

双曲正弦平方-高斯光束在单轴晶体中垂直于光轴的传输

李艳桃 张廷蓉 张伟林 包建勤 霍雅洁

(四川师范大学物理与电子工程学院, 四川 成都 610101)

摘要 基于光束在单轴晶体中的傍轴矢量传输理论,对双曲正弦平方-高斯光束在单轴各向异性晶体中垂直于光轴的传输做了研究,得到了一般的解析传输公式,并用数值计算方法分析了该光束的传输特性。研究表明:由于晶体的各向异性,其原来的偏振特性将不再保持,仅沿 x 方向偏振的初始场分量衍生出 y 分量;随着传输距离的增加,非寻常光沿 x 轴和 z 轴的偏振场慢变振幅均减小,光强峰值也随之减小。此外,双曲正弦平方-高斯光束在单轴晶体中垂直于光轴传输时,光束参数 β 取值不同,光强呈现不同的分布状态。

关键词 物理光学;晶体光学;偏振特性;单轴晶体;双曲正弦平方-高斯光束;各向异性

中图分类号 O734 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP49.062601

Propagation of Sinh-Squared-Gaussian Beams in Uniaxial Crystals Orthogonal to the Optical Axis

Li Yantao Zhang Tingrong Zhang Weilin Bao Jianqin Huo Yajie

(*Institute of Physics and Electronic Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu, Sichuan 610101, China*)

Abstract The propagation of sinh-squared-Gaussian beams is investigated and the analytic solutions are obtained by means of an angular spectrum technique in uniaxially anisotropic crystals orthogonal to the optical axis. The propagation properties of the polarization components in crystals originating from sinh-squared-Gaussian beams are discussed with numerical method. The results show that the polarization properties cannot remain the same during propagation due to effects of anisotropic crystals. The field distribution of the beam polarized along the x -direction derives a y component. Along with the increase of the transmission distance, the polarization amplitude of the extraordinary ray along the x axis and the z axis are reduced, and the intensity also decreases. In addition, the propagation of the sinh-squared-Gaussian beams in anisotropic uniaxial crystals orthogonal to the optical axis can be influenced by the parameter β , and different β brings about different intensity distribution.

Key words physical optics; crystal optics; polarization property; uniaxial crystal; sinh-squared-Gaussian beam; anisotropy

OCIS codes 260.1180; 140.3430; 140.3460; 140.3320

1 引言

近年来,随着各向异性单轴晶体在光学中的广泛应用,激光光束在单轴晶体中的传输特性已成为了人们的研究热点^[1]。光束在各向异性单轴晶体中的传输,理论上可以用各向异性介质的麦克斯韦方程组直接求解^[2],但是因这种方法的复杂性而未被广泛采用。2002年,Ciattoni等^[3,4]基于角谱分析,提出用电场矢量描述光在单轴晶体中的边值问题。其基本物理思想是:在单轴晶体中的任意光束都可以表示为寻常光(o光)和非寻常光(e光)独立传输的叠加。利用这一方法,人们对厄米-高斯光束、拉盖尔-高斯光束、贝塞尔-高斯

收稿日期: 2012-01-16; 收到修改稿日期: 2012-02-29; 网络出版日期: 2012-05-05

基金项目: 四川省教育厅重点项目基金(09ZA089)资助课题。

作者简介: 李艳桃(1985—),女,硕士研究生,主要从事光束传输与变换等方面的研究。E-mail: liyantao_1985@163.com

导师简介: 张廷蓉(1962—),女,教授,硕士生导师,主要从事光束传输与变换等方面的研究。E-mail: trz_sc@163.com

光束、平顶高斯光束、空心高斯光束、可控空心光束等在单轴晶体中沿光轴的传输做了研究^[4~8]。2003年, Ciattoni等^[9]又提出了光束在单轴晶体中垂直于光轴传输的理论,人们先后研究了非衍射光束、各向异性光束、异常空心光束、平顶高斯光束、洛伦兹-高斯光束等在单轴晶体中垂直于光轴的传输^[10~15]。上述研究表明,晶体的各向异性使得光束的初始光场特性在传输过程中不再保持。

1998年, Tovar等^[16,17]引入了厄米-正弦-高斯光束,并证明了这类光束仍是波动方程在傍轴近似下的解。自此,这类光束的各种特殊情形引起了人们广泛的研究兴趣。2001年,王喜庆等^[18]研究了双曲余弦高斯光束通过有光阑限制的ABCD光学系统的传输;2002年,朱开成等^[19]研究了双曲余弦平方-高斯光束在一阶光学系统中的传输特性;同年,罗时荣等^[20]研究了厄米-双曲余弦-高斯光束的瞄准稳定性;2003年,王喜庆等^[21]研究了厄米-余弦-高斯光束在自由空间的传输特性;2005年,孔瑞霞^[22]分析了双曲正弦平方-高斯光束通过薄透镜的聚焦特性;2000年,马虹等^[23]研究了双曲正弦高斯光束及其变换特性。然而,迄今未见有双曲正弦平方-高斯光束在单轴晶体中垂直于光轴传输的研究报道。本文基于Ciattoni等^[2~4,9]提出的傍轴矢量传输理论导出了双曲正弦平方-高斯光束在单轴晶体中垂直于光轴的传输公式,并用数值计算方法分析了该光束的传输特性。

2 光束在单轴晶体中垂直于光轴传输的傍轴矢量理论

在单轴晶体中传播的单色光束可以表示为

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) + k_{01}^2 \boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

式中 $k_{01} = \omega/c$, c 是真空中光速, $\boldsymbol{\varepsilon}$ 是单轴晶体的介电张量, \mathbf{E} 是电场矢量的复振幅。

取 x 轴为晶体光轴方向, 入射光束在单轴晶体中沿着 z 轴方向传输, 那么对于各向异性单轴晶体, 其介电张量可表示为

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{pmatrix} n_e^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_o^2 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

式中 n_o 和 n_e 分别是寻常光与非寻常光的折射率^[24]。基于Ciattoni等^[9]的讨论, 在单轴晶体中垂直于光轴方向传输的光束可以表示为寻常光与非寻常光的线性迭加, 得出其电场表达式为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, z) = \int d^2 \mathbf{k} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \exp(ik_{ez}z) \times \begin{pmatrix} \tilde{E}_x(\mathbf{k}) \\ -\frac{k_x k_y}{k_o^2 n_o^2 - k_x^2} \tilde{E}_x(\mathbf{k}) \\ -\frac{k_{ez} k_x}{k_o^2 n_o^2 - k_x^2} \tilde{E}_x(\mathbf{k}) \end{pmatrix} + \int d^2 \mathbf{k} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \exp(ik_{oz}z) \times \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{k_x k_y}{k_o^2 n_o^2 - k_x^2} \tilde{E}_x(\mathbf{k}) + \tilde{E}_y(\mathbf{k}) \\ -\frac{k_y}{k_{oz}} \left[\frac{k_x k_y}{k_o^2 n_o^2 - k_x^2} \tilde{E}_x(\mathbf{k}) + \tilde{E}_y(\mathbf{k}) \right] \end{pmatrix}, \quad (3)$$

式中 $k_o = 2\pi/\lambda$ 是真空中该单色光波的波数, $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y$ 是波矢量, k_x 和 k_y 表示 o 光和 e 光分别沿 x 轴和 y 轴的波数, 下标 o 和 e 分别标记寻常光和非寻常光的相应物理量。 $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$ 为横截面上的位置矢量, 且

$$\begin{cases} k_{oz}(\mathbf{k}) = (k_o^2 n_o^2 - k^2)^{1/2} \\ k_{ez}(\mathbf{k}) = [k_o^2 n_e^2 - (n_e^2/n_o^2)k_x^2 - k_y^2]^{1/2} \end{cases} \quad (4)$$

电场在 $z=0$ 平面上的二维傅里叶变换式为

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d^2 \mathbf{r} \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, 0). \quad (5)$$

在傍轴条件下, 把(3)式中指数部分展开, 只保留相位和振幅中 k_x/k_o 和 k_y/k_o 的二阶小量, 近似后可以得到^[9]

$$\mathbf{E}_{ex}(\mathbf{r}, z) = \exp(ik_o n_e z) \int d^2 \mathbf{k} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \times \exp\left(-i \frac{n_e^2 k_x^2 + n_o^2 k_y^2}{2k_o n_e n_o} z\right) \tilde{\mathbf{E}}_x(\mathbf{k}) = \exp(ik_o n_e z) A_{ex}(\mathbf{r}, z), \quad (6)$$

$$\mathbf{E}_{ey}(\mathbf{r}, z) = \exp(ik_0 n_e z) \int d^2 \mathbf{k} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \times \exp\left(-i \frac{n_e^2 k_x^2 + n_o^2 k_y^2}{2k_0 n_e n_o^2} z\right) \left(-\frac{k_x k_y}{k_o^2 n_o^2}\right) \tilde{\mathbf{E}}_x(\mathbf{k}) = \exp(ik_0 n_e z) A_{ey}(\mathbf{r}, z), \quad (7)$$

$$\mathbf{E}_{ez}(\mathbf{r}, z) = \exp(ik_0 n_e z) \int d^2 \mathbf{k} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \times \exp\left(-i \frac{n_e^2 k_x^2 + n_o^2 k_y^2}{2k_0 n_e n_o^2} z\right) \left(-\frac{n_e k_x}{k_o n_o^2}\right) \tilde{\mathbf{E}}_x(\mathbf{k}) = \exp(ik_0 n_e z) A_{ez}(\mathbf{r}, z), \quad (8)$$

$$\mathbf{E}_{ox}(\mathbf{r}, z) = 0, \quad (9)$$

$$\mathbf{E}_{oy}(\mathbf{r}, z) = \exp(ik_0 n_o z) \int d^2 \mathbf{k} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \times \exp\left(-i \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k_0 n_o} z\right) \left[\frac{k_x k_y}{k_o^2 n_o^2} \tilde{\mathbf{E}}_x(\mathbf{k}) + \tilde{\mathbf{E}}_y(\mathbf{k})\right] = \exp(ik_0 n_o z) A_{oy}(\mathbf{r}, z), \quad (10)$$

$$\mathbf{E}_{oz}(\mathbf{r}, z) = \exp(ik_0 n_o z) \int d^2 \mathbf{k} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \times \exp\left(-i \frac{k_x^2 + k_y^2}{2k_0 n_o} z\right) \left(-\frac{k_y}{k_o n_o}\right) \tilde{\mathbf{E}}_y(\mathbf{k}) = \exp(ik_0 n_o z) A_{oz}(\mathbf{r}, z), \quad (11)$$

式中 A_{ei} 、 A_{oi} ($i = x, y, z$) 分别表示 e 光和 o 光的慢变振幅。

3 双曲正弦平方-高斯光束在单轴晶体中垂直于光轴的传输公式

在 $z=0$ 的入射面上, 双曲正弦平方-高斯光束的场分布为^[16]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, 0) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{w_0^2}\right) \sinh^2(\alpha x) \sinh^2(\alpha y) \tilde{\mathbf{e}}_x, \quad (12)$$

式中 w_0 表示光束的束腰宽度, α 是与双曲正弦项相关的参数, E_0 为一常数, 为计算简化, 取 $E_0=1$ 。在 $z=0$ 平面上, 光束的偏振方向沿 x 轴, 并且沿 z 轴传输。将(12)式代入(5)式做积分, 得到双曲正弦平方-高斯光束的二维傅里叶变换式

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{k}) = \frac{w_0^2}{16\pi} \exp\left(-\frac{w_0^2}{4} k_x^2 - \frac{w_0^2}{4} k_y^2\right) [\exp(\alpha^2 w_0^2) \cos(\alpha w_0^2 k_x) - 1] [\exp(\alpha^2 w_0^2) \cos(\alpha w_0^2 k_y) - 1] \tilde{\mathbf{e}}_x. \quad (13)$$

令 $\beta = \alpha w_0$, 设为光束参数。将(13)式代入(6)~(11)式, 并运用积分公式得到光束垂直于单轴晶体光轴传输的慢变振幅表达式

$$A_{ex} = \frac{w_0^2}{4(q_x q_y)^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{q_x} - \frac{y^2}{q_y}\right) \left[\exp\left(\beta^2 - \frac{\beta^2 w_0^2}{q_x}\right) \cos\left(\frac{2i\beta w_0}{q_x} x\right) - 1 \right] \left[\exp\left(\beta^2 - \frac{\beta^2 w_0^2}{q_y}\right) \cos\left(\frac{2i\beta w_0}{q_y} y\right) - 1 \right], \quad (14)$$

$$A_{ey} = \frac{w_0^2}{k_o^2 n_o^2 (q_x q_y)^{3/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{q_x} - \frac{y^2}{q_y}\right) \left\{ \exp\left(\beta^2 - \frac{\beta^2 w_0^2}{q_x}\right) \left[x \cos\left(\frac{2i\beta w_0}{q_x} x\right) - i\beta w_0 \sin\left(\frac{2i\beta w_0}{q_x} x\right) \right] - x \right\} \times \left\{ \exp\left(\beta^2 - \frac{\beta^2 w_0^2}{q_y}\right) \left[y \cos\left(\frac{2i\beta w_0}{q_y} y\right) - i\beta w_0 \sin\left(\frac{2i\beta w_0}{q_y} y\right) \right] - y \right\}, \quad (15)$$

$$A_{ez} = \frac{-i w_0^2 n_e}{2k_o n_o^2 (q_x)^{3/2} (q_y)^{1/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{q_x} - \frac{y^2}{q_y}\right) \left\{ \exp\left(\beta^2 - \frac{\beta^2 w_0^2}{q_x}\right) \left[x \cos\left(\frac{2i\beta w_0}{q_x} x\right) - i\beta w_0 \sin\left(\frac{2i\beta w_0}{q_x} x\right) \right] - x \right\} \times \left[\exp\left(\beta^2 - \frac{\beta^2 w_0^2}{q_y}\right) \cos\left(\frac{2i\beta w_0}{q_y} y\right) - 1 \right], \quad (16)$$

$$A_{ox}(\mathbf{r}, z) = 0, \quad (17)$$

$$A_{oy} = \frac{-w_0^2}{k_o^2 n_o^2 q^3} \exp\left(-\frac{x^2}{q} - \frac{y^2}{q}\right) \left\{ \exp\left(\beta^2 - \frac{\beta^2 w_0^2}{q}\right) \left[x \cos\left(\frac{2i\beta w_0}{q} x\right) - i\beta w_0 \sin\left(\frac{2i\beta w_0}{q} x\right) \right] - x \right\} \times \left\{ \exp\left(\beta^2 - \frac{\beta^2 w_0^2}{q}\right) \left[y \cos\left(\frac{2i\beta w_0}{q} y\right) - i\beta w_0 \sin\left(\frac{2i\beta w_0}{q} y\right) \right] - y \right\}, \quad (18)$$

$$A_{oz}(\mathbf{r}, z) = 0. \quad (19)$$

(14)~(16)式分别表示 e 光沿 x 轴、 y 轴和 z 轴偏振场的慢变振幅, (17)~(19)式分别是 o 光沿 x 轴、 y 轴和 z 轴偏振场的慢变振幅。式中

$$\begin{cases} q_x = \omega_0^2 + \frac{2in_e z}{k_0 n_o^2} \\ q_y = \omega_0^2 + \frac{2iz}{k_0 n_e} \\ q = \omega_0^2 + \frac{2iz}{k_0 n_o} \end{cases} \quad (20)$$

运用(14)~(19)式可得双曲正弦平方-高斯光束在单轴晶体中传输时, E_y 的表达式为

$$E_y(\mathbf{r}, z) = \exp(ik_0 n_e z) A_{ey}(\mathbf{r}, z) + \exp(ik_0 n_o z) A_{oy}(\mathbf{r}, z). \quad (21)$$

(14)~(21)式是双曲正弦平方-高斯光束在单轴晶体中垂直于光轴方向传输的解析表达式。利用这些公式, 可以很方便地研究该光束在单轴晶体中垂直于光轴方向的传输特性。

4 数值计算与分析

以金红石晶体为例, 其寻常光和非寻常光的折射率分别为 $n_o = 2.616$, $n_e = 2.903$, 计算中取 $\lambda = 0.632 \mu\text{m}$, $\omega_0 = 10 \mu\text{m}$, 光束在晶体中传输的距离为 z 。图 1 给出了双曲正弦平方-高斯光束垂直于单轴晶体光轴的不同传输面上 e 光沿 x 方向偏振场慢变振幅的模 $|A_{ex}|$, 图 2 给出了 e 光沿 z 方向偏振场慢变振幅的模 $|A_{ez}|$, 图 3 给出了沿 y 方向偏振场分布的模 $|E_y|$, 图 4 给出了光强随传输距离的变化(图 1~图 4 中光束参数 $\beta=1$)。图 5 给出了光束在金红石晶体中 $z=3000 \mu\text{m}$ 的传输面上光束参数 β 取不同值的归一化光强分布。

由图 1 可知, 随着传输距离 z 的增加, e 光沿 x 方向偏振场慢变振幅的模 $|A_{ex}|$ 的峰值逐渐减小, 衍射旁瓣增大, 并由原来对称的 4 个主峰结构演化为中心逐渐突出的多峰结构。图 2 表明, e 光沿 z 方向偏振场慢变振幅的模 $|A_{ez}|$ 的初始光场为对称的四峰结构, 随着传输距离 z 的增加, 其形状逐渐演化为多峰结构, 且其峰值逐渐减小。

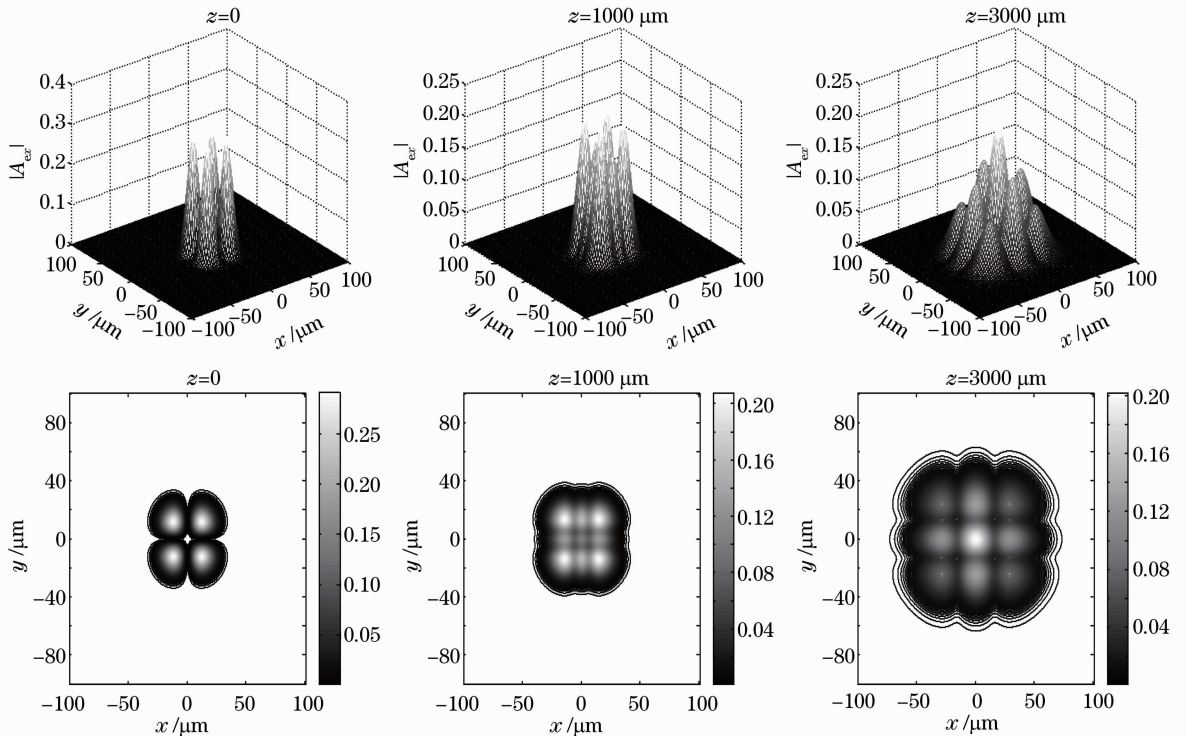


图 1 光束在不同传输面上 e 光沿 x 方向偏振场慢变振幅的模 $|A_{ex}|$

Fig. 1 Profiles of transverse fields $|A_{ex}|$ of beams propagating at different planes

由(20)式计算表明, 在入射面 $z=0$ 上, 沿 y 方向的偏振分量处处为零。图 3 表明在 $z>0$ 平面中, 即晶体内部其他传输面上, 由于晶体的各向异性, 仅沿 x 方向偏振的入射光场诱导出了沿 y 方向的偏振分量, 由 4

个光斑组成,且随着传输距离的增大,光斑逐渐弥散变大,峰值明显减小。由图 1 ~ 图 3 的峰值比较可得, $|E_y| \ll |A_{ex}|$ 及 $|A_{ez}| \ll |A_{ex}|$, 在单轴晶体中垂直于光轴传输的双曲正弦平方-高斯光束的光强可近似表示为 $I(x, y, z) = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2 \approx |A_{ex}|^2$ 。

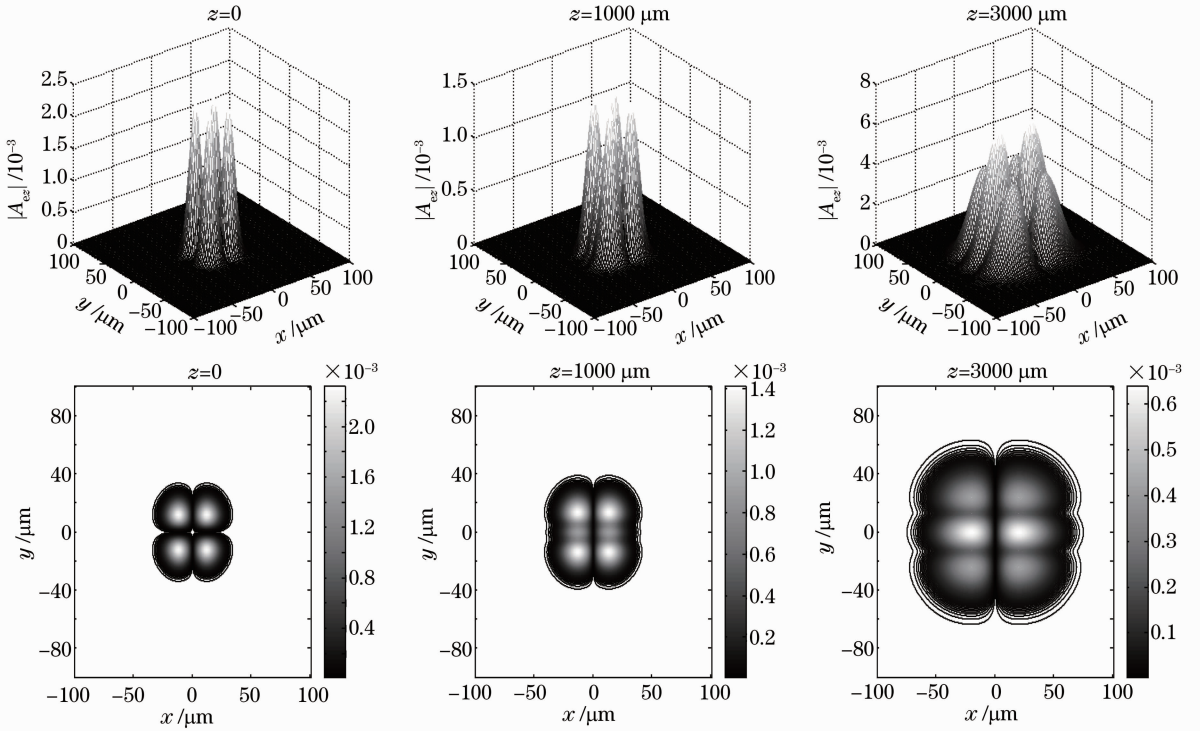


图 2 光束在不同传输面上 e 光沿 z 方向偏振场慢变振幅的模 $|A_{ez}|$

Fig. 2 Profiles of transverse fields $|A_{ez}|$ of beams propagating at different planes

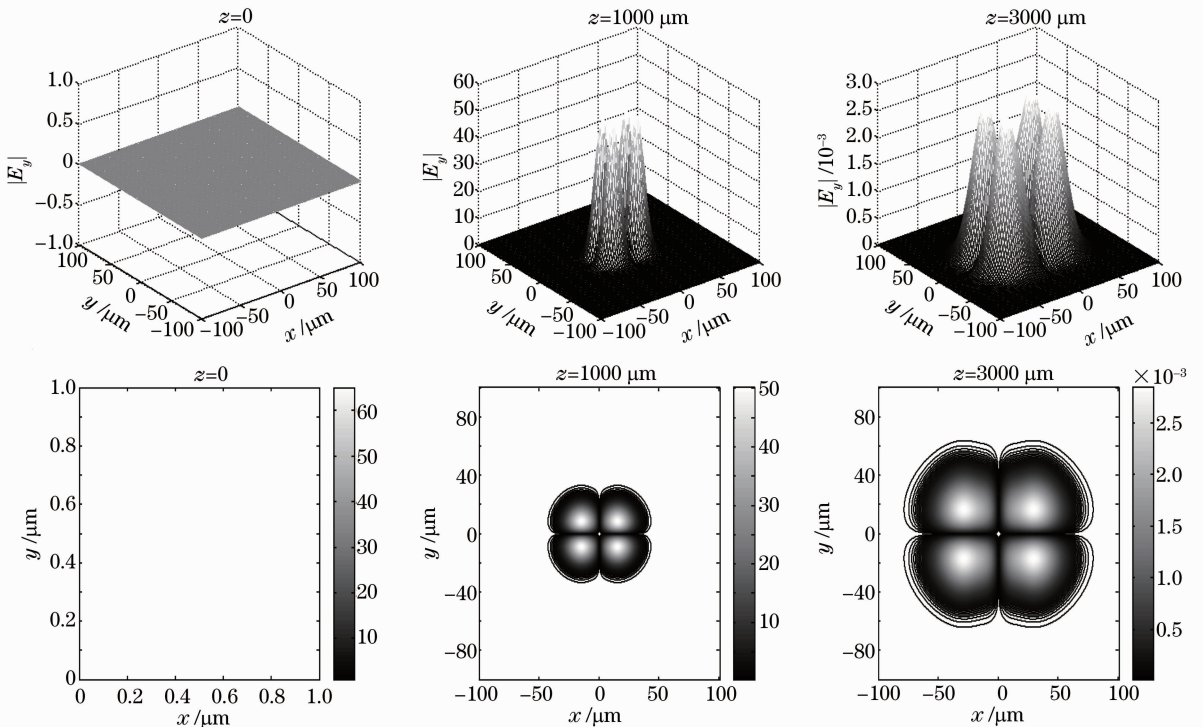


图 3 光束在不同传输面上沿 y 方向偏振场分布的模 $|E_y|$

Fig. 3 Profiles of transverse fields $|E_y|$ of beams propagating at different planes

由图4可以得到,受晶体各向异性的影响,光强随传输距离的增大而逐渐减小,光斑在 xy 平面内弥散,并由原来对称的4个光斑逐渐演变为有中心亮斑的多斑形状。同时,光强分布还与光束参数 β 的取值有关。由图5可见,在同一传输面上光束参数 β 取值不同时,光强呈不同的分布状态。 β 值增大,光强随之增大,衍

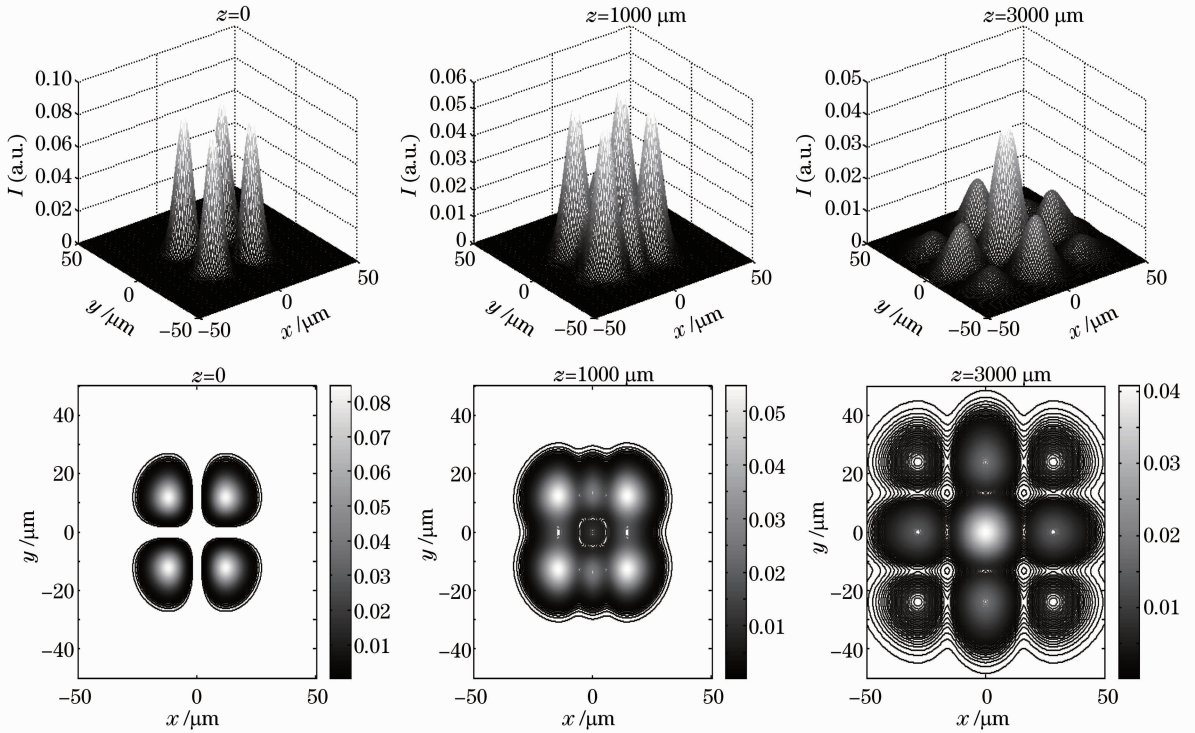


图4 光束在不同传输面上的光强分布 $I(x, y, z) = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2$

Fig. 4 Intensity of beams propagating at different planes $I(x, y, z) = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2$

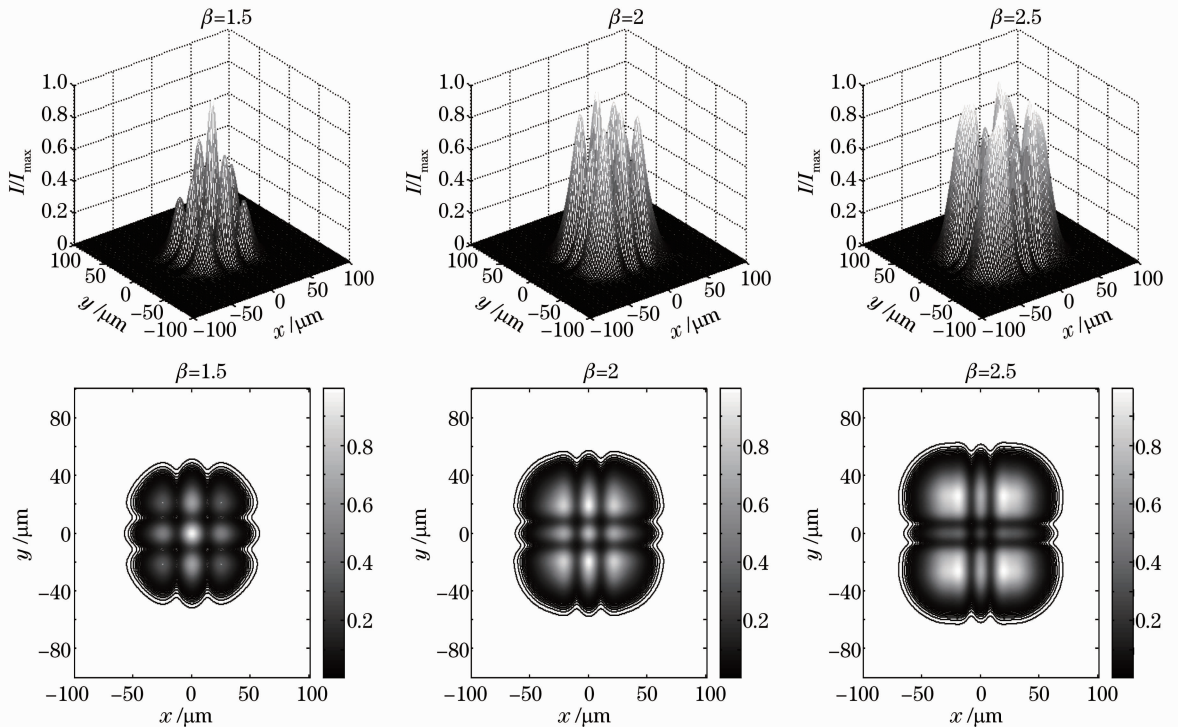


图5 光束在 $z=3000 \mu\text{m}$ 的平面上传输时不同 β 值对应的归一化光强

Fig. 5 Normalized intensity of beams propagating with different β at the plane of $z=3000 \mu\text{m}$

射峰值逐渐超过主峰值。以上结论表明,双曲正弦平方-高斯光束在单轴晶体中垂直于光轴传输过程中不能保持其形状不变。

5 结 论

基于光束在各向异性介质中的傍轴矢量传输理论,导出了双曲正弦平方-高斯光束垂直于各向异性单轴晶体光轴的传输公式,并利用该表达式做数值模拟计算与分析,研究了光束垂直于各向异性晶体光轴的传输特性。研究表明:双曲正弦平方-高斯光束在晶体中传输时,由于晶体的各向异性,沿 x 方向的偏振场分布会感生出 y 分量,随着传输距离 z 的增加,初始光场的慢变振幅逐渐减小,主峰边缘的衍射旁瓣逐渐增大,改变了其原来的偏振特性,即双曲正弦平方-高斯光束在单轴晶体中垂直于光轴的传输过程中不能保持其偏振特性不变。此外,该光束在单轴晶体中垂直于光轴的传输还受到光束参数 β 的影响, β 值增大,光强增大,衍射峰值逐渐超过主峰值。

参 考 文 献

- 1 M. Born, E. Wolf. Principles of Optics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 793~798
- 2 A. Ciattoni, B. Crosignani, C. Palma. Vectorial theory of propagation in uniaxially anisotropic media[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2001, **18**(7): 1656~1661
- 3 A. Ciattoni, G. Cincotti, C. Palma. Propagation of cylindrically symmetric fields in uniaxial crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2002, **19**(4): 792~796
- 4 G. Cincotti, A. Ciattoni, C. Palma. Hermite-Gauss beams in uniaxially anisotropic crystals[J]. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 2001, **37**(12): 1517~1524
- 5 G. Cincotti, A. Ciattoni, C. Palma. Laguerre-Gauss and Bessel-Gauss beams in uniaxial crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2002, **19**(8): 1680~1688
- 6 Luo Shirong, Lü Baida. Propagation of flattened-Gaussian beams in uniaxial crystals[J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, **52**(12): 3061~3067
罗时荣, 吕百达. 平顶高斯光束在单轴晶体中的传输[J]. *物理学报*, 2003, **52**(12): 3061~3067
- 7 Deng Degang, Yu Hua, Xu Shiqing. Propagation and polarization properties of hollow Gaussian beams in uniaxial crystals[J]. *Opt. Commun.*, 2008, **281**(2): 202~209
- 8 Zhang Weilin, Zhang Tingrong, Li Yantao *et al.*. Propagation properties of controllable Dark-Hollow beams in uniaxial crystals[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(8): 0826001
张伟林, 张廷蓉, 李艳桃 等. 可控空心光束在单轴晶体中的传输特性[J]. *光学学报*, 2011, **31**(8): 1~7
- 9 A. Ciattoni, C. Palma. Optical propagation in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis: paraxial theory and beyond[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2003, **20**(11): 2163~2171
- 10 A. Ciattoni, C. Palma. Nondiffracting beams in uniaxial media propagating orthogonally to the optical axis[J]. *Opt. Commun.*, 2003, **224**(4-6): 175~183
- 11 A. Ciattoni, C. Palma. Anisotropic beam spreading in uniaxial crystal[J]. *Opt. Commun.*, 2004, **231**(1-6): 79~92
- 12 Liu Dajun, Zhou Zhongxiang. Various dark hollow beams propagating in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis[J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2008, **10**(9): 095005
- 13 Liu Dajun, Zhou Zhongxiang. Propagation properties of anomalous hollow beam in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis[J]. *Opt. Laser Technol.*, 2009, **41**(7): 877~884
- 14 Liu Dajun, Zhou Zhongxiang. Propagation and the kurtosis parameter of Gaussian flat-topped beams in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis[J]. *Opt. Lasers Eng.*, 2010, **48**(1): 58~63
- 15 Zhao Chengliang, Cai Yangjian. Paraxial propagation of Lorentz and Lorentz-Gauss beams in uniaxial crystals orthogonal to the optical axis[J]. *J. Mod. Opt.*, 2010, **57**(5): 375~384
- 16 A. A. Tovar, L. W. Casperson. Production and propagation of Hermite-sinusoidal-Gaussian beam[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1998, **15**(9): 2425~2432
- 17 L. W. Casperson, A. A. Tovar. Hermite-sinusoidal-Gaussian beams in complex optical systems[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1998, **15**(4): 954~961
- 18 Wang Xiqing, Lü Baida. Propagation of cosh-Gaussian beams through an apertured ABCD optical system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(10): 1214~1218

- 王喜庆, 吕百达. 双曲余弦高斯光束通过有光阑限制的 $ABCD$ 光学系统的传输[J]. 光学学报, 2001, **21**(10): 1214~1218
- 19 Zhu Kaicheng, Zhu Zhenghe, Tang Huiqin. Propagating behavior of cosh-squared-Gaussian beams[J]. *Laser Technology*, 2002, **26**(3): 192~197
- 朱开成, 朱正和, 唐慧琴. 双曲余弦平方-高斯光束的传输特性研究[J]. 激光技术, 2002, **26**(3): 192~197
- 20 Luo Shirong, Lü Baida. Pointing stability of Hermite-cosh-Gaussian beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(6): 692~696
- 罗时荣, 吕百达. 厄米-双曲余弦-高斯光束的瞄准稳定性[J]. 光学学报, 2002, **22**(6): 692~696
- 21 Wang Xiqing, Lü Baida. Propagation properties of Hermite-cosine-Gaussian beams[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2003, **15**(6): 551~554
- 王喜庆, 吕百达. 厄米-余弦-高斯光束的传输特性[J]. 强激光与粒子束, 2003, **15**(6): 551~554
- 22 Kong Ruixia. A Study on Propagation Properties of Elegant Beams[D]. Chengdu: Southwest Jiaotong University, 2005
- 孔瑞霞. 复宗量光束的传输特性研究[D]. 成都: 西南交通大学, 2005
- 23 Ma Hong, Lü Baida, Zhang Bin. Sinh-Gaussian beams and their transformation properties[J]. *Chinese J. Lasers*, 2000, **27**(8): 695~702
- 马虹, 吕百达, 张彬. 双曲正弦高斯光束及其变换特性的研究[J]. 中国激光, 2000, **27**(8): 695~702
- 24 A. Yariv, P. Yeh. *Optical Waves in Crystals*[M]. Yu Rongjin, Jin Feng transl.. Beijing: Science Press, 1991
- A. 亚力夫, P. 叶. 晶体中的光波-激光的传播与控制[M]. 于荣金, 金峰译. 北京: 科学出版社, 1991