2015年1月	推进技术	Jan. 2015
第36卷 第1期	JOURNAL OF PROPULSION TECHNOLOGY	Vol.36 No.1

分布式非预混火焰传递函数的实验研究*

景李玥1,姚兆普2,王 辽3,朱 民1

(1. 清华大学 热能工程系/热科学与动力工程教育部重点实验室,北京 100084;
2. 北京控制工程研究所,北京 100190;
3. 北京动力机械研究所 高超声速冲压发动机技术重点实验室,北京 100074)

摘 要:非预混燃烧是动力设备和推进系统中常见的燃烧组织形式。为了理解非预混火焰的动力学特性、预测和控制其振荡燃烧现象,有必要获得其火焰传递函数。本文通过实验测量对分布式非预混火焰的传递函数进行了研究,实验对象为甲烷空气同心射流火焰。实验中使用双麦克风技术测量燃烧室出口速度脉动,作为传递函数的输入量;使用CH基自发荧光测量燃烧过程的放热率脉动,作为传递函数的输出量。搭建了卡塞格林光学测量系统,以提升放热率测量的空间分辨率,实现单点测量,进而得到一维分布式火焰传递函数。结果表明,在频域内,实验中测得的传递函数的幅值沿火焰轴向存在两个峰值,在幅值的峰谷处相位角有180°翻转,这是热斑以对流速度向下游传播,跨越火焰面时所造成的。
 关键词:燃烧振荡;非预混火焰不稳定性;分布式火焰传递函数;卡塞格林光学测量系统
 中图分类号: V231.3 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2015) 01-0001-08 DOI: 10.13675/j. cnki. tjjs. 2015. 01. 001

Experimental Investigation of Distributed Flame Transfer Function for Non-Premixed Flame

JING Li-yue¹, YAO Zhao-pu², WANG Liao³, ZHU Min¹

 Key Laboratory for Thermal Science and Power Engineering/Department of Thermal Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China;
 Beijing Institute of Control Engineering, Beijing 100190, China;

3. Science and Technology on Scramjet Laboratory, Beijing Power Machinery Institute, Beijing 100074, China)

Abstract: Combustors with non-premixed flames are widely used in propulsion and power systems. To predict and control the combustion oscillation, it is crucial to understand the flame dynamics, which can be described by the flame transfer function. The one-dimensional distributed flame transfer function for a methane-air coflow non-premixed flame was investigated experimentally. The two-microphone technique and CH^{*} chemiluminescence intensity measurement were used to determine the inlet-velocity perturbation and heat release oscillation, which are the input and output to the flame transfer function. A Cassegrain optical system was used to improve the spatial resolution so that the local, temporal intensity of chemiluminescence can be measured, therefore the one-dimensional distributed flame transfer function. The results show that in the frequency domain, the amplitude of the distributed flame transfer function has two peaks, and the angle of the distributed flame transfer function has a nearly π shift through between two peaks. This is caused by the hot spots propagating downstream across the flame surface.

Key words: Combustion oscillation; Instability of non-premixed flame; The distributed flame transfer function; Cassegrain optical system

基金项目:国家自然科学基金 (51376107);高超声速冲压发动机技术重点实验室基金 (L13178)。

^{*} 收稿日期: 2013-12-16; 修订日期: 2014-03-12。

作者简介:景李玥(1989-),男,博士生,研究领域为非预混火焰燃烧不稳定。E-mail:jingliyue@126.com

1 引 言

动力和推进系统中,燃烧过程与声场相互作用 引发燃烧振荡现象,会对设备造成很大的安全隐 患。这一相互作用过程可以看作两个过程的相互耦 合,一是燃烧放热率脉动作为声源产生燃烧噪音,二 是流场脉动改变了燃烧动力学过程,引发燃烧振 荡。对于后者,通常通过火焰传递函数表征燃烧系 统对于外界扰动的响应,可写为

$$G_{\rm F} = \frac{\hat{q}(f, A, x, \cdots)}{\hat{u}_0(f, A, \cdots)} \tag{1}$$

式中 *q* 与 *û*₀ 分别为频域内的放热率脉动和燃烧 室入口气流速度脉动信号。其中放热率脉动 *q* 与频 率 *f*,幅值 *A*,空间位置 *x* 等多个参数相关。获得系 统的火焰传递函数,对于理解燃烧动力学特性、预测 和控制其振荡燃烧现象有着十分重要的意义。火焰 传递函数的测量关键在于放热率脉动和燃烧室入口 气流速度脉动的同步测量。对于燃烧放热率的测 量,光学手段渐成主流,其基本原理是利用自由基能 级跃迁所发出的光强度表征燃烧的放热率,常用的 有自发荧光和激光诱导荧光。这些手段在放热率的 测量方面都已得到广泛应用^[1~3]。在理论分析方面, 文献[4,5]在忽略分子输运、湍流以及系统自身的绝 对不稳定属性下对于气相的非预混火焰分布式火焰 传递函数进行了数学建模。

对于非预混火焰,通过实验获得系统的传递函 数的主要挑战,一是不稳定机理较为复杂,二是传递 函数具有分布式特性。非预混火焰由于流动所具有 的动力学不稳定会使系统以一定较低的内在频率发 生自激振荡(绝对不稳定),从而对外界的响应不敏 感^[6]。只有当将非预混火焰置于对流不稳定的状态 之时系统对于外界的扰动才能有较为敏感的响应, 从而进行燃烧振荡的研究,进而获得火焰传递函 数。如果是液体燃料的燃烧,还需考虑液滴蒸发所 引起的燃烧不稳定现象[7~9]。在实际非预混燃烧的 过程中,往往是多种不稳定机理相互耦合。与预混 火焰的传递函数的集总特性不同^[10],非预混火焰的 放热率脉动与空间坐标有关,传递函数具有明显的 分布式特性。这是由这两种燃烧组织方式的不同所 决定的。所以要在实验中获得分布式火焰传递函 数,需要对火焰不同位置的放热率信号进行采集。 Wang 等^[11]通过实验发现增大空气流量可以有效抑制 系统的绝对不稳定现象。Juniper^[12]对于处于绝对不 稳定状态下的非预混火焰进行了扰动实验,发现当 外加频率接近系统自激振荡频率且扰动幅值与系统 均值相当时才能将外界的扰动加到非预混火焰的之 上。Tyagi等^[13,14]忽略系统自身的绝对不稳定性,采 用博克舒曼火焰假设进行建模,对于非预混火焰的 低通特性可以有较好的描述。

本文对甲烷空气非预混射流火焰系统的分布式 火焰传递函数进行实验研究。由以上分析可知,一 方面需要消除系统自身气动力学不稳定的影响,另 一方面需要实现定点放热率脉动信号的实时测量。 本文首先对于系统绝对不稳定和对流不稳定状态及 之间的转换进行了实验研究。随后对于处在对流不 稳定状态下的非预混火焰进行分布式火焰传递函数 的测量。基于卡塞格林光学望测量系统^[15],实现对 定点放热率时域信号的实时测量,进而获得系统的 分布式火焰传递函数。对于层流非预混火焰的研究 有助于我们检验实验方法的可行性,为进一步研究 冲压发动机或者燃气轮机的燃烧室中的复杂湍流燃 烧打下基础。

2 理论模型

文献[4,5]对于气相非预混火焰的分布式传递 函数进行了数学建模,在忽略分子输运、湍流输运、 雷诺应力的前提下,从二维质量守恒、动量守恒和能 量守恒方程组出发,得出一维分布式火焰传递函数 的通用表达式

$$DaG_{\rm F} = \bar{\rho}^{*} \bar{u}^{*} J_{1} \frac{{\rm d}G_{T}}{{\rm d}x^{*}} + \frac{\bar{\rho}^{*} \bar{u}^{*} J_{1}}{\gamma a^{*2} - \bar{T}^{*}} \frac{{\rm d}\bar{T}^{*}}{{\rm d}x^{*}} G_{T} + iSt \left(\frac{\bar{\rho}^{*} \bar{T}^{*} (1 - \gamma J_{1})}{\gamma (\gamma a^{*2} - \bar{T}^{*})} + \frac{\bar{\rho}^{*}}{\gamma} \right) G_{T} + \bar{\rho}^{*} J_{1} \frac{{\rm d}\bar{T}^{*}}{{\rm d}x^{*}} G_{u}$$

$$(2)$$

式中*表示无量纲参量, $G_{\rm F}$, G_{r} , G_{u} 分别为火焰 传递函数(定义见公式(1))、温度脉动传递函数和速 度脉动传递函数。 $St = 2\pi f L_0/u_a$,是使用燃烧室入口 半宽 L_0 和空气流速 u_a 无量纲化所得的频率, J_1 为与 燃烧室有关的形状因子。在低马赫数的条件下燃烧 室入口的速度脉动会瞬间充满整个计算区域,由此 可得 $G_u(St,x^*)=1$ 。

在无限快化学反应假定和 Le=1的前提下,二维 非预混射流火焰可以使用无量纲的混合分数的输运 方程来描述

$$\frac{\partial Z}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial Z}{\partial x^*} = \frac{1}{Pe} \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 Z}{\partial y^{*2}} \right)$$
(3)

对于给定的边界条件,方程(3)的格林函数可以 表示为

$$S_{z}(x^{*}, y^{*}, t^{*}) = \frac{Pe}{4\pi t^{*}} \left\{ \exp \left[\frac{Pe(x^{*} - u^{*}t)^{2}}{4t^{*}} + \frac{Pey^{*2}}{4t^{*}} \right] \right\}$$
(4)

格林函数可以看作是系统在 δ 函数激励下的 解,从而可以表征混合分数Z对于外界扰动的响 应。根据博克舒曼火焰假设可以由混合分数Z求得 温度场T,从而获得温度传递函数 G_r (公式(5)),进 一步由公式(2)计算得到分布式火焰传递函数 G_F 。 关于理论模型的具体细节可以参见作者之前的工作⁽⁴⁾, 计算所得的分布式非预混火焰传递函数的幅值沿轴 向呈双峰分布,相位角在幅值的峰谷处发生大小近 似为 π 的突变,如图1所示。



Fig. 1 Magnitude and phase of the distributed flame transfer function $G_{\rm F}$ with Pe = 15 $_{\odot}$

3 实验和测量系统

实验的对象为甲烷空气同心射流非预混火焰。 燃料路内径 4.5mm,外径 6.84mm,流量计的测量范 围是 0~1L/min(标准升/分钟)。空气路的内径为 44mm,流量计测量范围为 0~50L/min。实验中所有 长度变量均用空气路半径 R_a 进行无量纲化。扰动 信号加在空气路上,频率范围为 20~80Hz,在实验 中用燃烧器出口空气速度脉动与速度均值之比 ($A = |\hat{u}_0|/\bar{u}_0$)来表示扰动信号的幅值。整个实验系 统如图 2 所示。

在理论建模过程中,需先计算出温度传递函数 G_r ,再计算得到火焰传递函数 G_F 。在实验过程中, 通过自由基自发荧光效应表征燃烧放热率,按照公 式(1)的定义直接测量火焰传递函数 G_F 。要在实验 中测得分布式非预混火焰的传递函数,一方面需要 提升放热率测量的空间分辨率,使其达到单点测量 的效果;另一方面,需要实现放热率脉动信号和燃 烧器出口气流速度脉动信号的同步采集。在实验 中,使用双麦克风技术测得燃烧器出口空气速度脉 动的时域信号,可以取得较好的精度。在测量放热 率方面,搭建如图3所示的卡塞格林光学测量系 统。卡塞格林光学望远镜是由两块反射镜组成的 一种反射望远镜,具有很好的放大效果。实验中, 卡塞格林光学系统可以收集直径为3mm的球体内 的光学信号,然后将特征光谱信号转换成电信号加 以采集。而收集到采样区域之外的光学信号比采 样区域内的低2个数量级[15],从而实现放热率的定 点测量。将光学系统放置在步进电机控制的坐标 架上,可以沿轴向对火焰进行扫描,获得给定位置 的放热率信号。实验实现麦克风信号和光学信号 的同步测量,通过傅里叶变换得到系统的分布式火 焰传递函数。图4和图5分别展示使用卡塞格林光 学系统测量汞灯光谱与火焰光谱所得结果,并与直 接使用光纤测量所得结果进行了对比。结果显示, 卡塞格林光学系统可以捕捉火焰光谱中 OH*(310nm) 和 CH*(430nm) 所对应的光信号,满足实验要求。在 针对非预混火焰的实验研究中,测量CH*(430nm)自 发荧光所对应的光信号来表征燃烧过程的放热 率。同时使用纹影和高速摄影等实验手段对火焰 的动态特性进行研究。



Fig. 2 Schematic diagram of the experimental system

在对非预混火焰的燃烧振荡现象进行研究之前,有必要关注非预混火焰的绝对不稳定发生的条件及其抑制方法。图6展示了在不加扰动的情况下,相同燃料雷诺数(*Re*_r=110),不同空气雷诺数的火焰纹影图。可以明显的观测到,在空气流速和雷诺



Fig. 3 Schematic diagram of the Cassegrain optical system

数较低的情况下,非预混火焰系统会以特定的频率 (本实验中对应的频率为12.5Hz)发生振荡(flickering),产生绝对不稳定现象,此时火焰对外界扰动不 敏感。随着空气流速的增加,这种不稳定现象逐步 得到抑制,火焰振荡的区域从火焰底部逐渐向下游 移动。当空气的流速和雷诺数增加到一定值时,这 种不稳定现象完全消失,此时系统处于对流不稳定 状态,对外界扰动较为敏感。图7显示绝对不稳定现 象消失时的临界出口空气雷诺数和燃料雷诺数近似 成线性关系,这与Wang^[11]的结果是一致的。



Fig. 4 Spectrum of mercury lamp



Fig. 5 Spectrum of flame



Fig. 6 Schlieren photographs of flames at different Reynolds number of the coflow air *Re*_a

重力作用下的射流非预混火焰通常会在火焰面 内外两侧形成两种不同尺度的涡结构。小尺度涡在火 焰面内侧,由燃料射流的剪切作用形成。大尺度的涡 在火焰面外侧,这些涡在浮生力作用下向下游传播 并引起火焰膨胀,从而造成火焰的自激振荡^[16~18]。 本文进行的实验研究中燃料雷诺数较小,小尺度涡 的作用并不明显,在绝对不稳定现象中起主导作用 的是火焰面外侧的大尺度涡。增大空气流速可以 将这些涡推举出火焰范围之内,从而抑制自激振 荡,使系统逐步趋于稳定,此时火焰处于对流不稳定 状态,对外界扰动敏感,可以进行燃烧振荡的研究。 本文的目的在于研究非预混火焰的燃烧振荡进而获 得其火焰传递函数,实验中须抑制其自身的绝对不 稳定现象,所以工况点须选在图7所示的直线上方。

4 实验结果与分析

实验的研究对象为甲烷空气射流非预混火焰。空 气雷诺数 $Re_a = 670$,燃料雷诺数 $Re_f = 110$ (对应的出 口空气流速 $v_a = 0.205$ m/s,燃料流速为 $v_f = 0.400$ m/s) 的火焰形态如图 8(b)所示。火焰高度为75mm,火焰 根部有 15mm 左右的预混区,火焰宽度约为 10mm。 本文采用的卡塞格林光学系统可以收集直径为 3mm 的球体内的光学信号,严格意义上讲所采集的信息 仍是采集区域内的集总信息,但对于本文的研究对 象来说这一采集区域已经足可以表征其单点信息。 理论模型所解得的稳态火焰的火焰面和温度场如图 8(a),(d)所示,与实验拍摄的火焰形态(图 8(b))和 纹影图像(图 8(c))对比来看,理论模型对于稳态火 焰的描述是比较准确的,尤其是对于火焰高度等重 要参数的预测是精准的。



Fig. 7 Relationship between the critical Reynolds number of coflow air Re_a and that of the fuel flow Re_f



Fig. 8 Comparisons of steady flame results between theoretical model (M) and experiment (E)

针对图8所示的火焰,施加不同频率的扰动信

号,进而测得分布式火焰传递函数。图9是使用卡塞 格林光学测量系统测得的不同频率下,一维轴向分 布式火焰传递函数。从图中可以看出,分布式火焰 传递函数在燃烧器出口附近幅值较小,在下游幅值 呈现双峰分布的趋势;相位角近似线性的变化,但是 在两峰之间的峰谷位置,相位角呈现出近似π的相 位翻转,这与理论模型给出的预测趋势是相符的(图 1)。针对其中扰动频率为30Hz的工况,图10给出了 峰谷位置附近的火焰放热率脉动信号的频谱和时域 信号。从中可以看出,在峰谷处(*x*/*R*_a=2.32)信号 成分比较复杂,2倍频信号(60Hz)强于主频信号 (30Hz),燃烧振荡中的非线性现象比较明显。但无 论是主频信号还是倍频信号,在峰谷处的信号强度 都远小于两峰处的信号强度。



Fig. 9 One-dimensional distributed flame transfer function of non-premixed flame

火焰传递函数有助于我们理解燃烧的动态特 性。实验中使用纹影和高速摄影技术,对火焰的动 态响应进行了研究。图11(b),(c)为在外加扰动频 率为30Hz的情况下,非预混火焰在一个周期内不同 相位角下的火焰形态和密度场。从图中可以看出, 火焰面有明显的周期性撕裂,密度脉动以一定频率 生成,二者的频率均与外加扰动信号的频率相同; 撕裂的部分和密度脉动以对流速度向下游传播;在 火焰撕裂的位置,分布式火焰传递函数的相位发生 π翻转(图11(e))。图11(a),(d)展示了理论模型 计算所得的结果,从图中可以看出火焰面的周期性 撕裂、温度脉动的产生和传播以及相应的分布式 火焰传递函数的相位翻转,这与实验所得的结果 是一致的。

对于非预混的燃烧系统,产生低频燃烧振荡的 一个机理是热斑(温度脉动)通过燃烧室下游收缩面







Fig. 11 Comparisons of results between theoretical model (M) and experiment (E), the flame is under a 30Hz external stimulation

时诱发压力脉动,从而造成不均匀的密度脉动^[19]。

$$T'/T = s'/c_p + (\gamma - 1)(p'/\gamma p)$$
(6)

传递函数相位角的翻转正是由于热斑的传播发展所造成的。在火焰传递函数 G_F 的计算式(公式(2))中,温度传递函数 G_T 贡献最大。由公式(5)可知, G_T 的性质取决于温度场对于混合分数脉动的动态响应。由博客舒曼火焰的假设可知,在富燃区(混合分数的值大于化学当量比下的值)和贫燃区温度场对于混合分数脉动的响应正好相反。外加扰动信号的作用使得火焰发生撕裂,在空间出现两个火焰面,这与传递函数幅值的双峰分布相一致。而在撕裂位置,气流由富燃区进入贫燃区,跨越火焰面的时候温度传递函数 G_F 。这与文献[4]的结论是吻合的。

5 结 论

本文通过实验的手段对甲烷空气非预混射流火 焰的分布式火焰传递函数进行了研究。在对流不稳 定状态下,通过搭建卡塞格林光学测量系统,测得了 非预混火焰的分布式火焰传递函数,并将理论模型 计算所得的结果和实验进行了对比。通过研究得出 以下结论:

(1)空气路流速较低的情况下射流非预混火焰 自身具有气动力学不稳定,此不稳定性消失的临界 空气雷诺数和燃料雷诺数近似成线性关系。

(2) 在对流不稳定状态下(本实验的工况为空 气雷诺数 Re_a=670,燃料雷诺数 Re_f=110),非预混 火焰的分布式火焰传递函数的幅值沿火焰轴向具有 双峰分布的特性,相位角在峰谷处出现 π 翻转。

(3)传递函数的性质与非预混火焰热斑的生成
 和演化有关。热斑以对流速度向下游传播,在跨越
 火焰面时引起传递函数相位角的 π 翻转。

(4)理论模型计算所得的结果与实验结果相比,二者在趋势上符合得很好,由此可见分布式火焰传递函数的一般理论是可靠的。但在一些具体细节方面,例如相位翻转在火焰轴向的具体位置,理论模型的预测与实验结果还有一些偏差,有待进一步研究。

非预混火焰分布式火焰传递函数的测量为预测 和控制非预混燃烧的不稳定性打下了基础。同时, 理论分析对于理想火焰的动力学特性的预测取得了 很好的效果,可进一步考虑利用分布式火焰传递函 数的一般理论,对复杂非预混燃烧系统进行建模分 析和动力学特性预测。

致 谢:感谢中国科技大学的姜婕好博士和姜羲教授在 论文撰写中给予帮助。

参考文献

- Balachandran R, Ayoola B O, Kaminski C F, et al. Experimental Investigation of the Nonlinear Response of Turbulent Premixed Flames to Imposed Inlet Velocity Oscillations[J]. Combustion and Flame, 2005, 143 (1-2): 37-55.
- [2] Ducruix S, Durox D, Candel S. Theoretical and Experimental Determinations of the Transfer Function of a Laminar Premixed Flame[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2000, 28 (1): 765-773.
- [3] Varoquie B, Legier J P, Lacas F, et al. Experimental Analysis and Large Eddy Simulation to Determine the Response of Non-premixed Flames Submitted to Acoustic Forcing[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2002, 29 (Part 2): 1965-1970.
- [4] Zhaopu Yao, Min Zhu. A Distributed Transfer Function for Non-Premixed Combustion Oscillations[J]. Combustion Science and Technology, 2012, 184(6): 767-790.
- [5] 姚兆普,朱 民. 非预混火焰热斑产生和演化的理论 计算[J]. 推进技术, 2012, 33(4): 530-535(YAO Zhao-pu, ZHU Min. Analytical Calculation of Generation and Evolution of Hot Spots in Non-Premixed Flames
 [J]. Journal of Propulsion Technology, 2012, 33(4): 530-535.)
- [6] Huerre P, Monkewitz P A. Local and Global Instabilities in Spatially Developing Flows[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 1990, 22: 473-537.
- [7] Tong A Y, Sirignano W A. Oscillatory Vaporization of Fuel Droplets in an Unstable Combustor[J]. Journal of Propulsion and Power, 1989, 5 (3): 257-261.
- [8] Greenberg J B, Katoshevski D. The Influence of Droplet Grouping on a Burke- Schumann Spray Diffusion Flame in an Oscillating Flow Field [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33 (Part 2): 2055-2062.
- [9] Greenberg J B, Katoshevski D. Spray Flame Dynamics with Oscillating Flow and Droplet Grouping[J]. Combustion Theory and Modelling, 2012, 16 (2): 321-340.
- [10] Kim K T, Lee J G, Quay B D, et al. Spatially Distribut-

ed Flame Transfer Functions for Predicting Combustion Dynamics in Lean Premixed Gas Turbine Combustors [J]. *Combustion and Flame*, 2010, 157 (9): 1718-1730.

- [11] Wang Q, Darabkhani H G, Chen L, et al. Vortex Dynamics and Structures of Methane/Air Jet Diffusion Flames with Air Coflow [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2012, 37: 84-90.
- [12] Juniper M P, Li L, Nichols J W. Forcing of Self-excited Round Jet Diffusion Flames [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2009, 32: 1191-1198.
- [13] Tyagi M, Jamadar N, Chakravarthy S R. Oscillatory Response of an Idealized Two- dimensional Diffusion Flame: Analytical and Numerical Study[J]. Combustion and Flame, 2007, 149 (3): 271-285.
- [14] Tyagi M, Chakravarthy S R, Sujith R I. Unsteady Combustion Response of a Ducted Non-premixed Flame and Acoustic Coupling [J]. Combustion Theory and Modelling, 2007, 11(2): 205-226.

- [15] Hardalupas Y, Orain M. Local Measurements of the Time-Dependent Heat Release Rate and Equivalence Ratio Using Chemiluminescent Emission From a Flame
 [J]. Combustion and Flame, 2004, 139 (3): 188-207.
- [16] Katta V R, Goss L P, Roquemore W M. Numerical Investigations of Transitional H₂/N₂ Jet Diffusion Flames
 [J]. AIAA Journal, 1994, 32 (1): 84-94.
- [17] Goss L P, Katta V R, Roquemore W M. Simulation of Vortical Structures in a Jet Diffusion Flame[J]. International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow, 1994, 4 (5): 413-424.
- [18] Arai M, Sato H, Amagai K. Gravity Effects on Stability and Flickering Motion of Diffusion Flames [J]. Combustion and Flame, 1999, 118 (1): 293-300.
- [19] Cumpsty N A, Marble F E. The Interaction of Entropy Fluctuations with Turbine Blade Rows; a Mechanism of Turbojet Engine Noise[J]. Proceedings of the Royal Society of London, A, Mathematical and Physical Sciences, 1977, 357(1690): 323-344.

(编辑:史亚红)