

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2025-43-04>

УДК 537.876.23:537.877

А. В. ДЕГТЯРЬОВ, к. ф.-м. наук, доц.

e-mail: a.v.degtyarev@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0003-0844-4282>

М. М. ДУБІНІН, Ph.D., с.н.с.

e-mail: mykola.dubinin@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-7723-9592>

В. О. МАСЛОВ, д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: v.a.maslov@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-7743-7006>

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, 61022, м. Харків, майдан Свободи, 4

ПРОСТОРОВА ЕВОЛЮЦІЯ РАДІАЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАНИХ ТГц ВИХРОВИХ ПУЧКІВ

Актуальність. У роботі розглядається задача непараксильної дифракції вихрових лазерних пучків терагерцового діапазону, збуджених радіально поляризованими TM_{0m} ($m = 1, 2, 3$) модами діелектричного хвилевідного резонатора. Вихрові пучки ТГц-лазерів мають значний потенціал для застосування в зображенні, спектроскопії, неруйнівній діагностиці, зондуванні матеріалів, та у високочастотних системах зв'язку. Дослідження особливостей формування просторової структури таких пучків після взаємодії зі спіральною фазовою пластинною є важливим для підвищення керованості ТГц-випромінювання.

Мета роботи — встановлення фізичних закономірностей непараксильної дифракції радіально поляризованих пучків терагерцового лазера, сформованих TM_{0m} ($m = 1, 2, 3$) модами, після їх взаємодії зі спіральною фазовою пластинною з різними топологічними зарядами n .

Матеріали та методи. Для моделювання поширення пучків використано векторну теорію Релея–Зоммерфельда у непараксильному наближенні. У початковій площині задавалися TM_{0m} моди порожнистого круглого діелектричного хвилеводу, а спіральна фазова пластинна з довільним топологічним зарядом забезпечувала формування вихрової структури поля. Досліджувалися розподіли інтенсивності, фазові профілі та внесок окремих компонент електричного поля в сумарну потужність пучка.

Результати. Встановлено, що поперечна структура вихрових пучків, збуджених TM_{0m} модами, визначається топологічним зарядом спіральної фазової пластинни: при $n = 0$ та $n = 2$ формується кільцева інтенсивність, тоді як при $n = 1$ максимум поля розташовується на осі. Використання спіральної фазової пластинни призводить до появи азимутальної компоненти поля, внесок якої у повну потужність є незначним. Максимальні значення інтенсивності відповідають топологічному заряду $n = 1$, тоді як при $n = 2$ ці значення зменшуються. Фазові розподіли мають однопелюсткову структуру для $n = 1$ та двопелюсткову для $n = 2$.

Висновки. Теоретично встановлено фізичні закономірності просторово-енергетичних характеристик вихрових лазерних пучків терагерцового діапазону, збуджених радіально поляризованими модами TM_{0m} діелектричного хвилевідного резонатора при їх поширенні у вільному просторі. Визначено особливості внеску окремих компонент електричного поля у сумарну потужність випромінювання та встановлено характерні закономірності зміни інтенсивності та фазових структур для різних порядків мод та зарядів n .

КЛЮЧОВІ СЛОВА: вихрові пучки, терагерцовий лазер, діелектричний резонатор, моди, спіральна фазова пластинна, радіальна поляризація, поширення у вільному просторі.

Як цитувати: Дегтярьов АВ, Дубінін ММ, Маслов ВО. Просторова еволюція радіально поляризованих ТГц вихрових пучків. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2025;43:45-54. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2025-43-04>

In cites: Degtyarev AV, Dubinin MM, Maslov VA. Spatial–phase dynamics of radially polarized terahertz vortex beams. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University. Series Radiophysics and Electronics. 2025;43:7-19 (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2025-43-04>

ВСТУП

Терагерцовий (ТГц) частотний діапазон займає проміжну область електромагнітного спектра між інфрачервоним та мікрохвильовим діапазонами. Однією з ключових властивостей ТГц-випромінювання є його неіонізуючий характер, що відрізняє його від рентгенівського випромінювання [1]. Спектри складних органічних сполук, зокрема білкових молекул, ДНК та різних вибухових речовин, лежать саме в терагерцовому діапазоні [2]. У цій частині спектра діелектричні матеріали, такі як тканини, дерево, папір і пластики, демонструють високу прозорість. Терагерцове лазерне випромінювання є перспективною

© Дегтярьов А. В., Дубінін М. М., Маслов В. О., 2025

Open access. This article is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 <https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>

основою для створення більш ефективних систем сканування, що застосовуються у процедурах безпекового контролю. Використання такого випромінювання забезпечує виявлення неметалічних об'єктів, прихованих під одягом, включно зі зброєю, наркотичними речовинами та вибухівкою, без завдання шкоди людському організму [3].

Застосування ТГц-лазерів стало широко поширеним у промисловості, особливо для неруйнівного контролю та оцінювання якості матеріалів [4]. Такі технології дозволяють ефективно виявляти дефекти, тріщини й пошкодження у композиційних матеріалах, пластикових виробках і кераміці, а також шкідливі домішки у харчовій продукції [5]. У терагерцовому діапазоні спостерігаються резонанси, пов'язані з оберतालними та коливальними переходами багатьох молекул, що забезпечує цінну спектроскопічну інформацію. Такий підхід дає змогу ідентифікувати молекули за їхніми унікальними спектральними характеристиками, які виступають своєрідними молекулярними «відбитками» [6]. Одним із перспективних напрямів застосування є розвиток бездротових технологій шостого покоління (6G), для яких прогнозується використання частотних діапазонів терагерцової області [7].

Серед терагерцових лазерних пучків особливий інтерес становлять вихрові пучки завдяки унікальним властивостям, що зумовлюють їхню важливу роль у низці практичних застосувань. Найхарактернішою ознакою таких пучків є спіральна конфігурація фронту хвилі, що забезпечує реалізацію орбітального кутового моменту з численними станами та додатковими ступенями свободи. У цьому випадку поверхня сталої фази набуває форми складної тривимірної структури — гвинтової поверхні (гелікоїда) [8]. Водночас уздовж осі пучка (у центрі) формується фазова сингулярність, що зумовлює нульову інтенсивність у центральній точці. Проте енергія не зникає — вона перерозподіляється навколо цієї області, формуючи характерну кільцеподібну структуру пучка [9].

Існують два основні підходи до генерації терагерцових вихрових пучків. Перший передбачає застосування спеціалізованих зовнішніх пристроїв для модуляції фронту хвилі, тоді як другий забезпечує пряме збудження вихрових пучків у лазерному резонаторі. У першому випадку модуляція фронту хвилі здійснюється за допомогою різних оптичних елементів, включно з ахроматичними поляризаційними компонентами, спіральними фазовими пластинами та комп'ютерно-генерованими голограмами [10]. Вихрові пучки можуть генеруватися також безпосередньо в резонаторі за рахунок оптичної ректифікації або генерації різницевої частоти [11].

Оптично накачувані терагерцові молекулярні лазери є одними з перших і найбільш ефективних джерел ТГц-випромінювання [12]. Вони використовують частотно настроюваний CO₂-лазер для селективного збудження певного обертально-коливального переходу в молекулярному газі, забезпечуючи інверсію населеності всередині оптичного резонатора. Хвилевідні резонатори широко застосовуються в таких лазерах, оскільки дають можливість отримувати високі потужності безперервного випромінювання в компактних системах. Серед мод таких резонаторів моди типу TM_{0m} з радіальною поляризацією формують область сильного поздовжнього електричного поля у фокусі. Поздовжні моди, здатні переносити орбітальний кутовий момент, становлять значний інтерес для підвищення пропускну здатності та спектральної ефективності терагерцових бездротових ліній зв'язку [13]. Лазерні пучки цього типу можуть ефективно генеруватися за допомогою спіральної фазової пластини [14].

Метою цієї роботи є отримання аналітичних виразів для опису непараксильної дифракції радіально поляризованих TM_{0m} мод, сформованих у діелектричному хвилевідному резонаторі терагерцового лазера при їхній взаємодії зі спіральною фазовою пластиною. Необхідно проаналізувати просторову структуру та еволюцію інтенсивності й фази поля отриманих вихрових пучків у вільному просторі.

ТЕОРЕТИЧНІ СПІВВІДНОШЕННЯ

Для дослідження поширення випромінювання у вільному просторі використовують векторні інтегралі Релея–Зоммерфельда [15] або метод розкладу на плоскі хвилі [16]. У даній роботі застосовується непараксильне наближення інтегралів Релея–Зоммерфельда. Непараксильне наближення забезпечує вищу точність порівняно з традиційним параксильним наближенням. У циліндричних координатах векторна форма інтегральної теореми Релея–Зоммерфельда першого роду має вигляд:

$$E_r(\rho_1, \beta, z_1) = -\frac{i z_1}{\lambda r_1^2} \exp(ikr_1) \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} [E_r^0(\rho_0, \varphi) \cos(\varphi - \beta) - E_\varphi^0(\rho_0, \varphi) \sin(\varphi - \beta)] \times \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r_1}\right) \times \quad (1.1)$$

$$\times \exp\left[-ik \frac{\rho_1 \rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r_1}\right] \rho_0 d\rho_0 d\varphi,$$

$$E_{\varphi}(\rho_1, \beta, z_1) = -\frac{i z_1}{\lambda r_1^2} \exp(ikr_1) \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} [E_r^0(\rho_0, \varphi) \sin(\varphi - \beta) + E_{\varphi}^0(\rho_0, \varphi) \cos(\varphi - \beta)] \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r_1}\right) \times \quad (1.2)$$

$$\times \exp\left[-ik \frac{\rho_1 \rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r_1}\right] \rho_0 d\rho_0 d\varphi,$$

$$E_z(\rho_1, \beta, z_1) = \frac{-i}{\lambda r_1^2} \exp(ikr_1) \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \left\{ E_r^0(\rho_0, \varphi) [\rho_0 - \rho_1 \times \cos(\varphi - \beta)] + E_{\varphi}^0(\rho_0, \varphi) \rho_1 \sin(\varphi - \beta) \right\} \times \quad (1.3)$$

$$\times \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r_1}\right) \exp\left[-ik \frac{\rho_1 \rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r_1}\right] \rho_0 d\rho_0 d\varphi,$$

де $k = 2\pi / \lambda$ – хвильове число, λ – довжина хвилі, (ρ_0, φ) – полярні координати у площині, де задано вхідне поле, (ρ_1, β, z_1) – циліндричні координати в площині спостереження, $E_r^0(\rho_0, \varphi)$ і $E_{\varphi}^0(\rho_0, \varphi)$ – комплексні амплітуди, r та φ – компоненти вхідного електричного поля відповідно, $r_1 = \sqrt{\rho_1^2 + z_1^2}$.

У межах теоретичної моделі вважаємо, що модова структура досліджуваного діелектричного резонатора збігається з модовою структурою порожнистого круглого діелектричного хвильоводу. Задамо в початковій площині радіально поляризоване поле у вигляді TM_{0m} мод. У початковій площині ($z_1 = 0$) циліндричні компоненти електромагнітного поля цих мод можуть бути описані у такому вигляді [17]:

$$TM_{0m} \text{ моди: } \begin{cases} E_r^0(\rho_0, \varphi) = B_{01} J_1\left(U_{0m} \frac{\rho_0}{a}\right), \\ E_{\varphi}^0(\rho_0, \varphi) = 0, \end{cases} \quad (2)$$

де a – радіус хвильоводу, J_1 – функція Бесселя 1-го роду першого порядку, U_{0m} – корені рівняння $J_1(x) = 0$,

$$B_{0m} = \frac{1}{a\sqrt{\pi} J_0(U_{0m})} \text{ – нормувальні коефіцієнти для } TM_{0m} \text{ мод.}$$

Розглянемо взаємодію цих мод зі спіральною фазовою пластиною, що характеризується довільним топологічним зарядом n [18]. Спіральна фазова пластинка (СФП) розміщується на виході хвильоводу, який має апертуру того ж діаметра (Рис. 1). Комплексна передавальна функція такої пластинки з радіусом a , подана в полярних координатах, має вигляд [19]:

$$T_n(\rho_0, \varphi) = \text{circ}\left(\frac{\rho_0}{a}\right) \exp(in\varphi) = \begin{cases} \exp(in\varphi), & \rho_0 \leq a \\ 0, & \rho_0 > a \end{cases}, \quad (3)$$

де $\text{circ}(\cdot)$ — циркулярна функція.

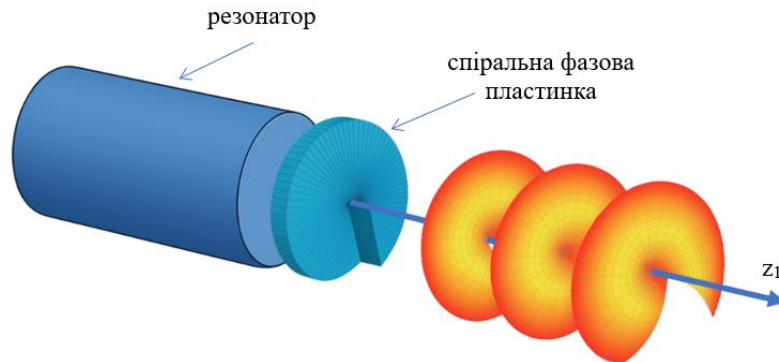


Рис. 1. Схема моделі поширення вихрового лазерного пучка.
Fig. 1. Modeling scheme of vortex laser beam propagation.

Інтегрування за кутом φ у (1) може бути ефективно виконане з використанням співвідношень для цілого $\mu > 0$:

$$\int_0^{2\pi} \cos(\mu\varphi + \varphi_0) \exp[-ix \cos(\varphi - \theta)] d\varphi = 2\pi (-i)^\mu J_\mu(x) \cos(\mu\theta + \varphi_0),$$

$$\int_0^{2\pi} \sin(\mu\varphi + \varphi_0) \exp[-ix \cos(\varphi - \theta)] d\varphi = 2\pi (-i)^\mu J_\mu(x) \sin(\mu\theta + \varphi_0).$$

Виходячи з попередніх виразів, отримуємо співвідношення:

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\varphi - \beta)} e^{in\varphi} d\varphi = 2\pi e^{in\beta} (-i)^n J_n(x). \quad (4)$$

Застосовуючи формули Ейлера та враховуючи (4), отримуємо такі вирази:

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\varphi - \beta)} e^{in\varphi} \sin \varphi d\varphi = -\pi e^{in\beta} (-i)^n [e^{i\beta} J_{n+1}(x) + e^{-i\beta} J_{n-1}(x)], \quad (5.1)$$

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\varphi - \beta)} e^{in\varphi} \cos \varphi d\varphi = \pi e^{in\beta} (-i)^{n+1} [e^{i\beta} J_{n+1}(x) - e^{-i\beta} J_{n-1}(x)]. \quad (5.2)$$

Використовуючи (5.1) і (5.2), одержимо вирази для компонент поля, що описують непараксіальну дифракцію моди TM_{0m} на спіральній фазовій пластині. Вони мають форму:

$$E_r(\rho_1, \beta, z_1) = \frac{(-i)^{n+2} k z_1}{2r_1^2} e^{i(n\beta + kr_1)} B_{0m} [I_{1n+1}(\rho_1, z_1) - I_{1n-1}(\rho_1, z_1)], \quad (6.1)$$

$$E_\varphi(\rho_1, \beta, z_1) = \frac{(-i)^{n+3} k z_1}{2r_1^2} e^{i(n\beta + kr_1)} B_{0m} [I_{1n+1}(\rho_1, z_1) + I_{1n-1}(\rho_1, z_1)], \quad (6.2)$$

$$E_z(\rho_1, \beta, z_1) = \frac{(-i)^{n+1} k}{2r_1^2} e^{i(n\beta + kr_1)} B_{0m} \{2I_{2n}(\rho_1, z_1) + i\rho_1 [I_{1n+1}(\rho_1, z_1) - I_{1n-1}(\rho_1, z_1)]\}, \quad (6.3)$$

де використовуються такі позначення:

$$I_{1n}(\rho_1, z_1) = \int_0^a J_1\left(U_{0m} \frac{\rho_0}{a}\right) J_n\left(\frac{k\rho_1\rho_0}{r_1}\right) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r_1}\right) \rho_0 d\rho_0,$$

$$I_{2n}(\rho_1, z_1) = \int_0^a J_1\left(U_{0m} \frac{\rho_0}{a}\right) J_n\left(\frac{k\rho_1\rho_0}{r_1}\right) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r_1}\right) \rho_0^2 d\rho_0.$$

РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ ТА ЇХ АНАЛІЗ

Теоретичні розрахунки розподілів інтенсивності та фазових характеристик поля вихрового лазерного пучка виконувалися з використанням формул (6). Розглядалися пучки, збуджені радіально поляризованими TM_{0m} ($m = 1, 2, 3$) модами діелектричного хвилевідного резонатора терагерцового лазера під час їх поширення у вільному просторі. Для формування досліджуваних вихрових пучків на виході хвилевідного резонатора встановлювалася спіральна фазова пластинка. Діаметри хвилеводу та СФП були однаковими та становили 35 мм. У розрахунках використовувалася довжина хвилі випромінювання

$\lambda = 0.4326$ мм, що відповідає лінії генерації НСООН-лазера з оптичною накачкою [20]. Топологічний заряд спіральної фазової пластини n змінювався в діапазоні від 0 до 2.

На Рис. 2 наведено поздовжні та поперечні розподіли сумарної інтенсивності поля лазерних пучків, збуджених TM_{01} , TM_{02} , TM_{03} модами у вільному просторі. Розрахунки поздовжніх розподілів інтенсивності проводилися у зоні дифракції Френеля на відстанях $z_1 = 100 \div 700$ мм, а поперечні розподіли розглядалися в областях максимальних значень інтенсивності. З рисунків видно, що розподіл поля пучків, збуджених цими модами, визначається як порядком моди, так і топологічним зарядом. Для топологічних зарядів $n = 0$ (за відсутності СФП) та $n = 2$ поперечні профілі мають виражену кільцеву структуру, тоді як для заряду $n = 1$ інтенсивність концентрується на осі.

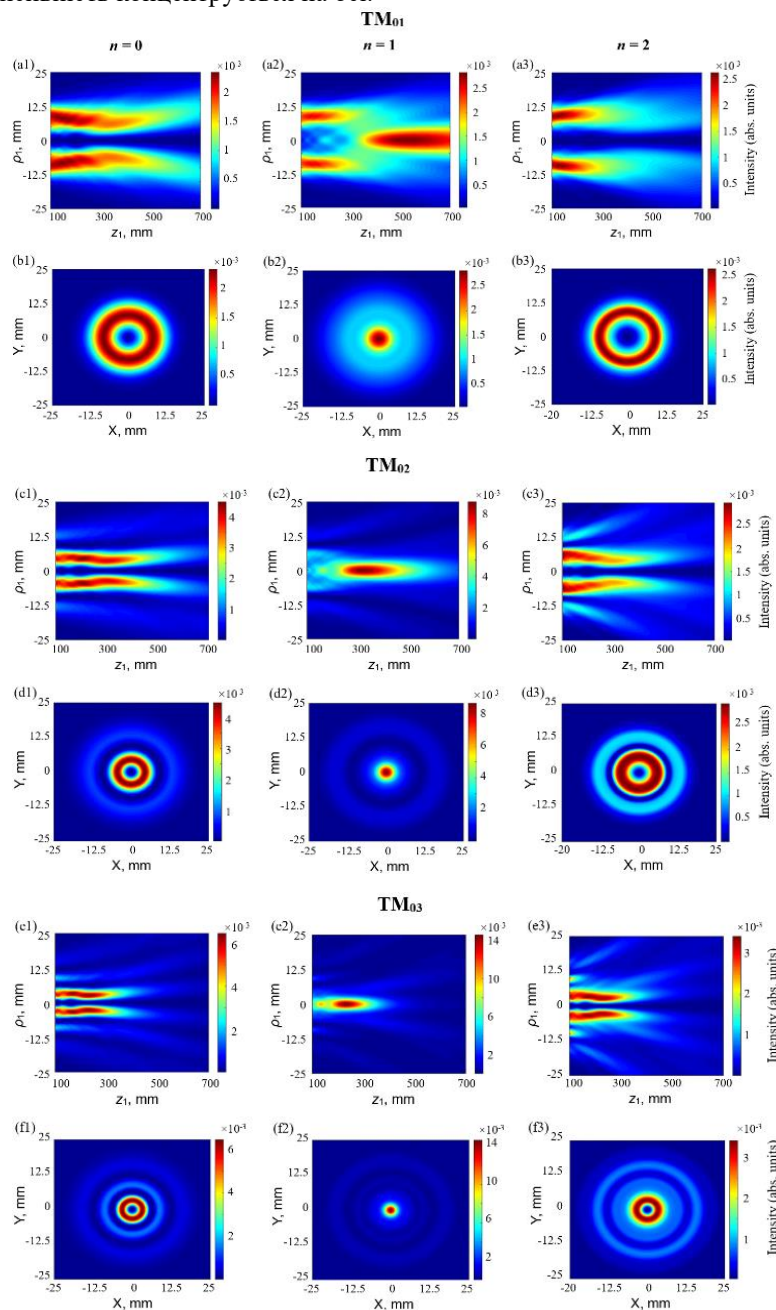


Рис. 2. Поздовжні (a1–a3, c1–c3, e1–e3) та поперечні (b1–b3, d1–d3, f1–f3) розподіли інтенсивності вихрових лазерних пучків, збуджених TM_{0m} ($m = 1, 2, 3$) модами у вільному просторі.

Fig. 2. Longitudinal (a1–a3, c1–c3, e1–e3) and transverse (b1–b3, d1–d3, f1–f3) intensity distributions of vortex laser beams, excited by TM_{0m} ($m = 1, 2, 3$) modes in free space.

Для отримання кількісного опису поперечної структури пучків у площинах максимальних значень інтенсивності було обчислено ефективний діаметр за формулою:

$$d_s = 2 \sqrt{\frac{2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \rho_1^2 I(\rho_1, \beta, z_1) \rho_1 d\rho_1 d\beta}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} I(\rho_1, \beta, z_1) \rho_1 d\rho_1 d\beta}}$$

Результати розрахунків діаметра та координати z площини, у якій інтенсивність досягає максимуму I_{max} , наведено в Табл. 1. Для кожної моди найбільші значення максимальної інтенсивності відповідають одиничному топологічному заряду, тоді як для заряду $n = 2$ інтенсивність істотно нижча. Площини максимуму інтенсивності для всіх досліджених пучків при $n = 1$ розташовані далі від джерела: для моди TM_{01} — приблизно на 527 мм, для TM_{02} — на 321 мм, а для TM_{03} — на 230.5 мм. Із підвищенням порядку моди ця відстань значно зменшується. Найменший діаметр пучка у площині максимуму інтенсивності для TM_{01} та TM_{03} спостерігається за відсутності топологічного заряду (29.54 мм і 34.38 мм відповідно), а для TM_{02} — при заряді $n = 2$ (30.46 мм). Найбільші значення характерні для топологічного заряду $n = 1$, коли діаметр перевищує 38 мм.

Таблиця 1 Просторово-енергетичні характеристики лазерних пучків, збуджених модами TM_{0n} за різних топологічних зарядів

Моди	n	z_1 , мм	$I_{max} \times 10^{-3}$, відн. одиниць	Діаметр пучка d , мм
TM_{01}	0	175.5	2.35	29.54
	1	527	2.84	38.74
	2	131	2.65	29.87
TM_{02}	0	207.5	4.49	32.89
	1	321	8.68	39.75
	2	100	2.99	30.46
TM_{03}	0	167.5	6.46	34.38
	1	230.5	14.64	40.11
	2	171.5	3.43	37.82

Для дослідження просторового розподілу компонент поля були обчислені залежності їх відносного внеску $\eta(z_1)$ у потужність лазерного пучка у зоні дифракції Френеля для топологічних зарядів $n = 1, 2$ за формулою:

$$\eta(z_1) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} |E_{r,\phi,z}(\rho_1, \beta, z_1)|^2 \rho_1 d\rho_1 d\beta}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \left[|E_r(\rho_1, \beta, z_1)|^2 + |E_\phi(\rho_1, \beta, z_1)|^2 + |E_z(\rho_1, \beta, z_1)|^2 \right] \rho_1 d\rho_1 d\beta}$$

За відсутності спіральної фазової пластини сумарна інтенсивність поля формується радіальною (E_r) та поздовжньою (E_z) компонентами (Рис. 3). При цьому внесок компоненти E_z для всіх досліджених зарядів у повну потужність пучка виявився малим. Тому графік $\eta(z_1)$, а також розподіли інтенсивності та фази для цієї компоненти надалі не наведено.

З рисунку 3 видно, що для моди TM_{01} внесок радіальної компоненти зменшується зі збільшенням відстані від джерела, тоді як внесок азимутальної компоненти зростає. Для топологічного заряду $n = 2$ ця тенденція призводить до того, що починаючи з відстаней приблизно 550 мм внесок компоненти E_ϕ стає домінуючим. Для моди TM_{02} при $n = 1$ внесок E_r зменшується до ~ 400 мм, тоді як частка E_ϕ зростає. Далі внесок E_r знову збільшується, тоді як E_ϕ — поступово зменшується. При заряді $n = 2$ спостерігається виражена проміжна область, у якій на відстанях 400–600 мм внески радіальної та азимутальної компонент практично однакові. Для моди TM_{03} при $n = 1, 2$ радіальна компонента залишається домінуючою на всьому інтервалі відстаней, демонструючи лише незначні коливання. Внесок компоненти E_ϕ має помірний максимум приблизно на 300 мм, після чого зменшується.

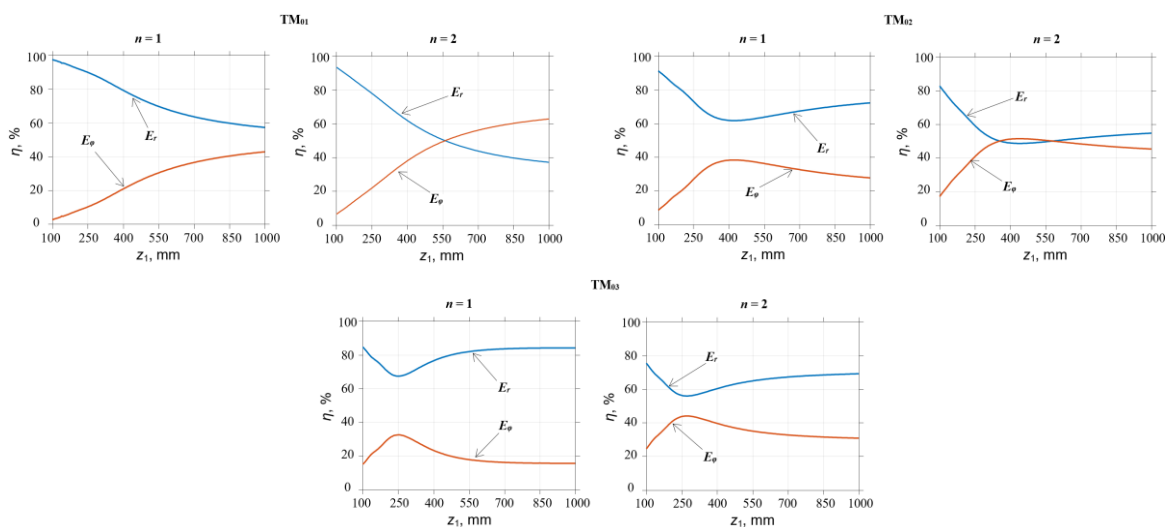


Рис. 3. Залежності відносного внеску η компонент поля вихрових лазерних пучків, збуджених TM_{01} , TM_{02} та TM_{03} модами, у повну потужність.
 Fig. 3. Dependences of the relative contribution η of the field components of vortex laser beams, excited by TM_{01} , TM_{02} , and TM_{03} modes, to the total power.

На Рис. 4 наведено поперечні розподіли інтенсивності (a1, a2, c1, c2) та фази (b1, b2, d1, d2) окремих компонент поля для пучків, збуджених TM_{01} модою, у площинах максимальних значень інтенсивності. Для топологічного заряду $n = 1$ обидві поперечні компоненти мають максимум на осі: профіль E_r має значний поперечний діаметр, тоді як профіль E_ϕ концентрується в центральній області. Фазові розподіли демонструють гвинтову однопелюсткову структуру. Зміна заряду з 1 на 2 супроводжується як трансформацією поперечного профілю з осьового максимуму до кільцевої структури для обох компонент, так і кратним збільшенням кількості пелюсток фазової структури відповідно до топологічного заряду.

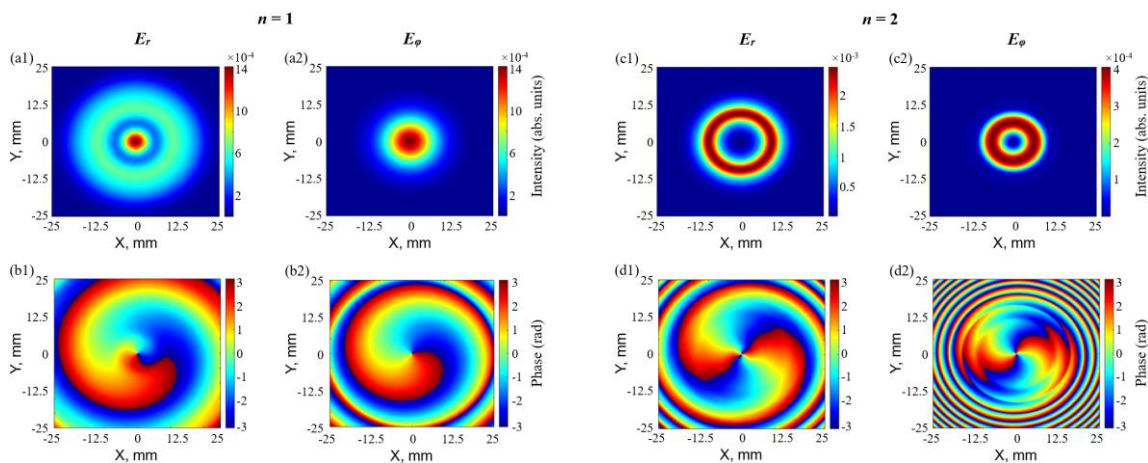


Рис. 4. Поперечні розподіли інтенсивності (a1–a2, c1–c2) та фази (b1–b2, d1–d2) компонент поля для пучків, збуджених TM_{01} модою.

Fig. 4. Transverse intensity (a1, a2, c1, c2) and phase (b1, b2, d1, d2) distributions of the field components for laser beams excited by the TM_{01} mode.

Для лазерних пучків, збуджених TM_{02} модою при заряді $n = 1$ інтенсивність радіальної компоненти має максимум на осі та слабо виражене кільце, тоді як інтенсивність азимутальної компоненти зосереджена в осевій області (Рис. 5). При заряді $n = 2$ поперечний профіль компоненти E_r перетворюється у виражену дворівневу кільцеву структуру, а аналогічний профіль E_ϕ — у однокільцеву структуру. Фазові розподіли демонструють вихрову структуру для обох компонент: однопелюсткову для $n = 1$ та двопелюсткову для $n = 2$. Крім того, фазові розподіли азимутальної компоненти характеризуються значною кількістю спіральних обертів.

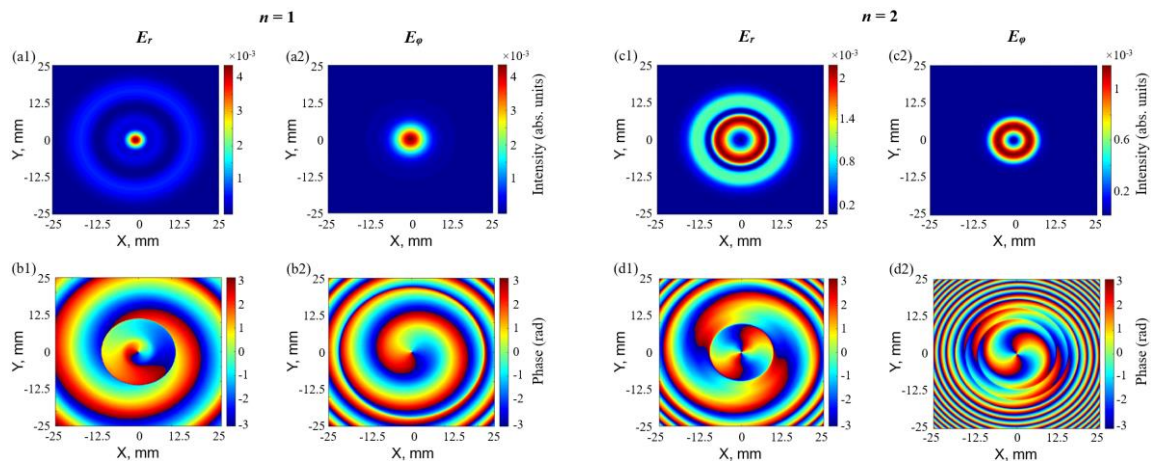


Рис. 5. Поперечні розподіли інтенсивності (a1, a2, c1, c2) та фази (b1, b2, d1, d2) компонент поля для пучків, збуджених TM_{02} модою.

Fig. 5. Transverse intensity (a1, a2, c1, c2) and phase (b1, b2, d1, d2) distributions of the field components for laser beams excited by the TM_{02} mode.

На Рис. 6 наведено поперечні розподіли інтенсивності (верхній ряд) та фази (нижній ряд) окремих компонент поля для пучків, збуджених TM_{03} модою. При заряді $n = 1$ інтенсивність радіальної компоненти має осевий максимум з низкою слабких концентричних кілець, тоді як профіль азимутальної компоненти є більш компактним і локалізованим поблизу осі. При заряді $n = 2$ профіль E_r перетворюється на багатокільцеву структуру, а E_φ набуває чіткої однокільцевої форми. Фазові розподіли демонструють вихрову структуру: однопелюсткову для $n = 1$ і двопелюсткову для $n = 2$.

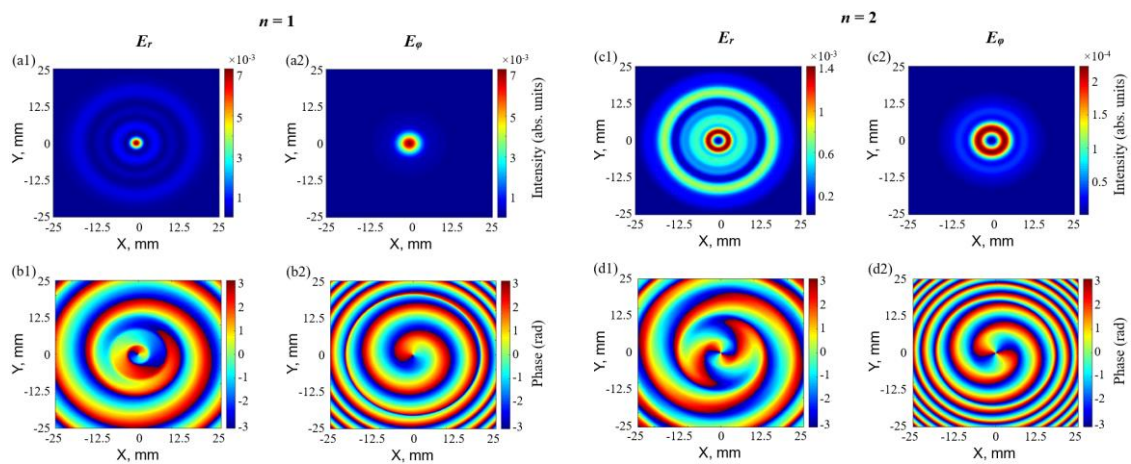


Рис. 6. Поперечні розподіли інтенсивності (a1, a2, c1, c2) та фази (b1, b2, d1, d2) компонент поля для пучків, збуджених TM_{03} модою.

Fig. 6. Transverse intensity (a1, a2, c1, c2) and phase (b1, b2, d1, d2) distributions of the field components for laser beams excited by the TM_{03} mode.

ВИСНОВКИ

Отримано аналітичні вирази для опису непараксіальної дифракції вихрових пучків, збуджених радіально поляризованими TM_{0m} ($m = 1, 2, 3$) модами діелектричного хвилевідного резонатора під час їх поширення у вільному просторі. У розрахунках застосовано теорію Релея–Зоммерфельда, а формування вихрових пучків здійснювалося за допомогою спіральної фазової пластини з довільним топологічним зарядом n .

Показано, що для зарядів $n = 0$ та $n = 2$ поперечні профілі пучка випромінювання мають виражену кільцеву структуру, тоді як для заряду $n = 1$ максимум поля спостерігається на осі. За відсутності СФП розподіл поля у вільному просторі для TM_{0m} мод формується радіальною та поздовжньою компонентами. У разі застосування СФП у розподілі поля з'являється азимутальна компонента. Однак її внесок у повну потужність у всіх розглянутих випадках виявився незначним.

Для кожної моди найбільші значення інтенсивності поля у вільному просторі відповідають одиничному топологічному заряду, тоді як для заряду $n = 2$ ці значення суттєво нижчі. Положення

максимуму інтенсивності для заряду $n = 1$ розташовані далі від джерела та зміщуються до нього зі зростанням порядку моди.

Встановлено, що при заряді СФП $n = 1$ розподіли поперечних компонент поля мають максимум на осі. Для азимутальної компоненти спостерігається локалізація поля поблизу осі, тоді як для радіальної – його розширення. Фазові розподіли поля мають однопелюсткову гвинтову структуру. При $n = 2$ профілі інтенсивності поля трансформуються з осьових у кільцеві. Крім того, зі збільшенням порядку моди розподіл азимутальної компоненти зберігає локалізацію в одному кільці, тоді як для радіальної компоненти кількість кілець зростає. Водночас фазовий профіль змінюється від однієї до двох пелюсток пропорційно топологічному заряду, причому фазові розподіли азимутальної компоненти містять значно більше спіральних закрутів.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

1. Rieh Jae-Sung. *Introduction to Terahertz Electronics*. Springer International Publishing, 2021. <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-030-51842-4>
2. Wang R., Hao R., Li D. *et al.* Multifunctional terahertz biodetection enabled by resonant metasurfaces. *Advanced Materials*. 2025. **37**, No 16. P. 2418147. <https://doi.org/10.1002/adma.202418147>
3. Wang, B., Wang, H., Bao, Y. *et al.* Sustainable materials enabled terahertz functional devices. *Nano-Micro Lett.* 2025. **17**. P. 212. <https://link.springer.com/article/10.1007/s40820-025-01732-1>
4. Guo C., Xu W., Cai M. *et al.* A review: application of terahertz nondestructive testing technology in electrical insulation materials. *IEEE Access*. 2022. **10**. P. 121547–121560. <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2022.3222860>
5. Greenall N., Valavanis A., Desai H. J. *et al.* The development of a Semtex-H simulant for terahertz spectroscopy. *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2017. **38**, No 3. P. 325–338. <https://doi.org/10.1007/s10762-016-0336-z>
6. Ouaras K., Righetti F., Cappelli M. A. Broadband cw-terahertz spectroscopy for characterizing reactive plasmas. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2019. **52**, No 19. P. 195202. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab085e>
7. Jiang W, Zhou Q, He J. *et al.* Terahertz communications and sensing for 6G and beyond: A comprehensive review. *IEEE Communications Surveys & Tutorials*. 2024. **26**, No 4. P. 2326–2381. <https://doi.org/10.1109/COMST.2024.3385908>
8. Fu Shiyao, Gao Chunqing. *Optical vortex beams*. 2023, Springer. <https://doi.org/10.1007/978-981-99-1810-2>
9. Yuanjie Yang, Cheng-Wei Qiu, Ke X., Wang J. *Generation, transmission, detection, and application of vortex beams*. 2023. **447**. Singapore: Springer. <https://doi.org/10.1007/978-981-99-0074-9>
10. Zhang Q., He Z., Xie Z. *et al.* Diffractive optical elements 75 years on: from micro-optics to metasurfaces. *Photonics Insights*. 2023. **2**, No 4. P. R09–R09. <https://doi.org/10.3788/PI.2023.R09>
11. Wang J., Wan Z., Li, K., Zhang Y. Optical vortex lasers. *Optics Express*, 2025. **33**, No 11. P. 22711–22744. <https://doi.org/10.1364/OE.555913>
12. Juppet L., Khabbaz A., Lampin JF., Piralı O. Terahertz molecular water laser using quantum cascade laser pumping. *Journal of Applied Physics*. 2023. **134**, No 24. P. 243101. <https://doi.org/10.1063/5.0177191>
13. Sharma S., Singya PK., Deka K. *et al.* Terahertz communication: State-of-the-art and future directions. *IEEE Open Journal of the Communications Society*. 2025. **6**. P. 6281–6322. <https://doi.org/10.1109/OJCOMS.2025.3592365>
14. Zhang K., Wang Y., Yuan Y., Burokur S. N. A review of orbital angular momentum vortex beams generation: from traditional methods to metasurfaces. *Applied sciences*. 2020. **10**, No 3. P. 1015.
15. Cui X., Wang C., Jia X. Nonparaxial propagation of vector vortex beams diffracted by a circular aperture. *Journal of the Optical Society of America A*. 2019. **36**, No 1. P. 115–123. <https://doi.org/10.1364/JOSAA.36.000115>
16. Jia X, Yang Y, Lu J. Nonparaxial analyses of cylindrical vector beams with arbitrary polarization order in the far field. *Journal of Modern Optics*. 2016. **63**, No 16. P. 1544–1551. <https://doi.org/10.1080/09500340.2016.1160156>
17. Marcatili EAJ, Schmeltzer R. A. Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers. *Bell System Technical Journal*. 1964. **43**, No 4. P. 1783–1809. <https://doi.org/10.1002/j.1538-7305.1964.tb04108.x>
18. Nye JF, Berry MV. Dislocations in wave trains. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*. 1974. **336**, No 1605. P. 165–190. <https://doi.org/10.1098/rspa.1974.0012>

19. Wang H., Song Q., Cai Y. *et al.* Recent advances in generation of terahertz vortex beams and their applications. *Chinese Physics B*. 2020. **29**, No 9. P. 097404. <https://doi.org/10.1088/1674-1056/aba2df>
20. Gurin OV., Degtyarev AV., Dubinin NN. *et al.* Formation of beams with nonuniform polarisation of radiation in a cw waveguide terahertz laser. *Quantum Electron*. 2021. **51**, No. 4. P. 338. <https://doi.org/10.1070/QEL17511>

Стаття надійшла до редакції: 6 жовтня 2025

Рекомендовано до друку: 20 листопада

Опубліковано: 30 грудня 2025

SPATIAL–PHASE DYNAMICS OF RADIALY POLARIZED TERAHERTZ VORTEX BEAMS

A. V. Degtyarev, M. M. Dubinin, V. A. Maslov

V. N. Karazin Kharkiv National University, 4, Svobody Square, Kharkiv, 61022, Ukraine

Background: This work addresses the problem of nonparaxial diffraction of terahertz vortex laser beams excited by radially polarized TM_{0m} modes of a dielectric waveguide resonator. THz vortex beams possess significant potential for applications in imaging, spectroscopy, non-destructive diagnostics, material probing, and high-frequency communication systems. Investigating the formation of their spatial structure after interaction with a spiral phase plate is important for improving the controllability of THz radiation and optimizing beams with predefined characteristics.

The aim of the work is to establish the physical regularities of nonparaxial diffraction of radially polarized terahertz vortex beams formed by TM_{0m} modes ($m = 1, 2, 3$) after their interaction with a spiral phase plate of different topological charges.

Materials and methods: The propagation of the beams was modeled using the vector Rayleigh–Sommerfeld theory in the nonparaxial approximation. In the input plane, TM_{0m} modes of a hollow circular dielectric waveguide were specified, while a spiral phase plate ensured the formation of the vortex field structure. Intensity distributions, phase profiles, and the contributions of individual electric-field components to the total beam power were analyzed.

Results: It was shown that the transverse structure of vortex beams excited by TM_{0m} modes is determined by the topological charge of the spiral phase plate: for $n = 0$ and $n = 2$ a ring-shaped intensity distribution is formed, whereas for $n = 1$ the field maximum lies on the axis. The use of an SPP leads to the appearance of an azimuthal field component, whose contribution to the total beam power remains insignificant. Maximum intensity values correspond to the charge $n = 1$, while at $n = 2$ they decrease. The phase distributions exhibit a single-lobe structure at $n = 1$ and a two-lobe structure at $n = 2$.

Conclusion: The physical features of the spatial-energy characteristics of terahertz vortex beams excited by radially polarized TM_{0m} modes of a dielectric waveguide resonator during their free-space propagation and interaction with a spiral phase plate were theoretically established. The contributions of individual electric-field components to the total radiation power were determined, and characteristic regularities in the variation of intensity and phase structures for different mode orders and topological charges n were identified.

KEY WORDS: *vortex beams, terahertz laser, dielectric resonator, modes, spiral phase plate, radial polarization, free-space propagation.*

The article was received by the editors: October 6 2025

The article is recommended for printing: November 20 2025

Published: December 30 2025