

文章编号:1004-4213(2010)07-1302-6

高斯光束经环形光栅的衍射特性分析*

林晓玲, 李连煌, 郭福源, 郑华, 戴天贵

(福建师范大学 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, 福州 350007)

摘要:基于傅里叶-贝塞尔变换计算高斯光束垂直入射环形光栅时的衍射远场分布,分析了其衍射远场光强分布的一般规律,并与平面波入射时的情况进行了比较.计算结果表明:当光栅半径为 1.5 倍高斯光束束腰半径时,随着光栅环数的增加,中央亮斑半值全宽先减小后增大、中央亮斑所包含的功率占总功率的比值减小、中央主极大光强值减小,三者的变化趋势与平面波入射时的趋势一致;中央亮斑半径、次极大光强值变化趋势与平面波入射时的变化趋势不同.当环数小于 5 时,高斯光束经过环形光栅的衍射场光强变化无规律;当环数大于 10 后两种情况下衍射场光强变化都不明显;当环数趋于无穷时中央亮斑半径、中央亮斑半值全宽、次极大光强值趋于圆孔衍射(环数等于 1)时的值,中央亮斑所包含的功率占总功率的比值约等于圆孔衍射时的 1/2,中央主极大光强值约等于圆孔衍射时的 1/4.

关键词:环形光栅;高斯光束;夫琅和费衍射;傅里叶变换

中图分类号:O436.1

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20103907.1302

0 引言

环形光栅是空间结构和光学性能径向周期性变化的光学元件,在工程技术上应用广泛.环形光栅用于光学全息扫描术中可提高系统的分辨率和稳定性^[1];环形光栅产生的莫尔条纹可用于测量光线偏转角度数^[2];环形光栅还用于分布式反馈激光器^[3]和全光开关^[4]中.

对于平面波垂直入射环形光栅的夫琅和费衍射,马广清、刘宝渔等人进行了研究,给出了平面波垂直入射环形光栅衍射场分布的一般表达式和衍射场性质,马广清利用螺旋函数积分和贝塞尔函数渐近方法讨论了平面波入射环形光栅的夫琅和费衍射场分布,并通过实验进行了验证^[5];刘守渔等人讨论了平面波入射环形光栅的非涅尔衍射性质^[6].

高斯光束具有高亮度、相干性好等优点,广泛应用于现代光学系统中.激光束衍射问题在理论和实验上都受人们的关注.人们对高斯光束经过不同衍射屏的衍射性质及其应用进行了研究.徐寿泉推导了基模高斯光束经过透射相位圆波片的近轴光场分布,并对衍射场分布的近轴解析解给出相应的物理解释^[7];付文羽等研究了高斯光束经过菲涅尔波带片后光场沿轴向、径向强度的分布^[8];沈锋等讨论了

高斯光束经过环形孔径远场光斑能量分布^[9];饶瑞中讨论了高斯光束圆环衍射的光强分布与环围功率分布^[10];张援给出激光经过两个同心圆环的非涅尔衍射的计算机仿真结果^[11];王龙等分析了强激光通过环带阶梯形光栅的透射光场分布^[12].

为了阐明高斯光束衍射场与环数的关系,本文通过傅里叶-贝塞尔变换计算高斯光束垂直入射环形光栅的夫琅和费衍射场分布,分析了其衍射远场光强分布的一般规律,并与平面波垂直入射环形光栅的衍射场分布进行了比较,为环形光栅的应用提供理论依据.

1 高斯光束经环形光栅衍射场分布

高斯光束垂直入射环形光栅示意图如图 1.高斯光束沿着 z 轴方向传播,光栅位于高斯光束束腰位置,且光栅面中心与高斯光束束腰中心重合.光学系统具有圆对称性,只需考虑径向场分布.令光栅平

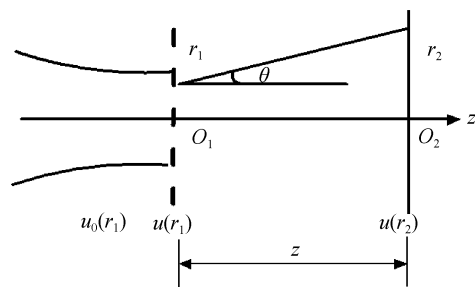


图 1 高斯光束经环形光栅衍射示意图
Fig. 1 Schematic diagram of Gaussian beam limited by circular grating

*福建省自然科学基金(2009J01275)和福建省教育厅 B 类项目(JB09069)资助

Tel:029-88204271

Email:lxl.mh@163.com

收稿日期:2009-12-02

修回日期:2010-02-04

面径向坐标为 r_1 , 观察平面径向坐标为 r_2 , 二平面距离为 z , 衍射角为 θ .

当观察平面与光栅平面的距离 z 满足不等式 $z > kR^2/2$ 时, 观察平面所在的区域称为夫琅和费衍射区^[13], 式中 $k=2\pi/\lambda$ 为光波波数, λ 为波长, R 为环形光栅的半径.

此时观察平面复振幅场分布 $u(r_2)$ 正比于光栅出射面透射光场 $u(r_1)$ 的傅里叶-贝塞尔变换

$$u(r_2) = \frac{2\pi}{i\lambda z} \exp \left[ik \left(z + \frac{r_2^2}{2z} \right) \right] \int_0^\infty r_1 u(r_1) \cdot J_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda z} r_1 r_2 \right) dr_1 \quad (1)$$

式中, $J_0(\cdot)$ 为零阶贝塞尔函数. $u(r_1)$ 可以表示为光栅入射面的光场分布 $u_0(r_1)$ 与环形光栅透过率函数 $t(r_1)$ 的乘积

$$u(r_1) = u_0(r_1) t(r_1) \quad (2)$$

在光栅入射面处, 高斯光束束腰位置与光栅面重合, $z=0$, 高斯光束的复振幅分布 $u_0(r_1)$ 可表示为^[14]

$$u_0(r_1) = A \exp \left(-r_1^2 / \omega_0^2 \right) \quad (3)$$

式中 A 为振幅系数, ω_0 为高斯光束束腰半径.

若等间隔的环形光栅最内圈为透光部分, 则环形光栅面上任意径向坐标的透过率函数 $t(r_1)$ 可用阶跃函数表示

$$t(r_1) = \begin{cases} 1 & md \leq r_1 \leq md+a \\ 0 & md+a < r_1 < (m+1)d \end{cases} \quad (4)$$

式中, $m=0, 1, \dots, N-1$. N 为环形光栅总环数, d 为光栅常量, a 为缝间透光部分的宽度. 若环形光栅最外圈也为透光部分, 则光栅半径 R 与 d, a 的关系满足 $R = (N-1)d + a$.

由式(1)~(4)可得, 高斯光束垂直入射环形光栅的衍射远场上任意径向坐标 r_2 的复振幅分布 $u(r_2)$ 为

$$u(r_2) = \frac{2\pi A}{i\lambda z} \exp \left[ik \left(z + \frac{r_2^2}{2z} \right) \right] \cdot \sum_{m=0}^{N-1} \int_{md}^{md+a} \left[r_1 \exp \left(-\frac{r_1^2}{\omega_0^2} \right) J_0 \left(\frac{2\pi}{\lambda z} r_1 r_2 \right) \right] dr_1 \quad (5)$$

任意径向坐标 r_2 的光强分布与其复振幅模的平方成正比

$$I(r_2) = B |u(r_2)|^2 \quad (6)$$

式中, B 为比例系数.

若入射光为平面波, 则光栅入射面光场复振幅分布 $u_0(r_1) = 1$; 其夫琅和费衍射场上任意径向坐标 r_2 的复振幅分布 $u_p(r_2)$ 为

$$u_p(r_2) = 2\pi \sum_{m=0}^{N-1} (md+a)^2 \frac{J_1(k(md+a)r_2/z)}{k(md+a)r_2/z} - 2\pi \sum_{m=0}^{N-1} m^2 d^2 \frac{J_1(kmdr_2/z)}{kmdr_2/z} \quad (7)$$

式中光强 $I_p(r_2)$ 和振幅 $u_p(r_2)$ 的关系与式(6)有相同的形式.

由式(5)、(6)可知, 高斯光束经过环形光栅的衍射场光强分布不仅与观察距离 z 、高斯光束参量 λ 、 ω_0 有关, 还与环形光栅参量 R, a, d, N 有关. 取观察距离 $z=50$ m 满足夫琅和费衍射条件、高斯光束束腰半径 $\omega_0=2$ mm、波长 $\lambda=632.8$ nm、光栅半径 $R=1.5\omega_0$ 、光栅环数 $N=50$ 、 $a=d/2$ 、光栅常量 $d=2R/(2N-1)$ 进行计算, 分析其 0 级衍射斑光强分布. 令观察面中心点光强为 I_0 , 任意衍射角的光强分布为 $I(\theta)$, 则高斯光束经环形光栅衍射远场归一化光强 $I_{GN}(\theta) = I_G(\theta)/I_{0G}$ 与衍射角 θ 的关系如图 2 中实线所示; 同理平面波经环形光栅时衍射远场归一化光强分布 $I_{PN}(\theta) = I_P(\theta)/I_{0P}$ 与衍射角 θ 的关系如图 2 中虚线所示.

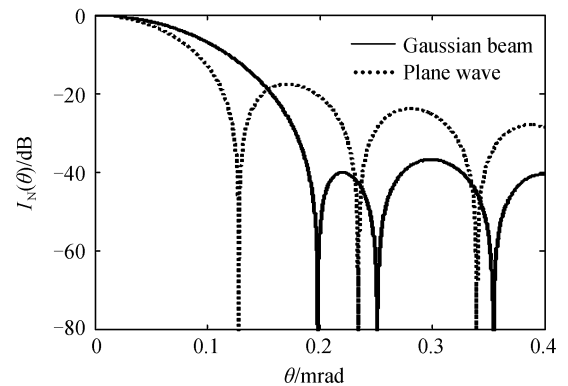


图 2 高斯光束与平面波垂直入射环形光栅衍射远场光强分布

Fig. 2 The diffraction intensity distribution of the Gaussian beam and plane wave limited by circular grating

由图 2 可知, 高斯光束经环形光栅的衍射场光强分布与平面波经环形光栅衍射场光强分布相似, 存在明暗相间的圆环. 衍射屏上中央的亮斑特别明亮, 角半径最大. 高斯光束经过环形光栅的衍射场中央亮斑角半径为 0.1983 mrad 大于平面波入射时的中央亮斑角半径 0.1280 mrad. 中央亮斑周围出现一系列旁瓣. 这些旁瓣光强比中央主极大光强小得多. 最大的旁瓣是第二次极大, 其最大光强值为 -36.74 dB, 旁瓣角宽度为 0.1034 mrad; 由于高斯光束第一旁瓣被压缩, 其光强值为 -40.05 dB, 比其他次极大光强值更弱, 角宽度为 0.0529 mrad, 比其他次极大光强宽度更小. 而平面波经环形光栅衍射时, 第一次极大光强为 -17.56 dB, 是最大的旁瓣光

强,且距离中心越远旁瓣光强值越弱。

在光栅半径 $R=1.5\omega_0$ 时,取 $N=1,5,50$ 为例,按式(6)计算其衍射场光强分布,将光强最大值记为 I_{\max} ,则主极大归一化光强为 $I_{GN}(N)=I_0(N)/I_{\max}$,次极大归一化光强为 $I_{1GN}(N)=I_{1G}(N)/I_{\max}$,则高斯光束垂直入射不同环数的环形光栅的衍射场光强分布如图 3。

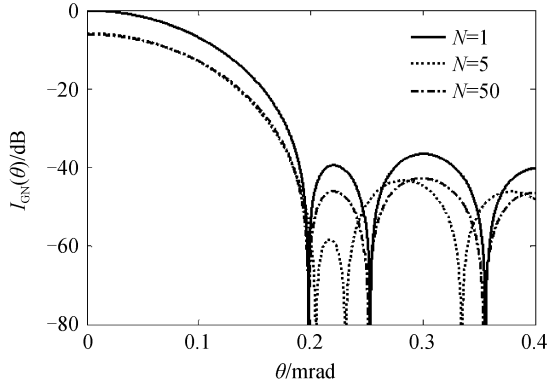


图 3 不同环数 N 的衍射远场光强分布
Fig. 3 The diffraction intensity distribution versus different N

由图 3 可知,高斯光束经过不同环数的环形光栅,中央主极大光强值不同。 $N=1$ 时中央主极大光强值最大,归一化光强 $I_{GN}(1)=I_0(N=1)/I_{\max}$ 为 0 dB,中央亮斑的角半径为 0.177 9 mrad; $N=5$ 时中央主极大归一化光强 $I_{GN}(5)=I_0(N=5)/I_{\max}$ 为 -5.77 dB,中央亮斑的角半径为 0.204 8 mrad; $N=50$ 时中央主极大归一化光强值 $I_{GN}(50)=I_0(N=50)/I_{\max}$ 为 -5.997 dB;中央亮斑的角半径为 0.198 3 mrad; $N=1$ 时第一次极大归一化光强值 $I_{1GN}(1)=I_{1G}(N=1)/I_{\max}$ 为 -39.42dB,角宽度 0.074 8 mrad, $N=5$ 时第一次极大归一化光强值 $I_{1GN}(5)=I_{1G}(N=5)/I_{\max}$ 为 -58.31 dB,比其主极大光强值 $I_{GN}(5)$ 小 -52.54 dB,角宽度 0.026 2 mrad, $N=50$ 时第一次极大归一化光强值 $I_{1GN}(50)=I_{1G}(N=50)/I_{\max}$ 为 -46.05 dB,比其主极大光强值 $I_{GN}(50)$ 小 -40.05 dB,角宽度 0.052 9 mrad。

2 衍射场特征参量

为了说明高斯光束经过环形光栅的衍射场特性,在观察距离、高斯光束参量、光栅半径不变的情况下,具体分析光栅环数 N 的增加对中央亮斑半径 σ 、中央亮斑半值全宽 FWHM、中央亮斑所包含的功率占衍射场总功率的百分比 η 、归一化中央主极大光强 I_{0N} 、归一化第一次级大光强 I_{1N} 产生的不同影响,并与平面波入射时的情况进行对比。

2.1 中央亮斑半径与环数 N 的关系

高斯光束经过环形光栅的衍射斑是一组同心的

明环和暗环,中央为亮斑,其强度最大,宽度最大,与平面波经过圆孔夫琅和费衍射的艾里斑相似。将衍射场光强分布的第一极小值点与光强的最大值点之间的距离定义为中央亮斑半径 σ 。计算可得高斯光束经过环形光栅的衍射场中央亮斑半径 σ_G 与环形光栅环数 N 的关系如图 4 中 \bullet 线所示、平面波衍射远场中央亮斑半径 σ_P 与环形光栅环数 N 的关系如图 4 中 $+$ 线所示。

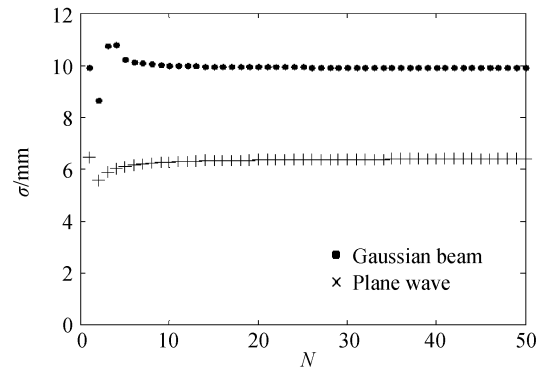


图 4 中央亮斑半径 σ 与环数 N 的关系
Fig. 4 The relationship between σ and N

由图 4 可知,高斯光束经过环形光栅的衍射场存在旁瓣压缩的现象,因此中央亮斑半径 σ_G 与平面波经环形光栅的衍射场中央亮斑半径 σ_P 变化趋势不一致, $\sigma_G > \sigma_P$ 。当 $N=1$ 时,为圆孔衍射, $\sigma_G=9.897$ mm, $\sigma_P=6.432$ mm;当 $N=2$ 时,衍射场中央亮斑半径最小, $\sigma_G=8.646$ mm, $\sigma_P=5.576$ mm;当 $2 < N < 5$ 时, σ_G 变化无规律,当 $5 < N < 10$ 时 σ_G 时减小较快,当 $2 < N < 10\sigma_P$ 时增加较快;当 $N > 10$ 时, σ_G 缓慢减小、 σ_P 缓慢增加,变化不明显;当 $N \rightarrow \infty$ 时, σ_G 、 σ_P 趋于圆孔衍射($N=1$)时的值。

2.2 半值全宽与环数 N 的关系

实际应用中更经常采用半值全宽 FWHM 作为激光光斑尺寸的参量^[17-18]。计算可得高斯光束垂直入射形光栅时衍射远场中央亮斑半值全宽 FWHM_G 环数 N 的关系如图 5 中 \bullet 线所示,平面波垂直入射环形光栅时衍射远场中央亮斑半值全宽

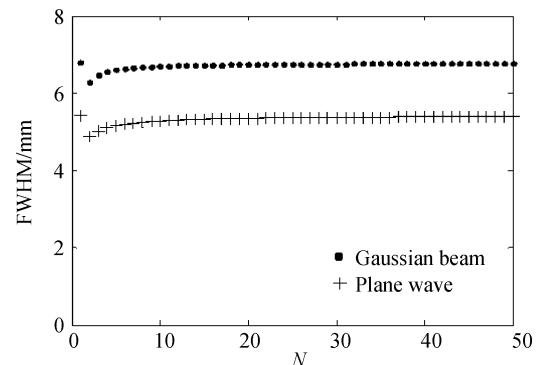


图 5 FWHM 与 N 的关系
Fig. 5 The relationship between FWHM and N

值 FWHM_P 与环数 N 的关系如图 5 中 + 线所示。

由图 5 可知, 高斯光束垂直入射环形光栅的衍射场中央亮斑半值全宽值 FWHM_G 与平面波垂直入射环形光栅的衍射远场中央亮斑半值全宽值 FWHM_P 变化趋势一致, $\text{FWHM}_G > \text{FWHM}_P$ 。圆孔衍射 ($N=1$) 时 FWHM 最大, $\text{FWHM}_G = 6.790 \text{ mm}$, $\text{FWHM}_P = 5.418 \text{ mm}$; $N=2$ 时, FWHM 最小, $\text{FWHM}_G = 6.282 \text{ mm}$, $\text{FWHM}_P = 4.876 \text{ mm}$; $2 < N < 10$ 时, FWHM_G 、 FWHM_P 增加较快; $N > 10$ 时 FWHM_G 、 FWHM_P 增加不明显; $N \rightarrow \infty$ 时 FWHM_G 、 FWHM_P 趋于圆孔衍射 ($N=1$) 时的值。

2.3 中央亮斑所含的功率与环数 N 的关系

衍射光场的能量主要集中在中央亮斑中。中央亮斑所包含的功率 $P(r_2)$ 占衍射场总功率 P 的百分比可以衡量远场激光能量集中度, 表示为

$$\eta = \frac{P(r_2)}{P_{\text{总}}} \times 100\% \quad (8)$$

式中, 中央亮斑所包含的功率 $P(r_2)$ 为

$$P(r_2) = \iint_0^{2\pi} \int_0^{\sigma} |u(r_2)|^2 r_2 dr_2 d\varphi_2 \quad (9)$$

在不考虑光束传输过程能量损失的情况下, 衍射远场的总功率可由环形光栅出射面光场分布计算得出

$$P_{\text{总}} = P(r_1) = \iint_0^{2\pi} \int_0^{\sigma} |u(r_1)|^2 r_1 dr_1 d\varphi_1 \quad (10)$$

由式(2)~(4)可得, 激光入射时衍射场的总功率 $P(r_1)$ 为

$$P(r_1) = \frac{\pi A^2 \omega_0^2}{2} \sum_{m=0}^{N-1} \left[\exp\left(-\frac{2(md)^2}{\omega_0^2}\right) - \exp\left(-\frac{2(md+a)^2}{\omega_0^2}\right) \right] \quad (11)$$

计算可得高斯光束衍射场中央亮斑所包含功率占衍射场总功率百分比 η_G 与光栅环数 N 的关系如图 7 中的 \bullet 线所示, 平面波衍射场中央亮斑所包含功率占总功率的百分比 η_P 与光栅环数 N 的关系如图 6 中的 + 线所示。

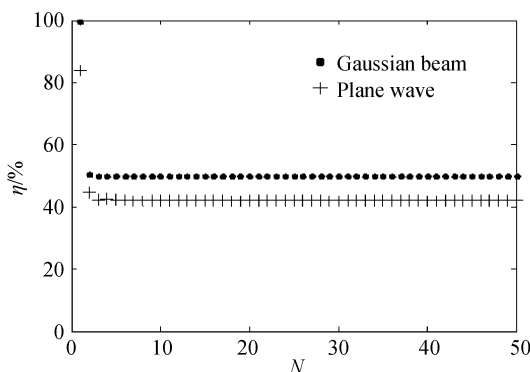


图 6 η 与 N 的关系

Fig. 6 The relationship between η and N

由图 7 可知, 高斯光束衍射场中央亮斑所包含功率占衍射场总功率百分比 η_G 与平面波衍射场中央亮斑所包含功率占总功率的百分比 η_P 变化趋势一致, $\eta_G > \eta_P$ 。圆孔衍射 ($N=1$) 时, 进入光学系统的能量最大, 此时中央亮斑所包含的功率百分比最大, $\eta_G = 99.57\%$, $\eta_P = 83.78\%$; $N > 1$ 时, 衍射场的主要能量集中在 0 级衍射斑, 高级衍射斑也包含一部分能量, 因此中央亮斑所包含的功率占总功率的比值减小; $N=2$ 时 $\eta_G = 50.57\%$, $\eta_P = 44.59\%$; $N > 2$ 时, η 略微减小; $N \rightarrow \infty$ 时, η_G 、 η_P 约等于于圆孔衍射 ($N=1$) 时 η_G 、 η_P 的 1/2。

2.4 中央主极大光强与环数 N 的关系

当 $r_2 = 0$ 时, 观察平面上的高斯光束经环形光栅的衍射场轴上点光强为 $I_0(N)$ 。由式(5)、(6)可得 $I_0(N)$ 与环数 N 的关系为

$$I_0(N) = \frac{\pi^2 A^4 \omega_0^4}{\lambda^2 z^2} \left| \sum_{m=0}^{N-1} \left[\exp\left(-\frac{m^2 d^2}{\omega_0^2}\right) - \exp\left(-\frac{(md+a)^2}{\omega_0^2}\right) \right] \right|^2 \quad (12)$$

当 $N=1$ 时, $I_0(N)$ 最大, 记为 $I_{G\max}$, 则高斯光束入射时归一化中央主极大强度为 $I_{0GN} = I_{0G}(N)/I_{G\max}$ 。同理平面波入射时归一化中央主极大强度记为 $I_{0PN} = I_{0P}(N)/I_{P\max}$ 。计算可得 I_{0GN} 环数 N 的关系如图 7 中 \bullet 线所示, I_{0PN} 与环数 N 的关系如图 7 中 + 线所示。

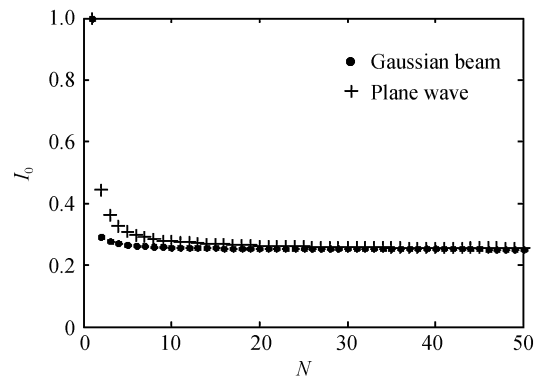


图 7 中央主极大光强值 I_{0N} 与环数 N 的关系

Fig. 7 The relationship between I_{0N} and N

由图 7 可知, 随着 N 的增加, 观察面中心点光强值 I_{0GN} 、 I_{0PN} 变化趋势一致。 $1 < N < 10$ 时, 随着环数 N 的增加, 部分光能转移到高级衍射斑, I_G 、 I_P 减小较快; $N > 10$ 时, I_{0GN} 、 I_{0PN} 减小不明显; 与平面波相比, 高斯光束入射时, 远场中央主极大光强减小的更快。 $N \rightarrow \infty$ 时, $I_{0GN} \approx 0.25 I_{G\max}$ 、 $I_{0PN} \approx 0.25 I_{P\max}$ 。

2.5 次极大光强与环数 N 的关系

除了主极大之外, 两相邻暗纹之间有一系列次极大, 次级大光强比中央主极大光强弱很多。计算可得高斯光束垂直入射环形光栅时衍射远场第一次极

大归一化光强值 $I_{1GN} = I_{1G}/I_{0G}$ 与环数 N 的关系如图 8 中 \bullet 线所示,平面波垂直入射环形光栅时衍射远场第一次极大光强值 I_{1PN} 与环数 N 的关系如图 8 中 $+$ 线所示.

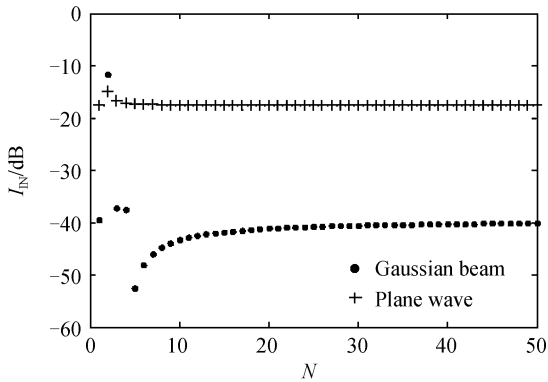


图 8 次级大光强值 I_{1N} 与环数 N 的关系

Fig. 8 The relationship between I_{1N} and N

由图 8 可知,衍射远场第一次极大光强值 I_{1GN} 、 I_{1PN} 变化趋势不一致,且高斯光束经过环形光栅的衍射场第一次极大光强值比平面波经过环形光栅的衍射场第一次极大光强值弱的多, $N=2$ 时除外.对于高斯光束经过环形光栅的衍射, $N=1$ 时, $I_{1GN} = -39.42$ dB; $N=2$ 时, I_{1GN} 最大,为 -11.53 dB; $1 < N < 5$ 时, I_{1GN} 变化无规律, $5 < N < 10$ 时,随着光栅环数 N 的增加, I_{1GN} 增加较快, $N > 10$ 时, I_{1GN} 增加不明显,约为 -40 dB; $N \rightarrow \infty$ 时次极大光强值趋于圆孔衍射 ($N=1$) 时 I_{1GN} 的值.对于平面波衍射,随着光栅环数 N 的增加, I_{1PN} 先增大后缓慢减小; $N=1$ 时, $I_{1PN} = -17.57$; $N=2$ 时, I_{1PN} 最大,为 -14.82 dB; $N > 2$ 时 I_{1PN} 缓慢减小, $N > 10$ 时, I_{1PN} 变化不明显; $N \rightarrow \infty$ 时次极大光强值趋于圆孔衍射 ($N=1$) 时的值.

3 结论

本文基于傅里叶-贝塞尔变换计算高斯光束垂直入射环形光栅衍射远场分布,详细分析了高斯光束经环形光栅衍射远场特征参量随环数 N 增加的变化,并与平面波入射时的情况进行比较.结果表明:当光栅半径为 1.5 倍高斯光束束腰半径时,随着光栅环数的增加,中央亮斑半值全宽、中央亮斑所包含的功率占总功率的比值、中央主极大光强的变化趋势与平面波入射时一致;中央亮斑半径、次极大光强值的变化趋势与平面波入射时不同.

参考文献

[1] LING Wan-guo, ZHAO Da-zun, XIE Jing-hui, et al. Circular grating optical scanning Holography[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(1): 74-77.
梁万国,赵达尊,谢敬辉,等.环形光栅光学扫描全息术的研究[J]. *光学学报*, 2002, **20**(1): 74-77.

[2] SHANG H M, TOH S L, FU Y. The use of circular optical grating for measuring angular rotation of mirrors[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2001, **36**(5): 487-500.
[3] GUY F, BARLOW, ALAN S. Design and analysis of a low-threshold polymer circular-grating distributed-feedback laser [J]. *Optical Society of America*, 2004, **21**(12): 2142-2150.
[4] JEALI A, ERNI D, GUIDE S, et al. In-plane coupling into circular-grating resonators for all-optical switching [J]. *International Conference on Transparent Optical Networks*, 2006, 88-91.
[5] MA Guang-qing, LIU Lei, CHEN Zhi-guo. Study on diffraction field produced by holographic diffraction gating[J]. *Journal of Shenyang University*, 2004, **16**(2): 97-101.
马广清,刘蕾,陈志国.全息衍射光栅衍射场的研究[J]. *沈阳大学学报*, 2004, **16**(2): 97-101.
[6] LIU Shou-yu. Fresnel diffraction of the circular grating[J]. *Optical Technique*, 2001, **27**(1): 95-96.
刘守渔.形光栅的菲涅耳衍射[J]. *光学技术*, 2001, **27**(1): 95-96.
[7] XU Shou-quan. Propagation characteristic of base mode gaussian beam passing through a circular phase-plate [J]. *Laser Journal*, 2000, **21**(2): 54-56.
徐寿泉.透射圆波片后基模高斯光束的传输特性[J]. *激光杂志*, 2000, **21**(2): 54-56.
[8] FU Wen-yu, LIU Zheng-qi. Numerical simulation for the diffraction properties of laser zone-plate[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(11): 1756-1760.
付文羽,刘正岐.激光波带片衍射性质的数值模拟[J]. *光子学报*, 2006, **35**(11): 1756-1760.
[9] SHEN Feng, JIANG Wen-han. Transmitting characteristics of a Gaussian beam due to the telescope's center obscure[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2000, **12**(3): 257-260.
沈锋,姜文汉.环形孔径高斯光束的远场特性[J]. *强激光与粒子束*, 2000, **12**(3): 257-260.
[10] RAO Rui-zhong. Annular fraunhofer diffraction of Gaussian beams and optical quality evaluation of a laser emitting system [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2002, **19**(5): 414-417.
饶瑞中.高斯光束圆环衍射与光学系统质量评价[J]. *量子电子学报*, 2002, **19**(5): 414-417.
[11] ZHANG Yuan. The intensity distribution of hole and annular gratings and its computer simulation[J]. *Journal of Sichun Vocation and Techical College*, 2004, **14**(1): 110-111.
张援.圆孔与环形光栅衍射强度分布及其计算机仿真[J]. *四川职业技术学院学报*, 2004, **14**(1): 110-111.
[12] WANG Long. Intensity distribution of optical limiter based on step ring grating[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2009, **21**(8): 1129-1133.
王龙.环带阶梯光栅限幅器的光场分布[J]. *强激光与粒子束*, 2009, **21**(8): 1129-1133.
[13] LÜ Nai-guang. Fourier optics[M]. Beijing: China Machine Press, 2006: 93-94.
吕乃光.里叶光学[M].北京:机械工业出版社, 2006: 93-94.
[14] LÜ Bai-da. Laser optics [M]. Beijing: Higher Education Press, 2003: 98.
吕百达.激光光学[M].北京:高等教育出版社, 2003: 98.
[15] GUO Fu-yuan, LIN Bin, CHEN Yu-qing, et al. Characteristic analysis of diffraction from planar waveguide [J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(12): 15131-517.
郭福源,林斌,陈钰清,等.平面波导衍射特性分析[J]. *光学学报*, 2002, **22**(12): 15131-517.
[16] LIANG Hua-wei, SHI Shun-xiang, LI Jia-li. Study on

characteristics of an optical waveguide array in a novel type of electro-optic scanners[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35** (11): 1654-1658.

梁华伟,石顺祥,李家立. 新型电光扫描器中光波导阵列特性研究[J]. *光子学报*, 2006, **35**(11):1654-1658.

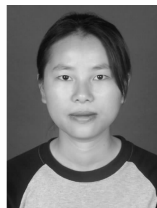
Diffraction Characteristics of Gaussian Beam Limited by Circular Grating

LIN Xiao-ling, LI Lian-huang, GUO Fu-yuan, ZHENG Hua, DAI Tian-gui

(*Key Laboratory of Optoelectronic Science and Technology for Medicine Ministry of Education, Fujian Provincial Key Laboratory of Photonic Technology, Institute of Laser & Optoelectronics Technology, Fujian Normal University, Fuzhou 350007, China*)

Abstract: Based on Fourier-Bessel transformation, diffraction field distribution of Gaussian beam limited by the circular grating is calculated and analyzed. Compared with plane wave, the results show that, if the circular grating radius is 1.5 times of the incident light spot radius, with number of rings increasing, the variation of FWHM decreasing first and then increasing, power ratio of the central spot decreasing, the intensity of central principal maximum decreasing, which are accordance with these of plane wave. But the variation of central spots radius and secondary maximum intensity are different with these of plane wave. If number of rings is less than 5, diffraction field distribution of Gaussian beam limited by the circular grating change irregular. If number of rings is more than 10, diffraction field distribution change unobvious. If number of rings tends to infinite, the central spots radius, FWHM and secondary maximum intensity tend to these of Gaussian beam diffraction limited by circular aperture, power ratio of the central spot is equal to 1/2 of that Gaussian beam diffraction limited by circular aperture, and central Maximum light intensity is equivalent to 1/4 of that of Gaussian beam diffraction limited by circular aperture.

Key words: Circular grating; Gaussian beam; Fraunhofer diffraction; Fourier transformation



LIN Xiao-ling was born in 1984. Now she is pursuing her M. S. degree, and her research interests focus on the propagation theory of Gaussian beam.



GUO Fu-yuan received his Ph. D. degree from Zhejiang University in 2003. Now, he works as a professor, and his research interests focus on the propagation theory of Gaussian beam and optical waveguide theory.