

文章编号:1007-3124(2000)04-0051-07

用电子束荧光技术研究高超声速 边界层中的扰动现象

林贞彬,郭大华,朱进生,余西龙

(中科院力学所高温气体动力学实验室,北京,100080)

摘要:利用电子束荧光技术对高超声速平板边界层中的扰动现象进行实验研究,实验在炮风洞中进行,自由流马赫数为7.8,单位长度雷诺数为 $3.5 \times 10^7/m$,测量了平均密度分布、脉动密度分布,并获得了湍流密度脉动的互相关分布和频谱分布。实验结果表明在过渡区中有序与随机现象并存。

关键词:高超声速平板边界层;电子束荧光技术;湍流密度脉动;混沌

中图分类号:O357.4⁺2 **文献标识码:**A

The investigation of perturbation phenomena in hypersonic boundary layer with electronic beam fluorescence technique

LIN Zhen-bin, GUO Da-hua, ZHU Jin-sheng, YU Xi-long

(Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract: The perturbation phenomena in hypersonic flat plate boundary layer are investigated with electronic beam fluorescence technique in a gun wind tunnel. Mach number of free stream is about 7.8 and Reynolds number per unit length is $3.5 \times 10^7/m$. Average density distribution and fluctuation density distribution are measured. The correlation distribution of turbulent density fluctuation and frequency spectrum distribution is obtained. Our experimental results show that the phenomena are coexisted in order and at random in transition area.

Key words: hypersonic flat plate boundary layer; electronic beam fluorescence technique; turbulent density fluctuation; chaos

收稿日期:1999-11-22

基金项目:国家自然科学基金资助(19372067)

作者简介:林贞彬(1943-),男,福建福州市人,中科院力学所研究员,博士生导师。

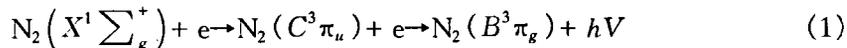
0 引言

深入地研究高超声速边界层中的扰动现象对湍流研究是很有意义的。但是在高超声速中的测量是非常困难的。迄今为止大多数的测量是在壁面进行,传统的与边界层有关的测量是壁面压力分布、热流率分布等,而且主要是测它们的平均值分布,尽管这些物理量在工程应用上更加直接,但是要研究流动的机理就非要测量物理量及其脉动的空间中各处随时间变化的情况。传统光学测量方法在判断边界层是否转捩也有它的优点,但这毕竟难以定量化。热线风速仪在低速时是经典的测量手段,但在高超声速条件下只是在连续式的风洞中看到某些数据结果,例如 80 年代美国 Wright 航空实验室的 K. F. Stetsron 等人在 $M_\infty = 8$ 条件下开展了这方面的实验研究工作,但实验结果却表明速度相对脉动比密度脉动小一个数量级,为了取得实验数据,还必须做一系列假定。根据 P. Bradshaw 等人的观点,密度相对脉动大小的不同在构造湍流模型时成为高超声速和低马赫数情况的分界线。因此,测量边界层中密度脉动可以更加地深入理解湍流现象。我们在这篇文章中介绍利用电子荧光技术,在炮风洞中 $M_\infty = 7.8$, $Re = 3.5 \times 10^7/m$ 条件下对平板上的湍流边界层的扰动现象进行实验研究,进行了与密度及其脉动的若干参数的测量。并对测量结果给予了一定的物理解释。

1 电子束荧光技术原理

电子束荧光技术是一种非接触测量方法,它具有响应时间快、空间分辨率高、不干扰流场及可在边界层中多点测量的优点。因此适合于高超声速湍流边界层中平均和脉动密度剖面的测量。

它利用电子束与实验气体的非弹性碰撞,将实验气体分子激发到了高能级,当受激发的气体分子回到低能态时要发射光子,即荧光,通过测量荧光的强度,利用荧光强度和测量气体密度的关系,获得被测气体的密度。实验气体的纯氮气荧光一般主要来自 $N_2(2+)$ 和 $N_2(1-)$ 两个谱系,在感兴趣的密度范围内只有 $N_2(2+)$ 是重要的。其激发的过程可以写成



在沿着电子束方向上的一个或更多位置上用适当的光学系统和快速响应的光电检测系统来接收荧光信号。通过滤光片收集的是 $N_2(2+)$ 谱系中波长为 337.1nm 的荧光。它对温度变化不敏感。荧光强度与单位时间中从 $N_2(C^3 \pi_u)$ 能级跃迁到 $N_2(B^3 \pi_g)$ 能级的分子数目成正比,整个过程要遵循某种类似化学动力学规律,其中牵涉到双体碰撞,所以该跃迁分子数目与密度关系包含密度平方项。因此这个输出的电信号和被测气体密度之间的关系可以写成如下形式:

$$\frac{V_s}{I} = \frac{A\rho + B\rho^2}{1 + C\rho} \cdot e^{-k\theta} \quad (2)$$

$$\theta = \int_0^y \rho dy \quad (3)$$

其中 V 为输出的电压信号; I 为电子束电流; ρ 为被测气体密度; K 、 A 、 B 、 C 为常数; $e^{-K\rho}$ 与电子束强度沿程的衰减有关。电子束荧光技术需要通过校准给两个关系; (1)输出电压和气体密度的关系; (2)电子束强度沿程衰减的影响。校准是在标定装置内和风洞实验段内进行,校准曲线见图1。由一系列标定数据可以准确地确定各个标定常数的数值,使标定公式与校准曲线在测量精度范围内完全符合。图1即为标定曲线。

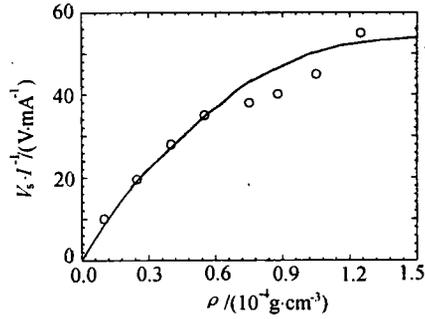
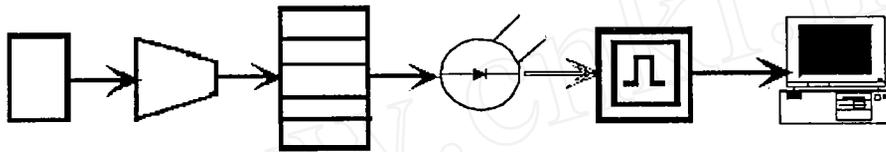


图1 标定曲线
Fig.1 Calibration curve

2 测量系统

实验测试系统如图2所示。电子束发射系统发射的电子束穿过模型中要测量的区域,激发气体中氮气发出荧光,光学接受系统接受荧光后,经光纤进入八通道的光电转换系统,由八通道高速瞬态波形记录仪记录,并由计算机存储。



电子束发射装置 光电接受系统 光纤传输系统 光电转换 瞬态记录仪 计算机数据采集系统

图2 电子束测量系统简图

Fig.2 Diagram of electronic beam fluorescence measurement system

3 风洞、模型

实验是在力学所 JF-4B 高超声速脉冲型风洞中进行的。风洞的驱动段和被驱动段均长 10m,内径为 100mm,驱动气体和被驱动气体都是氮气,经高超声速喷管被加速的实验气体,由 500mm 直径的型面喷管出口射入 1m 直径的实验段。在驱动段和被驱动段之间被双膜机构隔开,驱动气体的压力可保持较好的重复性。实验气流的参数为:

$$M_\infty = 7.8 \quad p_0 = 17.16\text{MPa}$$

$$Q_\infty = 0.082\text{MPa} \quad Re_\infty = 3.5 \times 10^7/\text{m}$$

采用的实验模型见图3。实验模型是不同长度的平板,实验攻角和偏舵角均为零度。平板宽为 250mm。电子枪安装在模型内部。电子束由一个高性能的磁透镜聚焦得非常细(0.05mm),从模型表面射出,直接进入湍流边界层。电子束出口相对平板前端的距离 L 是可调的。实验变换了 4 种不同长度的平板模型可改变长短,从而使 Re 数值可以根据需要进行调节,更有利于课题的研究。

4 风洞实验的主要结果与讨论

平板以 0° 攻角安置于炮风洞实验段来流核心区的中间, 电子束垂直地射入到边界层中去, 射入位置在中轴线上, 它与平板前沿距离分别为 $x = 280\text{mm}, 355\text{mm}, 430\text{mm}, 505\text{mm}$ 。平板边界层在电子束入射处的流动状态, 参考了文献[1]的热流分布。图 4 对热流率沿轴向位置变化的情况与电子束入射位置做了对比。其中▲是文献[1]测量的 $M_\infty = 7.8, Re_\infty = 3.5 \times 10^7/\text{m}$ 时的热流率数值, 与本实验来流参数相对应, a, b, c, d 的横坐标是本实验电子束入射位置距平板前沿的数值。从该图可以看出, 电子束测量位置对应的壁面附近的流动状态是从开始转捩经过过渡区的湍流区。

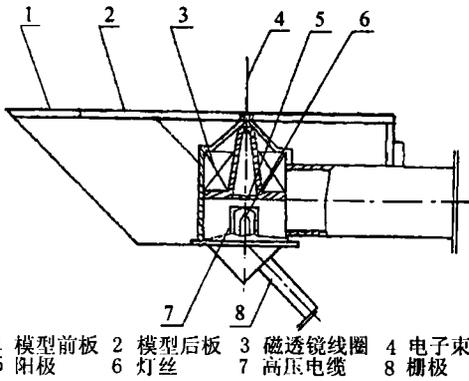


图 3 内部安装电子枪的模型
Fig.3 Test model with an electronic gun inside

作为初次这类型的实验, 我们希望在较宽的剖面范围观测信号, 在剖面上测点离平板的距离分别为 $y = 1.8, 2.9, 4.5, 6.1, 7.7, 9.4, 11\text{mm}$ 。同时, 在电子束从 $x_1 = 280\text{mm}$ 处射入, 还在上游横向加 1mm 的绑线以人为地触发扰动, 绑线贴紧平板, 并用稀胶粘牢不留缝隙。图 5 是风洞前室总压和密度波形, 可以看出电子束测量系统在风洞中的响应时间以及对前室总压的跟随性是很好的。通过测量获得以下主要结果。

图 4 展示了热流率 $q/(W/cm^2)$ 与轴向位置 x/cm 的关系。图中包含三组数据点：□ 代表 $550 \times 380\text{mm}^2$ 面积， $Re = 3.5 \times 10^7$ ；▲ 代表 $680 \times 380\text{mm}^2$ 面积， $Re = 3.5 \times 10^7$ ；○ 代表 $680 \times 380\text{mm}^2$ 面积， $Re = 4.45 \times 10^6$ 。图中还标出了 a, b, c, d 四个位置，分别对应于不同的电子束入射位置。

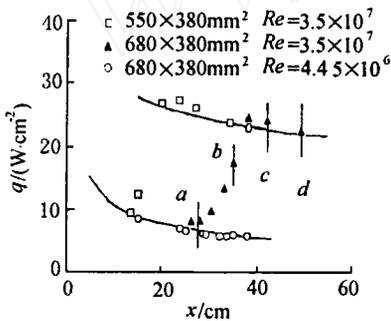


图 4 电子束测点位置与壁面流动状态的关系

Fig.4 Relationship between longitudinal position electronic beam measurement and wall flow state

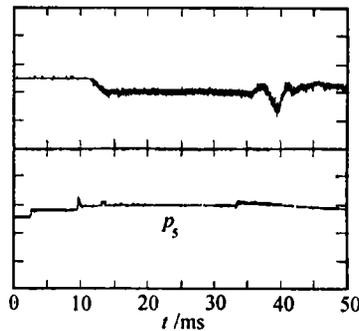


图 5 输出信号与 P_s 曲线的比较

Fig.5 Comparison between output of signal and P_s

4.1 平均密度剖面

典型的平均密度剖面见图 6。在没有触发扰动的绑线的情况下平均剖面是十分相似的。图中符号“□”是 $x_1 = 280\text{mm}$ 时的数据, 在边界层外大体是常数, 在边界层内部呈下降的趋势。符号“○”是电子束位置不变, 前 35mm 有绑线人工地触发扰动得到的数据。以图上看经过这种扰动边界层里层的数据下降得更迅速一些。由于在边界层测点位置

拉得较开,在内层变化的细节尚可进一步研究,但它已明显地表现了高超声速边界层受可压缩强烈影响,这是在高超声速飞行器进气道中应重点考虑的一个问题。

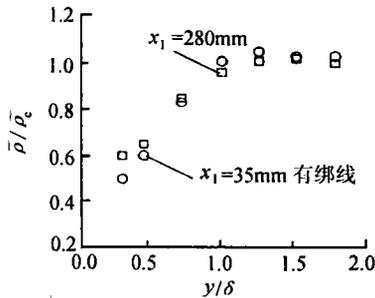


图6 平均密度剖面

Fig.6 Average density section

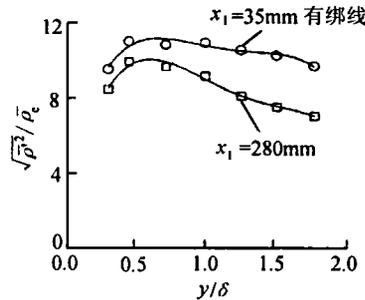


图7 密度脉动剖面的比较

Fig.7 Comparison of density fluctuation section

4.2 密度脉动的均方根分布

典型的密度脉动均方根分布见图7。“□”与“○”符号分别对应 $x_1 = 280\text{mm}$ 无扰动和电子束位置不变在前35mm处有绑线的情况。它们的一个特点是脉动比低速时大得多。对于无干扰情况,即使在过渡区中密度脉动也可到达大约8%~10%的范围,表明Morkovin假设不仅在湍流区和分离区不再成立^[2~5],即使在过渡区也是如此,这是高超声速又一个受压缩性强烈影响的方面。在受绑线干扰的情况密度脉动增加,因为有附加的扰动波的影响。

4.3 功率谱的演变过程

这里在 $y = 6.1\text{mm}$ 时,在无干扰与有干扰两种情况比较了密度脉动功率谱的演变。(1)无干扰时功率谱的纵向演变。图8中的(a)~(d)比较了自然转捩过程中,电子束沿平板前沿四个位置上密脉动功率谱 $P\overline{W}$ 的变化。在开始转捩时在中频段有若干明显的峰,它应该是分立谱的剩余,在过渡区中这些峰衰减,但仍然会有随机出现的波动迭加在上面,到湍流区谱的形状逐步变成饱满的连续谱;(2)有干扰时功率谱的演变。图9中的(a)~(d)比较了绑线位置从后向前移动过程中,在 $x_1 = 280\text{mm}$ 位置上功率谱的演变情况。在绑线相距较近时在50~100kHz范围出现明显的分立谱峰,绑线再前移逐渐趋近于连续谱。以上两种情况呈现了自然转捩和人工加入扰动波时,湍流演化的过程。

4.4 互相关的分布

图10提供了密度相关数值的空间分布,这里对 $x_1 = 280\text{mm}$ 无人工干扰和 $x_1 = 35\text{mm}$ 前有绑线干扰的结果进行比较。从图(a)可以看出,早期转捩区中不同位置信号之间两两相关总的趋势随距离增加而下降,这是湍流脉动场的特征。湍流中间各处的其近处有不同尺度涡的结构,不同位置的涡彼此间的幅值及相位的关系有随机性,所以彼此合拍的那部份信息份量随距离增加而减少,但从图中也可以看出远处的相关也并没有完全下降到0,也就是说上游传播下来的波的残余还有一定的比例。图(b)是在前方加扰动的情况,在边界层外层和边界层以外的地方,在一定范围内相关明显增加,这是上游有附

加扰动的加入,形成了有较大尺度的扰动的结果。

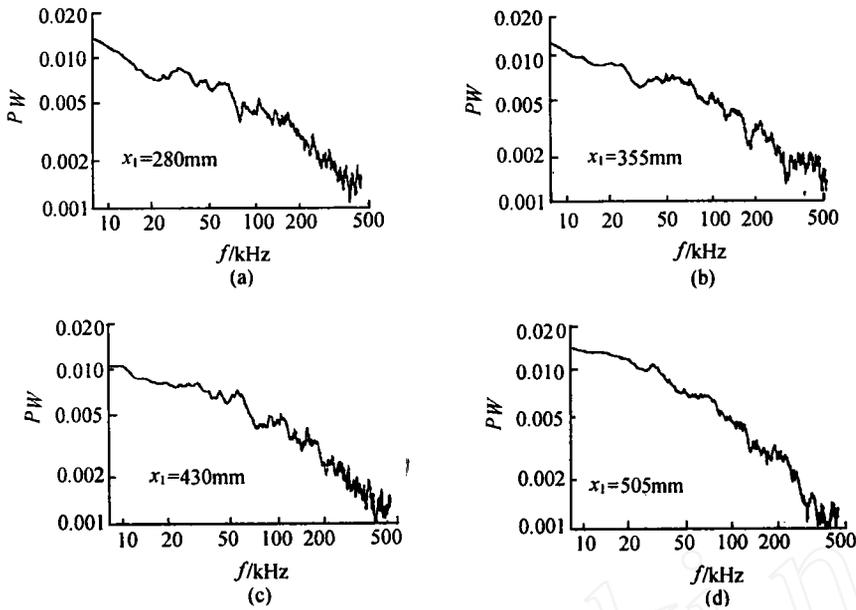


图8 自然转换中脉动谱的演变

Fig.8 Evolution of fluctuation spectrum in natural transition

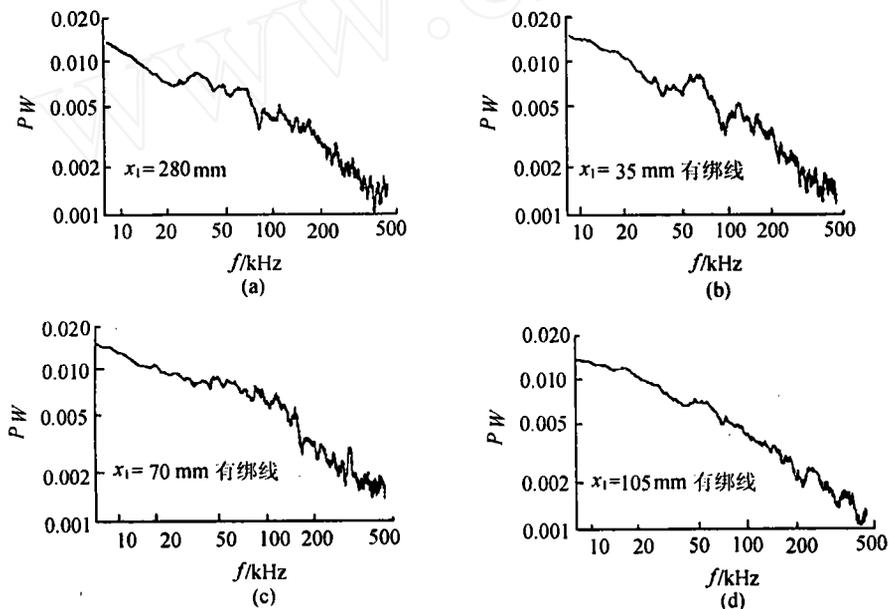


图9 不同触发扰动位置脉动谱的影响

Fig.9 Effect of fluctuation spectrum with respect to different trigger perturbation position

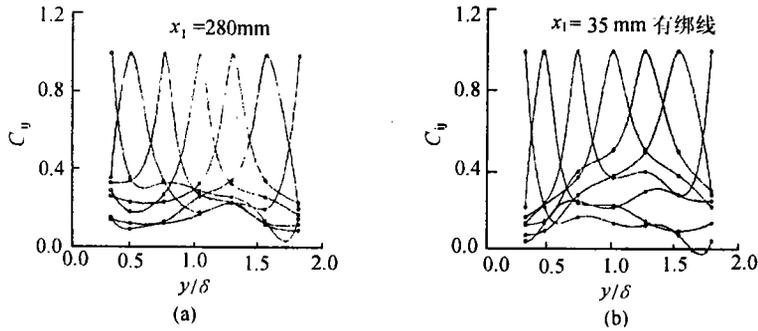


图10 相关曲线的比较

Fig. 10 Comparison of correlation curve

5 结 论

从以上数据可以看出:

(1)高超声速边界层中的扰动现象受可压缩性效应的强烈影响。这种影响包含两个意思,一方面平均密度剖面在边界中有很陡梯度,另一方面密度脉动比见于报道的速度脉动高一个数量级。从这些事实看出,边界层中雷诺应力的梯度项在高超声速与低速相比能够做的简化假定正好相反,把低速湍流模型推广用于高超声速,在理论与实验的结果上看无法保证其适用性。

(2)转换是一个复杂过程,从它终将发展成为湍流的角度看,随机性大大加强,同时又有新的有序性,即相干结构,但是从它是从层流发展而来的角度看,它还有历史上旧的有序性的残余,因为转换来自失稳,线性失稳的 Schlichting 波是完全有序的,它沿剖面的相关应处处为 1。而实际的转换区流态是两者的迭加与耦合,有序和无序现象共同存在。当有人工扰动时生成的大的干扰波使有序成为暂时增加,以后又逐渐转变为连续谱,扰动波在转换区的传播经过一定距离的松弛过程最后湍流化。

致谢:这项工作是国家自然科学基金支持下进行的。同时感谢马家骥同志在领导和主持设备改造过程中对这项工作的大力支持,感谢俞鸿儒、竺乃宜等气动物理开放实验室的领导同志对本项目的支持和关心,感谢王世芬同志提供有价值的参考资料,感谢王杰等同志在风洞设备运行方面的积极配合。

参考文献:

- [1] 王世芬,徐朝仪.高超声速压缩拐角再附峰值热流率.流体力学实验与测量,1997,11(3):23~27.
- [2] LIN Zhen-Bin, HARVEY J K. Experimental study of the hypersonic turbulent boundary layer on a cold slender cone. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 1989, 3(2): 105~111.
- [3] 林贞彬,朱进生,郭大华,等.用于高超声速流场测试的电子束荧光技术.电子测量与仪器学报,1992,2(4):1~5.
- [4] 林贞彬,朱进生,郭大华.电子束荧光技术用于测量高超声速飞行器流场密度.气动实验与测量控制,1993,7(4):44~48.
- [5] 林贞彬,朱进生,郭大华,等.圆柱突起物前分离区中湍流密度场的实验研究.第四届全国湍流与流动稳定性学术会议论文集,1994,南京.