

激光多普勒流速仪的干涉条纹理论分析及测量

刘子君^{1,2}, 崔骊水^{2,3}, 谢代梁¹

¹中国计量大学计量测试工程学院, 浙江 杭州 310018;

²中国计量科学研究院, 北京 100013;

³北京理工大学, 北京 100081

摘要 激光多普勒流速仪(LDV)具有准确度高、非接触测量、动态响应快等优点,在流速测量中得到了广泛应用。条纹的非一致性是影响激光多普勒流速仪测量精度的重要因素,因此精确获知测量体中干涉条纹间距及梯度分布情况,是激光多普勒流速仪准确测量流速的前提。对激光多普勒流速仪测量体中的干涉条纹间距及梯度分布进行了理论分析,揭示了高斯光束固有传播特性与其测量体中干涉条纹分布之间的关系,确定了影响干涉条纹分布的参数。使用光束分析仪分别获得绿光和紫光的束腰半径为 $114\ \mu\text{m}$ 和 $83\ \mu\text{m}$,并确定了束腰的空间位置,利用测得的相关参数量化了绿光和紫光测量体中任意位置的干涉条纹间距及梯度分布,绿光和紫光测量体中归一化后的条纹梯度最大分别可达 0.46% 和 0.60% 。通过与转盘装置所测得的绿光和紫光干涉条纹间距结果进行比较,对干涉条纹分布的理论分析及测量结果进行了验证,最大相对误差分别为 0.87% 和 0.78% 。

关键词 测量; 激光多普勒流速仪; 高斯光束; 干涉条纹间距; 梯度分布

中图分类号 TH815

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.0804001

Theory Analysis and Measurement for Interference Fringes of Laser Doppler Velocimeter

Liu Zijun^{1,2}, Cui Lishui^{2,3}, Xie Dailiang¹

¹College of Metrology & Measurement Engineering, China Jiliang University, Hangzhou, Zhejiang 310018, China;

²National Institute of Metrology, Beijing 100013, China;

³Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

Abstract Laser Doppler velocimeter (LDV) is widely applied in the measurement of fluid velocity with the advantages of high accuracy, non-contact measurement and quick dynamic response. The fringe nonuniformity is a key factor to influence the measurement accuracy of LDV. To accurately measure fluid velocity of LDV, the interference fringe spacing and the gradient distribution in the measuring volume have to be determined exactly. The interference fringe spacing and the gradient distribution of LDV in the measuring volume are analyzed in theory. The relationship between the Gaussian beam propagation characteristics and its interference fringe distribution are revealed. The parameters influencing the interference fringe distribution are determined. The beam waist radii of the green beam and purple beam are $114\ \mu\text{m}$ and $83\ \mu\text{m}$ respectively, which are obtained by beam profiler. Meanwhile, the spatial location of the beam waist is determined. The interference fringe spacing and gradient distribution of green and purple beams in the measuring volume at any locations are quantified by using measured parameters. In the measuring volume of green and purple beams, normalized fringe gradient maximums can reach 0.46% and 0.60% , respectively. The interference fringe spacing results of green and purple beams measured by spinning-disk system are compared, and theoretical analysis and measuring results of the interference fringes distribution are verified. The maximum relative errors are 0.87% and 0.78% , respectively.

Key words measurement; laser Doppler velocimeter; Gaussian beam; interference fringe spacing; gradient distribution

OCIS codes 120.7250; 140.3295; 140.3430; 080.1005

收稿日期: 2017-03-20; 收到修改稿日期: 2017-03-30

基金项目: 国家自然科学基金(51575502)

作者简介: 刘子君(1993—),女,硕士研究生,主要从事激光多普勒流速仪校准方面的研究。E-mail: 869522024@qq.com

导师简介: 崔骊水(1979—),男,硕士,副研究员,主要从事流速流量计量技术方面的研究。E-mail: cuils@nim.ac.cn

1 引 言

激光多普勒测速技术自 20 世纪 60 年代末出现以来,随着激光技术的高速发展,由于它所具有非接触测量、准确度高、空间分辨率高和动态响应快等优点,使其成为获取准确无干扰的流体或粒子速度的首选技术^[1]。目前,激光多普勒流速仪(LDV)已经被广泛应用在能源、水利、化工、医学、冶金、钢铁、航空、机械制造、汽车制造等行业中^[2-4]。由于采用激光测量技术,LDV 对于流场没有干扰作用,测速范围宽,而且由于多普勒频率与速度成线性关系,和该点的温度及压力都无关,所以 LDV 是目前世界上速度测量精度最高的仪器。

目前常见的 LDV 多采用双光束模式,根据光的干涉理论,两束相干光在空间相交,在相交的区域会形成测量体,测量体中会产生明暗相间的干涉条纹。当散射粒子穿越测量体时,粒子散射的光信号的多普勒频率与粒子的运动速度存在线性关系^[5],其中多普勒频率和干涉条纹间距的测量精度决定了 LDV 的测量精度。由于多普勒频率的测量精度高,可达到 $10^{-5} \sim 10^{-6}$ Hz,条纹的非一致性是影响 LDV 测量精度的重要因素。在实际应用中,由于高斯光束固有的传播特性及光路布局不当等原因,导致 LDV 发射的两束激光并未在束腰处相交,测量体中的干涉条纹间距不再处处相等,而是存在梯度分布。影响高斯光束传播特性重要的参数之一是束腰处光斑半径,它的大小和与测量体的空间位置关系都影响着干涉条纹的梯度分布。例如两束激光在束腰后相交,则形成的测量体中的干涉条纹间距并不一致,而是沿着光传播方向由小逐渐增大。当统一采用固定值来计算散射粒子穿越测量体中任意位置的流速时,会引起 LDV 的多普勒频率展宽,测量信号偏置,信噪比下降等后果,从而使流速测量的准确度降低^[6]。

此外,基于相同的条件,在远离测量体中心位置的条纹梯度分布会呈现一定的非线性。而对一些要求测量湍流强度的场合,条纹的梯度分布及非线性会放大湍流强度的真实值。而且,实际上在同一时刻会有多个粒子穿过测量体中的干涉条纹,信号接收系统会同时接收来自不同粒子的散射信号。而多个粒子的散射信号存在相互的干扰作用,在这种作用下,条纹也会发生畸变,使速度测量的统计结果变差,从而影响 LDV 的测量准确度^[7]。因此,研究测量体中干涉条纹间距及其梯度分布的规律,准确测量测量体内各处的干涉条纹间距,量化条纹的非一致性对测量结果的影响,对修正流速测量结果的偏置和提升 LDV 测量的准确度水平有重要的意义。

测量体中干涉条纹的非一致性是无法消除且难以修正的,因此研究干涉条纹的非一致性对测量结果的影响尤为重要。最初研究干涉条纹的非一致性是为了解释实际测量中多普勒频率展宽的原因。Hanson^[7]在高斯光束的模型下发现多普勒频率展宽主要是由测量体中干涉条纹的梯度分布造成的,并通过线性近似得到了沿光束传播方向上的条纹梯度分布。随后,Durst 等^[8]验证了 Hanson 的计算结果,并计算了高斯光束模型下的干涉条纹分布情况。通过计算发现在垂直于光束传播方向上的干涉条纹间距也存在梯度分布,实验结果也验证了其结论的正确性。以此为基础,Durst 等^[9]通过实验结果分析了半导体 LDV 系统的精度,后期的研究重心为通过实验测量实际的干涉条纹间距及其梯度分布。Miles 等^[10-11]在前人的研究基础上应用两种方法对条纹间距及其分布进行了测量和评价,并探索了入射光为非高斯光束的情况。Zhang 等^[12-13]从湍流度测量的角度提出了条纹的非一致性对测量结果的影响。Mickan 等^[14-15]出于准确计量的需求,实现了对条纹间距的准确测量,并给出了条纹间距测量结果的不确定度。

前人的研究多集中在条纹的非一致性本身,且实验结果的精度都较低,对条纹间距及其梯度的具体分布情况的关注度不足^[16]。而且这些研究并没有通过理论分析建立高斯光束固有传播特性与其条纹分布之间的关系,而是直接通过实验测量干涉条纹间距。在这样的研究现状下,高斯光束固有传播特性与其测量体中的干涉条纹分布之间的关系是割裂的,条纹的非一致性对测量准确度的影响机理并未得到清晰的阐述,不同情况下的条纹间距变化及其梯度分布也未被量化。因此,本文在理论分析和实验结合的基础上,揭示了高斯光束固有的传播特性与其测量体中干涉条纹分布之间的关系,通过实验准确测量高斯光束相关参数即不同光束的束腰大小及空间位置,从而获得不同光束形成的测量体中的条纹间距及其梯度分布情况,提高 LDV 的测量精度。

2 条纹分布的理论分析

在条纹分布的理想模型中,将激光束视为均匀的平面波,得到简化的条纹间距为:

$$S = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}, \quad (1)$$

式中, λ 为激光束的波长, α 为两束激光之间夹角的半角。而实际上, 激光束是一种特殊的高斯球面波, 为了更深入地研究实际应用中条纹分布的规律, 需要从高斯光束的基本性质出发, 建立高斯光束固有的传播特性和条纹分布之间的关系, 确定影响条纹分布情况的参数。

2.1 高斯光束的基本性质

假设激光在光谐振腔里以 TEM_{00} 波模传播, 这种基模光束的场振幅的横向分布具有高斯函数的形式, 如图 1 所示。因此, 基模光束通常称为高斯光束。其中对高斯光束有重要意义的两个参数分别是光束横截面上的光斑半径 $\omega(z)$ 和波前的曲率半径 $R(z)$ 。在高斯光束的束腰 ($z=0$) 处这两个参数的表达式为^[17]:

$$\omega(z)^2 = \omega_0^2 \{1 + [\lambda z / (\pi \omega_0^2)]^2\}, \quad (2)$$

$$R(z) = z \{1 + [\pi \omega_0^2 / (\lambda z)]^2\}. \quad (3)$$

由(2)、(3)式可以清楚地看到, ω 和 R 随 z 的变化可由束腰半径 ω_0 这一参数完全确定, 且 $\omega \geq \omega_0, R \geq z$ 。图 2 所示为高斯光束和这两个参数随 z 变化的一般规律, $\omega(z)$ 随 z 按双曲线的规律而增大, 这表明光束在传播过程中逐渐发散。

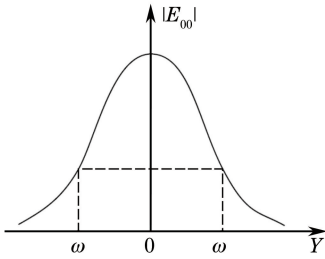


图 1 高斯光束的横向场分布

Fig. 1 Transverse field distribution of Gaussian beam

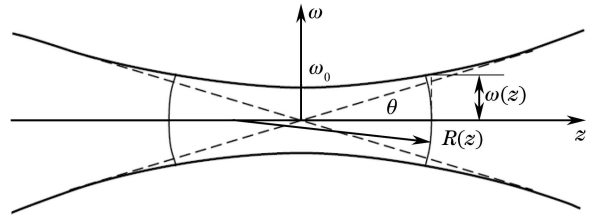


图 2 高斯光束

Fig. 2 Gaussian beam

如果高斯光束穿过薄透镜, 它将转换成另一束高斯光束, 两个基本参数即聚焦后束腰的位置和半径也会随之改变, 如图 3 所示。设新的束腰位置离薄透镜的距离为 z_1 (焦距为 f), 此时聚焦后的束腰半径为 ω_1 , 则新的光束参数为^[18]:

$$z_1 = f + (z_0 - f) f^2 / [(z_0 - f)^2 + (\pi \omega_0^2 / \lambda)^2], \quad (4)$$

$$1/\omega_1^2 = 1/\omega_0^2 (1 - z_0/f)^2 + (\pi \omega_0 / \lambda)^2 / f^2. \quad (5)$$

当束腰的位置和半径这两个参数已知时, 就可以计算出经透镜聚焦后光束任意一点的半径 ω 和波面的曲率半径 R 。

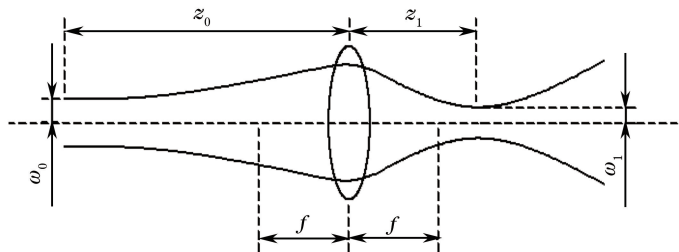


图 3 高斯光束的转换

Fig. 3 Transformation of Gaussian beam

2.2 条纹分布的理论分析

在光学近轴近似(即满足 $\sin \theta \approx \theta, \cos \theta \approx 1$)的条件下, 高斯光束可表示为^[19]:

$$E(x_i, y_i, z_i) = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{\omega(z_i)} \exp\left[\frac{x_i^2 + y_i^2}{\omega^2(z_i)}\right] \times \exp\left[-jkz_i + j\varphi(z_i) - j\frac{k}{2} \frac{x_i^2 + y_i^2}{R(z_i)}\right], \quad (6)$$

式中, $\omega(z_i)$ 和 $R(z_i)$ 分别代表光束的光斑半径和波前的曲率半径。(x_i, y_i, z_i) 是以束腰处为原点的坐标系

中的坐标。额外相位移 $\varphi(z_i)$ 为:

$$\varphi(z_i) = \arctan\left(\frac{z_i}{z_{R_i}}\right). \quad (7)$$

如图 4 所示,以两束激光中心线相交处为原点建立新的直角坐标系,坐标系中的坐标为 (x, y, z) 。设两束激光束腰处的坐标分别为 (x_{w_1}, z_{w_1}) 和 (x_{w_2}, z_{w_2}) , 相交后夹角的半角为 α 。光束坐标 (x_i, y_i, z_i) 与任意 (x, y, z) 的位置之间的关系可通过坐标系转换得到:

$$\begin{cases} x_1 = x \cos \alpha + z \sin \alpha \\ y_1 = y \\ z_1 = -(x - x_{w_1}) \sin \alpha + (z - z_{w_1}) \cos \alpha \end{cases}, \quad (8)$$

$$\begin{cases} x_2 = x \cos \alpha - z \sin \alpha \\ y_2 = y \\ z_2 = (x - x_{w_2}) \sin \alpha + (z - z_{w_2}) \cos \alpha \end{cases}. \quad (9)$$

从(6)式可以得到每束光的相位是:

$$\theta_i(x, y, z) = -kz_i + \varphi(z_i) - \frac{k}{2} \frac{x_i^2 + y_i^2}{R(z_i)}. \quad (10)$$

而干涉条纹在测量体中具有固定的相位差:

$$\theta_1(x, y, z) - \theta_2(x, y, z) = -k(z_1 - z_2) + \varphi(z_1) - \varphi(z_2) - \frac{k}{2} \left[\frac{x_1^2 + y_1^2}{R(z_1)} - \frac{x_2^2 + y_2^2}{R(z_2)} \right] = 2\pi n. \quad (11)$$

将(3)、(7)、(8)、(9)式代入(11)式中化简, y 轴方向上的条纹间距变化忽略不计, 则可得条纹间距 L 为:

$$L = \left(\frac{dn}{dx}\right)^{-1} = \frac{\lambda}{2\sin \alpha} \left[1 - \frac{1}{2\tan \alpha} \times \left(\frac{x_1 z_1}{z_1^2 + z_{R_1}^2} - \frac{x_2 z_2}{z_2^2 + z_{R_2}^2} \right) \right]^{-1} = \frac{\lambda}{2\sin \alpha} \left[1 + \frac{\left(\frac{x_1 z_1}{z_1^2 + z_{R_1}^2} - \frac{x_2 z_2}{z_2^2 + z_{R_2}^2} \right)}{2\tan \alpha - \left(\frac{x_1 z_1}{z_1^2 + z_{R_1}^2} - \frac{x_2 z_2}{z_2^2 + z_{R_2}^2} \right)} \right], \quad (12)$$

式中, 光束瑞利长度为 $z_{R_i} = \pi\omega_{0_i}^2/\lambda$ 。(12)式和坐标转换公式(8)、(9)式可以用来计算测量体中任意位置的条纹间距。

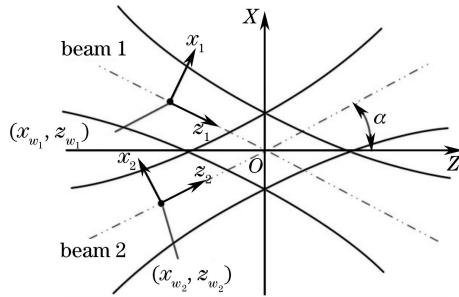


图 4 计算条纹间距分布的几何坐标系

Fig. 4 Geometric coordinate system for calculation of fringe spacing distribution

为了阐明条纹间距变化的量级及系统参数, 限制特定的条件可以使(12)式的表达形式变得更加简明。对于典型的双光束模式, 两束激光的直径和束腰位置均相同, 在这种情况下, 即:

$$\begin{cases} z_{R_1} = z_{R_2} = z_R \\ z_{w_1} = z_{w_2} = z_w, \\ x_{w_1} = -x_{w_2} \end{cases} \quad (13)$$

(12)式可化简为:

$$L = \frac{\lambda}{2\sin\alpha} \left[1 + \frac{x_1 z_1}{(z_1^2 + z_R^2)\tan\alpha - x_1 z_1} \right]. \quad (14)$$

在 $x=z=0$ 处对(14)式求导可得:

$$\frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial z} = -\frac{1}{f_D} \frac{\partial f_D}{\partial z} = \frac{z_1 \cos\alpha}{z_1^2 + z_R^2} = \frac{\cos\alpha}{R(z)}, \quad (15)$$

归一化后的条纹梯度与波前曲率半径 R 的线性近似关系式(15)式同 Hanson 得到的结果一致。当条纹间距变化仅限纵轴($x=0$)时,又因为 $x_1 = -x_2, z_1 = z_2 = z$,则(14)式可化为:

$$L = \frac{\lambda}{2\sin\alpha} \left[1 + \frac{z \cos^2\alpha (z \cos^2\alpha - z_w)}{z_R^2 \cos^2\alpha - z_w (z \cos^2\alpha - z_w)} \right]. \quad (16)$$

(16)式表明:条纹间距的大小取决于激光波长 λ 和光束夹角 α ,而条纹在 z 轴上的分布梯度主要受高斯光束瑞利长度 $z_{R_i} = \pi\omega_0^2/\lambda$ 和束腰在空间的具体位置 z_w 所影响,且在远离原点的位置会呈现非线性。所以需要实验准确测量高斯光束的两个未知参数即束腰处的光斑半径 ω_0 和束腰在 z 轴的具体位置 z_w 。根据建立的高斯光束相关参数与其测量体中干涉条纹间距之间的关系式(16)式可以计算得出测量体中的条纹分布。

3 实验及结果分析

通过第 2 节对条纹分布的理论分析,建立了高斯光束固有的传播特性与干涉条纹分布之间的关系,明确了条纹在 z 轴上的分布梯度主要受高斯光束的束腰处光斑半径 ω_0 和束腰在 z 轴的具体位置 z_w 所影响。需要通过实验准确测量不同光束的束腰大小及空间位置,从而得到量化的不同光束所形成的测量体中的条纹间距及其梯度分布情况。

3.1 实验布置及过程

本文主要的研究对象为双光束模式 LDV 的干涉条纹分布情况,其光路布置原理如图 5 所示。两束相干光由光纤平行发射至前透镜,会聚后在焦距 f 处形成测量体。当散射粒子穿越测量体时,散射光信号经接收透镜聚焦及视场光阑后到达光电倍增管,对倍增管接收到的光电流信号进行滤波处理和频谱分析,从而得到多普勒频率。在 LDV 的对面放置光束分析仪,通过调整 LDV 探头的水平角度及高度,使 LDV 探头发射出的激光束垂直入射到光束分析仪的镜头中心。使用光束分析仪可获得束腰直径,并通过测量 LDV 探头到光束分析仪镜头之间的距离,确定束腰的具体位置,通过(16)式计算得到测量体中任意位置条纹间距。

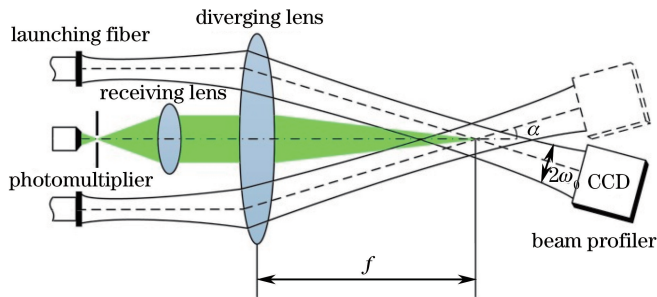


图 5 双光束模式 LDV 的光路示意图

Fig. 5 Schematic of light path for double beam pattern LDV

实验现场布置如图 6 所示,测量环境保持光线强度分布均匀且恒定,以此减少外界环境对测量结果的影响。通过 Beamgage 软件观察光束,光束轮廓的 2D 显示效果如图 7 所示,激光横向的振幅呈高斯分布,每一小格的分辨率为 $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ 。适当调整 LDV 发射的激光功率以防相机过曝光,影响实验结果。控制坐标架,使 LDV 在平行于光束传播的方向往复移动,粗略地找到光斑直径由大变小再变大的转变区域,在此区域内确定某一点为坐标零点,之后正式开始测量。测量步长由 10 mm 逐渐缩小到 1 mm,越靠近光腰的区域测量密度越大。在采集数据的过程中由于数据会不断波动,所以选取每 50 帧数据的平均值作为此点的数据,等数据平稳后记录并作图。

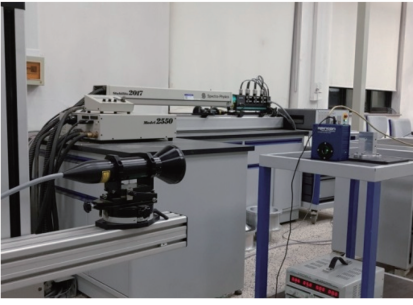


图6 实验现场布置图

Fig. 6 Experiment site layout

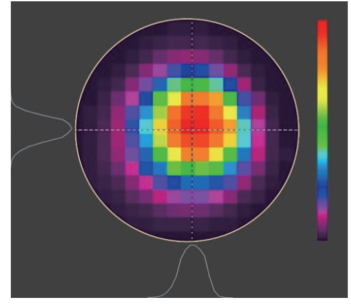


图7 2D光束轮廓显示图

Fig. 7 2D figure for beam profile

3.2 实验结果及分析

实验分别对绿光($\lambda = 514.5 \text{ nm}$)和紫光($\lambda = 476 \text{ nm}$)在 $f = 800 \text{ mm}$ 的焦距条件下的束腰直径及位置进行了测量。相关参数如表 1 所示。

表 1 条纹间距理论参数

Table 1 Theory parameters of fringe spacing

Wave length λ / nm	Beam diameter /mm	Beam spacing /mm	Beam angle $\sin \alpha$
514.5	2.2	39.07	0.024
476	2.2	39.99	0.024

光斑直径随距离变化的曲线如图 8 所示。绿光的测量结果如图 8(a)所示,以 LDV 发射透镜到光束分析仪镜头的距离等于 795 mm 处作为坐标原点,以光束传播方向为正方向,测得光斑直径最小的位置在 37 mm 处,即 LDV 发射透镜到光束分析仪镜头的距离为 832 mm 时为此激光束的束腰处,其直径为 $l_1 = 620.7 \mu\text{m}$ 。已知 LDV 的透镜焦距及光束夹角,则绿光束腰在 z 轴的坐标为:

$$z_{\omega_1} = (832 \times \cos \alpha) - 800 = 31.752 \text{ mm}, \quad (17)$$

即两束绿光实际相交于束腰前。紫光的测量结果如图 8(b)所示,以 LDV 发射透镜到光束分析仪镜头的距离等于 760 mm 处作为坐标原点,以光束传播方向为正方向,测得光斑直径最小的位置在 32 mm 处,即 LDV 发射透镜到光束分析仪镜头的距离为 792 mm 时为此激光束的束腰处,其直径为 $l_2 = 455.5 \mu\text{m}$,则紫光束腰在 z 轴的坐标为:

$$z_{\omega_2} = (792 \times \cos \alpha) - 800 = -8.235 \text{ mm}, \quad (18)$$

即两束紫光实际相交于束腰后。瑞利长度 $z_{R_i} = \frac{\pi \omega_{0_i}^2}{\lambda}$ 中 ω_{0_i} 为电磁场强度降到轴向的 $1/e^2$ 的点的半径,而光束分析仪测量出的光斑半径定义为电磁场强度降到轴向的 $1/e$ 的点的半径,所以要对束腰直径的测量结果进行处理,统一除以 $e = 2.72$ 后得到:

$$\omega_{0_1} = l_1 / (2 \times 2.72) = 114 \mu\text{m}, \quad (19)$$

$$\omega_{0_2} = l_2 / (2 \times 2.72) = 83 \mu\text{m}. \quad (20)$$

分别将上述测量得到的高斯光束的相关参数代入(16)式中,计算得到绿光和紫光在 $f = 800 \text{ mm}$ 的焦距条件下条纹的分布情况,如图 9 所示。如图 9(a)所示,以光束传播方向为正方向,在测量体中 7 mm 的范围内,绿光的条纹间距由 $10.714 \mu\text{m}$ 变化到 $10.393 \mu\text{m}$;如图 9(b)所示,在测量体中 5.5 mm 的范围内,紫光的条纹间距由 $9.701 \mu\text{m}$ 变化到 $9.862 \mu\text{m}$ 。

在相同的条件下,利用转盘装置分别测量绿光和紫光测量体中的条纹间距。转盘装置的测量原理如图 10 所示,把一个直径为 $5 \mu\text{m}$ 的钨丝安装在已知直径为 d 的金属转盘的圆柱曲面上,来模拟流体中粒子的运动,产生多普勒频率,达到获取测量体中条纹信息的目的。干涉条纹间距的表达式为:

$$\delta = \frac{\pi \cdot v \cdot d}{f_{\text{D}}^{\text{wire}}}, \quad (21)$$

式中, d 为转盘直径, v 为转盘的转动频率, $f_{\text{D}}^{\text{wire}}$ 为 LDV 测量钨丝运动得到的多普勒频率。

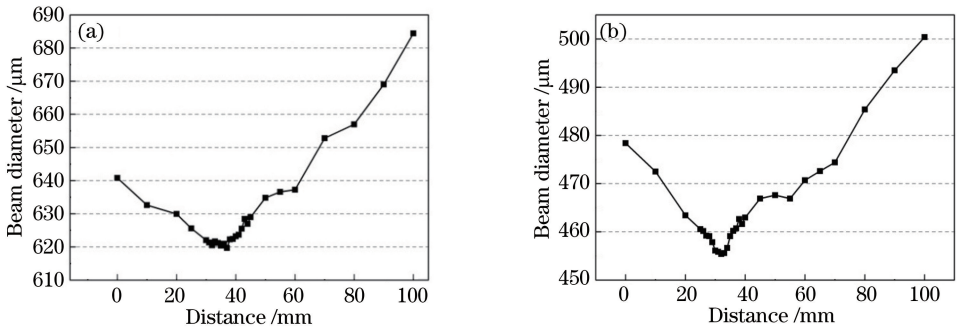


图 8 光斑直径变化图。(a)绿光;(b)紫光

Fig. 8 Variation diagram of the beam diameter. (a) Green beam; (b) purple beam

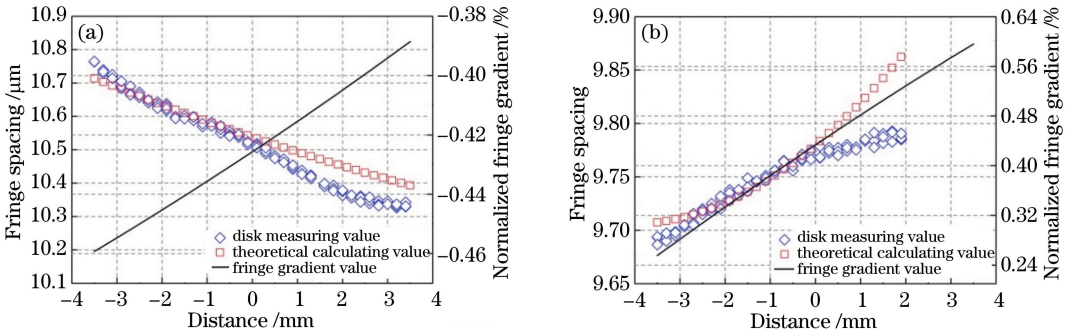


图 9 条纹间距及梯度分布图。(a)绿光;(b)紫光

Fig. 9 Fringe spacing and gradient distribution. (a) Green beam; (b) purple beam

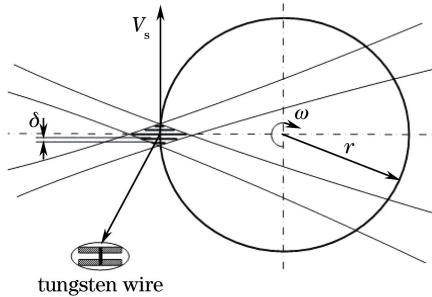


图 10 转盘装置测量条纹间距原理示意图

Fig. 10 Principle diagram of measuring fringe spacing of spinning-disk system

将绿光和紫光测量体中干涉条纹间距的实验结果与理论计算结果进行对比,如图 9 所示。可以看出,理论计算值和实验测量值的变化趋势具有一致性,在测量体中间区域基本吻合,两端则呈现非线性。绿光条纹间距测量值的最大相对误差为 0.87%,紫光条纹间距测量值的最大相对误差为 0.78%,结果验证了本文干涉条纹分布的理论分析及测量结果的正确性。

将测量得到的束腰半径代入(14)式分别计算绿光和紫光归一化后的条纹梯度,其变化如图 9 所示。以激光传播方向为正方向,绿光相交于束腰前,测量体内的条纹间距由大逐渐变小,条纹梯度为负,在测量体内归一化条纹梯度最大可达 0.46%;紫光相交于束腰后,测量体内的条纹间距由小逐渐变大。条纹梯度为正,在测量体内归一化条纹梯度最大可达 0.60%。可见在测量体中离束腰位置越远处的条纹梯度越大,导致 LDV 测速的误差也越大。

4 结 论

本文对激光多普勒流速仪测量体中的干涉条纹间距及梯度分布进行了理论分析,阐述了条纹非一致性对测量准确度的影响机理,揭示了高斯光束固有传播特性与其测量体中干涉条纹分布之间的关系,并量化了

两种波长下的条纹间距变化及其梯度分布,对提高 LDV 的测量精度有重要的意义。通过理论分析确定了影响干涉条纹分布的参数,使用光束分析仪分别获得绿光和紫光的束腰半径为 $114\ \mu\text{m}$ 和 $83\ \mu\text{m}$,并确定了束腰的空间位置,利用实验测得的相关参数最终获得了绿光和紫光测量体中任意位置的干涉条纹间距及梯度分布,绿光和紫光测量体中归一化后的条纹梯度最大分别可达 0.46% 和 0.60% 。通过与转盘装置所测得的绿光和紫光干涉条纹间距结果进行比对,对本文干涉条纹分布的理论分析及测量结果进行了验证,最大相对误差分别为 0.87% 和 0.78% 。

参 考 文 献

- [1] Miles P C. Geometry of the fringe field formed in the intersection of two Gaussian beams[J]. Applied Physics, 1996, 35(30): 5887-5895.
- [2] 孙渝生, 赵建新, 范丽娟. 激光多普勒测速技术的最新发展[J]. 传感器世界, 1998(8): 20-26.
- [3] Toyoshima M, Ohashi T, Shinohara S, *et al.* New digital displacement measuring circuit for aperiodic vibration using self-mixing type LDV[C]. Instrumentation and Measurement Technology Conference, 1994: 336-339.
- [4] Nam S H, Park S K, Kim D H, *et al.* Time series analysis on dysfunction of the autonomous nerve system measured non-invasively with the temperature variation using laser Doppler velocimeter[C]. International Conference of the IEEE Engineering in Medicine & Biology Society, 1997: 1701-1702.
- [5] 沈 熊. 激光多普勒测速技术及应用[M]. 北京:清华大学出版社, 2004: 17-36, 264-272.
- [6] Ruck B. Distortion of LDA fringe pattern by tracer particles[J]. Experiments in Fluids, 1991, 10(6): 349-354.
- [7] Hanson S. Broadening of the measured frequency spectrum in a differential laser anemometer due to interference plane gradients[J]. Applied Physics, 1973, 6(2):164-172.
- [8] Durst F, Stevenson W H. Influence of Gaussian beam properties on laser Doppler signals[J]. Applied Optics, 1979, 18(4): 516-524.
- [9] Durst F, Muller R, Naqwi A. Measurement accuracy of semiconductor LDA systems[J]. Experiments in Fluids, 1990, 10(2): 125-137.
- [10] Miles P C, Witze P O. Fringe field quantification in an LDV probe volume by use of a magnified image[J]. Experiments in Fluids, 1994, 16(5): 330-335.
- [11] Miles P C. Geometry of the fringe field formed in the intersection of two Gaussian beams[J]. Applied Optics, 1996, 35(30): 5887-5895.
- [12] Zhang Z, Eisele K. On the broadening of the flow turbulence due to fringe distortion in LDA measurement volumes[J]. Experiments in Fluids, 1998, 25(4): 371-374.
- [13] Zhang Z, Eisele K. On the overestimations of the flow turbulence due to fringe distortion in LDA measurement volumes [J]. Experiments in Fluids, 1998, 25(4): 371-374.
- [14] Mickan B. Uncertainty about the LDA calibration facility[R]. PTB Report, 2000.
- [15] Yeh T T, Hall J M. Uncertainty of Nist airspeed calibrations[R]. Nist Report, 2000.
- [16] Cui L, Wang C, Li C. Establishment of new air velocity standard in NIM[C]. 16th Flow Measurement Conference, 2013.
- [17] Hanson S. Visualization of alignment errors and heterodyning constraints in laser Doppler velocimeters [C]. Copenhagen: Proceedings of the LDA-Symposium, 1976: 176-182.
- [18] Durst F, Stevenson W H. Moire patterns to visually model laser-Doppler signals[C]. Copenhagen: Proceedings of the LDA-Symposium, 1976: 183-205, .
- [19] Naqwi A, Durst F. Focusing of laser diode beams: a simple mathematical model[J]. Applied Optics, 1990, 29(12): 1780-1785.