همایش نانوفوتونیک ایران ۱۳۹۹- ۱ و ۲ آبان
Iranian Nano-Photonic Conference 2020
October 23 and 24

تبدیل طول موجی در تار بلور فوتونی شکاف باند با هسته توخالی پر شده از گاز آرگون

فاطمه اسمعیلی، محسن حاتمی*،حسن پاکارزاده
گروه فوتونیک-فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی شیراز، شیراز، ایران

چکیده: با استفاده از نرم افزار لومریکال، سطح مقطع موثر و پاشندگی یک تار بلور فوتونی شکاف باند با هسته توخالی پر شده از گاز آرگون را برای طول موج ۹۸۰ میکرون محاسبه و به کمک نرم افزار متلب، معادله غیرخطی تعمیم یافته شرودینگر را شبیه سازی و شدت طیف خروجی را برای طول موج های مختلف با در نظر گرفتن اثر ترکیب چهار موج بدست می آوریم.

کلید واژگان: تبدیل طول موجی؛ تارهای بلور فوتونی؛ مدولاسیون فاز؛ ترکیب چهارموج

Wavelength conversion in Ar-filled hollow core bandgap photonic crystal fiber

Fatemeh Esmaeili, Mohsen Hatami*, Hassan pakarzadeh
Department of Physics-photonics, Shiraz University of Technology, Shiraz, Iran

Abstract- Using Lumerical software, the effective cross-sectional area and dispersion of a Ar-filled hollow core bandgap photonic crystal fiber is calculated for a wavelength 980μm and, using MATLAB software, the generalized nonlinear Schrodinger equations are simulated. We get the output spectra intensity for different wavelengths by considering the effect of four-wave mixing (FWM).

Keywords: Wavelength conversion; Photonic crystal fibers; Phase modulation; Four-wave mixing.

* Hatami@sutech.ac.ir

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-05]

۱- مقدمه

ویژگی های منحصر به فرد تارهای بلور فوتونی به صورت بسیار گسترده ای توسط محققان مطالعه و بررسی شده اند[۱-۳]. یکی از ویژگی های تارهای بلور فوتونی در مقایسه با تارهای نوری معمولی، پاشندگی این دسته از تارها است. ساختار متناوب غلاف که به صورت مصنوعی در فرایند ساخت ایجاد شده و با ایجاد حفره هایی با قطرهای میکرومتری همراه است کنترل نمایه پاشندگی با تغییر در ساختار فیزیکی تار را ممکن می سازد. تغییرات ساختار فیزیکی شامل تغییر قطر حفره ها، فاصله مرکز به مرکز حفره ها (ثابت شبکه)، ترکیب مواد استفاده شده در ساخت تار و نظایر آن است[۴-۶]. تارهای بلور فوتونی با حفره های هوا در غلاف و هسته ای جامد نور را بر اساس بازتاب داخلی کلی انتقال می دهند، زیرا مشابه تارهای معمولی ضریب شکست هسته از ضریب شکست موثر غلاف بیشتر است[۷]. تارهای بلور فوتونی هسته جامد با ساختار حفره های متناوب در غلاف در محدوده وسیعی از طول موج به صورت تک مُد بوده و از روش کنترل نمایه پاشندگی برخوردار هستند[۸]. همچنین تغییر در سطح مقطع موثر آنها ناشی از تغییر در ساختار فیزیکی، کنترل پارامتر غیرخطی را ممکن می سازد[۹ و۱۰].

در تارهای بلور فوتونی هسته تهی، با شکل دادن به ساختار حفره های هوا و انتخاب اندازه و فضای مناسب بین آنها، می توان شکاف باند فوتونی را ایجاد کرد. با یک طراحی مناسب، یک پوشش بلور فوتونی در اطراف هسته همانند یک آینه بدون تلفات عمل می کند و نورهایی با طول موج های مشخص را می توان در این هسته تهی انتقال داد. هسته HC-PBF یک آزمایشگاه طبیعی برای پر کردن مواد فراهم می کند ، که شرایط جدید زیادی را برای اپتیک غیرخطی ایجاد می کند. ضریب شکست را می توان با پر کردن درون هسته ازگاز یا مایعی با ضریب شکست پایین تغییر داد[۱۱]. تبدیل بسامدی (طول موجی) ایجاد شده در تار طراحی شده در این مقاله، تحت تأثیر اثرات اپتیک غیرخطی، با نتایج منابع [۱و۲] مطابقت دارد.

۲- روش تحقیق

تغییرات پوش پالس (A) به هنگام انتشار پالس در طول تار توسط معادله شرودینگر غیر خطی بیان می شود. رابطه کلی شرودینگر غیر خطی تعمیم یافته را مطابق رابطه زیر خواهیم داشت:

$$\frac{\partial A}{\partial z}+\frac{i\beta_2}{2}\frac{\partial^2 A}{\partial T^2}-\frac{\beta_3}{6}\frac{\partial^3 A}{\partial T^3}+\frac{\alpha}{2}A=i\gamma\left(|A|^2A+\frac{i}{\omega_0}\frac{\partial(|A|^2A)}{\partial T}-T_RA\frac{\partial|A|^2}{\partial T}\right) \qquad (1)$$

که در آن β_n ضریب های پاشندگی مرتبه n، α ضریب تلفات، ω_0 بسامد زاویه ای مرکزی پالس، T_R ضریب پاشندگی رامان و c سرعت نور درخلأ، $\gamma=\frac{n_2\omega_0}{cA_{eff}}$ ضریب غیرخطی است، n_2 ضریب شکست غیرخطی و A_{eff} سطح مقطع مؤثر است.

با نادیده گرفتن تلفات و ضریب های پاشندگی بالاتر از مرتبه سه و استفاده از تغییرمتغیرهای نرمال شده زیر می توان معادله (۱) را به شکل معادله (2) نرمال نمود:

$$\tau=\frac{T}{T_0},\ \xi=\frac{z}{L_D},\ U=\frac{A}{\sqrt{P_0}},\ S=\frac{1}{T_0\omega_0},\ \tau_R=\frac{T_R}{T_0},L_D=\frac{{T_0}^2}{|\beta_2|},L'_D=\frac{{T_0}^3}{|\beta_3|},\delta_3=\frac{\beta_3}{6|\beta_2|T_0}=\frac{L_D}{6L'_D},L_{NL}=\frac{1}{\gamma P_0}$$

S و τ_R ضریب های خود تیزی و رامان نرمال هستند.

$$\frac{\partial U}{\partial\xi}+\frac{isign(\beta_2)}{2}\frac{\partial^2U}{\partial\tau^2}-sign(\beta_3)\delta_3\frac{\partial^3U}{\partial\tau^3}=iN^2\left(|U|^2U+iS\frac{\partial(|U|^2U)}{\partial\tau}-\tau_RU\frac{\partial|U|^2}{\partial\tau}\right) \qquad (2)$$

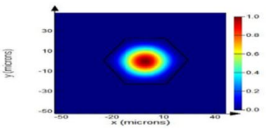
N مرتبه سالیتون و P_0 قله توان ورودی است که توسط رابطه $N^2=\gamma P_0L_D$ با L_D مرتبط می شوند.

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

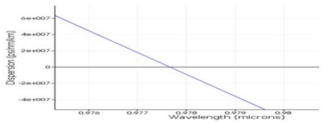
[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-05]

۳- نتایج شبیه سازی

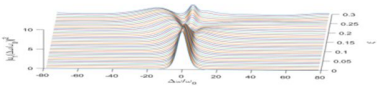
بااستفاده از نرم افزار لومریکال، سطح مقطع موثر و پاشندگی یک تار بلور فوتونی شش ضلعی مغزی تهی پر شده از گاز آرگون با تعداد ۶ حلقه از حفره های هوا به قطر ۱/۸ میکرون و اندازه ثابت شبکه ۲/۴ میکرون و قطر دایره مغزی پر شده از گاز آرگون برابر ۱۳/۶ میکرون با طول موج ۰/۹۸۰ میکرون با مش بندی ۲۰۰ محاسبه و به کمک نرم افزار متلب، معادله غیرخطی تعمیم یافته شرودینگر را شبیه سازی کردیم. نمودارهای مداصلی برای طول موج مرکزی، پاشندگی در نزدیکی های طول موج مربوط به صفر پاشندگی، انتشار پالس سالیتونی در طول تار در حوزه بسامد به ازاء مرتبه سالیتونی N=4 و N=7 را به ترتیب در شکلهای ۱ تا ۴ نشان داده ایم. پالس سالیتونی به علت اثرات پراکندگی رامان، خودتیزی و پاشندگی مرتبه ۳ و مرتبه های بالای سالیتونی، دچار شکست در حوزه زمان و بسامد می شود، این شکست برای مرتبه سالیتونی N=4 در طول ξ=0.23 و برای مرتبه N=7 در طول ξ=0.11 رخ می دهد. نمودارهای شکل پالس در حوزه بسامد در طولهای ξ=0.23 و ξ=0.11 را در شکلهای ۵ و ۶ آورده ایم. همانطور که در این شکلها ملاحظه می شود در این طولها، تبدیل بسامدی (طول موجی) نسبت به مرکز اتفاق افتاده اند.



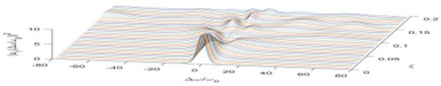
شکل ۱: نمودار مداصلی



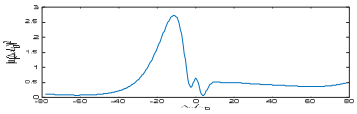
شکل ۲: نمودار پاشندگی برحسب طول موج



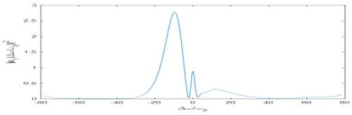
شکل ۳: انتشار سالیتون در طول تار و حوزه بسامد برای مرتبه سالیتونی N=4



شکل ۴: انتشار سالیتون در طول تار و حوزه بسامد برای مرتبه سالیتونی N=7



شکل ۵: شکل پالس در حوزه بسامد در طول ξ=0. 23 به ازاء N=4



شکل ۶: شکل پالس در حوزه بسامد در طول ξ=0.11 به ازاء N=7

مراجع

1. Dudley J. M., Genty G., and Coen S., “Supercontinuum generation in photonic crystal fiber,” Reviews of Modern Physics, 78, 1135-1180(2006).
2. Dudley J. and Taylor J. R., “Supercontinuum generation in optical fibers,” Cambridge University Press, London, 2010.
3. Corkum P., Rolland C., and Srinivasan-Rao T., “Supercontinuum generation in gases,” Physical review letters, 57, 2268-2276(1986).
4. Alfano R., Li Q., Jimbo T., Manassah J. and Ho P., “Induced spectral broadening of a weak picosecond pulse in glass produced by an intense picosecond pulse”, Optics letters, 11, 626-628(1986).
5. Begum F., Namihira Y., Kinjo T., and Kaijage S., “Supercontinuum generation in square photonic crystal fiber with nearly zero ultra-flattened chromatic dispersion and fabrication tolerance analysis,” Optics Communications, 284, 965-970(2011).
6. Al-kadry A., Baker C., El Amraoui M., Messaddeq Y., and Rochette M., “Broadband supercontinuum generation in As 2 Se 3 chalcogenide wires by avoiding the two-photon absorption effects,” Optics letters, 38, 1185-1187(2013).
7. Agrawal G. P., “Fiber-optic communication systems,” Wiley Press, 4th Edition, New York, 2010.
8. Ranka J. K., Windeler R. S., and Stentz A. J., “Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm,” Optics letters, 25, 25-27 (2000).
9. Birks T., Bahloul D., Man T., Wadsworth W. and Russell P. S. J., “Supercontinuum generation in tapered fibres”, CLEO conference, 1, 486-487(2002).
10. Mägi E., Steinvurzel P. ,and Eggleton B., “Tapered photonic crystal fibers,” Optics Express, 12, 776-784(2004).
11. Roberts P., Couny F., Sabert H., Mangan B., Williams D., Farr L., et al., “Ultimate low loss of hollow-core photonic crystal fibres,” Optics Express, 13, 236-244(2005).

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-02-05]