

## بررسی تحلیلی سالیتون‌ها در مخبرات فیبر نوری با حل معادله غیر خطی شرودینگر

مهدی سودمند<sup>1</sup>، لیلا اکبرزاده قلی دیزجی<sup>2\*</sup>، مراد ابراهیم خاص<sup>3</sup>

1. استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور

2. مربی، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور

3. استادیار، گروه فیزیک، واحد مهاباد، دانشگاه آزاد اسلامی، مهاباد، ایران

تاریخ دریافت: 1395/12/9 تاریخ پذیرش: 1396/06/19

## Analytical Investigation of Solitons in Optical Fiber with Solution of Nonlinear Schrödinger Equation

M. Sodmand<sup>1</sup>, L. Akbarzadeh gholi dizaji<sup>2\*</sup>, M. Ebrahimkhas<sup>3</sup>

1. Assistant Professor, Department of Physics, Payame Noor University

2. Lecturer, Physics, Department of Physics, Payame Noor University

3. Assistant Professor, Department of Physics, Mahabad Branch, Islamic Azad University, Mahabad, Iran

Received: 2017/02/27 Accepted: 2017/09/10

### Abstract

In this paper, properties of optical soliton and their propagation on the basis of Generalized Nonlinear Schrödinger Equation in optical fiber is investigated. Analytical and numerical methods is used for solution of partial differential equations and Fourier transform based on time frequency to show solitons in the area of nonlinear scattering. We analyzed the behavior of solitons with solution of nonlinear Schrödinger equation and by using SSFM that is a very efficient way and it is possible to study the composition of the solitons and behavior of high order solitons.

### Keywords

Soliton, Optical Fiber, Fourier Transform, Split-Step Fourier Method.

### چکیده

در این مقاله، ویژگی‌های سالیتون اپتیکی و انتشار آنها بر اساس معادله دیفرانسیل غیر خطی شرودینگر در فیبر نوری بررسی شده است. روش‌های تحلیلی و عددی، بر پایه حل معادلات دیفرانسیل پاره‌ای و تبدیل فوریه در فضای فرکانس- زمان برای نشان دادن پراکندگی سالیتون‌ها در ناحیه‌ای غیرخطی، استفاده شده است. با حل معادله شرودینگر غیر خطی و با استفاده از روش تبدیل فوریه با گام‌های مجزا، به تحلیل رفتار سالیتون‌ها پرداخته‌ایم که روشی بسیار موثر و کارآمد بوده و ترکیب سالیتون‌ها و بررسی رفتار سالیتون‌های مرتبه بالاتر را نیز به سهولت امکان پذیر می‌سازد.

### واژگان کلیدی

سالیتون، فیبر نوری، تبدیل فوریه، روش تبدیل فوریه با گام‌های مجزا.

## مقدمه

نظر ریاضی، به امواج جای‌گزیده در سیستم‌های انتگرال‌پذیر برمی‌گردد، اما امروزه در اپتیک غیرخطی مدرن، به امواج منفرد در سیستم‌های انتگرال‌ناپذیر هم سالیتون گفته می‌شود [10]. پالس اپتیکی فشرده منتشر شده در طول فیبر، پاشندگی سرعت گروهی GVD و مدولاسیون خودبخودی فاز SPM را تجربه می‌کند. پاشندگی سرعت گروه، یک اثر خطی است و ضریب شکست با اجزای فرکانس، تغییر می‌کند. اجزای فرکانسی متفاوت، با سرعت‌های مختلف عبور می‌کنند و این موجب اختلاف در مدت عبور و بنابراین انحراف پالس می‌شود. مدولاسیون خودبخودی فاز یک تغییر ضریب شکست القایی است که اگر ضریب شکست با افزایش شدت، افزایش یابد، مدولاسیون خودبخودی فاز مثبت است. این تغییر ضریب، به یک جابه‌جایی فاز وابسته به زمان منجر می‌شود؛ چون انحراف زمانی، وابسته به فرکانس است. تأثیر مدولاسیون خودبخودی فاز، معمولاً یک تغییر در طیف پالسی تولید می‌کند. ترکیب پراکندگی سرعت گروهی مثبت و مدولاسیون خودبخودی فاز مثبت باعث پهن‌شدگی زمان و طیفی پالس می‌شود. یک فیبر با مدولاسیون خودبخودی فاز منفی (غیرعادی) و مدولاسیون خودبخودی فاز مثبت می‌تواند یک پالس را بدون اعوجاج پراکنده سازد؛ از این رو سالیتون‌های اپتیکی موضوعی جالب در ارتباط با فیبر نوری‌اند که به دلیل توانایی‌شان در انتشار در فاصله‌ای طولانی بدون تضعیف و تغییرات در شکل، به آنها توجه می‌شود. [11-13].

## معادله غیر خطی شرودینگر

انتشار نور از میان موج‌بر دی‌الکتریک می‌تواند با استفاده از معادلات ماکسول برای امواج الکترومغناطیسی، توصیف شود. قطبش القایی  $P$ ، دارای دو شکل جواب خطی و غیر خطی است که به شکل زیر نوشته می‌شوند:

$$P(r, t) = P_L(r, t) + P_{NL}(r, t) \quad (1)$$

که در آن

$$P_L(r, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t \chi^{(1)}(t - t') \cdot E(r, t') dt$$

سالیتون یک موج منفرد خودتقویت‌کننده (یک بسته موج یا پالس) است که وقتی با سرعت ثابت حرکت می‌کند شکلش را حفظ می‌کند، سالیتون‌ها در نتیجه خنثی‌سازی آثار غیرخطی و پاشندگی محیط حاصل می‌شوند.

پدیده سالیتونی، اولین بار، در سال 1834 میلادی، توسط دانشمند اسکاتلندی، جان اسکات راسل، توصیف شد. وی مشاهده کرد که یک موج منفرد خوش‌ترکیب می‌تواند مسافت زیادی را در یک کانال باریک و کم‌عمق، بدون تغییر شکل یا کاهش سرعت طی کند. بعدها کورتوگ و دوریس متوجه شدند که امواج منفرد دامنه‌ای بزرگ‌تر از حد معمول دارند که ناشی از رفتار غیرخطی محیط است. در سال 1965 میلادی، زاباسکی و کراسکل در بررسی برخورد میان چنین بسته موج‌هایی متوجه شدند که انرژی و سرعت اولیه این امواج پایسته می‌ماند. در واقع این بسته موج‌های جای‌گزیده در برهمکنش با یکدیگر مانند ذرات رفتار می‌کنند که به این دلیل آنها را سالیتون نامیدند [1 و 2]. در فیزیک کلاسیک، برخی جواب‌های معادله موجی که غیرخطی و پاشنده و دارای ویژگی‌های زیر باشند را به عنوان سالیتون معرفی می‌کنند:

1. با حرکت بسته موج، شکل و سرعت آن تغییر نکند.
2. بقای شکل و سرعت مجانبی حتی پس از برخورد چند بسته موج با هم برقرار باشد.

در اپتیک عبارت سالیتون برای هر میدان اپتیکی که در حین انتشار به دلیل تعادل بین اثرات خطی و غیرخطی در محیط تغییر نمی‌کند، استفاده می‌شود. امکان تولید سالیتون‌ها بر پایه اثر نور شکستی، برای اولین بار، در سال 1992 میلادی پیش‌بینی شد و یک سال بعد در دانشگاه آرکانزاس، در بلور استرانسیم باریم نیوبیت به صورت تجربی هر چند ناپایدار مشاهده گردید [3 و 4].

در سال 1994 میلادی، برای اولین بار، وجود پرتو خودبه‌دام‌افتاده پایدار یا سالیتون فضایی نور شکستی توسط سگیف و همکارانش [5] و به طور مستقل توسط کریستو دولیدس و کارواله‌و، در سال 1995 میلادی پیش‌بینی شد [6] و به صورت تجربی هم مورد تأیید قرار گرفت [7-9]. تاکنون نمونه‌های متنوعی از سالیتون‌ها، در مواد نور شکستی شناخته شده، که هر کدام مباحث نظری و عملی بسیاری را به خود اختصاص داده‌اند. اگرچه لفظ سالیتون، از

$$\alpha_2 = \frac{35}{4nc} \tilde{S}[\chi^{(3)}]$$

$n_0(\omega)$ ، ضریب شکست وابسته به فرکانس فیبر نوری است،  $n_2$  ضریب شکست وابسته به شدت نور در فیبر نوری است،  $\alpha$  ضریب خطی جذب و  $\alpha_2$  ضریب جذب دو فوتونی است. با استفاده از معادله (6)، میدان الکتریکی  $E$  را به فرم زیر می‌نویسیم:

$$(8) \quad E(r, t) = \frac{1}{2} \chi F(x, y) (Q(z, t) e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} + c.c)$$

که در آن  $F(x, y)$ ، توزیع میدان عرضی مربوط به مد اصلی یک فیبر تک مد است.  $Q$  تغییرات دامنه پرتو است و فرض می‌شود، پرتو در امتداد محور  $Z$  منتشر شده و در جهات دیگر پراشیده می‌شود.

$$(9) \quad \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + (\tilde{\beta}(\omega) 2 - \beta_0^2) F = 0$$

$$(10) \quad \frac{\partial^2 \tilde{Q}}{\partial z^2} + 2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{Q}}{\partial z} + (\tilde{\beta}(\omega) 2 + \beta_0^2) \tilde{Q} = 0$$

### معادلات حاکم بر انتشار سالیون‌ها

برای یافتن معادله غیر خطی شرودینگر در یک محیط کر با پاشندگی غیر خطی، میدان الکتریکی از رابطه 12 نوشته شده و با در نظر گرفتن تبدیل فوریه میدان در یک محیط پاشنده، روابط را به دست می‌آوریم. [15]

$$(11) \quad \bar{n}(t) = \bar{n}_0 + \bar{n}_2 I(t)$$

که در اینجا  $I(t) = 2\bar{n}_0 \varepsilon_0 c |A(z, t)|^2$  است. وابستگی  $A(z, t)$  به زمان به این معنی است که تمام مولفه‌های طیفی پالس به علت پدیده پاشندگی با سرعت‌های مختلفی، درون فیبر نوری، منتشر می‌شوند.

$$(12) \quad E(z, t) = A(z, t) e^{i(\omega_0 t - \beta_0 z)}$$

$$(2) \quad \begin{aligned} P_{NL}(r, t) &= \varepsilon_0 \iiint_{-\infty}^t x^3(t-t_1, t-t_2, t-t_3) E(r, t_1) E(r, t_2) E(r, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \end{aligned}$$

معادله موج ماکسول را می‌توان به فرم زیر نوشت:

$$(3) \quad \nabla^2 E(r, t) - \frac{1}{c_2} \frac{\partial^2 E(r, t)}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}(r, t)}{\partial t^2} = 0$$

معادله غیر خطی شرودینگر توصیف کننده انتشار پالس‌های نوری در فیبر پراکنده غیر خطی است. می‌توان جواب غیر خطی پذیرفتاری مرتبه سوم،  $\chi^{(3)}$  در فیبر را به شکل زیر در نظر گرفت [14].

$$(4) \quad \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) = \chi^{(3)} \delta(t-t_1) \delta(t-t_2) \delta(t-t_3)$$

با جاگذاری معادله 4 در معادله 3 به رابطه زیر می‌رسیم:

$$(5) \quad P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : E(r, t) E(r, t) E(r, t)$$

و با استفاده از معادله (3) و (5) خواهیم داشت:

$$(6) \quad \nabla^2 \tilde{E}(r, \omega) + K_0^2 \tilde{n}(\omega) 2 \tilde{E}(r, \omega) = 0$$

که در آن  $\tilde{E}$  تغییر شکل فوریه  $E$  و  $K_0 = \frac{\omega}{c}$  و  $\tilde{n}(\omega)$  با رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$(7) \quad \begin{aligned} \tilde{n}(\omega) &= n_0 + \Delta n \\ \Delta n &= n_2 |\tilde{E}(r, \omega)|^2 + i\alpha + i\alpha_2 |\tilde{E}(r, \omega)|^2 \\ n_0 &= 1 + \frac{1}{2} R[\chi^{(1)}] , \\ N_2 &= \frac{3}{8n} R[\chi^{(3)}] , \\ \alpha &= \frac{\omega}{nc} \tilde{S}[\chi^{(1)}] , \end{aligned}$$

دو مشخصه طولی، یکی پاشندگی ( $L_D$ ) و دیگری غیر خطی ( $L_{NL}$ ) به صورت زیر است:

$$L_D = \frac{T^2}{|\beta_2|} = \frac{T^2 2\pi C}{|D|} \quad (19)$$

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (20)$$

$P_0$ ، پیک توان بسته موج  $A(z,t)$  و  $T_0$  مشخصه دمایی موج ورودی است؛ برای تحلیل عددی، مقادیر بهنجار زیر را داریم [17]:

$$U = \frac{1}{\sqrt{P_0}} A, \quad \tau = \frac{T}{T_0} \quad (21)$$

پارامتر پهنا  $T_0$  مربوط است به پهنا در نصف بیشینه شدت پالس ورودی:

$$T_S = 2T_0 \ln(1 + \sqrt{2}) = 1.763 T_0 \quad (22)$$

پس از انجام محاسبات، معادله (22)، شکل زیر را پیدا می‌کند.

$$\frac{\partial U}{\partial z} - i \frac{\text{sign}(\Delta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + i \frac{1}{L_{NL}} |U|^2 U + \frac{1}{2} \alpha U = 0 \quad (23)$$

با فرض  $\alpha = 0$  و تغییر متغیر  $\xi = \frac{z}{L_D}$  داریم:

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} - i \frac{\text{sign}(\beta_2)}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + i N^2 |U|^2 U = 0 \quad (24)$$

که  $N$  به عنوان مرتبه سالیتون شناخته می‌شود.

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T^2}{|\beta_2|} \quad (25)$$

### روش فوریه تقسیم گام

برای تحلیل انتشار سالیتون‌ها در فیبر نوری، با روش SSFM، به شبیه‌سازی در محیط متلب پرداخته‌ایم. روش

تبدیل فوریه میدان اپتیکی عبارت است از:

$$E(z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \cdot \tilde{E}(z, \omega) e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (13)$$

که  $\tilde{E}(z, t)$  طیف فوریه پالس است و  $\beta$  ثابت انتشار بر حسب طول موج نوری است و  $\omega$  پارامتر مقیاس عرضی مرتبط با عرض پرتو ورودی است [16].  
با بسط تیلور و انجام پاره‌ای محاسبات، معادله نهایی که رفتار سالیتون‌ها توصیف می‌کند عبارت است از:

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A(z,t)}{\partial t} + i \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} = i \gamma |A(z,t)|^2 A(z,t) - \frac{\alpha}{2} A(z,t) \quad (14)$$

که در آن پارامتر غیر خطی  $\gamma$  به صورت  $\gamma = \frac{2\pi n_2}{|A_{eff}|}$  توصیف می‌شود و  $A_{eff}$  مساحت مؤثر است.  
با تبدیل معادله فوق به سیستم مختصاتی که با سرعت گروه  $v_g$  حرکت می‌کند می‌توان تغییرات پالسی را بررسی کرد. در این چارچوب متحرک، زمان جدید  $T$  و مختصه جدید  $Z$  عبارت اند از:

$$\begin{aligned} Z &= z \\ T &= t - \beta_1 z \end{aligned} \quad (15)$$

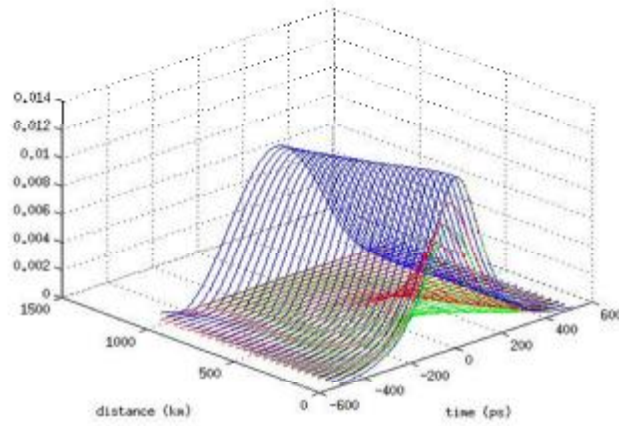
از آن جایی که  $\frac{\partial Z}{\partial t} = 0$  و  $\frac{\partial T}{\partial t} = 1$  خواهیم داشت:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \quad (16)$$

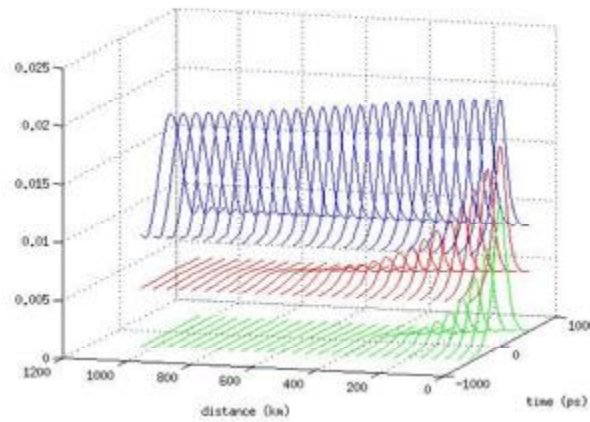
با استفاده از نتایج بالا، به دست می‌آید:

$$\frac{\partial A}{\partial Z} = \frac{\partial A}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial Z} + \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial Z} = -\beta_1 \frac{\partial A}{\partial T} + \frac{\partial A}{\partial z} \quad (17)$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - i \gamma |A|^2 A + \frac{1}{2} \alpha A = 0 \quad (18)$$



(الف)



(ب)

شکل 1. تحول زمانی تک سالیون با میرایی، آبی و قرمز و سبز با ضرایب میرایی  $\alpha_b = 0.00, \alpha_r = 0.02, \alpha_g = 0.04 \text{ dB km}^{-1}$  به ترتیب،

شامل پاشندگی در محیط خطی و جمله غیر خطی،  
 دیفرانسیلی پاره‌ای غیر خطی مشابه NSE استفاده می‌شود. این روش مبتنی بر محاسبه سالیون‌ها در گام‌های کوچک و استفاده از گام‌های خطی و غیرخطی به طور جداگانه است. معادله NLSE را به فرم زیر می‌نویسیم:

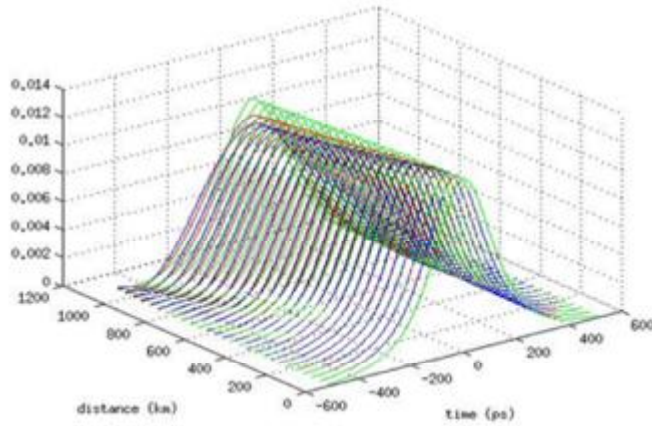
$$A(z + h, t) = e^{h(\hat{L} + \hat{N})} A(z, t) \quad (28)$$

در تقریب مرتبه اول که اساس آن بر پایه لم بیکر-هاسدروف است، رابطه بالا را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = (\hat{L} + \hat{N}) A(z, t) \quad (26)$$

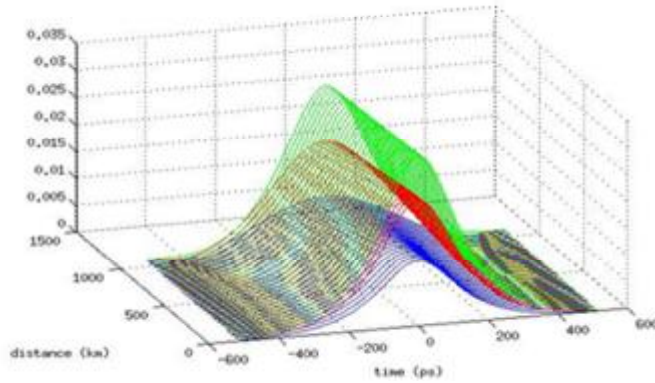
که

$$\hat{L} A = -\frac{\alpha}{2} - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} \quad (27)$$



شکل 2. انتشار یک سالیون برای مقادیر مختلفی از

$$\gamma_b = 1, \gamma_r = 4, \gamma_g = 8 \frac{1}{km.W}$$



شکل 3. انتشار یک سالیون با توان =  $P_{og}$

$$1.0, P_{0r} = 0.55, P_{0b} = 0.15 \text{ mW}$$

اثر جمله غیر خطی به ترتیب با این معادله توصیف می‌شود:

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} = i\gamma |A(z,t)|^2 A(z,t) \quad (32)$$

که جواب آن بر حسب زمان عبارت است از:

$$A(z,t) = A(0,t) e^{i\gamma |A|^2 z} \quad (33)$$

با در نظر گرفتن سالیون ورودی به فرم زیر

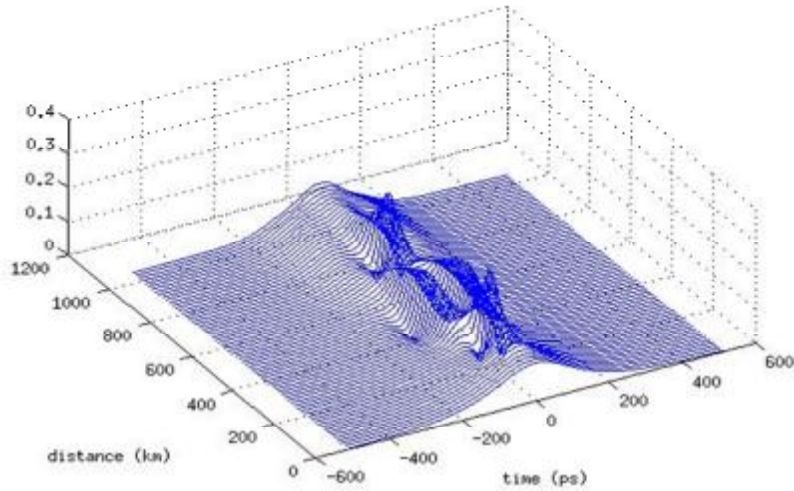
$$A(z+h,t) = e^{h\hat{L}} \cdot e^{h\hat{N}} A(z,t) + O(h^2) \quad (29)$$

بعد از تبدیل فوریه، «معادله خطی» تبدیل می‌شود به:

$$\frac{\partial \hat{A}(z,\omega)}{\partial z} = -\frac{i}{2} \omega^2 \beta_2 \hat{A}(z,\omega) \quad (30)$$

که جواب آن عبارت است از [19-18]:

$$\hat{A}(z,\omega) = \hat{A}(0,\omega) \exp(-i\omega^2 \beta_2 z/2) \quad (31)$$



شکل 4. سالیونی بدون میرایی با  $N=3$

افزایش توان اولیه می‌تواند با افزایش دامنه سالیتون‌ها در مرتبه 3، شکل آن را به چشمگیری تغییر دهد. در شکل 5 مقدار توان اولیه برای شکل‌های زیر به ترتیب (الف) تا (ج) به اندازه  $0.1, 0.55, 0.15 \text{ mW}$  تغییر داده شده است.

با اعمال افت و خیز که ناشی از وابستگی فرکانس به زمان است، اثر آن روی انتشار یک سالیتون را می‌توان بررسی کرد. اگر سالیتون ورودی به صورت زیر باشد:

$$A_{in}(\xi = 0, T) = \sqrt{A_0} \operatorname{Sech} \left( \frac{T}{T_0} \right) \exp \left[ -i \frac{c}{2} \left( \frac{T}{T_0} \right)^2 \right]$$

$C$  پارامتر افت و خیز است.

تحول این سالیتون برای  $N = 1$  و  $c = 1.5, 2, 3$  در شکل (6) نمایش داده شده است.

$$A_{in}(\xi = 0, T) = \sqrt{A_0} \operatorname{Sech} \left( \frac{T}{T_0} \right)$$

سالیونی با میرایی

$\alpha = 0.0, 0.02, 0.04 \text{ dB km}^{-1}$  رسم شده

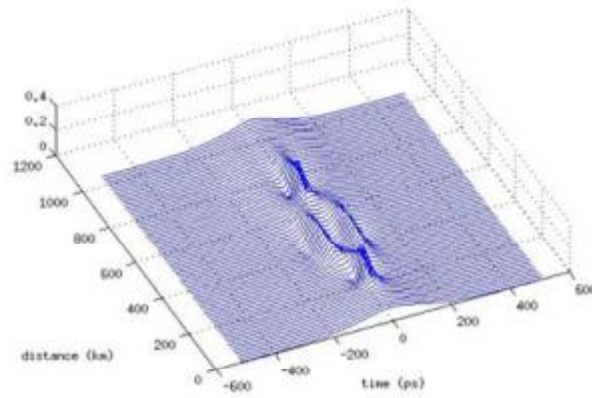
است.

همان طور که مشاهده می‌شود با تغییر جزئی در میرایی، موج سالیونی در فواصل کوتاهی از شروع انتشار از بین می‌رود. ضریب غیر خطی  $\gamma$  به صورت  $\gamma = \frac{2\pi n_2}{|A_{eff}|}$  توصیف می‌شود. در شکل 2، سالیتون با

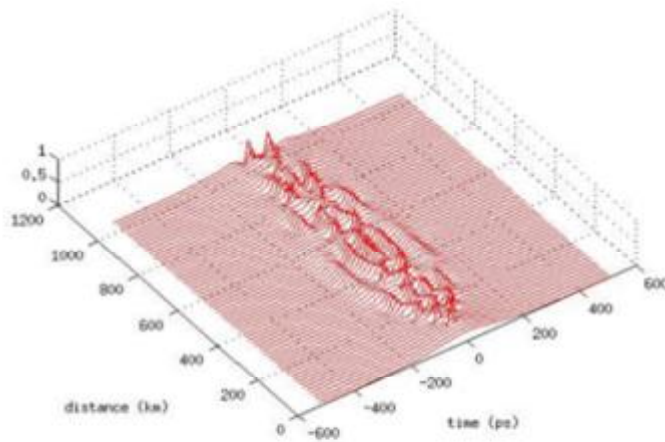
مقادیر  $\gamma = 1, 4, 8 \frac{1}{\text{km.W}}$  رسم شده است.

با افزایش این ضریب افت دامنه موج کاهش می‌یابد. در شکل 3 با تغییر مقدار قله توان، انتشار موج سالیونی با  $N = 1$  مشاهده می‌شود که با افزایش توان اولیه، شدت دامنه موج سالیونی نیز افزایش یافته است.

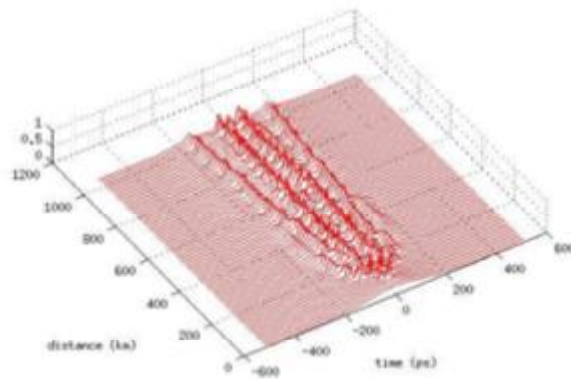
پارامترهای بالا را می‌توان برای سالیتون مرتبه 3 نیز بررسی و با افزایش مرتبه سالیتون رفتار و نحوه انتشار آنرا مطالعه کرد. در شکل 4، انتشار سالیتون مرتبه بالاتر برای  $N = 3$  بدون میرایی نشان داده شده است.



(الف)



(ب)



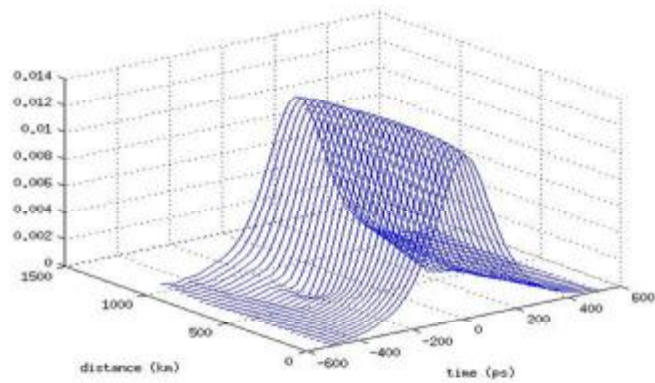
(ج)

شکل 5. تحول زمانی یک موج سالیتمونی از مرتبه 3 به ازای مقادیر مختلفی از توان،  
(الف)  $0.15mW$ ، (ب)  $0.55mW$ ، (ج)  $1.0mW$

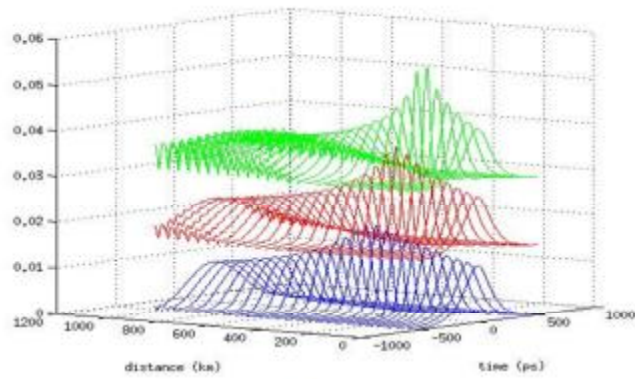
در شکل (8)، سالیتمون با  $N = 3$  در دو شرایط بدون

افت و خیز و با افت و خیز  $c = 1.5$  با توان اولیه  
 $\alpha = 1.0 mW$  ترسیم شده است.



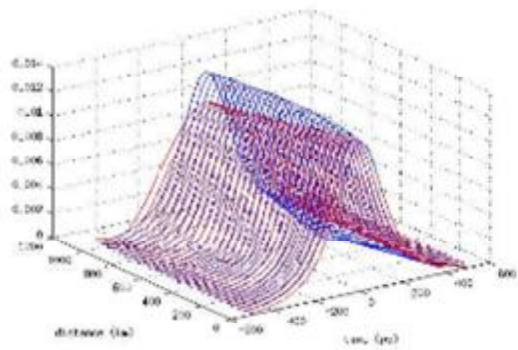


(الف)

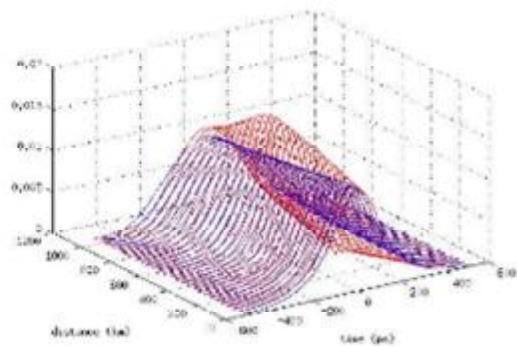


(ب)

شکل 6. تحول زمانی یک سالیئون با  $N = 1$  بدون میرایی، با در نظر گرفتن (الف)  
 $c = 0.5$  (ب)  $c_g = 3, c_r = 2, c_b = 1.5$

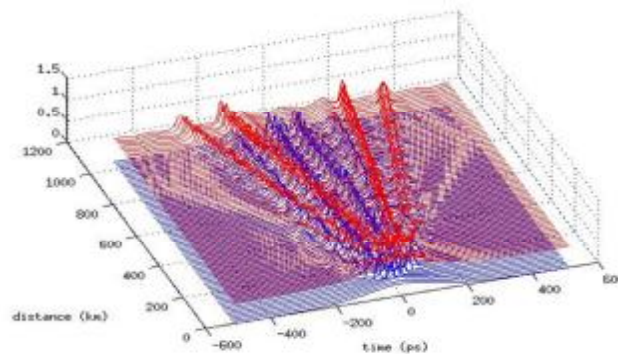


(الف)



(ب)

شکل 7. تحول زمانی دو موج سالیئونی با ضریب افت و خیز و بدون ضریب  $c = 0$  برای مقایسه با یکدیگر. ضریب افت و خیز برای (الف)  
 $c = 1.0$  (ب)  $c = 0.5$



شکل 8. تحول زمانی سالیونی با مرتبه  $N = 3$ . شکل بالایی با رنگ قرمز با ضریب  $c = 1.5$  و شکل آبی بدون افت و خیز است.

کردن فرکانس به زمان، در هر دو حالت، سالیون مرتبه یک و سه بررسی شد.

با ایجاد این نوع وابستگی به ازای مقادیر مشخصی از  $c$  از افت دامنه جلوگیری می‌شود. با افزایش مقدار  $c$ ، درهم‌ریختگی شکل و افت دامنه نیز افزایش یافته و سالیون شکل نهایی‌اش را از دست می‌دهد. نتایج حاصل از روش‌های تحلیلی و عددی در فضای فرکانس- زمان برای نشان دادن پراکندگی سالیون‌ها در ناحیه‌ای غیرخطی می‌تواند در کارهای تجربی بسیار راه‌گشا باشد.

### References

[1] J S Russell, British Association Report (John urray, London,1984).  
 [2] N J Zabusky and M D Kruskal, Phys. Rev. Lett. 15 (1965) 240.  
 [3] M Segev, B Crosignani, A Yariv and B Fischer, Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 923.  
 [4] G Duree et al, Phys. Rev. Lett. 71 (1993) 533.  
 [5] M Segev, et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 3211.  
 [6] D N Christodoulides and M I Carvalho, J Opt. soc. Am. B12 (1995) 1628.  
 [7] M Shih, et al., Electron, Lett. 31 (1995) 826.  
 [8] M Shih, et al., Opt, Lett. 21 (1996) 324.  
 [9] M D Iturbe-Castillo, et al., Appl Phys. lett. 64 (1994) 408.  
 [10] V. E. Zakharov and B. A. Malomed, Physical Encyclopedia, (Great Russian Encyclopedia, Moscow, (1994).  
 [11] Agrawal, Govind P, Fiber-Optic Communication Systems (John Wiley,2002, p404-415).  
 [12] F.S. Ferreira, Nonlinear Effects in Optical Fibers (John Wiley, p155-192)

### بحث و نتیجه‌گیری

برای تحلیل عددی انتشار سالیون‌ها در فیبر نوری، روش SSFM با کمک نرم‌افزار MATLAB شبیه‌سازی شد. با افزایش شدت پالس سالیونی، کاهش دامنه سالیون کمتر خواهد شد. با افزایش شدت پالس برای سالیون مرتبه‌های بالاتر نیز دامنه پالس در فواصل طولانی تر با کاهش کمتر ادامه خواهد یافت. ایجاد افت و خیز در پالس سالیونی با وابسته

[13] Gerd Keiser, Optical Fiber communications, (McGraw-Hill, 2011, p482-488)  
 [14] G. P. Agrawal, Nonlinear Fiber Optics, 5th ed. San Francisco, CA, USA: Academic Press, 2012.  
 [15] Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, "Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals," USA, Elsevier Science, 2003.  
 [16] S Balac, F Mahé. Journal of Computational Physics, Volume 280 Issue C, January 2015 Pages 295-305  
 [17] G. C. Valley et al., Phys. Rev. A 50 (1994) R4457.  
 [18] Fedor Mitscheke, Fiber Optics physics and Technology (Springer 2009,p153-178)  
 [19] M. J. Ablowitz, D. J. Kaup, A. C. Newell, H. Segur, "The Inverse Scattering Transform - Fourier Analysis for Nonlinear Problems", Stud. Appl. Math., Vol. 53, No. 4, 249-315, December 1974.