

سالیتهای اپتیکی نورشکستی پوششی نورولتاژی یک بعدی و برهمکنش ناهمدوس میان آنها

کشاوری، علیرضا^۱؛ خلیفه، زهره^۲

^۱گروه فیزیک دانشگاه صنعتی شیراز

^۲دانشگاه پیام نور مرکز شیراز

چکیده

با استفاده از مبانی نظری سالیتهای اپتیکی، معادلات غیر خطی حاکم بر سالیتهای نورشکستی پوششی نورولتاژی یک بعدی معرفی می شود و به کمک روش های عددی تابع توزیع شدت سالیتهای، نحوه تغییرات ضریب شکست محیط و پایداری آن بررسی می شود. همچنین اثر خود-خمشی سالیتهای با در نظر گرفتن اثر دما مورد مطالعه قرار می گیرد. بر اساس مدل ارائه شده برهمکنش ناهمدوس میان سالیتهای با در نظر گرفتن فاصله جدایی مختلف میان آنها در یک بعد بررسی می شود.

One dimensional optical screening photorefractive photovoltaic solitons and incoherent interaction between them

Keshavarz, Alireza¹; Khalifeh, Zohreh²

¹Physics Department, Shiraz University of Thechnology, Shiraz

² Payam-e Nour University, Shiraz

Abstract

By the use of theory of optical solitons, nonlinear equations governed by screening photorefractive photovoltaic solitons are introduced. By the means of numerical methods, intensity profile, refractive index change of the media and also stability under propagation are investigated. Self-bending of solitons under first order diffusion is also studied. Besides, incoherent interaction is studied.

PACS No. 42

تحت تابش میدان اپتیکی با شدت مناسب، اعمال شود. در حقیقت سالیتهای پوششی نورولتاژی نتیجه ای از پوشش فضایی میدان خارجی و اثر نورولتاژی است. اگر میدان خارجی اعمال شده بر بلور خیلی قویتر از میدان نورولتاژی باشد این نوع سالیتهای تبدیل به سالیتهای پوششی می شود و چنانچه میدان خارجی وجود نداشته باشد به سالیتهای نورولتاژی تبدیل می شود.

مدل فیزیکی

انتشار پرتو اپتیکی در راستای محور z در بلور نورشکستی نورولتاژی که تحت اعمال میدان خارجی dc در امتداد محور c بلور (منطبق بر محور x) قرار دارد را در نظر بگیرید. فرض می شود قطبش پرتو در امتداد محور x خطی است و امکان پراش آن در این راستا وجود دارد. انتشار چنین پرتویی در بلور نورشکستی

مقدمه

سالیتهای اپتیکی فضایی پرتوهای خودبندام افتاده ای هستند که بدون تغییر در شکل و شدت منتشر می شوند [۱]. انتشار این پرتوهادر محیطهای غیرخطی بدون نیاز به موجبر یکی از موضوعات جالب اپتیک غیرخطی است. در این میان سالیتهای فضایی نورشکستی بدلیل وجود آنها در توانهای کم اپتیکی از مرتبه میکرووات و نیز پایداری آنها در هر دو بعد عرضی بیشتر مورد توجه قرار گرفته اند. امروزه انواع مختلف سالیتهای نورشکستی پیش بینی و مشاهده شده اند: سالیتهای شبه پایا [۲] سالیتهای پوششی [۳] سالیتهای نورولتاژی [۴] و سالیتهای پوششی نورولتاژی [۵ و ۶]. سالیتهای پوششی نورولتاژی زمانی شکل می گیرند که یک ولتاژ خارجی مناسب بر بلور نورشکستی نورولتاژی

می توان به صورت، $U(x, z) = u(x) \exp(i\alpha z/2)$ در نظر گرفت، که با جایگذاری در رابطه (۲) معادله انتشار تبدیل به معادله ویژه مقدری می شود، به طوریکه U ویژه مقدار و $u(x)$ ویژه تابع آن است. حل معادله با روشهای عددی امکان پذیر است. روش عددی مناسبی که در این مقاله بکاررفته است روش عددی کرانک-نیکلسون به همراه روش عددی تفاضل مرکزی است [۱۰ و ۹]. با استفاده از این روش جواب سالیتون روشن پوششی نورولتاژی برای بلور باریم تیتانیت ($BaTiO_3$) به طول 5 mm، تانسور الکترواپتیکی $r_{33} = 80 \text{ pm/V}$ ضریب شکست $n_0 = 2.365$ ، میدان نور ولتاژی $E_p = 5 \text{ kV/cm}$ بدست می آید. طول موج میدان اپتیکی فرودی $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ و میدان خارجی $E_0 = \pm 5, 0 \text{ kV/cm}$ می باشد. شدت تاریک $I_d = 10^{-2}$ و مقیاس بهنجارش عرضی $x_0 = 13.66 \mu\text{m}$ انتخاب شده است. نتایج حل عددی سالیتون منفرد با در نظر گرفتن اثر دما در جمله مرتبه اول انتشار در میدان بار فضایی و بدون در نظر گرفتن آن به ترتیب در شکلهای ۱: (الف) و (ب) نشان داده شده است. همانطور که در شکلها دیده می شود با تغییر قطبش میدان خارجی از منفی به مثبت قطر سالیتون کاهش می یابد و در نظر گرفتن اثر دما باعث جابجایی مرکز سالیتون می شود. همچنین نحوه تغییرات ضریب شکست محیط در شکل ۱: (ج) نشان داده شده است. چنانچه دیده می شود سالیتون روشن باعث تغییر تدریجی ضریب شکست محیط می شود و در آن یک موجبر القاء می کند به طوریکه مد اصلی موجبر همان پرتو اپتیکی فرودی است. جهت بررسی پایداری سالیتون، انتشار پرتو به ازای دو طول پراش ($2L_D = 10 \text{ mm}$) بدون در نظر گرفتن اثر دما در شکلهای ۲: (الف) و (ب) آورده شده است. نتایج نشان می دهند که بواسطه حذف اثر پراش توسط پاسخ غیر خطی محیط شکل سالیتون در طول انتشار دست نخورده باقی می ماند. شکلهای ۳: (الف) و (ب) انتشار سالیتون را با در نظر گرفتن اثر دما نشان می دهند. همانطور که دیده می شود دما باعث خمش سالیتون در حین انتشار می شود بطوریکه مرکز سالیتون روی یک مسیر سهمی شکل با توزیع شدت ثابت حرکت می کند. در بررسی های انجام شده مشخص گردید که پارامترهای موثر در تابع توزیع شدت سالیتون، قطر آن و

نورولتاژی باعث ایجاد میدان بار فضایی E_{sc} در داخل بلور می شود که بر طبق اثرالکترواپتیکی پاکلز ضریب شکست محیط را به صورت $n^2 = n_0^2 - n_0^4 r_{33} E_{sc}$ تغییر می دهد، که در آن n_0 ضریب شکست بلور خاموش و r_{33} ضریب الکترواپتیکی مؤثر محیط است. میدان بار فضایی با استفاده از مجموعه معادلات کوختاروف و همکارانش به صورت زیر بدست می آید [۸]:

$$E_{SC} = E_0 \frac{I_\infty + I_d}{I + I_d} + E_p \frac{I_\infty - I}{I + I_d} - \frac{K_B T}{e} \frac{\partial}{\partial x} \ln(I + I_d) \quad (1)$$

که در آن $I = I(x, z)$ شدت پرتو اپتیکی، I_d شدت تاریک، E_0 میدان خارجی، E_p میدان نورولتاژی، T دمای مطلق، e بارالکترون و I_∞ شدت پرتو اپتیکی در بینهایت است. در رابطه فوق جمله اول مربوط به سوق حاملهای بار در میدان خارجی، جمله دوم بواسطه اثر میدان نورولتاژی و جمله سوم مربوط به انتشار حاملهای بار در بلور است که منجر به خود-خمشی سالیتون فضایی می شود. در رابطه (۱)، از جملات مرتبه بالاتر انتشار صرف نظر شده است.

بدر نظر گرفتن معادله موج هلمهولتز در تقریب پیرامحوری و تعریف مقیاسهای بهنجارش x_0 و طول پراش $L_D = kn_0 x_0^2$ ، به ترتیب در جهت عرضی و جهت انتشار معادله حاکم بر تولید و انتشار سالیتون پوششی نورولتاژی روشن به شکل زیر نوشته می شود [۶]:

$$iU_z + \frac{1}{2}U_{xx} - \frac{\alpha U}{1+|U|^2} + \frac{\beta|U|^2 U}{1+|U|^2} + \frac{\gamma(|U|^2)_x U}{1+|U|^2} = 0 \quad (2)$$

که در آن $\alpha = \sigma E_0$ ، $\beta = \sigma E_p$ و $\sigma = \frac{1}{2}(kx_0)^2 n_e^4 r_{33}$ عملگر $U_z = \frac{\partial U}{\partial x}$ ، $\gamma = \sigma T$ عملگر $U_{xx} = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$ مشتق و $|U| = (I/I_d)^{1/2}$ می باشد.

نتایج حل سالیتونی

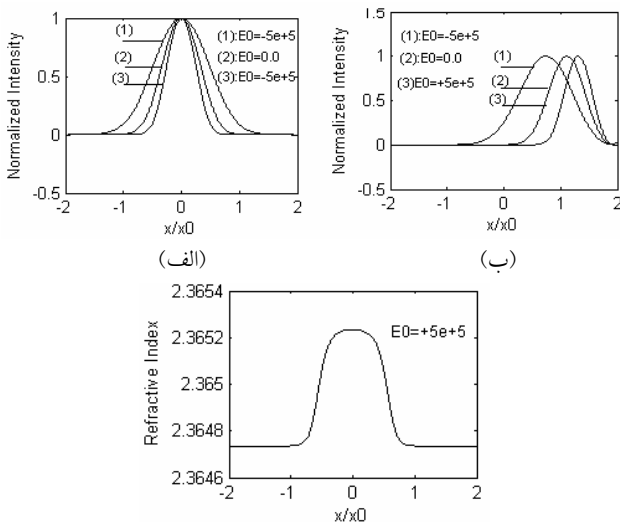
سالیتونهای اپتیکی روشن پوششی نورولتاژی جوابهایی از معادله موج (۲) هستند. برای یافتن جواب سالیتونی، حل معادله موج را

فرورفتگی سالیتهای در حین برهمکنش، سالیتهای ساختار خود را حفظ می کنند و از درون یکدیگر می گذرند.

س

نتیجه گیری

در این مقاله نتایج حل معادلات حاکم بر تولید و انتشار سالیتهای پوششی نورولتاژی یک بعدی در بلور نورشکستی $BaTiO_3$ با روش عددی کرانک-نیکلسون ارائه شد. نحوه تغییرات ضریب شکست محیط و پایداری سالیتهای در حین انتشار نشان داده شد. با در نظر گرفتن جمله مرتبه اول انتشار در میدان بار فضایی، خود-خمش سالیتهای ضمن انتشار در طول بلور به طور عددی مورد بررسی قرار گرفت و مشخص گردید میزان خمش سالیتهای به قطر آن بستگی دارد. همچنین برهمکنش ناهمدوس میان سالیتهای با تأثیر فاصله جدایی میان سالیتهای بررسی شد، نتایج نشان داد در برهمکنش یک بعدی میان سالیتهای پوششی نورولتاژی همواره شاهد پدیده جذب هستیم. نتایج حاصل جهت استفاده در سیستمهای اپتیکی غیر خطی، ابزارهای فوتونیک مثل طراحی کلیدهای اپتیکی، جفت کننده های جهتی و تولید موجبرها جهت هدایت پرتوها [V] و نیز ارائه روش جدید در بررسی دو بعدی سالیتهای نورولتاژی مفید است. همچنین با استفاده از روش عددی یک بعدی معرفی شده در این مقاله می توان به جنبه های مختلف سالیتهای نورشکستی-نورولتاژی مثل برخورد سالیتهای زوج سالیتهای از یک منظر نگاه کرد.



نیز پایداری سالیتهای میدان الکتریکی خارجی، میدان نورولتاژی و شدت تاریک است. همچنین میزان خمش سالیتهای به قطر سالیتهای ارتباط دارد به طوریکه برای سالیتهای با قطر زیاد این اثر نادیده گرفته می شود.

برهمکنش ناهمدوس میان سالیتهای

جهت بررسی رفتار ذره ای شکل سالیتهای و نیز پایداری ساختار آن در طول انتشار، برهمکنش ناهمدوس میان سالیتهای نورولتاژی-پوششی با روش عددی کرانک-نیکلسون، به طور کامل بررسی و نتایج ارائه می گردد.

انتشار پایای دو پرتو ناهمدوس با میدانهای اپتیکی U_1 و U_2 در راستای محور z و در مختصات بدون بعد با معادلات زیر توصیف می شود [۱۰]:

$$i\partial_z U_{1,2} + 1/2\partial_{xx} U_{1,2} - \alpha \frac{1}{1+I} U_{1,2} + \beta \frac{I}{1+I} U_{1,2} + \gamma \frac{\partial I / \partial x}{1+I} U_{1,2} = 0 \quad (۳)$$

که در آن $I = |U_1|^2 + |U_2|^2$ شدت کل است.

معادله فوق به روشی که در بخش قبل برای تک سالیتهای در بلور $BaTiO_3$ شرح داده شد، حل شده و نتیجه در زیر ارائه می گردد. تابع توزیع شدت سالیتهای بهنجار شده دو پرتو به ازاء فاصله جدایی 1.2 و میدان خارجی $E_0 = +5KV/cm$ (در شکل ۴): (الف) نشان داده شده است. در چنین حالتی شدت سالیتهای ضریب شکست محیط را مطابق شکل ۴): (ب) تغییر می دهد. در ناحیه همپوشانی دو پرتو بدلیل افزایش شدت، ضریب شکست نیز در مقایسه با تأثیر مستقل هر پرتو افزایش یافته و این امر جذب سالیتهای را در بر دارد. همچنین شبیه سازی عددی برهمکنش ناهمدوس میان سالیتهای به ازای دو طول پراش، بدون در نظر گرفتن اثر دما و با اثر دما به ازاء فاصله جدایی 1.2 و 1.4 به ترتیب در شکلهای ۵، تا ۵.۵): (ب) آورده شده است. نتایج نشان می دهد که در برهمکنش یک بعدی همواره جذب اتفاق می افتد و مکان برخورد بین سالیتهای به فاصله جدایی اولیه سالیتهای بستگی دارد به طوریکه با افزایش فاصله میان دو پرتو جذب دیرتر صورت می گیرد. همچنین مشاهده می شود که با وجود درهم

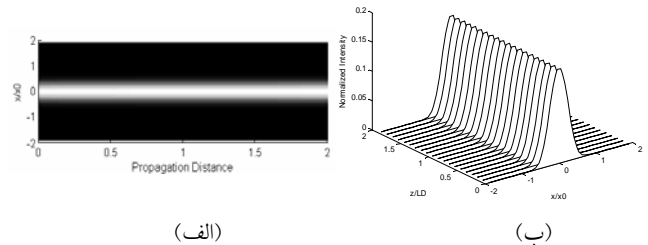
شکل ۵: برهمکنش بین سالیئونهای ناهمدوس با شدت یکسان و فاصله بهنجار شده 1.2 و 1.4 به ازای دو طول پراش. بدون در نظر اثر دما (الف) و (ب). در دمای $T=300\text{ K}$ (ج) و (د)

مرجع ها:

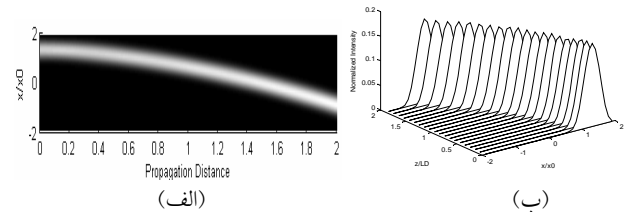
- [۱] G. Stegeman, D. N. Christodoulides, M. Segev; "Optical Spatial Solitons: Historical Perspective"; *Quantum Electronics* **6**, No. 6 (2000) 1419-1427.
- [۲] G. Duree, J. Shultz, S. Salamo, et al; "observation of self-trapping of an optical beam due to the photorefractive effect"; *Phys. Rev. Lett.* **71**, (1993) 533.
- [۳] M. Segev, M. Shih, G. Valley; "Photorefractive screening solitons of high and low intensity"; *J. Opt. Soc. Am.* **B13**, No. 4 (1996) 706-718.
- [۴] M. Segev, G. Valley, M. Bashaw, M. Taya, M. Fejer; "Photovoltaic spatial solitons"; *J. Opt. Soc. Am.* **B14**, No. 14 (1997) 1772-1781.
- [۵] J. Liu, K. Lu; "Screening-photovoltaic spatial solitons in biased photovoltaic photorefractive crystals and their self-deflection"; *J. Opt. Soc. Am.* **B16**, No. 4 (1999) 550-555.
- [۶] J. Liu, Z. Hao; "Higher-order space-charge field effects on the self-deflection of bright screening photovoltaic spatial solitons"; *J. Opt. Soc. Am.* **B19**, No. 3 (2002) 513-521.
- [۷] Y. Lu, S. Liu, G. Zhang, R. Guo, N. Zhu; "Waveguides and directional coupler induced by white-light photovoltaic dark spatial solitons"; *J. Opt. Soc. Am.* **B21**, No. 9 (2004) 1674-1678.
- [۸] K. Lu, Y. Zhang, T. Tang, X. Hou; "Steady-state spatial solitons in biased photovoltaic-photorefractive crystals for short circuits"; *J. Opt. Soc. Am.* **B12**, No. 9 (1995) 1628-1633.
- [۹] G. Evans, J. Blackledge, P. Yardley; "Numerical methods for partial Differential equations"; Springer. (2000)
- [۱۰] A. Zakery, A. Keshavarz; "Simulation of the incoherent interaction between two bright spatial photorefractive screening solitons in one and two dimensions"; *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37**, No. 9 (2004) 3409-3418.

(ج)

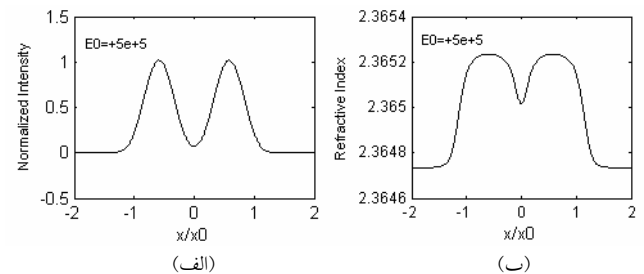
شکل ۱: تابع توزیع شدت سالیئون بهنجارشده بدون اعمال اثر دما به ازای میدانهای خارجی مختلف (الف)، با اعمال اثر دما (ب)، ضرب شکست القایی در محیط نورشکستی (ج)



شکل ۲: انتشار پایای سالیئون (الف)، نمایش تابع توزیع شدت سالیئون در طول انتشار در میدان $E_0 = +5\text{KV/cm}$ (ب)، بدون اثر دما



شکل ۳: انتشار پایای سالیئون (الف)، نمایش تابع توزیع شدت سالیئون در طول انتشار در میدان خارجی $E_0 = +5\text{KV/cm}$ و در دمای $T=300\text{ K}$ (ب).



شکل ۴: تابع توزیع شدت سالیئون بهنجارشده دو پرتو (الف). تغییر ضرب شکست محیط در مختصات بهنجارشده x/x_0 (ب). فاصله جدایی بهنجار میان دو پرتو 1.2 و پارامترهای ورودی و مشخصات بلور مطابق تک سالیئون شکل ۱ الف در نظر گرفته شده است.

