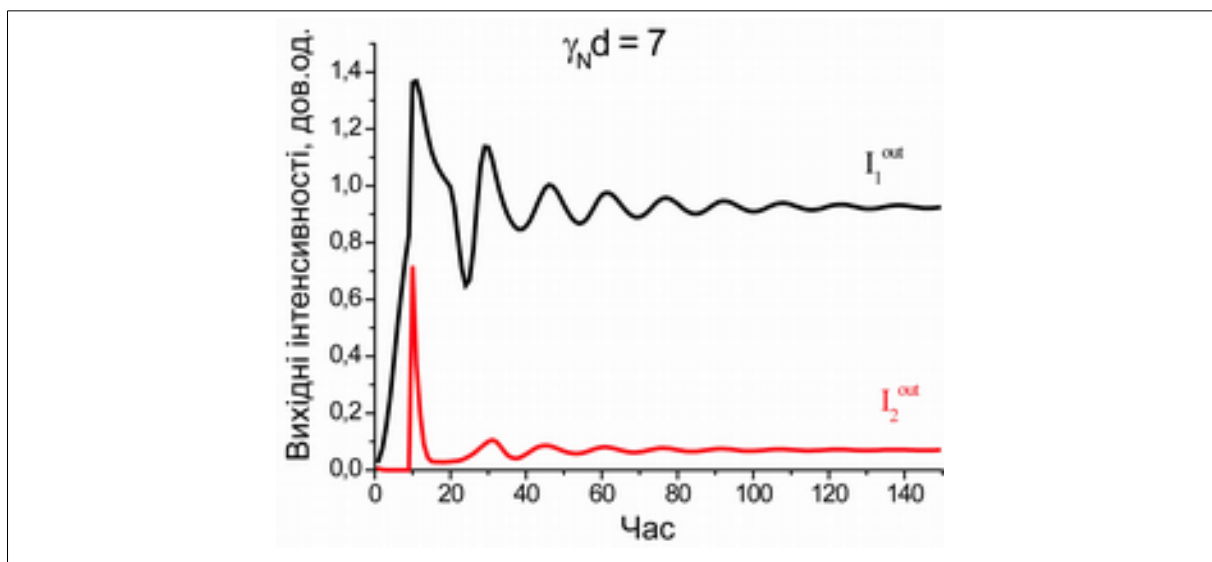


Рис. 4.6. Зникнення автоосциляцій при умові зменшення величини нелокального відгуку, $\gamma_N d=7$. Інтенсивності вхідних хвиль такі ж, що і на Рис. 4.5.

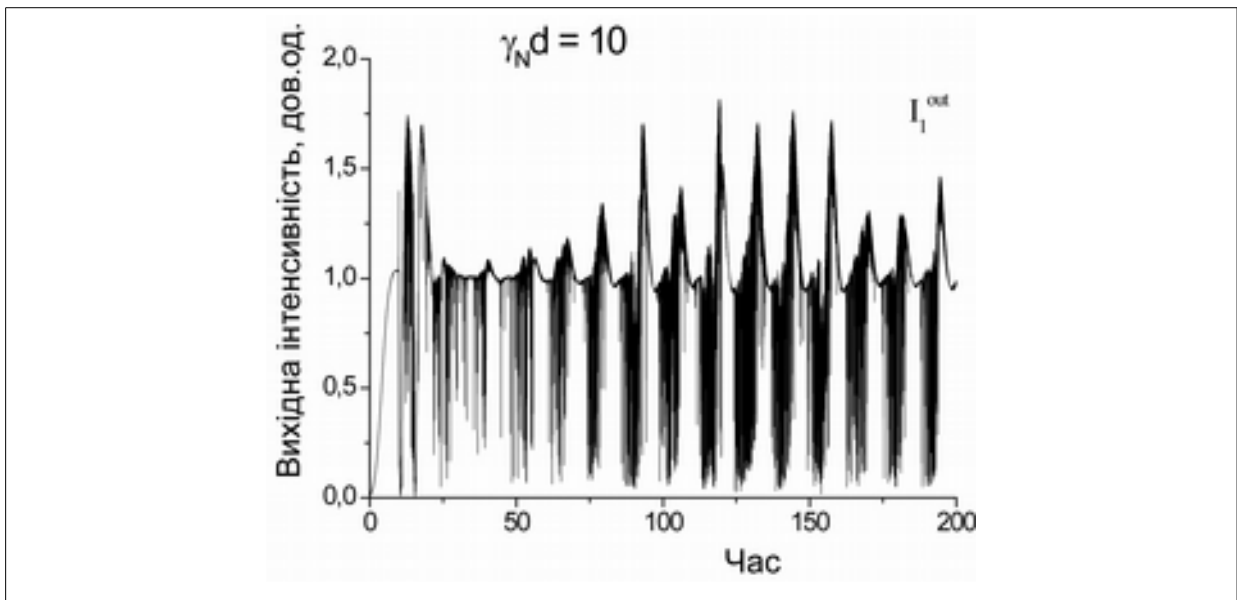


Рис. 4.7. Автоосциляції при взаємодії двох хвиль в середовищі з нелокальним відгуком, що виникають при умові шумових флуктуацій фаз вхідних хвиль. Умови взаємодії: $I_{10}=0.1$, $I_{2d}=0.9$, $\gamma_N d=10$, $\Delta \varphi_{max} = \pi/10$.

зафіксувати вхідні інтенсивності – то утворюється стабільна ґратка. Але вже в присутності малих шумових флуктуацій фаз, $\Delta \varphi_{max} = \pi/10$, вихідна інтенсивність має осцилюючий характер з постійним періодом осциляцій. Причиною таких автоосциляцій є осцилюючий характер динамічної ґратки типу бризерів (ріпу), що мають постійний період.

4.2 Нелінійна взаємодія лазерних імпульсів в динамічних нелінійно-оптичних середовищах

Далі в цьому розділі розглядається ряд ефектів, що виникають при взаємодії лазерних імпульсів. Взаємодія імпульсів у нелінійному оптичному середовищі є ефективним інструментом для забезпечення різних маніпуляцій параметрами імпульсів. Ми покажемо, що нові ефекти виникають за рахунок того, що в динамічних нелінійно-оптичних середовищах з'являється ще один додатковий параметр – це

співвідношення тривалості світлових імпульсів T_{imp} , періоду імпульсів T і часу релаксації динамічної ґратки τ . У разі, коли всі ці часи співрозмірні, $T_{imp} \sim T \sim \tau$, 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 не встигає повністю стертися за короткий час періоду імпульсів. Виявляється, що наслідком такої нестаціонарної динаміки можуть стати нові можливості для маніпуляцій вихідних параметрів лазерних імпульсів, які корисні для практичних застосувань. Експериментально такі ефекти дуже зручно досліджувати в динамічних комірках рідких кристалів (РК), в яких час стирання динамічної ґратки знаходиться в діапазоні від 100 мсек до десятків секунд. Окрім того, змінюючи кут повороту комірки РК відносно бісектриси кута сходження взаємодіючих хвиль, можна варіювати величини констант зв'язку для локального і нелокального відгуків: $\gamma_L d$ і $\gamma_N d$.

Нелінійна взаємодія лазерних імпульсів дуже широко досліджувалась в об'ємних фоторефрактивних кристалах (ФРК) з сильним нелокальним відгуком [1, 241]. Зокрема, повідомлялось про такі ефекти, як нелінійне уповільнення імпульсів, захоплення імпульсів та звільнення на вимогу, які передбачені і спостерігалися у пропускній і відбиваючій геометріях взаємодії [241]. Також нелінійно-оптичні властивості рідких кристалів (РК) вважаються дуже перспективними для маніпуляцій з лазерними імпульсами. Такі ефекти, як оптичне перемикання, просторове мультиплексування або обернення хвильового фронту, можуть бути легко реалізовані в комірках РК при взаємодії хвиль і регулюються або світлом, або напругою [213]. Комірки РК з фоторефрактивними властивостями утворюють оптичний елемент, який називають рідкокристалічним світловим вентилем (РКСВ), для використання в системах "світло-керує-світлом". Процеси, що виникають внаслідок взаємодії хвиль в РКСВ,

засновані на генерації динамічної фазової ґратки, тобто модуляції показника заломлення за рахунок зміни орієнтації молекул РК в об'ємі комірки.

Ми проводили комплексне дослідження маніпуляції лазерними імпульсами при їх взаємодії у нелінійно-оптичних комірках РК, як експериментально, так і теоретично. Зокрема, ми теоретичне отримали значне підсилення лазерних імпульсів, що супроводжувалося сильною компресією імпульсу. Ми виявили, що цей ефект по суті визначається значенням компоненти нелокального відгуку в комірках РК. Значення нелокальної нелінійності можна легко відрегулювати в комірках РК за допомогою п'єзо-дзеркала, що робить просторовий зсув між вхідною інтерференційною картиною та сформованою динамічною ґраткою, або обертанням комірки відносно бісектриси кута сходження вхідних взаємодіючих променів. Також теоретично ми досліджували ефект сповільнення лазерних імпульсів, зокрема, залежність форми імпульсів від параметрів взаємодії. Ці нелінійно-оптичні ефекти в РК-комірках є дуже перспективними для розробки нових застосувань, спрямованих на різноманітні маніпуляції з лазерними імпульсами.

4.2.1 Підсилення та звуження лазерних імпульсів в залежності від керуючих параметрів

Ми досліджували процес двопучкової взаємодії в нелінійно-оптичних РК комірках під дією серії періодичних імпульсів і неперервної накачки [242]. Теоретично було отримано ефект звуження вихідних лазерних імпульсів, котрий спостерігається коли тривалість лазерних імпульсів порівнянна з часом реакції нелінійності. Ми вважаємо, що цей ефект відбувається за рахунок комплексної динаміки, яка обумовлена неповною релаксацією фазової ґратки і виникають ефекти динамічної пам'яті середовища. Розглядається нелінійна система взаємодії хвиль (2.5)-(2.6) з урахуванням

комплексного відгуку середовища (4.2)-(4.3) і з використанням параметрів, характерних для РК комірок. Процес звуження імпульсів сильно залежить від наявності нелокальної компоненти нелінійності. Ми показуємо, що при часовому звуженні тривалості імпульсів, інтенсивності вихідних імпульсів можуть вдвічі перевищувати інтенсивності вхідних імпульсів, і цей ефект керується зміною тривалості вхідних лазерних імпульсів.

На Рис. 4.8 показано один із прикладів, що виникає при взаємодії періодичних прямокутних імпульсів з періодом T і тривалістю імпульсів

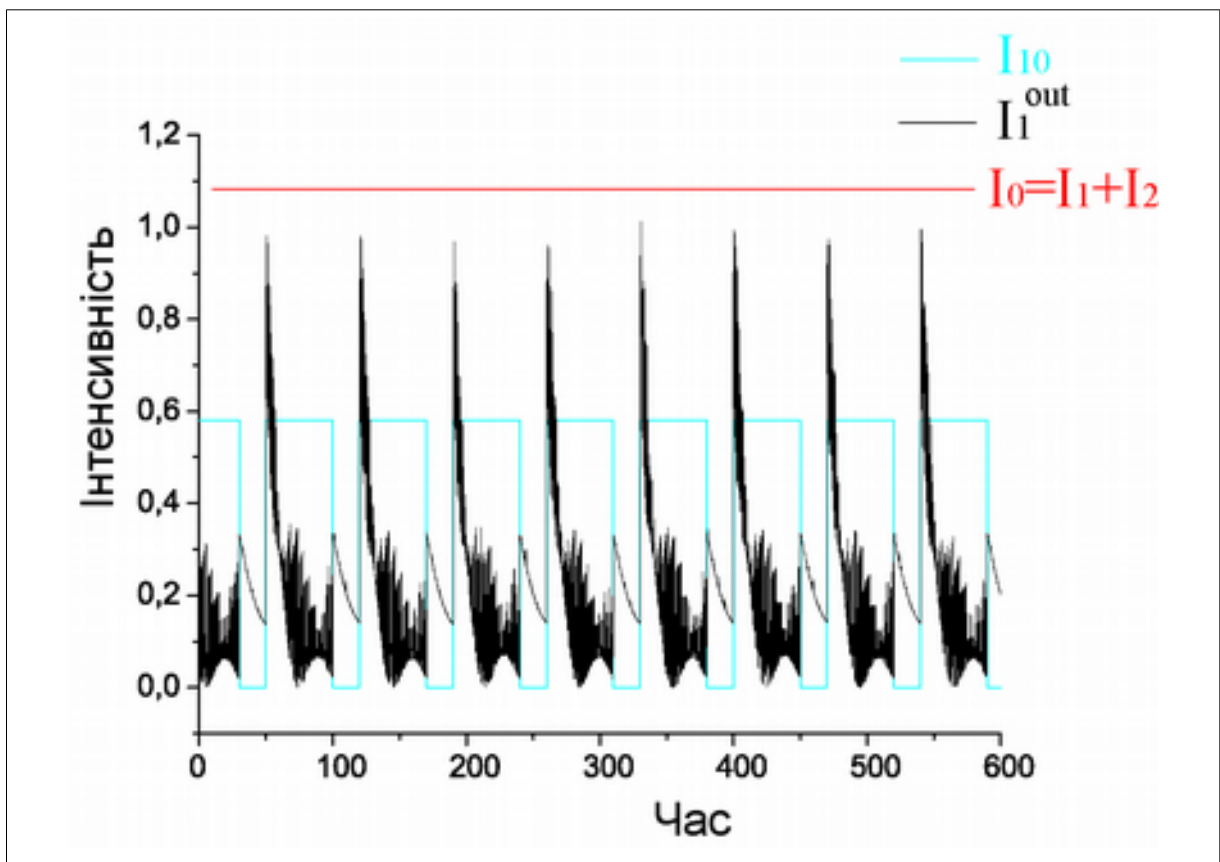
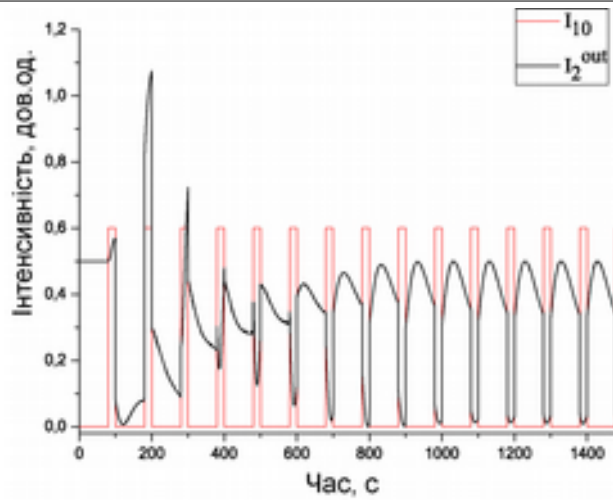


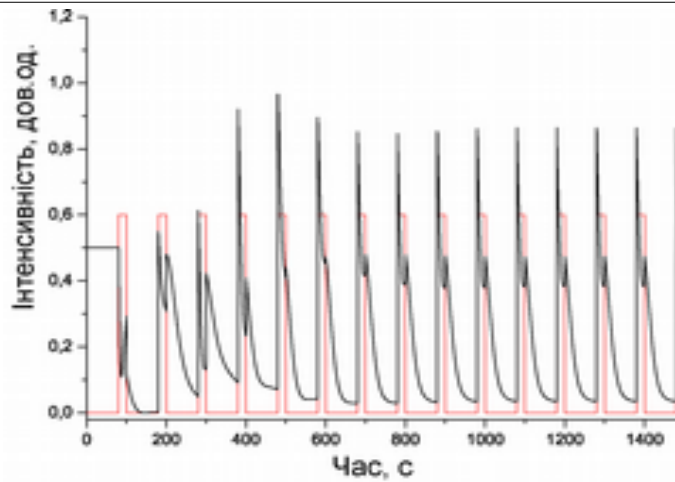
Рис. 4.8. Ефект звуження вихідних лазерних імпульсів при двопучковій взаємодії в середовищі з динамічним нелінійним відгуком, що виникає коли період імпульсів стає співрозмірним з часом релаксації нелінійності. Умови взаємодії: пропускна геометрія, I_{10} — серія вхідних імпульсів сигнал з максимумом інтенсивності $I_{10}^{max}=0.5$, період імпульсів $T=70$, тривалість імпульсу $T_{imp}=50$; $I_{20}=0.58$ — неперервна накачка; $\tau=70$ — час релаксації нелінійності (всі величини інтенсивностей і часу дані в умовних одиницях); $\gamma_L d=0.2$, $\gamma_N d=0.185$ — коефіцієнти підсилення локальної і нелокальної компонент нелінійного відгуку, відповідно.

T_{imp} (пучок 1) і неперервної накачки (пучок 2) в пропускаючій геометрії. Було отримано звуження та підсилення імпульсів I_1^{out} на виході із системи, що спостерігається при умові $T_{imp} \lesssim \tau$, де τ – час релаксації динамічної ґратки. У цьому випадку динамічна ґратка не стирається повністю, і наступний цикл запису/самодифракції починається на частково існуючій ґратці. Таким чином, проявляється ефект "динамічної пам'яті ґратки". Також отримано, що обов'язковою умовою звуження вихідних імпульсів є наявність нелокальної складової нелінійно-оптичного відгуку. Як відомо, при цій умові відбувається посилення імпульсного пучка за рахунок передачі енергії від пучка накачки.

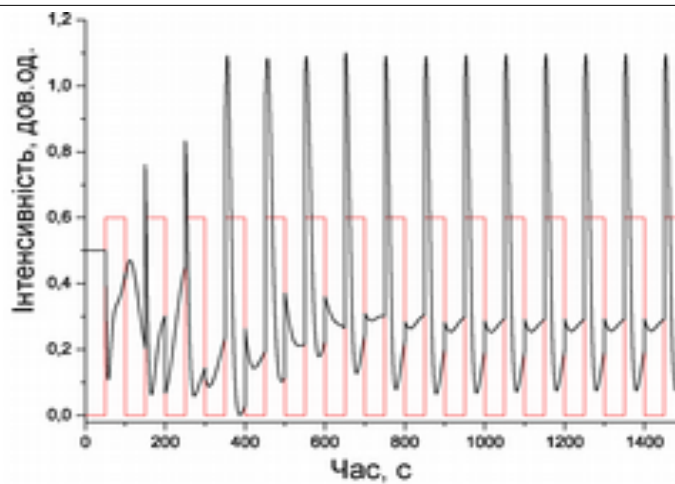
На Рис. 4.9 показано утворення періодичних імпульсів та зміна їх інтенсивностей для неперервної накачки I_2^{out} , що керується тривалістю вхідних періодичних сигнальних імпульсів T_{imp} та їх періодом T . Також до основних параметрів системи належать значення локальної і нелокальної констант зв'язку, $\gamma_L d$ і $\gamma_N d$, відповідно. Наші розрахунки показують, що незважаючи на те, що вхідна хвиля 2 є неперервною, на виході із система вона приймає імпульсний характер як наслідок взаємодії з періодичними імпульсами хвилі 1. На рис. 4.9 (а) динамічна ґратка є чисто локальною і звуження імпульсів у часі не спостерігається. Коли з'являється нелокальна компонента нелінійно-оптичного відгуку, тривалість вихідних імпульсів хвилі 2 стає коротшою, ніж вхідних імпульсів T_{imp} і залежить від цієї величини (див. Рис. 4.9 (б) та (в)). Ці розрахунки доводять, що динаміка взаємодії хвиль у середовищі з комплексним нелінійним відгуком та релаксацією може бути дуже складною, і слід враховувати часовий характер як обох вхідних лазерних імпульсів, так і часову константу релаксації середовища. З результатів моделювання випливає, що часове звуження тривалості імпульсу залежить від взаємних співвідношень часів T_{imp} , T і τ при заданому значенні



(а)



(б)



(в)

Рис. 4.9. Звуження лазерних імпульсів, I_2^{out} , при взаємодії періодичних імпульсів ($I_{10}^{max}=0.6$) з неперервною накачкою ($I_{20}=0.5$) в комірках РК. (а) $T=100$ мсек, $T_{imp}=20$ мсек, $\gamma_N d=0$, $\gamma_L d=0.2$; (б) $T=100$ мсек, $T_{imp}=20$ мсек, $\gamma_N d=0.17$, $\gamma_L d=0.1$; (в) $T=150$ мсек, $T_{imp}=100$ мсек, $\gamma_N d$ і $\gamma_L d$ такі ж як в (б). $\tau=100$ мс. Інтенсивності приведені в умовних одиницях.

константи нелокального відгуку $\gamma_N d$.

Таким чином, ми демонструємо числовим моделюванням існування ефекту «динамічної пам'яті ґратки» при взаємодії лазерних імпульсів у динамічному нелінійному оптичному середовищі з релаксацією. Цей ефект може призвести до звуження лазерних імпульсів у поєднанні з їх посиленням. Ефект виникає, коли тривалість лазерних імпульсів порівнянна з часовою константою релаксації середовища. Ці теоретичні передбачення потребують подальшої експериментальної перевірки, які можна провести при взаємодії лазерних імпульсів в голографічних установках на базі нелінійно-оптичних комірок РК з керованою величиною нелінійно-оптичного відгуку. Наші дослідження показують нові можливості для маніпулювання лазерними імпульсами у фотонних системах.

4.2.2. Часова затримка лазерних імпульсів

Після відкриття сповільнення світла в 1998 році при розповсюдженні лазерного імпульсу в Бозе-Ейнштейн конденсаті, цей напрямок досліджень став стрімко розвиватися [243]. Можливість керувати часовими параметрами імпульсних серій має дуже велику практичну цінність для оптичних комунікаційних мереж і комп'ютерів. За цей час сповільнення лазерних імпульсів досліджувалось в різних фотонних системах. В Інституті фізики НАН України проводились піонерські дослідження по сповільненню імпульсів при двопучковій і чотиріпучковій взаємодіях в фоторефрактивних кристалах [244-247]. В ФРК BaTiO_3 $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ з сильним нелокальним відгуком було експериментально отримано майже повне сповільнення світла при взаємодії імпульсного сигналу і неперервної накачки. Експериментально отримано, що при ЧПВ форма імпульсу зберігається після його затримки в ФРК. Також була створена теоретична модель на основі рівнянь зв'язаних хвиль і динамічного рівняння типу (2.6)

для поля просторового заряду, з урахуванням поглинання, та при наближенні невиснаженої накачки. Сповільнення світла також експериментально було отримано при взаємодії хвиль в системах на основі рідких кристалів – в РКСВ що включає нематичний рідкий кристал і ФРК $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ [248].

Ми отримали ефект затримки лазерних імпульсів при теоретичному дослідженні динамічної нелінійної системи (2.5)-(2.6) [12, 155]. Зокрема, такий ефект буде спостерігатися при взаємодії сигнального імпульсу I_{10} з неперервною накачкою I_{2d} у відбиваючій геометрії – Рис. 4.10. Сигнальний імпульс має гаусівську форму:

$$I_{10}(t) = I_b + I_{imp} \exp(-t^2/T_{imp}^2) \quad (4.13)$$

де I_b - інтенсивність фону, I_{imp} - максимум імпульсу сигналу, а T_{imp} - його тривалість. Таким чином, ми розглядаємо випадок самодифракції сигнального імпульсу на заданій ґратці, що створюється фоновим сигналом малої інтенсивності I_b хвилі 1 та неперервною хвилею накачки 2. Відмітимо, що фоновий сигнал може бути незначно малим (наприклад, розсіяна хвиля, або відбита хвиля), але він повинен існувати для формування фазової ґратки. Вочевидь, оскільки вхідний імпульс змінює свою інтенсивність з часом, затримка вихідного імпульсу пов'язана з формуванням нестаціонарної ґратки, що може змінювати свою амплітуду з часом. Числові розрахунки показують, що форма вихідного сигналу буде залежати від співвідношення інтенсивностей між хвилею накачки і максимальним сигналом, від константи зв'язку нелокальної ґратки, а також від властивостей самого імпульсу сигналу, тобто від його тривалості і навіть від його форми. Таким чином, поєднання передбачень динамічної системи і матеріальних моделей для конкретних нелінійних систем (ФРК) є перспективним для розробки нових керованих елементів для затримки лазерних імпульсів.

На рис. 4.10 ми показуємо, що форма вихідного сигналу збігається з формою вхідного гаусівського сигналу, коли інтенсивність накачки менша або порівнянна з максимальною інтенсивністю сигналу ($I_{2d} \leq I_{imp}$). На виході системи висвітлюється імпульс такої ж форми, що і вхідний імпульс I_{10} , але з часовою затримкою. Цю властивість можна використовувати для розповсюдження імпульсів без викривлення їхньої форми в довгих лініях зв'язку за умови, наприклад, що створюється слабка хвиля розсіювання і вона приймає участь для запису зміщеної динамічної ґратки всередині ліній зв'язку. Коли інтенсивність накачки збільшується ($I_{2d} > 10 I_{imp}$), вихідний сигнал посилюється, але форма імпульсу спотворюється.

Взаємодія серій імпульсів дає додаткові параметри по керуванню вихідними імпульсами системи, що включає характеристики імпульсів в

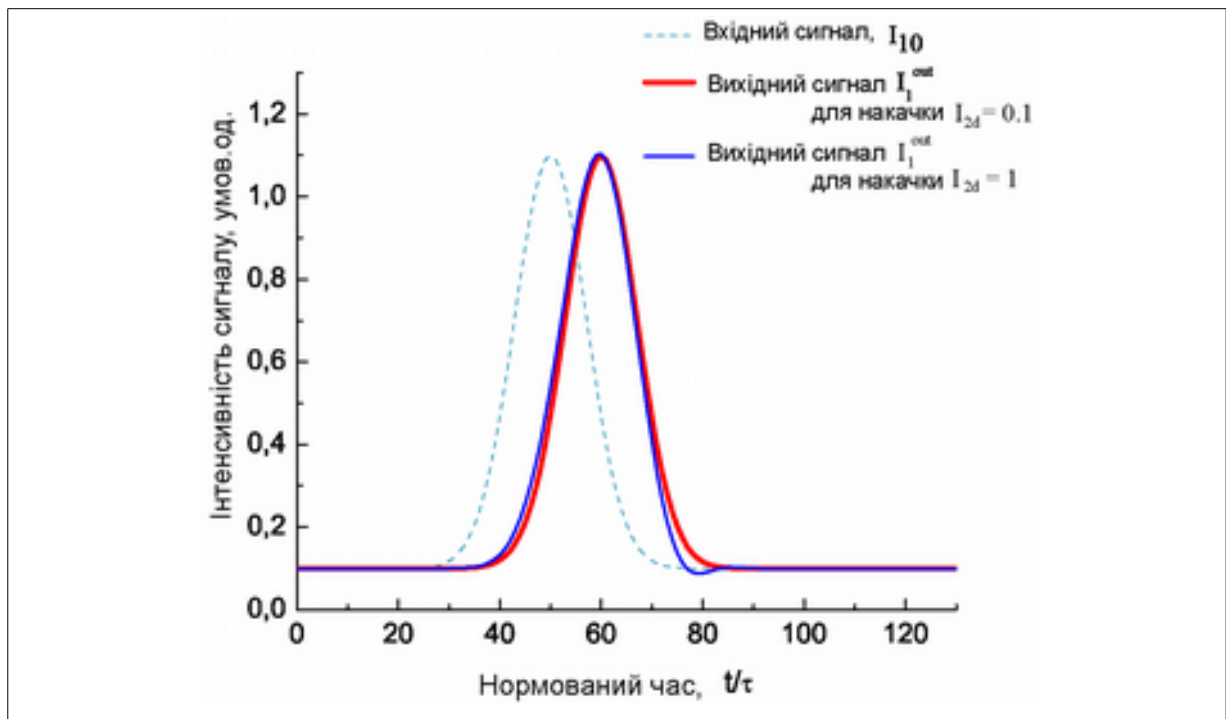


Рис. 4.10. Затримка лазерного імпульсу з гаусівським розподілом інтенсивності при двопучковій взаємодії в середовищі з динамічним чисто нелокальним відгуком у відбиваючій геометрії при умові неперервної накачки різної інтенсивності (величини інтенсивностей подані в умовних одиницях). Нормована константа взаємодії $\gamma_N d = 5$, $\tau = 1$.

серіях. Домен параметрів розширюється і для двох серій імпульсів може бути представлений як: $(\gamma_N d, \gamma_L d, \tau, I_{imp1}, I_{imp2}, T_{imp1}, T_{imp2}, T_1, T_2, \Delta T)$, де T_1 і T_2 – періоди імпульсних серій, і ΔT – часова затримка між серіями імпульсів. Ми розглянули взаємодію двох імпульсних серій $I_{10}(t)$ та $I_{20}(t)$. Імпульси мають гаусівську форму, але різні амплітуди, тривалості, і серії являються зсунутими у часі відносно одна одної. Залежно від цих трьох вхідних параметрів, можуть бути реалізовані різні сценарії на виході із системи. Один з найцікавіших випадків пов'язаний із посиленням слабого імпульсу I_{10} та його затримкою у часі, спровокованих сильною накачкою I_{2d} . Приклад приведений на Рис. 4.11, де показана взаємодія двох імпульсних серій у середовищі з чисто нелокальним відгуком ($\gamma_L d = 0$). Сигнальні імпульси

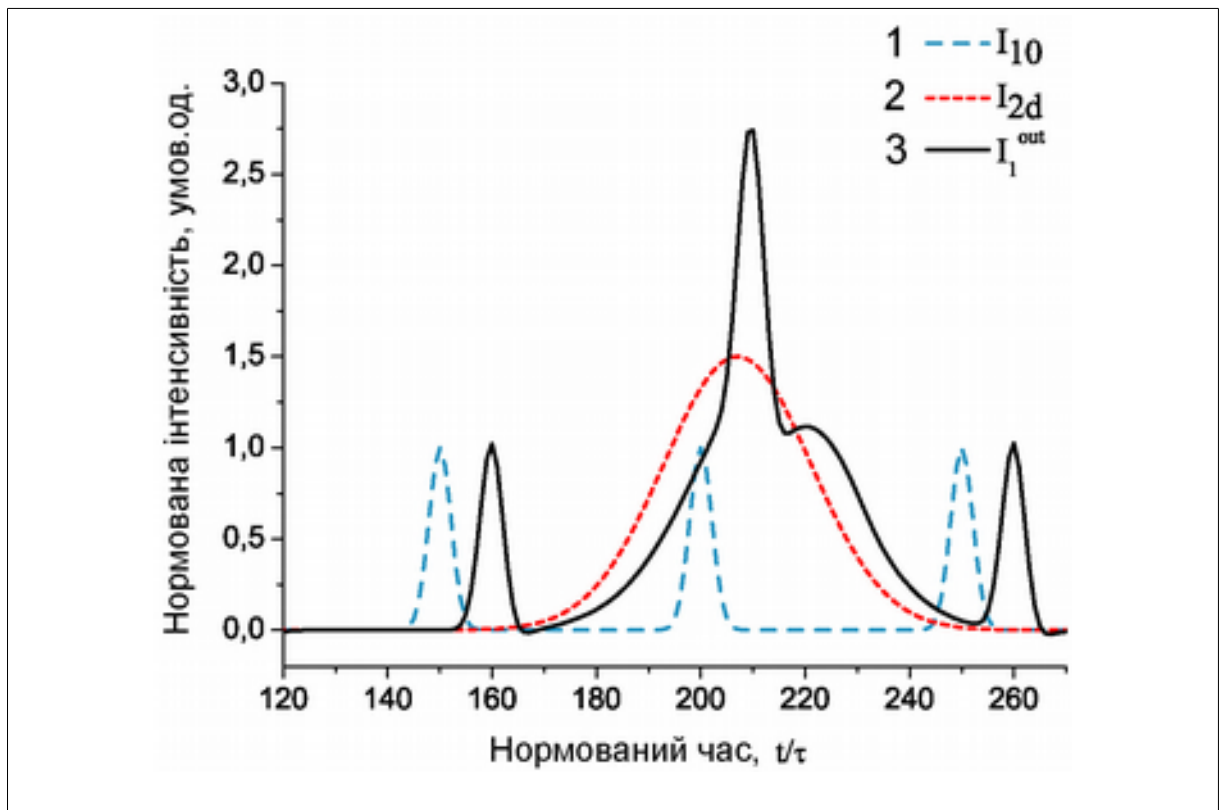


Рис. 4.11. Затримка і підсилення імпульсу (3) при взаємодії слабого сигнального імпульсу (1) і сильного імпульсу накачки (2) в середовищі з динамічним чисто нелокальним відгуком при двопучковій взаємодії у відбиваючій геометрії. Нормована константа взаємодії $\gamma_N d = 3$, $\tau = 1$.

$I_{10}(t)$ мають в 10 разів меншу тривалість порівнянно з імпульсами накачки $I_{2d}(t)$. А також існує часова затримка між цими серіями імпульсів. Видно, що у деякий момент часу вихідна інтенсивність імпульсів із серії 1, I_1^{out} , перевищує інтенсивності вхідних імпульсів серії ($I_{imp\ 1}$) в 3 рази, і інтенсивність імпульсів в серії 2 ($I_{imp\ 2}$) в 2 рази. І всі імпульси серії 1 мають затримку по відношенню до вхідних імпульсів $I_{10}(t)$. Затримка в часі з'являється внаслідок формування динамічної ґратки та самодифракції хвиль на цій ґратці. Таким чином, ми можемо отримати звуження сигнальних імпульсів на виході, що супроводжуються їх посиленням залежно від тривалості імпульсів накачки. Графік на Рис. 4.11 демонструє також можливість формування імпульсів високої інтенсивності при взаємодії імпульсних серій – так званих “екстремальних хвиль”, або навіть “хвиль-убивць”. Цьому присвячений наступний підрозділ.

4.3 Екстремальні події (ЕП) в динамічній голографії

Одним із цікавих явищ, що вивчаються в нелінійній фотоніці, є солітони та інші локалізовані просторово-часові структури, які включають такі надзвичайні стани, як брізери, екстремальні події та “хвилі-убивці” [9, 110, 125, 239]. Дослідження динаміки солітонів та утворення “хвиль-убивць” проводяться для багатьох оптичних нелінійних систем, включаючи керрівські резонатори з керованим зворотним зв'язком та оптичні волокна з фотонними кристалами [127]. Взаємодія пучків в нелінійних РК комірках являє собою нову відповідну динамічну систему для дослідження таких ефектів. Відомо, що нелінійно-оптичний механізм в комірках РК є складним і включає ряд одночасних процесів, а саме молекулярну переорієнтацію, їх релаксацію та дифузію. Теоретичне дослідження самодифракції хвиль у динамічному середовищі з підсиленням

пропорційним інтенсивності світла та релаксацією показує, що ця нелінійна система може бути описана параметричним комплексним рівнянням Гінзбурга-Ландау (пКРГЛ) (див. Розділ 3.3). КРГЛ відоме як фундаментальне нелінійне хвильове рівняння, розв'язками якого є дисипативні солітони, бризери та “хвилі-убивці” в неконсервативних нелінійних динамічних системах.

Екстремальні події (ЕП) в нелінійній оптиці розглядаються як особливість нелінійних систем, де можуть виникати окремі лазерні імпульси, що мають дуже високу (або дуже низьку) інтенсивність. Така властивість пов'язана з генерацією солітонів у нелінійних системах. У цьому Розділі ми проводимо перші експериментальні дослідження з виявлення ЕП при двопучковій взаємодії в динамічних РК комірках. Дана робота спрямована на експериментальні дослідження оптичних ЕП в нелінійно-оптичних комірках РК під час взаємодії замість неперервних вхідних хвиль I_{10} і I_{20} імпульсних серій всередині РК. Знаходяться умови, що враховують залежність від співвідношень між періодами імпульсів в різних серіях та часовою релаксацією нелінійності в РК, при яких ми виявили “випадкову” генерацію інтенсивних вихідних імпульсів в різних порядках дифракції. Ми досліджуємо статистику ЕП в залежності від співвідношення між тривалістю лазерного імпульсу та часовою константою релаксації динамічної ґратки в комірках РК [249-251]. Наші дослідження підтвержує, що при самодифракції лазерних пучків в динамічному нелінійному середовищі утворюються дисипативні солітони. Екстремальні події, що виникають в оптичних системах динамічної голографії, представляють інтерес для оптичної обробки інформації, зокрема, для безпеки оптичної інформації.

На Рис. 4.12 і 4.13 показано теоретичне моделювання, котре демонструє ефект виникнення ЕП при взаємодії двох серій імпульсів, які зсунуті одна відносно одної у середовищі з швидким часом релаксації,

$\tau \ll T_{imp}$. Сигнальні імпульси $I_{10}(t)$ значно підсилюються, коли вони по часу накладаються на імпульси накачки, $I_{20}(t)$. На Рис. 4.13 показано, що різницю між максимальними значення I_1^{out} та її мінімальними значеннями можна ще більше підвищити, якщо ввести додаткову хвилю, а саме неперервну накачку I_{3d} .

Ми будемо використовувати цю ідею утворення імпульсів, які мають інтенсивність вищу у 2-3 рази порівняно з інтенсивностями інших імпульсів, при експериментальному дослідженні взаємодії в комірках РК. Основним нелінійним оптичним механізмом, який зазвичай використовується в РК системах є переорієнтація директора РК в об'ємі комірки під дією світлового поля. В результаті змінюється показник

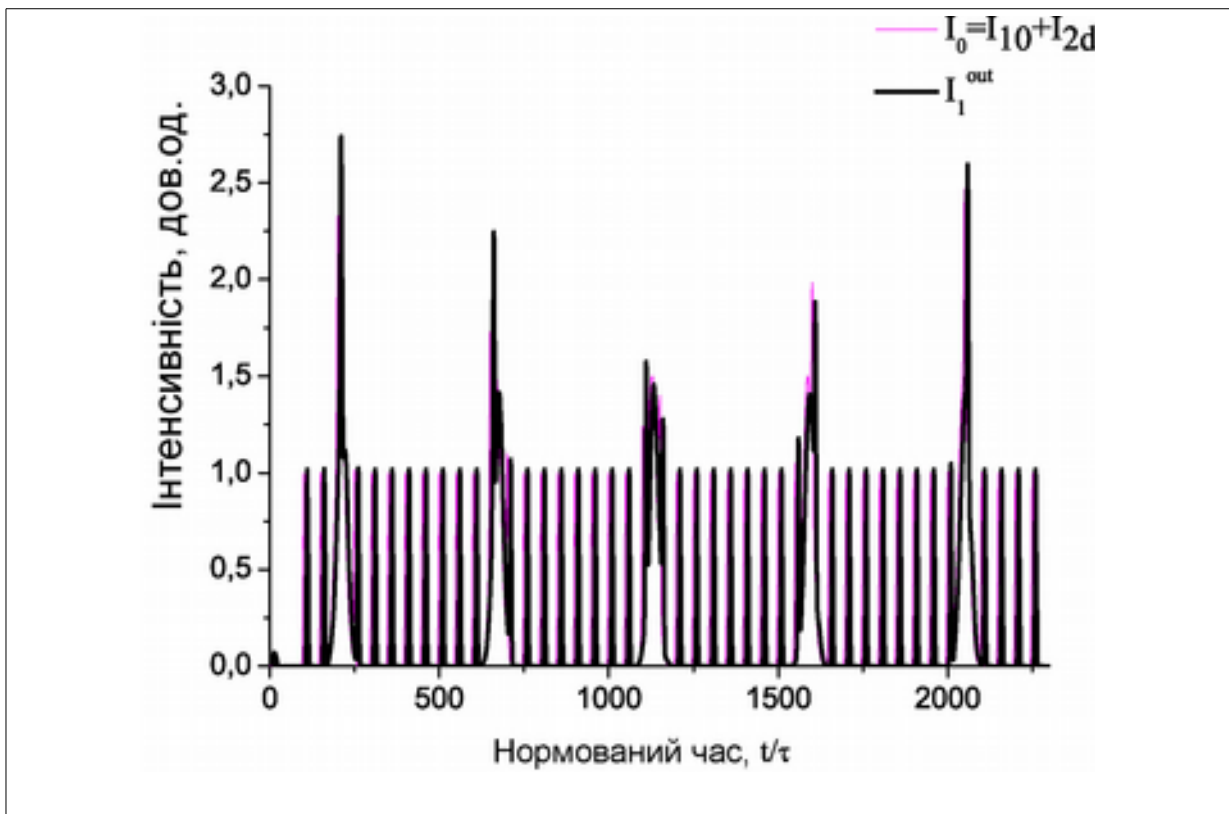


Рис. 4.12. Підсилення окремих імпульсів при взаємодії двох імпульсних серій $I_{10}(t)$ і $I_{2d}(t)$ у відбиваючій геометрії. Параметри імпульсів: $I_{imp\ 1}=0.1$, $I_{imp\ 2}=1$, $T_{imp\ 1}=10$, $T_{imp\ 2}=100$, $T_1=50$, $T_2=250$, $\Delta T=50$, $\tau=1$, $\gamma_N d=3$. Всі інтенсивності дані в умовних одиницях, часові величини – нормовані на τ .

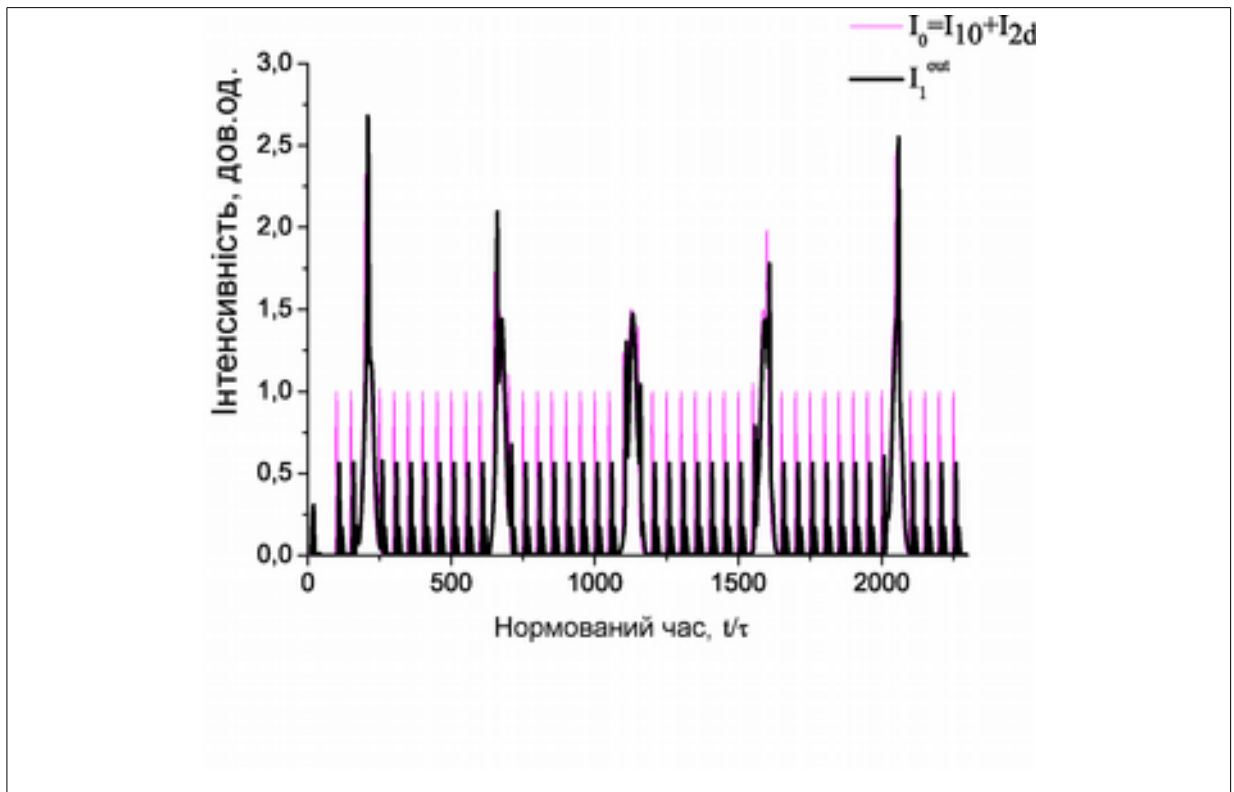


Рис. 4.13. Зниження інтенсивності фонових імпульсів для I_1^{out} при умові дії додаткової хвилі $I_{3d}=1$. Всі інші умови взаємодії такі, як на Рис. 4.12.

заломлення в даній локальній точці комірки, причому Δn пропорційно інтенсивності світла. Завдяки пружним силам середовища, переорієнтація директора РК поширюється далеко за межі освітленої області. Внаслідок цього, час релаксації в нематичних РК комірках є значним, і може складати десятки секунд.

На відміну від цього, модуляція параметра порядку в комірках РК не вимагає переорієнтації оптичної вісі (директора), але впливає на зміну показника заломлення середовища. В результаті, час відгуку і релаксації середовища значно зменшуються. Це так званий механізм нелінійності типу СІМП (модифікація порядку, що індукується світлом – LIOM) – зміна показників заломлення $\delta n_{o,e} \sim \Delta n_0 C_{ph}$, що виникають внаслідок світло-стимульованої модуляції параметру порядку РК, де $\delta n_{o,e}$ – це зміна звичайного або надзвичайного показників заломлення (o, e , відповідно), Δn_0 є початкова величина двозаломлення в РК, C_{ph} це концентрація

збуджених світлом молекул [200]. Механізм СІМП пояснює експериментально виявлені великі оптичні нелінійності з надзвичайно швидкими часами запису системи РК [252]. Завдяки ефективному локальному відгуку досягається дуже точна роздільна здатність (<1 мкм), що супроводжується досить високою ефективністю дифракції в межах дуже широкого діапазону інтенсивності діючого світла [201, 253].

Нелінійно-оптичні комірки, що підтримують СІМП механізм були виготовлені на основі нематичного РК Е7, легованого барвником метилом червоним. Концентрація барвника становила близько $0.1 \div 0.3$ мас.%. Типова комірка була сендвіч-типу, включала дві скляні підкладки покриті прозорими електродами ІТО, що забезпечували гомеотропну орієнтацію РК молекул. Товщина комірки задавалась каліброваними смужками товщиною 30 мкм. Після виготовлення, до комірки прикладався змінний струм (~ 100 В, $1 \div 10$ кГц), що забезпечувало стабілізацію орієнтації директора РК перпендикулярно підкладкам.

СІМП-механізм обумовлений світло-індукованою *транс-цис* ізомеризацією молекул барвника. Після прикладання змінної напруги частотою $1\text{--}10$ кГц і величиною ~ 100 В відбувається локальне змінення параметра порядку шару РК в близькій області барвникових домішок через їх фототрансформації при поглинанні світла. Це призводило до зміни орієнтацію директора РК перпендикулярно підкладкам та запобігло його переорієнтації. Для визначення часових констант, характерних для запису динамічної ґратки та її релаксації, було використано слабкий пробний пучок He-Ne лазера ($\lambda = 633$ нм) [242]. Поляризація всіх пучків, що подавалися на комірку, задавалися використовуваними лазерами: поляризація була лінійна і орієнтована вздовж вертикального напрямку. Типові константи запису і релаксації ґратки показана на Рис. 4.14, вони залежать від інтенсивності пучків накачки і знаходиться в межах $\sim 1\text{--}50$ мсек. Динамічні РК комірки виявляють як швидкі, так і повільні нелінійні

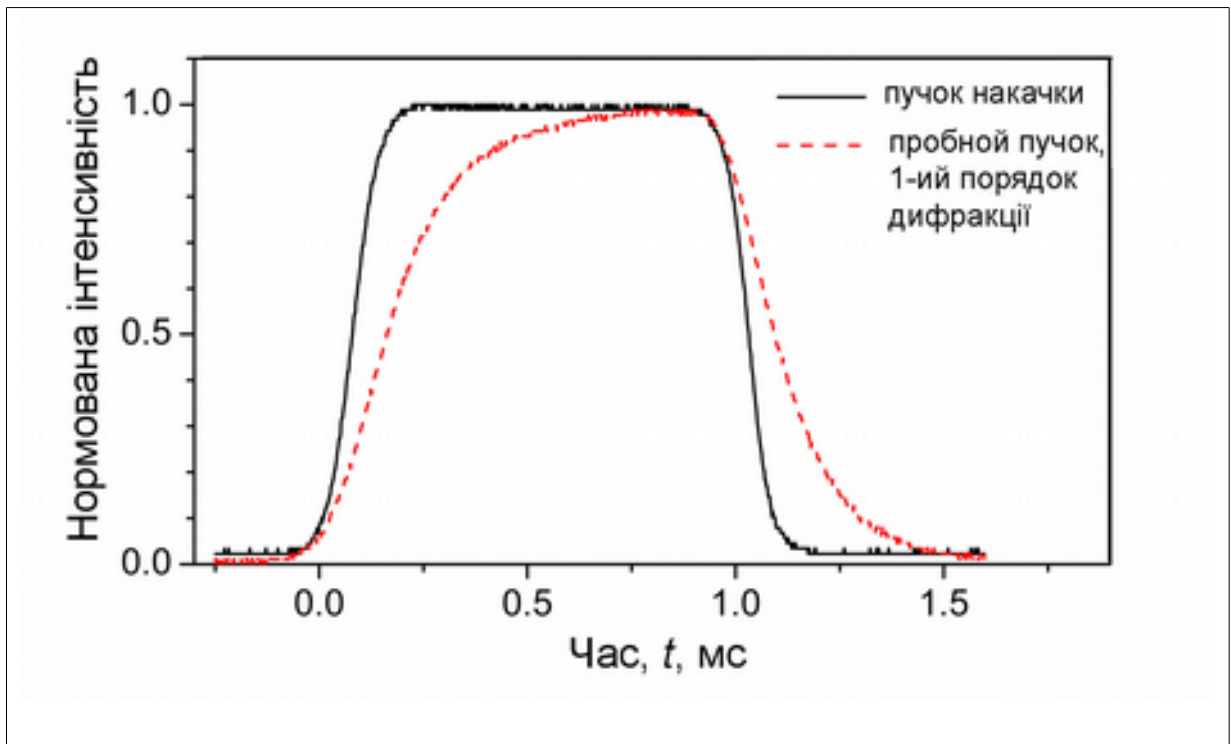


Рис. 4.14. Типові динамічні характеристики комірок РК з СІМП механізмом оптичної нелінійності: пучки накачки – суцільна крива; дифракція пробного пучка – пунктирна крива.

оптичні релаксації залежно від значення інтенсивності вхідних лазерних пучків. Швидкий відгук спостерігається при слабких та середніх світлових потужностях (до 5 мВт) і має характерну часову константу запису ґратки ~ 5 мсек та константу релаксації ~ 100 мсек. Механізм швидкого нелінійного ефекту – це локальні зміни параметра порядку, – СІМП механізм. Але при високій інтенсивності збудження (потужність лазерного пучка до 10 мВт в наших експериментах) механізм запису ґратки змінюється на колективну переорієнтацію молекул в об'ємі РК. У цьому процесі часові константи змінюються до секунд.

Оптична схема двопучкової взаємодії в комірках РК для дослідження ЕП представлена на Рис. 4.15 [249]. Застосовується симетричне падіння пучків. Використовувався неперервний Nd:YAG лазер (одномодовий режим роботи, $\lambda = 532$ нм), лазерний промінь розбивався на два пучки, які зводились на зразку утворюючи інтерференційну картину. Інтенсивність

вхідних пучків була наступною: для пучка накачки $I_1=0.5$ мВт і для сигнального пучка $I_2=0.58$ мВт. В плече пучка накачки поміщувалася діафрагма, яка оберталася, для створення періодичних імпульсів. Діафрагма з'єднувалась з джерелом живлення, і частота обертання діафрагми задавалася величиною електричної напруги. В результаті утворювались серії прямокутних імпульсів тривалістю $\sim 1/30$ всього періоду обертання, частота цих імпульсів і тривалість скважності контролювались значенням напруги джерела живлення. На виході комірки

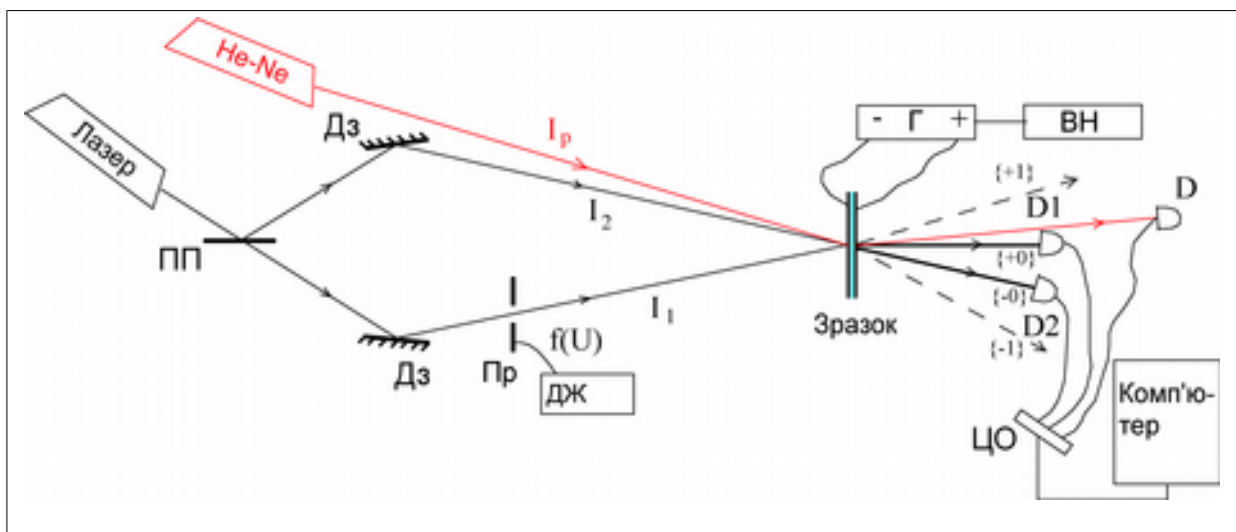


Рис.. 4.15. Схема дослідження екстремальних подій (ЕП) при двопучковій взаємодії в комірках рідких кристалів. ПП – подільник пучків, Дз – дзеркало, Г – генератор змінної напруги, ВН – вимірювач напруги, ЦО – цифровий осцилограф, D1, D2, D – швидкісні фотодіоди, Пр – перепиватель пучків під'єднаний до ДЖ – джерела живлення.

вимірювалися інтенсивності в основних дифракційних порядках за допомогою фотодіодів, що з'єднувались з цифровим осцилографом. Загальна тривалість кожної серії вимірювань складала 6 сек. Отже, експерименти проводились при умовах збудження серією імпульсів сигнального пучка і неперервним випромінюванням накачки. Також в установці використовувався He-Ne лазер ($\lambda=633$ нм) для пробного пучка інтенсивністю I_p . За допомогою пробного пучка здійснювалася індикація утворення динамічної ґратки – коли з'являвся дифрагований

пучок (діод D). А також пробний пучок використовувався для дослідження часових характеристик запису і релаксації динамічної ґратки в комірках РК (див. Рис. 4.14). На Рис. 2.16 показані типові фотографії самодифракції лазерних променів в наших динамічних нелінійно-оптичних комірках – зелені порядки дифракції. А також ми спостерігали генерацію багатьох порядків дифракції пробного пучка на фото-індукованій ґратці – червоні порядки дифракції.

Для визначення ЕП і “хвиль-убивць” загальноприйнятою методикою являється побудова статистики подій. Для оптичних солітонів – це, як правило, залежність інтенсивностей вихідних імпульсів від кількості всіх імпульсів. Виявляється, що для випадків ЕП ця статистика не описується статистикою для випадкових подій. Існують так звані “затяжні хвости”, що означає виникнення імпульсів з високою інтенсивністю (або низькою інтенсивністю – “провалів”) порівнянно з середньою інтенсивністю не є випадковою в нелінійних системах. Критерієм “хвиль-убивць” вважається виникнення імпульсів з інтенсивністю в 2-3 рази заввишки, ніж середня



Рис. 4.16. Типова картина самодифракції (зелені промені) і дифракції пробного пучка (червоні промені), що спостерігалась в динамічних комірках РК (нематик E7 допований барвником червоний етіловий).

інтенсивність вихідних імпульсів.

Ми обчислювали статистику інтенсивностей вихідних імпульсів. На Рис. 4.17 представлені теоретичні розрахунки з урахуванням фактичних експериментальних параметрів. Теоретична модель заснована на самодифракції при двопучковій взаємодії на локальній ґратці при виконанні умови Брегга. Орієнтовне значення глибини модуляції динамічної ґратки в наших комірках РК становило $\gamma_L d = 0.2$. На Рис.4.18 показана експериментально отримана статистика імпульсів різної інтенсивності.

Таким чином, ми розробили методику дослідження ЕП в схемах взаємодії лазерних пучків в динамічних нелінійно-оптичних середовищах. Наші експериментально-теоретичні результати показують, що статистика появи імпульсів високої або низької інтенсивності на виході не відповідає класичній теорії ймовірностей випадкових подій, характерною для

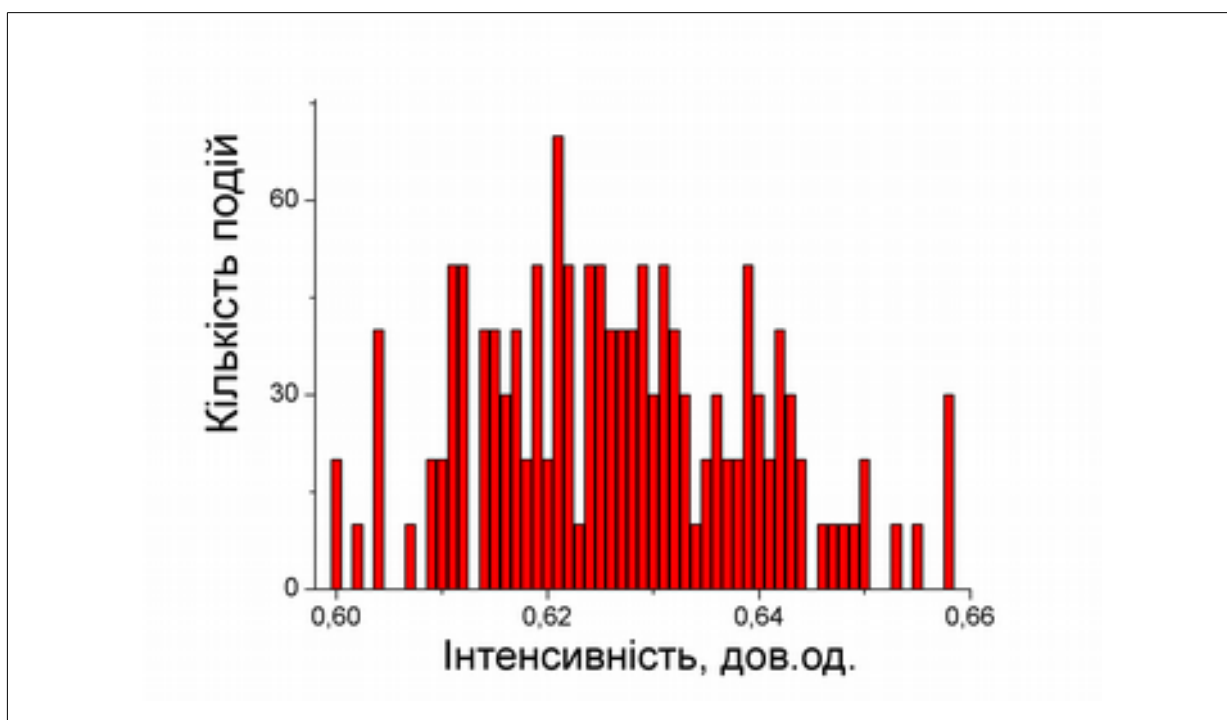


Рис. 4.17. Типова теоретично розрахована гістограма статистики імпульсів з різною вихідною інтенсивністю для експериментальних умов по дослідженню ЕП при двопучковій взаємодії в РК. Тривалість імпульсів $T_{imp} = 1.5$ мсек.

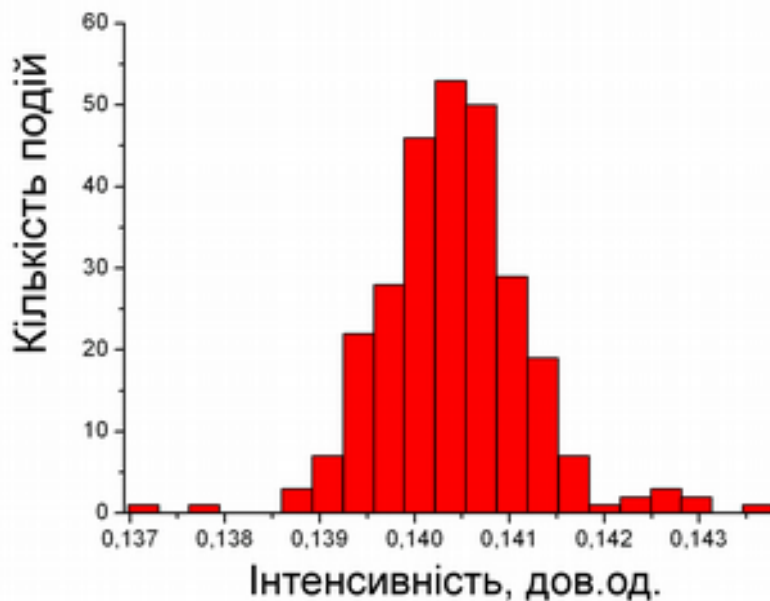


Рис. 4.18. Гістограма експериментально виміряних змін інтенсивностей в вихідних імпульсах для РК комірок з СІМП механізмом нелінійності і для чисто локального відгуку. Період імпульсів $T=22$ мсек, тривалість імпульсів $T_{imp}=1$ мсек, час релаксації ґратки $\tau=70$ мсек, константа зв'язку $\gamma_L d=0.2$.

лінійних систем. Ці дослідження потребують подальших розробок, зокрема, включення в теоретичні розрахунки додаткових механізмів дифузії і дрейфу молекул РК, а також можливість регулювання компонент локального і нелокального відгуків в експериментальній установці.

Висновки розділу 4

1. Теоретично отримано, що при чотирипучковій взаємодії неперервних хвиль в динамічних середовищах з сильним нелокальним відгуком для співвідношення вхідних інтенсивностей хвиль в області нестійкості, під дією фазового білого шуму формуються періодичні автоосциляції вихідних хвиль, які ми пояснюємо виникненням бризерів (ріпу) – періодичних просторово-часових локалізованих станів для амплітуди динамічної ґратки. Отримано автоосциляції під дією шумів – як для

пропускній так і для відбиваючої геометрії ЧПВ.

Автоосциляції вихідних хвиль також виникали при ЧПВ з неперервними вхідними хвилями в середовищах з комплексним нелінійно-оптичним відгуком, що включає локальну і нелокальну компоненти. Було показано, що нестационарні часові і просторово-часові стани керуються вибором параметрів системи: співвідношенням інтенсивностей вхідних хвиль для заданих значень $\gamma_N d$ і $\gamma_L d$. Період автоосциляцій визначається величиною локальної константи зв'язку $\gamma_L d$. Величина поглинання в середовищі виступає стабілізуючим параметром – при великих значеннях αd автоосциляції зникають.

Ці теоретичні результати узгоджуються з експериментальними даними отриманими іншими авторами при дослідженні ефектів перекачки енергії в фоторефрактивних кристалах. Так було отримано, що в фоторефрактивних кристалах Bi_2TeO_5 , в яких є значними фотовольтаїчні токи, спостерігаються автоосциляції вихідної інтенсивності [238]. Цей результат був пояснений тим, що фотовольтаїчний ефект є одним із механізмів, який призводить до виникнення локальної складової нелінійно-оптичного відгуку в ФРК, причому осцилюючої у часі. Поряд з сильною нелокальною складовою, осцилююча локальна складова відгуку, призводить до періодичних у часі коливань вихідних інтенсивностей взаємодіючих хвиль.

2. Вперше теоретично отримано автоосциляції інтенсивностей вихідних хвиль при двопучковій взаємодії неперервних лазерних пучків в середовищі з чисто нелокальним відгуком під дією шумів – випадкових флуктуацій фаз. Ми пояснюємо це виникненням ріпу з певним періодом в нелінійній системі.

3. Теоретично отримано ефект звуження імпульсів разом з їх підсиленням на виході із системи, який виникав при взаємодії імпульсної серії і неперервної накачки, або при взаємодії двох імпульсних серій. Ми

визначили умови отримання звуження імпульсів: період імпульсів повинен бути співрозмірним або меншим часу релаксації (запису) динамічної ґратки – тоді ефект звуження імпульсів виникає за рахунок “динамічної пам’яті ґратки”, коли ґратка не встигає повністю стертися або записатися під дією світлових імпульсів. Обов’язковою умовою є наявність нелокальної компоненти нелінійно-оптичного відгуку середовища. Також було отримано, що керуючими параметрами тривалості вихідних імпульсів є співвідношення між локальною і нелокальною компонентами відгуку, та тривалість імпульсів для заданого значення γ_N/γ_L . Ці теоретичні передбачення потребують подальшої експериментальної перевірки. Вони перспективні для застосувань в оптичних комунікаційних мережах.

4. Теоретично отримано ефект затримки лазерних імпульсів в нелінійній системі самодифракції хвиль в динамічних середовищах з нелокальним відгуком і релаксацією. Час затримки і вихідна форма імпульсів залежать від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль (максимумів імпульсів) для заданого значення $\gamma_N d$. Форма вихідного імпульсу відтворює форму вхідного імпульсу, коли I_{imp} більша або порядку інтенсивності накачки.

При взаємодії серій імпульсів, комплексна динаміка системи і вихідні характеристики імпульсів залежать від домена параметрів, що буде включати співвідношення між періодами імпульсів, тривалостями імпульсів та часової затримки між імпульсами. Було теоретично отримано затримку разом з підсиленням лазерних імпульсів при взаємодії серій імпульсів.

Часова затримка і сповільнення лазерних імпульсів було отримано експериментально в ФРК з сильним нелокальним відгуком [244-247]. Поєднання розрахунків для динамічної системи включаючи властивості матеріальної системи для ФРК є перспективним для передбачення методів керування затримкой лазерних імпульсів при їх взаємодії, і для розробки

нових пристроїв і елементів.

5. Вперше розроблена експериментальна методика по дослідженню екстремальних подій (ЕП) при двопучковій взаємодії в нелінійно-оптичних комірках РК. Було отримано теоретично і експериментально статистику кількості вихідних імпульсів в залежності від їх інтенсивностей для двопучкової взаємодії з чисто локальним відгуком. Було отримано, що кількість імпульсів з найбільш високою, або найбільш низькою інтенсивностями не відповідає статистиці випадкових подій для цієї нелінійної системи. Ці дослідження потребують подальшого розвитку з урахуванням дифузії молекул в РК комірках під дією світла, керування величинами локальної і нелокальної компонент нелінійно-оптичного відгуку в комірках РК, та керування співвідношенням між тривалістю оптичних імпульсів і часовими константами запису і релаксації ґратки.

Таким чином, закладено основи по дослідженню цього цікавого явища при взаємодії хвиль в нелінійних динамічних середовищах. Результати цих досліджень дозволять виявити фізичні механізми утворення екстремальних хвиль в нелінійних середовищах, використовувати ці знання в других галузях наук для більш складних нелінійних систем, а також використовувати ці ефекти для розробки нових елементів в системах обробки, перетворення і розповсюдження оптичної інформації.

РОЗДІЛ 5. ПЕРСПЕКТИВИ ВИКОРИСТАННЯ БРЕГГІВСЬКОЇ ВЗАЄМОДІЇ ХВИЛЬ В СИСТЕМАХ НЕЛІНІЙНОЇ ФОТОНІКИ

Вступ

Сучасні дослідження в області оптичної обробки інформації спрямовані на розробку нових оптичних технологій, заснованих на дисипативних нелінійностях у різних фотонних середовищах для застосування в цифровій оптиці. Зусилля спрямовані на розробку нового покоління нелінійних оптичних пристроїв для перетворення оптичної інформації, що включає (але не обмежуються ними) голографічну інтерферометрію, оптичну логіку, оптичні модулятори та оптичні підсилювачі [254]. Чисто-оптичні комунікаційні системи дозволяють значно збільшити пропускну здатність оптичних мереж зв'язку. Динамічна голографія з двома (або декількома) вхідними взаємодіючими лазерними пучками являє собою одну з технологій, яка може реалізувати чисто-оптичне управління параметрами пучків. Примітною властивістю динамічної голографії є перекачка енергії між взаємодіючими пучками, що реалізується для зміщеної динамічної ґратки щодо діючої світлової інтерференційної картини. Це можна використовувати для управління та посилення світлових пучків під час їх взаємодії, які мають значно різну інтенсивність на вході оптичної системи.

Розроблена теоретична модель, що описує нелінійну динаміку взаємодії лазерних пучків з утворенням динамічної дифракційної ґратки може бути використана для опису багатьох явищ та застосувань динамічної голографії в нелінійних середовищах. Крім того, вона може застосовуватися для передбачення і проектування нових застосувань, наприклад, для обробки сигналів, оптичного перемикавання, оптичної логіки,

інтерферометрів та сенсорних пристроїв.

У цьому розділі запропоновані нові напрямки застосувань процесів самоперетворення лазерних пучків, що відбуваються при їх взаємодії в динамічних нелінійних середовищах. Як правило, у подібних нелінійних динамічних системах спостерігається формування стійких просторово-часових локалізованих структур та дисипативних солітонів [8, 59]. В даному розділі описуються оптимізація перекачки енергії і нові ефекти, які можна досягти в стаціонарному стані за рахунок утворення просторово-локалізованої динамічної ґратки.

У підрозділі 5.1 отримано оптимізацію обернення хвильового фронту при чотирипучковій взаємодії хвиль. Теоретично показано, що можна досягти високих коефіцієнтів підсилення ОХФ-хвилі (у 100 разів) при утворенні локалізованої динамічної ґратки всередині середовища. Цей процес керується за допомогою задавання певного співвідношення вхідних інтенсивностей хвиль. Ідея утворення локалізованої, або делокалізованої, динамічної ґратки в залежності від співвідношення вхідних хвиль при ЧПВ розвивається у підрозділах 5.2, де описуються формування чисто-оптичних перемикачів світла, і 5.3, де запропоновані і розраховані оптичні логічні елементи. У підрозділі 5.4 отримано і описується ефект підсилення і звуження лазерних імпульсів у відбиваючій геометрії, що оснований на взаємодії сильного пучка накачки і значно слабкого сигнального пучка. Розраховані характеристики оптимізації цього ефекту, що дозволяє отримати надвисокі коефіцієнти підсилення сигнального пучка внаслідок практично повної перекачки енергії від пучка накачки. У підрозділі 5.5 запропонований новий тип гібридних нелінійно-оптичних комірок рідких кристалів, що включають фотонний кристал. Описується результати експериментальних досліджень самодифракції Рамана-Ната. На основі розробленої нами теоретичної моделі розрахунку нелінійно-оптичних коефіцієнтів при двопучковій взаємодії (підрозділ

2.6), було отримано, що в гібридних РК комірках спостерігається підвищення коефіцієнтів нелінійності порівняно з традиційними РК комірками сформованих на плоских підкладках. Запропоновано пояснення, яке полягає в підвищенні ефективності поверхнево-індукованого фоторефрактивного ефекту (ПФЕ) на фотонному кристалі. Нарешті, у підрозділі 5.6 нами запропонований голографічний підсилювач, в якому реалізується ідея перекачки енергії між двома взаємодіючими лазерними пучками. Він складається із системи узгоджених тонких голографічних ґраток. Нами розроблена теорія розрахунку вихідних інтенсивностей лазерних пучків на основі теорії зв'язаних хвиль для такої системи узгоджених ґраток. Для системи із двох фазових ґраток вперше було отримано новий режим перекачки енергії, що характеризується високим динамічним діапазоном. Наведені результати експериментальних досліджень, які добре узгоджуються з теоретичними передбаченнями.

5.1 Оптимізація ефекту перекачки енергії, умови максимального підсилення обернення хвильового фронту

Теоретичні основи отримання ОХФ методом динамічної голографії при чотирипучковій взаємодії описані у підрозділі 2.4. На цьому ефекті засновано багато застосувань у фотоніці, зокрема, різновиди когерентних оптичних осциляторів і підсилювачів, що вироджені за частотою, [157, 162, 234, 255-256], та лазери на динамічних ґратках [21]. Було запропоновано і вивчалось теоретично і експериментально основні схеми ЧПВ для отримання ОХФ-хвилі. Традиційні схеми з одним пучком накачки зображено на Рис. 5.1, і з двома пучками накачки – на Рис. 5.2. В традиційних схемах пучками накачки вважаються хвилі 1 та 3, а сигнальною хвилею – 2, для якої генерується ОХФ пучок 4. Ці пучки задаються відносно напрямку зсуву динамічної ґратки від інтерференційної картини, який також зображено на цих рисунках. Для спрощення

експериментальної реалізації схем, на шляхах пучків накачки використовуються дзеркала. Але в традиційних схемах не враховується ефект просторової локалізації динамічної ґратки, тому експериментально не було отримано значних підсилень інтенсивності ОХФ хвилі.

Уже з вигляду цих схем (Рис. 5.1 (а), (б); Рис. 5.2 (а)), використовуючи нашу розроблену теорію, можна дійти висновку, що в

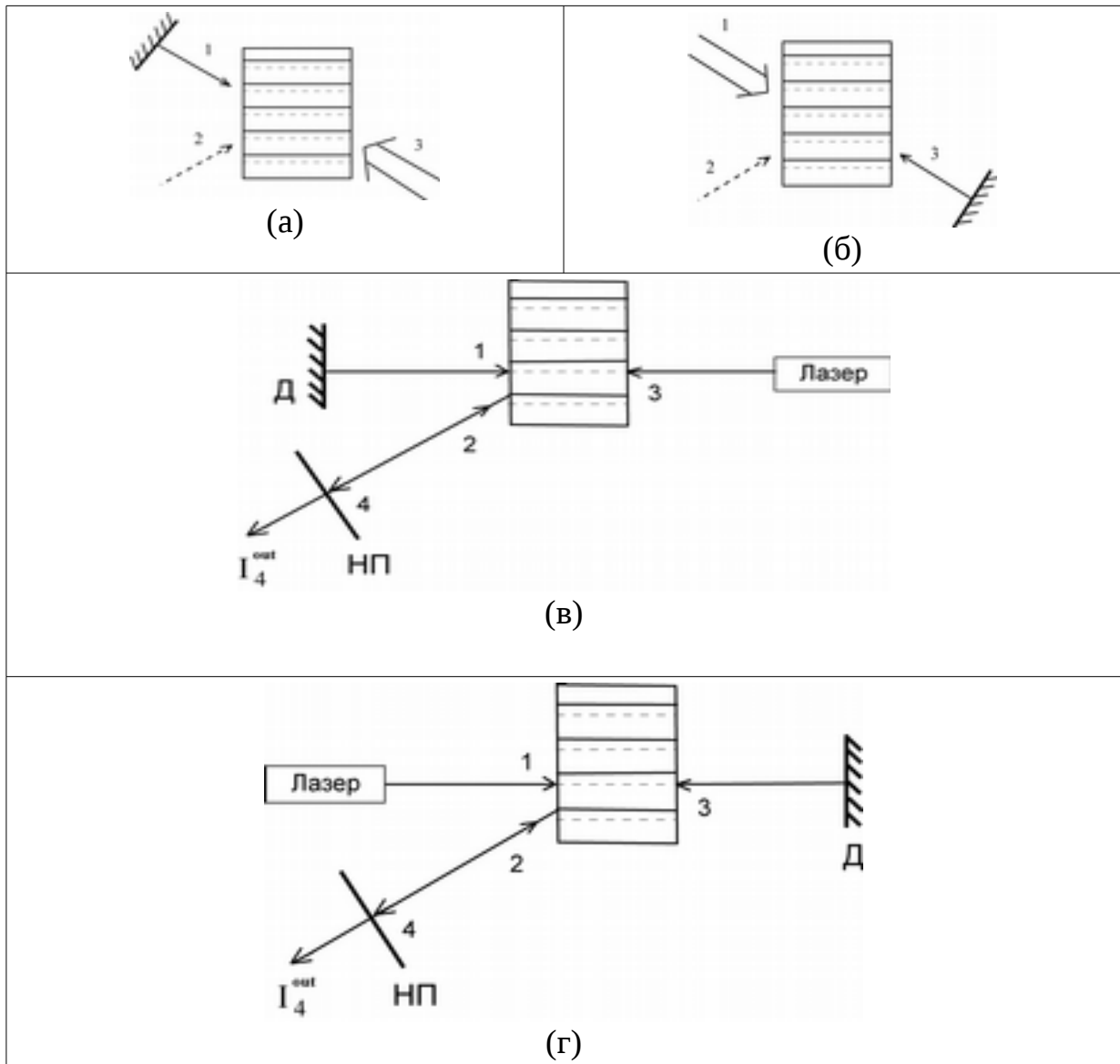


Рис. 5.1. Традиційні схеми чотирипучкової взаємодії з одним пучком накачки для утворення ОХФ-хвилі (а) та (б), і макети експериментальних установок, (в) і (г), що реалізують схеми (а) і (б), відповідно. Квадратами позначені об'ємні фоторефрактивні кристали з утвореною динамічною ґраткою (пунктивні лінії) під дією інтерференційного поля (суцільні лінії). Д — дзеркало, НП — напівпрозора пластинка.

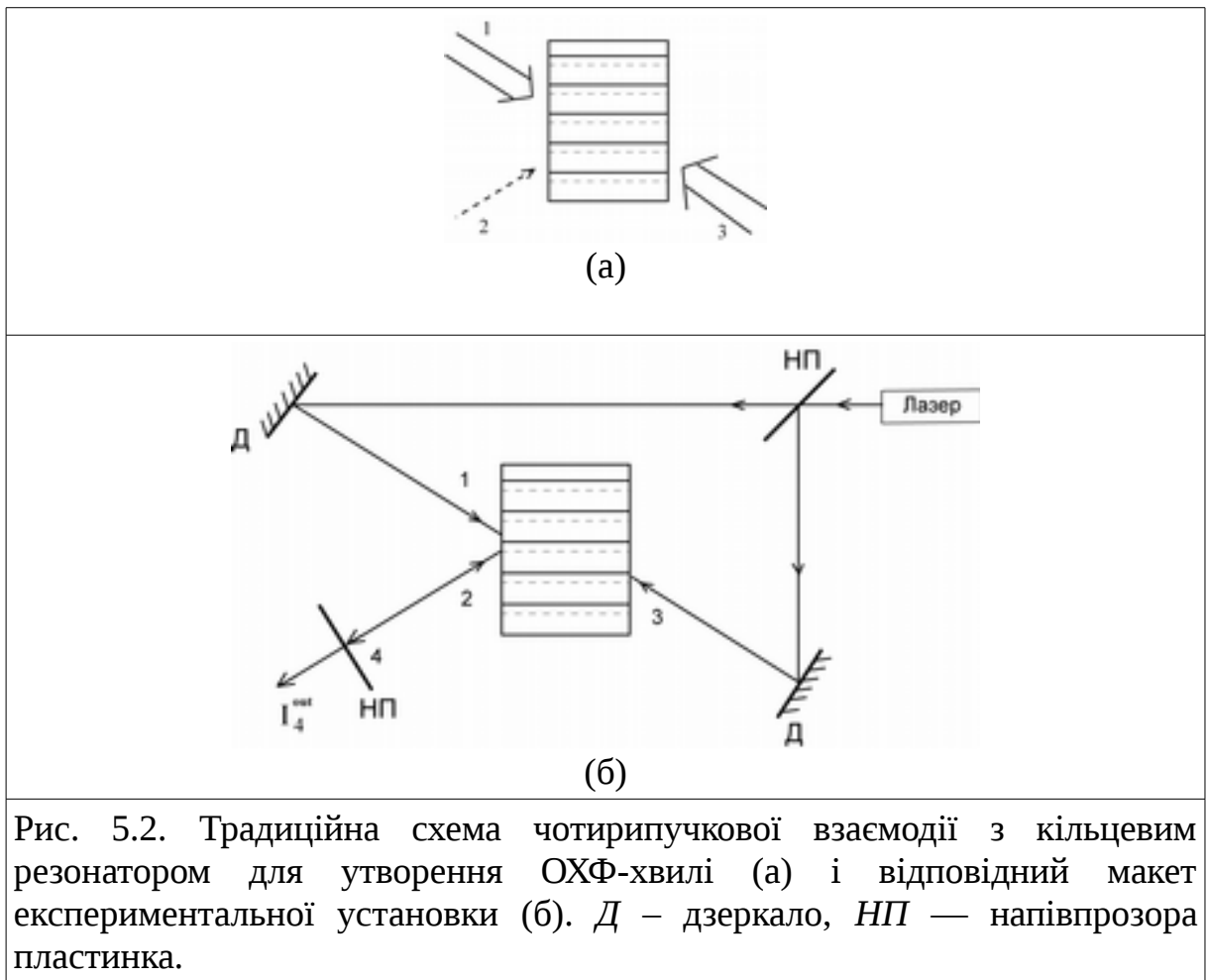


Рис. 5.2. Традиційна схема чотирьопучкової взаємодії з кільцевим резонатором для утворення ОХФ-хвилі (а) і відповідний макет експериментальної установки (б). Д – дзеркало, НП — напівпрозора пластинка.

таких схемах буде записуватися динамічна ґратка з “рівномірним”, не локалізованим профілем. Це пов’язано з тим, що “сигнальний” пучок 2 має малу інтенсивність порівняно з пучками “накачки” 1 та 3. В таких схемах неможливо досягнути великих коефіцієнтів підсилення для ОХФ-пучка, оскільки ми відмічали, що ефект підсилення при перекачці енергії залежить від ступеня локалізації динамічної ґратки, і цей процес керується співвідношенням інтенсивностей вхідних хвиль. Ґратка з максимальним ступенем локалізації формується при ЧПВ для випадку так званого подвійного ОХФ-дзеркала (ПОХФД) [11, 257-258]. Базова схема ПОХФВ зображена на Рис. 5.3 (а). Пучками накачки є хвилі 2 і 3, а сигнальні пучки 1 і 4 утворюються всередині нелінійного середовища в результаті самодифракції на пропускній ґратці (знову таки, позначення пучків є у

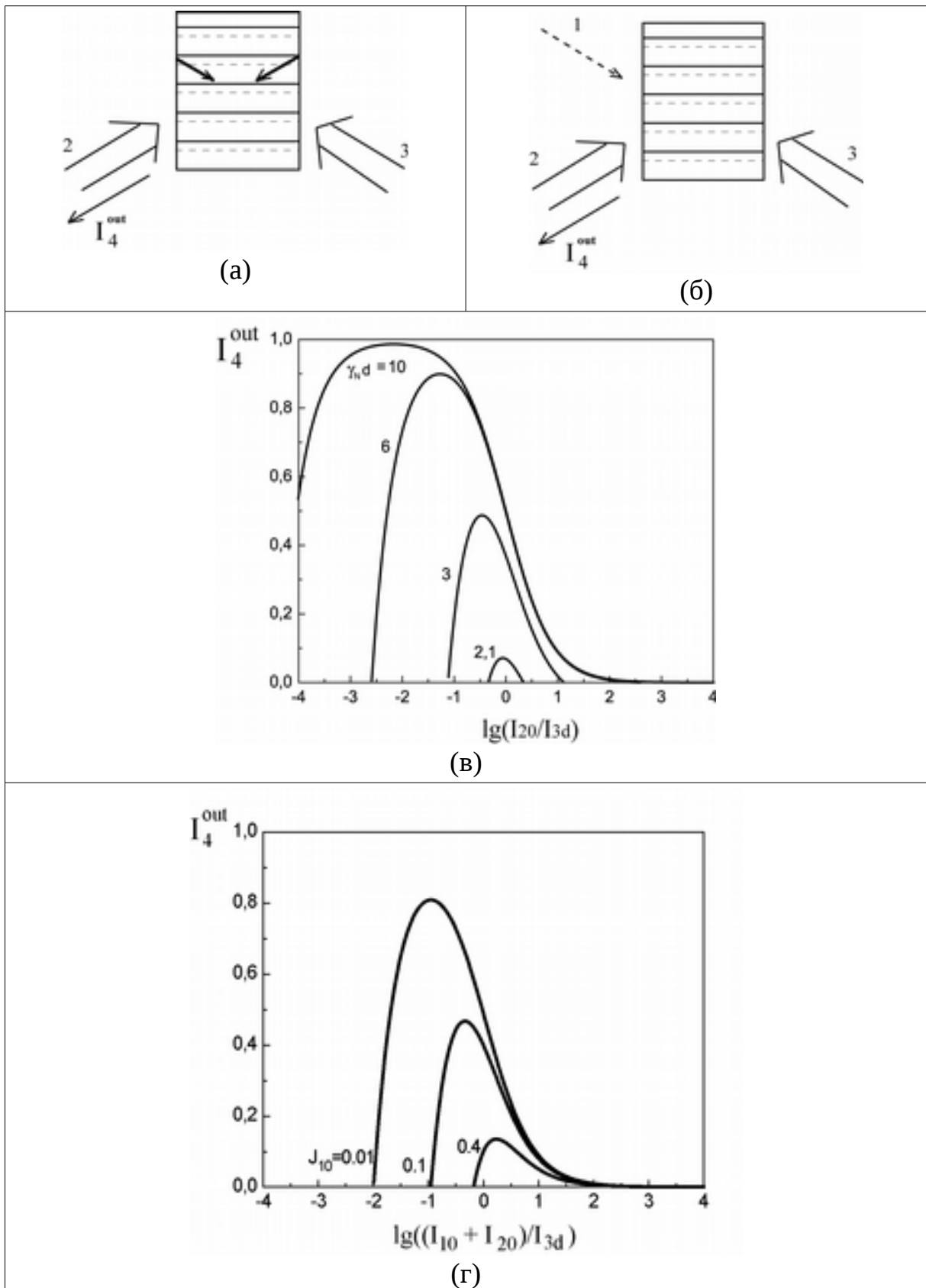


Рис. 5.3. Базова схема подвійного ОХФ дзеркала (ПОХФД) (а) і схема ЧПВ з ПОХФД (б). Залежність інтенсивності ОХФ-хвилі від співвідношення інтенсивностей входних хвиль для ПОХФД (в), і ЧПВ з ПОХФД ($\gamma_N d = 10$) (г). $I_1 + I_2 + I_3 + I_4 = 1$.

відповідності до напрямку просторового зсуву динамічної ґратки відносно максимумів світлової інтерференційної картини). Динамічна ґратка буде мати найбільшу локалізацію (для заданого значення $\gamma_N d$), і максимум її буде формуватися в центрі середовища, коли вхідні інтенсивності накачок рівні, $I_{20}=I_{3d}$, а сигнальні пучки відсутні на вході, $I_{10}=I_{4d}=0$, [5, 311-312]. В такій системі може формуватися пропускаюча ґратка, і вихідні сигнальні пучки I_1 та I_4 генеруються всередині нелінійного середовища внаслідок самодифракції хвиль при ЧПВ. Але така схема має недолік – вона не стабільна. Для отримання стабільної самодифракції хвиль на вхід подається слабкий сигнальний пучок I_{10} , що призводить до формування стійкої пропускаючої ґратки – Рис. 5.3 (б). На Рис. 5.3 також приведені інтенсивності вихідної ОХФ-хвилі I_4^{out} в залежності від співвідношення інтенсивностей хвиль накачки та величини нелокальної компоненти константи зв'язку $\gamma_N d$ для ПОХФД (Рис. 5.3 (в)) (див. [5, 311, 312]), і для ЧПВ з ПОХФД (Рис. 5.3 (г)). Графіки розраховані при умові нормованої інтенсивності хвиль $I_0=I_1+I_2+I_3+I_4=const=1$, тобто видно, що для великих значень $\gamma_N d \geq 10$ можна досягти практично повної перекачки енергії в ОХФ-хвилю I_4^{out} для вхідної хвилі накачки I_{20} . Графіки Рис. 5.3 (г) показують, що повна перекачка енергії досягається при виборі співвідношень інтенсивностей хвиль накачки $\lg(I_{20}/I_{3d}) \approx -1$ (для $I_{10}=0.01$), тобто, коли пучок накачки I_{3d} значно більший, ніж пучки накачки I_{20} і сигнальний пучок I_{10} : $I_{3d} \gg I_{20}$, $I_{3d} \gg I_{10}$. При таких умовах формується локалізована ґратка всередині середовища. Цей висновок підтверджує також графік Рис. 5.4, де розрахований коефіцієнт обертання хвильового фронту $K_{ОХФ}$ розрахований для схеми ЧПВ з ПОХФД в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль, для великих значень $\gamma_N d$, [143, 261]. $K_{ОХФ}$ для вхідної хвилі I_{20} визначається як відношення інтенсивностей вихідної ОХФ-хвилі до відповідної їй вхідної хвилі, у нашому випадку наступним чином:

$$K_{\text{ОХФ}} = \frac{I_4^{\text{out}}}{I_{20}} \quad (5.1)$$

Із графіка Рис. 5.4 видно, що зменшуючи інтенсивність сигнальної хвилі I_{10} можна досягти підсилення ОХФ-хвилі у 100 разів (для $\gamma_N d = 10$).

Для експериментальної реалізації ефекту підсилення ОХФ-хвилі в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль нами запропонована схема, зображена на Рис. 5.5. Вона включає два регульовані фільтри: для сигнального пучка, Φ_1 , і для пучка накачки Φ_2 . Таким чином, наші дослідження показують, що формування локалізованої динамічної ґратки в протяжних нелінійно-оптичних середовищах з нелокальним відгуком дозволяє отримувати ОХФ хвилі з великим коефіцієнтом підсилення.

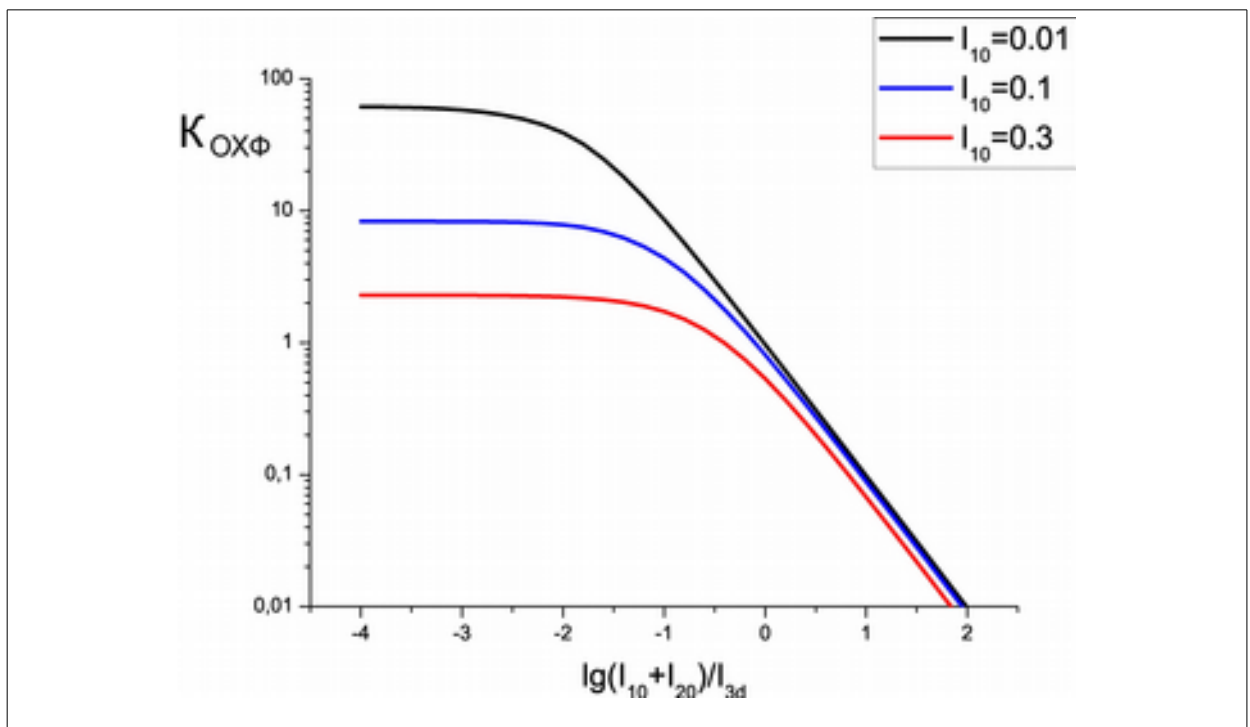


Рис. 5.4. Коефіцієнт обертання хвильового фронту в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль для схеми ЧПВ з ПОХФД $\gamma_N d = 10$, $I_1 + I_2 + I_3 + I_4 = 1$.

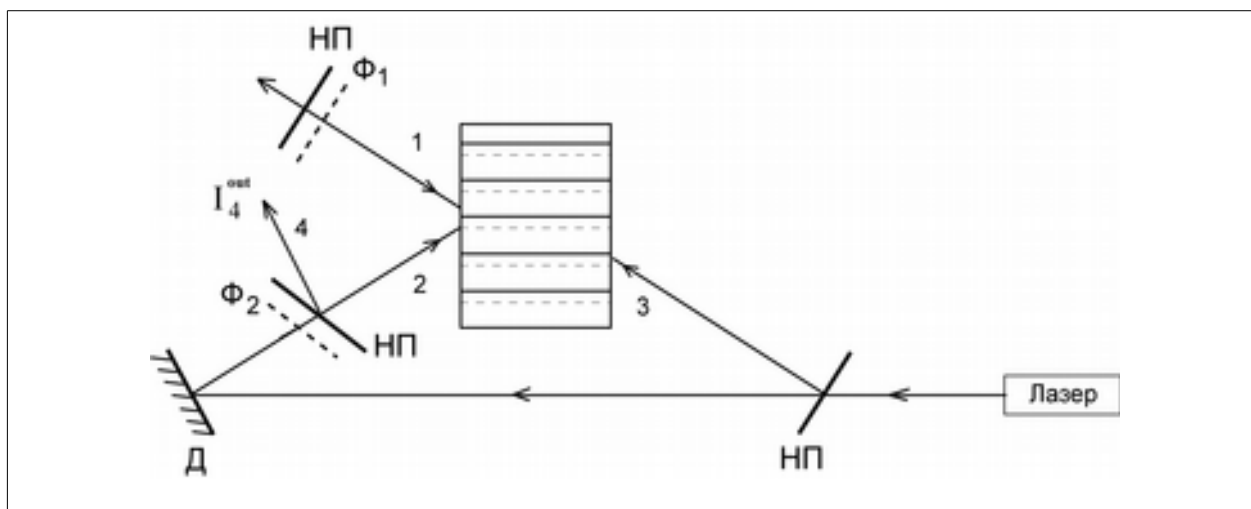


Рис. 5.5. Оптична схема для ЧПВ з ПОХФД. Д — дзеркало, НП — напівпрозорі пластинки, Φ_1 , Φ_2 — регульовані фільтри.

5.2. Чисто оптичні перемикачі світла

Вже в перших дослідженнях ЧПВ в фоторефрактивних кристалах була запропонована ідея використання самодифракції хвиль для чисто оптичного керування вихідними параметрами лазерних пучків. Таке керування може бути здійснене за допомогою зміни інтенсивностей, фаз, або поляризацій вхідних пучків [2, 20, 26, 136, 262-264]. В цьому розділі нами запропоновані декілька схем оптичних перемикачів, які ґрунтуються на записі локалізованої, або делокалізованої, динамічної ґратки в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль. На Рис. 5.6 зображена схема чисто оптичного перемикача інтенсивності світла при ЧПВ [143, 261]. В залежності від інтенсивності керуючої хвилі, змінюється інтенсивність вихідного пучка. В даній схемі сигнальною хвилею є пучок 1, вихідною — I_1^{out} . Також подається хвиля накачки 2. А хвиля 3 є керуючою (позначення просторового зсуву динамічної ґратки відносно світлової інтерференційної картини такі ж, як і у підрозділі 5.1). Розраховані зміни вихідної інтенсивності в залежності від інтенсивності керуючої хвилі I_{3d} показані на Рис. 5.6 (б). Отримано, що інтенсивність

вихідної хвилі $I_1^{out} \approx 1$ (в нормованих одиницях, I_1^{out}/I_0 , де $I_0=1$), коли керуюча хвиля має маленьку інтенсивність $I_{3d} \approx 0.01$. Але коли подати на вхід сильну керуючу хвилю, $I_{3d} \approx 0.99$, інтенсивність вихідної хвилі зменшується до нуля $I_1^{out} \approx 0$. Із графіка також видно, що цей процес відбувається в широкому діапазоні співвідношень інтенсивностей хвиль накачки і сигнальної хвилі, $\lg(I_{20}/I_{10})$. На Рис. 5.7 показані зміни профілю амплітуди ґратки при ЧПВ, що пояснюють отримані залежності Рис. 5.6.

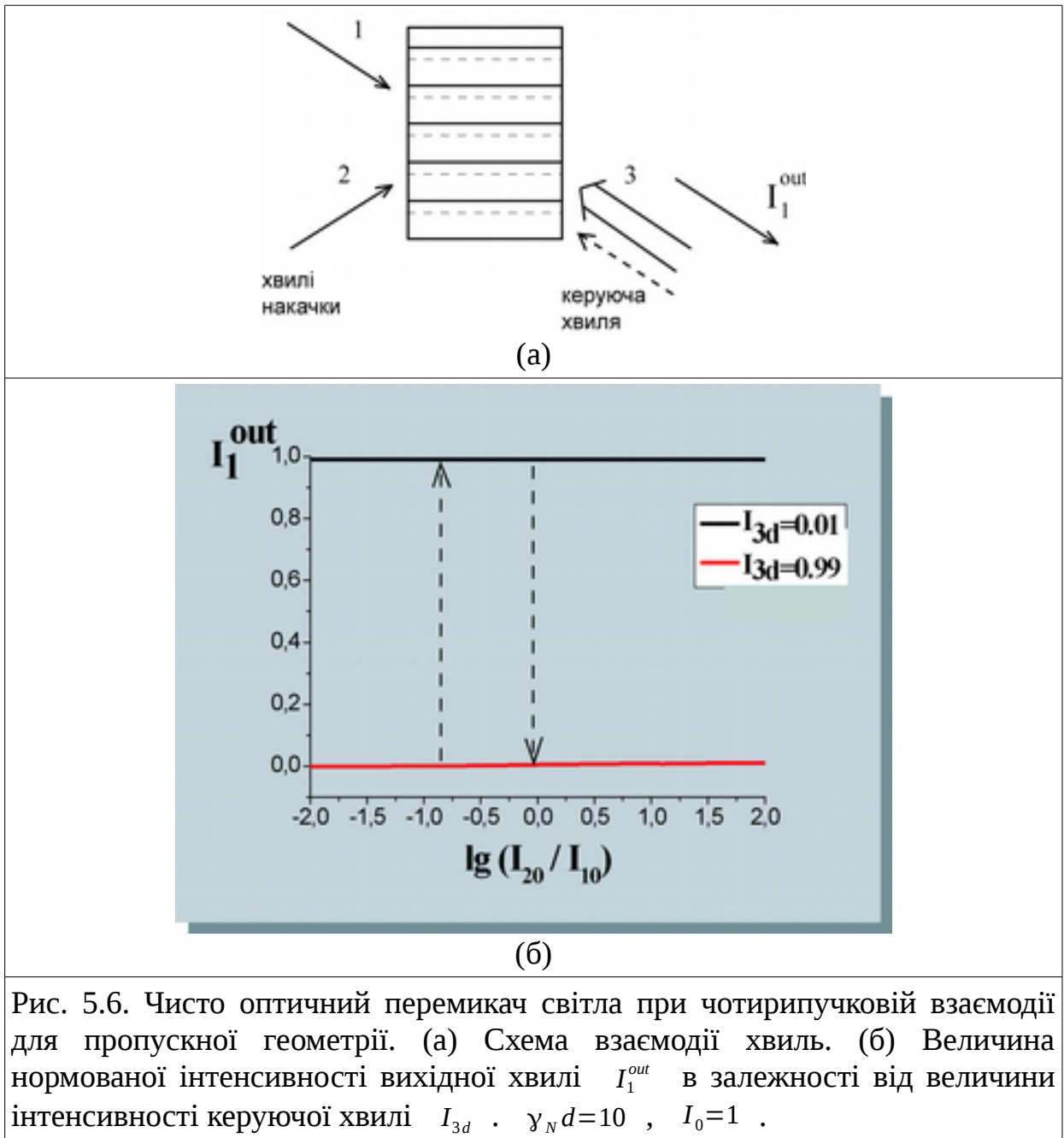


Рис. 5.6. Чисто оптичний перемикач світла при чотирипучковій взаємодії для пропускнуої геометрії. (а) Схема взаємодії хвиль. (б) Величина нормованої інтенсивності вихідної хвилі I_1^{out} в залежності від величини інтенсивності керуючої хвилі I_{3d} . $\gamma_N d = 10$, $I_0 = 1$.

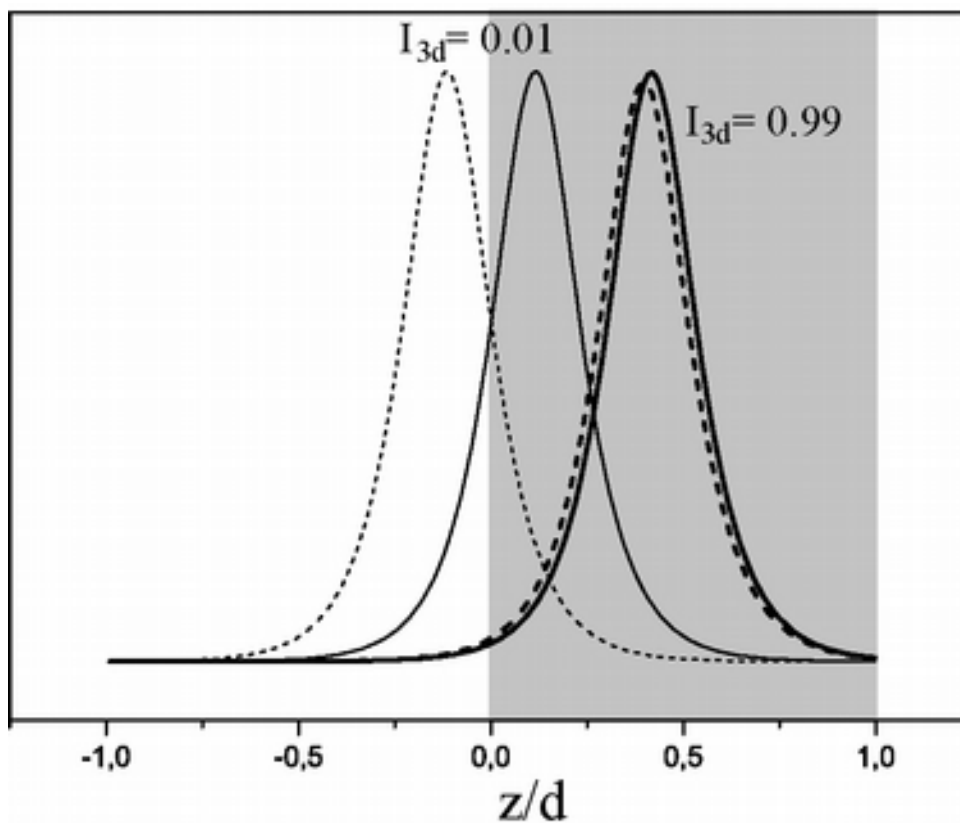
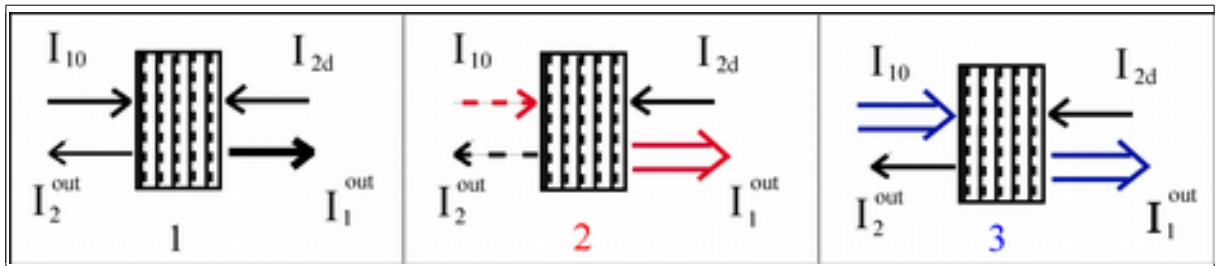


Рис. 5.7. Зміна профілю амплітуди ґратки (зсув локалізованої ґратки) при зміні співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль при ЧПВ: суцільні лінії – $\lg(I_{20}/I_{10})=1$; пунктирні лінії – $\lg(I_{20}/I_{10})=-1$; товсті лінії – $I_{3d}=0.99$; тонкі лінії – $I_{3d}=0.01$. $\gamma_N d=10$, $I_0=1$ Замальована область відповідає кристалу.

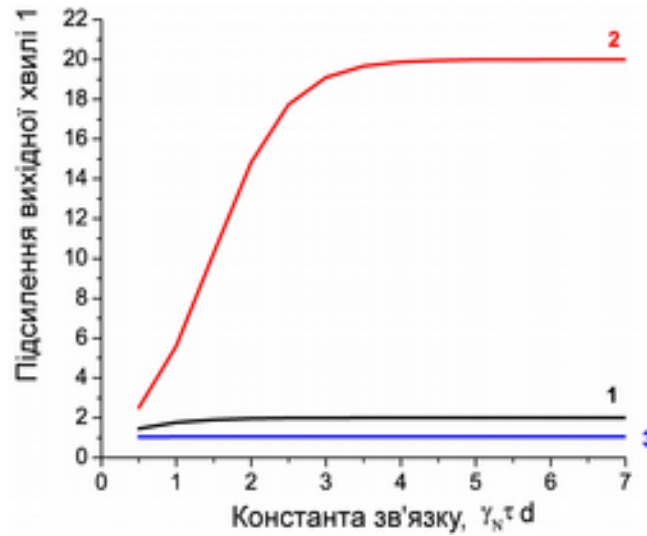
Так, для великих значень інтенсивностей керуючого пучка 3 локалізована ґратка формується всередині середовища, $z/d=[0;1]$, d – товщина нелінійного середовища (наприклад, фоторефрактивного кристалу). Дифракційна ефективність визначається площею під профілем амплітуди ґратки в границях середовища (U_d , див. підрозділ 2.3). Отже, на такій ґратці відбувається майже повна перекачка енергії, і сигнальна хвиля I_{10} переходить в I_4^{out} . Але, якщо інтенсивність керуючої хвилі I_{3d} зменшити, профіль ґратки починає “рухатися” до грані, де подаються дві вхідні хвилі. Всередині середовища залишається тільки частина локалізованого профілю, або його хвіст, площа під профілем амплітуди

ґратки U_d значно зменшується, і сигнальна хвиля I_{10} проходить через середовища майже без дифракції, тобто її вихідна інтенсивність I_1^{out} залишається такою ж, як і на вході.

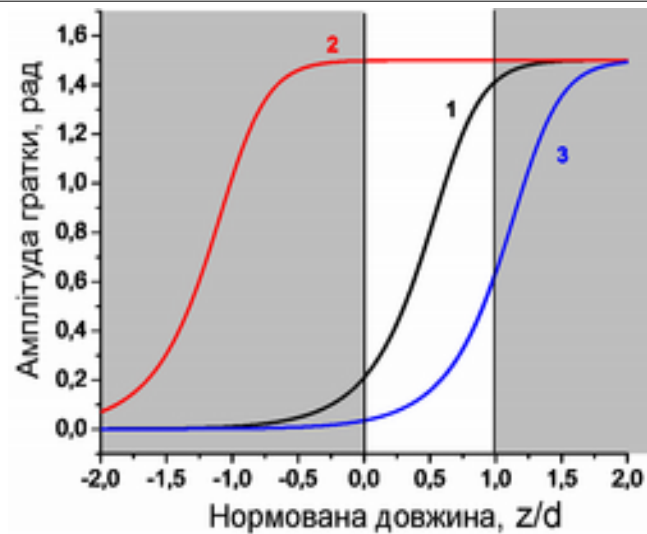
Оптичне переключення можна також реалізувати і у відбиваючій геометрії при формуванні динамічної ґратки з різним ступенем локалізації в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль. Двопучкова схема самодифракції у відбиваючій геометрії особливо перспективна для застосувань в волоконних інформаційних мережах зв'язку, оскільки динамічні ґратки можна записати в оптично активних світловодах. Приклад такого підсилювача показаний на Рис. 5.8. Оскільки динамічна ґратка є просторово зсунутою відносно картини інтерференції, дві взаємодіючі хвилі, I_{10} і I_{2d} стають не еквівалентними. Профіль амплітуди ґратки визначається співвідношенням інтенсивностей двох взаємодіючих хвиль. Підсилюється та хвиля, що має хвильовий вектор в напрямку зсуву динамічної ґратки відносно інтерференційної картини. В нашому випадку, I_{10} є сигнальною хвилею, і вона підсилюється, I_{2d} є хвилею накачки, у відповідності з напрямком зсуву динамічної ґратки (див. Рис. 5.8 (а)). На Рис. 5.8 показано три типових випадки співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль: (1) $I_{10} \approx I_{2d}$; (2) $I_{10} \ll I_{2d}$; і (3) $I_{10} \gg I_{2d}$. На Рис. 5.8 (б) розраховані підсилення сигнальної хвилі 1, I_1^{out}/I_{10} , для цих трьох випадків, а на Рис. 5.8 (в) відповідні профілі амплітуди ґратки. Найбільший коефіцієнт підсилення отримується для 2-го випадку, що відповідає слабкому вхідному сигналу. Тоді практично вся інтенсивність накачки переходить у сигнальний пучок. Видно, що коли інтенсивність сигналу значно перевищує інтенсивність накачки, або співрозмірна з нею, перегиб амплітуди динамічної ґратки формується всередині середовища, U_d зменшується, і практично не відбувається перекачки енергії від хвилі накачки в сигнальну хвилю.



(а)



(б)



(в)

Рис. 5.8. Оптичне переключення для двопучкової взаємодії у відбиваючій геометрії. (а) Схеми взаємодії для різного співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль сигналу I_{10} і накачки I_{2d} : 1 – $I_{10}=I_{2d}=0.5$; 2 – $I_{10}=0.05$, $I_{2d}=0.95$; 3 – $I_{10}=0.95$, $I_{2d}=0.05$; ($I_{10}+I_{2d}=1$). (б) Коефіцієнт підсилення для сигнальної хвилі на виході із середовища, I_1^{out}/I_{10} . (в) Профілі амплітуди динамічної ґратки в стаціонарному режимі для різних співвідношень інтенсивностей вхідних хвиль. $\gamma_N \tau d = 3$; $Z=0 \dots 1$ відповідає довжині кристалу ($d=1$).

5.3. Оптичні логічні елементи

Створення оптичних комп'ютерів залишається дуже привабливим напрямком досліджень, оскільки дозволить в рази збільшити швидкодію і інформаційну ємність [265]. Для створення оптичних комп'ютерів важливо вміти будувати основні логічні елементи “І”, “АБО”, “НІ”. В оптичних системах такі елементи, як правило, основані на принципі зміни інтенсивності вихідного сигнального пучка в нелінійному елементі, що керується іншим світловим пучком. Для створення оптичних логічних елементів використовуються властивості бістабільності оптичних систем, що залежить від інтенсивності падаючого світла. Одна і та ж схема може утворювати різні логічні елементи, в залежності від вибору сигнальних і керуючих пучків.

Бістабільність нелінійних систем приваблива для багатьох застосувань. Використовуючи бістабільність елементів можливо побудувати тригери – два стійких стани, які переключаються за допомогою зовнішнього пучка. Загальноприйнятим базовим елементом для побудови оптичної логіки вважається інтерферометр Фабри-Перо в який поміщується матеріал з керрівською оптичною нелінійністю [266-267]. Бістабільність в схемах динамічної голографії досліджувалась в багатьох роботах [268-270]. Використовуючи цю властивість були запропоновані різновиди оптичних логічних елементів і систем, які основані на взаємодії хвиль в динамічній голографії [271-274].

Нами запропоновано оптичні логічні елементи, що реалізуються при чотирипучкової взаємодії і базуються на ефекті зміни локалізації обвідної амплітуди ґратки в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль. При цьому буде змінюватися і дифракційна ефективність перекачки енергії. Нами показано, що при ЧПВ можуть бути створені оптичні логічні елементи “OR” (“ІЛІ”) і “NOR” (“ІЛІ-НІ”) (стрілка Пірса), принцип дії яких зображений на Рис. 5.9 і 5.10, а на Рис. 5.11 розраховані профілі обвідної

амплітуди ґратки. Використовується динамічне середовище з високим значенням константи підсилення для нелокальної ґратки, $\gamma_N d = 10$; пучок I_{20} є пучок накачка, який може бути неперервним випромінюванням; інші пучки – імпульси (гаусівської форми), що взаємодіють зі створенням динамічної ґратки. Будемо вважати, що сигнальними пучками є пучок “А” – I_{3d} , і пучок “В” – I_{10} . Вхідні інтенсивності хвиль визначено

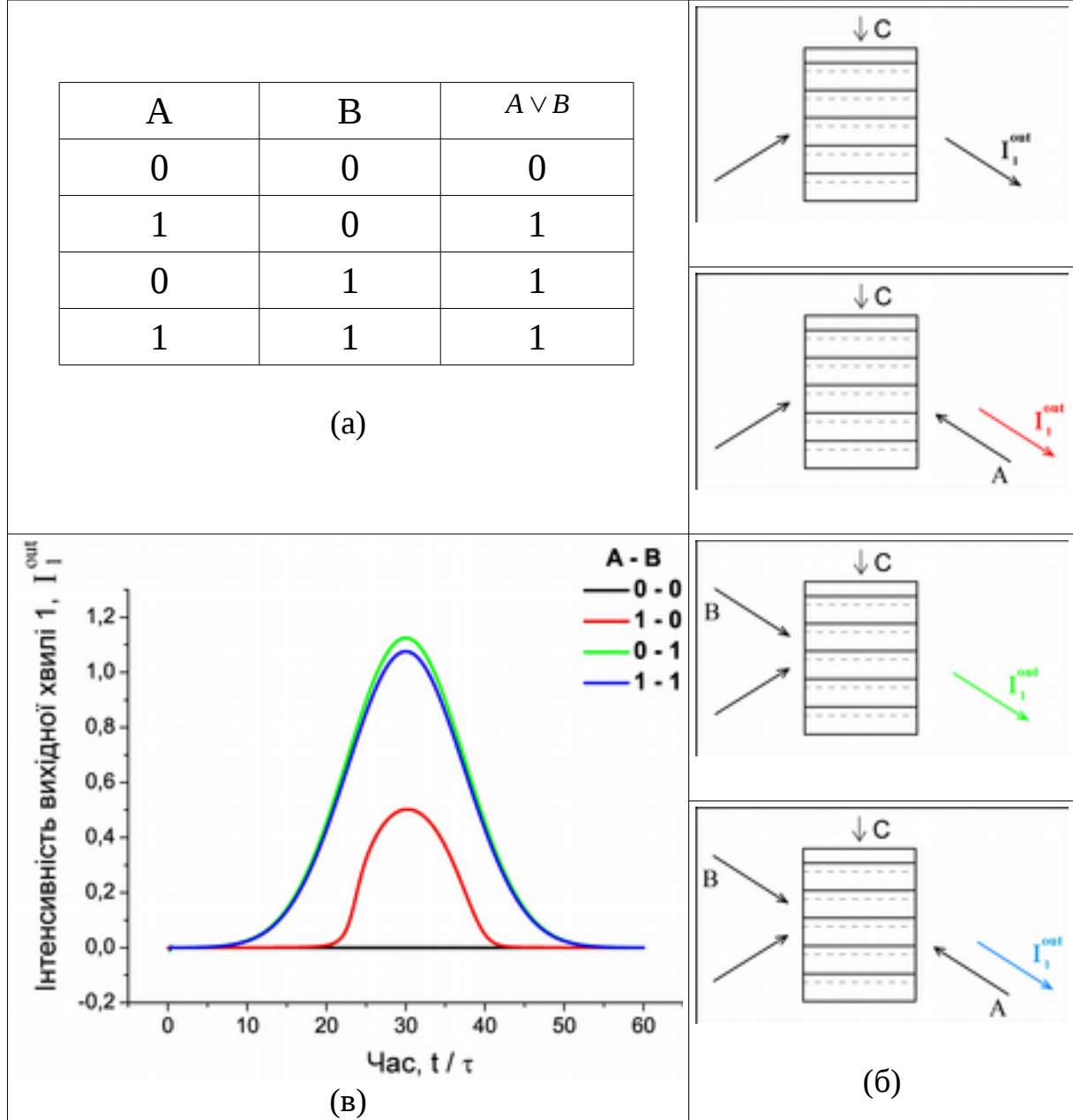
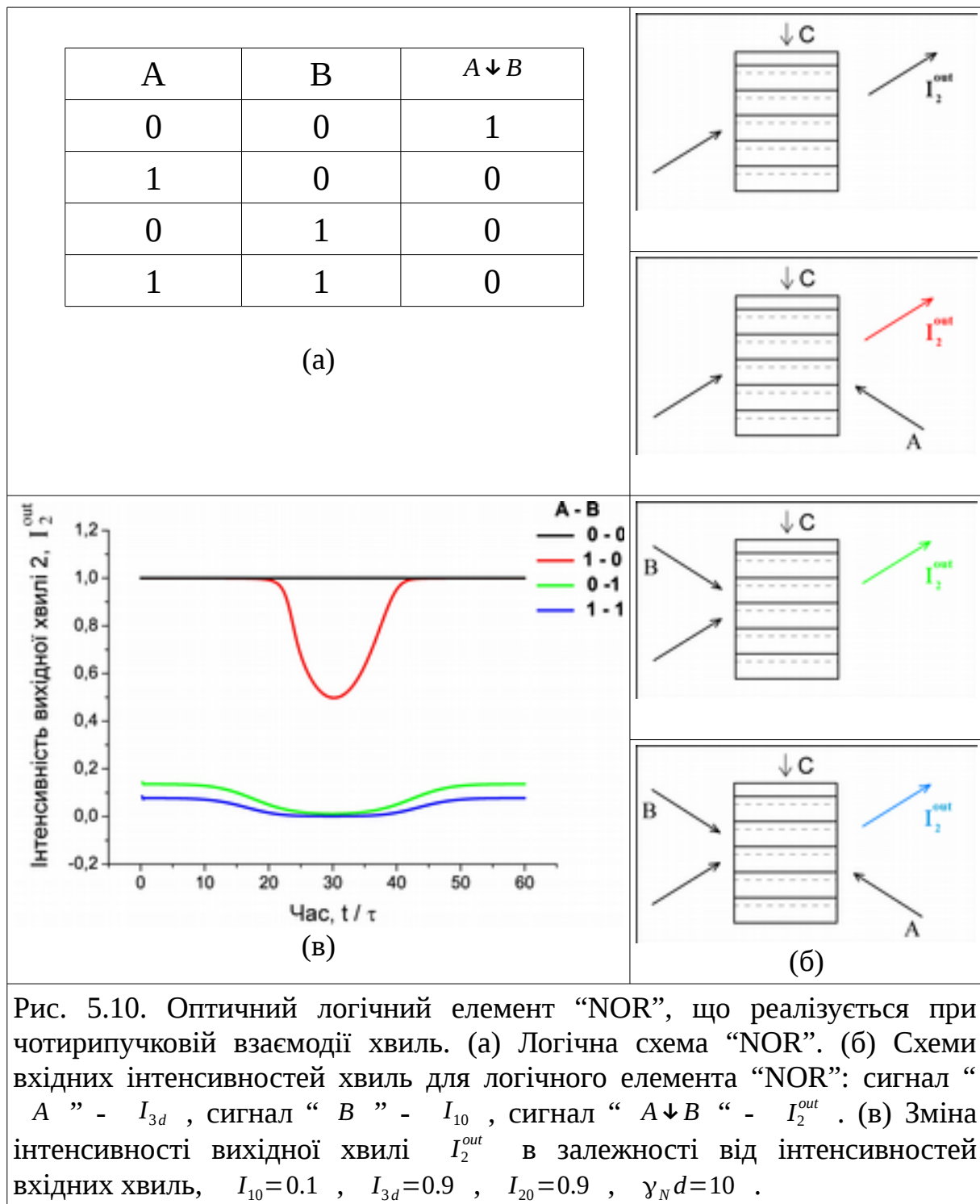


Рис. 5.9. Оптичний логічний елемент “OR”, що реалізується при чотирипучковій взаємодії хвиль. (а) Логічна схема “OR”. (б) Схеми вхідних інтенсивностей хвиль для логічного елемента “OR”: сигнал “ А ” - I_{3d} , сигнал “ В ” - I_{10} , сигнал “ $A \vee B$ ” - I_1^{out} . (в) Зміна інтенсивності вихідної хвилі I_1^{out} в залежності від інтенсивностей вхідних хвиль, $I_{10}=0.1$, $I_{3d}=0.9$, $I_{20}=0.9$, $\gamma_N d=10$.



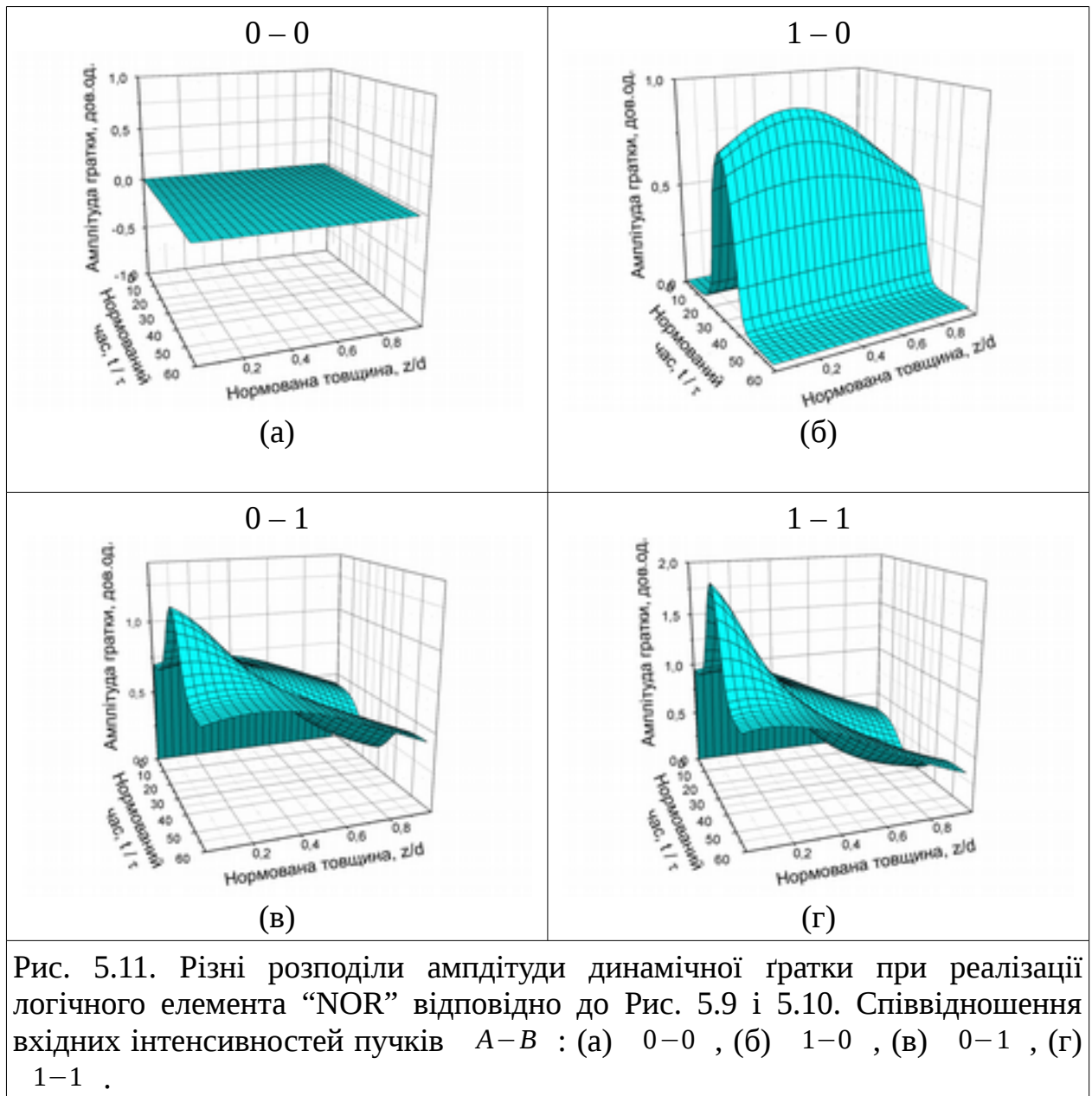
наступним чином: $I_{20}=I_{3d}=0.9$, $I_{10}=0.1$. В цьому випадку формується динамічна ґратка з високим ступенем локалізації для обвідної амплітуди. В залежності від того, яку хвилю вважати вихідною, можуть реалізовуватися різні елементи. Ми показуємо, що якщо вихідною вважати хвилю 1 (I_1^{out})

– реалізується елемент “OR” (Рис. 5.9), а якщо хвилю 2 (I_2^{out}) – елемент “NOR” (Рис. 5.10).

Для елемента “OR” отримуємо наступне: при відсутності сигнальних пучків “А” і “В” ґратка не пишеться (див. Рис. 5.11 (а)), і вихідний дифрагований пучок відсутній – $I_1^{out}=0$. При подачі на вхід сигналу “А”, записується ґратка (Рис. 5.11 (б)). Таким чином, з’являється дифрагований пучок, I_1^{out} , його розрахована інтенсивність представлена на Рис. 5.9 (в). Якщо визначити вихідний сигнал, наприклад, на рівні 0.2 ($I_1^{out} \geq 0.2$), то на виході з’являється сигнал, позначимо його $A \vee B$. Локалізована ґратка буде також записуватися, при умові подачі на вхід тільки сигналу “В”, або обох сигналів “А” і “В” – див. Рис. 5.11 (в) і (г), відповідно. Розраховані інтенсивності вихідного сигналу $A \vee B$ зображені на Рис. 5.9 (в).

Однак, для вихідного пучка I_2^{out} , ситуація буде протилежна. Для цього сигналу реалізується елемент “NOR” – див. Рис. 5.10. Фактично, пучок I_2^{out} можна вважати пучком накачки, яка продифрагувала на ґратці. Чим більша амплітуда і ступінь локалізації обвідної амплітуди ґратки, тим більша ефективність дифракції, і тим менша величина вихідного пучка I_2^{out} . Розраховані інтенсивності I_2^{out} для різних комбінацій вхідних пучків зображені на Рис. 5.10 (в). Видно, що якщо визначити вихідний пучок на рівні, наприклад 0.9 ($I_2^{out} > 0.9$), то для представлених комбінацій вхідних пучків це співвідношення не виконується. Тобто можна вважати, що вихідний пучок відсутній – реалізується умова елемента “NOR”.

Таким чином, наші розрахунки показують, що управління ступенем локалізації обвідної динамічної ґратки в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль може бути використано для створення оптичних логічних елементів, і навіть різних типів логічних елементів в одному і тому ж середовищі. Такі логічні елементи можуть бути утворені на основі комірок рідких кристалів, що є перспективним для обробки оптичних зображень.; або при взаємодії хвиль в фотонних кристалах, які



зараз розглядаються як базові матеріали для інтегральної оптики.

5.4 Підсилення та звуження лазерних імпульсів в волоконних бреггівських ґратках (ВБГ)

Сучасні комунікаційні та інформаційні технології потребують розробки нових ефективних методів оптичного перетворення та обробки даних. Самодифракція хвиль у динамічній голографії вважається перспективним

методом, що дозволяє перетворювати і керувати параметрами світлових пучків за допомогою інших пучків [1]. У цьому розділі ми розглянемо взаємодію двох когерентних лазерних імпульсів в нелінійному середовищі у відбиваючій геометрії [12, 155]. При інтерференції хвиль за рахунок нелінійності середовища виникає динамічна бреггівська ґратка показника заломлення. Ця ґратка, в свою чергу, впливає на умови поширення світлових хвиль завдяки процесам дифракції і інтерференції на ґратці. Таким чином, модуляція показника заломлення двома взаємодіючими хвилями представляється самоузгодженим процесом, що сильно залежить від інтенсивностей пучків, а також характерних періодів часу як для запису і релаксації ґратки, так і для тривалості лазерних імпульсів. Динаміка нелінійної взаємодії між решіткою світла та динамічною ґраткою описується параметричним нелінійним рівнянням Шредінґера у випадку, коли коли ґратка є нелокальною (див. Підрозділ 3.2, [11, 225]). Це рівняння має стаціонарні розв'язки у вигляді темного солітону, які описують форму обвідної амплітуди ґратки.

У цьому підрозділі ми досліджуємо ефекти, пов'язані з дифракцією лазерних пучків на неоднорідній локалізованій ґратці, що мають такий солітоно-подібний профіль. Відмітимо, що подібна поздовжня ґратка може бути виконана у вигляді волоконної бреггівської ґратки (ВБГ), яка створюється уздовж серцевини волокна. ВБГ зараз дуже широко використовуються в сучасних комунікаційних системах. ВБГ мають високу спектральну селективність для лазерних пучків, що дифрагують на цій ґратці. Завдяки високій селективності та вузькому спектру відбиття ВБГ використовуються у волоконних лазерах, ефективних оптичних фільтрах для блокування певної довжини хвилі, волоконних датчиків та детекторів, для стабілізації та зміни довжини хвилі лазерних діодів [275-276]. Традиційний підхід полягає у виробництві ВБГ, які мають постійну глибину модуляції. Відомі також різновиди ВБГ, в яких змінюється період

ґратки. Ми ж досліджуємо випадок, коли глибина модуляції ґратки змінюється вздовж серцевини [160].

У Розділі 2 була розвинена математична модель взаємодії хвиль в динамічних нелокальних середовищах з релаксацією. Стаціонарний розв'язок у відбиваючій геометрії для нерівномірного розподілу інтенсивності в максимумах інтерференційної картини описується формулою (2.86):

$$J_m(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \tanh[2\gamma_N \tau \cdot k z - C]} \quad (5.2)$$

де константа C визначається із вхідних граничних умов. Просторовий розподіл амплітуди динамічної ґратки приймає той самий вигляд:

$$Q(z) = \gamma_N \tau \cdot J_m(z) \quad (5.3)$$

але він буде зміщений у просторі відносно інтерференційної картини на чверть періоду, що відповідає формуванню нелокальної ґратки в середовищі. Таким чином, під час взаємодії хвиль у динамічному нелінійному середовищі встановлюється однозначна відповідність між інтерференційною інтенсивністю та розподілом амплітуди динамічної ґратки. Інтенсивності вихідних хвиль визначаються інтегралом $Q(z)$ в межах середовища.

Нерівномірний профіль амплітуди ґратки у формі темного солітону, обчислений відповідно до рівнянь (5.2)-(5.3), візуально зображений на Рис. 5.12 ([12, 155, 156, 160, 225]). Це принципова схема, яка показує можливість створення дзеркала-підсилювача з чисто оптичним керуванням. Таке дзеркало працює наступним чином: коли до такої ґратки з нерівномірним профілем амплітуди подається лише один пучок накачки I_{2d} , він частково проходить крізь ґратку і частково відбивається. Але коли одночасно запускається слабкий сигнальний імпульс I_{10} і утворюється світлова решітка зміщена відносно динамічної ґратки, увесь

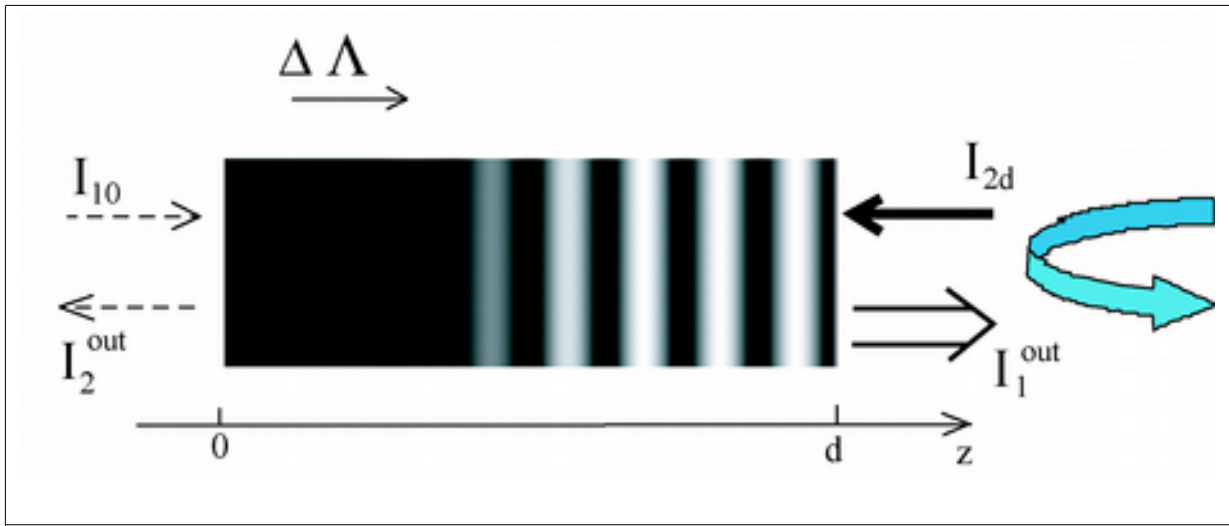


Рис. 5.12. Схема підсилення вихідної хвилі I_1^{out} при двопучковій взаємодії сигнального імпульсу I_{10} і накачки I_{2d} у відбиваючій геометрії на зсунутій динамічній ґратці. Амплітуда ґратки має профіль “темного”-солітону, $\Delta \Lambda$ показує напрямок просторового зсуву ґратки відносно інтерференційної картини, Λ є просторовий період ґратки.

пучок накачки відбивається, що означає значне посилення пучка сигналу на виході I_1^{out} . Зміщену решітку світла можна створити декількома способами, наприклад, за допомогою п’єзо-дзеркала, або шляхом створення невеликого зсуву частоти $\Delta \omega$ для одного з пучків, що взаємодіють. Альтернативний спосіб – використовувати динамічний нелінійний елемент з нелокальним відгуком.

На Рис. 5.13 показано ефект сильного підсилення слабкого гаусівського імпульсу I_{10} за рахунок високої накачки I_{2d} . Співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль сигналу і накачки $I_{10}:I_{2d}=1:100$ (нормовані величини). Але на виході, за рахунок “відбиття” хвилі накачки на нелокальній ґратці спостерігається значне підсилення сигнального пучка – максимальна вихідна інтенсивність досягається на рівні накачки, $I_1^{out}>90$. Одночасно відбуваються розширення вихідного імпульсу, його затримка, та підвищення фонового випромінювання – $I_b^{out} \sim 30$.

Передбачення на основі нашої теорії показують, що ефект посилення

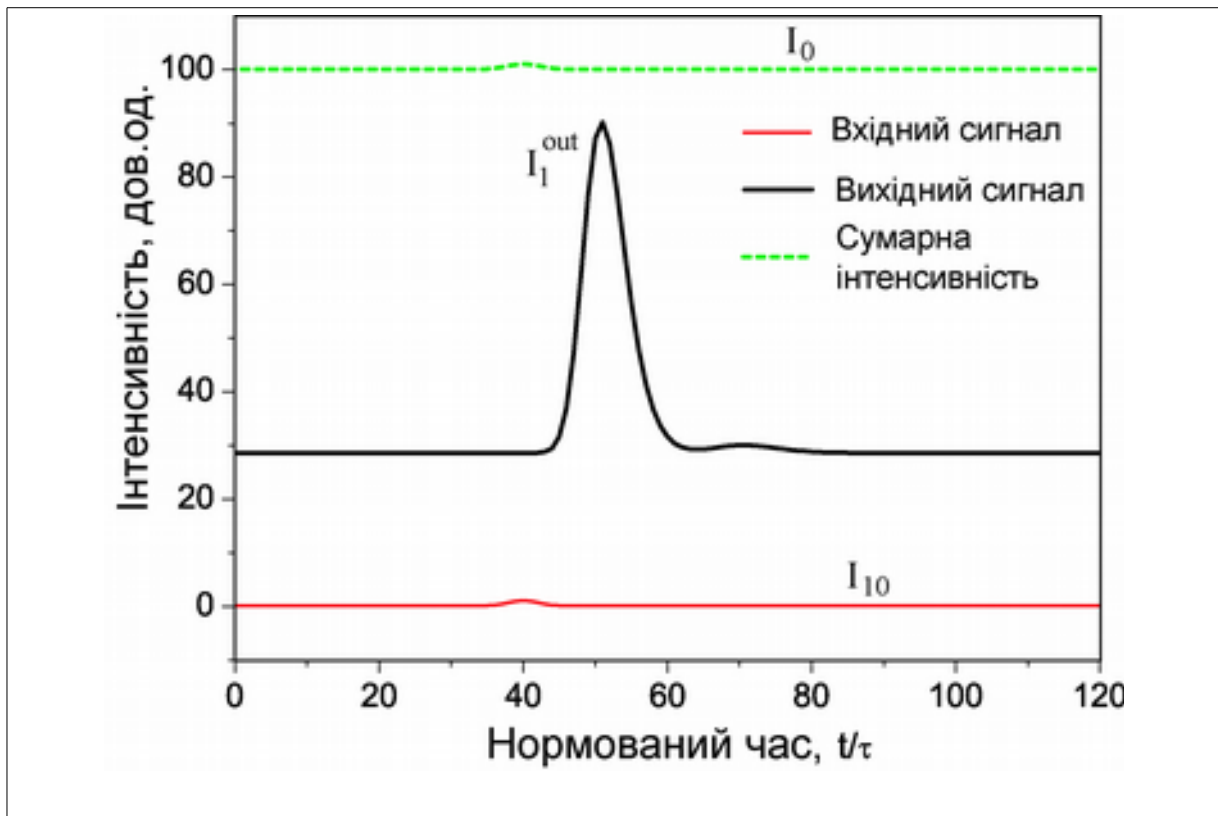


Рис. 5.13. Гігантське підсилення слабого імпульсу. Вхідні умови взаємодії: $I_{10}=1$, $I_{2d}=100$, $\gamma_N \tau d=3$; $\tau_{sig}/\tau=3$ – співвідношення напівширини сигнального гаусівського імпульсу і часу релаксації ґратки; $I_b=0.1$ – постійне фонове випромінювання.

слабого сигнального імпульсу сильно залежить від значення глибини модуляції ґратки. Якщо у випадку пропускнуої геометрії ця залежність є пропорційною, тобто чим більша амплітуда динамічної ґратки, тим сильніший енергообмін між хвилями, що взаємодіють. То для відбиваючої геометрії ми отримали, що залежність коефіцієнта підсилення сигнального пучка від константи зв'язку нелокальної ґратки є немонотонною. Підсилення слабого короткого імпульсу в залежності від константи зв'язку нелокальної ґратки $\gamma_N d \tau$ для випадку великої накачки показано на Рис. 5.14. Із цього рисунку видно, що підсилення сигналу може бути незначним як для низьких, так і для високих значень $\gamma_N d \tau$. Існує оптимальне значення $\gamma_N d \tau$, при яких досягається максимальне підсилення пучка в широкому діапазоні величин інтенсивності накачки. Із

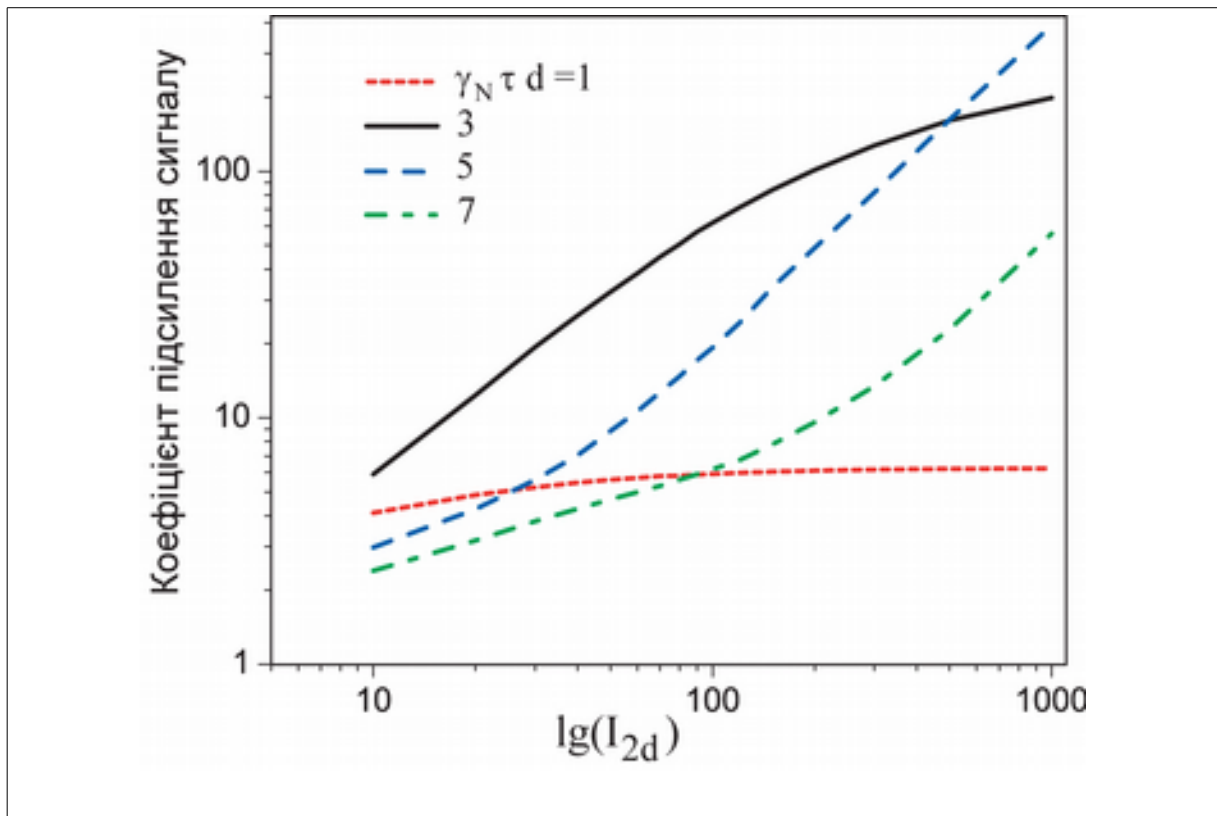
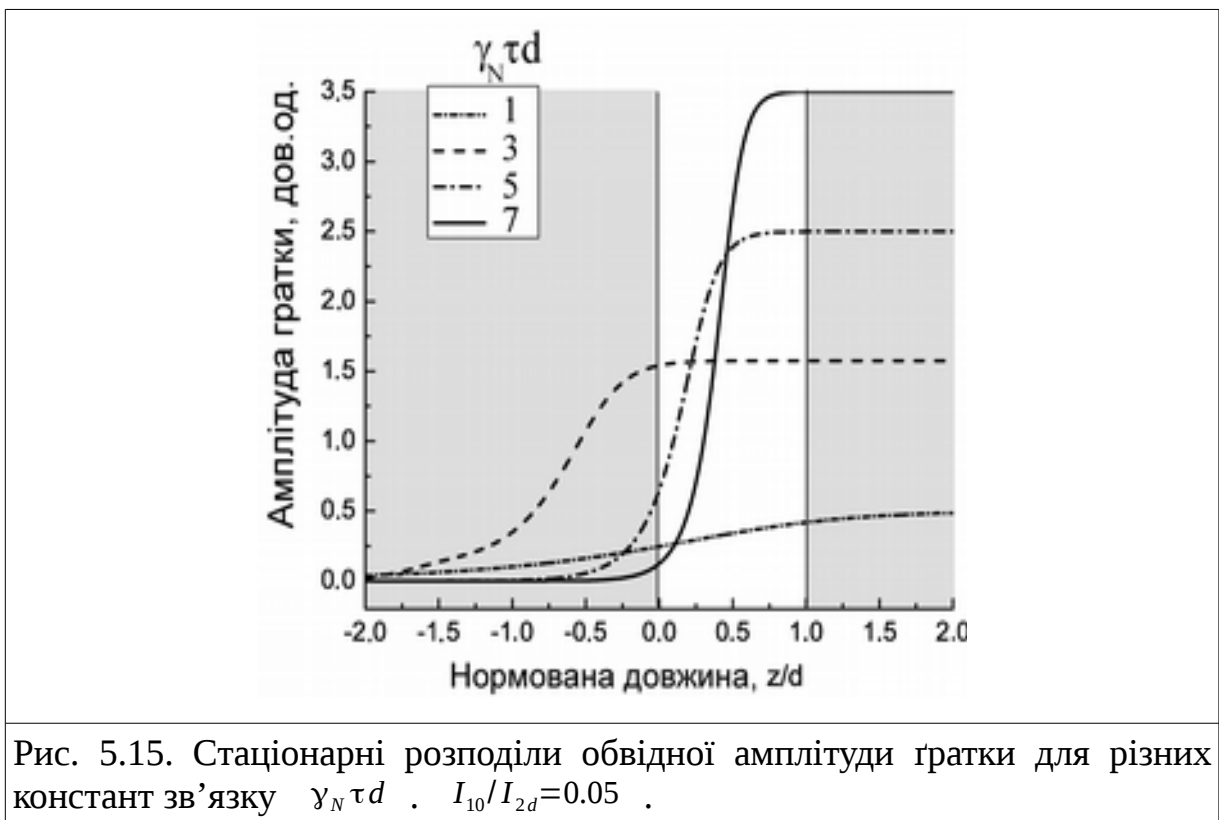


Рис. 5.14. Підсилення інтенсивності для сигнального гаусівського імпульсу, I_1^{out}/I_{10} , в залежності від інтенсивності накачки і для різних величин констант зв'язку нелінійної ґратки $\gamma_N \tau d$, що позначені цифрами. ($I_{10}=1$, $\tau_{sig}/\tau=3$).

наших розрахунків впливає, що оптимальний коефіцієнт посилення ґратки лежить в діапазоні $\gamma_N d \tau = 3 \div 5$. У цьому випадку вихідний сигнал може досягати значення інтенсивності накачки. Для пояснення такого явища на Рис. 5.15 представлені розрахунки розподілів обвідних амплітуди динамічної ґратки для різних значень константи зв'язку. Видно, що при високих значеннях $\gamma_N d \tau$ обвідна амплітуди ґратки стає дуже локалізованою, перегін обвідної знаходиться всередині середовища, і ґратка займає тільки частину нелінійного середовища. При малих значеннях $\gamma_N d \tau$, розподіл амплітуди ґратки має практично рівномірний розподіл по об'єму нелінійного середовища. У цьому випадку зміни величини вхідної накачки мають незначний вплив на перерозподіл амплітуди ґратки, що значно зменшує динамічних діапазон для змін

інтенсивностей вихідного сигналу. Оскільки розподіл амплітуди ґратки залежить також від величини інтенсивності накачки (див. Рис. 5.8), найбільший динамічний діапазон досягається, коли розподіл амплітуди



ґратки не є однорідним в об'ємі середовища. У такому випадку невеликі зміни коефіцієнта вхідної інтенсивності призводять до значного перерозподілу амплітуди динамічної ґратки, і як результат, вихідний сигнал також зазнає великих змін. Використовуючи наші розрахунки, можна визначити оптимальне значення глибини модуляції ґратки, що забезпечують максимальний коефіцієнт підсилення разом із значним динамічним діапазоном змін інтенсивностей сигнального пучка в залежності від інтенсивності накачки.

Наші розрахунки показують, що ще одним параметром, який впливає на коефіцієнт підсилення при двопучковій взаємодії у відбиваючій геометрії, є крутизни фронтів сигнального імпульсу. На Рис. 5.16 показано, що у випадку гаусівського пучка сигналу коефіцієнт підсилення

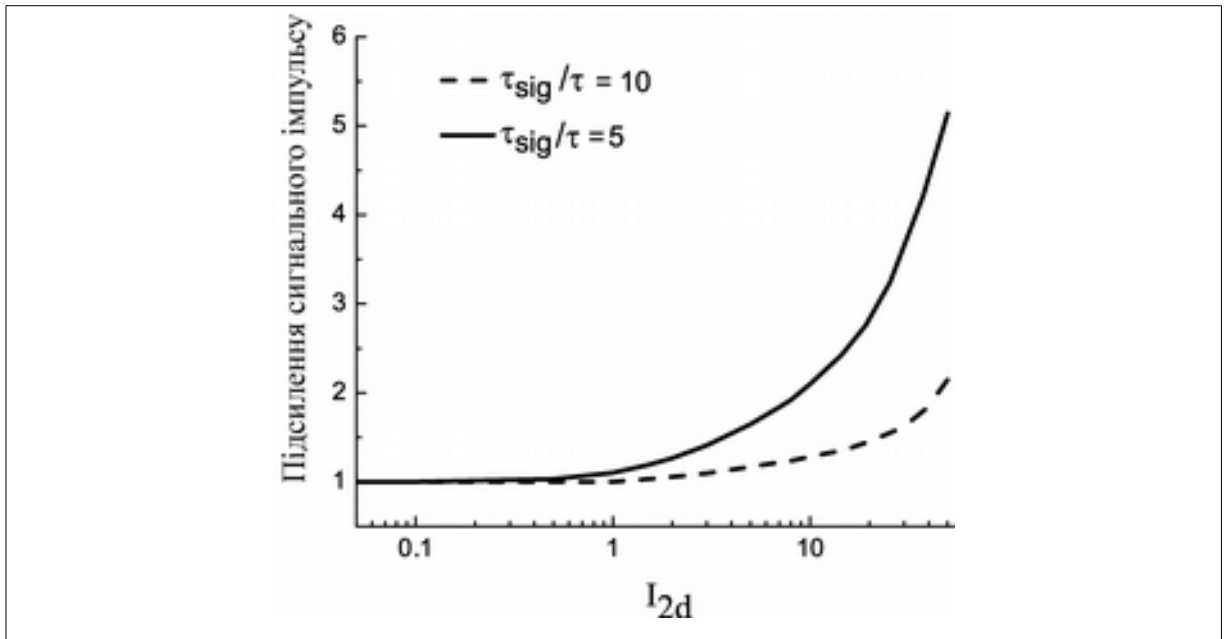
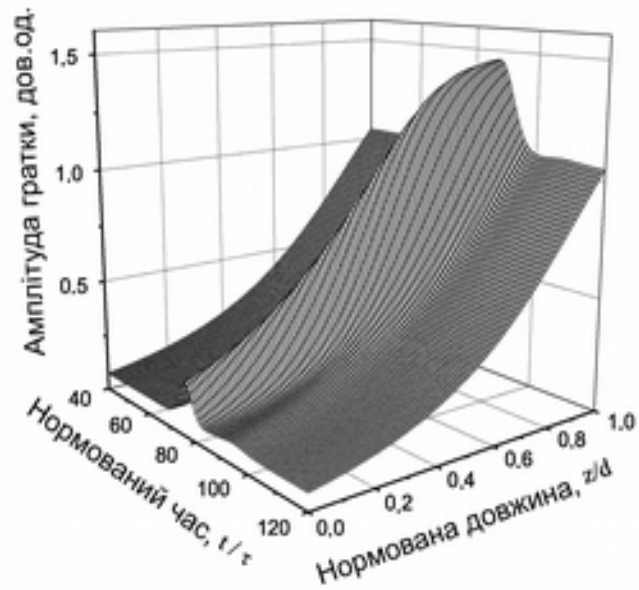


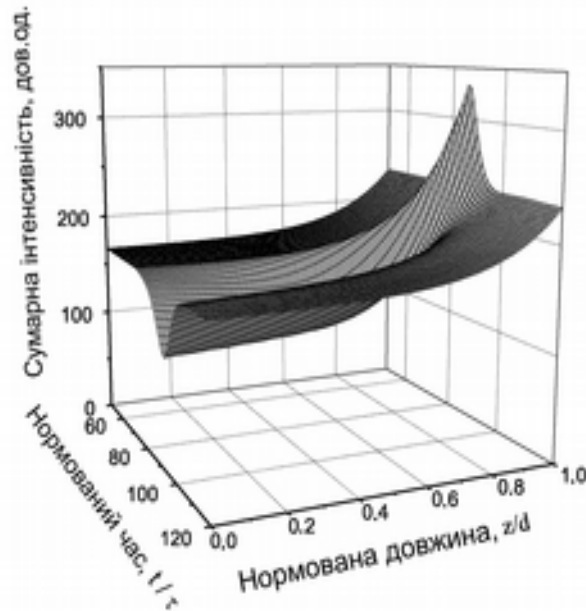
Рис. 5.16. Підсилення інтенсивності сигнального імпульсу для різної напівширини гаусівського сигналу. $\gamma_N \tau d = 5$.

збільшується, коли зменшується напівширина імпульсу.

На Рис. 5.17 ми представили трьох-вимірні графіки по розрахунку змін у часі обвідної амплітуди ґратки $Q(t, z)$ (Рис. 5.17 (а)) та перерозподіл сумарної інтенсивності $I_0(t, z)$ (Рис. 5.17 (б)), які формуються при взаємодії слабого сигнального імпульсу і сильної накачки. Із розрахунків видно, що обидві ці величини значно змінюються з часом порівняно з їх фоновими значеннями в початковий момент часу, коли на вхідній границі подається слабкий сигнальний імпульс. Обидві ці величини змінюються подібним образом. Причому сумарна інтенсивність I_0 перерозподіляється всередині середовища таким чином, що її основний максимум зосереджений поблизу вихідної границі $z=d$, тоді як її сильно виражений мінімум знаходиться поблизу вхідної границі $z=0$. Іншими словами, цей ефект можна уявити, ніби вся хвиля накачки відбивається від динамічної фотоіндукованої ґратки, що утворюється завдяки слабкому сигнальному пучку, і це відображається як розширений у часі і значно посилений вихідний імпульс.



(а)



(б)

Рис. 5.17. Зміна розподілу амплітуди динамічної ґратки (а) і перерозподіл сумарної інтенсивності $I_0(t, z)$ (б) всередині комірки в об'ємному середовищі з нелінійним нелокальним відгуком, що відповідають умовам гігантського підсилення: $I_{10}=1$, $I_{2d}=200$, $\gamma_N \tau d=3$, $\tau_{sig}/\tau=3$, $I_b=0.1$.

Таким чином, ми виявили ефект сильного підсилення слабого сигнального імпульсу при його взаємодії з неперервною накачкою. Такий ефект обумовлений тим, що слабкий імпульс накачки провокує утворення

нелокальної (зсунутої) динамічної ґратки, який має розподіл обвідної амплітуди ґратки у формі темного солітона. Глибина модуляції такої ґратка являється динамічно керованою за допомогою інтенсивності накачки, і така ґратка майже повністю відбиває всю хвилю накачки в напрямку сигнального пучка. Наші теоретичні передбачення показують, що максимальні коефіцієнти підсилення для слабкого сигнального пучка існують при оптимальних невеликих значеннях величини глибини модуляції нелокальної ґратки. Також коефіцієнт підсилення підвищується при звуження імпульсу. Використання наших теоретичних розробок дозволить розрахувати ефективні дзеркала з оптично керованим коефіцієнтом відбиття, такі дзеркала можуть бути виконані на основі ВБГ.

5.5 Підсилювач когерентного випромінювання на основі оптичного корелятора з голографічними ґратками

Посилення когерентних лазерних пучків є одним із привабливих ефектів динамічної голографії, що виникає завдяки процесам самовпливу при нелінійній взаємодії пучків в об'ємних нелінійних середовищах. Основним механізмом є перекачка енергії від одного пучка до іншого, яка зазвичай розглядається у випадку самодифракції Бреґга для двох когерентних лазерних пучків що взаємодіють. Теорія зв'язаних хвиль розвинена для динамічного нелокального середовища описує виникнення просторової локалізації обвідної амплітуди для фотоіндукованої динамічної ґратки у разі встановлення перекачки енергії. Ми покажемо як теоретично, так і експериментально, що таку неоднорідну ґратку в об'ємному середовищі можна замінити набором тонких голографічних ґраток, розділених шарами простору [277-278]. На відміну від нелінійних оптичних середовищ, перевага цієї голографічної системи полягає в тому, що підсилення пучка

сигналу є миттєвим і не залежить від характеристик релаксації в нелінійному середовищі. Також коефіцієнт підсилення інтенсивності може досягати декількох порядків, що визначається співвідношенням інтенсивностей на вході між слабким сигналом і сильним пучком накачки. Керування величинами інтенсивностей у вихідних дифракційних порядках забезпечується як співвідношенням інтенсивностей вхідних пучків, так і глибинами модуляції голографічних ґраток. Ми отримали аналітичні розв'язки для інтенсивностей вихідних хвиль в такій голографічній системі, які отримані на базі теорії зв'язаних хвиль для динамічного середовища з нелокальною нелінійністю. Експериментальні результати по перекачці енергії, проведені в цій системі, з високою точністю узгоджуються з теоретичними розрахунками. Наші дослідження показують, що ефективний голографічний підсилювач може бути виготовлений на основі декількох тонких постійних ґраток.

У цьому підрозділі ми демонструємо експериментально і теоретично, що дві узгоджені фазові ґратки, розділені шаром простору, можуть працювати як одна об'ємна бреггівська ґратка: так звана СУГ – система узгоджених ґраток, коли відповідні штрихи ґраток лежать у одній площині. Необхідною умовою переходу в режим Бреґга є те, що на СУГ подається світлова інтерференційна картина, яка є просторово зміщена відносно ґраток СУГ. Тоді домінуюча передача енергії відбувається між двома головними порядками дифракції.

Принципова оптична схема голографічного підсилювача з двома періодичними фазовими ґратками зображена на Рис. 5.18 . Дві вхідні плоскі хвилі I_{10} і I_{20} сходяться пуд кутом θ і формують інтерференційну картину на системі фазових ґраток Г1 і Г2. Періоди фазових ґраток та інтерференційних смуг рівні між собою, або ж кратні одне одному. Об'єктив О формує кутовий спектр результуючого поля. Позначення $\{\pm k\}$, $k=0,1,2,\dots$ зображують дифракційні порядки в його

вихідній площині.

В літературі описано багато явищ перетворення лазерних пучків, що поширюються через набір декількох тонких амплітудних або фазових ґраток. Серед них відомий ефект Телбота [279]; контроль перерозподілу інтенсивностей в дифракційних порядках [280-282], прецезійна діагностика малих зміщень [283-284], створення пучків з заданими розподілами інтенсивностей на мішені та із заданими хвильовими фронтами [285-288]. Але лише невелика кількість публікацій присвячена пошуку точних аналітичних розв'язків, що описують дифракцію хвиль на декількох ґратках [289-290]. У нашому випадку ми застосовуємо точні аналітичні розв'язки для інтенсивностей хвиль, які впливають із теорії зв'язаних хвиль у динамічному фоторефрактивному середовищі, та які отримані для випадку стаціонарного стану (див. Розділ 2.3.1). Ми показуємо, що ці розв'язки можуть адекватно описувати експерименти перекачки енергії в оптичному кореляторі, що включає систему тонких ґраток, і де забезпечуються умови дифракції Брегга. Наші дослідження відкривають можливості для створення нових елементів оптичного підсилення, які

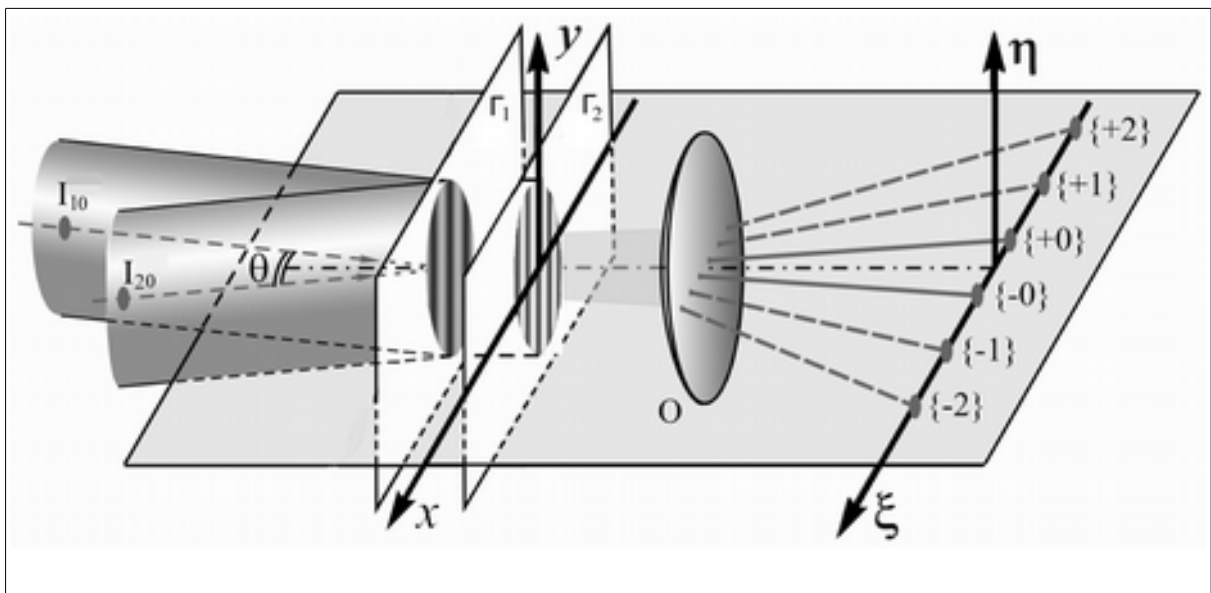


Рис. 5.18. Схема оптичного корелятора, що складається з двох тонких голографічних ґраток Γ_1 і Γ_2 , та об'єктива O , для дифракції двох інтерферуючих лазерних пучків.

базуються на тонких постійних ґратках і можуть бути реалізовані в голографічних системах, включаючи обробку зображень [291-293].

5.5.1 Моделювання двопучкової взаємодії хвиль в об'ємному середовищі з заданими граничними умовами

Моделювання перекачки енергії при самодифракції двох хвиль на зміщеній (нелокальній) ґратці базується на системі зв'язаних хвиль, яку ми розглядали у підрозділі 2.3 для безрозмірної (нормованої) координати z . Для того, щоб виявити розподіл амплітуди ґратки в реальних координатах, запишемо стаціонарну систему (2.57)-(2.58) у наступному вигляді:

$$\frac{dE_s(\tilde{z})}{d\tilde{z}} = kQ(\tilde{z})E_p(\tilde{z}) ; \quad \frac{dE_p^*(\tilde{z})}{d\tilde{z}} = -kQ(\tilde{z})E_s^*(\tilde{z}) ; \quad Q(\tilde{z}) = \gamma_N \frac{I_m(\tilde{z})}{I_0} \quad (5.4)$$

де $Q(\tilde{z})$ позначає розподіл амплітуди динамічної фазової ґратки по товщині середовища $\tilde{z}$, $\tilde{z}$ відповідає реальній відстані в середовищі що вимірюється в мм, $\tilde{z}/(\pm \cos \theta)$, – напрямку розповсюдження хвиль, і тут ми врахуйте, що кут сходження між двома хвилями, θ , малий, тому $\cos(\theta/2) \simeq 1$; γ_N тут є безрозмірна величина, що визначає максимально можливу амплітуду нелокальної (зсунутої) ґратки; $k = 2\pi/\lambda$, де λ – довжина хвилі лазера. В рівняннях (5.4) ми використали позначення нижніх індексів s і p для сигнального пучка і пучка накачки, відповідно. Тоді система (2.65)-(2.66) переписеться наступним чином:

$$\frac{dJ_m^2}{d\tilde{z}} = 4k\gamma_N J_d J_m^2 ; \quad \frac{dJ_d}{d\tilde{z}} = -2k\gamma_N J_m^2 \quad (5.5)$$

Перший інтеграл системи (5.5) (див. також (2.72)) запишемо у вигляді:

$$C^2 = J_m^2(z) + J_d^2(z) = \frac{I_s I_p}{I_0^2} + \frac{(I_p - I_s)^2}{I_0^2} = const \quad (5.6)$$

У розділі 2.3.1 було знайдено, що самодифракція хвиль у

фоторефрактивних матеріалах з нелокальним відгуком призводить до утворення динамічної ґратки, що має неоднорідний розподіл амплітуди уздовж товщини $\tilde{z}$. У стаціонарному стані огинаюча амплітуди ґратки приймає локалізовану форму типу світлого солітона і запишеться як:

$$Q(\tilde{z}) = \frac{\gamma_N C}{\cosh(2\gamma_N C \cdot k \tilde{z} - q)} \quad (5.7)$$

де константи q і C визначаються інтенсивностями вхідних хвиль, і сумарна інтенсивність основних порядків дифракції $I_0 = I_s + I_p = \text{const}$ являється постійною в пропускній геометрії (при умові малого поглинання в середовищі). Розподіл солітоноподібної огинаючої амплітуди ґратки $Q(\tilde{z})$ – ступінь локалізації і розташування його максимуму, – визначаються двома параметрами, а саме максимальною амплітудою γ_N та співвідношенням інтенсивностей вхідних хвиль.

Знаючи просторовий розподіл обвідної амплітуди ґратки $Q(\tilde{z})$, ми можемо знайти вихідні інтенсивності хвиль, які визначаються як інтеграл під кривою $Q(\tilde{z})$ в межах $[\tilde{z}_1; \tilde{z}_2]$ де $\tilde{z}_1$ і $\tilde{z}_2$ – границі середовища. Вихідні інтенсивності знаходяться з інтегралів (2.22), (2.24), які в наших позначеннях запишуться у наступному вигляді:

$$s_{[s,p]} \int_{I_{[s,p]}(\tilde{z})}^{I_{[s,p]}(\tilde{z}_2)} \frac{dI_{[s,p]}}{\sqrt{-I_{[s,p]}^2 + I_0 I_{[s,p]} - D^2}} = 2k \int_{\tilde{z}_1}^{\tilde{z}_2} Q(\tilde{z}) d\tilde{z} \quad (5.8)$$

в якому вибирається або I_s з $s_s = 1$, або I_p з $s_p = -1$, і перший інтеграл $D = \sqrt{I_s I_p} \sin(\varphi_s - \varphi_p) = \text{const}$ (див. (2.27)). Інтегрування правої частини в (5.8) з урахуванням (5.7) дає:

$$U_d = 2k \int_{\tilde{z}_1}^{\tilde{z}_2} Q(\tilde{z}) d(\tilde{z}) = 2 \arctan \frac{e^{\chi_2} - e^{\chi_1}}{1 + e^{\chi_1 + \chi_2}} \quad (5.9)$$

де аргументи χ_1 і χ_2 дорівнюють:

$$\chi_1 = 2k \gamma_N C \tilde{z}_1 - q; \quad \chi_2 = 2k \gamma_N C \tilde{z}_2 - q \quad (5.10)$$

Ліва частина інтегралу (5.8) дає наступні розв'язки для вихідних інтенсивностей хвиль:

$$\frac{I_1^{out}}{I_0} = \frac{1}{2} \sin \left[\pm U_d + \arcsin \left(2 \frac{I_{10}}{I_0} - 1 \right) \right] + \frac{1}{2} \quad (5.11)$$

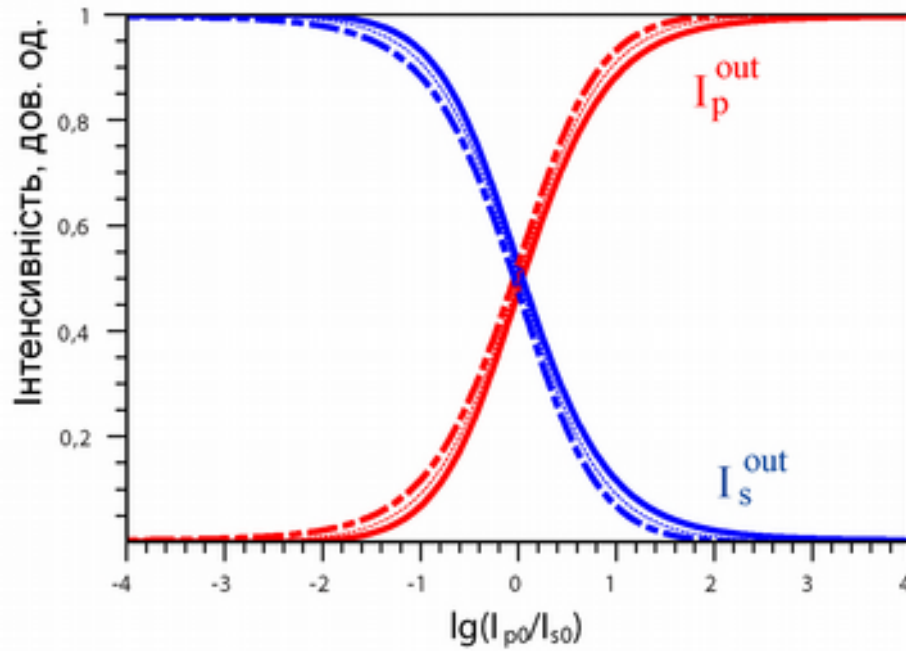
$$\frac{I_2^{out}}{I_0} = \frac{1}{2} \sin \left[\mp U_d + \arcsin \left(2 \frac{I_{20}}{I_0} - 1 \right) \right] + \frac{1}{2} \quad (5.12)$$

В формулах (5.11)-(5.12) верхній знак перед U_d відповідає випадку прямої перекачки енергії (коли інтенсивність передається від хвилі накачки до сигнальної хвилі), а нижній знак – для зворотної перекачки енергії (від сигнальної хвилі до хвилі накачки).

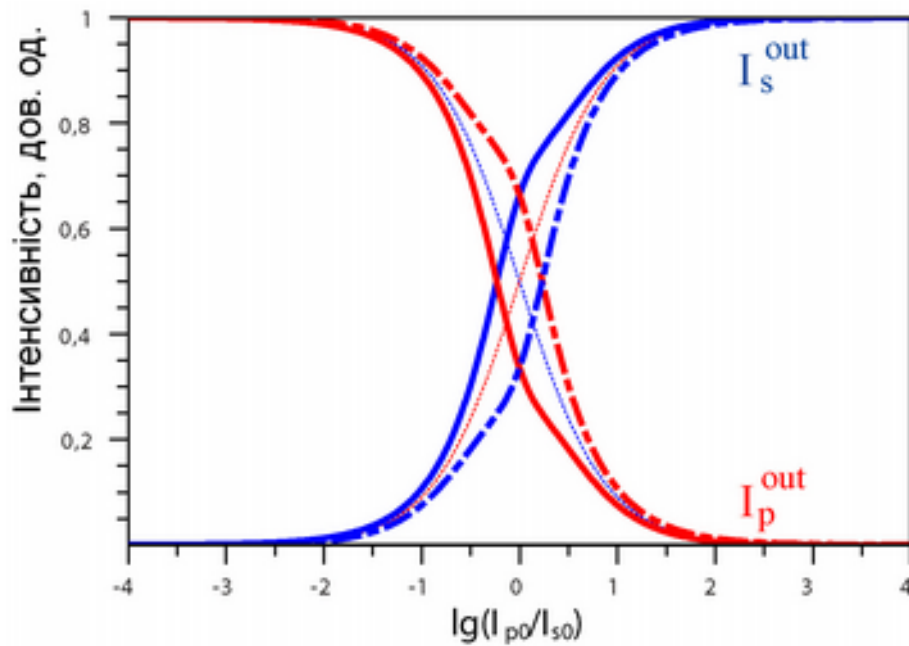
Розрахунки перекачки енергії за формулами (5.9)–(5.12) в широкому діапазоні співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль наведені на Рис. 5.19. Графіки побудовані в системі координат, в якій інтенсивність сигнальної хвилі зменшується, а хвилі накачки збільшується в позитивному напрямку аргументу x . У зазначеній нормалізації (для теоретичної моделі виконується умова $I_{s0} + I_{p0} = I_{s0}^{out} + I_{p0}^{out} = 1$) ці графіки відповідають дифракційним ефективностям для сигнальної хвилі η_s і для хвилі накачки η_p , які ми визначаємо наступним чином:

$$\eta_s = \frac{I_s^{out}}{(I_s^{out} + I_p^{out})} ; \quad \eta_p = \frac{I_p^{out}}{(I_s^{out} + I_p^{out})} \quad (5.13)$$

Із Рис. 5.19 ми отримали, що перекачка енергії докорінно відрізняється залежно від величини глибини модуляції фотоіндукованої ґратки. Пояснення цього результату пов'язане зі ступенем локалізації сформованої динамічної ґратки, що залежить від значення γ_N , як впливає з (5.7). Розподіли $Q(\tilde{z})$ для різних інтенсивностей вхідних хвиль і величин γ_N побудовані на Рис. 5.20. У випадку слабого нелінійного відгуку, ступінь локалізації обвідної амплітуди ґратки невеликий, а профіль ґратки мало змінюється зі зміною співвідношення

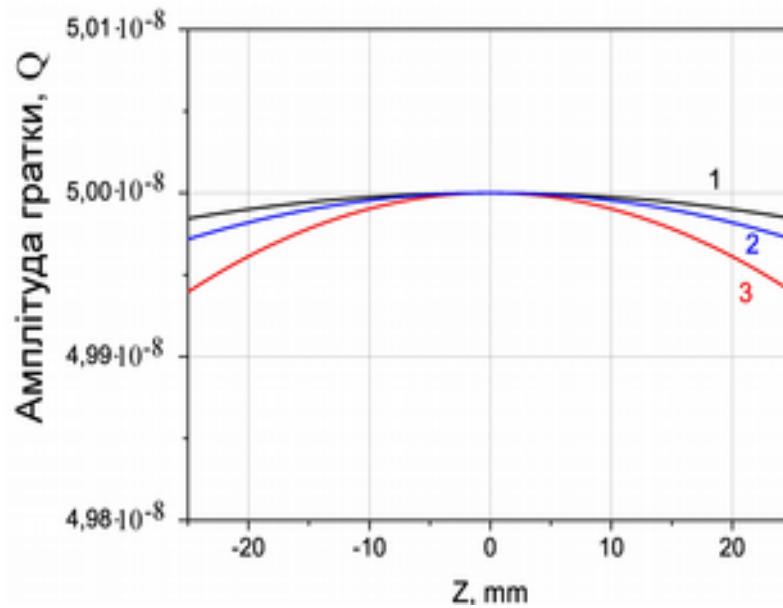


(а)

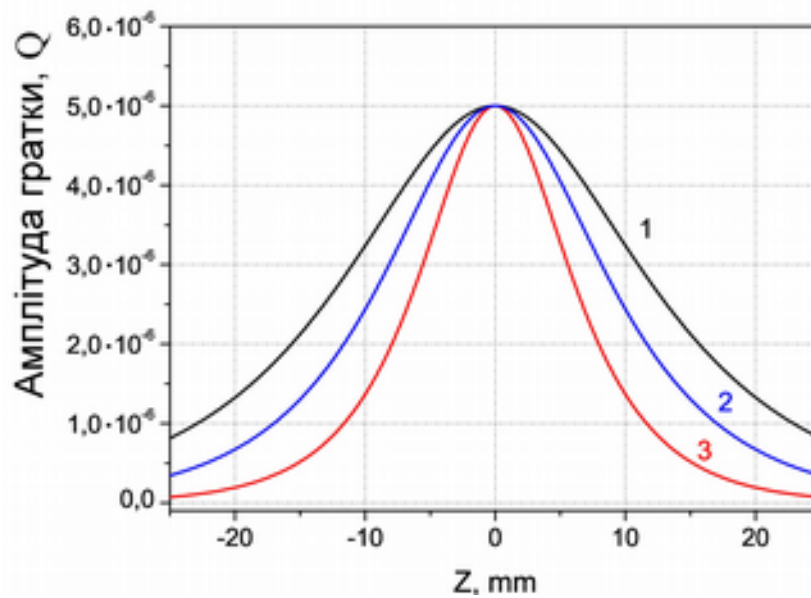


(б)

Рис. 5.19. Теоретичні розрахунки перекачки енергії між двома зв'язаними хвилями в об'ємному середовищі для слабкої $\gamma_N=10^{-7}$ (а) та сильної $\gamma_N=10^{-5}$ (б) максимальної амплітуди динамічної ґратки, виконані згідно (5.9)-(5.12). Сині криві — для сигнального пучка, червоні криві — для пучка накачки. Суцільні лінії — береться верхній знак перед U_d , штрихпунктивні лінії — береться нижній знак перед U_d ; точкові лінії зображують інтенсивності вхідних хвиль. Параметри системи: $I_{p0}+I_{s0}=1$, $\tilde{z}_2-\tilde{z}_1=50$ мм, $q=0$.



a)



(б)

Рис. 5.20. Розподіл амплітуди динамічної ґратки по товщині нелінійного середовища в залежності від відношення інтенсивностей вхідних хвиль: 1 – $\lg(I_{p0}/I_{s0})=0$; 2 – $\lg(I_{p0}/I_{s0})=0.5$; 3 – $\lg(I_{p0}/I_{s0})=2$. (а) $\gamma_N=10^{-7}$; (б) $\gamma_N=10^{-5}$; товщина середовища $d=50$ мм.

інтенсивностей вхідних хвиль (див. Рис. 5.20 (а)). Амплітуда ґратки має майже рівномірний профіль по товщині середовища. Таким чином, відбувається традиційна поведінка обміну енергією, а саме спостерігається збільшення інтенсивності сигнальної хвилі у випадку прямої перекачки

енергії, а також зменшення інтенсивності сигнальної хвилі зі збільшенням хвилі накачки при зворотній перекачки енергії. У об'ємному середовищі з сильним нелокальним відгуком локалізація ґратки стає більш вираженою (див. Рис. 5.20 (б)). Локалізація ґратки не сильно змінюється при різних співвідношеннях інтенсивностей вхідних хвиль, і величина U_d набуває великого значення. Тоді $\sin(U_d)$ в формулах (5.11)-(5.12) змінює свій знак з позитивного на негативний. В результаті, монотонне збільшення інтенсивності сигналу відбувається для всього діапазону співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль, незалежно від позитивного чи негативного знаку, що стоїть перед U_d . Нами проведені експериментальні дослідження, що підтверджують це теоретичне передбачення.

Зауважимо, що наші розрахунки були зроблені в припущенні, що максимум амплітуди ґратки розташований посередині об'ємного середовища і не змінює свого положення при зміні інтенсивностей вхідних хвиль [277, 278]. Тобто в цьому розрахунку параметри наступні: $q=0$, $\tilde{z}_1=-25$ мм, $\tilde{z}_2=25$ мм для товщини середовища $d=50$ мм. У реальних динамічних фоторефрактивних середовищах, коли змінюються взаємні інтенсивності вхідних хвиль, змінюється не лише ступінь локалізації ґратки, але й положення її максимуму. Ця ситуація з формуванням обвідної амплітуди ґратки, в якій максимум розрахований по центру середовища, реалізується в динамічному середовищі тільки у випадку чотирипучкової взаємодії з симетричним співвідношенням вхідних хвиль коли $I_{10}/I_{20}=I_{4d}/I_{3d}$. Ми ж розглядаємо двопучкову взаємодію, і вважаємо, що максимум амплітуди ґратки формується по центру середовища (в нашому випадку $q=0$). Таким чином, аналізується “штучна” ситуація. Але ми покажемо, що саме така ситуація реалізується в голографічному підсилювачі з двома тонкими ґратками, так як ці ґратки задають граничні умови – значення величини амплітуди ґратки на границях

середовища: $Q(\tilde{z}_1)$ і $Q(\tilde{z}_1)$. Наша модель дозволяє аналітично розрахувати вихідні інтенсивності хвиль. Альтернативний метод розрахунків – це числові розрахунки дифракції хвилі в оптичному кореляторі з двома тонкими фазовими ґратками розділеними у просторі на основі скалярної теорії дифракції, з урахуванням інтерференції двох вихідних хвиль на виході [287, 294]. Ми отримали, що результати розрахунків по скалярній теорії дифракції і по нашій моделі зв'язаних хвиль, де враховується залежність ступеня локалізації обвідної амплітуди ґратки від співвідношення інтенсивностей хвиль, співпадають для широкого діапазону параметрів системи, що описано у наступному підрозділі.

5.5.2 Базова оптична схема голографічного підсилювача що включає систему узгоджених ґраток

Розглянемо експериментальні дослідження по перекачки енергії в розробленому нами оптичному кореляторі. Базова оптична схема представляє собою схему перетворення Фур'є, в якій робоча зона включає кілька голографічних ґраток, розділених між собою шарами простору. Принципова схема, що включає систему з двох ґраток, показана на рисунку Рис. 5.21. Ми досліджуємо розподіл інтенсивності в різних порядках дифракції – так званий кутовий спектр інтенсивностей. Як правило, жодних особливих вимог щодо відстані між ґратками немає. Зв'язок між двома вхідними когерентними пучками обумовлений їх дифракцією на ґратках та інтерференцією. Таким чином, перетворення інтерференційної картини, яка формується на вході системи, фіксується у дальній зоні (у площині фокусу лінзи).

В наших експериментах ми покажемо, що дві тонкі ґратки, $G1$ і $G1$, відокремлені одна від одної на відстані Z_0 можуть за певних умов імітувати суцільне об'ємне анізотропне середовище товщиною Z_0 . Для

цього, перш за все, дві ґратки повинні бути узгодженими, тобто максимумами “штрихів” обох ґраток повинні знаходитися в однакових площинах, і між цими ґратками немає взаємного зсуву. Для такої системи ми будемо

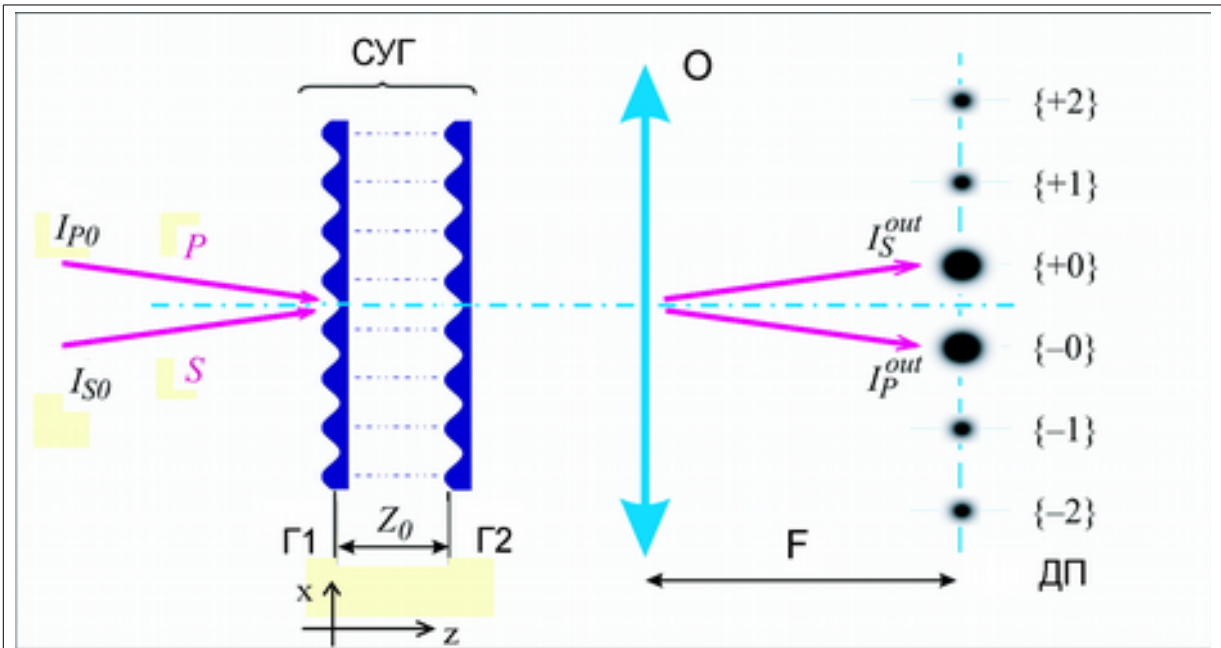


Рис. 5.21. Принципова оптична схема для зв'язаних хвиль в системі двох тонких ґраток. СУГ позначає систему узгоджених ґраток $\Gamma 1$ і $\Gamma 2$, O – об'єктив, F – фокальна відстань об'єктива, Z_0 – відстань між двома ґратками, ДП – дифракційні порядки.

використовувати позначення – “система узгоджених ґраток” (СУГ). Для отримання умов Брегга, інтерференційна картина вхідного світла повинна бути зміщена відносно СУГ у поперечному напрямку x . Особливості перетворення пучків у цій системі продемонстровані на рисунку Рис. 5.22. На рисунку показані розподіли інтенсивностей в дифракційних порядках, обчислені при різних умовах вхідних інтенсивностей. Ці розрахунки виконані числовими методами за допомогою розробленої нами програми на базі скалярної теорії дифракції [287, 294, 295].

На Рис. 5.22 (а) показаний кутовий спектр інтенсивностей, сформований коли на вході подається лише один пробний пучок нормально до СУГ. У випадку системи двох ґраток цей спектр

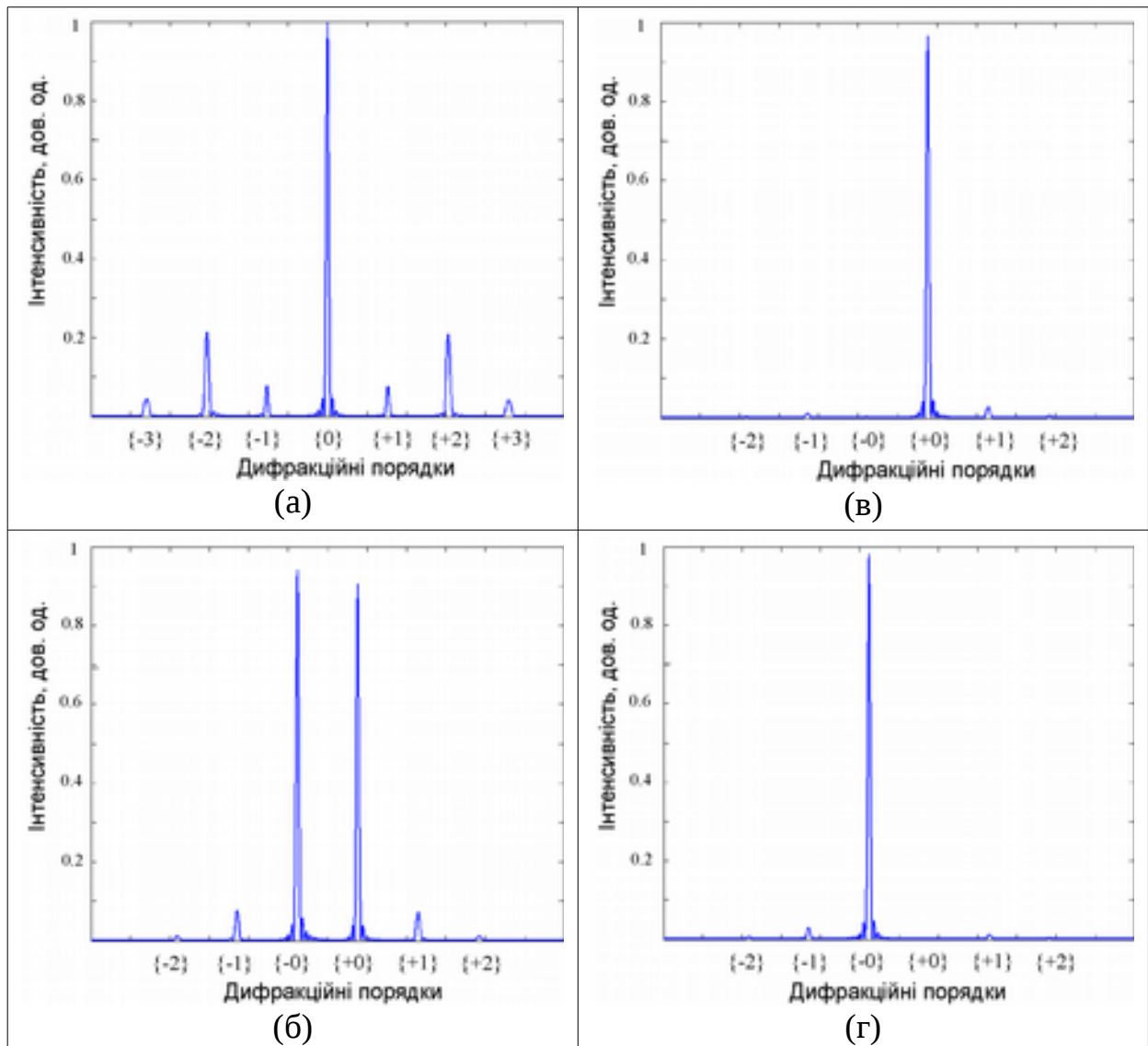


Рис. 5.22. Зміна кутового спектру в голографічному кореляторі, зображеному на Рис. 5.21 в залежності від вхідних умов: (а) на вхід СУГ подається тільки один пучок накачки I_{p0} ; (б) на вхід СУГ падається два пучка рівної інтенсивності, $I_{s0}=I_{p0}$, і інтерференційна картина узгоджена з СУГ, $\Delta\Lambda=0$; (в) пряма перекачка енергії завдяки зсуву інтерференційної картини відносно СУГ на $\Delta\Lambda=0.25\Lambda$; (г) зворотня перекачка енергії для зсуву $\Delta\Lambda=0.75\Lambda$. Параметри корелятора наступні: $Z_0=50$ мм, дві ґратки Г1 і Г2 однакові з глибиною модуляції, що утворює затримку фаз $\Phi_1=\Phi_2=1$ рад; Λ – просторовий період ґраток.

еквівалентний дифракції пучка на одній тонкій фазовій ґратці, глибина модуляції якої дорівнює суми двох ґраток, що входять в СУГ. Він складається з головного сильного порядку (позначається як $\{0\}$) та вищих дифракційних порядках, які мають однакові інтенсивності в

симетричних порядках. Коли на вхід подається два когерентних пучка (Рис. 5.22 (б)), вихідні інтенсивності в різних порядках дифракції формуються як інтерференція багатьох часткових хвиль, що виникають під час дифракції кожного вхідного пучка. Таким чином, кутовий спектр інтенсивностей змінюється. Він включає два головні порядки дифракції, які ми позначили як $\{+0\}$ та $\{-0\}$, а також вищі порядки дифракції. Відомо, що при дифракції на тонкій фазовій ґратці досить велика частина загальної вхідної інтенсивності розподіляється в вищих порядках дифракції. бреггівські умови в голографічному кореляторі будуть виконуватися, коли існує зсув вхідної інтерференційної картини відносно СУГ. Саме завдяки цьому зсуву енергія передається в основному між двома головними порядками дифракції, $\{-0\}$ і $\{+0\}$. У той же час високі дифракційні порядки отримують лише невелику частку від загальної інтенсивності. У разі просторового зміщення $\Delta\Lambda$ максимумів інтерференційної картини у напрямку мінімумів ґратки, лише один сигнальний пучок значно посилюється, I_s^{out} , (Рис. 5.22 (в)). Якщо такий зсув іде у зворотньому напрямку, посилюється пучок накачки на виході, I_p^{out} , а всі інші порядки дифракції майже зникають, (Рис. 5.22 (г)).

5.5.3 Експериментальні дослідження перекачки енергії в голографічному підсилювачі

Схема експериментальної установки голографічного корелятора з СУГ зображена на Рис. 5.23. Ця оптична система застосовувалась у двох режимах: перший – запис фазових голографічних ґраток, другий – вимірювання інтенсивностей двох лазерних променів при їх розповсюдженні через СУГ. В обох цих режимах ми використовували просторовий модулятор світла LC 2002 для отримання лазерних променів з необхідною інтенсивністю I_{p0} і I_{s0} , та кутом сходження θ між двома вхідними пучками відповідно до СУГ. Кут θ був обраний таким чином,

що період інтерференційної картини складав $22\text{ }\mu\text{м}$ з точністю 2.5% .

Режим запису фазових ґраток. Пучок від He-Ne лазера розбивався на два пучки за допомогою подільовача пучків ПП. Телескопічна система ТС, яка включала лінзу Френеля, та аналізатор А встановлювали необхідну поляризацію пучків, забезпечуючи фазовий режим роботи SLM. За допомогою комп'ютера ПК1 графічний файл з двома ґратками однакового періода у форматі сірого масштабу (1-255) подавався на SLM з урахуванням характерної кривої пристрою. Два промені, які утворювались згаданим способом з однаковою інтенсивністю падали на першу голографічну пластину, яка розміщена в положенні Г1. Фотографії інтерференційної картини, зроблені на голографічній пластинці, оброблялися за допомогою фіксатора та проявника, після чого пластину відбілювали. Таким чином були отримані пластини з періодичним

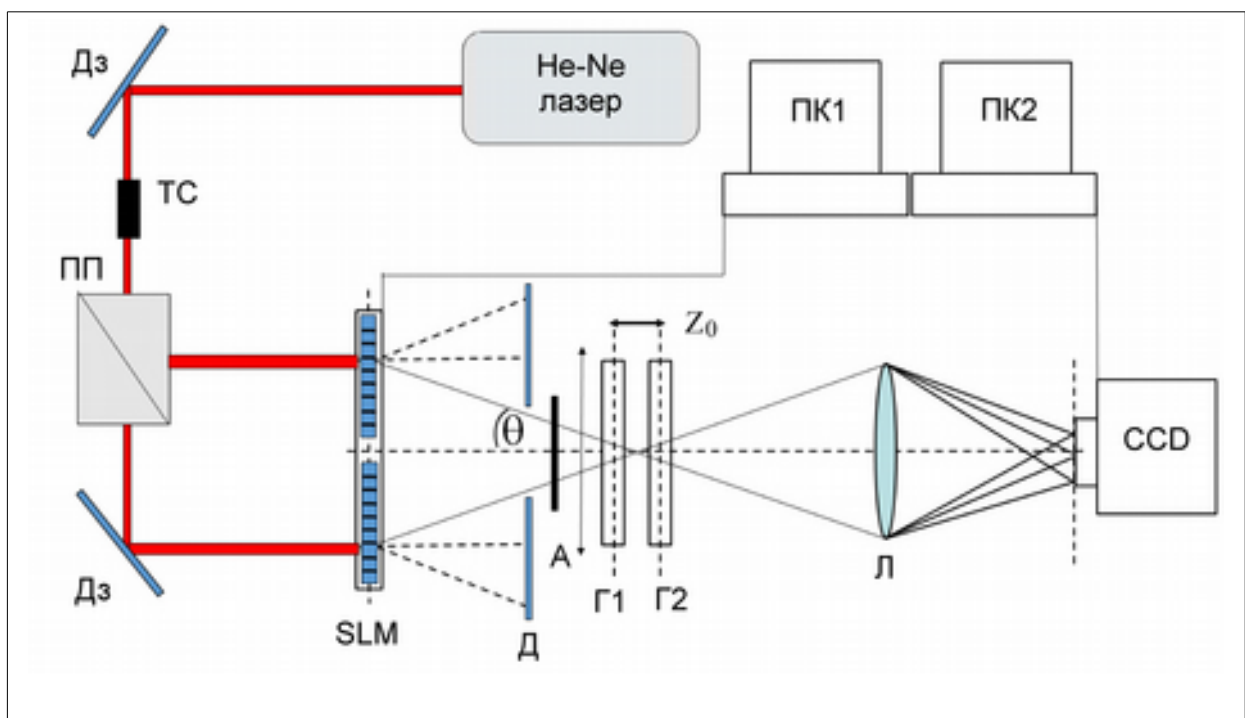


Рис. 5.23. Оптична схема по експериментальному дослідженні перекачки енергії в голографічному кореляторі з СУГ: Дз – дзеркало, ТС – телескопічна система, ПП – подільовач пучків, SLM – просторовий модулятор світла, Д – діафрагма, А – аналізатор, Г1 і Г2 – голографічні ґратки, що формують СУГ, $Z_0=50\text{ мм}$, Л – лінза, ПК1 і ПК2 – персональні комп'ютери, CCD камера (16-бітна).

синусоїдальним мікрорельєфом, що представляли фазові ґратки з періодом $2\Lambda_{int}$, де Λ_{int} – період інтерференційної картини. Таким способом було отримано першу ґратку Г1. Другу голографічну пластинку розміщували у позиції Г2 і процес повторювався. В результаті запису ґраток були отримані пари узгоджених ґраток. У режимі запису фазових ґраток ПК2 та CCD не використовувалися. Товщина фазових голографічних плівок становила 18 ± 1 мкм. Змінюючи час експозиції, фотографії були зроблені з різним контрастом, що після обробки приводило до різної глибини модуляції голографічних ґраток.

Ми експериментально протестували всі виготовлені голографічні ґратки з метою визначення їх глибини модуляції. Для цього ми проаналізували дифракцію лазерного пробного пучка на кожній ґратці. Експериментальний кутовий спектр інтенсивностей, який був утворений ґраткою, порівнювали з теоретично обчисленим спектром (див. наші роботи [287, 294]). Таким чином, ми вибрали чотири ґратки Г1, Г2, Г3, Г4, що мали наступні експериментально визначені фазові затримки: $\Phi_1=0.355$, $\Phi_2=0.25$, $\Phi_3=1.5$ і $\Phi_4=1.465$ рад. У дизайні СУГ можна змінювати як глибини модуляції ґраток, так і відстань між ними. Ми розробили дві СУГ, які мають майже однакові глибини модуляції для обох ґраток, їх характеристики показані в Таблиці 5.1.

Таблиця 5.1. Елементи двох СУГ що формуються ґратками зі слабкими і сильними глибинами модуляції і використовуються в експерименті.

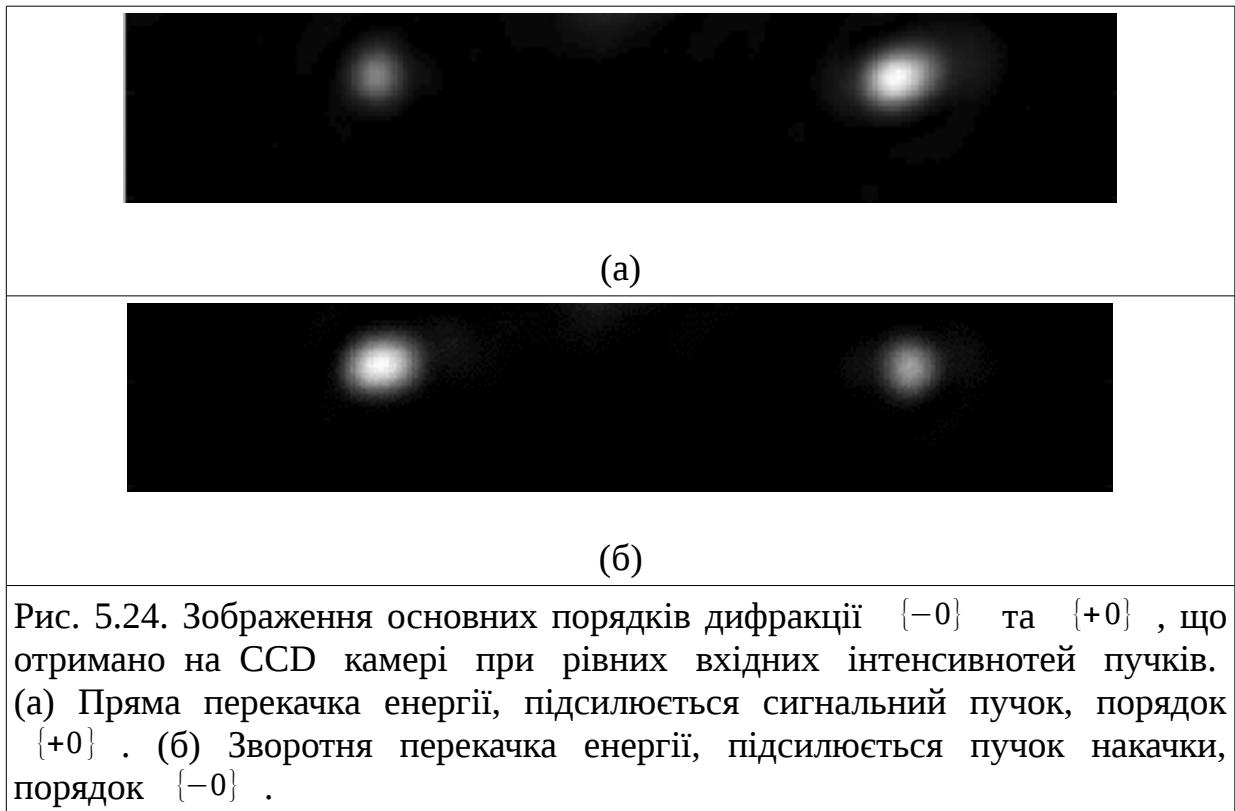
Позначення	Ґратки	Φ , рад	Z_0 , мм
СУГ1	Г1 – Г2	0.355 – 0.25	50
СУГ2	Г3 – Г4	1.5 – 1.465	50

Режим вимірювання інтенсивностей. Оптичні вимірювання в цьому режимі складаються з двох частин.

1) Отримування кутового спектра інтенсивностей від кожної ґратки, які утворюють СУГ. Для вимірювання кутового спектра одинарної ґратки лазерний промінь від He-Ne лазера після ДЗ і ПП по оптичній вісі потрапляв в необхідну ґратку після проходження через SLM, що мав сигнал постійного рівня в графічному файлі у сірому масштабі. Після об'єктива L і CCD камери кутовий спектр вибраної ґратки зберігався за допомогою ПК2.

2) Вимірювання вихідних інтенсивностей двох лазерних пучків I_p^{out} і I_s^{out} після їх проходження через СУГ, в залежності від вхідних інтенсивностей I_{p0} і I_{s0} . Для цих вимірювань використовувався або СУГ1, або СУГ2. Для вимірювання вихідних інтенсивностей, на вхід подавалися обидва пучки. Інтенсивність одного з них не змінювалась (I_{p0}), а друга (I_{s0}) зменшувалась шляхом зміни глибини фазової модуляції в SLM. Після об'єктива L розподіл інтенсивності, що формувався на виході СУГ, зберігався за допомогою камери CCD і ПК2.

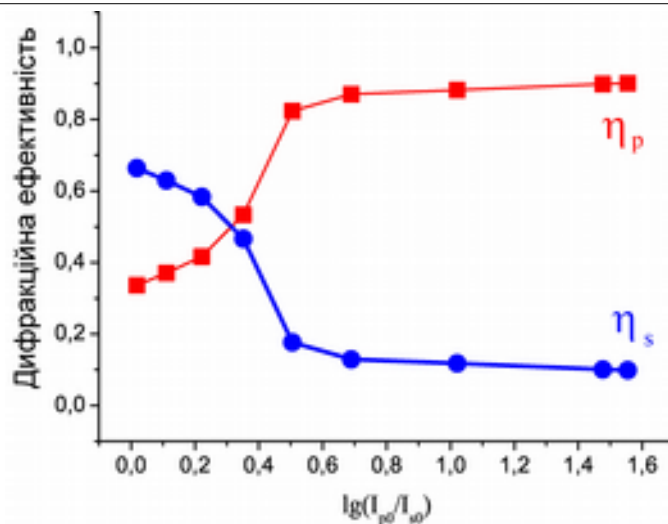
Ми експериментально досліджували перекачку енергії між двома головними порядками дифракції в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних пучків I_{p0}/I_{s0} . На початку експерименту ми виставляли узгоджені ґратки СУГ, де вхідні інтенсивності пучків I_{p0} і I_{s0} формувалися за рахунок дифракції в SLM двох вхідних когерентних пучків рівної інтенсивності. Для цього ми шукали максимальне значення перекачки енергії за допомогою настроювання зміщення ΔL інтерференційної картини щодо СУГ для рівних вхідних інтенсивностей $I_{p0}=I_{s0}$. На Рис. 5.24 представлені типові вихідні кутові спектри, зареєстровані на CCD, де ми показуємо пряму перекачку енергії від пучка накачки до сигнального пучка, Рис. 5.24 (а), і зворотну перекачку енергії від сигнального пучка до пучка накачки, Рис. 5.24 (б). Величина перекачки енергії та її напрямок залежали від величини зміщення ΔL . Оскільки



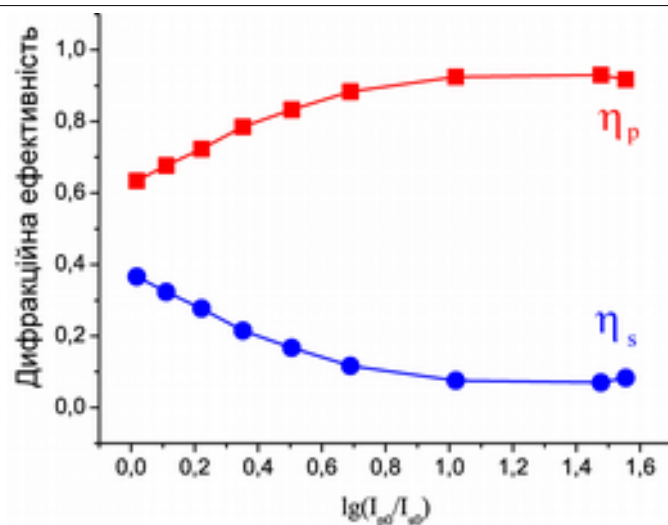
період інтерференційної картини Λ_{int} вдвічі перевищував період ґраток в СУГ, зміщення для максимальної перекачки повиненно дорівнювати $\Delta \Lambda = +\Lambda_{int}/8$ вздовж вісі x для прямої перекачки енергії, і $\Delta \Lambda = -\Lambda_{int}/8$ для зворотної перекачки енергії.

Після настроювання максимального значення перекачки енергії для випадку $I_{p0} = I_{s0}$, ми запускали фазову затримку для сигнального пучка в SLM, що викликав зміну співвідношення інтенсивностей хвиль на вході. Експериментальні результати перекачки енергії в залежності від співвідношення вхідних інтенсивностей представлені на Рис. 5.25 для СУГ1 і на Рис. 5.26 для СУГ2. На графіках ми зображуємо експериментально отримані дифракційні ефективності розраховані по формулам (5.13) для прямої перекачки енергії (графіки (а)), для зворотної перекачки (графіки (б)), та нормовані вхідні інтенсивності:

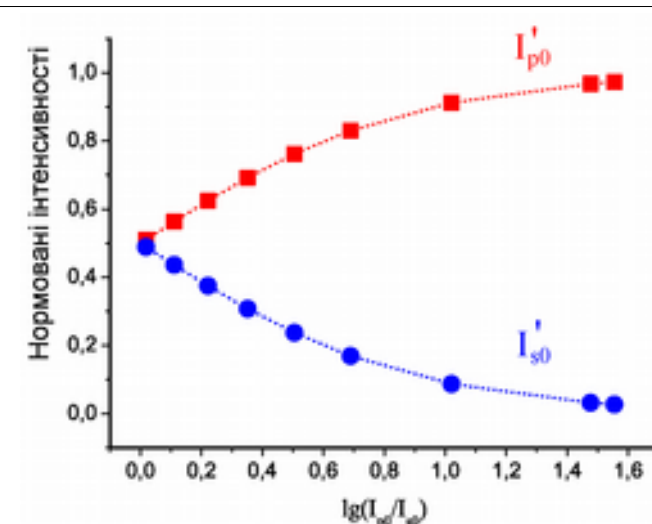
$$I'_{s0} = \frac{I_{s0}}{(I_{s0} + I_{p0})} ; \quad I'_{p0} = \frac{I_{p0}}{(I_{s0} + I_{p0})} \quad (5.14)$$



(а)

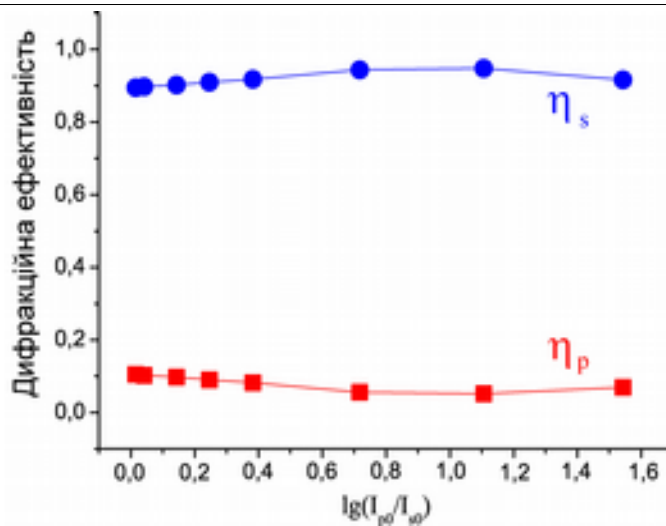


(б)

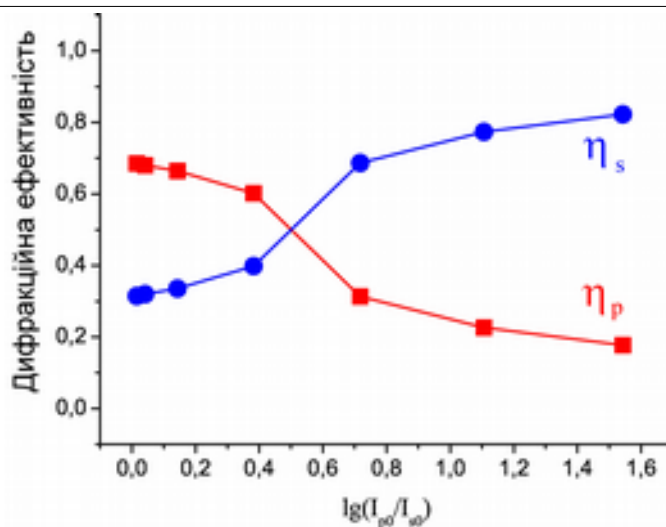


(в)

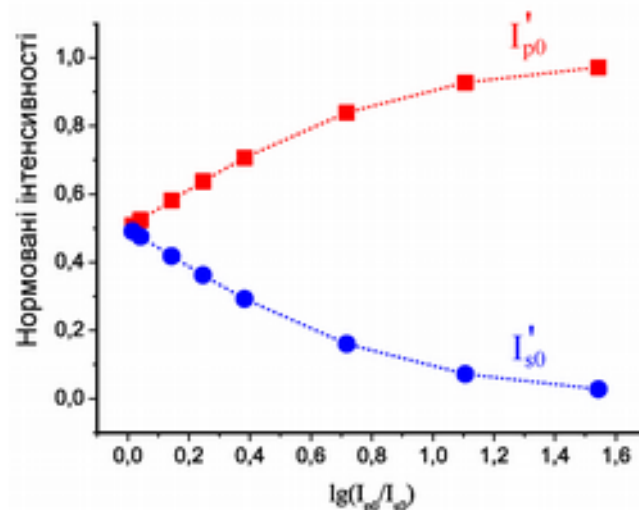
Рис. 5.25. Експериментальні дослідження перекачки енергії в голографічному кореляторі з СУГ1 (голографічні ґратки з малою глибиною модуляції): (а) пряма перекачки енергії; (б) зворотня перекачка енергії; (в) зміна вхідних інтенсивностей.



(a)



(б)



(в)

Рис. 5.26. Експериментальні дослідження перекачки енергії в голографічному кореляторі з СУГ2 (голографічні ґратки з сильною глибиною модуляції): (а) пряма перекачки енергії; (б) зворотня перекачка енергії; (в) зміна вхідних інтенсивностей.

Видно, що для СУГ2, який містить ґратки з сильною глибиною модуляції, посилення сигнального пучка за рахунок пучка накачки відбувається навіть при сильному зменшенні вхідного сигналу (Рис. 5.26 (а)), у випадку прямої перекачки енергії. У разі початкової зворотньої перекачки енергії, Рис. 5.26 (б), пряма перекачка енергії відновлюється, і сигнальний пучок знову посилюється за рахунок пучка накачки. Але для СУГ1, який складається із ґраток зі слабкою глибиною модуляції, процес відбувається навпаки. У цьому випадку підсилювальним пучком є пучок накачки. Зі зменшенням інтенсивності вхідного сигнального пучка, цей вихідний сигнальний пучок зменшується і передає свою енергію до пучка накачки (Рис. 5.25 (а), (б)). Також видно точку перетину, де обидві дифракційні ефективності стають рівними, яка є для позитивного аргументу $\lg(I_{p0}/I_{s0})$ у випадку прямої перекачки енергії, Рис. 5.25 (а) (порівняйте з Рис. 5.26 (б) для зворотного перекачки енергії). Відмитимо також, у наших експериментах ми спостерігали, що загальна енергія розсіюється мало у високі дифракційні порядки і майже сконцентрована у двох основних дифракційних порядках після настроювання узгоджених ґраток в СУГ для максимальної перекачки енергії. Таким чином, у нашому випадку система СУГ працює як одна товста бреггівська ґратка, незважаючи на те, що СУГ включає тонкі ґратки. Ми підтверджуємо цей важливий висновок подальшим нашим теоретичним моделюванням.

5.5.4 Теоретичне моделювання перекачки енергії в системі узгоджених ґраток

Покажемо, що бреггівська дифракція двох когерентних хвиль на СУГ може бути описана аналітично на основі теорії зв'язаних хвиль. У цій моделі ми можемо представити СУГ як об'ємне середовище, що містить одну товсту фазову ґратку, $\Gamma_{СУГ}$, з глибиною модуляції γ_N . Тоді загальний набір фази, $\Phi_{СУГ}$, яку хвиля отримує внаслідок дифракції на товстій ґратці,

буде дорівнювати сумі набігів фаз, які хвиля мала при дифракції на кожній тонкій ґратці. Таким чином, $\Phi_{\text{СУГ}}$ задовольняє наступному співвідношенню:

$$\Phi_{\text{СУГ}} = \gamma_N k Z_0 = \Phi_1 + \Phi_2 \quad (5.15)$$

$$\Phi_{1,2} = \Delta n_{1,2} \cdot k d \quad (5.16)$$

де Φ_1 і Φ_2 – фазові набіги, що дають ґратки Г1 і Г2, які складають СУГ, Z_0 – довжина СУГ; а γ_N описує максимальне значення амплітуди об'ємної ґратки; $\Delta n_{1,2}$ – глибини модуляції тонких ґраток Г1 і Г2, відповідно, які є максимальним відхиленням показника заломлення ґратки від її середнього значення n_0 ($n = n_0 + \Delta n$); d – товщина тонкої ґратки; і $k = 2\pi/\lambda$. Формула (5.15) показує, що загальний набіг фази є площею під кривою амплітуди ґратки в границях середовища.

Ми провели теоретичні розрахунки перекачки енергії по формулам (5.9)-(5.12) для самодифракції хвиль на СУГ1 і СУГ2 для умов співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль, які були при експериментальних дослідженнях (Рис. 5.25 (в) і Рис. 5.26 (в)). Для цього нам потрібно було визначити параметри γ_N і q , які відповідають параметрам СУГ, що використовуються в експериментальній установці. Значення γ_N обчислюються із співвідношення (5.5). Значення C обчислюється з використанням вхідних інтенсивностей хвиль:

$C = \sqrt{I_{s0}^2 - I_{s0} I_{p0} + I_{p0}^2} / I_0$. Параметр q визначає зсув максимуму профілю амплітуди ґратки $Q(\tilde{z})$ відносно початку координат. Цей параметр можна знайти, побудувавши функцію $Q(\tilde{z})$ по формулі (5.7), де максимум функції *sech* знаходиться в початку координат, або зміщений відносно початку координат, а значення функції на границях середовища $\tilde{z}_1$ і $\tilde{z}_2$ повинно задовольняти співвідношенню $Q(\tilde{z}_1) \simeq \Phi_1$, $Q(\tilde{z}_2) \simeq \Phi_2$. У Таблиці 5.2 приведені всі параметри для проведення теоретичних розрахунків, що

Таблиця 5.2. Параметри, що використовувалися для обчислення перекачки енергії в СУГ на основі розв'язків для зв'язаних хвиль

СУГ	γ_N	q	$\tilde{z}_1$, мм	$\tilde{z}_2$, мм
СУГ1	$1.2 \cdot 10^{-6}$	-1.0	-25	25
СУГ2	$5.97 \cdot 10^{-6}$	0	-25	25

відповідають умовам експерименту.

Теоретичні розрахунки з використанням експериментальних інтенсивностей для вхідних хвиль і двох різних СУГ показані на Рис. 5.27. Теоретичні графіки демонструють дуже хорошу відповідність з експериментальними результатами (Рис. 5.25 і Рис. 5.26). Можна побачити точку перетину, в якій дифракційні ефективності обох взаємодіючих пучків стають рівними. Ця точка належить позитивному значенню $\lg(I_{s0}/I_{p0})$ для прямої перекачки енергії у випадку СУГ1, і для зворотної перекачки енергії у випадку СУГ2. Тим самим ці розрахунки, що були розроблені для об'ємних бреггівських ґраток, підтверджують, що СУГ здійснює дифракцію близьку до бреггівських умов для оптичних пучків, що взаємодіють.

Отже, ми знайшли два різних типи перекачки енергії залежно від того, чи мають тонкі ґратки, що утворюють СУГ, слабкі або сильні глибини модуляції. Для першого типу мають місце класичні ефекти, які полягають у: прямій перекачки енергії від пучка накачки до сигнального пучка, яка відбувається при просторовому зсуві між інтерференційною картиною та ґратками СУГ $\Delta\Lambda = \Lambda/4$; і зворотній перекачки енергії від сигнального пучка до пучка накачки для просторового зсуву $\Delta\Lambda = -\Lambda/4$. Такий просторовий зсув можна отримати, використовуючи затримку по фазі для світлових пучків, що формують інтерференційну картину на $\Delta\varphi = \pi/2$, або на $\Delta\varphi = -\pi/2$, відповідно. Однак для другого типу, який реалізується для випадку сильних ґраток що утворюють СУГ, відбувається лише пряма

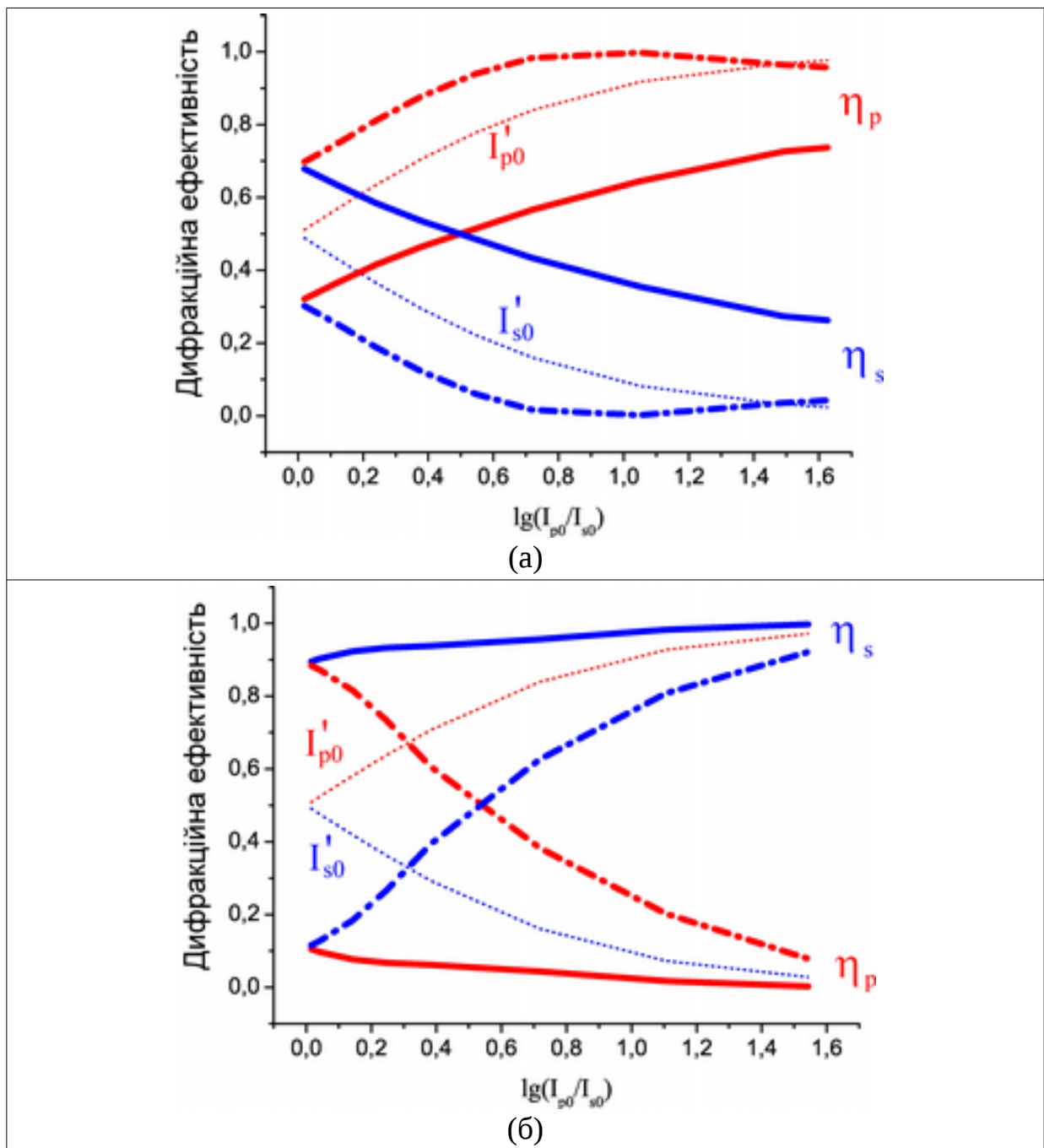


Рис. 5.27. Розрахунки перекачки енергії в голографічному кореляторі по формулам (5.9)-(5.12) для експериментальних значень вхідних інтенсивностей хвиль: (а) СУГ1; (б) СУГ2. Суцільні лінії – для $+U_d$ і прямої перекачки енергії; штрих-пунктирні лінії – для $-U_d$ і зворотньої перекачки енергії; точкові лінії – нормовані вхідні інтенсивності. Параметри СУГ наведені в Таблиці 5.1.

перекачка енергії, тобто підсилення сигнального пучка за рахунок пучка накачки.

Результати, отримані за допомогою двох тонких ґраток, можуть бути розширені для створення перемикачів світла з чисто оптичним керуванням, які включають декілька (наприклад, три) постійні голографічні ґратки. Тоді перша ґратка повинна бути зміщена відносно інших узгоджених ґраток, і вона буде відігравати роль фазового елемента, який визначає необхідний фазовий зсув для вхідної інтерференційної картини [287]. Перевагами голографічного підсилювача на СУГ є розширення діапазону підсилення хвиль, де теоретичний прогноз підсилення по інтенсивності досягає більше ніж 5 порядків, у поєднанні з миттєвим оптично керованим перемиканням та простотою виготовлення оптичної системи. Таким чином, наші дослідження відкривають перспективи використання системи постійних голографічних ґраток для посилення когерентних лазерних пучків за рахунок ефекту перекачки енергії, змінюючи тільки співвідношення інтенсивностей вхідних пучків. Такий голографічний корелятор може бути ефективним для створення пучків з оберненим хвильовим фронтом з високим коефіцієнтом підсилення. Використовуючи замість голографічних ґраток тонкі нелінійно-оптичні середовища (наприклад, комірки рідких кристалів), в такій системі можна отримати підсилення і обробку оптичних зображень.

5.6 Ефективні нелінійно-оптичні рідко-кристалічні комірки що містять фотонні кристали

До основних переваг систем оптичної обробки інформації належать їх висока часова-просторова пропускна здатність. Для таких систем основним компонентом є пристрій, що модулює світло. Просторові модулятори світла (SLM), в яких інформація передається завдяки модуляції оптичних полів, вважаються ключовим елементом для ефективної експлуатації можливостей швидкості, паралельної обробки та взаємозв'язку, властивих

оптиці. Ці пристрої, як правило, змінюють фазу, поляризацію, амплітуду та/або інтенсивність просторового розподілу світла як функцію інформації що задається електричним пристроєм (комп'ютером, CCD камерою), або іншим розподілом інтенсивності світла [296-297]. До переваг рідкокристалічних електрооптичних матеріалів для SLM можна віднести їх високе двозаломлення та низьку напругу. Розміщення рідких кристалів (РК) на поверхні кремнієвих інтегральних схемах було запропонована на початку 1980'х років для отримання портативних дисплеїв [298-300]. Завдяки широкому виробництву кремнієвих інтегральних схем, які можуть містити фотодетектори, підсилювачі та елементи пам'яті, SLM основані на електрооптичних РК на кремнієвій підкладці стали стандартним інструментом у більшості оптичних лабораторій. Багато оптимізованих SLM мають основну структуру сендвіча з фотопровідником для подачі електричної напруги на модулюючий матеріал – рідкий кристал в оптичних РК перемикачах [301-305].

Одним із пріоритетних напрямків фундаментальних досліджень наук в області наноматеріалів і нанотехнологій є посилення фізичних властивостей матеріалів, осаджених на нано- або мікроструктурованих поверхнях, включаючи оптичні, електричні та інші властивості. У цьому розділі ми досліджуємо поверхнево-керований фоторефрактивний ефект в комірках-РК без домішок (див. підрозділ 2.7). Однак ми використовуємо гібридні комірки, в яких однією з підкладок є фотонний кристал в мікрометровому діапазоні, виготовлений на кремнієвій пластинці. У нашому дослідженні ми вивчаємо можливість посилення нелінійно-оптичного ефекту в РК-комірках, що обумовлено впливом мікроструктурованої поверхні підкладки, на якій виготовляється РК-комірка [17, 304-305]. Тонкий шар РК поміщується між кремнієвою підкладкою та плоскою скляною підкладкою, покритою прозорим (ІТО) електродом. Для дослідження нелінійно-оптичних властивостей в

гібридних РК комірках, що містять мікроструктуровану відбиваючу поверхню, ми застосовуємо метод динамічної голографії, заснований на двохвильовій взаємодії лазерних пучків у геометрії відбиття [208, 211, 214, 215, 306, 307]. Динамічна дифракційна ґратка індукується в об'ємі РК при двопучковій взаємодії лазерних променів і одночасному прикладанні постійного електричного поля до комірки. Застосовується теоретична модель самодифракції Раман-Ната, що була розвинена нами у підрозділі 2.6, і яка дозволяє обчислити нелінійно-оптичні коефіцієнти у тонких зразках з урахуванням значних втрат світла на поглинання та розсіювання [17]. Гібридні комірки РК демонструють сильний нелінійно оптичний відгук що є перспективним для багатьох застосувань в електрооптичних мікросистемах, таких як SLM, а також у багатоканальних системах.

Будова гібридної РК комірки показана на Рис. 5.28. Гібридна комірка має сендвіч-подібну структуру, але утворена підкладками із різних матеріалів: плоскою скляною підкладкою з ІТО електродом та кремнієвою

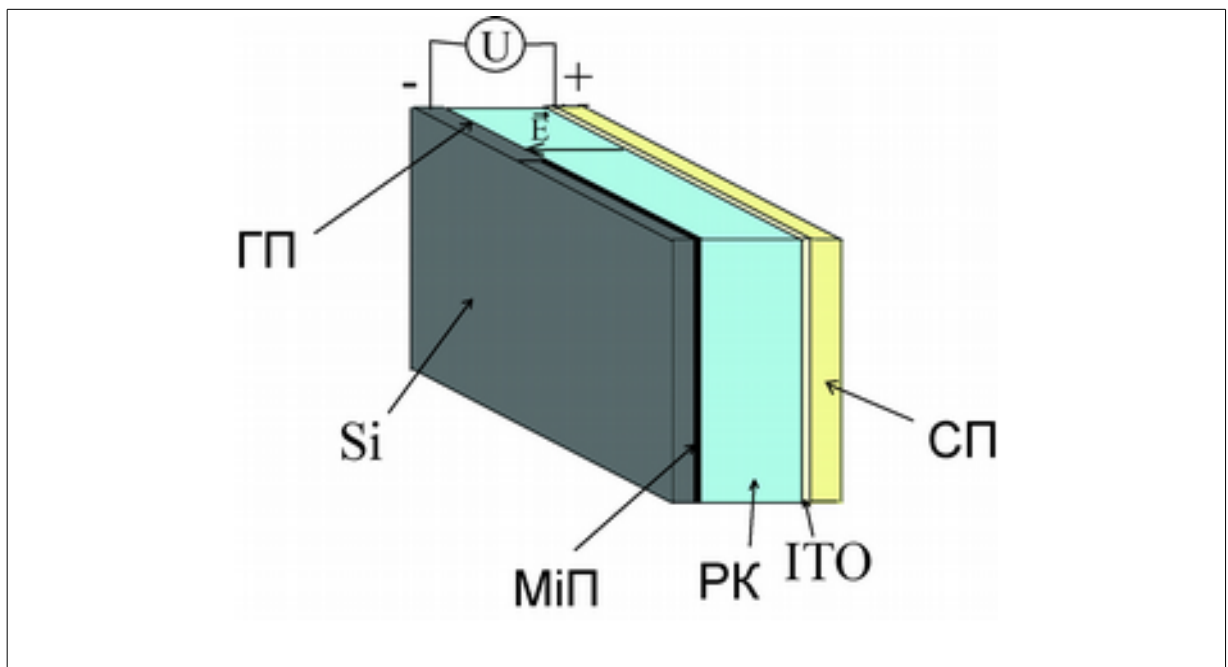


Рис. 5.28. Будова гібридної комірки: кремнієвая підкладка (Si); мікроструктурована поверхня (MiП); гладка поверхня (ГП); рідкий кристал (РК); скляна підкладка (СП); прозорий ІТО електрод (ІТО); прикладена напруга (U); вектор електричного поля ($\vec{E}$).

підкладкою, що включає періодичну мікроструктуру. Комірка заповнена нематичним РК. По краях комірки наноситься клей для запобігання випаровування РК, або попадання повітря в комірку. Товщина нематичного шару РК становила 20 мкм для всіх комірок. Підкладка з кремнієвої пластини легована фосфором і мала наступні параметри: розміри пластинки – $17 \times 17 \text{ мм}^2$, опір – 4,5 Ом см, товщина – 380 мкм, орієнтація – $\langle 100 \rangle$. Кремнієва підкладка містить дві області, а саме: поверхню з періодичною мікроструктурованою частиною, яка фактично є фотонним кристалом в мікрохвильовому діапазоні довжин хвиль, і плоску частину поверхні.

На Рис. 5.29 показана схема експериментальної установки, яка базується на двопучковій взаємодії хвиль в пропускній геометрії з відбиваючим зразком. Неперервне випромінювання напівпровідникового

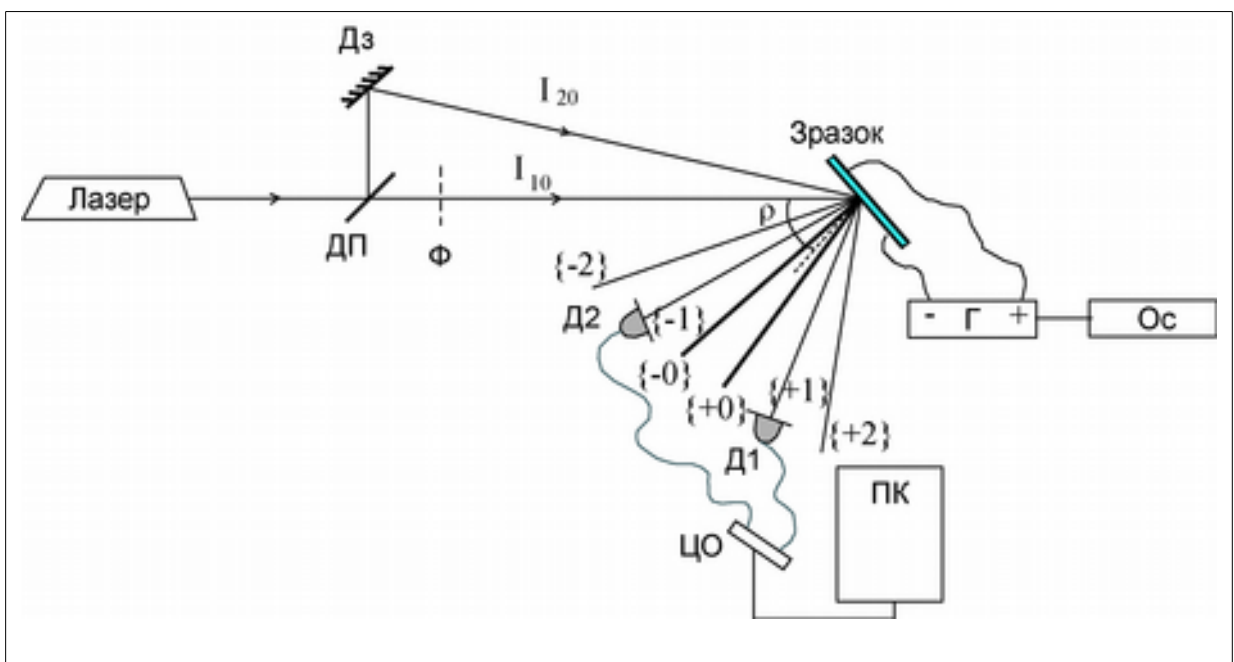


Рис. 5.29. Схема експериментальної установки двопучкової взаємодії в гібридній РК комірці: ДП — ділильна пластинка; Дз — дзеркало; Ф — нейтральний фільтр; Д1, Д2 — фотодіоди; ЦО — цифровий осцилограф; ПК — персональний комп'ютер; Г — генератор постійного струму; Ос — осцилоскоп; I_{10} , I_{20} - входні пучки; ρ - кут повороту комірки. $\{+0\}$, $\{-0\}$ - основні порядки дифракції; $\{+1\}$, $\{-1\}$ - перші порядки дифракції; $\{+2\}$, $\{-2\}$ - другі порядки дифракції.

YAG:Nd лазера з подвоєнням частоти ($\lambda=532$ нм, потужністю $P=52$ мВт, генерація в одномодовому режимі) використовувалось як джерело світла. За допомогою ділильної пластинки ДП і дзеркала Дз лазерне випромінювання розбивалося на два пучки, які сходяться на комірці під малим кутом $\theta \approx 0.01$ рад. Вхідні інтенсивності обох хвиль I_{10} та I_{20} вирівнювалося за допомогою фільтра Ф, і в нашому випадку $I_{10}=I_{20}=3.3$ Вт / см². Діаметр лазерної пучка на комірці складав 1 мм. Оскільки обидва падаючі пучки мають лінійну p поляризацію (екстраординарну), створюється інтерференційна картина модуляції інтенсивності всередині зразка. Комірка РК розташована під кутом ρ до бісектриси сходження пучків. Постійне електрична напруга подається до комірки від генератора Г, величина напруги регулюється в діапазоні від 0 до 15 В. Підкладка зі скла з ІТО встановлюється як позитивний електрод. Ми вимірювали інтенсивності в перших порядках дифракції $\{+1\}$ та $\{-1\}$ з використанням фотодіодів Д1 і Д2, та цифрового осцилоскопа ЦО, що керувався за допомогою комп'ютера ПК. Кути повороту комірки були відрегульовані для отримання максимальної дифракційної ефективності сигналів і знаходились в діапазоні $\rho=40-55^\circ$ для різних зразків.

В нашому дослідженні ми використовували дві підкладки із кремнію, які мають різні форми фотонного кристалу і показані на Рис. 5.30. Мікроструктури являють собою травлені ямки, розташовані в квадратній матриці. Ямки – це квадратні мікропіраміди, які відрізняються формою, розміром та розташуванням: (а) – звичайні піраміди, (б) – усічені піраміди (коритця). Звичайні мікропіраміди мають 2 мкм у висоту, сторона основи 2 мкм і періодичність 3 мкм. Коритця мають аналогічні параметри, але вони близько упаковані. Мікроструктури були сформовані на полірованій стороні кремнієвої пластини за допомогою стандартної фотолітографічної методики з подальшим анізотропним травленням для мікроструктури 1 або

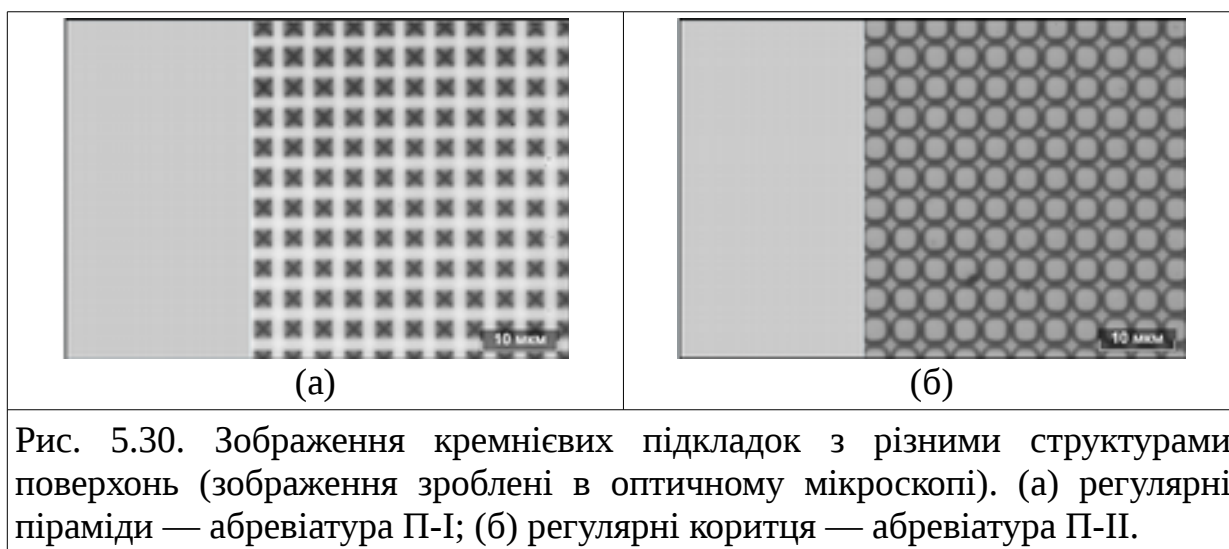
плазмовим травленням для мікроструктури П-II [308].

Був використаний нематичний РК 5CB (4×-(п-пентил)-4-ціанобіфеніл). Молекулярна орієнтація в рідкокристалічному шарі була гомеотропною, і вона виникала спонтанно на поверхнях ІТО та кремнію при температурі обробки не вище 50° С. Оскільки кремнієві підкладки складаються з двох частин (періодично структурованої поверхні і плоскої поверхні), в таких гібридних РК комірках ми маємо можливість порівнювати нелінійний відгук як у плоскій комірці (що містить плоску частину Si і плоску поверхню скла з ІТО), так і в мікроструктурованій комірці (що містить мікроструктуровану частину Si і плоску поверхню скла з ІТО).

Таким чином, в наших експериментах ми мали наступні гібридні комірки:

- 1) **МіП-I:** скляна підкладка+ІТО /5CB/ П-I, мікроструктурована поверхня
- 2) **ГП-I:** скляна підкладка+ІТО /5CB/ П-I, гладка поверхня
- 3) **МіП-II:** скляна підкладка+ІТО/5CB/ П-II, мікроструктурована поверхня
- 4) **ГП-II:** скляна підкладка+ІТО /5CB/ П-II, гладка поверхня

Ми вважаємо, що нелінійно-оптичний механізм в гібридних РК-



комірках є поверхнево-індукований фоторефрактивний ефект, при якому зміна орієнтації молекул РК в об'ємі комірки обумовлюється світло-індукованим перерозподілом директора РК на поверхні підкладок (див. підрозділ 2.7) В експериментах двопучкової взаємодії зразок освітлюється періодичною інтерференційною картиною що утворюється двома когерентними лазерними пучками. Під дією періодичного розподілу світла створюється просторова модуляцію заряду на інтерфейсі РК / підкладки. В результаті утворюється періодичний розподіл електричного поля на поверхні, який стимулює модуляцію орієнтації директора на підкладці. Періодична переорієнтація молекул розпочинається на поверхні і поширюється в об'єм РК. Таким чином, в об'ємі утворюється фазова ґратка показника заломлення. При самодифракції лазерних пучків на цій тонкій фазовій ґратці на виході формується багато порядків дифракції.

Типова картина генерації високих порядків дифракції при двопучковій взаємодії в гібридних РК комірках показана на Рис. 5.31. За відсутності електричного поля ми спостерігаємо регулярну двовимірну структуру записуючих лазерних пучків, що формується при їх відбитті від мікроструктурованої підкладки комірки (Рис. 5.31 (а)). Після прикладання постійної напруги генеруються високі порядки дифракції, які з'являються з обох боків кожної пари головних пучків завдяки ефекту збудження динамічної ґратки показника заломлення всередині комірки (Рис. 5.31, (б)). У випадку комірок з гладкими поверхнями ГП-I і ГП-II відсутня періодична картина багаторократного розсіювання і ми спостерігаємо лише одну центральну лінію після прикладання напруги. Ми виміряли інтенсивності в перших дифракційних порядках $\{+1\}$ і $\{-1\}$ в центральній лінії в стаціонарному стані для всіх комірок: з гладкими поверхнями і з мікроструктурованими поверхнями. Ефективність дифракції ми обчислювали за формулою:

$$\eta = \frac{\bar{I}_{\{1\}}}{T I_0}, \quad \bar{I}_{\{1\}} = (I_{\{+1\}} + I_{\{-1\}})/2 \quad (5.17)$$

де $\bar{I}_{\{1\}}$ – середня інтенсивність в двох перших порядках дифракції і T – коефіцієнт пропускання комірки, $I_0 = I_{10} = I_{20}$.

Зауважимо, що поверхнево-індукований фоторефрактивний ефект сильно залежить від кута повороту зразка щодо бісектриси кута сходження між двома вхідними пучками (див., наприклад, [211, 214-215]). Так, при нормальному положенні зразка, коли площина зразка знаходиться

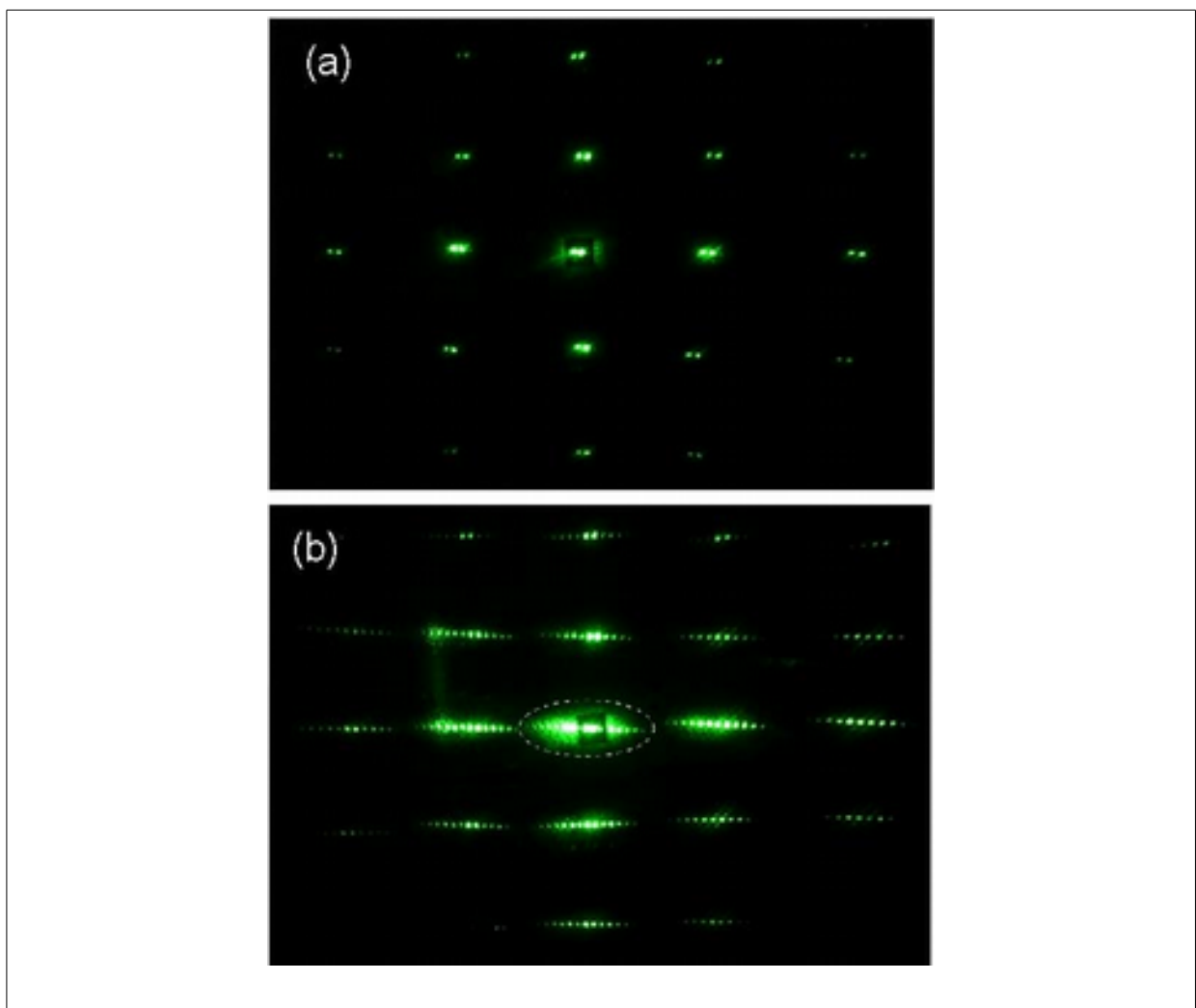


Рис. 5.31. (а) Картина розсіяння, що формується двома вхідними пучками в гібридній комірці з мікроструктурованою підкладинкою. (б) Формування багатьох порядків дифракції (самодифракція Рамана-Ната) при прикладанні постійного електричного поля. Центральна лінія відмічена пунктирною кривою.

перпендикулярно до бісектриси, генерації порядків дифракції не спостерігалася. У той же час у нашому випадку, коли зразок повертається відносно бісектриси, фотоіндукована дифракційна ґратка становиться зміщеною відносно світлової картини інтерференції. Внаслідок такого зміщення відбувається перекачка енергії між дифракційними порядками при самодифракції хвиль [220]. Для наших гібридних комірок у випадку змішування двох лазерних хвиль з однаковими вхідними інтенсивностями ця перекачка енергії була невеликою і різниця інтенсивностей у перших дифракційних порядках не перевищувала 10%. Тому ми можемо оцінити величини нелінійного показника заломлення в наших комірках використавши середнє значення між цими двома виміряними інтенсивностями. При цьому точність такої оцінки не буде перевищувати 10%. Математична модель для визначення нелінійно-оптичних коефіцієнтів на основі вимірів при самодифракції Рамана-Ната розвинена нами у підрозділі 2.6.

У Таблиці 5.3 ми зібрали експериментальні параметри, виміряні для гібридних РК комірок. Коефіцієнт пропускання визначається як

Таблиця 5.3. Експериментальні виміряні значення втрат світла в гібридних РК комірках та ефективної товщини комірок.

(T – загальний коефіцієнт пропускання комірки; R_s – коефіцієнт розсіювання чистої поверхні кремнію; T_a – коефіцієнт пропускання, що відповідає за поглинання світла в шарі РК; ρ – кут повороту комірки відносно нормального падіння світла)

Гібридна РК комірка	T	R_s	T_a	ρ , °	d_{eff} , μm
МіП-I	0.09	0.104	0.865	42	59.79
ГП-I	0.14	0.234	0.584	42	59.79
МіП-II	0.0436	0.054	0.807	50	52.22
ГП-II	0.134	0.358	0.374	50	52.22

$T = I^{out}/I_0$, де I_0 – інтенсивність одного падаючого пучка, а I^{out} – його інтенсивність на виході із комірки. T включає дві частини: $T = R_s T_a$, де R_s враховує втрати інтенсивності пучка на розсіяння з мікроструктурованої поверхні для формування періодичної світлової картини; а $T_a = \exp(-\alpha d_{eff})$ описує втрати інтенсивності на поглинання при розповсюдженні пучка в об'ємі РК комірки. У Таблиці 5.3 ми також наводимо значення d_{eff} , що є ефективною товщиною РК, яку проходить пучок світла при його нахилому падінні на комірку. Зауважимо, що в наших вимірюваннях ми нехтуємо втратами на відбиття світла від скляної підкладки комірки.

Виміряні ефективності дифракції для всіх комірок в залежності від прикладеної напруги показана на Рис. 5.32. Видно, що ефективність дифракції досягає свого максимуму для певної напруги, яка відрізняється в різних комірках; ця напруга вище для мікроструктурованих комірок порівняно з плоскими; а також ця напруга змінюється залежно від форми мікроструктури. Відмітимо, що ефективність дифракції досягає досить великих значень в гібридних РК комірках (до 9% для комірок МіП-I і ГП-I). Ми використали виміряні значення η для обчислення нелінійних оптичних характеристик досліджуваних РК комірок, а саме коефіцієнта нелінійності показника заломлення n_2 та оптичної нелінійної сприйнятливості $\chi^{(3)}$, беручи до уваги, що РК комірки мають оптичну нелінійність керрівського типу.

Коефіцієнти нелінійності показника заломлення, обчислені з експериментально виміряних ефективностей дифракції, представлена на Рис. 5.33 для всіх комірок. Обчислення n_2 для комірок МіП-I і ГП-I проведені за формулами (2.126) і (2.128) оскільки виміряна ефективність дифракції $\eta > 3.5\%$. Ми використали приблизну формулу (2.129) для комірок МіП-II і ГП-II, так як в цьому випадку $\eta < 2\%$. Ми отримали, що

максимальний коефіцієнт n_2 вищий в комірках з мікроструктурованою підкладкою порівняно з плоскими комірками. В Таблиці 5.4 представлені значення нелінійної сприйнятливості, що обчислюються по формулі (2.130) для максимальних значень n_2 на Рис. 5.33. У випадку нематичного 5СВ ми використовуємо значення показника заломлення для гомеотропної орієнтації молекул таке ж, як і для звичайної поляризації: $n_{\perp} = n_0 = 1.51$.

Отже, порівняльний аналіз нелінійних параметрів, отриманих для комірок з мікроструктурами і без них показує, що нелінійна

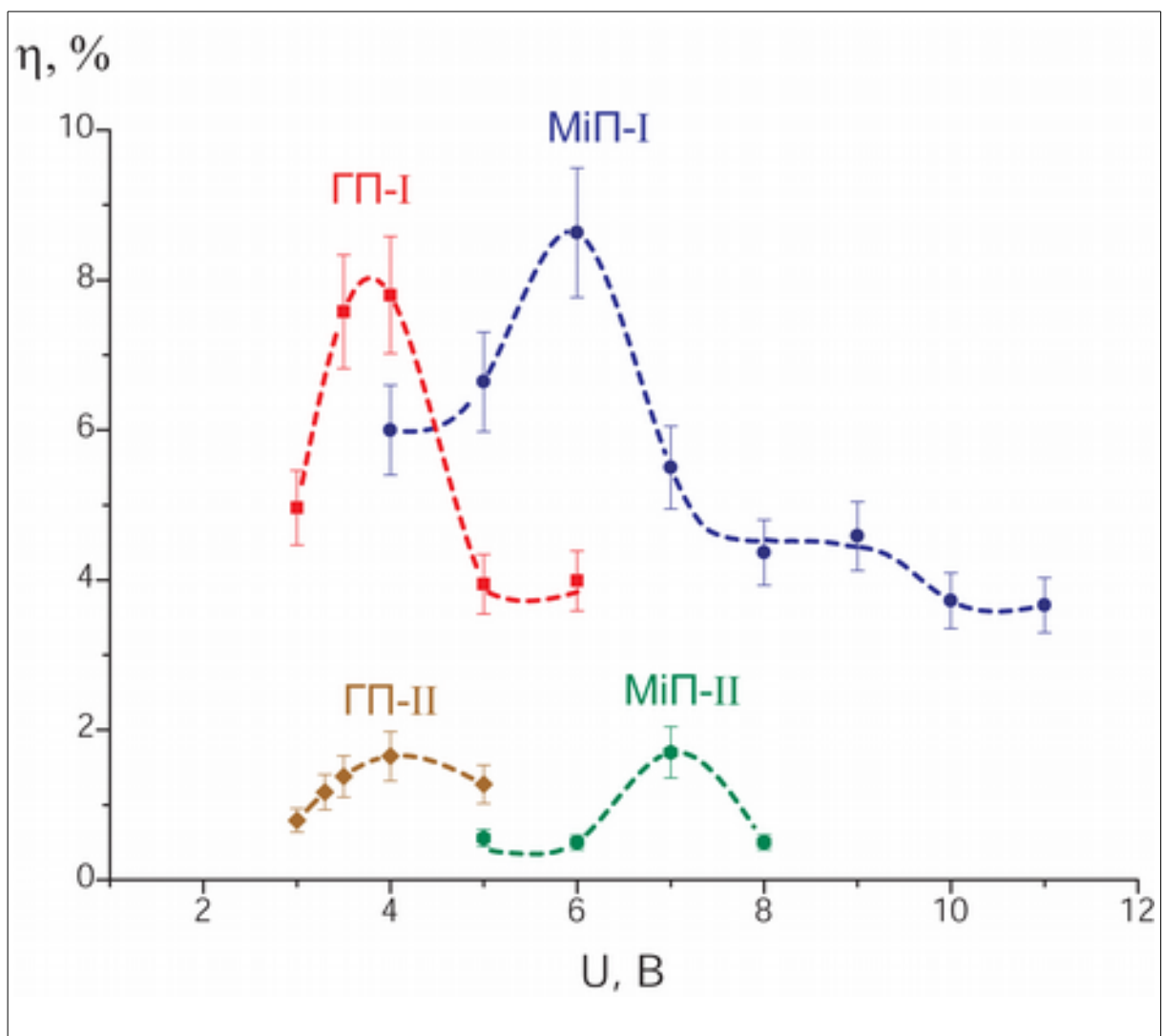
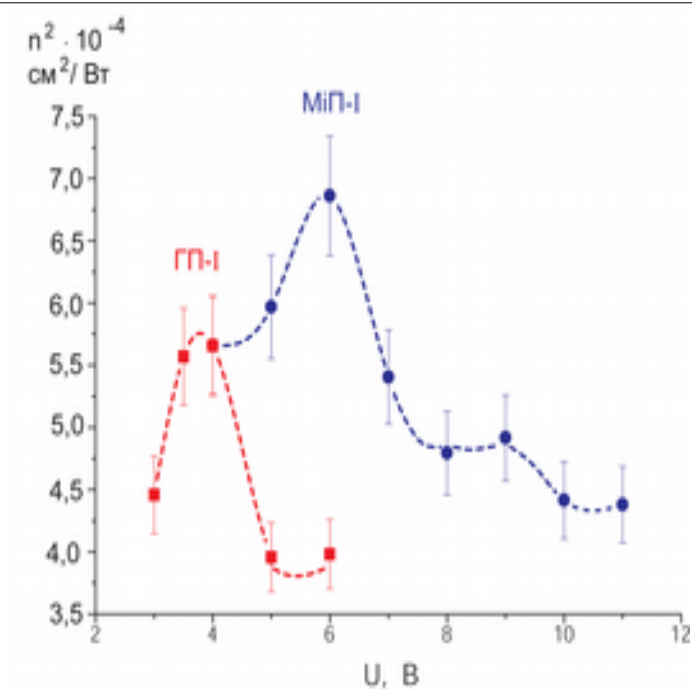
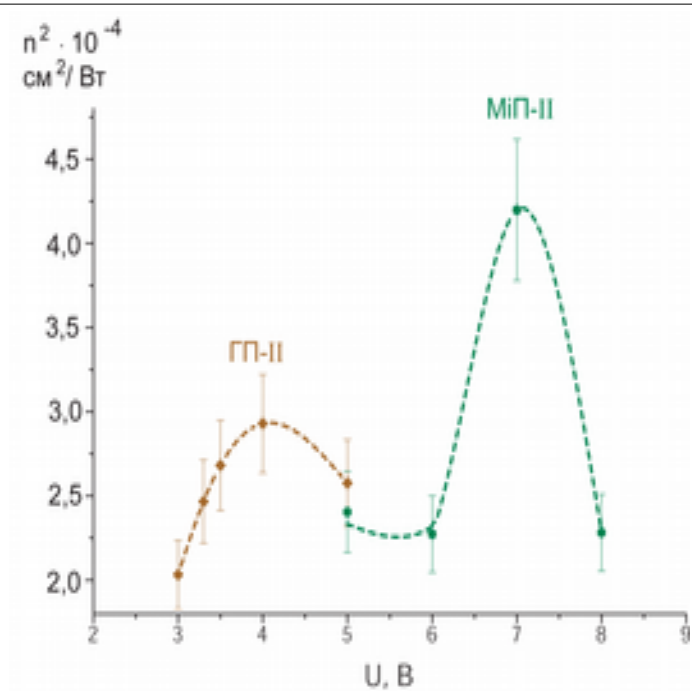


Рис. 5.32. Дифракційна ефективність в перших порядках дифракції в залежності від величини прикладеної електричної напруги для двох гібридних комірок. Штрихові лінії використані для візуалізації даних.



(a)



(б)

Рис. 5.33. Розраховані величини коефіцієнта нелінійності показника заломлення в гібридних комірках в залежності від величини прикладної напруги. (а) Комірка I. (б) Комірка II. МП — мікроструктурована поверхня, ГП — плоска поверхня. Штрихові лінії зображені для візуалізації.

сприйнятливості істотно посилюється (на 30–100%) в комірках, які містять фотонний кристал. Основним механізмом оптичної нелінійності є поверхнево-індукований фоторефрактивний ефект в комірках нематичних РК. Збільшення глибини модуляції динамічної ґратки показника заломлення може бути пов'язане з початковою переорієнтацією молекул, що виникає на мікроструктурованій поверхні.

Таблиця 5.4. Максимальні значення оптичної нелінійної сприйнятливості в досліджених гібридних РК комірках

Гібридна РК комірка	$\chi^{(3)} \cdot 10^{-2}$ [esu]	% підсилення (між МіП і ГП)
МіП-I	3.6 ± 0.7	30 %
ГП-I	2.8 ± 0.6	
МіП-II	2.5 ± 0.5	100 %
ГП-II	1.2 ± 0.2	

Методом динамічної голографії ми показали, що фоторефрактивні гібридні РК комірки що містять фотонні кристали перспективні як нові елементи електрооптичних мікросистем, включаючи багатоканальні SLM та оптичні лінії зв'язку. Крім того, двопучкова взаємодія в таких нелінійних комірках може бути успішно застосована для створення багатоканальних об'єднувачів і комутаторів. Вони також можуть застосовуватися в оптичних нелінійних мережах, якщо забезпечити незалежний контроль кожного каналу, який формується мікроструктурованою поверхнею в гібридній РК комірці.

Висновки розділу 5

1. Залежність величини амплітуди динамічної ґратки та ступеня локалізації її обвідної від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль дозволило нам виявити оптимальну конфігурацію схеми обернення хвильової фронту (ОВФ) при чотирипучкової взаємодії для досягнення максимального підсилення для ОВФ-хвилі. Основним елементом для отримання максимальних підсилень ОХФ-хвилі при ЧПВ є подвійне ОХФ дзеркало (ПОХФД), в якій подаються тільки два пучка накачки, I_{20} і I_{3d} (пучки накачки мають компоненту хвильового фронту направлену протилежно напрямку зсуву нелокальної динамічної ґратки відносно інтерференційної картини – вісь $\bar{C}$). При цьому формується динамічна ґратка по центру нелінійного середовища з найвищим ступенем локалізації обвідної амплітуди ґратки для даного значення константи зв'язку $\gamma_N d$. Для підвищення стабілізації цієї схеми на вхід можна подавати сигнальний пучок I_{10} слабкої інтенсивності. Наші розрахунки показують, що можна досягти підсилення інтенсивності ОВФ-хвилі майже в 100 разів тільки завдяки формування інтенсивностей вхідних хвиль у співвідношенні $I_{10} \ll I_{20} = I_{3d}$.

2. Нами запропоновані чисто-оптичні перемикачі інтенсивностей вихідних сигналів при взаємодії хвиль в динамічних нелінійно-оптичних середовищах, що основані на явищі керування ступенем локалізації обвідної динамічної ґратки за допомогою зміни співвідношення інтенсивностей вихідних хвиль. Розрахунки вихідних інтенсивностей при перемиканні проведені для ЧПВ, а також двопучковій взаємодії у відбиваючій геометрії.

3. Запропоновані і розраховані оптичні логічні елементи “OR” і “NOR” (стрілка Пірса) на основі схеми ЧПВ в нелінійних середовищах з сильни нелокальним відгуком. Основою таких елементів є зміна профілю обвідної амплітуди ґратки (локалізований, або делокалізований) в

залежності від зміни співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль.

4. Формування просторово-неоднорідних динамічних ґраток з обвідною амплітуди типу темного солітоні може бути використано для утворення оптично-керованих дзеркал в волоконних бреггівських ґратках (ВБГ). Нами показано, що при взаємодії неперервного випромінювання накачки сильної інтенсивності з слабким імпульсом сигналу, і виконання умови формування нелокальної динамічної ґратки в серцевині волокна, відбувається сильне підсилення інтенсивності сигналу за рахунок відбиття хвилі накачки від сформованої динамічної ґратки.

Виявлено, що вихідною інтенсивністю сигналу можна керувати за допомогою декількох параметрів: в залежності від величини інтенсивності накачки та/або інтенсивності сигналу; змінюючи напівширину сигнального імпульсу. Також отримано, що існує немонотонна залежність коефіцієнта підсилення сигнального імпульсу від константи зв'язку нелокальної ґратки ($\gamma_N d \tau$). Максимальні коефіцієнти підсилення досягаються для невеликих значень $\gamma_N d \tau \sim 3 \dots 5$, і при збільшенні $\gamma_N d \tau$ цей коефіцієнт зменшується.

5. Нами вперше запропонований голографічний підсилювач світла, що включає дві тонкі фазові ґратки, які є узгоджені між собою. Нами показано, що коли на такий підсилювач подати інтерференційне поле зсунуте відносно системи узгоджених ґраток (СУГ), здійснюється перерозподіл інтенсивностей на виході між двома основними пучками, що залежить від співвідношення інтенсивностей вхідних пучків. Система узгоджених ґраток працює подібно до об'ємної бреггівської ґратки, в якій може здійснюватися перекачки енергії в широкому діапазоні змін інтенсивностей вхідних хвиль.

Нами проведені теоретичні розрахунки перекачки енергії в СУГ за допомогою розробленої нами теорії зв'язаних хвиль з формуванням ґратки, що має локалізований профіль обвідної амплітуди. Була розроблена

експериментальна установка голографічного підсилювача з СУГ, проведені експериментальні дослідження перекачки енергії в залежності від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль. Теоретичні розрахунки добре узгоджуються з експериментальними даними.

В такому голографічному підсилювачі з СУГ нами отриманий новий режим перекачки енергії між двома взаємодіючими хвилями з широким динамічним діапазоном підсилення слабкого сигнального пучка. Такий режим реалізується, коли СУГ сформований тонкими ґратками з великими значеннями глибини модуляції, що дають фазовий набіг $\Phi \sim \pi/2$ (кожна). Подібний режим може бути реалізований в об'ємних нелінійно-оптичних середовищах з високим значенням константи зв'язку тільки при чотирипучковій взаємодії з симетричним падінням хвиль. В голографічному підсилювачі цей режим реалізується для двопучкової взаємодії завдяки визначеній граничній умові, а саме заданими величинами фазових набігів Φ_1 і Φ_2 .

6. Вперше запропоновані і виготовлені гібридні рідкокристалічні комірки, що містять фотонний кристал. Були проведені експериментальні дослідження двопучкової взаємодії в гібридних комірках. На основі розробленої нами математичної моделі для визначення інтенсивностей хвиль в перших порядках самодифракції Рамана-Ната, нами були проведені розрахунки нелінійно-оптичних коефіцієнтів в РК комірках різних типів. Порівняльний аналіз нелінійно-оптичних коефіцієнтів в гібридних комірках та в традиційних РК комірках на плоских підкладках показує, що величини цих коефіцієнтів підвищуються в гібридних комірках з фотонним кристалом на 30-100%. Причиною цього ефекту може бути зменшення вісі легкої орієнтації завдяки мікроструктурованій поверхні однієї із підкладок гібридної комірки.

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 пропускну геометрії.

3. Показано, що ефект перекачки енергії між взаємодіючими хвилями і просторова локалізація амплітуди динамічної ґратки показника заломлення є взаємо-пов'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. L. Hesselink, J. Feinberg, G. Roosen, Cluster issue on controlling light with light, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**, 224001-224007, (2008).
2. *Photorefractive Materials and their Applications, 1, 2, and 3*, Gunter P., Huignard J.P (Eds.), Springer, New York, (2006).
3. N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, Holographic storage in electrooptic crystals: I. Steady state, *Ferroelectrics* **22**, 949-960, (1979).
4. Д.И. Стаселько, В.Г. Сидорович, Об эффективности преобразования световых пучков с помощью динамических объемных голограмм, *ЖТФ*, **44** (3), 580-597, (1974).
5. S.A. Bugaichuk, A.I. Khizhnyak, Steady state and dynamic gratings in photorefractive four-wave mixing, *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, No. 7, 2107--2113 (1998).
6. M. Jeganathan, M.C. Bashaw, L. Hesselink, Evolution and propagation of grating envelopes during erasure in bulk photorefractive media, *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 1370-1383, (1995).
7. Г. Николис, П. Пригожин, *Самоорганизация в неравновесных системах: от диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации*. "Мир", Москва, (1979).
8. N. Akhmediev, A. Ankiewicz (eds.), *Dissipative solitons*, Lecture notes in physics, **661**, Springer, Berlin, (2005).
9. N. Akhmediev, A. Ankiewicz, M. Taki, Waves that appear from nowhere and disappear without a trace, *Physics Letters A*, **373** (6), 675-678, (2009).
10. V. Taranenko, C.O. Weiss, 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, (2003).
11. S. Bugaychuk, E. Tobisch, Single evolution equation for light-matter

pairing system, *J. Phys. A: Math. Theor.*, **51**, 125201-1-10, (2018).

12. S. Bugaychuk, R. Conte, Nonlinear amplification of coherent waves in media with soliton-type refractive index pattern, *Phys. Rev. E*, **86**, 026603-1-8, (2012).

13. S. Bugaychuk, L. Kovacs, G. Mandula, K. Polgar, R.A. Rupp, Nonuniform dynamic gratings in photorefractive media with nonlocal response, *Phys. Rev. E*, **67**, 046603-1-8, (2003).

14. G. Montemezzani, C. Medrano, M. Zgokik, P. Gunter, 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, (2000).

15. P.N. Prasad, *Introduction to Biophotonics*, Wiley-Interscience, Hoboken, New Jersey, (2003).

16. N. Norihito, T. Kato, and J. Abe, A real-time dynamic holographic material using a fast photochromic molecule, *Scientific Reports*, (2012).

17. S. Bugaychuk, A. Iljin, O. Lytvynenko, L. Tarakhan, L. Karachevtseva, Enhanced nonlinear optical effect in hybrid liquid crystal cells based on photonic crystal, *Nanoscale Research Letters*, **12**:449, 1-9, (2017).

18. A. Gridyakina, H. Bordyuh, G. Klimusheva, S. Bugaychuk, D. Fedorenko, D. Zhulai, T. Mirnaya, G. Yaremchuk, A. Polishchuk, Optical nonlinearity in nanocomposites based on metal alkanoates with hybrid metal/semiconductor and semiconductor/semiconductor nanoparticles, *J. Molecular Liquids*, **298**, 112042-1-5, (2020).

19. В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев, *Динамическая голография*, Киев: Наукова Думка, 127 с. (1983).

20. P.Gunter and J.-P. Huignard, eds., *Photorefractive Materials and Their Applications I and II*, Springer-Verlag, Berlin, (1988, 1989).

21. S. Odoulov, M. Soskin, A. Khyzhnyak, *Oscillators with Degenerate Four-Wave Mixing*, Harwood Academic Publishers, Chur, London, (1991).

22. H. I. Eichler, P. Gunter, D. W. Pohl, *Laser-induced dynamic gratings*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, (1986).
23. D.L. Staebler and J.J. Amodei, Coupled wave analysis of holographic storage in LiNbO₃, *J. Appl. Phys.* **43**, 1042-1049, (1972).
24. N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov, M.S. Soskin, V.L. Vinetskii, Holographic storage in electrooptic crystals: II. Beam coupling - light amplification, *Ferroelectrics*, **22**, 962-964, (1979).
25. H. Kogelnik, Coupled wave theory for thick hologram gratings, *The Bell System Technical Journal*, **48**, N 9, pp.2909-2947, (1969).
26. P. Yeh, *Introduction to photorefractive nonlinear optics*, John Wiley and Sons New York, (1993).
27. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко, *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике*, СПб.:Наука, С.-Петербургское отд-ние, 320 с., (1992).
28. W.R. Klein, Theoretical efficiency of Bragg devices, *Proc. IEEE*, **54**, No. 5, 803-804, (1966).
29. Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин, *Оптическая голография*, М.: Мир, 686 с. (1973).
30. М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко, *Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации*, Ленинград: Наука, Ленинградское отделение, 269 с. (1983).
31. C. Moser, L. Ho, E. Maye, F. Havermeier, Fabrication and applications of volume holographic optical filters in glass, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**, 224003-1-7 (2008).
32. J. Frejlich, *Photorefractive Materials: Fundamental Concepts, Holographic Recording and Materials Characterization*, Hoboken:Wiley-Interscience, 309 p., (2007).
33. А.Ю. Липинский, А.Н. Рудякова, В.В. Данилов, *Фоторефрактивные*

кристаллы в запоминающих устройствах оптоэлектронных процессоров, *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, № 6, с. 5-9 (2011).

34. W. Horn, I. Foldvary, C. Denz, Holographic data storage in photorefractive bismuth tellurite, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**, 224006-1-9 (2008).

35. O. Ostroverkhov, W.E. Moerner, Organic photorefractive mechanisms, materials, and applications, *Chem. Rev.*, **104**, 3267-3314, (2004).

36. W.R. Boyd, *Nonlinear Optics*, Academic Press, Boston, (2003).

37. Р. Бюб, *Фотопроводимость твердых тел*, М.: Иностран. лит., 558 с., (1962).

38. С.М. Рывкин, *Фотоэлектрические явления в полупроводниках*, М.: Физматгиз, 496 с., (1963).

39. Ж. Панков, *Оптические процессы в полупроводниках*, М.: Мир, 456 с., (1973).

40. *Progress in Optics*, Volume **XL**, Ed. Emil Wolf, University of Rochester, N.Y., USA, Elsevier, (2000).

41. М.Ф. Дейген, С.Г. Одулов, М.С. Соскин, Б.Д. Шанина, Фазовые голографические решетки в неметаллических кристаллах, *ФТТ*, Т. **16**, № 76 1895-1902, (1974).

42. S. Stepanov, Dynamic population gratings in rare-earth-doped optical fibres, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**, 224002-1-23 (2008).

43. M. Chi, J.P. Huignard, P.M. Petersen, Nonlinear gain amplification due to two-wave mixing in a broad-area semiconductor amplifier with moving gratings, *Opt. Express*, **16**, 5565-5571 (2008).

44. Ph. Refregier, L. Solymar, H. Raybenbach, J.P. Huignard, Two beam coupling in photorefractive Bi₁₂SiO₂₀ crystals with moving grating: Theory and experiments, *J. Appl. Phys.*, **58**, No. 1, 45-57, (1985).

45. M. Chi, J.P. Huignard, P.M. Petersen, A general theory of two-wave

mixing in nonlinear media, *J. Opt. Soc. Am. B*, **26**, No. 8, 1578--1584 (2009).

46. S. Odoulov, A. Shumelyuk, H. Badorreck, S. Nolte, K.-M. Voit, M. Imlau, Interference and holography with femtosecond laser pulses of different colours, *Nature Communications*, **6**:5866, (2015).

47. A.M. Glass, D. von der Linde, T.J. Negran, High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO₃, *Appl. Phys. Lett.*, **25**, No. 4, 233-235, (1974).

48. М. Лайнс, А. Гласс, *Сегнетоэлектрики и родственные им материалы*, М.:Мир, 736 с. (1981).

49. *Nonlinear Optics in Semiconductors I, Semiconductors and Semimetals*, Vol. **58**, Alsa Gamire and Alan Kost, San Diego (Eds.), USA, Academic Press, (1999).

50. K. Seeger, *Semiconductor Physics. An Introduction*, Springer, 525 p. (2002).

51. *Optical Solitons: Theoretical and Experimental Challenger*. Lecture Notes in Physics, **613**, K.Porsezlan, V.C.Kurlakose (Eds.), Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 419 p. (2003).

52. N. Akhmediev and A. Ankiewicz, *Solitons, Nonlinear Pulses and Beams*, Chapman & Hall, London, (1997).

53. Д.Л. Лэм, *Введение в теорию солитонов*, М.:Мир, 294 с., (1983).

54. Р. Додд, Дж. Эйлбек, Дж. Гиббон, Х. Моррис, *Солитоны и нелинейные волновые уравнения*, М.:Мир, 694 с., (1988).

55. Дж. Уизем, *Линейные и нелинейные волны*, М.: Мир, (1977).

56. M.J. Ablowitz, *Nonlinear Dispersive Waves: Asymptotic Analysis and Solitons*. Cambridge University Press, Cambridge, (2011).

57. A.I. Maimistov, Solitons in nonlinear optics, Review, *Quantum Electronics*, **40**, No. 9, 756-781 (2010).

58. M. Ablowitz, D. Baldwin, Nonlinear shallow ocean wave soliton interactions on flat beaches, *Phys.Rev. E.*, **86**, 036305-1-5, (2012).

59. N. Akhmediev, A. Ankiewicz (eds.), *Dissipative solitons: from optics to biology and medicine, Lecture notes in physics*, **751**, Springer, 477 p. (2008).
60. N. Akhmediev, J.M. Soto-Crespo, P. Vouzas, N. Devine, W. Chang, Dissipative solitons with extreme spikes in the normal and anomalous dispersion regimes, *Phil. Trans. R. Soc. A*, **376**, 20180023, (2018).
61. N. Akhmediev, J.M. Soto-Crespo, H.R. Brand, Dissipative solitons with energy and matter flows: Fundamental building blocks for the world of living organisms, *Physics Letters A*, **377**, 968-974 (2013).
62. N. Akhmediev, J. M. Soto-Crespo, and G. Town, Pulsating solitons, chaotic solitons, period doubling, and pulse coexistence in mode-locked lasers: CGLE approach, *Phys. Rev. E*, **63**, 056602, (2001).
63. C.I. Christov, M.G. Velarde, Dissipative solitons, *Physica D*, **86**, 323-347 (1995).
64. I. S. Aranson, L. Kramer, The world of the complex Ginzburg-Landau equation, *Rev. Mod. Phys*, **74**, 99-143, (2002).
65. G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 4th ed., Optics and Photonics series, Academic, San Diego, (2006).
66. В.Е. Захаров, А.Б. Шабат, Точная теория двумерной самофокусировки и одномерной автомодуляции волн в нелинейной среде, *ЖЭТФ*, **61**, 118-134, (1971).
67. В.Е. Захаров, С.В. Манаков, С.П. Новиков, Л.П. Питаевский, *Теория солитонов: Метод обратной задачи*, М.: Наука, (1980).
68. Ю.С. Кившарь, Г.П. Агравал, *Оптические солитоны: от волоконных световодов к фотонным кристаллам*, М: ФИЗМАТЛИТ, 648 с. (2005).
69. M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, Spatial solitons in photorefractive media, in *Quantum electronics and Laser Science Conference*, E. Ippen, S. Chu, J. Shah, and C. Weiman, (Eds.), Vol. **13** of OSA Technical Digest (Optical

society of America, 1992), paper JFC5, (1992)..

70. S. Konar, A. Biswas, Properties of optical spatial solitons in photorefractive crystals with special emphasis to two-photon photorefractive nonlinearity, *Optical Materials*, **35**, 2581-2603, (2013).

71. J. Imbrock, C. Heese, C. Denz, Spatial photorefractive solitons with picosecond laser pulses, *Appl.Phys. B*, **95**, 261-268, (2009).

72. M. Peccianti, G. Assanto, Signal readdressing by steering of spatial solitons in bulk nematic liquid crystals, *Opt. Lett.*, **26**, No. 21. 1690-1692, (2001).

73. G. Assanto, *Nematicons: Spatial Optical Solitons in Nematic Liquid Crystals*, Waley-Blackwell, (2012).

74. J.M.L. MacNeil, N.F. Smyth, and G. Assanto, Exact and approximate solutions for optical solitary waves in nematic liquid crystals, *Physica D*, 284:1-15, (2014).

75. M. Peccianti and G. Assanto, Nematicons. *Phys. Reports*, **516**:147-208 (2012).

76. A. Piccardi, A. Alberucci, N. Tabiryan, and G. Assanto. Dark nematicons, *Opt. Lett.*, **36**:1356-1358 (2011).

77. A. Blanco-Radondo, C. Husko, D. Eades. Y. Zhang, J. Li, T.F. Krayss, B.J. Eggleton, Observation of soliton compression in silicon photonic crystals, *Nature Communications*, **5**:3160, 1-8, (2014).

78. T. Mayteevarnyoo, B.A. Malomed, Solitons in one-dimensional photonic crystals, *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**, No. 11, 1854-1863, (2008).

79. Akira Hasegawa, Masayuki Matsumoto, *Optical Solitons in Fibers*, Springer Series in Photonics **9**, (2003).

80. F. Mitschke, *Fiber optics. Physics and Technology*, Springer, (2009).

81. P. Rohrmann, A. Hause, F. Mitschke, Two-soliton and three-soliton molecules in optical fibers, *Phys. Rev. A*, **87**, 04834, (2013).

82. Y.V. Kartashov, B.A. Malomed, L. Torner, Solitons in Nonlinear

Lattices, *Review of Modern Physics*, **83**, 247-305, (2011).

83. B.J. Eggleton, C.M. de Sterke, Nonlinear pulse propagation in Bragg gratings, *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, No. 11, 2980-2993, (1997).

84. O. Cohen, T. Carmon, M. Segev, S. Odoulov, Holographic solitons, *Optics Letters*, **27**, is. 22, 2031-2033, (2002).

85. C. Denz, M. Schwab, C. Weilmann, *Transverse-Pattern Formation in Photorefractive Optics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, (2003).

86. N.M. Il'thinitser, B.J. Eggleton, C.M. de Sterke, A.B. Aceves, Govind P. Agrawal, Interaction of Bragg solitons in fiber gratings, *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, No. 1, 18-23, (1999).

87. S. Liu, Y. Hu, P. Zhang, X. Gan, F. Xiao, C. Lou, D. Song, J. Zhao, J. Xu, Z. Chen, Anomalous interactions of spatial gap solitons in optically induced photonic lattices, *Optics Letters*, **36**, No. 7, 1167-1169, (2011).

88. A.S. Desyatnikov, E.A. Ostrovskaya, Yu.S. Kivshar, C. Denz, Composite band-gap solitons in nonlinear optically induced lattices, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, No. 15, 153902-1-4, (2003).

89. Shigen Quyang and Qi Guo, Dark and gray spatial optical solitons in Kerr-type nonlocal media, *Optics Express*, **17**, No 7, 5170-5175 (2009).

90. W. Jiang, Q. Chen, Y. Zhang, G. Guo, Generating Bragg solitons in a coherent medium, *Optics Express*, **15**, No. 13, 7933--7939, (2007).

91. C. Huang, L. Dong, Tunable band-gap structure and gap solitons in the generalized Gross-Pitaevskii equation with a periodic potential, *Scientific Reports*, **8**:1374, 1-10, (2018).

92. K. Zhan, C. Hou, Lattice surface solitons in diffusive nonlinear media driven by the quadratic electro-optic effect, *Optics Express*, **22**, No. 10, 11646-11653, (2014).

93. Yu.S. Kivshar, G. Agrawal, *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*, Academic Press, Inc. (2003).

94. B.A. Malomed, Vortex solitons: Old results and new perspectives,

Physica D, **399**, 108-137, (2019).

95. M. Soskin, S.V. Boriskina, Y. Chong, M.R. Dennis, A. Desyatnikov, Singular optics and topological photonics, *J. Opt. B*, **19**, 010401, (2017).

96. A.S. Desyatnikov, D.N. Neshev, Yu.S. Kivshar, Vortex solitons, soliton clusters, and vortex lattices, *Ukr. J. Phys. Opt.*, **6**, No. 2, 71-77, (2005).

97. H. Haus, W.S. Wong, Soliton in optical communications, *Rev. Mod. Phys.*, **68**, 432-444, (1996).

98. A. Hasegawa, Y. Kodama, *Soliton in Optical Communication*, Clarendon Press, Oxford, (1995).

99. Sh. Amiranashvili, U. Bandelow, N. Akhmediev, Dispersion of nonlinear group velocity determines shortest envelope solitons, *Phys. Rev. A*, **84**, 043834 (2011).

100. A. Ankiewicz, N. Akhmediev, Higher-order integrable evolution equation and its soliton solutions, *Physics Letters A*, **378**, 358-361 (2014).

101. A. Ankiewicz, D.J. Kedziora, A. Chowdury, U. Bandelow, N. Akhmediev, Infinite hierarchy of nonlinear Schrödinger equations and their solutions, *Phys. Rev. E*, **93**, (1), 012206-1-10 (2016).

102. V.B. Matveev, M. Salle, *Darboux Transformations and Solitons*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, (1991).

103. N. R. Pereira and L. Stenflo, Nonlinear Schrödinger equation including growth and damping, *Phys. Fluids*, **20**, 1733-1743, (1977).

104. С.В. Сазонов, Оптические солитоны: от нано- до фемтосекундных длительностей. *Ученые записки Казанского гос. Университета. Сер. физ.-матем. наук*, том **150**, книга 2, стр. 29-37 (2008).

105. Н.Н. Розанов, Мир лазерных солитонов, *Природа*, № 6, (2007).

106. T. Dauxois and M. Peyrard, *Physics of solitons*, Cambridge University Press, Cambridge, 422 p., (2006).

107. А. Найфэ, *Введение в методы возмущений*, М.: Мир, 535 с., (1984).

108. А. Найфэ, *Методы возмущений*, М.: Мир, 456 с., (1976)

109. N. N. Rosanov, *Spatial Hysteresis and Optical Patterns*, Springer, Berlin (2002).
110. P. Grelu and N. Akhmediev, Dissipative solitons for mode-locked lasers, *Nature Photonics*, **6**, 84-92 (2012).
111. А.С. Шварц, *Квантовая теория поля и топология*, М., (1989).
112. В.Б. Тараненко, *Пространственная самоорганизация в нелинейных оптических резонаторах: периодические структуры и солитоны*. Диссертация доктора физ.-мат. наук: 01.04.05; НАН Украины, Ин-т физики, Киев, 256 с., (2006).
113. D. Durey, H.R.O. Sohn, P.J. Ackerman, E. Brasselet, I.I. Smalyukh, T. Lopez-Leon, Topological solitons, cholesteric fingers and singular defect lines in Janus liquid crystal shells, *Soft Matter*, **16**, 2669-2682, (2020).
114. J.H. Geesink, D.K.F. Meijer, Bio-soliton model that predicts non-thermal electromagnetic frequency bands, that either stabilize or destabilize living cells, *Electromagnetic biology and medicine*, **36**, No. 4, 357-378, (2017).
115. О.М. Браун, Ю.С. Кившарь, *Модель Френкеля-Конторовой. Концепции, методы, приложения*, М: ФИЗМАТЛИТ, 536 с., (2008).
116. M. Onorato, S. Residori, U. Bortolozzo, A. Montina, F.T. Arecchi, Rogue waves and their generating mechanisms in different physical contexts, *Physics Reports*, **528**, 47-89, (2013).
117. A.M. Perego, S.K. Turitsyn, K. Staliunas, Gain through losses in nonlinear optics, *Light Science & Applications*, **7**: 43, 1-11, (2018).
118. H. Haken, Analogy between light instabilities in fluids and lasers, *Phys. Lett. A*, **53**, 77-78, (1975).
119. F.T. Arecchi, G. Glacomelli, P.L. Ramazza, S. Residori, Experimental evidence of chaotic itinerancy and spatiotemporal chaos in optics, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 2531-2534, (1990).
120. L. Lugiato, F. Prati, M. Brambilla, *Nonlinear Optical Systems*,

Cambridge University Pres., Cambridge, (2015).

121. H. Risken and K. Nummedal, Instability of off resonance modes in lasers, *Phys. Lett. A*, **26**, 275-276, (1968).

122. R. Graham and H. Haken, Quantum theory of light propagation in a fluctuating laser-active medium, *Z. Phys. A*, **213**, 420-450, (1968).

123. E.M. Pessina, G. Bonfrate, F. Fontana, L.A. Lugiato, Experimental observation of the Risken-Nummedal-Graham-Haken multimode laser instability, *Phys. Rev. A*, **56**, 4086-4093, (1997).

124. M. Nakazawa, K. Suzuki, H.A. Haus, The modulational instability laser. I. Experiment. *IEEE J. Quant. Electron.*, **25**, 2036-2044, (1989).

125. D.R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, B. Jalali, Optical rogue waves, *Nature*, **450**, (7172), 1054-1-7, (2007).

126. D.J. Kedziora, A. Ankiewicz, N. Akhmediev, Classifying the heirarchy of nonlinear-Schrodinger-equation rogue-wave solutions, *Physical Review E*, **88**, 013207-1-12 (2013).

127. M. Onorato, S. Residori, U. Bortolozzo, A. Montina, F.T. Arecchi, Rogue waves and their generating mechanisms in different physical contexts, *Physics Reports*, **528**, 47-89, (2013).

128. J.H. Hong and R. Saxema, Diffraction efficiency of volume holograms written by coupled beams, *Opt. Lett.*, **16**, 180-182, (1991).

129. С.А. Бугайчук, А.Г. Кутана, А.И. Хижняк, Пространственная структура голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах с нелокальным откликом, *Квантовая электроника*, **24**, No. 8, 746-750, (1997).

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

131. *Holograms – Recoding Materials and Applications*, Ed. Izabela Naydenova, (Rijeka: InTech), ISBN 978-953-307-981-3, 396 p., Publisher: InTech, (<https://doi.org/10.5772/751>), (2011).

132. *High spectral density optical communication technologies*, Eds. M.~Nakazawa, K.~Kikuchi and T.~Miyazaki, *Optical and Fiber Communications reports*, **6**, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, (2010).
133. E.A. Barbosa, D.M. Mariano da Silva and M.S. Ferreira, Microscopin interferometry by reflection holography with photorefractive sillenite crystals, in *Holography – Basic Principles and Contemporary Applications*, (Ed. by Emilia Mihaylova, ISBN 978-953-51-1117-7, Publisher: InTech), DOI: 10.5772/46111, pp. 203-225, (2013).
134. *Current Developments in Optical Fiber Technology*, Eds. by Sulaiman Wadi Harun and Hamzah Arof, (Rijeka: InTech), (<https://doi.org/10.5772/46191>), (2013).
135. J.F. Galisteo-Lopez, C. Lopez, High-energy optical response of artificial opals, *Phys. Rev. B*, **70**, is. 3, 035108, (2004).
136. *Photorefractive Optics, Materials, Properties, and Applications*, Yu. Francis and Yin Shiznuo (Eds.), Academic Press, New York, (2000).
137. P. Yeh, Two-wave mixing in nonlinear media, *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 484-519, (1989).
138. A. Bledowski, W. Krolikowski, A. Kujawski, Temporal instabilities in single-grating photorefractive four-wave mixing, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, is. 8 1544-1547, (1989).
139. A. Zozulya and V.T. Tikhonchuk, Investigation of stability of four-wave mixing in photorefractive media, *Phys. Lett. A*, **135**, 447-450, (1989).
140. S. Bugaychuk, L. Kovacs, G. Mamdula, K. Polgar, R. Rupp, Wave-mixing solitons in bulk photorefractive crystals, *Proc. SPIE*, **5257**, 201-206, (2003).
141. R. Conte, S. Bugaychuk, Explicit solutions of the four-wave mixing model, *J. Phys. A: Math. Theor.*, **42**, Fast Track Comm. 192003-1-14, (2009).
142. R. Conte, S. Bugaychuk, Analytic structure of the four-wave mixing model in photorefractive materials, in *Waves and stability in continuous media*,

R. Monaco, G. Mulone, S. Rionero and T. Ruggeri (Eds.), p. 1-10, World Scientific, Singapore, (2008).

143. S. Bugaychuk, R.A. Rupp, G. Mandula, L.Kovacs, Soliton profile of the dynamic grating amplitude and its alteration by photorefractive wave mixing, in *Trends in optics and photonics series*, **87**, Photorefractive effects, materials and devices, 404-409, (2003).

144. S. Bugaychuk and R. Conte, Ginzburg-Landau equation for dynamical four-wave mixing in gain nonlinear media with relaxation, *Phys. Rev. E*, **80**, 066603-1-7, (2009).

145. S. Bugaychuk, A. Khizhnyak, Optical control of the four-wave mixing dynamic grating structure in photorefractive media, *J. Opt. B.: Quantum. Semiclass. Opt.*, **2**, N. 3, 451-456, (2000).

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

147. S. Bugaychuk, Solitons of wave nonlinear interaction in media with non-local response, *List of Abstracts of FPU+50: Nonlinear waves 50 years after Fermi-Pasta-Ulam*, June 21-25, 2005, Rouen, France, (2005).

148. Г.Б. Двайт, Талицы интегралов и другие математические формулы, Наука, Москва, 228 с., (1973).

149. Р. Раджараман, Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля, пер. с англ., М., (1985).

150. Г.Е. Воловик, В.П. Минеев, Физика и топология, М., (1980).

151. А.М. Косевич, Б.А. Иванов, А.С. Ковалев, Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны, К., (1983).

152. B. Birnir, R. Grauer, An explicit description of the global attractor of the damped and driven sine-Gordon equation, *Commun. Math. Phys.*, **162**, 539-

590, (1994).

153. Junhong Ha, Shin-ichi Nakagiri, Damped Sine-Gordon equations with non-homogeneous Dirichlet boundary conditions, *Journal of Mathematical Analysis and Applications*, **263**, 708-720, (2001).

154. K. Djidjeli, W.G. Price, E.H. Twizell, Numerical solutions of a damped Sine-Gordon equation in two space variables, *Journal of Engineering Mathematics*, **29**, 347-369, (1995).

155. С.А.~Бугайчук, Утворення темних дисипативних солітонів у середовищах з нелокальним відгуком, *Укр. фіз. журн.*, **56**, No. 11, 1172-1178, (2011).

156. С. Bugaychuk, R. Conte, Dark dissipative soliton of nonlinear wave interaction, *IEEE Proc. of 1-st International Workshop on Nonlinear Photonics, NPL*2011*, 6102670-1-3, (2011).

157. M. Cronin-Collomb, B. Fisher, J.O. White, A. Yariv, Theory and applications of four-wave mixing in photorefractive media, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20**, 12-30, (1984).

158. A. Yariv, P. Yeh, *Optical waves in crystals*, Wiley and Son's, Inc. Hoboken, New Jersey, (2003).

159. S. Bugaychuk, G. Mandula, I. Kovacs, R.A. Rupp, Optical topography technique to material characterization of photorefractive crystals, *Proc. SPIE of 10-th International Conference on Nonlinear Optics of Liquid and Photorefractive Crystals*, (Gertruda V.~Klimusheva and Andrey Iljin, eds.), **6023**, 60230J-1-11, 143-153, (2005).

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

161. Б.Я. Зельдович, Н.Ф. Пилипецкий, В.В. Шкунов, *Обращение волнового фронта*, М.: Наука, 1975.

162. *Phase Conjugate Laser Optics*, A. Brignon, J.-P. Huignard (eds.),

Wiley, New York, (2004).

163. P. Gunter, Holography, coherent light amplification and optical phase conjugation with photorefractive materials, *Phys. Reports*, **93**, No. 4, 199-299, (1982).

164. L. Lombard, A. Brignon, J.-P. Huignard, E. Lallier, P. Georges, G. Lucas-Leclin, G. Pauliat, G. Roosen, Review of photorefractive materials: an application to laser beam cleanup, *C.R. Physique*, **8**, 234-242, (2007).

165. S. Odoulov, M. Soskin and A. Khizniak, *Laser Science and Technology*, vol. 7, New York: Harwood Academic, (1989)

166. S. Bugaychuk, L. Kovacs, G. Mamdula, K. Polgar, R. Rupp, Wave-mixing solitons in bulk photorefractive crystals, *Proc. SPIE (9-th International Conference on Nonlinear Optics of Liquid and Photorefractive Crystals)*, **5257**, 201-206, (2003).

167. В.И. Балакий, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков, *Физические основы акустооптики*, М., (1985).

168. А.С. Чирцов, Динамическая голография и проблема обращения волнового фронта, *Соросовский образовательный журнал*, 7, № 1, 89-95, (2001).

169. M. Sheik-Bahae, A.A. Said, T. Wei, D.J. Hagan, E.W. Van Stryland, Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam, *J. Quant. Electron.*, **QE-26**, 760-769, (1990).

170. Eric W. Van Stryland, Mansoor Sheik-Bahae, Z-scan measurements of optical nonlinearities, in *Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Materials*, M.G. Kuzyk and C.W. Dirk (Eds.), p. 655-692, Marcel Dekker, Inc., (1998).

171. R.H. Enns, and S.S. Rangnekar, Diffraction by a laser induced thermal phase grating, *Canadian Journal of Physics*, **52**, No. 2, 99-109, (1974).

172. S. Bugaychuk, E. Korchemskaya, N. Burykin, Raman-Nath thin gratings on low-saturated dynamic recording materials, *Ukr. J. Phys. Opt.*, **41**,

No. 1, 27-34, (2002).

173. A. Seitz, N. Hampp, Kinetic optimization of bacteriorhodopsin films for holographic interferometry, *J. Phys. Chem. B*, **104**, 7183-7192, (2000).

174. E. Korchemskaya, N. Burykin, S. Bugaychuk, O. Maksymova, T. Ebrey, S. Balashov, Dynamic holography in bacteriorhodopsin/gelatin films: effects of light-dark adaptation at different humidity, *Photochemistry and photobiology*, **83**, No. 2, 403-408, (2007).

175. E. Korchemskaya, D. Stepanchikov, S. Bugaychuk, N. Burykin, Dynamic holography for study of nonlinear optical processes in biological photoreceptor molecule, in *From Cells to Proteins: Imaging Nature across Dimensions*, (Springer, Dordrecht), 431-450, (2005).

176. A.R. Ubbelohde, H.J. Michels, J.J. Duruz, Liquid crystals in molten salt systems, *Nature*, **228**, 50-51, (1970).

177. А.Мирная, В.Д. Присяжный, В.А. Щербаков, Жидкокристаллическое состояние солевых расплавов с органическими ионами, *Успехи химии*, **58**, N. 9, 1429-1450, (1989).

178. T.A. Mirnaya, S.V. Volkov, Ionic liquid crystals as universal matrices (solvents): main criteria for ionic mesogenicity, in *Green industrial application of ionic liquids* (Rogers R.D., Seddon K.R., Volkov S.V., Eds.), London: Kluwer Academic Publishers, (2002).

179. G. Klimusheva, S. Bugaychuk, Yu. Garbovskiy, O. Kolesnyk, T. Mirnaya, A. Ishchenko, Fast dynamic holographic recording based on conductive ionic metal-alkanoate liquid crystals and smectic glasses, *Opt. Lett.*, **31**, No. 2, 235-237, (2006).

180. G. Klimusheva, T. Mirnaya, Yu. Garbovskiy, Versatile nonlinear optical materials on mesomorphic metal alkanoate: design, properties and applications, *Liquid Crystals Reviews*, **3**, No. 1, 28-57, (2015).

181. G. Klimusheva, S. Bugaychuk, A. Koval`chuk, T. Mirnaya, Nonlinear optical and electro-optical properties of ionic lyotropic smectics with different

dopants, *Abstracts of XV Conference on Liquid Crystals*, October 13-17, 2003, Zakopane, Poland, p. 157, (2003).

182. A.B. Bordyuh, Yu.A. Garbovskiy, S.A. Bugaychuk, G.V. Klimusheva, T.A. Mirnaya, G.C. Yaremchuk, A.P. Polishchuk, Dynamic grating recording in lyotropic ionic svecics of metal alkanoates doped with electrochromic impurities, *Opt. Mat.*, **31**, No. 8, 1109-1114, (2009).

183. S. Bugaychuk, Fast nonlinear optical mechanism of photoconversion in the systems: lyotropic ionic liquid crystals - viologen impurities, *Molecular Physics*, **109**, No. 12, 1567-1574, (2011).

184. S. Bugaychuk, G. Klimusheva, Yu. Garbovskiy, T. Mirnaya, 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*, June 21-24, 2010, Karlsruhe, Germany, paper NTuC13-1-2, (2010).

185. V. Rudenko, Y. Garbovskiy, G. Klimusheva, T. Mirnaya, G. Yaremchuk, Enhanced optical nonlinearity of the "nonlinear host-nonlinear guest" glassy nanocomposites made of the mesomorphic cobalt octanoate and noble metal nanoparticles, *J. Opt. Soc. Am. B*, **33**, No. 4, 648-655, (2016).

186. D.S. Zhulai, S.A. Bugaychuk, G.V. Klimusheva, T.A. Mirnaya, V.N. Asaula, V.I. Handziuk, S.A. Vitusevich, Structural characteristics of different types of nanoparticles synthesized in mesomorphic metal alkanoates, *Liquid Crystals*, **44**, is. 8, 1269-1276, (2017).

187. V. Rudenko, A. Tolochko, D. Zhulai, G. Klimusheva, T. Mirnaya, G. Yaremchuk, V. Asaula, Nonlinear optical properties of metal alkanoate composites with hybrid core/shell nanoparticles, *Applied Nanoscience*, **8**, 823-829, (2018).

188. V. Rudenko, Y. Garbovskiy, G. Klimusheva, T. Mirnaya, Intensity dependent nonlinear absorption coefficients and nonlinear refractive indices of glass-forming ionic liquid crystals doped with gold and silver nanoparticles, *J.*

Molecular Liquids, **267**, 56-60, (2018).

189. G.D. Scholes, G. Rumbles, Excitons in nanoscale systems, *Nature Materials*, **5**, 683-696, (2006).

190. A.O. Govorov, H.H. Richardson, Generating heat with metal nanoparticles, *Nano Today*, **2**, No. 1, 30-38, (2007).

191. A. Razakevicius, D. Peckis, L. Valkunas, E. Leonenko, G. Telbiz, V. Gulbinas, Insights into the mechanism of enhanced Rhodamine 6G dimer fluorescence in mesoscopic pluronic-silica matrixes, *J.Phys. Chem. C*, **119**, 19126-19133, (2015).

192. G. Telbiz, E. Leonenko, M. Dvoynenko, Optical properties of Rh6G molecules ordering in the silica- and titanium dioxide mesoscopic sol-gel films, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **642**, 74-80, (2017).

193. G. Telbiz, S. Bugaychuk, E. Leonenko, L. Derzhypolska, V. Gnatovskiy, I. Pryadko, Ability of dynamic holography in self-assembled hybrid nanostructured silica films for all-optical switching and multiplexing, *Nanoscale Research Letters*, **10**:196, 1-7, (2015).

194. S. Bugaychuk, A. Iljin, G. Telbiz, D. Zhulai, E. Leonenko, L. Romanovska, A. Gridyakina, A. Bordyuh, M. Kravchuk, A. Polishchuk, Nonlinear all-optical light valves fabricated on mesoscopic Ti-, Si-substrates, *J. Molecular Liquids*, **267**, 34-37, (2018).

195. I.C. Khoo, Nonlinear optics in liquid crystalline materials, *Physics Reports*, **471**, 221-267, (2009).

196. V.Yu. Reshetnyak, I.P. Pinkevych, G. Cook, D.R. Evans, T.J. Sluckin, Two-beam energy exchange in a hybrid photorefractive-flexoelectric liquid-crystal cell, *Phys. Rev. E*, **81**, 031705-1-15, (2010).

197. M. Talarico, A. Golemme, Optical control of orientational bistability in photorefractive liquid crystals, *Nature Materials*, **5**, 185-188, (2006).

198. F. Simoni, L. Lucchetti, D.E. Lucchetta, O. Francescangeli, On the origin of the huge nonlinear response of dye-doped liquid crystals, *Opt. Express*,

9, No. 2, 85-90, (2001).

199. A. Iljin, Transient modulation of order parameter and optical non-linearity in a chiral nematic liquid crystal, *Mol.Cryst.Liq.Cryst.*, **543**, 143-150 (2011).

200. A. Iljin, Light-induced order modification - the way to speed up, *J. Molecular Liquids.*, **267**, 38-44, (2018).

201. A. Iljin, D. Wei, U. Bortolozzo, S. Residori, Dynamic grating recording by a light-induced modification of the order parameter in dye-doped chiral nematic liquid crystals, *Ukr. J. Phys.*, **64**, Vol. 64, 293-299, (2019).

202. O. Stamatoiu, J. Mirzaei, X. Feng, T. Hegmann, Nanoparticles in liquid crystals and liquid crystalline nanoparticles, in *Liquid Crystals: Materials Design and Self-assembly*, (Eds. Carsten Tschierske), **318**, Springer, 331-393, (2012).

203. O. Buchnev, A. Dyadyusha, M. Kaczmarek, V. Reshetnyak, Yu. Reznikov, Enhanced two-beam coupling in colloids of ferroelectric nanoparticles in liquid crystals, *J. Opt. Soc. Am. B*, **24**, 1512-1516, (2007).

204. Y. Reznikov, A. Glushchenko, Y. Garbovskiy, Ferromagnetic and ferroelectric nanoparticles in liquid crystals, in *Liquid Crystals with Nano and Microparticles*, (Eds. J.P.F. Lagerwall, G. Scialia), Vol. 2-2, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. 567-693, (2016).

205. A. Acreman, M. Kaczmarek, G. D'Alessandro, Gold nanoparticle liquid crystal composites as a tunable nonlinear medium, *Phys. Rev. E*, **90**, 012504-1-8, (2014).

206. N.V. Tabiryan, C. Umetov, Surface-activated photorefractivity and electro-optic phenomena in liquid crystals, *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, No. 7, 1912-1917, (2006).

207. F. Simoni, L. Lucchetti, Photorefractive Effects in Liquid Crystals, in *Photorefractive Materials and Their Applications 2*, (Eds. P. Gunter, J.-P. Huignard), Springer Series in Optical Sciences, **114**, 571-605, (2007).

208. P. Pagliusi, G. Cipparone, Surface-induced photorefractive-like effect in pure liquid crystals, *Appl. Phys. Lett.*, **80**, No. 2, 68-170, (2002).
209. V.O. Kubytskyi, V.Y. Reshetnyak, T.J. Sluckin, S.J. Cox, Theory of surface-potential-mediated photorefractive like effects in liquid crystals, *Phys. Rev. E*, **79**, 011703-1-15, (2009).
210. M. Kaczmarek, A. Dyadyusha, S. Slussarenko, I.C. Khoo, The role of surface charge field in two-beam coupling in liquid crystal cell with photoconducting polymer layers, *Appl. Phys.*, **96**, 2616-2623, (2004).
211. J. Parka, T. Grudniewski, Yu. Kurioz, R. Dabrowski, Optically addressed holographic gratings in LC cells with different layers and high optical anisotropy liquid crystals, *Opto-Electronics Review*, **12**, No. 3, 317-320, (2004).
212. S.B. Abbott, K.R. Daly, G. D'Alessandro, M. Kaczmarek, D.C. Smith, Hybrid liquid crystal photorefractive system for the photorefractive coupling of surface plasmon polaritons, *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, No. 8, 1947-1958, (2012).
213. U. Bortolozzo, S. Residori, and J.P. Huignard, Beam coupling in photorefractive liquid crystal light valves, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **41**, 224007, (2008).
214. J. Zhang, V. Ostroverkhov, K.D. Singer, V. Reshetnyak, Yu. Reznikov, Electrically controlled surface diffraction gratings in nematic liquid crystals, *Opt. Lett.*, **25**, No. 6, 414-416, (2000).
215. S.S. Slussarenko, Photorefractive effect in pure nematic liquid crystals, *Europhys. Lett.*, **56**, No. 5, 672-675, (2001).
216. M. Kaczmarek, A. Dyadyusha, S. Slussarenko, I.C. Khoo, The role of surface charge field in two-beam coupling in liquid crystal cell with photoconducting polymer layers, *Appl. Phys.*, **96**, 2616-2623, (2004).
217. P. Korneychuk, O. Tereshchenko, Yu. Reznikov, V. Reshetnyak, K. Singer, Hidden surface photorefractive gratings in a nematic liquid crystal cell in

the absence of a deposited alignment layer, *J. Opt. Soc. Am. B*, **23**, No. 6, 1007-1011, (2006).

218. П.П. Корнійчук, 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, (2012).

219. L.N. Bugaeva, A.M. Gabovich, P.P. Korniychuk, Yu.A. Reznikov, R. Singer, A.I. Voitenko, Dc current in 4-N-Pentyl-4'-Cyanobiphenil liquid crystal cells, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **540**, 182-187, (2011).

220. S. Bugaychuk, S. Slussarenko, R. Kravchuk, O. Kolesnyk, V. Pinchuk, O. Yaroshchuk, A. Iljin, Electrically controlled dynamics of energy transfer in pure nematic liquid crystals, *IEEE Proc. 2nd International Workshop "Nonlinear Photonics" (NLP*2013)*, p.30-32. (2013).

221. S. Bugaychuk, S. Slussarenko, V. Pinchuk, O. Kolesnyk, R. Kravchuk, A. Iljin, A.~Shumelyuk, 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*, September 4-6, 2013, Winchester, UK, p. 94, (2013).

222. A.H. Nayfeh, *Perturbation Methods*, John Wiley (1973).

223. В.В. Елисеєв, *Механіка упрругих тел*, СПб.: Изд-во СПбЕТУ, 341 с., (1999).

224. E. Kartashova, V.S. L'vov, Model of intraseasonal oscillations in Earth's atmosphere, *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 198501, (2007).

225. S. Bugaychuk, Bragg fibers with soliton-like grating profiles, *MATEC Web of Conferences*, **83**, 08002-1-3, (2016).

226. S. Bugaychuk, A. Iljin, V. Pinchuk, E. Tobisch, Longitudinal solitons in time-delayed nonlinear systems, **675**. *WE-Heraeus-Seminar: Delayed Complex Systems*, abstracts, July 5-7, 2018, Bad Honnef, Germany, P-05, (2018).

227. S. Bugaychuk, Localized structures of wave coupling in dissipative nonlocal media, *Proceeding of International workshop "Localized structures in dissipative nonlinear systems"*, October 18-20, 2010, Berlin, Germany, p. 13, (2010).
228. S.O. Iakushev, O.V. Shulika, I.A. Sukhoivanov, V.I. Fesenko, M.V. Andres, H. Sayinc, Formation of ultrashort triangular pulses in optical fibers, *Optics Express*, **22**, No. 23, 29119-29134, (2014).
229. V.V. Yaparov, V.B. Taranenko, N.N. Rosanov, S.V. Fedorov, Experimental observation of a vortex dissipative soliton at amplification of the bases of two-wave mixing with saturable absorption, *Optics and Spectroscopy*, **112**, No. 4, 601-603, (2012).
230. V.V. Yaparov, V.B. Taranenko, Topological solitons in optical oscillators, *J. Opt.*, **18**, 074017-1-8, (2016).
231. P. Rodriguez, J. Jimenez, T. Guillet, T. Ackemann, Polarization properties of laser solitons, *Appl. Sci.*, **7**, 442-1-9, (2017).
232. D.R. Solli, C. Ropers, P. Koonath, B. Jalali, Optical rogue waves, *Nature*, **450**, No. 7172, 1054-1-7, (2007).
233. A. Yariv, D.M. Pepper, Amplified reflection phase conjugations, and oscillation in degenerate four-wave mixing, *Opt. Lett.*, **1**, 16-19, (1977).
234. Y. Uesu, K. Yasukawa, N. Saito, S. Odoulov, K. Shcherbin, A.I. Ryskin, A.S. Shcheulin, Backward-wave four-wave mixing and coherent oscillation in CdFe:Ga,Y, *Appl. Phys. B*, **78**, 601-605, (2004).
235. D. Arciszewski, A. Shumelyuk, S. Odoulov, On temporal dynamics of Sn₂P₂S₆ oscillation in semi-linear cavity, *Optics Letters*, **38**, No.11, 1832-1834, (2013).
236. A. Shumelyuk, A. Hryhorashchuk, S. Odoulov, Optical multivibrator with ferroelectric Sn₂P₂S₆, *Ferroelectrics*, **348**, 19-24, (2007).
237. В.А. Максименко, А.В. Сюй, Ю.М. Карпец, *Фотоиндуцированные процессы в кристаллах ниобата лития*, Москва, Физматлит, 2008.

238. I.de Oliveira, D.A. Capovilla, J.F. Carvalho, R. Motenegro, Z.V. Fabris, J. Frejlich, Photovoltaic effect in Bi₂TeO₅ photorefractive crystal. *Applied Physics Letters*, **107**, 151905-1-4, (2015).
239. Chaoqing Dai, Yueyue Wang, Xiaofei Zhang, Controlable Akhmediev breather and Kuznetsov-Ma soliton trains in PT-symmetric coupled waveguides, *Optics Express*, **22**, No. 23, 29862-29867, (2014).
240. S. Bugaychuk, Formation of auto-oscillation under continuous laser illumination in optical nonlinear dissipative system, *OSA Advanced Photonics Congress, Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides*, JM5A.26, p. 1-2, (2014).
241. B.I. Sturman, E.V. Podivilov, M.V. Gorkunov, Photorefractive manipulation of light pulses, *Phys. Rev. A*, **77**, p. 063808-1-10, (2008).
242. S. Bugaychuk, A. Iljin, Squeezing of laser pulses in a nonlinear-optical LC cell, *Photonics Letters of Poland*, **10**, No. 4, 112-114, (2018).
243. Н. Слепов, О свете медленном и быстром. По следам презентации Р. Бойда на OFC-2006. *Фотоника*, **1**, 16-27, (2007).
244. A. Shumelyuk, K. Shcherbin, S. Odoulov, B. Sturman, E. Podivilov, K. Buse, Slowing down of light in photorefractive crystals with beam intensity coupling reduced to zero, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 243604-1-4, (2004).
245. P. Mathey, G. Gadret, K. Shcherbin, Slow light with degenerate backward-wave four-wave mixing, *Appl. Phys. B*, **102**, 539-543, (2011).
246. K. Shcherbin, P. Mathey, G. Gadret, R. Guyard, H.R. Jauslin, S.~Odoulov, Slowing down of light pulses using photorefractive four-wave mixing: non-trivial behavior with increasing coupling strength, *Phys. Rev. A*, **87**, 033820-1-7, (2013).
247. K. Shchebin, P. Mathey, Light pulse slowing down using backward-wave four-wave mixing, *Proc. SPIE*, **9763**, 97631N-1-6, (2016).
248. S. Residori, U. Bortolozzo, J.P. Huignard, Slow light using wave mixing in liquid crystal light valve, *Appl. Phys. D*, **95**, No. 3, 551-557, (2009).

249. S. Bugaychuk, A. Iljin, K. Chunikhina, Extreme events induced by self-action of laser beams in dynamic nonlinear liquid crystal cells, *IOP Conf. Series; Journal of Physics: Conf. Series*, **867**, 012007-1-2, (2017).
250. S. Bugaychuk, Formation of extreme events during wave interaction in nonlinear evolving medium with dissipation, *Waves, Solitons and Turbulence in Optical Systems*, abstracts, October 12-14, 2015, Berlin, Germany, p. 17, (2015).
251. S. Bugaychuk, Modeling of extreme waves produced by beam mixing in optical cavity, *Abstracts of International workshop "Rogue Waves"*, November 7-11, 2011, Dresden, Germany, P-04, (2011).
252. A. Iljin, Transient modulation of order parameter and optical non-linearity in a chiral nematic liquid crystal, *Mol.Cryst.Liq.Cryst.*, **543**, 143-150, (2011).
253. D. Wei, A. Iljin, Z. Cai, S. Residori, U. Bortolozzo, Two-wave mixing in chiral dye-doped nematic liquid crystals, *Opt. Lett.*, **37**, No. 4, 734-736, (2012).
254. D. Cotter, R.J. Manning, K.J. Blow, A.D. Ellis, A.E. Kelly, D. Nesses, I.D. Phyllips, A.J. Poustie, D.C. Rogers, Nonlinear optics for high-speed digital information processing, *Science*, **286**, 1523-1528, (1999).
255. Q. Wu, J.-J. Xu, R. Rupp, X.-Z. Zhang, C.-B. Lou, S. Bugaychuk, Transition from backscattering speckles to phase conjugation in LiNbO₃:Fe, *Chin. Phys. Lett.*, **23**, No. 8, 2101-2104, (2006).
256. Q. Wu, Z. Wang, T. Wang, J.-J. Xu, R. Rupp, S. Bugaychuk, Coherent backscattering, phase conjugation, and waveguide in photovoltaic media, *OSA Trends in Optics and Photonics Series, Photorefractive Effects, Materials, and Devices*, **99**, 391-397, (2005).
257. S. Weiss, S. Sternklar, B. Fisher, Double phase-conjugate mirror: analysis, demonstration, and applications, *Opt. Lett.*, **12**, No. 2, 114-116, (1987).
258. A. Shumelyuk, M. Wesner, M. Imlau, S. Odoulov, Double-phase

conjugate mirror in nominally undoped Sn₂P₂S₆, *Optics Letters*, **34**, No. 6, 734-736, (2009).

259. С.А. Бугайчук, А.Г. Кутана, А.И. Хижняк, Пространственная структура голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах с нелокальным откликом, *Квантовая электроника*, **24**, No. 8, 746-750, (1997).

260. А. Бугайчук, А.Г. Кутана, А.И. Хижняк, Структура динамічних голографічних ґраток у фоторефрактивних кристалах із зсувним механізмом запису, *Укр. фіз. журн.*, **42**, No. 5, 530-535, (1997).

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

262. L. Solymar, D.J. Webb, and A. Grunnet-Jepsen, *The Physics and Applications of Photorefractive Materials*, Clarendon Press, Oxford, (1996).

263. S. Sturman, E. Podivilov, and M. Gorkunov, Regimes of feedback-controlled beam coupling, *Phys. Rev. E*, **72**, 016621 (2005).

264. V.P. Kamenov, K.H. Ringhofer, B.I. Sturman, J. Frejlich, Feedback-controlled photorefractive two-beam coupling, *Phys. Rev. A*, **56**, R2541 (1997).

265. С. Исихара, *Оптические компьютеры: Новая эра науки*, М.: Наука, 96 с., (1992).

266. H.M. Gibbs, S.L. McCall, T.N.G. Venkatesan, Differential gain and bistability using a sodium-filled Fabry-Perot interferometer, *Phys. Phys. Lett.*, **36**, 1113-1139, (1976).

267. А.А. Акаев, С.А. Майоров, *Оптические методы обработки информации*, М.: Высшая школа, 237 с., (1988).

268. B.M. Jost, Photorefractive two-wave mixing bistability in Fe:KNbO₃ without external feedback: increasing gain bistability, *Appl. Phys. Lett.*, **69**, No. 10, 1346-1348, (1996).

269. T. Das, G.C. Bhar, Phase-conjugate bistability and multistability in moving-grating operated orthogonally pump four-wave mixing in photorefractives, *Opt. Quantum Electron.*, **26**, No. 11, 1019-1032, (1994).
270. N. Niwa, H. Ohzu, Optical logic using the nonlinearity of the diffraction efficiency in a photorefractive crystal, *Proc. SPIE*, **2778**, 541-542, (1996).
271. D. Psaltis, Coherent optical information systems, *Science*, **298**, is. 5597, 1359-1363 (2002).
272. Y. Owechko, Cascaded-grating holography for artificial neural networks, *Appl. Optics*, **32**, No. 8, 1380-1398, (1993).
273. P. Yeh, A.E.T. Chiou, Optical matrix-vector multiplication through four-wave mixing in photorefractive media, *Opt. Lett.*, **12**, No. 2, 138-140, (1987).
274. C. Gu, S. Campbel, P. Yeh, Matrix-matrix multiplication by using grating degeneracy in photorefractive media, *Opt. Lett.*, **18**, No. 2, 146-148, (1993).
275. J. Canning, Fiber gratings and devices for sensors and lasers, *Lasers & Photon. Rev.*, **2**, No. 4, 275-289, (2008).
276. M. Werneck, R. Allil, F. de Nazare, Fiber Bragg Gratings: Theory, Fabrication, and Applications, *SPIE.Digital Library*, ``TT114'', PDF ISBN: 9781510613867, Print ISBN: 9781510613850, doi: 10.1117/3.2286558.
277. S. Bugaychuk, L. Pryadko, I. Pryadko, O. Kolesnyk, R. Conte, V. Gnatovskiy, A. Negriyko, Fabrication of controllable holographic gratings to manage the energy transfer, *Proc. IEEE International Conference on Advanced optoelectronics and Lasers, CAOL*2013*, 9-13 September, Sudak, Crimea, Ukraine, 373-375, (2013).
278. S. Bugaychuk, E. Tobisch, V. Gnatovskyy, P. Yezhov, 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, (2018).

279. M.V. Berry, S. Klein, Integer, fractional, and fractal Talbot effect, *J. Modern Optics*, **43**, No. 10, 2139-2164, (1996).

280. H. Blok, G. Mur, Diffraction by a double grating, *Appl. Sci. Res.*, **26**, 389-397, (1972).

281. Di. Chang, Xu Xing, Pengcheng Hu, Jianing Wang, Jiubin Tan, Double-diffracted spatially separated heterodyne grating interferometer and analysis on its alignment tolerance, *Appl. Sci.*, **9**, No. 263, 9020263-1-11, (2019).

282. R.A. Rupp, S. Bugaychuk, J. Xu, Q. Sun, M. Fally, How defects make holographic storage media thick, *Radiation Effects and Defects in Solids*, **157**, No, 6-12, 1133-1137, (2002).

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

284. S.A. Bugaychuk, P.V. Yezhov, I.M. Tarakhan, A.M. Negriyko, V.O. Gnatovskyy, A.V. Sidorenko, Method of controlling the micro- and nanoscale displacements based on optical correlation, *Proc. IEEE International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers, CAOL*2019*, 473-476, (2019).

285. S.A. Bugaychuk, A.M. Negriyko, V.O. Gnatovskyy, A.V. Sidorenko, N.V. Medvid, Beam shaping with the desired intensity profiles based on the correlation technique, *Proc. IEEE 7-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL)*, 240-242, (2016).

286. A. Negriyko, S. Bugaychuk, V. Gnatovskyy, N. Medvid, Formation of complex structure of laser fields for the radiation effect on impurities in nano-optoelectronics, *Proc. IEEE 34-th International Scientific Conference*

Electronics and Nanotechnolog (ELNANO), 465-467, (2014).

287. С.А. Бугайчук, В.О. Гнатовский, А.М. Негрійко, І.І. Прядко, Мультиплікація та комутація лазерних пучків при крос-кореляційній взаємодії періодичних полів, *Укр. физ. журн.*, **61**, No. 4, 311-318, (2016).

288. V. Gnatovskyy, A. Sidorenko, A. Negriyko, S. Bugaychuk, Beam shaping of soliton-like wavefronts in the correlation technique, **618**. *WE-Heraeus-Seminar Extreme Events and Rogue Waves*, May 30 - June 3, 2016, Bad Honnef, Germany, P-1, (2016).

289. Yang Song, YunYun Chen, Anzhi He, Zhimin Zhao, Spatial phase-shifting characteristic of double grating interferometer, *Optics Express*, **17**, No. 22, 20415-20429, (2009).

290. Ze Zong, Hongyan Xing, Superposition of double amplitude diffraction gratings, *Proc. IEEE*, 978-1-4244-4964-4, (2010).

291. A. Gnatovskiy, S. Bugaychuk, L. Pryadko, O. Zolochetskaya, Holographic associative processor using of photorefractive crystals, *Proc. SPIE*, **5024**, 216-219, (2003).

292. *Optical correlation techniques and applications*, O.V. Angelsky (Ed.), Bellingham, Washington: SPIE Publications, (2007).

293. I. Prydtko, S. Bugaychuk, G. Galich, O. Gnatovsky, N. Medved, New holographic scheme for multiplex image storage in photorefractive crystals, *Proc. SPIE*, **4418**, 200-207, (2001).

294. S.A. Bugaychuk, V.O. Gnatovskyy, A.V. Sidorenko, I.I. Pryadko, A.M. Negriyko, Synthesis of dynamic phase profile by the correlation technique for spatial control of optical beams in multiplexing and switching, *Proc. SPIE*, **9809**, 98090J-98090J-8, (2015).

295. J.W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, McGraw-Hill, New York, 1968.

296. A.D. Fisher, J.M. Lee, The current status of two dimensional spatial light modulator technology, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.*, **6343**52-371,

(1986).

297. S. Zwick, T. Haist, M. Warber, W. Osten, Dynamic holography using pixelated light modulators, *Applied Optics*, **49**, No. 25, F47-F58 , (2010).

298. E. Kaneko, *Liquid crystal TV displays: principles and applications of liquid crystal display*, KTK Scienfitic, Tokyo, (1987).

299. H. Gao, Z. Dai, J. Liu, S. Li, W. Zhou, F. Xu, H. Fang, X Cheng, Y. Yu, H. Zheng, Super-fast refresh holographic display based on liquid crystal films doped with silver nanoparticles, *IEEE Photonics Journal*, doi: 10.1109/PHOT.2019.2903223, (2019).

300. Jen-Tang Lu, Alesandre Goy, and Jason W. Fleischer, *Nonlinear digital imaging*, arXiv:1507.08601, (2015).

301. P. Aubourg, J.P. Huignard, M. Hareng, R.A. Mullen, Liquid crystal light valve using bulk monocrystalline BiqwSiO₂₀ as the photoconductive material, *Appl. Optics*, **21**, No.20, 3706-3712, (1982).

302. V.M. Pergamenshchik, V. Multian, V. Gayvoronsky, V. Uzunova, S. Kredentser, V.G. Nazarenko, Interaction of supramolecular aggregates and the enhanced optical torque on the director in a dye doped nematic liquid crystal, *Soft Matter*, **15**, 8886-8895, (2019).

303. A. Iljin, D. Wei, U. Bortolozzo, S. Residori, Dynamic grating recording by a light-induced modification of the order parameter in dye-doped chiral nematic liquid crystals, *Ukr. J. Phys.*, **64**, Vol. 64. 293-299, (2019).

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

305. S. Bugaychuk, A. Iljin, O. Lytvynenko, L. Tarakhan, L. Karachevtseva, 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)*,

August 24-27, 2016, Lviv, Ukraine, p. 380, (2016).

306. P. Pagliusi, and G. Cipparone, Photorefractive effect due to a photoinduced surface-charge modulation in undoped liquid crystals, *Phys. Rev. E*, **69**, 061798-1-7, (2004).

307. N. Aryasova, A. Iljin, V. Reshetnyak, Yu. Reznikov, A. Glushenko, J. West, Orientation of nematic liquid crystals on random anchoring surface, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, **375**, 165-173, (2002).

308. H. Levinson. *Principles of lithography*, 2-nd ed., SPIE Publications, (2005).

ДОДАТОК А.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ ТА ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ

Статті у міжнародних наукових виданнях:

1. A. Gridyakina, H. Bordyuh, G. Klimusheva, S. Bugaychuk, D. Fedorenko, D. Zhulai, T. Mirnaya, G. Yaremchuk, A. Polishchuk, Optical nonlinearity in nanocomposites based on metal alkanoates with hybrid metal/semiconductor and semiconductor/semiconductor nanoparticles. *Journal of Molecular Liquids*. 2020, **298**, 112042-1-5.
2. S. Bugaychuk, A. Iljin, G. Telbiz, D. Zhulai, E. Leonenko, L. Romanovska, A. Gridyakina, A. Bordyuh, M. Kravchuk, A. Polishchuk, Nonlinear all-optical light valves fabricated on mesoscopic Ti-, Si-substrates. *Journal of Molecular Liquids*. 2018, **267**, 34-37.
3. S. Bugaychuk, R. Conte, Nonlinear amplification of coherent waves in media with soliton-type refractive index pattern. *Phys. Rev. E*. 2012, **86**, 026603-1-8.
4. S. Bugaychuk, R. Conte, Ginzburg-Landau equation for dynamical four-wave mixing in gain nonlinear media with relaxation. *Phys. Rev. E*. 2009, **80**, 066603-1-7.
5. S. Bugaychuk, L. Kovacs, G. Mandula, K. Polgar, R.A. Rupp, Nonuniform dynamic gratings in photorefractive media with nonlocal response. *Phys. Rev. E*. 2003, **67**, 046603-1-8.
6. S. Bugaychuk, A. Khizhnyak, Optical control of the four-wave mixing dynamic grating structure in photorefractive media, *J.Opt.B: Quantum Semiclass. Opt.*, 2020, **2**, N 3, 451-456.
7. S. Bugaychuk, E. Tobisch, Single evolution equation in a light-matter pairing system. *J. Phys. A: Math. Theor.* 2018, **51** (12), 125201-1-10.
8. S. Bugaychuk, A. Iljin, O. Lytvynenko, L. Tarakhan, L. Karachevtseva,

Enhanced nonlinear optical effect in hybrid liquid crystal cells based on photonic crystal, *Nanoscale Research Letters*. 2017, 12:449, p. 1-9.

9. G. Telbiz, S. Bugaychuk, E. Leonenko, L. Derzhypolska, V. Gnatovsky, I. Pryadko, Ability of dynamic holography in self-assembled hybrid nanostructured silica films for all-optical switching and multiplexing. *Nanoscale Research Letters*. 2015, **10** (1):196, p. 1-7.

10. R. Conte, S. Bugaychuk, Explicit solutions of the four-wave mixing model. *J. Phys. A: Math. Theor.*, FTC. 2009, **42** (19), 192003-1-14.

11. S. Bugaychuk, Fast nonlinear optical mechanism of photoconversion in the systems: lyotropic ionic liquid crystals – viologen impurities. *Molecular Physics*. 2011, **109** (12), 1567-1574.

12. С.А. Бугайчук, В.О. Гнатовский, А.М. Негрійко, І.І. Прядко, Мультиплікація та комутація лазерних пучків при крос-кореляційній взаємодії періодичних полів. *Ukr. J. Phys.*, 2016, **61** (4), 311-318.

13. С. Бугайчук, Утворення темних дисипативних солітонів у середовищах з нелокальним відгуком. *Ukr. J. Phys.* 2011, **56** (11), 1171-1177.

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

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

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

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

18. Q. Wu, J.-J. Xu, R. Rupp, X.-Z. Zhang, C.-B. Lou, S. Bugaychuk, Transition from backscattering speckles to phase conjugation in $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$.

Chinese Physics Letters. 2006, **23** (8), 2101-2104.

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

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

21. S. Bugaychuk, A. Iljin, Amplifier diodes designed in fiber Bragg gratings, *Proc. IEEE 8-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers CAOL*2019*, Eds. Shulika O.V., Maslov V.A., 2019, p. 63-66.

22. S. Bugaychuk, P. Yezhov, L. Tarakhan, A. Negriyko, V. Gnatovskyy, A. Sydorenko, 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*, Eds. Shulika O.V., Maslov V.A., 2019, p. 473-476.

23. S. Bugaychuk, A. Negriyko, P. Yezhov, L. Derzhypolska, L. Tarakhan, V. Gnatovskyy, 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, 2018, p. 1-4. doi:10.1109/NAP.2018.8915166.

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

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

26. S.A. Bugaychuk, A.M. Negriyko, A.V. Sidorenko, V.O. Gnatovskyy, N.V.

Medvid, Beam shaping with the desired intensity profiles based on the correlation technique, *Proc. IEEE 7-th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL)*. Eds. Shulika O.V., Suhkoivanov I.A. 2016, p. 237-239.

27. S.A. Bugaychuk, V.O. Gnatovskyy, A.V. Sidorenko, I.I. Pryadko, A.M. Negriyko, Synthesis of dynamic phase profile by the correlation technique for spatial control of optical beams in multiplexing and switching, *Proc. SPIE*, Ed. Angelsky O. 2015, **9809**, 98090J-1-8.

28. A. Negriyko, S. Bugaychuk, V. Gnatovskyy, N. Medvid, Formation of complex structure of laser fields for the radiation effect on impurities in nano-optoelectronics, *Proc. IEEE 34-th International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)*, Kyiv. 2014, p. 465-467. doi: 10.1109/ELNANO.2014.6873430.

29. S. Bugaychuk, R. Conte, 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)*, Ed. Sukhoivanov I.A., Crimea, 2008, p. 76-78. doi: 10.1109/LFNM.2008.4670346.

30. S. Bugaychuk, L. Kovacs, G. Mamdula, K. Polgar, R. Rupp, Wave-mixing solitons in bulk photorefractive crystals, *Proc. SPIE*, Eds. Klimusheva G.V., Iljin A.G., Kostyukevich S.A., 2003, **5257-28**, p. 201-206.

31. S. Bugaychuk, R. A. Rupp, G. Mandula, L. Kovács, Soliton profile of the dynamic grating amplitude and its alteration by photorefractive wave mixing, *OSA Trends in Optics and Photonics Series*. Eds. Dealy F., Denz C., Mager L., Montenezani G., 2003, **87** "Photorefractive effects, materials and devices", p. 404-409.

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

33. S. A. Bugaychuk, A.I. Khizhnyak, Dynamic grating structure investigation, *Proc. SPIE*, 1999, **3904**, p. 201-209. doi: 10.1117/12.370403.
34. S. Bugaychuk, Formation of auto-oscillation under continuous laser illumination in optical nonlinear dissipative system, *OSA Technical Digest, Advanced Photonics Congress. Nonlinear Photonics*. 2014, JM5A.26-1-2. Doi: 10.1364/BGPP.2014.JM5A.26.
35. A. Bugaychuk, S. Slussarenko, R. Kravchuk, O. Kolesnyk, V. Pinchuk, O. Yaroshchuk, A. Iljin, 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., 2013, p. 30-32.
36. S. Bugaychuk, L. Pryadko, I. Pryadko, O. Kolesnyk, R. Conte, V. Gnatovskiy, A. Negriyko, Fabrication of controllable holographic gratings to manage the energy transfer, *Proc. IEEE International Conference on Advanced optoelectronics and Lasers CAOL*2013*. Eds. Shulika O.V., Sukhoivanov I.A., 2013, p. 373-375.
37. S. Bugaychuk, R. Conte, 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. S. Bugaychuk, R. Conte, E. Kozij, O. Kolesnik, G. Klimusheva, 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*, Eds. Sukhoivanov I.A., Shulika O.V., 2010, p. 103-105.
39. S. Bugaychuk, G. Mandula, I. Kovacs, R. A. Rupp, Optical topography technique to material characterization of photorefractive crystals, *Proc. SPIE*. Eds. Klimusheva G.V., Iljin A., Lostyukevych S.Al., 2005, **6023**, 60230J-1-11, p.143-153.

Матеріали наукових конференцій

40. S. Bugaychuk, E. Tobisch, V. Gnatovskyy, P. Yezhov, Holographic model of longitudinal photonic nonlinear medium, *Book of Abstracts of the 4-th International Conference on Wave Interaction*, April 3-7, 2018, Linz, Austria, pp. 20-23, (2018).

41. S. Bugaychuk, A. Iljin, V. Pinchuk, E. Tobisch, Longitudinal solitons in time-delayed nonlinear systems, 675. *WE-Heraeus-Seminar: Delayed Complex Systems, abstracts*, July 2-5, 2018, Bad Honnef, Germany, P. 44, (2018).

42. V. Gnatovskyy, A. Sidorenko, A. Negriyko, S. & Bugaychuk, Beam shaping of soliton-like wavefronts in the correlation technique, 618. *WE-Heraeus-Seminar Extreme Events and Rogue Waves*, May 30 – June 3, 2016, Bad Honnef, Germany, P-01, (2016).

43. S. Bugaychuk, A. Iljin, O. Lytvynenko, L. Tarakhan, L. Karachevtseva, 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)*, August 24-30, 2016, Lviv, Ukraine, P. 380, (2016).

44. S. Bugaychuk, Formation of extreme events during wave interaction in nonlinear evolving medium with dissipation, *Waves, Solitons and Turbulence in Optical Systems, abstracts*, October 12-14, 2015, Berlin, Germany, P. 17, (2015).

45. S. Bugaychuk, S. Slussarenko, S. Pinchuk, O. Kolesnyk, R. Kravchuk, A., Iljin, A. Shumelyuk, 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*, September 4-6, 2013, Winchester, UK, P. 94 (2013).

46. S. Bugaychuk, Modeling of extreme waves produced by beam mixing in optical cavity, *International workshop "Rogue Waves"*, November 7-11, 2011, Dresden, Germany, P-04, (2011).

47. S. Bugaychuk, Localized structures of wave coupling in dissipative nonlocal media, *Proceeding of International workshop “Localized structures in dissipative nonlinear systems”*, October 18-20, 2010, Berlin, Germany, P. 13, (2010).

48. S. Bugaychuk, G. Klimusheva, Yu. Garbovskiy, T. Mirnaya, Fast nonlinear optical materials based on ionic liquid crystals and glasses of metal alkanoates, Abstracts of Advanced photonics and renewable enegyry, OSA Optics & Photonics Congress, June 21-24, 2010, Karlsruhe, Germany, Abstract NTuC13-1-2 (2010).

49. S. Bugaychuk, Solitons of wave nonlinear interaction in media with non-local response, *List of Abstracts of FPU+50: Nonlinear waves 50 years after Fermi-Pasta-Ulam*, June 21-25, 2005, Rouen, France, P. 3, (2005).

50. G. Klimusheva, S. Bugaychuk, A. Koval`chuk, T. Mirnaya, Nonlinear optical and electro-optical properties of ionic lyotropic smectics with different dopants, *Abstracts of XV Conference on Liquid Crystals*, October 13-17, 2003. Zakopane, Poland, P. 157, (2003).

Апробація результатів дисертації

Основні результати дисертація автор доповідала особисто на наукових семінарах і звітних конференціях Інституту фізики НАН України (ПНК-2020, ПНК-2012 і ПНК-2002) та на міжнародних наукових конференціях: 4-th International Conference on Wave Interaction, Linz, Austria, 03-07 April, 2018; 675 WE-Heraeus-Seminar: Delayed Complex Systems, Bad Honnef, Germany, 2-5 July, 2018; International research and practice conference: Nanotechnology and Nanomaterials (NANO-2016), Lviv, Ukraine, 24-27 August, 2016; 618 WE-Heraeus-Seminar Extreme Events and Rogue Waves, Bad Honnef, Germany, May 30 – June 3, 2016; International Workshop on “Waves, Solitons and Turbulence in Optical Systems”, Berlin, Germany, 12-14 October, 2015; International workshop “Rogue Waves”, Dresden, Germany, 07-11 November 2011; International workshop “Localized structures in dissipative nonlinear systems”, Berlin, Germany, October 18-20, 2010; OSA Optics and Photonics Congress 2010, Nonlinear Photonics (NP), Karlsruhe, Germany, June 21-24, 2010; International conference FPU+50: Nonlinear waves 50 years after Fermi-Pasta-Ulam, Rouen, France, 21-25 June, 2005; XV Conference on Liquid Crystals, Zakopane, Poland, 13-17 October, 2003.