

中国科技论文统计用刊
中文核心期刊

ISSN 1672-9897
CODEN SLLHAD

实验
流体
力学

实验流体力学

JOURNAL OF EXPERIMENTS IN FLUID MECHANICS

第38卷 第5期 Vol.38 No.5

二〇二四年

第三十八卷

第五期

2024.5

中国空气动力学会

目次

• 综述 •

纳米流体燃料性能调控研究进展 高毅, 徐星星, 赵子龙, 周帅, 刘佩进, 教文 (1)

• 基础研究与应用 •

双垂直楔交叉激波与转捩边界层干扰 易森荣, 张若凌, 岳茂雄, 李莉, 任虎, 赵慧勇 (17)

机翼翼尖涡与平尾翼尖涡的相互作用研究 张泽宇, 李栋, 周金鑫, 梁勇, 耿子海 (29)

基于闪光红外热波探测的积冰界线识别算法研究 勾一, 李清英, 刘森云 (37)

内外流耦合作用下柔性立管振动响应特性研究 高岳, 朱红钧, 胡洁, 许兵 (44)

• 实验设备与方法 •

压力振荡管内波系运动行为的可视化实验研究 郭江涛, 周一卉, 胡大鹏, 刘志军, 黄兆锋, 高凤 (54)

基于视觉反馈的双光程纹影部件位置控制研究 方必红, 李明, 黄丹平 (65)

Sivells方法在高马赫数低总压喷管设计中的适用性分析
..... 李震乾, 石义雷, 梁杰, 陈爱国, 皮兴才, 龙正义, 杨彦广 (72)

4.5 m × 3.5 m 低速风洞动导数试验技术研究 陈昊, 卜忱, 谭浩, 牟伟强, 王延灵, 沈彦杰, 冯帅 (81)

• 测量技术 •

薄膜热流计与原子层热电堆热流传感器的激波风洞试验对比 陈苏宁, 刘济春, 杨凯, 朱涛, 朱新新, 王辉 (90)

升力体外形高超声速边界层转捩红外测量实验 陈久芬, 徐洋, 蒋万秋, 凌岗, 段茂昌, 张毅锋 (98)

基于总温探针的高精度总焓测量方法优化研究 朱新新, 隆永胜, 赵顺洪, 杨远剑, 李泽禹, 赵文峰 (107)

执行编辑 孙春晖 英文审核 胡华雨

纳米流体燃料性能调控研究进展

高毅¹, 徐星星², 赵子龙¹, 周帅¹, 刘佩进¹, 敖文^{1,*}

1. 西北工业大学 固体推进全国重点实验室, 西安 710072 2. 湖北航天化学技术研究所, 襄阳 441003

摘要: 纳米流体燃料是将纳米颗粒添加至液体燃料中形成的一种悬浮液, 具有能量密度高、点火延迟时间短等优点, 具有改善燃料燃烧特性的潜力。为探寻更为有效的纳米流体燃料性能调控方法, 本文回顾了近年来国内外纳米流体燃料性能调控的研究进展, 主要介绍了纳米流体的稳定性能、流变性能、蒸发性能、点火性能和燃烧性能调控的研究成果, 分析了各种物理和化学调节方法及其基本原理。添加表面活性剂和金属包覆改性是改善纳米流体燃料稳定性能和流变性能的主要方法; 点火性能和燃烧性能的调控主要基于提高燃料液滴热传导和热辐射吸收能力、促进金属颗粒自身释热等途径, 主要包括添加纳米金属颗粒、纳米金属氧化物及新型亚稳态分子间复合物等。纳米流体燃料的下一步研究应重点围绕拓宽纳米流体燃料界限、探索新型表面活性剂、建立纳米流体燃料点火燃烧理论体系等方面展开。

关键词: 纳米流体燃料; 稳定性能; 性能调控; 点火; 燃烧; 表面活性剂; 综述

中图分类号: V231.1; V231.2

文献标识码: A

Research progress of improving nanofluid fuel performance

GAO Yi¹, XU Xingxing², ZHAO Zilong¹, ZHOU Shuai¹, LIU Peijin¹, AO Wen^{1,*}

1. National Key Laboratory of Solid Rocket Propulsion,

Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China

2. Hubei Institute of Aerospace Chemotechnology, Xiangyang 441003, China

Abstract: Nanofluid fuel is a kind of suspension liquid, which is made by adding nanoparticles into the liquid fuel. It has advantages of high energy density and shorter ignition delay, and thus shows the potential of improving the burning characteristics of the fuels. To further improve the performance of nanofluid fuels and explore more effective performance control methods, the progress of research on nanofluid fuels in recent years at home and abroad is briefly reviewed in this work. Researches on the improvement of the stability performance, rheological performance, evaporation performance, ignition performance and combustion performance of nanofluid fuels are introduced, and the corresponding tailoring methods and mechanisms are analyzed. Adding surfactant and surface coating are effective methods to improve the stability of nanoparticles in the fuel. The methods of regulating ignition and combustion performance are based on improving the heat conduction and absorption capacity of droplets and promoting the heat release of metal particles, which mainly include nano-metal particles, nano-metal oxides, and new metastable intermixed composites. The existing problems in current research are summarized. More importantly, it is pointed out that the future study of nanofluid fuels should focus on broadening the boundary of the fuel, exploring new surfactants, and establishing the theoretical framework of ignition and combustion.

Keywords: nanofluid fuel; stability; performance improvement; ignition; combustion; surfactant; review

收稿日期: 2022-11-01; 修回日期: 2023-02-06; 录用日期: 2023-02-27

基金项目: 国防科技重点实验室稳定支持课题(××××1002)

* 通信作者 E-mail: aw@nwpu.edu.cn

引用格式: 高毅, 徐星星, 赵子龙, 等. 纳米流体燃料性能调控研究进展 [J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 1-16.

GAO Y, XU X X, ZHAO Z L, et al. Research progress of improving nanofluid fuel performance[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 1-16.

0 引言

随着推进技术不断发展,常规燃料的能量密度已经成为当前液体推进系统的主要限制因素。未来的燃烧和推进系统迫切需要更高能量密度的燃料,传统燃料和新型合成燃料的能量密度亟待提高^[1]。

目前,化学合成的高能量密度燃料包括 JP-10 燃料(挂式四氢双环戊二烯)、RP-3 燃料等。通过化学合成方式增大燃料能量密度,会导致燃料低温特性不佳,存在一定局限性。利用纳米材料的特性,将纳米颗粒(尤其是纳米金属颗粒)添加至碳氢燃料中形成混合燃料^[2],可以提高燃料能量密度,满足推进系统对高能燃料的需求^[3]。

纳米流体燃料能量密度可采用比冲或密度比冲表征。加入纳米金属颗粒后,燃料理论比冲降低,但燃料密度增大,密度比冲提高,推进性能提升;同时,燃料耗氧量减少,飞行器可以载运更多燃料或增强高空环境工作能力^[4]。除提高燃料能量密度外,加入纳米金属颗粒还能缩短点火延迟时间^[5]、提高燃烧热量^[6]、减少污染物排放^[7]、提升燃烧速率^[8]等。因此,纳米流体燃料具有通过改变基底燃料物理和化学性质来改善燃烧特性的潜力^[9],在火箭发动机、喷气式发动机等领域应用前景广泛。

本文对近年来纳米流体燃料性能调控研究进展进行回顾与综述,为相关领域研究者提供参考。

1 纳米流体燃料分类

纳米科技不断进步,在液体燃料中添加各种纳米颗粒的应用研究不断取得新的进展。纳米颗粒添加剂体积小但功能强大,不仅可作为润滑剂^[10],还可作为催化剂或燃料^[2, 11]。很大程度上,纳米流体燃料的物理和化学性质取决于加入的纳米颗粒种类。目前广泛使用的纳米颗粒有铝、铁、镁、硼、钴、氧化铈、氧化铜和碳纳米管等多种材料。其中,纳米铝颗粒具有高比表面积和高反应活性^[12-13],可有效改善液体燃料点火特性并增加体系能量,应用最为广泛。另外,某些纳米流体燃料中还会加入表面活性剂来提高稳定性。因此,纳米流体燃料可以从基液、纳米颗粒及表面活性剂等 3 个角度进行分类,较为常见的是根据基液进行分类,如表 1 所示。可以看到,目前常用的纳米流体燃料多以煤油、乙醇和 JP-10 作为基液,以纳米金属氧化物(如纳米氧化铝)作为纳

米颗粒添加剂。一般而言,煤油基纳米流体燃料需添加表面活性剂,而乙醇基纳米流体燃料则无需添加(乙醇本身就是一种极性和亲水性液体,表面有亲水性氧化物的纳米颗粒能够在乙醇中保持很好的悬浮性^[14-15])。除纳米铝及其氧化物外,研究者也在不断探索其他纳米颗粒对燃料性能的调控作用。

Guerieri 等^[16]制备了 CuO/NC、KIO₄/NC 和 MgO/NC 等硝酸纤维素复合中粒子(Meso-Particles, MPs),发现它们在煤油中的分散性得到明显改善;以硝酸纤维素将纳米铝和纳米金属氧化物颗粒组合为中粒子^[17],并以表面活性剂 TOPO(三正辛基氧化膦)改善中粒子在煤油中的悬浮效果,发现纳米金属和金属氧化物可以产生协同作用,且 MPs 的组成十分灵活。Mei 等^[18]观察了加入 CeO₂、Co₃O₄ 纳米颗粒的正十四烷的蒸发特性。Chen 等^[19]测量了 AP(高氯酸铵)包覆纳米铝颗粒对 JP-10 点火和燃烧的影响。此外,将含碳纳米颗粒分散于液体碳氢燃料中,也能得到稳定的纳米流体燃料,且能对其性能进行调控,如 Gan 等^[20]研究了多壁碳纳米管(MWCNTs)、单壁碳纳米管(SWCNTs)及碳纳米颗粒(CNPs)对乙醇辐射性能的影响。

2 纳米流体燃料的关键性能

纳米流体燃料是一种典型的固液混合物,兼具高能量密度和液体流动特性。开展纳米流体燃料关键性能研究是了解其复杂反应机理的必要环节。

图 1 归纳了研究者着重研究的纳米流体燃料若干关键性能。纳米流体燃料关键性能主要包括物理性能和化学性能。在物理性能方面,纳米流体燃料的稳定性决定了燃料的储存能力,纳米颗粒团聚沉降会阻碍燃料蒸发,也不利于储存;纳米流体燃料的流变性能(密度、黏度和表面张力等)决定了燃料输运状况,如纳米颗粒质量分数过大,会导致燃料黏度增大,有堵塞喷嘴的风险;纳米流体燃料以喷雾液滴形式进入燃烧室,蒸发过程复杂,其蒸发性能对燃烧过程十分重要(液滴蒸发速率是高效燃烧系统设计的关键指标);在燃料中加入纳米金属颗粒,还可以提高燃料能量密度,改善燃料能量特性。

纳米流体燃料的化学性能主要表现在燃料点火和燃烧过程中,如液滴的点火延迟、点火温度、燃烧速率等性能。通常加入纳米金属颗粒能够改善燃料的点火和燃烧性能,但不同添加物对燃料性能的改

表 1 纳米流体燃料常用基液、纳米颗粒和表面活性剂
Table 1 Base liquid, nano particle and surfactant commonly used in nano fluid fuel

基液	纳米颗粒	纳米颗粒尺寸/nm	表面活性剂	文献来源
煤油	<i>n</i> -Al/CuO/NC等		TOPO	[17]
	<i>n</i> -Al	80	OA	[21-22]
	<i>n</i> -Al	70	OA	[1]
	CuO/NC、KIO ₄ /NC、MgO/NC等		TOPO	[16]
	<i>n</i> -Al	80	OA	[23]
硝基甲烷(NM)	<i>n</i> -SiO ₂ , <i>n</i> -Al ₂ O ₃			[24]
	<i>n</i> -Al, SiO ₂ , TiO ₂	100, 200, 20		[25]
正十四烷(C14) 正癸烷(C10)	CNTs, CeO ₂ , Co ₃ O ₄	20和50	CTAB	[18]
柴油	<i>n</i> -Al	80	Span 80	[26]
	<i>n</i> -B	80	Span 80	[27]
	<i>n</i> -Al ₂ O ₃	40		[28]
	CeO ₂ , Ce ₂ O ₃	25	Tween 85	[29]
乙醇	<i>n</i> -Al, <i>n</i> -Al ₂ O ₃	50		[30]
	<i>n</i> -Al ₂ O ₃ , <i>n</i> -TiO ₂ , <i>n</i> -Fe ₃ O ₄	80, 50, 45		[31]
正庚烷	<i>n</i> -Al	80	Span 80	[26]
	<i>n</i> -Fe	80	Span 80	[27]
	SWCNTs	1~2		[20]
	MWCNTs	100		[20]
	CNPs	6		[20]
	<i>n</i> -Al, <i>n</i> -Al ₂ O ₃	80		[32]
	<i>n</i> -Al	80		[15]
	TiO ₂	4~8		[33]
	CeO ₂ , Ce ₂ O ₃	25	Tween 85	[29]
	<i>n</i> -Al, <i>n</i> -SiO ₂	80		[11]
	<i>n</i> -Al, <i>n</i> -Ag, <i>n</i> -Al ₂ O ₃ , <i>n</i> -SiO ₂ , <i>n</i> -Fe	80, 35, 25, 80, 25		[34]
JP-10	<i>n</i> -Al	80	Span 85	[35]
	<i>n</i> -Al	80	OA	[36]
JP-10	<i>n</i> -B	80	OA, TOP, TOPO, TPP等	[37]
	<i>n</i> -Al, NC, <i>n</i> -Al/NC	80, 1000~6000, 2000	TOPO	[8]
	AP-coated Al		Tween 85	[19]
	<i>n</i> -Al	80	Tween 85	[5]

注：NC：硝酸纤维素；CNTs：碳纳米管；SWCNTs：单壁碳纳米管；MWCNTs：多壁碳纳米管；CNPs：碳纳米颗粒；AP：高氯酸铵；OA：油酸；CTAB：十六烷基三甲基溴化铵；Span 80：山梨醇酐单油酸酯；Span 85：山梨醇酐三油酸酯；Tween 85：聚甲醛-山梨醇三油酸酯；TOP：三正辛基膦；TOPO：三正辛基氧化膦；TPP：有机胺酯。

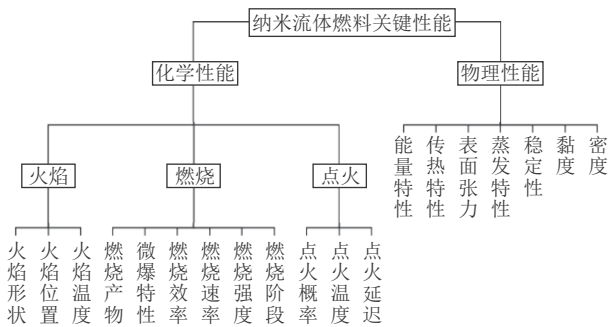


图 1 纳米流体燃料的关键性能
Fig. 1 Key properties in nanofluid fuels

善程度不同，研究纳米流体燃料的点火和燃烧性能对于理解纳米颗粒在燃料中的作用机理十分重要。

3 纳米流体燃料稳定性能调控

目前，限制纳米流体燃料实际应用的一个突出问题就是纳米颗粒在燃料中的稳定性不够理想。由于燃料本身性质及纳米颗粒添加物尺寸极小等原因，团聚效果明显(图 2)，这会削弱燃料的燃烧性能^[38] 并造成储存上的困难。

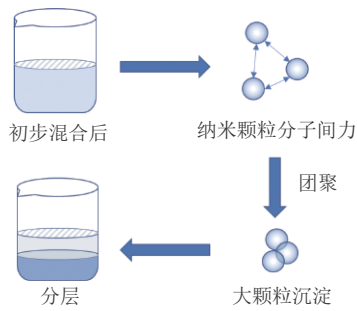


图2 纳米流体燃料的团聚机制

Fig. 2 Agglomeration mechanism of nanofluid fuels

为使纳米颗粒稳定均匀分散于燃料中,研究者开展了大量研究。采用某些物理方法可以稳定燃料中的纳米颗粒。Saxena 等^[39]认为采用“两步法”制备纳米流体燃料可令纳米颗粒尺寸更加均匀、在燃料中具有更好的分散状态。采用超声搅拌、磁力搅拌等方法,也能够改善纳米颗粒在燃料中分布不均的状况^[40]。除了物理方法,采用化学方法也可以改善纳米颗粒在燃料中的稳定性。与纳米颗粒粒径均匀度相比,基液 PH 值对纳米颗粒的稳定性影响更大。通过改变基液 PH 值,可以使纳米颗粒在燃料中更加稳定。表面活性剂可以有效改变纳米流体燃料的 PH 值。鄂秀天凤等^[4]以油酸(OA, 目前常用表面活性剂)对纳米铝颗粒表面进行改性,采用 XPS(X-ray Photoelectron Spectroscopy)表征方法确定了油酸是通过 Al-O-C 键附着于纳米铝颗粒表面;研究了纳米铝颗粒在 JP-10、HDF-T1(外四氢三环戊烷)以及两者混合燃料中的稳定性,发现起始 3 d 内大颗粒明显沉降,之后纳米颗粒悬浮性较好,42 d 后尚有质量分数约 15% 的纳米颗粒稳定悬浮。HDF-T1 中纳米颗粒的稳定性优于混合燃料,混合燃料次之,JP-10 再次之。另一种常用表面活性剂为 TOPO。Guerrieri 等^[16]测试了 TOPO 对煤油中 CuO、KIO₄、MgO、AlO 通过硝酸纤维素制成的中粒子的稳定性的影响。经超声分散处理后,CuO 在加入 TOPO 的煤油中稳定性最好,24 h 后才出现明显沉降,而经硝酸纤维素复合形成的 CuO/NC 在 200 h 后仍无明显沉降,如图 3(a)所示(红框内显示有明显重力沉降)。鄂秀天凤等^[37]使用 OA、TOP(三正辛基膦)、TOPO、TPP(有机胺酯)等对纳米硼颗粒表面改性,以增强其在 JP-10 中的稳定性,发现 TOPO 可有效抑制纳米颗粒接触团聚,42 d 后仍有质量分数 12.7% 的纳米颗粒分散于燃料中,如图 3(b)所示。

Li 等^[41]研究了正癸烷中经 Span 80(山梨醇酐油酸酯)改性的 56.0、74.4 和 93.4 nm 纳米铝颗粒的分散稳定性,3 种尺寸颗粒的团聚物尺寸超过临界值后即开始沉淀,沉淀过程相似。超声分散处理 2.5 h 后,56.0 nm 颗粒的团聚物尺寸最大,93.4 nm 颗粒的团聚物尺寸最小(纳米颗粒尺寸越小,碰撞概率越高,团聚作用越强),后者在正癸烷中稳定性更好。低质量分数的纳米颗粒在燃料中可以更好地保持稳定状态^[42-43],但要获得更优秀的燃烧性能,则必须提高纳米颗粒的质量分数,这就就会面临纳米颗粒易于团聚的矛盾。

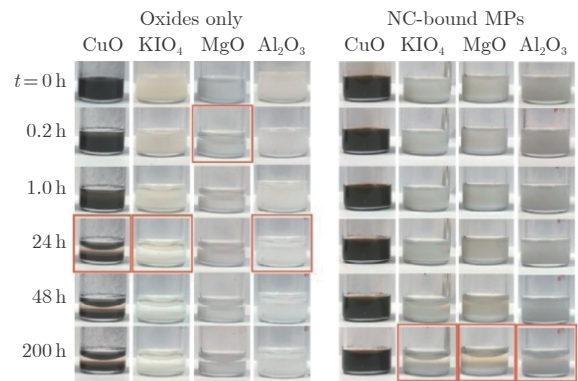
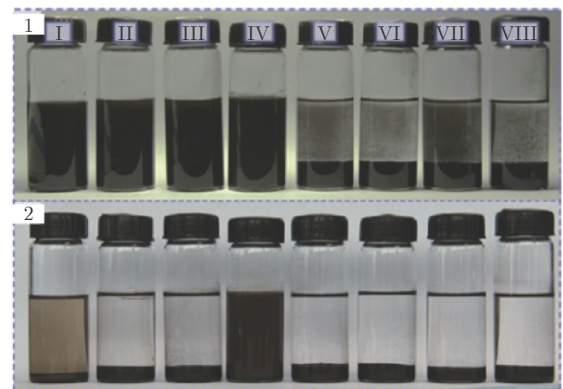
(a) 经超声分散的纳米燃料悬浮液经不同时间后的照片^[19](b) 纳米硼/JP-10 悬浮液静置 1h(上)和 7d(下)的照片,从左右分别加入以下表面活性剂(最右未加入表面活性剂):油胺、油酸、TOP、TOPO、十二烷基醇、十二烷基胺、TPP^[36]

图3 不同纳米流体燃料稳定性比较

Fig. 3 Comparison of stability of different nanofluid fuels

纳米颗粒在燃料中的悬浮效果取决于颗粒之间排斥力与吸引力的平衡。采用物理方法(如超声振荡等)将纳米颗粒更好地分散于燃料中,同时加入表面活性剂,长链的表面活性剂附着于颗粒表面,使纳米颗粒能够克服相互之间的范德华力而保持稳定^[44]。因此,为提升纳米流体燃料的稳定性,需结合使用物理方法与化学方法,同时针对不同的基液和纳米颗粒选择相应的表面活性剂。

4 纳米流体燃料流变性能调控

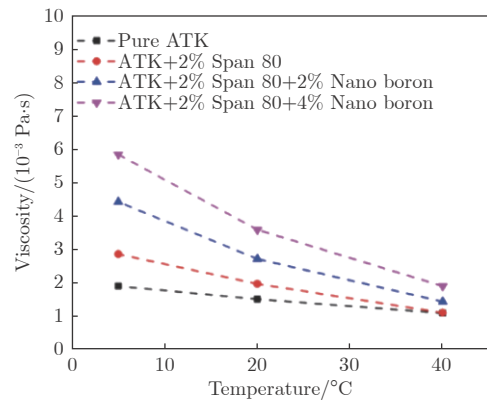
纳米流体燃料在液体发动机燃烧室内雾化,若黏度过高就会堵塞喷头,影响发动机工作。因此,纳米流体燃料应具有较高能量密度和较低黏度。

实验结果表明,纳米流体燃料黏度与纯燃料黏度随温度的变化趋势一致。Shariatmadar 等^[45]比较了纯煤油(ATK)和加入低质量分数纳米硼颗粒的煤油在 5、25、40 °C 下的黏度变化,如图 4(a)所示。当温度升高时,纯煤油发生热膨胀,黏性剪切应力降低,黏度下降;而在较高温度下,纳米流体中的硼颗粒随机布朗运动更为剧烈,流体黏度降低更快。对于同种纳米流体燃料,加入纳米颗粒质量分数不同,黏度变化差异较大。Kannaiyan 等^[46]研究了加入纳米 Al₂O₃ 颗粒的 A-1 喷气燃料黏度特性,发现流体黏度随着纳米颗粒质量分数增大而增大,质量分数为 4% 时,黏度增大了 2.5%。Tanvir 等^[15]使用流变仪分析了加入不同质量分数(1%、5%、10% 和 15%)纳米铝颗粒的乙醇燃料的流变特性。如图 4(b)所示,质量分数为 1% 和 5% 时,纳米流体燃料的黏度和纯乙醇相差无几;质量分数为 10% 和 15% 时,与纯乙醇相比,燃料黏度分别增大了 5% 和 15%。鄂秀天凤等^[4]测试了不同纳米铝颗粒质量分数下的燃料黏度,发现在不同基液中,燃料黏度随纳米颗粒质量分数增大而增大的程度不同:以 HDF-T1 为基液时,当纳米颗粒质量分数超过 20%,燃料的黏度呈指数级增长;而以 JP-10 为基液时,燃料黏度随纳米颗粒质量分数增大而增大的速度相对缓慢。

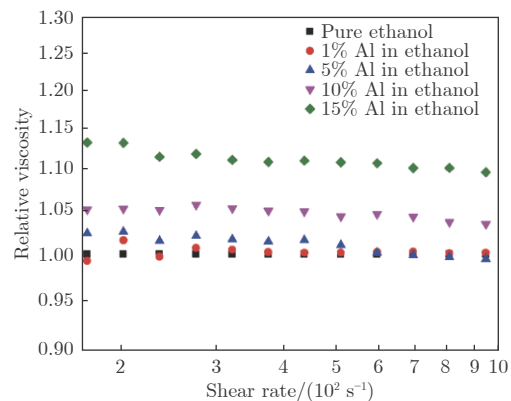
纳米流体燃料黏度除了受纳米颗粒质量分数的影响,同时也受颗粒种类的影响。Mei 等^[18]在正十四烷中加入碳纳米管、纳米 CeO₂ 颗粒和纳米 Co₃O₄ 颗粒制备相应的纳米流体燃料,测试其黏度随纳米颗粒尺寸和质量分数的变化。如图 4(c)所示,加入纳米颗粒能够提高燃料黏度,且黏度提高的程度有所区别(可能是由于 3 种纳米颗粒体积密度不同),其中碳纳米管提高黏度的效果最为明显。

纳米颗粒直径会对燃料黏度产生显著影响。从目前研究来看,纳米颗粒直径对燃料黏度的影响存在 2 种不同的现象:一种是燃料黏度随颗粒直径增大而增大^[47-49],一种是燃料黏度随颗粒直径增大而减小^[50-52]。Li 等^[41]研究了纳米铝颗粒直径(56.0、74.4、93.4 nm)对正癸烷黏度及表面张力的影响,发现其表面张力随颗粒直径增大而减小,甚至会小于基液(正癸烷)的表面张力,而燃料黏度随颗粒直径增大

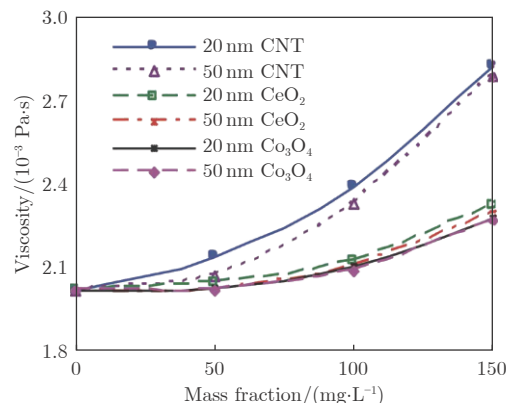
而增大,这可能与加入了表面活性剂 Span 80 有关。Chevalier 等^[51]研究了 SiO₂ 直径(35、94、190 nm)对乙醇相对黏度的影响,发现乙醇相对黏度随纳米颗粒直径增大而减小。出现这 2 种不同现象的原因主要在于燃料中的纳米颗粒不同,且颗粒与颗粒之间、颗粒与基液之间的相互作用力大小不同。



(a) 温度对纳米硼-煤油黏度的影响^[45]



(b) 颗粒质量分数和剪切率对纳米流体燃料相对黏度的影响^[15]



(c) 颗粒质量分数和尺寸对纳米流体燃料黏度的影响^[23]

图 4 纳米流体燃料黏度影响规律

Fig. 4 Influence of different parameters on the viscosity of nano fluid fuel

综上所述,加入含碳纳米颗粒的燃料黏度增大更为明显,纳米流体燃料的黏度随着纳米颗粒的质

量分数增大而增大, 提高温度能够降低纳米流体燃料的黏度。因此, 根据实际应用需求针对性地选择纳米颗粒的种类、质量分数和尺寸十分重要。

5 纳米流体燃料蒸发性能调控

纳米流体燃料在点火燃烧前首先受热蒸发, 蒸发阶段对燃料点火具有重要作用。温度及纳米颗粒的种类、质量分数和尺寸都会影响燃料的蒸发性能。如图 5 所示, Javed 等^[21-22]研究了纳米铝颗粒质量分数对煤油蒸发速率(C_v)的影响, 发现煤油基纳米流体燃料蒸发经过了 4 个阶段, 即初始加热阶段、 D^2 定律蒸发阶段、微爆阶段(如图 6^[29]所示, 微爆的原因在于燃料液滴内部受热不均及多种液体混合因沸点不同而出现气泡, 气泡随温度升高而变大, 同时液滴体积减小, 导致液膜变薄并破裂; 纯煤油蒸发时未观察到微爆现象。图中, m_e 和 r 分别为整个液滴的质量和半径, m_l 和 r_b 分别为液滴中的液体质量和空腔半径)和团聚物燃烧阶段。在 $400\sim 600\text{ }^\circ\text{C}$ 范围内, 低质量分数(0.1%、0.5% 和 1.0%)纳米铝-煤油的蒸发速率与纯煤油相近, 质量分数为 0.5% 时, 蒸发速率提高 56.7%, 并在 $700\sim 800\text{ }^\circ\text{C}$ 发生微爆; 在

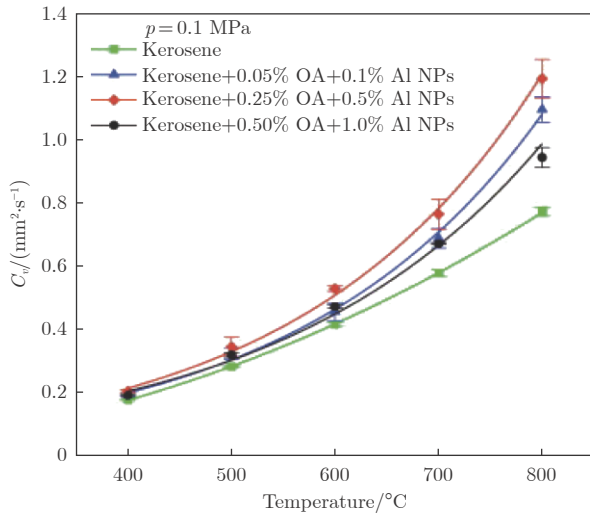


图 5 不同温度下 0.1%、0.5% 和 1.0% 纳米铝-煤油的蒸发速率^[21]
Fig. 5 Evaporation rates of 0.1%, 0.5% and 1.0% nano-aluminum-kerosene at different temperatures^[21]

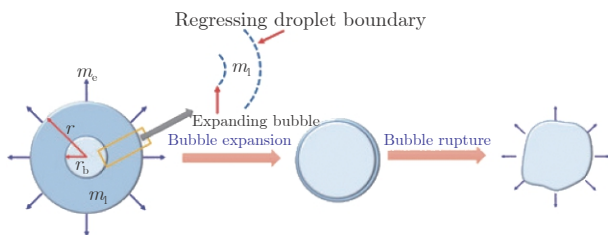
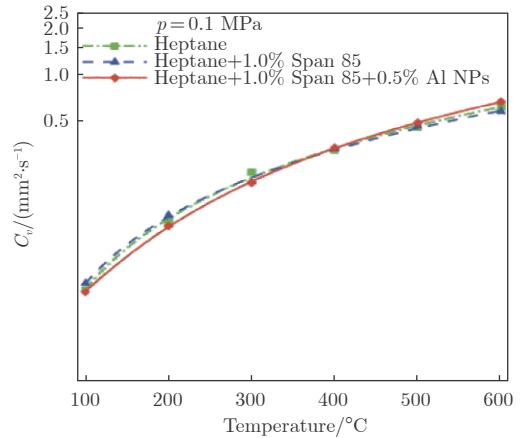


图 6 微爆示意图^[29]

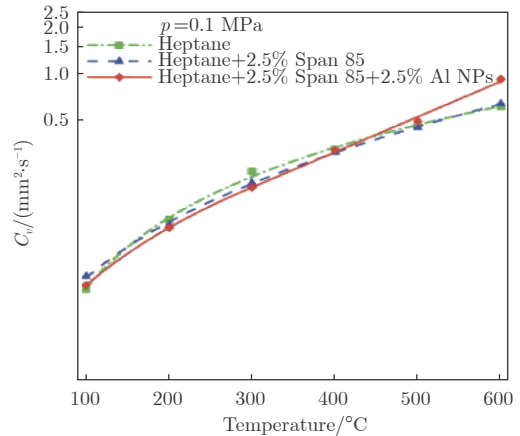
Fig. 6 Schematic representation of the ejection event^[29]

$400\sim 800\text{ }^\circ\text{C}$ 范围内, 高质量分数(2.5%、5.0% 和 7.0%)纳米铝-煤油的蒸发速率高于纯煤油, 质量分数为 2.5% 时, 蒸发速率提高 48.7%^[22]。

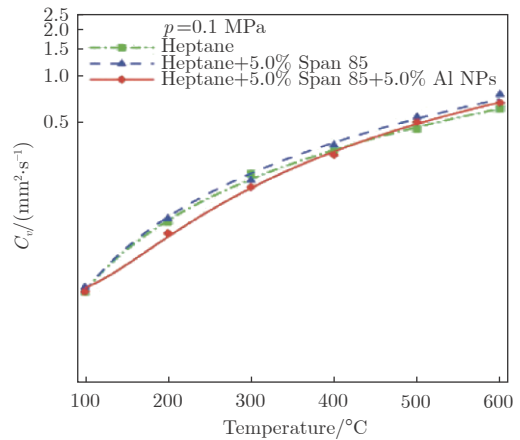
Javed 等^[35]研究了加入不同质量分数纳米铝颗粒的正庚烷(Heptane)在 $100\sim 600\text{ }^\circ\text{C}$ 范围的蒸发特性(图 7)。加入纳米铝颗粒后, 燃料在 $100\sim 300\text{ }^\circ\text{C}$



(a) 加入 0.5% 的 Al NPs



(b) 加入 2.5% 的 Al NPs



(c) 加入 5.0% 的 Al NPs

图 7 不同温度下庚烷基纳米流体燃料液滴与纯庚烷、稳定庚烷液滴的蒸发率比较^[34]

Fig. 7 Comparison of the evaporation rates of heptane-based nanofluid fuel droplets with pure and stabilized heptane droplets under different temperatures^[34]

范围的蒸发速率低于正庚烷，温度升高至 400 °C 以上时，蒸发速率高于正庚烷，这种现象在纳米铝颗粒质量分数为 2.5% 时更为明显。其原因在于：温度较低时，纳米铝颗粒团聚形成致密外壳，抑制了蒸发；在高温下则团聚形成多孔外壳，导致蒸发增强。另外，还可基于汽化潜热机理解释加入纳米颗粒对燃料蒸发性能的影响规律。Tanvir 等^[34]对水基和乙醇基纳米流体燃料的汽化潜热进行了分子动力学模拟计算和实验测量，发现在水和乙醇中加入质量分数 3% 的纳米银或纳米铁颗粒能够大幅降低汽化潜热，但加入质量分数 3% 的纳米铝颗粒则会导致汽化潜热提高 2%，发现纳米颗粒与基液分子之间的键合强度是影响汽化潜热的关键因素。

燃料经过喷嘴喷雾以液滴群形式进入燃烧室中，液滴之间的蒸发过程存在相互影响。Wang 等^[53]研究了不同温度 (573、673 和 773 K) 下多个柴油液滴蒸发过程中的相互影响，发现液滴群内的液滴蒸发过程可分为 3 个阶段，即初始加热阶段 (第一阶段)、不稳定蒸发阶段 (第二阶段) 和稳定蒸发阶段 (第三阶段)。液滴群边缘的液滴第一和第三阶段蒸发时间都长于单个液滴，而第二阶段蒸发时间短于单个液滴；液滴群中心液滴的总蒸发时间长于单个液滴。这是由于边缘液滴蒸发抑制了中心液滴的蒸汽扩散，且降低了中心液滴附近的蒸气温度。

燃料以喷雾形式进入燃烧室^[54]，液滴蒸发性能是影响燃烧过程的关键因素^[55]。综上，温度对纳米流体燃料蒸发性能影响最大，提高纳米颗粒的质量分数能够降低燃料的汽化潜热。值得注意的是，在较低温度下纳米颗粒会削弱燃料的蒸发性能。

6 纳米流体燃料点火性能调控

与纯液体燃料液滴的点火行为相比，纳米流体燃料的点火行为更为复杂。过去数十年间，研究者采用不同方法从点火概率、点火延迟和点火温度等角度来理解纳米流体燃料的点火性能。

从燃料液滴蒸发性能来看，温度对液滴点火性能十分重要。Javed 等^[36]在 600~850 °C 范围内研究了加入不同质量分数纳米铝颗粒的正庚烷液滴的点火特性，发现纯正庚烷液滴和纳米铝-正庚烷液滴点火延迟时间随温度升高呈指数缩短，符合阿累尼乌斯定律。600 °C 时，质量分数 0.5% 的纳米铝-正庚烷液滴发生点火，而质量分数 2.5% 和 5.0% 时则未发生点火，这是由于低质量分数纳米流体燃料总体

活化能较低，比高质量分数纳米流体燃料更易点燃。将正庚烷换为煤油，纳米铝-煤油的点火延迟时间也遵循阿累尼乌斯定律 (随温度升高呈指数缩短)^[23]。加入低质量分数纳米铝颗粒后，煤油的点火延迟时间缩短，最低点火温度降至 600 °C，而纯煤油液滴在 600 °C 下无法点燃。Kim 等^[1]实验研究了不同压强和温度条件下纳米铝-煤油液滴的点火特性，发现随着压强升高，点火位置移动至液滴下方，点火延迟时间随温度升高呈指数缩短。400 °C 时，点火延迟时间主要由加热时间控制；当 500~700 °C 时，点火延迟时间主要由扩散和混合时间控制。压强对液滴点火延迟的影响存在一个临界值：当压强低于临界压强时，点火延迟时间随压强升高而缩短；当压强高于临界压强时，则随压强升高而加长。

Sundararaj 等^[56]使用热平板和激波管分别研究了纳米铝-煤油和纳米 Al_2O_3 -煤油液滴的点火概率和点火延迟，发现两者都与纳米颗粒种类无关，点火概率随温度升高和纳米颗粒质量分数增大而增大，低质量分数 (0.01% 和 0.05%) 纳米颗粒对点火延迟影响不大，但温度越高，质量分数对点火延迟的影响越显著，如图 8(a) 所示 (图中 Rfnd kero 指 refined kerosene, 精制煤油)。Tyagi 等^[30]研究发现，添加了纳米颗粒的柴油点火概率明显高于纯柴油，其原因在于燃料中的纳米颗粒提高了燃料辐射吸收性能及传热传质性能。

纳米颗粒的种类和尺寸对柴油点火概率的影响并不大。Shams 等^[31]研究了纳米颗粒的类型、尺寸和液滴尺寸对柴油基纳米流体燃料点火概率及点火延迟时间的影响，研究发现：纳米金属氧化物能够显著提升柴油基纳米流体燃料的点火特性 (点火概率和点火延迟时间)，纳米 Al_2O_3 和纳米 Fe_3O_4 颗粒的提升效果优于纳米 TiO_2 颗粒；纳米 Al_2O_3 -柴油液滴的点火概率受纳米颗粒尺寸影响较小；较小的液滴更易点燃，且点火延迟时间更短。

通过改性获得更佳的纳米流体燃料性能，主要包括 2 种方法：一是对纳米颗粒进行表面修饰，二是添加表面活性剂提升体系稳定性。这 2 种方法都会影响液滴的点火特性。Chen 等^[19]测量了加入 AP 包覆纳米铝颗粒的 JP-10 单个液滴的点火性能，发现 AP 包覆纳米铝颗粒在液滴中的氧化程度明显提升，表明包覆层对点火燃烧有明显促进作用。如图 8(b) 所示，Han 等^[57]研究了不同质量分数的油酸 (表面活性剂) 和纳米颗粒对正庚烷液滴点火特性的影响，发

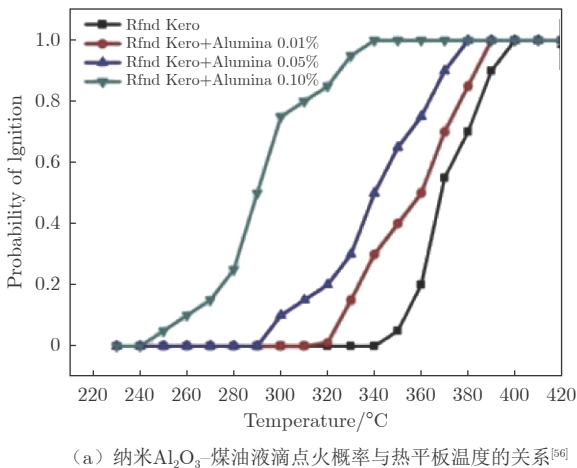
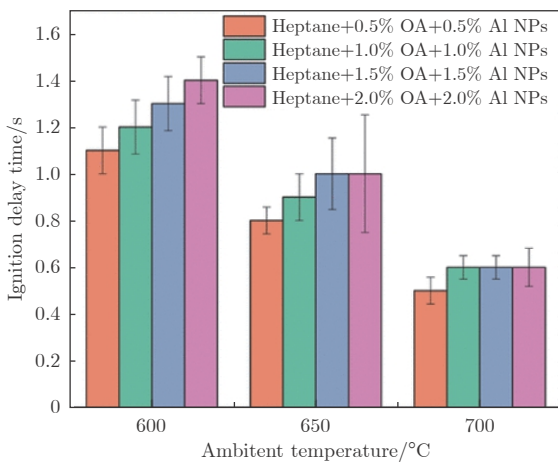
(a) 纳米 Al_2O_3 -煤油液滴点火概率与热板温度的关系^[6](b) 不同温度下正庚烷基纳米流体燃料液滴的点火延迟时间^[7]

图 8 纳米流体燃料点火性能调控规律

Fig. 8 Regulation of ignition performance of nano fluid fuel

现随着油酸质量分数增大, 点火延迟时间显著加长, 点火温度显著升高, 且随着温度升高和油酸质量分数增大, 微爆现象愈发明显。纳米颗粒能够缩短油酸-正庚烷液滴的点火延迟时间、降低点火温度, 但这些促进效应弱于油酸的抑制效应。

在燃料中加入纳米颗粒能够有效提升液滴点火概率、缩短点火延迟时间、降低点火温度, 还能部分抵消表面活性剂导致的点火延迟时间加长。目前, 关于纳米流体燃料点火的研究大部分仍局限于实验, 尚无合适的物理模型和数学模型来解释纳米流体燃料的点火机理。深入理解纳米流体燃料单个液滴的点火机理, 亟需理论模型的支持。

7 纳米流体燃料燃烧性能调控

一般而言, 向碳氢燃料中加入金属和金属氧化物纳米颗粒能够增大能量密度、缩短点火延迟时间、增大燃烧热及促进催化燃料分解, 但纳米金属颗粒易于团聚, 质量分数较大时表面团聚更快, 会形成一

个传热阻碍层, 导致燃烧速率下降, 进而阻碍燃烧。为改善纳米流体燃料的燃烧特性, 研究者开展了大量研究。表 2 列出了部分典型研究成果。

7.1 燃烧过程

燃烧速率是纳米流体燃料燃烧过程的重要参数, 而纳米流体燃料的燃烧性能主要由温度、纳米颗粒的种类、尺寸及质量分数决定。加入纳米颗粒后, 燃料液滴蒸发性能明显增强, Javed 等^[36]发现加入纳米铝颗粒(质量分数为 0.5%、2.5% 和 5.0%)后, 正庚烷液滴燃烧过程中发生多次微爆, 纳米颗粒从液滴中喷射而出, 燃烧后的 SiC 纤维上几乎没有残渣。Javed 等^[23]的实验研究表明, 纳米铝-煤油燃料液滴的燃烧速率明显高于纯煤油液滴, 原因就在于前者燃烧过程中发生了多次气泡破裂。Tanvir 等^[15]将纳米铝-乙醇燃料液滴的尺寸降至微米级别, 发现少量纳米铝颗粒即可显著提升燃烧速率(加入质量分数 5% 的纳米铝颗粒可使燃烧速率提升 140%), 同时还发现含有高质量分数纳米铝颗粒的小液滴燃烧会偏离 D^2 定律。

研究者针对不同基液和纳米颗粒添加物的纳米流体燃料的燃烧性能开展了实验研究。Sabourin 等^[24]发现低压下加入少量铝基和硅基氧化物纳米颗粒后, 硝基甲烷的燃烧速率得到提升(纳米颗粒质量分数低于 1.0% 时, 5.24 MPa 压力下的燃烧速率提升超过 50%), 通过研究还确定了燃烧速率提升的机理(异相催化提升了反应速率, 促进火焰上游能量输送至硝基甲烷凝聚相, 导致燃烧速率提升)。Tanvir 等^[58]向乙醇中加入 50 nm 石墨颗粒(质量分数 0%~3%)后, 在质量分数 3% 时观察到了燃烧速率的最大提升(提升了 62%)。McCown 等^[25]将固体推进剂中用于调节燃烧速率的纳米 TiO_2 加入纳米铝-硝基甲烷燃料中, 发现燃烧速率和压强指数均有所提升, 但再加入煅制纳米 SiO_2 颗粒后, 这种提升效果被抵消。Sim 等^[9]研究发现加入纳米铝颗粒可以使乙醇液滴燃烧速率常数线性提升, 但加入纳米 SiO_2 颗粒则提升较小。Ghamari 等^[60]研究了不同种类碳基纳米颗粒尺寸及形貌对航空燃料燃烧性能的影响, 发现加入航空燃料中的碳纳米颗粒、多壁碳纳米管、石墨烯纳米片质量分数分别为 1.5%、0.25% 和 0.10% 时, 能够达到最大燃烧速率提升效果。但石墨烯纳米片本身不可燃, 若尺寸增大, 吸收热量增加, 会导致燃烧终止。Gan 等^[27]研究了燃料中加入纳米硼和纳米铁颗粒时的燃烧特性, 确定了颗粒种类、质量分

表 2 改善纳米流体燃料燃烧特性的典型研究成果
Table 2 Typical results of improving the burning characteristic of nanofluid fuels

基液	改性方法	结果	文献来源
乙醇	加入纳米铝颗粒; 改变液滴粒径	加入纳米铝颗粒(质量分数5%), 燃烧速率提升140%	[15]
	加入纳米石墨颗粒	加入50 nm石墨颗粒(质量分数3%), 燃烧速率提升62%	[58]
	加入纳米铝和纳米SiO ₂ 颗粒	纳米铝颗粒增强燃烧的效果强于纳米SiO ₂ 颗粒	[9]
	加入纳米硼和纳米铁颗粒	液滴燃烧结束后, 纳米颗粒团聚成块	[27]
正庚烷	加入纳米铝颗粒	发生微爆, 无纳米颗粒残余	[36]
正癸烷	加入纳米硼和纳米铁颗粒	液滴多次微爆, 颗粒从液滴内飞出	[27]
	加入纳米铝颗粒	CO和NO _x 的排放减少	[59]
煤油	加入纳米铝颗粒	燃烧速率显著提升	[23]
JP-10	加入AP包覆纳米铝颗粒	不完全燃烧产生的碳氢化合物减少	[19]
	加入纳米铝颗粒	加入纳米铝颗粒, 燃烧效率为95%, 密度比冲提升15%	[4]
火箭煤油	加入碳纳米颗粒、多壁碳纳米管、石墨烯纳米片	加入碳纳米管(质量分数0.25%), 燃烧速率最高	[60]
硝基甲烷	加入纳米SiO ₂ 和Al ₂ O ₃ 颗粒; 改变环境压力	纳米颗粒质量分数低于1.0%时, 5.24 MPa下燃烧速率提升超过50%	[24]
	加入纳米铝、纳米TiO ₂ 和纳米SiO ₂ 颗粒	燃烧速率提升, 压强指数增大	[25]
柴油与生物柴油混合物	加入纳米氧化石墨烯颗粒	CO排放减少, CO ₂ 和NO _x 排放分别增多7%和4%~9%	[61]
	加入纳米Al ₂ O ₃	CO和NO _x 排放显著减少	[62]
	加入纳米Al ₂ O ₃	CO和烟雾排放分别减少48.43%和22.84%	[63]
	加入多壁碳纳米管	NO _x 、CO、HC的排放减少	[64]
	加入纳米ZnO, 改变颗粒粒径	加入20 nm颗粒, 排放减少; 加入40 nm颗粒, 排放增多	[65]

数和基液对燃烧性能的影响。高质量分数纳米流体燃料有时会因能量不足而无法燃烧, 而低质量分数纳米流体燃料中的液滴与颗粒在同一个阶段燃烧。颗粒从癸烷基和乙醇基纳米流体燃料液滴中飞出的机理有所不同: 对于癸烷基燃料, 纳米颗粒通过主液滴多次破裂而逸出液滴, 这是由于癸烷和表面活性剂沸点不同; 对于未添加表面活性剂的乙醇基燃料, 颗粒也会通过液滴破裂逸出, 但液滴破裂是持续温和进行的。

对纳米铝粉进行包覆改性, 可以改善铝粉在液滴点火过程中的氧化特性, 同时包覆物受热分解产生气体, 这些气体对于燃烧也有一定影响。Chen等^[19]研究发现在JP-10中加入包覆AP的纳米铝颗粒可以有效促进液滴燃烧, 同时还能提高纳米铝颗粒的氧化度、减少不完全燃烧产生的碳氢化合物。AP本身热值较低, 分解时会引起液滴微爆, 从而降低燃料的实际放热量, 因此应选择合适的包覆量来

提高含能组分的氧化能量释放和液滴燃烧强度。

7.2 燃烧机理

Gan等^[44]将纳米铝-正癸烷燃料的燃烧现象分为5个阶段: 预加热点火、经典液滴燃烧、微爆、表面活性剂燃烧和铝团聚物燃烧。Liu等^[5]研究了加入纳米铝颗粒的JP-10的燃烧过程, 阐释了纳米铝团聚物的燃烧和演变行为: 燃料液滴在空气中的燃烧分为混合燃烧、蒸发物燃烧、微爆和团聚物燃烧等4个阶段, 纳米铝颗粒的燃烧则分为局部燃烧、飞溅燃烧和团聚物燃烧等3个阶段; 发现氧气质量分数对纳米铝团聚物的燃烧有显著影响。氧气质量分数为10%时, 纳米铝颗粒无法燃烧; 氧气质量分数增大, 纳米铝颗粒在液滴蒸发阶段的氧化程度增大, 并在团聚物燃烧阶段发生爆燃。Han等^[57]研究发现加入油酸的正庚烷燃料液滴燃烧可分为微爆、表面活性剂燃烧和二次熄灭等3个阶段, 当温度升高及油酸质量分数增大时, 微爆和气泡的产生愈发明显。

Sim 等^[9] 基于单液滴模型分析纳米铝和纳米 SiO_2 颗粒对乙醇液滴燃烧的影响, 发现纳米铝颗粒的加入改变了基液的热物理性能(尤其是燃烧热、热传导和火焰温度等), 导致蒸发速率随纳米颗粒质量分数的增大而提升。

Cheng 等^[66] 对纳米铝-正丁醇的点火燃烧过程进行了反应动力学模拟, 阐述其燃烧经历了链膨胀、微爆和稳态反应等 3 个阶段, 并提出了一种新的反应机理: 正丁醇与纳米铝颗粒产生的氧自由基发生反应, 而不是与 O_2 产生的氧自由基发生反应。在燃烧过程中, 纳米铝颗粒与正丁醇相互促进: 一方面, 纳米铝颗粒的加入提高了正丁醇的燃烧效率, 缩短了正丁醇的点火延迟时间, 使其燃烧活化能降低了 39.9%; 另一方面, 正丁醇抑制了纳米铝颗粒的聚集和烧结。

Tanvir 等^[15] 提出了纳米铝-乙醇燃烧过程中能量传递的模型: 从火焰传递至液滴的总热量由热传导热量 Q_{cond} 、热辐射热量 Q_{rad} 等 2 部分组成, 忽略了液滴的辐射吸收, 假设液滴表面温度等于乙醇沸点且纳米铝颗粒相当于黑体, 如图 9(a) 所示(图中, r_{drop} 为液滴半径, r_{flame} 为火焰边缘至液滴圆心的距

离, 即火焰半径, T_s 和 T_f 分别为液滴表面温度和火焰前端温度); 还使用蒙特卡罗模拟研究了火焰辐射在纳米流体燃料内部吸收的分布(图 9(b))^[58], 研究表明: 随着颗粒质量分数增大, 辐射量子穿透深度降低; 在高质量分数下, 许多辐射量子在纳米流体表面被吸收, 导致乙醇在表面局部沸腾, 蒸发速率得到提升。Guerieri 等^[17] 评估了添加典型铝热剂 $n\text{-Al/CuO}$ 、 $n\text{-Al/KIO}_4$ 的煤油液滴的燃烧特性, 提出了一个气体生成、颗粒破裂、颗粒释放至火焰处、添加物促进热扩散及气体进一步生成的自催化模式, 解释了纳米颗粒的物理特性与化学特性在液滴中的协同作用。

7.3 低污染纳米流体燃料

一般而言, 加入纳米金属氧化物颗粒可以大大降低液体燃料燃烧过程中有害物质的排放。将纳米颗粒加入柴油中, 可以提高柴油燃烧效率并降低大部分有害气体排放。Mehregan 等^[59] 通过数值模拟发现在乙醇和正癸烷中加入纳米铝颗粒能够有效降低污染物 CO 和 NO_x 的排放, 且能改善乙醇和正癸烷的燃烧特性。Hoseini 等^[61] 研究了纳米氧化石墨烯(GO)-柴油的燃烧排放性能, 发现使用 GO 能够显著减少 CO 的排放, 但 CO_2 和 NO_x 排放则有轻微增加(分别增加 7% 和 4%~9%)。Ramesh 等^[62] 研究发现, 纳米 Al_2O_3 -生物柴油的 CO 和 NO_x 排放明显低于纯生物柴油。Soudagar 等^[63] 将纳米 Al_2O_3 颗粒分散于混合燃料(生物柴油与柴油体积比为 2:8)中, 制备的纳米流体燃料具有较好的分散性和均匀性, 燃烧排放的 CO 和烟气分别减少 48.43% 和 22.84%, 而 NO_x 排放仅增加了 11.27%, 总体上改善了柴油发动机的性能。El-Seesy 等^[64] 研究了多壁碳纳米管对霍霍巴甲酯柴油混合燃料燃烧性能和排放的影响, 发现当质量浓度为 20 mg/L 时, NO_x 、 CO 和不完全燃烧碳氢化合物的排放分别减少 35%、50% 和 60%, 还确定了改善发动机整体性能和降低排放的最优质量浓度为 40 mg/L。Javed 等^[65] 研究发现纳米 ZnO 颗粒能够减少麻疯树甲酯生物柴油的 NO_x 排放, 当纳米颗粒直径为 20 nm 时, 能够减少不完全燃烧碳氢化合物排放, 但当颗粒直径增大至 40 nm 时, 烟雾的不透明度会增大。Wei 等^[67] 研究了纳米 SiO_2 颗粒对 DF(双燃料)型柴油机燃烧性能及污染物排放的影响, 发现在甲醇中加入纳米 SiO_2 颗粒后, 发动机最大压力峰值提高 8.6%, 最大放热速率峰值提高

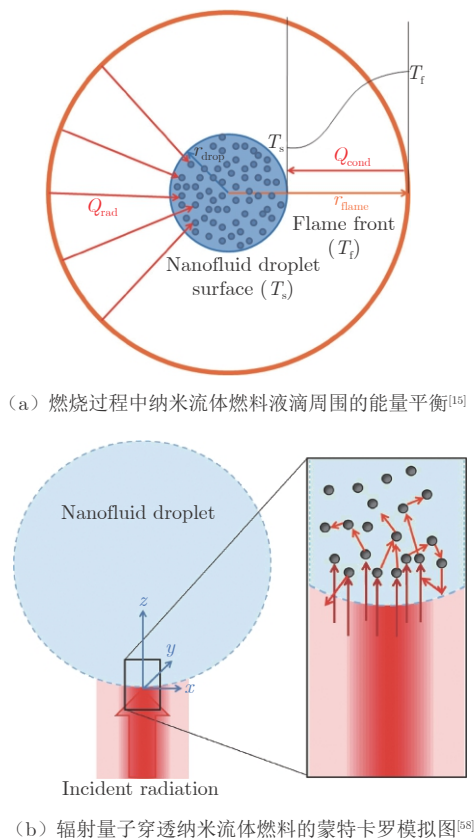


图 9 纳米流体燃料液滴燃烧能量传递模型

Fig. 9 Energy transfer model of nanofluid fuel droplet combustion

4.3%，CO、HC、NO_x 的排放和烟雾不透明度分别降低了 38.5%、55.4%、5.2% 和 55.6%。

目前，研究者对纳米流体燃料环保性能的研究主要集中于柴油发动机上，添加的纳米颗粒包括纳米铝、纳米 Al₂O₃、纳米氧化石墨烯和多壁碳纳米管等，基液多为柴油和生物柴油的混合物，而对煤油或其他碳氢燃料排放性能研究较少。为进一步理解纳米流体燃料对节能减排的意义，需要研究其他以碳氢燃料(如煤油、航空燃料等)为基液的纳米流体燃料排放性能。

8 新型纳米流体燃料

近年来，具有高反应活性的亚稳态分子间复合物(Metastable Intermixed Composites, MICs)引起了研究者越来越多的关注^[68-69]。MICs 包括金属基纳米导热体、新型壳核结构、3D 排序多孔结构等一系列复合材料。采用特殊的制备方法^[70]，可以得到均匀分散的高反应活性、高能量密度且具有优秀点火和燃烧性能的 MICs^[71-73]。近年来，研究者发展了多种新型制造技术(如电泳沉积、静电纺丝)及多种添加

组分(如含碳纳米材料)，获得了安全、绿色、环保的 MICs^[74]，能够有效调整燃料点火和燃烧特性、提升燃料安全性并降低成本。MICs 十分契合纳米流体燃料的性能要求，研究者对其在纳米流体燃料中的应用进行了探索。

以聚多巴胺(PDA)作为包覆层制备的新型 MICs 具有优秀的热反应活性和稳定性，在提高纳米流体燃料稳定性和燃烧性能方面十分具有潜力。何伟等^[75-76]通过在纳米铝粉表面自聚合形成 PDA 包覆层，并在其表面包覆不同氧化剂，制备了新型 MICs。PDA 包覆层能够为纳米铝粉提供抗氧化能力，提高其表面活性，包覆层与溶剂分子之间的强相互作用还可与分子间作用力平衡，增强稳定性。敖文等^[77]将包覆聚多巴胺 1 h 后的纳米铝颗粒加入煤油中(AI@PDA/煤油)，发现在 890 °C 环境中，AI@PDA-煤油液滴比 AI/煤油液滴的燃烧速率提升了 50% 以上，这主要是由于 PDA 的氧化分解产物包含-OH 和-CH₃ 自由基，而碳氢燃料的点火燃烧性能对这些自由基依赖性极强，因而燃烧速率会得到提升。其燃烧促进机制如图 10 所示(图中，Q_{endo}、Q_{exo} 分别表示吸热和放热)。

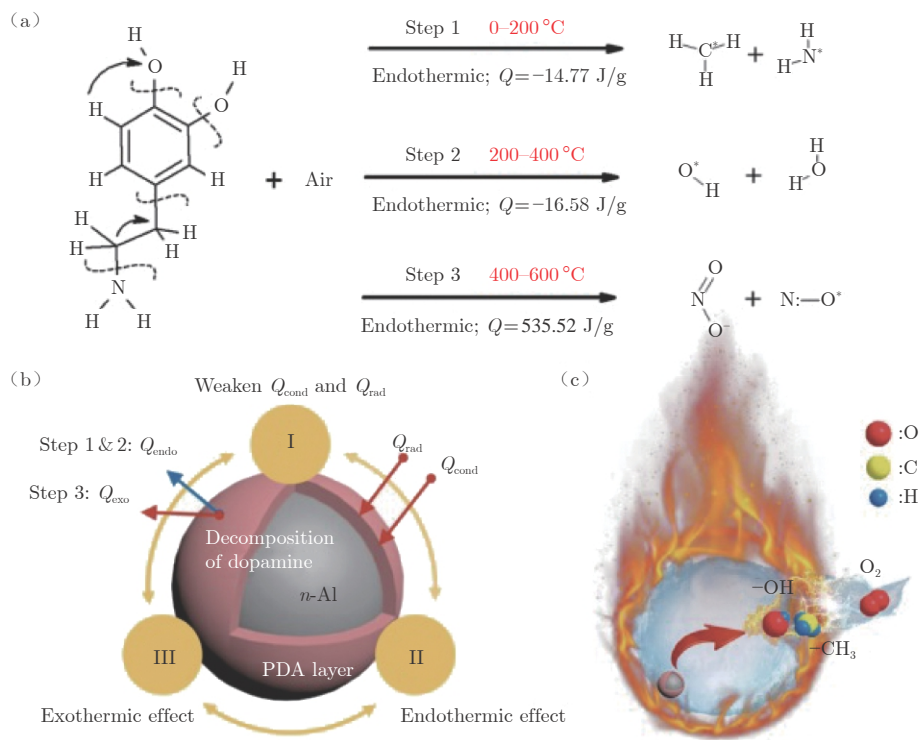


图 10 PDA 包覆层在 n-Al/RP-3 液滴燃烧过程中的作用机理^[77]

Fig. 10 Mechanistic diagram of the effect of PDA cladding layer in the combustion process of n-Al/RP-3 nanofluid fuel droplets^[77]

近年来，Al/CuO 铝热剂成为纳米流体燃料催化燃烧的研究热点。高毅等^[78]将 n-Al@PDA@CuO 加

入 RP-3 煤油中，发现在 690 °C 环境中，n-Al@PDA@CuO/RP-3 液滴比 n-Al/RP-3 液滴的燃烧速率提

升了 12.63%，这主要是由于 PDA 包覆层分解产生的活性自由基 ($-\text{CH}_3$ 和 $-\text{OH}$) 能够促进碳氢燃料燃烧，且当 PDA 包覆层分解后，CuO 直接与内部的铝粉接触并发生铝热反应，释出的热量促进了液滴蒸发。 $n\text{-Al@PDA@CuO}$ 对煤油液滴点火燃烧性能的调控机理如图 11 所示。Chen 等^[79] 也对 Al/CuO 纳米流体燃料进行了研究，发现向纳米铝颗粒质量分数为 2% 的煤油中添加质量分数为 2% 的纳米 CuO 颗粒可使液滴燃烧速率提高 21.7%，燃烧强度和氧化效率也得到了显著提高。

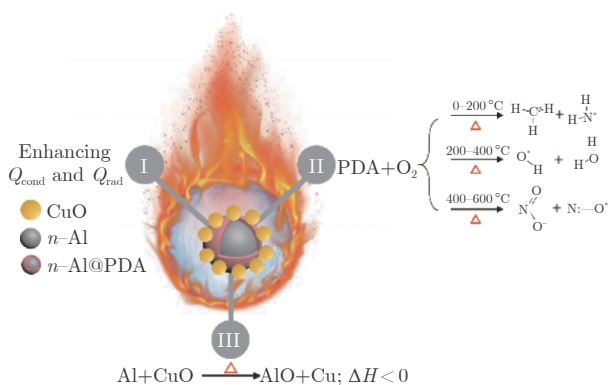


图 11 $n\text{-Al@PDA@CuO}$ 对煤油液滴点火燃烧性能调控机理^[77]

Fig. 11 Mechanism of PDA coating in the combustion process of $n\text{-Al/RP-3}$ nanofluid fuel droplets^[77]

将纳米颗粒高能化也是调控燃烧的良好选择。Guerieri 等^[16] 将纳米颗粒通过硝酸纤维素结合形成复合中粒子 MPs，并研究了 MPs 对煤油燃烧性能的影响，发现硝酸纤维素显著提高了加入纳米铝颗粒的碳氢燃料的燃烧速率，其作用相当于气体发生器，且 MPs 能够稳定分散于碳氢燃料中。硝酸纤维素与不同纳米金属氧化物结合可得到不同的 MPs^[16]，加了 CuO/NC、KIO₄/NC 和 MgO/NC (质量分数分别为 14.9%、11.3% 和 8.3%) 的煤油液滴比仅加入表面活性剂的煤油液滴燃烧速率分别提升了 40%、44% 和 31%。

EMOFs (Energetic Metal-Organic Frameworks, 含能金属有机骨架) 是近年的热门含能材料，具有高能量密度和低感度特征。设计合成结构新颖、能量特征优异和安全性能良好的 EMOFs 已成为含能材料领域的研究热点。用于构筑 EMOFs 的配体分子可分为含能小分子配体、富氮杂环类配体和高能多致爆基配体等 3 大类。He 等^[80] 研究证实了纳米铝粉与 CuO 基 EMOFs 组成的复合燃料反应活性和放热量极高，其灵活的分布式能量释放特性可为纳米流

体燃料燃烧性能提供更为宽广的调节效果。

除了采用新型纳米颗粒添加物来拓宽纳米流体燃料的范围，研究者还探索以凝胶剂替代表面活性剂来稳定纳米颗粒悬浮液。凝胶剂是一种新型液体燃料，在室温下呈半固态，在特殊环境下也能像液体一样流动。在凝胶剂中加入金属颗粒 (如硼、铝颗粒等) 能够增大密度比冲^[81]，所得到的纳米流体燃料稳定性较好。Yang 等^[82] 以聚酰胺树脂作为凝胶剂得到的金属化煤油凝胶可以固化煤油，显著提高金属颗粒的质量分数，如凝胶剂质量分数为 3% 时，金属颗粒质量分数可达 45%，且能保持稳定至少半年。如图 12 所示。加入凝胶剂后，煤油黏度增大，表面张力降低，能够成功点燃金属颗粒，适用于推进系统。Chen 等^[83] 以 D-葡萄糖缩醛作为凝胶剂加入 JP-10 中，得到了 JP-10 凝胶，发现纳米铝和纳米硼颗粒能在该凝胶中稳定数月，且加入纳米铝显著提高了燃料的黏度和机械性能。

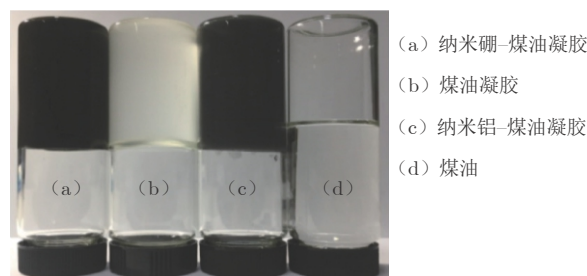


图 12 装有不同样品的倒置试剂瓶^[82]

Fig. 12 Inverted bottles filled with different samples^[82]

9 总结与展望

本文从纳米流体燃料的稳定性能、流变性能、蒸发性能、点火性能和燃烧性能等 5 个方面，综述了近年来纳米流体燃料性能调控的研究进展。研究者充分研究了纳米流体燃料改性，探究了以不同的物理和化学方法稳定纳米流体燃料，研究了纳米颗粒的种类、尺寸和质量分数对纳米流体燃料流变性能、蒸发性能和点火燃烧性能的影响，明确了纳米颗粒对燃料改性的宏观效果及纳米流体燃料点火燃烧的阶段特点，并对调控机理进行了深入研究。

目前关于纳米流体燃料性能调控的研究还存在以下问题：

1) 纳米流体黏度与颗粒质量分数的关系已经确定，相关机理也得到解释，但尚未确定温度和纳米颗粒尺寸对黏度的影响，缺乏对纳米流体黏度调控机理系统深入的研究。

2) 目前关于燃料蒸发的研究集中于蒸发的宏观特性, 纳米颗粒种类、特性和质量分数等因素影响纳米流体燃料传热传质性能的研究较少, 缺乏纳米颗粒改变液滴蒸发特性的理论模型。

3) 研究者主要研究了纳米流体燃料液滴的点火概率、点火延迟和点火温度, 但仅局限于实验现象, 得到了定性的调控效果, 缺乏合适的物理模型和数学模型解释点火及调控机理。

4) 对纳米流体燃料改性还处于摸索阶段, 主要是针对单一因素的调控特性进行研究, 对多种因素耦合条件下的调控研究较少, 燃烧模型和理论尚显匮乏, 与纳米流体燃料实际应用还有一段距离。

对纳米流体燃料下一步研究提出以下展望:

1) 拓宽纳米流体燃料界限。与含能材料相融合, 利用其高能量密度的特点, 对纳米金属颗粒进一步改性, 如使用 MICs 和 EMOFs 等修饰纳米金属颗粒, 制备更丰富的、满足更广泛要求的新型高能纳米流体燃料, 并对其稳定性、流变特性、点火燃烧特性等进行系统分析。

2) 探索新型表面活性剂。从调节纳米流体燃料 PH 值入手, 探索能够满足能量性能需求、稳定性优秀的表面活性剂, 拓宽纳米流体燃料的应用范围。

3) 建立纳米流体燃料点火燃烧理论体系。对纳米流体燃料蒸发、点火和燃烧调控进行深入研究, 发展相关理论模型, 确定多种因素耦合作用的影响, 获得真实工作条件下液滴、液滴群燃烧模型。

参考文献:

- [1] KIM D M, BAEK S W, YOON J. Ignition characteristics of kerosene droplets with the addition of aluminum nanoparticles at elevated temperature and pressure[J]. *Combustion and Flame*, 2016, 173: 106–113. doi: 10.1016/j.combustflame.2016.07.033
- [2] WANG X R, ZHANG J, MA Y, et al. A comprehensive review on the properties of nanofluid fuel and its additive effects to compression ignition engines[J]. *Applied Surface Science*, 2020, 504: 144581. doi: 10.1016/j.apsusc.2019.144581
- [3] KIM D C, KIM J H, WOO J K, et al. A new iron-nanofluid as fuel additive for particulate matter reduction in heavy fuel oil-fired boiler facility[J]. *Asian Journal of Chemistry*, 2008, 20(7): 5767–5775.
- [4] E X-T-F, PAN L, WANG F, et al. Al-nanoparticle-containing nanofluid fuel: synthesis, stability, properties, and propulsion performance[J]. *Industrial & Engineering Chemistry Research*, 2016, 55(10): 2738–2745. doi: 10.1021/acs.iecr.6b00043
- [5] LIU J Z, CHEN B H, WU T T, et al. Ignition and combustion characteristics and agglomerate evolution mechanism of aluminum in nAl/JP-10 nanofluid fuel[J]. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 2019, 137(4): 1369–1379. doi: 10.1007/s10973-019-08039-5
- [6] CHENG Z P, CHU X Z, YIN J Z, et al. Formation of composite fuels by coating aluminum powder with a cobalt nanocatalyst: enhanced heat release and catalytic performance[J]. *Chemical Engineering Journal*, 2020, 385: 123859. doi: 10.1016/j.ccej.2019.123859
- [7] EL-SEESY A I, HASSAN H, OOKAWARA S. Influence of adding multiwalled carbon nanotubes to waste cooking oil biodiesel on the performance and emission characteristics of a diesel engine: an experimental investigation[J]. *International Journal of Green Energy*, 2019, 16(12): 901–916. doi: 10.1080/15435075.2019.1642895
- [8] GUERIERI P M, DELISIO J B, ZACHARIAH M R. Nanoaluminum/Nitrocellulose microparticle additive for burn enhancement of liquid fuels[J]. *Combustion and Flame*, 2017, 176: 220–228. doi: 10.1016/j.combustflame.2016.10.011
- [9] SIM H S, PLASCENCIA M A, VARGAS A, et al. Effects of inert and energetic nanoparticles on burning liquid ethanol droplets[J]. *Combustion Science and Technology*, 2019, 191(7): 1079–1100. doi: 10.1080/00102202.2018.1509857
- [10] XU Z, LOU W J, ZHAO G Q, et al. Cu nanoparticles decorated WS₂ nanosheets as a lubricant additive for enhanced tribological performance[J]. *RSC Advances*, 2019, 9(14): 7786–7794. doi: 10.1039/c9ra00337a
- [11] SOUDAGAR M E M, NIK-GHAZALI N-N, KALAM M A, et al. The effect of nano-additives in diesel-biodiesel fuel blends: a comprehensive review on stability, engine performance and emission characteristics[J]. *Energy Conversion and Management*, 2018, 178: 146–177. doi: 10.1016/j.enconman.2018.10.019
- [12] SUNDARAM D S, PURI P, YANG V. A general theory of ignition and combustion of nano- and micron-sized aluminum particles[J]. *Combustion and Flame*, 2016, 169: 94–109. doi: 10.1016/j.combustflame.2016.04.005
- [13] 李鑫, 赵凤起, 郝海霞, 等. 不同类型微/纳米铝粉点火燃烧特性研究[J]. *兵工学报*, 2014, 35(5): 640–647. LI X, ZHAO F Q, HAO H X, et al. Research on ignition and combustion properties of different micro/nano-aluminum powders[J]. *Acta Armamentarii*, 2014, 35(5): 640–647. doi: 10.3969/j.issn.1000-1093.2014.05.010
- [14] SHIN Y J, SHEN Y H. Preparation of coal slurry with organic solvents[J]. *Chemosphere*, 2007, 68(2): 389–393. doi: 10.1016/j.chemosphere.2006.12.049
- [15] TANVIR S, QIAO L. Effect of addition of energetic nanoparticles on droplet-burning rate of liquid fuels[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2015, 31(1): 408–415. doi: 10.2514/1.B35500
- [16] GUERIERI P M, JACOB R J, DeLISIO J B, et al. Stabilized microparticle aggregates of oxygen-containing nanoparticles in kerosene for enhanced droplet combustion[J]. *Combustion and Flame*, 2018, 187: 77–86. doi: 10.1016/j.combustflame.2017.08.026

- [17] GUERIERI P M, JACOB R J, WANG H Y, et al. Droplet combustion of kerosene augmented by stabilized nano-aluminum/oxidizer composite mesoparticles[J]. *Combustion and Flame*, 2020, 211: 1–7.
doi: 10.1016/j.combustflame.2019.07.031
- [18] MEI D Q, SUN C, LI L C, et al. Evaporation characteristics of fuel sessile droplets with nanoparticles[J]. *Energy Sources, Part A: Recovery, Utilization, and Environmental Effects*, 2019, 41(6): 677–688.
doi: 10.1080/15567036.2018.1520350
- [19] CHEN B H, LIU J Z, YANG W J, et al. Effect of ammonium perchlorate coating on the ignition and combustion characteristics of Al/JP–10 nanofluid fuel[J]. *Combustion Science and Technology*, 2020, 192(8): 1567–1581.
doi: 10.1080/00102202.2019.1613385
- [20] GAN Y N, QIAO L. Optical properties and radiation-enhanced evaporation of nanofluid fuels containing carbon-based nanostructures[J]. *Energy & Fuels*, 2012, 26(7): 4224–4230.
doi: 10.1021/ef300493m
- [21] JAVED I, BAEK S W, WAHEED K, et al. Evaporation characteristics of kerosene droplets with dilute concentrations of ligand-protected aluminum nanoparticles at elevated temperatures[J]. *Combustion and Flame*, 2013, 160(12): 2955–2963.
doi: 10.1016/j.combustflame.2013.07.007
- [22] JAVED I, BAEK S W, WAHEED K. Effects of dense concentrations of aluminum nanoparticles on the evaporation behavior of kerosene droplet at elevated temperatures: the phenomenon of microexplosion[J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2014, 56: 33–44.
doi: 10.1016/j.expthermflusci.2013.11.006
- [23] JAVED I, BAEK S W, WAHEED K. Autoignition and combustion characteristics of kerosene droplets with dilute concentrations of aluminum nanoparticles at elevated temperatures[J]. *Combustion and Flame*, 2015, 162(3): 774–787.
doi: 10.1016/j.combustflame.2014.08.018
- [24] SABOURIN J L, YETTER R A, PARIMI V S. Exploring the effects of nanostructured particles on liquid nitromethane combustion[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2010, 26(5): 1006–1015.
doi: 10.2514/1.48579
- [25] McCOWN K W III, PETERSEN E L. Effects of nano-scale additives on the linear burning rate of nitromethane[J]. *Combustion and Flame*, 2014, 161(7): 1935–1943.
doi: 10.1016/j.combustflame.2013.12.019
- [26] GAN Y N, QIAO L. Evaporation characteristics of fuel droplets with the addition of nanoparticles under natural and forced convections[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2011, 54(23–24): 4913–4922.
doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.07.003
- [27] GAN Y N, LIM Y S, QIAO L. Combustion of nanofluid fuels with the addition of boron and iron particles at dilute and dense concentrations[J]. *Combustion and Flame*, 2012, 159(4): 1732–1740.
doi: 10.1016/j.combustflame.2011.12.008
- [28] PANDEY K, CHATTOPADHYAY K, BASU S. Combustion dynamics of low vapour pressure nanofuel droplets[J]. *Physics of Fluids*, 2017, 29(7): 074102.
doi: 10.1063/1.4991752
- [29] PANDEY K, BASU S. How boiling happens in nanofuel droplets[J]. *Physics of Fluids*, 2018, 30(10): 107103.
doi: 10.1063/1.5048564
- [30] TYAGI H, PHELAN P E, PRASHER R, et al. Increased hot-plate ignition probability for nanoparticle-laden diesel fuel[J]. *Nano Letters*, 2008, 8(5): 1410–1416.
doi: 10.1021/nl080277d
- [31] SHAMS Z, MOGHIMAN M. An experimental investigation of ignition probability of diesel fuel droplets with metal oxide nanoparticles[J]. *Thermochemica Acta*, 2017, 657: 79–85.
doi: 10.1016/j.tca.2017.09.007
- [32] GAN Y N, QIAO L. Radiation-enhanced evaporation of ethanol fuel containing suspended metal nanoparticles[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2012, 55(21–22): 5777–5782.
doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2012.05.074
- [33] MIGLANI A, BASU S. Effect of particle concentration on shape deformation and secondary atomization characteristics of a burning nanotitania dispersion droplet[J]. *Journal of Heat Transfer*, 2015, 137(10): 102001.
doi: 10.1115/1.4030394
- [34] TANVIR S, JAIN S, QIAO L. Latent heat of vaporization of nanofluids: measurements and molecular dynamics simulations[J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 118(1): 014902.
doi: 10.1063/1.4922967
- [35] JAVED I, BAEK S W, WAHEED K. Evaporation characteristics of heptane droplets with the addition of aluminum nanoparticles at elevated temperatures[J]. *Combustion and Flame*, 2013, 160(1): 170–183.
doi: 10.1016/j.combustflame.2012.09.005
- [36] JAVED I, BAEK S W, WAHEED K. Autoignition and combustion characteristics of heptane droplets with the addition of aluminium nanoparticles at elevated temperatures[J]. *Combustion and Flame*, 2015, 162(1): 191–206.
doi: 10.1016/j.combustflame.2014.07.015
- [37] E X-T-F, ZHI X M, ZHANG Y M, et al. Jet fuel containing ligand-protecting energetic nanoparticles: a case study of boron in JP–10[J]. *Chemical Engineering Science*, 2015, 129: 9–13.
doi: 10.1016/j.ces.2015.02.018
- [38] SEKOA I P T, OUMA C N M, DU PREEZ S P, et al. Application of nanoparticles in biofuels: an overview[J]. *Fuel*, 2019, 237: 380–397.
doi: 10.1016/j.fuel.2018.10.030
- [39] SAXENA V, KUMAR N, SAXENA V K. A comprehensive review on combustion and stability aspects of metal nanoparticles and its additive effect on diesel and biodiesel fuelled C. I. engine[J]. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2017, 70: 563–588.
doi: 10.1016/j.rser.2016.11.067
- [40] WANG C, ZHANG X, SU M. Synthesis and thermal stability of Field's alloy nanoparticles and nanofluid[J]. *Materials Letters*, 2017, 205: 6–9.
doi: 10.1016/j.matlet.2017.06.051
- [41] LI S J, DU H Z, ZHUO Z, et al. Dispersion stability, physical properties, and electrostatic breakup of surfactant-

- loaded aluminum/*n*-decane nanofluid fuel: nanoparticle size effect[J]. *Energy & Fuels*, 2020, 34(1): 1082–1092.
doi: 10.1021/acs.energyfuels.9b03332
- [42] MEHTA R N, CHAKRABORTY M, PARIKH P A. Nanofuels: Combustion, engine performance and emissions [J]. *Fuel*, 2014, 120: 91–97.
doi: 10.1016/j.fuel.2013.12.008
- [43] VAN DEVENER B, ANDERSON S L. Breakdown and combustion of JP-10 fuel catalyzed by nanoparticulate CeO₂ and Fe₂O₃[J]. *Energy & Fuels*, 2006, 20(5): 1886–1894.
doi: 10.1021/ef060064g
- [44] GAN Y N, QIAO L. Combustion characteristics of fuel droplets with addition of nano and micron-sized aluminum particles[J]. *Combustion and Flame*, 2011, 158(2): 354–368.
doi: 10.1016/j.combustflame.2010.09.005
- [45] SHARIATMADAR F S, PAKDEHI S G. Effect of various surfactants on the stability time of kerosene-boron nanofluids[J]. *Micro & Nano Letters*, 2016, 11(9): 498–502.
doi: 10.1049/mnl.2016.0223
- [46] KANNAIYAN K, ANOOP K, SADR R. Effect of nanoparticles on the fuel properties and spray performance of aviation turbine fuel[J]. *Journal of Energy Resources Technology*, 2017, 139(3): 032201.
doi: 10.1115/1.4034858
- [47] HE Y R, JIN Y, CHEN H S, et al. Heat transfer and flow behaviour of aqueous suspensions of TiO₂ nanoparticles (nanofluids) flowing upward through a vertical pipe[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2007, 50(11-12): 2272–2281.
doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.10.024
- [48] NGUYEN C T, DESGRANGES F, ROY G, et al. Temperature and particle-size dependent viscosity data for water-based nanofluids-Hysteresis phenomenon[J]. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 2007, 28(6): 1492–1506.
doi: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2007.02.004
- [49] NGUYEN C T, DESGRANGES F, GALANIS N, et al. Viscosity data for Al₂O₃-water nanofluid-hysteresis: is heat transfer enhancement using nanofluids reliable?[J]. *International Journal of Thermal Sciences*, 2008, 47(2): 103–111.
doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2007.01.033
- [50] ALAWI O A, SIDIK N A C. Mathematical correlations on factors affecting the thermal conductivity and dynamic viscosity of nanorefrigerants[J]. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2014, 58: 125–131.
doi: 10.1016/j.icheatmasstransfer.2014.08.033
- [51] CHEVALIER J, TILLEMENT O, AYELA F. Rheological properties of nanofluids flowing through microchannels[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, 91(23): 233103.
doi: 10.1063/1.2821117
- [52] ESFE M H, SAEDODIN S, WONGWISES S, et al. An experimental study on the effect of diameter on thermal conductivity and dynamic viscosity of Fe/water nanofluids [J]. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, 2015, 119(3): 1817–1824.
doi: 10.1007/s10973-014-4328-8
- [53] WANG J, HUANG X, QIAO X, et al. Experimental study on evaporation characteristics of single and multiple fuel droplets[J]. *Journal of the Energy Institute*, 2020, 93(4): 1473–1480.
doi: 10.1016/j.joei.2020.01.009
- [54] SUH H K, LEE C S. Experimental and analytical study on the spray characteristics of dimethyl ether (DME) and diesel fuels within a common-rail injection system in a diesel engine[J]. *Fuel*, 2008, 87(6): 925–932.
doi: 10.1016/j.fuel.2007.05.051
- [55] WANG J G, WANG X R, CHEN H, et al. Experimental study on puffing and evaporation characteristics of jatropa straight vegetable oil (SVO) droplets[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2018, 119: 392–399.
doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.11.130
- [56] SUNDARARAJ A J, PILLAI B C, GUNA K R. Experimental investigation of effect of temperature on ignition behaviour of seeded refined kerosene[J]. *Thermochimica Acta*, 2020, 683: 178469.
doi: 10.1016/j.tca.2019.178469
- [57] HAN W K, DAI B X, LIU J Z, et al. Ignition and combustion characteristics of heptane-based nanofluid fuel droplets[J]. *Energy & Fuels*, 2019, 33(10): 10282–10289.
doi: 10.1021/acs.energyfuels.9b02347
- [58] TANVIR S, QIAO L. Droplet burning rate enhancement of ethanol with the addition of graphite nanoparticles: influence of radiation absorption[J]. *Combustion and Flame*, 2016, 166: 34–44.
doi: 10.1016/j.combustflame.2015.12.021
- [59] MEHREGAN M, MOGHIMAN M. Effect of aluminum nanoparticles on combustion characteristics and pollutants emission of liquid fuels – A numerical study[J]. *Fuel*, 2014, 119: 57–61.
doi: 10.1016/j.fuel.2013.11.016
- [60] GHAMARI M, RATNER A. Combustion characteristics of colloidal droplets of jet fuel and carbon based nanoparticles[J]. *Fuel*, 2017, 188: 182–189.
doi: 10.1016/j.fuel.2016.10.040
- [61] HOSEINI S S, NAJAFI G, GHOBADIAN B, et al. Performance and emission characteristics of a CI engine using graphene oxide (GO) nano-particles additives in biodiesel-diesel blends[J]. *Renewable Energy*, 2020, 145: 458–465.
doi: 10.1016/j.renene.2019.06.006
- [62] RAMESH D K, DHANANJAYA KUMAR J L, HEMANTH KUMAR S G, et al. Study on effects of alumina nanoparticles as additive with poultry litter biodiesel on performance, combustion and emission characteristic of diesel engine[J]. *Materials Today: Proceedings*, 2018, 5(1): 1114–1120.
doi: 10.1016/j.matpr.2017.11.190
- [63] SOUDAGAR M E M, NIK-GHAZALI N N, KALAM M A, et al. An investigation on the influence of aluminium oxide nano-additive and honge oil methyl ester on engine performance, combustion and emission characteristics[J]. *Renewable Energy*, 2020, 146: 2291–2307.
doi: 10.1016/j.renene.2019.08.025
- [64] EL-SEESY A I, ABDEL-RAHMAN A K, BADY M, et al. Performance, combustion, and emission characteristics of a diesel engine fueled by biodiesel-diesel mixtures with multi-walled carbon nanotubes additives[J]. *Energy Conversion and Management*, 2017, 135: 373–393.
doi: 10.1016/j.enconman.2016.12.090

- [65] JAVED S, SATYANARAYANA MURTHY Y V V, SATYANARAYANA M R S, et al. Effect of a zinc oxide nanoparticle fuel additive on the emission reduction of a hydrogen dual-fuelled engine with jatropha methyl ester biodiesel blends[J]. *Journal of Cleaner Production*, 2016, 137: 490–506.
doi: 10.1016/j.jclepro.2016.07.125
- [66] CHENG Y X, ZHAO Y, ZHAO F Q, et al. ReaxFF simulations on the combustion of Al and *n*-butanol nanofluid[J]. *Fuel*, 2022, 330: 125465.
doi: 10.1016/j.fuel.2022.125465
- [67] WEI J J, HE C J, LV G, et al. The combustion, performance and emissions investigation of a dual-fuel diesel engine using silicon dioxide nanoparticle additives to methanol[J]. *Energy*, 2021, 230: 120734.
doi: 10.1016/j.energy.2021.120734
- [68] YAN Q L, GOZIN M, ZHAO F Q, et al. Highly energetic compositions based on functionalized carbon nanomaterials[J]. *Nanoscale*, 2016, 8(9): 4799–4851.
doi: 10.1039/c5nr07855e
- [69] HE W, LIU P J, HE G Q, et al. Highly reactive metastable intermixed composites (MICs): preparation and characterization[J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(41): 1706293.
doi: 10.1002/adma.201706293
- [70] SUNDARAM D, YANG V, YETTER R A. Metal-based nanoenergetic materials: synthesis, properties, and applications[J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2017, 61: 293–365.
doi: 10.1016/j.pecs.2017.02.002
- [71] PATEL V K, SAURAV J R, GANGOPADHYAY K, et al. Combustion characterization and modeling of novel nanoenergetic composites of $\text{Co}_3\text{O}_4/\text{nAl}$ [J]. *RSC Advances*, 2015, 5(28): 21471–21479.
doi: 10.1039/C4RA14751K
- [72] YAN Q L, ZHAO F Q, KUO K K, et al. Catalytic effects of nano additives on decomposition and combustion of RDX-, HMX-, and AP-based energetic compositions[J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2016, 57: 75–136.
doi: 10.1016/j.pecs.2016.08.002
- [73] WANG L L, MUNIR Z A, MAXIMOV Y M. Thermite reactions: their utilization in the synthesis and processing of materials[J]. *Journal of Materials Science*, 1993, 28(14): 3693–3708.
doi: 10.1007/BF00353167
- [74] FOLEY T, PACHECO A, MALCHI J, et al. Development of nanothermite composites with variable electrostatic discharge ignition thresholds[J]. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 2007, 32(6): 431–434.
doi: 10.1002/prop.200700273
- [75] HE W, LIU P J, GONG F Y, et al. Tuning the reactivity of metastable intermixed composite *n*-Al/PTFE by polydopamine interfacial control[J]. *ACS Applied Materials & Interfaces*, 2018, 10(38): 32849–32858.
doi: 10.1021/acsami.8b10197
- [76] HE W, TAO B W, YANG Z J, et al. Mussel-inspired polydopamine-directed crystal growth of core-shell *n*-Al@PDA/CuO metastable intermixed composites[J]. *Chemical Engineering Journal*, 2019, 369: 1093–1101.
doi: 10.1016/j.cej.2019.03.165
- [77] AO W, GAO Y, ZHOU S, et al. Enhancing the stability and combustion of a nanofluid fuel with polydopamine-coated aluminum nanoparticles[J]. *Chemical Engineering Journal*, 2021, 418: 129527.
doi: 10.1016/j.cej.2021.129527
- [78] GAO Y, AO W, LI L K B, et al. Catalyzed combustion of a nanofluid fuel droplet containing polydopamine-coated metastable intermixed composite *n*-Al/CuO[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2021, 118: 107005.
doi: 10.1016/j.ast.2021.107005
- [79] CHEN W Q, ZHU B Z, SUN Y L, et al. Nano-sized copper oxide enhancing the combustion of aluminum/kerosene-based nanofluid fuel droplets[J]. *Combustion and Flame*, 2022, 240: 112028.
doi: 10.1016/j.combustflame.2022.112028
- [80] HE W, AO W, YANG G C, et al. Metastable energetic nanocomposites of MOF-activated aluminum featured with multi-level energy releases[J]. *Chemical Engineering Journal*, 2020, 381: 122623.
doi: 10.1016/j.cej.2019.122623
- [81] PANDYA N S, SHAH H, MOLANA M, et al. Heat transfer enhancement with nanofluids in plate heat exchangers: a comprehensive review[J]. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 2020, 81: 173–190.
doi: 10.1016/j.euromechflu.2020.02.004
- [82] YANG D L, XIA Z X, HUANG L Y, et al. Synthesis of metallized kerosene gel and its characterization for propulsion applications[J]. *Fuel*, 2020, 262: 116684.
doi: 10.1016/j.fuel.2019.116684
- [83] CHEN A Q, GUAN X D, LI X M, et al. Preparation and characterization of metallized JP-10 gel propellants with excellent thixotropic performance[J]. *Propellants, Explosives, Pyrotechnics*, 2017, 42(9): 1007–1013.
doi: 10.1002/prop.201700161



作者简介:

高毅(1998—),男,安徽阜阳人,硕士研究生,研究方向:纳米流体燃料改性。

E-mail: gy0704@mail.nwpu.edu.cn

(编辑:孙春晖)

双垂直楔交叉激波与转捩边界层干扰

易淼荣, 张若凌*, 岳茂雄, 李莉, 任虎, 赵慧勇

中国空气动力研究与发展中心空天技术研究所 高超声速冲压发动机技术重点实验室, 绵阳 621000

摘要: 针对超声速双垂直楔构型产生的交叉激波与转捩边界层干扰现象, 结合风洞试验与数值模拟进行了深入研究。试验在中国空气动力研究与发展中心 $\Phi 600$ mm 脉冲燃烧风洞中开展, 来流马赫数 3.0, 单位雷诺数 $2.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, 获得了流场纹影、壁面压力和壁面热流。结果表明: 受交叉激波逆压梯度作用, 层流边界层在激波交汇附近分离, 并在干扰区迅速转捩; 在上游安装斜坡型涡流发生器或粗糙带, 诱导边界层在干扰前转捩为湍流, 分离区被有效抑制, 干扰区热流明显下降(热流峰值下降超过 25%)。数值模拟和风洞试验得到的激波结构、壁面压力吻合良好, 但壁面热流计算值明显大于试验值。对比转捩模型和湍流模型计算结果发现: 明显偏高的湍流黏性系数是 RANS 方法在非分离区过高预测干扰区热流的主要原因。

关键词: 交叉激波; 激波边界层干扰; 湍流; 转捩

中图分类号: V211.73

文献标识码: A

Crossing shock waves/transitional boundary layers interactions in the double vertical wedges configuration

YI Miaorong, ZHANG Ruoling*, YUE Maoxiong, LI Li, REN Hu, ZHAO Huiyong

Science and Technology on Scramjet Laboratory, Aerospace Technology Institute of

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China

Abstract: Study on crossing shock waves/transitional boundary layer interaction in the double vertical wedges configuration was carried out using wind tunnel tests and numerical calculations. The wind tunnel tests were carried out at $\Phi 600$ mm pulse combustion wind tunnel. The Mach number of the free stream condition is 3.0, and the unit Reynolds number is $2.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. The schlieren images, wall pressure and wall heat fluxes were obtained during the tests. The results show that because of the adverse pressure gradient caused by the crossing shock waves, the separation of the laminar boundary layer was captured near the shock waves intersection point. And the transition from laminar to turbulent occurred rapidly in the interaction region. After installation of vertex generator devices or roughness devices, the boundary layer transition position moved to the upstream of the interaction region, the separation was effectively inhibited. And the heat fluxes in the interaction region declined obviously. The peak value of heat fluxes was reduced by more than 25%. The shock wave structures and wall pressure distributions obtained from tests and simulations agreed well, while the prediction heat fluxes were much larger than the test results. The comparison between the calculated results of the transition model and the turbulence model shows that the obviously larger turbulence viscosity is the main reason why RANS methods over-predict the heat fluxes in the unseparated interaction region.

Keywords: crossing shock waves; shock waves/boundary layer interaction; turbulence; transition

收稿日期: 2022-06-16; 修回日期: 2022-08-15; 录用日期: 2022-09-05

基金项目: 国家自然科学基金项目(12002362)

* 通信作者 E-mail: zhangruoling@163.com

引用格式: 易淼荣, 张若凌, 岳茂雄, 等. 双垂直楔交叉激波与转捩边界层干扰 [J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 17-28.

YI M R, ZHANG R L, YUE M X, et al. Crossing shock waves/transitional boundary layers interactions in the double vertical wedges configuration[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 17-28.

0 引言

激波/边界层干扰广泛存在于超声速、高超声速飞行器内外流场中,影响着飞行器的流量捕获、总压恢复、气动力热载荷等关键指标^[1]。对进气道而言,激波/边界层干扰问题若处理不当,将在进气道内引发显著的流动分离,偏离设计工况,甚至发生进气道喘振^[2]。在侧压式或内转式进气道中,由进气道内侧面诱导的斜激波在进气道内相交形成交叉激波,进而与进气道底部边界层发生复杂三维干扰,形成大尺度涡结构。这种干扰会增加进气道总压损失,加剧流场畸变,还会引起局部高热流区域的出现。因此,需要针对此类三维激波/边界层干扰问题开展深入的流动机理及控制方法研究。

2块安装于平板上的垂直楔构型是研究上述三维激波/边界层干扰问题的一个典型构型。国内外学者针对该构型的激波/湍流边界层干扰问题开展了深入实验和计算研究^[3-9]。Zhel'tovodov等^[6-8]分别在俄罗斯科学院西伯利亚分院理论与应用力学研究所T-333超声速风洞和德国宇航院(DLR)Ludwig管内对6种对称/非对称垂直楔构型开展了详细试验,给出了壁面压强、油流图谱、热传导系数和摩擦系数的分布。基于大量试验数据,Zhel'tovodov等^[8-9]结合油流显示技术和数值模拟方法,给出了双垂直楔交叉激波/湍流边界层干扰随着楔角增大由弱到强的干扰模式及各种干扰模式下的流场结构。

在真实飞行条件下,当飞行高度和马赫数较高时,边界层在与交叉激波干扰前仍可能保持为层流状态。在激波的逆压梯度作用下,边界层很有可能发生转捩,形成激波/转捩边界层干扰。在这种情况下,一方面,激波扮演着扰动触发者的角色,能够提前触发转捩;另一方面,当转捩发生于干扰区时,不稳定性的发展使得层流间的动量交换增加,对干扰流场结构产生极大影响^[10]。

Knight等^[11]系统回顾了1993年后的高超声速激波/转捩边界层干扰研究:针对激波/转捩边界层干扰的研究主要采用风洞试验和直接数值模拟(DNS)方法开展,研究对象包括压缩拐角、带扩张角的轴对称构型、安装于平板上的圆柱构型以及入射激波/平板边界层干扰问题。在超声速领域,相关研究也以入射激波/平板边界层干扰^[12-13]、机翼激波/边界层干扰^[14]和压缩拐角^[15]等问题为主。高超声速条

件下的多个试验结果均表明,转捩干扰会导致比层流干扰或湍流干扰更高的热流峰值^[11],这就使实际热载荷可能超出采用层流或湍流模型得到的评估值,给飞行器带来安全隐患。

国内的激波/转捩边界层干扰研究主要针对压缩拐角构型。武宇等^[16-17]采用NPLS和PIV技术获得了马赫数3时不同拐角角度下来流边界层为层流、转捩和湍流状态的干扰区近壁流场结构。童福林等^[18-21]采用直接数值模拟方法对马赫数2.9来流条件下压缩拐角中的激波/转捩边界层干扰进行了研究,结果表明拐角内的干扰加速了转捩过程,转捩干扰在干扰区内的强湍动能和高雷诺剪切应力使其局部峰值摩擦系数高于湍流干扰。解少飞等^[22]针对马赫数8来流条件下的压缩拐角开展了试验测量,研究表明,当转捩发生于分离区时,转捩脉动与分离泡脉动的相互作用会诱导出更高的脉动能量。

综上所述,激波/转捩边界层干扰研究主要还是针对压缩拐角、安装于平板上的圆柱构型和入射激波/平板边界层干扰,而对于更为复杂的双垂直楔交叉激波与转捩边界层的三维干扰,目前尚无相关研究。本文结合风洞试验和数值模拟,对马赫数3.0来流条件下交叉激波与转捩边界层的干扰开展研究,测量干扰区的壁面热流和压力,获取流场中的纹影照片;基于湍流边界层抗逆压梯度能力明显强于层流的特点,采用在干扰区上游添加涡流发生器、粗糙带等控制措施,将边界层强制转捩为湍流,获得控制措施对激波/边界层干扰在壁面热流、压力分布及流场结构上的影响,进而验证控制效果。

1 试验模型、来流条件及测量方法

1.1 试验模型

试验模型几何构型如图1所示。一对斜劈角度为 9° 的垂直楔安装于尖前缘底板上,其前缘距底板前缘250 mm;两垂直楔尖的间距为100 mm,经过斜劈角压缩后,两楔相距65 mm。垂直楔高度为167 mm,沿流向长度为230 mm。底板尺寸为500 mm \times 196 mm。图1还给出了Oxyz坐标系,原点O位于垂直楔尖前缘连线的中点,x轴对应流动方向,y轴对应垂直于底板的方向,z轴垂直于xOy平面,由右手系确定。

1.2 来流条件

试验在中国空气动力研究与发展中心(CARDC)的 $\Phi 600$ mm脉冲燃烧风洞中开展。该风洞^[23-24]主要

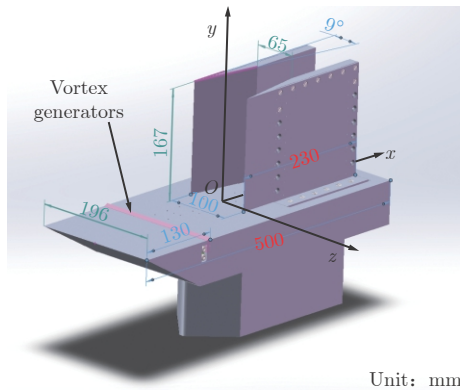


图 1 垂直楔几何构型示意图

Fig. 1 Sketch of the geography of vertical wedges

由富氧空气管、稳压供氢装置、大口径快速阀系统、燃烧加热器、型面喷管(出口直径 600 mm)、试验段、扩压器、真空箱等组成,如图 2 所示。试验采用马赫数 3 的喷管,有效试验时间约 200~300 ms。具体来流条件见表 1。

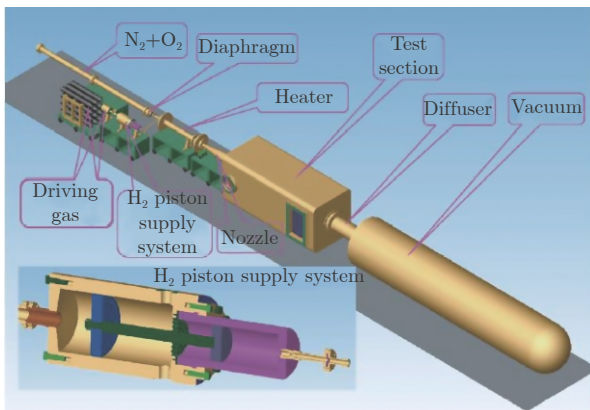


图 2 脉冲燃烧风洞示意图^[24]

Fig. 2 Sketch of pulse combustion wind tunnel^[24]

表 1 试验来流条件

Table 1 Freestream condition of the test

马赫数	总温 T_t/K	总压 p_t/MPa	单位雷诺数 $Re/(10^6 m^{-1})$	来流组分摩尔比 $O_2:N_2:H_2O$	比热比
3.0	1350	0.335	2.1	0.21:0.56:0.23	1.34

1.3 测量方法

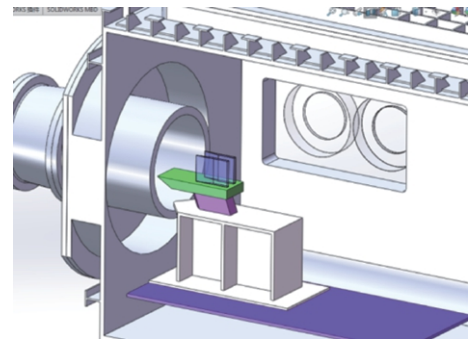
为在试验中获取尽可能多的测量数据,加工了 2 套相同的模型,分别对应 2 种摆放方式(如图 3 所示):水平摆放时,底板为碳钢材料,通过壁面测量孔测量底板的热流和压力,垂直楔为玻璃材料,通过纹影测量其平行于中心对称面的流场;垂直摆放时,底板为玻璃材料,垂直楔为碳钢材料,通过纹影测量获取交叉激波位置。

热流测量采用 E 型同轴热电偶,热电偶直径为

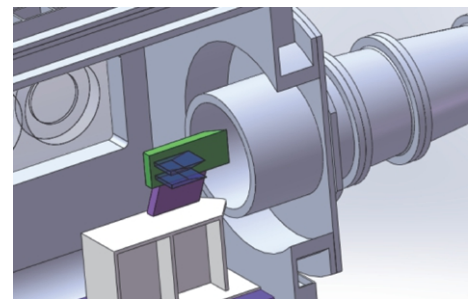
1.8 mm,材料为镍铬和康铜,对应的热扩散系数 a 分别为 6.71 和 5.52 mm²/s。试验耗时 t 从有气流进入试验段至有效试验结束约 400 ms,若采用半无限大假设,所需传感器长度 $l \geq 4\sqrt{at} = 6.55$ mm^[25]。本文采用的同轴热电偶长度为 20 mm,可以采用半无限大假设进行数据处理。热流值采用下式求解^[25]:

$$Q(t_n) = \sqrt{\rho c k_Q} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^n \frac{T_i - T_{i-1}}{(t_n - t_i)^{1/2} + (t_n - t_{i-1})^{1/2}} \quad (1)$$

式中: Q 为热流值; t_n 为第 n 个采样点对应的时刻; ρ 、 c 、 k_Q 分别为热电偶材料的密度、比热容和导热系数; T_i 为第 i 个采样点对应的温度值。



(a) 水平摆放



(b) 垂直摆放

图 3 试验中的 2 种模型摆放方式

Fig. 3 Two ways of placing the model during the test

实际处理时,假设热电偶的系数 $C_t = \sqrt{\rho c k_Q}$ 为常数。试验前,采用激光标定系统对 C_t 进行标定。标定时,将稳定功率的激光对准热流传感器一段时间 t (t 与风洞有效试验时长相近,约 300 ms);以功率计获得激光功率,采集热电偶的电压信号,结合标准热电偶分度表,可得到热电偶表面温度随时间变化的数据;代入式(1),即可获得 C_t 的取值。

标定时的典型输出信号如图 4(a)所示(纵轴为电压 E)。基于该信号,处理得到不同 t_n 下的 C_t 的分布,如图 4(b)所示。对不同 t_n 下的 C_t 取平均值,得到该热电偶的标定 C_t 。进行热流测量时,将标定

得到的 C_t 和测得的热电偶表面温度随时间变化的数据代入式(1), 即可得到 $Q(t_n)$ 的分布。

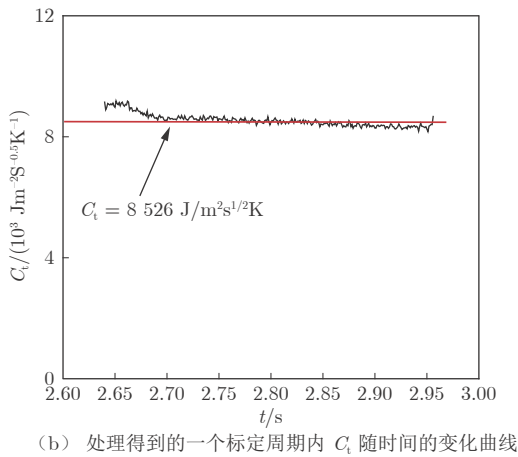
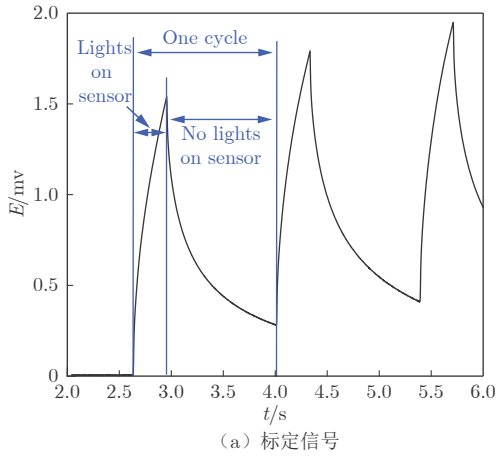


图4 E型同轴热电偶典型标定信号和标定结果

Fig. 4 Calibration signal and results of type E coaxial thermocouple

图5为试验期间的典型测量信号及处理后的热流值, T_0 表示试验开始前的热电偶表面温度值。对有效试验时间内的热流值取平均, 得到最终热流值 Q_{aver} 。标定和测量时的采样频率均为 10 kHz。

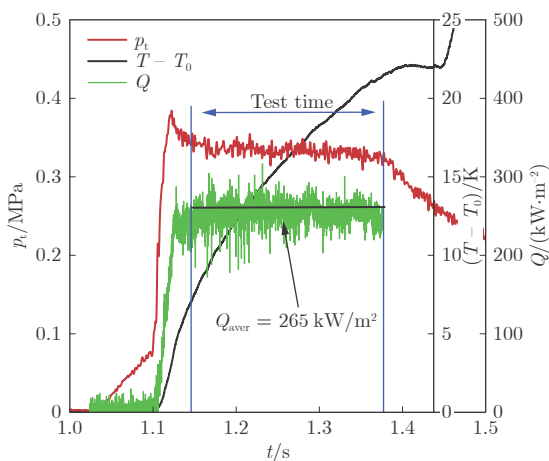


图5 试验期间的典型热流值

Fig. 5 Typical heat fluxes during test

2 计算方法及控制装置设计

2.1 数值计算方法

为与试验进行对比, 获取更多流场信息, 本文采用数值计算方法对试验工况进行了模拟。本文计算均采用CARDIC开发的三维大规模并行CFD软件平台AHL3D^[26]开展。AHL3D采用基于网格平均的有限体积法离散求解可压缩Navier-Stokes方程组, 支持完全气体、热完全气体及多组分化学反应的定常/非定常计算, 支持两相流计算。定常时间推进采用LU-SGS方法, 非定常计算则包括显式龙格-库塔法和隐式双时间步法。无黏通量采用重构-推进方法: 重构采用三阶MUSCL重构或五阶WENO重构, 推进可以采用Steger-Warming通量分裂、AUSM+、AUSMPW+和LDFSS等4种计算格式。黏性通量计算采用改进的Gauss定理。湍流模型包括 $k-\varepsilon$ 、 $k-\omega$ 、TNT、BLS、SST等双方程湍流模型。近期发展了 $\gamma-Re_{\theta t}$ 转捩模型^[27]、DES类方法^[28]和基于IDDES的转捩模式方法^[29]。此前,AHL3D已经应用于双垂直楔交叉激波/湍流边界层干扰的数值模拟研究, 取得了与试验结果吻合较好的壁面压力结果^[30], 但干扰区壁面热流与试验结果存在一定差别, 这是目前采用RANS方法计算该类复杂干扰存在的共性问题。本文的讨论有助于进一步加深对该问题的理解。

本文采用定常计算, 研究了自然转捩和全湍流这2种状态: 自然转捩状态计算时, 采用 $\gamma-Re_{\theta t}$ 转捩模型, 设置来流湍流度为1.0%, 来流黏性比 $\mu_T/\mu = 10$; 全湍流状态计算时, 采用SST双方程湍流模型。无黏通量采用三阶MUSCL重构、AUSMPW+格式, 气体热力学性质采用多组分热完全气体模型, 气体组分及体积比参考表1设置, 壁面设置为300 K无滑移等温壁。

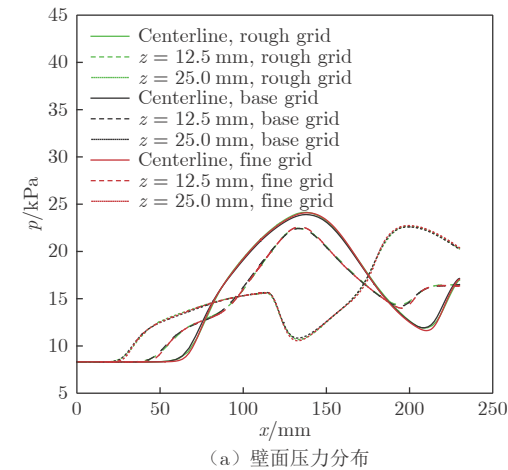
采用半模开展计算, 中心对称面上采用对称边界条件, 保持垂直壁面第一层网格距离小于0.002 mm, 对应的 y^+ 小于1.0。计算前, 对网格进行收敛性分析, 采用SST湍流模型在3套结构网格上对试验工况开展了模拟。表2给出了 $x = 0$ mm下游(垂直楔激波干扰区)流场的 x 、 y 和 z 方向网格数 n_x 、 n_y 和 n_z 。基准网格(base)在 $x = 0$ mm下游流场的网格数为250万; 粗网格(rough)在3个方向上分别将网格数降为基准网格的70%~75%, 对应网格数为80万; 细网格(fine)则是在基准网格的基础上

在 3 个方向上进行了 1.5~2.0 倍加密, 网格数增加至 1090 万。

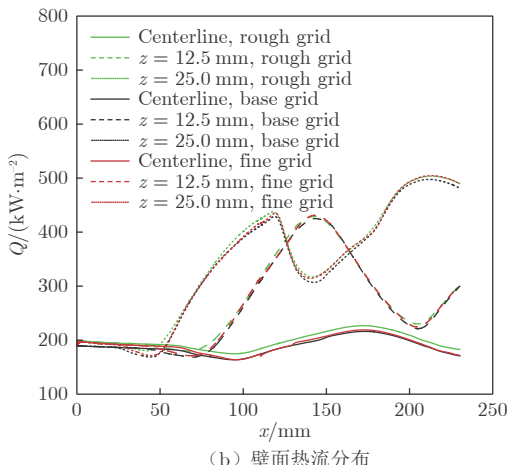
表 2 $x > 0$ 区域 x, y, z 方向上网格数
Table 2 Grid numbers in x, y, z directions in the $x > 0$ area

网格	n_x	n_y	n_z
粗网格(rough)	141	81	71
基准网格(base)	201	121	101
细网格(fine)	401	181	151

通过计算, 得到了 3 个等 z 截面上的壁面压力和热流, 如图 6 所示。从图中可以看到, 3 套网格得到的壁面压力曲线几乎完全重合, 壁面热流最大差别小于 8%, 表明网格基本满足计算需求。后文均采用基准网格开展计算。



(a) 壁面压力分布



(b) 壁面热流分布

图 6 采用不同网格计算得到的壁面压力和热流分布

Fig. 6 Heat fluxes and pressure distribution calculated using different grids

2.2 控制装置设计

为将干扰区上游的边界层强制转捩为湍流, 当模型水平摆放时, 在干扰区上游设计加装了 2 种强制转换装置, 分别为粗糙带和斜坡型涡流发生器。

粗糙带为 20 mm × 100 mm 的 80 目砂纸, 粘贴于干扰区上游的底板表面, 其前缘距底板前缘 10 mm。

粗糙带具有较好的强制转捩效果, 但实际使用中易损坏, 因此还设计了斜坡型涡流发生器。从引入最小扰动达到最强控制效果的角度而言, 涡流发生器安装位置不宜过于靠前(根据线性稳定性理论, 雷诺数较小时, 属于稳定流场, 施加的扰动会不断衰减), 也不宜过于靠后(被粗糙颗粒诱导出的流向涡对结构, 需发展一定流向距离才能转捩为湍流), 最终选定涡流发生器安装于 $x = -120$ mm 处(距底板前缘 130 mm), 如图 1 中的粉色线段所示。在风洞来流条件(表 1)下, 根据全层流条件下的数值评估, $x = -120$ mm 处的层流边界层厚度 δ 约为 1.5 mm, 如图 7 所示。

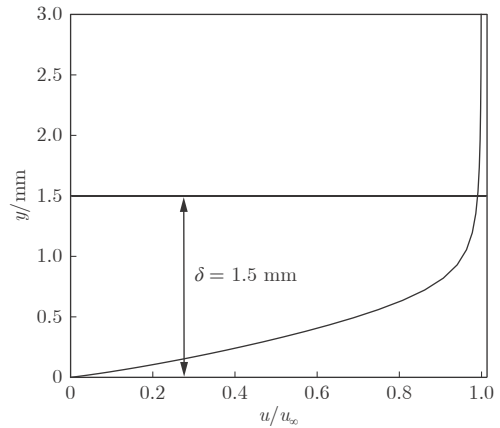


图 7 计算得到的 $x = -120$ mm 处边界层内速度分布

Fig. 7 Velocity distribution of the $x = -120$ mm boundary layer by calculation

为使涡流发生器作用于所有进入干扰区的流体, 其宽度设为约 100 mm, 由沿 z 方向展布的 55 个斜坡型粗糙颗粒组成(颗粒间距为 0.3 mm)。斜坡型粗糙颗粒构型如图 8 所示, 其高度 h 为最重要的几何参数, 本文选取了 2 种高度: 1.0 mm 和 1.5 mm,

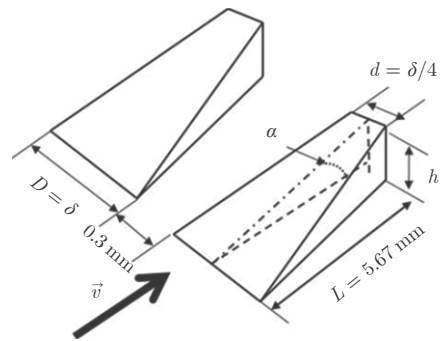


图 8 斜坡型粗糙颗粒尺寸

Fig. 8 The geography of ramp vortex generators

对应的 h/δ 分别为 70% 和 100% (δ 为边界层厚度)、斜坡角度 α 分别为 10° 和 15° ; 长度 L 均为 5.67 mm, 宽度 D 均设置为 $D = \delta = 1.5$ mm。

3 结果分析

3.1 流场结构

图 9 为试验得到的平行于底板的纹影图像与计算得到的数值纹影结果。数值纹影结果取自边界层外的无黏区。从图中可以看到: 垂直楔诱导的 2 道斜激波在下游汇聚形成第一类激波干扰, 垂直楔的拐角诱导出 2 道膨胀波结构; 试验得到的激波结构基本对称, 数值模拟和风洞试验得到的激波交汇点比较一致, 均位于 $x \approx 98$ mm 处; 下游的激波膨胀波结构也基本一致。

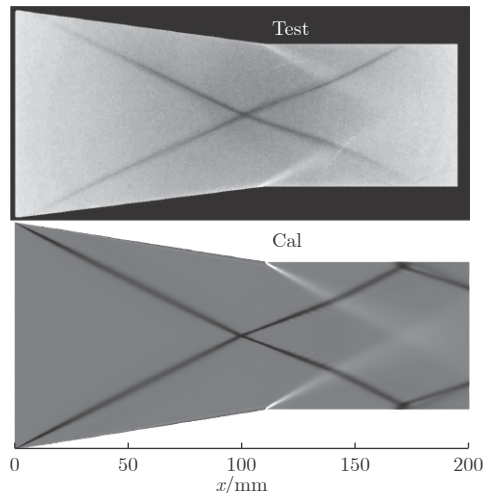


图 9 计算和试验得到的激波结构

Fig. 9 Shock waves structures obtained by tests and simulation

图 10 为试验测量得到的平行于中心对称面的纹影图像, 纹影窗口最左侧对应垂直楔的拐角位置, 即 $x = 110.4$ mm 位置。从图 10 可知: 未施加控制时, 边界层附近有较明显的涡结构; 加装 $h = 1.0$ mm 的斜坡型涡流发生器后, 边界层内的涡结构得到明显抑制; h 增大至 1.5 mm 或在底板前缘加装粗糙带后, 边界层内涡结构基本消失。图 10 表明: 控制措施有效抑制了激波/边界层干扰诱导的涡结构。

图 11 为采用转捩模型和全湍流模型计算得到的流场结构。图中给出了壁面压力及底板的极限流线、多个流向截面的速度云图及二维流线, 灰度图为边界层外的激波结构。从图中可以看到: 流体流过垂直楔尖后, 向中心线汇聚, 在交叉激波的干扰作用下, 穿过激波后的边界层明显增厚(呈中心偏厚、两侧偏薄形态)。对于转捩边界层, 与交叉激波干扰产

生了复杂的三维分离与再附结构(图 11(a)中的壁面极限流线); 经过垂直楔拐角后, 中心线附近的边界层内形成了反向旋转的流向涡对; 在向下游发展过程中, 流向涡对不断增强, 在更下游区域, 底板与垂直楔侧壁相接的角区出现了明显的角涡。对于湍流边界层, 虽然流体也在交叉激波作用下向中心线汇聚, 但并未产生三维分离(图 11(b)中的壁面极限流线); 垂直楔尖下游的流向涡对明显偏弱, 且在向下游发展过程中逐渐偏离中心线区域, 并在出口处基本衰减耗散。底板与垂直楔侧壁相接的角区的涡结构也在出口处基本消失。

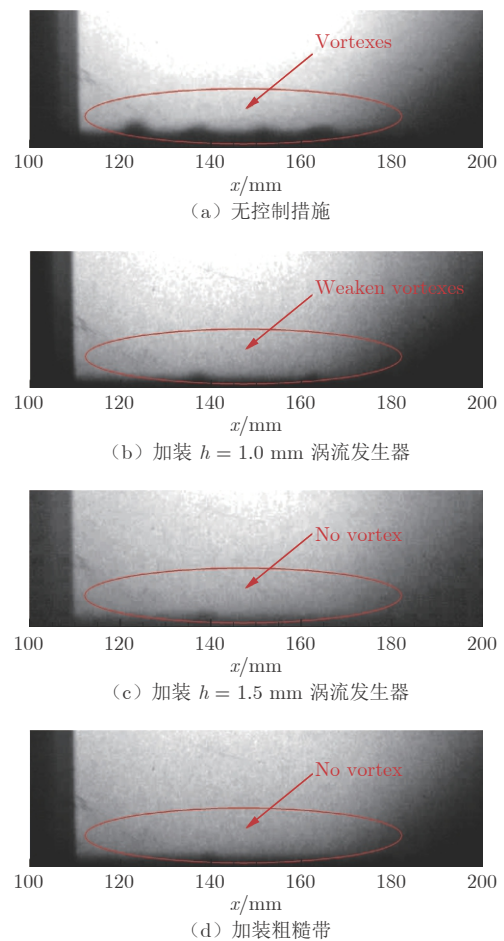


图 10 试验测量纹影图像

Fig. 10 Schlieren maps during test

综上所述, 无控制措施时, 测量得到的流场结构与转捩模型计算结果更为吻合, 在干扰区内产生了明显的分离涡结构; 采取控制措施后, 分离涡结构基本消失, 与湍流模型计算结果基本吻合。

3.2 壁面热流

图 12 给出了对称中心线、 $z = 12.5$ mm 和 $z = 25.0$ mm 这 3 个截面的壁面热流分布。图中“tran”表示采用转捩模型得到的计算结果, “turb”表示在底板

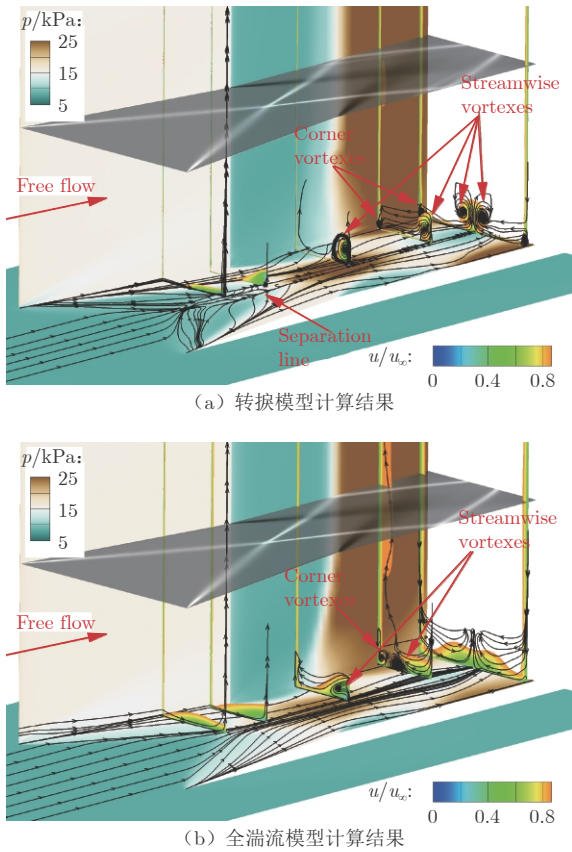


图 11 计算得到的流场结构

Fig. 11 Flow field structures obtained by calculation

前缘加装粗糙带的试验结果或采用全湍流模型得到的计算结果。从图中可知：无控制措施时(“Test no control”), 壁面热流在遇到激波干扰前一直保持为层流值; 加装 $h = 1.0$ mm 或 1.5 mm 的斜坡型涡流发生器后, 壁面热流从 $x = -100$ mm 处偏离层流状态并逐渐增大, 直至达到 $x = 0$ mm 处的极大值, 此时中心线上热流超过全湍流值, 表明 $x = 0$ mm 处边界层已完全转换为湍流; 加装粗糙带(20 mm × 100 mm 砂纸)后, 边界层在 $x = -100$ mm 处即达到了全湍流值, 表明加装粗糙带后, 边界层完成转捩发生于 $x = -100$ mm 上游。在干扰区内, 上述控制措施下获得的壁面热流分布基本保持一致, 且上游的热流分布表明各控制措施均诱导边界层在干扰区上游达到了全湍流状态。因此, 只要在干扰前将边界层诱导为充分发展的湍流状态, 则无论采取何种强制转捩措施, 对干扰区的热流影响均不大。在采取了控制措施的 3 个车次中, 激波/湍流边界层干扰热流基本一致, 表明风洞试验重复性良好。无控制措施时, 热流在遇到交叉激波后急剧增大, 甚至超过全湍流状态时的热流, 表明在激波的逆压梯度作用下, 边界层在干扰区迅速转换为湍流。

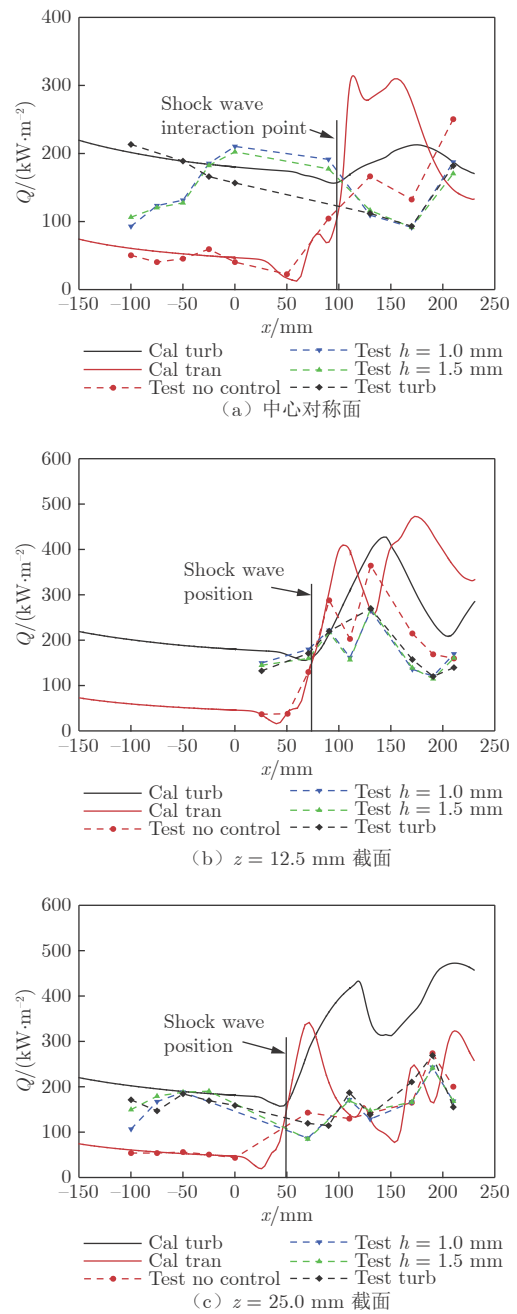


图 12 试验与计算壁面热流分布对比

Fig. 12 Heat flux distributions obtained from test and calculation

图 13 给出了采用转捩模型得到的不同 $x-y$ 截面的间歇因子 γ 分布。由于 $\gamma-Re_{\theta t}$ 转捩模型本身的特点, 在边界层外的无黏区 γ 均为 $1.0^{[30]}$, 因此必须通过边界层内的 γ 分布判断转捩位置。结合图 13 的间歇因子分布和图 12 的热流分布可以得到边界层转捩情况。在中心对称面和 $z = 12.5$ mm 截面上, 采用转捩模型得到的壁面热流均在干扰区迅速增大并达到或超过全湍流值, 这 2 个截面上边界层内的间歇因子也在 $x = 50$ mm 下游开始迅速由 0 增大至 1, 表明这两个截面的边界层转捩发生于干扰区内。对

于 $z = 25.0 \text{ mm}$ 截面, 壁面热流虽在第一道激波附近急剧增大, 但在更下游区域却迅速下降且明显低于全湍流值; 边界层内间歇因子也在第一道激波附近迅速由 0 增大至 1, 但在 $100 \text{ mm} < x < 200 \text{ mm}$ 区域内, 却又保持为明显小于 1 的值, 表明该区域既非全湍流状态, 也非全层流状态。这是由于受到侧壁拐角的扩张作用, 在顺压梯度作用下, 边界层在此处 ($100 \text{ mm} < x < 200 \text{ mm}$) 出现了再层流化的趋势, 之后又在 $x > 200 \text{ mm}$ 区域再次转换为全湍流。作为对比, 图 13 还给出了 $z = 60 \text{ mm}$ 截面(非激波边界层干扰区)的间歇因子分布。从图中可知, 由于未受到逆压梯度作用, 边界层在 $x < 250 \text{ mm}$ 区域内一直保持为层流状态, 表明干扰区内的转捩确实是由激波干扰导致的。

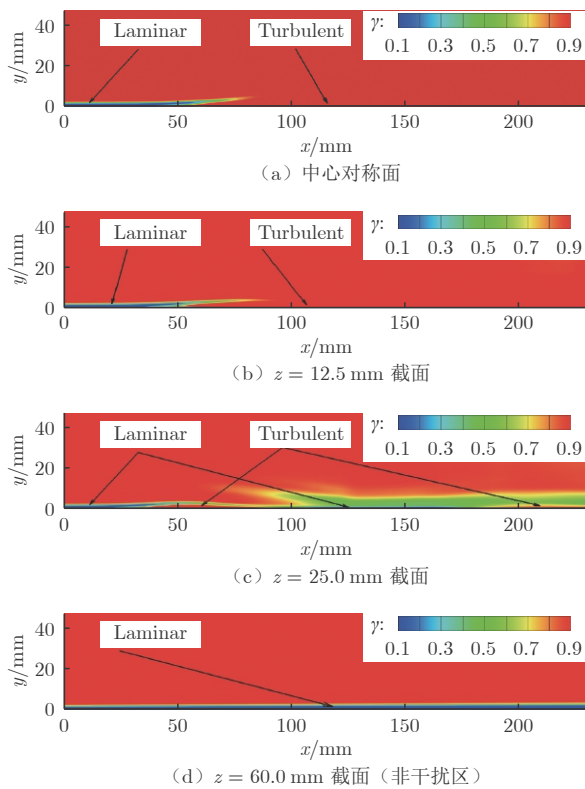


图 13 转捩模型计算得到的不同 z 截面 γ 分布

Fig. 13 Contours of γ in different z constant planes obtained by transition model

计算和试验得到的激波干扰前的壁面热流吻合良好, 在干扰区则差别较大, 这是目前采用 RANS 类方法模拟激波边界层干扰时的共性问题。在文献 [30, 31] 中均出现了热流计算值远大于试验值的问题。Thivet 等^[31]认为, 湍动能 k 经过激波后被目前的两方程湍流模型过度放大, k 被输运进边界层底部后, 导致湍流黏性系数过大, 最终导致摩擦阻、热流偏大。对 k 进行限制后, 得到的壁面热流有所降低,

但与试验值仍有较大偏差。图 12 中 $z = 25.0 \text{ mm}$ 截面的壁面热流数据表明, 采用转捩模型得到的壁面热流与试验测得的有/无控制措施下的热流吻合相对较好。根据图 14(a), 仔细分析该截面上采用来流空气黏性无量纲化的湍流黏性系数 μ_t , 结合图 13(c) 中的间歇因子分布可知, 在转捩条件下, 该截面上的间歇因子出现了“增大→减小→增大”的现象, 得到的湍流黏性系数因此远小于湍流模型, 得到的壁面热流也远小于湍流模型。这与 Thivet 等^[31]的说法吻合, 在该截面上(不存在分离情况)热流计算值远大于风洞试验值, 主要是 RANS 方法给出的湍流黏性系数过大所导致的。采用转捩模型在该截面上给出了更小的湍流黏性系数, 获得了与试验吻合更好的计算结果。如图 14(b)所示, 对于中心对称面, 采用转捩模型得到的 μ_t 也低于全湍流模型, 但得到的壁面热流仍明显偏高, 显然 Thivet 等^[31]的猜测在该截面上并不适用。结合纹影图像(图 10)可知, 未加装任何控制装置时, 干扰区内存在三维分离和再附, 此时壁面热流不仅受到湍流黏性系数影响, 更受到流动分离和再附影响。对三维分离模拟不准, 也可能导致对 $z = 0 \text{ mm}$ 截面热流模拟不准。

虽然热流计算值与试验值存在一定偏差, 但在有/无控制措施对壁面热流的影响上, 计算和试验得

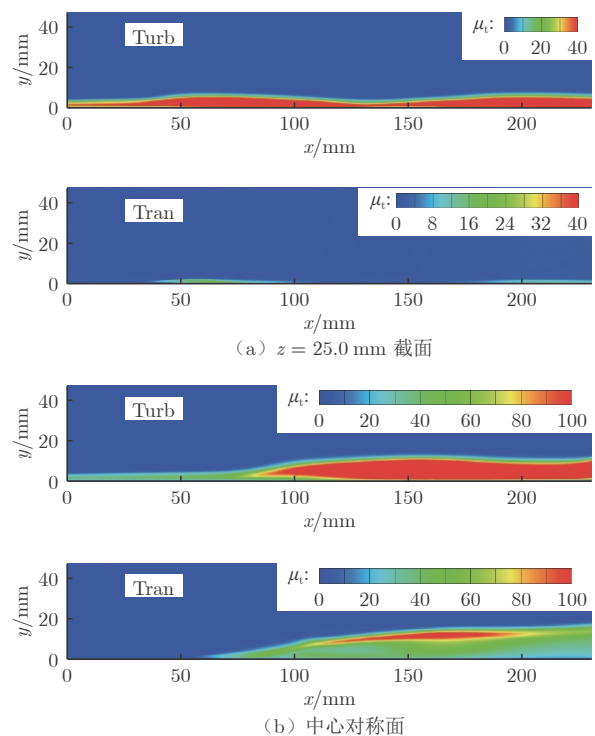


图 14 计算得到的不同 z 截面 μ_t 分布

Fig. 14 Contours of μ_t in different z planes

到的规律是一致的。对比不同边界层状态下的干扰区热流可知，在大部分干扰区域内，激波/转捩边界层干扰导致的热流明显高于激波/湍流边界层干扰。试验测得的激波/转捩边界层干扰热流峰值在 $x = 130 \text{ mm}$ 、 $z = 12.5 \text{ mm}$ 处，约为 360 kW/m^2 ，而边界层在干扰区上游转捩为湍流后，该处热流得到明显抑制，降低为约 260 kW/m^2 ，降幅超过 25%。从数值模拟结果(图 15 壁面热流云图)可知，干扰导致的热流峰值由转捩状态的 A 点约 730 kW/m^2 降为湍流状态的 B 点约 480 kW/m^2 ，降幅约 34%。对比图 11 中的流场可知，激波/转捩边界层干扰时，干扰区内存在明显的三维分离与再附；在再附区，热流会因壁面受到流体的冲击而急剧增大，故干扰区的热流明显偏大。而对于激波/湍流边界层干扰，由于没有三维分离与再附，干扰区热流相对更小。

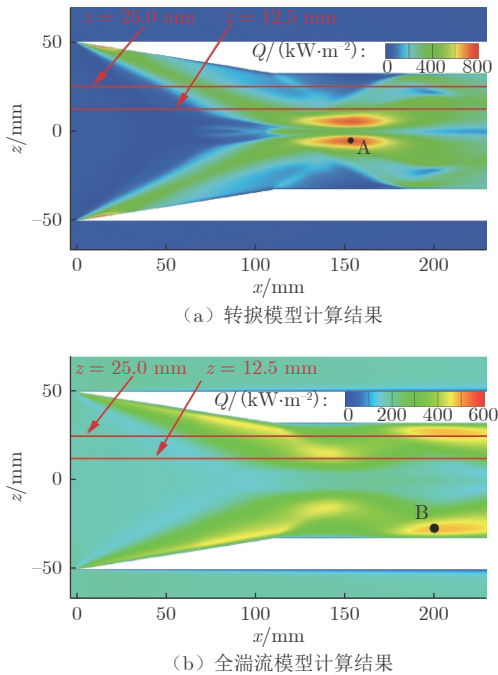


图 15 计算得到的底板壁面热流云图

Fig. 15 Calculated contours of heat fluxes in the base flat plate

3.3 壁面压力

图 16 给出了中心对称面、 $z = 12.5 \text{ mm}$ 和 $z = 25.0 \text{ mm}$ 截面的壁面压力分布。从试验结果看，加装涡流发生器的结果与加装粗糙带的结果吻合较好，与无控制措施时的结果在部分干扰区存在较明显差别。与加装粗糙带或涡流发生器的情况相比，无控制措施时的干扰区压力峰值更高，第一次压升位置明显更为靠前，中心对称面和 $z = 12.5 \text{ mm}$ 截面的壁面压力均在 $x = 25.0 \text{ mm}$ 处就已出现较为明显的抬升。

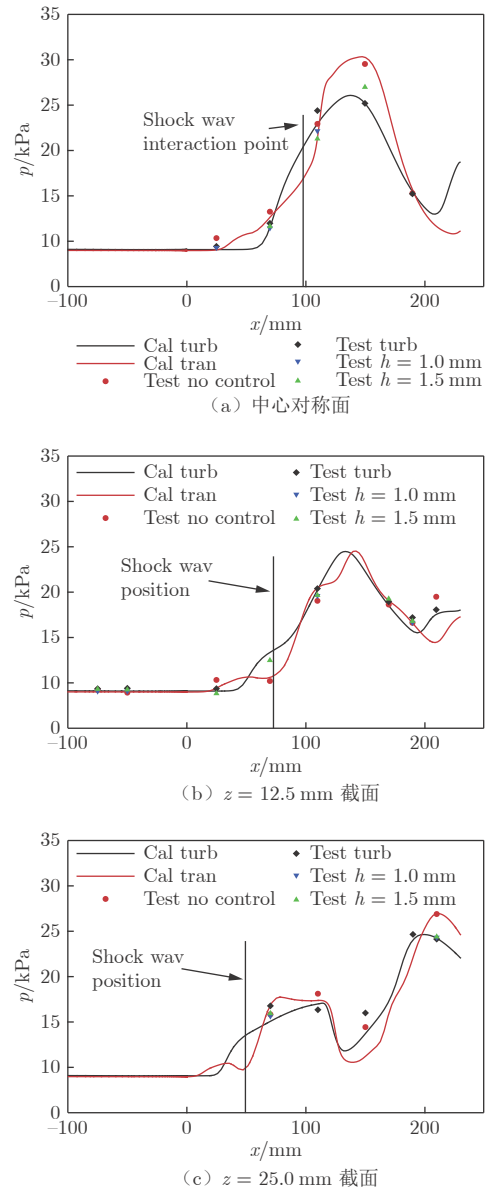


图 16 试验与计算壁面压力对比

Fig. 16 Pressure distributions obtained from test and calculation

从数值模拟结果可以看到，压力抬升后，出现一压力平台段。结合图 17 的壁面压力云图及壁面摩擦力线可知，压力平台段出现了明显的三维分离涡结构，因此，试验测得的压力首次明显抬升是由边界层内的分离所导致。而加装斜坡型涡流发生器或粗糙带后， $x = 25.0 \text{ mm}$ 处的压力与上游完全一致，压力平台段对应的空间位置并未发生分离。全湍流计算结果也表明，即使在激波交汇区也未发生明显分离。在中心线 $x = 150 \text{ mm}$ 处，无控制措施时的壁面压力也明显偏高。结合图 17 可知，该处存在分离后的再附，壁面受流体冲击，压力明显升高。采取控制措施后，分离和再附均不存在，压力明显更低。无控

制措施时,在激波干扰位置上游出现的压力抬升现象与纹影测得的干扰区分离涡现象吻合,也与计算结果显示的干扰区内存在复杂三维分离情况吻合。

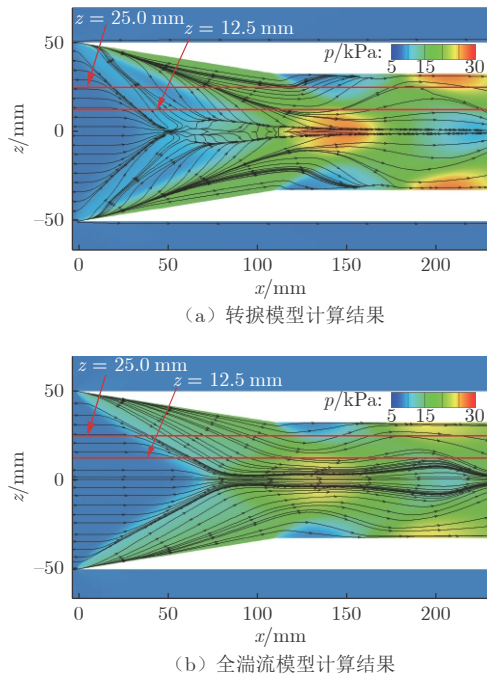


图 17 计算得到的底板壁面压力云图及摩擦力线分布
Fig. 17 Calculated contours of pressure in the base flat plate

综上所述,壁面压力分布的数值模拟与试验结果吻合良好,但干扰区内热流分布存在较大差别。对于无分离区域(如图 12(c)的 $z = 25.0$ mm 截面),如前文所述,模拟热流偏大主要是由湍流模型在干扰区给出了过大的湍流黏性系数所导致;对于有分离区域(如图 12(a)无控制措施下的 $z = 0$ mm 截面),数值模拟的压力分布结果与试验吻合良好,表明本文数值模拟可以较好地模拟干扰导致分离这一现象,且分离区大小和位置与试验结果差别不大。

由于分离区内部为亚声速区,压力变化并不明显,因此分离区内的流场结构模拟准确与否并不会明显影响压力分布的准确性。但对于热流而言,分离区内部的二次流场结构会直接影响边界层底部的速度和温度分布,进而对热流产生巨大影响。根据 Zheltovodov 等^[8]针对同类构型激波/湍流边界层干扰底部流动的拓扑计算和试验对比,采用 RANS 方法得到的干扰区二次分离结构确实与试验存在差异。因此,本文计算方法可以给出整体流场结构,也可以给出干扰所导致的分离区的大致大小和区域,但无法精确描述分离区内部的流场结构,也就无法给出准确的分离区热流分布。

4 结 论

采用风洞试验与数值模拟相结合的方法,针对马赫数 3、单位来流雷诺数 $Re = 2.1 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ 、高焓来流条件下的双垂直楔交叉激波/转捩边界层干扰问题进行了研究。在风洞试验中获得了流场纹影图像、壁面压力和壁面热流,结合数值模拟结果,得到以下结论:

1) 在无控制措施时,边界层在与交叉激波干扰前保持为层流状态;受交叉激波影响,边界层在激波交汇处产生分离,并在干扰区迅速发生转捩。

2) 通过加装高度为 1.0 或 1.5 mm 的斜坡型涡流发生器,或在底板前缘粘贴粗糙带,均能有效促进边界层在干扰区上游转捩为湍流。入口边界层转捩为湍流后,由激波/转捩边界层干扰所导致的分离区消失,干扰区下游流向涡结构明显减弱,干扰区热流大面积降低。风洞试验结果显示热流峰值降低超过 25%,数值模拟结果则显示热流峰值降幅达 34%。

3) 通过数值模拟得到的激波结构、壁面压力分布与风洞试验结果吻合良好,但干扰区的壁面热流计算值与试验值存在较大偏差。热流模拟存在偏差的原因可能主要包括 2 部分:在无分离区域,通过 RANS 模拟得到了明显过高的湍流黏性系数,在 $z = 25.0$ mm 截面(无分离),与湍流模型相比,转捩模型给出了更小的湍流黏性系数,获得了与试验更为接近的热流值;在有分离区域,目前的计算方法虽可以较好地描述干扰所导致的分离区大小和位置,但无法精确给出二次分离结构,进而导致对分离区内边界层底部的温度模拟不准,最终难以给出较为准确的热流分布。

参考文献:

- [1] 吴瀚,王建宏,黄伟,等. 激波/边界层干扰及微型涡流发生器控制研究进展[J]. 航空学报, 2021, 42(6): 025371.
WU H, WANG J H, HUANG W, et al. Research progress on shock wave/boundary layer interactions and flow controls induced by micro vortex generators[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2021, 42(6): 025371.
doi: 10.7527/S1000-6893.2021.25371
- [2] 张悦,谭慧俊,王子运,等. 进气道内激波/边界层干扰及控制研究进展[J]. 推进技术, 2020, 41(2): 241-259.
ZHANG Y, TAN H J, WANG Z Y, et al. Progress of shock wave/boundary layer interaction and its control in inlet[J]. Journal of Propulsion Technology, 2020, 41(2): 241-259.
doi: 10.13675/j.cnki.tjjs.190376
- [3] GARRISON T J, SETTLES G S. Flowfield visualization of

- crossing shock-wave/boundary-layer interactions[C]//Proc of the 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 1992: 750.
doi: 10.2514/6.1992-750
- [4] THIVET F. Lessons learned from RANS simulations of shock-wave/boundary-layer interactions[R]. AIAA 2002-0583.
doi: 10.2514/6.2002-583
- [5] 赵慧勇, 雷波, 乐嘉陵. 非对称交叉激波和湍流边界层相互作用的数值研究[J]. 航空动力学报, 2009, 24(10): 2183-2188.
ZHAO H Y, LEI B, LE J L. Numerical investigation of interaction between asymmetric crossing shock waves/turbulence boundary layer[J]. Journal of Aerospace Power, 2009, 24(10): 2183-2188.
doi: 10.13224/j.cnki.jasp.2009.10.009
- [6] ZHELTOVODOV A A, MAKSIMOV A I, SHEVCHENKO A. Topology of three-dimensional separation under the conditions of symmetric interaction of crossing shocks and expansion waves with turbulent boundary layer[J]. Thermophysics and Aeromechanics, 1998, 5(3): 293-312.
- [7] ZHELTOVODOV A A, MAKSIMOV A I, GAITONDE D, et al. Experimental and numerical study of symmetric interaction of crossing shocks and expansion waves with a turbulent boundary layer[J]. Thermophysics and Aeromechanics, 2016, 23(2): 155-171.
- [8] ZHELTOVODOV A A, MAKSIMOV A I. Hypersonic crossing shock-waves/turbulent boundary layer interaction [R]. ADA363672. 1999.
- [9] ZHELTOVODOV A A, MAKSIMOV A I, SCHÜLEIN E, et al. verification of crossing-shock wave/boundary layer interaction computations with the $k-\epsilon$ turbulence model[C]//Proc of the 10th International Conference on Methods of Aerophysical Research. 2000: 231-241.
- [10] 霍格尔·巴宾斯基, 约翰·K·哈维. 激波边界层干扰[M]. 白茜尘, 译. 北京: 国防工业出版社, 2015.
BABINSKY H, HARVEY J K. Shock wave-boundary-layer interactions[M]. translated by BAI H C. Beijing: National Defense Industry Press, 2015.
- [11] KNIGHT D, MORTAZAVI M. Hypersonic shock wave transitional boundary layer interactions - A review[J]. Acta Astronautica, 2018, 151: 296-317.
doi: 10.1016/j.actaastro.2018.06.019
- [12] TOKURA Y, MAEKAWA H. DNS of a spatially evolving transitional/turbulent boundary layer with impinging shock wave[C]//Proc of the 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 2011: 729.
doi: 10.2514/6.2011-729
- [13] DAVIDSON T S C, BABINSKY H. Transition location effects on normal shock wave: boundary layer interactions [C]//Proc of the 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting. 2015: 1975.
doi: 10.2514/6.2015-1975
- [14] POLIVANOV P A, SIDORENKO A A, MASLOV A A, et al. Transition effect on shock wave/boundary layer interaction at $M = 1.47$ [C]// Proc of the 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting. 1974.
- [15] THREADGILL J A, LITTLE J C, WERNZ S H. Transitional shock wave boundary layer interactions on a compression ramp at Mach 4[C]//Proc of the AIAA Scitech 2019 Forum. 2019: 0343.
doi: 10.2514/6.2019-0343
- [16] 武宇. 超声速压缩拐角流动机理及其流动分离控制的试验研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2015.
WU Y. Experimental investigation of supersonic flow over A compression ramp and its flow control on separation[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2015.
- [17] 武宇, 易仕和, 陈植, 等. 超声速层流/湍流压缩拐角流动结构的实验研究[J]. 物理学报, 2013, 62(18): 316-327.
WU Y, YI S H, CHEN Z, et al. Experimental investigations on structures of supersonic laminar/turbulent flow over a compression ramp[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(18): 316-327.
doi: 10.7498/aps.62.184702
- [18] 童福林, 唐志共, 李新亮, 等. 压缩拐角激波与旁路转捩边界层干扰数值研究[J]. 航空学报, 2016, 37(12): 3588-3604.
TONG F L, TANG Z G, LI X L, et al. Numerical study of shock wave and bypass transitional boundary layer interaction in a supersonic compression ramp[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2016, 37(12): 3588-3604.
doi: 10.7527/S1000-6893.2016.0096
- [19] 童福林, 李新亮, 唐志共, 等. 转捩对压缩拐角激波/边界层干扰分离泡的影响[J]. 航空学报, 2016, 37(10): 2909-2921.
TONG F L, LI X L, TANG Z G, et al. Transition effect on separation bubble of shock wave/boundary layer interaction in a compression ramp[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2016, 37(10): 2909-2921.
doi: 10.7527/S1000-6893.2015.0355
- [20] 童福林, 李新亮, 段焰辉. 超声速压缩拐角激波/边界层干扰动力学模态分解[J]. 航空学报, 2017, 38(12): 121376.
TONG F L, LI X L, DUAN Y H. Dynamic mode decomposition of shock wave and supersonic boundary layer interactions in a compression ramp[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2017, 38(12): 121376.
doi: 10.7527/S1000-6893.2017.121376
- [21] 童福林, 李新亮, 唐志共. 激波与转捩边界层干扰非定常特性数值分析[J]. 力学学报, 2017, 49(1): 93-104.
TONG F L, LI X L, TANG Z G. Numerical analysis of unsteady motion in shock wave/transitional boundary layer interaction[J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2017, 49(1): 93-104.
doi: 10.6052/0459-1879-16-224
- [22] 解少飞, 宫建, 高波, 等. 边界层转捩与压缩拐角分离流动的非定常作用[J]. 空气动力学学报, 2017, 35(1): 129-135.
XIE S F, GONG J, GAO B, et al. Unsteady interaction between transitional boundary layer and flow separation in compression corner[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(1): 129-135.
doi: 10.7638/kqdlxb-2015.0104
- [23] LE J L, LIU W, HE W, et al. Pulse combustion facility and its preliminary application in scramjet research[C]//Proc of the 11th International Conference on Methods of Aerophysical Research. 2002.
- [24] 贺元元, 贺伟, 张小庆, 等. 燃烧加热脉冲风洞气动/推进一体化试验研究[J]. 推进技术, 2017, 38(8): 1741-1746.
HE Y Y, HE W, ZHANG X Q, et al. Aero-propulsion integration test in combustion heated impulse facility[J].

- Journal of Propulsion Technology, 2017, 38(8): 1741–1746.
- [25] 刘初平. 气动热与热防护试验热流测量[M]. 北京: 国防工业出版社, 2013: 79–103.
- [26] 赵慧勇. 超燃冲压整体发动机并行数值研究[D]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 2005.
ZHAO H Y. Parallel numerical study of whole scramjet engine[D]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 2005.
- [27] 易淼荣, 赵慧勇, 乐嘉陵. 基于 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型的高超声速复杂构型转捩模拟[J]. 实验流体力学, 2018, 32(4): 1–11.
YI M R, ZHAO H Y, LE J L. Hypersonic boundary layer transition simulation of complex configuration using $\gamma-Re_\theta$ transition model[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2018, 32(4): 1–11.
doi: 10.11729/syltlx20180019
- [28] 韩亦宇. 高超声速进气道激波振荡的DES数值模拟研究[D]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 2014.
HAN Y Y. Detached eddy simulation (DES) of hypersonic inlet shock oscillation[D]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 2014.
- [29] 易淼荣, 赵慧勇, 乐嘉陵, 等. 基于IDDES框架的 $\gamma-Re_\theta$ 转捩模型[J]. 航空学报, 2019, 40(8): 122726.
YI M R, ZHAO H Y, LE J L, et al. $\gamma-Re_\theta$ transition model based on IDDES frame[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2019, 40(8): 122726.
doi: 10.7527/S1000-6893.2018.22726
- [30] 赵慧勇, 雷波, 乐嘉陵. 对称交叉激波和湍流边界层相互作用的数值研究[J]. 推进技术, 2010, 31(4): 406–411.
ZHAO H Y, LEI B, LE J L. Numerical investigation of interaction between symmetric crossing shock waves/turbulence boundary layer[J]. Journal of Propulsion Technology, 2010, 31(4): 406–411.
doi: 10.13675/j.cnki.tjjs.2010.04.011
- [31] THIVET F, KNIGHT D D, ZHELTOVODOV A A, et al. Some insights in turbulence modeling for crossing-shock-wave/boundary-layer interactions[C]//Proc of the 38th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2000: 131.
doi: 10.2514/6.2000-131



作者简介:

易淼荣(1989—), 男, 湖南怀化人, 助理研究员。研究方向: 吸气式高超声速技术, 湍流与转捩。

E-mail: hnhhhjtw@163.com

(编辑: 孙春晖)

机翼翼尖涡与平尾翼翼尖涡的相互作用研究

张泽宇^{1,*}, 李栋¹, 周金鑫¹, 梁勇², 耿子海²

1. 西北工业大学 航空学院, 西安 710072 2. 中国空气动力研究与发展中心 低速空气动力研究所, 绵阳 621000

摘要: 飞机尾涡的发展与同跑道降落后机的飞行安全及机场起降效率密切相关。尾涡近场特性主要决定了着陆阶段飞机的尾涡强度。以 A320 飞机简化缩比模型为研究对象, 在 $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ 低速水洞中开展了尾涡近场形态流动显示实验。研究结果表明: 平尾涡在拖出过程中围绕翼尖涡旋转, 不同流向站位的旋转角速度存在差异。对比模拟结果发现: 平尾涡绕翼尖涡的旋转角速度与实验结果基本吻合, 说明不同雷诺数下涡对发展在相对位置旋转角速度特性方面具有一定相似性。

关键词: 翼翼尖涡; 旋转角速度; 平尾涡; 数值模拟; 低速水洞

中图分类号: V211.3 文献标识码: A

Study on interaction between wing tip vortex and flat tail tip vortex

ZHANG Zeyu^{1,*}, LI Dong¹, ZHOU Jinxin¹, LIANG Yong², GENG Zihai²

1. School of Aeronautics, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China

2. Low Speed Aerodynamics Institute,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China

Abstract: The development of the wingtip vortex is an important factor for the flight safety and airport efficiency of the aircraft landing on the runway. The near-field characteristics of the wingtip vortex mainly determine the vorticity of the vortex in the landing phase. In this paper, a simplified model of A320 is used as the object to observe the near-field configuration of the wingtip vortex in a low-speed tunnel of $1\text{ m} \times 1\text{ m}$. It is found that the horizontal tail vortex rotates around the wingtip vortex, and the rotational angular velocity in different flow stations is different. By comparing the simulation results, it is found that the rotational angular velocity of the horizontal tail vortex around the wingtip vortex is basically consistent with the experimental results, indicating that the development of the wake vortex under different Reynolds numbers has certain similarity in the characteristics of the rotational angular velocity between two vortices.

Keywords: wingtip vortex; rotational angular velocity; horizontal tail vortex; numerical simulation; low-speed tunnel

0 引 言

随着飞机在现代交通方面占据越来越重要的角色, 如何在保证飞行安全的前提下提高机场起降效率已经成为民用航空业高度关注的问题。飞机尾涡的耗散情况是影响飞机起降效率的核心。飞机在飞

行中形成的尾涡在地面、大气湍流、侧风及涡系之间相互诱导等诸多因素作用下, 形成强度逐渐衰减的尾涡区域; 当后机进入前机尾涡区域时, 在尾涡诱导下洗速度作用下, 后机可能会发生倾斜、滚转、失速、急剧俯仰等影响飞行安全的危险情况。

目前, 关于尾涡发展的研究主要针对近场尾涡

收稿日期: 2021-09-03; 修回日期: 2022-01-22; 录用日期: 2022-02-17

基金项目: 民航联合研究基金(U173320010)

* 通信作者 E-mail: zypeter@mail.nwpu.edu.cn

引用格式: 张泽宇, 李栋, 周金鑫, 等. 机翼翼尖涡与平尾翼翼尖涡的相互作用研究 [J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 29-36.

ZHANG Z Y, LI D, ZHOU J X, et al. Study on interaction between wing tip vortex and flat tail tip vortex[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 29-36.

区和远场尾涡区进行分析^[1]。近场尾涡区延伸至飞机下游约 10~50 倍翼展处, 主要由主翼、襟翼、尾翼和发动机喷流等的多个旋涡卷起组合形成^[2]。当飞机尾涡发展至远场时, 在翼尖涡主导影响下, 合并为一对反向旋转的涡对, 其传输和衰减受到周围气象条件的影响^[3-4]。远场尾涡研究通常依赖于现场实验和数值模拟, 这些研究丰富了尾涡发展的知识体系, 有助于更好地理解不同大气湍流和分层条件下的尾涡衰减和输运^[5], 进而可以建立快速尾涡预测模型。这类预测模型能够便捷地应用于空中交通管理, 在保证飞行安全的同时增大机场容量^[6]。

尾流涡对的形成始于近场, 该区域尾涡的发展之所以重要, 主要有 2 个原因: 其一, 近场尾涡数据是推导远场尾涡模型发展的重要初始条件; 其二, 可以通过近场尾涡参数预测飞机遭遇尾涡的风险。近年来, 高性能计算和计算流体力学 (Computational Fluid Dynamics, CFD) 技术发展迅速, 在强大计算资源的支持下能够更加详细地分析飞机近场尾涡特性^[7]。近场尾涡的 CFD 分析有助于更好地理解尾涡卷起过程, 还可以为尾涡模型使用提供更好的初始条件, 从而建立近场尾涡和远场尾涡研究的紧密联系。通常情况下, 基于椭圆机翼载荷假设的尾涡模型需将初始涡核间距 b_0 和初始涡对下降速度作为初始参数^[8]。在理想化尾涡模型中, 切向速度和环量的径向速度都与初始涡量相关, 涡核半径也是理想化尾涡模型的初始条件之一。一些文献提出, 对涡核半径的预估应从旋涡拖出翼尖后、沿流场发展相当于 1%~7% 翼展的距离开始^[9-10]。尾涡流场特性数据不足, 可能会在空中交通管理中引入更多的不确定性。了解未完全卷起的近场尾涡, 对于确定前后机平行进近时遭遇尾涡的安全范围至关重要。

实验研究在尾涡研究中发挥了重要作用。在尾涡风洞实验中, 往往需对模型进行缩比, 在模型下游测量流场, 这使得实验雷诺数低于真实飞行情况。在水洞中也可以研究尾涡近场行为, 与风洞实验相比, 一是可以进一步缩小模型尺寸, 模型在成本和力学性能 (主要是刚度) 方面表现更优, 二是本文选择的水洞湍流度更低, 尾涡行为所受环境干扰更小, 三是可以通过显示手段观察尾涡流场迹线。鲍锋^[11]和朱睿^[12]等采用一对矩形机翼模型产生了强度不同的 2 个涡, 在水槽中研究了涡系相交不稳定性及其对飞机尾流的影响, 研究表明小翼涡对主翼涡运动特性和能量的发展存在影响。薛栋等^[13]采用二维粒子图

像测速技术 (Particle Image Velocimetry, PIV) 在水洞中观测了近场和中远场的翼尖涡特性, 基于涡核中心对齐平均方法, 归纳了涡核半径和涡量峰值随流向站位的变化规律, 指出涡对抵抗扰动的能力随涡强度增大而增强。章旷等^[14]开展了受地面效应影响的 NACA 23012 机翼翼尖涡结构及升阻力特性水槽实验, 总结了翼尖涡特性受地效影响的变化规律。但是, 由于水洞模型尺寸与真实飞机相差更大, 实验介质流速更低, 使得水洞实验的雷诺数更低。低雷诺数实验能否反映真实条件下尾涡结构的发展过程, 是一个值得探究的问题。

在四涡系统下, 尾涡自身的旋转特性是飞机飞行尾迹的一个典型问题, 但是此类问题往往聚焦于各个涡自身的旋转特性, 而较少将涡之间的旋转特性和轨迹^[15]联系起来。尾涡研究多数聚焦于尾涡结构、尾涡参数或主翼尖涡本身, 关于平尾涡对翼尖涡在近场的影响研究则相对较少。本文基于民机 A320 模型, 通过水洞实验研究翼尖涡与平尾涡的输运过程, 重点观测飞机近场翼尖涡与平尾涡的相对运动规律, 并与基于真实大气环境的数值模拟结果进行对比。

1 实验系统

1.1 水洞

1 m × 1 m 低速水洞是一座开/闭口试验段低速回流式水洞, 如图 1 所示。图 2 为水洞的水动力学轮廓图。该水洞水平布置, 流向距离为 18.71 m (全尺寸), 收缩比为 9.3。水洞洞体由试验段、出口下沉段、轴流泵动力组、回流段 (管路)、突扩消能段、收缩前二转角段、稳流和整流段、收缩段等组成。试验段 (上洞壁开口) 上方配套 1 台轴向运行速度可调节拖车。试验段最大水流速度 1 m/s, 最低稳定水流速度 0.1 m/s, 常用水流速度 0.1~0.5 m/s, 模型区湍流度 $\varepsilon \leq 0.1\%$ (0.1~0.3 m/s)、 $\varepsilon \leq 0.2\%$ (0.3~0.5 m/s)、 $\varepsilon \leq 0.5\%$ (0.5~1.0 m/s)。



图 1 1 m × 1 m 水洞
Fig. 1 1 m × 1 m tunnel

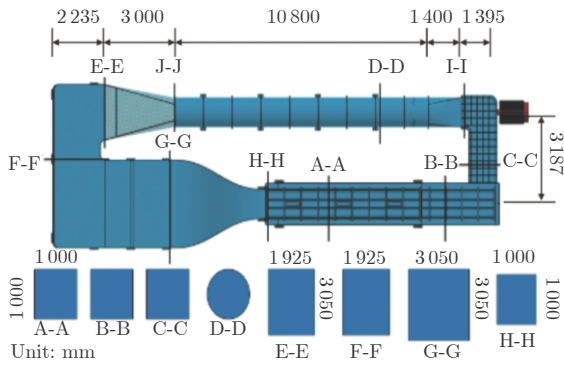
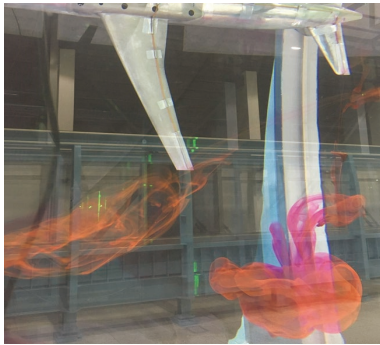


图 2 1 m × 1 m 水洞水动力学轮廓图
Fig. 2 Profile of 1 m × 1 m tunnel

1.2 激光诱导荧光设备

使用激光诱导荧光设备观察水洞中的流体发展。该设备由连续激光片光光源、照相摄像设备、图

像视频编辑设备、染色剂和荧光剂等组成。染色剂和荧光剂使用罗丹明 B(密度 1224 kg/m^3)，易溶于水，水溶液呈红色，在激光照射下激发诱导出橙色荧光，如图 3(a)所示。连续激光片光光源主要包括连续激光器和片光分光镜，并配备可移动设备拖车，如图 3(b)所示。连续激光器额定功率 20 W，绿光，光束波长 532 nm ，直径 4 mm ，发散角低于 2 mrad 。分光镜(片光厚度 0.5 mm)可沿光轴 360° 旋转，将连续片光投射至试验段流场中任意观测位置。拖车可沿试验段轴向及侧向移动，其上的支座可沿试验段高度方向移动，调节距离 0.5 m ，满足全流场测试需求。照相摄像设备为高速相机 Canon EOS 5D，最高分辨率 $4368 \text{ 像素} \times 2912 \text{ 像素}$ ，最高像素 1330 万，拍摄视场约为 $40 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ ，如图 3(c)所示。



(a) 荧光剂在静态水流中的显示



(b) 连续激光器



(c) 高速相机

图 3 实验与测量设备

Fig. 3 Experimental and measuring equipment

1.3 实验模型

本文实验采用民机 A320 缩比模型，简化去掉了发动机短舱、翼尖小翼和增升装置等部件，以减少对尾涡观测的影响，增强尾涡的显示效果，如图 4 所示。模型主要参数如表 1 所示。



图 4 实验模型

Fig. 4 Experimental model

1.4 实验方法

正式实验前，配置染色剂与荧光剂开展一期引

导实验，以确定激光诱导荧光效果；达到实验需求效果后，固化罗丹明 B 与水的质量比例关系。将配置好的含荧光剂和染色剂的溶液盛于塑料容器内，并将该容器固定于试验段上方的支架上。安装模型，模型迎角 6° 、侧滑角 0° 。安装连续偏光装置，调节设备拖车高度，使连续片光截面投射至机翼两段翼角交界面。

图 5 为模型在水洞中的安装情况。为观测不同流向位置的尾涡，保持激光设备(连续激光片光光源主体设备及配套设施)位置固定，通过拖车移动模型，实现观测面与模型的相对位置变化。设定 5 个观

表 1 模型主要参数

Table 1 Parameters of the model

参数	数值
翼展 b/m	0.5
展弦比	8
升力系数 ($\alpha = 6^\circ$)	0.85
实验来流速度 $u/(m \cdot s^{-1})$	0.5
雷诺数	3.63×10^4

测位置(距离机翼翼尖 $0.5b$ 、 $1b$ 、 $2b$ 、 $4b$ 和 $6b$)。开启高速相机,记录机翼绕流的激光诱导荧光流动显示实验结果。



图5 模型安装于水洞中

Fig. 5 Installation of the model in the tunnel

2 结果与分析

2.1 一对不同强度的涡相互诱导的简化模型

在分析实验结果前,先对翼尖涡与平尾涡的运动关系做简化理论分析。将翼尖涡与平尾涡简化为已完全形成的2个独立旋涡,两者距离与实验模型的机翼翼尖和平尾翼尖的距离一致。对于本实验状态下的实验模型,当其存在一定正俯仰角时,机翼与平尾都产生正升力,机翼和平尾产生的涡流旋转方向一致。规定两涡环量符号为正(在图6中,以 Γ_1 表示翼尖涡环量, Γ_2 表示平尾涡环量,箭头表示旋转方向, L 为翼尖涡和平尾涡的涡心距离)。由于机翼翼尖扰流速度更大,翼尖涡强度比平尾涡强度更高,因此前者的环量更大。2个涡在各自的涡场存在相互的诱导速度,翼尖涡对平尾涡的诱导速度方向向下,平尾涡对翼尖涡的诱导速度方向向上,2个诱导速度方向不同,促使翼尖涡向上移动、平尾涡向下移动,也使得两者之间存在相对旋转的运动趋势。

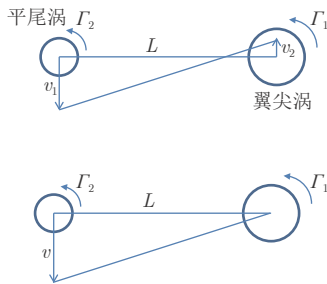


图6 翼尖涡与平尾涡位置关系分析

Fig. 6 The positional relationship between wingtip vortex and horizontal tail vortex

翼尖涡和平尾涡的相对旋转角速度是本文研究的关注点之一。在诱导速度场中,以涡核半径为界,

尾涡的诱导速度可分为2个特征区域:刚体涡区域和势涡区域。在刚体涡区域,流体像刚体一样旋转,流动是有旋的,涡心处涡量最大,此区域中心与边缘的距离即为涡核半径;而在涡核半径以外的势涡区域,流动是无旋的,理论上涡量为零。以往研究通过实验、理论推导和现场观测等手段,提出了多种描述尾涡速度场的涡模型,如 Burnham-Hallock(B-H)模型、Lamb-Oseen(L-O)模型和 Proctor 模型等。这些涡模型的主要差异在于尾涡的刚体涡区域的诱导速度分布,而在势涡区域的速度分布基本一致,且与势流理论中的点涡趋于吻合。尾涡的涡核半径较小,约为翼展 b 的 8%,翼尖涡与平尾涡都位于彼此的势涡区域,因此本文利用点涡流动分析两者的诱导速度场。翼尖涡在平尾涡涡心处的诱导速度为:

$$v_1(L) = \Gamma_1 \frac{1}{2\pi L} \quad (1)$$

平尾涡在翼尖涡涡心处的诱导速度为:

$$v_2(L) = \Gamma_2 \frac{1}{2\pi L} \quad (2)$$

故平尾涡相对翼尖涡的速度为:

$$v = v_1 + v_2 = (\Gamma_1 + \Gamma_2) \frac{1}{2\pi L} = \Gamma_0 \frac{1}{2\pi L} \quad (3)$$

式中, Γ_0 为总环量。

值得注意的是,在分析中,不需要给定翼尖涡与平尾涡的具体环量值,因为本实验模型的升力基本来源于机翼与平尾,翼尖涡的环量 Γ_1 与平尾涡的环量 Γ_2 之和为该实验模型的总环量 Γ_0 ,而总环量根据实验状态是可求和已知的,其值为:

$$\Gamma_0 = \frac{2C_L ub}{\pi \lambda} = 0.17 \text{ m}^2/\text{s} \quad (4)$$

式中, C_L 为升力系数, λ 为展弦比。此时,平尾涡相对翼尖涡的速度 v 已知,进而可得平尾涡绕翼尖涡的旋转角速度为:

$$\omega = \frac{v}{L} = 0.105 \text{ rad/s} \quad (5)$$

式(5)说明,在不考虑尾涡的形成过程、外界环境干扰和流体黏性的前提下,理想状态的平尾涡绕翼尖涡的旋转保持着恒定角速度。

2.2 翼尖涡与平尾涡相对旋转角速度实验分析

图7显示了4个不同流向位置的翼尖涡与平尾涡的位置关系。以距翼尖 $0.5b$ 为起始位置,给出平尾涡绕翼尖涡旋转的角度关系, $0.5b$ 、 $1b$ 、 $2b$ 、 $4b$ 和 $6b$ 这5个观测面之间的两涡涡心轴线的角度变化分

别为 5° 、 17° 、 19° 和 17° 。为了评估实验结果中的平尾涡绕翼尖涡的旋转角速度，需将观测面之间的距离转化为时间尺度，将各观测面的间距除以实验状态下的来流速度，即可得到两观测面的时间间隔。计算两涡位置变化的平均角速度时，由于平尾涡绕

翼尖涡旋转的瞬时速度不易捕捉，本文通过计算各观测面之间的平均角速度，得到 $0.5b$ 、 $1b$ 、 $2b$ 、 $4b$ 和 $6b$ 观测面的时间间隔分别为 0.5 、 1.0 、 2.0 和 2.0 s(如图 8 所示)，从而得到基于 5 个观测面的平均角速度分别为 0.170 、 0.290 、 0.165 和 0.150 rad/s。

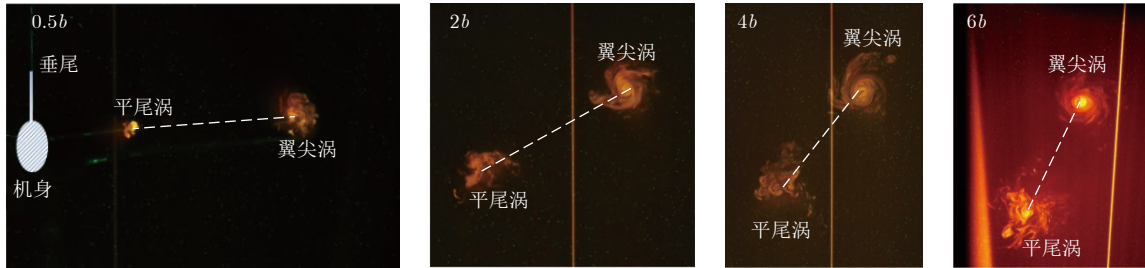


图 7 不同流向位置的翼尖涡与平尾涡的位置关系

Fig. 7 The positional relationship between the wingtip vortex and horizontal tail vortex in different profiles along flow direction

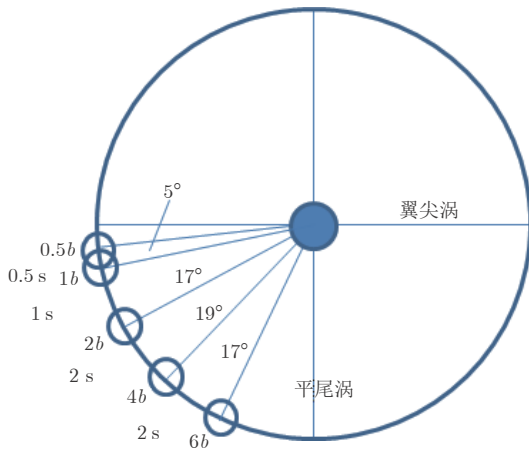


图 8 翼尖涡与平尾涡角度关系

Fig. 8 The angle between wingtip vortex and horizontal tail vortex

从平均角速度可以看出，平尾涡绕翼尖涡旋转并非匀速，其变化趋势如图 9 所示：初始角速度较小，而后平尾涡绕翼尖涡的旋转加快，达到最大值后又逐渐减小。这一变化规律与前文的理论分析结果(式(5)的结果)存在差异，图 9 中以虚线标出了理论分析结果，可以看到：理论值小于实验值；但在距翼尖较远的位置，实验值有向理论值接近的趋势。

平尾涡绕翼尖涡旋转角速度不均匀的主要原因是：在距离翼尖较近的 $0.5b \sim 1b$ 区间，翼尖涡和平尾涡刚刚卷起，尾涡场尚未完全形成，2 个涡在彼此涡心的诱导速度较小。实际上，平尾涡的运动除了受到翼尖涡的诱导外，还受到机身另一侧平尾涡的诱导作用，两者共同导致此区间内的角速度较小。在 $1b \sim 2b$ 区间，角速度明显增大，这是因为此区间 2 个涡基本完全卷起，翼尖涡与机身另一侧平尾涡对平

尾涡的诱导速度增大。在 $2b \sim 6b$ 区间，平尾涡绕翼尖涡旋转的相对角速度逐渐下降并趋于平稳。一方面是由于平尾涡对逐渐远离，2 个平尾涡之间的诱导作用明显减弱，使得平尾涡运动能力下降；另一方面，水洞流场中的湍流扰动也导致了平尾涡的耗散加速。平尾涡对翼尖涡的速度诱导，对平尾涡与翼尖涡的相对旋转现象有所贡献。因此，当平尾涡的自旋转减弱后，对翼尖涡的速度诱导也会减弱，继而使得两者之间相对位置的旋转角速度逐渐减小。

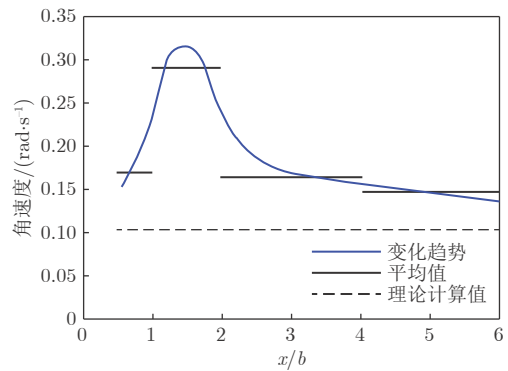


图 9 翼尖涡与平尾涡随流向的角速度变化趋势

Fig. 9 The angular velocity of wingtip vortex and horizontal tail vortex along flow direction

2.3 真实雷诺数下的数值模拟结果及其与实验结果的对比

通过数值模拟研究真实雷诺数下的翼尖涡与平尾涡运动特性，与实验结果进行对比，分析低雷诺数下尾涡发展研究的可信度。飞机模型如图 10 所示。使用 OH 网格模拟飞机下降过程。数值模拟算例计算状态为定常，网格数量 1989 万(图 11)。

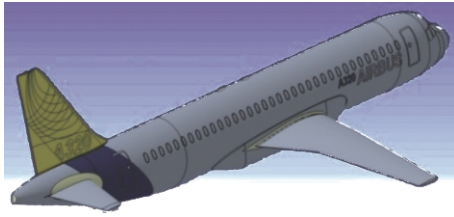


图 10 飞机模型
Fig. 10 Airplane model

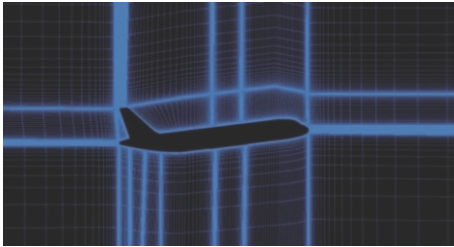


图 11 OH 网格对称面示意图
Fig. 11 The grids of symmetry plane

算例的湍流模型为 SST $k-\omega$, 采用二阶迎风格式对流离散动量方程。模拟飞机离地固定高度(飞行高度 5 m 和 60 m)状态。A320 飞机降落触地前速度约为 60~70 m/s, 选取计算速度为 63 m/s。雷诺数 $Re = 1.811 \times 10^7$ 。为对比实验结果, 数模以机翼翼尖后缘点为 x (流向)坐标原点。通过数值模拟比较

不同流向站位的翼尖涡与平尾涡相对运动情况。

为验证网格无关性, 基于 800 万(8M)、2000 万(20M)和 3200 万(32M)等 3 种网格进行数值模拟。采用 3 种网格得到的升阻力系数(表 2)差距较小。

表 2 3 种网格的升阻力系数
Table 2 The lift and drag coefficient of three grids

网格数	C_L	C_D	$\Delta C_L/\%$	$\Delta C_D/\%$
800 万(8M)	0.8798	0.0534	-0.03%	0.56%
2000 万(20M)	0.8799	0.0529	-0.02%	-0.38%
3200 万(32M)	0.8801	0.0531	—	—

如图 12 所示, 在初始阶段, 3 个尾涡云图中的翼尖涡(WTV)强度基本相同, 平尾涡(HTV)引起的涡流存在少许差别, 8M 网格无法清楚地捕捉到平尾涡。当平尾涡沿流动方向发展至图 13 的 7.46b 位置时, 在 8M 网格下平尾涡几乎未被识别。因此, 在后续数值模拟中选择 20M 网格作为考察计算网格。

图 14 为不同飞行高度下不同位置的涡量分布图。在离地面较远的高度(60 m), 翼尖涡发展未受到地面的显著影响。翼尖涡拖出后远离飞机, 在离地面较远的情况下, 翼尖涡和平尾涡仅受到彼此的影响, 而平尾涡能量较小, 耗散较翼尖涡稍快。同

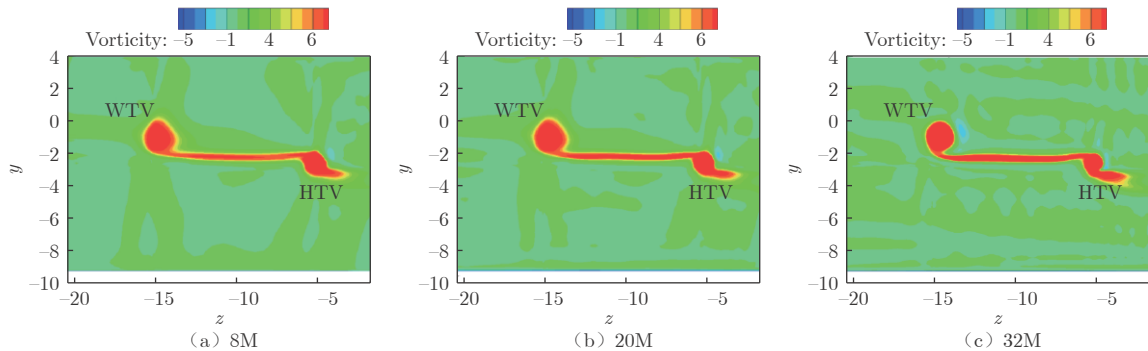


图 12 $x = 0.72b$ 截面处的飞机尾涡云图
Fig. 12 Vorticity profiles of vortex at $x = 0.72b$

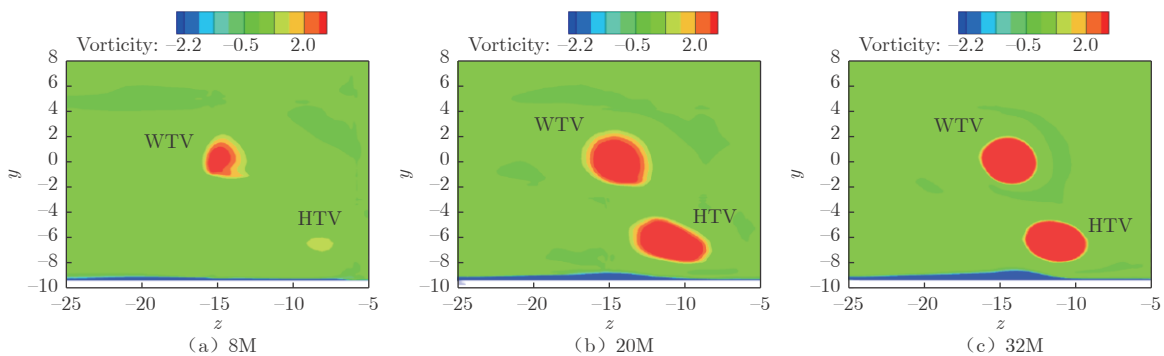


图 13 $x = 7.46b$ 截面处的飞机尾涡云图
Fig. 13 Vorticity profiles of vortex at $x = 7.46b$

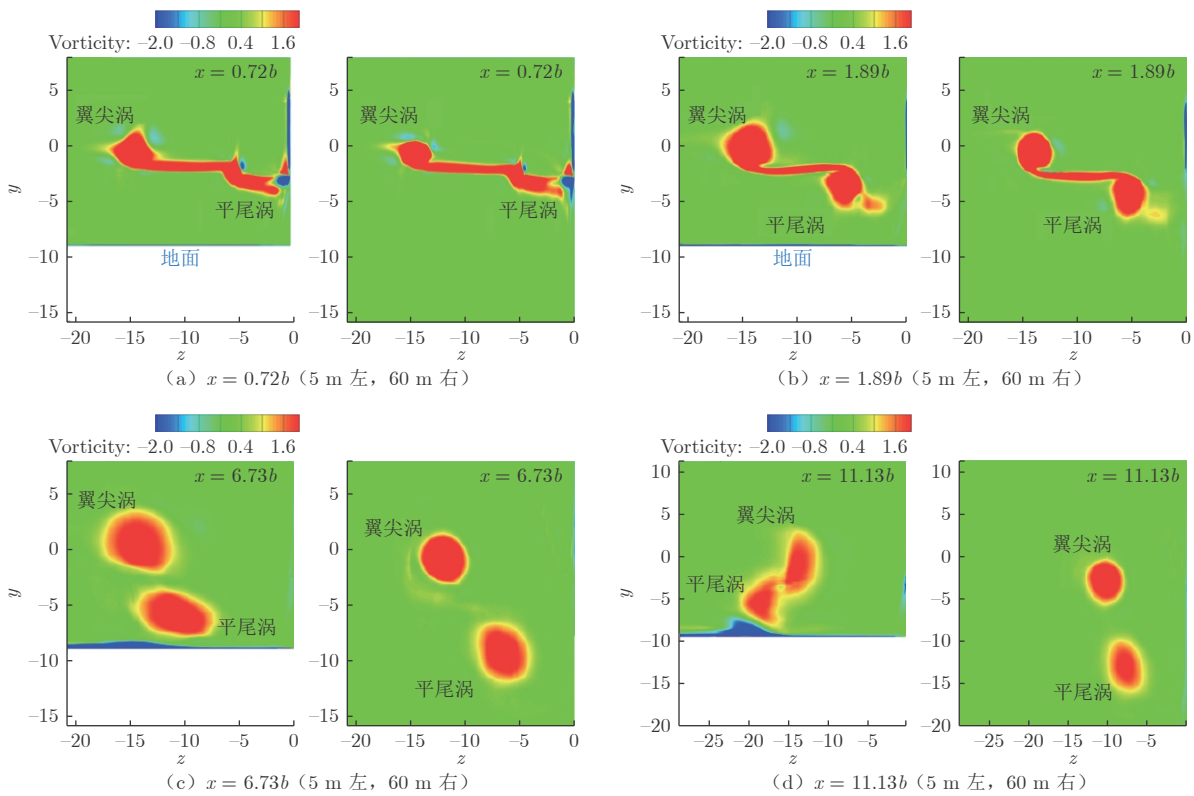


图 14 飞行高度 5 m 与 60 m 状态下距翼尖不同位置处的涡量图
 Fig. 14 Vorticity profiles of different positions along flow direction for flying height 5 m and height 60 m

时，两涡相互影响诱导，在展向上逐渐靠近。而在近地情况下(5 m)，平尾涡受到地面和诱导产生的反向二次涡的影响，绕翼尖涡的旋转角速度加快。

图 15 为 5 个流向位置上平尾涡相对翼尖涡运动的旋转角度 θ 的水洞实验结果与数值模拟结果的对比。在实验中，平尾涡与翼尖涡相对角度的变化与初始阶段(1b 以内)及远离地面的数值模拟结果比较接近，如图中的点 1 和 2。在初始阶段，平尾涡强度

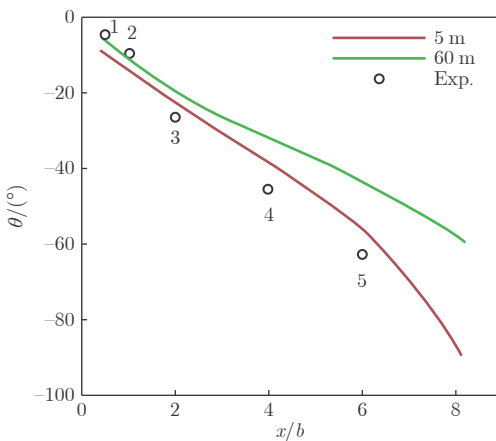


图 15 实验结果与数值模拟结果对比

Fig. 15 The comparison between the experimental results and the numerical simulation results

尚能保持，此时平尾涡与翼尖涡绕彼此作近似匀速旋转运动。在流向位置 4b 后，由于平尾涡较弱，在自旋和绕旋的综合运动中，耗散加速，开始出现旋转加速。在流向位置 2b 后，平尾涡与翼尖涡相对角度变化的数值模拟结果稍低于水洞实验结果，很可能是水流黏性的影响所导致。数值模拟的雷诺数约为水洞实验的 500 倍，黏性加速了尾涡(翼尖涡与平尾涡)自身强度的降低，使得数值模拟中尾涡出现旋转加速现象较晚，如图中点 2 和 3。从不同飞行高度下的数值模拟结果可以看出，在流向位置 1b~4b 之间经历了旋转角速度的改变，其旋转角速度的变化相对实验而言呈现一定的滞后。

由于存在水洞壁面，实验结果更接近受地面影响的 5 m 高度数值模拟算例；而在未受地面显著影响的 60 m 算例中，在流向位置 4b 之后的区域，数值模拟结果与实验结果之间的偏差开始增大。

3 结 论

1) 若忽略流体黏性，考虑飞机一侧强度不同、同向旋转的涡系，理论上平尾涡绕翼尖涡以恒定角速度旋转。

2) 实验结果表明，平尾涡绕翼尖涡的旋转并非

匀速, 初始的角速度较小, 而后平尾涡绕翼尖涡的旋转加快, 达到最大值后又逐渐减小。

3) 数值模拟结果表明: 在距飞机较近的站位上, 平尾涡绕翼尖涡旋转角速度的数值模拟结果与实验结果吻合较好; 在较远的站位上, 数值模拟结果比实验结果略小。这说明不同雷诺数下尾涡发展具有一定相似性。

4) 水洞壁面和真实飞行中的地面对尾涡发展的影响类似。受到地面显著影响的算例(距地高度 5 m)更接近水洞实验情况, 两者的尾涡相对角度变化情况较为接近。

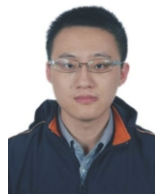
参考文献:

- [1] HALLOCK J N, HOLZÄPFEL F. A review of recent wake vortex research for increasing airport capacity[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2018, 98: 27–36. doi: 10.1016/j.paerosci.2018.03.003
- [2] LIN M D, CUI G X, ZHANG Z S. Large eddy simulation of aircraft wake vortex with self-adaptive grid method[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2016, 37(10): 1289–1304. doi: 10.1007/s10483-016-2132-9
- [3] MISAKA T, HOLZÄPFEL F, GERZ T. Large-eddy simulation of aircraft wake evolution from roll-up until vortex decay[J]. *AIAA Journal*, 2015, 53(9): 2646–2670. doi: 10.2514/1.j053671
- [4] 林孟达, 崔桂香, 张兆顺, 等. 飞机尾涡演变及快速预测的大涡模拟研究[J]. *力学学报*, 2017, 49(6): 1185–1200. LIN M D, CUI G X, ZHANG Z S, et al. Large eddy simulation on the evolution and the fast-time prediction of aircraft wake vortices[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2017, 49(6): 1185–1200. doi: 10.6052/0459-1879-17-198
- [5] ZHOU J X, LI D, ZHANG Z Y, et al. Numerical simulation of energy distribution of turbulent vortices in atmosphere effects on aircraft wake vortices[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2021, 1828(1): 012167. doi: 10.1088/1742-6596/1828/1/012167
- [6] 沈志远, 胡莹莹. 考虑尾流影响的侧向双跑道机场的跑道容量研究[J]. *南京航空航天大学学报*, 2020, 52(1): 161–170. SHEN Z Y, HU Y Y. Runway capacity of lateral double-runway airport considering wake effect[J]. *Journal of Nanjing University of Aeronautics & Astronautics*, 2020, 52(1): 161–170. doi: 10.16356/j.1005-2615.2020.01.020
- [7] SCHAUERHAMER D G, ROBINSON S K. Computational-fluid-dynamics best practices for aircraft wing-tip vortex roll-up[J]. *Journal of Aircraft*, 2017, 54(4): 1552–1565. doi: 10.2514/1.C034187
- [8] GERZ T, HOLZÄPFEL F, DARRACQ D. Commercial aircraft wake vortices[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2002, 38(3): 181–208. doi: 10.1016/S0376-0421(02)00004-0
- [9] HENNEMANN I, HOLZÄPFEL F. Large-eddy simulation of aircraft wake vortex deformation and topology[J]. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering*, 2011, 225(12): 1336–1350. doi: 10.1177/0954410011402257
- [10] BREITSAMTER C. Wake vortex characteristics of transport aircraft[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2011, 47(2): 89–134. doi: 10.1016/j.paerosci.2010.09.002
- [11] 鲍锋, 刘锦生, 朱睿, 等. 飞机尾涡系Rayleigh-Ludwig不稳定性实验研究[J]. *航空学报*, 2015, 36(7): 2166–2176. BAO F, LIU J S, ZHU R, et al. Experimental study on Rayleigh-Ludwig instability of aircraft wake vortex[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2015, 36(7): 2166–2176. doi: 10.7527/S1000-6893.2015.0091
- [12] 朱睿, 陈子煜, 李尚, 等. 襟翼翼尖涡控制飞机尾流机制实验研究[J]. *推进技术*, 2019, 40(4): 768–779. ZHU R, CHEN Z Y, LI S, et al. Experimental research on aircraft wake flow control by flap wingtip vortex[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2019, 40(4): 768–779. doi: 10.13675/j.cnki.tjjs.180054
- [13] 薛栋, 潘翀, 袁先士, 等. 低雷诺数下翼尖涡统计特性实验研究[J]. *实验流体力学*, 2019, 33(5): 36–41. XUE D, PAN C, YUAN X S, et al. Experimental investigation on the characteristics of wingtip vortex at low Reynolds number[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2019, 33(5): 36–41. doi: 10.11729/syltlx20180129
- [14] 章旷, 代钦. 地面效应作用下翼尖涡特性的PIV实验研究[J]. *空气动力学学报*, 2015, 33(3): 367–374, 405. ZHANG K, DAI C. Experimental study on the tip vortices of a wing close to a flat and a wavy surface using PIV[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2015, 33(3): 367–374, 405. doi: 10.7638/kqdlxb-2013.0049
- [15] FABRE D, JACQUIN L, LOOF A. Optimal perturbations in a four-vortex aircraft wake in counter-rotating configuration[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2002, 451: 319–328. doi: 10.1017/s0022112001006954

作者简介:

张泽宇(1991—), 男, 陕西西安人, 博士研究生。研究方向: 空气动力学, 计算流体力学, 高超声速动力学。

E-mail: zzyepeter@mail.nwpu.edu.cn



(编辑: 孙春晖)

基于闪光红外热波探测的积冰界线识别算法研究

勾一^{1,2}, 李清英^{1,*}, 刘森云²

1. 上海工程技术大学 航空运输学院, 上海 201620

2. 中国空气动力研究与发展中心 结冰与防除冰重点实验室, 绵阳 621000

摘要: 积冰探测是保障飞行安全的重要手段, 是飞机防除冰领域关注的重要问题。本文基于红外热波探测技术, 探讨针对红外热波序列图的积冰界线(包括外部界线、内部界线)的识别方法。搭建了闪光红外热波探测系统, 采用自制规则积冰样件和带内部界线的积冰样件开展了积冰界线探测实验。运用基于一阶微分算子和二阶微分算子的传统算法对样件进行积冰界线识别, 并提出了高斯-拉普拉斯金字塔算法和面积滤波算法相结合的积冰界线识别新算法, 讨论了新算法识别积冰界线的可行性。实验与图像数据处理结果表明, 传统算法可以成功识别积冰外部界线, 但无法准确识别积冰阶跃型内部界线; 新算法可以有效识别积冰界线, 但图像噪声高于传统算法。新算法在检测不规则积冰内部界线方面具有一定优势。

关键词: 积冰; 闪光红外热波探测; 界线识别; 传统边缘检测算子; 融合算法

中图分类号: V248.1

文献标识码: A

Flash infrared thermal wave detection of ice surface edge

GOU Yi^{1,2}, LI Qingying^{1,*}, LIU Senyun²

1. School of Air Transport, Shanghai University of Engineering Science, Shanghai 201620, China

2. Key Laboratory of Icing and Anti/De-icing,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China

Abstract: Ice accretion detection is an important means to ensure flight safety and an important issue in the field of aircraft anti-icing. In this paper, the method of identifying the boundary between the ice surface and the interior is discussed by using the infrared thermal wave detection technology. With a flash infrared thermal wave detection system established, regular ice accretion samples and ice accretion samples with internal boundary were made, the ice accretion detection experiments were carried out, and the data of the infrared thermal wave sequence were collected. In addition, the traditional algorithm based on the first-order differential operator and the second-order differential operator was exploited for processing the ice edge. A new boundary recognition method was proposed as well, which combined the Gauss-Pierre-Simon Laplace pyramid algorithm and the area filtering algorithm. Then, the feasibility of the proposed algorithm to identify the boundary of the ice accretion surface was discussed and compared. The experiments and the image data processing methods show that the traditional algorithm can successfully recognize the outer boundary of ice accretion, but can not accurately recognize the internal boundary of ice accretion. The new fusion algorithm can effectively recognize the ice edge and the internal boundary, but the image noise is higher than that of the traditional algorithm. It can be concluded that the new fusion algorithm has some advantages in the detection of the irregular icing surface, and it is expected to provide a new research idea for icing detection in the field of aircraft anti-icing.

收稿日期: 2022-03-09; 修回日期: 2022-04-21; 录用日期: 2022-05-07

基金项目: 结冰与防除冰重点实验室开放课题(IADL20200201)

* 通信作者 E-mail: liqy_2013@163.com

引用格式: 勾一, 李清英, 刘森云. 基于闪光红外热波探测的积冰界线识别算法研究[J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 37-43.

GOU Y, LI Q Y, LIU S Y. Flash infrared thermal wave detection of ice surface edge[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 37-43.

Keywords: ice accretion; flash infrared thermal wave detection; boundary identification; traditional edge detection algorithm; fusion algorithm

0 引言

飞机结冰是指在结冰气象条件下过冷水滴或过冷雨在飞机机体表面某些部位凝结形成冰层的现象(也可能是水蒸气产生的凝华结冰)^[1]。为确保结冰条件下的飞机适航性,必须防止或除去影响飞机正常飞行的积冰。积冰形状通常并不规则,识别积冰界线是定性定量识别积冰几何形状、对积冰进行三维重建的必要条件,也是实施防除冰的前提条件。

目前,探测飞机积冰的主要技术有压电技术、超声导波技术^[2]、激光技术、红外热波探测技术及基于神经网络的冰形预测技术^[3]等。压电技术是通过压电器件组成的结冰传感器来探测冰层的形状^[4]。白天等^[5]精准地探测出不同结冰状态对压电双晶片悬臂梁结构特征的影响。超声导波技术则是通过传感器检测导波信号的变换程度获取积冰图像,其准确度取决于传感器的种类和布局。与前两者相比,以激光技术进行积冰探测速度较快、精确度较高。国内学者基于激光技术开展了积冰探测的深入研究,康含玉等^[6]通过改进中心线提取算法实现了冰形表面激光光带中心线的快速提取。随着人工智能的快速发展,研究者开始利用神经网络对积冰形状参数进行预测,柴聪聪等^[7]利用BP神经网络建立了冰形特征参数预测模型,通过输入影响积冰形状的参数得到了冰形特征参数,该方法预测的冰角角度、积冰范围误差较低。

与上述积冰探测方式相比,红外热波探测不受云、雾、雨等气象条件限制,且可在不接触积冰样品的前提下便捷地进行探测。国外一些研究者已尝试将红外热波探测用于风力涡轮叶片结冰探测^[8]。在红外热波探测过程中,探测结果易受探测样品和探测环境条件的影响,导致光照不均匀、红外图像和背景融合等问题,对识别目标体造成一定干扰。因此,在利用红外热波探测技术对积冰进行探测的过程中,需要选择合适算法识别积冰界线(包括外部界线和内部界线),从而更为准确地识别冰形。

国内外研究者主要通过传统边缘检测算子、融合改进后的边缘检测算子以及阈值分割和形态学融合的方法解决积冰探测图像处理问题。Wang等^[9]采用基于小波变换、浮动阈值以及数字图像形态学

和最佳阈值相融合的算法对积冰界线进行探测;陆佳政等^[10]采用自适应分割阈值法识别积冰形状。这两种方法可以清晰识别积冰的外部界线,但由于界线区域灰度值差异不明显,无法准确识别积冰的内部界线。

为实现积冰界线(外部界线和内部界线)探测与识别,本文搭建了闪光红外热波探测实验台,将传统算法与高斯-拉普拉斯金字塔和面积滤波相结合的算法进行比较,确定识别积冰界线的优选方法。

1 红外热波积冰探测原理及实验

与被动式红外探测相比,主动式红外无损探测能够更好地呈现被探测样品的细节特征,常被应用于航空领域^[11]。本文利用高能闪光氙灯作为主动激励装置,通过红外热成像系统和图像处理控制系统对积冰样品(以制冷设备制取)进行定量识别。

积冰受热后的传热控制方程如下:

$$\frac{\partial T}{\partial x} \left(\lambda_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial T}{\partial y} \left(\lambda_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial T}{\partial z} \left(\lambda_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \varphi_s = \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1)$$

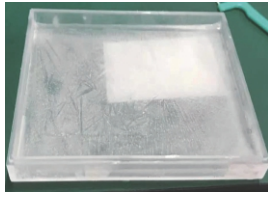
式中: T 为温度; λ_x 、 λ_y 和 λ_z 分别为材料在 x 、 y 和 z 方向的热传导系数; φ_s 为均匀内热源的生热率; ρ 和 c 分别为材料的密度和比热。

以高能闪光氙灯向积冰样品注入能量,由于积冰样品形状不规则,在热阻效应作用下,当热波传递至内部界线处时,积冰样品的阶跃型内部界线以内部温度变化差异的形式表现出来^[12]。采用红外热成像仪连续观测和记录积冰样品内部的温度场变化,生成红外热序图。对红外图像进行分析处理,即可实现积冰界线的快速探测。根据上述原理,将采集到的红外热序图的灰度图进行图像处理,识别出积冰样品的外部界线和内部界线。

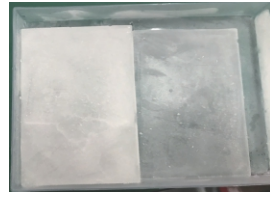
在实验中,分别对规则圆形积冰样品、规则方形积冰样品及对应的非规则阶跃型积冰样品进行积冰探测。实验设备包括用于积冰探测的闪光红外热波探测系统和用于积冰样品制作的冷冻冰柜。将纯净水注入模具,在冰柜中冷冻为积冰样品,再将厚度不同的积冰样品堆叠冷冻,以模拟积冰样品内部阶跃状态,如图1所示。



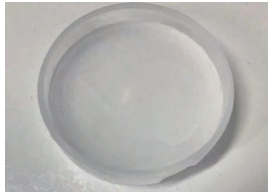
(a) 闪光红外热波探测系统



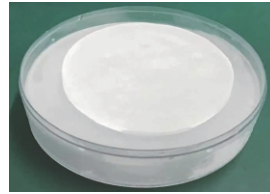
(b) 规则方形积冰样件



(c) 方形阶跃型积冰样件



(d) 规则圆形积冰样件



(e) 圆形阶跃型积冰样件

图 1 积冰探测实验设备及样件

Fig. 1 Ice accretion detection experimental equipment and samples

2 积冰界线探测识别的传统算法

2.1 传统边缘检测理论

边缘检测的目的是找到图像中像素值发生急剧变化的像素点集合,通常以图像边缘的形式表示。同时,边缘检测可以有效抑制图像的非主要信息,保留重要的图像特征属性结构。不同边缘检测算子的思路不同,对于不同属性结构的图像,目前还无法使用同一边缘检测算子获取同样的边缘^[13]。较为传统的边缘检测是采用一阶或二阶微分算子对图像进行处理。Roberts 算子、Sobel 算子和 Prewitt 算子是较为常见的一阶微分算子,Laplacian 算子和 Canny 算子是较为常见的二阶微分算子^[14]。Roberts 算子是一种通过局部差分计算边缘的算子,其卷积模板为一个 2×2 的矩阵(具有水平和垂直方向):

$$\mathbf{G}_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}, \mathbf{G}_y = \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

计算 2×2 卷积模板对角线像素之差的近似梯度幅值,计算方法如式(3)~(5)所示:

$$\Delta f_x(x, y) = f_x(x, y) - f_x(x + 1, y + 1) \quad (3)$$

$$\Delta f_y(x, y) = f(x, y + 1) - f(x + 1, y) \quad (4)$$

$$\mathbf{G}(x, y) = \sqrt{[\Delta f_x(x, y)]^2 + [\Delta f_y(x, y)]^2} \quad (5)$$

Roberts 算子对噪声十分敏感,无法有效抑制噪声。Prewitt 算子是对 Roberts 算子的优化,其卷积模板为:

$$\mathbf{G}_x = \begin{bmatrix} -1 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 1 \end{bmatrix}, \mathbf{G}_y = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (6)$$

采用 Prewitt 算子对图像相邻像素点的灰度进行水平、垂直方向一阶微分,即可得到边缘。实际上,Prewitt 算子是对水平和垂直方向进行非归一化均值差分,因而可以有效地对图像噪声进行平滑,但识别边缘不够准确。

Sobel 算子是对 Prewitt 算子的改进,其卷积模板是一个 3×3 的矩阵,对图像邻接像素点的灰度进行上下左右四领域的灰度值加权差分:

$$\mathbf{G}_x = \begin{bmatrix} -1 & -2 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix}, \mathbf{G}_y = \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (7)$$

对图像邻接像素点的灰度进行水平和垂直方向加权平均差分;根据卷积模板得到图像的灰度差近似值,当灰度差近似值大于某一阈值时,则判断其为边缘。因此,Sobel 算子对图像噪声具有平滑作用,同时还可以准确判断边缘的方向。

与上述一阶微分算子不同,Laplacian 算子和 Canny 算子是二阶微分算子。Laplacian 算子是 n 维欧几里得空间中的一个二阶微分算子,定义为梯度的散度,可以更加精准地识别边缘位置,同时对图片进行锐化。作为较常见的边缘检测算子,Canny 算子既能精准地提取边缘,又能有效地抑制噪声。以 Canny 算子进行边缘检测的主要步骤为:对图像进行高斯滤波降噪;利用一阶偏导计算对角线上 4 个方向的梯度幅值和方向;对梯度进行非极大值抑制;进行双阈值检测和边缘连接。

除此之外,基于相位一致性对红外图像进行边缘检测^[15]比 Canny 算子检测得到的边缘更加精准。微分算子是针对灰度值进行边缘检测的,而相位一致性是基于频域幅值的比较进行边缘检测,边缘相似的特征在同一阶段出现的频率较高,将这些特征利用 K-means 进行分类进而得到边缘。

2.2 传统边缘检测对积冰界线的识别

由于红外热成像仪容易受到实验环境和样件自身温度的影响,红外热序图存在复杂噪声较多、图像模糊等问题^[16]。因此,在进行积冰界线检测时,需要先对红外热序图进行主成分分析,在保留图像大部

分原有特征的前提下降低图像噪声。对规则圆形、规则方形及其对应的非规则阶跃型积冰样件红外热序图的主成分分析结果如图 2 所示。在此基础上,分别对主成分分析图进行传统边缘检测,检测结果如图 3~6 所示。

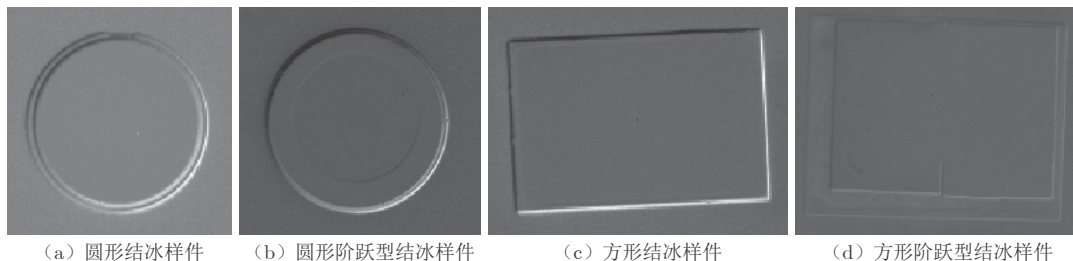


图 2 积冰样件红外热序图主成分分析结果

Fig. 2 The results of principal component analysis of infrared heat sequence diagram of ice samples

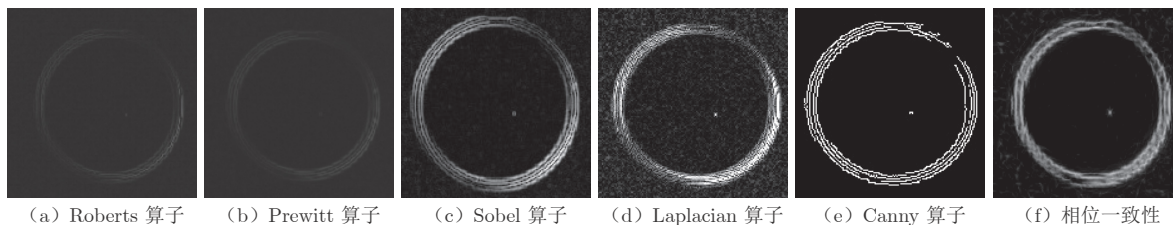


图 3 圆形积冰样件传统边缘检测结果

Fig. 3 Traditional edge detection results of round ice samples

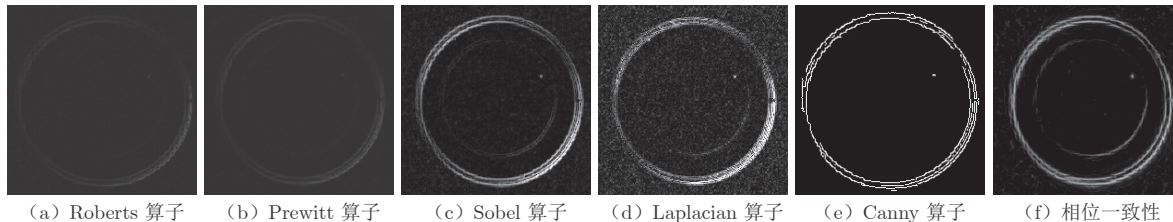


图 4 圆形阶跃型积冰样件传统边缘检测结果

Fig. 4 Traditional edge detection results of circular step ice samples

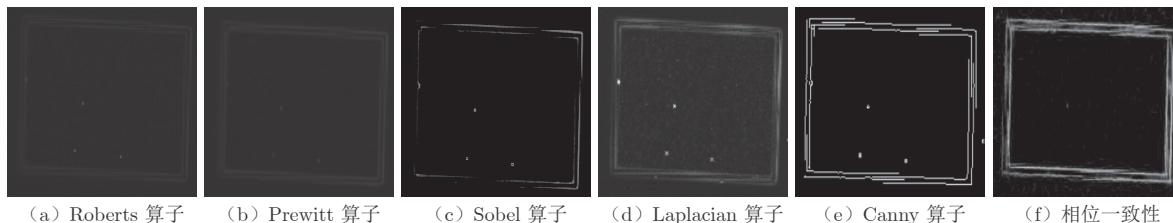


图 5 方形积冰样件传统边缘检测结果

Fig. 5 Traditional edge detection results of square ice sample

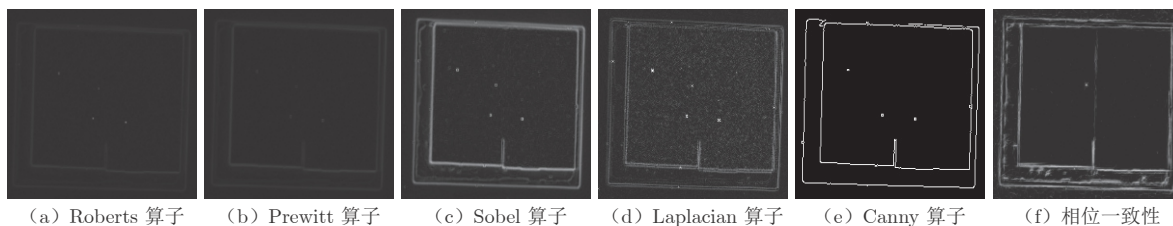


图 6 方形阶跃型积冰样件传统边缘检测结果

Fig. 6 Traditional edge detection results of square step type ice sample

3 基于高斯-拉普拉斯金字塔和面积滤波的边缘检测改进算法

积冰样件红外图像的内部界线不明显,受检测环境的影响相对较大,无法通过传统的边缘检测取得理想的内部界线。另外,传统的红外图像阈值分割及边缘检测技术仅能解决积冰样件红外图像处理中某一类的问题^[17]。

针对上述问题,本文对传统边缘检测算子进行改进,以便更准确地识别积冰界线(外部界线和内部界线)。为达到预期效果,将高斯-拉普拉斯金字塔算法和面积滤波算法相结合并加以改进,以解决因阶跃区域红外图像灰度值差异不明显所导致的无法准确检测内部界线的问题^[18]。

首先,利用高斯-拉普拉斯金字塔算子突出图像的高频结构,加强图像特征信息;然后,通过面积滤波过滤掉较小的噪声,保存图像边缘信息。算法流程如图 7 所示。

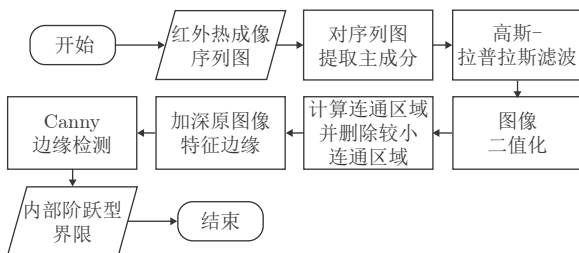


图 7 算法流程图
Fig. 7 Algorithm flowchart

高斯-拉普拉斯金字塔算子是由高斯滤波函数和拉普拉斯算子组成的^[19]。高斯金字塔的作用是对图像向下逐级进行取样分解,并在取样前对原图像进行高斯滤波。式(8)和(9)分别为高斯滤波器公式和高斯金字塔公式:

$$g(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\pi\sigma^2}\right) \quad (8)$$

$$F(n+1) = F(n) \times g(x, y) \times S(\text{scale1}, \text{scale2}) \quad (9)$$

式中: $F(n)$ 为第 n 次分解的图像; $S(\text{scale1}, \text{scale2})$ 为图像在行和列上的取样率; 两个方向 x 和 y 服从方差为 σ^2 的正态分布。本文中行和列的取样率均为 2, 因此, 每一次取样后的图片尺寸缩小为原图像的 $1/4$, 分辨率下降为原图像的 $1/2$ ^[20]。

拉普拉斯金字塔的作用是保存高斯金字塔向下取样分解过程中相邻两级之间的残存差, 即图像的高频细节。拉普拉斯金字塔公式如下:

$$L(n) = F(n) - F(n+1) \times S(\text{scale1}, \text{scale2}) \times g(x, y) \quad (10)$$

本文先采用高斯金字塔将原图像向下取样分解两次, 且两次的取样率皆为 2; 再将向下取样的图像通过拉普拉斯金字塔变换得到提取特征后的图像; 最后将高斯-拉普拉斯变换后的图像二值化。以方形阶跃型积冰样件为例, 通过高斯-拉普拉斯滤波后得到的图像如图 8 所示。

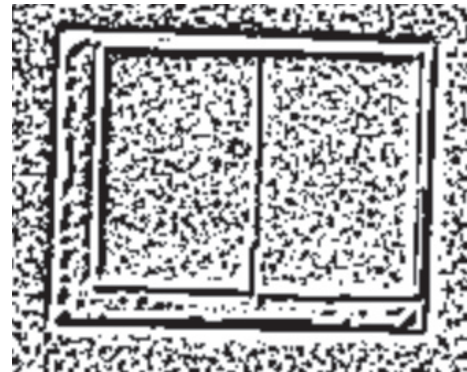


图 8 高斯-拉普拉斯金字塔处理后的图像
Fig. 8 The result of Gauss-Laplace Pyramid after processing

经过高斯-拉普拉斯金字塔处理之后, 图像的基本特征已经被提取出来, 但是红外热序图存在的噪声依然较多。因此, 在通过高斯-拉普拉斯金字塔保存图像高频特征的同时, 图像噪声也被突出了。

在图 8 的二值图像中, 图像噪声和所需提取的图像边缘可理解为面积值不同的连通域。因此, 首先对高斯-拉普拉斯滤波处理后的图像进行连通域面积计算, 将相对面积较小的连通域反色(即删除较小连通域); 通过图像形态学变换, 将已过滤掉较小噪声的图像在原图像基础上进行融合, 加深图像外部界线和阶跃型内部界线的结构信息; 最后, 对加深图像特征的灰度图进行 Canny 算子边缘检测, 得到具有阶跃型界线的积冰样件检测结果, 如图 9 所示。

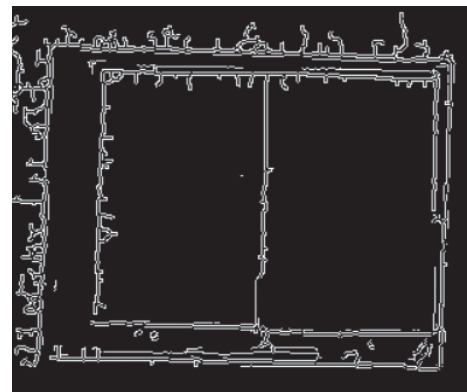


图 9 改进算法边缘检测结果
Fig. 9 The result of improved algorithm edge detection

为进一步检验算法的有效性,选择圆形阶跃型积冰样件的主成分分析图进行测试,得到的边缘检测结果如图 10 所示。实验表明,改进后的算法可以识别出圆形阶跃型积冰样件的内部界线和方形阶跃型积冰样件的内部界线,适用于识别不规则积冰表面界线。



图 10 圆形阶跃型积冰样件边缘检测结果

Fig. 10 The result of round step type ice accumulation sample edge detection

4 分析与讨论

采用上述传统边缘检测算法和基于高斯-拉普拉斯金字塔与面积滤波的新算法,对积冰样件的红外热序图进行界线探测,对探测结果进行比较分析,可以发现:

传统的边缘检测算法主要是针对图像灰度值的突变来获取图像边缘,检测步骤是先对图像进行降噪和平滑滤波,再计算边缘区域。因此,在使用闪光红外热波探测系统对规则型积冰样件及其对应的阶跃型积冰样件进行积冰内部界线识别时,由于阶跃型积冰样件红外图像内部界线的灰度值变化并不明显,传统的边缘检测算法无法探测出积冰样件阶跃型内部界线。但是,规则型积冰样件外部界线的灰度值突变较为明显,采用传统的边缘检测算法可以检测出外部界线。

相位一致性算法可以识别出内部界线,但是由于图像的相位一致性差值并不明显,所以无法准确清晰地绘制出相位一致性较高的边缘区域。

本文采用的高斯-拉普拉斯金字塔和面积滤波相结合的算法,其主体思想是:首先提取积冰探测红外热序图的主要图像成分及结构信息;而后,考虑到噪声在灰度图中的连通域面积比图像内部界线及外部界线连通域面积小,可以通过面积滤波算法过滤

掉目标探测不需要的噪声。因此,采用高斯-拉普拉斯和面积滤波相结合的算法可以更为完整地保留图像特征结构。

高斯-拉普拉斯金字塔和面积滤波相结合的边缘检测算法优先考虑图像特征,而后针对图像整体特征进行降噪,不会将探测结果视为噪声而导致无法识别内部界线的问题;但检测结果的噪声高于传统算法。因此,该算法在识别不规则积冰内部界线方面具有一定优势。

5 结论

积冰界线识别是积冰几何形状定性定量识别的基础。通过本文研究发现,传统的边缘检测算法仅能识别出部分积冰样件的外部界线,不能准确探测出积冰样件的阶跃型内部界线。与传统边缘检测算法相比,高斯-拉普拉斯金字塔与面积滤波相结合的边缘检测算法更适用于识别阶跃型内部界线。采用该算法获取积冰样件更为精确的内部界线、进一步降低噪声对结果的影响是后续的研究方向。

参考文献:

- [1] 周莉,徐浩军,龚胜科,等.飞机结冰特性及防除冰技术研究[J].中国安全科学学报,2010,20(6):105-110.
ZHOU L, XU H J, GONG S K, et al. Research of aircraft icing characteristics and anti-icing and de-icing technology [J]. China Safety Science Journal, 2010, 20(6): 105-110.
doi: 10.16265/j.cnki.issn1003-3033.2010.06.018
- [2] 赵伟伟,朱春玲,陶明杰,等.超声导波技术用于飞机结冰探测的实验研究[J].压电与声光,2018,40(2):269-275.
ZHAO W W, ZHU C L, TAO M J, et al. Experimental study on ultrasonic guided wave technology for aircraft icing detection[J]. Piezoelectrics & Acousto-optics, 2018, 40(2): 269-275.
doi: 10.11977/j.issn.1004-2474.2018.02.029
- [3] OGRETIM E, HUEBSCH W, SHINN A. Aircraft ice accretion prediction based on neural networks[J]. Journal of Aircraft, 2006, 43(1): 233-240.
doi: 10.2514/1.16241
- [4] 叶林.基于压电器件的冰传感器[J].仪表技术与传感器,2001(9):6-7,44.
YE L. A new ice sensor based on piezoelectric device[J]. Instrument Technique and Sensor, 2001(9): 6-7, 44.
doi: 10.3969/j.issn.1002-1841.2001.09.003
- [5] 白天,朱春玲,李清英,等.压电双晶片悬臂梁结构用于结冰探测的研究[J].航空学报,2013,34(5):1073-1082.
BAI T, ZHU C L, LI Q Y, et al. Study of bimorph Piezoelectric cantilever structure used on icing detection[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2013, 34(5): 1073-1082.
doi: 10.7527/S1000-6893.2013.0196
- [6] 康含玉,刘桂华,王斌,等.冰形表面激光光带中心线快速提取方法[J].实验流体力学,2017,31(5):81-87.
KANG H Y, LIU G H, WANG B, et al. A fast method of

- extracting the laser light bar's centerline in the ice model[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2017, 31(5): 81-87.
doi: 10.11729/sytlx20170058
- [7] 柴聪聪, 易贤, 郭磊, 等. 基于BP神经网络的冰形特征参数预测[J]. *实验流体力学*, 2021, 35(3): 16-21.
CHAI C C, YI X, GUO L, et al. Prediction of ice shape characteristic parameters based on BP neural network[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2021, 35(3): 16-21.
doi: 10.11729/sytlx20200016
- [8] GÓMEZ MUÑOZ C Q, GARCÍA MÁRQUEZ F P, SÁNCHEZ TOMÁS J M. Ice detection using thermal infrared radiometry on wind turbine blades[J]. *Measurement*, 2016, 93: 157-163.
doi: 10.1016/j.measurement.2016.06.064
- [9] WANG X P, HU J L, WU B, et al. Study on edge extraction methods for image-based icing on-line monitoring on overhead transmission lines[C]//Proc of the 2008 International Conference on High Voltage Engineering and Application. 2008: 661-665.
doi: 10.1109/ICHVE.2008.4774022
- [10] 陆佳政, 张红先, 方针, 等. 自适应分割阈值在覆冰厚度识别中的应用[J]. *高电压技术*, 2009, 35(3): 563-567.
LU J Z, ZHANG H X, FANG Z, et al. Application of self-adaptive segmental threshold to ice thickness identification[J]. *High Voltage Engineering*, 2009, 35(3): 563-567.
doi: 10.13336/j.1003-6520.hve.2009.03.015
- [11] 刘颖韬, 郭广平, 曾智, 等. 红外热像无损检测技术的发展历程、现状和趋势[J]. *无损检测*, 2017, 39(8): 63-70.
LIU Y T, GUO G P, ZENG Z, et al. The development history, status and trends of infrared thermographic non-destructive testing[J]. *Nondestructive Testing*, 2017, 39(8): 63-70.
doi: 10.11973/wsyc201708015
- [12] 王浩, 刘佳, 施亚中, 等. 主动红外热像技术在航空发动机叶片缺陷检测中的研究和应用进展[J]. *激光与红外*, 2021, 51(12): 1554-1562.
WANG H, LIU J, SHI Y Z, et al. Research and application of active infrared thermography in aero-engine blade defect detection[J]. *Laser & Infrared*, 2021, 51(12): 1554-1562.
doi: 10.3969/j.issn.1001-5078.2021.12.002
- [13] 迟慧智, 田宇. 图像边缘检测算法的分析与研究[J]. *电子产品可靠性与环境试验*, 2021, 39(4): 92-97.
CHI H Z, TIAN Y. Analysis and research of image edge detection algorithms[J]. *Electronic Product Reliability and Environmental Testing*, 2021, 39(4): 92-97.
doi: 10.3969/j.issn.1672-5468.2021.04.020
- [14] XU Z Q, JI X Q, WANG M J, et al. Edge detection algorithm of medical image based on Canny operator[J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2021, 1955(1): 012080.
doi: 10.1088/1742-6596/1955/1/012080
- [15] 郭龙源, 张国云, 欧先锋, 等. 基于相位一致性的红外图像边缘检测方法[J]. *红外*, 2016, 37(9): 25-29, 36.
GUO L Y, ZHANG G Y, OU X F, et al. Edge detection method of infrared images based on phase consistency[J]. *Infrared*, 2016, 37(9): 25-29, 36.
doi: 10.3969/j.issn.1672-8785.2016.09.005
- [16] 邹兰林, 李念琼. 改进小波阈值在红外热波无损检测中的应用[J]. *红外技术*, 2021, 43(11): 1089-1096.
ZOU L L, LI N Q. Application of improved wavelet threshold in infrared thermal wave nondestructive testing[J]. *Infrared Technology*, 2021, 43(11): 1089-1096.
- [17] 李云红, 李传真, 屈海涛, 等. 基于改进人工蜂群正余弦优化的红外图像分割方法[J]. *激光与红外*, 2021, 51(8): 1076-1080.
LI Y H, LI C Z, QU H T, et al. Infrared image segmentation method based on improved artificial bee colony sine and cosine optimization[J]. *Laser & Infrared*, 2021, 51(8): 1076-1080.
doi: 10.3969/j.issn.1001-5078.2021.08.017
- [18] 孔松涛, 黄镇, 杨谨如. 红外热像无损检测图像处理研究现状与进展[J]. *红外技术*, 2019, 41(12): 1133-1140.
KONG S T, HUANG Z, YANG J R. Research status and development of image processing for infrared thermal image nondestructive testing[J]. *Infrared Technology*, 2019, 41(12): 1133-1140.
- [19] 刘旭江, 徐圆, 齐宏亮, 等. 基于高斯拉普拉斯的层次剥离体绘制[J]. *计算机工程与科学*, 2014, 36(6): 1148-1153.
LIU X J, XU Y, QI H L, et al. Layered peeling algorithm of volume rendering based on Laplacian of Gaussian[J]. *Computer Engineering and Science*, 2014, 36(6): 1148-1153.
doi: 10.3969/j.issn.1007-130X.2014.06.024
- [20] 朱伟, 刘健, 竺明月, 等. 基于高斯拉普拉斯金字塔的DR图像增强改进算法研究[J]. *中国医疗器械杂志*, 2019, 43(1): 10-13.
ZHU W, LIU J, ZHU M Y, et al. Research on improved algorithm of DR Image enhancement based on Gauss-Laplacian pyramid[J]. *Chinese Journal of Medical Instrumentation*, 2019, 43(1): 10-13.
doi: 10.3969/j.issn.1671-7104.2019.01.003

作者简介:

勾 一(1998—), 女, 吉林长春人, 硕士研究生。研究方向: 飞机防除冰与红外热波检测。
E-mail: gouyi98@126.com



(编辑: 孙春晖)

内外流耦合作用下柔性立管振动响应特性研究

高岳, 朱红钧*, 胡洁, 许兵

西南石油大学 石油与天然气工程学院, 成都 610500

摘要: 柔性立管广泛应用于海洋油气等矿产资源的输送, 在内部流体与外部海流的夹击下极易产生复杂的振动响应, 一旦发生疲劳失效, 就会造成严重的环境污染。在循环水槽中开展了单相内流与非线性剪切外流耦合作用下悬链线型柔性立管的振动响应测试, 采用高速摄像非介入测试方法捕捉了悬链线型柔性立管的振动位移。通过改变非线性剪切外流的约化速度 ($U_r^m = 3.55 \sim 44.69$) 和内流流速 ($u_i = 0.674 \sim 1.651$ m/s), 分析了内流流速对柔性立管振动响应的影响规律, 剖析了不同流动工况下平面外振幅、振频的时空响应特性及振动模态的演变。实验结果表明: 与纯外流激发的涡激振动相比, 内流的存在使柔性立管的振幅增大, 且振动模态转换发生在更低的约化速度, 随着内流流速的增大, 相邻模态间发生模态转换的临界约化速度越来越低; 在本实验测试工况下, 当柔性立管在纯外流作用下发生锁频振动时, 振动模态没有发生改变, 而在外流涡激振动处于模态过渡区时, 内流的输送易使高阶模态在更低的约化速度时出现。

关键词: 流致振动; 柔性立管; 内流; 剪切流; 非介入测试

中图分类号: TE58; P751

文献标识码: A

Experimental investigation on the flow-induced vibration of a riser subjected to the combination of internal liquid flow and external sheared flow

GAO Yue, ZHU Hongjun*, HU Jie, XU Bing

Petroleum Engineering School, Southwest Petroleum University, Chengdu 610500, China

Abstract: Flexible risers which are commonly applied to transport submarine resources have been widely utilized in offshore engineering. The intricate Flow-Induced Vibration (FIV) of flexible risers is easily encountered with the presence of both internal and external flows. Once the riser fatigue failure occurs, it causes serious environmental pollution. In this work, a series of tests were conducted in a recirculating water flume to investigate the dynamic behavior of a flexible catenary riser under the combination of the internal liquid water flow and the external shear current. A non-intrusive high-speed imaging technique was employed to record the vibration displacement varying along the riser span. The reduced velocity and the internal flow velocity ranged from 3.55 to 44.69 and from 0.674 m/s to 1.651 m/s, respectively. The influence of the internal flow velocity on the dynamic response was examined. The experimental results including the spatial-temporal response amplitude and frequency as well as the mode evolution of out-of-plane were analyzed. The results show that the response is enhanced with increasing internal flow velocity except for the mode transition cases. In addition, the existence of the internal flow leads to the earlier occurrence of the mode transition. When the lock-in occurs in the vortex-induced vibration of the flexible riser, the amplitude of the flexible riser is magnified with increasing

收稿日期: 2022-03-30; 修回日期: 2022-05-07; 录用日期: 2022-05-10

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金项目(52301338); 国家自然科学基金面上项目(51979238); 四川省青年基金项目(2024NSFSC0968)

* 通信作者 E-mail: ticky863@126.com

引用格式: 高岳, 朱红钧, 胡洁, 等. 内外流耦合作用下柔性立管振动响应特性研究 [J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 44-53.

GAO Y, ZHU H J, HU J, et al. Experimental investigation on the flow-induced vibration of a riser subjected to the combination of internal liquid flow and external sheared flow[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 44-53.

internal velocity, while the new mode response is not triggered. There is a new mode response occurring in the mode transition cases.

Keywords: flow-induced vibration; flexile riser; internal flow; external sheared flow; nonintrusive measurement

0 引言

流致振动现象广泛存在于工程领域,尤其是海洋工程领域。随着海洋油气开发向深水挺进,海洋立管的柔性进一步凸显,在内部高压油气流动及外部海流的作用下,容易产生复杂的多模态振动响应,存在疲劳失效的风险。因此,有必要对海洋柔性立管的流致振动响应进行研究。

近年来,大部分学者(如 Huera-Huarte 等^[1])的研究主要集中在外流激发的柔性立管涡激振动响应方面。与刚性圆柱涡激振动相比,柔性立管在流向和横向上更易产生多频或单频主导的高阶模态振动响应,呈现复杂的流固耦合现象^[2-9]。与刚性圆柱涡激振动相似,当旋涡脱落频率与柔性立管的自振频率接近时,会出现锁频(Lock-in)现象^[10]。柔性立管是否发生锁频振动与流动环境及无量纲的振动响应模态数相关^[11]。在均匀流作用下,柔性立管易发生锁频振动^[12],而高阶的模态响应和较大的阻尼会使锁频现象无法产生^[13]。在线性剪切流作用下,高流速作用的区域容易出现锁频现象;而在非线性剪切流作用下,高流速和低流速作用区域都会出现锁频现象。另外,振动激励区和阻尼区分别与锁频振动和非锁频振动对应^[14]。由于多阶模态共同参与振动,振动表现出明显的行波和驻波混合特征^[4-5, 9, 15-16]。柔性立管的长径比、是否发生锁频振动等都是影响立管振动表现行波、驻波特性的因素,在剪切流作用下,行波一般从高流速区向低流速区传递^[5]。

学者们还研究了柔性立管在内外流耦合情况下的振动响应特性。Duan 等^[17]通过建立内外流耦合数值模型研究了单相流体的流速和密度对柔性立管涡激振动响应的影响,发现内流流速和密度的增大都会使柔性立管的振幅增大,且密度变化还会改变柔性立管的振动模态。Guo^[18-19]和 Meng^[20]等在研究中发现增大内流流速也会使振动模态发生改变,Chen 等^[21]在研究中也发现了相同的现象,随着内流流速增大,柔性立管会激发出新的模态响应。Guo 和 Lou^[22]开展了内外流耦合作用下柔性立管振动响应的实验研究,发现随着内流流速增大,立管的振幅增

大,但振动频率减小。

学者们对内外流耦合作用下柔性立管振动响应特性的研究大多基于欧拉-伯努利梁和尾流振子模型预测分析单相内流与外流耦合作用下的管道振动响应,实验研究较少,且主要针对直管,外流则局限于均匀流。实际海洋油气工程中,外部流体并非均匀流体,且立管一般呈弯曲布置。目前很少有学者针对剪切流与内流耦合作用下的非线性弯曲柔性立管的振动响应进行研究。Zhu 等^[23]前期尝试了气液两相段塞流与剪切外流耦合作用下的柔性立管振动响应测试,实验发现外流涡激振动主导了平面外振动,而内流对上部立管平面内振动的贡献更大,但研究仅局限于一个典型的外流流速,尚未系统分析多工况内外流耦合条件下的柔性立管振动随约化速度变化的模态转换现象。

本文在循环水槽中开展了单相内流和外部非线性剪切流作用下的悬链线型柔性立管的振动响应测试,在不同内流和外流流速工况下,分析柔性立管平面外的时空振动响应及模态演变规律。

1 实验方法

实验在西南石油大学海洋油气工程实验室循环水槽中开展。水槽测试段高 1 m,宽 0.5 m,长 2 m。实验测试水深 $H = 0.65$ m,采用多普勒测速仪(ADV)进行流速测试。实验中,来流的最大湍动强度小于 2%,平均速度范围为 0.019~0.235 m/s。

内流循环系统置于水槽外侧,由内流测试回路、水流供给装置、流量控制及测量装置组成。本文用水模拟管内输送的单相液流,以潜水泵将水箱中的水泵送至管路中,经电磁涡轮流量计测量后进入测试回路,流经测试段后返回水箱循环利用。测试中,内流的流速范围为 0.674~1.651 m/s。

图 1 为实验装置示意图。悬链线型柔性立管模型为内径 6 mm、外径 8 mm 的硅胶管,管长 1000 mm,长径比为 125,详细参数如表 1 所示。为了捕捉柔性立管的振动位移,在柔性立管模型上均匀标记了 30 个黑点(1#~30#),标记点宽度为 6 mm,相邻 2 个标记点中心间距为 30 mm。采用高速摄像非介入测试方

法^[23-26] 捕捉柔性立管展向的振动位移: 将 2 台高速摄像机布置在柔性立管弯曲平面的正前方(Camera 2)和斜下方(Camera 1), 分别捕捉柔性立管平面内(xOz 平面)及平面外(y 方向)的振动位移。高速摄像机分

辨率为 2048 像素 \times 1088 像素, 拍摄频率为 100 帧/s。测试时, 首先对测量仪器进行校正, 然后采集静水中柔性立管模型的初始图像, 待柔性立管振动达到稳定后, 同步触发 2 台高速摄像机, 持续拍摄 2 min。

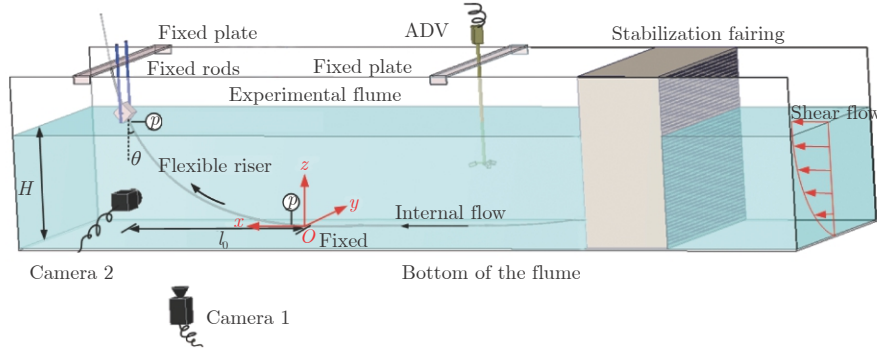


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic of the experimental set-up

表 1 柔性立管模型参数

Table 1 Parameters of the flexible riser model

参数	数值	单位
长度 l	1000	mm
水平跨长 l_0	690	mm
外径 D	8	mm
壁厚 δ	1	mm
长径比 l/D	125	
弹性模量 E	7.15×10^6	N/m ²
单位长度质量 m	0.0256	kg/m
质量比 m^*	1.073	

将实验采集的数据, 利用 Matlab 编制的后处理程序进行处理^[23]。首先对初始图像标定标记点, 选定每个标记点的搜索区域, 然后将模型尺寸与实际尺寸进行关联, 建立坐标系, 最后对高速摄像机储存的 12000 张图片序列进行数据处理, 得到每个标记点的振动时程曲线。

实验测试前, 首先在静水中开展了衰减测试, 得到柔性立管的自振频率, 其中平面外 y 方向的前四阶自振频率分别为 0.657、1.298、2.896 和 5.025 Hz。

2 实验结果及分析

2.1 振幅响应

图 2 展示了不同流速的内流作用下柔性立管的均方根振幅 A_y^{rms} 随外流约化速度 U_r^m 的变化。图中 u_i 为内流流速, $u_i = 0$ m/s 表示管内充满静止液体, 此时柔性立管只产生外流作用的涡激振动。 s/l 是以立管底部入口为起点并用管长 l 无量纲化的立管弯曲长度。外流约化速度 U_r^m 的计算公式为:

$$U_r^m = \frac{U_m}{f_{y1} D} \quad (1)$$

式中: U_m 为平均来流速度, f_{y1} 为平面外 y 方向的一阶自振频率, D 为柔性立管的外径。

从图 2 可以看到: 总体上, 与纯外流作用下柔性立管的振动响应相比, 内流通过柔性立管后, 使立管的振幅增大, 这主要与内流的通过可以给立管注入能量有关^[17, 21]。不同内流流速条件下, 随着外流约化速度增大, 柔性立管均激发了前四阶模态的振动响应, 但与外流涡激振动相比, 内流通过后, 相邻模态间的转换发生在更低的约化速度。纯外流作用下 ($u_i = 0$ m/s), 当 $3.55 \leq U_r^m \leq 5.47$ 时, 柔性立管的振动为一阶模态主导; 当 $5.90 \leq U_r^m \leq 15.66$ 时, 柔性立管的振动转为二阶模态主导; 当 $17.33 \leq U_r^m \leq 30.31$ 和 $31.72 \leq U_r^m \leq 44.69$ 时, 振动主导模态分别转为三阶和四阶。当 $u_i = 0.674$ m/s 时, 一阶模态和二阶模态的振动响应分别发生在 $3.55 \leq U_r^m \leq 4.48$ 和 $5.47 \leq U_r^m \leq 15.66$ 速度区间, 一阶和二阶模态转换提前发生。在其他 3 个更大的内流流速 ($u_i = 1.028, 1.382, 1.651$ m/s) 下, 一阶模态向二阶模态转换也发生在更低的约化速度。当 $u_i = 1.028$ m/s 时, 二阶、三阶和四阶模态响应分别发生在约化速度为 $5.47 \sim 13.81$ 、 $15.66 \sim 30.31$ 和 $31.72 \sim 44.69$ 的速度区间, 二阶与三阶的模态转换发生在更低的约化速度。当 $u_i = 1.382$ 和 1.651 m/s 时, 二阶、三阶和四阶模态响应分别出现在约化速度为 $5.47 \sim 13.81$ 、 $15.66 \sim 26.34$ 和 $30.31 \sim 44.69$ 时。与单纯外流激励下的柔性立管振动响应相比, 相邻 2 个模态间的模态转换都提前发生。由此可以得出, 当

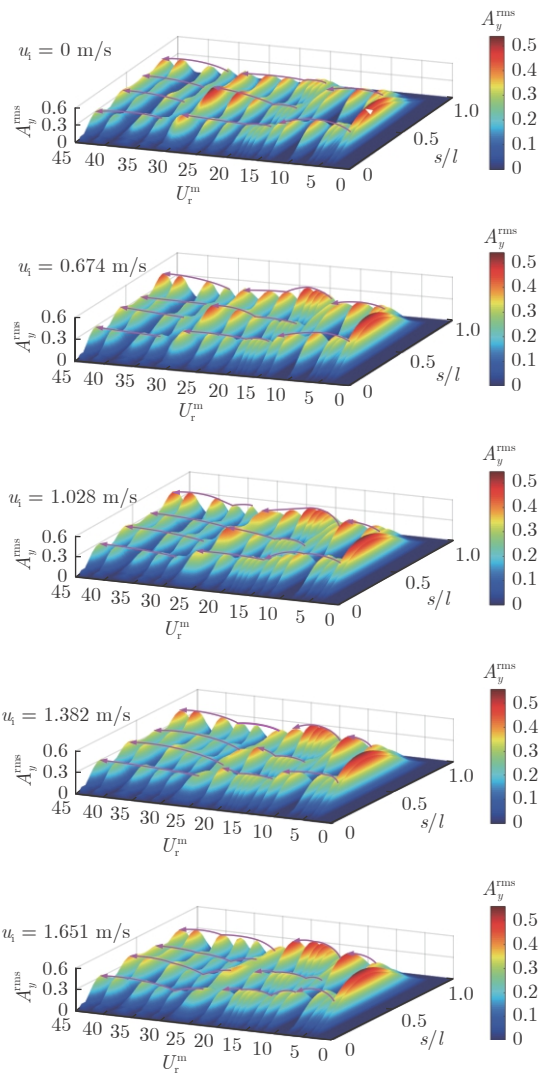


图 2 不同流速内流作用下柔性立管均方根振幅随约化速度的变化
Fig. 2 The three-dimensional visualization of the Root-Mean Squares (RMS) response amplitude with respect to s/l and the mean reduced velocity at different internal flow velocities

内流流速较小时 ($u_i = 0.674 \text{ m/s}$), 仅一阶与二阶模态之间的模态转换发生在更低的约化速度下, 随着内流流速增大, 模态转换提前发生在 2 个更高阶的相邻模态之间。这说明内流流速较小时, 内流提供的能量较小, 不足以使较大外流约化速度作用下的柔性立管振动模态发生改变; 随着内流流速增大, 内流提供的能量增大, 可以使 2 个相邻高阶模态间的模态转换发生在更低的约化速度。

2.2 振频响应

为进一步分析不同内、外流条件下柔性立管的振动响应, 对不同流速的内流作用下柔性立管的振动主导频率 f_{dy} 随约化速度的变化进行分析, 如图 3 所示, 其中 f_{y2} 、 f_{y3} 、 f_{y4} 分别为二阶、三阶、四阶自振频率。可以看到, 尽管内流流速不同, 但振动主导频

率均随约化速度的增大而逐渐增大。与均匀流作用下立管振动主导频率呈明显阶梯状增大^[27]不同, 非线性剪切外流和内流共同作用下的柔性立管振动频率阶梯状增大现象不明显, 振动的锁频区间较小, 尤其在高约化速度 ($17.33 < U_r^m \leq 44.69$) 时, 振动主导频率随约化速度类似线性增长, 这与非线性剪切流速剖面及柔性立管轴向张力的变化有关^[3]。由于测试中内流流速的变化范围较小, 导致相同模态响应下, 柔性立管的振动主导频率变化较小, 在模态转换发生时, 振动主导频率发生跳跃, 如图 3 中红色虚线框内的频率。 $U_r^m = 5.47$ 时, 在纯外流作用下, 柔性立管的振动主导频率接近一阶自振频率, 而通过内流后, 柔性立管的振动主导频率增大, 接近二阶自振频率, 使二阶模态响应提前发生。相似变化也出现在 $U_r^m = 15.66$ 和 30.31 时。

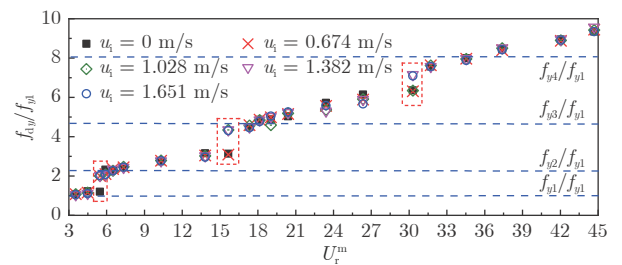


图 3 不同流速内流作用下柔性立管振动主导频率随约化速度的变化
Fig. 3 The dominant out-of-plane response frequency versus the reduced velocity

2.3 模态响应

2.3.1 模态权重

图 4 定量展示了不同流速的内流作用下各阶模态响应权重 ω 随约化速度的变化。相同流速的内流作用下, 随着约化速度增大, 柔性立管振动的各阶模态权重不断变化, 表现出多阶模态共存的振动响应特性。纯外流作用下 ($u_i = 0 \text{ m/s}$), 一阶振动模态权重在 $U_r^m = 4.48$ 时达到 0.877, 随着约化速度增大, 一阶模态权重逐渐减小, 二阶、三阶及四阶模态权重在各自主导的响应区间内呈先增大后减小的变化趋势。图 4 中的绿色点划线表示相邻 2 个模态响应间的界限, 与纯外流作用下的约化速度界限相比, 通入内流后, 界限向左移动, 与图 2 中出现的模态转换发生在更低的约化速度现象相对应, 内流流速越大, 模态转换左移的现象越明显。

2.3.2 内流流速对锁频振动响应的影响

由前文分析可知, 内流的存在使柔性立管的振幅和振动模态发生了变化, 下面将对此现象进行详

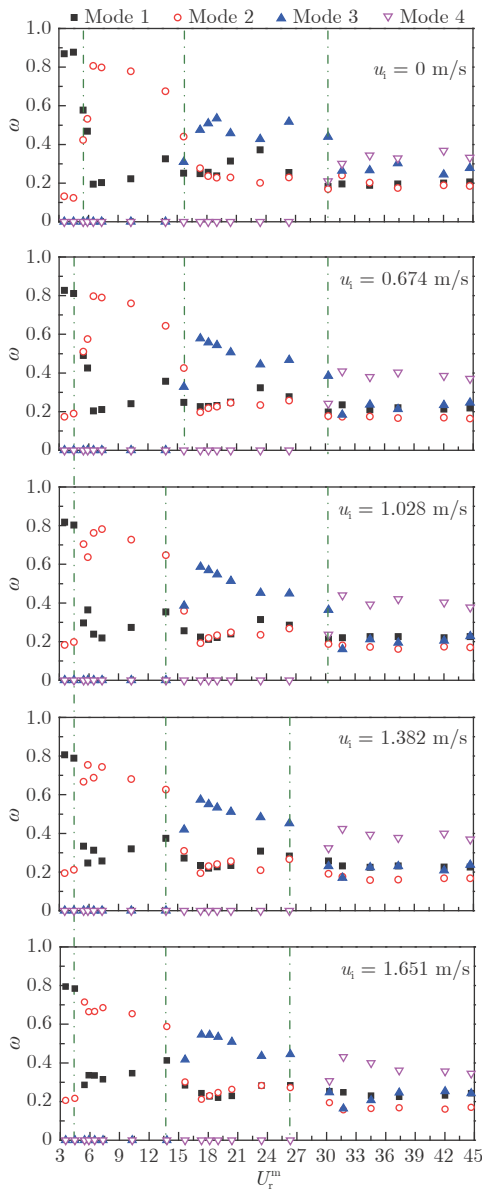


图4 不同流速的内流作用下柔性立管各阶振动模态权重随外流约化速度的变化

Fig. 4 The modal weight variation of flexible riser response versus the reduced velocity at different internal velocities

细分析。图5为 $U_r^m = 3.55$ 时改变内流流速得到的柔性立管均方根振幅沿展向的分布，图中绿色虚线给出了标记点9#和17#(此时处于波峰)的位置。由图可知，随着内流流速的增大，柔性立管均方根振幅逐渐增大，但增长幅度较小，振动模态始终为一阶。一方面，内流通过弯曲立管时产生的离心力和科氏力随内流流速增大而增大，从而使均方根振幅增大；另一方面，由图3可知，在 $U_r^m = 3.55$ 时，柔性立管发生锁频振动，此时的振动较强，处于稳定的振动状态^[10]。受实验测试的内流流速限制， $U_r^m = 3.55$ 时内流的通过没有激发出新的模态响应。

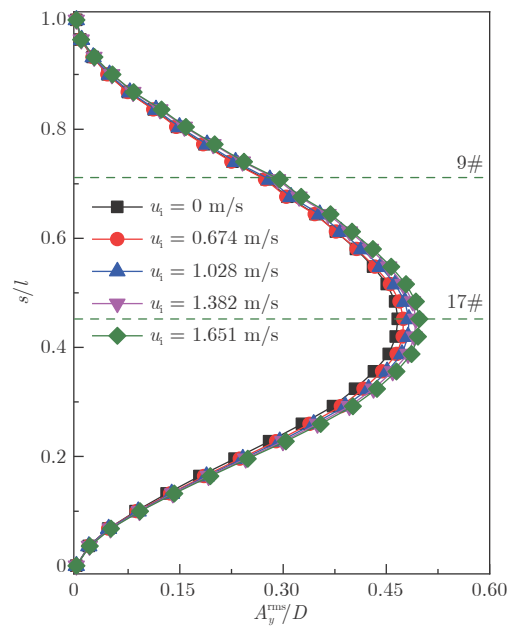


图5 $U_r^m = 3.55$ 时内流流速对柔性立管均方根振幅响应的影响

Fig. 5 The influence of internal velocity on the response amplitude of flexible riser at $U_r^m = 3.55$

图6展示了不同流速的内流作用下柔性立管均方根振幅分布的标记点17#和9#处振动频率 f 随时间 t 变化的云图及柔性立管空间频谱分布。图中，黑色虚线表示一阶自振频率，PSD表示振动频率功率谱密度。当内流流速由0增大到1.651 m/s时，振动频率始终锁定于一阶自振频率附近，但由纯外流时的0.7317 Hz逐渐减小至内流流速为1.651 m/s时的0.6829 Hz，这一现象与内流的通过使得柔性立管弹性模量发生改变以及自振频率减小有关^[17]。从图中展向标记点17#和9#处的时频变化可以看出，随着时间的变化，振动频率稳定且集中分布于一阶自振频率附近，内流流速增大仅使频谱能量增大，并没有对时频特性产生影响，因而也未对振动模态响应产生影响。

2.3.3 内流流速对过渡模态响应的影响

图7展示了 $U_r^m = 5.47$ 时内流流速对柔性立管均方根振幅响应的的影响。为分析振动中各阶模态响应的变化，将各阶模态振动的均方根振幅分布也绘制在图中。由图可知，随着内流流速增大，柔性立管二阶模态2个波峰位置的振幅逐渐增大，在Chen等^[21]的研究中也发现了类似现象，这与振动中的模态响应变化相关。图8给出了 $U_r^m = 5.47$ 时不同内流流速作用下典型位置的时频变化。由图3和4可知，纯外流作用下，柔性立管的振动主要由一阶模态主导，如图7和8所示，振动中同时存在一阶和二阶模态

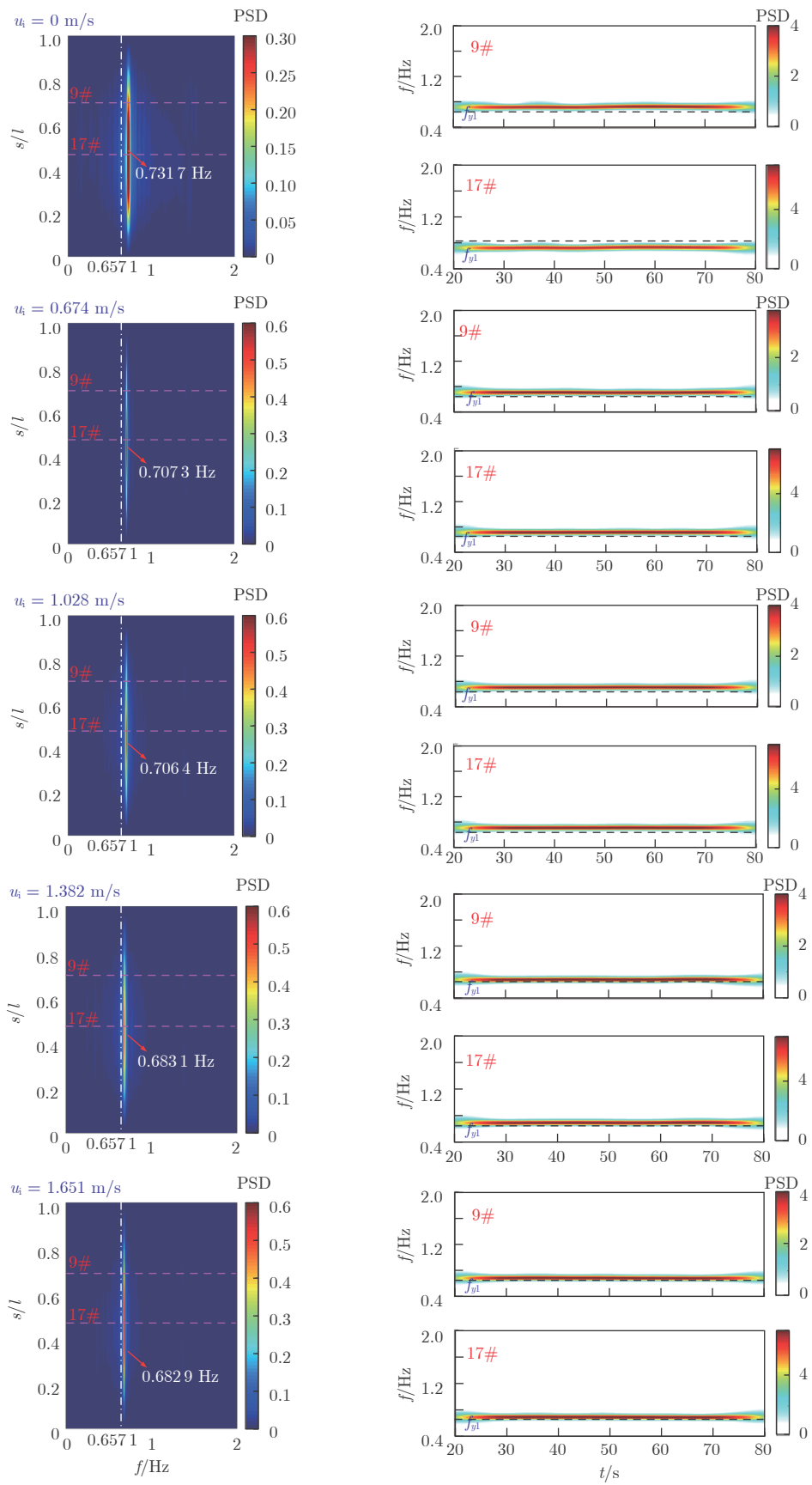


图 6 $U_r^m = 3.55$ 时不同内流流速作用下柔性立管展向的频率分布及典型位置的时频变化

Fig. 6 The power spectra density distribution along the flexible riser span and wavelet time-frequency contours at typical positions of flexible at $U_r^m = 3.55$ coupled with different internal velocities

响应且竞争激烈,呈现出模态过渡的振动响应。内流流速较小时($u_i = 0.674 \text{ m/s}$),由于内流提供的能量较小,一阶与二阶模态间的竞争仍然激烈,但二阶模态的权重已经大于一阶模态的权重,开始主导振动。随着内流流速增大,二阶模态响应的权重继续增大,模态竞争逐渐减弱,二阶模态在柔性立管展向上主导的区域也越来越大。从柔性立管前两阶模态的展向均方根分布可以发现,中部位置主要由一阶模态主导,随着一阶模态权重减小,中部位置的振幅逐渐减小。如图8所示,处于中部标记点15#处的频

率主要集中在二阶自振频率附近,能量随内流流速增大逐渐减小的变化很好地解释了中部振幅减小的现象。两端的振动主要由二阶模态主导,随着内流流速增大,振幅逐渐增大,这主要与两端的二阶振动模态权重逐渐增大有关。如图8所示,当 $u_i = 0$ 和 0.674 m/s 时,振动主导频率随时间变化在一阶和二阶自振频率间切换,竞争激烈,随着内流流速增大,主导频率逐渐集中在二阶自振频率附近,表明二阶模态权重逐渐增大,进一步解释了两端振幅逐渐增大的现象。

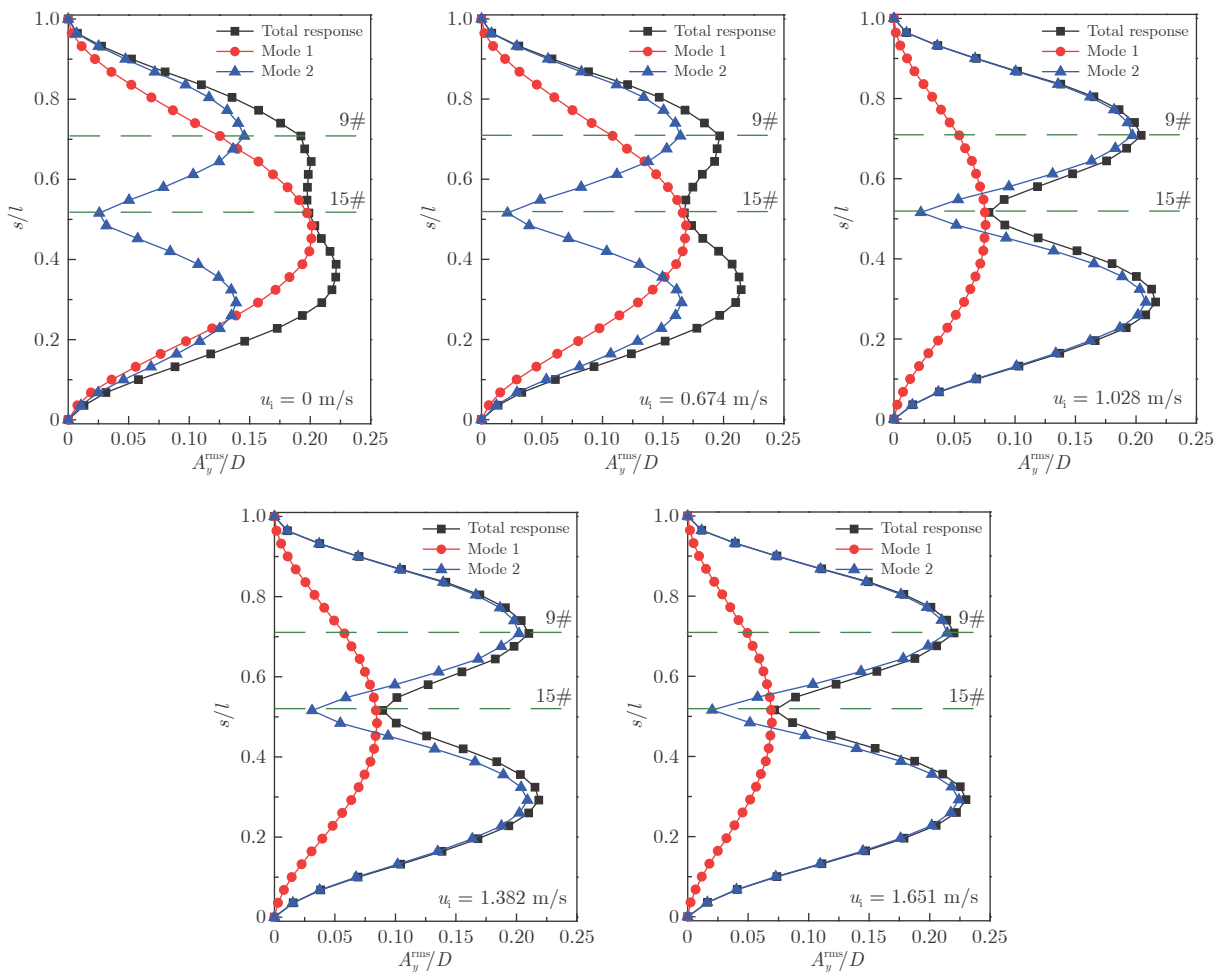


图7 $U_r^m = 5.47$ 时内流流速对柔性立管均方根振幅响应的影响

Fig. 7 The influence of internal velocity on the response amplitude of flexible riser at $U_r^m = 5.47$

从图9的柔性立管振动频率空间分布可以看出:当 $u_i = 0 \text{ m/s}$ 时,前两阶振动频率同时参与振动,模态竞争激烈,振动能量分散,与锁定区的振动相比,此时的振动不稳定,更易受外部能量干扰;当内流流速较小($u_i = 0.674 \text{ m/s}$)时,尽管注入的能量较小,但已经开始对不稳定的振动产

生影响,使模态竞争中二阶模态的权重增大;随着内流流速增大,内部流体注入的能量逐渐增大,使柔性立管展向上的能量集中在二阶自振频率附近,重新达到稳定的振动状态。因此,内流的通过更易使处于过渡振动状态的柔性立管激发出高阶振动模态。

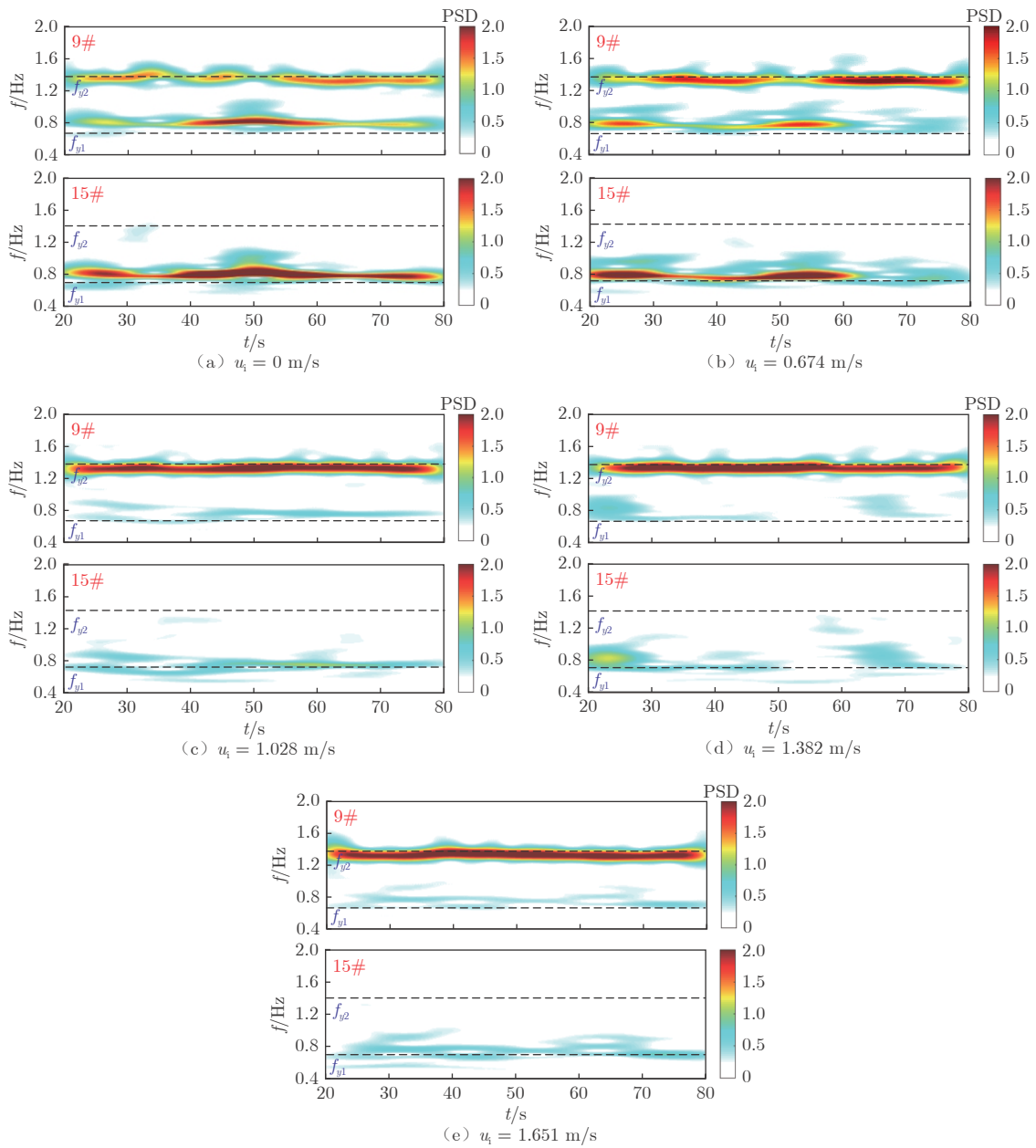


图 8 $U_r^m = 5.47$ 时不同内流流速作用下典型位置的时频变化

Fig. 8 Wavelet time-frequency contours at typical positions of flexible riser at $U_r^m = 5.47$ coupled with different internal velocities

3 结 论

本文利用高速摄像非介入测试方法开展了非线性剪切外流及单相内流耦合作用下悬链线型柔性立管的振动响应测试，结果表明：

1) 在实验测试的内外流速范围内，捕捉到了柔性立管前四阶振动响应。内流的存在使相邻模态间的转换发生在更低的约化速度，当内流流速为 0.674 m/s 时，与纯外流涡激振动相比，振动由一阶模态主导过渡为二阶模态主导的临界约化速度较低；内流流速增大至 1.028 m/s 时，振动主导模态由一阶向二

阶、二阶向三阶过渡的临界约化速度都较相应的纯外流涡激振动低；当内流流速为 1.382 和 1.651 m/s 时，前四阶中相邻 2 阶主导模态间的过渡均在更低的临界约化速度条件下完成。内流流速较小时，内流向系统注入的能量较小，不足以改变外流涡激振动的主导模态；当内流流速增大时，内流向系统注入的能量增大，影响了外流涡激振动的模态转移，使高阶模态提前发生。

2) 与纯外流作用下柔性立管的涡激振动相比，不发生模态改变时，内流的通过会使立管的振幅增大，这与内流使柔性立管自振频率减小有关。内流

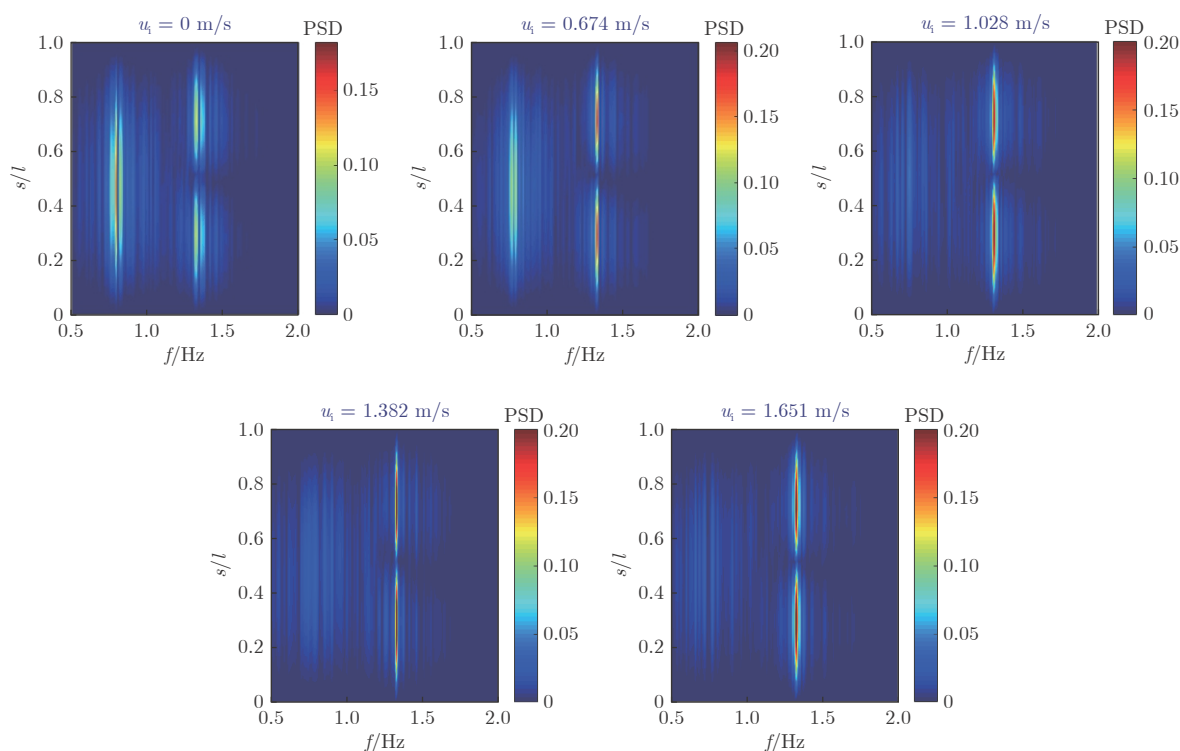


图 9 $U_r^m = 5.47$ 时不同内流流速作用下柔性立管展向频率分布

Fig. 9 The power spectra density distribution along the flexible riser span at $U_r^m = 5.47$ coupled with different internal velocities

使柔性立管振动模态发生改变时, 会伴随振幅的减小。当柔性立管涡激振动处于锁频区时, 内流的存在使柔性立管振幅增大, 由于此时振动能量集中, 振动模态不易发生改变; 当柔性立管涡激振动处于模态过渡区时, 由于振动能量相对分散, 随着内流流速增大, 高阶振动模态易被提前激发。

参考文献:

- [1] HUERA-HUARTE F J, BEARMAN P W, CHAPLIN J R. On the force distribution along the axis of a flexible circular cylinder undergoing multi-mode vortex-induced vibrations [J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2006, 22(6-7): 897-903. doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2006.04.014
- [2] CHAPLIN J R, BEARMAN P W, HUERA HUARTE F J, et al. Laboratory measurements of vortex-induced vibrations of a vertical tension riser in a stepped current[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2005, 21(1): 3-24. doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2005.04.010
- [3] LEE L, ALLEN D. Vibration frequency and lock-in bandwidth of tensioned, flexible cylinders experiencing vortex shedding[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2010, 26(4): 602-610. doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2010.02.002
- [4] BOURGUET R, KARNIADAKIS G E, TRIANTAFYLLOU M S. Vortex-induced vibrations of a long flexible cylinder in shear flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2011, 677: 342-382. doi: 10.1017/jfm.2011.90
- [5] BOURGUET R, KARNIADAKIS G E, TRIANTAFYLLOU M S. Distributed lock-in drives broadband vortex-induced vibrations of a long flexible cylinder in shear flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2013, 717: 361-375. doi: 10.1017/jfm.2012.576
- [6] BOURGUET R, KARNIADAKIS G E, TRIANTAFYLLOU M S. Multi-frequency vortex-induced vibrations of a long tensioned beam in linear and exponential shear flows[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2013, 41: 33-42. doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2012.07.007
- [7] BOURGUET R. Vortex-induced vibrations of a flexible cylinder at subcritical Reynolds number[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2020, 902: R3. doi: 10.1017/jfm.2020.676
- [8] LIN K, WANG J S. Numerical simulation of vortex-induced vibration of long flexible risers using a SDVM-FEM coupled method[J]. *Ocean Engineering*, 2019, 172: 468-486. doi: 10.1016/j.oceaneng.2018.12.006
- [9] LUCOR D, IMAS L, KARNIADAKIS G E. Vortex dislocations and force distribution of long flexible cylinders subjected to sheared flows[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2001, 15(3-4): 641-650. doi: 10.1006/jfls.2000.0366
- [10] SARPKEYA T. Vortex-induced oscillations: a selective review[J]. *Journal of Applied Mechanics*, 1979, 46(2): 241-258. doi: 10.1115/1.3424537
- [11] VANDIVER J K, ALLEN D, LI L. The occurrence of lock-in

- under highly sheared conditions[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 1996, 10(5): 555–561.
doi: 10.1006/jfls.1996.0037
- [12] GRIFFIN O M, RAMBERG S E. Some recent studies of vortex shedding with application to marine tubulars and risers[J]. *Journal of Energy Resources Technology*, 1982, 104(1): 2–13.
doi: 10.1115/1.3230377
- [13] VANDIVER J K. Dimensionless parameters important to the prediction of vortex-induced vibration of long, flexible cylinders in ocean currents[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 1993, 7(5): 423–455.
doi: 10.1006/jfls.1993.1028
- [14] BOURGUET R, LUCOR D, TRIANTAFYLLOU M S. Mono- and multi-frequency vortex-induced vibrations of a long tensioned beam in shear flow[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2012, 32: 52–64.
doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2011.05.008
- [15] NEWMAN D J, KARNIADAKIS G E. A direct numerical simulation study of flow past a freely vibrating cable[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1997, 344: 95–136.
doi: 10.1017/s002211209700582x
- [16] GAO Y, ZHANG Z Z, ZOU L, et al. Effect of boundary condition and aspect ratio on vortex-induced vibration response of a circular cylinder[J]. *Ocean Engineering*, 2019, 188: 106244.
doi: 10.1016/j.oceaneng.2019.106244
- [17] DUAN J L, ZHOU J F, YOU Y X, et al. Effect of internal flow on vortex-induced vibration dynamics of a flexible mining riser in external shear current[J]. *Marine Structures*, 2021, 80: 103094.
doi: 10.1016/j.marstruc.2021.103094
- [18] GUO H Y, LOU M, DONG X L. Experimental study on vortex-induced vibration of risers transporting fluid[C]// *Proc of the Sixteenth International Offshore and Polar Engineering Conference*. 2006.
- [19] GUO H Y, WANG S Q, WU L, et al. Dynamic characteristics of marine risers conveying fluid[J]. *China Ocean Engineering*, 2000, 14(2): 153–160.
- [20] MENG S, ZHANG X Q, CHE C D, et al. Cross-flow vortex-induced vibration of a flexible riser transporting an internal flow from subcritical to supercritical[J]. *Ocean Engineering*, 2017, 139: 74–84.
doi: 10.1016/j.oceaneng.2017.04.039
- [21] CHEN Z S, KIM W J, XIONG C B. Effect of upward internal flow on dynamics of riser model subject to shear current[J]. *China Ocean Engineering*, 2012, 26(1): 95–108.
doi: 10.1007/s13344-012-0007-3
- [22] GUO H Y, LOU M. Effect of internal flow on vortex-induced vibration of risers[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2008, 24(4): 496–504.
doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2007.10.002
- [23] ZHU H J, HU J, GAO Y, et al. Spatial-temporal mode transition in vortex-induced vibration of catenary flexible riser[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2021, 102: 103234.
doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2021.103234
- [24] ZHU H J, GAO Y, ZHAO H L. Experimental investigation of slug flow-induced vibration of a flexible riser[J]. *Ocean Engineering*, 2019, 189: 106370.
doi: 10.1016/j.oceaneng.2019.106370
- [25] ZHU H J, GAO Y, ZHAO H L. Coupling vibration response of a curved flexible riser under the combination of internal slug flow and external shear current[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2019, 91: 102724.
doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2019.102724
- [26] ZHU H J, LIN P Z, GAO Y. Vortex-induced vibration and mode transition of a curved flexible free-hanging cylinder in exponential shear flows[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2019, 84: 56–76.
doi: 10.1016/j.jfluidstructs.2018.10.009
- [27] FAN D X, WANG Z C, TRIANTAFYLLOU M S, et al. Mapping the properties of the vortex-induced vibrations of flexible cylinders in uniform oncoming flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 881: 815–858.
doi: 10.1017/jfm.2019.738



作者简介:

高岳(1991—),女,山东泰安人,博士,讲师。研究方向:多场多相耦合作用下的海洋管柱振动响应。

E-mail: gaoyue0522@126.com

(编辑:秦虹)

压力振荡管内波系运动行为的可视化实验研究

郭江涛, 周一卉*, 胡大鹏, 刘志军, 黄兆锋, 高凤

大连理工大学, 大连 116024

摘要: 气波制冷机具有制冷效率高、可带液工作等优点。为深入研究气波制冷机核心部件压力振荡管内部波系运动, 设计了一套双开口压力振荡管可视化流场测量平台, 利用视场拼接和纹影技术获得压力振荡管内密度梯度场的定量表达, 并将实验结果与二维欧拉方程理论计算结果进行了交叉对比验证, 误差为 3.2%, 证明基于纹影技术追踪管内复杂波系运动的方法不仅直观可视且准确可靠。基于上述方法, 对不同压比和转速下的压力振荡管内波系开展了实验研究。实验结果表明, 增大压比或转速均会提升激波马赫数。压比由 1.5 增大至 3.0 时, 激波强度和膨胀波强度均显著增大, 强化了对近管口区间气体的膨胀作用。转速由 800 r/min 提高至 2400 r/min 时, 膨胀波系运动路径逐渐向管口方向弯曲, 降低了膨胀波在管口运动的速度, 增加了膨胀波对近管口区间气体的作用时间。

关键词: 压力振荡管; 波系运动; 纹影; 可视化实验; 视场拼接; 气波制冷机

中图分类号: TQ051

文献标识码: A

Visualization experiment of wave dynamics in pressure oscillation tube

GUO Jiangtao, ZHOU Yihui*, HU Dapeng, LIU Zhijun, HUANG Zhaofeng, GAO Feng

Dalian University of Technology, Dalian 116024, China

Abstract: Gas Wave Refrigerator (GWR) is a kind of equipment with strong adaptability to complex working conditions. It has the advantages of high refrigeration efficiency, and can work with liquid. The pressure oscillation tube is the core part of GWR. A visual flow field measurement platform was designed to study the wave motion inside the pressure oscillation tube. The flow field splices and the schlieren technique are used to obtain the density gradient field in the tube, and the results are compared with the theoretical calculation of the two-dimensional Euler equation. The deviation between the experiment and the simulation is 3.2%. Based on the above method, experiments with different pressure ratios and rotational speeds were carried out. The experimental results show that the shock Mach number can be increased by increasing the pressure ratio or speed. When the pressure ratio increases from 1.5 to 3.0, the intensity of the shock wave and expansion wave increases significantly. When the rotational speed increases from 800 r/min to 2400 r/min, the motion path of the expansion wave system gradually bends towards the nozzle, which prolongs the time of the expansion wave at the nozzle.

Keywords: pressure oscillating tube; wave motion; schlieren; visual experiment; flow field splices; Gas Wave Refrigerator (GWR)

0 引 言

气波制冷技术是 20 世纪 70 年代由法国 NAT 公司发展起来的一种新型的气体膨胀制冷技术^[1]。

气波制冷机又称“热分离机”^[2], 是通过压缩波与膨胀波的交互作用实现冷热能量交换, 从而达到制冷目的的装置。波转子作为气波制冷机的核心部件, 由多根压力振荡管环向排列组成。Hanson 等^[3]将固定

收稿日期: 2022-04-02; 修回日期: 2022-04-25; 录用日期: 2022-04-28

基金项目: “变革性技术关键科学问题”国家重点研发计划项目(气波膨胀制冷新原理与关键技术, 2018YFA0704600)

* 通信作者 E-mail: zflower@dlut.edu.cn

引用格式: 郭江涛, 周一卉, 胡大鹏, 等. 压力振荡管内波系运动行为的可视化实验研究 [J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 54-64.

GUO J T, ZHOU Y H, HU D P, et al. Visualization experiment of wave dynamics in pressure oscillation tube[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 54-64.

长度的激波管沿时间叠加, 构画出激波管波图, 直观地展示了管内的波系运动。若将周向分布的压力振荡管沿轴线展开, 即可得到如图1所示的波转子波图。图中, LT为低温端口, HP为高压端口, MP为中压端口, HT为高温端口, S1为压缩波, E1~E3为膨胀波。高压气体由HP入射振荡管, 与管内低压形成压差并产生压缩波, 随后压缩波发展为激波并向振荡管尾部传播。激波到达振荡管尾部时, HT打开, 形成与激波运动方向相反的膨胀波。管道在激波作用下增压升温, 在膨胀波作用下降压降温, 激波和膨胀波之间由接触面分隔。在周期性喷射进气和排气下, 激波和膨胀波在管内不断运动, 低温气体从LT排出, 实现制冷^[4]。为方便分析波图, 一般将波图划分为①~④区, 如图1所示。①区为管内初始状态, ②区为激波波后区域, ③区为膨胀波波前区域, ④区为膨胀波波后区域, 0区为高压入射气体。

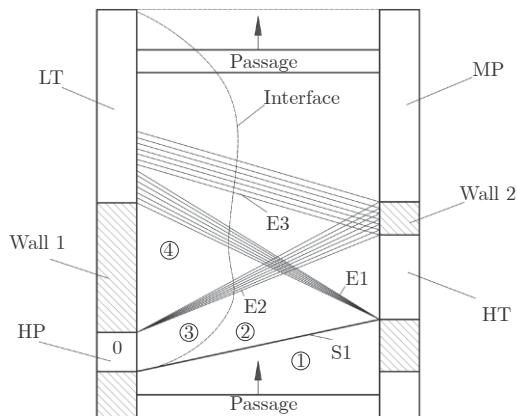


图1 波转子波图
Fig. 1 Wave chart of rotor

在整机实验方面, 研究者们探究了喷嘴角、中压喷嘴安装角等结构参数对气波制冷机制冷效率的影响^[5-7]。同时, 为更加直观地得到波转子内部的波系运动特征, 部分研究者在波转子可视化实现方面做了很多工作。Okamoto等^[8-9]运用纹影测量技术和激光多普勒测速技术, 对长度为186 mm微型振荡管内的波系运动进行了研究, 捕捉到了微型管道内的波系运动行为和波速, 首次实现了对振荡管内激波和膨胀波的可视化观测。Kurec等^[10]搭建了长度为500 mm、截面积为20 mm × 40 mm的单管固定、两端接口周期性转动的可视化压力振荡管, 以油气溶胶作为示踪粒子对管内气体流动进行了PIV测量, 观测到了接触面的流动和形态变化。Ozawa^[11]搭建了长度为7 m的激波管可视化实验装置, 利用高温

温敏涂料对管内激波、反射激波的非定常流动现象实现了可视化观测。

在上述振荡管和激波管的可视化实验中, 受纹影凹面镜直径的限制^[12], 可视化通道长度大多小于200 mm, 更短的通道意味着波转子需要更高的转速。因此, 为形成有效的激波, 需将转速提升至8000~10000 r/min^[13], 远远偏离了工程应用的转速范围。同时, 短的通道结构会使波系运动识别愈加困难, 难以完整全面地呈现管内波系运动形态, 导致管内波系运动定量观测结果较为缺乏, 无法建立起压力脉动与纹影图像之间的同步响应关系。

为深入研究压力振荡管内的波系运动特征, 提高气波制冷机制冷效率, 本文设计了一套独特的双开口压力振荡管可视化实验装置, 可视段长度为450 mm。在利用传感器、高速相机同步测量压力、纹影的基础上, 提出了一种新的纹影视场拼接算法来获取管道内的波系运动。通过对纹影图像的标定和后处理, 可得到管内密度梯度场的定量表达。此外, 采用求解二维欧拉方程的解析方法, 用NND格式(Non-oscillatory and Non-free-parameters Dissipative scheme)^[14]对管道内的波系运动进行了模拟。结合实验与数值计算结果, 对压力振荡管内复杂的动力学行为进行直观的实验和理论研究。

1 实验系统

1.1 实验平台

如图2所示, 实验设备主要由固定压力振荡管、2个带旋转喷嘴的腔体组成, 用于模拟入射和流出过程。测量系统由高速纹影成像系统和压力传感器(P1~P6为6个压力监测点)组成, 用于测量流场信息。喷嘴在旋转过程中周期性地向压力振荡管喷射气流, 诱发管内产生激波、膨胀波等复杂波系运动。利用高速纹影成像系统捕捉管内因压力波动导致的密度梯度变化, 可绘制出波系随时空发展的路径。

本实验中高速纹影成像系统采用Z形布置。为实现图像拼接, 实验时凹面镜分别布置在图2中的I、II和III处, 拍摄区域有一定重叠, 方便进行坐标定位和数据处理, 确保全管道拍摄无遗漏。

图3为实验平台实物图。2个旋转式喷嘴由同一台电机驱动, 转矩由同步齿轮带传递, 确保了压力振荡管两侧喷嘴的相位差稳定。转子转速采用变频器调节, 在变频器前后设置电路滤波器, 消除电磁干扰对测量的影响。

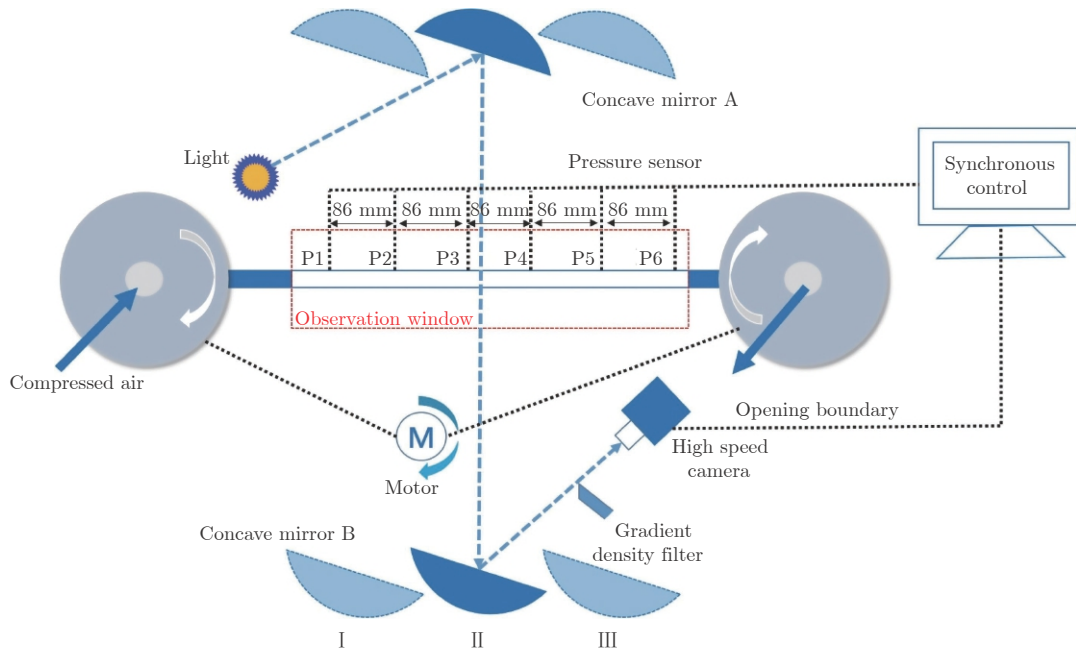


图2 实验流程图

Fig. 2 Experimental process diagram

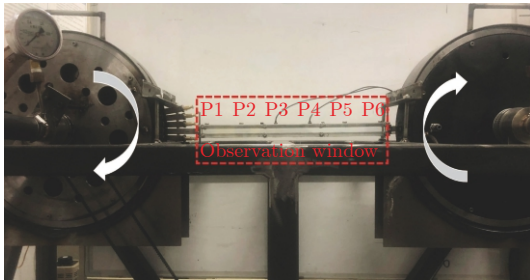


图3 实验平台实物图

Fig. 3 Experimental platform test rig

设备设计参数及运行参数如表1所示，表中喷嘴压力与电机转速均可调。压比 α 为高压喷嘴进口压力（绝对压力）与振荡管内低压（绝对压力）之比，可调范围为1.5~3.0。电机转速 n 可调范围为800~2400 r/min。压力振荡管总长为600 mm，可视段长度为450 mm。

表1 设备设计参数及运行参数

Table 1 Equipment design parameters and operating parameters

参数名称	参数值	参数名称	参数值
管道长度	600 mm	可视段长度	450 mm
管道截面	12 mm × 12 mm	喷嘴截面	32 mm × 15 mm
喷嘴压力 150~300 kPa (绝对压力)		最大压力	110 kPa (绝对压力)
电机转速	800~2400 r/min	最大流量	0.4 kg/s

1.2 数据采集系统

1.2.1 纹影与密度梯度定量测量

纹影是一种常用的波系运动可视化观测手段。

为全面完整地描述管内波系运动，本文提出了一种纹影视场拼接算法，利用长焦透镜^[15]标定方法，获得了基于纹影图像的密度梯度场定量表达。算法和处理步骤如图4所示。

首先分别获得3个位置（I、II和III，图4(a)）的原始纹影图像（图4(b)），并对其进行处理，将彩色纹影图像转变为灰度图（图4(c)）。然后按照坐标锚定空间位置，将3个位置的灰度图拼接为一幅整体灰度图（图4(e)）。根据灰度强度的标定数据（图4(d)），就可以将灰度图转变为密度梯度场的定量表达图像（图4(f)）。

需要指出的是，拼接算法仅适用于准定常周期性运动。在单周期内，压力振荡管内的波系运动是非定常行为，但从多周期宏观角度可近似为准定常周期性行为，满足拼接算法的适用条件。拼接单元能够实现空间精准锚定定位，定位精度取决于高速相机的空间分辨率。实验中使用的长焦透镜直径为25.4 mm，在标定数字图像中对应174个像素，因此测试的空间分辨率约为0.146 mm/像素。本文采用了信号同步触发方式，压力传感器和纹影图像同步高速采集，两者协同进行波系运动的表达。

高速相机型号为Photron SA4，全画幅像素为1024像素×1024像素，采集频率为75000帧/s。高速相机被置于纹影光刀之后，承接光像并记录纹影图像。

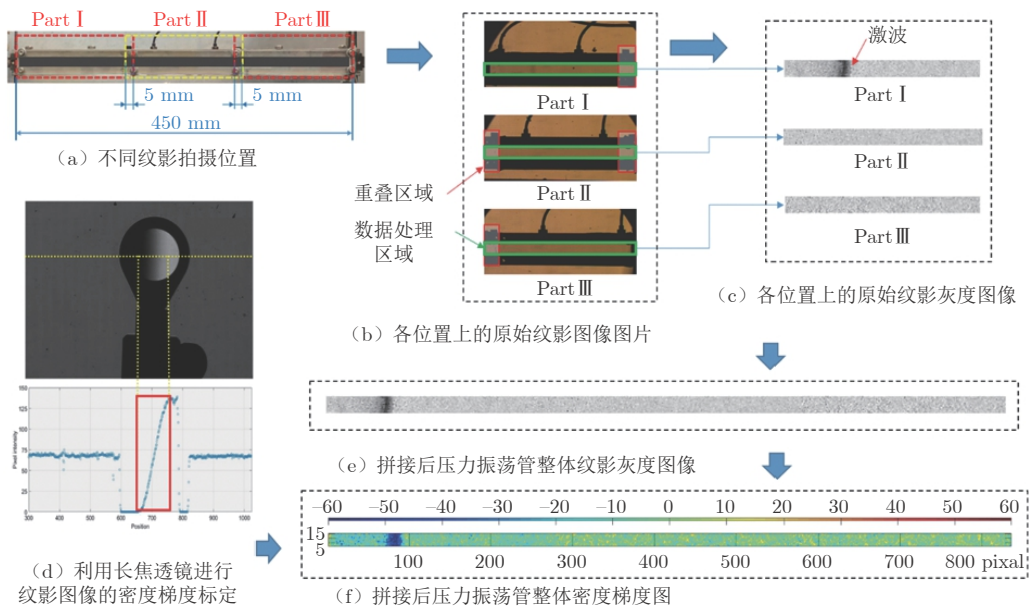


图 4 密度梯度计算流程
Fig. 4 Density gradient calculation process

1.2.2 压力数据测量

管道内压力采集使用高频动态压力传感器，量程为 0~500 kPa，频率为 20 kHz。搭配高频同步数据采集卡使用，采样频率为 100 kHz。如图 2 所示，在可视化管道顶部等间距布置 6 个压力监测点，记录管道内压力。传感器端面与管道内壁保持齐平，确保测量值准确^[16]。

2 实验结果与讨论

2.1 压力振荡管内波系运动

2.1.1 压力振荡管可视化波图

将高速相机记录的不同位置的原始纹影图像按图 4 流程进行处理，得到纹影和密度梯度全周期运动图像。

图 5(a) 和 (b) 分别为压比 $\alpha = 2$ 、转速 $n = 1400$ r/min 时的振荡管内波系运动纹影灰度波图和密度梯度波图。为便于分析，后文等时间间隔选取管道进行图像处理。图中， x 为到左侧高压入射端口 (HP) 的距离， t 为时间， $\partial\rho/\partial x$ 为密度梯度。橘红色阶表示密度梯度为正值 ($\partial\rho/\partial x > 0$)，即该处密度小于右侧点密度，为膨胀波；反之，蓝色阶表示密度梯度为负值 ($\partial\rho/\partial x < 0$)，即该处密度大于右侧点密度，为压缩波；黄绿色阶表示密度梯度值接近零值，即该处基本无密度变化。波图左下角位置可以明显看到蓝色梯度线有汇合的现象，这是由于压缩波在管道中“追赶”前波造成的。

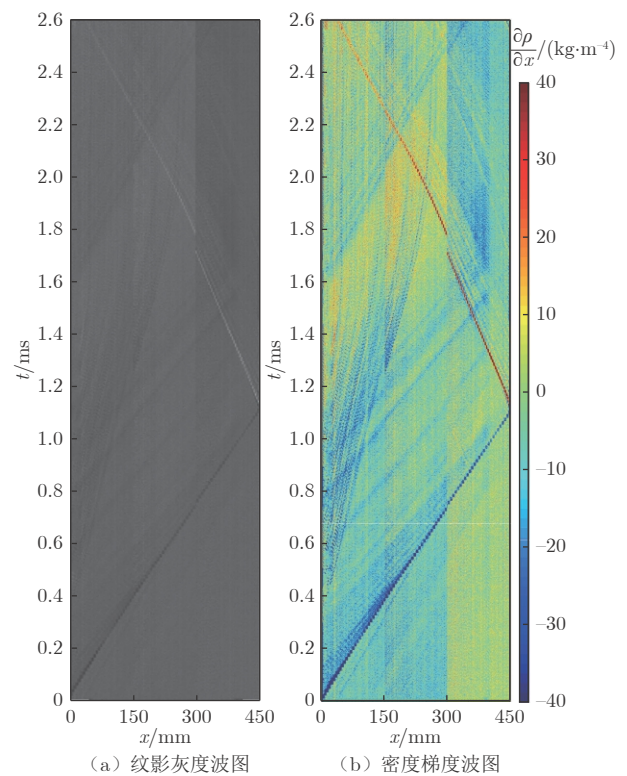


图 5 压力振荡管全局波图 ($\alpha = 2$, $n = 1400$ r/min)
Fig. 5 Global wave diagram of pressure oscillation tube ($\alpha = 2$, $n = 1400$ r/min)

2.1.2 管内纹影图

图 6 展示了压比为 1.5、转速为 800 r/min 时的纹影灰度波图。可以看到，高压气体由喷嘴入射，管道左端首先出现压缩现象，压缩波逐渐向右传递，强度逐渐增强。这是因为喷嘴在旋转过程中逐渐接通

管道,产生一系列压缩波 S1,在向右传递的过程中,后一道波会“追上”前一道波,使得压缩波逐渐增强。S1 向右运动 1.3 ms 后,到达管道右侧,并在管尾自由边界条件下反射性质相反的膨胀波 E1^[7],并向左传递。膨胀波 E2 在 0.67 ms 时出现并向右侧传递,在传递过程中逐渐减弱,这是由膨胀波“追赶”不上前一道波所导致的。如图 6 所示,膨胀波 E2 中掺杂有弱压缩波 S2,说明入射端口在“切出”振荡管的过程中,仍有少量高压气体入射,与高压入射端口逐渐关闭过程中形成的弱膨胀波掺杂呈现。

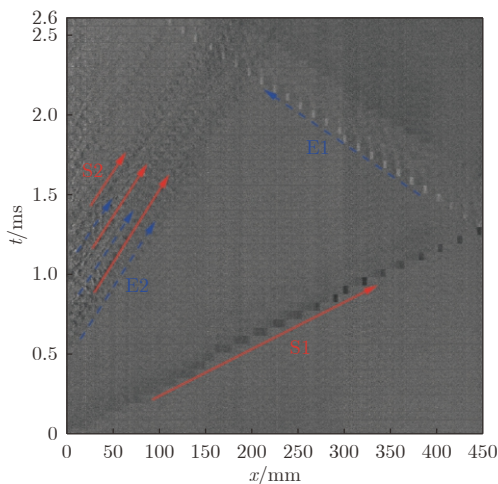


图 6 纹影灰度波图 ($\alpha = 1.5, n = 800 \text{ r/min}$)

Fig. 6 Schlieren gray wave diagram ($\alpha = 1.5, n = 800 \text{ r/min}$)

2.1.3 管内密度梯度波图

图 7 是图 6 对应的密度梯度波图。图 7 更加直观地展示了压缩波 S1、膨胀波 E1 与 E2 的运动行为,与理论波图(图 1)基本一致。实验中,膨胀波 E2 在向右传递的过程中,掺杂了一系列压缩波 S2。

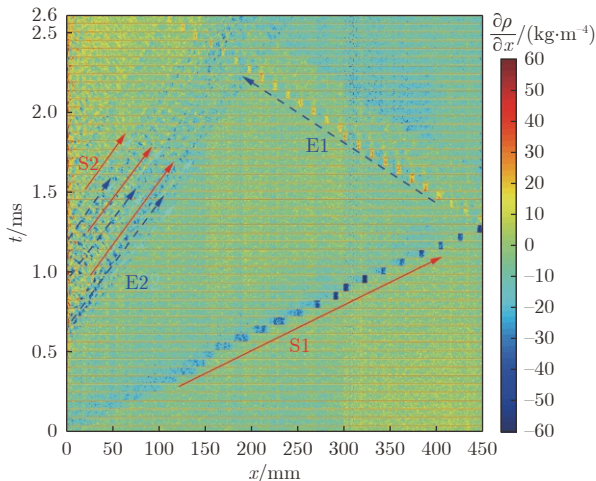


图 7 密度梯度波图 ($\alpha = 1.5, n = 800 \text{ r/min}$)

Fig. 7 Density gradient wave diagram ($\alpha = 1.5, n = 800 \text{ r/min}$)

这是由于在高压喷嘴完全关闭产生膨胀波 E2 的同时,近管口区间形成了低于大气压的低压环境,致使左侧转盘腔内气体通过喷嘴固壁段与管道的间隙涌入振荡管,腔内高压气体压缩近管口区间的低压气体,产生了一系列压缩波 S2。

2.2 压力振荡管内压力分布

图 8 给出了压比为 2.0 时,不同转速(800、1400、2000、2400 r/min)条件下 6 个压力监测点记录的的压力变化,其中 $p_1 \sim p_6$ 分别对应压力监测点 P1~P6 的压力。可以看出,当高压喷嘴接通管道时,高压气体涌入管道形成压缩波,在 0~1 ms 内, P1~P6 的压力在压缩波作用下明显依次逐渐升高。由图 8(a) 可以注意到,不同监测点处的压力峰值有所变化,位置靠后的监测点压力峰值更高,这是因为压缩波 S1 不断向前“追赶”,当后一道波追上前一道波时就会加强波的强度,压力也会升高。

喷嘴与管道完全接通后,压力维持一定时间,图中显示为一段压力“平台期”,其长度与喷嘴接通管道的时间有关,即与转速有关,转速越小则接通时间越长,高压维持时间就越长。渡过“平台期”后,高压喷嘴完全关闭,这时近管口区间产生膨胀波 E2。当 E2 扫过各监测点时,压力值开始下降。在实验中,由于压缩波 S2 的产生,压力下降速率有所减缓,甚至在距离管口较近的 P1、P2 处,压力还有小幅度上升,随后在 E2 的作用下开始下降。当压缩波 S1 到达管尾后,在曲线上可以观察到反射的膨胀波 E1 从 P6 点逐渐向 P1 传播,对近管口区间气体进一步膨胀冷却。

2.3 实验可靠性验证

为验证实验数据特别是视场拼接结果的准确性,对实验进行了模拟验证。在实验工况下,使用 NND 差分格式对二维欧拉方程进行求解,获得了密度梯度云图,如图 9 所示。从图中可以看到,在压比为 2.0、转速为 1400 r/min 的工况下,实验结果与数值计算获得的云图有着相同的形态结构。在计算云图中,实验数据中的压缩波 S1、S2 和膨胀波 E1、E2 均有对应的波形。

图 10 给出了 $x = 500 \text{ mm}$ 处的中心轴线密度梯度对照曲线。可以看到,实验结果对管内波动形态的展示比模拟结果更为精细,实验和模拟的密度梯度曲线趋势吻合,捕捉到的压缩波与膨胀波位置一致,压缩波强度仅相差 3.2%。图 11 还进行了压力数据对比,可以看到,实验和模拟的压力变化规律一致。因此,可以认为实验数据真实可靠。

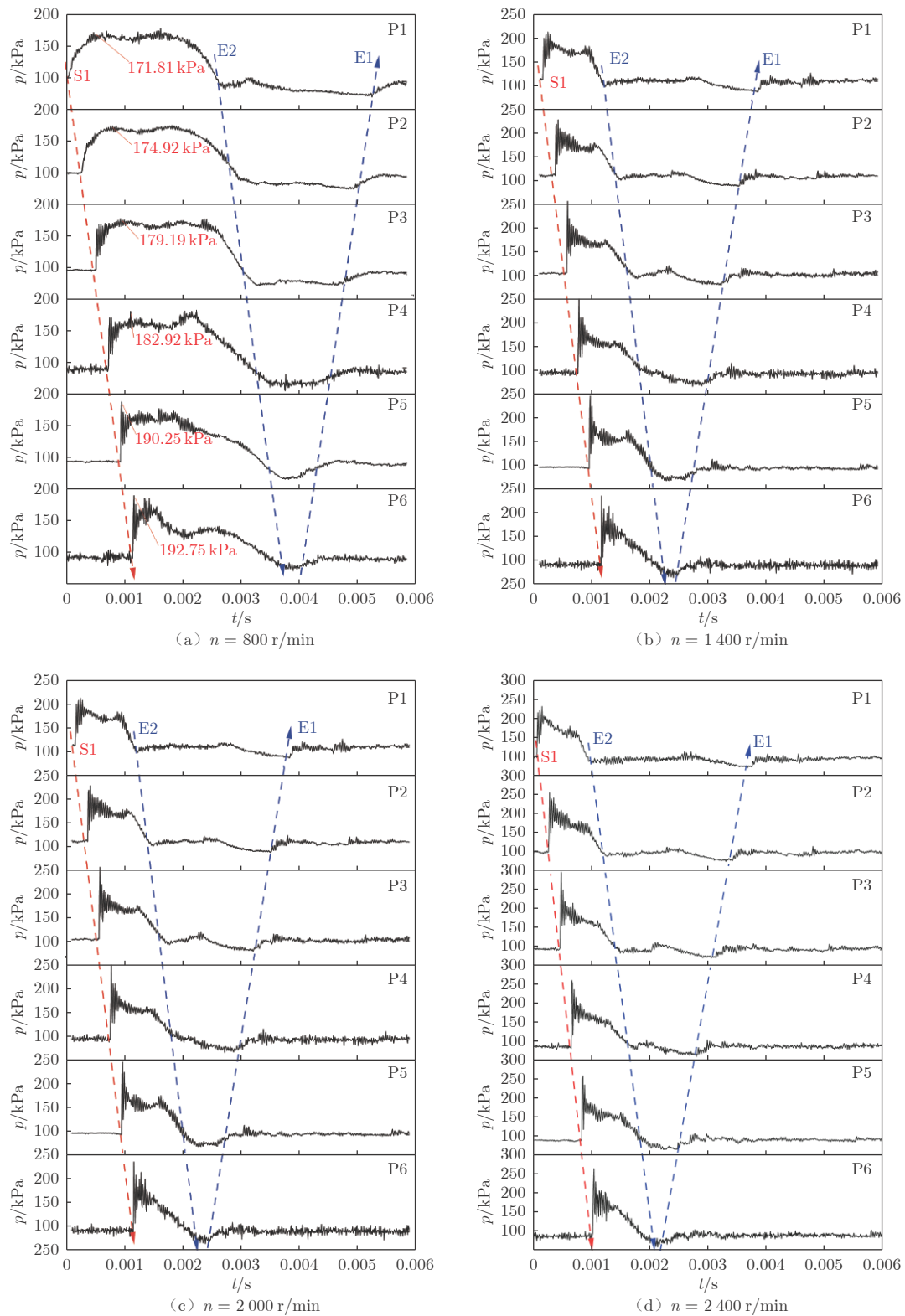


图 8 压力振荡管压力曲线 ($\alpha = 2$)

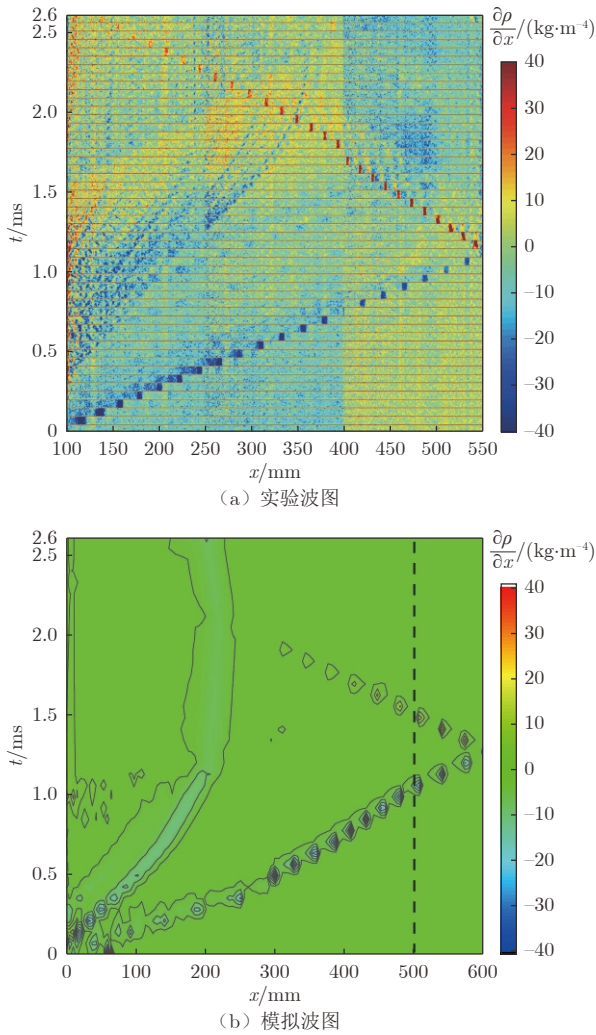
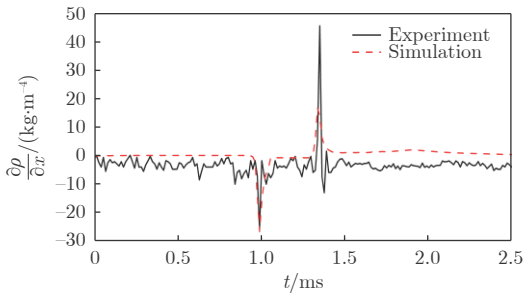
Fig. 8 Pressure curve of pressure oscillation tube ($\alpha = 2$)

2.4 压力振荡管波系运动的影响因素

在图 1 的波图中，④区为膨胀波 E2 的波后区域。④区的温度 T_4 直接影响气波制冷机的温降^[18]，因此 T_4 的大小反映了制冷效果的好坏。

2.4.1 压比对管内波系运动的影响

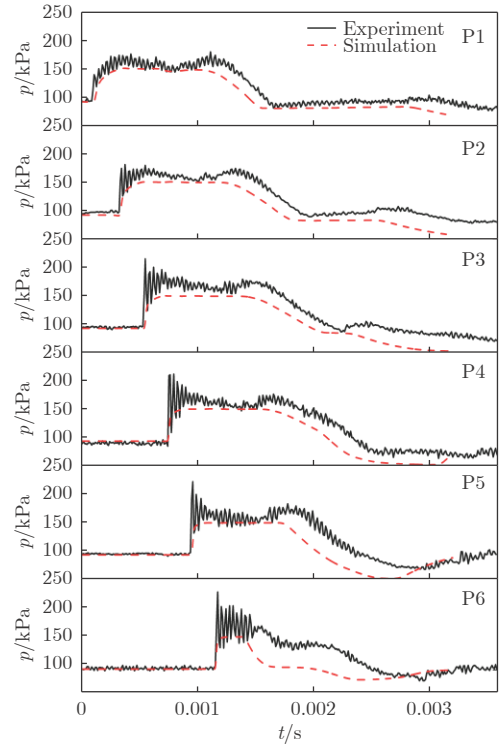
激波马赫数 Ma_s 是表征激波强度的重要参量，是激波相对于波前气流运动的马赫数，可由下式计算：

图9 密度梯度波图对比图 ($\alpha = 2, n = 1400 \text{ r/min}$)Fig. 9 Contrast diagram of density gradient wave diagram ($\alpha = 2, n = 1400 \text{ r/min}$)图10 中心轴线密度梯度对照曲线 ($x = 500 \text{ mm}$)Fig. 10 Central axis density gradient comparison curve ($x = 500 \text{ mm}$)

$$Ma_s = \frac{v_s - v_1}{c_1} \quad (1)$$

式中: 激波波速 v_s 为激波运动的绝对速度; v_1 为激波波前区域(①区)的气流速度, 喷嘴打开前管内气流视为静止, 因此 v_1 为 0; c_1 为①区的当地声速。

管内气体压力和温度在激波的作用下发生变

图11 压力对比曲线 ($\alpha = 2, n = 1400 \text{ r/min}$)Fig. 11 Pressure comparison curve ($\alpha = 2, n = 1400 \text{ r/min}$)

化, 激波波后区域(②区)压力、马赫数、温度均可通过公式计算得出^[7]。其中, ②区温度 T_2 的计算方法如下:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 + \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} p_1}{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} + \frac{p_1}{p_2}} \quad (2)$$

式中: T_1 为①区温度; p_1 和 p_2 分别为①区和②区的压力; γ 为气体绝热指数, 取值 1.4。③区温度 T_3 的计算方法如下:

$$\frac{p_0}{p_3} = \left(\frac{T_0}{T_3} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (3)$$

式中: p_0 和 p_3 分别表示 0 区和③区的压力; T_0 为 0 区温度。

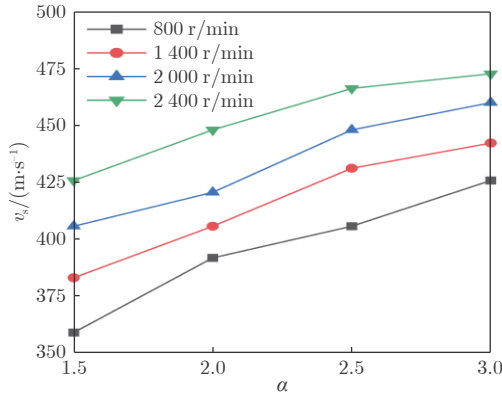
由于膨胀波可视为等熵过程, 因此③区与④区满足右行波黎曼不变量关系, 联立式(4)和(5)可计算得到④区温度 T_4 , 即:

$$v_4 - \frac{2}{\gamma - 1} c_4 = v_3 - \frac{2}{\gamma - 1} c_3 \quad (4)$$

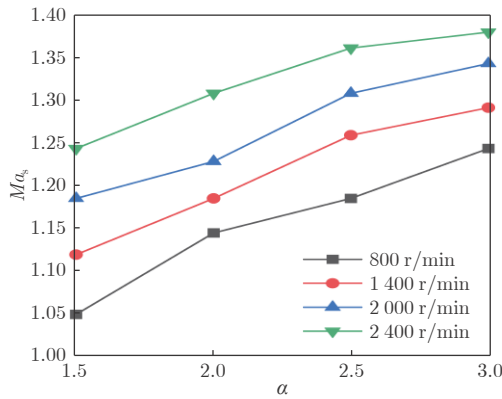
$$\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{T_4}{T_3} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (5)$$

式中: v_3 和 v_4 分别为③区和④区的气流速度; c_3 和 c_4 分别为③区和④区的当地声速; p_4 为④区压力。

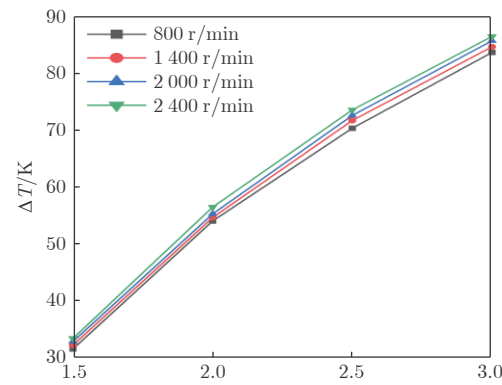
图 12 给出了不同转速条件下各参量(激波波速、激波马赫数及④区温降)与压比的关系图。从图中可以看出,膨胀波的制冷效果随压比的增大而增强。但压比增大也会增强激波对管内气体的制热效果,这在一定程度上抑制了膨胀波制冷。压比每提高 0.5,各转速下温降平均提升 22.53、16.86、13.01 K,在图中显示为斜率减小。



(a) 激波波速 v_s 与压比 α 的关系曲线



(b) 激波马赫数 Ma_s 与压比 α 的关系曲线



(c) ④区温降 ΔT 与压比 α 的关系曲线

图 12 各参量与压比的关系

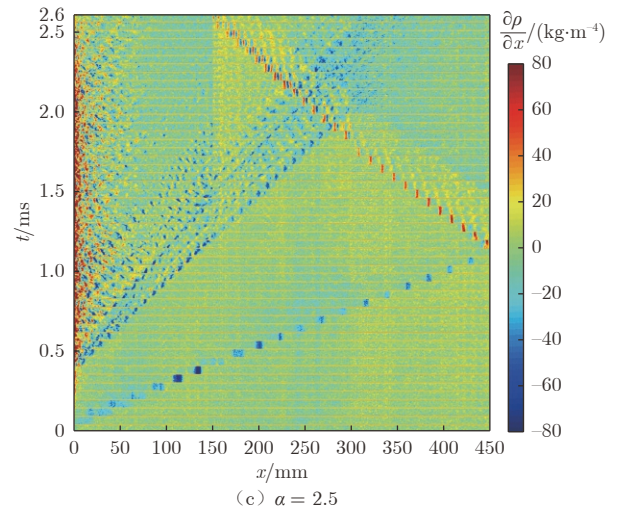
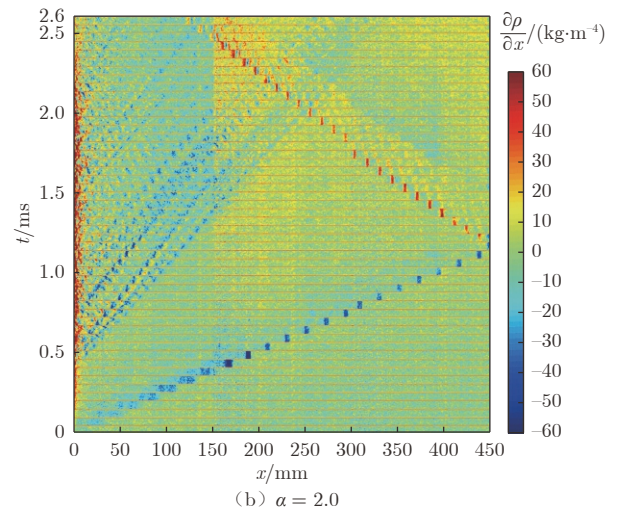
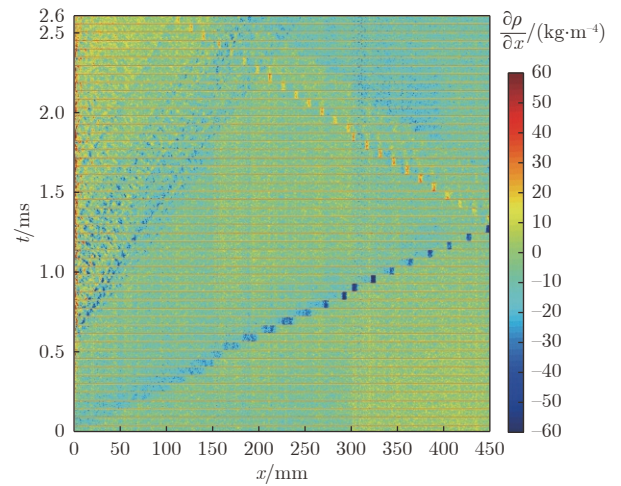
Fig. 12 Relationship between parameters and pressure ratio

除马赫数和温度外,密度梯度也是波的重要参量之一。图 13 为转速 800 r/min、不同压比下的波图。可以看出,压比从 1.5 提升至 3.0 的过程中,压缩

波 S1 密度梯度随压比的增大而增大,激波强度在增压的影响下有所提升。同时,膨胀波 E1、E2 的密度梯度随压比的增大稳步提升,膨胀波膨胀效应增强,提高了制冷效果。

2.4.2 转速对管内波系运动的影响

当波转子几何结构固定时,压比、转速都会对气



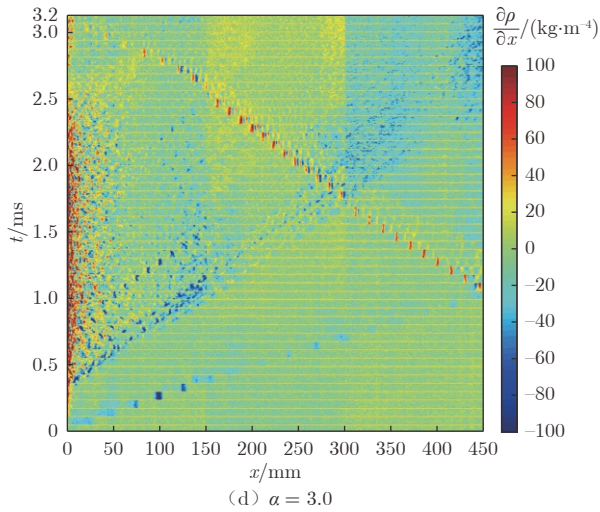


图 13 不同压比下的密度梯度波图 ($n = 800$ r/min)

Fig. 13 Density gradient wave diagram under different pressure ratios ($n = 800$ r/min)

波制冷机的制冷效率产生影响。在固定压比下,进行了转速分别为 800、1400、2000、2400 r/min 的实验研究。采用式(1)~(5)计算不同转速下的激波波速、激波马赫数和④区温降。

图 14 给出了不同压比下激波波速、激波马赫数和④区温降随转速的变化情况。可以看到,激波波速、激波马赫数随转速提高而增大。激波强度与转

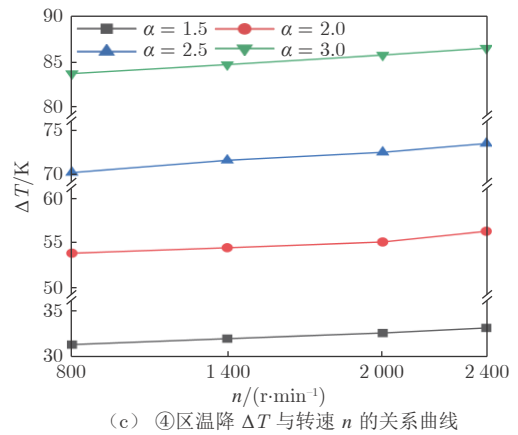
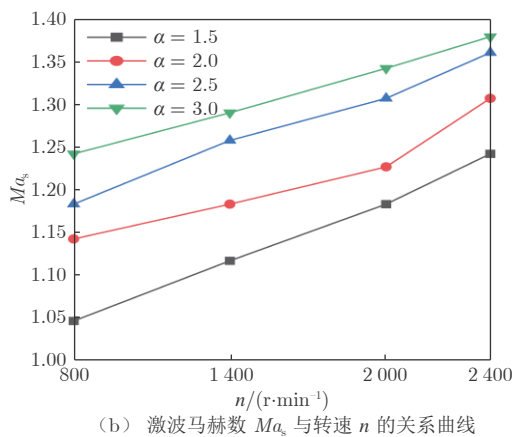
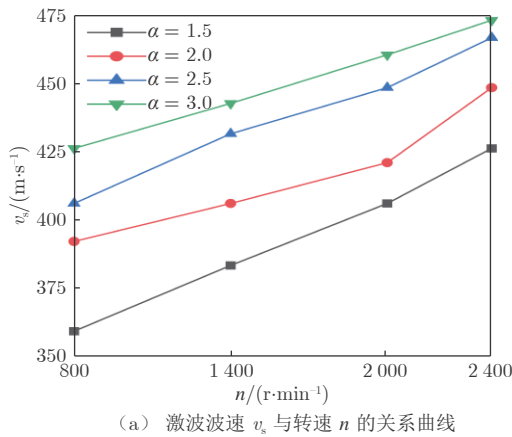
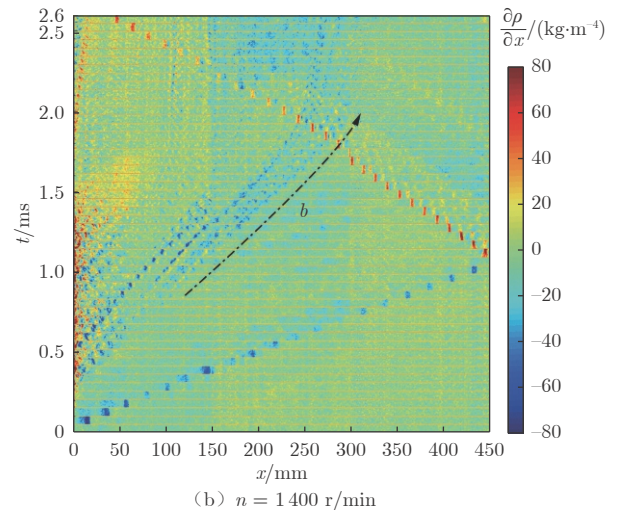
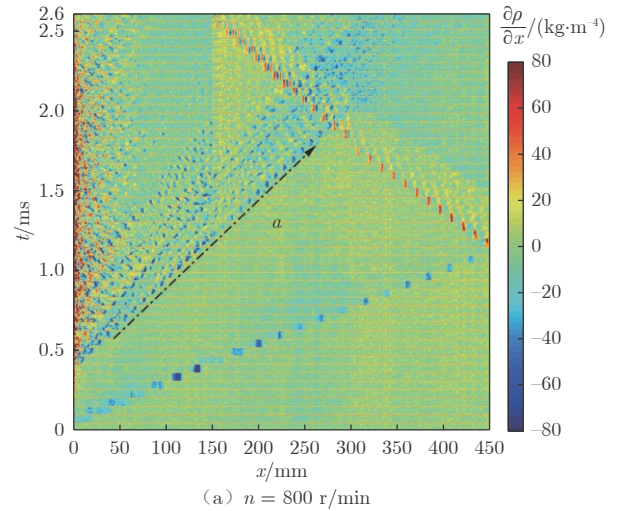


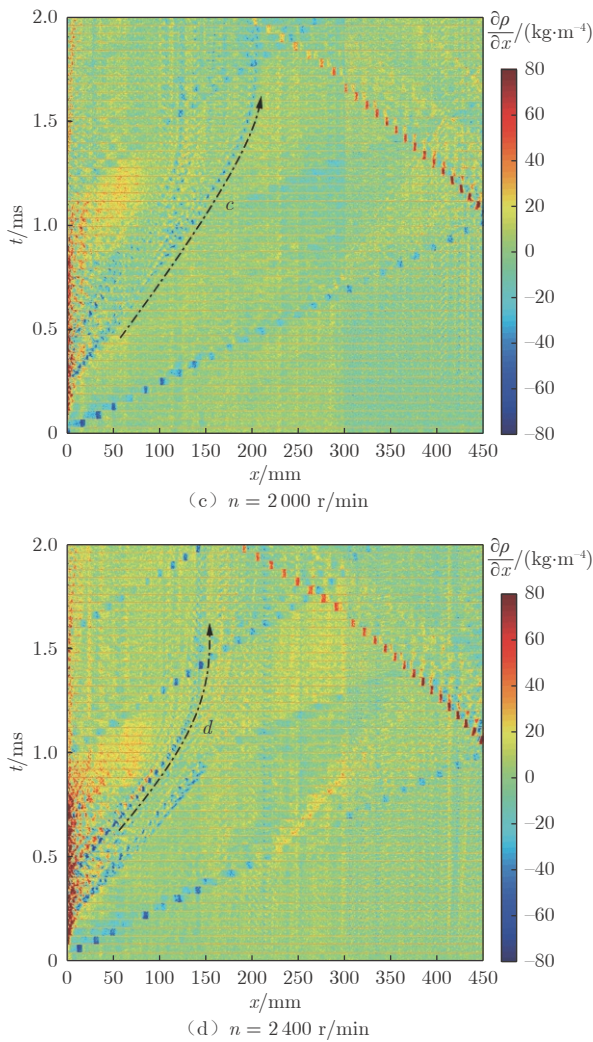
图 14 各参量与转速的关系

Fig. 14 Relationship between parameters and speed

速有关,转速越大,管内激波越强。④区温降随转速提高略有增大,即提高转速有利于增强制冷效果。

图 15 为压比 $\alpha = 2.5$ 时不同转速下的密度梯度波图。对比 4 个工况下的密度梯度波图可以看出,转速对密度梯度峰值有一定影响但不明显,密度梯度随转速提高小幅增大。但膨胀波 E2 的运动形态(引



图 15 不同转速下的密度梯度波图 ($\alpha = 2.5$)Fig. 15 Density gradient wave diagram under different speed ($\alpha = 2.5$)

导线 $a \sim d$ 依次对应转速由低到高 4 个工况下膨胀波 E2 的运动形态) 随转速的改变发生了较大的变化, 由 800 r/min 时的直线逐渐向凹曲线变化。b 线在波头处向上弯曲, 表明波头处波速逐渐减小。c 线与 d 线则在近管口区间就发生了弯曲, 说明在转速的作用下, 膨胀波 E2 波速下降, 加强了对近管口区间气体的膨胀过程。

2.4.3 压比和转速对结构设计的影响

由图 13~15 可知, 压比增大、转速提高都加快了压缩波 S1 后波追赶前波的过程, 表现为波图中 S1 密度梯度最大值位置随着转速提高而前移。这是由于转速影响了激波形成的位置和时间。将高压喷嘴入射过程近似为激波管触发激波时的“活塞运动”, 即在喷嘴与管道的接通时间内, 活塞速度由 0 迅速增大至喷嘴出口气流速度, 可以得到活塞加速度的值。激波形成位置可由下式计算^[17]:

$$x_* = \frac{2c_0^2}{(\gamma + 1)A} \quad (6)$$

式中: x_* 为激波形成位置, mm; c_0 为 0 区的当地声速, m/s; 加速度 A 为气流速度与接通时间的比值, m/s^2 。

图 16 为实验工况中激波密度梯度最大值位置与压比和转速的关系曲线。可以看到, 随着压比的增大或者转速的提高, 出现最大值的位置距离管口越来越远。这是由于喷嘴入射时长与转速成反比, 喷嘴气流速度与压比成正比, 即加速度 A 随转速提高与压比增大而增大。可以有以下结论: 激波形成位置受压比和转速的影响, 压比越大, 转速越高, 激波形成位置越靠近管口。因此, 在设计压力振荡管尺寸时, 管长应与压比和转速匹配, 可以采用增大压比或提高转速的方法缩短管长, 从而轻量化气波制冷机, 降低成本。

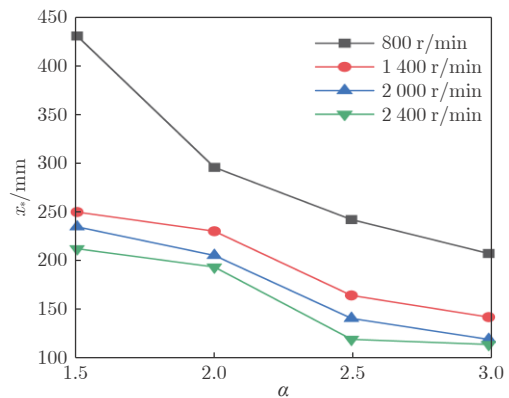


图 16 激波形成位置至管口的距离与压比的关系曲线

Fig. 16 Curve of shock wave maximum position and pressure ratio

3 结 论

本文以 600 mm 长的压力振荡管为主体搭建了一套双开口压力振荡管可视化流场测量平台。采用高速纹影成像系统和纹影视场拼接算法获得了管内的密度梯度场定量表达, 与二维欧拉方程计算结果进行了验证对比, 并对不同压比和转速条件下的压力振荡管内波系运动行为进行了可视化实验研究。得到以下主要结论:

1) 压力振荡管内波系运动主要由压缩波 S1、S2 和膨胀波 E1、E2 构成, 其中 E1 为左行波, 其余均为右行波。波系运动的压缩与膨胀特性符合理论预期。

2) 激波马赫数与压比和转速均有关, 增大压比或提高转速均可增大激波马赫数。压比由 1.5 增至

3.0 时, 激波强度和膨胀波强度显著提升, 强化了对近管口区间气体的膨胀作用。转速由 800 r/min 提高至 2400 r/min 时, 膨胀波波系运动路径逐渐向管口方向弯曲, 膨胀波在近管口区间运动的速度降低, 增加了膨胀波对近管口区间气体的作用时间。

3) 激波形成位置受压比和转速影响, 压比越大, 转速越高, 激波形成位置越靠近管口。在工业制造中, 可通过增大压比或提高转速缩减整机规模。

参考文献:

- [1] COTTERLAZ-RENNAZ M. Wellhead gas refrigerator field strips condensate[J]. *World Oil*, 1971, 173(6): 60-61.
- [2] 刘伟, 胡大鹏. 气波制冷技术研究现状[J]. *制冷*, 2002, 21(4): 19-24.
LIU W, HU D P. The research situation of gas wave refrigeration technology[J]. *Refrigeration*, 2002, 21(4): 19-24. doi: 10.3969/j.issn.1005-9180.2002.04.005
- [3] HANSON R K, DAVIDSON D F. Recent advances in laser absorption and shock tube methods for studies of combustion chemistry[J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2014, 44: 103-114. doi: 10.1016/j.pecs.2014.05.001
- [4] LIU P Q, WU K H, XU S Y, et al. Influence of non-equilibrium condensation on key parameter of gas wave refrigerator[C]//*Proceedings of the 7th International Conference on Informatics, Environment, Energy and Applications*. 2018. doi: 10.1145/3208854.3208894
- [5] HU D P, LI R F, LIU P Q, et al. The design and influence of port arrangement on an improved wave rotor refrigerator performance[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2016, 107: 207-217. doi: 10.1016/j.applthermaleng.2016.06.168
- [6] HU D P, YU Y, LIU P Q. Enhancement of refrigeration performance by energy transfer of shock wave[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2018, 130: 309-318. doi: 10.1016/j.applthermaleng.2017.11.040
- [7] LIU P Q, LI X, LIU X Y, et al. Investigation of the shock wave formation and intensity in wave rotor[J]. *Journal of Energy Resources Technology*, 2021, 143(11): 111301. doi: 10.1115/1.4049585
- [8] OKAMOTO K, ARAKI M. Shock wave observation in narrow tubes for a parametric study on micro wave rotor design[J]. *Journal of Thermal Science*, 2008, 17(2): 134-140. doi: 10.1007/s11630-008-0134-6
- [9] OKAMOTO K, NAGASHIMA T. Visualization of wave rotor inner flow dynamics[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2007, 23(2): 292-300. doi: 10.2514/1.18439
- [10] KUREC K, PIECHNA J, GUMOWSKI K. Investigations on unsteady flow within a stationary passage of a pressure wave exchanger, by means of PIV measurements and CFD calculations[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2017, 112: 610-620. doi: 10.1016/j.applthermaleng.2016.10.142
- [11] OZAWA H. Visualization of unsteady boundary-layer transition on shock-tube wall using highly sensitive fast-response TSP[C]//*Proc of the 20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*. 2015: 3658. doi: 10.2514/6.2015-3658
- [12] 谢爱民, 部绍清, 罗锦阳. 基于光源拼接的大视场聚焦纹影技术初步研究[J]. *实验流体力学*, 2018, 32(6): 68-73.
XIE A M, BU S Q, LUO J Y. Primary study of large-field focusing schlieren technique based on tiled light sources[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2018, 32(6): 68-73. doi: 10.11729/syltlx20180012
- [13] CHAN S N, LIU H X, XING F, et al. Wave rotor design method with three steps including experimental validation[J]. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 2018, 140(11): 111201. doi: 10.1115/1.4038815
- [14] 郑敏, 张涵信. 无波动、无自由参数的耗散差分格式(NND)在喷流计算中的应用[J]. *空气动力学学报*, 1989, 7(3): 273-281.
ZHENG M, ZHANG H X. Application of non-oscillatory and non-free-parameters dissipative finite difference scheme to the calculation of free-jet flows[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 1989, 7(3): 273-281.
- [15] HARGATHER M J, SETTLES G S. A comparison of three quantitative schlieren techniques[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2012, 50(1): 8-17. doi: 10.1016/j.optlaseng.2011.05.012
- [16] SKOTAK M, ALAY E, CHANDRA N. On the accurate determination of shock wave time-pressure profile in the experimental models of blast-induced neurotrauma[J]. *Frontiers in Neurology*, 2018, 9: 52. doi: 10.3389/fneur.2018.00052
- [17] 张连玉. 爆炸气体动力学基础[M]. 北京: 北京工业学院出版社, 1987.
- [18] 于洋. 激波传递能量强化双开口振荡管制冷性能研究[D]. 大连: 大连理工大学, 2018.
YU Y. Enhancement of refrigeration performance by shock-wave transmission energy in double-opening oscillating tube[D]. Dalian: Dalian University of Technology, 2018.



作者简介:

郭江涛(1997—), 男, 山西忻州人, 硕士研究生。研究方向: 振荡管内气波流动测试技术, 高速纹影技术。

E-mail: Gjt@mail.dlut.edu.cn

(编辑: 秦虹)

基于视觉反馈的双光程纹影部件位置控制研究

方必红¹, 李明^{2,*}, 黄丹平¹

1. 四川轻化工大学, 自贡 643000 2. 中国空气动力研究与发展中心 超高速空气动力研究所, 绵阳 621000

摘要: 在高超声速低密度风洞试验中, 采用传统机械方法调试双光程纹影系统, 无法确保球面镜机构工作位置的精细定位, 光路两次穿过流场后无法完全重合。针对上述问题, 研发了基于视觉反馈的双光程纹影部件位置控制系统。采用绝对式编码器指令控制交流伺服电机, 对球面镜机构的工作位置进行定位控制; 引入机器视觉系统, 结合视觉信息反馈技术, 对纹影图像质量进行研判, 根据研判结果确定是否对球面镜的俯仰、左右偏转进行调节。结果表明: 采用基于视觉反馈的双光程纹影部件位置控制系统, 实现了双光程纹影球面镜机构的自动定位闭环控制, 确保光路两次穿过流场后尽量重合, 消除了模型流场成像时的重影; 与传统方法相比, 流场图像的清晰度提高了约 2.2 倍。

关键词: 风洞试验; 双光程纹影; 定位控制; 视觉反馈; 图像清晰度

中图分类号: V411.7; V211.752

文献标识码: A

Research on the position control of double-pass schlieren component based on visual feedback

FANG Bihong¹, LI Ming^{2,*}, HUANG Danping¹

1. Sichuan University of Science & Engineering, Zigong 643000, China

2. Hypervelocity Aerodynamics Institute,

China Aerodynamic Research and Development Center, Mianyang 621000, China

Abstract: The traditional mechanical method of debugging the double-pass schlieren system exhibits the problems that the fine positioning of the working position of the spherical mirror mechanism cannot be ensured, and the optical paths cannot be completely coincided after passing through the flow field twice in the experimental application in the hypersonic low density wind tunnel. Here, a novel double-pass schlieren system based on visual feedback was developed. The system via absolute encoder instruction control the AC servo motor to adjust the position of the spherical mirror mechanism. Moreover, the pitch and left-right deflection of the spherical mirror can be adjusted by the schlieren image quality evaluation results provided by the machine vision system (visual information feedback). The position control system of double-pass schlieren parts based on visual feedback realizes the automatic positioning closed-loop control of the double-pass schlieren spherical mirror mechanism, and ensures that the light paths overlap as much as possible after passing through the flow field twice to eliminate ghosting during imaging of the model flow field (the definition of the flow field image is improved by 2.2 times compared with that obtained by the traditional method).

Keywords: wind tunnel experiment; double-pass schlieren; positioning control; visual feedback; image clarity

收稿日期: 2022-08-02; 修回日期: 2022-08-31; 录用日期: 2022-09-05

* 通信作者 E-mail: liming_sccn@163.com

引用格式: 方必红, 李明, 黄丹平. 基于视觉反馈的双光程纹影部件位置控制研究 [J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 65-71.

FANG B H, LI M, HUANG D P. Research on the position control of double-pass schlieren component based on visual feedback[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 65-71.

0 引言

纹影法是研究可压缩流场的光学方法之一,对气流密度梯度灵敏,能够显示连续变化的密度场^[1]。纹影流场显示系统结构简单、易于操作,是风洞流场显示的主要试验装置之一。在单光程纹影系统中,光线仅通过待观察流场一次,大都应用于低马赫数流场试验^[2]。在高马赫数($Ma > 16$)条件下,在静压为几帕的流场中使用辉光放电装置,流动显示效果好、成本低^[3]。在马赫数8~12的流场条件下,采用常规纹影系统无法获得理想的流动显示图像;采用辉光放电装置,流场压力则偏高,也无法获得满意的图像。

在双光程纹影系统中,光线来回两次通过被研究流场,灵敏度增加了3倍,特别适合高超声速、高马赫数、低压流场显示^[4]。但双光程纹影系统调试复杂,调试过程对流动图像影响较大。国内外针对这些问题研究较少。Gottlieb^[5]提出了将球面反射镜改为抛物面镜的方法,将发散光变换为平行光以降低调试难度。李明等^[4]将光源、聚光镜、补偿透镜、分光镜与刀口、成像物镜集成于相互垂直的导轨上,提高了光路调试精度。上述调试方法均属于传统机械调试。传统机械调试费时费力,且无法保证双光程纹影系统调试精确到位,主要存在以下不足:

1)为满足风洞现场的多任务需求,需随时移动双光程纹影系统,移动后的系统重新获得理想工作位置复杂且困难^[4]。调试效果大都基于人的主观判断,对试验结果影响较大。

2)现有的纹影球面镜机构与试验模型之间的距离以及球面镜机构沿流动方向的位置不能调节,无法使双光程纹影系统的光路在两次通过流场后尽量重合^[6],需要多人配合进行调试。

3)判断双光程纹影成像质量的主流方法,是在进行双光程纹影图像处理时将图像视为二维离散矩阵,计算能量梯度函数,以此来评判图像清晰度^[7]。此方法适用于判断图像全局清晰度,对特定目标区域清晰度的判断不够准确,且易受到背景、光源、震动等外部因素干扰,鲁棒性较弱。

为快速、精准、稳定地调试双光程纹影系统,本文研发了基于视觉反馈的双光程纹影部件位置控制系统。该系统采用绝对式编码器记忆球面镜机构工作位置,通过PLC(可编程逻辑控制器)向伺服驱动

器发出定位脉冲信号,实现工作位置定位控制^[8]。引入机器视觉系统,结合视觉信息反馈技术,判断是否调节球面镜俯仰和偏转,直至获得满意的流场图像。该系统可实现双光程纹影球面镜机构工作位置闭环控制调节,确保光路两次过流场后尽量重合,消除成像时的模型重影,提高图像清晰度。

1 双光程纹影部件位置定位控制

1.1 视觉反馈的双光程纹影系统原理

视觉反馈的双光程纹影系统(图1)主要由光源、聚光镜、分光镜、平面反射镜、纹影镜筒、球面镜、刀口、CCD相机、图像采集卡、图像处理系统和人机交互界面等组成。图1喷管中左向箭头为流动方向。

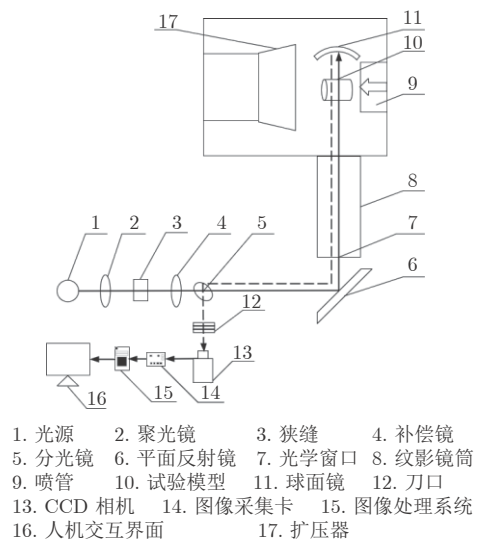


图1 视觉反馈的双光程纹影系统构成图

Fig. 1 Composition diagram of double-pass schlieren system with visual feedback

光源发出光束,经聚光镜、狭缝和补偿镜后到达分光镜。分光镜分出的一束光被平面反射镜反射,沿光学窗口、纹影镜筒传播,经风洞试验段流场区域和模型,照射在球面镜上,至此第一次光路传播结束。光束经球面镜反射后再次通过试验段流场,经光学窗口、平面反射镜返至分光镜。通过分光镜的光束被刀口切割,在相机内成像^[4],被图像采集卡传输至图像处理系统,对其清晰度进行定量计算,判断成像质量是否满足要求,并将处理结果显示于人机交互界面。

1.2 视觉反馈的球面镜机构移动定位控制

如图2所示,球面镜机构安装于位置B。位置B背风面的风洞试验段洞壁设置有红外窗口,在进行红外测热时,球面镜机构需沿B-C轨迹移动至存

放位置 C。在不同尺寸模型的试验中，为确保光束来回两次都通过同一点，球面镜机构应沿 B-A 轨迹移动至离试验模型最近的工作位置 A 处。针对球面镜机构在 A、B、C 等 3 个位置的定位控制需求，研发了视觉反馈的球面镜机构移动定位控制系统。

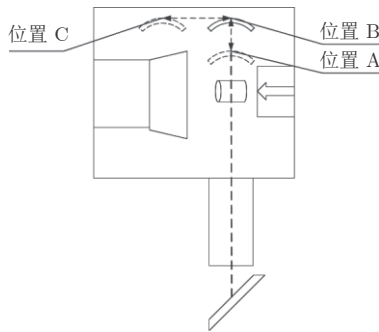


图 2 球面镜机构移动定位示意图

Fig. 2 Schematic diagram of moving and positioning of spherical mirror mechanism

该系统主要由人机交互界面、PLC、伺服驱动器、伺服电机、执行机构、视觉反馈传感器、球面镜系统等组成。系统控制原理如图 3 所示。

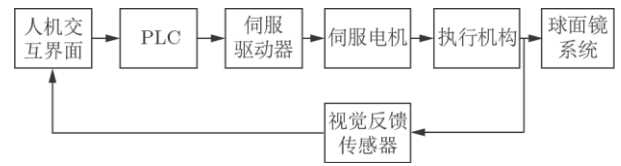


图 3 视觉反馈的球面镜机构移动定位控制系统原理图

Fig. 3 Schematic diagram of moving positioning control system of spherical mirror mechanism with visual feedback

系统采用的绝对式编码器具有任意位置值设定功能。球面镜机构移动至 A、B、C 等 3 个机械参考位置后，将绝对式编码器当前位置值设定为位置 A、B、C 对应位置值，记位置 B 为参考零点。PLC 根据人机交互界面发出的位置定位指令和当前绝对式编码器在移动轨迹上的机械位置值，计算出当前位置到目标位置的增量位置指令值，并向伺服驱动器发出指令，球面镜机构将移动至指定目标位置^[8]。球面镜机构闭环视觉反馈定位控制流程如图 4 所示。通过图 4 的闭环控制实现球面镜机构定位控制，无需开机找零点、判断方向和累计计数，避免了累计误差，抗干扰能力强，可靠性大大提高^[9-12]。

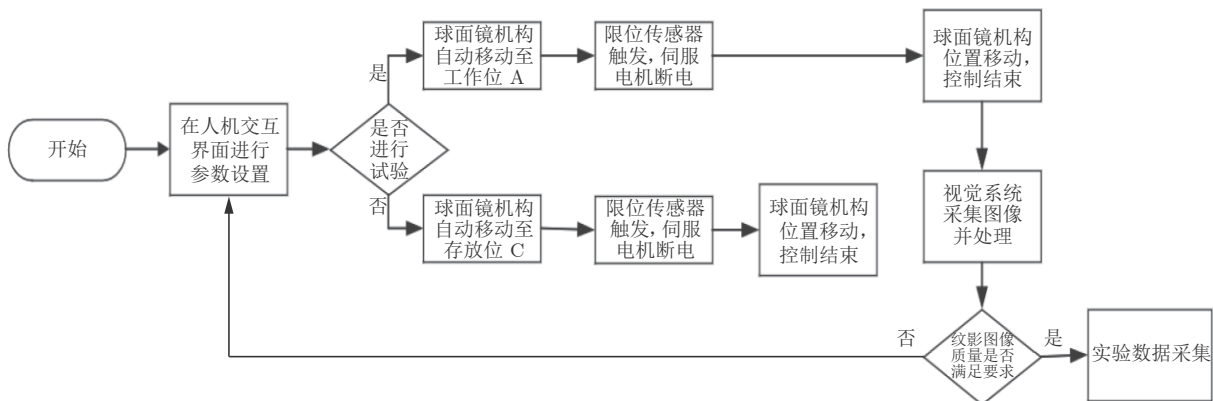


图 4 球面镜机构闭环视觉反馈定位控制流程图

Fig. 4 Closed loop visual feedback positioning control flow chart of spherical mirror mechanism

2 视觉反馈信息处理

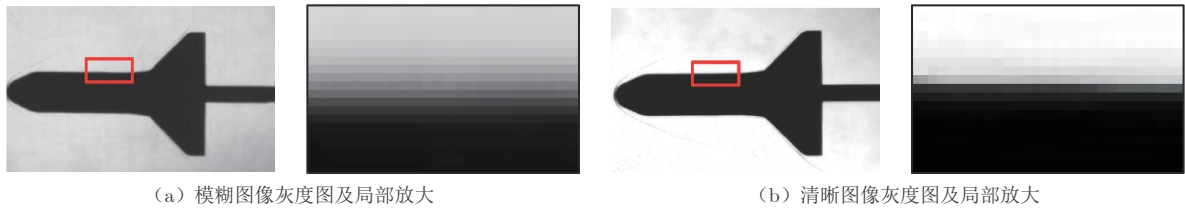
2.1 清晰度评价函数及算法研究

图像清晰度评价函数是评价成像系统成像质量的关键函数^[13]。目前大多数图像处理方法是把图像视为二维离散矩阵，计算能量梯度函数，获取图像灰度信息，以此评判图像清晰度^[14-15]。如图 5 所示，清晰图像比模糊图像边缘更锐利^[7]，图像边缘像素点灰度值变化较大，因而有更大的梯度值。

在理想情况下，图像边缘检测仅产生图像边缘的像素集合，但是，由于噪声、不均匀照明引起的边

缘间断，以及其他原因引入的虚假的、不连续的灰度值影响，图像边缘上的像素并不能完全描述边缘特性。因此，进行边缘检测后，通常采用连接算法将边缘像素组合为有意义的边缘或区域边界^[16]。

本文提出一种自适应算法(adaptive algorithm)，用于计算区域边界某灰度值范围内像素点总和，将总和 Count 作为清晰度评价的函数值(Count 值越小，图像区域边界锐利，清晰度越高)，并以此作为球面镜机构工作位置是否需要调节的阈值，实时动态调整球面镜机构。试验结果表明：与传统能量梯度函数算法相比，本算法具有更好的鲁棒性。



(a) 模糊图像灰度图及局部放大

(b) 清晰图像灰度图及局部放大

图5 试验模型图像灰度图及局部放大

Fig. 5 Gray scale image and partial enlargement image of testing model

2.2 算法步骤

在边缘检测之后,采用自适应算法将边缘像素组合为区域边界,分别计算清晰图像、模糊图像区域边界内对应区域的像素点灰度值总和 Count。算法结构如下:

输入: CCD采集RGB三通道图像

$F_{Re}()$: 二值化初步提取飞行器区域

$F_{Ta}()$: 提取目标检测区域

$F_{Co}()$: 计算评价函数值

for $p=1:1:i; q=1:1:j;$

$F_{Co} += h_{pq}$

return F_{Co} ;

输出: 清晰度评价函数Count值

其中, $F_{Re}()$ 表示 RGB 转灰度图, 初步二值化提取; $F_{Ta}()$ 表示依据形态学特征, 定位并提取目标检测区域; $F_{Co}()$ 表示清晰度评价函数。 i, j 分别为目标检测区域纵向和横向像素点数量; p, q 为变量参数。算法流程如图 6 所示。

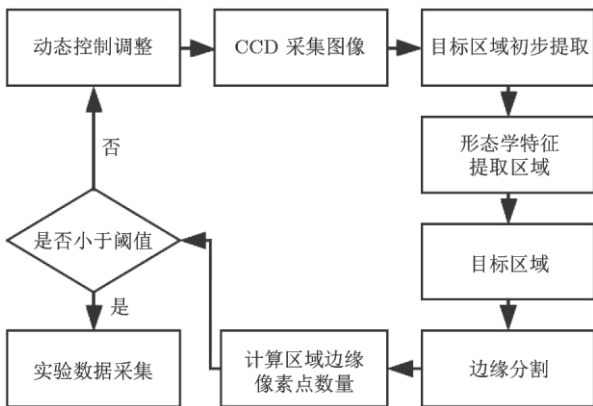
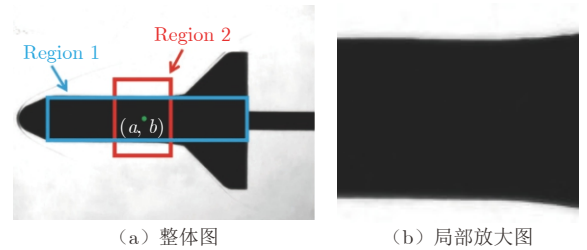


图6 算法流程图

Fig. 6 Algorithm flow chart

在该算法中,应用自适应二值化求取飞行器内部最大内接矩形 Region 1。以 $m \times n$ 阶矩阵 D 表示 Region 1 区域, D 中各元素 a_{mn} 的下标 mn 代表

Region 1 中的像素点坐标信息。Region 1 区域中心坐标为 (a, b) 。以中心坐标为基准,将 Region 1 区域的横轴缩小为原区域的 $1/3$,纵轴上下各增加 100 个像素点,形成目标检测区域 Region 2,如图 7 所示。Region 2 区域对应 $i \times j$ 阶矩阵 F ,其中 $i = m + 200, j = n/3$,中心坐标仍为 (a, b) 。



(a) 整体图

(b) 局部放大图

图7 目标检测区域

Fig. 7 Target detection area

在获取目标检测区域后,计算清晰度评价函数值:将目标检测区域 Region 2 与 Region 1 差分,得到包含像素点坐标与灰度值信息的 $i \times j$ 阶矩阵 F' ;创建 1×1 阶单位矩阵 E ,与 $i \times j$ 阶矩阵 F' 卷积(以单个像素尺寸的单位卷积对 Region 2 与原图差分后的区域进行卷积运算,可确保提取到差分后区域内的每一个像素点的特征,即每一个像素点的灰度值);卷积运算后,得到矩阵内元素仅为 0 或 1 的新矩阵 H ;叠加计算矩阵 H 内各元素,即可得到清晰度评价函数值 Count。

$$H = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} & \dots & h_{1j} \\ h_{21} & h_{22} & \dots & h_{2j} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ h_{i1} & h_{i2} & \dots & h_{ij} \end{bmatrix}, \begin{cases} E = [e_{11}] \\ H = E * F' \\ h_{ij} \triangleq e_{11} * f'_{ij} \\ \text{Count} = \sum_{p=1, q=1}^{p=i, q=j} h_{pq} \end{cases}$$

式中: e_{11} 值为 1; “*” 表示卷积运算; “ \triangleq ” 为自定义运算,运算结果 h_{ij} 为数值 0 或 1,定义如下:

$$h_{ij} \triangleq \begin{cases} 0, & \text{当 } e_{11} * f'_{ij} \leq 100, e_{11} * f'_{ij} \geq 220 \\ 1, & \text{当 } 100 < e_{11} * f'_{ij} < 220 \end{cases} \quad (1)$$

3 试验与分析

在大型高超声速低密度风洞中进行了基于视觉反馈的双光程纹影部件位置控制系统研究验证试验。该风洞是模拟卫星、飞船、弹头等在 50~100 km 高度范围内气动特性的地面设备,主要由大功率加热器、前室、喷管、试验段、扩压器、测控系统等组成。风洞工作介质为空气,前室总温在 1100~3100 K 范围可调,总压不大于 10 MPa,雷诺数为 $6.1 \times 10^3 \sim 3.35 \times 10^6$ 。本试验的带舵模型全长 490 mm,底部直径 300 mm,如图 8 所示。



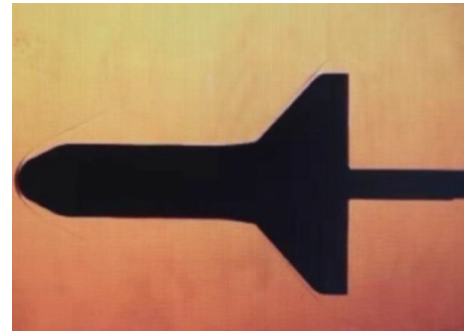
图 8 试验模型图

Fig. 8 Experimental model diagram

在马赫数 10、总温 1130 K、总压 4.26 MPa、迎角 0° 的试验条件下,采用双光程纹影系统获得的带舵模型流场结构如图 9 所示。

对图 9 中传统机械调试和基于视觉反馈自动调试采集的流场显示图像进行定性分析,可以看出:基于视觉反馈自动调试采集的图像比传统机械调试采集的图像边缘更加锐利,边缘像素灰度值变化大。

在图 9(a)中,流场结构显示、带舵模型及尾部支撑装置边界不清晰,出现重影;图 9(b)不仅显示了清晰的流场结构,还显示出带舵模型激波层内不同密度区域,提供了更多的流场细节。



(a) 传统机械调试采集的流场显示图



(b) 基于视觉反馈自动调试采集的流场显示图

图 9 流场显示图像对比图

Fig. 9 Comparison of the flow filed visualization

采用两种算法(能量梯度函数与自适应算法)对图 9(a)和(b)图像整体清晰度进行定量计算,并记录算法运行时间。计算结果如表 1 中第 2、3 列所示。同时,对图 10(a)和(b)进行图像局部清晰度定量计算,计算结果如表 1 第 4、5 列所示。

表 1 试验计算图像清晰度参数表

Table 1 Table of experimentally calculated image sharpness parameters

	机械调试整体图像	视觉反馈整体图像	机械调试局部图像	视觉反馈局部图像
能量梯度函数Value值	21079058	67152401	7352238	36270757
自适应算法Count值	6214	611	6008	593
能量梯度函数算法时间	14.0634 s	14.1419 s	12.7405 s	12.8679 s
自适应算法算法时间	243.1 ms	240.5 ms	187.6 ms	192.1 ms

由表 1 可以看出:采用能量梯度函数对整体图像计算 Value 值,基于视觉反馈系统采集的 Value 值约为传统机械调试采集的 3.2 倍;对局部图像计算 Value 值,基于视觉反馈系统采集的 Value 值约为传统机械调试采集的 5 倍,即与传统机械调试采集相比,基于视觉反馈采集的整体图像清晰度增加了约

2.2 倍,局部清晰度增加了约 4 倍。采用自适应算法计算 Count 值,无论是对于整体图像还是局部图像,传统机械调试采集的 Count 值都约为基于视觉反馈系统采集的 10 倍,即与传统机械调试采集的图像相比,基于视觉反馈系统采集的图像边缘锐度增加了约 9 倍。

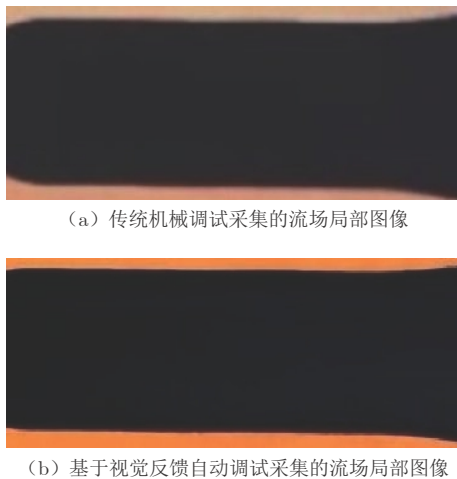


图 10 采集的流场局部图像对比图

Fig. 10 Comparison of the acquired local flow field images

与能量梯度函数对输入图像全局相邻像素点的运算相比,自适应算法根据输入图像特征自适应提取目标区域进行运算,能有效减少外部干扰,在保证图像清晰度的前提下,大大减小运算量,缩短算法运行时间。如表 1 所示,自适应算法仅需约 190~240 ms 即可对一张图像清晰度进行判断,能量梯度函数则需约 12~14 s。故本文试验以自适应算法所得的图像清晰度 Count 值作为调试球面镜的俯仰、左右偏角的阈值。

为比较采用自适应算法与能量梯度函数调试球面镜满足清晰度要求所需的总体运行时间,进行了多次试验。进行 2~3 组试验时,存在偶然调试成功情况,且时间分布不均匀,不具说服力;进行 7~8 组试验时,产生了数据堆叠,无法呈现算法实际调试情况。故本文共进行 5 组试验,记录了每组试验的总体运行时间。试验结果如图 11 和 12 所示。可以看到,双光程纹影成像质量从模糊到清晰度满足要求,能量梯度函数总体运行时间约为 70~120 s,而自适应算法总体运行时间约为 1200~1600 ms。

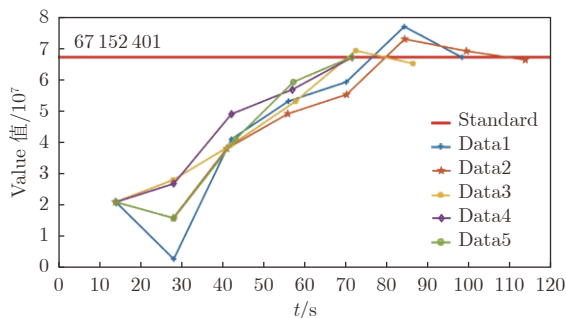


图 11 能量梯度函数运行时间

Fig. 11 Energy gradient function run time

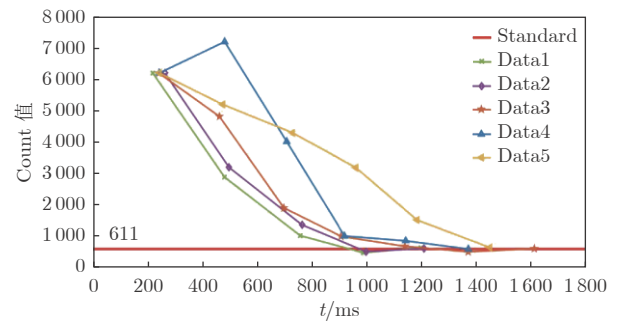


图 12 自适应算法运行时间

Fig. 12 Adaptive algorithm run time

综上,与目前主流算法(即能量梯度函数)相比,自适应算法具有更强的鲁棒性与更快的计算速度,可满足高超声速低密度风洞试验现场双光程纹影测量背景变化复杂、球面镜机构实时控制的需求。

4 结 论

与传统机械调试的双光程纹影系统相比,基于视觉反馈的双光程纹影自动控制系统有以下优势:

- 1) 该系统可实现球面镜机构工作位置的闭环定位控制,使经常移动的球面镜机构随时可到达理想工作位置,省时、精准,提高调试工作效率。
- 2) 基于该系统,球面镜机构不仅可沿流场方向移动调节,还可向靠近模型的方向移动,可以对大尺寸模型的不同区域进行流场显示,同时使球面镜最大程度靠近模型,确保光路两次经过流场后尽量重合,消除流场成像时的重影,提高图像清晰度。

参考文献:

- [1] 李桂春. 风洞试验光学测量方法[M]. 北京: 国防工业出版社, 2008.
LI G C. Optical instrumentation for wind tunnel testing[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2008.
- [2] 中国人民解放军总装备部军事训练教材编辑工作委员会. 流动显示技术[M]. 北京: 国防工业出版社, 2002: 105-131.
- [3] 沙心国, 文帅, 袁明论, 等. 高超声速脉冲风洞辉光放电电流场显示技术[C]//第十八届全国等离子体科学技术会议摘要集. 2017: 78.
- [4] 李明, 祝智伟, 杨彦广, 等. 双光程纹影在高超声速流场显示中的应用[J]. 红外与激光工程, 2017, 46(2): 171-175.
LI M, ZHU Z W, YANG Y G, et al. Flow visualization using double-pass schlieren technique in hypersonic flow[J]. Infrared and Laser Engineering, 2017, 46(2): 171-175.
doi: 10.3788/IRLA201746.0211001
- [5] GOTTLIEB J. Evaluation of a double-pass schlieren system[G]. Suffield Memorandum, 1968: 54-67
- [6] 李桂春. 气动光学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2006: 411-415.
LI G C. Aero-optics[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2006: 411-415.
- [7] 曾海飞, 韩昌佩, 李凯, 等. 改进的梯度阈值图像清晰度评价算法[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(22): 285-293.

- ZENG H F, HAN C P, LI K, et al. Improved gradient threshold image sharpness evaluation algorithm[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2021, 58(22): 285–293.
- [8] 金德华. 基于附加绝对值编码器和伺服驱动的定位系统[J]. *设备管理与维修*, 2020(1): 81–83.
- JIN D H. Positioning system based on additional absolute encoder and servo driver[J]. *Plant Maintenance Engineering*, 2020(1): 81–83.
doi: 10.16621/j.cnki.issn1001-0559.2020.01.38
- [9] 王振启, 杨支海, 吕艳琼, 等. 基于增量式编码器的运板小车定位控制系统设计[J]. *中国矿业*, 2021, 30(S1): 170–174.
- WANG Z Q, YANG Z H, LYU Y Q, et al. Design of positioning control system of the cathode-plate transporting device based on incremental encoder[J]. *China Mining Magazine*, 2021, 30(S1): 170–174.
doi: 10.12075/j.issn.1004-4051.2021.S1.052
- [10] 胡彩霞, 刘璐, 宋伟伟. 基于PLC的货物定位控制系统设计[J]. *电子测试*, 2020(11): 37–39.
- HU C X, LIU L, SONG W W. Design of cargo positioning control system based on PLC[J]. *Electronic Test*, 2020(11): 37–39.
doi: 10.16520/j.cnki.1000-8519.2020.11.014
- [11] 宋立. 基于PLC的步进电机闭环控制系统[J]. *中国高新科技*, 2019(24): 86–88.
- SONG L. Closed-loop control system of stepping motor based on PLC[J]. *China High-Tech*, 2019(24): 86–88.
doi: 10.13535/j.cnki.10-1507/n.2019.24.30
- [12] 付海军, 李小艳. 绝对式编码器的应用[J]. *微电机*, 2013, 46(6): 91–93.
- FU H J, LI X Y. Application of absolute encoder[J]. *Micromotors*, 2013, 46(6): 91–93.
doi: 10.15934/j.cnki.micromotors.2013.06.003
- [13] 李雪, 江旻珊. 光学显微成像系统图像清晰度评价函数的对比[J]. *光学仪器*, 2018, 40(1): 28–38.
- LI X, JIANG M S. A comparison of sharpness functions based on microscopes[J]. *Optical Instruments*, 2018, 40(1): 28–38.
doi: 10.3969/j.issn.1005-5630.2018.01.006
- [14] 冯精武, 喻擎苍, 芦宁, 等. 调焦系统中数字图像清晰度评价函数的研究[J]. *机电工程*, 2011, 28(3): 354–356, 368.
- FENG J W, YU Q C, LU N, et al. Definition evaluation function of digital image in auto-focusing system[J]. *Journal of Mechanical & Electrical Engineering*, 2011, 28(3): 354–356, 368.
doi: 10.3969/j.issn.1001-4551.2011.03.023
- [15] 张丰收, 李斯文, 胡志刚, 等. 一种改进的Sobel梯度函数自动对焦评价算法[J]. *光学技术*, 2017, 43(3): 234–238.
- ZHANG F S, LI S W, HU Z G, et al. An improved auto-focus evaluating algorithm based on Sobel gradient function[J]. *Optical Technique*, 2017, 43(3): 234–238.
doi: 10.13741/j.cnki.11-1879/o4.2017.03.009
- [16] GOZALEZ R C, WOODS R E. 数字图像处理[M]. 阮秋琦, 阮宇智, 译. 4版. 北京: 电子工业出版社, 2020.



作者简介:

方必红(1996—), 男, 四川宜宾人, 硕士研究生。研究方向: 机器视觉, 红外测热研究与流场诊断。

E-mail: fangbihong1996@163.com

(编辑: 孙春晖)

Sivells 方法在高马赫数低总压 喷管设计中的适用性分析

李震乾^{1,3}, 石义雷^{1,3}, 梁杰^{1,3}, 陈爱国^{1,3}, 皮兴才^{1,3}, 龙正义^{1,3}, 杨彦广^{2,3,*}

1. 中国空气动力研究与发展中心 超高速空气动力学研究所, 绵阳 621000
2. 中国空气动力研究与发展中心, 绵阳 621000
3. 跨流域空气动力学重点实验室, 绵阳 621000

摘要:目前高超声速轴对称型面喷管广泛采用 Sivells 方法进行无黏型面设计, 通过求解轴对称的 von Kármán 动量方程进行边界层修正。该方法在常规高超声速风洞、激波风洞等的高马赫数、高总压条件下已成功应用, 但鲜有在高马赫数、低总压条件下的应用研究。在低总压条件下, 采用该方法设计了马赫数 6、8、10、12 的轴对称型面喷管, 通过数值模拟分析流场结构, 并进行试验验证; 模拟了喷管射流流场, 通过对射流流场进行结构分析, 判断设计方法的适用性。研究结果表明: 马赫数 6、8 喷管流场与设计基本一致, 射流流场品质较好, 适合开展风洞试验; 马赫数 10、12 喷管流场局部过度膨胀, 马赫数高于设计值, 其中马赫数 10 喷管的射流流场品质较好, 马赫数 12 喷管的射流流场品质下降显著且马赫数轴向梯度增大。因此, 在高马赫数、低总压条件下, Sivells 设计方法仍适用于马赫数 6、8 喷管, 马赫数 10 喷管处于临界状态, 而不适用于马赫数 12 喷管。

关键词: Sivells 方法; 高马赫数; 低总压; 喷管流场; 射流流场; 轴对称型面喷管
中图分类号: V211.73 **文献标识码:** A

Applicability analysis of Sivells' method in nozzle design with high Mach number and low total pressure

LI Zhenqian^{1,3}, SHI Yilei^{1,3}, LIANG Jie^{1,3}, CHEN Aiguo^{1,3},
PI Xingcai^{1,3}, LONG Zhengyi^{1,3}, YANG Yanguang^{2,3,*}

1. Hypervelocity Aerodynamics Institute,
China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China
2. China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China
3. Laboratory of Aerodynamics in Multiple Flow Regimes, Mianyang 621000, China

Abstract: At present, the Sivells' method is widely used for the design of the inviscid hypersonic axisymmetric nozzle contour. And then, the nozzle contour viscous correction is performed by solving the axisymmetric momentum equation. This design procedure is validated by nozzles in conventional hypersonic wind tunnels and shock wind tunnels, which are operated under high Mach number and high total pressure conditions. Meanwhile, there are few validation studies of this procedure under high Mach number and low total pressure conditions. In this study, the nozzle design procedure based on the Sivells' method is used for Mach 6, 8, 10, and 12 nozzle contour design under the low total pressure condition. Furthermore, in order to analyze nozzle flowfields, numerical simulation and wind tunnel experiment are carried out. It can be found that, the flowfields in Mach 6 nozzle and Mach 8 nozzle are consistent with expectation and the jet flowfields are so good that are suitable for test. In contrast, there are some over-expanded areas in the flowfields of Mach 10 nozzle and Mach 12 nozzle, which results in higher Mach

收稿日期: 2022-05-11; 修回日期: 2022-06-02; 录用日期: 2022-06-20

* 通信作者 E-mail: yangyanguang@cardc.cn

引用格式: 李震乾, 石义雷, 梁杰, 等. Sivells 方法在高马赫数低总压喷管设计中的适用性分析 [J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 72-80.

Li Z Q, Shi Y L, Liang J, et al. Applicability analysis of Sivells' method in nozzle design with high Mach number and low total pressure [J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 72-80.

number than expectation in those areas. The jet flowfield quality of Mach 10 nozzle is better than that of Mach 12 nozzle. It can be concluded that, under the condition of low total pressure, the Sivells' method still works well for Mach 6 nozzle and Mach 8 nozzle design. Meanwhile, the method is less effective when applied to the Mach 10 nozzle and Mach 12 nozzle design.

Keywords: Sivells' method; high Mach number; low total pressure; nozzle flowfield; jet flowfield; axisymmetric nozzle

0 引言

随着航天技术的迅猛发展,飞行器外形日趋复杂,更高、更快、更远的设计需求导致飞行器在高空稀薄过渡流区飞行时间大幅增加。高超声速跨流域飞行中的稀薄、高温、非平衡、电磁等多物理场耦合效应导致的气动问题日趋显著,需要开展大量的试验研究。高超声速低密度风洞是开展跨流域飞行多物理场耦合效应试验研究的重要地面设备,可开展长期在轨飞行器或高速再入飞行器的气动力、气动热、级间分离特性、喷流特性研究,为飞行器选型、设计、评估提供试验数据支撑。高超声速低密度风洞运行马赫数高、总压低、流场品质要求高,其喷管设计质量的优劣直接影响流场品质,进而影响试验效果,因此,喷管设计质量对设备的研制至关重要。

高超声速型面喷管的设计,始于 1893 年拉瓦尔管的发明,成熟于 20 世纪 70 年代^[1]。在高超声速风洞中,目前学术界认为精度最高、应用最多的型面设计方法是 Sivells 方法^[2]。该方法基于轴向马赫数分布假设,构造特征线网格进行无黏型面设计,通过求解轴对称的 von Kármán 动量方程,完成边界层修正^[3],还可以考虑高温带来的影响^[4],是经典的轴对称高超声速喷管型面设计方法。国内在 20 世纪 80 年代开始发展该方法^[5],并为常规高超声速风洞^[6-7]、激波风洞^[8]设计了多套轴对称型面喷管,均获得了较好的试验流场。低密度风洞运行马赫数高、总压低^[9],该设计方法是否适用尚未得到验证。20 世纪 70 年代,国外针对雷诺数 10^2 量级的情况^[10]发展了一种层流边界层假设的喷管设计方法^[11],但本文喷管雷诺数在 10^5 量级,若取管流临界雷诺数为 2320^[12],则边界层为湍流状态,该方法并不适用。

本文以 $\Phi 0.3$ 米高超声速低密度风洞应用为背景,构造马赫数 6、8、10、12 的轴对称型面喷管(后文简称“喷管”),通过数值模拟分析流场结构。为验证数值模拟结果的可靠性,在 $\Phi 0.3$ 米高超声速低密度风洞开展马赫数 12 喷管出口马赫数分布和轴线马赫数分布测量试验,并对喷管射流流场进行研究,进

一步明确该经典喷管设计方法在低密度风洞中的适用情况。

1 喷管构建

为考察在高马赫数低总压情况下的适用性,采用经典轴对称高超声速喷管型面设计方法设计了马赫数 6、8、10、12 喷管。其中,无黏型面设计采用 Sivells 方法^[13-14],基本思想是通过喉道近似声速解、预设的轴线马赫数分布以及平行流边界条件构造特征线网格。图 1 为 Sivells 方法设计示意图,其中 OAJ 为跨声速区域、 $AJFC$ 为过渡流区域, FC 之后至出口为均匀流区域,在轴线 JF 上利用 Sivells 方法设定马赫数分布,其中 J 点位于声速点下游, O 点为型面喉道点(也是坐标原点)。初始线 AJ 是一条右行特征线,通过喉部跨声速解确定一条初值线,然后用特征线方法(即 MOC 方法)求得。 FC 为出口马赫线,当 F 点位置和出口马赫数确定后,所有条件均为已知条件。轴线上的马赫数分布^[15]可以采用三次多项式、五次多项式、Bezier 曲线、B 样条曲线以及面积比的三次多项式、面积比的五次多项式等确定。但无论采用哪种方法,轴线马赫数 $Ma(x)$ 在 J 点的分布: $Ma(x_J) = Ma_J$; 在 F 点的分布: $Ma(x_F) = Ma_F$, $Ma'(x_F) = 0$, $Ma''(x_F) = 0$ 。其中, Ma_J 和 Ma_F 分别为 J 点和 F 点的马赫数, x_J 和 x_F 分别为 J 点和 F 点在轴线 x 上的坐标。在已知喉道曲率半径和转折角情况下,通过跨声速近似解或数值模拟可以获得 J 点的信息,一阶和二阶导数采用差分方法计算。 F 点的位置为:

$$x_F = x_J + c_F(Ma_s - Ma_J)/Ma'(x_J) \quad (1)$$

式中: $c_F \geq 1$, 为调整喷管长度的系数; Ma_s 为设计马赫数。当 $c_F = 1$ 时,喷管最短。

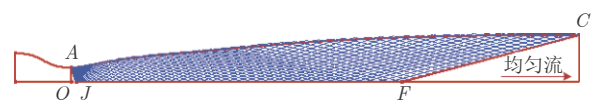


图 1 Sivells 方法设计示意图

Fig. 1 Schematic diagram of Sivells' method design

本文中轴线马赫数 $Ma(x)$ 分布采用三次多项式确定^[15]:

$$Ma(x) = a_0 + a_1x + a_2x^2 + a_3x^3 \quad (2)$$

式中, a_0, a_1, a_2, a_3 为待定系数, 由边界条件确定。

完成特征线网格计算后, 采用流量积分方法确定无黏型面(即通过推进的每条特征线上的流量与经过喉道的流量相等来确定型面)。本文采用 Moger 和 Ramsay^[16] 提出的抛物拟合流量积分法, 沿着特征线的流量 m 的微分方程为:

$$\begin{aligned} dm &= f(s)ds \\ f(s) &= 2\pi r\rho v \sin \alpha \end{aligned} \quad (3)$$

式中, s 为特征线的切线方向, r 为特征点到轴线的径向长度, ρ 和 v 分别为气流的密度和速度, α 为特征线的切线方向与轴线方向的夹角。对于特征线上的任一特征点 i , s_i 已知, 可直接求解得到 $f(s_i)$; 2 个特征点之间的 $f[s_{(i, i+1)}]$ 可通过抛物拟合近似求得。 $f(s)$ 的二次多项式可表示为:

$$f(s) = a_4 + a_5s + a_6s^2 \quad (4)$$

式中, 二次多项式的系数 a_4, a_5, a_6 可通过特征点 $i, i+1, i+2$ 的信息计算得到。特征点 i 和 $i+1$ 之间的流量积分为:

$$\begin{aligned} m_{(i, i+1)} &= (s_{i+1} - s_i) \left[a_4 + (s_{i+1} + s_i) \left(\frac{1}{2}a_5 + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \frac{1}{3}a_6s_{i+1} \right) + \frac{1}{3}a_6s_i^2 \right] \end{aligned} \quad (5)$$

由此可以确定整条特征线上的流量, 而型面点流量可以基于实际流量等于某两点之间的线性插值流量得到。

根据文献 [3], 对于有热交换的湍流边界层厚度(如动量厚度 θ 、位移厚度 δ_* 等), 可通过求解轴对称的 von Kármán 动量方程得到。边界层动量厚度 θ 的计算方法为:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dx} + \theta \left\{ \frac{2 - Ma^2(x) + H}{Ma(x) \left[1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2(x) \right]} \right. \\ \left. \frac{dMa(x)}{dx} + \frac{1}{y} \frac{dy}{dx} \right\} = \frac{C_f}{2} \sec \alpha \end{aligned} \quad (6)$$

式中: y 表示径向方向(见图 2); 边界层形状因子 $H = \delta_*/\theta$; C_f 为摩擦系数。 H, C_f 受压缩性、压力梯度、热交换等因素影响, 不能精确求出, 必须用半经验关系式进行变换, 把低速范围内得到的经验应用

到高超范围, 将不可压缩流的方法应用到高超声速流场。目前, 考虑热交换和压力梯度影响的求解方法有 4 种: Sivells-Payne 方法^[17]、Reshotko-Tucker 方法^[18]、Persh-Lee 方法^[19] 和 Bartz 方法^[20]。这 4 种方法都是近似方法, 目前尚无精确的试验方法确定这些方法的优缺点和适用范围。本文采用 Persh-Lee 方法, 假定边界层内的速度分布符合指数法则, 温度分布符合 Crocco 法则, 通过半经验修正方法将不可压缩流的 H, C_f 求解方法应用于可压缩流。然后通过式(6)求解 H 和 θ , 再推算出 δ_* , 并将 δ_* 值加于无黏型面上, 得到喷管的物理型面。

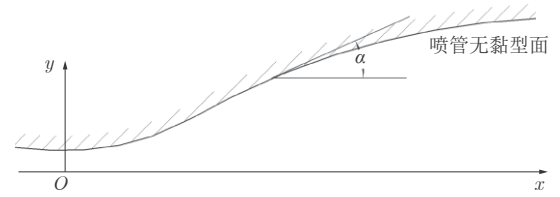


图 2 边界层坐标系

Fig. 2 Coordinate system of boundary layer

设计喷管出口直径为 300 mm, 入口直径 d_0 按保证入口气体流速 $v_0 = 4 \sim 15$ m/s 的原则给定。根据质量守恒定律有:

$$\rho_0 v_0 \frac{\pi d_0^2}{4} = \rho_* v_* \frac{\pi d_*^2}{4} \quad (7)$$

求得:

$$d_0 = \sqrt{\frac{\rho_* v_*}{\rho_0 v_0}} d_* \quad (8)$$

式中: ρ_0 为入口气体密度, 根据总温 T_0 、总压 p_0 及状态方程求解; ρ_* 为喉道处的密度, 根据一维等熵流关系式及喉道处马赫数为 1 的条件求解; v_* 为喉道处的气流速度:

$$v_* = \sqrt{\gamma R T_*} \quad (9)$$

式中, γ 为气体比热比, R 为气体常数, T_* 为喉道处的温度。

入口段曲线采用三角函数和双曲函数构造^[21], 介质选用氮气, 根据 $\Phi 0.3$ 米高超声速低密度风洞各套喷管最常用运行参数选取总压 p_0 。防冷凝温度 T_s (单位 K) 根据气体静压与温度的关系计算^[22]:

$$\lg p = -\frac{K_1}{T_s} + K_2 \quad (10)$$

式中, p 表示气体静压(单位 mmHg, 1 mmHg \approx 133.32 Pa); K_1 为常数, 对于氮气, $K_1 = 314.22$ K; K_2 也为常数, 对于氮气, $K_2 = 6.9487$ 。为保证气体不发生冷凝, 需保持高速流动气体的静温高于冷凝

温度,可通过一维等熵流静温-总温关系式计算风洞运行的总温 $T_0^{[23]}$ 。喷管设计参数见表 1。设计完成的喷管喉道半径、喷管扩张段长度见表 2。

表 1 马赫数 6~12 喷管设计参数
Table 1 Design parameters of Mach 6-12 nozzles

设计马赫数	p_0/MPa	T_0/K	入口半径/mm
6	0.3	288	100
8	0.9	366	45
10	1.4	502	30
12	2.0	654	30

表 2 马赫数 6~12 喷管设计结果特征参数
Table 2 Characteric parameters of Mach 6-12 nozzles

设计马赫数	入口段长度/mm	喉道半径/mm	扩张段长度/mm
6	200	18.366	1344
8	90	9.203	1518
10	60	5.054	1572
12	60	2.965	1564

2 喷管流场数值模拟

数值模拟通过求解轴对称的 N-S 方程^[24-25]进行。气体介质为氮气,由于总温低于 800 K,本文采用可压缩理想气体的 $k-\epsilon$ 湍流模型。网格在轴线方向布置 400 个,在径向布置 50 个,近壁面的网格高度在 0.01~0.05 mm 范围内。在实际使用中,稳定段、喉道段等高温部位常采取水冷措施,扩张段靠近壁面的气体稀薄、热流较小且喷管壁常采用热容量较大的不锈钢材质,在 60 s 试验时间内实测壁温几乎没有变化,因此在模拟中假设壁温恒定在 300 K。假设入口处压力、温度恒定,出口边界条件外插,初场温度 300 K,初场压力 10 Pa。由于试验时间较长,可假设流动为定常。模拟的总温、总压状态与设计状态一致,如表 1 所示。

流场马赫数等值线分布见图 3~6。从图 3、4 可以看出,在马赫数 6、8 喷管中,气体经过过渡流区加速、充分膨胀后进入均匀流区,且在均匀流区基本能保持稳定的流动;从图 5、6 可以看出,在马赫数 10、12 喷管中,气体在过渡流区过度膨胀、加速,进入均匀流区后持续压缩、减速,导致均匀区流场不稳定,流场结构偏离设计。

为研究喷管内的流动情况,将各喷管轴线马赫数进行量化对比,使用喷管扩张段长度 x_E 、出口中心点马赫数 Ma_E 对数据进行归一化处理,得到如

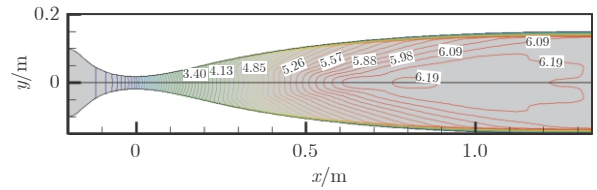


图 3 马赫数 6 喷管马赫数等值线分布图

Fig. 3 Mach number isoline distribution diagram of Mach 6 nozzle

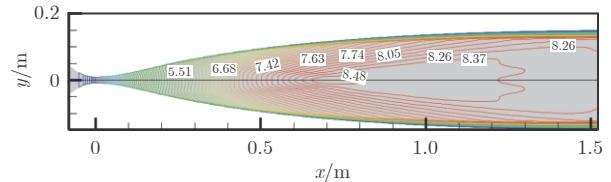


图 4 马赫数 8 喷管马赫数等值线分布图

Fig. 4 Mach number isoline distribution diagram of Mach 8 nozzle

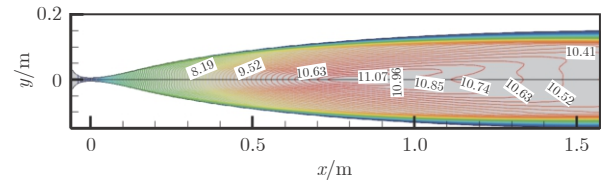


图 5 马赫数 10 喷管马赫数等值线分布图

Fig. 5 Mach number isoline distribution diagram of Mach 10 nozzle

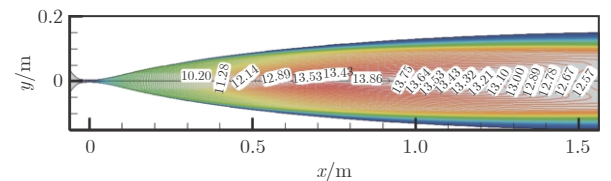


图 6 马赫数 12 喷管马赫数等值线分布图

Fig. 6 Mach number isoline distribution diagram of Mach 12 nozzle

图 7 所示的轴线马赫数分布。可以看到,各喷管达到马赫数最大值的相对位置基本相同(约为喷管轴线 1/2 处)。在马赫数 6、8 喷管中,轴线马赫数达到最

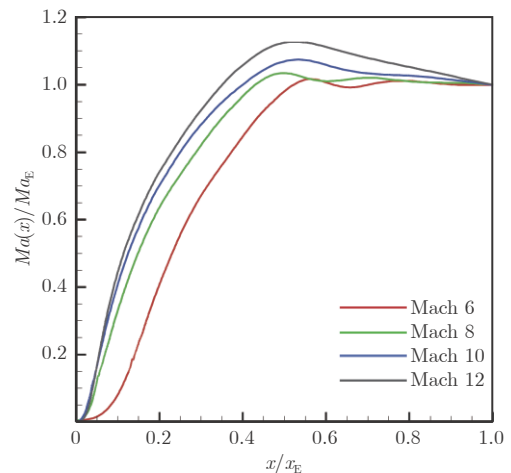


图 7 喷管轴线马赫数分布图

Fig. 7 Mach number distribution diagram on the axis of nozzles

大值后,微小波动,整体呈下降趋势,直到喷管出口;在马赫数 10、12 喷管中,轴线马赫数达到最大值后单调下降,直到喷管出口。将喷管轴线马赫数的典型参数列在表 3 中,可以看到,各喷管轴线最高马赫数分别比出口中心点马赫数高 0.105、0.289、0.777、1.592,与出口中心点马赫数的比值分别为 1.70%、3.48%、7.47%、12.76%。随着设计马赫数增大,轴线最高马赫数与出口中心点马赫数的比值增大,轴线马赫数高于喷管出口中心点马赫数的区域也在加大(所占扩张段长度的比例分别为 38.69%、60.74%、62.34%、67.46%)。

表 3 喷管轴线马赫数典型参数
Table 3 Characteric parameters of nozzle axis

设计马赫数	出口中心点马赫数	轴线最高马赫数	高于出口中心点马赫数的区域/mm
6	6.188	6.293	$x = 603 \sim 756$, $x = 882 \sim 1249$
8	8.293	8.582	$x = 596 \sim 1518$
10	10.408	11.185	$x = 592 \sim 1572$
12	12.484	14.076	$x = 509 \sim 1564$

3 试验验证

高马赫区域的存在,不但会对流场产生影响,还

有可能因总温不足导致高马赫区域气体冷凝,降低试验数据可靠性。在数值模拟中发现的高马赫数区域,理论上不应该存在,在实际使用中也曾未发现,因此需要开展试验验证。试验在 $\Phi 0.3$ 米高超声速低密度风洞中开展,分 2 步进行:1)进行喷管出口流场马赫数分布与总温关系的研究,确定喷管运行的防冷凝温度;2)测量喷管轴线马赫数分布,确认喷管内部高马赫数区域是否存在。选取轴线马赫数分布最典型的马赫数 12 喷管作为试验对象。

3.1 风洞及试验设备介绍

$\Phi 0.3$ 米高超声速低密度风洞的试验介质为氮气,采用高压下吹-真空抽吸的运行方式,试验时间 30~600 s。风洞主要部件包括气源系统、石墨电阻加热器、储热加热器、稳定段、喷管、试验段、模型机构、扩压器、冷却器、真空系统,另外还配备了数据采集与处理系统、控制系统、测试系统,风洞结构见图 8。风洞运行总温范围为室温~1400 K,试验过程中波动范围不超过 1%,总压范围为 0.1~10.0 MPa,试验马赫数范围为 5~24,模拟的高度范围为 30~94 km。为方便调节温度,试验使用石墨电阻加热器,由于石墨电阻加热器功率有限,为达到在较宽范围内调节总温的目的,试验总压设置为 1.0 MPa。

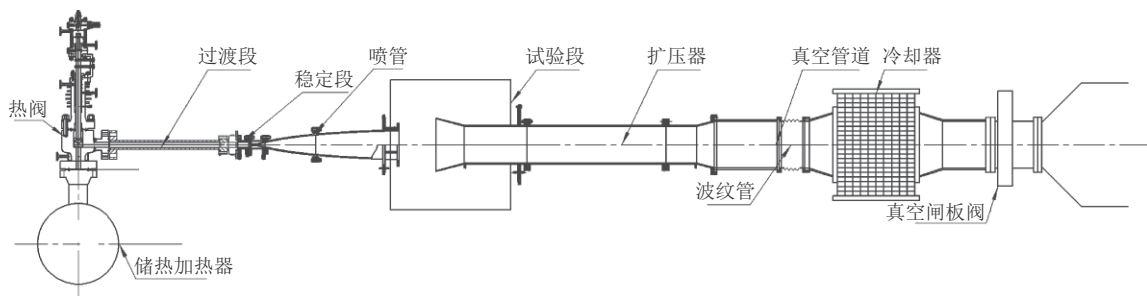


图 8 $\Phi 0.3$ 米高超声速低密度风洞结构图

Fig. 8 Structure chart of $\Phi 0.3$ m hypersonic low density wind tunnel

采用一字型皮托压力测量排架测量喷管出口流场参数,共有 13 根平头探针。探针内径 3 mm、外径 8 mm、间距 20 mm。探针长度不小于 100 mm。

马赫数 12 喷管的扩张段长度为 1564 mm,但受风洞布局的限制,无法全程测量。设计的轴线马赫数分布测量机构如图 9 所示。探针与滑动杆总长 813 mm,探针尾部焊接紫铜管,并通过紫铜管、绝缘橡胶软管连接差压传感器。测压管可以前后移动,调整到试验所需位置后用沉头螺钉固定。

喷管轴线马赫数分布测量探针通过支杆连接到风洞坐标移动机构上,探针尾部紫铜管安装在扩压

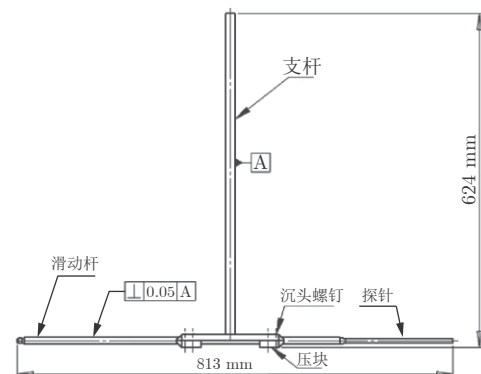


图 9 喷管轴线马赫数分布测量探针

Fig. 9 Test probe used to measure Mach Number distribution of the nozzle axis

器内部,如图 10 所示。坐标移动机构的移动范围为 0~250 mm,因此必须通过移动探针位置达到更大的测量范围。



图 10 喷管轴线马赫数分布测量装置安装

Fig. 10 Installation of measuring equipment for Mach number distribution on nozzle axis

总温 T_0 采用 K 型热电偶测量,测量范围为室温~1600 K,测量精度为 0.5%;总压 p_0 采用绝压传感器测量,测量范围为 0~10 MPa,精度为 0.25%;皮托压力采用差压传感器测量,测量范围为 0~60 kPa,精度为 0.25%;试验段内环境压力采用真空计进行测量,测量范围为 10~100 Pa,精度为 5%。

3.2 喷管出口马赫数分布测量

为研究喷管出口马赫数分布情况、确定试验的防冷凝总温,进行总压 1 MPa、总温 446~782 K 条件下的喷管出口皮托压力测量,并通过理想气体一维等熵流正激波关系式计算喷管出口马赫数分布^[23]:

$$\frac{p_t}{p_0} = \frac{p_t/p_2 \cdot p_2}{p_0/p_1 \cdot p_1} = \frac{\left[\frac{\frac{\gamma+1}{2} Ma^2(y)}{1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2(y)} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{\left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} Ma^2(y) - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}}} \quad (11)$$

式中, p_t 为激波后总压,即通过皮托探针测得的压力; p_2 为激波后静压, p_1 为激波前静压; γ 为比热比, $Ma(y)$ 为出口马赫数分布,通过迭代求解。试验结果如图 11 所示。

从测量结果看,喷管出口马赫数分布受总温影响明显,大体上可分成 3 组:1)总温在 446~633 K 范围内,喷管出口马赫数对总温较敏感(随着总温的

升高而降低),流场大面积冷凝(冷凝面积随着总温的升高而减小),不适合开展风洞试验;2)总温在 650~659 K 范围内,冷凝面积已经较小,但还未彻底消除,对流场尚有一定影响,导致中心区域出口马赫数偏高;3)总温在 710~782 K 范围内,冷凝完全消除,出口马赫数分布随总温的变化不明显,适合开展风洞试验。综上所述,在总压 1 MPa 状态下,使用氮气作试验介质的防冷凝总温为 710 K。

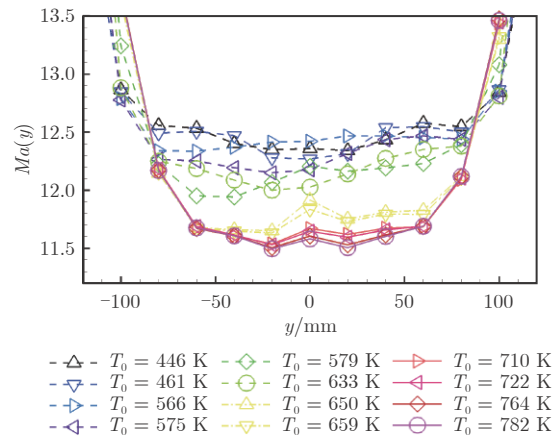


图 11 喷管出口马赫数分布与总温的关系曲线

Fig. 11 Relationship between the pressure distribution of the nozzle exit and the total temperature

3.3 喷管轴线马赫数分布测量

测量喷管轴线马赫数分布时,选择总温 593 K 和 773 K 的状态,分别代表流场局部冷凝和完全无冷凝情况。

在总压 1 MPa 情况下,测得的喷管内部轴线马赫数均高于出口,如表 4 所示。 $T_0 = 773$ K 时,轴线上最靠近喉道的测量点($x = 994$ mm)比喷管出口中心点($x = 1564$ mm)的马赫数高 9.5%; $T_0 = 593$ K 时,轴线上最靠近喉道的测量点比喷管出口中心点的马赫数高 5.0%。从测量结果看,喷管内部高马赫数区域真实存在。

受 $\Phi 0.3$ 米高超声速低密度风洞试验段内部操作空间、试验设备的限制,无法完整测量喷管轴线上的马赫数分布情况。为考察更大范围轴线马赫数分布情况,对马赫数 12 喷管 2 个试验状态(总温 593 K

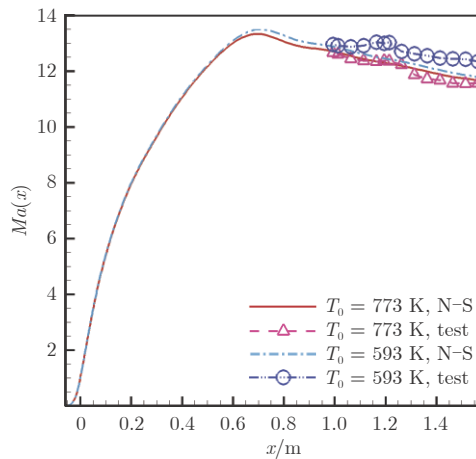
表 4 总压 1 MPa 情况下喷管轴线马赫数分布测量结果

Table 4 Mach Number distribution on the nozzle axis when the total pressure is 1 MPa

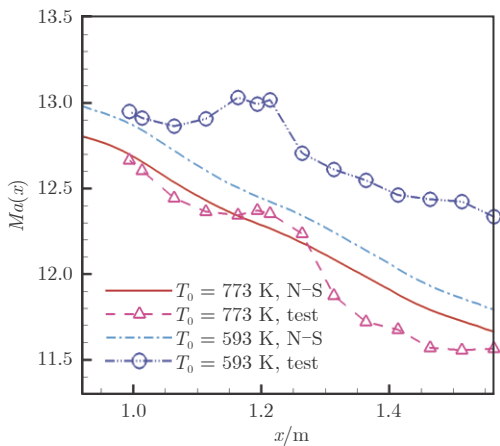
x/mm	994	1014	1064	1114	1164	1194	1214	1264	1314	1364	1414	1464	1514	1564
$T_0 = 773$ K	12.67	12.60	12.44	12.37	12.35	12.37	12.35	12.24	11.88	11.72	11.68	11.57	11.57	11.57
$T_0 = 593$ K	12.95	12.91	12.87	12.91	13.03	12.99	13.02	12.71	12.61	12.55	12.46	12.44	12.42	12.33

和 773 K) 的流场进行了数值模拟, 所使用的方法与第 2 节相同。

喷管轴线马赫数分布测量与数值模拟结果对比如图 12 所示。可以看到, 试验与数值模拟结果变化趋势基本一致。从数值模拟结果看, 当 $T_0 = 773$ K 时, $x = 690$ mm 处的马赫数达到最大值 13.48, 比出口马赫数 11.58 高 16.4%, 按照马赫数最大值 13.48 及总压 1 Mpa 求出气体静压, 再根据式(10)计算得到所需的防冷凝总温为 708 K, 与 3.2 节的试验结果相符。另外, 从对比结果看, $T_0 = 773$ K 时的试验结果与数值模拟结果的符合程度优于 $T_0 = 593$ K 时, 这是因为在数值模拟中没有考虑气体冷凝。



(a) 整体情况



(b) 局部放大情况

图 12 喷管轴线马赫数分布测量结果与数值模拟结果对比

Fig. 12 Contrast between the test result of Mach Number distribution of the nozzle and the numerical simulation

4 射流影响研究

为研究喷管内过度膨胀对试验流场的影响, 对喷管及射流流场进行数值模拟。为保证流场不冷

凝, 根据表 3 中的轴线最高马赫数确定总温。数值模拟基本参数见表 5, 射流部分长度为 400 mm, 数值模拟方法同第 2 节。

表 5 马赫数 6~12 喷管及射流流场模拟基本参数
Table 5 Simulation parameters of Mach 6~12 nozzles and freestream

设计马赫数	p_0/MPa	轴线最高马赫数	T_0/K
6	0.3	6.293	288
8	0.9	8.582	398
10	1.4	11.185	578
12	2.0	14.076	801

数值模拟得到的马赫数等值线分布见图 13~16。其中马赫数 6、8 喷管的流场结构与设计一致, 气体在过渡流区加速、整流, 在出口处形成均匀、稳定的流场, 在喷管出口形成一道较弱的膨胀波, 但对射流核心区基本无影响, 形成一个均匀、稳定的梯形射流流场。马赫数 10、12 喷管在过渡流区过度膨胀, 其后喷管壁面对气流形成压缩, 导致马赫数下降, 且这种压缩效应传导至射流区域内, 持续对射流流场进行压缩, 导致射流流场均匀性降低、马赫数轴向梯度加大。数值模拟的主要结果如表 6 所示, 可以看到: 马赫数 6、8 喷管的射流流场均匀性指标较好, 适合开展气动力、热试验; 马赫数 10 喷管的射流流场均匀性指标有所下降, 但能满足大部分试验的流

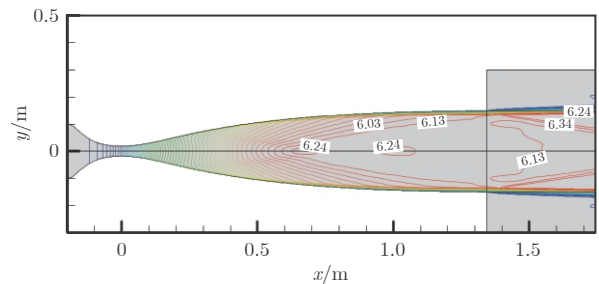


图 13 马赫数 6 喷管及射流马赫数等值线分布图

Fig. 13 Mach number isoline distribution diagram of Mach 6 nozzle and the jet flow

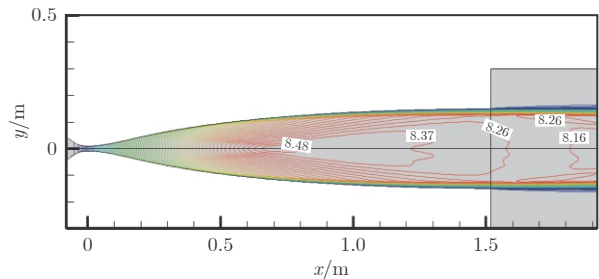


图 14 马赫数 8 喷管及射流马赫数等值线分布图

Fig. 14 Mach number isoline distribution diagram of Mach 8 nozzle and the jet flow

- Industry Press, 1980.
- [11] POTTER J L, CARDEN W H. Design of axisymmetric contoured nozzles for laminar hypersonic flow[C]// Proc of the 3rd Aerodynamics Testing Conference. 1968.
doi: 10.2514/3.29427
- [12] 何立明, 赵罡, 程邦勤. 气体动力学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2009.
- [13] SIVELLS J C. Aerodynamic design of axisymmetric hypersonic wind-tunnel nozzles[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 1970(7): 1292-1299.
doi: 10.2514/3.30160
- [14] SIVELLS J C. A computer program for the aerodynamic design of axisymmetric and planar nozzles for supersonic and hypersonic wind tunnels[R]. AEDC-TR-78-63, 1978.
doi: 10.2139/ssrn.4061508
- [15] 胡振震, 李震乾, 石义雷, 等. 基于轴线马赫数分布的喷管扩张段无粘型面设计[J]. 实验流体力学, 2016, 30(4): 97-104.
HU Z Z, LI Z Q, SHI Y L, et al. Design of nozzle inviscid contour based on axial Mach number distribution[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2016, 30(4): 97-104.
doi: 10.11729/syltlx20150115
- [16] MOGER W C, RAMSAY D B. Supersonic axisymmetric nozzle design by mass flow techniques utilizing a digital computer[R]. AEDC-TDR-64-110, 1964.
doi: 10.21236/ad0601589
- [17] SIVELLS J C, PAYNE R G. A method of calculating turbulent-boundary-layer growth at hypersonic Mach numbers[R]. AEDC-TR-59-3, 1959.
doi: 10.21236/ad0208774
- [18] RESHOTKO E, TUCKER M. Approximate calculation of the compressible turbulent boundary-layer with heat transfer and arbitrary pressure gradient[R]. NASA-TN-4154, 1957.
- [19] PERSH J. A theoretical investigation of turbulent boundary layer flow with heat transfer at supersonic and hypersonic speeds[R]. NAVORD Report 3854, 1955.
- [20] BARTZ D R. An approximate solution compressible turbulent boundary-layer development and convective heat transfer in convergent-divergent nozzles[J]. Transaction of the ASME, 1955, 77: 1235-1244.
- [21] 胡振震, 李震乾, 陈爱国, 等. 高超声速风洞轴对称喷管收缩段设计[J]. 空气动力学学报, 2017, 35(6): 766-771.
HU Z Z, LI Z Q, CHEN A G, et al. Contraction design for axis-symmetric nozzles in hypersonic wind tunnel[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(6): 766-771.
doi: 10.7638/kqdlxb-2015.0141
- [22] POPE A, GOIN K L. 高速风洞试验[M]. 邓振瀛, 李廷林, 译. 北京: 科学出版社, 1980.
POPE A, GOIN K L. High-speed wind tunnel testing[M]. Translated by DENG Z Y and LI T L. Beijing: Science Press, 1980.
- [23] ANDERSON J D. 空气动力学基础(第五版)[M]. 杨永, 宋文萍, 张正科, 等译. 北京: 航空工业出版社, 2014.
- [24] ANDERSON J D. 计算流体力学基础及其应用[M]. 吴颂平, 刘赵淼, 译. 北京: 机械工业出版社, 2007.
- [25] 周正贵. 计算流体力学基础理论与实际应用[M]. 南京: 东南大学出版社, 2008.



作者简介:

李震乾(1975—), 男, 黑龙江齐齐哈尔人, 硕士, 正高级工程师。研究方向: 高超声速试验设备设计与试验技术研究。

E-mail: 1135376266@qq.com

(编辑: 秦虹)

4.5 m × 3.5 m 低速风洞动导数试验技术研究

陈昊^{1,2,*}, 卜忱^{1,2}, 谭浩^{1,2}, 牟伟强^{1,2}, 王延灵^{1,2}, 沈彦杰^{1,2}, 冯帅^{1,2}

1. 中国航空工业空气动力研究院, 哈尔滨 150001 2. 低速高雷诺数气动航空科技重点实验室, 哈尔滨 150001

摘要: 动导数是飞行器操稳特性分析、控制律设计过程中的关键参数。为满足大型飞行器研制对高精度动导数数据的获取需求, 中国航空工业空气动力研究院基于 4.5 m × 3.5 m 低速风洞开发了具备 5 种振荡试验能力的低速动导数试验系统。该试验系统利用伺服液压摆动马达和伺服液压缸作为运动的驱动元件, 经过伺服阀的控制直接产生任意波形的强迫运动, 具有运动传递间隙小、运动控制精度高、系统自动化程度高等特点。可实现 2.5 m 量级模型的动导数试验, 风速范围 30~60 m/s, 迎角范围 -36° ~ 36° , 侧滑角范围 -40° ~ 40° 。利用动态标模及某翼身融合布局模型进行了动导数验证试验, 结果表明该系统获得的动导数数据规律合理, 数据精度在 3% 以内, 可为大型飞行器研制提供高质量的动导数试验数据。

关键词: 低速风洞; 动导数试验; 角振荡; 平移振荡; 伺服液压驱动

中图分类号: V211.4; V211.7 文献标识码: A

Research on the dynamic derivatives test technology of 4.5 m × 3.5 m low speed wind tunnel

CHEN Hao^{1,2,*}, BU Chen^{1,2}, TAN Hao^{1,2}, MU Weiqiang^{1,2},
WANG Yanling^{1,2}, SHEN Yanjie^{1,2}, FENG Shuai^{1,2}

1. Aerodynamics Research Institute, Aviation Industry Corporation of China, Harbin 150001, China
2. Aviation Key Laboratory of Aerodynamics for Low Speed and High Reynolds Number, Harbin 150001, China

Abstract: The dynamic derivatives are the a necessary parameters in the process of analyzing the stability of the aircraft and designing the control law, in order to meet the demand for obtaining high-precision dynamic derivatives data for large-scale aircraft. Aerodynamics Research Institute of Aviation Industry Corporation of China (AVIC) developed a dynamic derivatives test system with five kinds of oscillations in the 4.5 m × 3.5 m low-speed wind tunnel. The test system uses servo hydraulic swing motor and servo hydraulic cylinder as the driving components of the motion, and directly generates arbitrary waveform motion with the control of the servo valve. The driving mode of the system has the characteristics of small movement transmission gap, high movement control precision, and high automation. The scale of the test model is up to 2.5 m, with the wind speed v of 30 to 60 m/s, the angle of attack α of -36° to 36° , and the sideslip angle β of -40° to 40° . The verification tests of the dynamic standard model and a wing-body model were carried out, and the test results show that the dynamic derivatives data obtained by the test system is reasonable, the accuracy of the repeatability test data is within 3%, and the test system can provide high-quality dynamic derivatives data for large-scale aircraft.

Keywords: low speed wind tunnel; dynamic derivative test; angular oscillation; translation oscillation; servo hydraulic drive

收稿日期: 2021-10-12; 修回日期: 2022-01-11; 录用日期: 2022-01-13

* 通信作者 E-mail: 625046564@qq.com

引用格式: 陈昊, 卜忱, 谭浩, 等. 4.5 m × 3.5 m 低速风洞动导数试验技术研究 [J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 81-89.

CHEN H, BU C, TAN H, et al. Research on the dynamic derivatives test technology of 4.5 m × 3.5 m low speed wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 81-89.

0 引言

动导数即动态稳定性导数,是气动力和力矩关于角速度的导数,是飞行器气动性能设计、控制系统和总体设计中必不可少的气动参数^[1]。

从20世纪60年代开始,国内外空气动力学研究机构就开展了动导数风洞试验技术研究,基于不同尺寸、不同速域的风洞研制了不同形式的动导数试验设备^[2-13]。美国在低速动导数测量技术(天平系统、模型和支撑系统设计、数据采集和处理等)方面发展较早,成熟度较高,试验模型尺寸大(可达3 m量级),始终处于国际领先水平^[14-16]。

我国常用的低速动导数试验系统大多基于3 m量级风洞建立,模型机翼展长及机身长度均小于1.5 m,在保证斯特劳哈尔数与真机一致的前提下,动导数试验的风速(一般为30 m/s左右)低于常规测力试验的风速^[17]。同时,动导数试验系统需要进行模型强迫振荡运动驱动及运动的传递,试验机构不同于常规测力试验机构,模型姿态角依靠转盘角和振荡机构耦合调节,一般存在机构复杂等问题。

为更好地发挥4 m量级低速风洞的试验能力,本文针对大型飞行器研制对高精度动导数数据的获取需求,开展增大试验模型尺寸、提高试验风速、优化设计振荡运动机构与模型姿态角机构等动导数试验技术研究,在FL-51风洞建立了2.5 m量级模型的强迫振荡动导数试验系统,具备俯仰、偏航、滚转、升沉及侧移等5种振荡模态,试验能力全面,可以获取飞机气动性能分析所需的主要动导数。针对试验模型尺寸及试验风速增大带来的负载增大问题,试验系统采用液压摆动马达和液压缸直接输出谐波运动并驱动运动部件和试验模型,设计了独立的迎角和侧滑角机构,具有驱动设备结构紧凑、驱动能力强、运动传递间隙小、运动控制精度高等特点,适于进行尺寸2.0~2.5 m模型的低速动导数试验。角振荡试验系统的结构形式与常规测力试验系统相近,兼顾进行常规测力试验的能力,可提高动导数试验数据与静态气动力试验数据之间的相关性。

1 试验系统

1.1 风洞

FL-51风洞是一座单回路低速风洞,具有开口和闭口试验段,试验段截面为矩形。动导数试验系

统是基于开口试验段研发的,开口试验段的截面尺寸为4.5 m(宽)×3.5 m(高),长度为6.5 m。空风洞最大风速为85 m/s。

1.2 角振荡动导数试验装置

角振荡动导数试验装置如图1所示。装置整体质量为32 t,具有独立的支撑基座,可采用“气浮+牵引车”的方式在地面移动。支撑基座四角设有定位和锁紧机构,可将试验装置定位并锁紧于地面。装置具有独立解耦的迎角和侧滑角机构,避免了传统动导数试验系统中模型姿态角由转盘角和振荡机构耦合调节的问题,提高了系统结构的对称性,更适用于大尺寸模型动导数试验。

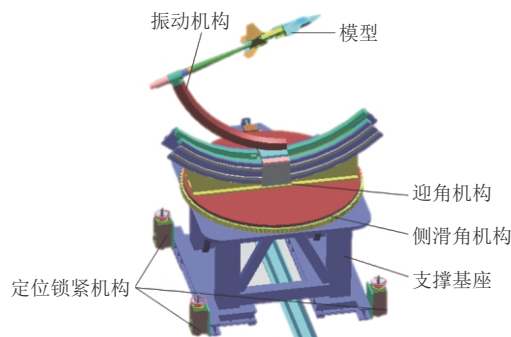


图1 角振荡动导数试验装置示意图

Fig. 1 Angular oscillation dynamic derivatives test device

侧滑角机构安装于支撑基座上平面,采用“直径3 m的外齿式回转轴承+电机减速器”的结构形式,该形式结构简单、运行平稳、控制精度高。侧滑角 β 的范围为 $-40^\circ \sim 40^\circ$ 。迎角机构安装于侧滑角机构的回转轴承上,采用“弧形导轨+滑块+电机减速器”的结构形式。为保证系统的刚度和强度,迎角机构采用并列双导轨形式,导轨回转半径3 m,回转中心位于试验段中心水平面内,距地面高度5.5 m。迎角机构采用伺服电机驱动齿轮转动,带动2个滑块在弧形导轨上移动,实现模型迎角 α 在 $-36^\circ \sim 36^\circ$ 范围内变化。

角振荡机构包括俯仰、偏航、滚转等3个相互独立的机构,可分别安装于迎角机构上,安装接口统一。对模型振荡运动过程中的惯性载荷、气动载荷进行总体估算,驱动扭矩需在2000 N·m左右。经过对液压马达和伺服电机、减速器进行调研,发现液压马达在整体结构尺寸、安装便捷程度上优于“伺服电机+减速器”,可直接安装于主支杆和弧形弯刀末端,且不会对流场带来较大干扰。如图2所示,本文角振荡机构采用液压摆动马达直接驱动,产生谐波

振荡运动, 偏航振荡机构、滚转振荡机构的马达出轴通过张紧套直接与偏航支杆和滚转支杆紧固连接, 产生绕振荡轴线的角运动, 俯仰振荡机构的马达出轴通过张紧套与摆动耳片紧固连接, 摆动耳片带动尾支杆产生上下运动, 尾支杆的顶端推拉天平套筒的尾端产生绕转动中心的角运动。角振荡机构振幅 $A = 1^\circ \sim 10^\circ$, 频率 $f = 0.5 \sim 2.5$ Hz。

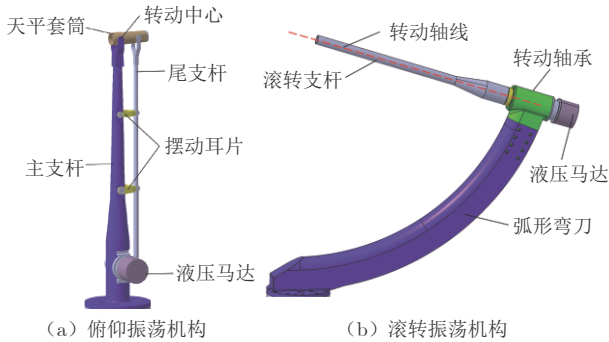


图2 角振荡机构示意图

Fig. 2 Schematic of angular oscillation mechanism

角振荡运动驱动及传递形式的特点如下^[18-19]:

1) 运动传递环节少。传统动导数试验机构通常采用伺服电机作为驱动动力源, 由于电机的输出扭矩不足, 往往需要采用减速器、齿轮齿条、凸轮机构等机械部件将电机的连续转动转化为谐波振荡并传递至模型端。本文采用液压摆动马达作为驱动动力源, 其输出扭矩在 3000 N·m 以上, 满足对振荡装置、模型强迫振荡运动的驱动需求; 而且液压摆动马达可直接输出任意连续波形的运动, 无需减速器、齿轮齿条、凸轮机构等部件, 大大减少了运动传递环节, 振荡机构更加简洁, 对模型附近流场干扰小, 更适合在气动力试验中使用。

2) 运动传递间隙小。取消了减速器、齿轮齿条、凸轮机构等部件, 极大地改善了振荡机构运动传递环节中的间隙, 有利于提高系统刚性和运动控制精度, 进而有助于提升动导数试验数据的质量。

3) 电磁干扰小。采用液压驱动的形式, 在天平及信号线缆附近没有伺服电机带来的电磁干扰, 有利于提升信号采集及信号传输的质量。

对角振荡动导数试验装置进行了动力学特性模态分析, 表1给出了前6阶模态分析结果, 各阶模态频率均在 16 Hz 以上, 表明角振荡试验装置的前6阶模态固有频率均避开了角振荡运动频率。同时, 在保证试验天平及模型刚度的前提下, 可以尽量减小质量, 以减小对试验系统整体动力学特性的影响, 避免设备发生共振问题。

表1 角振荡动导数试验装置模态分析结果
Table 1 Modal analysis results of angular oscillation test device

模态阶数	频率/Hz
1	16.06
2	19.35
3	34.29
4	37.62
5	46.83
6	48.91

1.3 平移振荡动导数试验装置

平移振荡动导数试验装置如图3所示。装置整体质量 22 t, 具有独立支撑基座, 可采用“气浮+牵引车”方式在地面移动。支撑基座四角设有定位和锁紧机构, 可将试验装置定位及锁紧于地面。

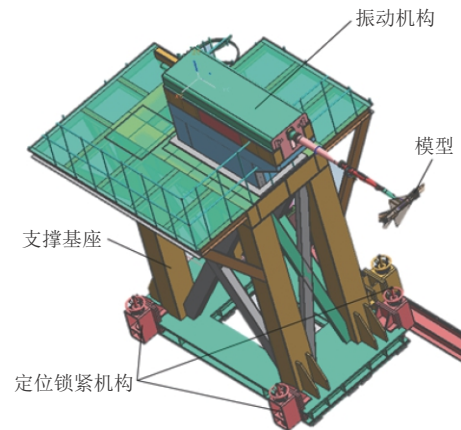


图3 平移振荡动导数试验装置示意图

Fig. 3 Schematic of translational oscillation dynamic derivatives test device

平移振荡机构安装于支撑基座上, 由伺服液压缸、直线轨道、轨道安装座、平移运动支杆等组成, 如图4所示。液压缸可产生任意连续波形的运动, 其外缸通过特制的、具有一定角自由度的安装座固定于支撑基座上, 内缸则通过球铰与平移支杆连接, 带动平移支杆沿直线轨道进行平移运动。模型正装时为侧移振荡模态, 模型侧装时为升沉振荡模态。平移振荡机构的驱动及运动传递形式与角振荡机构类似, 也同样具有运动传递环节少、运动传递间隙小、电磁干扰小等特点。平移振荡机构振幅 $A = 0.06 \sim 0.35$ m, 频率 $f = 0.5 \sim 2.5$ Hz。

平移振荡动导数试验装置的迎角机构安装于平移支杆末端。迎角机构为手动的变角度头(如图5所示), 通过弧形齿带动天平套筒绕转心转动, 实现迎角变化, 迎角调节梯度 $\Delta\alpha = 2^\circ$ 。侧滑角通过平移支

杆滚转角的变化来调节,同样为手动形式。平移振荡导数试验装置的迎角范围 $\alpha = -36^\circ \sim 36^\circ$,侧滑角范围 $\beta = -40^\circ \sim 40^\circ$ 。

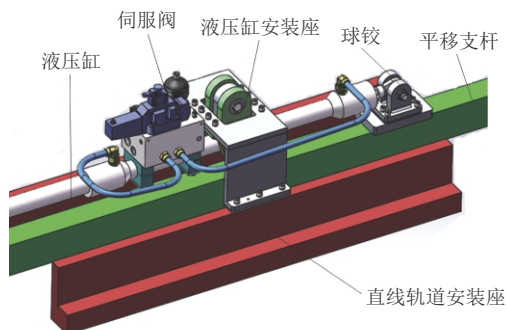


图4 平移振荡机构示意图

Fig. 4 Schematic of translational oscillation mechanism

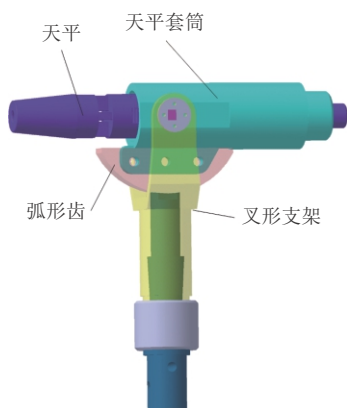


图5 平移振荡变角度头示意图

Fig. 5 Schematic of translational oscillation variable angle rig

对平移振荡试验装置进行了动力学特性模态分析,表2给出了前6阶模态分析结果,各阶模态频率均在23 Hz以上,表明平移振荡试验装置的前6阶模态固有频率均避开了平移振荡运动频率。

表2 平移振荡试验装置模态分析结果

Table 2 Modal analysis results of translational oscillation test device

模态阶数	频率/Hz
1	23.16
2	32.82
3	35.36
4	98.11
5	99.55
6	117.61

1.4 控制、采集系统

角振荡系统的控制、采集系统原理如图6所示。控制系统主要实现3种模态振荡机构、迎角机构及侧滑角机构的高精度位置伺服控制功能,由主控计

算机、PLC控制器、伺服驱动器、伺服电机、液压控制器、伺服阀、液压马达、编码器和液压泵站等组成。其中,迎角机构和侧滑角机构由电机伺服系统驱动,进行点对点的定位运动,实现试验模型迎角和侧滑角的改变;振荡机构由电液伺服系统驱动,进行给定运动指标的谐波振荡运动,从而驱动试验模型进行强迫运动。

采集系统由定时触发系统和数据采集系统组成。其中,定时触发系统基于FPGA硬件架构开发,具有时钟周期精准、响应频率高和稳定性好等优点,数据采集系统基于VXI总线开发,采样频率高且稳定性好。

试验过程中,当振荡机构达到设定的运动指标后、第一次经过振荡平衡位置时,液压控制器向定时触发系统输出到位触发信号;定时触发系统接收信号后,根据试验频率及单周期采集点数,自动按照等时间间隔向数据采集系统发送中断触发脉冲信号,触发数据采集系统进行数据采集,试验采集点数由单周期采集点数及采集周期数确定;数据采集系统对天平数据信号和振荡机构实时位置信号进行同步采集存储。数据采集系统包括CT-400型VXI主机箱、零槽控制器、1413C采集板卡及SCP信号调理模块,具有程控滤波功能。滤波截止频率为2、10、100和1500 Hz,低速动导数试验时通常采用10 Hz滤波截止频率。

按照角振荡导数和平移振荡导数的运动指标,分别对2套装置(角振荡导数试验装置、平移振荡导数试验装置)的性能指标进行运动调试。图7给出了典型运动指标下的实际运动曲线与标准正弦曲线的对比,表3和4分别为角振荡和平移振荡运动曲线与给定标准信号之间的差异。通过分析可知,2套装置的幅频/相频特性以及动态特性均表现优秀,满足动导数试验的要求。

控制、采集系统具有以下特点:

1)模型运动近端的角度编码器或直线位移传感器可直接测量模型实际振荡运动的位置信号,并参与运动的闭环控制;

2)伺服液压系统自动化程度高,运动参数可通过试验运转计划直接读取并自动调整,运动控制精准,且可产生任意连续波形运动;

3)定时触发系统能够自动获取试验参数,自动改变中断触发脉冲信号的时间间隔,且由于时钟周期精准度高,能够实现对采集系统的精准触发。

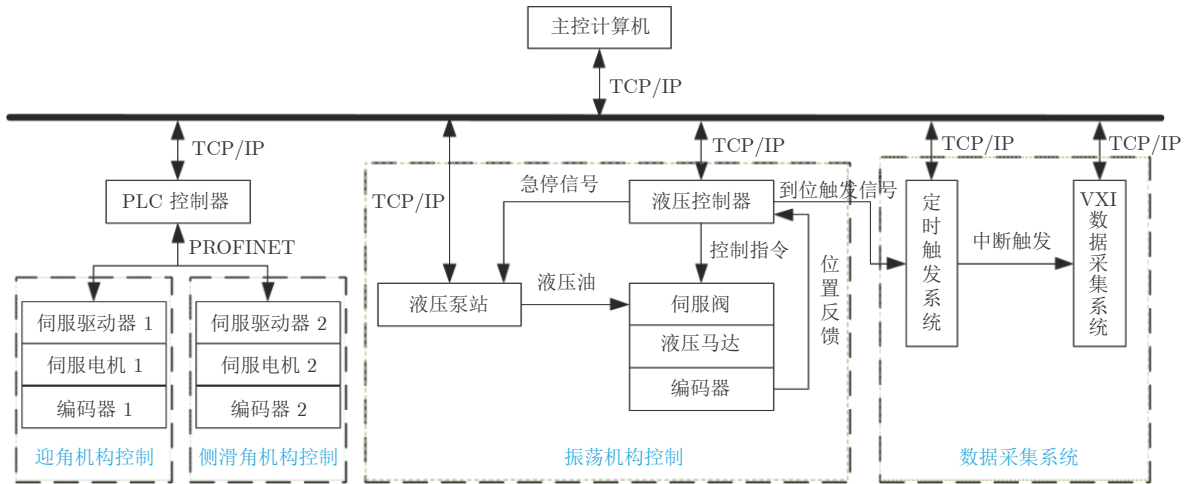
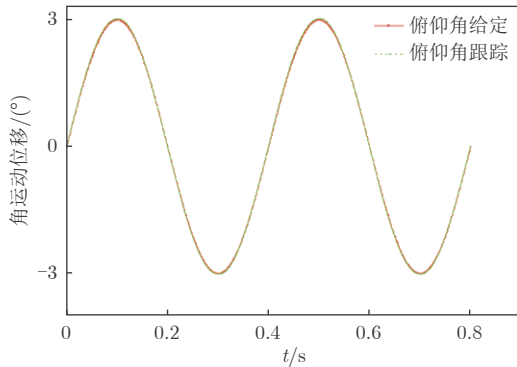
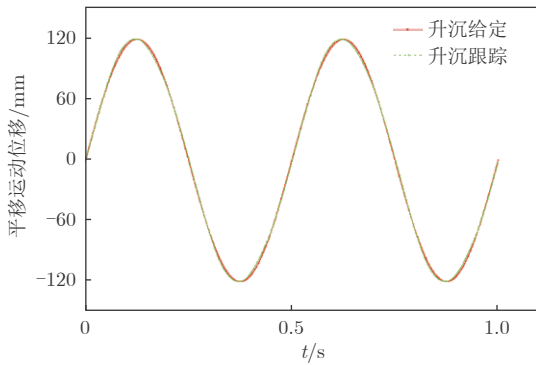


图 6 控制、数据采集系统原理图

Fig. 6 Schematic of control and acquisition system



(a) 角振荡运动曲线



(b) 平移振荡运动曲线

图 7 谐波振荡运动曲线

Fig. 7 Harmonic oscillation movement curve

表 3 角振荡运动曲线与给定标准信号的差异

Table 3 Differences between angular oscillation motion curve and given standard signal

振幅/(°)	频率/Hz	幅值差/(°)	相位差/(°)
3	0.5	0.015	0.13
3	1.0	0.020	0.16
3	1.5	0.025	0.16
3	2.0	0.032	0.07
3	2.5	0.040	0.05

表 4 平移振荡运动曲线与给定标准信号的差异

Table 4 Differences between translational oscillation motion curve and given standard signal

振幅/m	频率/Hz	幅值差/m	相位差/(°)
0.12	0.5	0.0014	1.48
0.12	1.0	0.0021	1.1
0.12	1.5	0.0028	0.70
0.12	2.0	0.0031	0.3
0.12	2.5	0.0032	0.04

1.5 试验原理

以俯仰振荡为例，当模型作振幅为 θ_0 、圆频率为 ω 的正弦振荡时：

$$\Delta\alpha = \theta = \theta_0 \sin(\omega t) \quad (1)$$

$$q = \dot{\alpha} = \dot{\theta} = \theta_0 \omega \cos(\omega t) \quad (2)$$

$$\dot{q} = \ddot{\theta} = -\theta_0 \omega^2 \sin(\omega t) \quad (3)$$

$\Delta\alpha$ 为迎角增量， t 为时间， θ 、 q 、 \dot{q} 、 $\dot{\alpha}$ 分别为俯仰角位移、俯仰角速度、俯仰角加速度、迎角角速度。

以俯仰力矩为例，建立气动力数学模型如下：

$$\begin{aligned} M_z(t) &= M_{z0} + M'_{z\alpha} \Delta\alpha + M'_{z\dot{\alpha}} \dot{\alpha} + M'_{zq} q + M'_{z\dot{q}} \dot{q} \\ &= M_{z0} + (M'_{z\alpha} \theta_0 - M'_{z\dot{q}} \omega^2 \theta_0) \sin(\omega t) \\ &\quad + (M'_{z\dot{\alpha}} \omega \theta_0 + M'_{zq} \omega \theta_0) \cos(\omega t) \end{aligned} \quad (4)$$

模型力矩方程如下：

$$M_z(t) - M_{z1}(t) = M_{zII}(t) \quad (5)$$

$$M_{zII}(t) = M_{z00}(t) + M_{z1} \sin(\omega t + \delta) \quad (6)$$

式中： $M_z(t)$ 为气动力矩， $M_{z1}(t)$ 为惯性力矩， $M_{zII}(t)$ 为强迫力矩； δ 为强迫力矩 $M_{zII}(t)$ 与位移 θ 的相位

差。无风时, $M_z(t) = 0$, 式(5)可写为:

$$-M_{z1}(t) = M_{z11,w}(t) \quad (7)$$

式中下标“w”代表无风试验。有风时, 式(5)可写为:

$$M_z(t) - M_{z1}(t) = M_{z11,y}(t) \quad (8)$$

下标“y”表示有风试验。式(8)和(7)相减, 可得:

$$M_z(t) = M_{z11,y}(t) - M_{z11,w}(t) \quad (9)$$

将式(4)、(6)代入式(9)得:

$$\begin{aligned} & M_{z0} + (M'_{z\alpha}\theta_0 - M'_{z\dot{q}}\omega^2\theta_0)\sin(\omega t) \\ & + (M'_{z\dot{\alpha}}\omega\theta_0 + M'_{zq}\omega\theta_0)\cos(\omega t) \\ & = M_{z00,y} + M_{z1,y}\sin(\omega t + \delta_y) \\ & - M_{z00,w} - M_{z1,w}\sin(\omega t + \delta_w) \end{aligned} \quad (10)$$

从式(10)可得到以下 2 个等式:

$$\begin{aligned} & M'_{z\alpha}\theta_0 - M'_{z\dot{q}}\omega^2\theta_0 \\ & = M_{z1,y}\cos\delta_y - M_{z1,w}\cos\delta_w \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & M'_{z\dot{\alpha}}\omega\theta_0 + M'_{zq}\omega\theta_0 \\ & = M_{z1,y}\sin\delta_y - M_{z1,w}\sin\delta_w \end{aligned} \quad (12)$$

进行无量纲化, 可得:

$$\begin{aligned} & C_{ma} - K^2 C_{m\dot{q}} = (M_{z1,y}\cos\delta_y \\ & - M_{z1,w}\cos\delta_w)/(0.5\rho v^2 S c_A \theta_0) \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} & C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}} = (M_{z1,y}\sin\delta_y \\ & - M_{z1,w}\sin\delta_w)/(0.5\rho v^2 S c_A \theta_0 K) \end{aligned} \quad (14)$$

式中, ρ 为空气密度, v 为试验风速, S 为模型参考面积, c_A 为模型平均气动弦长, $K = \omega c_A/(2v)$ 。

其他导数的推导过程类似。

2 典型验证试验与结果分析

2.1 动态标模试验

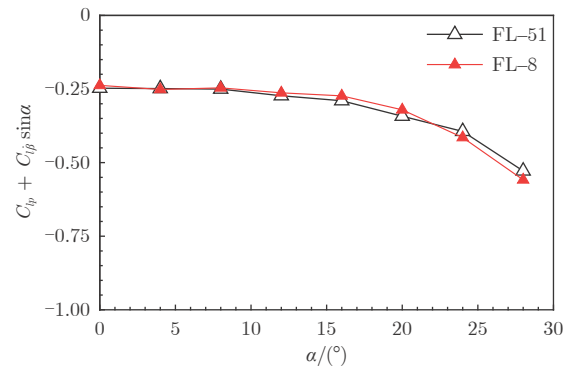
为验证试验系统数据准确度, 采用 1 m 量级动态标模进行试验验证(如图 8 所示)。该标模由国内多家空气动力研究单位联合设计, 具有典型四代机布局及气动特征, 并基于国内多座低速风洞建立了较为完整的气动力数据体系(2016 年发布标模)。

本文研究的动导数试验系统中只有滚转振荡模态具有可更换小尺寸模型的支杆, 且各振荡模态的运动驱动、传递、控制和采集等环节的技术方法和设备类似或一致, 因此, 仅进行了滚转振荡模态下的验证试验。图 9 给出了滚转振荡模态下的滚转力矩复合动导数 $C_{lp} + C_{l\dot{\beta}}\sin\alpha$ 、偏航力矩复合交叉动导数 $C_{np} + C_{n\dot{\beta}}\sin\alpha$ 的重复性曲线(C_l 为滚转力矩系数, C_n 为偏航力矩系数)。基于 FL-51 风洞动导数试验

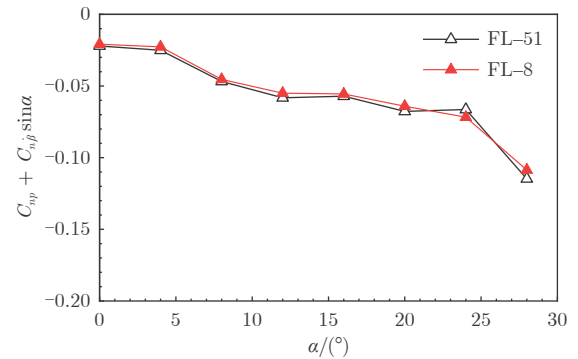
系统得到的试验数据与标模在 FL-8 风洞中得到的试验数据一致性较好, 表明 FL-51 风洞动导数试验系统的数据准确度满足使用要求。



图 8 1 m 量级动态标模验证试验照片
Fig. 8 Verification test of standard dynamic model



(a) 动态标模 $C_{lp} + C_{l\dot{\beta}}\sin\alpha$ 曲线



(b) 动态标模 $C_{np} + C_{n\dot{\beta}}\sin\alpha$ 曲线

图 9 1 m 量级动态标模滚转振荡试验对比曲线

Fig. 9 Comparison curve of rolling oscillation test of standard dynamic model

2.2 某翼身融合布局模型动导数试验

采用某翼身融合布局飞机低速动导数试验模型进行了试验, 如图 10 所示。模型翼展为 2.4 m, 适合采用本文试验系统进行动导数试验, 可以验证系统的试验能力以及模型尺寸、试验风速增大后的数据精度。模型采用“铝合金骨架+碳纤维蒙皮”的结构形式, 由前机身、中机身、机翼、后机身、尾翼等组成, 主要几何参数如表 5 所示。

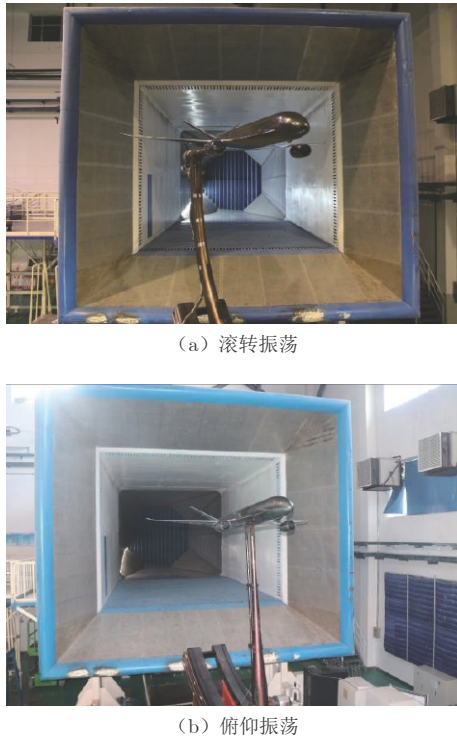


图 10 翼身融合布局飞机动导数试验照片
Fig. 10 Dynamic derivatives test photos of wing-body model

表 5 翼身融合布局飞机动导数试验模型参数

Table 5 Dynamic derivative test model parameters of wing-body

参数	值
模型比例	1:15
参考面积 S/m^2	1.072
平均气动弦长 c_A/m	0.691
展长 b/m	2.4

针对翼身融合布局模型进行了滚转、俯仰、偏航等 3 个角振荡模式的动导数试验, 试验风速范围为 40~55 m/s, 试验雷诺数最高达到 2.6×10^6 。图 11 给出了各复合动导数曲线, 其中包括对各阻尼动导数的估算结果。可以看出, 在小迎角范围内, 各动导数基本呈现出线性规律, 其量值与估算结果相近。随着迎角增大, 动导数出现大幅波动, 但基本保持阻尼状态。图 11(b)为翼身融合布局模型的偏航力矩复合动导数随迎角变化的曲线, 可以看出偏航力矩复合动导数的阻尼较小, 原因主要在于该布局“V”形尾翼的夹角较大, 尾翼对飞机气动力矩和稳定性的作用主要集中于纵向。

针对翼身融合布局模型进行了重复性试验, 以各试验迎角下数据的均方根误差与算术平均值之比作为相对重复性精度, 表 6 给出了复合动导数的相对重复性精度。可以看出, 在整个试验迎角范围内,

俯仰力矩复合动导数和偏航力矩复合动导数的重复性精度在 3% 以内, 滚转力矩复合动导数重复性精度在 1% 以内, 试验数据精度较好。

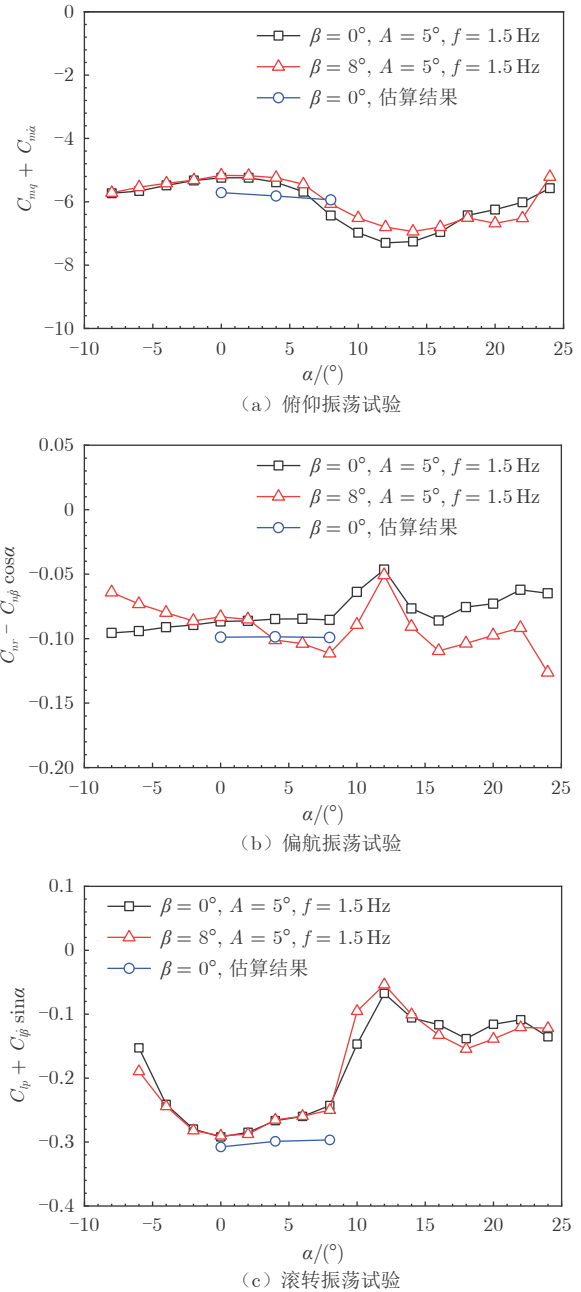


图 11 翼身融合布局飞机动导数试验曲线

Fig. 11 Dynamic derivatives test results of wing-body model

表 6 动导数重复性精度

Table 6 Dynamic derivatives repeatability accuracy

$\alpha/(\circ)$	$(C_{mq} + C_{m\dot{\alpha}})/\%$	$(C_{l_p} + C_{l_{\beta}}\sin\alpha)/\%$	$(C_{nr} - C_{n_{\beta}}\cos\alpha)/\%$
0	1.0	0.2	0.4
8	0.4	0.4	0.3
16	0.4	1.0	1.0
20	1.7	0.3	2.0
24	2.9	0.1	2.8

试验系统有利于数据精度提高的因素如下:

1)模型尺寸约为3 m量级风洞动导数试验系统模型尺寸的2倍,试验风速约为1.5倍,模型质量得到有效控制,提高了气动载荷在总载荷中的占比;

2)强迫运动传递过程间隙小,模型运动精度较高。

3 结论

在4.5 m × 3.5 m低速风洞开口试验段开展了2.5 m量级模型动导数试验技术研究,得到如下结论:

1)4.5 m × 3.5 m低速风洞动导数试验系统振荡模态齐全,可实现2.5 m量级模型动导数试验。

2)试验系统迎角、侧滑角及运动机构实现了独立解耦。

3)试验系统采用液压马达和液压缸直接驱动运动部件,通过液压伺服系统的控制直接实现强迫谐波运动的产生以及振幅、频率的高精度自动控制,驱动结构紧凑、驱动能力强、运动传递间隙小。

4)本文建立的动导数试验系统,其数据重复性精度在3%以内,适合进行大型飞行器的低速动导数试验。

参考文献:

- [1] 李周复. 风洞特种试验技术[M]. 北京: 航空工业出版社, 2010: 208-218.
- [2] HANFF E S. Direct forced-oscillation techniques for the determination of stability derivatives in wind tunnel[R]. AGARD LS-114, 1981.
- [3] BEYERS M E. A new concept for aircraft dynamic stability testing[J]. Journal of Aircraft, 1983, 20(1): 5-14. doi: 10.2514/3.44822
- [4] 和争春, 汪清, 蔡金狮. 自由振荡风洞实验获取的随振幅变化的动导数的应用问题研究[J]. 空气动力学学报, 2002, 20(4): 403-410. HE Z C, WANG Q, CAI J S. Research on the flight-dynamic application problem of the dynamic stability derivative obtained from wind-tunnel free-oscillation experiment[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2002, 20(4): 403-410. doi: 10.3969/j.issn.0258-1825.2002.04.005
- [5] 孙海生. 96型低速大攻角动导数试验系统[J]. 流体力学实验与测量, 1999, 13(1): 31-37. SUN H S. The development of 96-test system for measuring dynamic derivatives at high angle of attack[J]. Experiments and Measurements in Fluid Mechanics, 1999, 13(1): 31-37. doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.1999.01.005
- [6] 赵忠良, 任斌, 黄叙辉, 等. 跨超、高超声速风洞模型动导数试验技术研究[J]. 航空学报, 2000, 21(1): 52-55. ZHAO Z L, REN B, HUANG X H, et al. Investigation on model dynamic stability derivatives test techniques in trans-, supers-, hypersonic wind tunnels[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2000, 21(1): 52-55. doi: 10.3321/j.issn:1000-6893.2000.01.011
- [7] 卜忱, 杜希奇, 王学俭. 飞行器纵向阻尼动导数直接测量实验研究[J]. 实验流体力学, 2005, 19(1): 31-34. BU C, DU X Q, WANG X J. Investigation of longitudinal damping derivative of aircraft by direct measurement tests[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2005, 19(1): 31-34. doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.2005.01.006
- [8] MIALON B, KHRABROV A, DA RONCH A, et al. Benchmarking the prediction of dynamic derivatives: wind tunnel tests, validation, acceleration methods[C]//Proc of the AIAA Atmospheric Flight Mechanics Conference. 2010: 8244. doi: 10.2514/6.2010-8244
- [9] 梁勇. Φ3.2米低速风洞单自由度动导数试验技术研究[D]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 2010. LIANG Y. Research on the test technology of dynamic derivatives of Φ3.2 m low speed wind tunnel[D]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 2010.
- [10] 黄达, 郑遂, 文立红, 等. 大振幅实验对常规动导数实验包容性研究[J]. 空气动力学学报, 2008, 26(1): 111-114. HUANG D, ZHENG S, WEN L H, et al. Investigation on contain of the large amplitude test to the general dynamic derivative test[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2008, 26(1): 111-114. doi: 10.3969/j.issn.0258-1825.2008.01.021
- [11] 郑亚青, 林麒, 刘雄伟, 等. 用于低速风洞飞行器气导数试验的绳牵引并联支撑系统[J]. 航空学报, 2009, 30(8): 1549-1554. ZHENG Y Q, LIN Q, LIU X W, et al. On wire-driven parallel suspension systems for static and dynamic derivatives of aircraft in low-speed wind tunnels[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2009, 30(8): 1549-1554. doi: 10.3321/j.issn:1000-6893.2009.08.029
- [12] 谢志江, 孙小勇, 孙海生, 等. 低速风洞动态试验的高速并联机构设计及动力学分析[J]. 航空学报, 2013, 34(3): 487-494. XIE Z J, SUN X Y, SUN H S, et al. Mechanism design and dynamics analysis of high speed parallel robot for dynamic test in low speed wind tunnel[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2013, 34(3): 487-494. doi: 10.7527/S1000-6893.2013.0084
- [13] 刘志涛, 孙海生. 一种提高风洞动态试验数据质量的模型姿态控制和测量技术[J]. 航空学报, 2016, 37(8): 2426-2435. LIU Z T, SUN H S. A model attitude control and measurement technique for improving quality of wind tunnel dynamic test data[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2016, 37(8): 2426-2435.
- [14] GRAFTON S B, ANGLIN E L. Dynamic stability derivatives at angles of attack from -5° to 90° for a variable-sweep fighter configuration[R]. NASA-TN-D-6909, 1972.
- [15] OWENS B, BRANDON J, CROOM M, et al. Overview of dynamic test techniques for flight dynamics research at NASA LaRC[C]//Proc of the 25th AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference. 2006: 3146. doi: 10.2514/6.2006-3146
- [16] HÜBNER A R. Experimental and numerical investigations

of unsteady aerodynamic derivatives for transport aircraft configurations[C]//Proc of the 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2007: 1076.

- [17] 马超, 司江涛, 党亚斌. 一种常规布局民用飞机的动稳定性导数研究[J]. 飞行力学, 2013, 31(1): 75-79.
MA C, SI J T, DANG Y B. Dynamic derivatives investigation of a conventional configuration civil transport aircraft[J]. Flight Dynamics, 2013, 31(1): 75-79.
doi: 10.13645/j.cnki.f.d.2013.01.018
- [18] 刘春明, 赵志军, 卜忱, 等. 低速风洞双自由度大幅振荡试验技术[J]. 航空学报, 2016, 37(8): 2417-2425.
LIU C M, ZHAO Z J, BU C, et al. Double degree-of-freedom large amplitude oscillation test technology in low speed wind tunnel[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2016, 37(8): 2417-2425.
doi: 10.7527/S1000-6893.2016.0154
- [19] 王建锋, 卜忱, 谭浩. 基于液压驱动的动态试验控制系统设计[J].

航空学报, 2017, 38(S1): 721521.

WANG J F, BU C, TAN H. Control system design of dynamic test based on hydraulic drive[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2017, 38(S1): 721521.
doi: 10.7527/S1000-6893.2017.721521



作者简介:

陈昊(1988—), 男, 黑龙江鹤岗人, 高级工程师。研究方向: 低速风洞动态试验技术。

E-mail: 625046564@qq.com

(编辑: 孙春晖)

薄膜热流计与原子层热电堆热流传感器的 激波风洞试验对比

陈苏宇, 刘济春, 杨凯*, 朱涛, 朱新新, 王辉

中国空气动力研究与发展中心 超高速空气动力研究所, 绵阳 621000

摘要: 激波风洞试验的主要测量是热流密度, 且多采用薄膜热流计进行测试, 但薄膜热流计热流测试结果缺乏直接验证手段, 存在测热结果不确定度偏大等问题。原子层热电堆(ALTP)热流传感器响应时间短且线性度好, 结合高精度可溯源的热流传感器标定实验, 可保证 ALTP 热流传感器测热结果的准确性和可靠性。在多个流场条件下的激波风洞试验中开展了薄膜热流计和 ALTP 热流传感器测热结果交叉对比验证。对比试验显示: ALTP 热流传感器和薄膜热流计在不同流场参数下测热结果相对稳定, 中高热流下两者测热结果相差在 8% 以内。结合对比标定溯源链以及激波风洞试验测热结果的讨论, 展现了利用 ALTP 热流传感器在激波风洞试验中在线标定薄膜热流计的可行性。

关键词: 热流密度; 薄膜热流计; 原子层热电堆; 激波风洞; 在线标定

中图分类号: V441; TP212.11

文献标识码: A

Comparative analysis between thin-film resistance gauges and ALTP sensors in shock tunnel tests

CHEN Suyu, LIU Jichun, YANG Kai*, ZHU Tao, ZHU Xinxin, WANG Hui

Hypervelocity Aerodynamics Institute,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China

Abstract: In the shock tunnel tests, the main parameter to measure is the heat flux density, and the Thin-Film Resistance Gauges (TFRGs) are frequently used. As the uncertainty of the measured heat flux with TFRGs is relatively high resulting from the lack of direct validation method for TFRGs, the Atomic Layer Thermopile (ALTP) heat-flux sensors are applied in shock tunnel tests for comparison with the TFRGs. ALTP sensors have a fast response time and a good linearity, and it can be used in a long duration to measure low heat flux density, which ensures that they can be easily calibrated with the high-accuracy light-based calibration device, so the transfer calibration method is established to on-line calibrate TFRGs in the shock tunnel tests. The experimental results confirm the stable measured heat flux with the ALTP sensors and the TFRGs in the different shock tunnel tests, and the difference between the two kinds of heat-flux sensors is less than 8%. Based on the discussion on the tracing chains of the transfer method for calibrating heat-flux sensors and the measured heat flux in tests, the comparison results show the potential that the ALTP heat-flux sensors can be used to on-line calibrate TFRGs in shock tunnel tests.

Keywords: heat flux density; thin-film resistance gauge; Atomic Layer Thermopile (ALTP); shock tunnel; on-line calibration

收稿日期: 2022-03-31; 修回日期: 2022-04-29; 录用日期: 2022-06-07

基金项目: 国家重点研发计划项目(2020YFA0405700); 国家自然科学基金项目(11902330)

* 通信作者 E-mail: yangkai@cardc.cn

引用格式: 陈苏宇, 刘济春, 杨凯, 等. 薄膜热流计与原子层热电堆热流传感器的激波风洞试验对比 [J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 90-97.

CHEN S Y, LIU J C, YANG K, et al. Comparative analysis between thin-film resistance gauges and ALTP sensors in shock tunnel tests[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 90-97.

0 引言

激波风洞能提供用于高超声速飞行器研制的高超声速气动热试验条件。在激波风洞试验中,热流密度(以下简称“热流”)是主要的测试量。针对激波风洞有效运行时间短的特点,国内外常以薄膜热电阻热流传感器^[1-2](以下简称“薄膜热流计”)和同轴热电偶^[3-4]进行热流点测量。另外,以温敏漆^[5-6]为代表的大面积热流测试方法也日趋成熟,常需布置若干热流点测量传感器修正测试结果。与同轴热电偶相比,薄膜热流计的灵敏度系数较高^[7],能通过增大供电电流的方式成倍增大薄膜热流计的名义灵敏度,常用于中低热流的瞬态测试。同轴热电偶在测试中低热流时信噪比不高^[8],但抗冲刷能力更强。

薄膜热流计测热的基本过程是:先以薄膜热电阻测量表面温升历程,再以基于一维半无限大体假设^[9]推导出的 Cook-Felderman 方程或其变体形式^[10-11]将其转化成对应的热流测试结果。计算过程中需要的热电阻电阻-温度系数及基底材料热物性参数乘积通常利用二步法^[2, 12]标定获得。在二步法中,基于脉冲激光加热法^[13]获得基底材料热物性参数乘积的过程实质上是将短时间内的脉冲激光能量在时间、空间上平均为输入热流,再利用 Cook-Felderman 公式反算^[7, 14]。相应地,在不确定度分析时忽略了激光能量平均带来的影响,即基于二步法的标定中缺少热流的直接测试。由于基于其他测热原理的热流传感器响应时间都较长(有时缩短了响应时间,但有效测热时间也被缩短),因此激波风洞试验中难以获得不同测热方式的对比结果。得益于激光和光学技术的发展,杨凯等^[7, 14]在基于激光的热流传感器标定设备上开展了薄膜热流计对比标定^[15-16]实验,将电阻-温度系数和热物性参数乘积处理为薄膜热流计的灵敏度系数,达到了简化标定步骤的目的。同时,通过理论分析确定了在传感器测量端涂覆吸收薄膜时对比标定实验的有效时间段,保证了标定结果的准确性和可靠性,降低了薄膜热流计测热结果的不确定度。但是,为达到预期效果,传感器需严格控制吸收涂层的厚度,而在风洞试验前又需在不损伤传感器的前提下去除这一涂层以确保不延长传感器响应时间。鉴于原子层热电堆(Atomic Layer Thermopile, ALTP)热流传感器^[17-19]响应时间快(约 0.2 μs)、线性度优良(最大非线性度

约 0.5%)、低热流(50 kW/m^2 左右)下具有 1 s 量级的有效测热时间等特性,可将 ALTP 热流传感器作为对比标定中的一级传递基准,在激波风洞试验中在线标定薄膜热流计,既可避免对比标定中在薄膜热流计表面喷涂吸收涂层,又能开展不同测热原理的热流传感器测热结果之间的交叉对比验证,达到提升薄膜热流计标定便捷性的目的。

1 传感器简介及其标定

1.1 薄膜热流计

如图 1 所示,薄膜热流计的敏感元件是沉积于直径 2 mm 氧化锆陶瓷基底表面的 S 形铂电阻薄膜。先利用铂电阻依赖于温度的电阻值 $R(T)$ 获得基底表面的温升历程 T_{sur} (由于铂膜厚度 l 远小于基底厚度 L ,且铂膜的导热率远大于基底导热率,因此在一段时间(μs 量级)后,铂膜温度 T 可认为等同于基底表面温度 T_{sur}),再利用如式(1)所示的 Cook-Felderman 方程^[10-11]将温升历程转换为相应的测试热流。

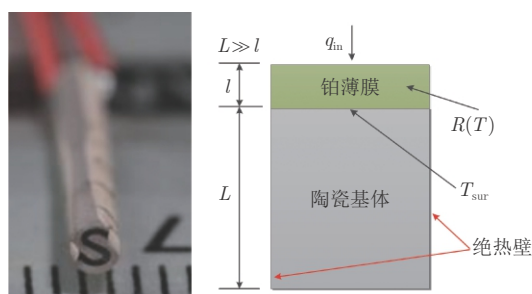


图 1 薄膜热流计及其测热原理

Fig. 1 The thin-film resistance gauge and its principle of measuring the transient heat flux

$$q_{\text{in}} = \frac{2\sqrt{\rho ck}}{\alpha\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^n \frac{U_i^{\text{dir}} - U_{i-1}^{\text{dir}}}{\sqrt{t_n - t_i} + \sqrt{t_n - t_{i-1}}} \quad (1)$$

式中: $\sqrt{\rho ck}$ (ρ 、 c 和 k 分别为密度、比热容和导热率)为基底材料的热物性参数乘积, α 为铂电阻的电阻-温度系数, U^{dir} 为薄膜热流计的电压输出(通过供恒电流或电桥的方式将电阻变化转换为电压变化), q_{in} 为被测(计算)热流, t 为时间, n 为离散点数。应注意的, Cook-Felderman 方程成立的前提条件是一维半无限大体假设,且基底材料的热物性参数依赖于温度,因此,薄膜热流计通常限于在 ms 量级时间内的中低热流测试。

1.2 ALTP 热流传感器

从测热原理上看, ALTP 热流传感器是一类基

于温度梯度的热阻式热流传感器,其输出信号与被测热流呈线性正比关系,即:

$$\begin{cases} q_{in} \propto (T_{top} - T_{bot}) \\ (T_{top} - T_{bot}) \propto U_{ALTP} \end{cases} \Rightarrow q_{in} = \frac{U_{ALTP}}{\beta_{ALTP}} \quad (2)$$

式中: T_{top} 和 T_{bot} 分别为敏感薄膜 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (简记 YBCO) 上下表面的温度, U_{ALTP} 为 YBCO 薄膜在热流 q_{in} 下的电压输出, β_{ALTP} 为灵敏度系数。不同于薄膜热电堆热流传感器^[20] 和 Schmidt-Boelter 热流计^[21] 等其他热阻式热流传感器, YBCO 薄膜既是热阻层, 又是温度梯度场的温敏元件。因此, 可将 YBCO 薄膜厚度控制在 250 nm 左右, 以保证 ALTP 热流传感器的响应时间在 0.1 μ s 量级。基于此, 与薄膜热流计一样, ALTP 热流传感器也可用于瞬态热流测试。从文献 [17] 可知, ALTP 热流传感器可在 50 kW/m² 量级的中低热流下有效测试 1 s 以上, 进而可利用后文 1.3 节所述的高精度可溯源热流传感器对其进行标定, 且数据处理过程简单, 由此能获得较为可靠的灵敏度系数等性能参数。本文使用的 ALTP 热流传感器如图 2 所示, 传感器外径 7 mm, YBCO 薄膜有效长度约 3 mm。相较于文献 [17, 22], 本文 ALTP 热流传感器的尺寸稍小, 便于在模型上更密集地布置。关于 ALTP 热流传感器更详细的介绍请查阅文献 [17, 19, 22-23]。

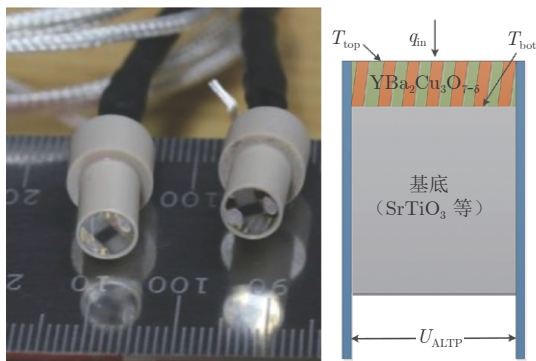


图 2 原子层热电堆热流传感器及其测热原理

Fig. 2 The ALTP heat-flux sensors and its principle of measuring heat flux

1.3 热流传感器标定

与其他测试一样, 标定是保证热流测试结果准确可靠的一种重要技术手段。通常, 热流传感器标定是为了获得传感器灵敏度系数(或修正系数)、线性度、测热范围等静态性能参数的静态标定。当前的热流传感器标定主要是对比标定^[15-16, 20, 24], 且热源多为可控性更高的光辐射。相应地, 热流传感器对比标定的量值溯源链如图 3 所示。图中, 功率溯源链到

热流密度溯源链的转变主要依赖于 2 点: 一是双腔高温黑体炉^[16] 等热流传感器标定设备能提供均匀、稳定的光斑, 且光斑均匀区能完全覆盖室温电替代辐射计入口及待标定热流传感器(包括水冷 Gardon 计, 一种基于面内温度梯度的热阻式热流传感器^[9]) 的感应面, 室温电替代辐射计入口尺寸可准确获知, 且其灵敏度系数对入射光的均匀性不敏感; 二是水冷 Gardon 计及待标定热流传感器感应面喷涂的涂层具有一致、稳定且较高的光吸收率, 水冷 Gardon 计输出稳定、线性范围宽、线性度良好。对于 ALTP 热流传感器, 其敏感薄膜的光谱吸收率可通过光学方法测试得到^[25], 故在图 3 所示的对比标定中不需要再喷涂专门的光吸收涂层。需要说明的是, 低温辐射计基于低温超导下的电替代测量原理, 将光辐射计量溯源至电参数测量^[26], 是当前国际上光功率测量的最高基准, 各个机构的低温辐射计之间定期通过硅陷阱探测器进行相互比对, 而室温电替代辐射计是工业级高精度光辐射功率计。由此可见, 完整的量值溯源链可保证热流测试结果的准确性和可靠性。

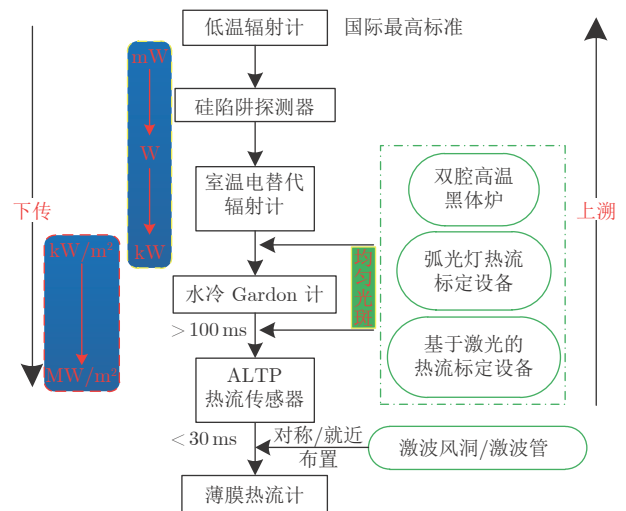


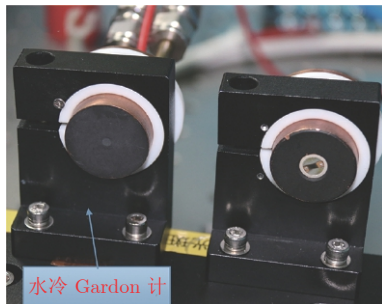
图 3 热流传感器对比标定的量值溯源链

Fig. 3 The chains for the transfer method used to calibrate heat-flux sensors

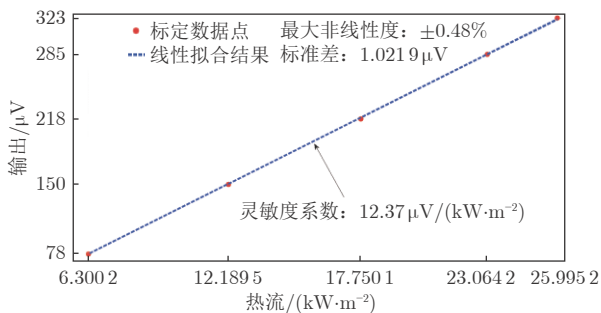
本文使用的热流传感器静态标定系统利用经光学系统调制的、激光功率分布均匀的激光光斑作为热流源, 入射热流大小由定期经室温电替代辐射计校准的水冷 Gardon 计^[27-28] 确定。通过高精度步进电机移动水冷 Gardon 计和 ALTP 热流传感器, 使两者先后曝光于多个量值不同的同一热流源, 进而采用最小二乘线性拟合 ALTP 热流传感器的多组标定数据, 即可获得灵敏度系数:

$$\min \sum_j \left(\eta \frac{U_{\text{Gardon}}^j}{\beta_{\text{Gardon}}} - \frac{U_{\text{ALTP}}^j}{\beta_{\text{ALTP}}} \right)^2 \quad (3)$$

式中: U_{Gardon} 为水冷 Gardon 计的电压输出; β_{Gardon} 为水冷 Gardon 计的名义灵敏度系数(已知); η 为 YBCO 薄膜对单色激光的吸收率(委托中国计量科学研究院采用光学方法测得); U_{ALTP} 为待标定的 ALTP 热流传感器相应的电压输出; 上标 j 为不同热流下标定实验的编号。利用水冷 Gardon 计对比标定 ALTP 热流传感器的结果如图 4 所示。由图可知, 本文所用的 ALTP 热流传感器的灵敏度系数略高于文献 [22] 中所述的敏感薄膜同尺寸、同类型传感器 $6.9 \mu\text{V}/(\text{kW}\cdot\text{m}^{-2})$ 的灵敏度系数, 输出线性度也较好。进一步, 考虑到传感器标定过程中所涉及的溯源链、标定光斑功率稳定性和分布均匀性、薄膜光吸收率、传感器定位精度和数据采集精度等因素^[7], 估算出经过标定后的 ALTP 热流传感器灵敏度系数的扩展不确定度约为 6.35% ($\kappa = 2$, 即不确定度因素符合正态分布, 置信概率为 95%), 而利用二步法标定后的薄膜热流计对应的扩展不确定度约为 10.7% ($\kappa = 2$)^[14]。



(a) 对比标定 ALTP 热流传感器



(b) ALTP 热流传感器的对比标定结果

图 4 ALTP 热流传感器的静态标定

Fig. 4 The static calibration test of ALTP heat-flux sensor

类似于在基于激光的标定设备上利用水冷 Gardon 计对比标定 ALTP 热流传感器, 激波风洞/激波管能为 2 种热流传感器提供一致的气动热环境, 因此可采用经过标定的 ALTP 热流传感器对薄膜热流计进行对比标定。式(3)中的入射热流 $\eta U_{\text{Gardon}}/\beta_{\text{Gardon}}$ 需

被 ALTP 热流传感器的测热结果替换, 薄膜热流计的电压输出 U_{TFRG} 需处理如下:

$$U_{\text{TFRG}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sum_{i=1}^n \frac{U_i^{\text{dir}} - U_{i-1}^{\text{dir}}}{\sqrt{t_n - t_i} + \sqrt{t_n - t_{i-1}}} \quad (4)$$

薄膜热流计待求的灵敏度系数 $\beta_{\text{TFRG}} = \alpha/\sqrt{\rho c k} = q_{\text{in}}/U_{\text{TFRG}}$ 。当与薄膜热流计的热流测试结果进行交叉验证时, 利用式(1)计算其热流再代入到式(3), 由此得到的就是修正系数。需要说明的是, 在实际使用中, 多是利用热电模拟网络(与 Cook-Felderman 公式等价)^[29] 将薄膜热流计的温升历程迅速转换为热流。即便如此, 仅需在数据采集参数设置上做简单改动, 就能将薄膜热流计的灵敏度系数代入到热电模拟网络中。

2 激波风洞试验

2.1 风洞试验简介

试验在中国空气动力研究与发展中心超高速空气动力研究所的 FD-14 激波风洞中开展。该风洞属于反射式激波风洞, 驱动气体为氢气和氮气的混合气体, 被驱动气体为氮气, 喷管出口直径 0.6 m。通过更换喉道可实现的马赫数 Ma 范围为 6~12, 通过调整总压可实现的单位雷诺数 Re 范围为 $2.1 \times 10^5 \sim 6.5 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, 有效试验时间 2~13 ms。本试验采用名义马赫数 10 的流场, 试验的自由流场参数如表 1 所示。

表 1 激波风洞试验参数

Table 1 Flow conditions of shock tunnel tests

流场	Ma	Re/m^{-1}	总温/K	总压/MPa
流场1	10.1	3.4×10^6	1500	11.12
流场2	10.0	3.3×10^7	909	3.85
流场3	10.2	1.6×10^7	928	21.15

试验采用平板模型, 长 700 mm, 宽 450 mm, 迎角 0° 或 10° 。ALTP 热流传感器和薄膜热流计的安装位置如图 5 所示, 在平板对称面左侧安装 4 个 ALTP 热流传感器和 4 个薄膜热流计, 在平板对称面右侧安装 1 个 ALTP 热流传感器和 1 个薄膜热流计, 相邻的 2 种不同类型热流传感器间距 10 mm, 最上游的热流传感器距离平板前缘 214 mm。数据采集系统的采样频率均设置为 1 MHz, 对应 ALTP 热流传感器的数据采集通道未设置低通滤波, 对应薄膜热流计的数据采集通道设置了截止频率 10 kHz。图 6 给出了流场 1、迎角 10° 工况下的一组 ALTP 热流传感器和薄膜热流计的原始输出。

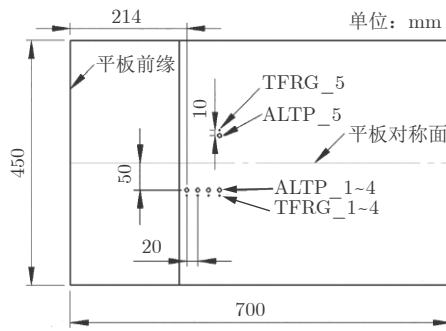


图5 ALTP热流传感器和薄膜热流计测量位置示意图

Fig. 5 The measurement location of ALTP heat-flux sensor and thin-film resistance gauges

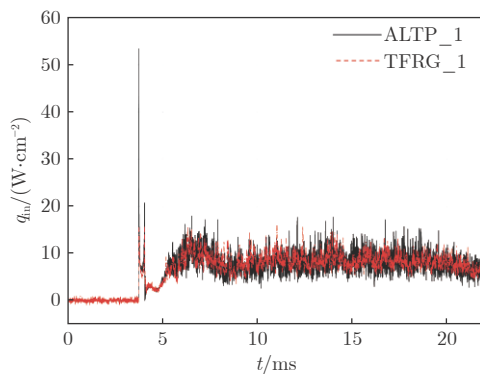


图6 流场1、迎角10°时ALTP热流传感器与薄膜热流计的热流信号

Fig. 6 The output signals of ALTP heat-flux sensor and thin-film resistance gauge in the flow condition 1 with AOA 10 degree

2.2 风洞试验结果分析

经测量发现,在同一流场条件下,多数薄膜热流计和ALTP热流传感器测热结果的自重复性均在5.5%以下。在3个不同流场下,薄膜热流计和ALTP热流传感器的测热结果如表2所示。由表2可知,高

热流下,除流场3迎角10°下的ALTP_2和TFRG_2外,其他薄膜热流计和ALTP热流传感器测热结果的相对差异均在8%以内。由此可见,薄膜热流计和ALTP热流传感器测热结果较好的一致性奠定了利用ALTP热流传感器在激波风洞试验中在线标定薄膜热流计的基础,相应的修正系数如表2所示。同时,关于平板中轴对称布置的ALTP_4和ALTP_5以及TFRG_4和TFRG_5之间的测热结果一致性并不明显,由此建议利用ALTP热流传感器在激波风洞试验中在线标定薄膜热流计时采用就近安装的方式。此外,文献[14]讨论了同一批生产的薄膜热流计在激光热源下的对比标定结果,结果显示在去除热电阻的电阻-温度系数后,薄膜热流计的修正灵敏度系数一致性较好。因此,在激波风洞试验中利用ALTP热流传感器在线标定薄膜热流计时,同样仅需获得少量薄膜热流计与ALTP热流传感器的对比测热结果即可。

由于薄膜热流计的测热结果是利用Cook-Felderman公式将温升历程反演得到,ALTP热流传感器的输出与被测热流成正比。Cook-Felderman公式中温升更容易被噪声信号干扰,文献[30]还指出高频分量是导致热流反演结果出现误差的主要原因。图7是在相同数据采集条件(采样频率10 kHz,低通滤波截止频率1 kHz)下ALTP热流传感器和薄膜热流计的一组静态标定数据。从图7可知,薄膜热流计的测热结果信噪比略差,而激波风洞试验条件下通常使用的数据采集参数是采样频率1 MHz,低通滤波截止频率10 kHz。由此,激波风洞试验条件

表2 激波风洞试验中的薄膜热流计和ALTP热流传感器测热结果

Table 2 The measured heat flux with TFRGs and ALTP heat-flux sensors in shock tunnel tests

	流场1(迎角0°)		流场2(迎角0°)		流场1(迎角10°)		流场2(迎角10°)		流场3(迎角10°)		修正系数
	热流 /(W·cm ⁻²)	差异 /%	热流 /(W·cm ⁻²)	差异 /%	热流 /(W·cm ⁻²)	差异 /%	热流 /(W·cm ⁻²)	差异 /%	热流 /(W·cm ⁻²)	差异 /%	
ALTP_1	1.47	-24.50	0.40	-25.00	7.98	4.01	8.40	4.64	7.78	-7.58	0.958
TFRG_1	1.11		0.30		8.30		8.79		7.19		
ALTP_2	0.63	12.60	0.20	3.90	4.11	-9.34	4.34	-4.30	3.85	-41.10	1.07
TFRG_2	0.71		0.21		3.73		4.15		2.27		
ALTP_3	1.08	-7.92	0.33	-25.10	8.18	-0.83	8.39	6.26	7.23	-4.81	0.971
TFRG_3	1.00		0.25		8.11		8.92		6.89		
ALTP_4	1.07	-18.40	0.29	-23.90	7.40	-0.66	7.53	7.05	6.35	-5.59	0.967
TFRG_4	0.87		0.22		7.35		8.06		6.00		
ALTP_5	1.19	-20.10	0.30	-8.92	9.02	3.25	9.88	-3.05	7.04	7.75	1.000
TFRG_5	0.95		0.28		9.32		9.58		7.59		

下将引入更多的高频噪声干扰,且 Cook-Felderman 公式会放大噪声干扰^[29]。基于完整的溯源链能保证 ALTP 热流传感器测热结果的可靠性,且 ALTP 热流传感器的标定热流已低至 0.6 W/cm^2 (图 4),即有理由认为表 2 中 ALTP 热流传感器的测热结果可靠度相对更高。此外,基于薄膜热流计和 ALTP 热流传感器的标定结果^[7]及测热原理分析可知,这 2 种传感器均是线性的。由此,从线性度方面分析,表 2 中薄膜热流计测热结果的线性度偏离较大。进一步,判断薄膜热流计在流场 1(迎角 0°)和流场 2(迎角 0°)下测得的低热流可靠度偏低,且如此低的热流在激波风洞试验测试中并不多见。需要说明的是,若利用正则化方法或共轭梯度法等传热反问题方法^[31]处理薄膜热流计的温升数据,传热过程的迭代计算势必会导致较高的计算成本和较长的计算时间^[29],对于激波风洞试验中常常大量使用薄膜热流计的情况,这是较难接受的。因此,有必要进一步讨论薄膜热流计的使用方法,以提升其在低热流下基于 Cook-Felderman 公式测热结果的鲁棒性及可测热流下限。

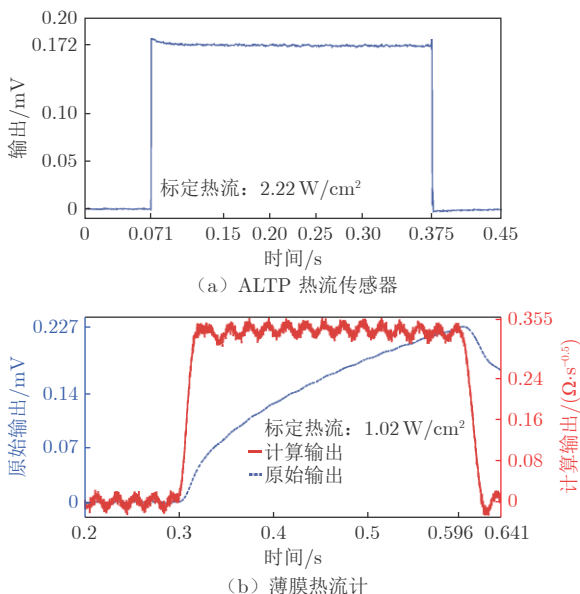


图 7 标定时的原始输出

Fig. 7 The original output signals in the calibration tests

3 结 论

在总结热流传感器对比标定溯源链的基础上,交叉对比验证了 2 种不同测热原理的薄膜热流计和 ALTP 热流传感器在激波风洞试验中的测热结果,基于 ALTP 热流传感器的特性讨论了在线标定薄膜热流计的必要性 and 可行性,得出如下结论:

1) 完整的溯源链确保了经过标定后的 ALTP 热流传感器测热结果的准确性和可靠性。相比于薄膜热流计,ALTP 热流传感器可用于 1 W/cm^2 以下的低热流测试。

2) ALTP 热流传感器与薄膜热流计在激波风洞试验中的测热结果相对稳定,可利用经过标定的 ALTP 热流传感器在激波风洞试验中实现在线标定薄膜热流计,达到提升薄膜热流计测热结果可靠性的目的。

从目前的结果来看,在激波风洞中利用 ALTP 热流传感器在线标定薄膜热流计时,应就近布置这 2 种热流传感器。同时,基于文献 [7] 及 ALTP 热流传感器线性范围宽的原因,同样可以采用 ALTP 热流传感器在线标定同轴热电偶。当前的 ALTP 热流传感器存在尺寸偏大等问题,下一阶段需发展具备高灵敏度系数的小尺寸 ALTP 热流传感器。

参考文献:

- [1] 李强,刘济春,孔荣宗.耐冲刷薄膜铂电阻热流传感器研制[J].电子测量与仪器学报,2017,31(4):623-629.
LI Q, LIU J C, KONG R Z. Development of anti-erosion platinum thin film resistance thermal sensor[J]. Journal of Electronic Measurement and Instrumentation, 2017, 31(4): 623-629.
doi: 10.13382/j.jemi.2017.04.019
- [2] LU F K, KINNEAR K M. Characterization of thin-film heat-flux gauges[J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 1999, 13(4): 548-549.
doi: 10.2514/2.6477
- [3] LI J P, CHEN H, ZHANG S Z, et al. On the response of coaxial surface thermocouples for transient aerodynamic heating measurements[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2017, 86: 141-148.
doi: 10.1016/j.expthermflusci.2017.04.011
- [4] MANJHI S K, KUMAR R. Performance assessment of K-type, E-type and J-type coaxial thermocouples on the solar light beam for short duration transient measurements[J]. Measurement, 2019, 146: 343-355.
doi: 10.1016/j.measurement.2019.06.035
- [5] 张扣立,周嘉穗,孔荣宗,等. CARD C 激波风洞 TSP 技术研究进展[J].空气动力学学报,2016,34(6):738-743.
ZHANG K L, ZHOU J S, KONG R Z, et al. Development of TSP technique in shock tunnel of CARD C[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2016, 34(6): 738-743.
doi: 10.7638/kqdlxb-2015.0151
- [6] LIU X, SHAO H Y, ZHOU W W, et al. Apparent temperature in temperature-sensitive paint measurement and its effect on surface heat flux determination for hypersonic flows[J]. Measurement Science and Technology, 2020, 31(12): 125302.
doi: 10.1088/1361-6501/ab9fd9

- [7] YANG K. A new calibration technique for thin-film gauges and coaxial thermocouples used to measure the transient heat flux[J]. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 2022, 71: 1–9.
doi: 10.1109/TIM.2021.3132064
- [8] 王宏宇, 王辉, 石义雷, 等. 一种高超声速稀薄流激波干扰气动热测量技术[J]. *宇航学报*, 41(12), 2020: 1525–1532.
WANG H Y, WANG H, SHI Y L, et al. An aerothermodynamics measuring technique for shock interactions in hypersonic low-density flow[J]. *Journal of Astronautics*, 41(12), 2020: 1525–1532.
doi: 10.3873/j.issn.1000-1328.2020.12.006
- [9] 刘初平. 气动热与热防护试验热流测量[M]. 北京: 国防工业出版社, 2013.
LIU C P. Measurement of heat flow in aerodynamic heat and thermal protection test[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2013.
- [10] COOK W J, FELDERMAN E J. Reduction of data from thin-film heat-transfer gages - A concise numerical technique[J]. *AIAA Journal*, 1966, 4(3): 561–562.
doi: 10.2514/3.3486
- [11] ASTM International. Standard test method for measuring extreme heat-transfer rates from high-energy environments using a transient, null-point calorimeter, ASTM E598-96[S]. Pennsylvania: ASTM International, 1996.
doi: 10.1520/E0598-96
- [12] 林键, 陈星, 王丹, 等. 柔性铂电阻传感器在舵缝热环境试验中的应用[J]. *气动研究与实验*, 2021, 33(02): 91–97.
LIN J, CHEN X, WANG D, et al. Application of flexible platinum sensor in aerothermal environment test of rudder gap[J]. *Aerodynamic Research & Experiment*, 2021, 33(02): 91–97.
doi: 10.12050/are20210209
- [13] 张宏安, 黄见洪, 秦峰, 等. 基于脉冲加热法的薄膜热流传感器热物性参数测量技术研究[J]. *实验流体力学*, 2018, 32(6): 74–78, 93.
ZHANG H A, HUANG J H, QIN F, et al. Thermal property measuring techniques of thin-film heat flux sensors based on pulse-heating method[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2018, 32(6): 74–78, 93.
doi: 10.11729/syltlx20170120
- [14] 杨凯, 刘济春, 陈苏宇, 等. 薄膜热电阻热流传感器的对比标定结果及分析[J]. *实验流体力学*, 2023, 37(6): 106–111.
YANG K, LIU J C, CHEN S Y, et al. Calibration results and analysis of thin-film gauges calibrated with the transfer method[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2023, 37(6): 106–111.
doi: 10.11729/syltlx20210129
- [15] MURTHY A V, TSAI B K, GIBSON C E. Calibration of high heat flux sensors at NIST[J]. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 1997, 102(4): 479–488.
doi: 10.6028/jres.102.032
- [16] MURTHY A V, TSAI B K, SAUNDERS R D. Transfer calibration validation tests on a heat flux sensor in the 51 mm high-temperature blackbody[J]. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 2001, 106(5): 823–831.
doi: 10.6028/jres.106.039
- [17] 杨凯, 朱涛, 王雄, 等. 原子层热电堆热流传感器研制及其性能测试[J]. *实验流体力学*, 2020, 34(6): 86–91.
YANG K, ZHU T, WANG X, et al. Self-innovated ALTP heat-flux sensor and its performance tests[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2020, 34(6): 86–91.
doi: 10.11729/syltlx20190148
- [18] 李强, 万兵兵, 杨凯, 等. 高超声速尖锥边界层压力脉动和热流脉动特性试验[J]. *航空学报*, 2022, 43(2): 124956.
LI Q, WAN B B, YANG K, et al. Experimental research on characteristics of pressure and heat flux fluctuation in hypersonic cone boundary layer[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2022, 43(2): 124956.
doi: 10.7527/S1000-6893.2020.24956
- [19] 段金鑫, 李强, 杨凯, 等. 原子层热电堆热流传感器在激波风洞试验中的应用[J]. *推进技术*, 2022, 43(3): 27–34.
DUAN J X, LI Q, YANG K, et al. Atomic layer thermopile heat-flux sensor and its application in shock tunnel tests[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(3): 27–34.
doi: 10.13675/j.cnki.tjjs.200934
- [20] YANG K, YANG Q T, ZHU X X, et al. A molecular dynamics simulation on the static calibration test of a revised thin-film thermopile heat-flux sensor[J]. *Measurement*, 2020, 150: 107039.
doi: 10.1016/j.measurement.2019.107039
- [21] 朱新新, 朱涛, 杨凯, 等. 小尺寸Schmidt-Boelter热流传感器的研制[J]. *实验流体力学*, 2021, 35(4): 106–111.
ZHU X X, ZHU T, YANG K, et al. Development of small size Schmidt-Boelter heat flux sensor[J]. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2021, 35(4): 106–111.
doi: 10.11729/syltlx20200065
- [22] TIM R, HELMUT K, UWE G, et al. Time-resolved heat transfer measurements on the tip wall of a ribbed channel using a novel heat flux sensor—part I: sensor and benchmarks[J]. *Journal of Turbomachinery*, 2008, 130(1): 011018.
doi: 10.1115/1.2751141
- [23] KNAUSS H, ROEDIGER T, BOUNTIN D A, et al. Novel sensor for fast heat flux measurements[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2009, 46(2): 255–265.
doi: 10.2514/1.32011
- [24] WANG H, ZHU T, ZHU X X, et al. Inverse estimation of hot-wall heat flux using nonlinear artificial neural networks[J]. *Measurement*, 2021, 181: 109648.
doi: 10.1016/j.measurement.2021.109648
- [25] 胡芑, 陈则韶. 量热技术和热物性测定[M]. 2版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2009.
HU P, CHEN Z S. Thermotechnical and thermophysical properties measurement[M]. 2nd ed. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2009.
- [26] 庄新港, 刘红博, 张鹏举, 等. 低温辐射计热结构设计与分析[J]. *物理学报*, 2019, 68(6): 27–33.
ZHUANG X G, LIU H B, ZHANG P J, et al. Design and analysis of thermo-structure for cryogenic radiometer[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(6): 27–33.
doi: 10.7498/aps.68.20181880
- [27] ROBERT G. A transducer for the measurement of heat-flow rate[J]. *Journal of Heat Transfer*, 1960, 82(4): 396–398.

- doi: 10.1115/1.3679968
- [28] 罗跃, 杨凯, 黄伟, 等. 用于高温高压剪切流场的Gardon计研制[J]. 科学技术与工程, 2017, 17(29): 139-144.
LUO Y, YANG K, HUANG W, et al. Design and fabrication of gardon fage used in shear flow filed of high temperature/pressure[J]. Science Technology and Engineering, 2017, 17(29): 139-144.
doi: 10.3969/j.issn.1671-1815.2017.29.020
- [29] 曾磊, 石友安, 孔荣宗, 等. 薄膜电阻温度计原理性误差分析及数据处理方法研究[J]. 实验流体力学, 2011, 25(1): 79-83.
ZENG L, SHI Y A, KONG R Z, et al. Study on principle error analysis and data processing method of thin film resistance thermometer[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2011, 25(1): 79-83.
doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.2011.01.016
- [30] 钱炜祺, 周宇, 邵元培. 表面热流辨识结果的误差分析与估计[J]. 空气动力学学报, 2020, 38(4): 687-693.
QIAN W Q, ZHOU Y, SHAO Y P. Error analysis of surface heat flux estimation[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2020, 38(4): 687-693.
- doi: 10.7638/kqdlxb-2018.0185
- [31] SHI Y A, ZENG L, QIAN W Q, et al. A data processing method in the experiment of heat flux testing using inverse methods[J]. Aerospace Science and Technology, 2013, 29(1): 74-80.
doi: 10.1016/j.ast.2013.01.009



作者简介:

陈苏宇(1990—), 男, 湖北荆门人, 助理研究员。研究方向: 高超声速气动热及测试技术。

E-mail: chensy_hh@163.com

(编辑: 秦虹)

升力体外形高超声速边界层转捩红外测量实验

陈久芬¹, 徐洋¹, 蒋万秋¹, 凌岗¹, 段茂昌², 张毅锋^{2,*}

1. 中国空气动力研究与发展中心 超高速空气动力研究所, 绵阳 621000
2. 中国空气动力研究与发展中心 计算空气动力研究所, 绵阳 621000

摘要:在常规高超声速风洞中,开展了针对升力体模型的边界层转捩红外测量实验,研究了不同单位雷诺数和马赫数对升力体边界层转捩的影响规律,并与 e^N 方法计算结果进行了对比。实验模型长度为800 mm,来流单位雷诺数为 $0.46 \times 10^7 \sim 3.94 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$,马赫数为5~8,迎角为 0° 。通过大面积红外热图技术获得了模型表面温升分布,得到了边界层转捩阵面形状。实验结果表明:在升力体边界层中存在横流失稳和第二模态转捩;随着单位雷诺数增大,横流转捩效应增强,模型下表面和上表面温升增大,转捩阵面前移,转捩区域扩大;随着马赫数增大,横流转捩效应减弱,转捩位置后移,转捩区域显著减小;不同单位雷诺数和马赫数下的转捩 N 值比较接近,但上、下表面的转捩 N 值不同(下表面约为6,上表面约为2.5),侧缘在高单位雷诺数下会出现高频第二模态转捩。

关键词:升力体;高超声速风洞;边界层转捩;红外热图; e^N 方法

中图分类号:V211.7 文献标识码:A

Infrared thermogram measurement experiment of hypersonic boundary-layer transition of a lifting body

CHEN Jiufen¹, XU Yang¹, JIANG Wanqiu¹, LING Gang¹,
DUAN Maochang², ZHANG Yifeng^{2,*}

1. Hypervelocity Aerodynamics Institute,
China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China
2. Computational Aerodynamics Institute,
China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China

Abstract: For a lifting body model, the boundary layer transition infrared thermogram measurement experiment was carried out in the conventional hypersonic wind tunnel, and the influence of different unit Reynolds number and Mach number on the lifting body boundary layer transition was studied, which was compared with the calculation results of the e^N method. The length of the experimental model is 800 mm, the unit Reynolds number is $0.46 \times 10^7 - 3.94 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$, the Mach number is 5 - 8, and the angle of attack is 0° . The transition position and transition front of the boundary layer on the surface of the model are obtained by the large-area infrared thermogram technology. The analysis of the experimental results shows that there are crossflow instability and the second mode transition in the boundary layer of the lifting body. As the unit Reynolds number increases, the crossflow transition effect increases, the temperature rise on the lower and upper surfaces of the model increases, the transition front moves forward, and the transition area expands; as the Mach number increases, the crossflow transition effect gradually weakens and the transition position moves downstream, and the transition area significantly shrinks back. Moreover, the transition N factor at different Mach numbers and unit Reynolds

收稿日期: 2022-03-28; 修回日期: 2022-05-13; 录用日期: 2022-05-19

基金项目: 国家自然科学基金项目(11872370); 国家重点研发计划项目(2016YFA0401200)

* 通信作者 E-mail: zyf63867@163.com

引用格式: 陈久芬, 徐洋, 蒋万秋, 等. 升力体外形高超声速边界层转捩红外测量实验[J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 98-106.

CHEN J F, XU Y, JIANG W Q, et al. Infrared thermogram measurement experiment of hypersonic boundary-layer transition of a lifting body[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 98-106.

numbers are relatively close, but the N factors of the upper and lower surfaces are different. The lower surface is about 6, and the upper surface is about 2.5. The high-frequency second mode transition occurs in the side edge at high unit Reynolds numbers.

Keywords: lifting body; hypersonic wind tunnel; boundary layer transition; infrared thermogram; e^N method

0 引言

高超声速边界层转捩广泛存在于航空航天飞行器的内外流中,从层流到湍流的转捩过程会导致飞行器阻力和壁面热流大幅增加,严重时甚至会使壁面发生严重烧蚀、飞行器颤振加剧、飞行姿态控制难度增大。由此可见,转捩不仅影响飞行器气动力/热载荷,还对飞行稳定性、翼舵控制效率及热防护结构设计等产生显著影响^[1]。边界层转捩过程受到诸多因素(如马赫数、迎角、焓值、粗糙度、自由流扰动、几何外形等)的影响,因此,高超声速边界层转捩研究属于多变量高耦合的系统研究^[2]。

在高超声速边界层转捩研究过程中,获取真实有效的数据尤为重要。目前,人们利用风洞实验对流动稳定性和转捩机理有了基本了解,为稳定性理论和数值计算提供了较为准确的验证数据^[3]。随着研究的不断深入,研究对象外形越来越复杂(从平板、圆锥到裙锥,再到如今的升力体),转捩现象机理的复杂度不断增大。李强等^[4]针对具有展向凹槽和泄流孔的平板模型开展了高超声速实验研究,发现凹槽深度和宽度的增大会促进转捩,而泄流孔可以较好地抵消上述效果。Casper与Juliano等^[5-6]在H2K风洞马赫数7状态下,分别研究了来流雷诺数和头部钝度对上圆锥模型边界层转捩的影响规律。王文等^[7]分析了连续变雷诺数时钝锥模型表面脉动压力的变化情况,得出了转捩时的归一化脉动压力均方根系数明显高于湍流状态的结论。陈久芬等^[8]利用红外热图技术分析了雷诺数、迎角及马赫数对7°尖锥转捩位置的影响规律,指出在大迎角情况下,迎风区中心线会因转捩前移出现“转捩逆转”现象。易仕和与刘小林等^[9-10]基于纳米示踪的平面激光瑞利散射技术(NPLS)和高频脉动压力测试技术,详细探究了雷诺数和迎角对直圆锥边界层转捩的影响规律,定量分析了裙锥的边界层流动稳定性,清晰地给出了第二模态绳状结构和转捩至湍流的涡结构。

为研究三维复杂模型的边界层转捩问题,针对上述模型的实验研究还远远不够。Juliano等^[11]针对

类升力体标模HIFiRE-5开展了风洞实验,研究了自由流噪声、模型表面粗糙度、迎角和雷诺数对边界层转捩的影响规律。2017年2月,美国空军科学研究办公室(AFOSR)发起了高超声速飞行器边界层转捩(BOLT)飞行实验项目^[12],通过一系列地面实验^[13-19]获取了具有后掠前缘的小曲率凹面外形飞行器的转捩测量数据。与此同时,国内也针对类升力体外形开展了边界层转捩问题研究,如高清等^[20]针对升力体模型横侧向稳定性差的问题,进行了飞行器滚转稳定特性的风洞实验,揭示了升力体模型在小迎角情况下,会因非对称转捩现象引起自激振荡现象。

为了更好地研究三维边界层转捩问题,中国空气动力研究与发展中心(CARDC)自主提出并设计了一款更接近真实飞行器典型气动布局特征、全数学解析的升力体模型(HyTRV)^[21],并针对该外形开展了典型流动特征和边界层失稳特征分析^[22-23],计算表明该模型在高超声速流动中存在横流失稳、第二模态失稳、附着线失稳及流向涡失稳等多种模态,非常适合多种典型高超声速边界层转捩机理研究。

目前,针对HyTRV升力体模型边界层转捩问题的研究主要是基于理论分析与数值计算,但对于这类复杂外形,多种影响因素间的相互干扰、耦合将导致高超声速边界层转捩的物理机制极其复杂,现有研究结果和认知亟需利用风洞实验数据来验证其准确性。为给升力体模型转捩理论验证、转捩模型构造和转捩控制等提供基础数据库和技术支撑,在CARDC的 $\Phi 1$ 米高超声速风洞中开展了升力体外形高超声速边界层转捩实验研究,采用红外热图技术结合 e^N 分析的方法,研究不同单位雷诺数和马赫数对升力体边界层转捩的影响。

1 实验设备及测试仪器

1.1 风洞简介

实验在CARDC的 $\Phi 1$ 米高超声速风洞上进行。该风洞是一座暂冲吹吸式常规高超声速风洞,由2条支路(马赫数分别为4~8和9~10)组成,如图1所示,详情可参见文献[8]。

图1 $\phi 1$ 米高超声速风洞Fig. 1 $\phi 1$ m Hypersonic wind tunnel

1.2 边界层转捩红外热图技术

根据雷诺相似准则,当地对流换热系数与当地表面摩擦系数成正比。当流动从层流向湍流过渡时,表面摩擦系数增大,对流换热系数也相应增大。当转捩发生时,模型壁温(或热流密度)会有一个明显跃变。因此,可通过模型表面的温升(或热流变化)判断边界层是否转捩,确定转捩的起始点和结束点。通常选取层流过渡到湍流时的温升最低点或层流与转捩区温升曲线延长后的交点作为转捩起始点,本文采用前一方法估计转捩起始点,转捩结束点则根据温升最高点判断。

本文采用红外热图技术测量模型表面大面积温度分布,进而获得模型表面温升分布,实现对模型表面流态和转捩阵面的测量。后文各图中的模型表面温升 ΔT 均指模型在稳定流场中1 s时间内的温度增量。红外热图测量系统主要由黑体炉标定系统、透镜系统、红外热像仪和图像采集处理系统组成。

2 实验模型及状态

实验测试模型为升力体模型,模型长度 $L = 800$ mm,表面粗糙度 $1.6 \mu\text{m}$ 。模型分为2段:头部为金属材料,长度85 mm;后部由聚四氟乙烯覆盖层和金属骨架组成,长度715 mm。由于头部金属材料反光、发射率低,红外测量结果容易失真,因此,本文仅对模型后部85~800 mm区域测量结果进行分析。模型采用尾支撑方式,流场参数稳定后,通过快速投放机构将模型从流场上方迅速投放到流场中心。模型倒装姿态如图2所示。

本文主要研究高超声速环境下不同单位雷诺数和马赫数对升力体外形上下表面(下表面为模型腹部,上表面为模型背部)边界层转捩的影响规律。实验时,来流单位雷诺数 $Re_\infty = 0.46 \times 10^7 \sim 3.94 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$,马赫数 $Ma_\infty = 5 \sim 8$,迎角 $\alpha = 0^\circ$ 。实验状

态和流场参数分别见表1和2,其中, p_0 、 T_0 、 p_∞ 和 T_∞ 分别为来流的总压、总温、静压和静温。风洞噪声水平可参见文献[8]。



图2 实验模型

Fig. 2 Test model

表1 实验状态
Table 1 Test conditions

编号	Ma_∞	$Re_\infty / \text{m}^{-1}$	$\alpha / (^\circ)$	研究内容
1	6	$0.46 \times 10^7 \sim 3.94 \times 10^7$	0	雷诺数对下表面、上表面转捩的影响
2	5~8	1.00×10^7	0	马赫数对下表面、上表面转捩的影响

3 实验结果

3.1 基本状态

实验基本状态为 $Ma_\infty = 6$, $Re_\infty = 1.00 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$,此时模型上、下表面温升分布如图3所示(x 表示以模型头部理论尖点为起点的流向位置)。

图3(a)为模型下表面温升分布,通过比较温升变化判断转捩发生过程。模型中心线两侧均出现了温度跃升,发生了双肺叶状转捩,转捩区域较大,是横流失稳转捩的典型特征。模型前半部中心线附近出现了低热流区,这是因为在横流的影响下,流体从翼前缘的高压区向中心线的低压区流入,使得中心线边界层增厚,热流降低。模型后半部中心线上热流梯度增大,一般认为是发生了流向涡失稳引起的转捩^[22-23]。在上表面与下表面之间的连接区域(即侧缘),模型壁面热流较高,这主要是由侧缘的脱体激波引起的,在高雷诺数下也会由边界层转捩引起。

从图3(b)模型上表面温升分布可以发现:中心线两侧发生了转捩,转捩阵面基本对称;中心线上未发生转捩。与下表面转捩区域相比,上表面转捩区域存在多个温升峰值。

3.2 单位雷诺数影响

以 $Re_\infty = 1.00 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ 为基本状态,开展单位雷诺数影响实验。本文的变单位雷诺数实验针对下

表 2 流场参数
Table 2 Parameters of flow field

Ma_∞	p_0/MPa	T_0/K	p_∞/Pa	T_∞/K	Re_∞/m^{-1}	模型表面
5	0.50	381	988	64	0.99×10^7	下表面
6	0.51	485	339	60	0.46×10^7	下表面
6	1.11	487	726	60	0.98×10^7	下表面
6	2.78	492	1740	60	2.38×10^7	下表面
6	4.83	506	3030	61	3.94×10^7	下表面
7	2.45	610	608	57	1.04×10^7	下表面
8	4.4	724	436	52	0.99×10^7	下表面
5	0.52	387	1020	65	1.00×10^7	上表面
6	0.48	479	316	59	0.44×10^7	上表面
6	1.10	489	715	60	0.96×10^7	上表面
6	2.81	523	1780	64	2.18×10^7	上表面
7	2.47	609	613	57	1.05×10^7	上表面
8	4.37	733	433	53	0.97×10^7	上表面

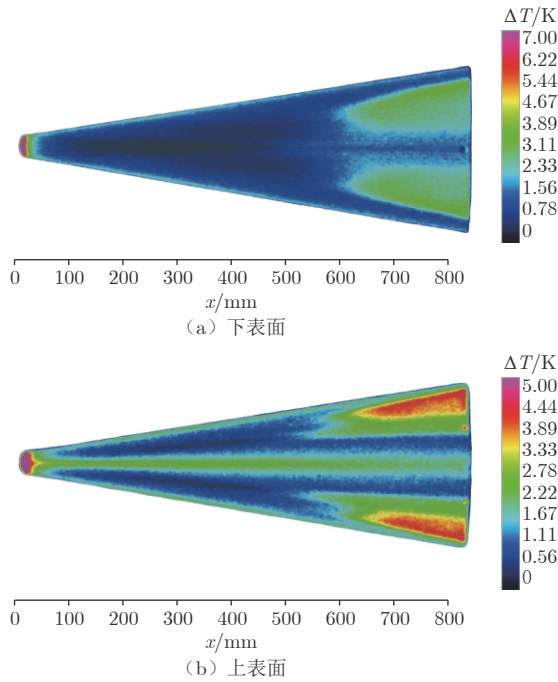


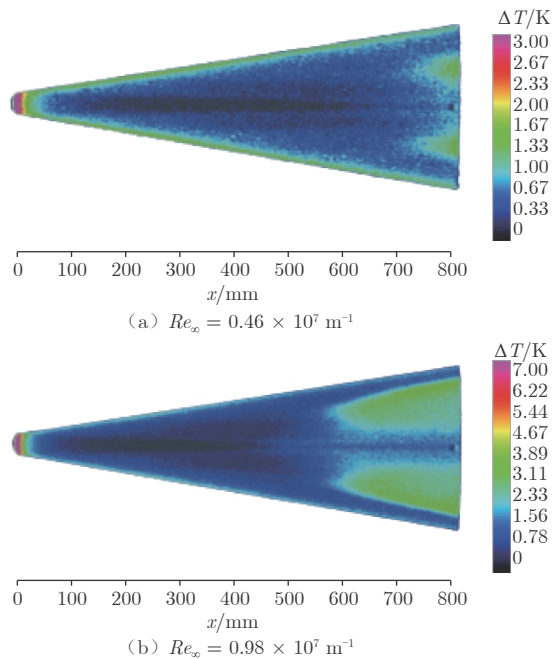
图 3 模型表面温升分布 ($Re_\infty = 1.00 \times 10^7 \text{m}^{-1}$)

Fig. 3 Surface temperature rise ($Re_\infty = 1.00 \times 10^7 \text{m}^{-1}$)

表面开展了 4 组 ($Re_\infty = 0.46 \times 10^7$ 、 0.98×10^7 、 2.38×10^7 和 $3.94 \times 10^7 \text{m}^{-1}$)，针对上表面开展了 3 组 ($Re_\infty = 0.44 \times 10^7$ 、 0.96×10^7 和 $2.18 \times 10^7 \text{m}^{-1}$)。实验时， $Ma_\infty = 6$ ，单位雷诺数调节通过风洞来流总压总温实现。

图 4 和 5 分别给出了不同 Re_∞ 条件下的模型下表面、上表面温升分布。从图中可见，模型下表面中

心线两侧均发生了双肺叶状转捩。随着 Re_∞ 增大，模型下表面温升增加，转捩阵面前移，转捩区域扩大，表明边界层失稳更明显。模型上表面也发生了转捩，形状与下表面不同，呈多峰状。随着 Re_∞ 增大，上表面温升增加，转捩阵面前移，转捩区域扩大。当 $Re_\infty = 0.44 \times 10^7$ 和 $0.96 \times 10^7 \text{m}^{-1}$ 时，上表面中心线未发生转捩；当 $Re_\infty = 2.18 \times 10^7 \text{m}^{-1}$ 时，下游中心线发生了转捩，转捩起始点比两侧靠后。上表面的这种转捩模式需要结合理论分析确定。



(a) $Re_\infty = 0.46 \times 10^7 \text{m}^{-1}$

(b) $Re_\infty = 0.98 \times 10^7 \text{m}^{-1}$

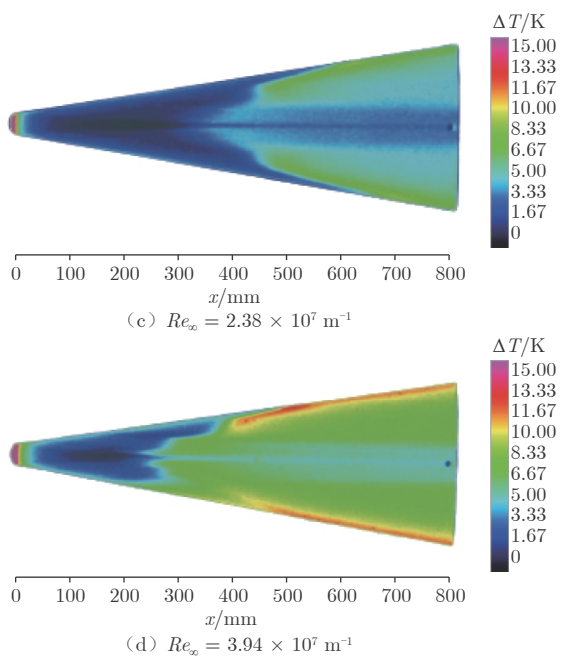


图4 模型下表面温升分布

Fig. 4 Surface temperature rise on the lower surface

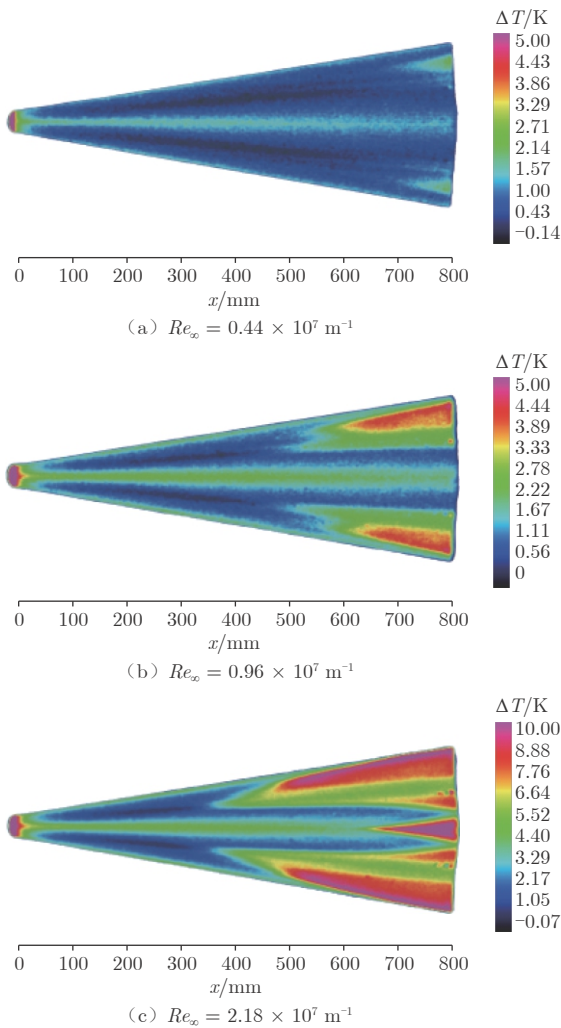


图5 模型上表面温升分布

Fig. 5 Temperature rise on the upper surface

3.3 马赫数影响

在 $Re_\infty = 1.00 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ 条件下进行了 $Ma_\infty = 5, 6, 7, 8$ 等 4 个工况的上下表面边界层转捩实验。图 6 和 7 分别给出了 4 个 Ma_∞ 条件下的模型下、上表面温升分布。从图 6 可看出, 在各 Ma_∞ 条件下模型下表面的中心线两侧均发生了转捩。随着 Ma_∞ 由 5 增大到 8, 压缩效应增强, 转捩明显后移, 转捩区域显著减小。在各 Ma_∞ 条件下, 模型上表面中心线两侧区域也均发生了转捩(图 7)。随着 Ma_∞ 从 5 增大

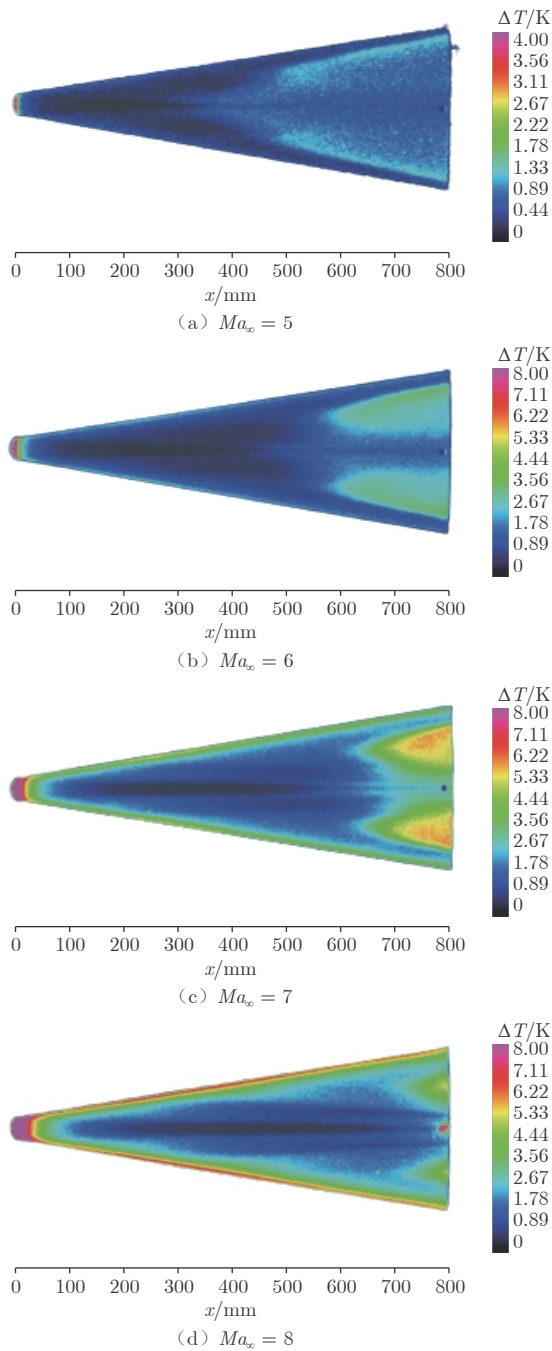


图6 模型下表面温升分布

Fig. 6 Temperature rise on the lower surface

到 8, 压缩效应增强, 转捩明显后移, 转捩区域显著减小。 $Ma_\infty = 5$ 时, 上表面中心线上发生了转捩, 随着 Ma_∞ 增大, 该区域的转捩消失。

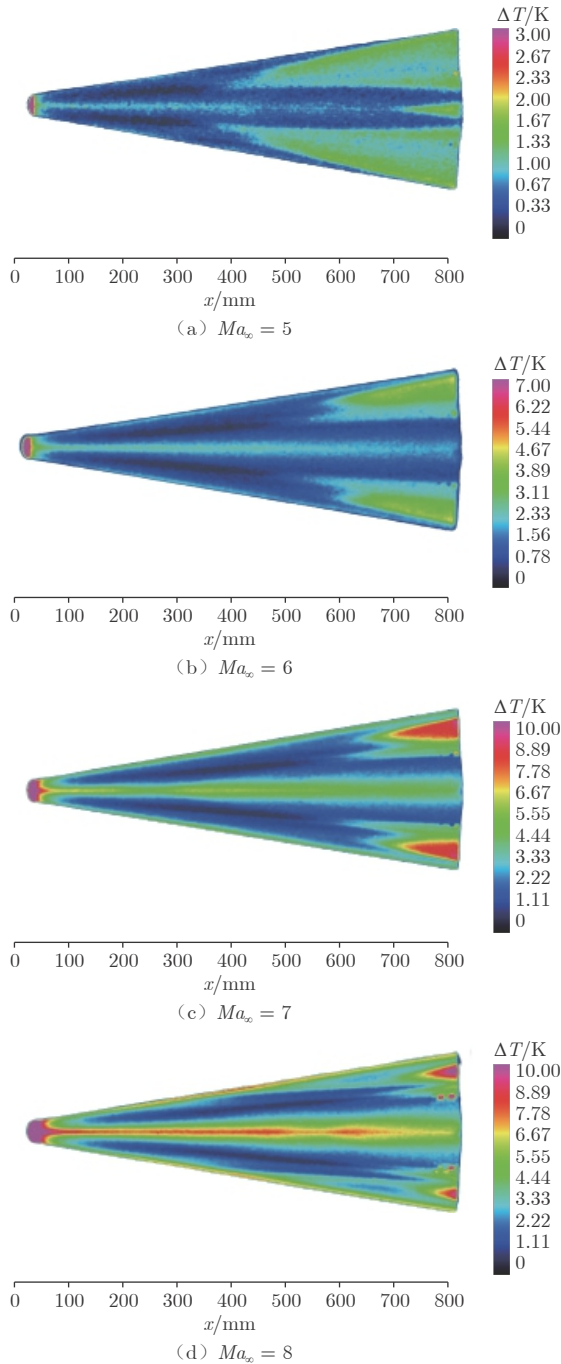


图 7 模型上表面温升分布
Fig. 7 Temperature rise on the upper surface

4 e^N 计算对比

基于小扰动假设的线性稳定性理论(LST)可以用于分析流场中的第一模态、第二模态和横流不稳定模态等, 通过积分不同频率、模态的幅值增长因子 N 来预测转捩位置, 即为“ e^N 方法”。为了验证风

洞实验数据的有效性, 明确不同区域转捩发生机制, 本文采用 e^N 方法对实验工况进行计算分析。

首先对 $Ma_\infty = 6$ 、 $\alpha = 0^\circ$ 、 $Re_\infty = 1.00 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ 的基本状态进行计算。图 8(a)和(b)分别给出了下表面和上表面不稳定波的 N 值包络分布(频率 f 范围: $0 \sim 1500 \text{ kHz}$), 涵盖了第一模态、第二模态、横流模态。从图中可以看到, 上、下表面都出现较大的扰动增长, 且下表面 N 值明显大于上表面, 与文献 [22] 结果类似。图 8(c)和(d)为频率 $f = 24 \text{ kHz}$ 时非定常横流不稳定模态的 N 值分布, 与图 8(a)和(b)相比可以推断, 横流模态主导了上、下表面的最不稳定的模态。在基本状态下, 流场未发生侧缘转捩。图 9 为 N 值和风洞模型表面温升分布对比, 下表面转捩位

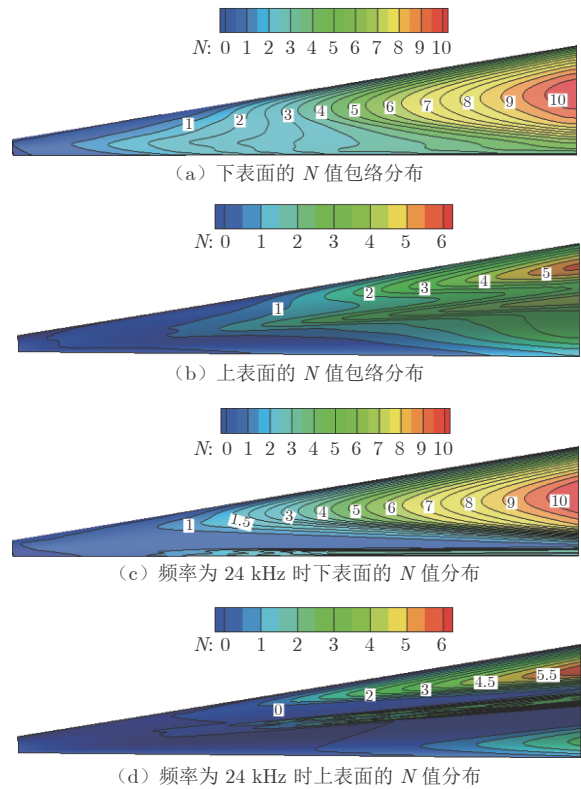


图 8 N 值分布
Fig. 8 N -factor distribution

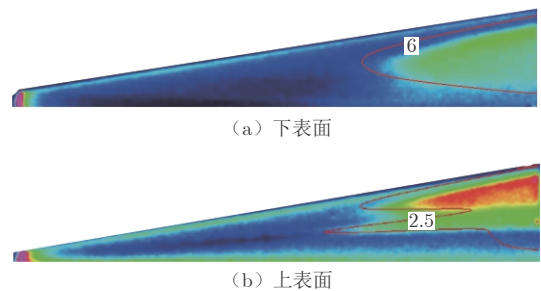


图 9 N 等值线与风洞实验结果比较
Fig. 9 N -factor distribution compared with wind tunnel test

置与 $N = 6$ 等值线符合较好, 而上表面则与 $N = 2.5$ 等值线符合, 说明上、下表面边界层中不稳定波初始幅值不同, 上表面的初始幅值远高于下表面。

图 10 和 11 分别为 $Ma_\infty = 6$ 时不同 Re_∞ 下的模型下、上表面温升分布与 N 值包络线的对比结果。可以发现: N 值曲线形状和位置与转捩阵面基本符合, 随 Re_∞ 增大, 横流转捩效应增强, 转捩阵面位置前移, 转捩区扩大, 温升增大。不同 Re_∞ 下的转捩 N 值比较接近, 下表面与转捩位置接近的 N 值在 5~7 之间, 上表面在 2~3 之间。下表面的转捩 N 值与文献 [22] 的升力体转捩 N 值(取 5.6)及文献 [24] 的椭锥转捩 N 值十分接近。另外, 当 $Re_\infty \leq 2.40 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ 时, 随着 Re_∞ 增大, 转捩 N 值也略有增大。前期风洞流场脉动压力测量结果表明^[8]: 随着 Re_∞ 增大, 压力脉动水平(百分比)呈下降趋势, 由此可推断转捩 N 值变化与风洞噪声相关。

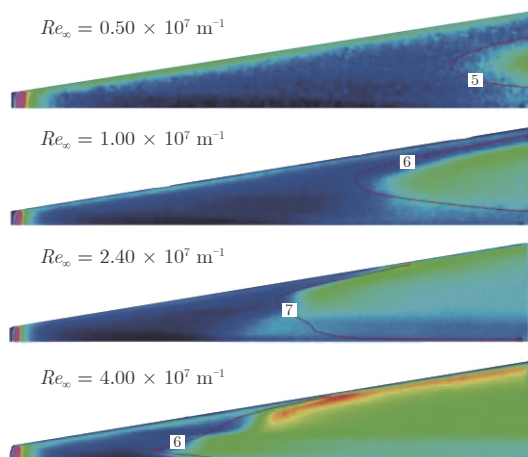


图 10 不同雷诺数下的下表面的 N 等值线与风洞实验结果比较
Fig. 10 N -factor distribution compared with wind tunnel test at different Reynolds numbers on the lower surface

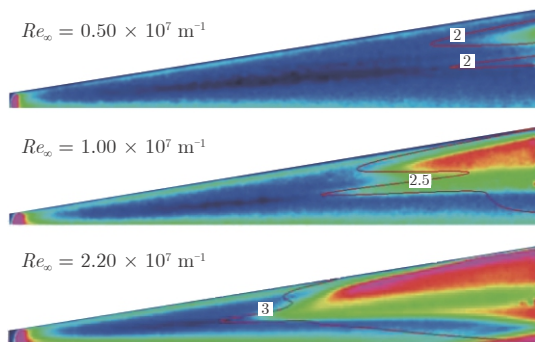


图 11 不同雷诺数下的上表面的 N 等值线与风洞实验结果比较
Fig. 11 N -factor distribution compared with wind tunnel test at different Reynolds numbers on the upper surface

图 12 和 13 分别为 $Re_\infty = 1.00 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ 时不同 Ma_∞ 下的模型下、上表面温升分布与 N 值包络线

的对比结果。不难看出, 下表面转捩 N 值为 6 时, 包络线与红外热图测量转捩阵面基本吻合, 而上表面的转捩 N 值约为 2.5。尽管风洞噪声水平随 Ma_∞ 增大而增大, 但不同 Ma_∞ 下的转捩 N 值十分接近, 且随着 Ma_∞ 增大, 横流转捩效应减弱, 模型上、下表面转捩位置都向下游移动, 转捩区域缩小, 温升降低, 说明 Ma_∞ 对横流转捩具有一定抑制作用。

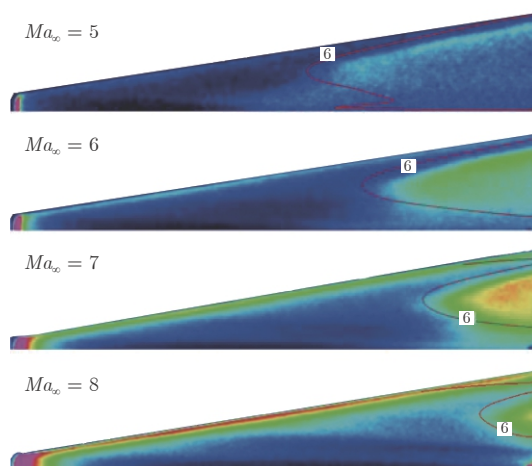


图 12 不同马赫数下的下表面的 N 等值线与风洞实验结果比较
Fig. 12 N -factor distribution compared with wind tunnel test at different Mach numbers on the lower surface

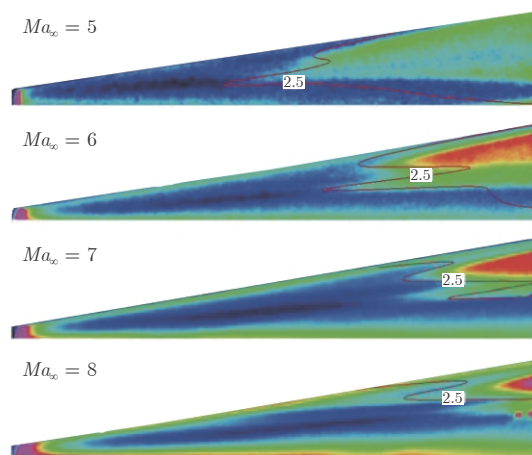
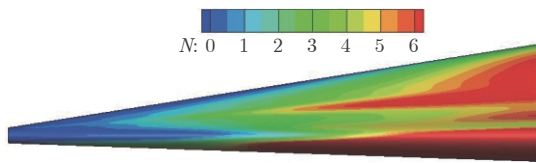
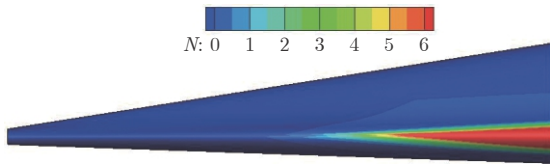


图 13 不同马赫数下的上表面的 N 等值线与风洞实验结果比较
Fig. 13 N -factor distribution compared with wind tunnel test at different Mach numbers on the upper surface

需要说明的是, 该次实验中仅对模型的上、下表面进行了红外测量, 未将模型旋转 90° 测量侧面温度分布, 但从测量结果(如图 10)依然可以看到: 当 $Re_\infty \geq 2.40 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ 时, 在侧缘发生转捩, 并引起高温区。在图 14 的 $Ma_\infty = 6$ 、 $Re_\infty = 2.40 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ 条件下 N 值包络侧向图中可以看到, 侧缘处有较大 N 值, 结合图 15 的 $f = 1150 \text{ kHz}$ 第二模态的 N 值分布, 可知该工况下侧缘发生了第二模态转捩, 验证了风洞实验中的侧缘温升是由转捩引起的。

图 14 侧面 N 值包络分布Fig. 14 N -factor envelope distribution on the side surface图 15 侧缘第二模态 N 值分布 ($f = 1150$ kHz)Fig. 15 N -factor distribution of second mode at side leading-edge ($f = 1150$ kHz)

5 结 论

在 $\phi 1$ 米高超声速风洞中, 针对升力体模型开展了边界层转捩实验研究, 采用红外热图技术测量了转捩阵面随单位雷诺数和马赫数的变化规律, 并结合线性稳定性理论和 e^N 方法对转捩模态和 N 值进行了分析, 获得如下结论:

1) 在高超声速条件下, 升力体边界层中主要存在横流失稳和第二模态 2 种转捩机制, 上、下表面转捩主要由横流失稳主导, 下表面横流转捩阵面呈双肺叶状, 上表面呈多峰状, 侧缘转捩由第二模态主导。

2) 随着单位雷诺数增大, 横流转捩效应增强, 横流转捩阵面前移, 转捩区扩大, 侧缘逐渐出现第二模态转捩, 转捩/湍流区温升增大; 随着马赫数增大, 横流转捩效应减弱, 横流失稳受到抑制, 转捩阵面后移, 转捩区域缩小, 温升减小。

3) 横流失稳引起的转捩 N 值随单位雷诺数和马赫数的变化不大, 但上、下表面转捩 N 值不同, 下表面约为 6, 上表面约为 2.5。

本文仅对升力体外形开展了转捩位置测量实验, 属于宏观信息测量, 并未获取边界层中的脉动物理量信息。后续将开展不稳定波测量实验, 为理论分析验证和预测模型构建等提供更加细致的实验数据。

致谢: 本文使用的线性稳定性分析和 e^N 计算软件得到了空气动力学国家重点实验室的帮助和支持, 在此表示衷心感谢。

参考文献:

[1] 陈坚强, 涂国华, 张毅锋, 等. 高超声速边界层转捩研究现状与发

展趋势[J]. 空气动力学学报, 2017, 35(3): 311-337.

CHEN J Q, TU G H, ZHANG Y F, et al. Hypersonic boundary layer transition: what we know, where shall we go[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(3): 311-337.

[2] 段毅, 姚世勇, 李思怡, 等. 高超声速边界层转捩的若干问题及工程应用研究进展综述[J]. 空气动力学学报, 2020, 38(2): 391-403.

DUAN Y, YAO S Y, LI S Y, et al. Review of progress in some issues and engineering application of hypersonic boundary layer transition[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2020, 38(2): 391-403.

doi: 10.7638/kqdlxb-2020.0041

[3] 孙杭义, 陈喜兰, 罗月培, 等. 高超声速飞行器边界层转捩飞行实验项目地面试验进展[J]. 飞航导弹, 2020(6): 23-28.

[4] 李强, 赵磊, 陈苏宇, 等. 展向凹槽及泄流孔对高超声速平板边界层转捩影响的试验研究[J]. 物理学报, 2020, 69(2): 024703.

LI Q, ZHAO L, CHEN S Y, et al. Experimental study on effect of transverse groove with/without discharge hole on hypersonic blunt flat-plate boundary layer transition[J]. Acta Physica Sinica, 2020, 69(2): 024703.

doi: 10.7498/aps.69.20191155

[5] CASPER K M, BERESH S J, HENFLING J F, et al. Hypersonic wind-tunnel measurements of boundary-layer transition on a slender cone[J]. AIAA Journal, 2016, 54(4): 1250-1263.

doi: 10.2514/1.J054033

[6] JULIANO T J, KIMMEL R L, WILLEMS S, et al. HIFiRE-1 boundary-layer transition: ground test results and stability analysis[C]//Proc of the 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting. 2015.

doi: 10.2514/6.2015-1736

[7] 王文, 蒋华兵. 钝锥表面脉动压力风洞试验研究[J]. 装备环境工程, 2021, 18(3): 45-50.

WANG W, JIANG H B. Wind tunnel test research on surface pressure fluctuations of a blunt cone[J]. Equipment Environmental Engineering, 2021, 18(3): 45-50.

[8] 陈久芬, 凌岗, 张庆虎, 等. 7° 尖锥高超声速边界层转捩红外测量实验[J]. 实验流体力学, 2020, 34(1): 60-66.

CHEN J F, LING G, ZHANG Q H, et al. Infrared thermography experiments of hypersonic boundary-layer transition on a 7° half-angle sharp cone[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2020, 34(1): 60-66.

doi: 10.11729/sytlx20180172

[9] 易仕和, 刘小林, 牛海波, 等. 高超声速边界层流动稳定性实验研究[J]. 空气动力学学报, 2020, 38(1): 137-142.

YI S H, LIU X L, NIU H B, et al. Experimental study on flow stability of hypersonic boundary layer[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2020, 38(1): 137-142.

[10] 刘小林. 高超声速条件下圆锥边界层转捩相关实验研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2019.

LIU X L. Experimental investigation of the hypersonic boundary layer transition on the cones[D]. Changsha: National University of Defense Technology, 2019.

[11] JULIANO T J, SCHNEIDER S P. Instability and transition on the HIFiRE-5 in a Mach 6 quiet tunnel[C]//Proc of the 40th Fluid Dynamics Conference and Exhibit. 2010.

doi: 10.2514/6.2010-5004

[12] WHEATON B M, BERRIDGE D C, WOLF T D, et al. Boundary layer transition (BOLT) flight experiment overview

- [C]//Proc of the 2018 Fluid Dynamics Conference. 2018.
doi: 10.2514/6.2018-2892
- [13] BERRIDGE D C, McKIERNAN G, WADHAMS T P, et al. Hypersonic ground tests in support of the boundary layer transition (BOLT) flight experiment[C]//Proc of the 2018 Fluid Dynamics Conference. 2018.
doi: 10.2514/6.2018-2893
- [14] THOME J, DWIVEDI A, NICHOLS J W, et al. Direct numerical simulation of BOLT hypersonic flight vehicle [C]//Proc of the 2018 Fluid Dynamics Conference. 2018.
doi: 10.2514/6.2018-2894
- [15] MOYES A, KOCIAN T S, MULLEN C D, et al. Pre-flight boundary-layer stability analysis of BOLT geometry[C]//Proc of the 2018 Fluid Dynamics Conference. 2018.
doi: 10.2514/6.2018-2895
- [16] KOSTAK H, BOWERSOX R D, McKIERNAN G, et al. Freestream disturbance effects on boundary layer instability and transition on the AFOSR BOLT geometry[C]//Proc of the AIAA Scitech 2019 Forum. 2019.
doi: 10.2514/6.2019-0088
- [17] COOK D A, THOME J, NICHOLS J W, et al. Receptivity analysis of BOLT to distributed surface roughness using input-output analysis[C]//Proc of the AIAA Scitech 2019 Forum. 2019.
doi: 10.2514/6.2019-0089
- [18] BERRIDGE D C, KOSTAK H, McKIERNAN G, et al. Hypersonic ground tests with high-frequency instrumentation in support of the boundary layer transition (BOLT) flight experiment[C]//Proc of the AIAA Scitech 2019 Forum. 2019.
doi: 10.2514/6.2019-0090
- [19] BERRY S A, MASON M L, GREENE F, et al. LaRC aerothermodynamic ground tests in support of BOLT flight experiment[C]//Proc of the AIAA Scitech 2019 Forum. 2019.
doi: 10.2514/6.2019-0091
- [20] 高清, 李建华, 李潜. 升力体高超声速飞行器横向气动特性研究[J]. 实验流体力学, 2015, 29(1): 43-48.
GAO Q, LI J H, LI Q. Study on lateral stability of hypersonic lifting-configurations[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2015, 29(1): 43-48.
doi: 10.11729/syltlx20130107
- [21] LIU S S, YUAN X X, LIU Z Y, et al. Design and transition characteristics of a standard model for hypersonic boundary layer transition research[J]. Acta Mechanica Sinica, 2021, 37(11): 1637-1647.
doi: 10.1007/s10409-021-01136-5
- [22] 陈坚强, 涂国华, 万兵兵, 等. HyTRV流场特征与边界层稳定性特征分析[J]. 航空学报, 2021, 42(6): 124317.
CHEN J Q, TU G H, WAN B B, et al. Characteristics of flow field and boundary-layer stability of HyTRV[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2021, 42(6): 124317.
- [23] 陈曦, 董思卫, 袁先旭, 等. 升力体(HyTRV)边界层全局稳定性分析[C]//第十九届全国激波与激波管学术会议论文集. 2020.
- [24] 罗纪生. 高超声速边界层的转捩及预测[J]. 航空学报, 2015, 36(1): 357-372.
LUO J S. Transition and prediction for hypersonic boundary layers[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(1): 357-372.



作者简介:

陈久芬(1979—),女,四川宜宾人,硕士研究生,高级工程师。研究方向:高超声速风洞设备研制及气动热实验研究。

E-mail: 1013233946@qq.com

(编辑:秦虹)

基于总温探针的高精度总焓测量方法优化研究

朱新新, 隆永胜, 赵顺洪, 杨远剑, 李泽禹*, 赵文峰

中国空气动力研究与发展中心 超高速空气动力研究所, 绵阳 621000

摘要:为提高中低焓来流的总焓测量精准度,以铱铑热热电偶为测温元件研制了一种总温探针。基于流热耦合计算模型对该探针各部件尺寸参数进行了优化设计,使得总温探针的复温率不低于 0.9; 计算和试验结果表明铱铑热热电偶结点温度会随着热电偶后端面温度和屏蔽罩温度的升高而缓慢升高,导致不同测量时间段下得到的总温值不同,因此必须规定测量时间段并进行溯源校准。为此,借助一种新设计的加热器弧室总温探针,将应用于电弧风洞超声速流场的总温探针向亚声速流场总温校准装置进行了溯源校准。在电弧风洞中开展了总焓测量验证试验,采用基于精度极限和偏差极限的不确定度评估方法,计算了总焓测量结果的不确定度。结果表明:所研制的总温探针具有较高的总焓测量精准度,就本文试验结果而言,其重复性精度约为 3%,不确定度约为 6.4%。

关键词:总焓测量; 总温探针; 流热耦合; 溯源校准; 不确定度分析

中图分类号: V441

文献标识码: A

Optimization of high-precision total enthalpy measurement method based on the total temperature probe

ZHU Xinxin, LONG Yongsheng, ZHAO Shunhong, YANG Yuanjian,
LI Zeyu*, ZHAO Wenfeng

Hypervelocity Aerodynamics Institute,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China

Abstract: A kind of total temperature probe with Iridium Rhodium Iridium thermocouple is developed for improving the total enthalpy measurement accuracy. The size parameters of each component are optimized based on the fluid-thermal coupling model of the probe. The reheating rate of the probe is not less than 0.9 after optimization. The calculation and test results show that the temperature of the thermocouple node rises slowly as the temperature of the thermocouple tail and the shielding case rises. This fact results in the temperature of thermocouple node changing according to the measurement time period. So the measurement time period of the total temperature value should be regulated and the total temperature value must be calibrated. Therefore, a comparison calibration method is proposed, in which the total temperature probe used in the supersonic flow field can be traced to the standard calibration device in the subsonic flow field by an arc chamber total probe developed. Finally, the total enthalpy measurement test based on the total temperature probe is carried out in the arc heated wind tunnel. And the uncertainty of the total enthalpy measurement is calculated according to the uncertainty evaluation method based on the precision limit and deviation limit. The test results show that the total temperature probe has a high total enthalpy measurement accuracy. The repeatability precision is about 3% and the uncertainty is about 6.4% in this test.

Keywords: total enthalpy measurement; the total temperature probe; fluid-thermal coupling; traceability calibration; the uncertainty analysis

收稿日期: 2021-10-20; 修回日期: 2021-12-04; 录用日期: 2022-01-13

* 通信作者 E-mail: lzy@163.com

引用格式: 朱新新, 隆永胜, 赵顺洪, 等. 基于总温探针的高精度总焓测量方法优化研究 [J]. 实验流体力学, 2024, 38(5): 107-114.

ZHU X X, LONG Y S, ZHAO S H, et al. Optimization of high-precision total enthalpy measurement method based on the total temperature probe[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2024, 38(5): 107-114.

0 引言

飞行器耐热材料的地面考核试验^[1-3]主要在电弧加热器和电弧风洞中开展。根据试验考核目的,需要在电弧加热器和电弧风洞中模拟出满足考核任务要求的高温高速气流^[4-6],其中,气流总焓和总压测量的精准度将直接影响飞行器耐热材料的性能评估。

依托成熟的压力传感器,总压测量精准度相对较高,而总焓的精准测量一直是相关领域的技术难题。伴随着飞行器材料考核试验的发展,国内外已经发展了一些总焓测量方法,如基于光谱测量的非接触式测焓方法^[7-9]、基于Fay-Riddell公式的测焓方法^[10]、基于能量守恒原理的焓探针^[11]、基于边界层自相似理论的焓探针^[12-14]及声速喉道法测焓^[15-16]等。在不同来流焓值和热力环境下,这些方法各有优劣,且不同方法测得的焓值差异相对较大^[17]。

国外少数研究者^[14]基于可控的干净流场(如纯氧气或纯氮气),以光谱测焓技术作为基准,对总温探针或焓探针等测焓装置进行校准,再以校准后的测焓装置测量复杂流场的来流总焓,以提高总焓测量精准度。国内目前基于光谱的测焓技术还不够成熟,对不同测焓方法的测量值仅作简单的误差分析和偏差对比说明,并未给出测量精准度。为此,本文针对高温高速气流的中低焓测量,优化设计一种基于总温探针的高精度总焓测量方法,并对其测量值开展定量的不确定分析。

1 测量原理与方法

依据高温空气动力学函数表,可以拟合出以空气为介质的高温高速气流总焓 H_0 与总温 T_0 、总压 p_0 的函数关系式^[18]。当 $170\text{ K} < T_0 < 1748\text{ K}$ 时:

$$H_0 = 0.796329T_0^{1.041} \quad (1)$$

当 $T_0 \geq 1748\text{ K}$ 时:

$$H_0 = 78.4107 \exp[3.178(T_0/1748)^\alpha] \quad (2)$$

式中:

$$\alpha = [2.41 + 0.00709 \ln(p_0/101325)]^{-1} \quad (3)$$

采用总温探针测量总焓时,需先测量总温;若总温低于 1748 K ,则根据式(1)计算总焓;否则还需测量总压,再根据式(2)和(3)计算总焓。在电弧风洞试验中,来流总压较易获得且精准度较高,因此上述方法的难点在于如何准确获取来流总温。

在超声速风洞流场总温测量试验中,常使用双铂铑等铠装热电偶作为测温元件^[19],但双铂铑热电偶的测温上限仅为 1900 K 。钨铼热电偶测温上限能达到 3000 K ,但在温度超过 1600 K 的氧化环境中会因氧化而失效,不适用于电弧风洞试验。

为了测量较高温度气流的总焓,本文采用一种测温上限为 2300 K 的钨铼热电偶作为测温元件。图1为以钨铼热电偶裸丝作为测温元件设计的总温探针结构示意图(图1仅为示意图,图中要素未按照比例绘制;热电偶红色部分为正极,蓝色部分为负极)。高温气流从屏蔽罩入口(图中左侧)进入滞止室,在滞止室内减速并与热电偶和屏蔽罩充分换热,然后从屏蔽罩周向的4个尾气孔(气流出口)流出;经过一段时间后,热电偶结点温度趋于稳定,认为此时热电偶结点温度 T_{0m} 即为来流总温 T_0 。

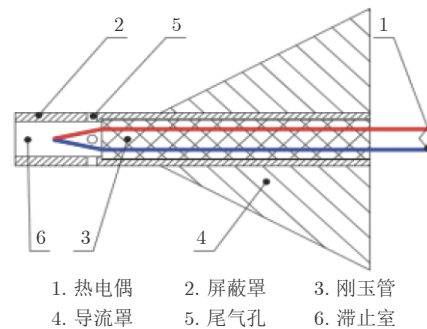


图1 总温探针结构示意图
Fig. 1 Total temperature probe structure

实际上,由于气流动能不能完全转化为内能,且热电偶自身存在对外热辐射和向后热传导的少量热损失,因此 T_{0m} 一般会低于 T_0 。以式(4)定义复温率 R :复温率 R 越接近1,表明总温探针的滞止和保温效果越好,测量精准度越高,依据总温计算得到的总焓精准度也越高。

$$R = T_{0m}/T_0 \quad (4)$$

2 流热耦合分析与优化设计

2.1 流热耦合计算模型建立与探针尺寸优化

为使总温探针热电偶结点温度尽量接近真实来流总温(即具有较高复温率),基于总温探针流热耦合计算模型(图2)对各部件尺寸进行优化。该模型的固体区域包括屏蔽罩(材料为钨)、钨铼热电偶正负极和热电偶结点。理论上,当总温探针热平衡时,屏蔽罩前端面、外壁面和后端面与外界趋于热平衡。在不影响传热机理的原则下,可将这3处换热的

换热量统一至屏蔽罩后端面作近似处理(这 3 处换热主要影响屏蔽罩内壁面温度,进而通过辐射换热影响热电偶结点的温度),即:设屏蔽罩前端面和外壁面为绝热边界,屏蔽罩后端面为恒温边界;刚玉管隔热性能较好,近似设为绝热边界;热电偶正负极后端面会向热电偶传热,设为恒温边界。换热方式主要包括:气体与热电偶对流换热、气体与屏蔽罩对流换热、热电偶与屏蔽罩内壁面的辐射换热、屏蔽罩和热电偶各自内部的热传导。

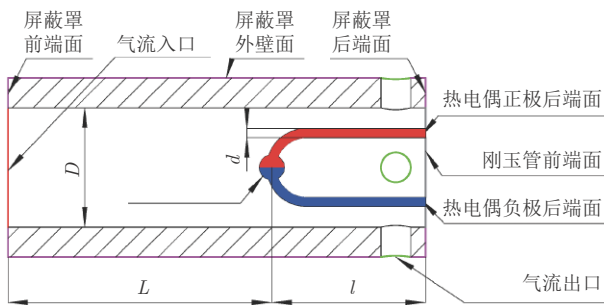


图 2 计算模型
Fig. 2 Calculation model

总温探针为面对称结构,计算时采用总温探针的面对称半模非结构化网格,对热电偶壁面进行网

格加密,网格数量约 8.3×10^5 。流体为基于密度的可压缩空气,计算模型为标准 $k-\epsilon$ 湍流模型,入口条件为压力入口,出口条件为压力出口。

优化各部件尺寸时,屏蔽罩和热电偶的后端面均设为恒温边界。通过改变热电偶和屏蔽罩尺寸及相对位置,计算总温探针的复温率,得到如下结论:

1) 热电偶直径 d 为 $0.2 \sim 0.5$ mm 时,复温率几乎不变;但在实际使用时,应在保证强度的前提下,尽量使用较细的热电偶,有利于缩短响应时间。

2) 当热电偶长度 l 与直径 d 之比 l/d 为 $15 \sim 20$ 、热电偶结点和屏蔽罩前端面的距离 L 与滞止室入口直径 D 之比 L/D 为 $2 \sim 3$ 、滞止室入口截面积 A_{in} 与尾气孔总截面积 A_{out} 之比 A_{in}/A_{out} 为 $0.2 \sim 0.5$ 时,总温探针的复温率 R 能保持在 0.9 以上。

2.2 热电偶结点温度影响因素分析

以经过优化后的一种尺寸参数为例,进一步分析当屏蔽罩后端面和热电偶后端面温度发生变化时的总温探针复温率变化情况。设某风洞试验来流总温为 1403 K,总压为 425 kPa,驻点压力(波后总压)为 108 kPa,静压约为 9.66 kPa,静温约为 505 K,热电偶后端面和屏蔽罩后端面温度如表 1 所示。

表 1 不同计算工况下的复温率
Table 1 The retemperature rate under different working conditions

工况	来流状态	屏蔽罩后端面	热电偶后端面	是否有辐射换热	热电偶结点温度/K	复温率 R
1	总温 1403 K 总压 425 kPa	温度 1100 K	温度 1100 K	有	1305	0.930
2		绝热	温度 1100 K	有	1352	0.964
3		绝热	绝热	有	1399	0.997
4		550 K(静温)	温度 1100 K	有	1271	0.906
5		550 K(静温)	温度 1100 K	无	1335	0.952
6	总温 2021 K 总压 159 kPa	温度 1700 K	温度 1700 K	有	1898	0.939
7		绝热	温度 1700 K	有	1988	0.984
8		绝热	绝热	有	2011	0.995
9		674 K(静温)	温度 1700 K	有	1678	0.875
10		674 K(静温)	温度 1700 K	无	1968	0.974

图 3 和 4 给出了表 1 中工况 1 的计算结果,图 3 为对称面上气流的马赫数分布,图 4 为总温探针流体和固体区域的温度分布。如图 3 所示,整个滞止室内的马赫数基本小于 1 ,仅屏蔽罩后段的 4 个尾气孔内侧接近 1 、外侧大于 1 ,较为准确地反映了气流在整个屏蔽罩内的流动状态。热电偶结点前端附近的马赫数接近 0 ,表明滞止室发挥了较好的滞止作用,可最大限度地使气流动能转化为内能。

在工况 1 下,屏蔽罩后端面和热电偶后端面温度均为 1100 K,而来流总温为 1403 K,从图 4 可以看出:屏蔽罩和热电偶的温度分布基本是沿来流左高右低,且均低于来流总温;滞止室内的气流温度(静温)分布与图 3 中的马赫数分布相互验证,即马赫数相对较低的流域,温度相对较高。结合图 4 的温度分布情况可知,在工况 1 下,热电偶结点处于与气体对流换热、同时向热电偶正负极传热并与屏蔽罩

辐射换热的状态,最终得到热电偶结点的平衡温度为 1305 K,复温率为 0.930。

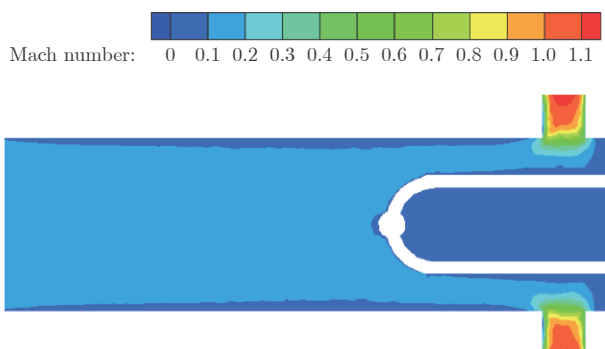


图 3 气流马赫数分布

Fig. 3 Airflow Mach number distribution

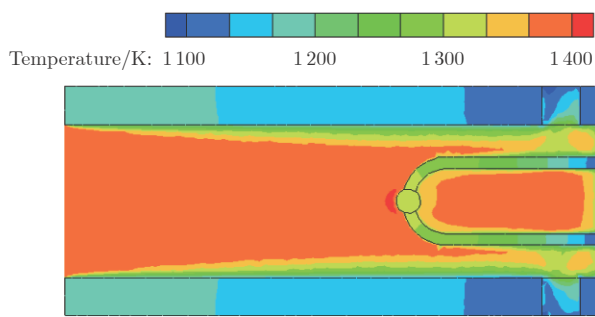


图 4 流固温度分布

Fig. 4 Fluid-solid temperature distribution

改变计算条件,得到了工况 1~5 的复温率,如表 1 所示。工况 1 的计算条件比较接近实际测量时的情况,即热电偶和屏蔽罩温度均低于来流总温,热电偶向后段传热的同时向屏蔽罩辐射散热,达到平衡时热电偶结点温度为 1305 K,复温率为 0.930。工况 2 为绝热屏蔽罩,此时屏蔽罩内壁面温度与来流总温接近,则屏蔽罩将向热电偶结点辐射散热,热电偶结点的热损失仅有热电偶自身热传导损失,因此工况 2 的复温率相对较高($R = 0.964$)。工况 3 是在工况 2 的基础上将热电偶后端面也设为绝热,即去除了热电偶自身向后的热传导损失,得出的复温率高达 0.997;工况 3 也佐证了该计算模型的有效性,即在理想绝热条件下能够准确获得来流总温。工况 4 和 5 是在工况 1 基础上进一步将屏蔽罩温度降至 550 K(参照来流静温),两者区别在于工况 4 仍有辐射换热,而工况 5 无辐射换热。有辐射换热工况 4 的复温率仅为 0.906,而无辐射换热工况 5 的复温率则为 0.952。结合工况 1 和 2 可知,总温探针滞止室不仅使气流动能尽可能转化为内能,还降低了辐射热净损失:因为尽管屏蔽罩的平衡温度低于热电偶结

点温度,但仍比无屏蔽罩时的来流静温高得多,这样可以有效减少热电偶结点的辐射热损失。

基于同一计算模型,改变来流状态后,得到工况 6~10。比较两种不同来流状态下各工况的复温率,可以发现规律相似,不再赘述。需要说明的是,两种来流状态下的边界温度 1100 K 和 1700 K 仅为估值,不一定准确,但都在合理估算范围内,不影响传热规律分析。

基于以上仿真计算可知,热电偶结点温度会随着屏蔽罩温度和热电偶后端面温度变化而变化,这就导致实际测量时热电偶输出温度很难平衡(见后文图 7),因为实际测量时屏蔽罩温度和热电偶后端面温度并非某一固定值(一般会随测量时间逐渐升高)。因此,有必要规定总温探针温度取值时间段,并校准规定时间段内的温度输出值。后文结合试验数据对上述问题进行验证和分析。

3 探针校准与不确定度分析

按照第 2 节仿真优化后的总温探针尺寸,制作了如图 5 所示的总温探针 A,并在电弧风洞中开展了总焓测量应用试验。为了减小总焓测量误差,试验前对总温探针 A 进行了校准,试验后对测得的总焓数据进行了不确定度分析。

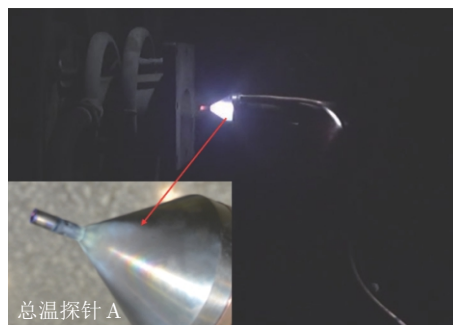


图 5 总焓测量试验照片

Fig. 5 The total enthalpy measurement test photo

3.1 总温探针校准方法

国内静态温度校准技术和设备较为成熟,但特定的高温高速气流总温校准技术和设备仅北京长城计量测试技术研究所具备,且针对的流场为亚声速流场。电弧风洞喷管出口为超声速流场,若将在亚声速流场中校准的探针直接测量超声速流场的总温,会引入额外的不确定性。为此,研制了一款电弧加热器专用的弧室总温探针和用于测量电弧加热器喷管出口流场的总温探针 B,如图 6 所示(图 6 给出了总温探针 A 向基准总温探针溯源的过程)。

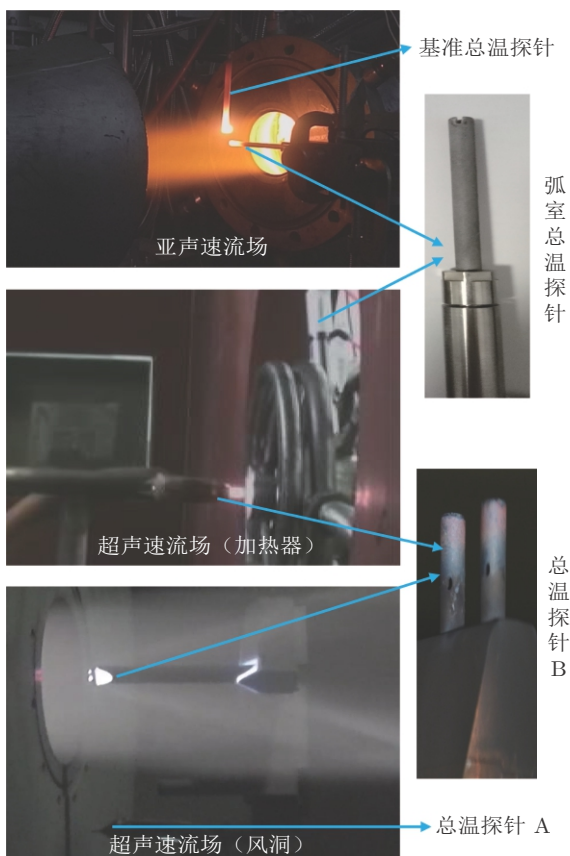


图 6 总温探针校准过程

Fig. 6 The process of calibrating the total temperature probe

电弧加热器弧室内气流为亚声速状态，且弧室核心区亚声速流场中气体的总焓值与加热器喷管出口核心区超声速流场中气体的总焓值相近。因此，可以先在北京长城计量测试技术研究所的亚声速流场中对弧室总温探针进行校准，得到其测量不确定度(校准结果为 1.5%)，而后在电弧加热器中以弧室总温探针校准总温探针 B，再在电弧风洞中以总温探针 B 校准总温探针 A，最终得到总温探针 A 的总焓测量校准系数。

在以弧室总温探针校准总温探针 B 和以总温探针 B 校准总温探针 A 的过程中，校准系数和不确定度的求解方法相同(后文给出总温探针 A 的校准系数和不确定度的求解过程)。采用比对标定^[20-21]方法进行校准，即在相同热环境中分别以参考探针和待标定探针测量关注量(总焓)，以两者所测数据分别作为因变量(纵轴)和自变量(横轴)进行线性拟合(截距为 0)，得到的直线斜率即为校准系数。

3.2 不确定度分析方法

进行不确定度分析时，不细分 A 类和 B 类不确定度，而是沿用风洞测试人员熟知的系统误差和随

机误差概念，对应至不确定度分析中即为偏差极限和精度极限^[22]。精度极限是由随机误差、环境不确定性和无法精确重现的试验条件等导致的缺乏测量重复性的一种估算值；偏差极限往往是一个稳定的偏差，如校准偏差、数据采集系统偏差、试验技术方法偏差等。求解不确定度的基本过程如下：

设某一被测量 r 与 J 个不同的自变量 $X_j(j = 1, 2, \dots, J)$ 存在不同程度的关联，其数据处理关系式如下：

$$r = r(X_1, X_2, \dots, X_J) \quad (5)$$

每个自变量 X_j 对被测量 r 的误差影响可能是系统误差，可能是随机误差，也可能二者兼有。此时需根据实际情况细分误差源，找出对应的精度极限 B_j 和偏差极限 P_j 。根据式(6)分别求出每个自变量的分量不确定度 U_j ：

$$U_j = \sqrt{B_j^2 + P_j^2} \quad (6)$$

然后再按照式(7)进行合成，即可得到被测量 r 的不确定度 U_r ：

$$U_r = \sqrt{U_1^2 + U_2^2 + \dots + U_J^2} \quad (7)$$

3.3 总焓测量试验与不确定度分析

结合试验数据，给出基于总温探针 A 的总焓测量情况及不确定度分析过程。图 7 为 3 种不同来流状态下总温探针 A 和 B 的热电偶电压输出曲线。图中， U_{A-a} 表示总温探针 A 在来流状态 a 下的电压测量值，依此类推。

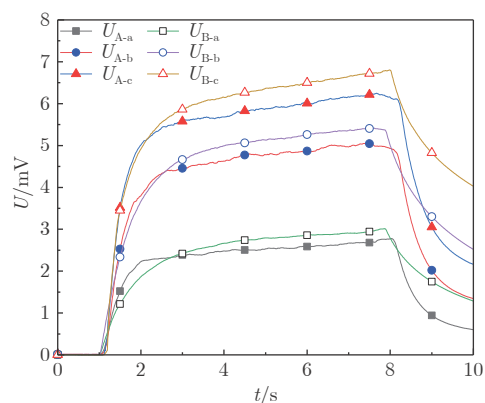


图 7 2 个总温探针的测试曲线

Fig. 7 The test curve of two total temperature probes

3 种来流状态下 2 个探针的输出电压都较为接近。换算为总焓值(见表 2)后发现，探针 A 测得总焓值 H_{0A} 比探针 B 测得总焓值 H_{0B} 平均偏低约 2.5%。部分原因可能在于两者屏蔽罩材料不同：探针 A 屏蔽罩的材料为钨铍合金，导热率约为 $140 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ，

而探针 B 屏蔽罩材料为高温合金, 热导率约为 $25 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$, 在相同热环境和加热时间内, 探针 A 屏蔽罩温度低于探针 B 屏蔽罩, 根据第 2.2 节分析可知, 探针 A 的热电偶结点温度也低于探针 B。

表 2 总温探针 A 和 B 的测量结果对比

Table 2 The test results comparison between the total temperature probe A and probe B

来流状态	电功率 /MW	总压 /kPa	H_{0A} / $(\text{MJ}\cdot\text{kg}^{-1})$	H_{0B} / $(\text{MJ}\cdot\text{kg}^{-1})$
a	2.78	197	0.879	0.911
b	3.97	212	1.348	1.385
c	5.26	256	1.631	1.655

从图 7 中各条曲线可以看出, 热电偶的电压输出并未很快达到稳定, 而是呈缓慢上升趋势。其原因在前文仿真计算时已经提及: 热电偶结点在被气流加热的同时, 会向自身后段传热并向相对低温的屏蔽罩辐射散热, 随着屏蔽罩后端面和热电偶后端面的温度升高, 热电偶结点温度也在缓慢升高, 因此, 在不同时间段内得到的总温值存在一定差异。

以图 7 中的 U_{B-c} 曲线为例, 若以其 3~4 s、5~6 s 和 7~8 s 内的电压平均值作为输出电压, 可得到其输出电压分别为 6.03、6.42 和 6.72 mV, 对应的总温分别为 1440、1512 和 1570 K, 依次递增 5.0% 和 3.8%。则在不同时间段内最终得到的总焓将有最大约 8.8% 的偏差。为此, 有必要规定每次测量试验的测量时间和取值时间段。受材料耐温上限制约, 测量时间不可太长, 本文规定每次测量时间为 7 s, 取 6~7 s 内的电压平均值, 然后查询铱铱热电偶分度表得到总温测量值, 再根据式(1)得到对应的总焓。必须注意, 此时得到的总温测量值仅是比较接近来流总温, 为获取更加准确的总温, 需对规定时间段内探针总温测量值进一步溯源校准。根据表 2 数据, 以 H_{0B} 为纵轴、 H_{0A} 为横轴进行线性拟合, 得到总温探针 A 的总焓校准系数 $\eta = 1.022$ 。

结合总温探针 A 在另一电弧风洞中的总焓测量应用试验(如图 5 所示), 给出不确定度的评估过程。该试验共计调试了 d、e 和 f 等 3 个状态, 每个状态下重复 3 车次(状态 e 的第 3 车次 e-3 因试验故障, 未测到有效数据), 得到如表 3 所示的总焓测量数据(表中 \bar{H}_{0A} 为同一状态下所有重复车次的总焓平均值)。从表 3 可以看出, 同一状态下不同车次之间的总焓测量差异较小, 平均偏差约 3%, 表明该探针具有较好的重复性精度。

表 3 总温探针 A 的总焓测量结果

Table 3 The total enthalpy measurement results based on the total temperature probe A

试验车次	电功率 /MW	总压 /kPa	T_{0A} /K	H_{0A} / $(\text{MJ}\cdot\text{kg}^{-1})$	\bar{H}_{0A} / $(\text{MJ}\cdot\text{kg}^{-1})$
d-1	2.53	424	1434	1.538	1.528
d-2	2.55	426	1461	1.569	1.528
d-3	2.58	429	1380	1.478	1.528
e-1	2.47	367	1679	1.813	1.758
e-2	2.50	370	1581	1.703	1.758
e-3	—	—	—	—	—
f-1	4.19	629	2065	2.336	2.290
f-2	4.20	635	2023	2.271	2.290
f-3	4.17	629	2018	2.264	2.290

基于总温探针 A 的总焓测量不确定度的数据处理关系式如下:

$$H_{T0} = H_{T0}(T_0, p_0, f_{H0}, \eta) \quad (8)$$

第一项 T_0 反映了以探针 A 测量总焓从数采系统中获得温度数据时引入的误差影响, 其对应的不确定度以 U_{T0} 表示。其中, 精度极限 B_{T0} 以多车次测量数据的标准偏差表示。由表 3 可知, 状态 d、e 和 f 的标准偏差分别为 2.472%、3.129% 和 1.416%。偏差极限 P_{T0} 由数采系统自身的校准精度确定, 均为 0.3%。

第二项 p_0 反映了当 T_0 高于 1748 K 时总压测量引入的误差影响, 对应的不确定度以 $U_{m,p0}$ 表示, 其值由标准商用压力传感器精度确定。由表 3 可以看出, 计算状态 d 和 e 的总焓时无需总压, 不确定度为 0; 状态 f 的 U_{p0} 即为压力传感器校准精度, 其值为 0.31%。

第三项 f_{H0} 反映了式(1)和(2)自身的不确定度, 仅有偏差极限, 其值一般小于 3%, 则状态 d、e 和 f 的不确定度 U_{fH0} 均为 3%。

第四项 η 反映了采用探针 B 校准探针 A 时的校准不确定度, 以 U_η 表示。其中, 精度极限 B_η 以最大校准偏差百分比的 2 倍表示。由表 2 可知, 在用于校准探针的来流状态 a、b、c 下, 校准后的焓值分别为 0.898、1.378 和 1.667 MJ/kg, 与基准值(表 2 中探针 B 的总焓测量值)的偏差分别为 1.390%、0.530% 和 0.718%, 则精度极限 B_η 为 2.78%。偏差极限 P 近似为参照探针 B 的不确定度, 其值为 3.8%(计算过程略, 与总温探针 A 的计算方法相同)。

综上, 根据式(6)和(7)可知状态 d、e 和 f 的总

焓测量不确定度分别为 6.113%、6.407% 和 5.776%，即状态 d、e 和 f 的总焓分别为 1.528 ± 0.093 、 1.758 ± 0.098 和 2.29 ± 0.088 MJ/kg。以 3 个状态的最大不确定度为参照，可认为本文总焓测量试验的总焓测量不确定度约为 6.4%。

4 结 论

以铱铈铱热电偶为测温元件，结合流热耦合计算的优化结果，研制了一种测量中低焓高速气流的总温探针，并结合风洞试验对其进行了校准和不确定度分析，得到如下结论：

1) 建立的总温探针流热耦合计算模型能够有效模拟气流、热电偶和屏蔽罩之间的换热。基于该计算模型对总温探针各部件尺寸参数进行了优化，得到了相对较优的参数区间，在该区间内能确保总温探针复温率不低于 0.9。

2) 仿真计算和试验结果均表明热电偶结点温度受热电偶后端面和屏蔽罩温度的影响较大，热电偶结点温度会随着热电偶后端面和屏蔽罩的温度升高而缓慢升高，导致不同时间段内的总温测量值偏差相对较大，因此必须统一规定取值时间段，并对取值进行溯源校准。

3) 借助弧室总温探针，将应用于超声速流场的总温探针向亚声速流场的标准总温校准装置进行了溯源校准，采用基于精度极限和偏差极限的不确定度评估方法，从系统误差和随机误差两方面对最终测量值进行了不确定度分析。优化和校准后的总温探针在本文总焓测量试验中具有较高的精准度，重复性精度约为 3%，不确定度约为 6.4%。

参考文献：

- [1] MARREN D, LU F. Advanced hypersonic test facilities[M]. Reston, VA: AIAA, 2002.
doi: 10.2514/4.866678
- [2] 朱晓军, 李锋, 欧东斌, 等. 典型部件疏导式热防护试验技术研究[J]. 实验力学, 2020, 35(4): 681–687.
ZHU X J, LI F, OU D B, et al. Investigation on testing technology of typical component dredging thermal protection[J]. Journal of Experimental Mechanics, 2020, 35(4): 681–687.
doi: 10.7520/1001-4888-18-186
- [3] 章胜, 周宇, 钱炜琪, 等. 基于网格自适应的飞行器防热材料热传导系数辨识[J]. 宇航学报, 2019, 40(4): 396–405.
ZHANG S, ZHOU Y, QIAN W Q, et al. Identification of vehicle heat shield material thermal conductivity based on mesh adaptation[J]. Journal of Astronautics, 2019, 40(4): 396–405.
doi: 10.3873/j.issn.1000-1328.2019.04.004
- [4] SHEELEY J. Arc heated wind tunnel failure prediction using artificial neural networks[C]//Proc of the 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 2005: 898.
doi: 10.2514/6.2005-898
- [5] 傅杨奥, 董维中, 丁明松, 等. 高焓电弧风洞试验热化学非平衡流场数值模拟[J]. 实验流体力学, 2019, 33(3): 1–12.
FU Y A X, DONG W Z, DING M S, et al. Numerical simulation of thermochemical non-equilibrium flow field in arc-jet tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2019, 33(3): 1–12.
doi: 10.11729/sytlx2018013
- [6] 杨远剑, 陈德江, 赵文峰, 等. 电弧风洞转动部件动密封试验[J]. 空气动力学学报, 2017, 35(6): 828–831.
YANG Y J, CHEN D J, ZHAO W F, et al. Seal complementation test for rotatable parts in arc heated wind tunnel[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(6): 828–831.
doi: 10.7638/kqdlxb-2015.0147
- [7] MATSUI M, KOMURASAKI K, ARAKAWA Y, et al. Enthalpy measurement of inductively heated airflow[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2008, 45(1): 155–158.
doi: 10.2514/1.34369
- [8] WINTER M W, SRINIVASAN C, CHARNIGO R. Non-equilibrium analysis of emission spectroscopy data taken in the freestream of the NASA IHF arc jet facility[C]//Proc of the 46th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. 2015: 2963.
doi: 10.2514/6.2015-2963
- [9] SUESS L E, J D MILHOAN, OELKE L, et al. Enthalpy distributions of arc jet flow based on measured laser induced fluorescence, and heat flux and stagnation pressure distributions[C]//Proc of the 42nd AIAA Thermophysics Conference. 2011: 3778.
doi: 10.2514/6.2011-3778
- [10] FAY J A, RIDDELL F R. Theory of stagnation point heat transfer in dissociated air[J]. Journal of the Aeronautical Sciences, 1958, 25(2): 73–85.
doi: 10.2514/8.7517
- [11] 朱新新, 隆永胜, 石友安, 等. 稳态焓探针的优化设计与试验验证[J]. 实验流体力学, 2020, 34(4): 87–93.
ZHU X X, LONG Y S, SHI Y A, et al. Optimal design of steady enthalpy probe and test verification[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2020, 34(4): 87–93.
doi: 10.11729/sytlx20190062
- [12] MARVIN J G, POPE R B. Laminar convective heating and ablation in the Mars atmosphere[J]. AIAA Journal, 1967, 5(2): 240–248.
doi: 10.2514/3.3948
- [13] YAKUSHIN M I, PERSHIN I S, KOLESNIKOV A F. An experimental study of stagnation point heat transfer from high-enthalpy reacting gas flow to surface with catalysis and gas injection[C]//Proc of the 4th Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles: co-sponsored by European Space Agency. 2002: 473.
- [14] LÖHLE S, STEINBECK A, FASOULAS S. Local mass-specific enthalpy measurements with a new mass injection probe[J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 2016, 30(2): 301–307.

- doi: 10.2514/1.t4709
- [15] 戚隆溪. 双声速总焓探针的研制和应用[J]. 气动实验测控技术, 1981, 3: 25-30.
QI L X. The development and application of double sonic enthalpy probe[J]. Measurement and Control Technology of Aerodynamic Experiment, 1981, 3: 25-30.
- [16] 戚隆溪, 王柏懿. 高温气流总焓的测量及微型瞬时探针的研制[J]. 流体力学实验与测量, 1997, 11(1): 70-76.
QI L X, WANG B Y. Measurement methods and miniature probe for total enthalpy of high-temperature gas streams[J]. Experiments and Measurements in Fluid Mechanics, 1997, 11(1): 70-76.
- [17] 朱新新, 杨庆涛, 陈卫, 等. 高温气流总焓测试技术综述[J]. 计测技术, 2018, 38(5): 5-11.
ZHU X X, YANG Q T, CHEN W, et al. Overview of total enthalpy measurement technique for high temperature flow[J]. Metrology & Measurement Technology, 2018, 38(5): 5-11.
doi: 10.11823/j.issn.1674-5795.2018.05.02
- [18] 中国人民解放军总装备部军事训练教材编辑工作委员会. 高超声速气动热和热防护[M]. 北京: 国防工业出版社, 2003.
- [19] 杨海滨, 胥继斌, 白本奇, 等. 高超声速风洞流场总温测量装置研制[J]. 传感技术学报, 2021, 34(2): 268-273.
YANG H B, XU J B, BAI B Q, et al. Development of total temperature measurement equipment in hypersonic wind tunnel flowfields[J]. Chinese Journal of Sensors and Actuators, 2021, 34(2): 268-273.
doi: 10.3969/j.issn.1004-1699.2021.02.020
- [20] MURTHY A V, TSAI B K, SAUNDERS R D. Radiative calibration of heat-flux sensors at NIST: facilities and techniques[J]. Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, 2000, 105(2): 293-305.
doi: 10.6028/jres.105.033
- [21] WANG H, YANG Q T, ZHU X X, et al. Inverse estimation of heat flux using linear artificial neural networks[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2018, 132: 478-485.
doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2018.04.034
- [22] 战培国, 杨炯. 美国AIAA风洞试验标准汇编[M]. 北京: 国防工业出版社, 2015: 297-308.
ZHAN P G, YANG J. United States of America AIAA wind tunnel test standard assembly[M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2015: 297-308.

作者简介:

朱新新(1988—), 男, 云南保山人, 硕士, 助理研究员。研究方向: 气动热与热防护试验测试技术。

E-mail: xinxincomplex@126.com



(编辑: 孙春晖)

CONTENTS

Review

- Research progress of improving nanofluid fuel performance
..... GAO Yi, XU Xingxing, ZHAO Zilong, ZHOU Shuai, LIU Peijin, AO Wen (1)

Fundamental Research and Application

- Crossing shock waves/transitional boundary layers interactions in the double vertical wedges configuration
..... YI Miaorong, ZHANG Ruoling, YUE Maoxiong, LI Li, REN Hu, ZHAO Huiyong (17)
- Study on interaction between wing tip vortex and flat tail tip vortex
..... ZHANG Zeyu, LI Dong, ZHOU Jinxin, LIANG Yong, GENG Zihai (29)
- Flash infrared thermal wave detection of ice surface edge GOU Yi, LI Qingying, LIU Senyun (37)
- Experimental investigation on the flow-induced vibration of a riser subjected to the combination of internal liquid flow
and external sheared flow GAO Yue, ZHU Hongjun, HU Jie, XU Bing (44)

Experimental Equipment and Method

- Visualization experiment of wave dynamics in pressure oscillation tube
..... GUO Jiangtao, ZHOU Yihui, HU Dapeng, LIU Zhijun, HUANG Zhaofeng, GAO Feng (54)
- Research on the position control of double-pass schlieren component based on visual feedback
..... FANG Bihong, LI Ming, HUANG Danping (65)
- Applicability analysis of Sivells' method in nozzle design with high Mach number and low total pressure
..... LI Zhenqian, SHI Yilei, LIANG Jie, CHEN Aiguo, PI Xingcai, LONG Zhengyi, YANG Yanguang (72)
- Research on the dynamic derivatives test technology of 4.5 m × 3.5 m low speed wind tunnel
..... CHEN Hao, BU Chen, TAN Hao, MU Weiqiang, WANG Yanling, SHEN Yanjie, FENG Shuai (81)

Measuring Technique

- Comparative analysis between thin-film resistance gauges and ALTP sensors in shock tunnel tests
..... CHEN Suyu, LIU Jichun, YANG Kai, ZHU Tao, ZHU Xinxin, WANG Hui (90)
- Infrared thermogram measurement experiment of hypersonic boundary-layer transition of a lifting body
..... CHEN Jiufen, XU Yang, JIANG Wanqiu, LING Gang, DUAN Maochang, ZHANG Yifeng (98)
- Optimization of high-precision total enthalpy measurement method based on the total temperature probe
..... ZHU Xinxin, LONG Yongsheng, ZHAO Shunhong, YANG Yuanjian, LI Zeyu, ZHAO Wenfeng (107)

《实验流体力学》第五届编委会名单

The 5th Editorial Board of Journal of Experiments in Fluid Mechanics

主 编 Editor-in-Chief

乐嘉陵 LE Jialing

(以下按姓名拼音排列)

副 主 编 Associate Editors-in-Chief

姜楠 JIANG Nan

李存标 LI Cunbiao

廖达雄 LIAO Daxiong

罗喜胜 LUO Xisheng

王晋军 WANG Jinjun

指导委员 Advisory Committee

李战华 LI Zhanhua

魏庆鼎 WEI Qingding

易仕和 YI Shihe

编 委 Editorial Board Members

白嵩尘 BAI Hanchen

白鹏 BAI Peng

鲍文 BAO Wen

陈宝 CHEN Bao

陈军 CHEN Jun

陈爽 CHEN Shuang

程克明 CHENG Keming

代钦 Daichin

董威 DONG Wei

杜朝辉 DU Zhaohui

范玮 FAN Wei

高南 GAO Nan

高琪 GAO Qi

高永卫 GAO Yongwei

顾蕴松 GU Yunsong

何枫 HE Feng

何开锋 HE Kaifeng

洪延姬 HONG Yanji

胡海豹 HU Haibao

胡志云 HU Zhiyun

黄洁 HUANG Jie

黄勇 HUANG Yong

黄湛 HUANG Zhan

姜宗林 JIANG Zonglin

康琦 KANG Qi

李建强 LI Jianqiang

李祝飞 LI Zhufei

林麒 LIN Qi

林永峰 LIN Yongfeng

刘建华 LIU Jianhua

刘应征 LIU Yingzheng

刘云峰 LIU Yunfeng

罗振兵 LUO Zhenbing

马炳和 MA Binghe

倪章松 NI Zhangsong

潘翀 PAN Chong

钱炜祺 QIAN Weiqi

单肖文 SHAN Xiaowen

施圣贤 SHI Shengxian

史志伟 SHI Zhiwei

司廷 SI Ting

孙明波 SUN Mingbo

田野 TIAN Ye

涂国华 TU Guohua

王成鹏 WANG Chengpeng

王高峰 WANG Gaofeng

王国林 WANG Guolin

王国玉 WANG Guoyu

王健平 WANG Jianping

王铁进 WANG Tiejin

卫海桥 WEI Haiqiao

吴江浩 WU Jianghao

吴杰 WU Jie

郝恒东 XI Hengdong

肖保国 XIAO Baoguo

徐惊雷 XU Jinglei

徐胜金 XU Shengjin

许晓斌 XU Xiaobin

杨党国 YANG Dangguo

杨富荣 YANG Furong

杨明智 YANG Mingzhi

杨顺华 YANG Shunhua

杨希明 YANG Ximing

杨永东 YANG Yongdong

易贤 YI Xian

余安远 YU Anyuan

余西龙 YU Xilong

张伟伟 ZHANG Weiwei

张英朝 ZHANG Yingchao

郑旭 ZHENG Xu

衷洪杰 ZHONG Hongjie

朱乐东 ZHU Ledong

实验流体力学

(双月刊 1987年创刊)

2024年10月 第38卷 第5期

JOURNAL OF EXPERIMENTS IN FLUID MECHANICS

(Bimonthly Started in 1987)

Vol. 38 No. 5 Oct., 2024

主管单位 中国科学技术协会

主办单位 中国空气动力学会

编辑出版 《实验流体力学》编辑部(四川省绵阳市二环路
南段6号11信箱9分箱, 邮政编码: 621000)

主 编 乐嘉陵

印 刷 成都汇源文化发展有限公司

国内发行 绵阳市邮政局

国外发行 中国国际图书贸易集团有限公司
(北京399信箱, 100048)

订 购 处 全国各地邮局

邮发代号 62-47

国外代号 Q4168

Administered by China Association for Science and Technology

Sponsored by Chinese Aerodynamics Research Society

Edited and Published by the Editorial Department of
JOURNAL OF EXPERIMENTS IN FLUID MECHANICS

(P. O. Box 11-9, No. 6, South Section of Second Ring Road, Mianyang,
Sichuan 621000, China)

Editor-in-Chief: LE Jialing

Printed by Chengdu Huiyuan Culture Development Co., LTD

Domestic Distributor: Mianyang Post Office

Overseas Distributor: China International Book Trading Corporation
(P. O. Box 399, Beijing 100048, China)

Subscription: Local Post Office, PRC

Domestic Postal Distribution Code: 62-47

Overseas Postal Distribution Code: Q4168

中国标准连续出版物号: ISSN 1672-9897
CN 11-5266/V

网址: <http://www.syltlx.com>

邮箱: syltlx@163.com

定价: 20.00元



ISSN 1672-9897



9 771672 989245

10>