

Радостина Стефанова Камбурова

Динамика и стабилност на солитони в дискретни системи

АВТОРЕФЕРАТ

за присъждане на образователната и научна степен

“Доктор”

Специалност: Физика на кондензираната материя

Научен консултант:

доц. д-р Марина Годорова Приматарова

Рецензенти:

проф. дфн Хассан Шамати

доц. д-р Любомир Милчев Ковачев

Дисертацията се състои от 93 страници, 32 фигури, и 88 цитирани литературни източника. Дисертационният труд е обсъден и насочен за защита от научен семинар на Направление Теория, Институт по физика на твърдото тяло „Акад. Георги Наджаков“ – БАН, състоял се на 06.07.2015 г.
<http://www.issp.bas.bg>

ISSP-BAS-2015-PhD 017

Защитата на дисертационния труд ще се състои на 16.09.2015 г. от 11 часа в зала 300 на Институт по физика на твърдото тяло „Акад. Г. Наджаков“ – БАН, бул. “Цариградско шосе” 72, София, пред научно жури в състав:

проф. дфн Юлия Михайлова Веселинова

проф. дфн Димитър Димитров Бакалов

доц. д-р Любомир Милчев Ковачев

проф. дфн Хассан Шамати

доц. д-р Марина Тодорова Приматарова

Увод

През 1965 г. Забуски и Крускал въвеждат понятието солитон като кратко наименование на уединените вълни, които представляват частни решения на някои нелинейни уравнения, описващи разпространението на възбуждения в непрекъснати нелинейни и диспергиращи среди. Уединените вълни имат изключителни свойства, по които приличат на частици – съхранение на формата и скоростта след взаимодействие. Именно тази стабилност стимулира използването на солитони за обясняване на много нови явления в различни области на физиката, химията и биологията.

Самолокализираните състояния са характерни не само за непрекъснатите среди, но и за дискретните системи, поради което те се наричат дискретни или решетъчни солитони. Тяхната динамиката в периодични дискретни системи като молекулни и магнитни верижки, полупроводникови свръхрешетки, фотонни решетки и Бозе-Айнщайн кондензат, захванат в периодичен потенциал, е обект на интензивни теоретични и експериментални изследвания.

Наред с нелинейността и периодичността, другият важен елемент при дискретните модели и дискретните солитони, който играе съществена роля в реалните решетъчни системи, е неподредеността. Локализираните нехомогенности оказват съществено влияние върху солитонната динамика и водят до наблюдаването на редица нови явления в процеса на разсейване, а също и до формирането на дефектни модове. В контекста на нелинейното дискретно уравнение на Шрьодингер интересът към взаимодействието на локализирани моди с дефекти е особено голям и то най-вече в оптични решетки и в Бозе-Айнщайн кондензати.

Актуалността на проблема определи тематиката на проведените изследвания. Тяхната цел бе да се установят условията за съществуване и стабилност на солитони в нелинейни системи на базата на двете дискретни форми на нелинейното уравнение на Шрьодингер: стандартно дискретно нелинейно уравнение на Шрьодингер и уравнение на Абловиц-Ладик и да се получи еволюционната картина на взаимодействие на тесни солитони с локализирани нехомогенности в зависимост от параметрите на солитона, големината и вида на дефектите. Поради това бе изследвана:

1. Солитонната динамика:
 - в две и три линейно и нелинейно свързани Шрьодингер верижки;
 - в две Абловиц-Ладик верижки с различни видове взаимодействия между тях.

2. Взаимодействието на тесни солитони с различни видове дефекти (дефектна връзка и линеен точков дефект) за модел на Шрьодингер и на Абловиц-Ладик и сравняване на получените резултати.
3. Солитонната динамика в две свързани нехомогенни верижки.

I. Солитонна динамика в свързани верижки

1. Разпространение на солитонни импулси в нелинейни оптични среди

Съществуването на дискретни солитони в групи от подредени нелинейни вълноводи, които са градивният елемент на фотонните решетки, е предсказано през 1988 г. от Christodoulides и Joseph [1] и експериментално наблюдавано през 2003 г. от научен колектив, в който Christodoulides участва [2]. То се дължи на баланса между нелинейността на средата и ефекта на дискретна дифракция, възникващ от линейното свързване между съседни вълноводи. Възможността такива системи да се използват за реализиране на оптични интегрални прибори ги прави интересни за изследване от научна и практическа гледна точка.

Директните съединители (couplers), които се състоят само от два идентични вълновода с постоянна или слабоменяща се линейна връзка между тях, представляват специален клас от този вид системи. Когато е формиран солитонен импулс в единия от двата вълновода, е възможно да се наблюдава прехвърляне на енергия от единия вълновод в другия и обратно, което се дължи на слабото прекриване на техните полета. Този периодичен процес се нарича оптично превключване и се характеризира с параметъра **дължина на свързване** $L_c = \pi/2R$, която е най-малкото разстояние необходимо за максимално прехвърляне на мощността на импулса от единия вълновод в другия (R - линеен свързващ коефициент). Количеството на прехвърлената енергия зависи от еднаквостта на вълноводите, от големината на линейния коефициент на свързване и енергията на началния импулс.

К. Chiang отчита дисперсията на линейния коефициент на свързване и получава система от две модифицирани нелинейни уравнения на Шрьодингер, включващи два допълнителни члена: дисперсията на линейния коефициент от първи R' и от втори R'' порядък [3,4]. Дисперсията на линейния коефициент на свързване се дължи на факта, че началният импулс се състои от плоски вълни, чийто коефициенти на свързване слабо се различават.

Изследвана е системата, предложена от К. Chiang [4] за два идентични паралелни вълновода, като е отчетено и влиянието на нелинейната връзка между тях [A1, A2]. Тя има вида

$$\begin{aligned} i \left(\frac{\partial a_1}{\partial Z} + R' \frac{\partial a_2}{\partial T} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 a_1}{\partial T^2} + R a_2 - \frac{R''}{2} \frac{\partial^2 a_2}{\partial T^2} + (|a_1|^2 + \sigma |a_2|^2) a_1 &= 0 \\ i \left(\frac{\partial a_2}{\partial Z} + R' \frac{\partial a_1}{\partial T} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 a_2}{\partial T^2} + R a_1 - \frac{R''}{2} \frac{\partial^2 a_1}{\partial T^2} + (|a_2|^2 + \sigma |a_1|^2) a_2 &= 0, \end{aligned} \quad (1.1)$$

където $a_1(Z, T)$ и $a_2(Z, T)$ са амплитудите на импульсите в двата вълновода, R е линейния свързващ коефициент между тях, членовете с R' и R'' са известни като дисперсия, съответно от първи и втори порядък, а σ е отношението между крос-фазовата модулация и самофазовата модулация. За керовски тип нелинейност и аномална дисперсия на груповата скорост решението на системата без линейните свързващи коефициенти е светъл солитон ($R = R' = R'' = 0$).

Когато коефициентите R' и R'' са нула и в началния момент е формиран солитон само в единия вълновод

$$a_1(Z = 0, T) = a_0 \operatorname{sech}(T), \quad a_2(Z = 0, T) = 0 \quad (1.2)$$

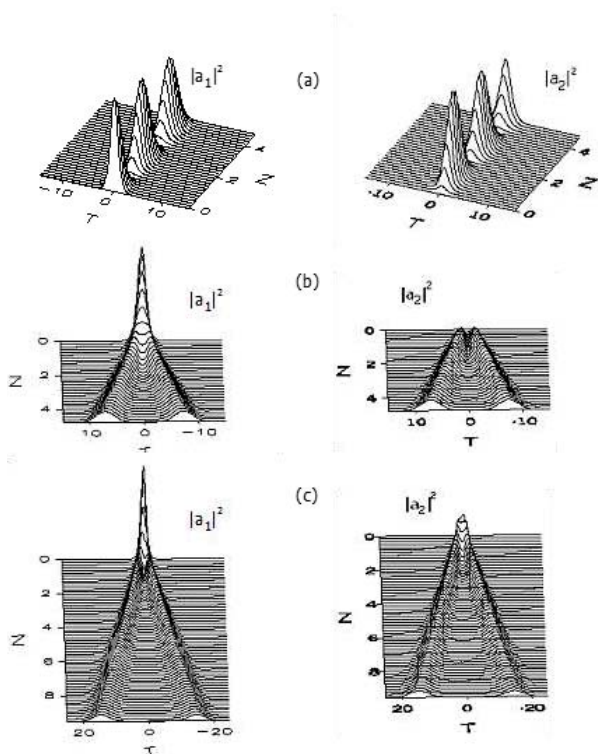
системата (1.1) допуска идеално солитонно превключване (Фиг.1(a)), ако е изпълнено условието

$$\frac{a_0^2 |1 - \sigma|}{4R} \ll 1. \quad (1.3)$$

Когато $\sigma \rightarrow 1$ неравенството (1.3) е изпълнено за произволна стойност на R .

Изследвано е влиянието на дисперсията на линейния коефициент от първи порядък, като за целта членовете с R и R'' са пренебрегнати и $\sigma = 0$. Установено е, че енергиен трансфер има докато импульсите в двата вълновода се изравняват, след което всеки се разцепва на две равни части, които се разбягват. Най-късото разстояние, за което двете компоненти във всеки вълновод не се препокриват, се нарича **дължина на разбягване** $L_w = 1/2 R'$.

Установено е, че R' може да измени формата на началния импулс много по-силно отколкото дисперсията на груповата скорост (Фиг. 1(b)). В зависимост от стойностите на дисперсията на линейния коефициент от първи порядък могат да се наблюдават ефекти на изменение на формата на началния импулс или на разцепване. За fs импулси стойностите на R' и R'' са сравними с тези на R , но влиянието на дисперсията на линейния коефициент от втори порядък върху солитонната динамика е незначително (Фиг. 1 (c)).



Фиг. 1. Еволюция на солитонен импулс, формиран в първия вълновод: (а) стабилно солитонно превключване за $R=2.5$, $R'=R''=0$ и $\sigma=0$; (б) разцепване, дължащо се на $R'=2.5$, $R=R''=0$ и $\sigma=0$; (с) разпространение при $R=R'=2.5$ и $\sigma=0$. Мерните единици са за: T – ширина на солитона, Z – дължини на свързване.

Когато дължината на разбягване е по-малка от дължината на свързване $L_w < L_c$, включването на крос-фазовата модулация към фазовата самомодулация не може да предотврати изменението на формата на импулса, дължащо се на дисперсията на линейния коефициент на свързване и не се наблюдава превключване дори когато отношението σ клони към единица [5]. Процесът на превключване може да се осъществи само в случаите, когато дължината на разбягване е по-голяма от дължината на свързване.

2. Солитонна динамика в система от три свързани молекулни верижки

Белтъчните молекули притежават спирална структура, известна като α спирала. Тя се състои от три верижки, съставени от пептидни групи с водородна връзка между тях. През 1972 г. Давидов предлага солитонния дискретен модел като средство за разбиране на пренасянето на енергия в белтъчните молекули. В моделите на А.С. Scott, Давидов и W.Förner е включено линейното взаимодействие между отделните верижки, като в анализа на Förner числените симулации са направени за една верижка с утроени параметри [6 – 8].

Съществуващите изследвания са допълнени чрез прибавяне на нелинейно взаимодействие между верижките [A3]. В рамките на модела на Давидов към промяната на енергията на Амид I, дължаща се на деформацията в дадена верижка, е отчетена и

промяната, предизвикана от деформацията на съседните верижки. В адиабатично приближение (малки отмествания на пептидните групи от равновесните им положения и скорост на солитона по-малка от скоростта на звука) деформацията в дадена верижка може да бъде изразена чрез съответните солитонни амплитуди [6]. Това позволява детайлното изследване на влиянието на нелинейното взаимодействие между трите верижки върху процеса на пренасяне на енергия.

Солитонната динамика в такава система се описва посредством три свързани нелинейни уравнение:

$$i\hbar \frac{\partial \alpha_{n,i}}{\partial t} = \hbar\omega_0 \alpha_{n,i} + M(\alpha_{n+1,i} + \alpha_{n-1,i}) + d(\alpha_{n,i+1} + \alpha_{n,i-1}) + g_1 |\alpha_{n,i}|^2 \alpha_{n,i} + g_2 (|\alpha_{n,i+1}|^2 + |\alpha_{n,i-1}|^2) \alpha_{n,i}, \quad (2.1)$$

където $\alpha_{n,i}$ ($i=1,2,3$) са вибрационните амплитуди и $\hbar\omega_0$ е енергията на вътрешномолекулното възбуждение. M и g_1 са коефициенти съответно на резонансното взаимодействие между съседни молекули и екситон-екситонното взаимодействие в дадена верижка, а d и g_2 – линейното и нелинейно взаимодействие между верижките.

В континуално приближение системата (2.1) от три свързани нелинейни уравнения на Шрьодингер е напълно интегрируема, когато $d=0$ и $g_1=g_2$ [9]. При $d=g_2=0$ се получават три независими уравнения, всяко от които има солитонно решение. Видът на решението зависи от знака на отношението M/g_1 . Положителният знак съответства на светли солитони, които представляват предполагаемия механизъм на пренос на енергия в белтъчни молекули. Когато връзката между верижките се дължи единствено на нелинейното взаимодействие между тях, в полудискретно приближение решението съответства на нелинейно възбуждение с ширина $2L$ и постоянна скорост v и има вида

$$\alpha_1(x, t) = \alpha_2(x, t) = \alpha_3(x, t) = \varphi_0 e^{i(kx - \omega t)} \operatorname{sech} \frac{x - vt}{L}, \quad (2.2)$$

като параметрите вълнов вектор k , енергия $\hbar\omega$ и амплитуда φ_0 са определени от изразите

$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 + 2M \cos k + \frac{M \cos k}{L^2}, \quad \varphi_0^2 = \frac{2M \cos k}{L^2 (g_1 + 2g_2)}, \quad \hbar v = -2M \sin k.$$

Запазващата се величина е пълния брой на възбужденията в системата $N_e = N_1(t) + N_2(t) + N_3(t)$, където

$$N_i(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\alpha_i(x, t)|^2 dx. \quad (2.3)$$

Числено е изследвана еволюцията на фундаментален солитон за следните два случая: когато в началния момент солитон с $\varphi_0=(2M/g_1)^{1/2}/L$ е формиран само в една от верижките и когато солитони с $\varphi_0=[2M/(g_1+g_2)]^{1/2}/L$ са формиран в две от верижките.

При линейни условия динамиката е периодична и поради симетрията на системата тя е с период $t_0=2\pi/3d$, като в първия случай $8/9$ от началното възбуждение се разпределя между останалите две верижки, а при втория по $8/9$ от началните възбуждения се прехвърлят в третата верижка, т.е. N_3 в третата верижка има стойност по-голяма от необходимата за формиране на фундаментален солитон, но не е изпълнено условието за двусолитонно решение. Известно е, че двусолитонното решение е периодично с период $t_s= \pi L^2/4|M|$, но тази периодична еволюция се нарушава под влияние на линейния коефициент на свързване. Тя остава непроменена при наличие на линейна връзка между верижките, когато двата периода съвпадат ($t_s=t_0$).

Намерени са условията за стабилен солитонен трансфер и за случая на формиран в началния момент в една от верижките солитон с определена стойност на параметъра L , устойчив периодичен обмен се наблюдава, когато е изпълнено неравенството

$$d \gg d_{c1}, \quad d_{c1} = \left| \frac{5(g_1-g_2)M}{8\sqrt{2}g_1L^2} \right|. \quad (2.4)$$

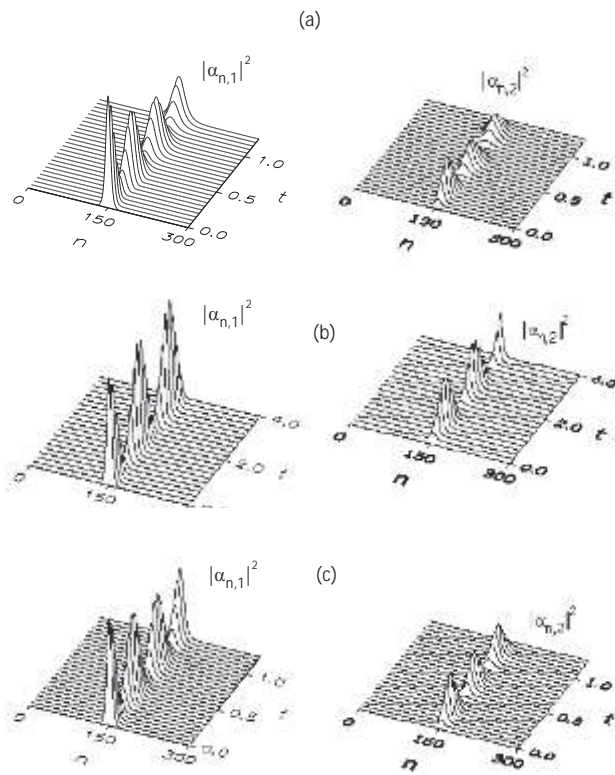
Когато в началния момент са формиран солитони в две от верижките на системата, условието има вида

$$d \gg d_{c2}, \quad d_{c2} = \left| \frac{(g_1-g_2)M}{4\sqrt{2}g_1L^2} \right|. \quad (2.5)$$

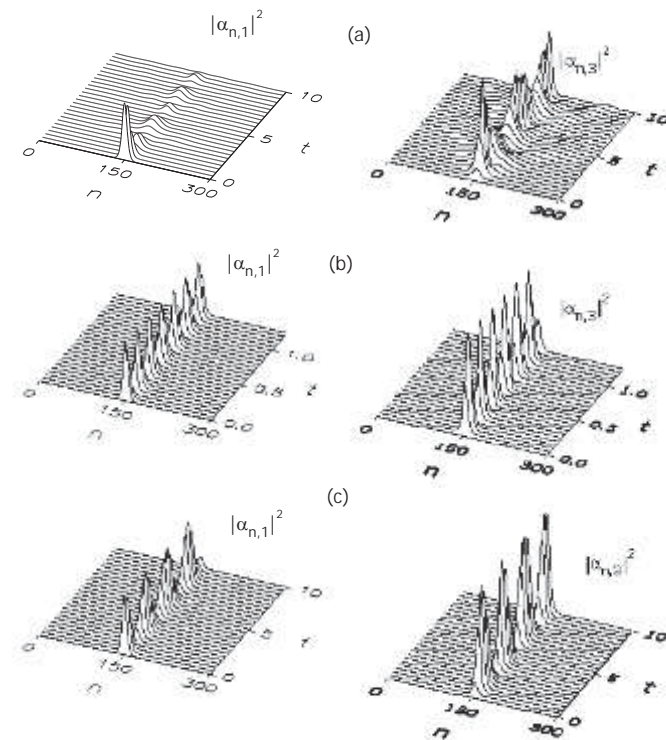
На Фиг. 2 (а) е показана солитонната динамика за случая, когато е възбудена само една от верижките и стойността на линейния коефициент е над критичната. Прехвърленият брой възбуждения към втората и третата верижка не е достатъчен за формирането на стабилни солитони в тях и началното възбуждение не запазва формата си. Когато стойността на нелинейната връзка (Фиг.2 (b)) между верижките е равна на нелинейния коефициент в дадена верижка, неравенството за максимално енергийно прехвърляне (2.4) е изпълнено независимо от стойността на линейния коефициент. Аналогична стабилна периодична картина е получена за стойности на линейния коефициент на свързване, които са значително над критичната и $g_2 < g_1$ (Фиг.2 (c)).

Когато са възбудени и двете верижки, като стойността на линейната връзка е близка до критичната, възбужденията се прехвърлят в третата верижка и остават в нея (Фиг.3 (а)). За стойности на $d > d_{c2}$ и $t_s=t_0$ солитонната динамика е стабилна (Фиг. 3 (b)). Когато $g_1=g_2$, въпреки че стойността на d е под критичната и само малка част от

началните възбуждения се прехвърлят, солитонните формирования са стабилни и динамиката е периодична (Фиг. 3(c)).



Фиг. 2. Еволюция на едно солитонно възбуждение с параметри $L=5.75$, $M=-0.1$, $g_1=-0.005$ и $d_{c1}=0.00133$: (a) $d=0.005$ и $g_2=0$; (b) $d=0.00125$ и $g_1=g_2=-0.005$; (c) $d=0.005$ и $g_2=-0.0025$. Фигурите за $|\alpha_{n,2}|^2$ и $|\alpha_{n,3}|^2$ са идентични. Дължината на верижката се измерва в константи на решетката, времето в ω_0^{-1} , а енергията в $\hbar\omega_0$. Времето по оста t е $1000 \omega_0^{-1}$.



Фиг. 3. Еволюция на два формирани солитона с параметри $L=5.75$, $M=-0.1$, $g_1=-0.005$ и $d_{c2}=0.0005$: (a) $d=0.00075$ и $g_2=0$; (b) $d=0.01$, $g_2=0$ и $t_s=t_0$; (c) $d=0.00075$ и $g_2=g_1=-0.005$. Фигурите за $|\alpha_{n,2}|^2$ и $|\alpha_{n,1}|^2$ са идентични.

3. Динамика на тесни солитони в система от две Абловиц-Ладик верижки

За разлика от интегрируемостта на дискретно уравнението на Абловиц-Ладик, което е широко изследвано, броят на работите за системи от свързани Абловиц-Ладик уравнения е доста ограничен. В [10, 11] е изследвана система от две Абловиц-Ладик верижки и са установени условията за енергиен трансфер и съществуване на стабилни солитони.

Солитонната динамика в две Абловиц-Ладик верижки със сложно свързване, включващо линейно, дисперсионно и нелинейно взаимодействие между тях, е анализирано в [A4]. Изследваната система има вида

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \alpha_n}{\partial t} &= M(\alpha_{n+1} + \alpha_{n-1})(1 + \gamma |\alpha_n|^2) + [d_1(\beta_{n+1} + \beta_{n-1}) + 2d_2 \beta_n](1 + \gamma |\alpha_n|^2) \\ i \frac{\partial \beta_n}{\partial t} &= M(\beta_{n+1} + \beta_{n-1})(1 + \gamma |\beta_n|^2) + [d_1(\alpha_{n+1} + \alpha_{n-1}) + 2d_2 \alpha_n](1 + \gamma |\beta_n|^2). \end{aligned} \quad (3.1)$$

α_n (β_n) е амплитуда на възбуждението във възел n на първата (втората) верижка, M е свързващото взаимодействие между близки частици в една верижка (обменно взаимодействие). d_1 и d_2 са параметри на свързване между двете верижки, като d_2 осигурява свързването в срещуположни възли, а свързването с d_1 е Абловиц-Ладик тип (дисперсионно), поради което е възможно в този случай системата да бъде сведена до интегрируемия модел на Абловиц-Ладик. И двата вида взаимодействия включват линейни и нелинейни членове. Параметърът γ определя типа на солитонното решение (светъл солитон за $\gamma > 0$ и тъмен солитон за $\gamma < 0$) на Абловиц-Ладик уравнението.

Тази система не е интегрируема, но има два интеграла на движение – хамилтонияна H и пълния брой на частиците N

$$N = \sum_n [\ln(1 + |\alpha_n|^2) + \ln(1 + |\beta_n|^2)]. \quad (3.2)$$

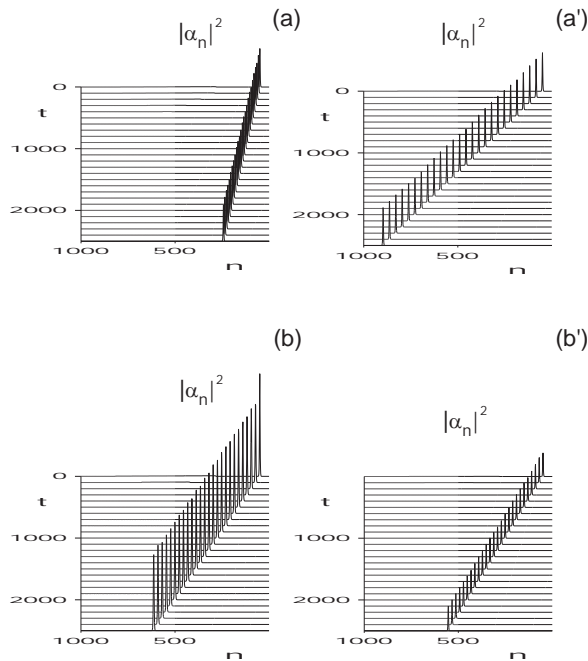
Когато $d_2=0$ и $\alpha_n \equiv \beta_n$ системата се свежда до уравнението на Абловиц-Ладик с добре познатото солитонно решение за $\gamma=1$:

$$\alpha_n(t) = \beta_n(t) = \sinh \frac{1}{L} \operatorname{sech} \frac{n-vt}{L} e^{i(kn-\omega t)}, \quad (3.3)$$

$$v = -2(M + d_1)L \sinh \frac{1}{L} \sin k, \quad \omega = 2(M + d_1) \cosh \frac{1}{L} \cos k$$

като вълновият вектор k и ширината на солитона L са свободни параметри, определящи неговата скорост v и честота ω .

Изследването на разпространението на тесни солитони (3.3) с еднакви амплитуди в двете верижки показва, че дисперсионното свързване влияе върху скоростта, докато свързването между двете верижки в срещуположни възли оказва влияние главно върху амплитудата на солитона с фактор $[M/(M+d_2)]^{1/2}$ (Фиг. 4).



Фиг. 4. Разпространение на тесни солитони ($L=2$) с еднакви амплитуди в двете верижки с $M=-1$, $k=0.1$ и различни константи на свързване. (a): $d_1=0.628$, $d_2=0$; (a'): $d_1=-0.628$, $d_2=0$; (b): $d_1=0$, $d_2=0.628$; (b'): $d_1=0$, $d_2=-0.628$. Времето е в единици $|M|^{-1}$.

В континуално приближение $\alpha_n(t) \rightarrow \alpha(x,t)$ и $\beta_n(t) \rightarrow \beta(x,t)$ (валидно за солитони с ширина $L \gg 1$), когато $\alpha_n \equiv \beta_n$, системата се редуцира до стандартното нелинейно уравнение на Шрьодингер

$$i \frac{\partial \alpha}{\partial t} = G\alpha + (M + d_1) \frac{\partial^2 \alpha}{\partial x^2} + G|\alpha|^2 \alpha, \quad G = 2(M + d_1 + d_2). \quad (3.4)$$

Числено е изследвана солитонната динамика в пълната система от две свързани Абловиц-Ладик верижки, когато е възбудена само едната от тях

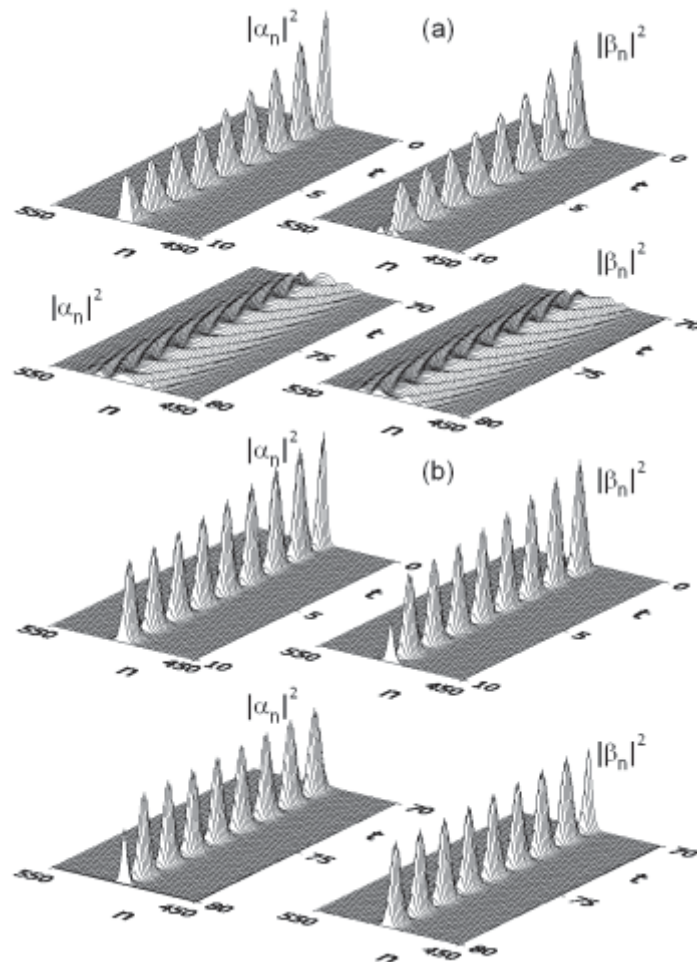
$$\alpha_n(0) = \sinh \frac{1}{L} \operatorname{sech} \frac{n-n_0}{L} e^{ikn}, \quad \beta_n(0) = 0. \quad (3.5)$$

Определени са периодът на прехвърляне на възбуждението, условието за пълно солитонно превключване и е изследвана разликата във влиянието на двата типа свързване. За линейния случай прехвърлянето е с период $t_0 = \pi/|d|$, където d е пълния коефициент на линейно свързване. Числените изследвания показват, че този период е почти същия за изследвания модел, който не е линеен и пълно прехвърляне на енергията на солитона от едната в другата верижка и обратно има при условие, че е удовлетворено неравенството

$$4|d_1 + d_2|L^2 \gg 1. \quad (3.6)$$

И за двата случая на свързване (дисперсионно и недисперсионно) процесът на превключването не зависи от знака на коефициентите на свързване и не влияе върху скоростта на солитона. Двата коефициента на свързване имат допълващо се действие и когато те са с противоположни знаци, солитонът остава в първата верижка, където е формиран в началния момент.

За големи стойности на свързващите константи периодичната динамика се запазва, когато свързването е в срещуположни възли. За дисперсионно свързване максималната стойност на свързващата константа е ограничена от стойността на параметъра M на обменно взаимодействие (Фиг. 5). За широки солитони дисперсионния характер на d_1 се загубва и солитоният обмен е стабилен.



Фиг. 5 Превключване за тесен солитон с $k=0$ между две верижки за $|d_1|=1.256$, $d_2=0$ (a) и $d_1=0$, $|d_2|=1.256$ (b). Останалите параметри са като на Фиг. 4.

II. Взаимодействие на тесни солитони с дефекти в кондензирани среди

Моделите, описващи явленията във физиката на твърдото тяло, са изцяло дискретни, като константата на решетката е основен физически параметър. Дискретното нелинейно уравнение на Шрьодингер обединява двете важни за много реални решетъчните структури характеристики - нелинейност и дискретност. Третият важен елемент в тях е неподредеността. Взаимодействията на дискретни солитони с локализиран нехомогенности, каквито съществуват във всяка една реална физическа система, са обект на интензивни изследвания поради фундаменталната и практическа значимост на проблема.

1. Взаимодействие на солитони с дефект на връзката в дискретна нелинейна верижка на Шрьодингер

Взаимодействието на солитони с дефект на връзката представлява интерес, поради това че този вид дефект оказва въздействие върху два съседни възела. То наподобява влиянието на два съседни точкови дефекта. В [A5] е изследвана солитонната динамика на нелинейни Бозе-възбуждения в дискретна верижка с модифицирано обменно взаимодействие между близки съседи. Уравненията за амплитудите на възбужденията имат вида

$$i\hbar \frac{\partial \alpha_n}{\partial t} = \omega_0 \alpha_n + \frac{1}{2} [(M + \mu \delta_{n,0}) \alpha_{n+1} + (M + \mu \delta_{n-1,0}) \alpha_{n-1}] + g |\alpha_n|^2 \alpha_n, \quad (1.1)$$

където ω_0 е хармоничната енергия, g е ахармоничната константа, M е матричният елемент на обменно взаимодействие между близки съседи без дефектна връзка между тях. μ характеризира дефектната връзка, като положителните стойности съответстват на отблъскване, а отрицателните на превличане. В континуално приближение (широки солитони $L \gg 1$) (1.1) се трансформира в

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \{\omega_0 - \omega + [M + \mu \delta(x)] \cos k\} \varphi + i \sin k [M + \mu \delta(x)] \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{1}{2} [M + \mu \delta(x)] \cos k \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + g |\varphi|^2 \varphi, \quad (1.2)$$

откъдето се вижда, че наличието на дефектна връзка води до три пертурбирани члена, зависещи от вълновия вектор k , т.е. от скоростта на солитона. Това е другата специфична особеност на този тип дефект и по това той се различава от точковите дефекти, наличието на които води до един пертурабиран член, независещ от скоростта. Двата

члена $\sim \mu\delta(x)\cos k$ играят важна роля при $k\sim v \ll 1$ (бавни солитони), докато членът $\sim \mu\delta(x)\sin k$ е съществен при разсейване на бързи солитони. В статичния случай ($k=0$), пренебрегвайки члена $\sim \mu\delta(x)\partial^2\phi/\partial x^2$, тъй като той спрямо $\delta(x)\phi$ е L^2 пъти по-малък за $M/g > 0$ решението на (1.2) представлява еднопиково или двупиково свързано състояние на светъл солитон с дефектна връзка

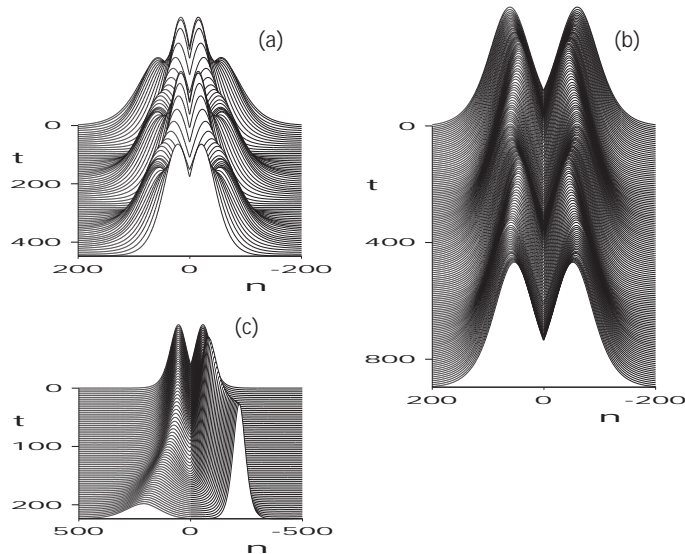
$$\alpha(x, t) = A \operatorname{sech}\left(\frac{|x|}{L} + \Delta\right) e^{-i\omega t}, \quad (1.3)$$

като A , ω и Δ са определени от съотношенията

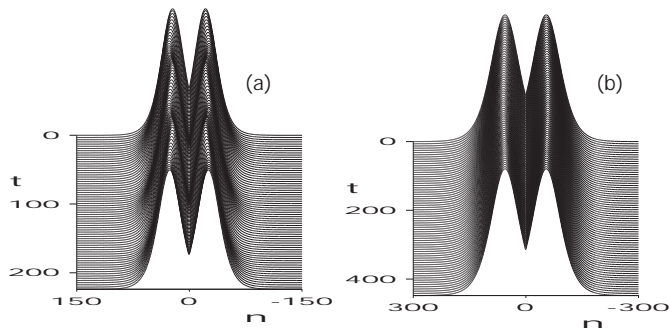
$$A^2 = \frac{M}{gL^2}, \quad \omega = \omega_0 + M + \frac{M}{2L^2}, \quad \Delta = \tanh^{-1}\left(\frac{\mu}{M}L\right).$$

От (1.3) следва, че (1.2) има свързано солитон-дефект решение, ако е изпълнено неравенството $|\mu L/M| \leq 1$. При отрицателни стойности на дефектната връзка $\mu < 0$, които съответстват на потенциал на превличане $\Delta > 0$, свързаното-солитон дефект решение е еднопиково и функцията $|\alpha(x, t)|$ има един максимум в $x=0$. Съответно за положителни стойности на $\mu > 0$, които съответстват на потенциал на отблъскване $\Delta < 0$, решението е двупиково и $|\alpha(x, t)|$ има два максимума в $x = \pm \Delta L$.

Изследвана е стабилността на решенията (1.3) спрямо различни пертурбации, симетрични и несиметрични (Фиг.6), както и влиянието на дискретността Фиг.7.



Фиг. 6 Стабилност на статичното решение с $M=g=-0.2$ за $L=50$ и $\mu=0.0032$ спрямо начални пертурбации: (а) неточна начална амплитуда $A'=1.1A$, (б) неточна начална стойност на Δ , $\Delta'=1.1\Delta$, (с) отместване на солитона от центъра на дефекта ($n=0.5$) в $n=0$. Времето е в единици $10^3\omega_0^{-1}$.



Фиг. 7. Еволюция на свързаното солитон-дефект решение с $M=g=-0.2$ за (a) $L=20$, $\mu=0.008$ и (b) $L=50$, $\mu=0.0032$. Времето е в единици $10^3\omega_0^{-1}$.

Вижда се, че двупиковото решение, което е резултат от баланса между отблъскващото солитон-дефект взаимодействие и привличащото нелинейно взаимодействие между двата пика е много чувствително относно наличието на начални пертурбации (Фиг.6). То е стабилно само когато е центрирано в средата на дефектната връзка и асиметричните пертурбации водят до неговото разрушаване. Тъй като една дефектната връзка влияе едновременно на два възела, нейното ефективно действие е по-голямо от това на един точков дефект. Това налага по-строги ограничения върху ширината на двупиковото солитон-дефект решение, съответно до ограничаване на ширината на солитона, при която не се наблюдават ефекти, дължащи се на дискретността. Двупиковото решение е стабилно и дългоживущи осцилации във формата му не се наблюдават едва за $L=50$ (Фиг.7).

За хомогенна верижка, когато $M\cos k/g > 0$ и $|k| < \pi/2$ решението на уравнението (1.2) е светъл солитон

$$\alpha(x, t) = A \operatorname{sech}\left(\frac{x-vt}{L}\right) e^{i(kx-i\omega t)}. \quad (1.4)$$

(1.4) е използвано като начално условие за численото изследвано на разсейването на тесен солитон от дефектна връзка на привличане [А6]. Параметрите амплитуда A , ширина L , скорост v на солитона, а също и вълново число k и честота ω на носещата вълна са свързани чрез съотношенията

$$A^2 = \frac{M \cos k}{gL^2}, \quad \omega = \omega_0 + M \cos k + \frac{M \cos k}{2L^2}, \quad v = -M \sin k,$$

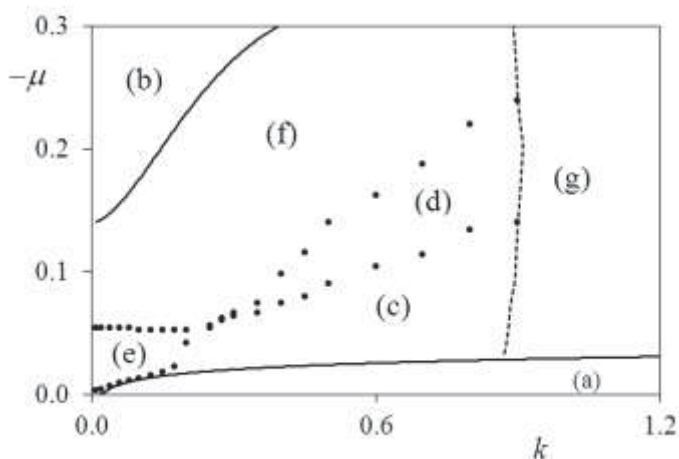
като скоростта е ограничена от стойността на параметъра M ($v < |M|$).

От проведените изследвания е установено, че за бавни солитони еволюцията е подобна на разсейване от линейни точкови дефекти със съответната големина. При високи скорости на солитона, обаче еволюционната картина за дефект на връзката е коренно различна от тази за линеен дефект, което се обяснява с наличието на

допълнителни членове от по-висок порядък в нелинейното уравнение на Швъдингер. Изследваният модел е по-общ от модела, в който влиянието на дефектна връзка е сведено до влияние на линеен точков дефект [13] и от модела за ДНК, където е взет предвид само членът пропорционален на втората производна [12].

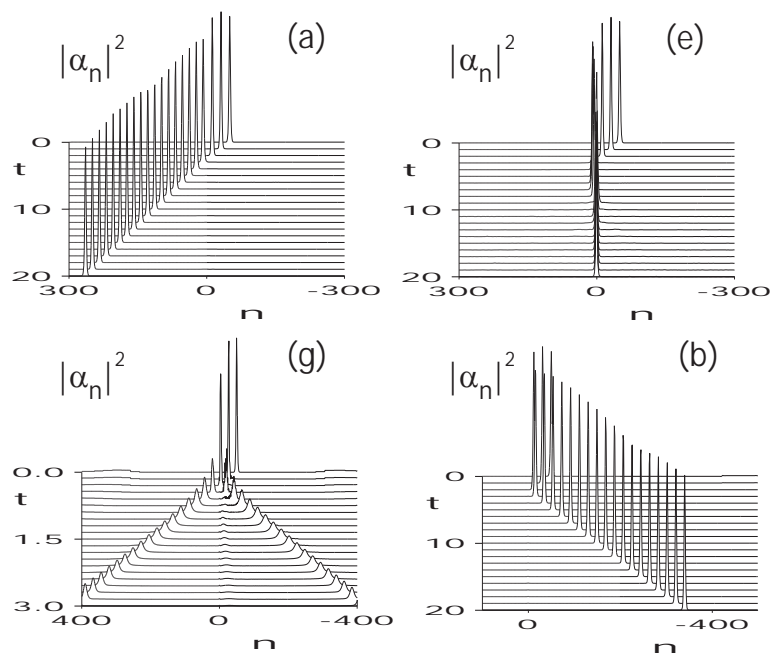
Получена е пълна картина на разсейването на солитон в зависимост от неговата скорост и големината на дефектната връзка (Фиг. 8). Наблюдавани са области на: пълно преминаване (а); пълно отражение (b); пълно захващане (e); захващане и преминаване (c); захващане и отражение (f); разцепване на солитона на частично преминал, отразен и захванат (d); разцепване на солитона на преминал и отразен (g). Типичните видове разсейване от дефектна връзка на привличане са показани на Фиг. 9.

Различните еволюционни картини се дължат на различното съотношение между кинетичната енергия на солитона, енергията на взаимодействие на солитона с дефекта, и големината на нелинейната енергия, която е пропорционална на амплитудата.



Фиг. 8. Области в k - μ пространството, съответстващи на разсейване на солитон от дефектна връзка за $M=g=-0.2$, $\omega_0=1$ и $L=2$: (а) преминаване; (b) отражение; (e) захващане; (c) преминаване и захващане; (d) преминаване, захващане и отражение; (f) захващане и отражение; (g) преминаване и отражение.

Когато нелинейната енергия на солитона е голяма, той се държи като частица, поради което бързите солитони преминават през дефекта с незначителна промяна в скоростта и формата (а); бавните - за малки стойности на дефекта се захващат (e) и за големи се отразяват (b). Най-богата и интересна е еволюционната картина, когато трите енергии са приблизително равни [(c), (d), (f)], като захванатата част съответства на нелинейния локализиран мод. При слабо нелинейно взаимодействие еволюцията е подобна на линейни вълни и началният импулс се разцепва на преминал и отразен (g).



Фиг. 9. Разсейване на солитон от дефектна връзка: (а) преминаване за $k=0.1$, $\mu=-0.008$; (е) захващане за $k=0.1$, $\mu=-0.013$; (г) разцепване за $k=1$, $\mu=-0.2$; (б) отражение за $k=0.1$, $\mu=-0.018$. Времето е в единици $10^3\omega_0^{-1}$.

2. Взаимодействие на тесни солитони с дефекти в решетъчния модел на Абловиц-Ладик. Сравняване на получените резултати с дискретния модел на Шрьодингер

Наред с дискретното нелинейно уравнение на Шрьодингер широко изследвано е напълно интегрируемото уравнение на Абловиц-Ладик. Въпреки че двете уравнения имат еднакви линейни свойства и в континуално приближение водят до едно и също нелинейно уравнение, техните нелинейни членове са различни, поради което динамиката на тесни солитони при двата модела не е еднаква. Съществената разлика между двата модела е, че при уравнението на Абловиц-Ладик скоростта зависи от ширината на солитона и типът на решението остава непроменен за цялата зона на Брилуен, докато неинтегрируемото дискретно нелинейно уравнение на Шрьодингер има стабилни солитонни решения само за широки солитони и типът на решението се променя от светъл в тъмен и обратно за $|k|=\pi/2$.

В [A7] е изследано взаимодействието на тесни солитони с дефектна молекула в интегрируемия решетъчен модел на Абловиц-Ладик. Получените резултати са сравнени с дискретния модел на Шрьодингер.

Наличието на дефектна молекула води до промяна не само във вътрешномолекулната енергия в точката на примеса, но и до изменение на междумолекулната (обменна) енергия на примесната молекула с нейните съседни, т.е. до появата на допълнителни членове, които съответстват на линеен точков дефект ε , на нелинеен точков дефект и на дефектна връзка μ . Проведените изследвания показват, че влиянието на нелинейните дефекти е несъществено, поради което изследваното уравнение има вида:

$$i \frac{\partial \alpha_n}{\partial t} = \varepsilon \delta_{n,0} \alpha_n + \frac{1}{2} \{ [M + \mu(\delta_{n,0} + \delta_{n+1,0})] \alpha_{n+1} + [M + \mu(\delta_{n,0} + \delta_{n-1,0})] \alpha_{n-1} \} + \gamma(1 + \gamma|\alpha_n|^2) + g|\alpha_n|^2 \alpha_n, \quad (2.1)$$

като положителните стойности на параметрите на дефектите ε и μ съответстват на отблъскване, а отрицателните на привличане. (2.1) съответства на пертурбираното Абловиц-Ладик уравнение при $\gamma \neq 0$, $g=0$ и на пертурбираното дискретно нелинейно уравнение на Шрьодингер, ако $\gamma=0$, $g \neq 0$.

При наличие на линеен точков дефект $\varepsilon \neq 0$ и $\mu=0$ за $k=0$ Абловиц-Ладик уравнението има точно статично решение, което представлява свързано солитон-дефект състояние.

За $\gamma=1$ и $g=0$ решението е свързано състояние на светъл солитон с дефекта [14]

$$\alpha_n(t) = \sinh \frac{1}{L} \operatorname{sech} \left(\frac{|n|}{L} + \Delta \right) e^{-i\omega t}, \quad \omega = M \cosh \frac{1}{L}, \quad \tanh \Delta = \frac{\varepsilon}{M \sinh \frac{1}{L}}. \quad (2.2)$$

За $\gamma=-1$ и $g=0$ – е свързано тъмен солитон-дефект състояние

$$\alpha_n(t) = \tanh \frac{1}{L} \tanh \left(\frac{|n|}{L} + \Delta \right) e^{-i\omega t}, \quad \omega = M \operatorname{sech}^2 \frac{1}{L}, \quad \sinh 2\Delta = -\frac{2M}{\varepsilon} \tanh \frac{1}{L}. \quad (2.3)$$

Ако $\Delta > 0$, функцията $|\alpha_n|$ има един максимум за светъл солитон (един минимум за тъмен) в $n=0$; ако $\Delta < 0$ тя има два максимума за светъл солитон и съответно два минимума за тъмен солитон, симетрично разположени спрямо дефекта в $n=\pm \Delta L$.

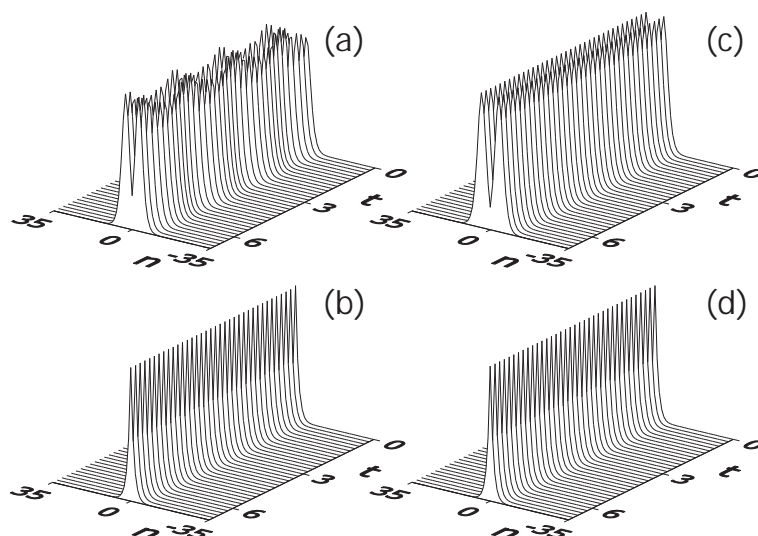
Подобни свързани солитон-дефект решения има пертурбираното дискретно нелинейно уравнение на Шрьодингер за широки солитони ($L \gg 1$) [15,16]. Когато $g=M$ и $\gamma=0$, решението съответства на свързано състояние на светъл солитон с дефект и има вида

$$\alpha_n(t) = \frac{1}{L} \operatorname{sech} \left(\frac{|n|}{L} + \Delta \right) e^{-i\omega t}, \quad \omega = M + \frac{M}{2L^2}, \quad \tanh \Delta = \frac{\varepsilon L}{M}. \quad (2.4)$$

За $g=-M$ и $\gamma=0$ то е свързано тъмен солитон-дефект състояние

$$\alpha_n(t) = \frac{1}{L} \tanh\left(\frac{|n|}{L} + \Delta\right) e^{-i\omega t}, \quad \omega = M - \frac{M}{2L^2}, \quad \sinh 2\Delta = -\frac{2M}{\varepsilon L}. \quad (2.5)$$

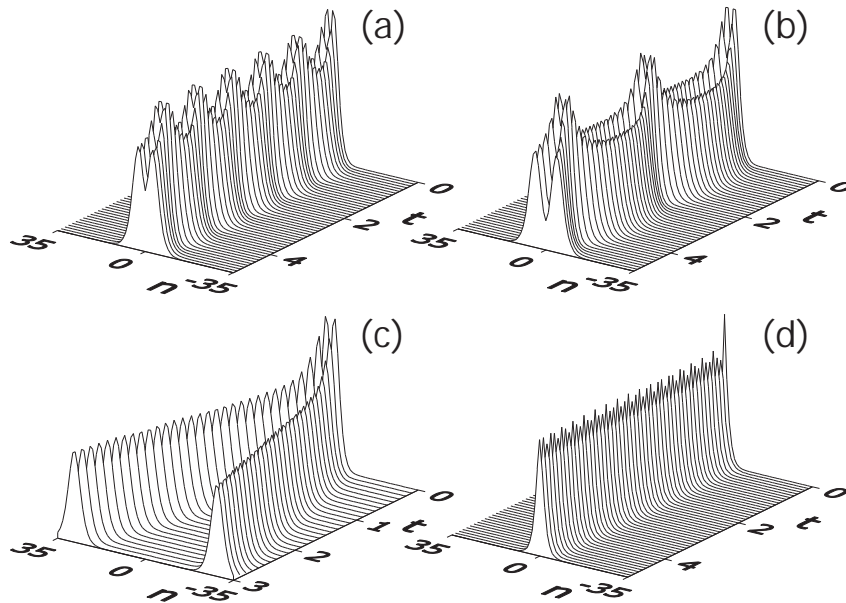
На Фиг. 10 са представени резултатите от числените изследвания за устойчивостта на статичните решения (2.2) и (2.4), като еднопиковите решения съответстват на привличане между солитона и дефекта ($\Delta > 0$, $\varepsilon < 0$), а двупиковите - на отблъскване ($\Delta < 0$, $\varepsilon > 0$).



Фиг. 10. Еволюция на свързаните солитон-дефект решения на дискретното нелинейно уравнение на Шрьодингер [(a) и (b)] и на Абловиц-Ладик уравнението [(c) и (d)]. $\varepsilon=0.75$ (отблъскване) [(a) и (c)] и $\varepsilon=-0.75$ (привличане) [(b) и (d)]. $M=-2$, $L=2.5$. Времето е в единици 10^3 .

Както се очакваше статичните решения за тесен солитон ($L=2.5$) за модела на Абловиц-Ладик са стабилни, докато двупиковото решение на дискретното нелинейно уравнение на Шрьодингер осцилира, поради нарушаване на изискването за широк солитон. Обаче отклонение от формата или позицията на началните решения (2.2) и (2.4) водят до различни ефекти върху тяхната стабилност. Числените симулации показват, че и за двата модела еднопиковото решение е стабилно спрямо различни пертурбации, докато двупиковото решение е нестабилно и лесно се разрушава.

Изследвано е влиянието на дефектна връзка $\mu \neq 0$ при модела на Абловиц-Ладик, когато $k=0$. За начално условие е взето решението (2.2), което е получено за линеен дефект, но с $\varepsilon=2\mu$, тъй като дефектната връзка оказва влияние върху два съседни възела.

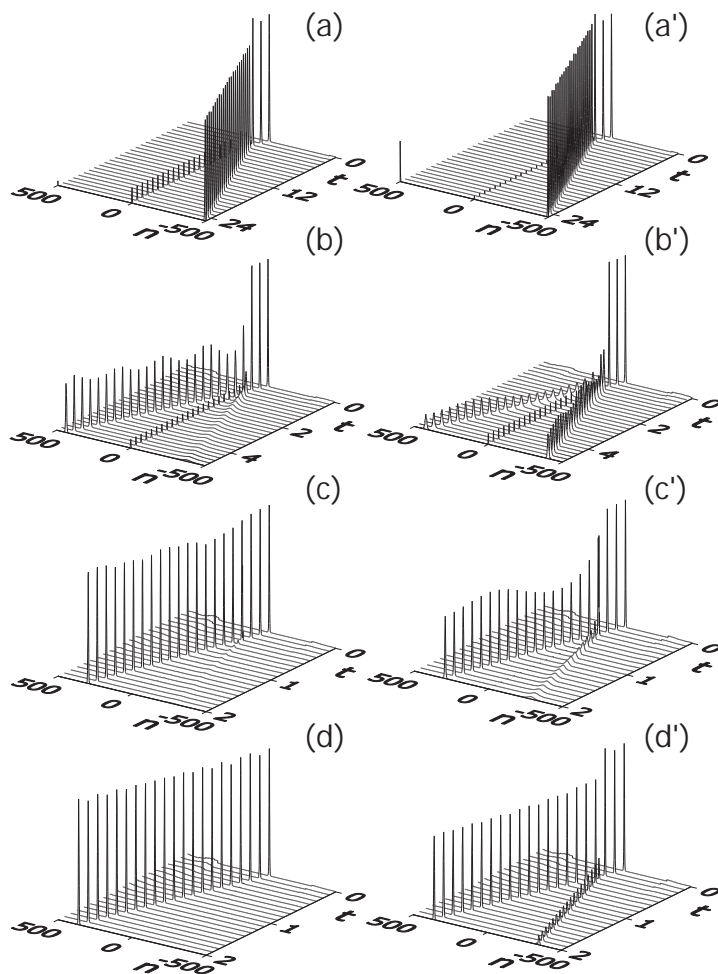


Фиг. 11. Еволюция на свързаното солитон-дефект решение (2.2) с $\varepsilon=2\mu$ за модела на Абловиц-Ладик: (а) $\mu=0.2$; (б) $\mu=0.22$; (с) $\mu=0.24$; (д) $\mu=-0.2$. Останалите параметри са като на Фиг. 10.

Двупиковото решение за дефект на отблъскване е неустойчиво и осцилира, като за големи стойности на μ то се разцепва на два солитона, които се разпространяват с противоположни скорости. Еднопиковото решение е по-устойчиво, но и при него се наблюдават макар и слаби осцилации на амплитудата (Фиг.11).

Числено е изследвано разсейването на Абловиц-Ладик тесни солитони от линеен дефект или от дефектна връзка на привличане за произволни стойности на вълновия вектор ($0 \leq k \leq \pi$). Еволюционната картина силно зависи от началната скорост на солитона, която е свързана с k (Фиг. 12). За малки стойности на началната скорост ($v=0.2$) при дадена големина на дефекта ($\mu=-0.5$, $\varepsilon=2\mu$) солитонът е изцяло отразен. С нарастването на скоростта процесът на разсейване включва: разцепване на солитона (преминал, захванат и отразен) и преминаване. Достигайки максималната скорост, която съответства на вълново число в средата на зоната на Брилуен, той преминава през дефектната връзка без да се повлияе от нея, но когато взаимодейства с линеен дефект част от солитона е отразена. За целия обхват от стойности на началната скорост разсейването от дефектна връзка се характеризира с по-малки пертурбациите в сравнение с разсейването от точков дефект със сравнима големина. Причината за това е, че зависимостта от скоростта на солитона при двата вида взаимодействие е различна.

Разликата в разсейването от линеен дефект и дефект на връзката изчезва при бавни и широки солитони [17].



Фиг. 12. Разсейване на Абловиц-Ладик солитони с различни скорости от дефектна връзка на привличане $\mu=-0.5$ [(a)-(d)] и от сравним точков дефект $\varepsilon=2\mu=-1$ [(a')-(d')]. За (a) и (a') $v=0.21$; за (b) и (b') $v=0.99$; за (c) и (c') $v=1.73$; за (d) и (d') $v=2.05$.

III. Взаимодействие на солитони с точкови дефекти в две свързани нелинейни верижки

През последните години разпространението на солитони в група от подредени вълноводи привлича вниманието на много изследователи поради възможността за използването на такива структури като многоканални нелинейни превключватели. Управлението на входните импулси може да бъде реализирано чрез използването на нехомогенни области от вълноводи, създадени посредством структурни дефекти, които водят до локално изменение на коефициента на пречупване или чрез промяна в геометрията [13,18-20].

Динамиката на нелинейни възбуждения в квазиедномерни периодични дискретни системи при наличието на дефект е интересна поради това че води до редица

нови ефекти. Числено е изследвано разсейването на солитони от точкови дефекти в система от две паралелни молекулни верижки с линейна и нелинейна връзка помежду им [A8]. Вътрешномолекулните Бозе-възбуждения в такава система се описват посредством две свързани дискретни нелинейни уравнения на Шрьодингер

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \alpha_n}{\partial t} &= M(\alpha_{n+1} + \alpha_{n-1} - 2\alpha_n) + 2(g_1 |\alpha_n|^2 + g_2 |\beta_n|^2) \alpha_n + d\beta_n + \epsilon \delta_{n,0} \alpha_n \\ i \frac{\partial \beta_n}{\partial t} &= M(\beta_{n+1} + \beta_{n-1} - 2\beta_n) + 2(g_1 |\beta_n|^2 + g_2 |\alpha_n|^2) \beta_n + d\alpha_n + \epsilon \delta_{n,0} \beta_n, \end{aligned} \quad (1)$$

където α_n и β_n са амплитудите на възбужденията; M и g_1 са съответно резонансното взаимодействие между близки молекули и нелинейната константа в дадената верижка; d и g_2 са константи на линейното и нелинейно взаимодействие между верижките, а ϵ характеризира наличието на точков дефект.

В полуконтинуално приближение системата (1) има вида

$$\begin{aligned} i \frac{\partial \varphi}{\partial t} &= [M \cos k - \omega + \epsilon \delta(x)] \varphi + i \sin k M \frac{\partial \varphi}{\partial x} + M \cos k \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + d\psi \\ &\quad + 2(g_1 |\varphi|^2 + g_2 |\psi|^2) \varphi \\ i \frac{\partial \psi}{\partial t} &= [M \cos k - \omega + \epsilon \delta(x)] \psi + i \sin k M \frac{\partial \psi}{\partial x} + M \cos k \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + d\varphi \\ &\quad + 2(g_1 |\psi|^2 + g_2 |\varphi|^2) \psi, \end{aligned} \quad (2)$$

като k и ω са вълновия вектор и честотата на носещата вълна, а φ и ψ са бавноменящи се функции на координатите и времето. Системата (2) от свързани пертурбирани нелинейни уравнение на Шрьодингер е напълно интегрируема и има солитонни решения, ако верижките са хомогенни ($\epsilon=d=0$) и $g_1=g_2 \neq 0$. Тя се разпада на две несвързани уравнения за $\epsilon=d=g_2=0$, всяко от които притежава солитонно решение.

За хомогенни молекулни верижки с нелинейна връзка между тях ($\epsilon=d=0$, $g_2 \neq 0$), когато $M/g_1 > 0$ системата (2) има решение

$$\begin{aligned} \alpha(x, t) &= \varphi_0 \operatorname{sech} \frac{x-vt}{L} e^{i(kx-\omega t)}, \quad \beta(x, t) = \psi_0 \operatorname{sech} \frac{x-vt}{L} e^{i(kx-\omega t)} \\ \varphi_0^2 &= \psi_0^2 = \frac{M \cos k}{(g_1 + g_2)L^2}, \quad \omega = 2M \cos k + \frac{M \cos k}{L^2}, \quad v = -2M \sin k, \end{aligned} \quad (3)$$

което е светъл солитон с ширина $2L$ и постоянна скорост v .

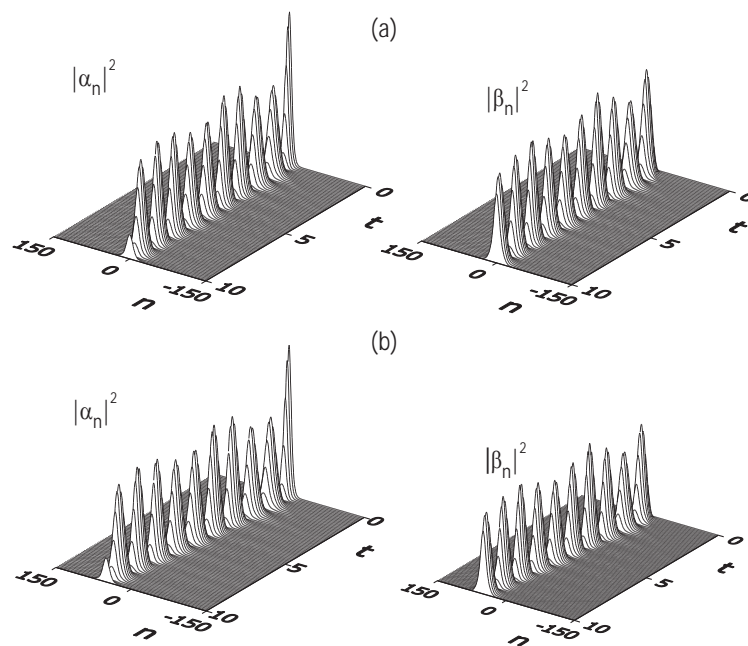
Изследвана е динамиката на светъл солитон с определена ширина L и начална скорост v , който в началния момент $t=0$ е формиран в една от хомогенните верижки

$$\alpha_n(0) = \varphi_0 \operatorname{sech} \frac{n}{L} e^{ikn}, \quad \beta_n(0) = 0 \quad (4)$$

В линейния случай $d \neq 0$, $g_1 = g_2 = 0$ възбуждението се прехвърля от едната в другата верижка и обратно с период $t_0 = \pi/d$. В нелинейния случай този период се запазва и условието за пълно прехвърляне на енергията на солитона е

$$\left| \frac{(g_1 - g_2)M \cos k}{2g_1 d L^2} \right| \ll 1. \quad (5)$$

Получените резултати показват, че за стойности на линейна връзката между двете верижки над критичната ($d > 0.0151$), солитонът прехвърля енергията си напълно от едната в другата верижка и обратно, като скоростта му остава непроменена (Фиг. 13).



Фиг. 13. Еволюция на солитонен импулс, формиран в една от двете хомогенни верижки за $M = g_1 = -1$, $g_2 = 0$, $L = 5.75$, $d = 0.0314$ и различни скорости. (a) $v = 0$, (b) $v = 0.05$. Времето е в единици $|M|^{-1} 10^2$.

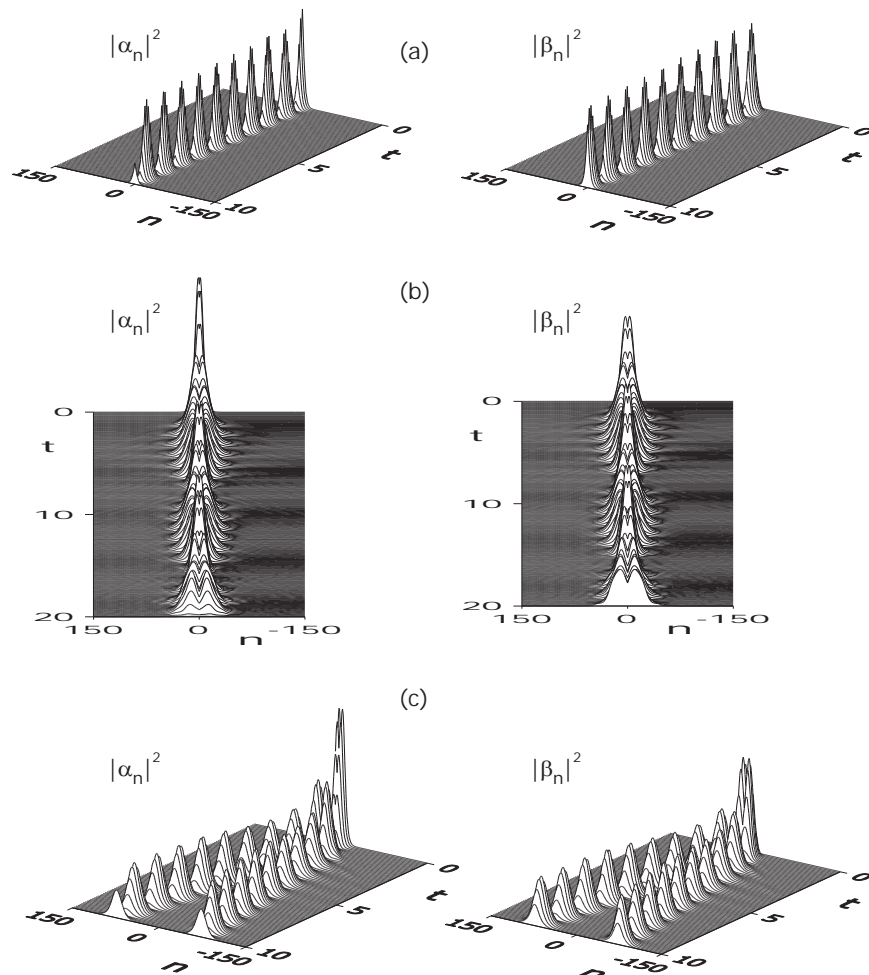
Известно е, че за $k = v = 0$, когато двете нехомогенни верижки ($\varepsilon \neq 0$) не са свързани ($d = g_2 = 0$) и $M/g > 0$, всяка от тях притежава статично решение, което съответства на свързано светъл солитон-дефект състояние (II (2.4))

$$\alpha(x, t) = \varphi_0 \operatorname{sech} \left(\frac{|x|}{L} + \Delta \right) e^{-i\omega t}, \quad \beta_n = \psi_0 \operatorname{sech} \left(\frac{|x|}{L} + \Delta \right) e^{-i\omega t}, \quad (6)$$

като

$$\varphi_0^2 = \psi_0^2 = \frac{M}{g_1 L^2}, \quad \omega = M + \frac{M}{2L^2}, \quad \tanh \Delta = \frac{\varepsilon L}{2M}$$

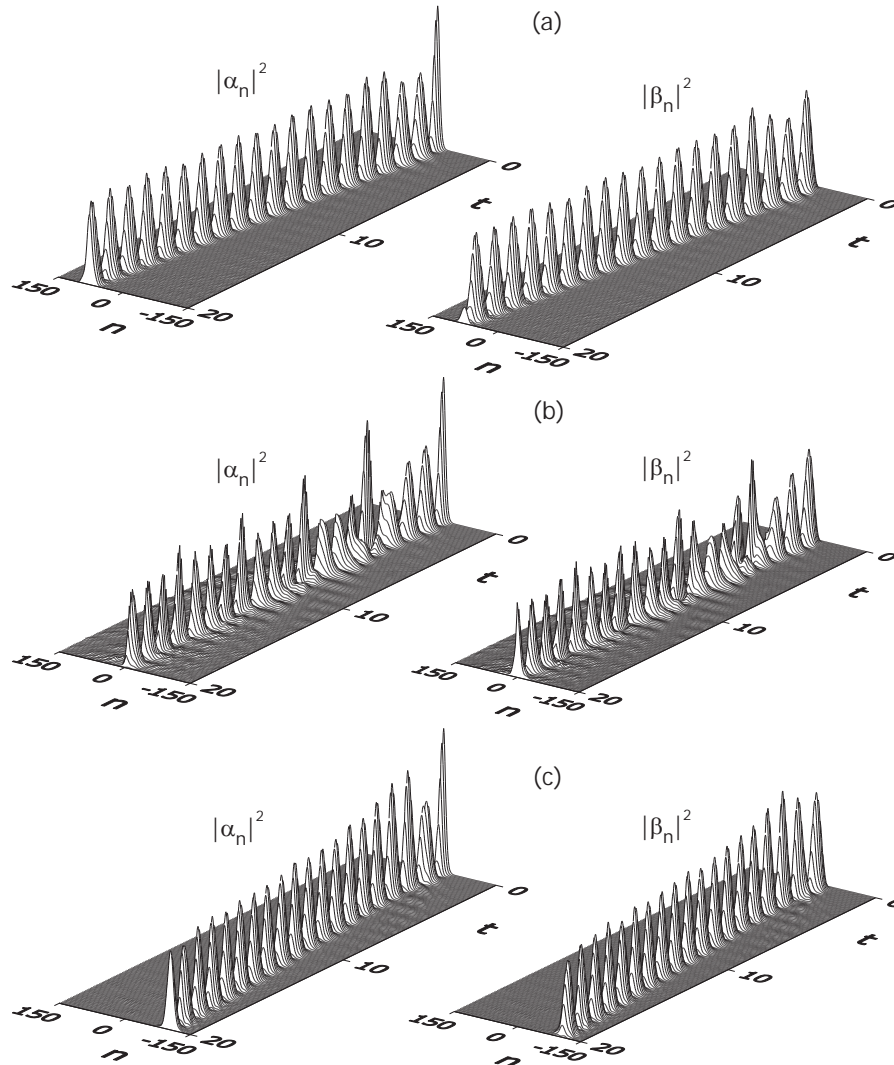
Числено е изследвана стабилността на решенията (6), когато стойността на линейната връзка между двете нехомогенни верижки е над критичната и само една от верижките е възбудена (Фиг. 14).



Фиг.14. Еволюция на свързаното солитон-дефект решение, формирано в $t=0$ в една от верижките за: (a) $\varepsilon=-0.16$ (привличане); (b) $\varepsilon=0.08$ (слабо отблъскване); (c) $\varepsilon=0.16$ (силно отблъскване). Останалите параметрите са като на Фиг. 13.

Установено е, че еднопиковото решение ($\varepsilon < 0$ и $\Delta > 0$) е стабилно спрямо различни пертурбации за разлика от двупиковото ($\varepsilon > 0$ и $\Delta < 0$), което лесно може да бъде разрушено, но и в двата случая периодичното прехвърляне на енергия се запазва с период близък до t_0 .

Включването на нелинейно взаимодействие между верижките ($g_2 \neq 0$) има стабилизиращ ефект, което се и очаква от полученото неравенство (5) за идеално солитонно превключване.



Фиг. 15. Разсейване на солитон с $v=0.05$, формиран в началния момент само в едната верижка, от точков дефект на привличане за: (a) $\varepsilon=-0.01$ (преминаване); (b) $\varepsilon=-0.1$ (захващане); (c) $\varepsilon=-0.6$ (отражение). Останалите параметри са като на Фиг. 13.

Динамиката на солитон с определена малка начална скорост, който е формиран първоначално само в една от верижките при стойност на линейната константа на свързване над критичната, е периодична с период близък до t_0 , като разсейването в зависимост от големината на точковия дефект на привличане се мени от пълно преминаване през пълно захващане до пълно отражение (Фиг. 15).

Заклучение

Установено е, че при разпространението на фемтосекундни импулси в директни съединители влиянието на дисперсията на линейния коефициент на свързване върху формата на входния импулс може да бъде по-силно, отколкото на дисперсията на груповата скорост. Включването на крос-фазова модулация към фазовата самомодулация има стабилизиращ ефект върху солитонната динамика.

В рамките на модела на Давидов е изяснен произходът на нелинейното взаимодействие между 3 паралелни верижки в система, моделираща структурата на α спиралата на белтъка. Изследвано е неговото влияние върху солитонната динамика, когато началното възбуждение е локализирано в една или в две от верижките. Получени са условията за периодичен енергиен трансфер и са определени критичните стойности на линейния коефициент на свързване.

Солитонната динамика в система от две свързани Абловиц-Ладик верижки зависи от вида на връзката между тях. Получено е условието за пълно прехвърляне на солитон от едната верижка в другата и е установено, че и за двата случая на свързване (дисперсионно и свързване в срещуположни възли), трансферът се осъществява до големи стойности на константите на взаимодействие между двете верижки. За първия тип на свързване максималната стойност на константата зависи от обменното взаимодействие във верижките.

Изследването на взаимодействието на тесни солитони с точкови дефекти и дефекти на връзката между частиците във верижката в рамките на дискретния модел на Шрьодингер и на модела на Абловиц-Ладик показва:

- 1) За точков дефект аналитичните солитон-дефект (еднопиково и двупиково) решения за модела на Абловиц-Ладик са стабилни, докато за модела на Шрьодингер двупиковото решение е нестабилно. За дефект на връзката двупиковото решение е нестабилно и за двата модела.
- 2) Различните области на разсейване за модела на Шрьодингер в диаграмата на поведение на солитон в зависимост от неговата скорост и големината на дефектна връзка се дължат на съотношението между кинетичната енергия на солитона, енергията на взаимодействие между солитона и дефекта и нелинейната енергия, като за силно нелинейно взаимодействие солитонът има поведение на частица, а при слабо - разсейването е подобно на линейни вълни.

- 3) Моделът на Абловиц-Ладик дава възможност за изследване на разсейването от двата вида дефекти за цялата зона на Брилуен. Линейният точков дефект предизвиква по-силни пертурбации в сравнение със съизмерим дефект на връзката поради различната зависимост на двата вида взаимодействия от скоростта на солитона.

Солитонната динамика в система от две дискретни верижки с линеен точков дефект зависи от параметрите на свързване, параметрите на солитона и големината на дефекта. Наличието на дефект не влияе върху периода на солитонния трансфер и при определена начална скорост на солитона в зависимост от големината на дефекта се получават различни еволюционни картини на разсейване.

Резултатите са публикувани в:

- A1) R.S. Kamburova, M.T. Primatarowa, *Soliton dynamics in two waveguides with dispersion properties of the linear coupling coefficient*, J. Nonlin. Opt. Phys.&Materials, **8**, 477-481 (1999).
- A2) R.S. Kamburova, M.T. Primatarowa, *Nonlinear dynamics of ultrashort optical pulses in parallel waveguides*, Proc. 11th ISCMP “ Materials for Technology in the New Millennium”, 3-8 Sept. 2000 Varna, eds. J.M. Marshall et. Al. Bookcraft, Bath, p. 408.
- A3) M.T. Primatarowa and R.S. Kamburova, *Soliton dynamics in three coupled molecular chains*, phys. stat. sol. (b) 217, 769 (2000).
- A4) M.T. Primatarowa and R.S. Kamburova, *Dynamics of narrow solitons in two Ablowitz-Ladik chains with different interchain couplings*, Journal of Physics: Conf. Series **398** (2012) 012041 ISSN 1742-6596.
- A5) M.T. Primatarowa, K.T. Stoychev and R.S. Kamburova, *Interaction of solitons with bond defects in discrete nonlinear Schrödinger chains*, Phys. Rev. E **77**, 066604 (2008).
- A6) R.S. Kamburova, K.T. Stoychev and M.T. Primatarowa, *Interaction of discrete solitons with bond defects in NLS chains*, J. Optoelect. Adv. Materials – Symp. **1**, 509-512 (2009).
- A7) M.T. Primatarowa, R.S. Kamburova and K.T. Stoychev, *Interaction of narrow solitons with point defects in nonlinear lattices*, J. Optoelect. Adv. Materials **11**, 1388-1391 (2009).

- A8) R.S. Kamburova, M.T. Primatarowa, *Interaction of soliton with impurities in two coupled nonlinear chains*, CP 1203, 7th Intern. Conf. of the Balkan Physical Union, ed. by A. Angelopoulos and T. Fildisis, 2009 American Institute of Physics 978-0-7354-0740-4/09.

Участие на конференции

1. R.S. Kamburova and M.T. Primatarowa, *Nonlinear dynamics of ultrashort optical pulses in parallel waveguides*, 11th ISCMP "Materials for Information Technology in the New Millennium", Varna, 3-8 Sept. 2000, p.16.
2. R.S. Kamburova, K.T. Stoychev and M.T. Primatarowa, *Interaction of discrete solitons with bond defects in NLS chains*, Condensed Matter Physics Conference of Balkan Countries, Mugla, Turkey, 26-28 May 2008, p. 210.
3. M.T. Primatarowa, R.S. Kamburova and K.T. Stoychev, *Interaction of narrow solitons with point defects in nonlinear lattices*, 15 ISCMP "Interfaces, Thin Solid Films and Biomolecular Layers", Varna, 31 Aug. - 5 Sept. 2008, p. 20.
4. R.S. Kamburova and M.T. Primatarowa, *Interaction of soliton with impurities in two coupled nonlinear chains*, 7th General Conference of the Balkan Physical Union, Alexandroupolis, 9-13 September 2009, p. 53.
5. M.T. Primatarowa and R.S. Kamburova, *Interaction of narrow solitons with impurities in two coupled nonlinear chains*, 17 ISCMP "Open Problems in Condensed Matter Physics, Biomedical Physics and their Applications", Varna, 2 - 7 Sept. 2012, p. 12.

Резултатите в дисертацията отчасти са финансирани от 4 договора (F514, F810, F1414 и DO02-264) с Фонд научни изследвания.

Настоящата дисертация е подпомогната от Проекта ИНЕРА на 7-ма рамкова програма REGPOT 316309.

Литература

1. D.N. Christodoulides, R.I. Joseph, *Discrete self-focusing in nonlinear array of coupling waveguides*, Opt. Lett. **13**, 794 (1988).
2. J.W. Fleischer, T. Carmon, M. Segev, Nikos K. Efremidis, D.N. Christodoulides, *Observation of Discrete Solitons in Optically Induced Real Time Waveguide Arrays*, Phys. Rev. Lett. **90**, 023902(4) (2003).
3. K.S. Chiang, *Intermodal dispersion in two-core optical fibers*, Opt. Lett. **20**, 997 (1995).
4. K.S. Chiang, *Coupled-mode equations for pulse switching in parallel waveguides*, IEEE J. Quantum Electron. **33**, 950 (1997)
5. Y. Kivshar, M. Quiroga-Teixeiro, *Influence of cross-phase modulation on soliton switching in nonlinear optical fibers*, Opt. Lett. **18**, 980 (1993).
6. A.C. Scott, *Dynamics of Davydov solitons*, Phys. Rev. A **26**, 578 (1982), *Launching a Davydov Soliton*, Physica Scripta **29**, 279, 284 (1984).
7. A.S. Davydov, *Soliton in Molecular System*, Kiev (1984).
8. W.Förner, *Quantum and temperature effects on Davydov soliton dynamics: Interchain coupling*, J. Phys.:Cond. Matter **5**, 823 (1993).
9. S.V. Manakov, *On the theory of the two dimensional stationary self-focusing of electromagnetic waves*, Zh. Eksper. Teor. Fiz. **65**, 505 (1973).
10. A. Bülow, D. Henning, H. Gabriel, *Soliton interaction for nonlinear discrete double chain*, Phys. Rev. E **59**, 2380 (1999).
11. B. Malomed, J. Yang, *Solitons in coupled Ablowitz-Ladik chains*, Phys. Lett. A **302**, 163 (2002).
12. J. Ting and M. Peyrard, *Effective breather trapping mechanism for DNA transcription*, Phys. Rev. E **53**, 1011 (1996).
13. W. Królokowski, Y. Kivshar, *Soliton-based optical switching in waveguide arrays*, J. Opt. Soc. Am. B **13**, 876 (1996).
14. R. Scharf, A. R. Bishop, *Properties of the nonlinear Schrödinger equation on a lattice*, Phys. Rev. A **43**, 6535 (1991).
15. A. Boardman, V. Bortolani, R. Wallis, K. Xie, and H. Mehta, *Evolution and stability of self-localized modes in a nonlinear inhomogeneous crystal lattice*, Phys. Rev. B **52**, 12736 (1995).

16. D.I. Pushkarov, R.D. Atanasov, *Effect of point defect on soliton solutions of NLSE*, Phys. Lett. A **149**, 278 (1990).
17. K. Stoychev, M. Primatarowa, R. Kamburova, *Interaction of solitons with point defects in molecular chains*, J. Optoelect. Adv. Mat. - Symposia **1**, 513-516 (2009).
18. S. Longi, *Tunneling escape in optical waveguide arrays with boundary defect*, Phys. Rev. E **74**, 026602 (9) (2006).
19. L. Morales-Molina, R.A. Vicencio, *Trapping of discrete solitons by defects in nonlinear waveguide arrays*, Opt. Lett. **31**, 966 (2006).
20. R.H. Goodman and M.I. Weinstein, *Stability and instability of nonlinear defect states in couple mode equations – analytical and numerical study* Physica D **237**, 2731 (2008).