

瑞利散射/激光诱导荧光技术用于空气、 O₂ 流场的二维瞬态测量*

王 杰 施翔春 李喜福 肖绪辉 姚建铨

(天津大学精仪学院激光与光电子研究所

教育部光电信息技术科学开放实验室, 天津 300072)

摘 要 研究了空气分子的瑞利散射光强及真空紫外激光(波长 193 nm)诱导 O₂ 荧光强度与温度、密度的关系, 给出了一般表达式。指出了可用于测量高速空气、O₂ 流场中的瞬态密度和温度二维分布。利用带像增强的 ICCD 照相机获得了室内空气及 O₂ 喷流的瑞利散射及激光诱导氧气荧光流场图像, 图像处理获得了流场的二维分布参数。

关键词 紫外脉冲激光, 瑞利散射, 激光诱导荧光, 空气流场。

1 引 言

在流体力学、工程热物理等领域, 湍流和非稳流场一直是研究的重要内容。因缺乏准确可靠的测量手段, 故对湍流和非稳流场结构特性及演化过程的了解受到了限制, 对平面边界层的二维压缩流场和复杂流场的研究亦十分困难。目前的流场显示技术, 包括光片法、体视成像法、全息法、小粒子光散射法、利用折射率改变的相位移法、阴影及纹影法等, 均在一定程度内可获得流场的图像。对于高速流场, 由于其固有的非稳态, 测试十分困难。近年来发展的瑞利散射法及激光诱导荧光(LIF)技术可用于流场的多参数和全视场测量^[1, 2], 且逐渐显示其巨大的优越性。

气体分子的瑞利散射光强, 是分子密度的函数, 同时散射光又含有多普勒频移和温度引起的谱线加宽, 所以瑞利散射图像记录了流场的密度、温度和速度的分布信息^[3]。瑞利散射成像是一种非粒子注入的光学测量方法, 它的测量范围非常广, 它对测量区的“冻结”(曝光时间)是由激光的脉冲宽度决定的, 利用激光技术很容易获得脉冲宽度为纳秒(10^{-9} s)、皮秒(10^{-12} s)或飞秒(10^{-15} s)量级的高峰值功率的光脉冲, 它不仅适合低速场, 更适合高速场和瞬态过程的研究。另外, 瑞利散射光的频率范围是由激光频率所决定的(加上多普勒频移), 由于激光技术中成熟的波长调谐, 窄线宽和频率稳定等技术, 预示瑞利散射可通过滤波系统达到很高的信噪比和很高的信息量, 可适合许多极端情况下的测量, 如超高速、高温、高焓值的等离子体流场等问题。

* 国家自然科学基金(批准号: 19772033)和航空预研经费资助。

收稿日期: 1998-03-09; 收到修改稿日期: 1998-08-17

激光诱导荧光技术同样可反映流场的物质浓度,结合光谱技术还可以探测温度和速度,另外还可以测量流场中某种物质的成分分布。

本文研究了在单一和混合气体流场中,利用瑞利散射结合激光诱导荧光技术对流场密度、温度测量的原理,推导了在混合气体中关系表达式。在空气及 O_2 流场中,利用瑞利散射结合激光诱导荧光技术,利用真空紫外脉冲激光和高速高灵敏度带像增强的 ICCD 照相机/摄像机,获得了静止空气及 O_2 喷流的二维瑞利散射图像和激光诱导氧气流场荧光图像;给出了图像灰度与被测物理量的关系式;设计了图像处理程序;经图像处理获得了流场二维密度结构和温度等分布参数。

2 基本理论

2.1 对密度的测量

对单一分子体系,当频率为 ω 的激光照射气体分子时,会在空间测量到分子的弹性散射光和荧光(当分子存在对激光波长的吸收谱线时)。由于分子直径远小于散射光波长,分子散射可由瑞利散射理论来处理。设作用于分子的有效光波场为 E ,微粒在电场作用下感生偶极距,使微粒极化成强度 $P = \alpha E$ 的偶极子。其中 α 为微粒的极化率。对 N 个随机分布的、各向同性的、且比波长小很多的微粒情况,在 Φ 方向辐射强度 I 由下式给出^[4]

$$I = \frac{8\pi N \alpha^2 E^2}{\lambda^4} (1 + \cos^2 \Phi) \quad (1)$$

$$\text{对于分子} \quad \alpha = \frac{e^2}{M \omega_0^2} \quad (2)$$

其中 e 为电量, M 为粒子质量, ω_0 为偶极子固有频率。严格地讲,只有球形陀螺分子才有标量极化率,但一般气体分子均很好地符合这一关系。

对于激光诱导荧光,当频率为 ω 强度为 I_0 的激光对准分子的某一条吸收谱线时,在线性吸收区,单位体积分子向 $\Delta\Omega$ 立体角辐射的荧光强度与分子密度 N 的关系可写为

$$I_F = I_0 C_F N \Delta\Omega \frac{\partial \sigma_F(\omega)}{\partial \Omega} \quad (3)$$

可见对于单一气体分子体系,无论是瑞利散射还是激光诱导荧光,其强度都与分子密度成正比,所以通过测量散射和荧光强度图像就可以测量流场的密度分布。

对于混合气体分子体系(如空气),瑞利散射强度可以写为

$$I_R = I_0 N C_R \sum_i k_i x_i \quad (4)$$

其中, C_R 为测量瑞利散射光的系统常数,包含了光学系统的接收角、各种损耗及仪器的增益等,可由系统测出。 k_i 为某气体成分 i 的散射截面, x_i 为成分的含量。更为准确的计算需要利用非平衡方程。

对混合气体中荧光的测量,由于激光频率对准的是某种分子的特定频率,假设不存在其它气体吸收而发出荧光,那么(3)式依然适合混合气体,这时分子密度 N 只是该气体分子的密度,而不是总密度。

2.2 对流场温度的测量

对于分子,不同温度总对应不同的振动和转动能级分布。瑞利散射属于弹性散射,与分子没有产生能量转换,分子能级分布对瑞利散射强度影响不大。而激光诱导荧光直接对应分子的某些能级。不同的温度下,能级的集居数分布不同,引起激光诱导荧光强度随温度变化

很大。瑞利散射的微分散射截面可以写成^[5]

$$\frac{\partial \sigma_R(\omega)}{\partial \Omega} = \frac{1}{(4\pi)^2 c^4 \epsilon_0^2} |\alpha(\omega)|^2 \quad (5)$$

分子荧光微分发射截面可写为

$$\frac{\partial \sigma_F(\omega)}{\partial \Omega} = \frac{1}{4\pi c \epsilon_0} \sum_{g,i} \frac{A}{A + D_i + Q} \omega_{gi} \text{Im} \alpha_{gi}(\omega) \quad (6)$$

式中

$$\alpha(\omega) = \sum_{g,i} \alpha_{gi}(\omega) \quad (7)$$

ω 为激光频率, g 表示基态, i 表示高能级态, $\text{Im} \alpha_{gi}(\omega)$ 为分子复极化率的虚部, A 为荧光速率, D_i 为解离速率, Q 为弛豫速率。

Miles 等人^[5]从数值计算和实验中测量了瑞利散射强度和荧光强度与温度的关系。验证了在一定的分子密度下, 瑞利散射强度基本不随温度变化, 而荧光强度却剧烈变化。例如: 用全谱线运转的 ArF 准分子激光(波长 192.7 nm~ 193.8 nm), 在此区域 O₂ 分子存在强烈的舒曼-朗格(Schumann-Runge)带吸收, 这种吸收会使 O₂ 分子在 ArF 激光的照射下发出荧光。在一定密度的氧气中, 温度从 100 K 升到 1600 K, 瑞利散射强度仅增加了 0.6 倍, 而荧光强度增加了近 10⁵ 倍。这样可以针对不同测量气体的含氧比例, 从实验上标定出温度-荧光强度关系曲线, 通过对瑞利散射图像和氧气荧光图像比较处理就可得出空气流场的温度分布。

3 实验研究

3.1 实验装置

实验采用了安徽光学精密机械研究所研制的 ArF 准分子激光器振荡放大系统(波长 193 nm), 经改造后可全谱线运转也可窄线宽、可调谐运转。输出激光经过柱面镜聚焦成为高 5 mm、焦点处厚约为 200 μm 的光片切过被测场(如图 1 所示)。焦平面附近每个脉冲能量约为 15 mJ, 脉冲宽度约 20 ns, 对 1 m 的高速流场, 在 20 ns 时间内流场移动距离只有约几个微米, 足够“冻结”流场, 实现拍摄瞬态流场图像。采用了带像增强和门电路的 ICCD 照相/摄像机在光片的垂直方向拍摄流场照片, 开门宽度为 1 μs , 最大增益为 10⁶ 倍。同步控制是采用精度可达亚纳秒级的 DG535 的时间控制器。镜头是采用自己设计加工的焦距 $f = 55$ mm、大相对孔径的真空紫外镜头, 对 O₂ 荧光拍摄时在紫外镜头前加对瑞利散射光截止的滤波池, 实验装置如图 2 所示。

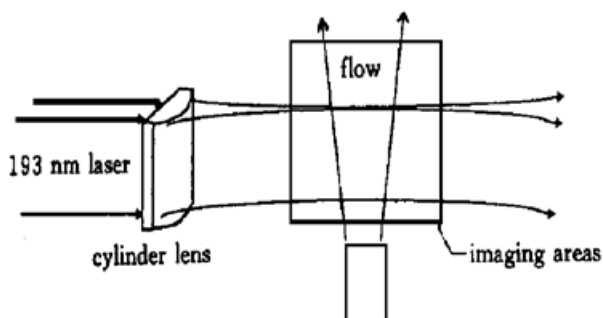


Fig. 1 Schematic diagram of the imaging areas field position

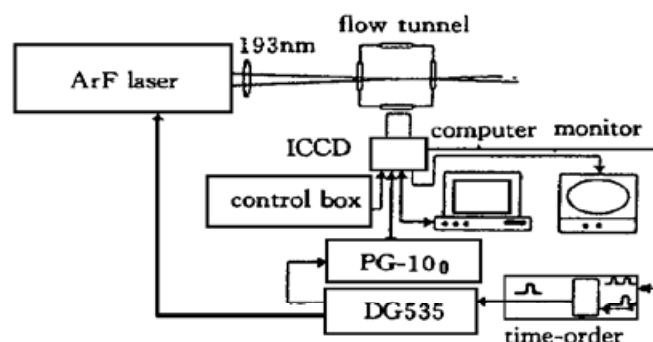


Fig. 2 Schematic diagram of pulsed UV-RS system

因为瑞利散射光强是光波频率的 4 次方函数,同时,一般材料对紫外激光的反射率低,使用真空紫外激光可大大提高瑞利散射图的信噪比。对真空紫外激光,一般空气中分子的瑞利散射强度已远大于气溶胶的散射光。对于氧分子荧光,由于氧气只占了大气成分的约 21%,对 ArF 激光,室温下空气的瑞利散射强度远远大于空气中氧气的荧光强度。通过外同步触发使 ICCD 开门与激光同步,就可获得流场中空气的 2 维瑞利散射图像。

对 O₂ 分子荧光图像的采集可通过在紫外镜头前面加 15 mm 长的液体滤波池实现。图 3 是未加滤波池时静止空气的瑞利散射图,图 4 是加滤波池后 O₂ 喷流在空气中的荧光图像(图中心两黑点为成像面自身问题)。

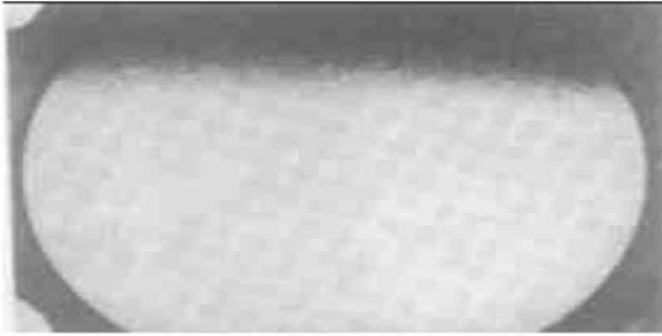


Fig. 3 Rayleigh scattering image of room air



Fig. 4 Fluorescence image of O₂ flow

3.2 图像处理及分析

对拍摄到的图像编程进行图像处理。图像中每个像素灰度的来源主要有三个方面:一是环境背景光;二是激光穿过区域中分子的瑞利散射光或激光诱导荧光;其余是气溶胶干扰。激光穿过区域中的光强是三者的叠加。

对瑞利散射和激光诱导荧光,在激发波长一定时,对一定测量系统可以认为接收光强 S (用灰度表示) 与分子密度 N 的关系为

$$S_R = I_0 H_R N + I_0 M_M N_M + U \quad (8)$$

$$S_F = I_0 H_F N_{O_2} + I_0 M_F N_M + U \quad (9)$$

式中第一项是被测量的项,第二项为气溶胶散射干扰,最后一项为环境背景光,在图像处理中发现背景光是非常均匀的。 H 、 M 为系统决定的光学接收系统传递系数, I_0 为入射激光强度。在实验中 H 、 M 可以通过标定测量出来。由于所测量流场区域相对很小(20×20),本文忽略激光在测量区传输过程中的衰减,在测量系统中,可以认为每条水平线上的入射激光能量是相同的,每条水平线的灰度起伏将反映分子密度起伏。

信号灰度强度可由该点的灰度值减去背景灰度求得。图 5、图 6 分别是图 3、图 4 中第 361 行和第 320 行像素的灰度曲线(求 5 点的滑动平均)和背景(100 行)灰度曲线。图中纵坐标为图像的灰度,在这里是相对值,因为图 4 增益约为图 1 中的 1000 倍,两幅图像比较要同时考虑灰度、增益和系统光学传递系数。在测量中每个像素点对应的水平分辨率约为 0.05 mm。在图像处理中发现图像存在直径约为几十微米左右的无规律尖峰灰度起伏,在 O₂ 流场中同样也存在微区起伏。这是由于气体不纯,含有微小尺寸的尘埃气溶胶,经 ArF 激光照射后散射和发射的荧光造成的。它对应(8)式、(9)式中的第二项,可选用纯净气体或在图像处理时通过平均的方法加以抑制。

用测量的常温、常压下的瑞利散射图和荧光图作为参考,可以用一个激光脉冲即可测出空气中流场的二维密度大小和分布。图 3 显示了实验室空气均匀的瑞利散射背景,图 4 的 O₂

分子荧光图像显示了在空气环境中 O₂ 喷流的氧密度分布, 中心密度最大, 喷流边缘降低。

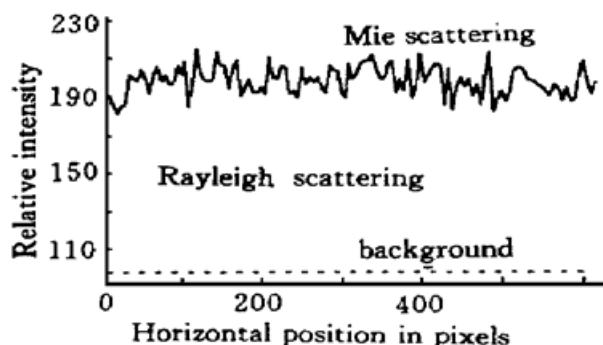


Fig. 5 Signal level of line 361 in Fig. 3

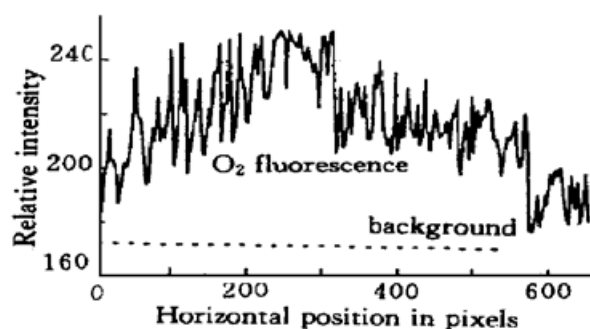


Fig. 6 Signal level of line 320 in Fig. 4

通过对相同测量环境的瑞利散射强度和氧气荧光强度比较, 在实验室 20°C、101.325 kPa 条件下, 用 ArF 全谱线激光, 测得空气瑞利散射强度约为氧气荧光的 1000 倍, 很好地与理论符合。测量中采用两次拍摄图比较, 存在较大误差, 如果利用两台 ICCD 同步分别拍摄流场中的瑞利散射和荧光图像, 则可以消除系统误差, 获得高精度和高灵敏度的结果。

3.3 精度分析

本系统中, 无论瑞利散射图像还是氧气荧光图像, 由于氧气荧光寿命很短, 故其时间分辨率由激光脉冲宽度决定, 可到纳秒量级。对密度测量, 采用参考测量方法有很高的理论精度; 对瑞利散射, 忽略二级以上的散射, 对有 256 灰度级的 ICCD 测量系统, 理论精度可达 1/256。其空间分辨力可达 0.2 mm × 0.05 mm × 0.05 mm (成像系统决定)。但实际测量受到系统误差的影响, 例如光学接收系统对空间每点的聚光能力差异引起误差; 背景光干扰以及测量中气溶胶的干扰, 均会降低测量精度。

利用两台 ICCD 同时拍摄同一区域的瑞利散射图像和荧光图像, 通过对两幅图的比较处理, 可实现温度测量。由于从 100~1600 K 氧分子的荧光强度变化 10⁵ 倍, 理论上具有很高的灵敏度, 温度绝对分辨率可望达到 1 K 以下。但受测量系统的限制, 温度分辨率和温度测量范围是矛盾的。在 256 级灰度的图像中, 如果希望温度分辨率为 1 K, 则温度测量范围小于 256 K。相反, 采用低增益, 提高了温度的测量范围, 但牺牲了分辨率, 所以对温度测量希望采用更高灰度等级的 ICCD 摄像机。

结束语 分子瑞利散射结合激光诱导荧光可以实现对流场密度、温度的无接触全视场测量, 结合滤波瑞利散射还可以同时进行速度场的全视场测量, 显示了巨大的应用前景, 进一步实验和研究正在进行。

参 考 文 献

- [1] Meier W, Vyrodov A O, Bergmann V *et al.*. Simultaneous Raman /LIF measurements of major species and NO in turbulent H₂/air diffusion flames. *Appl. Phys. (B)*, 1996, **63**(1) : 79~ 90
- [2] Miles R, Lempert W. Two-dimensional measurement of density, and temperature in turbulent high-speed air flows by UV Rayleigh scattering. *Appl. Phys. (B)*, 1990, **51**(1) : 1~ 7
- [3] Forkey J N, Finkelstein N D, Lempert W R *et al.*. Control of experimental uncertainties in filtered Rayleigh scattering measurements. *AIAA J.*, 1995, **33**(1) : 9~ 12
- [4] 刘书声, 王金煜(编). 现代光学手册. (物理学手册之一), 北京: 北京出版社, 1993. 134~ 135

- [5] Miles R B, Connors J J, Howard P J *et al.*. Proposed single-pulse two-dimensional temperature and density measurements of oxygen and air. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(3) : 195~ 197

**Instantaneous Two-Dimensional Measurements of Oxygen and Air Flow
by Pulsed UV-Rayleigh Scattering
and Laser-Induced Fluorescence Image**

Wang Jie Shi Xiangchun Li Xifu Xiao Xuhui Yao Jianquan
(College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072)
(Received 9 March 1998; revised 17 August 1998)

Abstract The theory of temperature and density measurements of air flow by Rayleigh scattering and UV (193 nm) laser-induced oxygen molecules fluorescence (LIF) are studied. This method benefits to instantaneous two-dimensional temperature and density measurements of air and Oxygen flow. The Rayleigh scattering of room air as well as oxygen flow LIF image are observed by an intensified CCD videocamera (ICCD) system. The two-dimensional flow parameter is obtained after image process.

Key words pulsed UV-laser, Rayleigh scattering, laser-induced fluorescence, air flow.