

会聚波面光场的衍射特性

郭福源*, 李连煌, 郑华

福建师范大学光电与信息工程学院激光与光电子技术研究所, 光子技术福建省重点实验室,
医学光电科学与技术教育部重点实验室, 福建 福州 350007

摘要 以能量守恒定律为基础分析一种会聚光场的衍射积分公式, 推导出以一个衍射源参考波面为半球面的衍射积分公式的倾斜因子, 给出一个计算焦平面上光场分布的表达式, 并以虚拟矢量子波干涉解释会聚光场的衍射过程。根据满足正弦条件的聚焦物镜对光波波面的变换特性, 给出平坦波面光场经过物镜聚焦后的焦面光场计算表达式, 并以简单直角坐标偏振和简单柱面坐标偏振的拉盖尔-高斯光束聚焦特性为例说明该公式的应用。

关键词 物理光学; 衍射理论; 倾斜因子; 能量守恒定律; 聚焦

中图分类号 O436.1

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0526001

Diffraction Characteristic of Light Field with Converging Wave Front

Guo Fuyuan*, Li Lianhuang, Zheng Hua

Key Laboratory of Optoelectronic Science and Technology for Medicine of Ministry of Education,
Fujian Provincial Key Laboratory of Photonics Technology, Institute of Laser & Optoelectronics Technology,
College of Photonic and Electronic Engineering, Fujian Normal University, Fuzhou, Fujian 350007, China

Abstract On the basis of the law of energy conservation, we analyzed a diffraction integral formula for the converging light field, derived an inclination factor of the diffraction integral formula for a semi-spherical reference wave front of the diffraction source, and suggested a formula for calculating the light field distribution on the focal plane. In addition, we explained the diffraction process of the converging light field by the interference process of suppositional vector wavelets. Then, according to the wave front transformation properties of focusing objective lens satisfying the sine condition, a calculation formula for the light field in focal plane which focuses from a planar wave front by the focusing objective lens was proposed. Finally, the applications of the above formulas were discussed through the focusing characteristics of the Laguerre-Gaussian beams with simple rectangular coordinate polarization and simple cylindrical coordinate polarization.

Key words physical optics; diffraction theory; inclination factor; law of energy conservation; focusing

OCIS codes 260.1960; 260.2160; 070.7345

1 引言

会聚波面为聚焦光学系统中的常见波面, 在考察单色会聚球面波通过圆孔衍射后在焦点附近的光场特性时, 由于忽略了衍射源波面上倾斜因子的影响, 惠更斯-菲涅耳(Huggens-Fresnel)原理^[1-2]由德拜(Debye)积分^[2-4]或里查德-沃耳夫(Richards-

Wolf)衍射积分公式^[5]表达。

柱面坐标偏振光场由于具有一些如光镊子、粒子加速和高分辨率成像等潜在的特殊应用, 光场表达和传输特性分析及其应用研究已成为热点课题^[6-11]。德拜积分或里查德-沃耳夫矢量衍射积分公式常被用于各类偏振光束聚焦特性的数值计算和模拟^[10-15], 由于忽略了衍射积分公式中的观察方倾

收稿日期: 2020-09-08; 修回日期: 2020-09-29; 录用日期: 2020-10-12

基金项目: 中央引导地方科技发展专项(2020L3008)、福建省自然科学基金(2019J01269, 2018J01301)

* E-mail: guofy@fjnu.edu.cn

斜因子,基于数值计算的电场强度或光强分布图成为焦面光场的常用表达形式,但能够用于焦面光场特性分析的解析函数较少。

本文以矢量光场特性和行波场辐射能量守恒为基础分析适用于会聚光场特性分析的衍射积分公式,将分析衍射问题的衍射源参考面设定于半球形波面,将观察参考面设定于焦平面,推断出用于分析会聚光场焦平面特性的衍射积分公式中的观察方倾斜因子,观察方倾斜因子为观察方倾斜角余弦的平方根,并以虚拟矢量子波相干叠加解释会聚光场的衍射过程。

根据聚焦物镜对光波波面的变换功能,当入射平坦波面垂直于聚焦物镜的光轴时,满足正弦条件的聚焦物镜的变迹(或切趾)因子^[3,5]为物镜像方光

线倾斜角余弦的平方根,基于此给出一种平坦波面光场经过满足正弦条件的聚焦物镜聚焦时的焦面光场表达式,并以一个简单直角坐标偏振 LG_{00} 模高斯(Gauss)光束和简单柱面坐标偏振 LG_{10} 模拉盖尔(Laguerre)-高斯光束^[9,16]的聚焦特性为例说明该公式的应用。

2 观察方倾斜因子的选择

根据惠更斯原理^[2]分析衍射过程,衍射源参考面 Σ 为会聚光场的半球形波面,波面曲率半径为 R ,曲率中心为 O' ,观察参考面 Σ' 为焦平面处的平坦波面,它与直角坐标系的 $x'O'y'$ 平面重合,如图 1 所示。

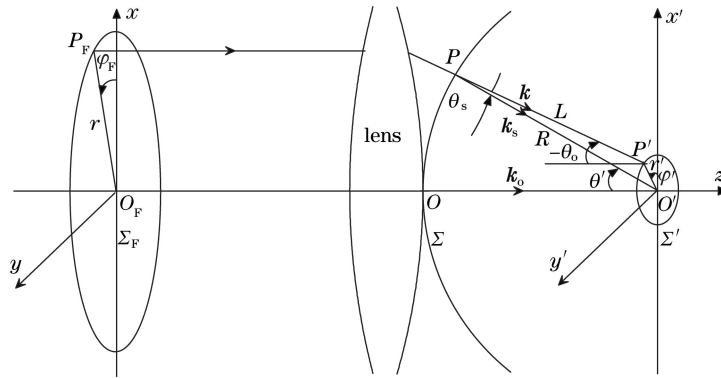


图 1 会聚波面衍射过程示意图

Fig. 1 Schematic of the diffraction from converging wave front

设衍射过程位于无源的各向同性均匀介质空间区域,波长为 λ 的光波在区域中的电场和磁场分布函数具有相同的表达形式,参考子波波矢 \mathbf{k} 与衍射源参考点 P 处光波波矢 \mathbf{k}_s 的夹角为衍射源方倾斜角 θ_s ,参考子波波矢 \mathbf{k} 与观察参考点 P' 处光波波矢 \mathbf{k}_o 的夹角为观察方倾斜角 θ_o ,并假设衍射积分公式的倾斜因子 $K(\theta_s, \theta_o)$ 由衍射源方倾斜角 θ_s 和观察方倾斜角 θ_o 共同决定^[16],根据惠更斯-菲涅耳原理^[2],当衍射源参考点 P 与观察参考点 P' 之间的距离 $L \gg \lambda$ 时,观察参考面 Σ' 上 P' 点的光场分布函数 $U(P')$ 可表达为

$$U(P') = \iint_{\Sigma} U(P) \frac{\exp(ikL)}{i\lambda L} K(\theta_s, \theta_o) d\sigma, \quad (1)$$

式中: $U(P)$ 为衍射源参考面 Σ 上的光场分布函数, i 为虚数单位, k 为光波的波数, $d\sigma$ 为衍射源参考面的微面元。

若焦平面 Σ' 上的光场有效径向尺寸 r'_{\max} 较小,衍射源波面 Σ 的曲率半径 $R \gg 2r'_{\max}{}^2/\lambda$, 衍射源参考点 P 处的光波波矢 \mathbf{k}_s 与 z 轴的夹角为 θ' , 可借

鉴瑞利判断简化衍射源参考点 $P(R \sin \theta' \cos \varphi, R \sin \theta' \sin \varphi, -R \cos \theta')$ 与观察参考点 $P'(r' \cos \varphi', r' \sin \varphi', 0)$ 之间的距离 L 的表达式, 即 $L \approx R - r' \sin \theta' \cos(\varphi - \varphi')$, 简化引起的误差远小于 $\lambda/4$ 。当 $R \gg r'_{\max}$ 时, 衍射源方倾斜角 $\theta_s \approx 0$, 观察方倾斜角 $\theta_o \approx -\theta'$, 可以认为倾斜因子 $K(\theta_s, \theta_o)$ 几乎与衍射源方倾斜角 θ_s 无关, 只由观察方倾斜角 θ_o 计算, 假设 $K(\theta_o)$ 为偶函数, 有 $K(\theta_s, \theta_o) \approx K(\theta_o) \approx K(\theta')$ 。

由于衍射源微面元 $d\sigma = R^2 \sin \theta' d\theta' d\varphi$, 由 (1) 式知, 观察平面 Σ' 上的光场径向分布函数 $U(r', \varphi')$ 可由衍射源参考半球面上的光场角向分布函数 $U(R, \theta', \varphi)$ 表达为

$$U(r', \varphi') = \frac{R \exp(ikR)}{i\lambda} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} K(\theta') U(R, \theta', \varphi) \times \exp[-ikr' \sin \theta' \cos(\varphi' - \varphi)] \sin \theta' d\varphi d\theta'. \quad (2)$$

采用场分布函数 $U_m(r')$ 表达两类偏振光场, 下标 m 标注偏振类型^[16]。 $m=0$ 表示简单直角坐标偏振光场, $U_m(r')$ 代表光场的 x 轴或 y 轴分量, 或 x 轴分量与 y 轴分量的组合; $m=1$ 表示光场为

简单柱面坐标偏振光场, $U_m(r')$ 代表光场的径向或角向分量, 或径向分量和角向分量的组合。根据 m 阶贝塞尔 (Bessel) 函数 $J_m(\alpha)$ 的积分形式表达式^[17-19], 观察参考平面 Σ' 上光场的径向空间频率表达式 $f'_r = \sin \theta'/\lambda$ 及其微分形式表达式 $df'_r = (\cos \theta'/\lambda) d\theta'$, 观察平面 Σ' 上的两类偏振光场的径向分布函数 $U_m(r')$ 可由衍射源参考半球面 Σ 上的光场角向分布函数 $U_m(R, \theta')$ 表达为

$$U_m(r') = 2\pi R \lambda \exp(i\Phi) \int_0^\infty \frac{K(\theta') U_m(R, \theta')}{\cos \theta'} \text{circ}(\lambda f'_r) \times J_m(2\pi r' f'_r) f'_r df'_r, \quad (3)$$

式中, $\Phi = kR - (m+1)\pi/2$ 为相位延迟, $\theta' = \arcsin(\lambda f'_r)$, 用于 θ' 和 f'_r 之间的变量替换, $\text{circ}(\lambda f'_r)$ 为圆孔函数。

衍射源参考面为半球形波面, 倾斜角 $\theta' \leq \pi/2$, 焦面光场的径向空间频率 $f'_r \leq 1/\lambda$, (3) 式中的圆孔函数 $\text{circ}(\lambda f'_r) = 1$ 。

根据数学概念上的空间频谱定义, 焦面光场的径向空间频谱 $S_m(f'_r)$ 为场分布函数 $U_m(r')$ 的 m 阶汉克尔 (Hankel) 变换, 根据汉克尔变换^[9, 16, 20] 的性质, 由 (3) 式知, 焦平面光场的径向空间频谱可表达为

$$S_m(f'_r) = \frac{R \lambda K(\theta') U_m(R, \theta') \exp(i\Phi)}{\cos \theta'}. \quad (4)$$

根据帕斯瓦尔 (Parseval) 定理^[1], 基于参考平面上光场径向分布函数 $U_m(r')$ 计算的焦面光场总功率与基于数学概念上的径向空间频谱分布函数 $S_m(f'_r)$ 计算的焦面光场总功率等效, 由基于径向空间频谱分布函数计算的光场总功率表达式^[16] 和 (4) 式知, 在观察参考平面 Σ' 上, 焦面光场总功率 P_{OP} 的计算式为

$$P_{OP} = 2\pi C_0 \int_0^\infty \frac{R^2 \lambda^2 K^2(\theta') |U_m(R, \theta')|^2}{\cos^2 \theta'} f'_r df'_r, \quad (5)$$

式中: C_0 常数^[9, 16], $|U_m(R, \theta')|$ 为光场分布函数 $U_m(R, \theta')$ 的模。

衍射源波面为半球面, 当波面曲率半径 $R \gg \lambda$ 时, 波面的尺寸远大于 λ , 衍射源微面元 $d\sigma$ 上的能流密度可由坡印亭 (Poynting) 矢量^[2, 21] 时间平均值计算, 衍射源微面元上的光场功率 $dP_{DS} = C_0 |U_m(R, \theta')|^2 d\sigma$, 由微面元 $d\sigma$ 、空间频率 f'_r 及其微分形式 df'_r 的表达式知, 衍射源参考面 Σ 上的光

场总功率 P_{DS} 可表达为

$$P_{DS} = 2\pi R^2 \lambda^2 C_0 \int_0^\infty \frac{|U_m(R, \theta')|^2}{\cos \theta'} f'_r df'_r. \quad (6)$$

由 (5) 式和 (6) 式知, 当且仅当衍射积分公式的倾斜因子 $K(\theta') = \cos^{1/2} \theta'$ 时, 焦平面上的光场总功率 P_{OP} 等于半球形衍射源参考面上的光场总功率 P_{DS} , 满足能量守恒定律。

而当采用德拜积分或里查德-沃耳夫衍射积分公式分析焦面光场特性时, 由于未考虑子波干涉叠加时的矢量特性, 忽略了观察方倾斜角 θ_0 。对倾斜因子 $K(\theta_s, \theta_0)$ 的影响, 认为倾斜因子 $K(\theta') = 1$, 由 (5) 式和 (6) 式知, 基于 $K(\theta') = 1$ 计算的焦平面上的光场总功率 P_{OP} 大于半球形衍射源参考面上的光场总功率 P_{DS} 。

可见, 对于半球形波面衍射源, 在分析焦面光场特性时, 由于衍射源方倾斜角 $\theta_s \approx 0$, 倾斜因子 $K(\theta_s, \theta_0)$ 由观察方倾斜因子 $K(\theta_0)$ 表达, 观察方倾斜因子的合理表达式为 $K(\theta_0) = \cos^{1/2} \theta_0$, 基于该倾斜因子表达的衍射场符合行波场辐射能守恒定律。

作为一种解释, 本文以矢量光场干涉特性、惠更斯-菲涅耳原理和能量守恒定律为基础, 认为在观察参考点 P' 处参加干涉叠加的虚拟子波为矢量形式的子波, 参考子波波矢 \mathbf{k} 方向、振幅为 $u(\theta_0)$ 的矢量子波对 P' 处观察参考波面微面元 $d\sigma'$ 法线 (波矢 \mathbf{k} 方向) 上的能流贡献等效于振幅为 $u(\theta_0) \cos^{1/2} \theta_0$ 。标量子波的贡献。以观察参考点 P' 处振动方向为 $O'y'$ 平面内的某个子波电场 \mathbf{E} 为例, 由于 \mathbf{E} 、 \mathbf{H} 和 \mathbf{k} 三者互相垂直, 当子波波矢 \mathbf{k} 与 z 轴的夹角为 θ_0 时, 子波磁场 \mathbf{H} 在 $x'O'z'$ 平面内, \mathbf{H} 与 z 轴的夹角为 $\pi/2 - \theta_0$, 不同衍射源参考点 P 产生的子波波矢 \mathbf{k} 方向不同, 即使子波电场 \mathbf{E} 方向相同, 子波磁场 \mathbf{H} 方向不同, 在干涉叠加时的贡献也不同。若子波波矢 \mathbf{k} 方向振幅为 $u(\theta_0)$ 的矢量子波能流密度为 $s(\theta_0)$, 则它对 P' 处观察参考波面微面元 $d\sigma'$ 法线方向的能流贡献为能流密度在微面元法线上的分量 $s(\theta_0) \cos \theta_0$, 与振幅为 $u(\theta_0) \cos^{1/2} \theta_0$ 的标量子波的能流贡献等效, 表现为观察方倾斜因子 $K(\theta_0) = \cos^{1/2} \theta_0$ 。

可见, 衍射过程可以认为是虚拟矢量子波相干叠加的过程。

3 平坦波面光场的聚焦特性

设像方焦距为 f' 的聚焦物镜的物、像双方介质

均为空气,光场径向分布函数为 $U_m(r)$ 的平坦波面简单直角坐标偏振光场或简单柱面坐标偏振光场与聚焦物镜的物方焦面 Σ_F 重合,如图 1 所示。若 $U_m(r)$ 表达的平坦波面光场的径向尺寸较大,聚焦物镜物方主面位于物方焦面光场的菲涅耳衍射深区,聚焦物镜物方主面处的光场径向分布函数 $U_m(r_H)$ 可表达为 $U_m(r_H) = U_m(r) \exp(ikf')$ 。

若聚焦物镜的成像条件满足正弦条件,物方焦面径向坐标 r 与像方光线倾斜角 θ' 的关系为 $r = f' \sin \theta'$,聚焦物镜的变迹因子^[3,5] $a(\theta') = \cos^{1/2} \theta'$,根据透镜对波面的变换特性,平坦波面光场经过聚焦物镜变换后的光场波面为立体角小于 2π 球面度的球冠面,当参考波面 Σ 的顶点与聚焦物镜像方主点重合时,波面曲率半径 $R = f'$,波面曲率中心与聚焦物镜的像方焦点重合。若聚焦物镜的数值孔径为 NA ,聚焦物镜的最大像方孔径角 $\theta'_{\max} = \arcsin(NA)$,则参考波面 Σ 上的光场分布函数 $U_m(R, \theta')$ 可由聚焦物镜的变迹因子 $a(\theta')$ 和物方焦面处的光场分布函数 $U_m(r)$ 表达为

$$U_m(R, \theta') = \text{circ}\left(\frac{\theta'}{\theta'_{\max}}\right) U_m(r) \cos^{1/2} \theta' \exp[ik(f' + s)], \quad (7)$$

式中: s 为聚焦物镜物、像双方主面之间的光程。

当聚焦物镜的焦距 f' 与像方焦面光场的有效径向尺寸 r'_{\max} 关系满足 $f' \gg 2r'_{\max}/\lambda$ 时,聚焦物镜像方焦面的光场波面可近似为小平面,根据满足正弦条件的聚焦物镜物、像双方的坐标变换关系,像方焦面的空间频率 f'_r 与物方焦面的径向坐标 r 的关系为 $f'_r = r/(\lambda f')$,由于倾斜因子 $K(\theta') = \cos^{1/2} \theta'$,由(3)式和(7)式知,聚焦物镜像方焦面的光场径向分布函数 $U_m(r')$ 可表达为

$$U_m(r') = \frac{2\pi}{\lambda f'} \exp(i\Phi_1) \int_0^{\infty} \text{circ}\left(\frac{r}{r_{NA}}\right) \times U_m(r) J_m\left(\frac{2\pi r' r}{\lambda f'}\right) r dr, \quad (8)$$

式中: $\Phi_1 = k(2f' + s) - (m+1)\pi/2$ 为相位延迟, $r_{NA} = NA \cdot f'$ 为由聚焦物镜数值孔径 NA 和焦距 f' 决定的物方焦面光场最大径向尺寸。

当聚焦物镜物方焦面光场的最大径向尺寸大于 r_{NA} 时,聚焦物镜的通光孔径限制参加变换的光场径向尺寸,聚焦物镜像方焦面的光场分布函数 $U_m(r')$ 为 $\text{circ}(r/r_{NA}) U_m(r)$ 的 m 阶汉克尔变换形式。

当聚焦物镜物方焦面光场的最大径向尺寸小于

r_{NA} 时,圆孔函数 $\text{circ}(r/r_{NA}) = 1$,根据满足正弦条件的聚焦物镜物、像双方的坐标变换关系,物方焦面的空间频率 f_r 与像方焦面的径向坐标 r' 的关系为 $f_r = r'/(\lambda f')$,聚焦物镜像方焦面的光场径向分布函数 $U_m(r')$ 由物方焦面光场的径向频谱函数表达为

$$U_m(r') = \frac{2\pi}{\lambda f'} \exp(i\Phi_1) \int_0^{\infty} U_m(r) J_m(2\pi r f_r) r dr. \quad (9)$$

由帕斯瓦尔(Parseval)定理^[1]、(9)式和空间频率 f_r 与径向坐标 r' 的关系式知,基于径向分布函数 $U_m(r')$ 计算的聚焦物镜像方焦面光场总功率等于基于径向分布函数 $U_m(r)$ 计算的聚焦物镜物方焦面光场总功率,满足能量守恒定律。

(8)式和(9)式与傅里叶光学导论^[1]中基于菲涅耳或傍轴近似条件下表达的傅里叶变换透镜的传输特性^[1]基本一致,(9)式与满足正弦条件的准直物镜在数值孔径大于物方焦面最大径向空间频率与波长乘积时的物、像双方焦面光场关系式^[16]一致。可见,观察方倾斜因子 $K(\theta') = \cos^{1/2} \theta'$ 具有合理性,它与聚焦物镜的变迹因子 $a(\theta') = \cos^{1/2} \theta'$ 将物、像双方焦面光场的 m 阶汉克尔变换关系从傍轴领域推广到满足正弦条件的聚焦物镜领域。

若聚焦物镜物方焦面处的光场为平坦波面的简单直角坐标偏振 LG_{00} 模或简单柱面坐标偏振 LG_{10} 模拉盖尔-高斯光束^[22]束腰光斑,光场分布函数表达为

$$U_m(r) = C_{m,1} \left(\frac{1}{\omega_0}\right) \left(\frac{r}{\omega_0}\right)^m \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right), \quad (10)$$

式中: $C_{m,1}$ 为常数, ω_0 为基模高斯光束束腰光斑半径。

由(8)式和(10)式知,聚焦物镜像方焦面的光场分布函数 $U_m(r')$ 可表达为

$$U_m(r') = \frac{2\pi C_{m,1}}{\lambda f'} \exp(i\Phi_1) \int_0^{r_{NA}} \left(\frac{r}{\omega_0}\right)^{m+1} \times \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_0^2}\right) J_m\left(\frac{2\pi r' r}{\lambda f'}\right) dr. \quad (11)$$

当聚焦物镜的数值孔径 $NA \gg \omega_0/f'$,且聚焦物镜物方焦面的基模高斯光束瑞利距离 $z_R \gg f'$ 时,由(9)式和(10)式知,聚焦物镜像方焦面处的光场分布 $U_m(r')$ 可表达为

$$U_m(r') = C_{m,1} \exp(i\Phi_1) \left(\frac{1}{\omega'_0}\right) \left(\frac{r'}{\omega'_0}\right)^m \exp\left(-\frac{r'^2}{\omega'^2_0}\right), \quad (12)$$

式中, $\omega' = \lambda f' / (\pi \omega_0)$ 为聚焦物镜像方焦面处的基模高斯光束束腰光斑半径。

(12)式与傍轴条件下的高斯光束变换特性一致,这表明观察方倾斜因子由观察方倾斜角余弦平方根表达具有合理性。

4 结 论

根据矢量光场特性、能量守恒定律和空间频谱理论分析衍射积分公式,推断出用于计算半球形波面衍射源的焦面光场分布的衍射积分公式倾斜因子 $K(\theta_s, \theta_o)$, 由观察方倾斜角 θ_o 表达为 $K(\theta_s, \theta_o) = \cos^{1/2} \theta_o$, 并基于此给出计算会聚波面的焦面光场分布的表达式,表明衍射过程可以认为是虚拟的矢量子波相干叠加的过程。结合聚焦物镜对光场的变换功能,给出平坦波面光场经过满足正弦条件的聚焦物镜后的焦面光场表达式,当物方焦面上的光场最大径向尺寸小于 $NA \cdot f'$ 时,聚焦物镜像方焦面光场分布函数与傍轴条件下的聚焦物镜像方焦面光场分布函数一致,进一步论证了观察方倾斜因子为观察方倾斜角余弦平方根的合理性。

参 考 文 献

- [1] Goodman J W. Introduction to Fourier optics[M]. 2nd ed. New York: The McGraw-Hill Companies, Inc., 1996: 1-106.
- [2] Born M, Wolf E. Principles of optics[M]. 7th ed. Oxford: Cambridge University Press, 1999: 116-203, 412-516.
- [3] Min G. Imaging with a high numerical-aperture objective[M] // Advanced Optical Imaging Theory. Berlin, Heidelberg: Springer, 2000: 143-176.
- [4] Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems I. An integral representation of the image field[J]. Proceedings of the Royal Society of London Series A Mathematical and Physical Sciences, 1959, 253(1274): 349-357.
- [5] Richards B, Wolf E. Electromagnetic diffraction in optical systems, II. Structure of the image field in an aplanatic system [J]. Proceedings of the Royal Society of London Series A Mathematical and Physical Sciences, 1959, 253(1274): 358-379.
- [6] Chen J, Zhan Q W. Tailoring laser focal fields with vectorial optical fields[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(1): 0126002.
陈建, 詹其文. 矢量光场与激光焦场定制[J]. 光学学报, 2019, 39(1): 0126002.
- [7] Nieminen T A, Heckenberg N R, Rubinsztein-Dunlop H. Forces in optical tweezers with radially and azimuthally polarized trapping beams[J]. Optics Letters, 2008, 33(2): 122-124.
- [8] Zhan Q W. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications[J]. Advances in Optics and Photonics, 2009, 1(1): 1-57.
- [9] Guo F Y, Li L H, Zheng H, et al. Propagation characteristics of simple cylindrical polarized beam[J]. Chinese Journal of Lasers, 2013, 40(8): 0802003.
郭福源, 李连煌, 郑华, 等. 简单柱面坐标偏振光束的传输特性[J]. 中国激光, 2013, 40(8): 0802003.
- [10] Wang F, Zhao C L, Dong Y, et al. Generation and tight-focusing properties of cylindrical vector circular Airy beams[J]. Applied Physics B, 2014, 117(3): 905-913.
- [11] Janet C A P, Rajesh K B, Udhayakumar M, et al. Tight focusing properties of radially polarized Gaussian beams with pair of vortices [J]. Chinese Physics Letters, 2016, 33(12): 124206.
- [12] Jiang Y S, Li X P, Gu M. Generation of sub-diffraction-limited pure longitudinal magnetization by the inverse Faraday effect by tightly focusing an azimuthally polarized vortex beam [J]. Optics Letters, 2013, 38(16): 2957-2960.
- [13] Youngworth K, Brown T. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams [J]. Optics Express, 2000, 7(2): 77-87.
- [14] Li W C, Yang Y F, He Y, et al. Triple optical chain generated by tight focusing of azimuthally polarized higher-order Laguerre-Gauss vortex beams[J]. Acta Optica Sinica, 2019, 39(8): 0826002.
李维超, 杨艳芳, 何英, 等. 基于高阶角向偏振拉盖尔高斯涡旋光束强聚焦的三光链结构[J]. 光学学报, 2019, 39(8): 0826002.
- [15] Li H R, Fan C J, Dang J C, et al. Focusing properties of power-exponent-phase vortex beam focused by high numerical-aperture objective [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2018, 30(1): 011002.
李浩然, 樊承锦, 党锦超, 等. 高次方涡旋光束经大数值孔径透镜的聚焦特性[J]. 强激光与粒子束, 2018, 30(1): 011002.
- [16] Guo F Y, Li L H, Zheng H. The characteristics of collimation and far field diffraction from a small light field with planar wave front[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(4): 0426001.
郭福源, 李连煌, 郑华. 小平坦波面光场的衍射与准直特性[J]. 光学学报, 2021, 41(4): 0426001.
- [17] Liu Q W, Li C G, Lou Y L, et al. Influence of hyperbolic vertex on axicon-focusing cylindrical vector beams[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(4): 0409001.

- 刘庆伟, 李重光, 楼宇丽, 等. 双曲线顶点对轴锥镜聚焦柱矢量光束的影响 [J]. 中国激光, 2020, 47(4): 0409001.
- [18] Saghafi S, Sheppard C J R. Near field and far field of elegant Hermite-Gaussian and Laguerre-Gaussian modes [J]. *Journal of Modern Optics*, 1998, 45(10): 1999-2009.
- [19] Li F, Gong R T, Liu H. Orbital angular momentum density characteristics of nonparaxial laguerre-Gaussian beams [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(3): 032601.
- 黎芳, 宫瑞婷, 刘慧. 非傍轴拉盖尔-高斯光束的轨道角动量密度特性 [J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(3): 032601.
- [20] Wang Q, Yang T L, Shen W D. Far field patterns of the modes emitted from a weakly guiding optical fiber [J]. *Acta Optica Sinica*, 1987, 7(1): 62-66.
- 王奇, 杨天龙, 沈文达. 弱波导光纤出射模在衍射远区的场分布 [J]. 光学学报, 1987, 7(1): 62-66.
- [21] Chen J. *Optical electromagnetic theory* [M]. Beijing: Science Press, 2005: 35-74.
- 陈军. 光学电磁理论 [M]. 北京: 科学出版社, 2005: 35-74.
- [22] Deng D M. Nonparaxial propagation of radially polarized light beams [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2006, 23(6): 1228-1234.