

太赫兹贝塞尔谐振腔的设计与分析

黄 晗^{1,2}, 余燕忠^{1,2*}

¹泉州师范学院物理与信息工程学院, 福建 泉州 362000;

²信息功能材料福建省高校重点实验室, 福建 泉州 362000

摘要 在太赫兹频段, 基于准光理论与技术构建了 3 种类型的贝塞尔谐振腔, 即稳定贝塞尔-高斯谐振腔、贝塞尔谐振腔、非稳定贝塞尔-高斯谐振腔。为了严格分析腔内的衍射场分布特性, 通过边界元素法求解迭代并矢格林函数(IDGF), 并利用 IDGF 算法计算腔内的三维自再现模。分析比较 3 种类型的贝塞尔谐振腔的零阶模和高阶模特性, 给出比较结果。所实现的贝塞尔波束或贝塞尔-高斯波束有望用于准光或太赫兹频段的通信、测量和成像等方面。

关键词 物理光学; 谐振腔; 贝塞尔波束; 贝塞尔-高斯波束; 迭代并矢格林函数算法

中图分类号 O435 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP54.012601

Design and Analysis of Bessel Resonator at Terahertz Frequencies

Huang Han^{1,2}, Yu Yanzhong^{1,2}

¹College of Physics and Information Engineering, Quanzhou Normal University, Quanzhou, Fujian 362000, China;

²Key Laboratory of Information Functional Materials for Fujian Higher Education, Quanzhou, Fujian 362000, China

Abstract At terahertz frequencies, three types of Bessel resonators, namely, a stable Bessel-Gauss resonator, a Bessel resonator, and an unstable Bessel-Gauss resonator, are built based on quasi-optical theory and technology. To strictly analyze the diffraction field distribution characteristics of the cavity, the boundary element method is used to calculate the iterative dyadic Green's functions (IDGF), whose algorithm is then used to calculate the three-dimensional self-reconstructing model of the cavity. The zero order model and high order model of three types of Bessel resonators are compared and the results are given. The Bessel beam or Bessel-Gauss beam generated are expected to be used in such fields as communications, measurement and imaging in quasi-optical or terahertz spectrum.

Key words physical optics; resonator; Bessel beam; Bessel-Gaussian beam; iterative dyadic Green's functions algorithm

OCIS codes 260.1960; 050.1970; 050.6875

1 引言

1987 年 Durnin 等^[1-2]发现了一种无衍射光束——贝塞尔光束, 这种光束只是亥姆霍兹方程在圆柱坐标系下的一组特解, 由于其具有无衍射特性和广泛的应用前景, 因此成为一个重要的研究方向, 相继出现了一些理论和实验的研究成果。Gutiérrez-Vega 等^[3]通过理论推导得出 3 种不同坐标系下的无衍射光束解, Santarsiero^[4]通过 ABCD 变换定律探讨了贝塞尔光束的传输问题, Litvin 等^[5]、张前安等^[6]对其自重现特性展开重点研究, 刘岚等^[7]利用衍射理论分析了局域空心光束的结构及其演变过程, 展现无衍射空心光束的重建现象。刘彬等^[8]研究被障碍物阻碍的贝塞尔光束进行多层重建的整个过程, 而 Rogel-Salazar 等^[9]则将贝塞尔光束视为输入和输出的锥形波之间干涉区域形成的一种驻波。轴棱锥是目前用于产生近似无衍射

收稿日期: 2016-09-01; **收到修改稿日期:** 2016-09-18; **网络出版日期:** 2016-12-20

基金项目: 国家自然科学基金(61571271)、福建省自然科学基金面上项目(2016J01760)、泉州师范学院重点学科电子科学与技术专项基金

作者简介: 黄 晗(1963—), 男, 副教授, 主要从事光束变换和毫米波技术等方面的研究。E-mail: hh4561@126.com

* **通信联系人。** E-mail: yuyanzhong059368@163.com

光束最常见的光学元件之一^[10-12],它将平面波变换成锥形波,不需要在腔内设置任何光学元件,因其转换效率高而被广大科研工作者所接受,Khilo等^[13]设计的轴棱锥的贝塞尔-高斯谐振器(ABGR)就是通过轴棱锥来获取贝塞尔-高斯光束的,程治明等^[14]利用热光源通过轴棱锥也获得近似贝塞尔光束。谢晓霞等^[15]研究椭圆孔径与轴棱锥系统产生无衍射光束的传输特性,吴志伟等^[16]介绍使用多个轴棱锥组合构成的系统来解决产生近似无衍射栅型结构光的测量问题。孙川等^[17]设计了一种产生长距离、高质量贝塞尔光束的新型光学元件。

在毫米波和亚毫米波段,Monk等^[18]在1999年利用轴棱锥将高斯波束转换成贝塞尔波束,引起学术界的广泛关注。借鉴Fox-Li算法思想,国内学者余燕忠^[19]提出二维的Stratton-Chu迭代法,用于分析贝塞尔谐振腔内的电磁波束往返渡越中的衍射场分布,实现二维波束的输出。为了更全面地观察腔内衍射场的分布特性,在Stratton-Chu迭代法基础上,Yu等^[20]提出了一个三维的迭代并矢格林函数(IDGF),完成三维波束的输出。本文在太赫兹频段采用准光理论与技术构建了3种类型的贝塞尔谐振腔,并利用三维的IDGF算法计算腔内的零阶和高阶模特性,并得出比较结论。

2 理论分析

2.1 谐振腔的构造

一般认为平行光入射到的轴棱锥(折射率为 η ,顶角为 α)会产生向轴向偏转为 θ_0 的平行光——锥面波,此时上下两列光波叠加就构成了图1中ACBD的光束,其所对应的是贝塞尔波光束为 $J_0(k_\rho \rho) \exp(ik_z z)$, $k_\rho = k \sin \theta_0$ 和 $k_z = k \cos \theta_0$ 分别为径向和纵向波矢分量,波数 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ 是波长,其中:

$$\theta_0 = (\eta - 1)\alpha. \quad (1)$$

如果在C、D点使用一个平面镜 M_2 ,按照几何光学与镜像原理,原来的轴棱锥 M_1 将出现一个虚拟对称的轴棱锥 M'_1 ,贝塞尔波束只能在该谐振器内振荡,不便于输出。为了方便输出腔内的波束,可以将轴棱锥 M_1 底面镀上全反射膜,而平面镜 M_2 镀上部分反射膜,作为耦合输出器。所构建的贝塞尔谐振腔的腔长 L 可定义为

$$L = \frac{A_1}{2 \tan \theta_0} \approx \frac{A_1}{2(\eta - 1)\alpha}, \quad (2)$$

式中 A_1 为轴棱锥的口径面半径。贝塞尔谐振腔长度 L 是有限的,在这个最大准直距离范围内,光强保持不变,光束是无衍射的,而超过这个距离后光强会迅速衰减^[21]。

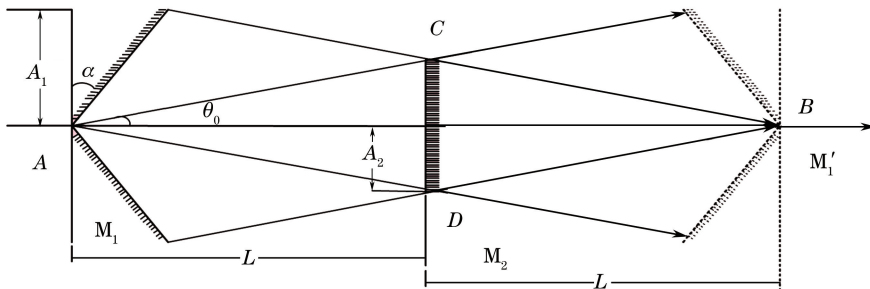


图1 贝塞尔光束与贝塞尔谐振腔

Fig. 1 Bessel beam and Bessel resonator

如果耦合器由凹球面镜或凸球面镜构成并与轴棱镜组成谐振腔,其耦合输出的是圆锥形贝塞尔-高斯波,图2显示了3种不同形式的谐振腔,即贝塞尔谐振腔、稳定贝塞尔-高斯谐振腔、非稳定贝塞尔-高斯谐振腔。

2.2 数值计算方法

为了准确计算腔内的谐振模特性,采用三维的IDGF算法^[20]。该算法利用并矢格林函数来计算腔内往返渡越的电磁场成分,其电磁场 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 的衍射积分公式可表示为^[20,22]

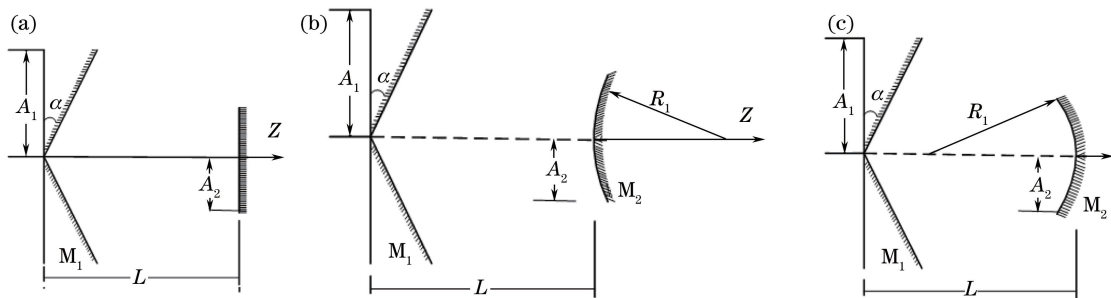


图 2 3 种不同的谐振腔。(a) 贝塞尔谐振腔, 由平面镜和轴棱锥组成; (b) 稳定贝塞尔-高斯谐振腔, 由凸球面镜和轴棱锥组成; (c) 非稳定贝塞尔-高斯谐振腔, 由凹球面镜和轴棱锥组成

Fig. 2 Three different resonators. (a) Bessel cavity, which is consisted of flat mirror and axicon;

(b) stable Bessel-Gauss cavity, which is consisted of convex spherical mirror and axicon; (c) unstable Bessel-Gauss cavity, which is consisted of concave spherical mirror and axicon

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int_{S'} \bar{\bar{G}}_{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') dS' + \int_{S'} \bar{\bar{G}}_{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{M}(\mathbf{r}') dS', \quad (3)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \int_{S'} \bar{\bar{G}}_{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{J}(\mathbf{r}') dS' + \int_{S'} \bar{\bar{G}}_{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{M}(\mathbf{r}') dS', \quad (4)$$

式中 $\bar{\bar{G}}_{ee}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 、 $\bar{\bar{G}}_{mm}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 分别表示电磁型(电、磁转换)的并矢格林函数; $\bar{\bar{G}}_{em}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 、 $\bar{\bar{G}}_{me}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 分别表示磁电型(磁、电转换)的并矢格林函数; 源点积分表面为 S' , $\mathbf{r}(x, y, z)$ 和 $\mathbf{r}'(x', y', z')$ 分别表示任一观测点和源点; $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ 、 $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ 分别表示面电流密度和面磁流密度。

为了求解(3)、(4)式, 采用边界元素法^[23], 把谐振腔模的自再现积分方程转化为矩阵方程进行求解。假设整个镜面由 $P \times P$ 个微小面积单元组成, 每个微小面元上的电磁场分布可用面元中心处的场值来代替, 把积分方程变为有限阶的矩阵方程进行求解。

考虑到镜面上电磁场的边界条件: $\mathbf{M}(\mathbf{r}') = \mathbf{E} \times \mathbf{n} = 0$, \mathbf{n} 表示积分表面 S' 的外法向单位矢量, 于是(4)式可简化为

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \sum_{\rho=1}^P \sum_{\rho=1}^P \bar{\bar{G}}_{me} \mathbf{J}(\mathbf{r}'). \quad (5)$$

由于面电流密度 $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \mathbf{n} \times \mathbf{H}(\mathbf{r})$, 代入上式可得:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \sum_{\rho=1}^P \sum_{\rho=1}^P \bar{\bar{G}}_{me} \mathbf{n} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (6)$$

事实上, 在反射镜的表面有: $\mathbf{n} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}') = 2\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i(\mathbf{r}')$, $\mathbf{H}_i(\mathbf{r}')$ 为入射到镜面上的磁场矢量, 此时:

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \sum_{\rho=1}^P \sum_{\rho=1}^P \bar{\bar{G}}_{me} 2\mathbf{n} \times \mathbf{H}_i(\mathbf{r}'). \quad (7)$$

电磁波在谐振腔中会被镜面来回反射, 往返传播, 经过第 1 次、第 2 次渡越后可分别求得:

$$\mathbf{H}_2(\mathbf{r}_2) = \sum_{\rho=1}^P \sum_{\rho=1}^P \bar{\bar{G}}_{me} 2\mathbf{n}_1 \times \mathbf{H}_1(\mathbf{r}'_1), \quad (8)$$

$$\mathbf{H}_3(\mathbf{r}_3) = \sum_{\rho=1}^P \sum_{\rho=1}^P \bar{\bar{G}}_{me} 2\mathbf{n}_2 \times \mathbf{H}_2(\mathbf{r}'_2). \quad (9)$$

经过 q 次迭代, 若满足下面的关系式:

$$\mathbf{H}_{q+1}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\gamma} \mathbf{H}_q(\mathbf{r}'), \quad (10)$$

此时在腔面上将形成一个稳态的场分布, 则可判定是腔的一个自再现模。(10)式中 γ 是复常数, 一般可表示为 $\gamma = \exp(\alpha + i\beta)$, α, β 是两个与坐标无关的实常数, (10)式可改写为

$$\mathbf{H}_{q+1}(\mathbf{r}) = [\exp(-\alpha) \mathbf{H}_q(\mathbf{r}')] \cdot \exp(-i\beta), \quad (11)$$

式中第一项表示每次渡越后振幅的衰减情况, α 越大衰减越厉害; 第二项表征相位变化情况, β 越大, 相位滞

后越严重,因此单程渡越功率损耗可表示为

$$\delta = \frac{|\mathbf{H}_q(\mathbf{r})|^2 - |\mathbf{H}_{q+1}(\mathbf{r}')|^2}{|\mathbf{H}_q(\mathbf{r})|^2} = 1 - \exp(-2\alpha). \quad (12)$$

其单程渡越的总相移可表示为

$$\phi = \arg[\mathbf{H}_{q+1}(\mathbf{r})] - \arg[\mathbf{H}_q(\mathbf{r}')]. \quad (13)$$

3 系统仿真与探讨

基于准光理论与技术,很容易构建3种类型的谐振腔。下面给出一个仿真实例,相关参数如下:真空磁导率 $\mu_0 = 4.0 \times \pi \times 10^{-7}$,真空介电常数 $\epsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$,工作波长为 $\lambda = 0.32$ mm, $A_1 = 80$ mm, $A_2 = A_1/2 = 40$ mm, $\alpha = 20.3125^\circ$,凸面镜曲率半径为 -3428.57 mm,凹面镜曲率半径为 3428.57 mm。

运用上述迭代算法,经过30次的往返渡越后,腔内的电磁场分布达到稳定状态。图3~图11分别给出了在平面镜(或凸面镜、凹面镜)上输出的零阶和高阶谐振模分布情况。

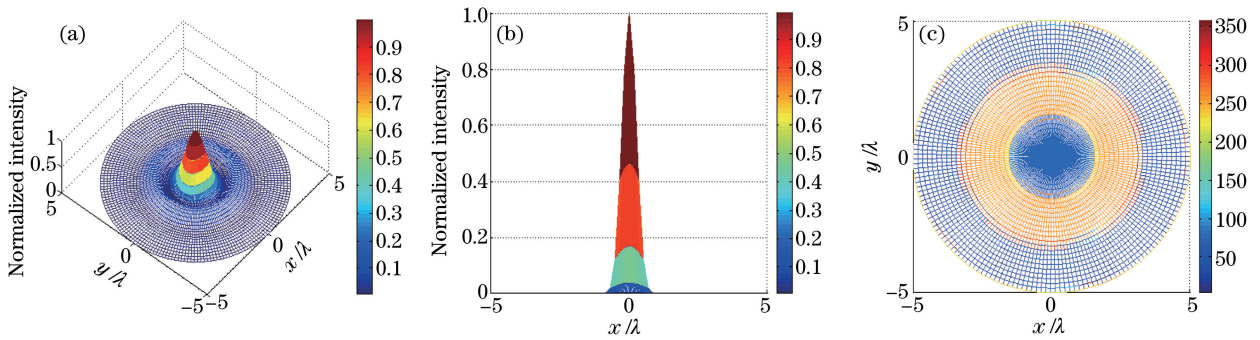


图3 平面镜上的零阶模式。(a) 三维归一化强度分布(幅度);(b) 二维归一化径向光强分布;(c) 二维相位分布(俯视图)

Fig. 3 Zero-order resonating mode on flat mirror. (a) 3D normalized intensity distribution (amplitude); (b) 2D normalized radial intensity distribution; (c) 2D phase distribution (top view)

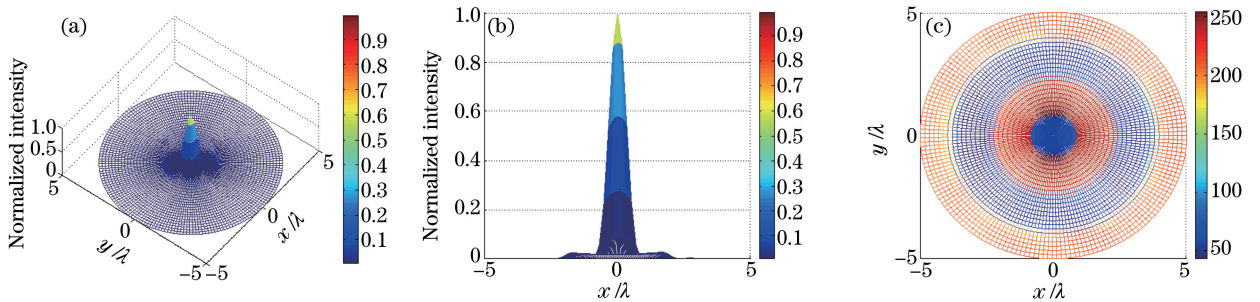


图4 凸面镜上的零阶模式。(a) 三维归一化强度分布(幅度);(b) 二维归一化径向光强分布;(c) 二维相位分布(俯视图)

Fig. 4 Zero-order resonating mode on convex mirror. (a) 3D normalized intensity distribution (amplitude); (b) 2D normalized radial intensity distribution; (c) 2D phase distribution (top view)

从图3~图5可见,3类谐振腔都能激励零阶模,且其最大强度均出现在输出面镜的中心处。仔细观察还可以发现,图3比图4和图5有更多的波纹,这是因为图3产生的是近似零阶贝塞尔波束,而图4和图5产生的是近似零阶贝塞尔-高斯波束,受高斯函数调制,其径向传播衰减更快。由于镜面的物理尺寸限制,3个波束沿径向的振荡是有限的。3个零阶模的相位分布均呈现圆环形的轮廓,且只有一个扇区。

从图6~图8可见,一阶模与零阶模相比有较大的差异。一阶模式的贝塞尔波束和贝塞尔-高斯波束都是空心波束,在镜面的中心位置存在最小强度,沿着径向极大值依次减小。一阶模的相位分布也与零阶模不同,呈现半圆环形的轮廓,且有两个扇区,关于X轴对称。

图9~图11绘出了二阶模式,与一阶模式相同,3种谐振腔激励的二阶模在中心处有最小强度,也是空心波束。但二阶模有4个分离的振荡波峰,而一阶模有两个相连的波峰。二阶模式的相位分布显现出4个扇区的圆环形轮廓,关于中心点奇对称。

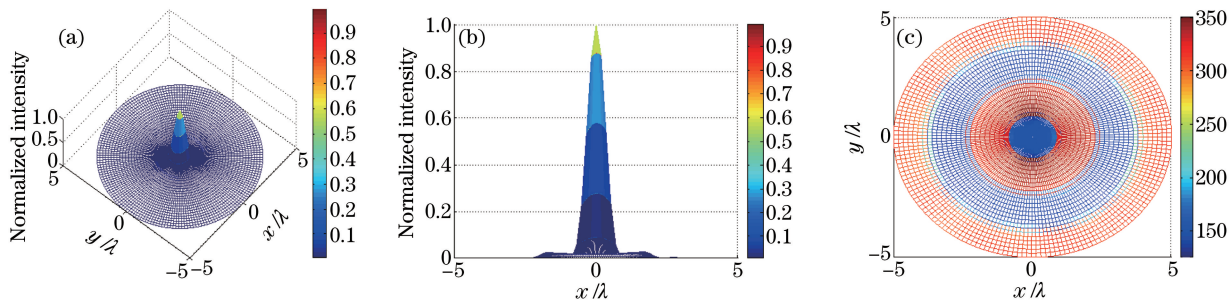


图 5 凹面镜上的零阶模式。(a) 三维归一化强度分布(幅度); (b) 二维归一化径向光强分布; (c) 二维相位分布(俯视图)

Fig. 5 Zero-order resonating mode on concave mirror. (a) 3D normalized intensity distribution (amplitude); (b) 2D normalized radial intensity distribution; (c) 2D phase distribution (top view)

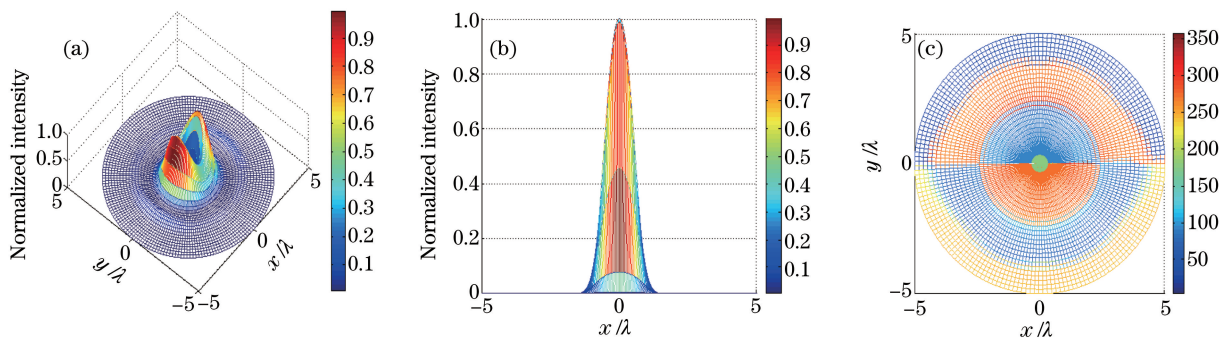


图 6 平面镜上的一阶模式。(a) 三维归一化强度分布(幅度); (b) 二维归一化径向光强分布; (c) 二维相位分布(俯视图)

Fig. 6 First-order resonating mode on flat mirror. (a) 3D normalized intensity distribution (amplitude); (b) 2D normalized radial intensity distribution; (c) 2D phase distribution (top view)

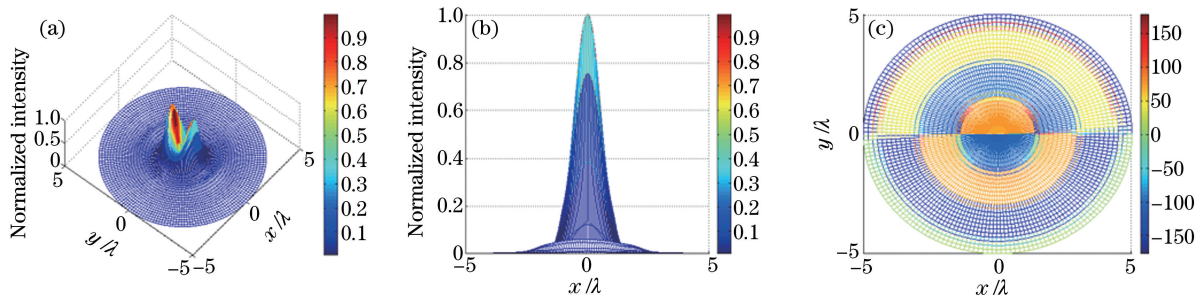


图 7 凸面镜上的一阶模式。(a) 三维归一化强度分布(幅度); (b) 二维归一化径向光强分布; (c) 二维相位分布(俯视图)

Fig. 7 First-order resonating mode on convex mirror. (a) 3D normalized intensity distribution (amplitude); (b) 2D normalized radial intensity distribution; (c) 2D phase distribution (top view)

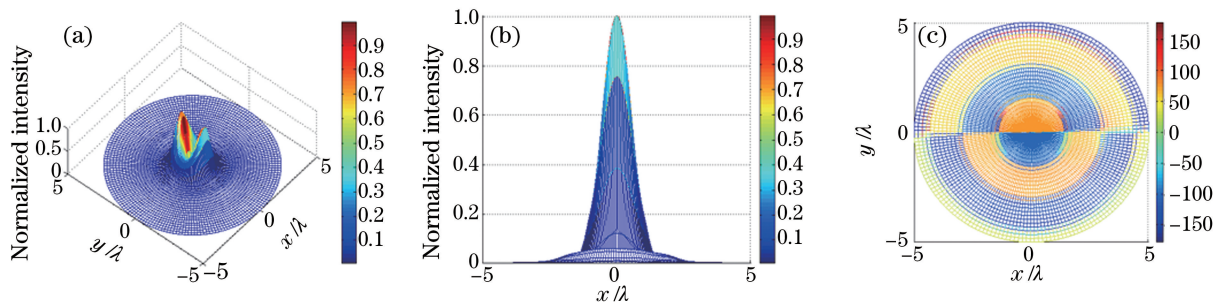


图 8 凹面镜上的一阶模式。(a) 三维归一化强度分布(幅度); (b) 二维归一化径向光强分布; (c) 二维相位分布(俯视图)

Fig. 8 First-order resonating mode on concave mirror. (a) 3D normalized intensity distribution (amplitude); (b) 2D normalized radial intensity distribution; (c) 2D phase distribution (top view)

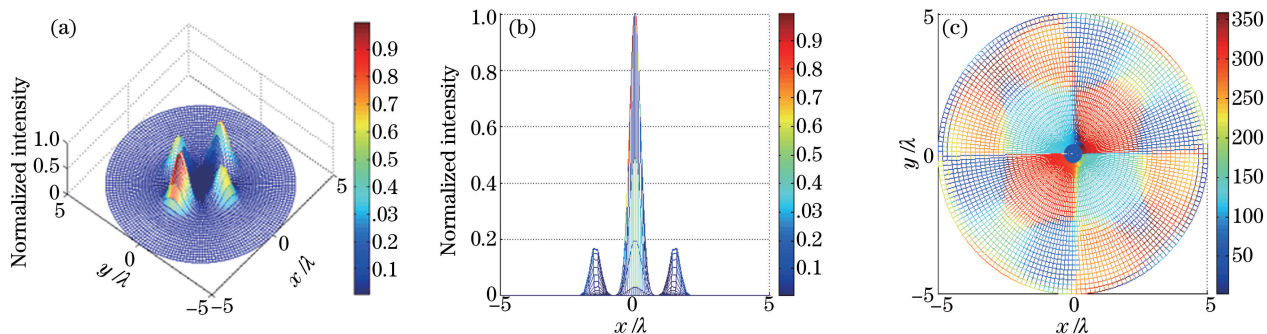


图9 平面镜上的二阶模式。(a) 三维归一化强度分布(幅度); (b) 二维归一化径向光强分布; (c) 二维相位分布(俯视图)

Fig. 9 Second-order mode on flat mirror. (a) 3D normalized intensity distribution (amplitude); (b) 2D normalized radial intensity distribution; (c) 2D phase distribution (top view)

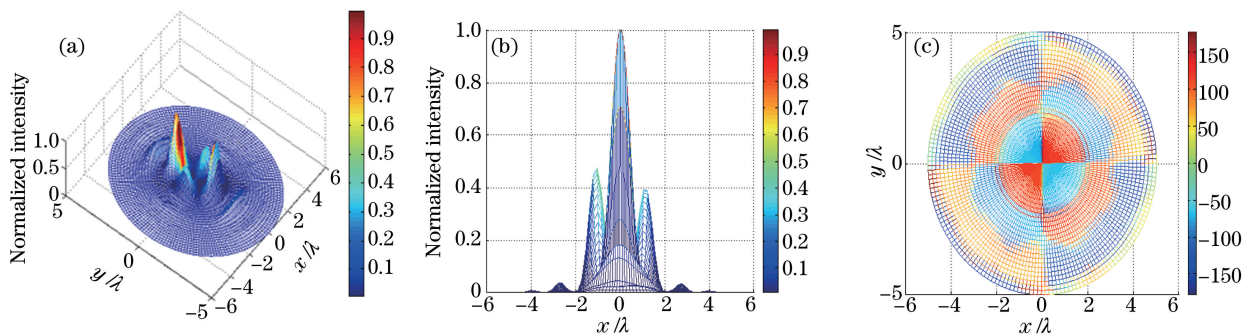


图10 凸面镜上的二阶模式。(a) 三维归一化强度分布(幅度); (b) 二维归一化径向光强分布; (c) 二维相位分布(俯视图)

Fig. 10 Second-order mode on convex mirror. (a) 3D normalized intensity distribution (amplitude); (b) 2D normalized radial intensity distribution; (c) 2D phase distribution (top view)

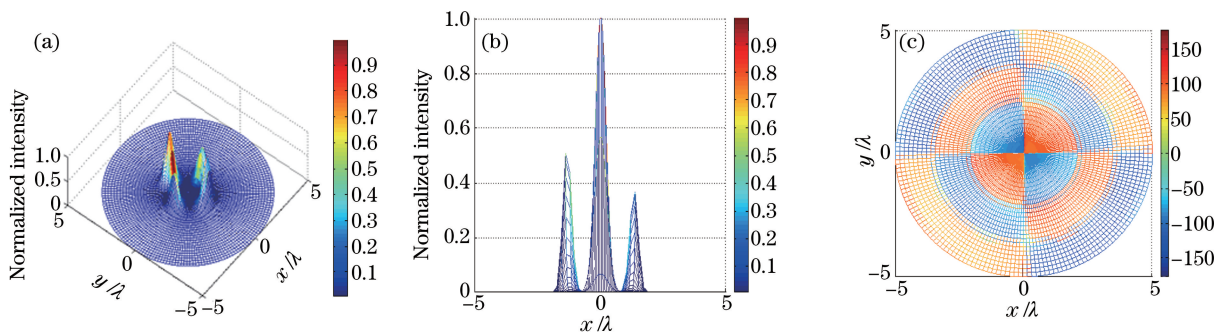


图11 凹面镜上的二阶模式。(a) 三维归一化强度分布(幅度); (b) 二维归一化径向光强分布; (c) 二维相位分布(俯视图)

Fig. 11 Second-order mode on concave mirror. (a) 3D normalized intensity distribution (amplitude); (b) 2D normalized radial intensity distribution; (c) 2D phase distribution (top view)

最后通过(12)、(13)式可以计算上述3种谐振腔9种模式的功率损耗和相移的值,如表1和表2所示。从表1可见,零阶模的功率损耗最小,二阶模的功耗最大,而一阶模的功耗居中,由此可得谐振模的功耗随着阶数的增加而变大。从表2可见,零阶模的绝对相移最小,一阶模的绝对相移居中,而二阶模的绝对相移最大,由此可推断谐振模的绝对相移随着阶数的增加而增加。这些仿真计算结果均与理论相吻合。

表1 3种谐振腔的功率损耗

Table 1 Power loss of three resonant cavities

Resonant cavity	Zero-order /%	First-order /%	Second-order /%
Axicon-flat	13.69	14.75	14.92
Axicon-concave	5.38	7.81	8.01
Axicon-convex	9.28	16.33	16.48

表 2 3 种谐振腔的相移
Table 2 Phase shift of three resonant cavities

Resonant cavity	Zero-order	First-order	Second-order
Axicon-flat	-25	-27	132
Axicon-concave	97	-109	136
Axicon-convex	-58	-71	100

4 结 论

在太赫兹频段,利用准光理论与技术构建了 3 种类型的贝塞尔谐振腔,并运用 IDGF 算法计算腔内的谐振模特性,如幅度、相位、损耗和相移等。通过仿真实例可得出如下结论:零阶模均为实心波束,而高阶模为空心波束;零阶模、一阶模和二阶模的相位分布分别呈现出一个扇区、两个扇区和 4 个扇区的圆环形轮廓,故可推论出 N 阶模的相位分布为 2^N 个扇区的圆环形轮廓;谐振模的阶数越高,损耗和绝对相移也越大。这些结果对设计贝塞尔谐振腔有很大的参考价值。所实现的贝塞尔波束或贝塞尔-高斯波束有望应用于太赫兹成像、大气探测及通信等领域中。

参 考 文 献

- [1] Durnin J, Miceli J J, Eberly J H. Diffraction-free beams[J]. Phys Rev Lett, 1987, 85(15): 1499-1501.
- [2] Durnin J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. the scalar theory[J]. J Opt Soc Am A, 1987, 4(4): 651-654.
- [3] Gutiérrez-Vega J C, Bandres M A. Helmholtz-Gauss waves[J]. J Opt Soc Am A, 2005, 22(2): 289-298.
- [4] Santarsiero M. Propagation of generalized Bessel-Gauss beams through ABCD optical systems[J]. Opt Commun, 1996, 132(1): 1-7.
- [5] Litvin I A, McLaren M G, Forbes A. A conical wave approach to calculating Bessel-Gauss beam reconstruction after complex obstacles[J]. Opt Commun, 2009, 282 (6): 1078-1082.
- [6] Zhang Qianan, Wu Fengtie, Zheng Weitao, *et al.* Self-reconstructing properties of high-order Bessel-Gauss beam[J]. Scientia Sinica (Physica, Mechanica & Astronomica), 2011, 41(10): 1131-1137.
张前安, 吴逢铁, 郑维涛, 等. 高阶贝塞尔-高斯波束的自重建特性[J]. 中国科学: 物理学力学天文学, 2011, 41(10): 1131-1137.
- [7] Liu Lan, Wu Fengtie. Description of bottle beam and reconstruction of Bessel beam based on diffraction integral theory [J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(2): 370-374.
刘 岚, 吴逢铁. 衍射理论对局域空心光束及无衍射光束重建的描述[J]. 光学学报, 2008, 28(2): 370-374.
- [8] Liu Bin, Wu Fengtie, Jiang Xinguang. Particles manipulation in multiplane using non-diffracting Bessel beam [J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(2): 379-382.
刘 彬, 吴逢铁, 江新光. 利用无衍射贝塞尔耳光束多层面操控微粒[J]. 中国激光, 2009, 36(2): 379-382.
- [9] Rogel-Salazar J, New G H C, Chávez-Cerda S. Bessel-Gauss beam optical resonator[J]. Opt Commun, 2001, 190(1): 117-122.
- [10] Fan Dandan, Zhang Qianan, Cheng Zhiming, *et al.* Simulation and experimental confirmation on the reconstruction of Bessel beams[J]. Acta Phys Sin, 2012, 61(16): 164103.
范丹丹, 张前安, 程治明, 等. Bessel 光束自重建的模拟仿真与实验验证[J]. 物理学报, 2012, 61(16): 164103.
- [11] Hernandez-Aranda R I, Chavez-Cerda S, Gutierrez-Vega J C. Theory of the unstable Bessel resonator[J]. J Opt Soc Am A, 2005, 22(9): 1909-1917.
- [12] Tsangaris C L, New G H C, Rogel-Salazar J. Unstable Bessel beam resonator[J]. Opt Commun, 2003, 223(4): 233-238.
- [13] Khilo A N, Katranji E G, Ryzhevich A A. Axicon-based Bessel resonator: analytical description and experiment[J]. J Opt Soc Am A, 2001, 18(8): 1986-1992.
- [14] Cheng Zhiming, Wu Fengtie, Zheng Weitao, *et al.* Theory and experiment of Bessel beam generated by thermal light source[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32 (7): 0726001.
程治明, 吴逢铁, 郑维涛, 等. 热光源产生贝塞尔光束的理论及实验[J]. 光学学报, 2012, 32 (7): 0726001.

- [15] Xie Xiaoxia, Li Dong, Wu Fengtie. Ribbon quasi-non-diffracting beam obtained with elliptical aperture and axicon system[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(1): 0126001.
谢晓霞, 李冬, 吴逢铁. 椭圆孔径与轴棱锥系统产生带状近似无衍射光束[J]. 光学学报, 2015, 35(1): 0126001.
- [16] Wu Zhiwei. Prism group generating wide area approximate non-diffracting grating structure light[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(4): 042601.
吴志伟. 棱镜组产生宽区域近似无衍射栅型结构光[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(4): 042601.
- [17] Sun Chuan, He Yanlin, Chen Jing, *et al.* Bessel beam generated by linear radial gradient-index lens[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(8): 0802002.
孙川, 何艳林, 陈婧, 等. 线性径向梯度折射率透镜产生贝塞尔光[J]. 中国激光, 2015, 42(8): 0802002.
- [18] Monk S, Arlt J, Robertson D A, *et al.* The generation of Bessel beams at millimetre-wave frequencies by use of an axicon[J]. Opt Commun, 1999, 170(4-6): 213-215.
- [19] Yu Yanzhong. Researches on generation of Bessel beams and their characteristics at millimeter and sub-millimeter wavebands[D]. Nanjing: Southeast University, 2009: 77-89.
余燕忠. 毫米波与亚毫米波段贝塞尔波束的产生及其特性研究[D]. 南京: 东南大学, 2009: 77-89.
- [20] Yu Y Z, Meng H F, Dou W B. Analysis of mm-wave bands quasi-optical unstable Bessel-Gauss resonator by IDGF algorithm[J]. Progress in Electromagnetics Research Letters, 2014, 50: 19-27.
- [21] Xing Xiaoxue, Wu Fengtie, Zhang Jianrong. Theoretical analysis of non-diffracting J_0 beam[J]. Journal of Huaqiao University (Natural Science), 2006, 27(1): 31-34.
邢笑雪, 吴逢铁, 张建荣. 无衍射 J_0 波束的理论分析[J]. 华侨大学学报(自然科学版), 2006, 27(1): 31-34.
- [22] Eroglu A, Lee J K. Simplified formulation of dyadic Green's functions and their duality relations for general anisotropic media[J]. Progress in Electromagnetics Research Letters, 2007, 77: 391-408.
- [23] Li Kuohu, Song Yueli, Yao Dongyong, *et al.* Analysis of the laser field distribution of circular plano-concave resonator with a tilted Gaussian reflectivity mirror[J]. Optical Technique, 2012, 38(1): 69-72.
李阔湖, 宋月丽, 姚东永, 等. 圆形高斯镜平凹腔镜倾斜时光场模式分析[J]. 光学技术, 2012, 38(1): 69-72.