

УТВОРЕННЯ ТЕМНИХ ДИСИПАТИВНИХ СОЛІТОНІВ У СЕРЕДОВИЩАХ З НЕЛОКАЛЬНИМ ВІДГУКОМ

С.А. БУГАЙЧУК

УДК 53.01; 53.02
© 2011Інститут фізики НАН України
(Проп. Науки, 46, Київ 03680; e-mail: bugaich@iop.kiev.ua)

Знайдено стаціонарні розв'язки у формі *tanh*-функції для розподілу амплітуди динамічної ґратки та для розподілу максимумів інтенсивності картини інтерференції при самодифракції двох хвиль у відбиваючій геометрії в середовищах з нелокальним нелінійним відгуком. Розв'язки для інтенсивностей взаємодіючих хвиль залежать від інтеграла під кривою розподілу амплітуди ґратки. Розподіл за формою *tanh*-функції зсувається вздовж координати поширення хвиль при зміні співвідношення інтенсивностей хвиль на вході у середовище. Динамічну задачу розв'язано чисельно для взаємодії двох гаусівських імпульсів. Показано, що залежно від часової затримки між вхідними імпульсами можна управляти формою вихідних імпульсів, створюючи у середовищі різні дисипативні солітони – розподіли амплітуди ґратки.

1. Вступ

Відомо багато явищ, в основі яких є нелінійна взаємодія хвиль. Серед них утворення пучків з різною довжиною хвилі або частоти, оптичні параметричні підсилювачі та осцилятори, обертання хвильового фронту, створення голографічних зображень, обробка оптичних сигналів та зображень тощо [1]. Разом з генерацією компонент різної довжини хвилі або частоти, підсиленням та осциляціями, в останні роки було показано, що при взаємодії хвиль утворюються стійкі просторово-часові локалізовані стани [2–6]. Цей ефект спостерігається при самодифракції хвиль на динамічних ґратках, якщо збуджуюча “світлова ґратка” інтерференційної картини та динамічна ґратка показника заломлення зсунуті у просторі одна відносно іншої. Така ситуація реалізується у випадках, коли нелінійне середовище має або нелокальний, або інерційний відгук [7]. Зсув між світловою та динамічною ґратками приводить до фазової затримки між хвилями, які взаємодіють, що знаходить свій прояв у відомому ефекті обміну енергією між цими хвилями. У результаті змінюється співвідношення інтенсивностей хвиль всередині нелінійного середовища, і при цьому формуються локалізовані стійкі структури як для картини інтерференції, так і для амплітуди дина-

мічної ґратки. Нині досліджується багато середовищ, що мають нелокальний нелінійний відгук, включаючи нелінійно-оптичні середовища, плазму, конденсат Бозе–Ейнштейна [8, 9]. Зазвичай, нелокальний відгук виникає коли нелінійність з'являється внаслідок якогось транспортного процесу, наприклад, теплопровідності в середовищах з тепловим відгуком [10], дифузії молекул або атомів при поширенні світлових пучків в атомарному парі [11] або перенесення заряду в фоторефрактивних кристалах [12]. Нелокальний відгук досліджується в нематичних рідких кристалах, який утворюється за рахунок переорієнтації анізотропних молекул при поширенні пучка світла [13, 14]. Нещодавно виявлено нелокальну нелінійність та формування дисипативних оптичних солітонів у широкоапертурних лазерах з насиченням поглинання [15, 16].

Відомі дві основні геометрії нелінійної взаємодії хвиль в задачах самодифракції – на пропускання та відбиття [7]. Просторово-часова локалізована структура у першому випадку має властивості світлого дисипативного солітону [3–5], його профіль описується *sinh*-функцією.

Було отримано комплексне рівняння Гінзбурга–Ландау, яке описує просторово-часову динаміку дисипативного солітону у цьому випадку [5]. Було знайдено, що як ступінь локалізації світлого дисипативного солітону, так і розташування його максимуму може управлятися шляхом зміни відношення інтенсивностей хвиль на вході у середовище. Вихідні інтенсивності визначаються інтегралом під цим профілем, взятим між границями середовища. Було показано, що вони дуже сильно залежать від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль, оскільки змінюється просторово-часова локалізація дисипативного солітону. У відбиваючій геометрії профіль розподілу амплітуди ґратки має форму темного дисипативного солітону і описується *tanh*-функцією. Рух цього солітону при стиранні ґратки при двопучковій взаємодії хвиль теоретично досліджувався у роботі [6]. У роботі [17] було теоретично показано, що вихідні інтенсивності хвиль у відбиваючій геометрії суттєво залежать від

співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль, причому нерівнозначно. Але фізичного пояснення цих розрахунків не було.

У даній роботі отримано стаціонарні розв'язки для задачі двопучкової взаємодії хвиль у відбиваючій геометрії в середовищі з нелокальним нелінійним відгуком, отримано *tanh*-функції для кривих розподілу амплітуди динамічної ґратки та розподілу інтенсивності в максимумах картини інтерференції. Показано, як можна керувати положенням темного дисипативного солітону у середовищі і як це впливає на інтенсивності вихідних хвиль. Показано, як можна керувати профілем імпульсів, якщо на входи системи подаються гаусівські імпульси світла.

Комплексне рівняння Гінзбурга–Ландау широко відомо в багатьох напрямках нелінійної фізики, хімії та біології для опису різних часових або просторових локалізованих структур [18]. Воно розглядається як найпростіша математична модель, яка складається із розв'язків для дисипативних солітонів. Відомо, що дисипативні солітони демонструють багато незвичайних властивостей, таких як стійкі періодичні пульсації, зв'язані солітонні хвилі, бістабільність, зв'язані пари, що формуються з дірок та фронтів, періодичні “вибухи”, колапси, спіральні хвилі у двовимірних системах, утворення стійких ниток у тривимірних системах та багато інших [19]. Усі ці унікальні властивості можуть знайти застосування при нелінійній взаємодії хвиль, зокрема, у схемах динамічної голографії в середовищах з нелокальним відгуком.

2. Створення неоднорідного розподілу максимумів інтенсивності інтерференційної картини у нелінійному середовищі при самодифракції хвиль

У цьому розділі ми розглянемо стаціонарні розв'язки для задачі двопучкової взаємодії хвиль (ДПВХ) у відбиваючій геометрії у середовищі з нелокальним відгуком. Схему ДПВХ зображено на рис. 1. На відміну від попередніх публікацій, стаціонарні розв'язки отримано для амплітуди динамічної ґратки та інтенсивності у максимумах інтерференційної картини. Ми покажемо, що утворюється неоднорідний розподіл для цих величин в об'ємі нелінійного середовища вздовж координати поширення хвиль z . Розв'язки для амплітуд (відповідно, інтенсивностей) вихідних хвиль знаходимо, обчислюючи площу під кривою розподілу для амплітуди динамічної ґратки у границях середовища.

Розглянемо схему ДПВХ на рис. 1. Дві вхідні хвилі I_1 та I_2 поширюються назустріч одна одній в нелі-

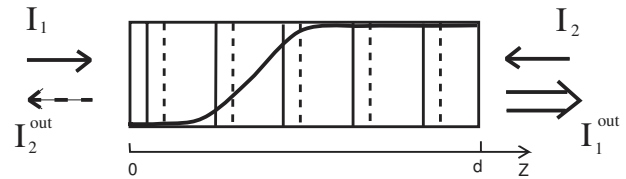


Рис. 1. Схема двопучкової взаємодії у відбиваючій геометрії в середовищі з нелокальним нелінійним відгуком. Прямі лінії показують максимуми інтерференційної картини, штрихові лінії – максимуми динамічної ґратки показника заломлення. Крива лінія показує розподіл амплітуди ґратки

нійному середовищі, де вони формують інтерференційну картину I_m . Під дією модульованого розподілу інтенсивності I_m за рахунок нелінійно-оптичних механізмів відбувається зміна показника заломлення $\Delta n(I)$, яка теж є модульованою, тобто записується динамічна дифракційна ґратка. Якщо нелінійне середовище має суто нелокальний відгук, то максимумами амплітуди записаної ґратки будуть зсунуті відносно максимумів інтенсивності на чверть періоду картини інтерференції. Процес самодифракції полягає в тому, що, взаємодіючи, хвилі створюють дифракційну динамічну ґратку і водночас дифрагують на цій же самій ґратці. Вихідні інтенсивності ($I_1^{\text{out}}, I_2^{\text{out}}$) формуються як результат інтерференції двох хвиль: першої, що поширюється у даному напрямку, та другої, дифрагованої на динамічній ґратці. За рахунок того, що ґратка показника заломлення є зсунутою відносно світлової ґратки, спостерігається відомий ефект обміну енергією між взаємодіючими хвилями [7]. Для випадку зсуву динамічної ґратки відносно інтерференційної картини у напрямку осі z (випадок, зображений на рис. 1), хвиля 1, що поширюється у цьому ж напрямку, буде підсилюватися, оскільки вона інтерферує у фазі з дифрагованою хвилею. А хвиля 2 зменшує свою інтенсивність на виході, оскільки вона інтерферує з дифрагованою у цьому напрямку хвилею у протифазі.

Максимальна амплітуда записаної ґратки визначається інтенсивністю світла у максимумах інтерференційної картини. Але відомо, що ця інтенсивність залежить від співвідношення інтенсивностей взаємодіючих хвиль – $I_m(z) \propto \sqrt{I_1(z)I_2(z)}$. Оскільки інтенсивності взаємодіючих хвиль змінюються в об'ємному нелінійному середовищі за рахунок ефекту передачі енергії, то розподіл інтенсивності у максимумах інтерференційної картини $I_m(z)$ не буде однорідним вздовж осі z . Ми покажемо, що розподіл як для максимальної амплітуди ґратки $E(z)$, так і для нормованої інтенсивності в максимумах інтерференцій-

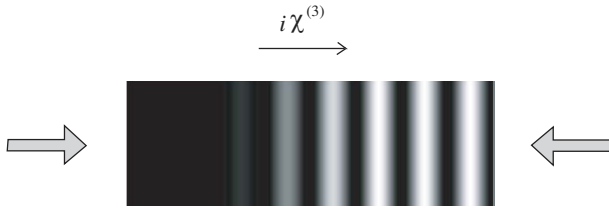


Рис. 2. Локалізована структура темного дисипативного солітону, що формується при ДПВХ

ної картини $\frac{I_m(z)}{I_0(z)}$ описується \tanh -функцією. Ця функція формально збігається з відомими розв'язками для темних солітонів [20]. Оскільки у нашому випадку ця функція описує не стійкі хвилі (солітони), а стійкі просторово-локалізовані структури, які в сучасній літературі ще називають дисипативними солітонами [18], то ми використовуємо термін “темний дисипативний солітон” для позначення структури, що утворюється у нашому випадку. Приклад такої структури зображено на рис. 2. Ми отримали, що положення перегину \tanh -функції вздовж осі z залежить від співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль I_1/I_2 .

Динамічний процес самодифракції хвиль у відбиваючій геометрії описується системою рівнянь, що включають в себе [6, 7] рівняння для зв'язаних хвиль:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -i \frac{E}{I_0} A_2; \quad \frac{\partial A_2^*}{\partial z} = -i \frac{E}{I_0} A_1^* \quad (1)$$

та динамічне рівняння для запису ґратки:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \gamma \frac{A_1 A_2^*}{I_0} - \frac{1}{\tau} E, \quad (2)$$

де $A_1(t, z)$, $A_2(t, z)$ – амплітуди, що повільно змінюються для хвиль 1 і 2 відповідно, * зверху означає комплексне спряження, $E(t, z)$ – амплітуда ґратки (яка у наближенні малих змін показника заломлення $\epsilon E \equiv \Delta \epsilon \cong 2n_0 \Delta n$, де $\Delta \epsilon$, Δn – зміни діелектричної проникності та показника заломлення середовища під дією лазерного випромінювання, n_0 – середній показник заломлення у середовищі), $I_0(t, z) = |A_1|^2 + |A_2|^2$ – повна інтенсивність, $I_m(t, z)$ – максимуми інтерференційної картини, $\gamma = \gamma_L + i\gamma_N$ – нелінійний коефіцієнт підсилення середовища, γ_L відповідає локальному відгуку, γ_N описує нелокальний відгук середовища (відповідно до [7] у середовищах з нелокальним відгуком $\gamma = 2\pi \Delta n_{\max} (\cos(\Phi_g) + i \sin(\Phi_g))$, де Φ_g описує зсув динамічної ґратки відносно максимумів інтерференційної картини, Δn_{\max} – максимально можлива амплітуда ґратки у даному середовищі), τ – часова константа релаксації ґратки показника заломлення. Дана система має перший інтеграл $I_d = |A_1|^2 - |A_2|^2 = \text{const}$.

Розглянемо випадок суто нелокального відгуку, коли зсув між інтерференційною картиною та динамічною ґраткою дорівнює чверті періоду ґратки, тобто $\gamma = i\gamma_N$. У цьому випадку система (1), (2) сильно спрощується, оскільки із комплексної вона стає системою дійсних рівнянь, де легко знайти стаціонарні розв'язки. У стаціонарній системі маємо

$$E = \gamma_N \tau \frac{I_m}{I_0} \quad (3)$$

та знайдено ще один перший інтеграл $I_0^2 - 4I_m^2 = I_d^2$. Розв'язки стаціонарної системи такі. Розподіл амплітуди ґратки

$$E(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \tanh\left(\gamma\tau z - p + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{4}{I_d^2}\right)\right)}, \quad (4)$$

з урахуванням рівняння (3) цей же самий розподіл буде мати нормована інтенсивність у максимумах інтерференційної картини I_m/I_0 , але розподіли $E(z)$ та I_m/I_0 зсунуті у просторі на чверть періоду вздовж осі z (або те ж саме – по фазі $\pi/2$).

Амплітуди взаємодіючих хвиль

$$A_1(z) = C_1 e^{U(z)} + C_2 e^{-U(z)},$$

$$A_2(z) = C_1 e^{U(z)} - C_2 e^{-U(z)}, \quad (5)$$

де U – інтеграл під кривою розподілу амплітуди ґратки

$$U(z) = \int_0^z E(z) dz = \frac{1}{4} \ln \left[\frac{1}{2} + e^w + \sqrt{(e^w)^2 + e^w} \right], \quad (6)$$

$w = 2\gamma\tau z - 2p + \ln(4/I_d^2)$, $U_0 = U(z=0)$, $U_d = U(z=d)$, d – товщина середовища. Константи C_1 та C_2 знаходимо з виразів

$$C_1 = (A_{2d} e^{-U_0} + A_{10} e^{-U_d}) / (2 \cosh(U_d - U_0)),$$

$$C_2 = (A_{10} e^{U_d} - A_{2d} e^{U_0}) / (2 \cosh(U_d - U_0)), \quad (7)$$

$A_{10} = A_1(z=0)$, $A_{2d} = A_2(z=d)$ – амплітуди вхідних хвиль.

Константа інтегрування p може бути знайдена із крайових умов на межі середовища

$$E(0) = \gamma\tau \frac{A_{10} A_2(0)}{A_{10}^2 + A_2^2(0)} =$$

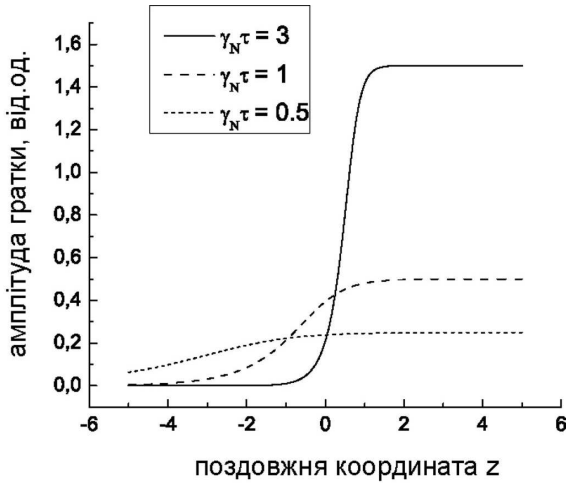


Рис. 3. Профілю амплітуди ґратки $E(z)$ для різних коефіцієнтів підсилення нелінійного середовища. Вхідні хвилі мають рівні інтенсивності $I_1 = I_2 = 0,5$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \tanh\left(-p + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{4}{I_d^2}\right)\right)},$$

$$E(d) = \gamma\tau \frac{A_1(d)A_{2d}}{A_1^2(d) + A_{2d}^2} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \tanh\left(\gamma\tau d - p + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{4}{I_d^2}\right)\right)}, \quad (8)$$

де підставляємо розв'язки (5) для вихідних хвиль $A_1(d)$, $A_2(0)$.

На рис. 3 наведено розрахунок профілю амплітуди ґратки для різних величин коефіцієнта нелінійного відгуку. Відзначимо, що підсилення вихідного сигналу в середовищі з нелокальним відгуком залежить не тільки від коефіцієнта підсилення середовища, а і від співвідношення інтенсивностей хвиль на вході, як це показано на рис. 4. Отримано, що настільки менша вхідна інтенсивність хвилі 1, наскільки більшим є коефіцієнт підсилення. Це відбувається внаслідок того, що в середовищі формуються різні стаціонарні профілі розподілу амплітуди ґратки. На рис. 5 наведено графіки профілю ґратки, що відповідають різним вхідним співвідношенням інтенсивностей, зображеним на рис. 4. Як видно, перегин функції $E(z)$ розташований за межами нелінійного середовища, якщо вхідна інтенсивність I_1 є малою по відношенню до I_2 (ми визначили межі нелінійного середовища $d = 0 \dots 1$). У цьому випадку амплітуда ґратки у середовищі становить сталу величину. Якщо підвищувати співвідно-

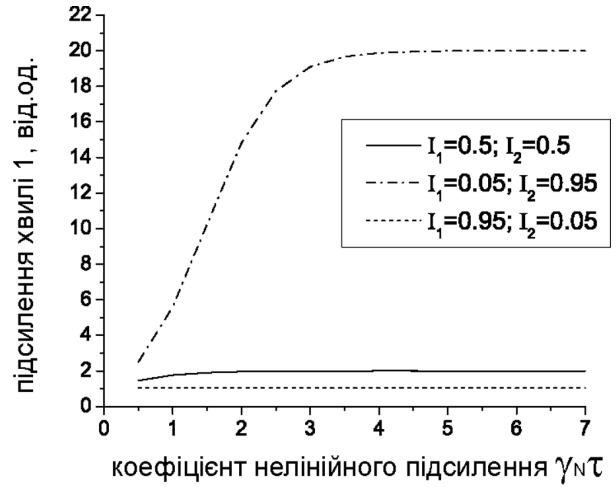


Рис. 4. Коефіцієнт підсилення для хвилі 1 (I_1^{out}/I_1) для різних співвідношень інтенсивностей вхідних хвиль (I_1/I_2)

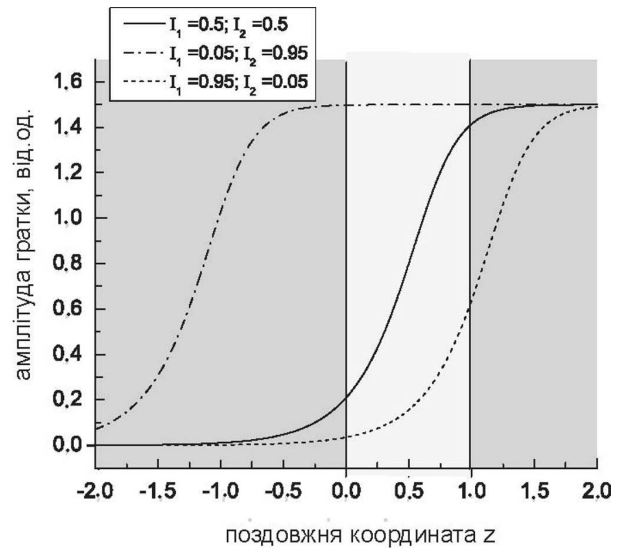


Рис. 5. Стаціонарний розподіл амплітуди ґратки для вхідних інтенсивностей хвиль, що подані на рис. 4. Коефіцієнт нелінійного підсилення середовища $\gamma_N\tau = 3$. Незамальована частина для $z = 0, 1$ відповідає довжині нелінійного середовища ($d = 1$)

шення I_1/I_2 , то профіль амплітуди ґратки буде “рухатися” у напрямку середовища, і буде спостерігатися нерівномірний розподіл $E(z)$ у середовищі.

Таким чином, наші розрахунки показують, що можна керувати коефіцієнтом передачі енергії між взаємодіючими хвилями не тільки зміною нелокального коефіцієнта підсилення нелінійного середовища, але і змінюючи співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль. При цьому відбувається зсув розподілу амплітуди ґратки. Причому, чим менша вхідна

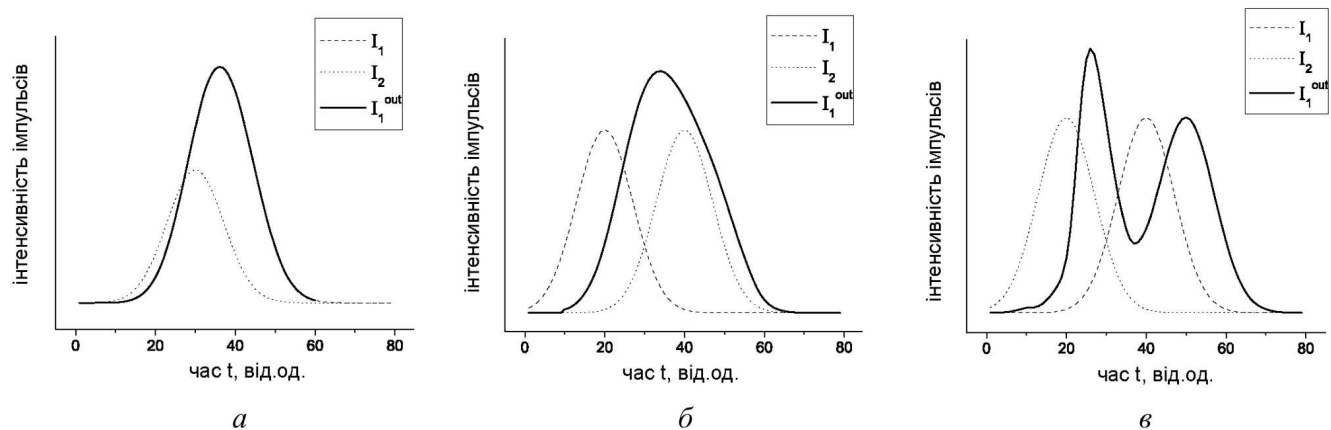


Рис. 6. Зміна форми імпульсу на виході середовища (I_1^{out}) при взаємодії двох вхідних гаусівських пучків (I_1, I_2) у нелінійному середовищі з нелокальним відгуком у відбиваючій геометрії і залежно від затримки між імпульсами: a – вхідні пучки збігаються у часі ($\Delta_1 = \Delta_2$), b – $\Delta_1 < \Delta_2$, v – $\Delta_1 > \Delta_2$

інтенсивність пучка, що підсилюється, тим більш рівномірна амплітуда ґратки у середині середовища.

3. Управління параметрами пучків при ДПВХ

У попередньому розділі ми бачили, що залежно від співвідношення вхідних інтенсивностей взаємодіючих хвиль змінюється положення профілю амплітуди ґратки. Водночас це положення, а саме де знаходиться перегиб \tanh -функції, визначає величину перекачки енергії між взаємодіючими пучками та величину вихідних пучків. Ми використовуємо цю ідею для знаходження нових ефектів управління параметрами пучків при їх взаємодії в нелінійному середовищі з нелокальним відгуком. Розглянемо випадок, коли на вхід подають два гаусівських пучки:

$$I_1 = I_{01} \exp \left[-\frac{(t - \Delta_1)^2}{\tau_1^2} \right],$$

$$I_2 = I_{02} \exp \left[-\frac{(t - \Delta_2)^2}{\tau_2^2} \right],$$

де I_{01}, I_{02} – максимальні інтенсивності; t – час; τ_1, τ_2 – часи, що відповідають півширинам гаусівських імпульсів для пучків 1 і 2 відповідно; Δ_1, Δ_2 – затримка у часі для пучків 1 і 2. Задача взаємодії лазерних пучків при ДПВХ зводиться до динамічних рівнянь (1), (2), якщо ширина гаусівських імпульсів значно більша за час релаксації динамічної ґратки.

Тому виберемо $\tau_1 = \tau_2 = 10$; $\tau = 1$. Також для простоти розглянемо випадок рівних вхідних максимальних інтенсивностей: $I_{01} = I_{02} = 1$.

На рис. 6 показано, як змінюється профіль гаусівського пучка 1 на виході із середовища залежно від часової затримки між вхідними імпульсами. На рис. 6, a вхідні імпульси збігаються у часі, вихідний пучок має той самий гаусівський профіль, але підсилений за рахунок обміну енергією та затриманий у часі. Якщо вхідні імпульси не збігаються у часі, але частково зсунуті один відносно іншого щоб перекриватися, профіль вихідного пучка змінюється. Причому ефект залежить від того, який імпульс подається першим, а який другим. Якщо імпульс пучка 1 випереджає пучок 2, профіль вихідного пучка розширюється, але має один максимум. У протилежній ситуації, коли на вхід пучок 2 подається раніше, ніж пучок 1, гаусівський пучок зовсім змінює свою форму: він розпадається і має два максимуми. Причиною такої нерівнозначної поведінки є те, що у середовищі формуються різні темні дисипативні солітони залежно від різних вхідних умов. Цей ефект зміни форми пучків можна використати, наприклад, у лазерній спектроскопії.

4. Висновки

Розглянуто утворення неоднорідного профілю розподілу амплітуди динамічної ґратки, що формується при двопучкової взаємодії хвиль у нелінійних середовищах з нелокальним відгуком при відбиваючій геометрії ДПВХ. Цей розподіл описується \tanh -функцією. Такий самий розподіл, з точністю до кон-

станти, має інтенсивність у максимумах інтерференційної картини. При двопучковій взаємодії досягається стаціонарний стан цього розподілу, він є стійким у часі. При зміні співвідношення інтенсивностей вхідних хвиль крива розподілу не змінює своєї форми, а обчислюється як ціле вздовж осі z поширення хвиль. Таким чином, як розподіл інтенсивності в максимумах картини інтерференції, так і профіль амплітуди ґратки проявляють властивості темного дисипативного солітону. Ступінь перекачки енергії між взаємодіючими пучками та величина вихідних інтенсивностей хвиль визначаються інтегралом від кривої розподілу амплітуди ґратки. Для стаціонарного випадку схеми ДПВХ отримано відповідно розв'язки.

Динамічна задача ДПВХ розглянута для випадку взаємодії двох однакових вхідних гаусівських імпульсів, але вони подаються на вхід системи з різною затримкою у часі. Числові розрахунки показують, що вхідні умови на межах нелінійного середовища не є рівнозначними, якщо середовище проявляє нелокальний відгук. Форма вихідного пучка змінюється і не є гаусівською, якщо вхідні пучки збігаються у часі тільки частково. Причому ця форма залежить також від того, який із пучків подається раніше, а який пізніше. Наприклад, для вихідного пучка 1 ми отримали, що пучок розширюється і зсувається, але має один максимум, якщо вхідний пучок 2 запізнюється відносно вхідного пучка 1 . Але у протилежному випадку, коли вхідний пучок 1 запізнюється відносно вхідного пучка 2 , вихідний пучок 1 буде вже мати зовсім іншу форму – мінімум і два максимуми. Причиною такої поведінки є формування різних темних дисипативних солітонів всередині нелінійного середовища.

Отримані результати становлять інтерес для різних застосувань, що ґрунтуються на взаємодії хвиль у нелінійних середовищах з нелокальним відгуком, таких як перетворення сигналів, оптичні перемикачі, голографічні інтерферометри, лазерна спектроскопія тощо. З цієї точки зору подальший розвиток запропонованого підходу полягає у вивченні динаміки запису ґратки та формування дисипативних солітонів для різних конкретних нелінійних середовищ з нелокальним відгуком (рідких кристалів, фоторефрактивних кристалів, атомарного пару, різних газових середовищ та інших) та у розрахунку методик для конкретних застосувань. Безсумнівний інтерес має проведення експериментальних досліджень на основі запропонованої теорії.

1. R.W. Boyd, *Nonlinear optics* (San Diego, CA: Academic Press, 1992).
2. J.H. Hong and R. Saxena, *Opt. Lett.* **16**, 180 (1991).
3. S. Bugaichuk, A. Kutana, and A. Khiznyak, *Quantum Electronics* **27**, 727 (1997).
4. S. Bugaychuk, L. Kovacs, G. Mandula *et al.*, *Phys. Rev. E* **67**, 046603 (2003).
5. S. Bugaychuk and R. Conte, *Phys. Rev. E* **80**, 066603 (2009).
6. M. Jeganathan, M.C. Bashaw, and L. Hesselink, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1370 (1995).
7. С.Г. Одулов, М.С. Соскин, А.И. Хижняк, *Лазеры на динамических решетках* (Наука, Москва, 1990).
8. A. Parola, L. Salasnich, and L. Reatto, *Phys. Rev. A* **57**, R3180 (1998).
9. V.M. Perez-Garcia, V.V. Konotop, and J.J. Garcia-Ripoll, *Phys. Rev. E* **62**, 4300 (2000).
10. C. Rotschild, O. Cohen, O. Manela *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 213904 (2005).
11. S. Skupin, M. Saffman, and W. Krolikowski, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 263902 (2007).
12. A.A. Zozulya and D.Z. Anderson, *Phys. Rev. A* **51**, 1520 (1995).
13. W. Krolikowski, O. Bang, J.J. Rasmussen *et al.*, *Phys. Rev. E* **64**, 016612 (2001).
14. C. Conti, M. Peccianti, and G. Assanto, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 073901 (2003).
15. E. Ultanir, G.I. Stegeman, D. Michaelis *et al.*, in *Dissipative Solitons*, edited by N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Lecture Notes in Physics Vol. 661 (Springer, Berlin, 2005).
16. N.N. Rosanov, S.V. Fedorov, and A.N. Shatsev, in *Dissipative Solitons: From Optics to Biology and Medicine*, edited by N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Lecture Notes in Physics Vol. 751 (Springer, New York, 2008).
17. B. Sturman, E. Povidilov, and M. Gorkunov, *Phys. Rev. E* **72**, 016621 (2005).
18. *Dissipative Solitons*, edited by N. Akhmediev and A. Ankiewicz, Lecture Notes in Physics Vol. 661 (Springer, Berlin, 2005).
19. I.S. Aranson and L. Kramer, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 99 (2002).

20. R.K. Dodd, J.C. Eilbeck, J.D. Gibbon, and H.C. Morris, *Solitons and Nonlinear Wave Equations*, (Harcourt Brace Jovanovich, New York, 1982).

диссипативные солитоны – распределения амплитуды решетки.

Одержано 20.03.11

FORMATION OF DARK DISSIPATIVE SOLITONS IN MEDIA WITH NONLOCAL RESPONSE

ФОРМИРОВАНИЕ ТЕМНЫХ ДИССИПАТИВНЫХ СОЛИТОНОВ В СРЕДАХ С НЕЛОКАЛЬНЫМ ОТКЛИКОМ

S. Bugaychuk

С. Бугайчук

Institute of Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(46, Prosp. Nauky, Kyiv 03028, Ukraine;
e-mail: bugaich@iop.kiev.ua)

Резюме

Summary

Получены стационарные решения в виде \tanh -функции для распределения амплитуды динамической решетки и для распределения максимумов интенсивности картины интерференции при самодифракции двух волн в отражательной геометрии в средах с нелокальным нелинейным откликом. Решения для интенсивностей взаимодействующих волн зависят от интеграла под кривой распределения амплитуды решетки. Распределение в виде \tanh -функции сдвигается вдоль продольной координаты распространения волн при изменении соотношения интенсивностей волн на входе в среду. Динамическая задача решается численно для случая взаимодействия двух импульсов, имеющих гауссовскую форму. Показано, что в зависимости от временной задержки между входными импульсами можно управлять формой выходных импульсов, при этом в среде образуются различные

For the problem of two-wave self-diffraction in a nonlocal nonlinear medium considered in the reflection geometry, the steady state solutions in terms of the tanh function have been found for the distribution of dynamical grating amplitudes and for the distribution of intensity maxima in the interference pattern. The solutions for the mixed-wave intensities turned out to depend on the area under the curve describing the grating-amplitude distribution function. The distribution in the form of the tanh function shifts along the direction of wave propagation, when the ratio of the intensities for the input waves changes. The dynamical problem is solved numerically for the case of two interacting Gaussian beams. It has been demonstrated that the shape of output beams can be controlled by varying the time delay between the input pulses, hence creating various dissipative solitons, including grating-amplitude distributions, in the medium bulk.