

DOI:10.16136/j.joel.2022.09.0848

部分相干光束在生物组织中的传输行为

杜 娇, 段美玲*, 张秀清, 赵慧芳, 崔文丽

(中北大学 理学院, 山西 太原 030051)

摘要:基于广义惠更斯-菲涅尔原理,推导了部分相干拉盖尔-高斯(partially coherent Laguerre-Gaussian, PCLG)光束在生物组织传输中交叉谱密度函数的解析表达式,并研究了光束在小鼠真皮组织传输中归一化光强和相位演化受传输距离 z 、拓扑荷 m 和径向指数 n 、空间相干长度 σ_0 变化的影响。结果表明,随传输距离增大,光束光强逐渐减弱的同时,光强分布轮廓也由多峰状逐渐演变为单峰状;初始的 m 阶相干涡旋和 n 个圆刃型位错先演化成 $m+2n$ 个相干涡旋,再新生 $m+2n$ 个相干涡旋。此外,拓扑荷、径向指数、空间相干长度越大,光束的光强分布变化和相位演化越慢。

关键词:小鼠真皮组织;部分相干拉盖尔-高斯(PCLG)光束;归一化光强;相位演化;相干涡旋
中图分类号:O436 **文献标识码:**A **文章编号:**1005-0086(2022)09-1001-08

Propagation behavior of the partially coherent beams in the biological tissue

DU Jiao, DUAN Meiling*, ZHANG Xiuqing, ZHAO Huifang, CUI Wenli

(College of Science, North University of China, Taiyuan, Shanxi 030051, China)

Abstract: Based on the generalized Huygens-Fresnel principle, the analytical expression of the cross-spectral density function for the partially coherent Laguerre-Gaussian (PCLG) beam propagating in biological tissues is derived, and used to study the effect of propagation distance z , topological charge m , radial index n , and spatial coherence length σ_0 on the normalized intensity and phase evolution of the beam in the dermis of mouse tissue. It is shown that as the propagation distance increases, the intensity gradually decreases, the intensity distribution profile slowly evolves from multi-peak shape to single-peak shape. Initial m -order coherence vortex and n circular edge dislocations evolve into $m+2n$ coherent vortices firstly, and then $m+2n$ coherent vortices are newly created. In addition, the larger the topological charge, radial index, and spatial coherence length, the slower the change in the intensity distribution and phase evolution.

Key words: dermis of mouse tissue; partially coherent Laguerre-Gaussian (PCLG) beam; normalized intensity; phase evolution; coherent vortex

1 引言

近年来,随着生物组织成像技术和光学技术的发展,光学方法在生物医学光子学领域的应用受到人们密切关注^[1-3]。生物组织是复杂的传输介质,由于其折射率的空间波动性,光在传播过程

中被强烈地散射,光强和相位将发生变化。SCHMITT等^[4]观察到各种哺乳动物组织折射率不均匀的结构类似于冻结湍流、具有相似的空间相关性,据此提出哺乳动物组织的空间折射率功率谱模型。LU等^[5]采用各类数学模型及模拟方法描述了激光辐照下生物组织内部的光分布,分

* E-mail: meilingduan@nuc.edu.cn

收稿日期:2021-12-15 修订日期:2021-12-30

基金项目:国家自然科学基金青年基金(12204439)、山西省自然科学基金(201901D211230)、山西省高等学校科技创新项目(2020L0300、2020L0277)和中北大学校基金(XJJ201914、XJJ201922)资助项目

析了各种模型的适用范围、优势及局限,总结了各模拟方法在理论上的突破和实际问题中的应用。

相对于单个涡旋光束携带的单一轨道角动量,涡旋光束和其他光束混合形成的复合光束在传输中将呈现更复杂的强度分布和相位分布^[6],提供更多的可控制变量,在粒子操控、光通信领域具有更大潜力,引起研究者的广泛关注。HUANG等^[7]探究了涡旋光束非相干叠加、柱矢量光束叠加、有涡旋特性和偏振特性的柱矢量涡旋光束叠加后在自由空间传输中的相位分布。WEI等^[8]研究了拉盖尔-高斯(Laguerre-Gaussian, LG)光束在自由空间传播的相位演化,运用菲涅尔衍射积分法得出传输中等相位线呈花瓣状弧线分布,并提出具有分数拓扑荷的涡旋光束相位奇点的不稳定性。EBRAHIM等^[9]数值模拟分析了LG光束平均光强随光束阶数、波长和组织湍流参数的变化规律。WANG等^[10]证明了LG谢尔模型涡旋光束传输中相位奇点数目与原始拓扑荷的关系,指出传播距离和空间相干长度变化对光束中心暗核分布的影响。XU等^[11]研究了部分相干暗空心光束在大气湍流斜程传输中,传输距离、束宽、光束阶数、空间相干长度、湍流内尺度等对光束传播速度及光强分布的影响。但目前对LG光束在生物组织传输中相位演化的研究甚少。

本文通过数值计算,研究了部分相干拉盖尔-高斯(partially coherent Laguerre-Gaussian, PCLG)光束在小鼠真皮组织传输中拓扑荷数 m 、径向指数 n 、空间相干长度 σ_0 、传输距离 z 变化对归一化光强分布及相位演化的影响。

2 理论模型

LG光束在源平面 $z=0$ 处的光场分布可表示为^[12,13]:

$$E(s, \theta, 0) = \left(\frac{\sqrt{2}s}{\omega_0}\right)^m L_n^m(\cdot) \left(\frac{2s^2}{\omega_0^2}\right) \exp\left(-\frac{s^2}{\omega_0^2}\right) \exp(im\theta), \quad (1)$$

式中, $s=(s_x, s_y)$ 为源平面内的位置矢量, ω_0 为束腰半径, $\exp(im\theta)$ 为螺旋相位因子, θ 为方位角, $L_n^m(\cdot)$ 为缔合Laguerre多项式, m 为拓扑荷,表示角向阶数, n 为圆刃型位错数,表示径向指数。

利用Laguerre多项式和Hermite多项式的关系^[14],LG光束在源平面的光场分布变为:

$$E(s, 0) = \frac{(-1)^n}{2^{2n+m} n!} \sum_{t=0}^n \sum_{r=0}^m i^r \binom{n}{t} \binom{m}{r} \exp\left(-\frac{s^2}{\omega_0^2}\right) \times H_{2t+m-r}\left(\frac{\sqrt{2}s_x}{\omega_0}\right) H_{2n-2t+2}\left(\frac{\sqrt{2}s_y}{\omega_0}\right), \quad (2)$$

引入谢尔相关项^[15],可得PCLG光束在 $z=0$ 处交叉谱密度函数的表达式为:

$$W_0(s_1, s_2, 0) = \langle E(s_1, 0)^* \cdot E(s_2, 0) \rangle = \frac{1}{2^{4n+2m} (n!)^2} \sum_{t_1=0}^n \sum_{r_1=0}^m \sum_{t_2=0}^n \sum_{r_2=0}^m (-i)^{r_1} i^{r_2} \binom{n}{t_1} \binom{m}{r_1} \binom{n}{t_2} \binom{m}{r_2} H_{2t_1+m-r_1}\left(\frac{\sqrt{2}s_{1x}}{\omega_0}\right) \times H_{2t_2+m-r_2}\left(\frac{\sqrt{2}s_{2x}}{\omega_0}\right) H_{2n-2t_1+r_1}\left(\frac{\sqrt{2}s_{1y}}{\omega_0}\right) \times H_{2n-2t_2+r_2}\left(\frac{\sqrt{2}s_{2y}}{\omega_0}\right) \exp\left(-\frac{s_1^2 + s_2^2}{\omega_0^2}\right) \times \exp\left(-\frac{(s_1 - s_2)^2}{2\sigma_0^2}\right), \quad (3)$$

式中, $*$ 表示复共轭, σ_0 为空间相干长度。

根据广义惠更斯-菲涅尔原理^[16,17],PCLG光束在生物组织传输中的交叉谱密度函数为:

$$W(\rho_1, \rho_2, z) = \left(\frac{k}{2\pi z}\right)^2 \iiint W_0(s_1, s_2, 0) \times \exp\left\{-\frac{ik}{2z}[(s_1 - \rho_1)^2 - (s_2 - \rho_2)^2]\right\} \times \langle \exp[\Psi^*(\rho_1, s_1) + \Psi(\rho_2, s_2)] \rangle ds_1 ds_2, \quad (4)$$

式中, $\rho_1=(\rho_{1x}, \rho_{1y})$, $\rho_2=(\rho_{2x}, \rho_{2y})$ 是 z 平面上两点, z 为传输距离, k 为波数,与波长 λ 的关系为 $k=2\pi/\lambda$, $\langle \exp[\Psi^*(\rho_1, s_1) + \Psi(\rho_2, s_2)] \rangle$ 为湍流介质扰动引起的相位起伏,表示为^[18]:

$$\langle \exp[\Psi^*(\rho_1, s_1) + \Psi(\rho_2, s_2)] \rangle = \exp\{-4\pi^2 k^2 z\} \int_0^1 dt \int_0^\infty d\kappa \Phi(\kappa) \times \{1 - J_0[t(\rho_1 - \rho_2) + (1-t)(s_1 - s_2)] \kappa\}, \quad (5)$$

式中, $\Phi(\kappa)$ 是扰动折射率的功率谱密度。对于哺乳动物组织,它的表达式为^[4]:

$$\Phi(\kappa) = \frac{4\pi \langle \delta n^2 \rangle L_0^2 (\zeta - 1)}{(1 + \kappa^2 L_0^2)^\zeta}, \quad (6)$$

式中, L_0 是折射率的外尺寸, ζ 与生物组织的分形维数有关,也表征了生物组织的扰动大小; $\langle \delta n^2 \rangle$ 是折射率的均方。

式(5)中, $J_0(x)$ 为零阶贝塞尔函数,取前两项作为它的近似表达式, $\langle \exp[\Psi^*(\rho_1, s_1) + \Psi(\rho_2, s_2)] \rangle$ 可表示为^[19]:

$$\langle \exp[\Psi^*(\rho_1, s_1) + \Psi(\rho_2, s_2)] \rangle \cong \exp\left\{-\frac{[(s_1 - s_2)^2 + (\rho_1 - \rho_2)^2 + (s_1 - s_2)(\rho_1 - \rho_2)]}{\rho_0^2}\right\}, \quad (7)$$

对于生物组织,本文得到:

$$|\rho_0(z)| = 0.22(C_n^2 k^2 z)^{-1/2}, \quad (8)$$

用来描述球面波在生物组织湍流传输中的相关长

度,其中 C_n^2 是生物组织的折射率结构函数,其表达式为:

$$C_n^2 = \frac{\langle \delta n^2 \rangle}{L_0^2 (2 - \zeta)}, \quad (9)$$

将式(3)、(7)和(8)代入式(4),得到:

$$\begin{aligned} W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) = & \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 \iiint \frac{1}{2^{4n+2m} (n!)^2} \times \\ & \exp \left\{ -\frac{ik}{2z} [(s_1 - \boldsymbol{\rho}_1)^2 - (s_2 - \boldsymbol{\rho}_2)^2] \right\} \times \\ & \sum_{t_1=0}^n \sum_{r_1=0}^m \sum_{t_2=0}^n \sum_{r_2=0}^m (-i)^{r_1} i^{r_2} \binom{n}{t_1} \binom{m}{r_1} \binom{n}{t_2} \binom{m}{r_2} \\ & H_{2t_1+m-r_1} \left(\frac{\sqrt{2}s_{1x}}{\omega_0} \right) H_{2t_2+m-r_2} \left(\frac{\sqrt{2}s_{2x}}{\omega_0} \right) \times \\ & H_{2n-2t_1+r_1} \left(\frac{\sqrt{2}s_{1y}}{\omega_0} \right) H_{2n-2t_2+r_2} \left(\frac{\sqrt{2}s_{2y}}{\omega_0} \right) \times \\ & \exp \left[-\frac{(s_1 - s_2)^2 + (\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2 + (s_1 - s_2)(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)}{\rho_0^2} \right] \\ & \times \exp \left(-\frac{s_1^2 + s_2^2}{\omega_0^2} \right) \exp \left(-\frac{(s_1 - s_2)^2}{2\sigma_0^2} \right) d^2 s_1 d^2 s_2. \end{aligned} \quad (10)$$

利用积分公式和厄米函数性质^[20]:

$$\begin{aligned} & \int \exp[-(x-y)^2] H_n(ax) dx = \\ & \sqrt{\pi} (1-a^2)^{\frac{n}{2}} H_n \left(\frac{ay}{(1-a^2)^{\frac{1}{2}}} \right), \\ & \int x^n \exp[-(x-\beta)^2] dx = (2i)^{-n} \sqrt{\pi} H_n(i\beta), \\ & H_n(x+y) = \frac{1}{2^{n/2}} \sum_{k=0}^n \binom{n}{k} H_k(\sqrt{2}x) H_{n-k}(\sqrt{2}y), \\ & H_n(x) = \sum_{m=0}^{\lfloor n/2 \rfloor} (-1)^m \frac{n!}{m!(n-2m)!} (2x)^{n-2m}. \end{aligned} \quad (11)$$

对式(10)进行积分运算,PCLG 光束在生物组织传输中的交叉谱密度函数的解析表达式为:

$$\begin{aligned} W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) = & \left(\frac{k}{2\pi z} \right)^2 A_x A_y \exp \left[-\frac{(\boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2)^2}{\rho_0^2} \right] \times \\ & \frac{1}{2^{4n+2m} (n!)^2} \sum_{t_1=0}^n \sum_{r_1=0}^m \sum_{t_2=0}^n \sum_{r_2=0}^m (-i)^{r_1} i^{r_2} \times \\ & \binom{n}{t_1} \binom{m}{r_1} \binom{n}{t_2} \binom{m}{r_2} \exp \left[-\frac{ik}{2z} (\boldsymbol{\rho}_1^2 - \boldsymbol{\rho}_2^2) \right] BC, \end{aligned} \quad (12)$$

其中:

$$\begin{aligned} A_x = & \exp \left[\frac{1}{4D} \left(\frac{\rho_{1x} - \rho_{2x}}{\rho_0^2} - \frac{ik\rho_{2x}}{z} \right) \right] \exp \left(\frac{F_x^2}{4G} \right), \quad (13) \\ B = & \sum_{c_1=0}^{\lfloor \frac{2t_1+m-r_1}{2} \rfloor} \sum_{d_1=0}^{2t_2+m-r_2} \sum_{e_1=0}^{\lfloor \frac{d_1}{2} \rfloor} \binom{2t_2+m-r_2}{d_1} (-1)^{c_1+e_1} \times \\ & (2i)^{-(2t_1+m-r_1-2c_1+d_1-2e_1)} \frac{(2t_1+m-r_1)!}{c_1!(2t_1+m-r_1-2c_1)!} \times \\ & \frac{d_1!}{e_1!(d_1-2e_1)!} \frac{\pi}{\sqrt{D}} \left(1 - \frac{2}{\omega_0^2 D} \right)^{\frac{2t_2+m-r_2}{2}} 2^{-\frac{2t_2+m-r_2}{2}} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left[\frac{2(\rho_0^2 + 2\sigma_0^2)}{\rho_0^2 \sigma_0^2 \sqrt{\omega_0^2 D^2 - 2D}} \right]^{d_1-2e_1} \left(\frac{2\sqrt{2}}{\omega_0} \right)^{2t_1+m-r_1-2c_1} \times \\ & \left(\frac{1}{\sqrt{G}} \right)^{2t_1+m-r_1-2c_1+d_1-2e_1+1} H_{2t_1+m-r_1-2c_1+d_1-2e_1} \left[i \frac{F_x}{2\sqrt{G}} \right] \\ & H_{2t_2+m-r_2-d_1} \left[\frac{(\rho_{1x} - \rho_{2x})z - ik\rho_{2x}\rho_0^2}{\rho_0^2 z \sqrt{\omega_0^2 D^2 - 2D}} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} C = & \sum_{c_2=0}^{\lfloor \frac{2n-2t_1+r_1}{2} \rfloor} \sum_{d_2=0}^{2n-2t_2+r_2} \sum_{e_2=0}^{\lfloor \frac{d_2}{2} \rfloor} \binom{2n-2t_2+r_2}{d_2} (-1)^{c_2+e_2} \times \\ & (2i)^{-(2n-2t_1+r_1-2c_2+d_2-2e_2)} \frac{(2n-2t_1+r_1)!}{c_2!(2n-2t_1+r_1-2c_2)!} \times \\ & \frac{d_2!}{e_2!(d_2-2e_2)!} \frac{\pi}{\sqrt{D}} \left(1 - \frac{2}{\omega_0^2 D} \right)^{\frac{2n-2t_2+r_2}{2}} 2^{-\frac{2n-2t_2+r_2}{2}} \times \\ & \left[\frac{2(\rho_0^2 + 2\sigma_0^2)}{\rho_0^2 \sigma_0^2 \sqrt{\omega_0^2 D^2 - 2D}} \right]^{d_2-2e_2} \left(\frac{2\sqrt{2}}{\omega_0} \right)^{2n-2t_1+r_1-2c_2} \times \\ & \left(\frac{1}{\sqrt{G}} \right)^{2n-2t_1+r_1-2c_2+d_2-2e_2+1} H_{2n-2t_1+r_1-2c_2+d_2-2e_2} \left[i \frac{F_y}{2\sqrt{G}} \right] \\ & \times H_{2n-2t_1+r_2-d_2} \left[\frac{(\rho_{1y} - \rho_{2y})z - ik\rho_{2y}\rho_0^2}{\rho_0^2 z \sqrt{\omega_0^2 D^2 - 2D}} \right], \end{aligned} \quad (15)$$

$$D = \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{2\sigma_0^2} - \frac{ik}{2z} + \frac{1}{\rho_0^2}, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} F_x = & \frac{ik\rho_{1x}}{z} - \frac{\rho_{1x} - \rho_{2x}}{\rho_0^2} + \\ & \frac{1}{2D} \left(\frac{1}{\sigma_0^2} + \frac{2}{\rho_0^2} \right) \left(\frac{\rho_{1x} - \rho_{2x}}{\rho_0^2} - \frac{ik\rho_{2x}}{z} \right), \end{aligned} \quad (17)$$

$$G = \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{2\sigma_0^2} + \frac{ik}{2z} + \frac{1}{\rho_0^2} - \frac{1}{4D} \left(\frac{1}{\sigma_0^2} + \frac{2}{\rho_0^2} \right)^2. \quad (18)$$

根据对称性,将式(13)和(17)中的 ρ_{1x} 、 ρ_{2x} 分别替换成 ρ_{1y} 、 ρ_{2y} ,即得 A_y 和 F_y 。

光束传输的平均光强为:

$$I(\boldsymbol{\rho}, z) = W(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}, z). \quad (19)$$

归一化光强为:

$$I_N = \frac{I(\boldsymbol{\rho}_i, z)}{I(\boldsymbol{\rho}_i, z)_{\max}}, \quad (20)$$

式中, $I(\boldsymbol{\rho}_i, z)$ ($i=1, 2$) 表示点 $(\boldsymbol{\rho}_i, z)$ 处光强, $I(\boldsymbol{\rho}_i, z)_{\max}$ 表示光强最大值。

光谱相干度定义为^[21]:

$$\mu(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z) = \frac{W(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z)}{[I(\boldsymbol{\rho}_1, z)I(\boldsymbol{\rho}_2, z)]^{1/2}}. \quad (21)$$

相干涡旋出现的必要条件是该点处光谱相干度为零,即光谱相干度的实部和虚部均为零。则相干涡旋位置由方程组^[22]:

$$\begin{cases} \operatorname{Re}[\mu(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z)] = 0 \\ \operatorname{Im}[\mu(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2, z)] = 0 \end{cases}, \quad (22)$$

决定。其中 Re 和 Im 分别为取实部和虚部的运算,相干涡旋拓扑荷的符号及大小由符号法则^[23]决定:若围绕相位奇点一周,相位改变 $2m\pi$,则拓扑荷大小为 $|m|$;若相干涡旋相位为逆时针方向

增加,则拓扑荷符号为“+”,反之若为顺时针方向增加,则拓扑荷符号为“-”。

3 数值计算与分析

下面讨论 PCLG 光束在小鼠真皮组织传输中归一化光强分布和相位演化随拓扑荷数 m 、圆刃型位错数目 n 、空间相干长度 σ_0 、传输距离 z 的变化。

3.1 光强分布

图 1 为拓扑荷 m 与径向指数 n 变化时 PCLG 光束在真皮组织传输中的归一化光强分布。计算参数为 $C_n^2 = 0.22 \times 10^{-3} \mu\text{m}^{-1[4]}$, $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$, $\sigma_0 = 2 \mu\text{m}$, $\omega_0 = 2 \mu\text{m}$, $\rho_x = 0 \mu\text{m}$, (a) $m = 1, n$

$= 1$, (b) $m = 2, n = 2$ 。由图 (a1) 与图 (b1) 可知, 源处光强呈多峰状分布, 且为中心暗核结构; 中央两侧对称分布着光强最大值、次大值, 且次大值的数目为 $2n$; m 增大, 中央两侧光强最大值间距增大, 即中心暗核面积增大。随传输距离增加, 光强逐渐减弱, 中心暗核演化为中心凹陷, 如图 (b2) 所示; 当 $z = 3.5 \mu\text{m}, 4.19 \mu\text{m}$ 时演化为平顶状, 如图 (a2) 与图 (b3) 所示; 当 $z = 3.65 \mu\text{m}, 4.37 \mu\text{m}$ 时演化为类高斯分布, 如图 (a3) 与图 (b4) 所示。随着传输进行, 分别在 $z = 3.95 \mu\text{m}, 4.49 \mu\text{m}$ 时中央两侧所有光强次大值消失, 光强分布轮廓呈现单峰状, 如图 (a4) 与图 (b5) 所示。由光强分布轮廓演变过程可知, m, n 增大, 光束演化减慢, 光

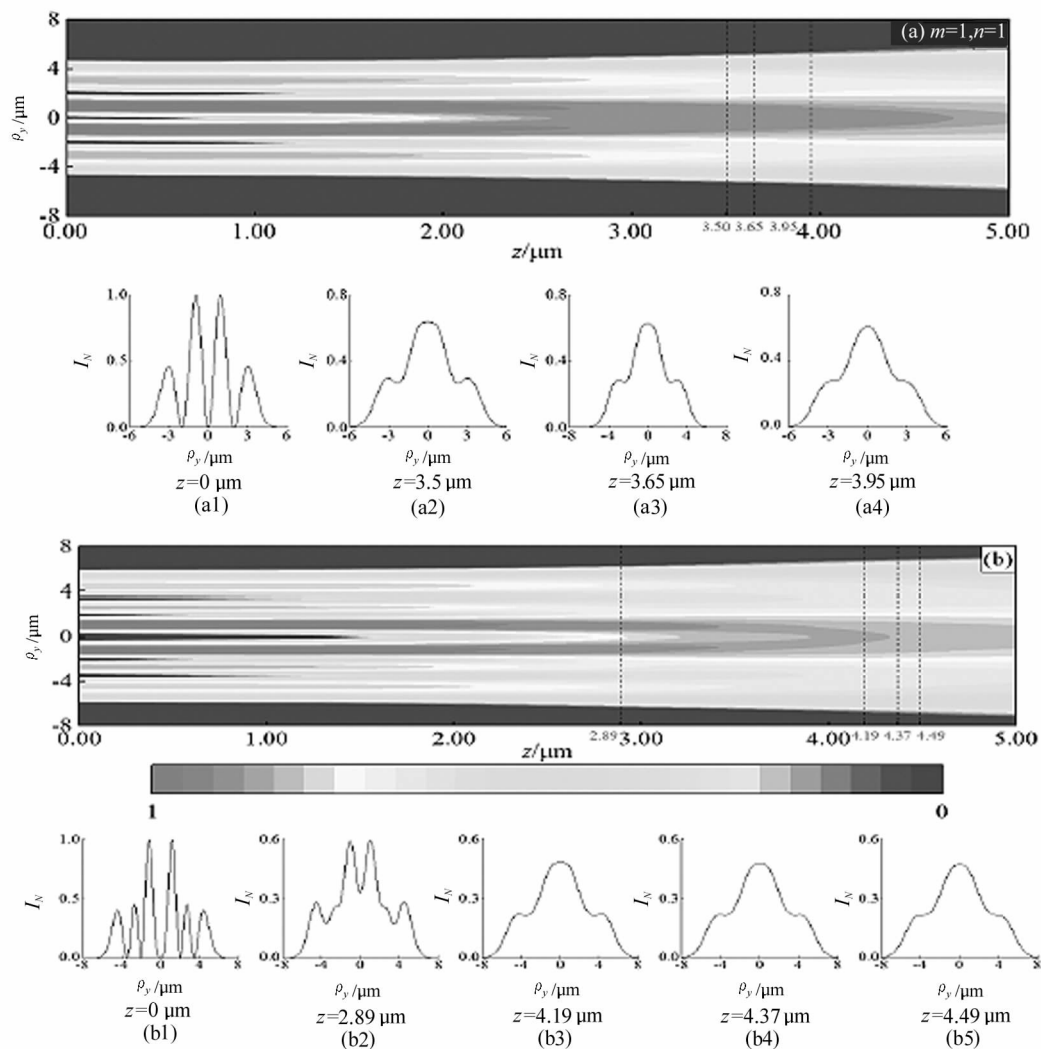


图 1 不同拓扑荷 m 、径向指数 n 的 PCLG 光束在真皮组织传输中的归一化光强剖面图:

(a1)—(a4) 和 (b1)—(b5) 分别为几个特定传输距离处的归一化光强分布

Fig. 1 The normalized intensity map of PCLG beam with different topological charge m , radial index n propagating in the dermis of mouse tissue, where:

(a1)—(a4) and (b1)—(b5) are the normalized intensity distribution at several specific propagation distances

束稳定性更好。

图2为空间相干长度 σ_0 不同时PCLG光束在小

鼠真皮组织传输中的归一化光强分布。计算参数为

$m=1, n=1, \sigma_0$ 为(a) $0.5 \mu\text{m}$, (b) $2 \mu\text{m}$, (c)

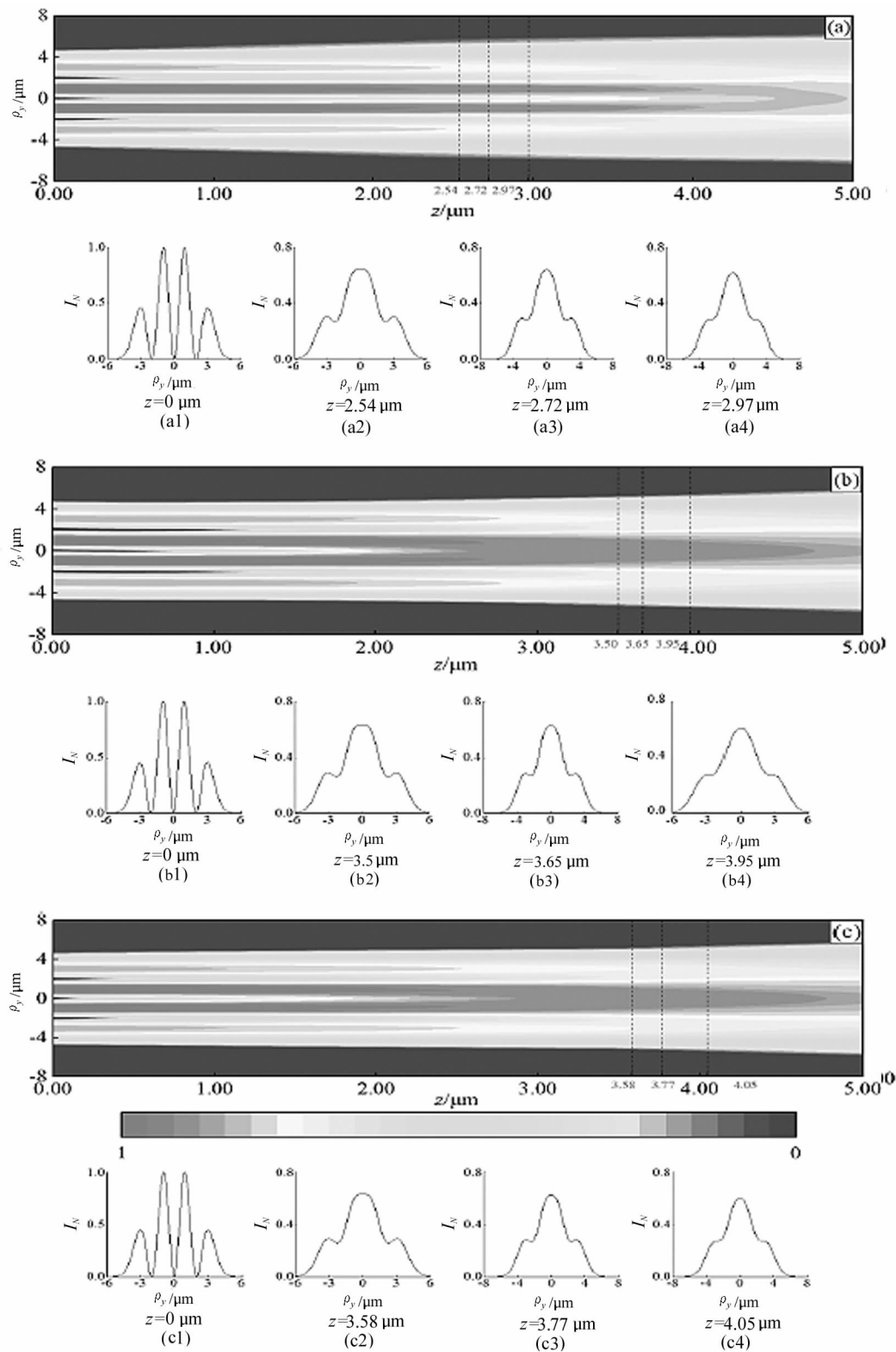


图2 不同空间相干长度 σ_0 的PCLG光束在小鼠真皮组织中传输的归一化光强剖面图:

(a1)—(a4), (b1)—(b4)和(c1)—(c4)分别为几个特定传输距离处的归一化光强分布

Fig. 2 The normalized intensity map of PCLG beam with different spatial coherence lengths σ_0 propagating in the dermis of mouse tissue: (a1)—(a4), (b1)—(b4) and (c1)—(c4) are the normalized intensity distribution at several specific propagation distances

500 μm ,其余同图 1。由图(a1)、(b1)、(c1)可知,源平面处的光强分布受空间相干长度影响不大。离开源平面后,不同空间相干长度的 PCLG 光束光强分布演化快慢不同,例如当 $z=2.54\ \mu\text{m}, 3.5\ \mu\text{m}, 3.58\ \mu\text{m}$ 时,中心暗核分布演化为平顶状,如图(a2), (b2), (c2)所示;当 $z=2.72\ \mu\text{m}, 3.65\ \mu\text{m}, 3.77\ \mu\text{m}$ 时,演化为类高斯状,见图(a3), (b3), (c3);当 $z=2.97\ \mu\text{m}, 3.95\ \mu\text{m}, 4.05\ \mu\text{m}$ 时,两侧光强次大值消失,光强分布轮廓演变为单峰状,见图(a4), (b4), (c4)。由此可见,随空间相干长度的增大,光束空间相干度增强,部分相干光趋于完全相干光,光强分布演化减慢。

3.2 相位演化

图 3 为不同 m 和 n 的 PCLG 光束在鼠真皮组织传输中的相位分布随传输距离的变化。计算参数为 $\rho_1=(5\ \mu\text{m}, 5\ \mu\text{m})$, (a) $m=1, n=1$, (b) $m=2, n=2$,其余同图 1。由图(a1)可见,源平面内有 1 个圆刃型位错和 1 个原点处拓扑荷为 $m=+1$ 的螺旋型相位奇点;由图(b1)可见,源平面内有 2 个圆刃型位错和 1 个原点处拓扑荷为 $m=+2$ 的螺旋型相位奇点。随传输距离增加,见图(a2),出现 3 个相干涡旋,拓扑

荷为 +1 演化出的相干涡旋记为 A_+ ,圆刃型位错演化出的相干涡旋记为 C_+ 和 C_- ,下标“+”和“-”分别表示拓扑荷为“+1”和“-1”;见图(b2),出现 6 个相干涡旋,拓扑荷为 +2 演化出的相干涡旋记为 A_+ 和 B_+ ,圆刃型位错演化出的相干涡旋记为 C_+ 和 C_- , D_+ 和 D_- ;圆刃型位错演化出的成对相干涡旋关于 $\rho_x=\rho_y$ 轴对称。这可能源于生物组织对 PCLG 光束相位演化的诱导。随后,圆刃型位错先逐对地新生相干涡旋, n 越大,新生越早,如图(a3)—(a4)和(b3)—(b4)所示,标记为 E_+ 和 E_- , F_+ 和 F_- ,相干涡旋对关于 $\rho_x=\rho_y$ 轴对称;再逐个新生 m 个相干涡旋,如图(a5)—(a6)和(b5)—(b6)所示,标记为 A_- 和 B_- 。新相干涡旋对的产生可能源于生物组织湍流诱导与衍射效应对 PCLG 光束相位演化的综合作用,这一点与 LG 光束在大气湍流传输中的结果一致^[24]。随传输进行,相干涡旋位置继续移动,但其数目不再增加,如图(a7)和(b7)所示。据此可知拓扑荷为 m ,径向指数为 n 的 PCLG 光束在鼠真皮组织传输中出现的相干涡旋数目最多为 $(m+2n)$ 对。 m 和 n 越大,传输中相干涡旋信息越丰富,光束的相位演化越明显。

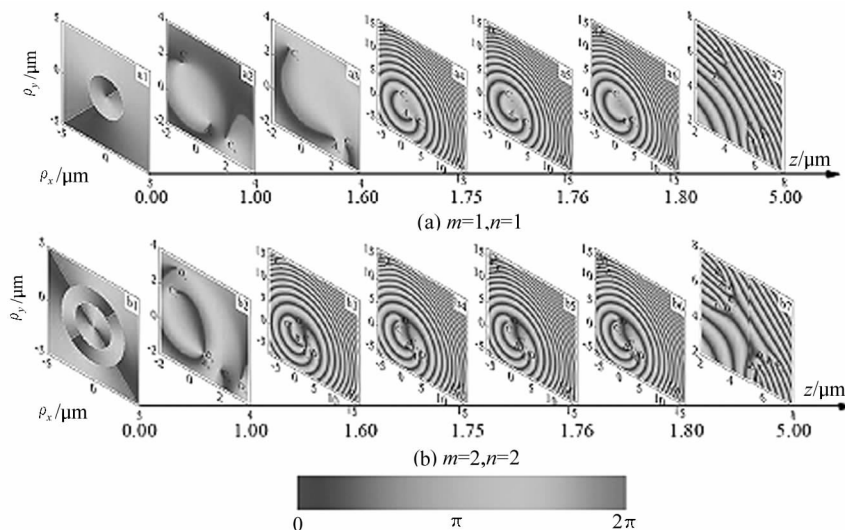
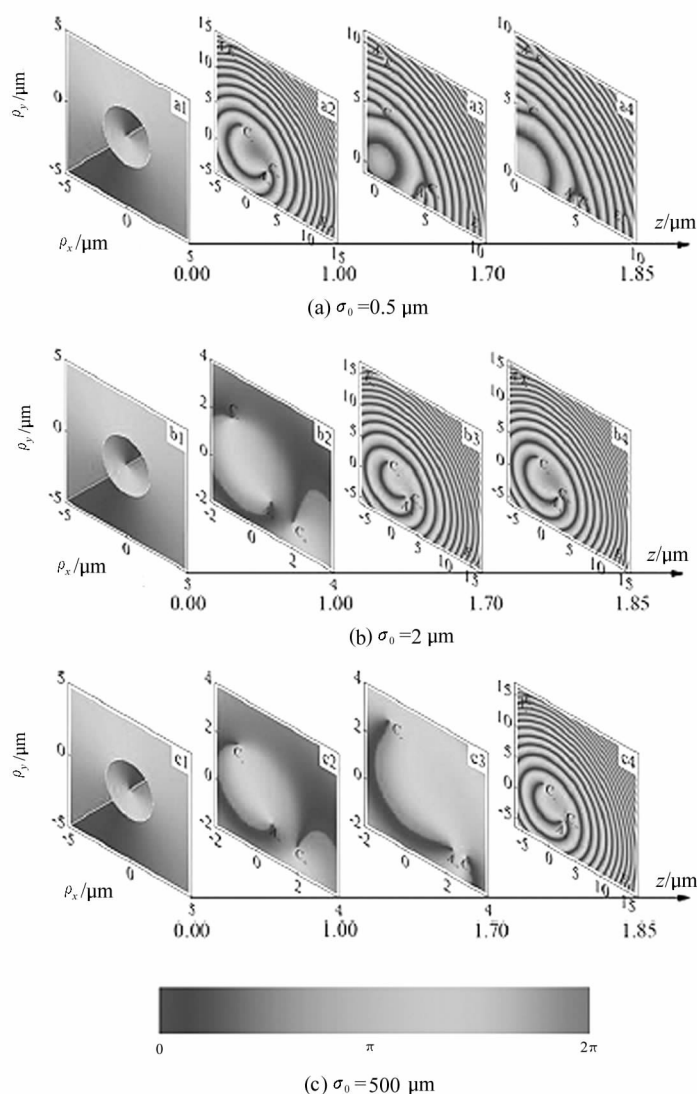


图 3 不同 m 和 n 的 PCLG 光束在鼠真皮组织传输中的相位分布

Fig. 3 The phase distribution of the PCLG beam with different m and n when propagating in the dermis of mouse tissue

图 4 为不同 σ_0 的 PCLG 光束在鼠真皮组织传输中的相位分布随传输距离的变化, σ_0 为 (a) 0.5 μm , (b) 2 μm , (c) 500 μm 。计算参数为 $m=1, n=1$,其余同图 3。由图(a1), (b1)和(c1)可知,空间相干长度的变化对源平面处的相位分布没有影响。随传输距离增加, σ_0 越小,即光束空间相干度越小,相

位演化越快,新生相干涡旋越早,如图(a2)—(a4), (b2)—(b4)和(c2)—(c4)所示。随传输进行,相干涡旋位置移动,数目不再增加,如图(a3)—(a4)所示。由此可见,随空间相干长度的增大,光束空间相干度增强,部分相干光趋于完全相干光,光束的相位演化减慢。

图4 不同 σ_0 的 PCLG 光束在小鼠真皮组织传输中的相位分布Fig. 4 The phase distribution of the PCLG beam with different σ_0 when propagating in the dermis of mouse tissue

4 结 论

基于广义惠更斯-菲涅尔原理,推导了 PCLG 光束在生物组织中交叉谱密度函数的解析表达式,研究了 PCLG 光束在小鼠真皮组织传输中的归一化光强分布和相位演化。研究表明:拓扑荷为 m 、径向指数为 n 的 PCLG 光束在小鼠真皮组织起始传输中, m 阶的相干涡旋分裂成 m 个拓扑荷为 +1 的相干涡旋,径向指数为 n 的圆刃型位错演化成 n 对拓扑荷为 +1 和 -1 的相干涡旋,随后新生 n 对拓扑荷为 +1 和 -1 的相干涡旋和 m 个拓扑荷为 -1 的相干涡旋。PCLG 光束传输中出现的相干涡旋数目最多为

$(m+2n)$ 对,其中圆刃型位错演化的相干涡旋对关于 $\rho_x = \rho_y$ 轴对称。随传输距离增大,光强分布由中心暗核结构,中央两侧对称分布光强最大值、次大值的多峰状渐变为中心凹陷、平顶状、类高斯分布,中央两侧光强次大值消失的单峰状。 m 、 n 增大,源平面处中心暗核面积增大,光强次大值数目增加;传输中, m 和 n 越大,光强分布轮廓演化越慢,相干涡旋信息越丰富,光束的相位演化越明显;空间相干长度 σ_0 越大,光束空间相干度越强,光强分布和相位演化越慢。该研究为掌握 PCLG 光束在生物组织中的传输规律提供了理论基础,能更好地了解奇点光束在生物组织传输中的光束奇异性,并将推动生物医学诊

疗技术的进步。

参考文献:

- [1] TESTONI P A. Optical coherence tomography[J]. The Scientific World Journal, 2019, 7(1): 87-108.
- [2] FERCHER A F, HITENBERGER C K, KAMP G, et al. Measurement of intraocular distances by backscattering spectral interferometry [J]. Optics Communications, 1995, 117(1): 43-48.
- [3] HAEUSLER G, LINDNER M W. "Coherence radar" and "spectral radar"-new tools for dermatological diagnosis [J]. Journal of Biomedical Optics, 1998, 3(1): 21-31.
- [4] SCHMITT J M, KUMAR G. Turbulent nature of refractive-index variations in biological tissue [J]. Optics Letters, 1996, 21(16): 1310-1312.
- [5] LV C Y, ZHAN R J. Theoretical models of light distribution in biological tissues irradiated by laser [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(6): 0600003.
吕晨阳, 战仁军. 激光辐照下生物组织内光分布理论模型 [J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(6): 0600003.
- [6] GALVEZ E J. Composite optical vortices formed by collinear Laguerre-Gauss beams [J]. Proceedings of SPIE, 2006, 6131: 19-26.
- [7] HUANG H, SHOU Q, CHEN Z C. Research on superposition characteristics of singularity beam mode [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2020, 57(19): 192601.
黄慧, 寿倩, 陈志超. 奇点光束模式叠加特性研究 [J]. 激光与光电子学进展, 2020, 57(19): 192601.
- [8] WEI Y, ZHU Y Y. Analysis of phase change of Laguerre-Gaussian vortex beam during propagation [J]. Laser Technology, 2015, 39(5): 723-726.
魏勇, 朱艳英. 拉盖尔-高斯涡旋光束传播中的相位变化分析 [J]. 激光技术, 2015, 39(5): 723-726.
- [9] EBRAHIM A A, BELAFHAL A. Effect of the turbulent biological tissues on the propagation properties of coherent Laguerre-Gaussian beams [J]. Optical and Quantum Electronics, 2021, 53: 179.
- [10] WANG J, KE X Z, WANG M J. Evolution of phase singularities of Laguerre Gaussian Schell model vortex beam [J]. Journal of Optics, 2020, 22(11): 115602.
- [11] XU Y G, YANG T, DAN Y Q, et al. Average intensity and spreading of partially coherent dark hollow beam through the atmospheric turbulence along a slant path [J]. Optik, 2016, 127(19): 7794-7802.
- [12] ZAUDERER E. Complex argument Hermite- Gaussian and Laguerre-Gaussian beams [J]. Journal of the Optical Society of America A, 1986, 3(4): 465-469.
- [13] ZHONG Y, CUI Z, SHI J, et al. Polarization properties of partially coherent electromagnetic elegant Laguerre-Gaussian beams in turbulent atmosphere [J]. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2011, 102(4): 937-944.
- [14] KIMEL I, ELIAS L R. Relations between Hermite and Laguerre Gaussian modes [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1993, 29(9): 2562-2567.
- [15] ISHIMARU A. Phase fluctuations in a turbulent medium [J]. Applied optics, 1977, 16(12): 3190-3192.
- [16] ANDREWS L C, PHILLIPS R L. Laser beam propagation through random media [M]. Bellingham: SPIE Press, 2005.
- [17] ROYCHOWDHURY H, PONOMARENKO S A, WOLF E. Change in the polarization of partially coherent electromagnetic beams propagating through the turbulent atmosphere [J]. Journal of Modern Optics, 2005, 52(11): 1611-1618.
- [18] YURA H T. Mutual coherence function of a finite cross section optical beam propagating in a turbulent medium [J]. Applied Optics, 1972, 11(6): 1399-1406.
- [19] WANG S C H, PLONUS M A. Optical beam propagation for a partially coherent source in the turbulent atmosphere [J]. Journal of the Optical Society of America, 1979, 69(9): 1297-1304.
- [20] GRADSHTEYN I S, RYZHIK I M. Table of integrals, series and products [M]. New York: Academic, 2007.
- [21] MANDEL L, WOLF E. Optical coherence and quantum optics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- [22] GBUR G, VISSER T D. Coherence vortices in partially coherent beams [J]. Optics Communications, 2003, 222(1-6): 117-125.
- [23] FREUND I, SHVARTSMAN N. Wave-field phase singularities: the sign principle [J]. Physical Review A, 1994, 50(6): 5164-5172.
- [24] GAO P H, LI J H, CHENG K, et al. Dynamic evolution of mixed circular edge-screw dislocations [J]. Optica Applicata, 2017, 47(3): 471-481.

作者简介:

段美玲 (1982—), 女, 博士, 副教授, 硕士生导师, 主要从事激光在介质中传输特性方面的研究。