

文章编号 1004-924X(2012)12-2654-07

旋转粗糙圆柱的激光散射功率谱分析

武颖丽*, 吴振森

(西安电子科技大学 理学院, 陕西 西安 710071)

摘要:建立了圆柱旋转激光散斑功率谱的理论模型以实现粗糙目标光学无损测量的方法。首先,根据粗糙面激光散射特征,研究了平行光束照射匀速旋转的圆柱表面时其反射空间形成的动态散斑特性,给出了接收场散斑强度起伏互相关函数及其功率谱密度函数的理论模型,以及动态散斑场的相干长度和接收信号带宽。接着,分析了旋转引起的散斑平移和散斑沸腾对接收信号带宽的影响。最后,测量了旋转圆柱准镜向及漫射部分的散斑图像。结果显示:当 $0.633\ \mu\text{m}$ 入射光波照射半径为 $1\ \text{mm}$ 的圆柱时,频率为 $10\ \text{Hz}$ 的旋转圆柱自相关函数的相关时间约为 $4\ \text{ms}$,而 $20\ \text{Hz}$ 的旋转圆柱自相关函数对应的相关时间为 $2\ \text{ms}$ 左右。结果表明,在动态散斑场中,多普勒效应和散斑平移效应引起的带宽约为同一个量级,而散斑沸腾效应可以忽略。

关键词:激光散射;动态散斑;旋转圆柱;粗糙目标;功率谱;带宽

中图分类号: TN241; O436 **文献标识码:** A **doi:** 10.3788/OPE.20122012.2654

Analysis of power spectra for laser scattering intensity on rotating cylinder targets

WU Ying-li*, WU Zhen-sen

(School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China)

* Corresponding author, E-mail: ylwu@xidian.edu.cn

Abstract: A mathematical model for the power spectrum density function of dynamic speckles was established to complete the nondestructive measurement of a diffuse target. First, the dynamic speckle characteristics formed by the reflection space of a rotating cylinder at an immobile angular velocity were discussed when it was fully illuminated by a collimated light beam. The theoretical model on the cross-correlation function and the power spectrum density function of dynamic speckle intensity fluctuation was given and the coherent length and receiving signal bandwidth of the dynamic speckle field were described. Then, the impacts of speckle translation and speckle boiling caused by rotation cylinder on the received signal bandwidth were analyzed. Finally, the near-specula of the cylinder and the diffuse speckle patterns were measured. Obtained results indicate that when the wavelength of $0.633\ \mu\text{m}$ is shone on the cylinder with a diameter of $1\ \text{mm}$, the correlation time of autocorrelation function is $4\ \text{ms}$ for a $10\ \text{Hz}$ rotating cylinder and $2.0\ \text{ms}$ for a $20\ \text{Hz}$ rotating cylinder. In conclusion, the Doppler effects and speckle translation effects in the speckle dynamic field can produce the bandwidth

收稿日期:2012-08-15;修订日期:2012-09-24.

基金项目:国家自然科学基金资助项目(No. 61172031);中央高校基本科研业务费专项资金资助项目(No. K50511070005)

with the same order of magnitude, and the speckle boiling effect can be negligible.

Key words: laser scattering; dynamic speckle; rotating cylinder; roughness target; power spectrum bandwidth

1 引言

粗糙体的激光散射一直是激光探测和识别的关键问题。激光雷达就是利用粗糙面与激光散射特性及机理来探测目标的^[1-4]。在激光与粗糙面相互作用的过程中存在激光散斑效应,该效应对激光的目标探测和识别影响较大,相干检测运动目标的功率谱会因为动态激光散斑现象产生的振幅和相位调制而加宽^[5]。激光散斑是由相干光照粗糙表面后反射光场的随机相位和振幅变化引起的,其特征常常通过粗糙面激光散射场四阶矩,即强度二阶统计特性来描述^[6]。程传福等人研究了近场散斑的传播特性,得到了散斑图像对比度与光强概率密度函数的演化特性^[7]。H. T. Yura 利用 ABCD 矩阵给出了激光多普勒测速系统中平动目标和转动时间延迟的相关函数^[8]。不过,对该课题的研究很少涉及到散斑运动状态各个分量之间的关系。

静态散斑是由静态目标表面随机散射时间相干光的相位复数矢量引起的相干现象。动态散斑是由目标、传输路径、观察点之间相对运动形成的时空现象,它存在两个现象:散斑平移和散斑沸腾。散斑平移是相对观察屏的静态散斑场横向运动,散斑沸腾是单个散斑颗粒淹没和显现的变化情况。在一个给定的散斑场中散斑平移和沸腾的相对强度依赖于光函数、系统几何和目标形状。本文主要研究了平面波照射旋转圆柱时,采用外差技术探测其散斑场得到的功率谱密度和自相关函数,并对比得到了散斑平移和散斑沸腾效应的差别。

2 运动目标激光散射强度统计特征

平行光照射旋转圆柱的几何关系如图 1 所示,圆柱半径为 r ,长为 L 并沿着 y 轴以角速度 Ω 旋转,用准直平面相干光沿 z 轴全照射圆柱表面。设圆柱的表面高度起伏函数为零均值随机变化,用 $h(\theta, y)$ 表示。

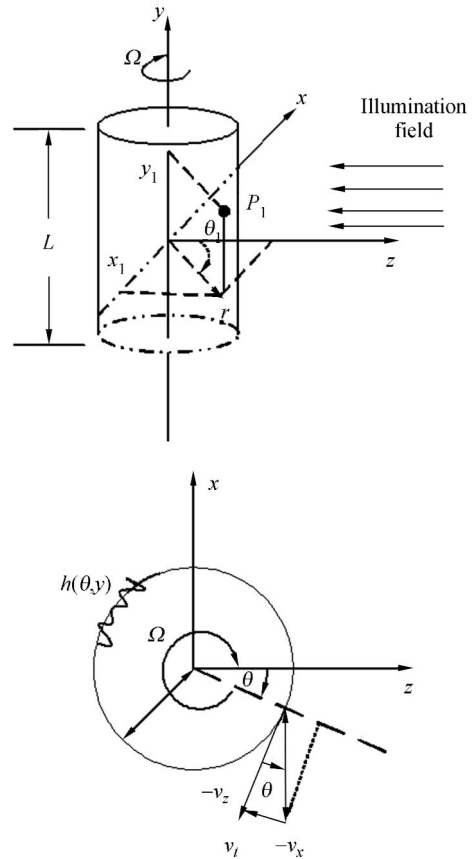


图 1 旋转圆柱激光散射强度相干的几何示意图
Fig. 1 Geometric relation of laser scattering intensity coherences

2.1 探测点的自相关函数

如果粗糙圆柱表面高度起伏遵循零均值高斯分布,则粗糙圆柱表面散射场的互相关函数为:

$$\Gamma_u(P_1, P_2; \tau) = \langle \tilde{U}(P_1; t + \tau) \tilde{U}^*(P_2; t) \rangle, \quad (1)$$

其中: P_1, P_2 为圆柱表面上的任意点, \tilde{U} 代表是入射光照射经圆柱表面的反射场。设入射光为平面波,则反射场函数 \tilde{U} 可以表示为:

$$\tilde{U}(P, t) = A \exp[-j(2\pi f t + \phi)], \quad (2)$$

其中: A 是平面波的振幅, f 是光频, ϕ 是相位。圆柱反射后引起的散射场的附加相位包括 3 个部分:目标的形状、多普勒效应、目标的表面起伏高度,分别为:

$$\phi(P, t) = \phi_{sur}(P, t) + \phi_d(P, t) + \phi_h(P, t), \quad (3)$$

$$\phi_{\text{sur}}(P, t) = [4\pi/\lambda] r \cos(\theta), \quad (4)$$

$$\phi_{\text{d}}(P, t) = -[8\pi^2/\lambda] r f_{\text{rot}} t \sin(\theta), \quad (5)$$

$$\phi_{\text{h}}(P, t) = [4\pi/\lambda] h(\theta, y; t) \cos(\theta), \quad (6)$$

其中: f_{rot} 是圆柱的旋转频率, 将以上的相位代入式(1), 可以得到散射场互相关函数的表达式为:

$$\begin{aligned} \Gamma_u(P_1, P_2; \tau) &= \langle \tilde{U}(P_1; t + \tau) \tilde{U}^*(P_2; t) \rangle = \\ &\langle A \exp[-j2\pi f(t + \tau)] A^* \exp[j2\pi f t] \rangle \times \\ &\langle R(P_1; t + \tau) R^*(P_2; t) \rangle \times \\ &\langle \exp\left[\frac{j4\pi r}{\lambda}\right] [\cos(\theta_2) - \cos(\theta_1)] \rangle \times \\ &\langle \exp\left[\frac{j8\pi^2 r f_{\text{rot}}}{\lambda}\right] [(t + \tau) \sin(\theta_1) - t \sin(\theta_2)] \rangle \times \\ &\langle \exp\left[\frac{j4\pi}{\lambda}\right] [\cos(\theta_2) h(\theta_2 + \Omega t, y_2) - \\ &\cos(\theta_1) h(\theta_1 + \Omega(t + \tau), y_1)] \rangle. \end{aligned} \quad (7)$$

进一步来说, 接收平面场的互相关函数由圆柱表面反射场的互相关函数衍射传播得到。则接收面上的互相关函数为:

$$\begin{aligned} \Gamma_u(Q_1, Q_2; \tau) &\approx \\ &\frac{1}{(\lambda z)^2} \iint_{\Sigma_1} \iint_{\Sigma_2} dx_{P_1} dy_{P_1} dx_{P_2} dy_{P_2} \Gamma(P_1, P_2; \tau) \times \\ &\exp\left[\frac{j2\pi}{\lambda z} (x_{Q_2} x_{P_2} - x_{Q_1} x_{P_1} + y_{Q_2} y_{P_2} - y_{Q_1} y_{P_1})\right]. \end{aligned} \quad (8)$$

当 $Q_1 = Q_2$ 时, 互相关函数简化为自相关函数:

$$\begin{aligned} \Gamma_u(\tau) &= \Gamma_u(Q_1, Q_1; \tau) \approx \\ &\frac{1}{(\lambda z)^2} \iint_{\Sigma_1} \iint_{\Sigma_2} dx_{P_1} dy_{P_1} dx_{P_2} dy_{P_2} \Gamma(P_1, P_2; \tau) \times \\ &\exp\left[\frac{j2\pi}{\lambda z} (x_{Q_1} (x_{P_2} - x_{P_1}) + y_{Q_1} (y_{P_2} - y_{P_1}))\right]. \end{aligned} \quad (9)$$

根据维纳-纳辛定理, 对式(9)进行傅里叶变换得到功率谱为:

$$S_u(f) = \text{FFT}[\Gamma_u(\tau)], \quad (10)$$

其中, 相位项包含有 $\cos(\theta_i) h(\theta_i + \Omega t_i; y_i)$ 是空间的非平稳的, 所以很难得到互相关函数的精确解。而空间非平稳性主要是由于沿轴线投影的高度函数的空间依赖关系引起的。当 $\theta=0$, 即沿轴线的点高度偏差为 h , 引起反射场相位的偏差为 $4\pi h/\lambda$ 时, 对于同一点, 旋转 90° 对反射场相位的影响将消失。因此, 为了给出以上统计分析的解, 可忽略依赖于 $\cos \theta$ 的统计相位项。

2.2 功率谱密度的简化

即使简化功率谱密度, 在数学上仍然很难得到精确解, 其物理本质也很难理解。因此, 本文避开功率谱密度的完整描述而只得到与实际测量有关的相关时间和功率谱带宽。

根据 Jon Y. Wang 分析固定平面目标时间域相关函数的方法, 本文给出了自相关函数是散斑平移和散斑沸腾效应两个独立的高斯函数的乘积。在频谱域, 散斑运动(平移和沸腾)形成各自相应的高斯功率谱密度, 而合成的功率谱密度是平移和沸腾功率谱密度的卷积且满足高斯形式。因此, 将通过估计与物理结构引起的散斑平移沸腾效应相关联的相关时间来得到每一个部分功率谱密度的带宽。假设各部分功率谱密度是高斯型, 通过测量部分功率谱密度的带宽就可以得到合成功率谱密度的带宽。根据以上关系得到归一化的高斯功率谱密度形式为:

$$S_u(f) \propto \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta f} \exp\left[-\left(\frac{f - \bar{f}}{\Delta f}\right)^2\right], \quad (11)$$

其中: Δf 是带宽的半高全宽。由式(10), 相应的归一化的自相关函数写成:

$$\hat{\Gamma}_u(\tau) = \exp[-(\pi \Delta f \tau)^2] \exp[-j2\pi \bar{f} \tau]. \quad (12)$$

关于相关时间的定义有很多种(如高斯自相关函数的 $1/e$ 对应的点)。Goodman^[10] 等人定义了任意相关函数的相关时间最一般的形式为:

$$\tau_c = \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{\gamma}_u(\tau)|^2 d\tau, \quad (13)$$

函数 $\hat{\gamma}_u(\tau)$ 是归一化的自相关函数 $\hat{\Gamma}_u(\tau)$ 的大小:

$$\hat{\gamma}_u(\tau) = |\hat{\Gamma}_u(\tau)| = \exp[-(\pi \Delta f \tau)^2]. \quad (14)$$

则具有高斯功率谱密度的随机过程, 其相关时间和带宽的半高全宽关系为:

$$\tau_c = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \frac{1}{\Delta f}} = \frac{1.25}{\Delta f}. \quad (15)$$

2.3 圆柱旋转的散斑平移效应

这里讨论与旋转圆柱有关的 3 种运动效应及连续探测场的带宽和相关时间。

当圆柱以角速度 Ω 旋转时, 散斑场将以 2Ω 绕圆柱旋转轴 y 轴旋转。旋转散斑将对探测器中接收的中频信号的幅度和相位进行调制。调制结果将导致中频信号的相关性——相关时间退化。在接收场, 散斑场的横向速度为:

$$v_{\text{trans}} = 2\Omega z = 4\pi f_{\text{rot}} z, \quad (16)$$

其中: z 是目标到收发器之间的距离, f_{rot} 是圆柱

旋转频率。对于矩形的横截面,在接收面散斑平均长度用 Van Cittert-Zernike 定理可以得到:

$$L_{\text{trans}} = \frac{2\lambda z}{D} = \frac{\lambda z}{r}, \quad (17)$$

其中: r 是目标的半径,则相关时间为:

$$\tau_{\text{trans}} = \frac{L_{\text{trans}}}{v_{\text{trans}}} = \frac{\lambda}{4\pi r f_{\text{rot}}}. \quad (18)$$

应用式(15),将相关时间与带宽相联系得到:

$$\Delta f_{\text{trans}} = \frac{\sqrt{1/2\pi}}{\tau_{\text{trans}}} = \sqrt{8\pi} \frac{r f_{\text{rot}}}{\lambda} = 5.10 \frac{r f_{\text{rot}}}{\lambda}. \quad (19)$$

结果表明,由目标旋转引起的散斑平移的带宽,与旋转频率、圆柱半径成正比,与波长成反比。

2.4 圆柱旋转的散斑沸腾效应

当圆柱旋转时,新的散射将进入照射区产生不同的散斑场并在接收平面形成完全新的复杂场分布。在接收面上目标旋转会引起散斑场去相关,但是其程度很难精确地定义和计算,本文用四分之一周期来估计,因此有:

$$\tau_{\text{exc}} = \frac{1}{4 f_{\text{rot}}}, \quad (20)$$

$$\Delta f_{\text{exc}} = \frac{\sqrt{1/2\pi}}{\tau_{\text{exc}}} = 4 \sqrt{1/2\pi} f_{\text{rot}} = 3.19 f_{\text{rot}}. \quad (21)$$

比较散射变换过程引起的带宽和因旋转产生的平移,可以推断在完全照射旋转圆柱时,旋转引起的散斑平移占优势。这个结果与参考文献[11]中目标被一个小的聚焦点照射的情况完全不同。在这种情况下,旋转时散斑沸腾引起的信号展宽会超过散斑平移引起的信号展宽。

2.5 圆柱旋转的多普勒效应

因为圆柱旋转,从任意点光散射将会在其径向速度方向上产生多普勒频移(在图 1 中 v_z),所以探测信号将是频率、幅度、相位变化的全体散射场的随机和,而旋转引起接收平面上散射场的相互交换可以看作是散斑沸腾,也将会调制中频信号的幅度和相位,因此探测器检测到幅度和相位调制的中频信号将是多普勒展宽的总和。众所周知,从移动目标反射引起的多普勒频移为:

$$f_d = \frac{2v_z}{\lambda}, \quad (22)$$

这里: v_z 是光照射到目标表面处的径向速度,而旋转圆柱目标的径向速度为:

$$v_z(\theta) = -\Omega r \sin(\theta). \quad (23)$$

则旋转圆柱不同部分的最大速度为:

$$\Delta v_{\text{max}} = |2v_z(\theta)_{\text{max}}| = 2\Omega r = 4\pi r f_{\text{rot}}. \quad (24)$$

由式(23)、(24)得到最大的多普勒频移展开为:

$$\Delta f_{d_{\text{max}}} = 2 \frac{2\Delta v_{\text{max}}}{\lambda} = \frac{8\pi r f_{\text{rot}}}{\lambda}. \quad (25)$$

为了计算带宽半高全宽的多普勒展开,须假设由多普勒引起的功率谱密度的形状。这就要求知道目标的双向反射分布函数(Bidirectional Reflectance Distribution Function, BRDF)。而对于不同假定情况下的 BRDF,中频带宽的半高全宽大约为最大多普勒频移的 $1/2 \sim 1/8$ [12],这里取 $1/4$,则有:

$$\Delta f_{\text{Doppler}} = \frac{1}{4} \Delta f_{d_{\text{max}}} = \frac{2\pi r f_{\text{rot}}}{\lambda} = 6.28 \frac{r f_{\text{rot}}}{\lambda}, \quad (26)$$

相关时间可以用式(15)给出:

$$\tau_{\text{Doppler}} = \sqrt{\frac{1}{2\pi^3} \frac{\lambda}{r f_{\text{rot}}}} = 0.25 \frac{\lambda}{r f_{\text{rot}}}, \quad (27)$$

比较式(19)和(26)得到:圆柱旋转引起的散斑平移和多普勒引起的散斑沸腾两者在接收信号带宽的半高全宽基本相同。经过大量的简化分析,其结果为应用动态散斑自相关函数及功率谱密度进行目标运动特性的相对测量提供了参考依据。

3 数值计算及实验结果

3.1 数值计算

结合式(11)、(12)数值计算旋转圆柱激光散射后,得到在接收平面散斑强度起伏的自相关函数与功率谱密度。

用波长是 $0.6328 \mu\text{m}$ 的激光平行照射半径为 1 mm 的旋转粗糙圆柱,设在传输路径中有 2 MHz 的频率变化平移,在距离目标 2 m 的地方单站接收,圆柱旋转角频率为 $10, 20 \text{ Hz}$ 。设照射到目标的光束光斑直径为 4 mm ,波阵面曲率半径为 50 m ,计算结果如图 2,3 所示。

从图 2 中可以看出,当目标旋转速度增大时,相关时间将减小。图 3(a)表明,当目标半径增大时,接收功率谱带宽变大,但两者之间不满足线性关系;图 3(b)中,当入射光波长变化时,功率谱展开没有明显变化,但其功率谱密度值增大;图 3(c)中,旋转角频率 10 Hz 和 20 Hz 是双倍关系,则功率谱密度曲线带宽满足双倍关系,相应的中

心频率幅度减小,但总的功率保持不变。从图 2 和图 3 可以看出,当入射光波长和旋转圆柱的半径确定时,旋转角频率越大,多普勒展宽也越大,而相关时间越小。

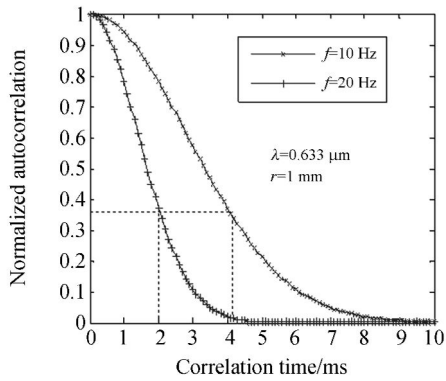
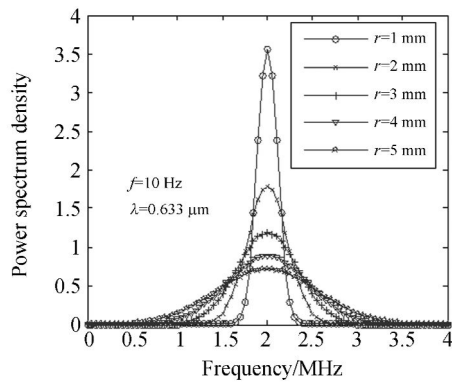


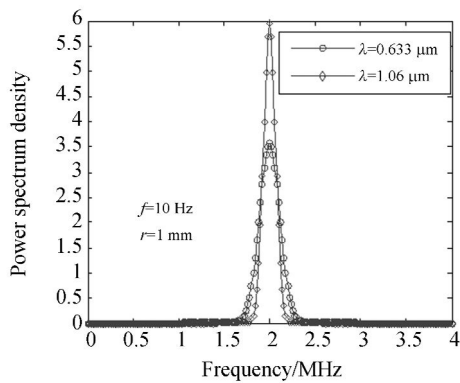
图 2 自相关函数与时间间隔的关系

Fig. 2 Autocorrelation fluctuation changed with correlation time



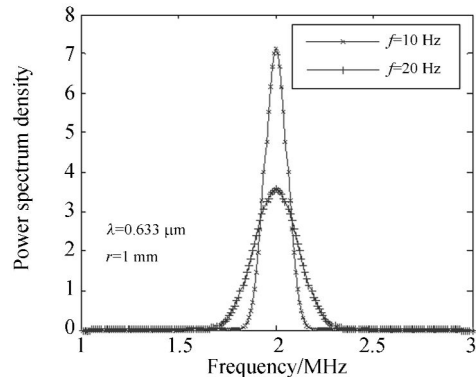
(a)不同半径

(a)Different radiuses



(b)不同波长

(b)Different waves



(c)不同旋转速度

(c)Different rotation velocities

图 3 不同条件下功率谱密度与频率的关系曲线

Fig. 3 Power spectral density of speckle intensity changed with frequency under different conditions

3.2 实验结果

用波长为 $0.6328 \mu\text{m}$ 的 He-Ne 激光照射半径为 1 mm 圆柱产生的远场散斑,两个不同部分

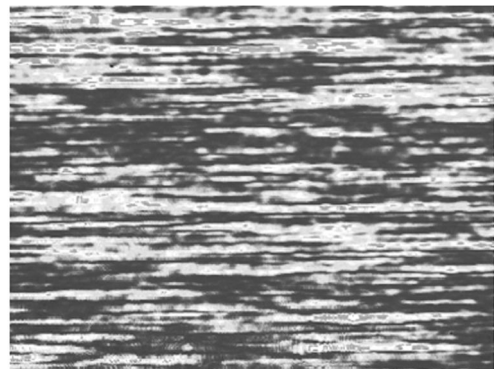


图 4 He-Ne 激光照明圆柱近镜向部分的散斑图像

Fig. 4 Near-specular portion of speckle field resulting from He-Ne illumination of cylinder

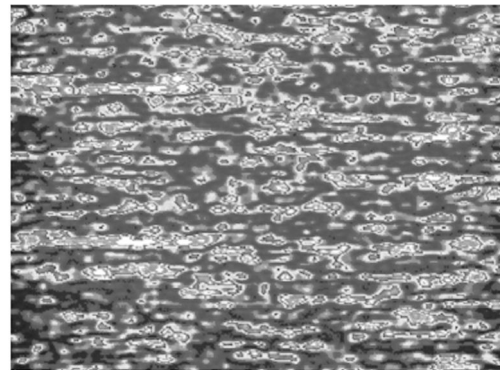


图 5 He-Ne 激光照明圆柱漫射部分的散斑图像

Fig. 5 Diffuse portion of speckle field resulting from He-Ne illumination of cylinder

的散斑图像如图 4,5 所示。图 4 为水平平面与圆柱轴垂直并稍微远离光轴即准镜向部分的散斑场,可以看出沿圆柱轴有引起横向展宽的散斑带,散斑相对伸长,甚至延伸超过了探测场的整个横向范围;图 5 为在这个平面上方或下方即非镜向的散斑图像,每个散斑显示出漫散射特征,即为漫散射部分的散斑场。根据之前的理论分析,可以证明图 4 中散斑变长的效应依赖于散斑的平移。根据公式(18)给出的散斑平均长度与相关时间之间的线性关系可知,变长的散斑增大了相关时间,减小了平移效应的带宽。而依赖于多普勒散斑沸腾引起的散斑变长效应,可以从公式(25)给出的接收平面圆柱表面径向速度与最大多普勒引起的散斑沸腾带宽之间的关系得到验证。

4 结 论

本文用平面波照射旋转圆柱目标,推导了接

收屏上激光散斑强度起伏互相关函数的统计模型,描述了探测器检测的中频信号功率谱密度及其带宽和形状。由于在散射场中存在统计非平稳性,不能得到精确解,本文借助文献[9]的分析方法,根据平面波照射旋转圆柱的情况,给出了旋转圆柱散射接收功率谱的近似形式。论证了平移效应功率谱密度的带宽依赖于接收场散斑大小和目标旋转速度,分析了旋转引起的散斑平移和散斑沸腾对接收信号带宽的影响。最终得出结论:沸腾效应的功率谱密度依赖于多普勒效应,其带宽与旋转圆柱的最大表面速度成线性关系,在动态散斑场中多普勒效应和散斑平移效应在同一个量级,而散斑沸腾效应可以忽略。本文的研究虽然对功率谱密度函数形式过程进行了近似,但其对实际测量也不失一般性,这为应用动态散斑自相关函数及其功率密度进行目标运动特性的相对测量提供了理论参考依据。

参考文献:

- [1] 陈辉. 粗糙物体高斯波束散射及在激光一维距离成像中的应用[D]. 西安:西安电子科技大学学位论文, 2004.
CHEN H. *Scattering of Gaussian beam by object with rough surface and its application on laser one dimensional range profile* [D]. Xi'an: Xi Dian University. (in Chinese)
- [2] BANKMAN I. Analytical model of Doppler spectra of coherent light backscattered from rotating cones and cylinders [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2000, 17(3):465-476.
- [3] MINDEN M L, KOST A, BRUESSEBACH H W. A range resolved Doppler imaging sensor based on fiber laser [J]. *IEEE*, 1997, 3(4):1080-1086.
- [4] 王广君, 田全文, 柳健. 激光成像雷达前视成像仿真及障碍物识别方法研究[J]. *红外与激光工程*, 2001, 30(6):462-465.
WANG G J, TIAN J W, LIU J. The front view imaging simulation of imaging laser radar and the obstacles identification approach [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2001, 30(6):462-465. (in Chinese)
- [5] 郭冠军, 邵芸. 激光散斑效应对激光雷达探测性能的影响[J]. *物理学报*, 2004, 53(7):2089-2093.
GUO G J, SHAO Y. Rough surfaces induced speckle effects on detection performance of pulsed laser radar [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, 53(7):2089-2093. (in Chinese)
- [6] BRIERS J D. Laser Doppler and time varying speckle: reconciliation [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1996, 13(2):345-350.
- [7] 程传福, 宋洪胜, 刘春香, 等. 基于电磁场积分方程数值求解法的光学近场散斑及其一阶统计特性[J]. *中国科学(G)*, 2004, 34(1):15-28.
CHENG CH F, SONG H SH, LIU CH X, *et al.*. The optical near field speckles and their first order statistics on the basis of the integral equations of electromagnetic field [J]. *Science in China, Ser (G)*, 2004, 34(1):15-28. (in Chinese)
- [8] YURA H T, HANSON S G, LADING L. Laser Doppler velocimetry: analytical solution to the optical system including the effects of partial coherence of the target [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1995, 12(9):2040-2407.

- [9] WANG J Y. Lidar signal fluctuations caused by beam translation and scan [J]. *Applied Optics*, 1986, 25(17):2878-2885.
- [10] GOODMAN J W. *Statistical Optics* [M]. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1985:1-28.
- [11] ERDMAN, JOACHIM C. Speckle field of curved, rotating surfaces of Gaussian roughness illuminated by a laser spot [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1976, 66(11):1194-1204.
- [12] LYNM J, SMITH. Far-field speckle and Doppler shifts for rough laser-illuminated rotating cylinders [J]. *Applied Optics*, 1979, 18(6):755-756.

作者简介:



武颖丽(1974—),女,陕西澄城人,副教授,1997 于西北大学获得学士学位,2003 年于西安电子科技大学获得硕士学位,主要从事激光散斑测量及其应用的研究。E-mail: ylwu@xidian.edu.cn



吴振森(1946—),男,湖北沙市人,教授,博士生导师,1969 年于西安交通大学获得学士学位,1981 年于武汉大学获理学硕士学位,主要从事目标与环境光学特性,复杂环境中目标激光散射等方面的研究。E-mail: wuzhs@mail.xidian.edu.cn

●下期预告

基于动力学模型的快速反射镜设计

黑沫¹,鲁亚飞¹,张智永¹,范大鹏¹,夏年中²

- (1. 国防科技大学 机电工程与自动化学院,湖南 长沙 410072;
2. 湖南兵器资江机器有限公司,湖南 益阳 413000)

为了实现快速反射镜系统(Fast Steering Mirror system,FSM)的快速设计,建立了两轴 FSM 的动力学模型,并对基于该动力学模型的 FSM 设计方法进行了研究。介绍了 FSM 的结构与工作原理,推导了 FSM 的理想动力学模型,分析了 FSM 的高阶谐振和轴间耦合模型,建立了二自由度 FSM 整体模型。在二自由度 FSM 整体模型的基础上,对某型 FSM 主要参数进行了设计,并进行了性能仿真。根据所设计的参数,制作出了 FSM 试验样机,并进行了性能测试。试验结果表明:模型性能仿真结果与试验样机测试结果基本一致,系统带宽达到 250 Hz 以上,调节时间小于 15 ms,超调量小于 8%,定位精度优于 20 μ rad,设计的 FSM 样机性能满足指标要求,验证了该设计方法的有效性和正确性。