

# طراحی مبدل طول موج برای سالیتون‌های فمتوثانیه مرتبه دو با لحاظ کردن اثر پاشندگی مرتبه چهار در فیبر نوری

آیدا اسماعیلیان مارنانی، محمدکاظم مروج فرشی و مجید ابن علی حیدری

مربوط به پاشندگی صفر [7]، افزایش پاشندگی از ناحیه منفی به ناحیه مثبت در فیبر افزایش‌دهنده پاشندگی<sup>4</sup> (DIF) یا وجود اختلال محلی در مکانی مناسب در طول فیبر نوری، میسر می‌شود [8].

در این مقاله اختلال به صورت تغییر ضریب پاشندگی  $(D(\lambda_m))$ ، به صورت پله‌ای، در محلی مناسب در طول فیبر نوری اعمال می‌شود. برای حصول اطمینان از محاسبات عددی، ابتدا اثر اختلال بر سالیتون مرتبه 2 با پهنای پیکوتانیه به روش عددی<sup>5</sup> SSFM [9] و [10] شبیه‌سازی و نتایج حاصل با نتایج [1] و [3] مقایسه می‌شود. سالیتون مرتبه دو پس از روبه‌رو شدن با افزایش پله‌ای در اندازه  $D$ ، به دو پالس تبدیل می‌شود. برای پالس‌های پیکوتانیه‌ای با پهنای بیش از 1 ps می‌توان از اثرات غیر خطی مؤثر بر انتشار سالیتون در فیبر نوری، مانند خودتیزی و پراکندگی برانگیخته رامان چشم پوشید. بنابراین دو پالس، نسبت به سالیتون اولیه به صورت متقارن انتشار پیدا می‌کنند.

سپس واپاشی سالیتون مرتبه 2 با پهنای 50 fs شبیه‌سازی می‌شود. برای این چنین پالس‌ها، نمی‌توان از اثرات غیر خطی پیش‌گفته چشم پوشید [9] و [10]. در این شرایط اختلال در مکانی مناسب در فیبر نوری اعمال می‌شود، سالیتون پیش‌گفته پس از مواجهه با این اختلال همانند سالیتون پیکوتانیه‌ای، به دو پالس اما نامتقارن تبدیل می‌شود. در این مقاله، با در نظر گرفتن اثر پاشندگی مرتبه چهار برای اولین بار، امکان طراحی مبدل طول موج برای سالیتون‌های فمتوثانیه‌ای مرتبه دو بررسی شده است.

## 2- تئوری

برای توصیف انتشار سالیتون‌ها در فیبر نوری از معادله شرودینگر غیر خطی استفاده می‌شود. این معادله با در نظر گرفتن اثر رامان، خودتیزی و پاشندگی مرتبه‌های دو، سه و چهار برای پارامترهای به‌هنجارشده به صورت زیر است [10]

$$\frac{\partial}{\partial Z} u = \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + \beta \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + \frac{i \beta_4}{24 |\beta_2| T_0} \frac{\partial^4 u}{\partial \tau^4} \quad (1)$$

$$+ i |u|^2 u - i \tau_R u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau} - s \frac{\partial}{\partial \tau} (|u|^2 u)$$

که در آن  $u$  پوش پالس به‌هنجارشده است. این پالس در هنگام ورود به فیبر از رابطه  $u = N \text{sech}(\tau)$  تبعیت می‌کند و  $N$  مرتبه سالیتون است.  $Z = z/L_D$  و  $T = T/T_0 = (t - \beta_1 z)/T_0$  به ترتیب متغیرهای مکانی و زمانی به‌هنجارشده،  $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$  طول پاشندگی،  $\beta_2, \beta \equiv \beta_3 / (6 |\beta_2| T_0)$

چکیده: در این مقاله با مطالعه واپاشی سالیتون‌های فمتوثانیه‌ای مرتبه دو، امکان طراحی مبدل طول موج برای چنین سالیتون‌هایی برای اولین مرتبه بررسی و گزارش می‌شود. در این مطالعه، علاوه بر لحاظ کردن آثار غیر خطی مهم برای سالیتون‌های فمتوثانیه‌ای، مانند آثار پراکندگی برانگیخته رامان (SRS) و خودتیزی، پاشندگی‌های مرتبه 3 ( $\beta_3$ ) و 4 ( $\beta_4$ ) نیز در حضور اختلال پله‌ای در نظر گرفته شده است. نشان داده‌ایم، با لحاظ کردن پاشندگی مرتبه 4، واپاشی سالیتون نسبت به حالت مربوط به  $\beta_4 = 0$  تقارن چشم‌گیری پیدا می‌کند. در انتها نشان داده شده است با فرض این که بتوان اندازه پاشندگی مرتبه 4 را به‌گونه‌ای به  $0.001 \text{ ps}^4/\text{km}$  رساند، واپاشی تقارن مطلوبی خواهد یافت و طراحی مبدل طول موج برای چنین سالیتون‌هایی میسر خواهد شد.

کلید واژه: اثرات غیر خطی، پاشندگی مرتبه چهار، سالیتون فمتوثانیه‌ای، معادله شرودینگر غیر خطی، واپاشی سالیتون.

## 1- مقدمه

سالیتون‌های زمانی در نتیجه خنثی‌شدن اثر پاشندگی در فیبر نوری توسط آثار غیر خطی حاصل می‌شوند. در یک سامانه سالیتونی پاشندگی با آثار غیر خطی قابل جبران است و شکل پالس در طول انتشار ثابت می‌ماند. بنابراین به‌کارگیری چنین سامانه‌ای در ایجاد خطوط ارتباطی فرایه‌ن باند<sup>1</sup> استفاده می‌شود. از ویژگی سالیتون‌های زمانی، برای مدیریت پاشندگی در ارتباطات نوری استفاده می‌شود. علاوه بر این کاربردها، از خواص سالیتون‌ها برای تبدیل طول موج نیز استفاده شده است [1] تا [3]. به‌منظور طراحی چنین افزاره‌ها، مطالعه واپاشی سالیتون‌های مرتبه بالا در حضور اختلال محلی لازم است.

واپاشی سالیتون‌های زمانی با مرتبه  $N \geq 2$  یکی از موضوعات کاربردی در فیبر نوری است. از این پدیده برای ایجاد پالس‌های مشابه با پالس ورودی، با طول موج متفاوت استفاده می‌شود. واپاشی سالیتون‌ها با مرتبه  $N \geq 2$  در اثر وجود عواملی همچون خودتیزی<sup>2</sup> [4] و [5]، پراکندگی برانگیخته رامان<sup>3</sup> (SRS) [6]، پاشندگی مرتبه سه نزدیک طول موج

این مقاله در تاریخ 31 ادریبهشت ماه 1386 دریافت و در تاریخ 15 فروردین ماه 1388 بازنگری شد.

آیدا اسماعیلیان مارنانی، آزمایشگاه شبیه‌سازی ادوات پیشرفته، گروه الکترونیک، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، (email: ai\_esmailian@yahoo.com).

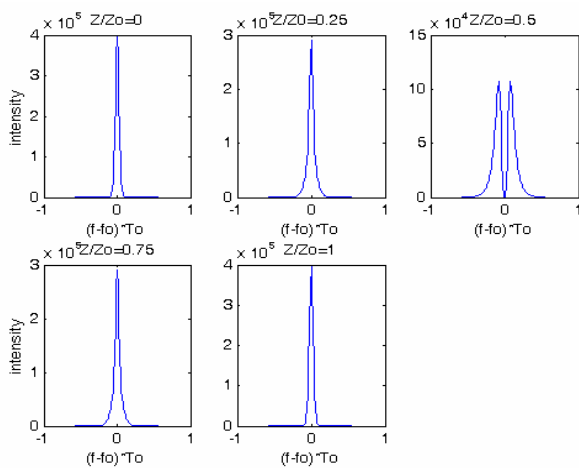
محمدکاظم مروج فرشی، آزمایشگاه شبیه‌سازی ادوات پیشرفته، گروه الکترونیک، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، (email: farshi\_k@modares.ac.ir).

مجید ابن علی حیدری، گروه برق، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد، (email: ebnali-m@eng.sku.ac.ir).

1. Ultra Wide Band
2. Self-Steeping
3. Stimulated Raman Scattering

4. Dispersion Increasing Fiber

5. Split Step Fourier Method



شکل 2: نمایش دوبعدی انتشار سالیتون مرتبه دو با پهنای 10 ps در یک دوره تناوب، در حوزه فرکانس در Zهای مختلف.

پارامتر  $L_D$  و  $L_{NL}$  بزرگ می‌شوند و تأثیر آثار خطی و غیر خطی بر انتشار پالس کم است. همچنین هرچه پهنای اولیه پالس کمتر شود توان اولیه پالس افزایش می‌یابد. در این شرایط دو پارامتر  $L_D$  و  $L_{NL}$  کوچک می‌شوند و تأثیر آثار خطی و غیر خطی بر انتشار زیاد است. بنابراین در سالیتون‌های فمتوثانیه‌ای مرتبه دو تأثیر آثار خطی و غیر خطی بر انتشار پالس نسبت به سالیتون پیکوثانیه مرتبه دو بیشتر است. در این مقاله به‌ازای یک  $P_0$  معین، کاهش  $N$ ، تنها با افزایش  $D$  مد نظر قرار گرفته است. علاوه بر این فرض شده است که تلفات وجود نداشته باشد و در نتیجه انرژی ثابت بماند.

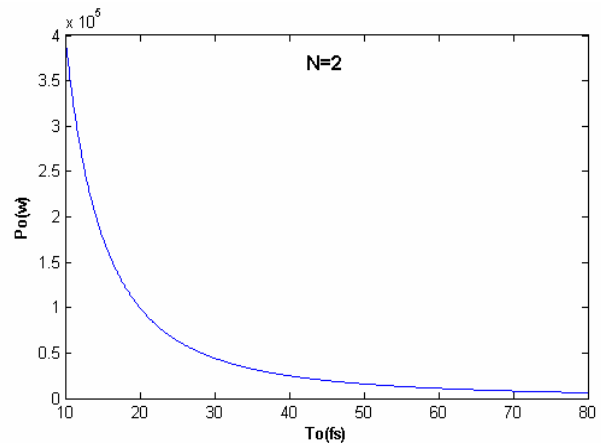
### 3- نتایج شبیه‌سازی

پارامترهای فیبر به‌کار رفته در این شبیه‌سازی مشابه پارامترهای [12] و [13] است که در جدول 1 آورده شده‌اند. در شکل 2 شدت سالیتون مرتبه دو با پهنای 10 پیکوثانیه در حوزه فرکانس، در نقاط مختلف فیبر در یک دوره تناوب انتشار نشان داده شده است. این نقاط با فاصله‌های  $0.25Z_0$  انتخاب شده‌اند. برای به‌دست آوردن این شکل به‌منظور مقایسه، تنها اثر پاشندگی مرتبه دو،  $\beta_2$ ، لحاظ شده است. مشاهده می‌شود که طیف پالس در طول فیبر ابتدا پهن شده تا بیشینه جداسازی طیف،  $\Delta\lambda_m$ ، در  $0.5Z_0$  رخ دهد. سپس پالس باریک می‌شود تا در انتهای دوره تناوب شکل اولیه خود را بازیابد. در این شکل مشاهده می‌شود که در حوزه فرکانس، واپاشی سالیتون پیکوثانیه‌ای متقارن است. چون در  $Z=0.5Z_0$  طیف دارای دو قله است، ایجاد اختلال در این محل مناسب خواهد بود [1] و [3].

برای پالس‌های فمتوثانیه‌ای، علاوه بر اثر پاشندگی مرتبه سه باید دیگر آثار غیر خطی را نیز در نظر گرفت. این اثرها عبارتند از: اثر رامان و اثر خودتیزی. اینک برای مطالعه واپاشی، یک سالیتون مرتبه دو با پهنای 50 fs را در نظر می‌گیریم و انتشار آن را با در نظر گرفتن آثار پیش‌گفته و فرض  $\beta_4=0$  شبیه‌سازی می‌کنیم. سپس اثر پاشندگی مرتبه 4 را نیز در نظر گرفته و نتایج را با هم مقایسه می‌کنیم.

#### 3-1 واپاشی سالیتون مرتبه 2 برای $\beta_4=0$

ابتدا به‌منظور دستیابی به مکان مناسب برای اعمال اختلال در فیبر، انتشار پالس فمتوثانیه‌ای در حضور آثار پیش‌گفته در حوزه فرکانس را شبیه‌سازی می‌کنیم. نتیجه محاسبات در شکل 3 نشان داده شده است. در این شکل مشاهده می‌شود که طیف حاصل تحت شرایط جدید نیز



شکل 1: تغییرات توان اولیه پالس نسبت به پهنای اولیه آن برای سالیتون مرتبه دو.

جدول 1: پارامترهای به‌کار رفته در شبیه‌سازی فیبر [12] و [13].

پارامتر	نام	کمیت
$\lambda$	طول موج حامل	1,55 $\mu\text{m}$
$n_2$	ضریب شکست غیر خطی	$2.3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$
$\beta_2$	پاشندگی سرعت گروه	$-20 \text{ ps}^2/\text{km}$
$\beta_3$	پاشندگی مرتبه 3	$0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$
$\beta_4$	پاشندگی مرتبه 4	$-0.0002 \text{ ps}^4/\text{km}$
$A_{\text{eff}}$	سطح مقطع مؤثر فیبر	$50 \mu\text{m}^2$
$T_R$	طول عمر پراکندگی رامان	3 fs

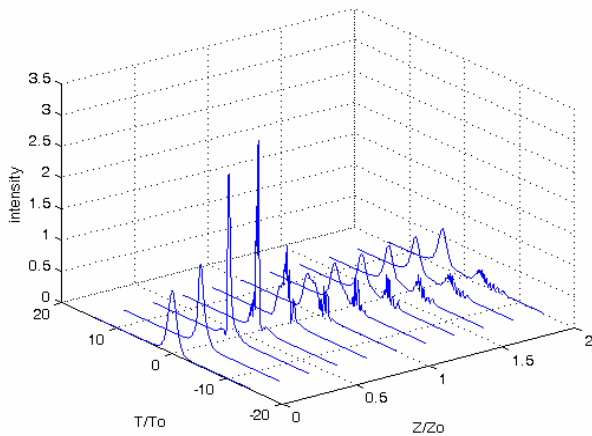
و  $\beta_3$  به‌ترتیب پاشندگی مرتبه دو و سه‌اند.  $T_0$  نصف پهنای شدت پالس در  $0.37$  بیشینه توان ورودی،  $s=1/(\alpha_0 T_0)$ ، پارامتر خودتیزی،  $T_R=3 \text{ fs}$  است [11].  $Z_0 = \pi L_D/2$  دوره تناوب سالیتون در فیبر نوری است.

مرتبه سالیتون،  $N$ ، که نشان‌دهنده شدت پاسخ غیر خطی نسبت به پاشندگی در فیبر است، به‌صورت زیر تعریف می‌شود [1]

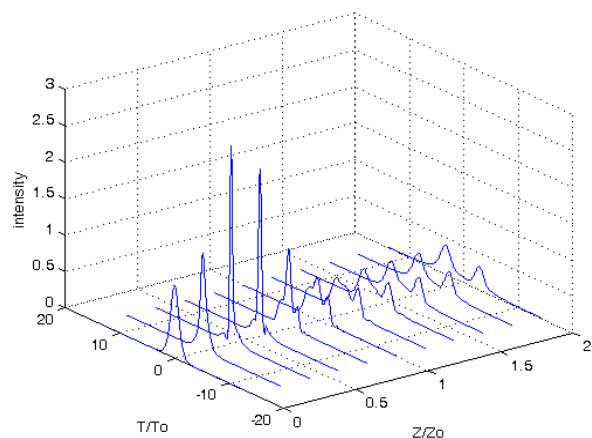
$$N = \sqrt{\frac{L_D}{L_{NL}}} = \sqrt{\frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}} \quad (2)$$

$$= \left[ \frac{4cn_2}{\lambda^3 |D(\lambda) A_{\text{eff}}|} \right]^{1/2} \left[ (1,8) \Delta T_f \sqrt{P_0} \right]$$

که در آن  $L_{NL}=1/\gamma P_0$  طول غیر خطی،  $P_0$  توان پالس ورودی،  $\gamma = n_2 \alpha_0 / (c A_{\text{eff}})$  پارامتر غیر خطی و  $n_2$  ضریب شکست غیر خطی است.  $A_{\text{eff}}$  سطح مقطع مؤثر فیبر،  $c$  سرعت نور در فضای آزاد،  $\alpha_0$  فرکانس زاویه‌ای مرکزی،  $D(\lambda) = -2\pi c \beta_2 / \lambda^2$  (ps/nm-km) پارامتر پاشندگی مرتبه دو در طول موج حامل و  $\Delta T_f = 1,76 T_0$  پهنای پالس در نیم بیشینه است. پارامتر  $L_D$  نشان‌دهنده مسافتی از فیبر است که در آن تأثیر آثار خطی قابل ملاحظه است. پارامتر  $L_{NL}$  طولی از فیبر را نشان می‌دهد که در آن پدیده غیر خطی بر پالس در حال انتشار اثر می‌گذارد. از (2) مشخص می‌شود که  $N$  با افزایش  $D$  کاهش می‌یابد. همچنین هرچه پهنای و توان اولیه پالس بیشتر باشد، مرتبه سالیتون بزرگ‌تر است. برای سالیتون مرتبه دو با مشخصات فیبر  $\gamma \sim 2 \text{ w}^{-1} \text{ km}^{-1}$  و  $\beta_2 = -2 \text{ ps}^2/\text{km}$  اولیه آن در محدوده 10 تا 80 فمتوثانیه در شکل 1 نشان داده شده است. برای تمام نقاط این منحنی، مرتبه سالیتون برابر دو است. ولی هرچه پهنای پالس بیشتر شود توان اولیه پالس کمتر می‌شود. در این حالت دو



شکل 5: انتشار سالیون مرتبه دو با پهنای 50 fs در دو دوره تناوب، با اعمال اختلال پله‌ای در  $Z=0.5Z_0$  در انتشار این سالیون اثر پاشندگی مرتبه سه، اثر رامان و اثر خودتیزی در نظر گرفته شده است. همچنین  $\beta_4 = -2 \times 10^{-4} \text{ ps}^4/\text{km}$ .

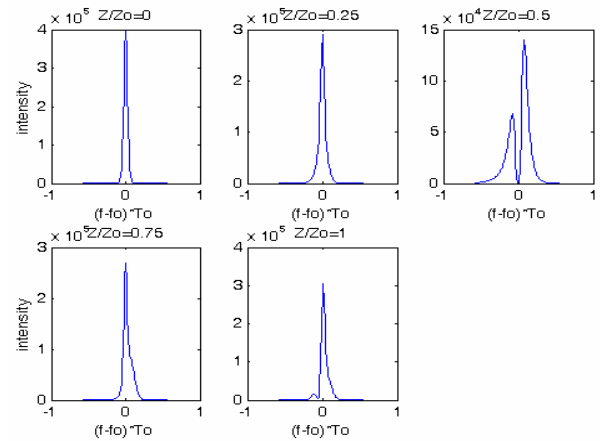


شکل 6: انتشار سالیون مرتبه دو با پهنای 50 fs در دو دوره تناوب، با اعمال اختلال پله‌ای در  $Z=0.5Z_0$  در انتشار این سالیون اثر پاشندگی مرتبه سه، اثر رامان و اثر خودتیزی در نظر گرفته شده است. همچنین  $\beta_4 = -0.001 \text{ ps}^4/\text{km}$ .

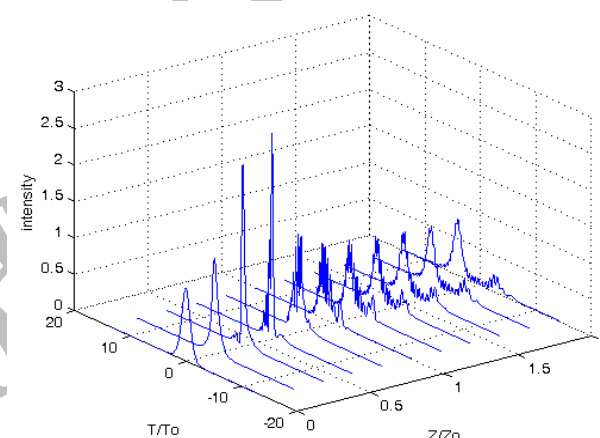
در حین انتشار از تقارن بیشتری برخوردار هستند و تبادل انرژی میان دو پالس در حضور اثر  $\beta_4$  بیشتر است. با توجه به تأثیر مثبت لحاظ کردن اثر  $\beta_4$ ، بر آن شدیم تا اثر تغییر اندازه  $\beta_4$  را روی شکل پالس مطالعه کنیم. فرض می‌کنیم این اندازه به‌گونه‌ای به  $\beta_4 = -0.001 \text{ ps}^4/\text{km}$  تغییر یابد. اثر این تغییر در شکل 6 آمده است. این شکل واپاشی سالیون را در شرایط جدید نمایش می‌دهد. مشاهده می‌شود که تقارن پالس تا حد زیادی افزایش می‌یابد. به عبارت دیگر، تبادل انرژی میان فرکانس‌های بالا و پایین نسبتاً متعادل شده است. این امر باعث می‌شود تا تفکیک کامل دو پالس ایجاد شده در فاصله طولانی‌تری رخ دهد. محاسبات نشان می‌دهد لحاظ کردن پاشندگی مرتبه پنج تأثیر مثبتی بر بهبود تقارن پالس‌های ایجاد شده ندارد.

#### 4- نتیجه‌گیری

در این مقاله طراحی میدل طول موج برای سالیون‌های مرتبه دو با پهنای 50 فمتوثانیه بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد اثرات غیر خطی مؤثر بر انتشار سالیون‌های فمتوثانیه‌ای، طراحی میدل طول موج مناسب را مشکل می‌کند. همچنین نشان داده‌ایم، با لحاظ کردن اثر پاشندگی مرتبه چهار، نتایج تا حد قابل قبولی بهبود می‌یابد. در انتها فرض شد اندازه پاشندگی مرتبه 4 به‌گونه‌ای بزرگ‌تر از مقدار داده شده در [13]



شکل 3: نمایش دوبعدی انتشار سالیون مرتبه دو با پهنای 50 fs در یک دوره تناوب در Zهای مختلف، در حوزه فرکانس. در انتشار این سالیون اثر پاشندگی مرتبه سه، اثر رامان و اثر خودتیزی در نظر گرفته شده است.



شکل 4: انتشار سالیون مرتبه دو با پهنای 50 fs در دو دوره تناوب، با اعمال اختلال پله‌ای در  $Z=0.5Z_0$  در انتشار این سالیون اثر پاشندگی مرتبه سه، اثر رامان و اثر خودتیزی در نظر گرفته شده است.

همانند حالت قبل (شکل 2) در حین انتشار ابتدا پهن شده و باز هم در  $0.5Z_0$  به دو پالس تبدیل می‌شود، اما به‌طور نامتقارن. یعنی یکی از قله‌ها با دیگری متفاوت است. با این همه باز هم مکان مناسب برای اعمال اختلال نقطه  $Z=0.5Z_0$  است. زیرا همان‌طور که از شکل برمی‌آید، باز هم بیشینه جداسازی طیف در این نقطه رخ می‌دهد. اینک با اعمال اختلال مناسب در این مکان، یعنی تغییر ضریب پاشندگی از  $D=8 \text{ ps}^4/\text{km-nm}$  به  $16 \text{ ps}^4/\text{km-nm}$ ، واپاشی سالیون مرتبه دو را تحت شرایط جدید شبیه‌سازی می‌کنیم. شکل 4 این واپاشی را برای دو دوره تناوب سالیون نمایش می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود، با حضور آثار غیر خطی مذکور، سالیون به دو پالس نامتقارن تبدیل شده است. این عدم تقارن ساختار را برای طراحی میدل طول موج نامطلوب می‌سازد.

#### 2-3 واپاشی سالیون مرتبه 2 برای $\beta_4 \neq 0$

با لحاظ کردن اثر پاشندگی مرتبه چهار، واپاشی سالیون فمتوثانیه‌ای در ادامه شبیه‌سازی می‌شود. نتایج به‌دست آمده در حوزه فرکانس نشان می‌دهد (در اینجا نشان داده نشده) که به‌ازای  $\beta_4 = -0.0002 \text{ ps}^4/\text{km}$  (برگرفته از [13]) پهن‌شدگی پالس نسبت به حالت  $\beta_4 = 0$  تقارن بیشتری دارد. با اعمال اختلال شبیه حالت قبل در نیمه دوره تناوب، شکل 5 حاصل می‌شود. با مقایسه دو شکل 4 و 5 درمی‌یابیم پالس‌های شکل 5

آیدا اسماعیلیان مارنانی در سال 1383 مدرک کارشناسی مهندسی برق خود را از دانشگاه یزد و در سال 1385 مدرک کارشناسی ارشد مهندسی برق خود را از دانشگاه تربیت مدرس دریافت نمود. از سال 1387 دوره دکتری مهندسی برق را در دانشگاه پوترا در ملازی آغاز کرده و امتحان جامع را گذرانده است. زمینه‌های علمی مورد علاقه ایشان عبارتند از: سالیتون با پهنای فمتوثانیه ادوات تمام نوری، کنترل کننده پلاریزاسیون نور و FPGA.

محمدکاظم مروج فرشی در سال‌های 1355 و 1357 کارشناسی و کارشناسی ارشد فیزیک را از دانشگاه‌های صنعتی شریف و کالیفرنیا جنوبی (USC) و در سال‌های 1359 و 1366 کارشناسی ارشد و دکتری الکترونیک را از دانشگاه‌های کالیفرنیا در سانتا باربارا (UCSB) و نیوساوت ویلز (UNSW) اخذ کرده است. نام‌برده از ابتدای سال 1359 تا پایان 1361 به عنوان پژوهشگر در مرکز تحقیقات مخابرات ایران به تحقیق در زمینه ادوات غیرفعال و آنتن‌های میکروویو مشغول بوده است. دکتر مروج در تابستان سال 1366 به عضویت در هیات علمی گروه الکترونیک دانشگاه تربیت مدرس درآمد و اینک استاد آن گروه است. نام‌برده در سال تحصیلی 1380-1381 عنوان استاد نمونه کشوری را کسب کرد. دکتر مروج طی این سال‌ها پنج جلد کتاب در زمینه‌های فیزیک و افزارهای نیم‌رسانا و الکترونیک لیزر ترجمه و توسط انتشارات علمی دانشگاه صنعتی شریف منتشر کرده است. آخرین کتاب وی با عنوان "الکترونیک لیزر" به عنوان کتاب سال جمهوری اسلامی ایران دست یافت. نام‌برده تاکنون دانشجویان متعددی را در مقطع‌های ارشد و دکتری راهنمایی کرده است. زمینه‌های تحقیقاتی مورد علاقه دکتر مروج در حال حاضر عبارت است از: نانو ساختارهای الکترونی و فوتونی بر پایه نانولوله‌های کربنی و نانونوارهای گرافین، افزارهای تمام نوری بر پایه بلورهای فوتونی برای کاربرد در سیستم‌های مخابرات نوری، پدیده‌های غیرخطی نور در فیبر و دیگر افزارهای نوری، و آشکارسازهای نوری بهمنی. دکتر مروج از اعضای مؤسس انجمن اپتیک و فوتونیک ایران، عضو انجمن اپتیک آمریکا (OSA) و همچنین عضو ارشد انجمن مهندسی برق و الکترونیک (IEEE) است.

مجید ابن علی حیدری در سال 1382 مدرک کارشناسی مهندسی برق خود را از دانشگاه صنعتی اصفهان و مدارک کارشناسی ارشد و دکتری مهندسی برق خود را به ترتیب در سال‌های 1384 و 1388 از دانشگاه تربیت مدرس دریافت نمود. نام‌برده در سال 1387 جهت فرصت مطالعاتی به گروه CUDOS در دانشگاه سیدنی پیوست و همکاری مشترک با دانشگاه مذکور و دانشگاه St. Andrew انگلستان در زمینه طراحی تراشه فوتونیک انجام داد. دکتر ابن علی از سال 1388 در دانشکده فنی و مهندسی دانشگاه شهرکرد مشغول به فعالیت گردید و اینک نیز عضو هیات علمی این دانشکده می‌باشد. زمینه‌های تحقیقاتی مورد علاقه ایشان عبارتند از: طراحی افزارهای تمام نوری، ایجاد نور کند در بلورهای فوتونی، بررسی اثرات غیرخطی در موج‌برهای نوری، و اپتوفلوئیدیک.

شود، پالس‌های ایجاد شده به حدی متقارن می‌شود که ساختار پیشنهادی را برای مبدل طول موج مناسب می‌سازد.

## سیاس‌گزاری

این پروژه بر اساس قرارداد شماره 500/6323/ت از حمایت مالی مرکز تحقیقات ایران برخوردار بوده است.

## مراجع

- [1] K. S. Lee and J. A. Buck, "Wavelength conversion through higher-order soliton splitting initiated by localized channel perturbations," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, no. 3, pp. 514-519, Mar. 2003.
- [2] K. S. Lee, M. C. Gross, S. E. Ralph, and J. A. Buck, "Wavelength conversion using N=2 soliton decay and recovery in fiber, initiated by dispersion steps," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 2, pp. 554-556, Feb. 2004.
- [3] M. Ebnali-Heidari and M. K. Moravvej-Farshi, "Multichannel wavelength conversion using fourth-order soliton decay," *J. Lightwave Technol.*, vol. 25, no. 9, pp. 2571-2578, Sep. 2007.
- [4] E. A. Golovchenko, E. M. Dianov, A. M. Prokhorov, and V. N. Serkin, "Decay of optical solitons," *JETP Lett*, vol. 42, no. 2, pp. 87-91, 1985.
- [5] K. Ohkuma, Y. H. Ichikawa, and Y. Abe, "Soliton propagation along optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 2, pp. 516-518, 1987.
- [6] K. Tai and A. Hasegawa, "Fission of optical solitons induced by stimulated raman effect," *Opt. Lett.*, vol. 13, no. 5, pp. 392-394, 1988.
- [7] P. K. Wai, C. R. Menyuk, Y. C. Lee, and H. H. Chen, "Nonlinear pulse propagation in the neighborhood of the zero-dispersion wavelength of monomode optical fibers," *Opt. Lett.*, vol. 11, no. 7, pp. 464-466, 1986.
- [8] S. R. Clarke, R. H. J. Grimshaw, and B. A. Malomed, "Soliton formation from a pulse passing the zero dispersion point in a nonlinear schödinger equation," *Phys. Rev. E*, vol. 61, no. 5, pp. 5794-5801, 2000.
- [9] G. P. Agrawal, *Fiber Optic Communication Systems*, John Wiley, New York, 2002.
- [10] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optic Communication Systems*, John Wiley, New York, 2001.
- [11] A. K. Atieh, P. Myslinski, J. Chrostowski, and P. Galco, "Measuring the raman time constant (TR) for soliton pulses in standard single-mode fiber," *J. Lightwave Technol.*, vol. 17, no. 2, pp. 216-221, Feb. 1999.
- [12] C. F. Chen and S. Chi, "Femtosecond second-order solitons in optical fiber transmission," *Optik*, vol. 116, no. 7, pp. 331-336, 17 Aug. 2005.
- [13] C. F. Chen, S. Chi, and B. Luo, "Femtosecond soliton propagation in an optical fiber," *Optik*, vol. 113, no. 6, pp. 267-271, 2002.