

异常空心涡旋光束的远场矢量结构特性

唐碧华¹ 罗亚梅^{1, 2} 高曾辉² 郑尚彬¹

(¹ 泸州医学院生物医学工程系, 四川 泸州 646000; ² 宜宾学院计算物理重点实验室, 四川 宜宾 644000)

摘要 利用角谱法和稳相法, 推导出了异常空心涡旋光束的 TE 波和 TM 波在远场传输和能流密度解析表达式, 研究了异常空心涡旋光束在远场中的相位奇点和能流密度分布。结果表明, 在一定条件下, 光场中会出现椭圆(或圆)刃型位错、直刃型位错和光涡旋; 当涡旋离轴量或束腰宽度改变时, 相位奇点会发生变化。能流密度的黑核位置、对称性和是否形成椭圆暗环受涡旋离轴量的影响。

关键词 物理光学; 奇点光学; 异常空心涡旋光束; 角谱; 相位奇点; 能流密度分布

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201441.s102001

Vectorial Structure Characteristics of Anomalous Hollow Vortex Beams in the Far Field

Tang Bihua¹ Luo Yamei^{1, 2} Gao Zenghui² Zheng Shangbin¹

(¹ Department of Biomedical Engineering, Luzhou Medical College, Luzhou, Sichuan 646000, China)
(² Key Laboratory of Computational Physics, Yibin University, Yibin, Sichuan 644000, China)

Abstract Based on the methods of vector angular spectrum and stationary phase, the analytical expressions of the TE and TM terms and energy flux distributions of anomalous hollow vortex beams in the far field are derived and used to analyze the phase singularities and energy flux distributions. It is shown that under certain conditions elliptical (or circular) edge dislocation, straight edge dislocation or optical vortices will appear in the light field. By changing the vortex off-axis distance or waist width, the phase singularities will vary. The position of black nucleus, symmetry and elliptical dark ring of the energy flux distributions are dependent on the vortex off-axis distance.

Key words physical optics; singular optics; anomalous hollow vortex beams; angular spectrum; phase singularity; energy flux distribution

OCIS codes 260.6042; 350.5500; 140.3295

1 引言

1974 年, Nye 等^[1]指出, 在相位奇点处光波场的相位具有不确定性, 场的振幅为零, 并归纳了三种主要相位奇点: 螺旋位错(光涡旋)、刃型位错和混合位错。随后, 各国学者对含有相位奇点的光束进行了大量的理论与实验研究, 例如对两个刃型位错光束^[2]、厄米高斯涡旋光束^[3]、拉盖尔-高斯涡旋光束^[4]和部分相干涡旋光束^[5]等已做了深入研究。空心光束的初始光场分布具有相位奇点, 因此引起了人们的广泛关注^[6-7]。2005 年, Wu 等^[8]在实验中发现了一种新型带有实心核的椭圆对称的异常空心电

子束。2007 年, Cai^[9]提出了描述异常空心光束的理论模型, 将该光束看作像散高斯模型和像散圆环模型的叠加, 并研究了其在傍轴情况下的传输特性。2008 年, 黎昌金等^[10]将异常空心光束理论模型推广到非傍轴范畴, 得出其在传输过程中光束形状会发生变化。随后, 异常空心光束通过一阶失调光学系统、环形硬边光阑等的传输特性也得到了研究^[11-12]。

由于光学捕获、光学操纵和高分辨率显微镜等应用将激光光束从标量光波场推广到矢量光波场, 因此, 定量分析光束矢量结构有重要实际意义^[13-14]。对于矢量光场, 任意偏振的电磁波都可以

收稿日期: 2013-10-20; **收到修改稿日期**: 2013-11-04

基金项目: 国家自然科学基金(61275203)、四川省教育厅自然科学基金(10ZB029)、四川省科技厅项目(2013JY0100)

作者简介: 唐碧华(1977—), 女, 硕士研究生, 主要从事激光技术及应用方面的研究。E-mail: angiu@126.com

导师简介: 罗亚梅(1978—), 女, 博士, 副研究员, 主要从事高功率激光技术方面的研究。E-mail: luoluoeryan@126.com

(通信联系人)

表示成 TE 波和 TM 波的叠加,且在远场 TE 波和 TM 波互相垂直并可分离^[15]。本文基于角谱法和稳相法^[16],研究了异常空心涡旋光束的远场矢量结构特性,推导出了其在远场区域的 TE 波、TM 波及能流密度表达式,重点探讨了控制参数对相位奇点和能流密度分布的影响。

2 矢量结构分析

将异常空心光束经过螺旋相位板的相位调制,即可得到异常空心涡旋光束^[17]。设异常空心涡旋光束在 x 方向偏振,在 $z = 0$ 处的场分布可以表示为^[9, 17]

$$\begin{cases} E_x(x, y, 0) = (x - b + iy) \left(-2 + \frac{8x^2}{w_{0x}^2} + \frac{8y^2}{w_{0y}^2} \right) \exp\left(-\frac{x^2}{w_{0x}^2} - \frac{y^2}{w_{0y}^2} \right), \\ E_y(x, y, 0) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中 b 为涡旋离轴量, w_{0x} , w_{0y} 分别表示像散高斯光束在 x 和 y 方向的束腰宽度。

根据电磁光束的矢量角谱法^[16],通过对初始场进行傅里叶变换,得到其角谱为

$$\begin{cases} A_x(p, q) = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} E_x(x, y, 0) \exp[-ik(px + qy)] dx dy \\ A_y(p, q) = \frac{1}{\lambda^2} \iint_{-\infty}^{\infty} E_y(x, y, 0) \exp[-ik(px + qy)] dx dy \end{cases}, \quad (2)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为波长。将(1)式代入(2)式后得到

$$\begin{cases} A_x(p, q) = \frac{\pi w_{0x} w_{0y}}{\lambda^2} \{ -6b + ik^3 p^3 w_{0x}^4 + kq w_{0y}^2 (7 + 2bkq - k^2 q^2 w_{0y}^2) + \\ k p w_{0x}^2 [-7i + 2bkp - k^2 (p - iq) q w_{0y}^2] \} \exp\left[-\frac{1}{4} k^2 (p^2 w_{0x}^2 + q^2 w_{0y}^2) \right], \\ A_y(p, q) = 0 \end{cases} \quad (3)$$

根据电磁光束的矢量结构,任意偏振的电磁波可分解为 TE 波和 TM 波,即

$$\begin{cases} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{TE}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_{TM}(\mathbf{r}) \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_{TE}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_{TM}(\mathbf{r}) \end{cases}, \quad (4)$$

式中

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{TE}(\mathbf{r}) = \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{q}{p^2 + q^2} A_x(p, q) (qi - pj) \exp[ik(px + qy + \gamma z)] dp dq \\ \mathbf{H}_{TE}(\mathbf{r}) = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{q}{p^2 + q^2} A_x(p, q) [p\gamma i + q\gamma j - (p^2 + q^2)\mathbf{k}] \exp[ik(px + qy + \gamma z)] dp dq \\ \mathbf{E}_{TM}(\mathbf{r}) = \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{p}{\gamma(p^2 + q^2)} A_x(p, q) [p\gamma i + q\gamma j - (p^2 + q^2)\mathbf{k}] \exp[ik(px + qy + \gamma z)] dp dq \\ \mathbf{H}_{TM}(\mathbf{r}) = -\sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{p}{\gamma(p^2 + q^2)} A_x(p, q) (qi - pj) \exp[ik(px + qy + \gamma z)] dp dq \end{cases}, \quad (5)$$

其中, $\mathbf{r} = xi + yj + zk$ 是位置矢量, i, j, k 分别为 x, y, z 正方向的单位矢量, $\gamma = (1 - p^2 - q^2)^{1/2}$, ϵ, μ 分别为介质的电容率和磁导率。在远场区域,满足条件 $kr = k(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2} \rightarrow \infty$ 。把(3)式代入(5)式,利用稳相法^[16]得到

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{TE}(\mathbf{r}) = \frac{\pi y z w_{0x} w_{0y}}{r^5 (x^2 + y^2) \lambda} \{ k^3 x^3 w_{0x}^4 + k w_{0x}^2 [-rx(7r + 2ibkx) + k^2 xy(ix + y)w_{0y}^2] + \\ i[6br^3 - kxy(7r + 2bkxy)w_{0y}^2 + k^3 y^3 w_{0y}^4] \} \exp\left(\frac{4ir^3 - kx^2 w_{0x}^2 - ky^2 w_{0y}^2}{4r^2} k \right) (\gamma i - xj), \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{TE}(\mathbf{r}) = \frac{\sqrt{\epsilon} \pi y z w_{0x} w_{0y}}{\sqrt{\mu} r^6 (x^2 + y^2) \lambda} \{ k^3 x^3 w_{0x}^4 + k w_{0x}^2 [-rx(7r + 2ibkx) + k^2 xy(ix + y)w_{0y}^2] + \\ i[6br^3 - kxy(7r + 2bkxy)w_{0y}^2 + k^3 y^3 w_{0y}^4] \} \exp\left(\frac{4ir^3 - kx^2 w_{0x}^2 - ky^2 w_{0y}^2}{4r^2} k \right) [xzi + yzj - (x^2 + y^2)\mathbf{k}], \end{aligned} \quad (6b)$$

$$\mathbf{E}_{\text{TM}}(\mathbf{r}) = \frac{\pi x \omega_{0x} \omega_{0y}}{r^5 (x^2 + y^2) \lambda} \{ k^3 x^3 \omega_{0x}^4 + k \omega_{0x}^2 [-rx(7r + 2ibkx) + k^2 xy(ix + y) \omega_{0y}^2] + i[6br^3 - kry(7r + 2bk y) \omega_{0y}^2 + k^3 y^3 \omega_{0y}^4] \} \exp\left(\frac{4ir^3 - kx^2 \omega_{0x}^2 - ky^2 \omega_{0y}^2}{4r^2} k\right) [xzi + yzj - (x^2 + y^2)k], \quad (6c)$$

$$\mathbf{H}_{\text{TM}}(\mathbf{r}) = -\frac{\sqrt{\epsilon} \pi x \omega_{0x} \omega_{0y}}{\sqrt{\mu} r^4 (x^2 + y^2) \lambda} \{ k^3 x^3 \omega_{0x}^4 + k \omega_{0x}^2 [-rx(7r + 2ibkx) + k^2 xy(ix + y) \omega_{0y}^2] + i[6br^3 - kry(7r + 2bk y) \omega_{0y}^2 + k^3 y^3 \omega_{0y}^4] \} \exp\left(\frac{4ir^3 - kx^2 \omega_{0x}^2 - ky^2 \omega_{0y}^2}{4r^2} k\right) (yi - xj). \quad (6d)$$

(6)式即为异常空心涡旋光束在远场的 TE 波和 TM 波的解析表达式,表明了该光束在远场条件下 TE 波与 TM 波相互正交。由(6)式可知,异常空心涡旋光束电场、磁场分量主要与涡旋离轴量 b ,束腰宽度 ω_{0x}, ω_{0y} 等有关。

3 相位奇点分析

矢量光束中的电场和磁场分量可以携带相位奇点。根据(6)式可得异常空心涡旋光束电场和磁场各分量的相位分布。选取电场 E_{TE} 的 x 分量为例进行研究,其相位分布为

$$\varphi = \arctan\left\{\frac{\text{Im}[E_{\text{TE}x}(x, y, z)]}{\text{Re}[E_{\text{TE}x}(x, y, z)]}\right\} = c, \quad (7)$$

式中 Re 和 Im 分别表示取 $E_{\text{TE}x}$ 的实部和虚部, c 为常数。在下面的计算中取 $z = 1000\lambda$ 为参考平面, $\epsilon/\mu = 1$ (自由空间)。

图 1 为异常空心涡旋光束分量 $E_{\text{TE}x}$ 在涡旋离轴

量 $b = 0$ 时的等相位线分布,计算参数为 (a) $\omega_{0x} = 10\lambda, \omega_{0y} = 20\lambda$, (b) $\omega_{0x} = 10\lambda, \omega_{0y} = 30\lambda$, (c) $\omega_{0x} = 20\lambda, \omega_{0y} = 20\lambda$, (d) $\omega_{0x} = \sqrt{7}/k, \omega_{0y} = 12\lambda$, (e) $\omega_{0x} = \sqrt{7}/k, \omega_{0y} = 17\lambda$ 。图 1(d1), (e1) 分别是图 1(d), (e) 原点附近的等相位线局部放大图。由图 1 可知,当 $b = 0$ 时,光场中出现了混合位错,原点处均为一光涡旋,其拓扑电荷 $m = +1$ 。图 1(a)~(c) 中出现了椭圆(或圆)刃型位错线,而图 1(d), (e) 中分别出现了 A、B 及 C、D 两直刃型位错线。

电场 E_{TE} 的 x 分量相位奇点位置由下式决定:

$$\begin{cases} \text{Re}[E_{\text{TE}x}(x, y, z)] = 0 \\ \text{Im}[E_{\text{TE}x}(x, y, z)] = 0 \end{cases} \quad (8)$$

把(6a)式代入(8)式,得到

$$\begin{cases} x(k^2 \omega_{0x}^2 x^2 + k^2 \omega_{0y}^2 y^2 - 7r^2) = 0 \\ 2br(3r^2 - k^2 \omega_{0x}^2 x^2 - k^2 \omega_{0y}^2 y^2) + \\ ky \omega_{0y}^2 (k^2 \omega_{0x}^2 x^2 + k^2 \omega_{0y}^2 y^2 - 7r^2) = 0 \end{cases} \quad (9)$$

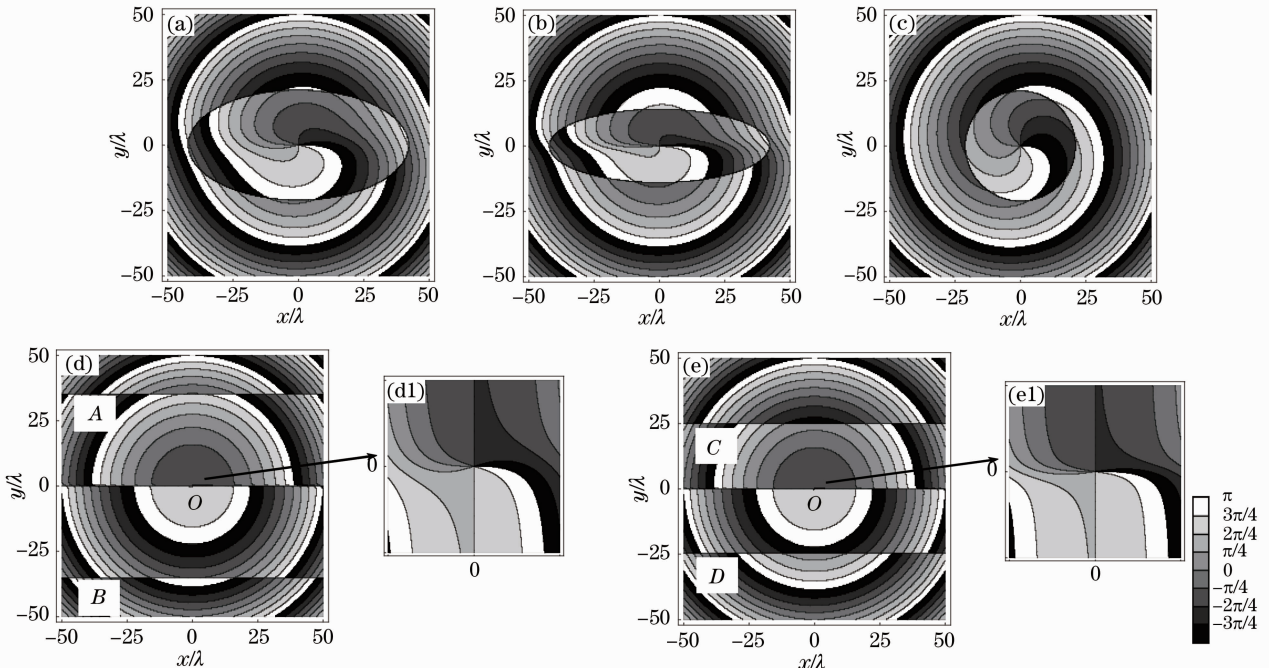


图 1 当涡旋离轴量 $b = 0$ 时的等相位线分布

Fig. 1 Contour lines of phase at vortex off-axis distance $b = 0$

当 $b=0$ 时, $(x=0, y=0)$ 满足(9)式, 即原点处为一光涡旋, 其位置跟 ω_{0x}, ω_{0y} 的大小无关, 这与图 1 一致, $k^2\omega_{0x}^2x^2 + k^2\omega_{0y}^2y^2 - 7r^2 = 0$ 也满足(9)式, 而 $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, 则

$$(k^2\omega_{0x}^2 - 7)x^2 + (k^2\omega_{0y}^2 - 7)y^2 = 7z^2. \quad (10)$$

若 $k^2\omega_{0x}^2 - 7 > 0, k^2\omega_{0y}^2 - 7 > 0$, 则(10)式为椭圆(或圆)方程, 即光场中有椭圆(或圆)刃型位错线出现, 如图 1(a)~(c)所示. 根据(10)式可求出图 1(a)中椭圆刃型位错线的顶点坐标为 $(\pm 42.146\lambda, 0), (0, \pm 21.059\lambda)$, 而图 1(b)中的顶点坐标为 $(\pm 42.146\lambda, 0), (0, \pm 14.038\lambda)$, 图 1(c)中圆刃型位错线的半径为 21.059λ .

若 $k^2\omega_{0x}^2 - 7 = 0, k^2\omega_{0y}^2 - 7 > 0$, 则(10)式的解为

$$y = \pm z \sqrt{\frac{7}{k^2\omega_{0y}^2 - 7}}, \quad (11)$$

即光场中有两条平行于 x 轴的直刃型位错线, 且当 ω_{0y} 增大时, 两位错线均向 x 轴靠近, 此结论与图 1(d), (e)一致. 根据(11)式可计算出图 1(d)中 A、B 两直刃型位错线的位置分别为 $y = 35.112\lambda$,

$y = -35.112\lambda$, 而图 1(e)中 C、D 两直刃型位错线的位置分别为 $y = 24.777\lambda, y = -24.777\lambda$.

同理, 若 $k^2\omega_{0x}^2 - 7 > 0, k^2\omega_{0y}^2 - 7 = 0$, 则(10)式的解为

$$x = \pm z \sqrt{\frac{7}{k^2\omega_{0x}^2 - 7}}, \quad (12)$$

即光场中有两条平行于 y 轴的直刃型位错线, 且当 ω_{0x} 增大时, 两位错线均向 y 轴靠近, 图略.

图 2 为异常空心涡旋光束分量 E_{TE_x} 分量在涡旋离轴量 $b \neq 0$ 时的等相位线分布, 计算参数为 $\omega_{0x} = 10\lambda, \omega_{0y} = 20\lambda$, (a) $b = 20\lambda$, (b) $b = 40\lambda$. 与图 1(a)相比, 当 $b \neq 0$ 时, 刃型位错线消失, 在光场中只存在着光涡旋. 当 $b = 20\lambda$ 时, 有 3 个光涡旋分别位于 $(0, 27.926\lambda), (0, 6.013\lambda), (0, -18.016\lambda)$, 即图 2(a)中 1, 2, 3 位置处. 当 b 增大到 40λ 时, 光涡旋的位置分别移至 $(0, 39.234\lambda), (0, 9.269\lambda), (0, -16.644\lambda)$, 如图 2(b)所示. 可见, 当涡旋离轴量改变时, 光涡旋会沿着 y 轴移动. 根据(9)式也可计算出此 3 个光涡旋的位置, 和图 2 中结果一致.

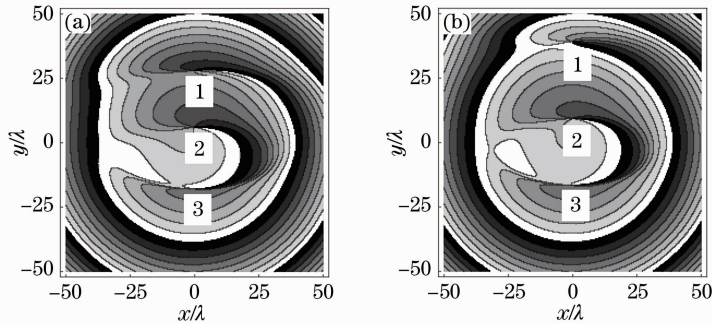


图 2 当涡旋离轴量 $b \neq 0$ 时的等相位线分布

Fig. 2 Contour lines of phase at vortex off-axis distance $b \neq 0$

4 能流密度分析

在一确定的 z 平面, TE 波和 TM 波的能流密度可以用时间平均坡印亭矢量的纵向分量 z 分量来描述, 即

$$\begin{cases} \langle S_z \rangle_{TE} = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E}_{TE}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_{TE}^*(\mathbf{r})]_z \\ \langle S_z \rangle_{TM} = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E}_{TM}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}_{TM}^*(\mathbf{r})]_z \\ \langle S_z \rangle_{\text{whole}} = \langle S_z \rangle_{TE} + \langle S_z \rangle_{TM} \end{cases} \quad (13)$$

式中 * 号代表复共轭, $\langle S_z \rangle_{\text{whole}}$ 表示光束的总能流密度. 把(6)式代入(13)式得

$$\begin{cases}
\langle S_z \rangle_{\text{TE}} = \frac{\pi^2 y^2 z^3 \omega_{0x}^2 \omega_{0y}^2}{2r^{11} (x^2 + y^2) \lambda^2} \exp\left(-k^2 \frac{\omega_{0x}^2 x^2 + \omega_{0y}^2 y^2}{2r^2}\right) \{k^4 \omega_{0x}^6 x^4 (k^2 \omega_{0x}^2 x^2 - 14r^2 + 2k^2 \omega_{0y}^2 y^2) - \\
2k^2 \omega_{0x}^2 x^2 (2br - ky \omega_{0y}^2) [6br^3 - kry(7r + 2bky) \omega_{0y}^2 + k^3 y^3 \omega_{0y}^4] + \\
[6br^3 - kry(7r + 2bky) \omega_{0y}^2 + k^3 y^3 \omega_{0y}^4]^2 + \\
k^2 x^2 \omega_{0x}^4 [49r^4 + 4b^2 k^2 r^2 x^2 - 2k^2 ry(2bkx^2 + 7ry) \omega_{0y}^2 + k^4 y^2 (x^2 + y^2) \omega_{0y}^4]\} \quad (14) \\
\langle S_z \rangle_{\text{TM}} = \frac{x^2 r^2}{y^2 z^2} \langle S_z \rangle_{\text{TE}} \\
\langle S_z \rangle_{\text{whole}} = \left(1 + \frac{x^2 r^2}{y^2 z^2}\right) \langle S_z \rangle_{\text{TE}}
\end{cases}$$

图3为异常空心涡旋光束取不同涡旋离轴量 b 时的能流密度分布,其中图3(a),(d)为TE波的能流密度分布,(b),(e)为TM波的能流密度分布,(c),(f)为光束总的能流密度分布,计算参数为 $\omega_{0x}=5\lambda$, $\omega_{0y}=10\lambda$,(a),(b),(c) $b=0$,(d),(e),(f) $b=5\lambda$ 。

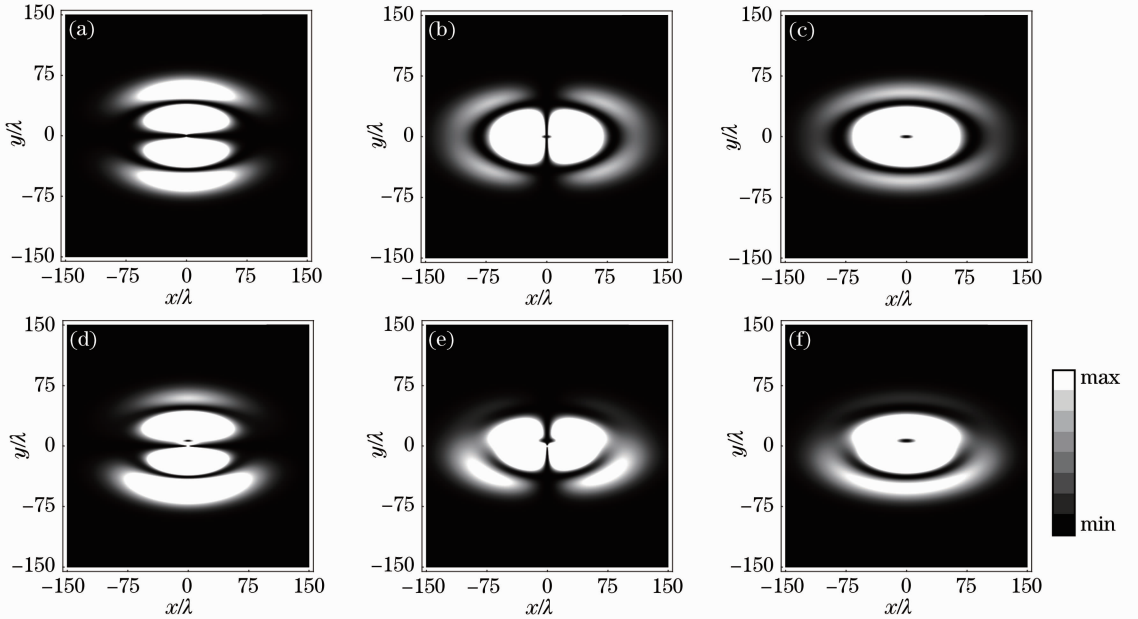


图3 取不同涡旋离轴量 b 时的能流密度分布。(a),(d) TE波;(b),(e) TM波;(c),(f) 整个光束

Fig. 3 Energy flux distributions at different vortex off-axis distance b . (a),(d) TE wave; (b),(e) TM wave;

(c),(f) whole beam

当 $b=0$ 时,TE波 x 轴和TM波 y 轴上的能流密度分别为0,总能流密度原点处的能流密度也为0。若把(14)式中的 x 换成 $-x$, (14)式不变,即能流密度关于 y 轴对称。当把(14)式中的 y 换成 $-y$ 时,若 $b=0$, (14)式保持不变,说明能流密度关于 x 轴对称,如图3(a)~(c)所示;但若 $b \neq 0$, (14)式发生变化,即能流密度不再关于 x 轴对称,如图3(d)~(f)所示。因此,涡旋离轴量会影响能流密度的对称性。图3(c)与图3(f)相比,图3(c)中出现一黑核和一椭圆暗环,根据(14)式可知黑核中心位置在原点(0, 0),椭圆暗环的顶点坐标为 $(\pm 84.517\lambda, 0)$ 、 $(0, \pm 42.146\lambda)$;而在图3(f)中椭圆暗环消失,黑核中心位置移至 $(0, 6.593\lambda)$ 。说明涡旋离轴量的改变

会影响黑核位置和椭圆暗环是否存在。

5 结 论

研究了异常空心涡旋光束在远场传播过程中的矢量结构特性,得到了TE波、TM波及其能流密度的解析表达式。结果表明,异常空心涡旋光束的远场特性主要受涡旋离轴量和束腰宽度的影响。通过分析该光束电场分量的相位分布,得出在一定条件下,光场中会出现椭圆(或圆)刃型位错、直刃型位错和光涡旋;当涡旋离轴量或束腰宽度改变时,相位奇点会发生变化。能流密度的对称性、黑核位置和是否形成椭圆暗环受涡旋离轴量的影响。当涡旋离轴量为0时,光束中心处出现黑核,其强度为0,而当

涡旋离轴量改变时,黑核会移动;当涡旋离轴量不为0时,椭圆暗环并不存在。所得结果深化了对异常空心涡旋光束相位奇点的动态传输和内在矢量结构的认识。

参 考 文 献

- 1 J F Nye, M V Berry. Dislocations in wave trains[J]. Proc R Soc Lond A, 1974, 336(1605): 165—190.
- 2 He De, Gao Zenghui, Yan Hongwei, *et al.*. Interaction of two edge dislocations in free-space propagation[J]. Chinese Phys B, 2011, 20(1): 014201.
- 3 He De, Yan Hongwei, Lü Baida. Evolution and composite optical vortices of Hermite-Gaussian vortex beams[J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(8): 2023—2029.
何 德, 闫红卫, 吕百达. 厄米-高斯涡旋光束形成的合成光涡旋及演化[J]. 中国激光, 2009, 36(8): 2023—2029.
- 4 Ding Panfeng, Pu Jixiong. Change of the off-center Laguerre-Gaussian vortex beam while propagation [J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(6): 064103.
丁攀峰, 蒲继雄. 离轴拉盖尔-高斯涡旋光束传输中的光斑演变[J]. 物理学报, 2012, 61(6): 064103.
- 5 Rao Lianzhou, Pu Jixiong. Focusing of partially coherent vortex beams by an aperture lens[J]. Chinese Phys Lett, 2007, 24(5): 1252—1255.
- 6 Wu Zhichao, Dong Yuan, Liang Zhu. Phase difference and polarization characteristic of hollow beams achieved by conical refraction effect [J]. Acta Photonica Sinica, 2010, 39(8): 1487—1490.
武志超, 董 渊, 梁 柱. 晶体锥折射空心光束的位相差及偏振特性[J]. 光子学报, 2010, 39(8): 1487—1490.
- 7 Cang Ji, Zhang Yixin, Xu Jiancai. Intensity distribution of focused hollow vortex beams with a Gaussian background in turbulent atmosphere[J]. Acta Photonica Sinica, 2009, 38(8): 2122—2125.
仓 吉, 张逸新, 徐建才. 大气湍流中高斯空心涡旋光束的焦面光强分布[J]. 光子学报, 2009, 38(8): 2122—2125.
- 8 Y K Wu, J Li, J Wu. Anomalous hollow electron beams in a storage ring[J]. Phys Rev Lett, 2005, 94(13): 134802.
- 9 Y Cai. Model for an anomalous hollow beam and its paraxial propagation[J]. Opt Lett, 2007, 32(21): 3179—3181.
- 10 Li Changjin, Lü Baida. Propagation of nonparaxial vectorial anomalous hollow beams [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2008, 20(12): 1965—1970.
黎昌金, 吕百达. 非傍轴矢量异常空心光束的传输特性[J]. 强激光与粒子束, 2008, 20(12): 1965—1970.
- 11 K Wang, C Zhao, B Xu. Propagation of anomalous hollow beam through a misaligned first-order optical system [J]. Optics & Laser Technology, 2010, 42(8): 1218—1222.
- 12 Wang Kuilong. Propagation properties of anomalous hollow beam through annular hard-edge diaphragm [J]. J Hangzhou Normal University (Natural Science Edition), 2010, 9(6): 468—472.
王奎龙. 异常空心光束通过环形硬边光阑的传输特性[J]. 杭州师范大学学报(自然科学版), 2010, 9(6): 468—472.
- 13 Pang Wubin, Cen Zhaofeng, Li Xiaotong, *et al.*. The effect of polarization light on optical imaging system [J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(23): 234202.
庞武斌, 岑兆丰, 李晓彤, 等. 偏振对光学系统成像质量的影响[J]. 物理学报, 2012, 61(23): 234202.
- 14 Jia Wenwu, Wang Yuefeng, Huang Feng, *et al.*. Study on vector light field of laser diodes [J]. Laser Technology, 2008, 32(5): 505—507.
贾文武, 汪岳峰, 黄 峰, 等. 半导体激光器矢量光场分布研究[J]. 激光技术, 2008, 32(5): 505—507.
- 15 R Martinez-Herrero, P M Mejias, S Bosch, *et al.*. Vectorial structure of nonparaxial electromagnetic beams [J]. J Opt Soc Am A, 2001, 18(7): 1678—1680.
- 16 G Wu, Q Lou, J Zhou. Analytical vectorial structure of hollow Gaussian beams in the far field [J]. Opt Express, 2008, 16(9): 6417—6424.
- 17 Lu Xuanhui, Huang Huiqin, Zhao Chengliang, *et al.*. Optical vortex beams and optical vortices [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2008, 45(1): 50—56.
陆璇辉, 黄慧琴, 赵承良, 等. 涡旋光束和光学涡旋[J]. 激光与光电子学进展, 2008, 45(1): 50—56.

栏目编辑: 史 敏