

激光通过湍流剪切层后的光学性质

陈海韬

(中国科学院力学研究所)

提要 本文论述一个由流体力学和光学联系起来的新课题——激光通过湍流剪切层后的相位变化及峰值功率变化。描述了流体力学及光学的有关公式,并认为,某些光学公式可以用流体力学参数去关联。对实验装置及图象分析方法加以叙述,并附上一些实验结果及数据处理结果。

关键词 光学性质、激光束质量、湍流剪切层、干涉仪、图象处理。

一、引言

自从1970年气动激光问世以来,流体力学和光学两个学科便联系起来了。

气动激光的连续输出功率达万瓦以上,流体力学对它的贡献是:(1)利用超音速膨胀产生粒子数反转,(2)利用流动气流排除废热。然而,当受激发射的光子在列阵喷管出口处的谐振腔内振荡时,不均匀的湍流剪切层及尾流,影响输出激光的相位和强度。因此,研究激光通过湍流剪切层后的光学性质,成为一个受人注意的题目。

这种受人注意的原因,还由于

(1) 采用由气体射流构成的气动窗口,可以解决高功率连续输出激光器的窗口问题。但是,激光通过射流之后,光束质量有所降低。

(2) W. H. Christiansen^[1] 建议并研究利用二维气体射流列阵来补偿激光束的相位衰减,以解决高能激光在大气中的传输问题。

本文介绍作者在1984年间参加 Christiansen 领导的光学性质研究小组所做的工作,包括理论准备,实验装置及初步结果。

二、有关流体力学的理论

当两种气体以不同速度沿着同一方向平行流动时,在交界面上形成剪切层。两种气体在层内互相掺混。当流动雷诺数超过临界值时,层内产生湍流流动。

图1为激光通过剪切层时的流体力学模型。气流1和气流2分别在上、下半平面内沿 ox 方向以速度 u_1, u_2 流动。在 AOB 内形成剪切层。激光从 c 点以垂直于剪切层方向射入,通过剪切层之后,在 $y = \infty$ 处生成远场图案。峰值强度为 I 。

V. A. Golubev 研究高温射流时使用了如下的一组方程^[2]

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho u}) + \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho v}) = 0 \quad (1)$$

$$\bar{\rho u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{\rho v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho} \times \overline{v'u'}) \quad (2)$$

$$\bar{\rho u} \frac{\partial \bar{i}}{\partial x} + \bar{\rho v} \frac{\partial \bar{i}}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho} \times \overline{v'i'}) - \bar{\rho} \times \overline{v'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (3)$$

式中的 $\bar{\rho}$, \bar{u} , \bar{v} 和 \bar{i} 为流体密度, 速度和焓的时间平均值, 而 $u'v'$ 和 i' 为速度和焓的扰动值. 这三个方程分别为连续方程, 动量方程和能量方程. 同样, 令流体 1 在流场中的质量分数的时间平均值为 \bar{Y} , 扰动值为 Y' , 可以写出一个组分的守恒方程:

$$\bar{\rho u} \frac{\partial \bar{Y}}{\partial x} + \bar{\rho v} \frac{\partial \bar{Y}}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} (\bar{\rho} \times \overline{v'Y'}) \quad (4)$$

考虑到湍流已经充分发展, 上面的式子中忽略了分子传递系数.

引入湍流传递系数 μ_T , D_T 和 λ_T , 有

$$-\bar{\rho} \times \overline{v'u'} = \mu_T \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$$

$$-\bar{\rho} \times \overline{v'Y'} = \rho D_T \frac{\partial \bar{Y}}{\partial y}$$

$$-\bar{\rho} \times \overline{v'i'} = \frac{\lambda_T}{C_p} \frac{\partial \bar{i}}{\partial y}$$

再利用 Prandtl 的混合长度假设:

$$\mu_T = \bar{\rho} l_m^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|$$

$$\rho D_T = \bar{\rho} l_D l_m \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|$$

$$\frac{\lambda_T}{C_p} = \bar{\rho} l_T l_m \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right|$$

还假设流动气体有

$$Pr_T = \frac{\mu_T C_p}{\lambda_T} = 0.5$$

$$Le_T = \frac{\rho D}{\lambda_T / C_p} = 1$$

的关系, 再设 $l_m = cx$, 并有 $c \sim 0.1$, 将以上各值代入方程组(1)–(4), 省略平均值符号, 便可以得到

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0 \quad (5)$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = c^2 x^2 \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial y} \right] \quad (6)$$

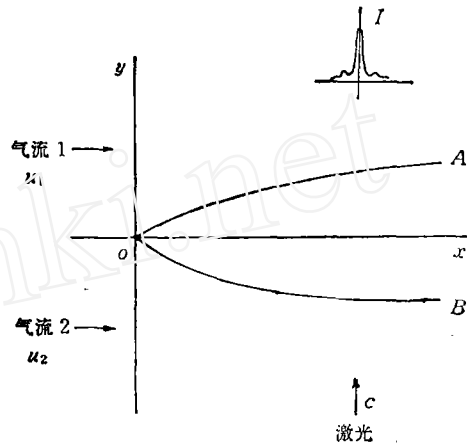


图 1 激光通过剪切层模型

$$\rho\mu \frac{\partial Y}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y}{\partial y} = 2c^2 x^2 \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial Y}{\partial y} \right] \quad (7)$$

$$\rho\mu \frac{\partial i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial i}{\partial y} = 2c^2 x^2 \frac{\partial}{\partial y} \left[\rho \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial i}{\partial y} \right] + c^2 x^2 \rho \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial v} \quad (8)$$

加入状态方程

$$p = \rho R T \left[\frac{Y}{M_1} + \frac{1-Y}{M_2} \right] \quad (9)$$

式中的 p 为压强, R 为气体常数, M_1, M_2 为分子量, 则方程组(5)–(9)含有五个未知数 ρ, u, v, Y 和 i , 共有五个方程, 可以用差分方程求解, 从而得到气体密度, 速度以及质量分数在整个流场中的分布.

三、有关光学的理论

令激光束通过剪切层后相位改变的均方值为 $\langle \Delta\phi \rangle^2$, 远场的峰值强度为 I , 有^[4]

$$\frac{I}{I_0} = \exp[-\langle \Delta\phi \rangle^2] \quad (10)$$

式中 I_0 为该激光束原有的远场峰值强度, $\frac{I}{I_0}$ 称为 Strehl 比. 因此, 如果能够用实验方法测出 $\langle \Delta\phi \rangle^2$, 便可以由上式求到远场峰值强度.

Sutton 研究了激光通过湍流激活介质层后激光的增益和衰减问题^[5]. 他假设湍流层是均匀和各向同性的, 并提出 Strehl 比可以由下式求出

$$\frac{I}{I_0} = \exp[-2k^2 \langle \Delta n \rangle^2 \Lambda \delta] \quad (11)$$

式中波数 $k = 2\pi/\lambda$, λ 为激光波长, Λ 为湍流的积分尺度, δ 为剪切层的厚度, $\langle \Delta n \rangle^2$ 为折射率变化的均方值. 由于折射率与密度有如下关系

$$n = 1 + \beta\rho/\rho_{ref} \quad (12)$$

式中 β 为 Gladstone-Dale 常数, ρ_{ref} 为该气体在标准状态下的密度, 因此, 气体折射率变化的均方值与密度变化的均方值有关.

(11)式联系了光学参数与流体力学参数, 成为研究激光通过剪切层问题的重要公式. 目前, 许多学者仍然对这公式进行理论上的分析, 简化以及实验证明.

例如, Legnen^[4] 考虑两股速度相同气流生成的剪切层时, 假定湍流扩散系数为常数, 得到计算 $\Lambda\delta$ 的公式如下:

$$\Lambda\delta = 0.541lm^{\frac{1}{2}}x \quad (13)$$

式中的 l 为一个主要的长度尺度, $m = 1 - \rho_2/\rho_1$, ρ_2/ρ_1 为两股气流密度之比, x 为流动方向的坐标距离. 他还假定 β 的变化和 ρ 的变化相近, 得到关系

$$\langle \Delta n \rangle^2 = 4\beta^2 \left(\frac{\rho}{\rho_{ref}} \right)^2 \frac{\langle \Delta\rho \rangle^2}{\bar{\rho}^2} \quad (14)$$

式中的上横线表示平均值.

将(13)(14)二式代入(11)式, 可以看出, Strehl 比可以由气流的密度变化来求出. 所

以, 研究剪切层中的密度变化对研究激光通过剪切层的光学性质有重要意义。这种分析虽然简单, 但是, 光学与流体力学的密切关系很明显地被表示出来了。

四、实验装置

实验装置由气源, 排气管, 喷管, 试验段及光学平台等构成^[5]。

气源包括气瓶, 控制阀门及气体管道。排气管为一个装有空气引射器的通道。所用的工作气体为 N_2 , CO_2 , 38% He/62% Ar, 86% He/14% Ar 和 He 五种。

喷管是一个扁平的铜制盒子。出口截面为 $1.4\text{cm} \times 1.4\text{cm}$ 。收缩段前面有铜丝网两层, 作整流之用。收缩比为 6:1。前室压强用传感器测量。

试验段由三块光学玻璃构成, 沿着正方形喷管出口的三个边的下游方向安装。其余一边开放, 让空气自由流入。试验段长 7.5cm。

光学平台钢制, 下有防震气垫。试验段与排气管相联, 垂直地从平台中间的圆孔中穿过, 并不接触平台。因此, 在平台上安放的各种光学设备, 不会受到管道振动的影响。

根据不同的实验要求, 平台上分别安放下述四种光学元件组合。

(1) 长曝光马氏干涉仪——利用 1mW He-Ne 激光器作为光源。光束经平行光管放大之后, 进入由两块全反射镜及两块半透半反射镜组成的马氏干涉仪中, 在一次成像照相机摄取干涉照片。干涉仪的一条光路, 通过试验段, 平行或垂直于剪切层。采用此装置的目的是摄取曝光时间为 0.1 秒的时间平均湍流干涉图象。

(2) 短曝光马氏干涉仪——为了取得停止流动的干涉图象, 在上述装置中, 改用脉宽为 100ns, 脉冲能量为 200mJ 的 Q 调红宝石激光器作为光源。这时用一块负透镜来扩展光束直径。虽然这样做会使激光束在通过试验段时稍有发散, 但影响微小。

(3) 短曝光纹影仪——利用距离为 0.12cm 并有 N_2 保护的火花隙作为光源。两侧各放置一块直径为 7.6cm 的抛物面镜以产生两股平行光, 分别平行和垂直地通过剪切层。由两个照相机同时摄取这两个方向的纹影照片。曝光时间为 300ns。

(4) 错位干涉仪——利用一块平晶的两个表面的错位反射而获得干涉条纹。配合 He-Ne 激光器和红宝石激光器分别构成长曝光错位干涉仪和短曝光干涉仪两种组合。因为错位干涉仪只使用一块平晶, 可以减少由于气流声波干扰而产生的模糊图象。

每次实验时间为 2 秒。每组实验中, 至少要摄取一幅没有气流通过喷管的干涉照片, 作为图象分析时的对比。

五、图象分析方法

利用微计算机, 将干涉照片中的条纹数目及其中心位置的信息, 转换成数字数据, 再按一定的数学公式, 求出定量结果或画出曲线的方法, 称为图象分析方法。我们采用这种方法, 从干涉照片求出激光通过剪切层后的相位变化及剪切层内的密度分布^[6]。

所用仪器为一个 Microneye Bullet 摄象头, 一台 Apple II plus 微计算机及一台 Epson RX-80 打印机。将摄象头对准干涉照片, 运行附件中的 MICRONEYE 程序, 便可以将照片中的条纹显示在屏幕上, 将信息存入软盘及将屏幕上的图象打印出来。

还要编写一个求相位分布的计算机程序如下: 在屏幕上沿着 16 条等距离的水平线依

次读出每个字节的信息,各转换成排列次序和这字节的黑白点次序相同的二进位数码,从这些数码求出条纹数目及条纹中心位置。因为每偏差一个条纹距离相当于相位角偏差 2π 只要求到某处条纹与对比相片条纹数的偏差值,便可以求到该处的相位角变化。同样,根据每偏差一个条纹距离相当于光程变化一个波长距离的关系,可以利用下式,求得剪切层内的光学密度分布。

$$\beta\rho = \frac{\lambda}{L} (\Delta N) + (\beta\rho)_0 \quad (15)$$

式中的 $\beta\rho$ 为流体的光学密度

$(\beta\rho)_0$ 为空气的光学密度

λ 为激光波长

L 为试验段厚度

ΔN 为条纹中心位置偏差值

六、结果与讨论

利用短曝光马氏干涉仪,摄取Q 调红宝石激光束垂直通过剪切层时的干涉照片如图 2 所示。图中的 (a), (b), (c) 和 (d) 分别在射流气体为 CO_2 , 38% He/62% Ar, He 以及无气流通通过喷管的条件下取得的。照片的宽度等于试验段宽度,为 1.4cm。照片的长度对应于流动长度。流动方向自左至右。气流速度为 $M = 0.6$ 图上的针尖为对光使用的

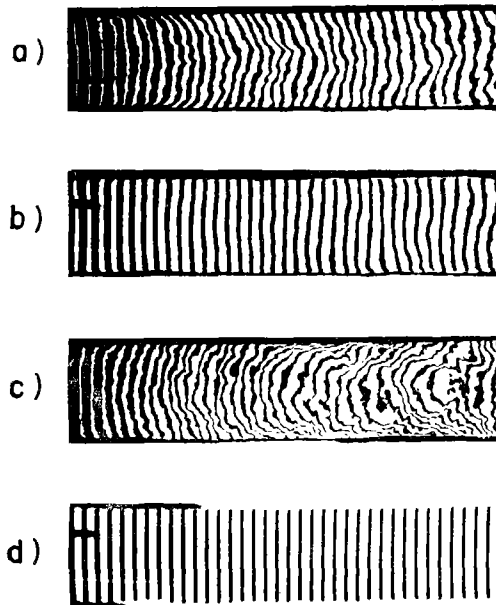


图 2 激光垂直通过剪切层时的干涉照片
(a) CO_2 (b) 38% He/62% Ar (c) He (d) 无气流

的标志。当试验段没有气流通通过时,干涉条纹为等距离的直线。对于 He-Ar 混合气体,由于空气密度和它的密度比为 0.99,折射率之差很小, $\Delta n = 7.7 \times 10^{-5}$, 于是干涉条纹

近似直线。对于 He, 密度比为 6.5, $\Delta n = 2.35 \times 10^{-4}$, 干涉条纹弯曲显著。CO₂ 气体则介于二者之间。显然, 激光通过这些剪切层之后, 其相位衰减程度以通过 He 时为最大, CO₂ 次之, He-Ar 混合气为最小。在以上各图中, 距离喷管出口越远, 干涉条纹弯曲越厉害。说明激光束通过剪切层下游时, 其相位衰减程度要比通过上游时较为严重。由 (10) 式可知, 这些曲线就是不同条件下的 Strehl 比的对数值的变化曲线。

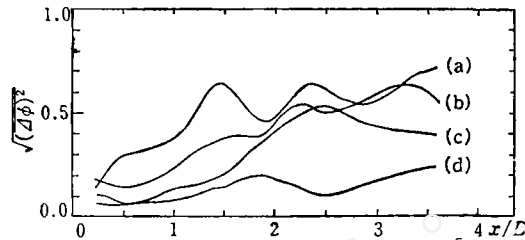


图 3 激光垂直通过剪切层时的相位差均方根分布曲线
(a) He (b) 86%He/14%Ar (c) CO₂ (d) 38%He/62%Ar

图 3 为用图象分析方法从图 2 中的干涉条纹信息求得的激光相位差的均方根值沿喷管下游的变化曲线。横坐标表示下游距离与喷管宽度之比。在干涉条纹最弯曲的地方, 有相位差均方根的最大值。离喷管出口越远, 相位角偏差越大。由于剪切层内部存在着不稳定的涡流, 这些曲线具有不规则的起伏。含 He 量较多的两条曲线, 位于图的上部, 而最低的曲线, 对应于密度和空气的密度接近的 38% He/62% Ar 气体。

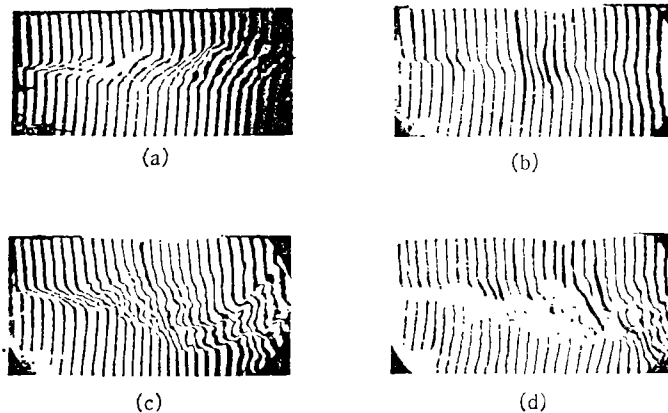


图 4 激光平行通过剪切层时的干涉照片
(a) CO₂ (b) 38%He/62%Ar (c) 86%He/14%Ar (d) He

将 Q 调红宝石激光束的一条光路改变为平行于剪切层方向, 便能得到如图 4 所示的干涉照片。图中的 (a), (b), (c) 和 (d) 分别对应于流动气体 CO₂, 38% He/62% Ar, 86% He/14% Ar 和 He。气体流速均为 $M = 0.9$ 。这些都是剪切层的剖视图。图的上方为流动气体, 流动方向为自左至右。图的下方为空气。这两部份气体的密度没有变化, 干涉条纹为等距离的直线。图的中间部份为剪切层。由于气体在层内混合, 密度改变, 所以干涉条纹倾斜。同时由于层内有湍流流动, 所以干涉条纹弯曲。条纹倾斜及弯曲程度

最厉害的气体是密度较低的 He 和 86% He/14% Ar 混合气。对于 CO₂ 气体, 其密度较空气密度大, 干涉条纹向相反方向倾斜。图中条纹弯曲程度并不规则, 可以认为, 剪切层中的湍流流动既不是均匀的, 也不是各向同性的, 有大尺度的湍流结构。

改用 He-Ne 激光器作为光源, 可以摄取时间平均的干涉图象。图 5(a) 为用 38% He/62% Ar 混合气在流速 $M = 0.3$ 下摄取的干涉照片。AB 表示喷管出口。因为图上的条纹为曝光时间 0.1 秒内的平均值, 所以在剪切层内条纹比较暗淡, 但湍流结构消失。可以根据这照片来求剪切层的厚度及密度分布。图 5(b) 为利用图象分析方法求得的喷管下游流场的光学密度分布曲线。横坐标的小标线表示不同的下游距离。这些曲线分别对应于不同距离横截面上的光学密度值, 以 $\beta\rho$ 来表示。

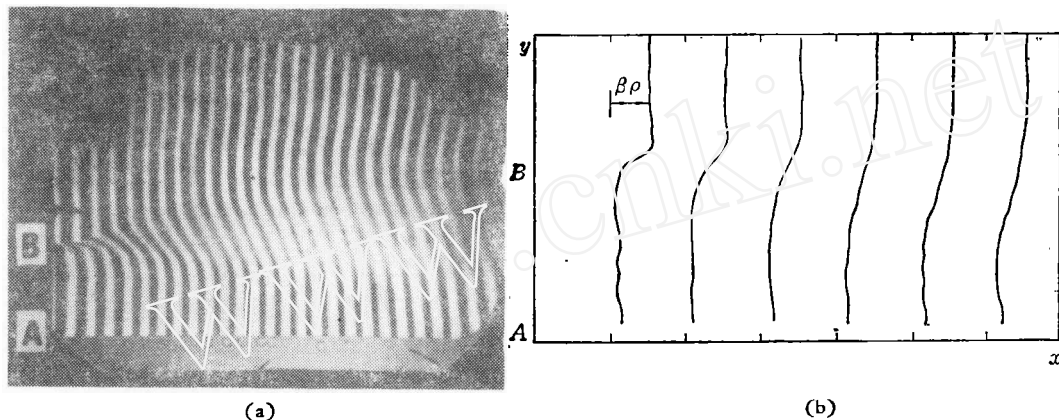


图 5 激光平行通过剪切层时的 (a) 干涉照片及 (b) 光学密度分布曲线。

利用式(5)~(9), 在 Apple II plus 微计算机求解 He 气流与静止空气形成的剪切层气体密度分布, 得到图 6 的结果。与图 4(b) 的曲线相比较, 二者是很相似的。

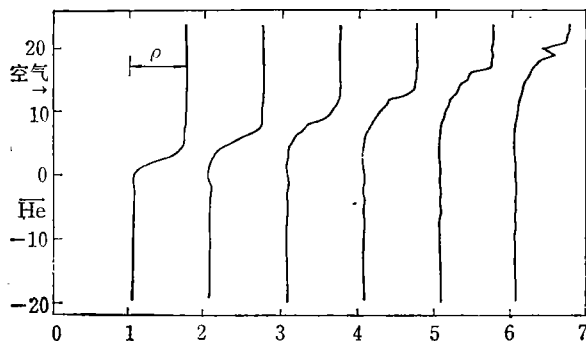


图 6 剪切层流体密度分布计算曲线

用错位干涉仪摄出的照片比较清楚。可以用图象分析方法将这照片上的条纹转换成马氏干涉仪的条纹并求出密度分布。从纹影仪摄出的照片还能清楚地看出剪切层内部的湍流结构。另外, 为了从实验上证明(11)式, 还必须测量激光束通过剪切层后的功率。这时可以用 He-Ne 激光束直接通过试验段, 垂直于剪切层, 再用凸透镜聚焦, 测量焦点处的功率 I 。将此值与没有气流通过时焦点处的功率 I_0 相比, 便能求出 Strehl 比。这些工作,

正在进行。

目前,激光通过湍流剪切层的光学性质研究,在理论上和实验上已有很好的准备。希望在不久的将来,能为高能激光的发展,作出贡献。

参 考 文 献

- [1] W. H. Christiansen, E. Wasserstrom and A. Hertzberg, The Degree of Compensation of Laser Beams Using Gas Jets, *Journal de Physique*, 41, 11 (1980), p. C9—431.
- [2] V. A. Golubev, High-temperature Turbulent Jets, TURBULENT JETS OF AIR, PLASMA AND REAL GAS, Mashinostroenie in Moscow (1967).
- [3] G. W. Sutton, Effect of Turbulent Fluctuations in an Optically Active Fluid Medium, *AIAA Journal* 7 9 (1969), p. 1737.
- [4] H. H. Legner, J. H. Otis, G. A. Theophanis and R. M. Feinberg, Laser Beam Degradation Through Turbulent Interfaces, *AIAA paper* 78—71 (1978)
- [5] H. Johari, H. Poling, H. T. Chen, D. W. Bogdanoff and W. H. Christiansen, A Preliminary Study of Properties of Inhomogeneous Shear Layers, *AIAA paper* 84-1622 (1984)
- [6] 陈海韬 利用图象分析法求湍流剪切层的光学密度分布曲线(待发表).

THE OPTICAL PROPERTIES OF TURBULENT SHEAR LAYERS TRAVERSED BY A LASER BEAM

Chen Haitao

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract In this paper, the investigation of the variations of the peak power and phase angle of a laser beam passing through a turbulent shear layer is discussed. Since the fields of fluid dynamics and optics are connected in this study, the formulas related to these fields are described and the correlations of optical formula and fluid dynamic parameters are given. The descriptions of the experimental apparatus, the image processing method and their results are also presented.

Key words : optical property, laser beam quality, turbulent shear layer, interferogram, image processing.