双向剪切干涉法测量高斯光束远场发散角

孙东平[1,2],刘秉琦[1],华文深[1],骆新新[1]
(1 军械工程学院 光学与电子工程系,石家庄 050003)
(2 75225 部队,广东 潮州 515728)

摘 要:对双向剪切干涉理论和高斯光束传输特性进行了研究.提出了一种测量高斯光束远场发散角的方法:利用双向剪切干涉仪分别在激光传输路径上两个特定位置测出波前曲率半径,然后由曲率半径得出发散角.通过理论推导建立了相应的检测模型,并对模型进行了实验验证.实验测量和误差分析表明该方法的测量准确度能达到 10″;发散角测量准确度的主要影响因素为干涉条纹宽度测量误差.

关键词:光学测量;双向剪切干涉;发散角;高斯光束
中图分类号:TN247　　**文献标识码**:A　　**文章编号**:1004-4213(2008)11-2327-5

0 引言

随着激光技术的发展,在国民经济和国防中的许多领域需要用到高质量的激光束.发散角是激光光束质量的一个重要参量,它反映了激光传输时的发散与准直特性.在激光通讯、激光雷达、激光测距和空间光通信等领域[1-3],为了有效利用激光能量,增大作用距离,必须精确控制激光束的远场发散角;在精确制导武器和卫星导航等系统中,要根据目标距离实时监控和改变光束发散角,对发散角的要求更为严格.因此,研究如何精确检测激光发散角具有十分重要的意义.

目前,检测激光发散角的方法有很多,但都存在各自的问题[4-7]:焦斑法在相纸上的烧斑周边轮廓分界不清晰,测量误差大,只能作为一种估测;针孔扫描法、狭缝扫描法、光阑法、阈值强度法对发散角小的激光束测量困难,甚至无法测量;偏光干涉法、Talbot 自成像法准确度较高,但设备制作复杂,价格昂贵;BBO 晶体倍频法、光纤空→时序变换法误差较大;焦面 CCD 法是目前常用的方法,虽然准确度有所提高,但 CCD 感光阵列的饱和以及响应的非均匀性使得对光斑边缘的判断不准确,CCD 本底电流和背景杂散光也会给测量带来误差,并且这种方法要求透镜的口径大于光束直径,当待测光束口径较大时,需要大口径的无像差会聚透镜,检测成本将会很高.

传统的剪切干涉法[8-10]具有仪器调校简单、检测准确度高等特点,且不需要仪器口径大于待测光束直径,只需截取波面的一部分就可以进行检测.但这种方法目前仅能对光束的准直与否进行定性判断,不能定量测量发散角.

本文提出了一种用双向剪切干涉定量测量基模高斯光束远场发散角的方法.该方法首先以双向剪切干涉仪分别测出激光传输路径上两特定位置的波前曲率半径,再由曲率半径求得光束发散角.

1 双向剪切干涉仪测量波前曲率半径

双向剪切干涉仪的原理如图 1:待测激光束入射到楔形镜 W 上,被分成两部分:一部分是楔形镜前、后两表面的反射光,它们形成沿 x 轴正向的剪切,经反射镜 M_1 后在 CCD 探测器上形成干涉条纹;另一部分是透射光,由反射镜 M_2 反射后入射到楔形镜上,在其两表面发生反射,由于此时入射方向相反,将形成沿 x 轴负向的等量剪切,同时也在 CCD 探测器上形成干涉条纹.将反射镜 M_1 的上(下)半部分和 M_2 的下(上)半部分挡住,在 CCD 探测器上会形成上下两个半场的干涉条纹.调整遮挡的位置,使两个半场拼在一起,形成一个整场.当入射激光的波前曲率半径改变时,上下两个半场的条纹宽度或方向会以相反的趋势变化,即上下两半场的条纹状态包含了入射激光的波前信息.

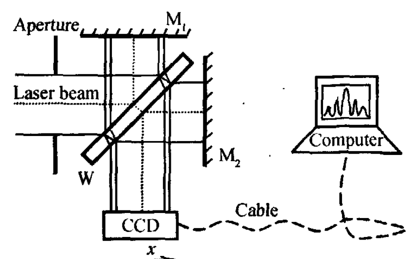

图 1　双向剪切干涉仪系统原理图
Fig. 1　Schematic of the double-shearing interference system

Tel:0311－87994223　Email:sdp821115@yahoo.com.cn
收稿日期:2007－06－28

设激光波长为λ；楔形镜W的楔角为β，折射率为n，楔角方向与x轴方向（剪切方向）夹角为γ；剪切量为s；入射到干涉仪上的激光波前曲率半径为R.对入射到楔板上直接反射的那一部分激光来说，前后两表面反射光的相位差函数为[10-11]

$$\Delta\varphi=\frac{k}{2R}(2s\cdot x+s^2)+k\cdot 2n\beta\cos\gamma\cdot x+k\cdot 2n\beta\sin\gamma\cdot y \tag{1}$$

式中：$k=\frac{2\pi}{\lambda}$；当$\Delta\varphi=2m_1\pi$时（m_1取整数），出现亮条纹；由此得知干涉条纹方程为

$$\left(\frac{s}{R}+2n\beta\cos\gamma\right)\cdot x+(2n\beta\sin\gamma)\cdot y+\frac{s^2}{2R}=m_1\lambda \tag{2}$$

同理：透射的那一部分激光（剪切量为$-s$）形成的干涉条纹方程为

$$\left(-\frac{s}{R}+2n\beta\cos\gamma\right)\cdot x+(2n\beta\sin\gamma)\cdot y+\frac{s^2}{2R}=m_2\lambda \tag{3}$$

m_1、m_2为干涉条纹级次.在本系统中，将楔形镜的楔角方向调整为与剪切方向平行，即$\gamma=0$，相应的干涉条纹方程为

$$\left(\frac{s}{R}+2n\beta\right)\cdot x+\frac{s^2}{2R}=m_1\lambda \tag{4a}$$

$$\left(-\frac{s}{R}+2n\beta\right)\cdot x+\frac{s^2}{2R}=m_2\lambda \tag{4b}$$

可以看出两个半场的干涉条纹都是竖直方向的直条纹，设上下半场条纹宽度分别为d_1和d_2.由式(4)得

$$d_1=\frac{\lambda R}{s+2n\beta R} \tag{5a}$$

$$d_2=\frac{\lambda R}{-s+2n\beta R} \tag{5b}$$

令

$$\Delta d=d_2-d_1,\ d=\frac{1}{2}(d_1+d_2) \tag{5c}$$

则

$$\frac{\Delta d}{d}=\frac{s}{n\beta R}\Leftrightarrow R=\frac{d}{\Delta d}\cdot\frac{s}{n\beta} \tag{6}$$

用CCD对干涉条纹进行采集，送入计算机进行数据处理，通过自相关的方法[12]提取上下半场条纹宽度d_1和d_2，再根据式(5)和式(6)可得到入射激光波前的曲率半径R.

2 高斯光束远场发散角检测

基于双向剪切干涉的高斯光束远场发散角检测原理如图2所示.待测激光入射到球面反射镜M上发生反射，在反射光传输路径上位置1和位置2处分别用剪切干涉仪进行检测，将采集到的干涉条纹送到计算机进行处理，提取条纹宽度，据式(6)可得位置1和位置2处的波前曲率半径R_1、R_2.

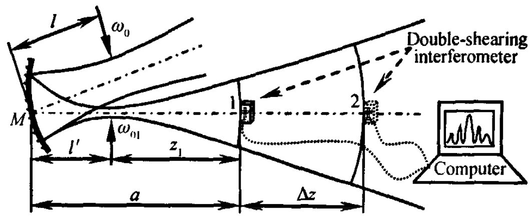

图2 发散角检测原理图

Fig. 2 Schematic of the test for divergence angle

设反射光束腰斑半径为ω_{01}，该腰斑与位置1的距离为z_1，位置1和2间隔Δz，则有

$$R_1=z_1\left[1+\left(\frac{\pi\omega_{01}^2}{\lambda\cdot z_1}\right)^2\right] \tag{7a}$$

$$R_2=(z_1+\Delta z)\left[1+\left(\frac{\pi\omega_{01}^2}{\lambda\cdot(z_1+\Delta z)}\right)^2\right] \tag{7b}$$

联立解得

$$z_1=\frac{R_2\Delta z-\Delta z^2}{R_1-R_2+2\Delta z} \tag{8}$$

$$\omega_{01}=\left(\frac{\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{(R_1+\Delta z)(R_2-\Delta z)(R_1-R_2+\Delta z)\Delta z}{(R_1-R_2+2\Delta z)^2}}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{9}$$

反射光束的共焦参量Z_0为

$$Z_0=\sqrt{\frac{(R_1+\Delta z)(R_2-\Delta z)(R_1-R_2+\Delta z)\Delta z}{(R_1-R_2+2\Delta z)^2}} \tag{10}$$

设球面反射镜M的焦距为f；入射激光（待测）腰斑半径为ω_0（相应的共焦参量为Z_0），腰到M的距离为l；反射光束腰到M的距离为l'.高斯光束从入射束腰到反射束腰处经历了自由传播l、被反射镜M反射、自由传播l'三个过程，这三个过程总的光学变换矩阵为

$$T=T_{l'}T_MT_l=\begin{bmatrix}1-\frac{l'}{f} & \frac{f\cdot l'+f\cdot l-ll'}{f}\\ -\frac{1}{f} & 1-\frac{l}{f}\end{bmatrix} \tag{11}$$

据ABCD定律得

$$\frac{\left(1-\frac{l'}{f}\right)\cdot iZ_0+\frac{f\cdot l'+f\cdot l-ll'}{f}}{-i\frac{Z_0}{f}+1-\frac{l}{f}}=iZ'_0 \tag{12}$$

令等式两边实部和虚部分别相等，得

$$Z_0=\frac{f^2Z'_0}{(l'-f)^2+Z'^2_0} \tag{13}$$

$$l=\frac{l'(l'-f)+Z'^2_0}{(l'-f)^2+Z'^2_0}f \tag{14}$$

又因为

$$Z_0=\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda},\quad Z'_0=\frac{\pi\omega_{01}^2}{\lambda}$$

所以

$$\omega_0=f/[(l'-f)^2+Z'^2_0]^{1/2}\omega_{01} \tag{15}$$

如图 2，反射镜 M 到检测位置 1 的距离为 a，则

$$l'=a-z_1 \tag{16}$$

将式(8)、(9)、(10)、(16)代入式(15)，得待测高斯光束腰斑半径为

$$\omega_0=\left[\frac{\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{(R_1+\Delta z)(R_2-\Delta z)(R_1-R_2+\Delta z)\Delta z}{(R_1-R_2+2\Delta z)^2}}\right]^{\frac{1}{2}}\cdot f\Bigg/\left[\left[a-f-\frac{R_2\Delta z-\Delta z^2}{R_1-R_2+2\Delta z}\right]^2+\frac{(R_1+\Delta z)(R_2-\Delta z)(R_1-R_2+\Delta z)\Delta z}{(R_1-R_2+2\Delta z)^2}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{17}$$

则高斯光束远场发散角 θ(全角)为

$$\theta=\left[\left[a-f-\frac{R_2\Delta z-\Delta z^2}{R_1-R_2+2\Delta z}\right]^2+\frac{(R_1+\Delta z)(R_2-\Delta z)(R_1-R_2+\Delta z)\Delta z}{(R_1-R_2+2\Delta z)^2}\right]^{\frac{1}{2}}\Bigg/\left[\frac{\pi}{4\lambda}\sqrt{\frac{(R_1+\Delta z)(R_2-\Delta z)(R_1-R_2+\Delta z)\Delta z}{(R_1-R_2+2\Delta z)^2}}\right]^{\frac{1}{2}}\cdot f \tag{18}$$

式(18)中参量 f、a、Δz 由检测系统给定，R_1 和 R_2 由双向剪切干涉仪测得.

在该系统中，采用了焦距为 f 的球面反射镜 M 对高斯光束进行变换，事实上，只要 f 值选取合适，就能有效地对腰斑进行压缩. 这样做的好处有两点：第一、将腰斑压缩后，光束发散角被放大，对放大后的发散角进行检测，然后将测量结果反比例缩小，可有效提高检测准确度. 第二、由式(6)可以看出，双向剪切干涉仪所能测量的曲率半径最大值取决于它能分辨的最小条纹宽度差值 Δd，而 CCD 像元尺寸决定了 Δd 不能无限小，因此剪切干涉仪所能测量的曲率半径是有一定的限度的. 当待测激光束准直性特别好时，根据高斯光束传输理论可知其腰斑前后一定范围内波前曲率半径很大，很可能超出双向剪切干涉仪的检测范围，而采用反射镜 M 对腰斑进行压缩，能很好地解决这一问题.

当然，当待测激光发散角较大，且检测准确度能满足要求时，不需要用反射镜对光束进行变换，此时可使检测系统大大简化(如图 3).

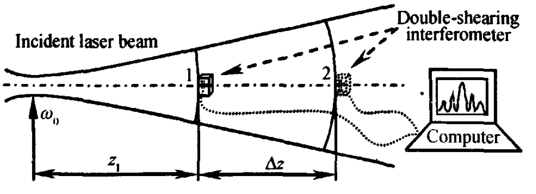

图 3　发散角检测原理图(简化)

Fig. 3　Schematic of the test for divergence angle (simplified)

由式(7)、(8)、(9)，可得待测高斯光束腰斑半径为

$$\omega_0=\left[\frac{\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{(R_1+\Delta z)(R_2-\Delta z)(R_1-R_2+\Delta z)\Delta z}{(R_1-R_2+2\Delta z)^2}}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{19}$$

远场发散角 θ(全角)为

$$\theta=\left[\frac{4\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{(R_1-R_2+2\Delta z)^2}{(R_1+\Delta z)(R_2-\Delta z)(R_1-R_2+\Delta z)\Delta z}}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{20}$$

3　实测与分析

根据上述原理，我们利用简化的检测系统(无反射镜 M)对一波长为 $\lambda=632.8$ nm 的激光束进行了测量.

检测系统的各参量如下：楔形镜折射率 $n=1.516\ 3$，楔角 $\beta=82''$，中心厚 $h=4.072$ mm；两次测量位置差 $\Delta z=530$ mm；入射激光与楔形镜夹角为 $i=45°$；剪切量为[11]

$$s=\frac{\sin 2i}{\sqrt{n^2-\sin^2 i}}\cdot h=3.036\ \text{mm} \tag{21}$$

根据确定上述参量时选用的不同度量工具和方式，其各自的不确定度分别为：$\Delta\beta=4''$，$\Delta h=0.001$ mm，$\delta z=1$ mm，$\Delta i=1°$，另外有

$$\Delta s=\sqrt{\left[\frac{\partial s}{\partial i}\cdot\Delta i\right]^2+\left[\frac{\partial s}{\partial h}\cdot\Delta h\right]^2}=0.0147\text{mm} \tag{22}$$

检测系统采用 HN-480 型 CCD 对条纹进行直接采集，图 4 所示分别为位置 1 和位置 2 处检测时采集到的干涉条纹(为排版方便，该图已压缩至 15%).

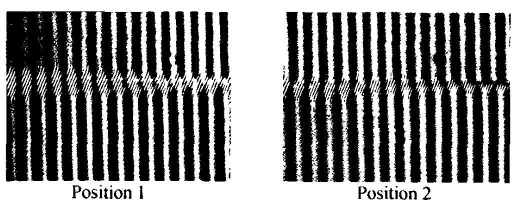

图 4　采集到的干涉条纹

Fig. 4　Grasped interference fringes

采用多次测量取平均值的方法，对采集到的条纹进行自相关处理，提取条纹宽度. 表 1 是对图 4 所示条纹进行宽度提取时的十组测量数据以及对数据处理的结果.

表 1　条纹宽度测量数据单位/(单位：pix)

参数＼位置	检测位置 1		检测位置 2	
	上半场：d_1	下半场：d_2	上半场：d_1'	下半场：d_2'
1	49.79	52.31	49.92	52.42
2	50.08	52.08	49.38	52.45
3	49.71	52.31	49.83	52.17
4	49.92	51.77	49.23	52.33
5	49.92	51.85	49.67	52.27
6	49.85	51.67	49.46	52.55
7	49.85	51.46	49.15	52.42

续表 1

8	49.43	51.92	49.31	52.55
9	49.84	51.77	49.21	52.27
10	49.73	51.64	49.23	52.64
平均值	49.81	51.88	49.44	52.41
误差	Δd_1:0.17	Δd_2:0.28	$\Delta d_1'$:0.28	$\Delta d_2'$:0.15

由表 1 所列实验结果结合式(6)得到两检测位置的曲率半径分别为:$R_1=124.0$ m,$R_2=86.5$ m;由(20)式得待测激光束的发散角为 $\theta=53''$.

由式(6)可以看出,影响曲率半径测量准确度的因素为:条纹宽度误差 Δd_1、Δd_2、$\Delta d_1'$、$\Delta d_2'$,剪切量误差 Δs 和楔角误差 $\Delta\beta$,即

$$\Delta R_1=\left[\left|\frac{\partial R_1}{\partial d_1}\cdot\Delta d_1\right|^2+\left|\frac{\partial R_1}{\partial d_2}\cdot\Delta d_2\right|^2+\left|\frac{\partial R_1}{\partial s}\cdot\Delta s\right|^2+\left|\frac{\partial R_1}{\partial\beta}\cdot\Delta\beta\right|^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{23a}$$

$$\Delta R_2=\left[\left|\frac{\partial R_2}{\partial d_1'}\cdot\Delta d_1'\right|^2+\left|\frac{\partial R_2}{\partial d_2'}\cdot\Delta d_2'\right|^2+\left|\frac{\partial R_2}{\partial s}\cdot\Delta s\right|^2+\left|\frac{\partial R_2}{\partial\beta}\cdot\Delta\beta\right|^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{23b}$$

式中 $\frac{\partial R_1}{\partial d_1}\cdot\Delta d_1=10.4$ m, $\frac{\partial R_1}{\partial d_2}\cdot\Delta d_2=16.5$ m

$\frac{\partial R_1}{\partial s}\cdot\Delta s=0.6$ m, $\frac{\partial R_1}{\partial\beta}\cdot\Delta\beta=6.1$ m

$\frac{\partial R_2}{\partial d_1'}\cdot\Delta d_1'=8.4$ m, $\frac{\partial R_2}{\partial d_2'}\cdot\Delta d_2'=4.2$ m

$\frac{\partial R_2}{\partial s}\cdot\Delta s=0.4$ m, $\frac{\partial R_2}{\partial\beta}\cdot\Delta\beta=4.2$ m

有 $\Delta R_1=20.4$ m, $\Delta R_2=10.3$ m

由式(20)可知,影响发散角测量准确度的因素为:曲率半径测量误差 ΔR_1、ΔR_2,以及两次测量位置的间隔误差 δz,即

$$\Delta\theta=\left[\left|\frac{\partial\theta}{\partial R_1}\cdot\Delta R_1\right|^2+\left|\frac{\partial\theta}{\partial R_2}\cdot\Delta R_2\right|^2+\left|\frac{\partial\theta}{\partial(\Delta z)}\cdot\delta z\right|^2\right]^{\frac{1}{2}} \tag{24}$$

式中 $\frac{\partial\theta}{\partial R_1}\cdot\Delta R_1=23.236\ \mu$rad

$\frac{\partial\theta}{\partial R_2}\cdot\Delta R_2=44.280\ \mu$rad

$\frac{\partial\theta}{\partial(\Delta z)}\cdot\delta z=0.116\ \mu$rad

有 $\Delta\theta=50\ \mu\text{rad}\approx10''$

即采用这种方法对发散角的测量准确度能达到 $10''$.

由以上分析可以看出,影响发散角测量准确度的主要因素为曲率半径测量误差,而对曲率半径测量误差贡献最大的是条纹宽度测量误差.因此,提高条纹宽度的测量准确度是提高发散角测量准确度的有效措施.另外,本次实验测量采用的是不加反射镜的简化检测系统,若加上反射镜可使检测准确度进一步提高.

4 结论

本文提出的方法不需要检测仪器口径大于待测激光束,只需截取波面的一部分即可完成检测.但目前该方法只能定量测量基模高斯光束的发散角,对多模态激光的测量有待进一步的研究.

参考文献

[1] RONG Jian, HU Yu, ZHONG Xiao-chun. Study of ATP accuracy and the optimum optical signal transmitting angle[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2005, **32**(2): 221-223.
荣健,胡渝,钟晓春. ATP 跟瞄准确度与最佳信号光发射角的研究[J]. 中国激光, 2005, **32**(2): 221-223.

[2] YANG Ye-ping, YANG Zhao-jin, HOU Ming. The uncertainty analysis of the calibration measurement of main performances for laser range-finders[J]. *Chinese Journal of Applied Optics*, 2005, **26**(4): 56-57.
杨冶平,杨照金,侯民. 激光测距机主要参量校准测量不确定度分析[J]. 应用光学, 2005, **26**(4): 56-57.

[3] GUO Rui. Collimation and measurement of small divergence of semiconductor laser in spatial laser communications[D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2005.
郭瑞. 空间光通信中半导体激光束的准直及发散小角度测量[D]. 成都:电子科技大学, 2005.

[4] LI Xiang-yin, YAO Min-yu, LI Zhuo, *et al*. Laser theory technology and applications[M]. Harbin: Harbin Institute of Technology Press, 2004: 325-327.
李相银,姚敏玉,李卓,等. 激光原理技术及应用[M]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学出版社, 2004: 325-327.

[5] CHEN Chang-shui, XIE Jian-ping, WANG Pei-lin. Using knife-edge method at the focus of a lens to measure the beam divergence of a giant pulse laser output[J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2001, **18**(1): 38-40.
陈长水,谢建平,王佩琳. 焦点刀口法测量巨脉冲激光的光束发散角[J]. 量子电子学报, 2001, **18**(1): 38-40.

[6] TORROBA R, BOLOGNINI N, TEBALDI M, *et al*. Collimation testing based on self-imaging[C]. *SPIE*, 2001, **4419**: 189-201.

[7] ZHANG Xian-liang. Measurement of the small far-field divergence angle utilizing CCD[D]. Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China, 2005.
张宪亮. 利用 CCD 测量微小角度的激光远场发散角[D]. 成都:电子科技大学, 2005.

[8] REN Xiu-yun, CAI Chun-wei, WANG Zhu, *et al*. The phase modulation properties measurement of LCSLM by common-path lateral shearing interferometry[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(5): 899-904.
任秀云,蔡春伟,王翥,等. 横向剪切干涉法共路测量 LCSLM 的相位调制特性[J]. 光子学报, 2007, **36**(5): 899-904.

[9] LEE Y W, CHO H M, LEE I W. Half-aperture shearing

interferometer for collimation testing[J]. *Opt Eng*, 1993, **32** (11): 2837-2840.

[10] YANG Zhi-wen. Double-shearing interference method for checking the collimation of a light beam[J]. *Chinese Journal of Scientific Instrument*, 1997, **18**(4): 445-448.
杨志文. 双向剪切干涉法检测光束准直性[J]. 仪器仪表学报, 1997, **18**(4): 445-448.

[11] XU De-yan. The shearing interferometer and its applications [M]. Beijing: Mechanical Industry Press, 1987: 165-184.
徐德衍. 剪切干涉仪及其应用[M]. 北京：机械工业出版社, 1987: 165-184.

[12] SUN Dong-ping, LIU Bing-qi, HUA Wen-shen. Application of autocorrelation in the double-shearing interference method for checking and calibrating the laser collimation [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(12): 2311-2313.
孙东平, 刘秉琦, 华文深. 自相关在双向剪切激光准直检校中的应用[J]. 光子学报, 2007, **36**(12): 2311-2313.

Measurement of Far-field Divergence Angle of Gaussian Geam Based on Double-shearing Interference

SUN Dong-ping[1,2], LIU Bing-qi[1], HUA Wen-shen[1], LUO Xin-xin[1]

(1 *Department of Optical and Electronic Engineering, Ordnance Engineering College, Shijiazhuang* 050003, *China*)

(2 *Unit* 75225 *of PLA, Chaozhou, Guangdong* 515728, *China*)

Received date: 2007-06-28

Abstract: Propagation characteristics of Gaussian beam and double-shearing interference theories were studied. A method for measuring the far-field divergence angle of Gaussian beam was presented. A double-shearing interferometer was used in this method to measure wavefront radiuses of curvature at two certain positions in the path of the laser beam. Then, the divergence angle can be obtained from the radiuses. The measurement model was built by theoretical derivation and verified by experiment. Experimental measurement and error analysis show that this method has an accuracy of 10″. It also shows that the error of shearing interference fringe width is the major factor which affects the divergence angle measuring accuracy. The measurement accuracy can be greatly improved by reducing the fringe width error.

Key words: Optical measurement; Double-shearing interference; Divergence angle; Gaussian beam

SUN Dong-ping was born in 1982. He received his B. S. degree in optics and electronics from Ordnance Engineering College in 2004. Now he is pursuing the M. S. degree in fine mechanics at the same college. His current research interests include optical measurement.