

Research Paper

The Effect of Plasma Sheath Turbulence on the Orbital Angular Momentum States of Bessel-Gaussian and Laguerre-Gaussian Beams¹

Davod Nobahar^{*2} and Sirous Khorram³

Received: 2023.12.28

Revised: 2024.03.11

Accepted: 2024.04.18

Abstract

In this work, detection probability of the orbital angular momentum (OAM) states of the Bessel-Gaussian (BG) and Laguerre-Gaussian (LG) beams passing through a plasma sheath turbulence (PST) are theoretically investigated. For this purpose, OAM-spectrum of the vortex beams (VB) is derived by using the modified von-Karman spectrum in the frame of Rytov theory, then some numerical analysis is performed to show the difference of considered VBs in the propagation through a PST. Obtained results indicate that incident beam parameters such as angular mode number, beam waist, and wavelength can easily affect the OAM-spectrum of both types of VBs. As well as, increasing the anisotropic parameters of the turbulent media can mitigate the turbulence-induced disturbance of the propagated VBs. Furthermore, it is found that diffraction-free BG beams show a better propagation performance than LG beams in the PST. This feature allows the BG beam to be a good candidate for free-space communication applications.

Keywords: *Plasma Sheath, Orbital Angular Momentum, Turbulence, Vortex Beams.*

¹<https://doi.org/10.22051/ijap.2024.46007.1382>

² PhD Graduated, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran. (Corresponding Author) Email: d.nobahar@tabrizu.ac.ir

³ Associate Professor, Research Institute for Applied Physics and Astronomy, University of Tabriz, Tabriz, Iran. Email: skhorram@tabrizu.ac.ir



تأثیر تلاطم غلاف پلاسمایی بر حالت‌های تکانه‌ی زاویه‌ای مداری باریکه‌های بسل - گوسین و لاگر - گوسین^۱

داود نوبهار^{۲*} و سیروس خرم^۳

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۱۰/۰۷

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۲/۱۲/۲۱

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۳/۰۱/۳۰

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

سال چهاردهم، پیاپی ۳۸، پاییز ۱۴۰۳

صص ۱۲۲ - ۱۳۴

چکیده:

در این پژوهش احتمال حضور حالت‌های تکانه‌ی زاویه‌ای مداری باریکه‌های بسل - گوسین و لاگر - گوسین انتشار یافته در تلاطم غلاف پلاسمایی به صورت نظری بررسی می‌شود. برای این منظور با استفاده از طیف وون کارمن تصحیح شده در چارچوب نظری رایتوف، طیف تکانه‌ی زاویه‌ای مداری باریکه‌های ورتکس استخراج می‌شود، و سپس تجزیه و تحلیل‌های عددی برای نشان دادن تفاوت ویژگی‌های انتشاری دو باریکه‌ی ورتکس در نظر گرفته شده در داخل تلاطم غلاف پلاسمایی انجام می‌پذیرد. نتایج بدست آمده نشان می‌دهند که پارامترهای باریکه‌ی فرودی همانند عدد مد زاویه‌ای، کمر باریکه، و طول موج به راحتی می‌توانند طیف تکانه‌ی زاویه‌ای مداری هر دو نوع باریکه‌ی ورتکس را تحت تأثیر قرار دهند. همچنین، افزایش پارامترهای ناهمسانگردی محیط متلاطم می‌تواند منجر به کاهش اختلال ناشی از تلاطم شود. افزون بر این، مشخص می‌شود که باریکه‌های غیرپراشی بسل - گوسین ویژگی‌های انتشاری بهتری نسبت به باریکه‌های لاگر - گوسین در تلاطم غلاف پلاسمایی نشان می‌دهند. ویژگی‌های بیان شده به باریکه‌های بسل - گوسین این امکان را فراهم می‌سازد تا به عنوان گزینه‌ای خوب برای کاربردهای ارتباطی در فضای آزاد باشند.

واژگان کلیدی: غلاف پلاسمایی، تکانه زاویه‌ای مداری، تلاطم، باریکه‌های ورتکس.

^۱ <https://doi.org/10.22051/ijap.2024.46007.1382>

^۲ دانش‌آموخته دکتری، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران. (نویسنده مسئول) Email: d.nobahar@tabrizu.ac.ir

^۳ دانشیار، پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره‌شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران. Email: skhorram@tabrizu.ac.ir



۱. مقدمه

امروزه مخابرات نوری در فضای آزاد به دلیل ایمنی ارتباط، مقرون به صرفه بودن، پهنای نواری بالا، انعطاف پذیری و سهولت ارتباط به یکی از کارآمدترین سامانه‌های ارتباطی ممکن تبدیل شده است [۱]. با این حال، عملکرد این سامانه‌های ارتباطی تحت تأثیر برخی شرایط ناسازگار چون تلاطم‌های جوی قرار گرفته و منجر به تخریب داده‌ها و در برخی موارد سبب قطعی ارتباطات می‌شود [۲]. این اختلالات ناشی از تلاطم در مواردی که سرعت وسیله‌ی در حال پرواز در حدود سرعت‌های هایپرسونیک می‌باشد قابل ملاحظه‌تر می‌شود.

در حقیقت، هنگامی که یک فضاپیما به داخل جو زمین وارد می‌شود و یا وسیله‌ی نقلیه‌ای با سرعت بیشتر از پنج ماخ در جو زمین حرکت می‌کند، یک موج شوک در جلوی وسیله ایجاد شده و سبب فشرده و گرم شدن هوای اطراف می‌شود. در ناحیه‌ی شوک، انرژی جنبشی وسیله به گرما تبدیل شده و منجر به افزایش دمای هوا می‌شود. این امر به نوبه‌ی خود سبب می‌شود تا مولکول‌های هوا از هم گسسته و حتی یونیزه شوند. بنابراین یک لایه‌ی پلاسمایی در اثر یونش ذرات خنثی توسط گرمایش موج شوک ایجاد می‌شود. این لایه‌ی پلاسمایی به غلاف پلاسمایی معروف است و می‌تواند اثرات مهمی بر عملکرد وسیله داشته باشد زیرا مانع عبور امواج ارتباطی شده و یا اینکه عبور آن‌ها را دچار اختلال می‌کند [۳]. باید بیان کرد که ارتباطات پیوسته و بی‌وقفه برای ایمنی پرواز، تجزیه و تحلیل مخاطرات و در حالت کلی موفقیت در مأموریت وسایل نقلیه‌ی سرشنین‌دار و بدون سرشنین بسیار مهم است. به همین منظور راه‌کارهای متفاوتی برای حل مسئله‌ی اختلالات ناشی از تلاطم غلاف پلاسمایی پیشنهاد شده است. یکی از این راه‌کارهایی که توسط پژوهشگران مختلف مورد مطالعه قرار گرفته است، استفاده از پرتوهای غیرپراشی ورتکس برای ارتباطات نوری است [۴-۶].

به صورت کلی، پرتوهایی که حامل تکانه‌ی زاویه‌ای مداری می‌باشند، با پژوهش‌هایی که آقای آلن و همکارانشان در سال ۱۹۹۲ انجام دادند [۷] پا به عرصه فناوری‌های جدیدی همچون تصویربرداری با وضوح بالا [۸]، ارتباطات بی‌سیم و انتقال داده‌های حجیم [۹]، اطلاعات کوانتومی [۱۰]، و سایر زمینه‌های در حال گسترش نهادند. این پرتوها دارای نمایه‌ای به صورت $e^{i\ell\theta}$ می‌باشند، که در آن ℓ عدد مد زاویه‌ای بوده و θ نمایان‌گر زاویه‌ی سمتی است. چنین ساختاری به بردار پوئین‌تینگ اجازه می‌دهد تا حول محور انتشار دوران کند. از این‌رو، تحت این شرایط موج دارای شکل فازی به صورت هلیکالی بوده و تکینگی فازی در مرکز آن ایجاد می‌شود [۱۴-۱۱]. در سال‌های کنونی استفاده از پرتوهای ورتکس برای ارتباطات نوری به صورت چشمگیری رو به افزایش بوده است.

استفاده از سامانه‌های ارتباطی مبتنی بر تکانه‌ی زاویه‌ای مداری نه تنها انتقال حجم وسیعی از داده‌ها را در مدت زمان بسیار اندک امکان‌پذیر می‌سازد، بلکه امنیت شبکه ارتباطی را از راه کدگذاری داده‌ها امکان‌پذیر می‌سازد [۱۶-۱۵]. با این حال انتشار این پرتوها در محیط جوی همراه با اختلالات ناشی از تلاطم خواهد بود و آشنایی با روش تعامل این امواج حامل تکانه‌ی زاویه‌ای مداری با محیط‌های متلاطم یکی از ضرورت‌ها در عرصه‌ی ارتباطات نوری در فضای آزاد برای بازیابی داده‌ها است.

از این‌رو در بخش‌های بعدی مقاله، مختصر باریکه‌های خود سامانده بسل گوسین معرفی خواهد شد و روش تعامل آن‌ها در حین انتشار در تلاطم غلاف پلاسمایی با باریکه‌های پیرامحوری لاگر گوسین مقایسه می‌شود. در آخر نتایج بدست آمده تجزیه و تحلیل خواهد شد و خلاصه‌ای از نتایج بیان خواهد شد.

۲. الگوی نظری و معادلات بنیادی

۱.۲ باریکه‌ی بسل - گوسین

توابع بسل از حل دقیق معادله‌ی هلمهولتز بدست می‌آیند و دارای ویژگی‌های منحصر به فرد در حفظ شکل و شدت خود در فاصله‌های طولانی می‌باشند. البته، یک پرتو بسل برای انتشار غیرپراشی خود به منبع بی‌نهایتی از انرژی نیاز دارد و یک حالت ایده‌آل محسوب می‌شود. برای اینکه این باریکه دارای حد مرزی بوده و از لحاظ فیزیکی توجیه‌پذیر باشد، در بیشتر موارد این باریکه را به صورت بسل - گوسین در نظر می‌گیرند [۱۸-۱۷]. میدان الکتریکی موج بسل - گوسین در مختصات استوانه‌ای به صورت زیر بیان می‌شود:

$$E_{BG}^{in}(r, \theta, 0) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} J_{\ell}(k_r r) \exp\left[-\frac{r^2}{W_0^2}\right] \exp[i\ell\theta] \quad (1)$$

که در آن، ℓ عدد مد زاویه‌ای، W_0 کمر باریکه، و k_r بردار موج شعاعی می‌باشد. در غیاب تلاطم، میدان الکتریکی موج بسل - گوسین در صفحه‌ی خروجی با استفاده از انتگرال هویگنس - فرنل به صورت زیر بدست می‌آید:

$$E_{BG}^{out}(r, \theta, z) = (-i)^{\ell+1} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{W_0}{W}\right)^2 \left(i + \frac{z}{z_R}\right) \exp\left[-\frac{r^2}{W^2} - \frac{k_r^2 z W_0^2}{4(z - iz_R)}\right] I_{\ell}\left(\frac{z_R k_r r}{z - iz_R}\right) \exp\left[ik\left(z + \frac{r^2}{2R_z}\right)\right] \exp[i\ell\theta] \quad (2)$$



که در آن، $k = 2\pi/\lambda$ عدد موج، $z_R = kW_0^2/2$ طول ریلی، $W = W_0[1 + (z/z_R)^2]^{1/2}$ شعاع باریکه، و $R_z = z[1 + (z/z_R)^2]$ شعاع انحناء می‌باشد. معادله‌ی (۲) را می‌توان به صورت زیر خلاصه کرد:

$$E_{BG}^{out}(r, \theta, z) = \Omega_{BG} \exp [i\ell\theta]. \quad (۳)$$

در رابطه بالا داریم:

$$\Omega_{BG} = (-i)^{\ell+1} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{W_0}{W}\right)^2 \left(i + \frac{z}{z_R}\right) \exp \left[-\frac{r^2}{W^2} - \frac{k_r^2 z W_0^2}{4(z - iz_R)}\right] I_\ell \left(\frac{z_R k_r r}{z - iz_R}\right) \times \exp \left[ik \left(z + \frac{r^2}{2R_z}\right)\right]$$

۲.۲ باریکه‌ی لاگر-گوسین

پرتوهای لاگر-گوسین از حل معادله‌ی موج در دستگاه مختصات استوانه‌ای با در نظر گرفتن تقریب پیرامحوری بدست می‌آید [۱۹]. میدان الکتریکی این امواج در صفحه‌ی ورودی به صورت زیر بیان می‌گردد:

$$E_{LG}^{in}(r, \theta, 0) = \frac{1}{w_0} \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+|l|)!}} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w_0}\right)^{|l|} \exp \left[\frac{-r^2}{w_0^2}\right] L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{w_0^2}\right) \exp [-i\ell\theta] \quad (۴)$$

که در آن، p نمایانگر عدد مد شعاعی بوده و $L_p^{|l|}$ توابع چند جمله‌ای لاگر می‌باشد. در فضای آزاد و در غیاب تلاطم، میدان الکتریکی باریکه‌ی لاگر-گوسین در صفحه‌ی خروجی به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$E_{LG}^{out}(r, \theta, z) = \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+|l|)!}} \frac{1}{W} \left(\frac{\sqrt{2}r}{W}\right)^{|l|} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{W^2}\right) \exp \left[-\frac{r^2}{W^2} + \frac{ikr^2 z}{2(z^2 + z_R^2)}\right] \times \exp \left[-i(2p + |l| + 1) \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_R}\right)\right] \exp [i\ell\theta] \quad (۵)$$

معادله‌ی (۵) را می‌توان به صورت زیر خلاصه کرد:

$$E_{LG}^{out}(r, \theta, z) = \Omega_{LG} \exp [i\ell\theta]. \quad (۶)$$

در معادله‌ی (۶) داریم:



$$\Omega_{LG} = \sqrt{\frac{2p!}{\pi(p+|l|)!} \frac{1}{W} \left(\frac{\sqrt{2}r}{W}\right)^{|l|} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{W^2}\right) \exp\left[-\frac{r^2}{W^2} + \frac{ikr^2z}{2(z^2+z_R^2)}\right]} \times \exp\left[-i(2p+|l|+1) \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_R}\right)\right].$$

۳.۲ طیف تکانه‌ی زاویه‌ای باریکه‌های ورتکس انتشار یافته در تلاطم غلاف پلاسمایی

برای بدست آوردن طیف تکانه‌ی زاویه‌ای باریکه‌های ورتکس در غلاف پلاسمایی متلاطم غیر همسانگرد، گرداب‌های تلاطمی را در صفحه‌ی $(\hat{x}\hat{y})$ که بر راستای انتشار موج عمود است در نظر گرفته شده است. با این فرض، طیف توانی افت‌وخیزهای ضریب شکست محیط متلاطم غلاف پلاسمایی به صورت زیر بیان می‌گردد [۲۰-۲۱]:

$$\Phi(\delta) = \alpha \frac{64\pi \langle n_1^2 \rangle L_0^2 (s-1)}{(1+100\delta L_0^2)^s} \exp\left[-\frac{\delta}{\delta_0}\right]. \quad (7)$$

که در آن، $\delta = \sqrt{\xi_x^2 \delta_x^2 + \xi_y^2 \delta_y^2 + \delta_z^2}$ بوده ξ_x و ξ_y پارامترهای ناهمسانگردی می‌باشند. همچنین $s = 4 - d$ است، در حالی که، d بعد فراکتال، $\langle n_1^2 \rangle$ واریانس افت‌وخیزهای ضریب شکست، $\delta_0 = (2\pi/l_0)^{s-0.7}$ است و l_0 و L_0 به ترتیب مقیاس داخلی و خارجی تلاطم می‌باشند. باید توجه کرد در صورتی که $\xi_x = \xi_y = 1$ باشد آنگاه محیط متلاطم غلاف پلاسمایی همسانگرد در نظر گرفته می‌شود.

برای اعمال اثر تلاطم بر موج ورودی به محیط، از تقریب رایتوف استفاده شده و میدان الکتریکی باریکه‌ی ورتکس در صفحه‌ی خروجی به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\Lambda_{tur}(r, \theta, z) = E_{\gamma}^{out}(r, \theta, z) \exp[\psi(r, \theta, z)] \quad (8)$$

که در آن، γ نشانگر باریکه‌های بسل - گوسین و لاگر - گوسین بوده و $\psi(r, \theta, z)$ فاز اختلالی ناشی از تلاطم می‌باشد. به منظور تخمین طیف تکانه‌ی زاویه‌ای مداری باریکه‌ی ورتکس در صفحه‌ی خروجی، $\Lambda_{tur}(r, \theta, z)$ ، به صورت زیر بسط داده می‌شود:

$$\Lambda_{tur}(r, \theta, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \eta_m(r, z) \exp[im\theta] \quad (9)$$



که در آن، m عدد صحیح بوده و $\eta_m(r, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{2\pi} \Lambda_{tur}(r, \theta, z) \exp[-im\theta] d\theta$ است. حال می توان چگالی احتمالی مدهای پیچشی در تلاطم غلاف پلاسمایی را به صورت زیر نوشت:

$$\langle |\eta_m(r, z)|^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \langle \Lambda_{tur}(r, \theta_1, z) \Lambda_{tur}^*(r, \theta_2, z) \rangle \exp[im(\theta_2 - \theta_1)] d\theta_1 d\theta_2 \quad (10)$$

با جایگذاری معادله (۸) در معادله (۱۰) داریم:

$$\langle |\eta_m(r, z)|^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} E_Y^{out}(r, \theta_1, z) E_Y^{out*}(r, \theta_2, z) \exp[-im(\theta_1 - \theta_2)] \langle \exp[\psi(r, \theta_1, z) + \psi^*(r, \theta_2, z)] \rangle d\theta_1 d\theta_2, \quad (11)$$

با استفاده از الگوی رایتوف برای تابع ساختار فازی داریم [۲۲]:

$$\langle \exp[\psi(r, \theta_1, z) + \psi^*(r, \theta_2, z)] \rangle = \exp[-2r^2\mu(z) + 2r^2\mu(z)\cos(\theta_1 - \theta_2)], \quad (12)$$

که در آن،

$$\mu(z) = \frac{\pi^2 k^2 z}{3} \int_0^\infty \delta^3 \Phi(\delta) d\delta. \quad (13)$$

در اینجا برای ساده سازی معادله بالا، از تغییر پارامترهایی به صورت $\delta_x = q_x / \xi_x = \frac{q \sin \varphi}{\xi_y}$ و $\delta_y = q_y / \xi_y = \frac{q \cos \varphi}{\xi_x}$ استفاده می شود. در این شرایط، معادله (۷) به صورت زیر نوشته می شود:

$$\Phi(q) = \alpha \frac{64\pi(n_1^2)L_0^2(s-1)}{(1+100\frac{z}{L_0})^s} \exp\left[-\frac{q}{\delta_0}\right] \quad (14)$$

با جایگذاری معادله (۱۴) در معادله (۱۳) خواهیم داشت:

$$\mu(z) = \frac{\pi^2 k^2 z}{3} \frac{\xi_x^2 + \xi_y^2}{2\xi_x^2 \xi_y^2} (\alpha 64\pi(n_1^2)L_0^2(s-1)) \int_0^\infty \frac{q^3}{(1+100\frac{z}{L_0})^s} \exp\left[-\frac{q}{\delta_0}\right] dq. \quad (15)$$

حال با جایگذاری معادله (۱۵) در معادلات (۱۲) و (۱۳) و با بهره بردن از رابطه انتگرالی زیر



$$\int_0^{2\pi} \exp[-iv\theta_1 + \rho \cos(\theta_1 - \theta_2)] d\theta_1 = 2\pi \exp(-iv\theta_2) I_\nu(\rho)$$

چگالی احتمالی حالت‌های مختلف به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\langle |\eta_m(r, z)|^2 \rangle = 2\pi \Omega_\gamma(r, \theta, z) \Omega_\gamma^*(r, \theta, z) \exp[-2r^2 \mu(z)] I_{m-\ell}(2r^2 \mu(z)). \quad (16)$$

در نهایت، طیف عبوری حالت‌های مختلف تکانه‌ی زاویه‌ای مداری باریکه‌های ورتکس انتشار یافته در غلاف پلاسمایی متلاطم به صورت زیر بدست می‌آید:

$$P_m = \frac{\int_0^{R_0} \langle |\eta_m(r, z)|^2 \rangle r dr}{\sum_{j=-\infty}^{+\infty} \int_0^{R_0} \langle |\eta_j(r, z)|^2 \rangle r dr}. \quad (17)$$

در رابطه‌ی بالا، R_0 بیانگر شعاع دریچه‌ی دریافت کننده‌ی باریکه‌ی عبوری می‌باشد.

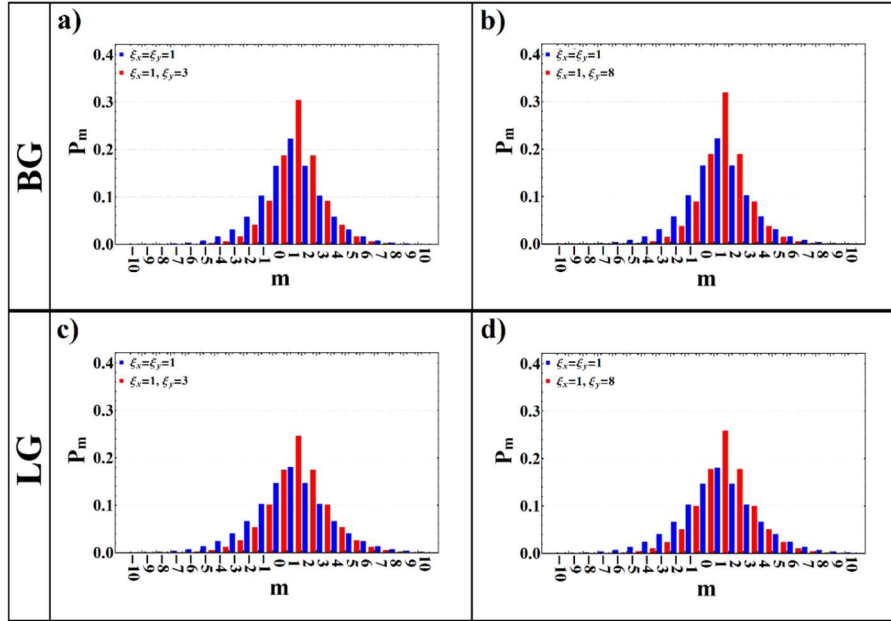
۳. تجزیه و تحلیل محاسبات عددی

در این بخش برای نشان دادن تغییرات حالت‌های تکانه‌ی زاویه‌ای مداری پرتوهای ورتکس انتشار یافته در تلاطم غلاف پلاسمایی به چند بررسی عددی با استفاده از پارامترهای مختلف پرداخته شده است. برای این منظور طول موج باریکه‌ی فرودی برابر $\lambda = 1550 \times 10^{-9} m$ ، کمر باریکه برابر $W_0 = 0.02 m$ ، عدد مد شعاعی برابر $p = 0$ ، واریانس افت و خیزهای ضریب شکست برابر $\langle n_1^2 \rangle = 0.73 \times 10^{-20}$ ، شعاع دریچه‌ی دریافت کننده برابر $R_0 = 0.03 m$ ، و مقیاس داخلی و خارجی تلاطم به ترتیب برابر $l_0 = 5.3 \times 10^{-6} m$ و $L_0 = 0.1 m$ در نظر گرفته شده است [۲۱].

شکل (۱) طیف تکانه‌ی زاویه‌ای مداری بدست آمده در فاصله‌ی $z = 0.3 m$ برای باریکه‌های بسل - گوسین و لاگر - گوسین انتشار یافته در غلاف پلاسمایی متلاطم به ازای $\ell = 1$ را نشان می‌دهد. در این شکل به روشنی مشاهده می‌شود، هنگامی که باریکه‌ی ورتکسی با مد تکانه‌ی زاویه‌ای خالص وارد محیط متلاطم غلاف پلاسمایی می‌شود، بعد از طی مسافتی اندک به دلیل افت و خیزهای ضریب شکست محیط به مدهای متفاوت دیگری پاشیده می‌شود. این پاشیدگی به مدهای هم‌جوار در محیط‌های متلاطم همسانگرد ($\xi_x = \xi_y = 1$) بیشتر از محیط‌های ناهمسانگرد ($\xi_x \neq \xi_y$) رخ می‌دهد. به صورتی که احتمال حضور مد مرکزی یا همان مد اولیه در محیط‌های متلاطم ناهمسانگرد بیشتر است و با افزایش ضریب ناهمسانگردی محیط، احتمال حضور



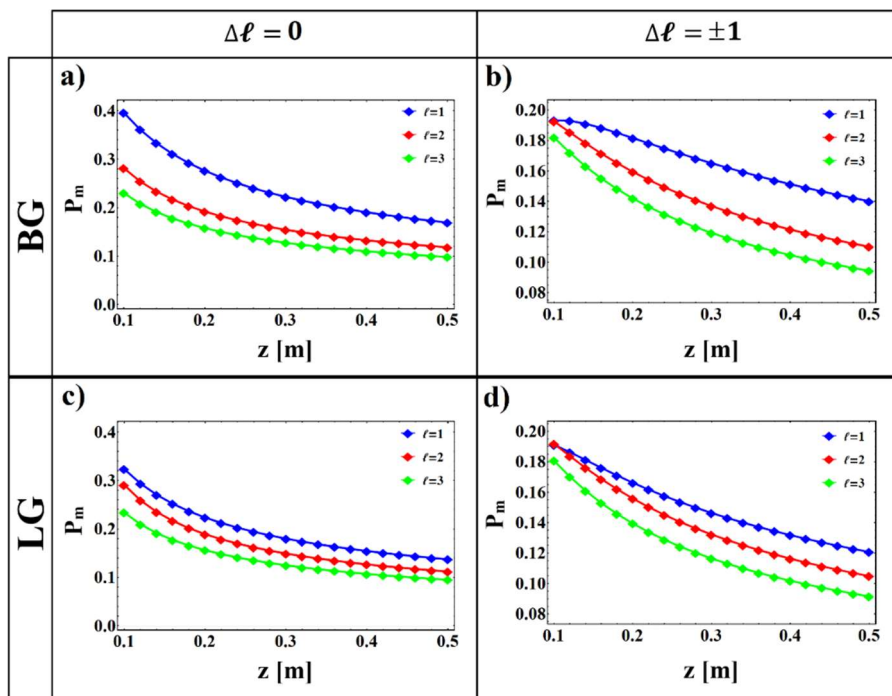
مد مرکزی برای هر دو باریکه افزایش می‌یابد. اگرچه، همانطور که در شکل (۱) مشاهده می‌شود، در شرایط مساوی احتمال حضور مد مرکزی برای باریکه‌های بسل - گوسین در هر دو حالت محیط همسانگرد و ناهمسانگرد از احتمال حضور مد مرکزی در باریکه‌های لاگر - گوسین بیشتر است. این گفته بدان معناست که باریکه‌های بسل - گوسین در تعامل با محیط‌های متلاطم عملکرد بهتری از خود نشان می‌دهند.



شکل ۱ طیف تکانه‌ی زاویه‌ای مداری باریکه‌های بسل - گوسین و لاگر - گوسین انتشار یافته در تلاطم غلاف پلاسمایی به ازای مد زاویه‌ای فرودی $\ell = 1$ و مقادیر مختلفی از پارامترهای ناهمسانگردی.

در شکل (۲) اثر اعداد مد زاویه‌ای فرودی متفاوت را بر احتمال حضور مد مرکزی تکانه‌ی زاویه‌ای مداری ($\Delta\ell = \ell - m = 0$) و همچنین اولین مد هم‌جوار آن ($\Delta\ell = \ell - m = 1$) در فواصل مختلف انتشار مشاهده می‌شود. شکل‌های (۲a) و (۲c) که برای حالت $\Delta\ell = 0$ می‌باشند نشان می‌دهند که با افزایش فاصله‌ی انتشار (Z) احتمال حضور مد مرکزی برای هر دو باریکه‌ی ورتکس کاهش می‌یابد. همچنین مشاهده می‌شود که افزایش عدد مد زاویه‌ای باریکه‌ی فرودی سبب کاهش احتمال حضور مد مرکزی در فواصل انتشاری مختلف می‌شود. به عبارت دیگر هر چه عدد مد زاویه‌ای اولیه‌ی باریکه بزرگتر باشد، باریکه با سطح مقطع بزرگتری با محیط متلاطم

برهمکنش می‌کند و این امر منجر به کاهش احتمال حضور مد مرکزی در صفحه‌ی خروجی می‌شود. در شکل‌های (۲b) و (۲d) که برای $\Delta\ell = 1$ رسم شده‌اند، روند مشابهی با حالت قبلی مشاهده می‌شود و با افزایش فاصله‌ی انتشار، احتمال حضور اولین مد هم‌جوار مد اصلی کاهش می‌یابد.



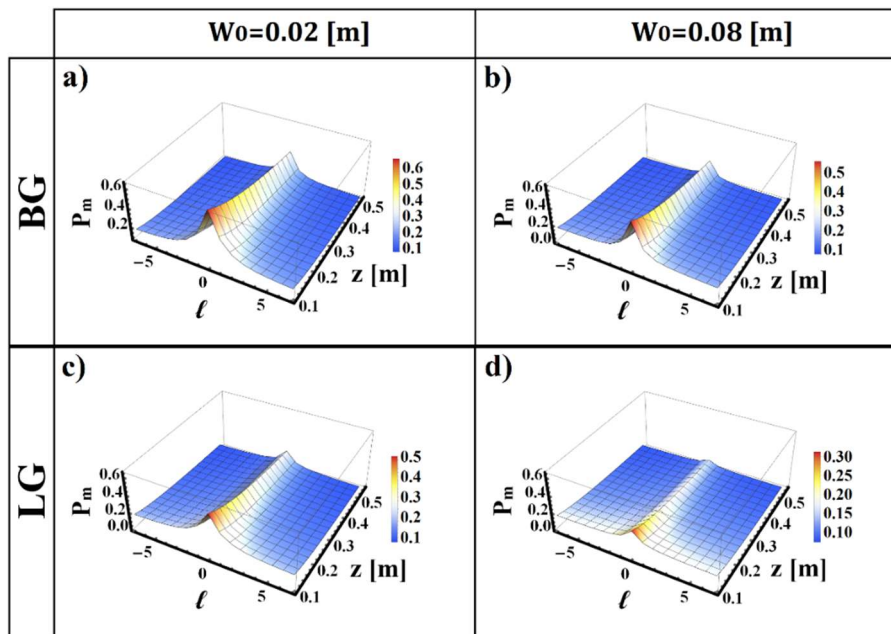
شکل ۲ احتمال حضور مدهای تکانه‌ی زاویه‌ای مداری باریکه‌های بسل-گوسین و لاگر-گوسین در فواصل انتشار مختلف در داخل غلاف پلاسمایی متلاطم همسانگرد به ازای عدد مد زاویه‌ای اولیه‌ی 3 و 2 و $\ell = 1$ و (a,c) و $\Delta\ell = \pm 1$ (b,d) و $\Delta\ell = 0$.

در شکل (۳) اثر تغییر اندازه‌ی کمر باریکه‌ی فرودی بر احتمال حضور مد مرکزی طیف تکانه‌ی زاویه‌ای مداری به ازای فواصل انتشار مختلف در داخل محیط متلاطم همسانگرد برای هر دو باریکه‌ی بسل-گوسین و لاگر-گوسین به صورت سه بعدی نشان داده شده است. در این شکل به روشنی می‌توان دید که برای هر دو مقدار کمر باریکه، احتمال حضور مدهای مرکزی مختلف باریکه‌ی بسل-گوسین بیشتر از باریکه‌ی لاگر-گوسین در فاصله‌های انتشاری متفاوت می‌باشد. همچنین برای هر دو باریکه‌ی ورتکس افزایش مقدار کمر باریکه سبب کاهش P_m برای مدهای

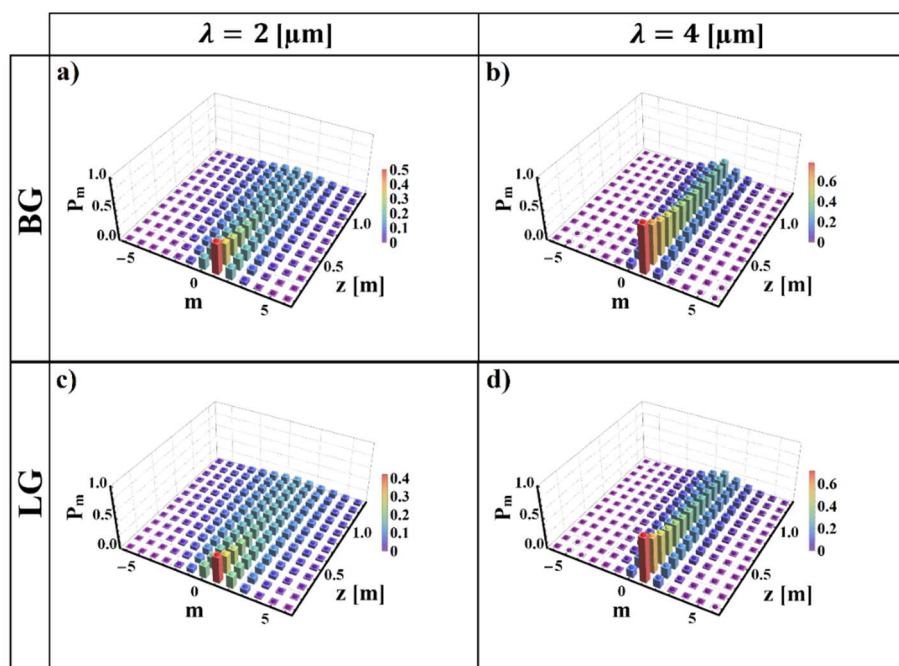


مرکزی مختلف می‌شود. از این گفته می‌توان نتیجه گرفت که هر چقدر باریکه‌ی ورتکس حول محور انتشار متمرکزتر باشد، احتمال ایجاد اختلال در ساختار تکانه‌ی زاویه‌ای آن در حین انتشار در محیط‌های متلاطم کمتر است.

در شکل (۴)، وابستگی طیف تکانه‌ی زاویه‌ای مداری باریکه‌های بسل - گوسین و لاگر - گوسین انتشار یافته در محیط غلاف پلاسمایی متلاطم همسانگرد به طول موج فرودی باریکه نشان داده شده است. با مقایسه‌ی شکل‌های (۴a) و (۴c) که برای $\lambda = 2 \mu m$ رسم شده‌اند، با شکل‌های شکل‌های (۴b) و (۴d) که برای $\lambda = 4 \mu m$ رسم گردیده‌اند می‌توان نتیجه گرفت که افزایش طول موج باریکه‌ی فرودی منجر به افزایش چشمگیر P_m مد مرکزی در تمام نقاط مسیر انتشاری می‌شود. از این رو، استفاده از باریکه‌هایی با طول موج‌های بلندتر در سامانه‌های ارتباطی می‌تواند با اختلالات کمتری همراه باشد.



شکل ۳ نمایش سه بعدی احتمال حضور مد تکانه‌ی زاویه‌ای مداری مرکزی ($\Delta l = 0$) باریکه‌های بسل - گوسین و لاگر - گوسین بر حسب تابعی از فاصله‌ی انتشار در محیط متلاطم همسانگرد غلاف پلاسمایی به ازای دو مقدار متفاوت برای کمر باریکه.



شکل ۴ طیف تکانه‌ی زاویه‌ای مداری باریکه‌های بسل - گوسین و لاگر - گوسین بر حسب تابعی از فاصله‌ی انتشار و به ازای $\ell = 1$, $\xi_x = \xi_y = 1$, $W_0 = 0.02 m$ و دو مقدار متفاوت برای طول موج فرودی.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله تأثیر تلاطم غلاف پلاسمایی را بر طیف تکانه‌ی زاویه‌ای مداری باریکه‌های بسل - گوسین و لاگر - گوسین به صورت نظری بررسی شده است. برای این منظور ابتدا با استفاده از طیف وون کارمن تصحیح شده در چارچوب الگوی نظری رایتوف، رابطه‌ی مربوط به طیف تکانه‌ی زاویه‌ای مداری مربوط به امواج ورتکس در محیط غلاف پلاسمایی استخراج شد و سپس با استفاده از تجزیه و تحلیل عددی نتایج بدست آمده از انتشار دو باریکه‌ی بسل - گوسین و لاگر - گوسین در محیط متلاطم یادشده با هم مقایسه گردید. نتایج بدست آمده از این مقایسه نشان می‌دهند که برای هر دو نوع باریکه‌ی در نظر گرفته شده، انتشار در محیط ناهمسانگرد غلاف پلاسمایی نسبت به محیط همسانگرد همراه با اختلال‌های کمتری بوده و مد تکانه‌ی زاویه‌ای مداری اصلی باریکه با احتمال کمتری به حالت‌های مجاور پاشیده می‌شود. همچنین افزایش عدد مد زاویه‌ای پرتو فرودی برای هر دو نوع باریکه سبب کاهش احتمال حضور مد مرکزی و اولین مد مجاور آن در فواصل انتشاری مختلف در داخل محیط متلاطم می‌شود.



با بررسی‌های بیشتر در مورد اثر تغییر پارامترهای باریکه‌های فرودی بر طیف تکانه‌ی زاویه‌ای مداری باریکه‌ها در صفحه‌ی خروجی مشاهده گردید که افزایش اندازه‌ی کمر باریکه‌ی فرودی سبب کاهش احتمال حضور مد مرکزی در فواصل انتشاری مختلف می‌شود. همچنین افزایش طول موج باریکه‌ی فرودی منجر به رشد احتمال حضور مد مرکزی تکانه‌ی زاویه‌ای مداری برای هر دو نوع باریکه ورتکس می‌شود. با این حال تمام نتایج نشان می‌دهند که باریکه‌ی بسل - گوسین به دلیل ویژگی خود ساماندهی که داراست، ویژگی‌های اختلالاتی و پاشندگی مد تکانه‌ی زاویه‌ای کمتری نسبت به باریکه‌ی لاگر - گوسین نشان می‌دهد. از این رو، گزینه‌ای بهتر برای سامانه‌های ارتباطی در فضای آزاد می‌باشد.

۵. تقدیر و تشکر

نویسندگان مقاله لازم می‌دانند تا مراتب امتنان و قدردانی خود را از دست‌اندرکاران دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز صمیمانه ابراز نمایند.

منابع

- [1] Kaushal H., Jain V.K. and Kar S., "Free space optical communication", New Delhi: Springer India Pvt. Ltd., 2017.
- [2] Zhu Z., Janasik M., Fyffe A., Hay D., Zhou Y., Kantor B., Winder T., Boyd R.W., Leuchs G. and Shi Z., "Compensation-free high-dimensional free-space optical communication using turbulence-resilient vector beams", *Nat. Commun.*, 12, 1666, 2021. <https://doi.org/10.1038/s41467-021-21793-1>.
- [3] Starkey R.P., "Hypersonic vehicle telemetry blackout analysis", *J. Spacecr Rockets*, 52, 426-438, 2015. <https://doi.org/10.2514/1.A32051>.
- [4] Yuan Y., Lei T., Li Z., Li Y., Gao S., Xie Z. and Yuan X., "Beam wander relieved orbital angular momentum communication in turbulent atmosphere using Bessel beams", *Sci. Rep.*, 7, 42276, 2017. <https://doi.org/10.1038/srep42276>.
- [5] Nobahar D., Khorram S. and Rodrigues J.D., "Orbital angular momentum state variation of vortex beams propagating in a plasma sheath turbulence", *Opt. Laser Technol.*, 159, 108911, 2023. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2022.108911>.
- [6] Chen M., Wang X., Qin C., Yuan Q. and Wang L., "The spiral phase spectrum of the composite power Gaussian vortex beam in plasma sheath turbulence", *Phys. Scr.*, 99, 01550, 2024. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/ad0e52>.
- [7] Allen L., Beijersbergen M.W., Spreeuw R.J.C. and Woerdman J.P., "Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes", *Phys. Rev. A*, 45, 8185-8189, 1992. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.45.8185>.
- [8] Tian N., Fu L. and Gu M., "Resolution and contrast enhancement of subtractive second harmonic generation microscopy with a circularly polarized vortex beam", *Sci. Rep.*, 5, 13580, 2015. <https://doi.org/10.1038/srep13580>.
- [9] Bozinovic N., Yue Y., Ren Y., Tur M., Kristensen P., Huang H., Willner A.E. and Ramachandran S., "Terabit-scale orbital angular momentum mode division



- multiplexing in fibers", *Science*, 340, 1545-1548, 2013. <https://doi.org/10.1126/science.1237861>.
- [10] Bahari B., Hsu L., Pan S.H., Preece D., Ndao A., Amili A.E., Fainman Y. and Kanté B., Photonic quantum Hall effect and multiplexed light sources of large orbital angular momenta, *Nat. Phys.*, 17, 700-703, 2021. <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01165-8>.
- [11] Nobahar D., Khorram S. and Rodrigues J.D., "Vortex beam manipulation through a tunable plasma-ferrite metamaterial", *Sci. Rep.*, 11, 16048, 2021. <https://doi.org/10.1038/s41598-021-95693-1>.
- [12] Nobahar D., Hajisharifi K. and Mehdian H., Twisted beam shaping by plasma photonic crystal, *J. Appl. Phys.*, 124, 213102, 2018. <https://doi.org/10.1063/1.5049547>.
- [13] Forbes A., Oliveira M.D. and Dennis M.R., "Structured light", *Nat. Photonics*, 15, 253-262, 2021. <https://doi.org/10.1038/s41566-021-00780-4>.
- [14] Babiker M., Andrews D.L. and Lembessis V.E., "The Angular Momentum of Light", Cambridge University Press, Cambridge, 2013.
- [15] Willner A.E., Pang K., Song H., Zou K. and Zhou H., "Orbital angular momentum of light for communications", *Appl. Phys. Rev.*, 8, 041312, 2021. <https://doi.org/10.1063/5.0054885>.
- [16] Wang J., "Advances in communications using optical vortices", *Photonics Res.*, 4, B14-B28, 2016. <https://doi.org/10.1364/PRJ.4.000B14>.
- [17] Khonina S.N., Kazanskiy N.L., Karpeev S.V. and Butt M.A., "Bessel beam: Significance and applications—A progressive review", *Micromachines*, 11, 997, 2020. <https://doi.org/10.3390/mi11110997>.
- [18] Nobahar D., Hajisharifi K. and Mehdian H., "Collisional absorption of the optical vortex beam in plasma", *Opt. Laser Technol.*, 117, 165-168, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2019.04.016>.
- [19] Nobahar D. and Akou H., "Distortion of a twisted beam passing through a plasma layer", *Appl. Opt.*, 59, 6497-6504, 2020. <https://doi.org/10.1364/AO.394698>.
- [20] Li J., Li J., Guo L., Cheng M. and Xi L., "Polarization characteristics of radially polarized partially coherent vortex beam in anisotropic plasma turbulence", *Waves Random Complex Media*, 31, 1931-1944, 2021. <https://doi.org/10.1080/17455030.2020.1713421>.
- [21] Li J., Yang S., Guo L. and Cheng M., "Anisotropic power spectrum of refractive-index fluctuation in hypersonic turbulence", *Appl. Opt.*, 55, 9137-9144, 2016. <https://doi.org/10.1364/AO.55.009137>.
- [22] Yura H.T., "Mutual coherence function of a finite cross section optical beam propagating in a turbulent medium", *Appl. Opt.*, 11, 1399-1406, 1972. <https://doi.org/10.1364/AO.11.001399>.



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

