

相干高斯光束通过卡塞格伦镜头反射光的时间分布特性

单聪淼, 孙华燕, 赵延伸, 陈剑彪

装备学院光电装备系, 北京 101416

摘要 利用物理光学的相关知识、Collins 衍射积分公式以及硬边光阑的复高斯函数分解法, 推导得到相干基模高斯光束通过卡塞格伦镜头原路返回点处的反射光时间分布的解析表达式。数值仿真分析了条纹间距和中心遮挡比对卡塞格伦镜头反射光时间分布的影响, 设计实验并对数值计算结果进行验证。结果表明: 随着条纹间距的增大, 卡塞格伦镜头反射光的时间分布峰数目减少, 峰值光强减小, 回波曲线包络中的频率点分量减少; 中心遮挡比的增大将引起反射光时间分布的能量和频率分量的丢失; 随着扫描速度的增大, 回波信号的分布变得密集, 呈现方差减小、偏度和峰度增大的趋势; 卡塞格伦镜头和透射式镜头的回波信号的峰度特征在数值上差异明显, 可以通过回波信号的统计特征区分折反式镜头目标和透射式镜头目标。所获得的结果对激光主动干涉探测识别技术的应用具有重要意义。

关键词 相干光学; 相干光传输; 条纹间距; 中心遮挡比; 卡塞格伦镜头

中图分类号 TN249

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.1205001

Temporal Distribution Characteristics of Reflection Light of Coherent Gaussian Beams Passing Through Cassegrain Lens

Shan Congmiao, Sun Huayan, Zhao Yanzhong, Chen Jianbiao

Optoelectronic Equipment Department, Academy of Equipment, Beijing 101416, China

Abstract Relation knowledge of physical optics, Collins diffraction integral formula and the complex Gaussies function decomposition method of hard edge aperture are used to deduce the temporal distribution expressions of the reflection light of the coherent base mode Gaussian beam passing through the Cassegrain lens at back point. Influences of the fringe spacing and center shade ratio on the temporal distribution of the reflection light of Cassegrain lens are analyzed by numerical simulation. Experiments are designed and numerical results are verified. Results show that when the fringe spacing increases, peak number and peak intensity of the reflection light temporal distribution of Cassegrain lens reduce, and the frequency component of the echo envelope decreases. The increase of the center shade ratio leads to the loss of the energy and frequency components of the reflection light temporal distribution. With the increase of scanning speed, the distribution of echo signal becomes dense, and shows the trend of decreasing variance and increasing skewness and kurtosis. Kurtosis characteristics of the echo signal of Cassegrain lens and transmission lens are numerically different, and the two lens targets can be distinguished by the statistical characteristics of the echo signal. Results are meaningful to the application of laser active interferometric detection and recognition technology.

Key words coherence optics; coherent light transmission; fringe spacing; center shade ratio; Cassegrain lens

OCIS codes 030.1670; 110.2650; 120.0120; 130.0130

收稿日期: 2017-07-12; **收到修改稿日期:** 2017-07-28

基金项目: 国家自然科学基金(61302183)

作者简介: 单聪淼(1988—), 女, 博士研究生, 主要从事激光主动探测、光学信息获取与处理方面的研究。

E-mail: dandanscmiao@163.com

导师简介: 孙华燕(1963—), 女, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事激光主动探测、光电信息处理等方面的研究。

E-mail: shy221528@vip.sina.com

1 引 言

大多数成像探测或非成像探测中,所采用光学镜头的焦平面处都安装有反射或半反射元件,元件在受到激光束辐照时能够产生原路返回的准直回光,这就是光学镜头的猫眼效应^[1-4]。利用目标光学装备的猫眼效应进行激光主动探测,可以大大增加探测距离并提高定位精度^[1,5]。基于猫眼效应的激光主动探测技术的应用最早始于20世纪80年代,前苏联、美国、法国的科研人员提出激光武器可以利用光学目标的猫眼效应,搜索作为攻击目标的敌方光学设备和光电传感器,确定其位置并实施准确攻击^[6]。美俄等国首先将这一原理应用于激光致盲武器系统,该系统在战场上得到了显著应用^[7],如美国“鲑鱼”车载激光武器系统^[8]和前苏联“拉瑟”车载激光致盲武器系统^[9],二者的最大探测距离分别为8 km和10 km。随后激光致盲武器系统受到越来越多世界军事强国的重视,并逐渐在反恐、维和、安保和现代技术战争中发挥着突出作用。近年来,主动探测技术得到了更为全面的发展,在国土安全监测,陆上、空中以及海面的远小目标探测识别、障碍物躲避,大气环境监测,遥感测绘等军、民用领域均得到了广泛应用,具有很大的应用价值和广阔的发展前景^[10-14]。

由于技术发展和应用需求的牵引,越来越多的研究者针对猫眼目标反射光的空间分布特征进行了研究^[15-21]。加拿大的舰载后向激光扫描仪利用选通成像大大提高了对光学目标的探测定位能力^[22],文献^[23]研究了基于形状和纹理特征的猫眼目标图像识别算法。由于成像探测器件性能的限制,增加成像探测手段的探测距离较难实现;基于图像特征的识别方法需要复杂的算法来实现,不能进行实时快速识别。因此,Zhao等^[24]提出了一种利用相干合成线阵高斯光束扫描识别漫反射背景中的光学目标的新方法,利用光学目标和漫反射目标对组合光束反射特性的差异,从复杂漫反射背景中快速识别出光学目标,突破了以往单纯依靠光强幅度的差异发现定位光学目标的探测方式。

透射式光学系统造价高、测试困难且存在色差,离轴式光学系统造价也较高,卡塞格伦系统具有消球差、筒长小、无实际光线会聚点等优点。因此,在光电装备中应用最为广泛的是卡塞格伦式或经过改进的卡塞格伦式光学系统。本文在前期理论研究的基础上,以卡塞格伦镜头为目标,以相干基模高斯光束为模型,利用物理光学的相关知识以及Collins衍射积分公式和硬边光阑的复高斯函数分解法,推导得到相干基模高斯光束通过卡塞格伦镜头反射光的时间分布的解析表达式,并进行了仿真分析和实验研究。所获得的结果丰富了激光主动干涉探测识别技术的应用,为光学目标的特征识别提供了参考。

2 模型建立

卡塞格伦光学系统由校正透镜和反射镜组成,由于其具有外形尺寸小、孔径和视场较大等优点,所以成为各类侦察相机经常采用的光学系统。经典的卡塞格伦系统主镜为抛物面,次镜为双曲面,这是次镜对有限距离物体成像时满足系统消球差要求应具有的面形,其他的形式大都是在此基础上进行改进的^[25]。卡塞格伦系统的猫眼效应原理示意图如图1所示。根据光束传输可逆原理,当入射光线为近轴光线且入射角小于镜头的视场角时,会聚于探测器焦平面同一点的平行入射光将按照入射光的对称光路反向传输,因此从光学系统外观察时,便可以发现反射光与入射光完全平行。入射光束在远场传输且横截面全部覆盖镜头窗口时,反射光束将沿着入射光束的光路原路返回,这就是卡塞格伦镜头的猫眼效应原理^[17]。

卡塞格伦光学系统由于次镜的存在而使接收孔径呈圆环而不是圆形,具有卡塞格伦折反式镜头的目标反射模型可以等效为探测激光在进入目标时经过一个由卡塞格伦折反式镜头组成的圆环孔径,原路返回时同样由该圆环孔径出射,整个传输过程可以看作是激光束经过两个外口径为 D 、内口径为 ϵD (ϵ 为卡塞格伦镜头的中心遮挡比, $\epsilon < 1$)的圆环孔径和一个反射率为 η 的探测器平面组成的目标系统,再原路返回到接收光学系统,如图2所示,图中 d 为两束相干高斯光束沿 y 轴的距离。

无离焦的折反式光学目标的传输矩阵可以简化为^[26]

$$\begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 & 2f \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 A_1 、 B_1 、 C_1 、 D_1 为传输矩阵的元素, f 为焦距。由于相干探测激光进入目标的时间非常短,可以认为在这个过程中目标与探测光束间无相对运动。因此,两个等效圆环透镜1、2的等效光阑的窗口函数为^[27]

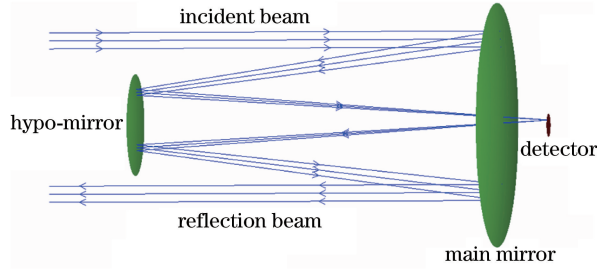


图 1 卡塞格伦镜头的猫眼效应原理示意图

Fig. 1 Principle schematic of cat eye effect of Cassegrain lens

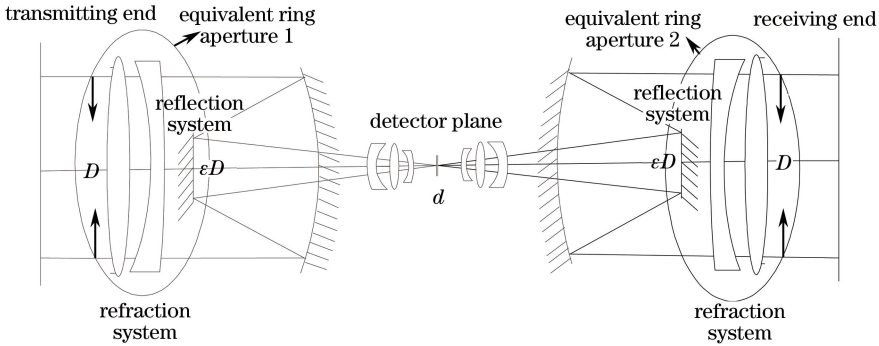


图 2 卡塞格伦镜头的目标等效反射模型

Fig. 2 Target equivalent reflection model of Cassegrain lens

$$C(x, y) = \begin{cases} 1, & (\epsilon D)^2/4 \leq (x^2 + y^2) \leq D^2/4 \\ 0, & \text{elsewhere} \end{cases} \quad (2)$$

将硬边环形光阑的窗口函数展开为一组复高斯函数之和的形式^[27-30],则等效光阑 1、2 的窗口函数展开为复高斯函数之和的形式为

$$W(x, y) = \sum_{m=1}^M F_m \left\{ \exp\left[-\frac{4G_m}{D^2}(x^2 + y^2)\right] - \exp\left[-\frac{4G_m}{(\epsilon D)^2}(x^2 + y^2)\right] \right\}, \quad (3)$$

式中 F_m 和 G_m 分别为展开系数和复高斯函数系数, M 为展开系数的取值个数,前 10 项的取值见文献[27]。

x 方向和 y 方向的扫描角速度分别为 ω_x 和 ω_y 时,相干探测光在 t 时刻到达透镜 1 前表面,目标坐标系内相干光场的复振幅分布为

$$U_1(x_1, y_1, L) = \frac{\omega_0}{\omega(L)} \left\{ \exp\left[-ik \frac{(x_1 - \omega_x Lt)^2 + (y_1 - d/2 - \omega_y Lt)^2}{2q(L)}\right] + \exp\left[-ik \frac{(x_1 - \omega_x Lt)^2 + (y_1 + d/2 - \omega_y Lt)^2}{2q(L)}\right] \right\}, \quad (4)$$

式中 $k = 2\pi/\lambda$ 为空间波数; ω_0 为高斯光束的束腰半径,即 $z = 0$ 处 ω_0 的值; $\omega(L)$ 为基模高斯光束的光斑半径, $\omega(L) = \omega_0 + L \tan \theta$,其中 L 为光束传输距离, θ 为高斯光束发散角; $q(L)$ 为基模高斯光束的 q 参数, $1/q(L) = 1/R(L) - i\lambda/[\pi\omega^2(L)]$,其中 λ 为激光波长, $R(L)$ 为基模高斯光束的等相面曲率半径, $R(L) = L + g^2/L$, g 为高斯光束的焦参数, $g = \pi\omega_0^2/\lambda$ 。

利用 Collins 衍射积分公式^[15,20]和硬边光阑光瞳函数的复高斯函数分解法^[27-30],可以推导出相干光波在透镜 2 前表面的复振幅分布为

$$U_2(x_2, y_2, L) = \frac{ik}{2\pi B_1} \exp(-ikL) \iint_{-\infty}^{\infty} U_1(x_1, y_1, L) W(x_1, y_1) \times \exp\left\{-\frac{ik}{2B_1} [A_1(x_1^2 + y_1^2) - 2(x_1x_2 + y_1y_2) + D_1(x_2^2 + y_2^2)]\right\} dx_1 dy_1. \quad (5)$$

同理,回程激光在自由空间中的传输矩阵为 $\begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$,再次应用 Collins 衍射积分公式,推导得到接收屏平面的复振幅分布为

$$U_3(x_3, y_3) = -\frac{k^2 \omega_0}{8Lf\omega(L)} \exp(-i2kL) \exp\left[-\frac{ik}{2L}(x_3^2 + y_3^2)\right] \sum_{n=1}^M \sum_{m=1}^M F_n F_m \left\{ \exp\left[-ik \frac{(\omega_x Lt)^2 + (d/2 + \omega_y Lt)^2}{2q(L)}\right] \times \right. \\ \left. \left\{ \sum_{i=1}^2 \frac{1}{P_{3ix}^2 P_{2ix}^2} \exp\left(\frac{Q_{2,x}^2 + Q_{2,y}^2}{4P_{2ix}^2}\right) \exp\left\{-\frac{k^2}{4L^2 P_{3ix}^2} \left[\left(x_3 - \frac{L}{4fP_{2ix}^2} Q_{2,x}\right)^2 + \left(y_3 - \frac{L}{4fP_{2ix}^2} Q_{2,y}\right)^2\right]\right\} + \right. \right. \\ \left. \sum_{j=3}^4 \frac{1}{P_{3jx}^2 P_{2ix}^2} \exp\left(\frac{Q_{2,x}^2 + Q_{2,y}^2}{4P_{2ix}^2}\right) \exp\left\{-\frac{k^2}{4L^2 P_{3jx}^2} \left[\left(x_3 - \frac{L}{4fP_{2ix}^2} Q_{2,x}\right)^2 + \left(y_3 - \frac{L}{4fP_{2ix}^2} Q_{2,y}\right)^2\right]\right\} + \right. \\ \left. \exp\left[-ik \frac{(\omega_x Lt)^2 + (d/2 - \omega_y Lt)^2}{2q(z)}\right] \times \left\{ \sum_{u=1}^2 \frac{1}{P_{3ux}^2 P_{2ux}^2} \exp\left(\frac{Q_{2,x}^2 + Q_{22y}^2}{4P_{2ux}^2}\right) \times \right. \right. \\ \left. \exp\left\{-\frac{k^2}{4L^2 P_{3ux}^2} \left[\left(x_3 - \frac{L}{4fP_{2ux}^2} Q_{2,x}\right)^2 + \left(y_3 - \frac{L}{4fP_{2ux}^2} Q_{22y}\right)^2\right]\right\} + \sum_{v=3}^4 \frac{1}{P_{3vx}^2 P_{2ux}^2} \exp\left(\frac{Q_{2,x}^2 + Q_{22y}^2}{4P_{2ux}^2}\right) \times \right. \\ \left. \left. \left. \exp\left\{-\frac{k^2}{4L^2 P_{3vx}^2} \left[\left(x_3 - \frac{L}{4fP_{2ux}^2} Q_{2,x}\right)^2 + \left(y_3 - \frac{L}{4fP_{2ux}^2} Q_{22y}\right)^2\right]\right\} \right\} \right\} \right\}, \quad (6)$$

式中

$$\begin{cases} P_{21x}^2 = \frac{ik}{2q(L)} + \frac{4G_m}{D^2} - \frac{ik}{4f}, & P_{22x}^2 = \frac{ik}{2q(L)} + \frac{4G_m}{(\epsilon D)^2} - \frac{ik}{4f} \\ P_{31x}^2 = -\frac{ik}{4f} + \frac{k^2}{16f^2 P_{21x}^2} + \frac{ik}{2L} + \frac{4G_n}{D^2}, & P_{32x}^2 = -\frac{ik}{4f} + \frac{k^2}{16f^2 P_{22x}^2} + \frac{ik}{2L} + \frac{4G_n}{D^2} \\ P_{33x}^2 = -\frac{ik}{4f} + \frac{k^2}{16f^2 P_{21x}^2} + \frac{ik}{2L} + \frac{4G_n}{(\epsilon D)^2}, & P_{34x}^2 = -\frac{ik}{4f} + \frac{k^2}{16f^2 P_{22x}^2} + \frac{ik}{2L} + \frac{4G_n}{(\epsilon D)^2} \\ Q_{2,x} = -\frac{ik\omega_x Lt}{q(L)}, Q_{2,y} = -\frac{ik(d/2 + \omega_y Lt)}{q(L)}, & Q_{22y} = -\frac{ik(-d/2 + \omega_y Lt)}{q(L)} \end{cases}, \quad (7)$$

式中 G_n, G_m 为硬边光阑的展开系数。 t 时刻时,原路返回点处的反射光时间分布 I_3 为(6)式中 $(x_3, y_3) = (0, 0)$ 处的 $U_3(0, 0)$ 与其共轭函数 $U_3^*(0, 0)$ 的乘积。

3 数值仿真

(4)式中建立的随时间变化的扫描干涉场模型在目标所在平面形成的干涉图样是由平行于 x 轴方向的明暗相间的横条纹构成的。当 L 为固定值时,目标处干涉图样的尺寸不变,干涉图样的条纹间距和条纹数量成反比。两束相干探测光之间的光程差变化会直观地体现在干涉图样中条纹间距和条纹数量的变化上,利用(8)式,改变相干探测光之间的光程差,可以得到不同的干涉场分布扫描经过卡塞格伦镜头的反射光时间分布。数值仿真的初始条件为高斯光束的束腰半径 $\omega_0 = 1.2$ mm,发散角 $\theta = 1.2$ mrad,激光波长 $\lambda = 532$ nm;卡塞格伦镜头的外口径 $D = 6$ cm,镜头焦距 $f = 30$ cm,探测距离 $L = 475$ m;相干光束的扫描角速度 $\omega_x = 0$ rad \cdot s $^{-1}$, $\omega_y = 0.01$ rad \cdot s $^{-1}$,探测时间 $t = 0.1$ s。目标处的干涉光斑直径可以通过探测激光发散角和传输距离计算得到,当 $\theta = 1.2$ mrad、 $L = 475$ m时,目标处的干涉光斑直径为57 cm。(3)式中的 M 过大会影响计算速度,这里令 $M = 10$ 。

干涉图样中的条纹间距与相干高斯光束之间的光程差存在定量关系,这种定量关系可以通过物理光学的相关知识推导得到。光程差是两束光发生干涉效应的必要条件,但在实际探测中,光程差的量值很难直接获得,因此这里利用观察更为直观、在实际探测中容易通过简单计算得到的干涉图样的条纹间距(为简化用 e 表示,单位为m),来进一步分析相干高斯光束通过卡塞格伦镜头的反射光时间分布特性。设卡塞格伦镜头中心遮挡比 $\epsilon = 0.2$,当 e 取不同值时,卡塞格伦镜头的反射光时间分布 I_3 如图3所示。

目标处的干涉光斑由明暗相间的细条纹组成,这里的干涉条纹相当于将目标处光斑的空间分布进行了细化。当干涉场扫描经过卡塞格伦镜头时,镜头会对干涉场产生调制,这样镜头的空间分布特征就加载到了

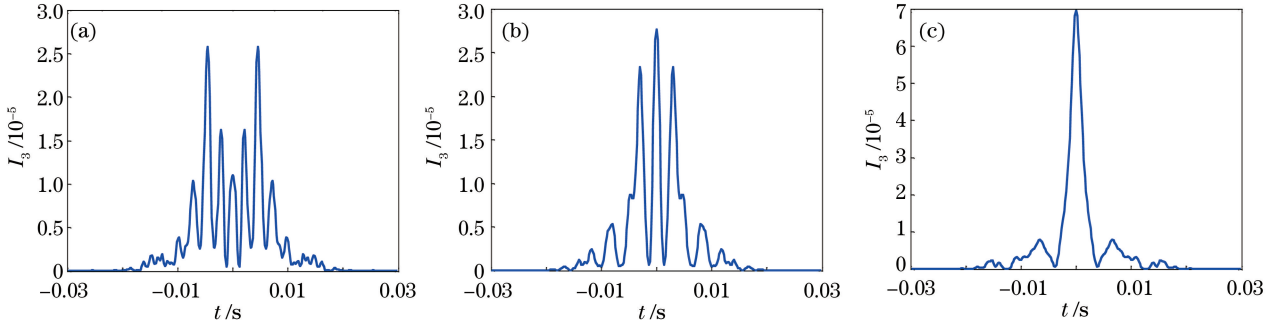


图 3 不同 e 时卡塞格伦镜头的反射光时间分布。(a) $e=0.01$ m; (b) $e=0.04$ m; (c) $e=0.06$ m

Fig. 3 Reflection light temporal distributions of Cassegrain lens with different e .

(a) $e=0.01$ m; (b) $e=0.04$ m; (c) $e=0.06$ m

反射光的时间序列信号中。由图 3 可知,随着 e 的增大,卡塞格伦镜头反射光的时间分布峰数目减少,回波峰值减小,回波曲线包络中包含的频率点分量减少。结果表明,相干高斯光束通过卡塞格伦镜头的反射光时间分布包络的光强幅值呈现振荡形式,目标处干涉场的空间分布条纹的条纹间距直接影响着卡塞格伦镜头反射光时间分布的振荡频率和振荡幅度。

卡塞格伦镜头是一种特殊的折反式镜头,其结构中次镜边缘的衍射效应是反射光与入射光的非线性关系的重要影响因素。中心遮挡比 ϵ 是表征卡塞格伦镜头的次镜与主镜相对大小的特征参量,也是表征镜头结构特征的重要参数,当镜头外口径为固定值时, ϵ 一定程度上反映了次镜的尺寸。设 $e=0.06$ m,其他仿真条件不变。当 ϵ 取不同值时,卡塞格伦镜头反射光时间分布如图 4 所示。由图可知: $\epsilon=0.1$ 时,反射光时间分布包络的频率分量较多;随着 ϵ 的增大,反射光时间分布包络的频率分量逐渐减少;当 $\epsilon>0.2$ 时,反射光时间分布包络中峰值的个数随着 ϵ 的增大从单峰逐渐增加到 3 峰,在这一过程中,反射光时间分布中的主峰值光强逐渐减小。因此,中心遮挡比 ϵ 的增大将引起反射光时间分布的能量和频率分量的丢失。

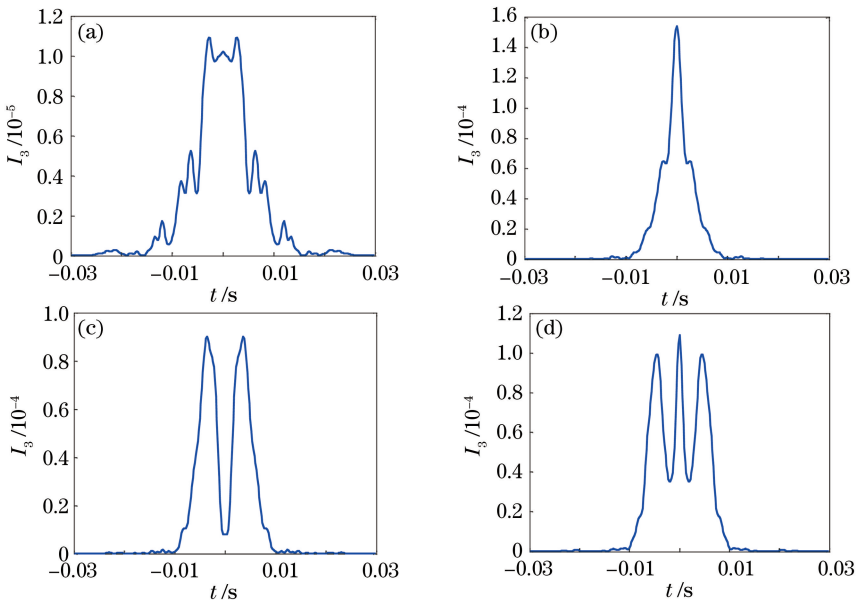


图 4 不同 ϵ 时卡塞格伦镜头的反射光时间分布。(a) $\epsilon=0.1$; (b) $\epsilon=0.3$; (c) $\epsilon=0.4$; (d) $\epsilon=0.5$

Fig. 4 Reflection light temporal distributions of Cassegrain lens with different ϵ .

(a) $\epsilon=0.1$; (b) $\epsilon=0.3$; (c) $\epsilon=0.4$; (d) $\epsilon=0.5$

4 实验设计与结果分析

4.1 实验方案与装置

采用的实验方案如图 5 所示。由于实验室内空间的限制,在激光器出光口处放置一个透镜作为扩束装

置,可以在较短的探测距离内获得足够大的干涉光斑,从而实现条纹间距的大范围调节。实验中采用相干性较好的 532 nm 单纵模连续激光器(SCL)作为光源,发射激光经过扩束镜扩束、反射镜后进入相干光发射装置,相干光发射装置由两个分束镜和两个反射镜组成,其中反射镜起到改变光路的作用、分束镜起到获得振动频率和方向相同的相干光束的作用,这里通过调节反射镜角度的微小偏转改变两束光之间的光程差,进而实现对目标处干涉图样条纹间距的控制。到达目标处的相干探测光经过光学镜头原路反射回来,采用光学镜头和光电倍增管的组合作为反射光的光学接收系统,利用探测器组件接收反射光信号,为直观地获得原路返回点处反射光的时间序列信号并减小后续计算量,实验中采用单元探测器,并将探测器与相干光发射装置集成在一起,示波器可以直观地观察目标回波的时间序列信号,高速采集卡和计算机可以将信号采集存储并进行频谱分析等信号处理。CCD 和监视器用来观察卡塞格伦镜头反射光的空间分布。

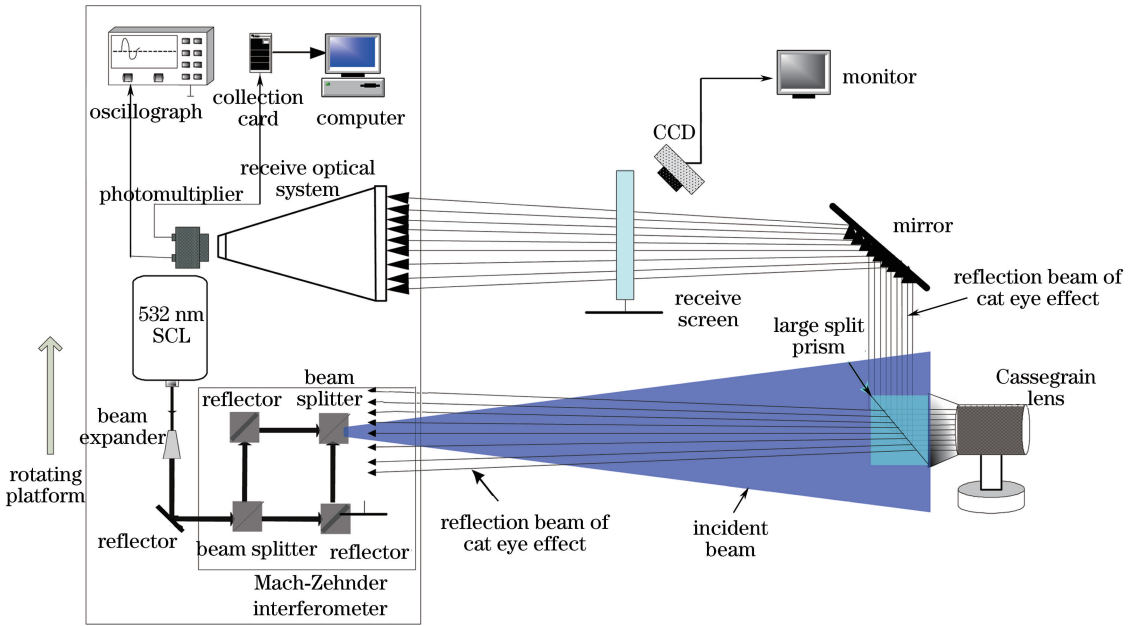


图 5 实验方案设计图

Fig. 5 Experimental design diagram

采用的实验装置和卡塞格伦镜头分别如图 6、7 所示。整套发射-接收装置集成在一个支撑架尺寸为 30 cm×60 cm 的电动旋转平台上,电动旋转平台放置于小型光学隔震平台上,这样的设计使得整套实验装置灵活轻便,便于后续远距离外场实验的开展。为了使光源具备较好的单色性和相干性,采用波长为 532 nm 的半导

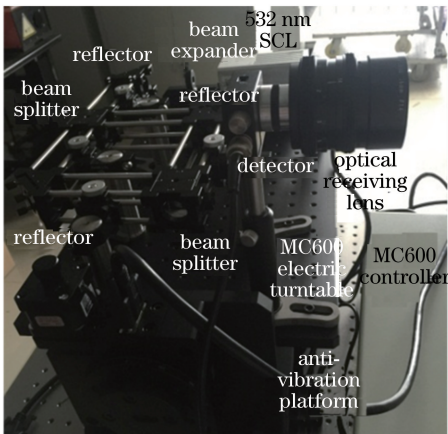


图 6 实验装置示意图

Fig. 6 Diagram of experimental setup

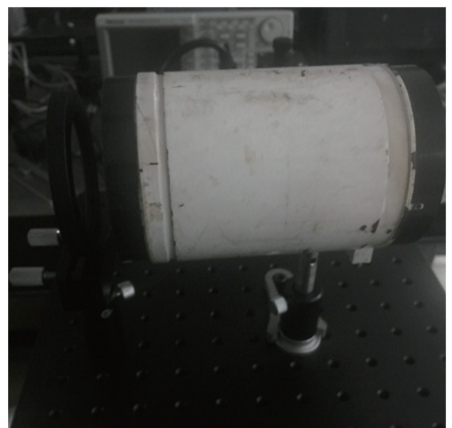


图 7 卡塞格伦镜头

Fig. 7 Cassegrain lens

体单纵模连续激光器,其最大输出功率为 200 mW,发散角为 1.2 mrad,光束直径为 1.2 mm, M^2 因子小于 1.2,功率稳定性小于 5%,噪声均方根小于 1%,光谱宽度小于 10^{-4} nm,相干长度大于 200 m。探测器最小可探测功率为 2×10^{-7} W,光学镜头(光学目标)外口径为 80 mm、内口径为 15 mm、焦距为 300 mm、全视场角为 5° 。

4.2 实验结果与分析

实验室内的探测距离为 15 m,由于扩束装置的存在,目标处的光斑直径为 57 cm。在实际探测中,通过改变反射镜偏转角可以使得两束相干高斯光束之间的光程差发生改变,光程差的变化使得干涉图样的条纹数量发生相应的变化,单方向改变反射镜偏转角,可以使得条纹数量发生由少至多或由多至少的连续变化。因此,可以通过调整反射镜偏转角得到干涉图样条纹间距 e 的定量设置。

为了利用实验验证理论模型的正确性,利用镜头前放置的可调光阑改变卡塞格伦镜头的外口径,将镜头外口径设置为 60 mm。图 8 为 e 取不同值时,卡塞格伦镜头目标反射光的时间序列信号波形。为了将实验结果与数值计算结果进行比较,对图 3、8 中 e 的取值进行对比分析。由图可知,实验中得到的反射光时间分布与图 3 中对应 e 值的反射光时间分布的包络形态整体一致,由于探测器采样速率的限制,实测获得的反射光时间分布中反映细节信息的频率点较少。

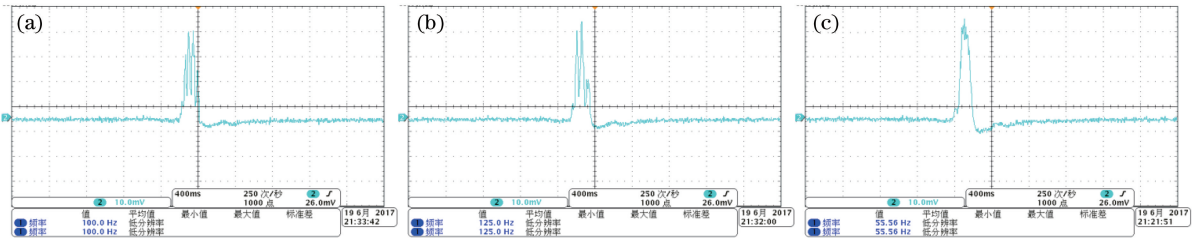


图 8 不同 e 时的测试结果。(a) $e=0.01$ m;(b) $e=0.04$ m;(c) $e=0.06$ m

Fig. 8 Test results with different e . (a) $e=0.01$ m; (b) $e=0.04$ m; (c) $e=0.06$ m

当卡塞格伦镜头的外口径为 80 mm、内口径为 15 mm 时,卡塞格伦镜头的中心遮挡比约为 0.19。这里通过镜头前放置的可调光阑改变卡塞格伦镜头的外口径,在不改变镜头内口径的前提下获得不同中心遮挡比。将卡塞格伦镜头的外口径分别设置为 30.0,37.5,50.0 mm,对应的中心遮挡比分别为 0.5,0.4,0.3,其对应的反射光时间分布如图 9 所示。对比图 4 中的数值计算结果,图 9 中反射光时间分布与图 4 中对应的不

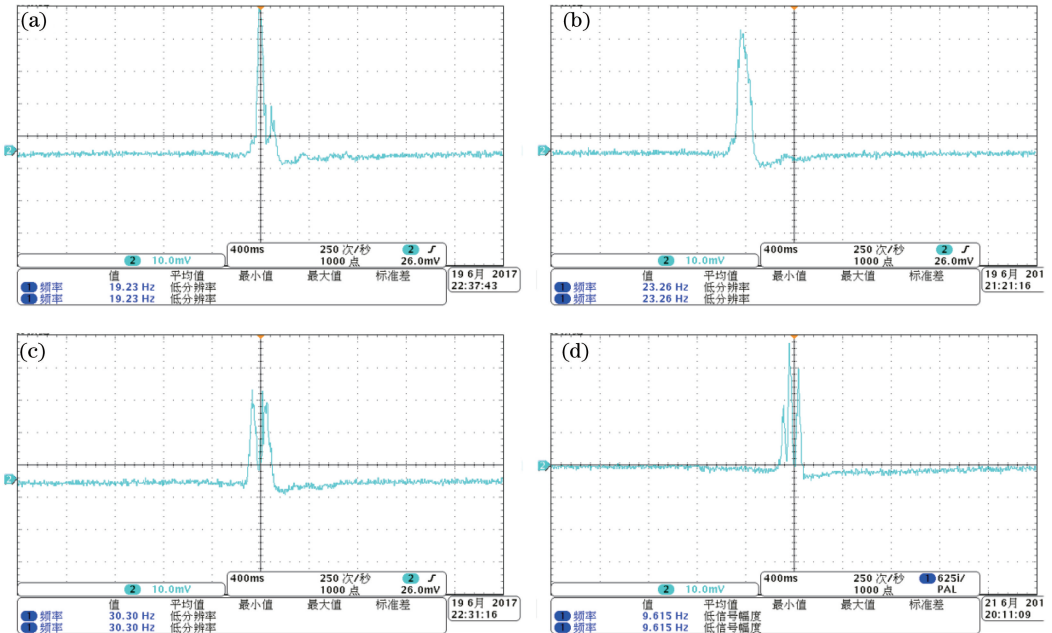


图 9 不同 ϵ 时的测试结果。(a) $\epsilon=0.19$;(b) $\epsilon=0.3$;(c) $\epsilon=0.4$;(d) $\epsilon=0.5$

Fig. 9 Test results under different ϵ . (a) $\epsilon=0.19$; (b) $\epsilon=0.3$; (c) $\epsilon=0.4$; (d) $\epsilon=0.5$

同 ϵ 时反射光时间分布的包络除去一些细节频率信息,在峰数目和整体形态上是一致的。

卡塞格伦镜头是一种特殊的折反式镜头,相干高斯光束通过外口径均为 40 mm 的折反式卡塞格伦镜头和透射式镜头的反射光时间分布的方差、偏度和峰度随干涉图样条纹数的变化曲线如图 10 所示。由图可知,透射式镜头的回波信号的方差整体大于卡塞格伦镜头,卡塞格伦镜头的偏度和峰度整体大于透射式镜头,尤其是回波信号的峰度特征,两者在数值上差异明显。回波信号的方差表征回波信号偏离均值的程度、偏度和峰度均表示信号相对于平均值的不对称程度,通过对回波信号进行简单的统计计算可以将折反式镜头目标与透射式镜头目标区分开来。

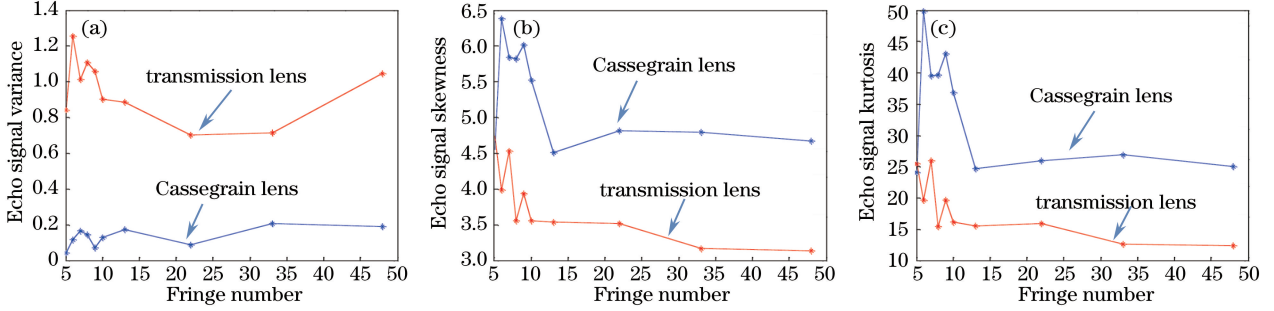


图 10 不同镜头类型的反射光时间序列的(a)方差、(b)偏度和(c)峰度

Fig. 10 (a) Variance, (b) skewness and (c) kurtosis of reflection light temporal series of different lens types

图 11 为反射光时间分布随相干光扫描速度 v_y 的变化情况。由图可知,随着扫描速度的增大,反射光时间信号的分布变得密集,回波信号分布范围由宽变窄。为了直观分析反射光时间分布随相干光扫描速度的变化,在扫描速度为 $0.2 \sim 3.8$ ($^\circ$) \cdot s $^{-1}$ 区间内每隔 0.4 ($^\circ$) \cdot s $^{-1}$ 取一个速度点,对于每一个速度点进行 3 组重复实验(实验序号分别为 1,2,3),计算每一组测试结果的方差、偏度和峰度,并对 3 组测试结果取平均值,实验结果如表 1 所示。纵向观察表 1 中的数据,可以看出随着 v_y 的增大,回波信号的方差呈现减小的趋势,偏度和峰度呈现增大的趋势。由于转台的限速为 3.8 ($^\circ$) \cdot s $^{-1}$,因此表 1 中最后一栏的数据与整体规律存在差距。

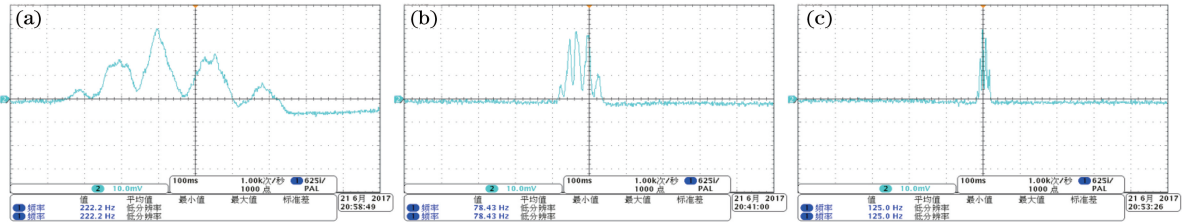


图 11 反射光时间分布随扫描速度的变化情况。(a) $v_y = 0.2$ ($^\circ$) \cdot s $^{-1}$; (b) $v_y = 1.0$ ($^\circ$) \cdot s $^{-1}$; (c) $v_y = 3.4$ ($^\circ$) \cdot s $^{-1}$

Fig. 11 Temporal distributions of reflection light versus scanning speed.

(a) $v_y = 0.2$ ($^\circ$) \cdot s $^{-1}$; (b) $v_y = 1.0$ ($^\circ$) \cdot s $^{-1}$; (c) $v_y = 3.4$ ($^\circ$) \cdot s $^{-1}$

表 1 反射光时间序列的方差、偏度和峰度随 v_y 的变化

Table 1 Variations in variance, skewness and kurtosis of reflection light temporal series with v_y

$v_y /$ [($^\circ$) \cdot s $^{-1}$]	Echo signal variance / 10^{-5}				Echo signal skewness				Echo signal kurtosis			
	1	2	3	Mean	1	2	3	Mean	1	2	3	Mean
0.2	6.3463	7.3966	7.1318	6.9582	1.0383	0.9403	0.9564	0.9783	3.3784	3.1155	3.2079	3.2339
0.6	5.5450	5.5910	4.8092	5.3151	2.8453	2.7579	2.7834	2.7955	10.5749	9.8983	10.1223	10.1985
1.0	2.5632	2.6774	2.8925	2.7110	3.5548	3.6499	3.6189	3.6079	15.4286	16.1446	15.8877	15.8203
1.4	1.9185	1.9660	1.7968	1.8938	4.1387	4.1051	4.1578	4.1339	20.5739	20.2384	20.8752	20.5625
1.8	1.5781	1.3894	1.3771	1.4482	4.5708	4.5791	4.5142	4.5547	24.3652	24.5950	24.2022	24.3875
2.2	1.1782	1.2237	1.2313	1.2111	4.8641	4.9177	4.8890	4.8903	27.7385	28.0273	27.7646	27.8435
2.6	1.0027	0.9393	0.9969	0.9998	5.2840	5.1722	5.4013	5.3426	31.5411	31.1188	33.5028	32.5220
3.0	0.8101	1.0793	0.7738	0.8877	5.5902	5.2990	5.8525	5.5806	36.0993	32.5164	38.6911	35.7689
3.4	0.6548	0.6952	0.7544	0.7015	5.8673	5.6139	5.7127	5.7313	39.4866	36.1827	36.8734	37.5142
3.8	0.8170	0.8116	0.8170	0.8220	5.6453	5.6453	5.6458	5.6070	35.2350	36.0950	35.2350	35.1411

5 结 论

研究了干涉场的条纹间距 e 、卡塞格伦镜头的中心遮挡比 ϵ 和相干光扫描速度 v_y 对相干基模高斯光束扫描通过卡塞格伦镜头的反射光时间分布特性的影响。主要结论有:1)相干高斯光束通过卡塞格伦镜头的反射光时间分布包络的光强幅值呈现振荡形式, e 的取值直接影响卡塞格伦镜头反射光时间分布的振荡频率和振荡幅度,随着 e 的增大,卡塞格伦镜头反射光的时间分布峰数目减少,回波峰值减小,回波曲线包络中包含的频率点分量减少;2)中心遮挡比 ϵ 是表征卡塞格伦镜头次镜与主镜相对大小的特征参量,也是表征镜头结构特征的重要参数, ϵ 的增大将引起反射光时间分布的能量和频率分量的丢失;3)随着扫描速度 v_y 的增大,反射光时间信号的分布变得密集,回波信号分布范围由宽变窄,且回波信号的方差呈现减小的趋势,偏度和峰度呈现增大的趋势;4)透射式镜头回波信号的方差整体大于卡塞格伦镜头,卡塞格伦镜头的偏度和峰度整体大于透射式镜头,尤其是回波信号的峰度特征,两者在数值上差异明显,可以通过对回波信号进行简单的统计计算将折反式镜头目标与透射式镜头目标区分开来。所获得的结果对激光主动干涉探测识别技术的应用具有实际意义。

参 考 文 献

- [1] Lecocq C, Deshors G, Lado-bordowsky O, *et al.* Sight laser detection modeling[C]. SPIE, 2003, 5086: 280-286.
- [2] Mieremet A L, Schleijsen R H M A, van Putten F J M, *et al.* Retroreflection reduction by masking apertures[J]. Optical Engineering, 2010, 49(4): 043202.
- [3] Liu Bingqi, Zhou Bin, Wu Dongsheng, *et al.* Dual-channel active laser detection system[J]. Optics and Precision Engineering, 2012, 20(2): 241-246.
刘秉琦, 周斌, 武东生, 等. 双通道激光主动探测系统[J]. 光学 精密工程, 2012, 20(2): 241-246.
- [4] Ren X M, Li L. Recognizing cat-eye targets with dual criterions of shape and modulation frequency[J]. Chinese Optics Letters, 2011, 9(4): 041101.
- [5] Jiang Zhiguo, Tan Jichun, Liang Jing, *et al.* Suitability of "Cat's eye" effect for reconnaissance by the scanning laser[J]. Laser Technology, 2005, 29(5): 549-551.
蒋治国, 谭吉春, 梁晶, 等. "猫眼"效应用于主动式激光侦察的适用条件分析[J]. 激光技术, 2005, 29(5): 549-551.
- [6] 付伟, 杨帆. 激光致盲武器的发展综述[J]. 飞航导弹, 1998, 1: 1-6.
- [7] 时家明, 王峰. 国外陆军光电对抗装备综述[J]. 现代军事, 2005, 10: 40-42.
- [8] AN/VLQ-7 Stingray[EB/OL]. (2000-02-10) [2002-04-01]. <http://www.fas.org/man/dod-101/sys/land/stingray.htm>.
- [9] New development in Russia-China military relations[EB/OL]. (2003-08-19) [2005-10-08]. http://www.uscc.gov/researchpapers/2000_2003/reports/mairl.htm.
- [10] Hollinger J, Kutscher B, Close R. Resolving ranges of layered objects using ground vehicle LiDAR[C]. SPIE, 2015, 9494: 94940D.
- [11] Starodubov D, McCormick K, Volfson L. Design considerations for eye-safe single-aperture laser radars[C]. SPIE, 2015, 9461: 946104.
- [12] Steinvall O, Elmqvist M, Chevalier T, *et al.* Measurement and modeling of laser range profiling of small maritime targets[C]. SPIE, 2012, 8542: 85420I.
- [13] Steinvall O, Sjöqvist L, Henriksson M. Photon counting lidar work at FOI, Sweden[C]. SPIE, 2012, 8375: 83750C.
- [14] Steinvall O, Chevalier T, Grönwall C. Simulating the performance of laser imaging and range profiling of small surface vessels[C]. SPIE, 2013, 8731: 87310U.
- [15] Zhao Yanzhong, Sun Huayan, Zhang Laixian, *et al.* Backwards propagation characteristics of distorted reflected beams with cat-eye effect[J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(7): 0702015.
赵延伸, 孙华燕, 张来线, 等. 畸变猫眼效应反射光束的回程传输特性[J]. 中国激光, 2011, 38(7): 0702015.
- [16] Shan Congmiao, Sun Huayan, Zhao Yanzhong, *et al.* Analysis of cat-eye terminal echo flashing based on the modified Rytov method[J]. Laser & Infrared, 2013, 43(8): 876-880.
单聪淼, 孙华燕, 赵延伸, 等. 猫眼终端回波闪烁效应分析[J]. 激光与红外, 2013, 43(8): 876-880.
- [17] Zhao Yanzhong, Song Fenghua, Sun Huayan, *et al.* Laser reflection characteristics of cat eye effect of Cassegrain lens[J]. Chinese J Lasers, 2008, 35(8): 1149-1155.

- 赵延伸, 宋丰华, 孙华燕, 等. 卡塞格伦镜头的猫眼效应激光反射特性[J]. 中国激光, 2008, 35(8): 1149-1155.
- [18] Su Dongqi, Miao Erlong, Qu Yi, *et al.* Absolute testing of interferometer wavefront using cat's-eye test[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(12): 1208002.
苏东奇, 苗二龙, 曲艺, 等. 猫眼法绝对测量干涉仪出射波前[J]. 中国激光, 2015, 42(12): 1208002.
- [19] Wu Dongsheng, Bai Tingzhu, Liu Bingqi, *et al.* Detection range equation of cat-eye target[J]. Infrared and Laser Engineering, 2013, 42(9): 2574-2578.
武东生, 白廷柱, 刘秉琦, 等. "猫眼"目标探测距离方程[J]. 红外与激光工程, 2013, 42(9): 2574-2578.
- [20] Ma Yuan, Ji Xiaoling. Average intensity of tilted and off-axis Gaussian Schell-model beams propagating through a cat-eye optical lens in atmospheric turbulence[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(9): 094214.
马媛, 季小玲. 倾斜离轴高斯-谢尔模型光束在大气湍流中通过猫眼光学镜头反射光的光强特性[J]. 物理学报, 2013, 62(9): 094214.
- [21] Lei Peng, Sun Ke, Li Hua, *et al.* Experimental study on the change of cat eye echo pattern with laser damage of CMOS detector[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(6): 0601001.
雷鹏, 孙可, 李化, 等. 猫眼回波图像随 CMOS 器件激光损伤变化的实验研究[J]. 中国激光, 2016, 43(6): 0601001.
- [22] GLARES-Gated laser retro-reflection scanner [EB/OL]. (2010-03-05) [2012-04-10]. <http://www.valcartier.drdc-rddc.gc.ca/sciences/glares-eng.asp>.
- [23] Ren X M, Li L. Recognizing cat-eye targets with dual criterions of shape and modulation frequency[J]. Chinese Optics Letters, 2011, 9(4): 041101.
- [24] Zhao Y Z, Sun H Y, Shan C M, *et al.* A new identification method aimed at optical targets using an active interference laser beam[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2014, 26(10): 1019-1022.
- [25] Ke Xizheng, Lei Sichen, Wang Tianyu. Cassegrain transceiver antenna based on fiber array[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(12): 120602.
柯熙政, 雷思琛, 王天瑜. 基于光纤阵列的卡塞格伦收发一体天线[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(12): 120602.
- [26] Santarsiero M. Propagation of generalized Bessel-Gauss beams through *ABCD* optical systems[J]. Optics Communications, 1996, 132(1/2): 1-7.
- [27] Wen J J, Breazeale M A. A diffraction beam field expressed as the superposition of Gaussian beams[J]. The Journal of the Acoustical Society of America, 1988, 83(5): 1752-1756.
- [28] Li Jinghui, Zhang Hujie, Zhou Shenlei, *et al.* Effect of smoothing by spectral dispersion considering the hole used in spacial filter[J]. Acta Optica Sinica, 2010, 30(3): 827-832.
李菁辉, 张琥杰, 周申蕾, 等. 空间滤波器小孔对谱色散平滑使用效果的影响[J]. 光学学报, 2010, 30(3): 827-832.
- [29] Zou Qihui, Zhu Hongyu, Duan Xi. Propagation properties of ultrashort pulsed Bessel-Gaussian beams diffracted by an circular aperture[J]. Chinese J Lasers, 2009, 36(s1): 235-239.
邹其徽, 朱红宇, 段茜. 受圆孔衍射的超短脉冲贝塞耳-高斯光束的传输特性[J]. 中国激光, 2009, 36(s1): 235-239.
- [30] Feng Y J, Zhang R Z, Zhang B. Propagation properties of the beam generated by Gaussian mirror resonator passing through a paraxial *ABCD* optical system[J]. Optics & Laser Technology, 2010, 42(4): 662-668.