

用氩离子激光的集合散射观测流体湍流

邓中朝

(核工业西南物理研究院 成都 610041)

G. Antar D. Grésillon

(Lab. PMI, Ecole Polytechnique, 91128 Palaiseau, France)

提要 描述一种可见光集合散射技术。通过氩离子激光 ($\lambda = 0.514 \mu\text{m}$) 的小角度散射对自由射流的密度涨落进行初步观测, 实现了流体平均速度的测量。实验安排差分散射波矢模数可调并能旋转方向, 便于研究涨落波长在 $0.02 \sim 0.26 \text{mm}$ 区域的湍流现象。

关键词 激光集合散射, 密度涨落, 湍流

1 引言

激光的集合散射诊断已广泛用于核聚变等离子体研究中, 同时在流体力学的研究方面也取得较大进展。众所周知, 流体或等离子体经常处于非平衡状态, 伴随着宏观不稳定运动的中性原子或离子呈现出非均匀的密度分布变化 $n(r, t)$, 这些涨落将会导致入射平面电磁波的散射, 从相应的集合散射特别是它的散射频谱将提供出关于等离子体或流体运动的某些有意义的信息。

集合散射用于等离子体中, 主要是研究屏蔽离子的电子云团随离子运动的集体行为。当 $K\lambda < 1$ 即散射参数 $\alpha = 1/K\lambda_D = \lambda_D/4\pi\lambda_D \sin(\theta/2) > 1$ 时, 通过这种散射从等离子体热密度涨落的功率谱测量离子温度, 而从超热密度涨落的功率谱可以研究等离子体静电波与不稳定性, λ_D 是等离子体德拜长度。在高温低密度等离子体状态对应德拜波长范围为数十微米, 为取得好的空间分辨, IR 及 FIR 波段的激光集合散射得到广泛应用。实验已确认^[1], 在等离子体平均密度为 $10^{10} \sim 10^{17} \text{cm}^{-3}$ 范围内, 选用 CO_2 激光的小角度集合散射可研究等离子体中密度涨落波长从 0.1mm 到 1cm , 对应频率在 1kHz 至数十 GHz 区段。目前, 运行的托卡马克(Tokamak)等离子体中密度涨落的频谱特性已成为核聚变研究的重要内容, 一般认为与约束相关的反常输运是等离子体内微观不稳定性所致(其机制仍在探索之中), 它与等离子体中所观察的低频微观扰动相联系。法国在 Tore-supra Tokamak 上利用 CO_2 激光的集合散射并通过外差检测法已成功地对密度涨落在 $0.4 \sim 2.0 \text{cm}$ 波长之间的物理特征进行了研究^[2], 实验装置同时设置两个独立的波矢差 K_1 和 K_2 的散射, 模数各自在 $(3 \sim 16) \text{cm}^{-1}$ 之间改变, 差分散射波矢可垂直主光束光轴旋转任意角度, 并用于涨落传播方向的探测。IR 激光集合散射技术也延伸到非均匀流体中湍流的观察, 如 Laser Fourier Densimeter(LFD)^[3], LFD 最初是作为核聚变等离子体密度涨落的光散射诊断, 进一步发展研究自由射流流体中湍流, 并提供许多测量, 例如 K

波数谱、流体的各向异性、声波以及平均流体速度等。由于任何原子及其宏观运动会改变散射电场的相位,故散射场频谱反映这些运动的信息。通常气体散射光强度比较小,具有窄的频谱,因而需要强的相干光源和灵敏探测器,在可见或红外光范围这些设备是现有的。然而,激光束波矢并未调整到所观测的波矢,它们的波长(微米范围)通常远小于气体涨落尺度(毫米范围)。考虑到波矢 $k = 2\pi/\lambda$ 以及 $\lambda = \lambda_i/2\sin(\theta/2)$, 选用 CO_2 激光只要散射角减小到 10.6 mrad 。用 $\lambda_i = 10.6 \mu\text{m}$ 的入射波长就能得到 1 mm 的差分散射波长。为便于观测更短尺度涨落波长($\sim 20 \mu\text{m}$)的流体并做速度测量,我们提出一种可见光的小角集合散射实验,采用高功率 CW 波氩离子激光器作为相干光源,它的优越之处在于易选用效率较高的灵敏探测元,也有利于散射系统的光路调节。

2 原理的一般描述

当一束电磁波照射带电粒子时,粒子受迫振荡并以入射波频率 ω_i 形成并发射新的电磁波,这就是波的散射。如所观察散射体积的粒子数密度为 $n(\mathbf{r}, t)$ (对流体而言是分子或原子,对等离子体则为电子),在散射角 θ 方向由探测器所接收到的以波矢 \mathbf{K}_s 传播的散射辐射总电场^[3]

$$E_s^{\vec{r}} \propto \int_V d\mathbf{r}^3 n(\vec{r}, t) \exp[i(\mathbf{K}_i - \mathbf{K}_s) \cdot \mathbf{r}]$$

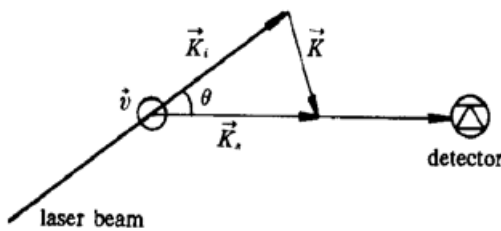


图 1 散射过程中的波矢关系

Fig. 1 The vector diagram in the scattering process

散射场与原子密度分布的空间 Fourier 变换成正比,波矢 $\mathbf{K}_s = \mathbf{K}_i \pm \mathbf{K}$, 如图 1 所示。在入射电磁波场作用下,运动粒子散射辐射产生有 Doppler 频移 $\omega = \mathbf{K} \cdot \mathbf{v}$, 这里差分散射波矢(或称分析波矢) $\mathbf{K} = |\mathbf{K}_s - \mathbf{K}_i| = [\mathbf{K}_s^2 + \mathbf{K}_i^2 - 2\mathbf{K}_s \mathbf{K}_i \cos \theta]$ 在 $v/c \ll 1$, $|\mathbf{K}_s| \approx |\mathbf{K}_i|$ 的情况下有 $K = K_i \sin(\theta/2)$, Doppler 频移依赖于粒子平均速度在波矢 \mathbf{K} 上的投影。在等离子体中的集合散射,必须满足一定条件即散射波长或者所观测密度的涨落波长大于等离子体德拜长度 λ_D , 由此散射便能获得与等离子体超热密度

涨落有关的各种波动信息。在非稳定气体中,欲完成集合散射实验,通常入射光束波长须调节到大于气体涨落波长。选择足够小的差分散射波矢 \mathbf{K} , 并且原子的空间分布使得光波散射场相干叠加,这会给出远大于非相干散射的散射强度。用外差方法探测集合散射信号能实现更高信噪比的灵敏测量,散射辐射与一个本地振荡束 LO 的差拍在探测器上完成,混频电流的差拍项含有被分析的散射谱^[4,5]。LO 取自主光束但弱于主光束同时被频移 $\Delta f = \Delta \omega / 2\pi$, 在探测器接收之前与主光束相交,光束叠交区视为观测体积 V 。这种光路结构安排,输出信号是时间的函数正比于有限体元内的密度空间 Fourier 变换。外差探测的集合散射中散射角 θ 必须大于光束的固有发散角 $\Delta\theta$, 这个要求直接导致差分散射波长 λ 小于散射体的横向观察直径 ϕ 。实验中,所测量的量是电流频谱密度 $I(\omega)$, 在最佳探测条件下, $I(\omega)$ 对噪声 I_b 的比是正比于原子数密度涨落的频谱密度 $S(\mathbf{K}, \omega)$ ^[3]

$$\frac{I(\Delta\omega + \omega)}{I_b} = \frac{\pi \eta P_i}{h \lambda c} \left[\frac{\beta}{w} \right]^2 l \cdot S(\mathbf{K}, \omega)$$

式中 $S(\mathbf{K}, \omega) = \lim_{(V, T) \rightarrow \infty} \frac{1}{VT} \langle \left| \int_{V, T} d\mathbf{r}^3 dt \cdot n(\vec{r}, t) \exp[i(\mathbf{k} \cdot \vec{r} - \omega t)] \right|^2 \rangle$, T 为探测时间, ηP_i 为有效激光功率; β 为原子极化率; w 为光束高斯分布所定义的半宽度; l 为所观察体积长度; h

为普朗克常数。

3 实验安排

用外差检测的集合散射装置主要由入射激光束、散射源(非稳定流体或等离子体)、平方律检波探测器以及作为本地振荡的参考光束四部分组成,我们采用的小角散射光路布置如图 2 所示,一根 2 m 长光纤波导将光束引出,使实验布置简化紧凑。连续波氩离子激光器,单模输出功率(0.6~ 1.0) W 可调。激光器引出光的高斯束腰 0.6 mm,通过光纤进入声光调制器(AOD),将光分成两束,一束按照布拉格(Bragg)衍射条件被偏转并频移($\Delta f = 100$ MHz),该束作为本地振荡光束 BL 沿光轴传播,由透镜 L_1 聚焦在气体湍流发生中心区域(束腰 $d_0 = 0.5$ mm,然后再通过反射镜 $M_9 \sim M_{11}$ 以及 $F = 2.5$ cm 透镜 L_2 到达探测器。另一没有频移的非偏转束 BM 作为主光束由专门设计的旋转机构实现平行光轴旋转或平行光轴移动,同时保持与光轴的平行性。旋转机构由两个各与光轴成 45° 角的反射镜 M_5, M_6 和转动台构成, M_6 可平移用于改变 BM 和 BL 两光束之间的距离,从而改变散射角达到 K 模调变的作用。透镜 L_1 会聚 BM 与 BL 束在同样的位置给出同样的束腰,在相干立体角内散射辐射与 BL 束一起被探测器所接收。

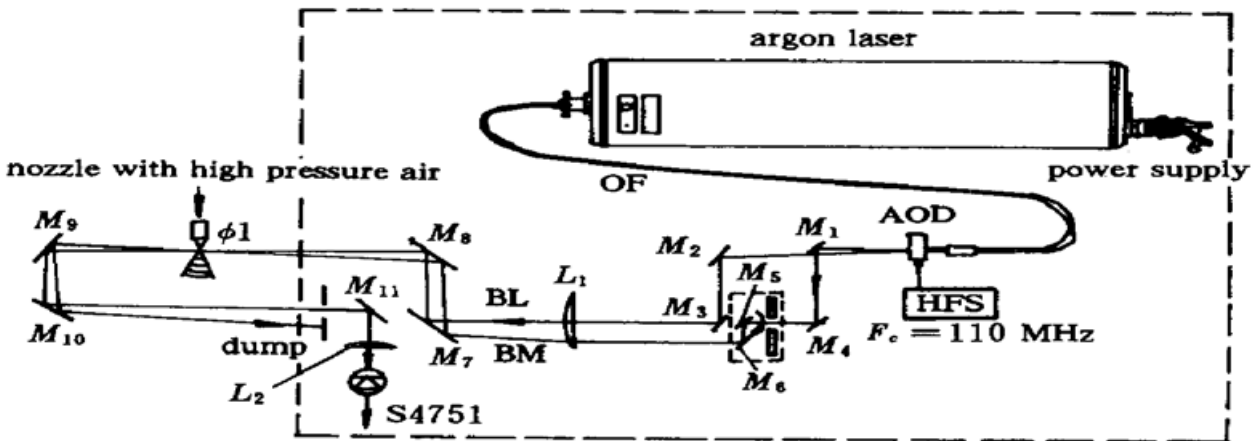


图 2 氩离子激光集合散射实验的光路安排

$M_1 \sim M_{11}$: 平面反射镜; L_1, L_2 : 光学透镜; OF: 石英光纤; Dump: 遮光板

Fig. 2 Optical setup of a collective scattering experiment with argon laser

$M_1 \sim M_{11}$: planar mirror; L_1, L_2 : lens; OF: quartz fiber; Dump: diaphragm

一个 PIN 硅 ($\varnothing 0.8$ mm Model S4751) 用于差频探测,信号由一个总增益为 37.5 dB 频宽约为 20~ 200 MHz 的低噪声前置放大器放大,在仅有 BL 光照射时探测器和前置放大总的噪声电平约为 -95 dBm。涨落场的信号直接送到频谱分析器(Tektronix 2710) 时间傅里叶(Fourier) 变换并由记录仪打出频谱曲线。包括氩离子激光器在内的大部分光学部件布置在一个光学台面上,压缩空气从直径为 $\varnothing 1$ mm 的圆孔以亚声速喷出作为有湍流特性的非稳态流动气体,喷嘴与散射体积之间的距离可调,以便能够观测不同湍流区域的频谱特性。

4 结果和讨论

在 1.0~ 3.0 bar 压力条件下观测空气喷射所产生的湍流。激光束经光纤后的有效功率为

0.5 W, 通过精密的平动机构使散射角在 2~ 25 mrad 范围内改变, 所观察涨落波长在 0.26~ 0.02 mm 区间。实验中发现, 激光功率对散射峰值强度的影响大于本地振荡束强度的影响。

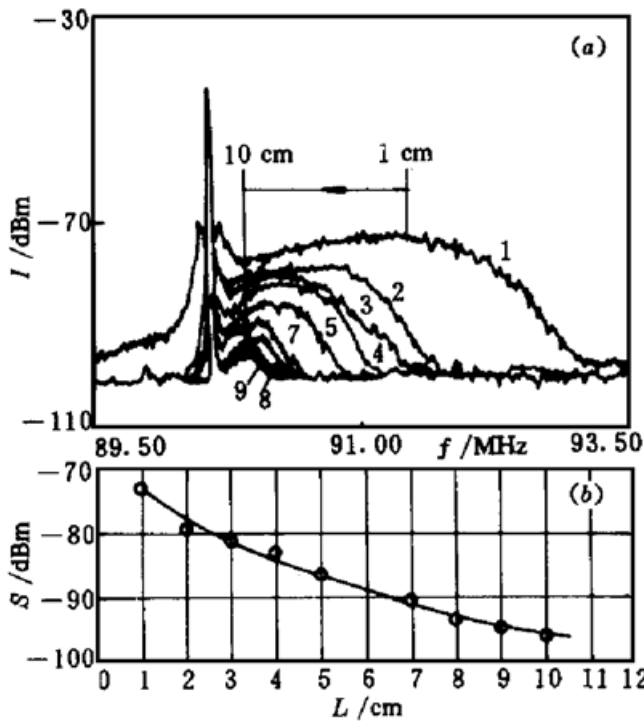


图 3 示出在气体喷射期间相对喷嘴不同位置几个频谱分布的例子, $K \parallel v$, 观测的涨落波长约为 0.21 mm, 距离从 1 cm 到 10 cm 改变时对应的多普勒(Doppler)频移峰将朝着中心拍频移动, 而半宽度(FWHM)变得更窄且强度减弱, 显然湍流将随距离 L 的增加而衰减, 由图 3(b) 可见。当波矢 K 垂直于气流方向时将不产生频移。多普勒频移对差分散射波矢 K 的依赖关系, 从图 4 可以看出, 高压喷气条件下散射的频谱峰值频率随波矢 K 而线性增加, 其斜率 $d\omega/dk$ 表明一种速度量。在所谓已发展的湍流流动区域观察的涨落波长将随波矢的增加延伸到短波区。距喷嘴 9 mm 处射流喷出与周围大气混合的湍流区, 集合散射谱展示在图 5 中, 从频谱 A 可以看出在差分散射波矢 K 垂直于速度 v 时, 围绕中心非位移谱线的对称频率位置有两个声模峰, 可计算得出声速速度大约为 264 ± 15 m/s。在此期间, 调整散射系统的差分波矢顺着平均流速方向时, 如图 5 C 所示, 一个大峰朝向高频端频移 6.02 MHz, 由于粒子与流体速度之间的跟随性, 这可解释为在一个给定的 K , 密度对流涨落的 Doppler 频移是一个平均流速 375 m/s 的状态, 对应整个所观察的频谱是相当宽的, 在中心频率两端有对称分布的两个声模叠加在主频移频谱上。作为流体中传播的声波, 低频或高频端频谱峰与多普勒频移峰间相速度差值为 339 ± 15 m/s, 这非常接近于在标准温度 293 K 一个大气压下声速速度。图 5 中 B 谱指出波矢 K 相对 v 有 45° 夹角时中心频谱峰的 4.25 MHz 频移小于 $K \parallel v$ 的

图 3 距喷嘴不同位置的散射频谱
差分散射波矢沿着流速方向 ($K \parallel v$), 气体压力为 2.5 bar, 观察涨落波长为 0.21 mm。(a) 散射频谱变化, 散射点与喷嘴距离 L 从 1 cm 到 10 cm 改变; (b) 谱强度随距离的增加而降低

Fig. 3 Comparison of the frequency spectrum observed versus different positions from the nozzle
The analyzing wavevector is aligned to parallel with mean fluid velocity ($K \parallel v$), observed wavelength $\lambda = 0.21$ mm, air pressure 2.5 bar in the reservoir. (a) evolution of the frequency spectra, change of distance from 1 cm to 10 cm; (b) frequency spectral intensity decreases with increase of the distance from nozzle

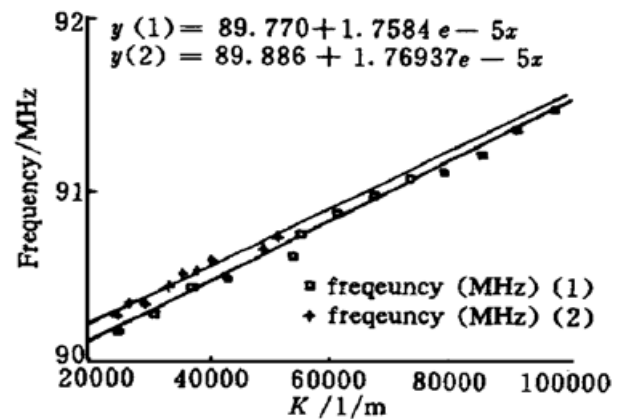


图 4 散射频谱峰值对应频率与差分波矢 K 的关系
空气喷射压力为 3 bar, $K \parallel v$,
散射体积与喷嘴处距离为 4 cm
Fig. 4 Relation between the peak frequency of the spectrum and the analyzing wave vector K
Marks No. 1, No. 2, are the same data for both groups. Operating pressure of the air jet 3 bar, $K \parallel v$, distance from the nozzle 4 cm

情况, 可得到流体平均速度沿矢量 K^{\rightarrow} 的投影为 260 ± 15 m/s, 这接近于 $v = 375 \times \cos 45^{\circ} = 265$ m/s。这三种不同密度涨落场频谱模式中, 发现所测量的声速在差分散射波矢围绕光轴旋转时稍有不同, 这有可能是由 BL 束与旋转轴(或光轴)不是很好共线引起, 因而当改变 K^{\rightarrow} 的方向转动时会使光束交点即散射体积位置改变。

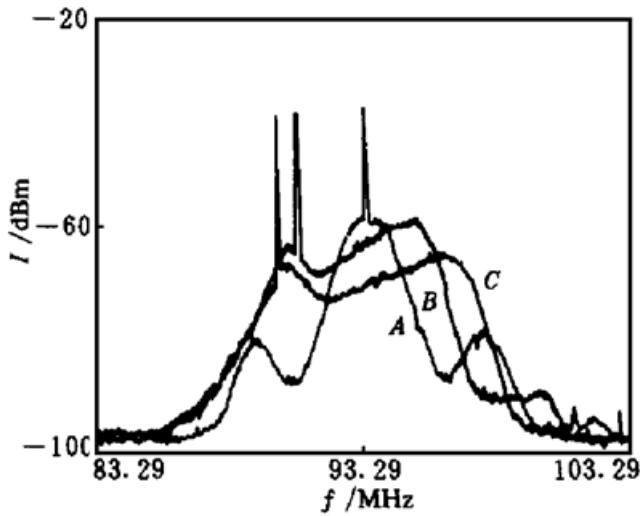


图 5 自由射流下的三种不同散射频谱

A: 差分散射波矢 K^{\rightarrow} 垂直于流速方向 ($K^{\rightarrow} \perp \vec{v}$); B: 差分散射波矢 K^{\rightarrow} 与流速方向成 45° 夹角; C: 差分散射波矢 K^{\rightarrow} 平行于流速方向 ($K^{\rightarrow} \parallel \vec{v}$), 给定波矢 K^{\rightarrow} 对应 0.06 mm 涨落波长, 气体工作压力为 2.8 bar

Fig. 5 Three different frequency spectra for free air jet A: the analyzing wave vector K^{\rightarrow} normal to the mean fluid velocity ($K^{\rightarrow} \perp \vec{v}$); B: an angle of 45° between the analyzing vector K^{\rightarrow} and the mean fluid velocity; C: the analyzing wave vector K^{\rightarrow} parallel to the mean fluid velocity ($K^{\rightarrow} \parallel \vec{v}$). A given K^{\rightarrow} corresponding to fluctuating wavelength of 0.06 mm, gas pressure 2.8 bar

参 考 文 献

- 1 R. E. Slusher, C. M. Surko. Study of density fluctuations in plasma by small-angle CO_2 laser scattering. *Phys. Fluids*, 1980, **23**(3): 472~ 490
- 2 A. Truc, A. Quemeneur, P. Hennequin *et al.*. An infrared laser scattering diagnostic on the TORE SUPRA tokamak. *Rev. Sci. Instrum.*, 1992, **63**(7): 3716~ 3724
- 3 D. Grésillon, G. Gemaux, B. Cabrit *et al.*. Observation of supersonic turbulent wave by laser Fourier densitometry (LFD). *Eur. J. Mech., B/ Fluids*, 1990, **9**(5): 415~ 436
- 4 E. Holzhauer, J. H. Massig. An analysis of optical mixing in plasma scattering experiments. *Plasma Physics*, 1978, **20**(9): 867~ 877
- 5 D. Grésillon, C. Stern, A. Hemon *et al.*. Density fluctuation measurement by far infrared light scattering. *Physica Scripta*, 1982, **T2**(2): 459~ 466

Observation of Freestream Turbulence Using Collective Scattering in the Visible Range

Deng Zhongchao

(Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041)

G. Antar D. Grésillon

(Laboratory PMI. Ecole Polytechnique 91128 Palaisean, France)

Abstract Observations of free turbulence by means of small angle collective scattering with a CW argon laser ($\lambda = 0.514 \mu\text{m}$) have been realized. It is demonstrated that the visible laser scattering is useful in studying density fluctuation with wavelengths between 0.02 mm and 0.26 mm in the atmosphere air turbulence.

Key words laser collective scattering, density fluctuation, turbulence