中文核心期刊
CSCD核心期刊
中国科技核心期刊

ISSN 0258-1825
CN 51-1192/TK

空气动力学学报

ACTA AERODYNAMICA SINICA

第41卷 第12期（卷终） Vol.41 No.12 2023.12

中国空气动力研究与发展中心

空气动力学学报(月刊)
(KONGQIDONGLIXUE XUEBAO)

第 41 卷　第 12 期(总第 209 期)
2023 年 12 月

目　　次

研究论文

基于离散等价方程的滑移壁面边界约束算法 …… 魏雁昕，刘　君　（1）

基于深度置信网络与多目标粒子群算法的通用飞机机翼优化设计 …… 吴涌钏，孙　刚，陶　俊　（16）

非精确 Newton 方法中线性迭代收敛判据研究 …… 冯选燕，燕振国，朱华君，马燕凯，冯新龙　（28）

基于风雷软件的可压缩气固颗粒两相流计算 …… 雷颖昊南，雷三惠，张生浩，王　萍　（37）

AC/NS-DBD 等离子体激励分离剪切层的涡量输运特性 … 赵光银，杨永东，李婷婷，肖春华，阎　丽　（48）

桨叶数目对对转螺旋桨气动和噪声特性的影响 …… 崔盼望，冯和英，仝　帆，陈正武　（61）

单发螺旋桨飞机滑流影响试验 …… 刘　伟，赵　忠，张守友，谢　露　（74）

研究专栏——大飞机精细化与综合化风洞试验技术

我国大型飞机风洞试验技术研究现状与发展趋势 …… 吴军强，崔晓春，魏　志，杜文天　（83）

2.4 m 暂冲型跨声速风洞大飞机试验技术及数据修正方法
…… 许　新，李　强，彭　鑫，蒋　鸿，刘大伟，吴军强　（95）

PIV 及 PSP 技术在大飞机风洞试验中的综合应用
…… 尚金奎，李玉军，赵荣奂，王　猛，衷洪杰，徐兆楠，崔晓春（107）

2.4 m 连续式跨声速风洞大飞机精细化测力试验技术
…… 张　刃，徐志福，李小刚，刘　昱，张　颖，杜文天（118）

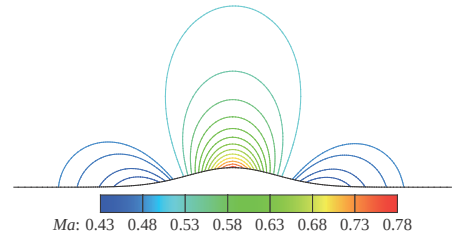
本期责编：周奇杰
英文编审：李　青

期刊基本参数：CN51-1192/TK * 1980 * m * 16 * 134 * zh+en * P * ￥30.00 * 1000 * 13 * 2023-12

基于离散等价方程的滑移壁面边界约束算法 (1-15，Doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0018)

魏雁昕，刘君

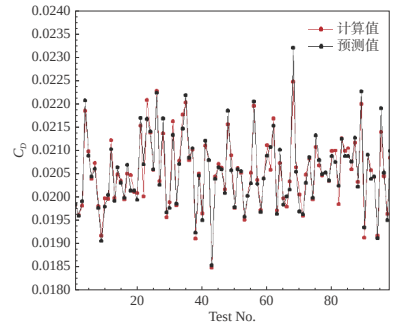
以壁面无穿透条件为约束准则，提出了一种针对贴体网格有限差分法的无黏壁面边界算法。该方法将边界条件与离散格式相结合，在构造虚拟节点过程中考虑了壁面切向相邻节点的影响，通过求解约束方程的途径获得了合理的虚拟节点参数。新方法既能保证在时间推进过程中数值解严格满足无穿透条件，又可以在边界节点使用与内点完全相同的离散格式，避免了边界处由于降阶处理引起的格式相容性问题，有效降低了壁面区域的数值误差。



基于深度置信网络与多目标粒子群算法的通用飞机机翼优化设计 (16-27，Doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0005)

吴涌钏，孙刚，陶俊

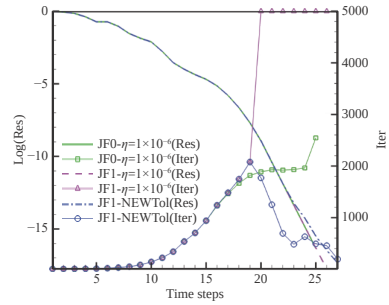
发展了基于 α-stable 分布函数的改进型多目标粒子群算法。结合深度置信网络代理模型和改进的多目标粒子群算法，开展了某通用飞机机翼的多目标气动优化设计。优化结果表明，在阻力系数不增加的条件下，优化机翼构型在多个工作状态下的升力系数显著提升。



非精确 Newton 方法中线性迭代收敛判据研究 (28-36，Doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0001)

冯选燕，燕振国，朱华君，马燕凯，冯新龙

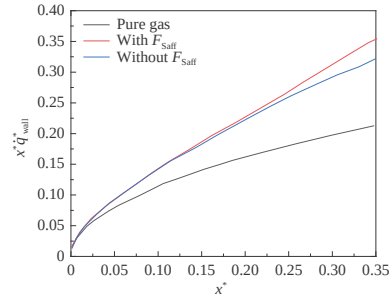
CFD 隐式计算中，非精确 Newton 迭代过程中产生的 Jacobian 矩阵误差和线性迭代误差对其收敛性有显著影响，且对存在 Jacobian 矩阵误差的线性迭代收敛判据缺乏深入研究。本文结合 Jacobian 矩阵误差存在时，两种线性迭代收敛判据对迭代的影响规律，提出一种新型线性迭代收敛判据。测试表明该判据能有效缓解过度求解问题，并提高计算效率。



基于风雷软件的可压缩气固颗粒两相流计算 (37-47，Doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0161)

雷颖昊南，雷三惠，张生浩，王萍

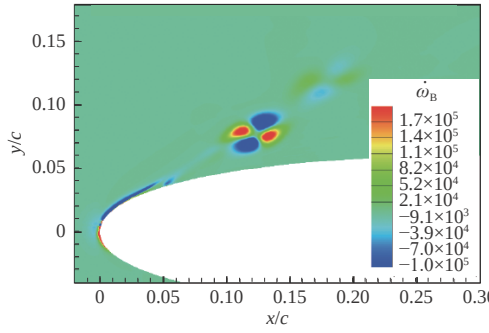
基于双向耦合的点颗粒模型，分析了马赫数 1.5 的可压缩层流平板边界层中颗粒-流场相互作用，发现在模拟的参数条件下，颗粒的存在将增加边界层摩阻和热流，降低边界层厚度，且颗粒本身沿程逐渐向壁面累积。



AC/NS-DBD 等离子体激励分离剪切层的涡量输运特性 (48-60，Doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0163)

赵光银，杨永东，李婷婷，肖春华，阎丽

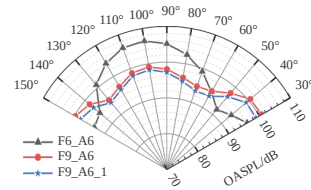
分析了 AC-DBD 和 NS-DBD 两种激励在分离剪切层处诱导展向涡量的输运特性。在激励施加时，对于 AC-DBD 激励，涡量体积力项是边界涡量变化的主要来源；对于 NS-DBD 激励，涡量斜压项是边界涡量变化的主要来源。激励关闭后，边界涡量通过黏性扩散和流动分离进入流体内部；在激励关闭后 2 ms 时，两种激励诱导展向涡处当地涡量变化的主要成分均是对流项，区别最大的是斜压项，其次是斜黏项，且随着时间的推移这种区别逐渐弱化。NS-DBD 激励后残留的热引起了气流密度梯度和机械应力（黏性应力和压力）梯度的不平行。



桨叶数目对对转螺旋桨气动和噪声特性的影响 (61-73，Doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0205)

崔盼望，冯和英，仝帆，陈正武

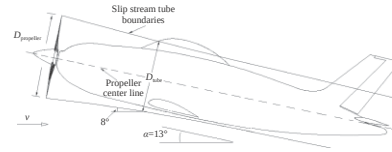
基于非线性谐波法和声类比理论，研究了转子桨叶数目对对转螺旋桨气动特性和噪声的影响规律及其物理机制。提出在增加前排转子桨叶数的同时适当降低前排转子转速。结果表明，该方案在保证对转螺旋桨气动性能不受影响的前提下，降低了对转螺旋桨噪声，最大降噪量可达 9 dB。



单发螺旋桨飞机滑流影响试验研究 (74-81，Doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0197)

刘伟，赵忠，张守友，谢露

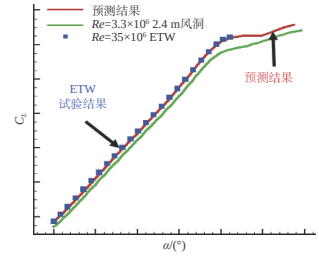
单发螺旋桨飞机螺旋桨与机翼的相对位置关系对全机失速迎角有着较大的影响。螺旋桨滑流上移到机翼上方，会引起强烈的上洗流动，机翼当地迎角增大，机翼上表面逆压梯度增大，从而导致机翼上表面出现大面积流动分离，飞机失速迎角提前。



我国大型飞机风洞试验技术研究现状与发展趋势 (83-94，Doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0147)

吴军强，崔晓春，魏志，杜文天

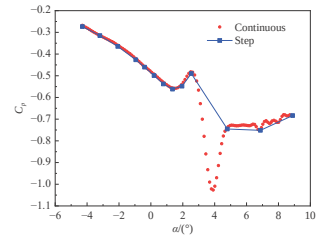
以典型大型飞机的常规雷诺数风洞试验结果为基础，进行支撑干扰、洞壁干扰、模型变形影响等系列数据修正；再利用调校好的 CFD 方法获取雷诺数影响量；将风洞试验基准数据与雷诺数影响量叠加，得到飞行雷诺数下的气动特性。其预测结果与高雷诺数风洞试验数据吻合较好，可以用于预估飞行雷诺数条件下的气动特性。



2.4 m 暂冲型跨声速风洞大飞机试验技术及数据修正方法 (95-106，Doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0137)

许新，李强，彭鑫，蒋鸿，刘大伟，吴军强

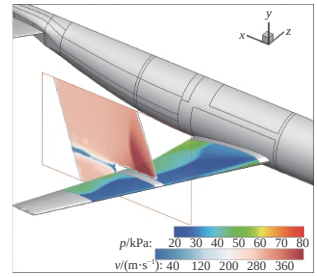
2.4 m 暂冲型跨声速风洞建立了连续变迎角测压试验能力，相比传统阶梯式测压试验结果，其能够获得更为丰富的试验信息，展示大飞机气动载荷的突变情况与非线性变化规律，从而更好地支撑大飞机气动设计。



PIV 及 PSP 技术在大飞机风洞试验中的综合应用 (107-117，Doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0152)

尚金奎，李玉军，赵荣奂，王猛，衷洪杰，徐兆楠，崔晓春

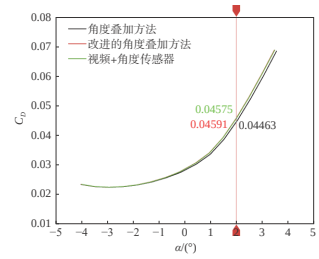
在 FL-62 连续式跨声速风洞中，应用高频 PIV 技术和动态 PSP 技术，使用民机校验模型（CACM），基于短时错时试验模式，进行了 PIV 技术及 PSP 技术的综合应用研究，获得了大飞机模型机翼上表面空间流动速度场及机翼表面压力分布。



2.4 m 连续式跨声速风洞大飞机精细化测力试验技术 (118-132，Doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0167)

张刃，徐志福，李小刚，刘昱，张颖，杜文天

中国航空工业空气动力研究院在模型姿态角测量方面发展了角度传感器与视频相结合的模型姿态角测量方法，发挥了角度传感器和视频各自的优点；改进了传统的角度叠加方法，引入了天平与支撑系统的横向弹性角修正以及模型天平弹性安装角修正，提高了模型姿态角测量的准确性。通过角度传感器和视频相结合方法与改进的角度叠加方法得到的模型迎角的偏差更小，相同迎角下的阻力系数、升力系数和俯仰力矩系数的偏差更小。



文章编号：0258-1825(2023)12-0001-15

基于离散等价方程的滑移壁面边界约束算法

魏雁昕，刘 君*

（大连理工大学 航空航天学院，大连 116024）

摘 要：针对有限差分法的弯曲滑移壁面边界求解，以可以消除坐标变换诱导误差的离散等价方程为基础，提出一种利用虚拟节点赋值的边界约束算法。该方法利用无黏流动中壁面仅存在法向速度且恒等于零的约束条件，建立了法向动量通量为零的约束方程，通过求解约束方程确定虚拟节点的物理量，进而在边界节点实现通量计算。新方法在虚拟节点构造过程中将壁面当作流线处理，考虑了边界切向相邻节点对虚拟节点参数的影响，因此可以更为准确地求解包含曲率的物面边界。该方法在边界处和流场内部节点使用相同离散格式，在边界附近不存在格式相容性问题。相较于传统的使用虚拟节点的弱边界条件，该方法提高了虚拟节点参数的合理性，在时间推进过程中边界节点数值解可以严格满足无穿透条件。通过典型算例测试表明：本文所提方法适用于 MUSCL 格式和 WENO 格式，可以有效降低近边界区域的计算误差。

关键词：虚拟节点；滑移壁面；约束方程；有限差分法；离散等价方程

中图分类号：V211.3 **文献标识码：**A **doi：**10.7638/kqdlxxb-2023.0018

A constrained slip-wall boundary condition based on discrete equivalent equations

WEI Yanxin, LIU Jun*

(*Dalian University of Technology*, *School of Aeronautics and Astronautics*, *Dalian* 116024, *China*)

Abstract: To accurately solve the curved slip wall using finite difference methods, this work proposes a boundary constraint algorithm assigning ghost nodes based on discrete equivalents equation that eliminates the coordinate transformation-induced errors. Except for the wall-normal velocity, this method further constrains the wall-normal momentum flux at the wall to zero. The fluxes at the boundary nodes are determined by the physical quantities of ghost nodes by solving the constraint equation. The new method constructs ghost nodes by considering the wall as a streamline and takes the influence of neighboring wall tangential nodes into account, a more reasonable strategy than the traditional weak boundary condition. By doing so, the same discrete scheme can be used through the whole domain, avoiding the scheme compatibility issue near the wall so that the near-wall flow fields can be solved more accurately with the non-penetration wall condition strictly satisfied during time advancement. Typical examples demonstrate that the proposed method, which can be easily integrated into MUSCL and WENO schemes, can effectively reduce the numerical errors in the near-wall region.

Keywords: ghost point; curved slip wall; constraint equations; finite difference method; discrete equivalent equations

收稿日期：2023-02-23； **修订日期：**2023-05-16； **录用日期：**2023-06-16； **网络出版时间：**2023-08-02

基金项目：国家自然科学基金（11872144）

作者简介：魏雁昕（1990—），陕西宝鸡人，博士研究生，研究方向：计算空气动力学. E-mail：wei_yanxin@163.com

通信作者：刘君*，教授，研究方向：高超声速空气动力学，计算空气动力学. E-mail：liujun65@dlut.edu.com

引用格式：魏雁昕, 刘君. 基于离散等价方程的滑移壁面边界约束算法[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(12): 1−15.

WEI Y X, LIU J. A constrained slip-wall boundary condition based on discrete equivalent equations[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(12): 1−15(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0018

0 引 言

计算流体力学(Computational Fluid Dynamics, CFD)的实质是求解偏微分方程的初边值问题。尽管实际物理流动千变万化,但是在很多问题的计算中原始方程是相同的,数值模拟得到的流场差异源自空间形状或初场不同。CFD 应用于定常流动情况时,收敛的数值解与初始条件无关,在流动方程已经确定的情况下,决定流场特性的主要因素是边界的求解方法。从 CFD 发展的早期开始,许多学者针对有限差分法的边界条件进行了广泛的研究[1-4]。针对外流场模拟的空气动力学问题,两类边界条件起着至关重要的作用:一类称之为无反射边界条件,用于计算亚声速远场边界;另一类则为无穿透边界条件,用于处理壁面边界。对于远场边界,通常使用特征变量方法得到远场特征边界条件[5]或者基于特征线相容关系得到远场 Riemann 边界条件[6]。远场边界距离物体较远时(如对于翼型计算,最小距离通常取 10 倍弦长),使用上述两种方法求解亚声速远场边界均可得到满意的计算结果,因此不作为本文的研究内容。而物面边界的计算决定了近壁面附近的流场特性,直接影响物体气动力/热预测的准确性。

本文针对有限差分法的滑移壁面边界条件开展研究,以二维欧拉方程为例,在壁面处存在 4 个未知的流动变量,只有法向无穿透条件是准确已知的,即 $v_n = 0$,其余 3 个物理量无法直接给出。CFD 早期的边界处理是基于双曲方程的特征理论,将边界约束带入原始方程,把边界条件的影响作为源项处理,推导出针对此类边界的修正方程,通过求解修正后的控制方程得到边界状态[3]。因为修正后的控制方程难以写成守恒形式,边界节点和内点的离散格式不相容,降低了计算的稳定性,也不利于软件的工程化应用,所以此类方法使用较少。随着 CFD 的发展,目前壁面边界条件通常有两种不同的施加方式:在每个计算步内直接修正边界节点的值,该方法称为强边界条件;或者在边界节点处建立差分方程,通过计算边界节点通量更新边界节点状态,该方法称为弱边界条件。强边界条件利用边界附近内部流场节点信息,通过外推插值等方式获得边界面的节点物理量。常用的强边界条件包括压力外推边界和特征边界[7-8]。弱边界条件则需要在节点上建立差分方程,本文依据离散方式的不同将弱边界条件分为两类:一类是基于流场内侧信息,在法向方向构造单侧差分格式进行求解[9],该方法没有对法向速度进行限制,因此无法严格保持物面无穿透的强制条件;另一类主流处理方法是将计算区域进行拓展,在物体内部设置虚拟节点,通过补充模板的方式将边界节点作为内点进行求解。由于虚拟节点不是实际存在的,因此该方法的关键在于如何提高虚拟节点参数的合理性。最为常用的是基于“反射原理”提出的镜像法(symmetry technique, ST)[7],该方法将内部节点参数按照镜面对称的方式构造虚拟节点参数。此外,Dadone 等[10]在壁面附近引入旋涡流动假设模型,提出一种通过熵和总焓对称分布假设构造虚拟节点的曲率修正对称技术(curvature-corrected symmetry technique, CCST)。该方法使用局部动量方程获得虚拟节点压力,在此过程中引入了物体曲率的影响,可以更加真实地反映壁面附近的压力和速度分布,CCST 基于格心型有限体积方法提出[10-11],逐渐被推广至高阶谱方法[12]。近年来,在贴体网格基础上,CCST 方法也被应用于浸没边界法的边界计算中,称之为虚拟体单元法(ghost body-cell method, GBCM)[13-14],不过,目前还未见该方法应用于贴体网格有限差分法的相关报告。

调研文献发现,当前研究中所有使用虚拟节点的物面边界方法在确定虚拟节点过程中仅考虑了法向相邻节点的影响,即仅使用流场内侧法向节点信息构造虚拟节点参数,并没有考虑壁面切向相邻节点的影响。本文基于上述认识,在壁面节点上建立满足边界条件的约束方程,将虚拟节点参数表示为计算模板中法向和切向相邻节点的函数,通过求解约束方程得到满足边界约束的虚拟节点参数。该方法中虚拟节点受壁面切向节点的影响,可以有效体现边界曲率对流动的影响,算例的对比验证表明:该方法具有良好的计算精度,可以有效降低近边界附近的数值误差。

1 传统滑移壁面求解方法

1.1 压力外推边界条件

压力外推是 CFD 中最为常用的一类强边界条件,文中用 PI-n表示,其中n为插值多项式阶数。该方法在壁面处满足法向动量方程,建立 $(\partial p/\partial n)|_{\text{wall}} = 0$ 的假设模型,使用单侧迎风格式对上述压力梯度进行离散,通过多项式插值得到边界节点压力值。壁面法向速度强制为零,切向速度使用内侧参数外插得到,再依据等熵条件确定壁面节点密度[7,15]。以二维问题中 MUSCL(monotone upstream-centered schemes for conservation laws)五点格式为例,壁面速度由式(1)确定,这种处理方式本质上是通过内点外推边界值,在

内侧区域流场梯度变化较大的情况下，高阶的外插算法容易导致边界值“过冲”[10]。

$$\boldsymbol{u}_{i,0}=(2\boldsymbol{u}_{i,1}-\boldsymbol{u}_{i,2})-[(2\boldsymbol{u}_{i,1}-\boldsymbol{u}_{i,2})\cdot\mathbf{n}]\mathbf{n} \tag{1}$$

式中：下标$(i,0)$表示壁面边界节点信息，$(i,1)$和$(i,2)$则为流场内侧节点参数，$\mathbf{n}$表示壁面节点处的单位法向矢量。此外，当使用高阶格式，如五阶WENO（weighted essentially non-oscillatory）等时，在边界区域常采用不同于内部节点的格式进行计算。一种处理方法是基于单边差分的边界格式，在边界内侧节点处进行降阶处理，使用三阶迎风 WENO/ENO 计算内侧节点数值通量，边界节点同样使用内部节点压力外推确定，该方法的具体内容参见文献 [15]。

1.2　虚拟节点边界条件

弱边界条件需要在边界节点处建立差分方程，通过计算节点通量的方式对壁面参数进行更新。由于缺少计算模板，通常在计算区域外设置虚拟节点，采用补充模板的方式将边界节点当作内部节点处理，边界约束通过虚拟节点参数体现。最为常用的方法为ST，根据镜面对称原则确定虚拟节点的参数，如式（2~3）所示：

$$\rho_{\mathrm{g}j}=\rho_j;\ p_{\mathrm{g}j}=p_j \tag{2}$$

$$\boldsymbol{v}_{\mathrm{g}j}=\boldsymbol{v}_j-2\left(\boldsymbol{v}_j\cdot\mathbf{n}\right)\mathbf{n} \tag{3}$$

其中：$\rho_{\mathrm{g}j}$、$p_{\mathrm{g}j}$和$\boldsymbol{v}_{\mathrm{g}j}$分别为第$j$个虚拟节点的密度、压力和速度矢量，$j$为垂直壁面方向的节点编号。使用反射技术构造虚拟节点的处理方式，壁面无穿透的条件是弱施加的，当式（2）和式（3）应用于无曲率平直壁面时，可以严格满足法向无穿透条件，在物体存在曲率的条件下，镜像对称的处理方式会引入较大误差，并且无法保证壁面节点的法向速度恒等于零。

2　滑移壁面边界约束算法

调研文献认识到，在现有基于虚拟节点的弱边界方法中，虚拟节点的变量是直接由内侧法向节点通过镜像或者外推插值确定的。当该种方法应用于包含曲率的壁面边界时，在计算边界节点通量过程中，切向速度和法向速度不能完全解耦，即切向方向通量分裂后会产生非零的法向动量通量。因此，即便在计算初始时刻强制壁面法向速度$v_{\mathrm{n}}=0$，经过时间推进后也会导致$v_{\mathrm{n}}\neq 0$。本文方法以严格满足壁面无穿透条件为出发点，增加法向速度随时间导数$\partial v_{\mathrm{n}}/\partial t=0$的强制约束，保证离散方程在时间推进过程中严格满足$v_{\mathrm{n}}=0$的边界条件。按照上述思路构造的边界算法兼顾弱边界和强边界条件的优点：与弱边界算法一样，边界和内部节点使用统一的离散格式；同时与强边界算法一样，壁面数值解可以严格满足$v_{\mathrm{n}}=0$的强制条件。

需要说明的是，有限差分法应用于包含曲率的壁面边界的贴体网格时需要进行坐标变换，将控制方程由笛卡尔坐标系变换至计算坐标系后再进行格式离散。在此过程中容易引入坐标变换诱导误差，文献 [16] 中使用多种类型网格进行自由流保持测试，表明该诱导误差广泛存在于差分格式计算中。本文重点在于求解存在弯曲的滑移壁面边界，因此，在对边界条件进行对比研究前需要先消除坐标变换引入的诱导误差。本文采用刘君提出的离散等价方程及其离散准则（discrete equivalence equation and its discrete rule，DEER）[17]，以坐标变换后得到的包含非零源项的控制方程为原始方程，按照与差分格式相同的准则离散对流项和坐标变换源项。公式推导和算例验证表明：DEER 方法可以在任意扰动网格上实现自由流保持，消除了坐标变换引入的诱导误差。DEER 方法的详细推导参见文献 [17-20]。

笛卡尔坐标(t,x,y)下二维守恒型 Euler 方程：

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{G}}{\partial y}=0 \tag{4}$$

上式中守恒变量和对流通量表示为：

$$\boldsymbol{U}=\begin{pmatrix}\rho\\ \rho u\\ \rho v\\ \rho e\end{pmatrix},\ \boldsymbol{F}=\begin{pmatrix}\rho u\\ \rho u^2+p\\ \rho uv\\ (\rho e+p)u\end{pmatrix},\ \boldsymbol{G}=\begin{pmatrix}\rho v\\ \rho uv\\ \rho v^2+p\\ (\rho e+p)v\end{pmatrix} \tag{5}$$

求解过程中需要将方程从笛卡尔坐标系(t,x,y)变换到计算空间(τ,ξ,η)，因此实际应用差分格式离散的是计算空间上包含源项$\boldsymbol{S}$的控制方程：

$$\frac{\partial \hat{\boldsymbol{U}}}{\partial \tau}+\frac{\partial \hat{\boldsymbol{F}}}{\partial \xi}+\frac{\partial \hat{\boldsymbol{G}}}{\partial \eta}=\boldsymbol{S} \tag{6}$$

本文不涉及网格运动，因此仅给出静止网格条件下表达形式：

$$\hat{\boldsymbol{U}}=\frac{\boldsymbol{U}}{J}=\begin{pmatrix}u_1\\ u_2\\ u_3\\ u_4\end{pmatrix} \tag{7}$$

$$\hat{\boldsymbol{F}}=\frac{1}{J}\begin{pmatrix}\rho V_\xi\\ \rho u V_\xi+p\xi_x\\ \rho v V_\xi+p\xi_y\\ (\rho e+p)V_\xi\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}f_1\\ f_2\\ f_3\\ f_4\end{pmatrix} \tag{8}$$

$$\hat{\boldsymbol{G}}=\frac{1}{J}\begin{pmatrix}\rho V_\eta\\ \rho u V_\eta+p\eta_x\\ \rho v V_\eta+p\eta_y\\ (\rho e+p)V_\eta\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}g_1\\ g_2\\ g_3\\ g_4\end{pmatrix} \tag{9}$$

$$\boldsymbol{S}=I_x\boldsymbol{F}+I_y\boldsymbol{G}=\begin{pmatrix}s_1\\ s_2\\ s_3\\ s_4\end{pmatrix} \tag{10}$$

其中，$V_\xi=\xi_x u+\xi_y v$，$V_\eta=\eta_x u+\eta_y v$，e 表示单位质量流体的总能量。式(7~10)中坐标变换系数表示为：

$$I_x=\left[\frac{\partial\hat{\xi}_x}{\partial\xi}+\frac{\partial\hat{\eta}_x}{\partial\eta}\right],\ I_y=\left[\frac{\partial\hat{\xi}_y}{\partial\xi}+\frac{\partial\hat{\eta}_y}{\partial\eta}\right] \tag{11}$$

$$\begin{cases}\hat{\xi}_x=J^{-1}\xi_x=y_\eta\\ \hat{\xi}_y=J^{-1}\xi_y=-x_\eta\end{cases},\ \begin{cases}\hat{\eta}_x=J^{-1}\eta_x=-y_\xi\\ \hat{\eta}_y=J^{-1}\eta_y=x_\xi\end{cases}$$
$$J^{-1}=\left|\frac{\partial(x,y)}{\partial(\xi,\eta)}\right|=x_\xi y_\eta-x_\eta y_\xi \tag{12}$$

假设节点η方向与壁面垂直，$\eta=0$为壁面节点，则无穿透条件表示为$V_\eta|_{\eta=0}=0$，基于η方向速度恒等于零的约束准则，可以在壁面处得到如下关系式：

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{\rho V_\eta}{J}\right)=\eta_x\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{\rho u}{J}\right)+\eta_y\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{\rho v}{J}\right)=0 \tag{13}$$

由离散方程式(6)中动量方程可得：

$$\begin{cases}\dfrac{\partial}{\partial\tau}\left(\dfrac{\rho u}{J}\right)=s_2-\dfrac{\partial f_2}{\partial\xi}-\dfrac{\partial g_2}{\partial\eta}\\ \dfrac{\partial}{\partial\tau}\left(\dfrac{\rho v}{J}\right)=s_3-\dfrac{\partial f_3}{\partial\xi}-\dfrac{\partial g_3}{\partial\eta}\end{cases} \tag{14}$$

将式(14)带入式(13)，可以将关于时间导数的约束方程替换为空间导数形式，得到如下边界约束方程：

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{\rho V_\eta}{J}\right)=\eta_x\left(s_2-\frac{\partial f_2}{\partial\xi}-\frac{\partial g_2}{\partial\eta}\right)+\eta_y\left(s_3-\frac{\partial f_3}{\partial\xi}-\frac{\partial g_3}{\partial\eta}\right)=0 \tag{15}$$

按照 DEER 算法要求，对流项和坐标变换产生的源项需要使用相同差分格式离散，将式(15)合并可以得到滑移壁面的边界约束方程：

$$\eta_x\left(\delta_\xi\tilde{f}_2+\delta_\eta\tilde{g}_2\right)+\eta_y\left(\delta_\xi\tilde{f}_3+\delta_\eta\tilde{g}_3\right)=0 \tag{16}$$

其中，$\tilde{f}_2$、$\tilde{f}_3$、$\tilde{g}_2$和$\tilde{g}_3$表示将源项与对流通量合并后的统一离散项，由于上一时间步的流场内部和边界参数均为已知量，因此上式中切向算子δ_ξ可以直接求解，法向算子δ_η中包含虚拟节点信息。以一阶迎风格式为例，算子δ_η求解中涉及到$\eta=-1$的虚拟节点参数$\boldsymbol{U}_{i,-1}$，二维问题中虚拟节点存在 4 个未知变量$(\rho,u,v,p)|_{i,-1}$，除约束方程式(16)外，还需要补充 3 个针对虚拟节点的条件：

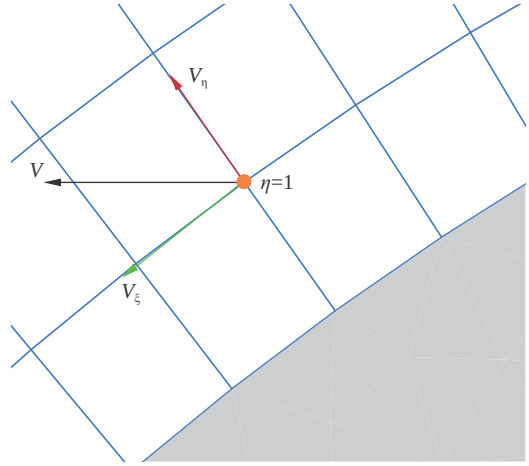
1)对于无黏流动，假设虚拟节点$-\eta$与内部节点η存在总焓相等条件：

$$\frac{1}{2}\left[u_{i,-\eta}^2+v_{i,-\eta}^2\right]+\frac{p_{i,-\eta}}{\rho_{i,-\eta}}\frac{\gamma}{\gamma-1}=\frac{1}{2}\left[u_{i,\eta}^2+v_{i,\eta}^2\right]+\frac{p_{i,\eta}}{\rho_{i,\eta}}\frac{\gamma}{\gamma-1} \tag{17}$$

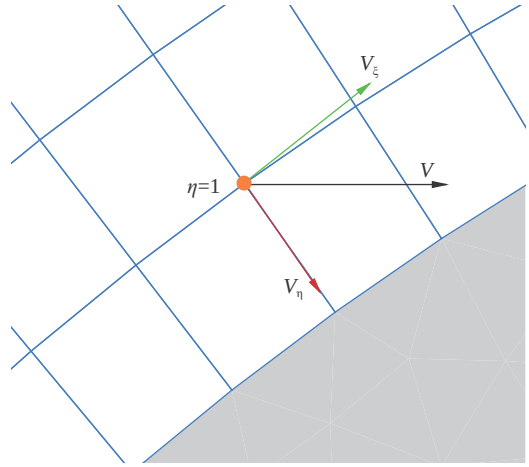
2)虚拟节点法向速度满足反射关系：

$$\left(V_\eta\right)_{i,-\eta}=-\left(V_\eta\right)_{i,\eta} \tag{18}$$

3)根据内部节点$\eta=1$的法向速度方向，分别使用两种模型对虚拟节点的切向速度进行计算，如图 1 所示，其中黑色箭头方向为$\eta=1$节点处的速度方向。



(a) 切向速度模型一



(b) 切向速度模型二

图 1 切向速度假设模型示意图

Fig. 1 Sketch of wall tangential velocity

(1)将$\eta=1$节点处法向速度方向指向流场内部的流动定义为切向速度模型一，使用多项式插值得到虚拟节点的切向速度：

$$\left(V_\xi\right)_{i,-\eta}=\sum_{\eta=0}^{s-1}c_\eta\left(V_\xi\right)_{i,\eta} \tag{19}$$

其中s为计算模板中法向方向已知节点个数，c_j为多项式插值系数。对于一阶迎风格式，$s=2$，则虚拟节点的切向速度表示为：

$$\left(V_\xi\right)_{i,-1}=c_0\left(V_\xi\right)_{i,0}+c_1\left(V_\xi\right)_{i,1}=2\left(V_\xi\right)_{i,0}-\left(V_\xi\right)_{i,1} \tag{20}$$

（2）将$\eta=1$节点处法向速度方向指向壁面的流动定义为切向速度模型二，此时在壁面附近可能存在激波，高阶的外推插值可能会导致过冲，在这种情况下，将切向速度进行镜像处理，表示为：

$$\left(V_\xi\right)_{i,-\eta}=\left(V_\xi\right)_{i,\eta} \tag{21}$$

需要说明的是，式（19）和式（21）是在壁面存在曲率条件下设立的假设模型，对于平直壁面，无论内点$\eta=1$处法向速度方向正负，都直接使用式（21）确定虚拟节点切向速度，此时本文方法等价于传统的镜像方法。本文边界算法在曲线坐标系下的原始方程是离散等价方程，将壁面无穿透条件表示为时间导数恒为零的约束方程，因此，称其为“基于离散等价方程的约束边界算法（discrete equivalent equation with boundary constraint algorithm，DEEB）”。

在二维问题中，每个虚拟节点需要确定四个参数，使用一阶迎风格式时，通过式（16~19）或式（21）即可获得虚拟节点的参数。由于约束方程式（16）与离散格式和通量分裂格式相关，无法给出统一的显式表达式，本文使用弦截法求解该非线性方程。对于二阶或者高阶格式，为了确定更多的虚拟节点参数（二阶需要两个虚拟节点，五阶 WENO 需要三个虚拟节点），需要补充压力递推条件。在无黏流动中，壁面边界本质上是一条贴壁流动的流线，可以利用计算模板中的内部节点多项式插值得到壁面压力的左值，同样利用虚拟节点可以插值得到壁面压力的右值：

$$p_{\mathrm{w}}^{\mathrm{L}}=\sum_{\eta=1}^{m}a_\eta p_\eta,\ p_{\mathrm{w}}^{\mathrm{R}}=\sum_{\eta=1}^{m}a_{-\eta}p_{-\eta} \tag{22}$$

式中，m为计算模板中沿着法向方向所需内部节点个数，a_η和$a_{-\eta}$为多项式系数，流线两侧满足压力相等条件$\left(p_{\mathrm{w}}^{\mathrm{L}}=p_{\mathrm{w}}^{\mathrm{R}}\right)$，即可确定虚拟点之间的压力关系。综上所述，DEEB 求解滑移壁面边界的计算流程如图 2 所示。

上文介绍的 DEEB 方法主要是基于网格与壁面正交的条件，然而在许多问题的模拟中，网格难以保持和壁面正交化。对于非正交网格，可以利用离散等价方程计算中仅使用当地点坐标变换系数的特点[16-17]，在壁面节点处建立局部坐标系，其中ξ方向保持不变，构造新的η^*方向与壁面正交，如图 3 所示。以空间一阶格式为例，在该局部坐标系中，η^*轴与$j=1$的原始网格线相交于图中蓝色节点处，使用反距离加权插值[21]得到交点u^*的物理量。一阶迎风格式在二维条件下使用交点周围的 5 个相邻节点进行插值，插值模板表表示为：

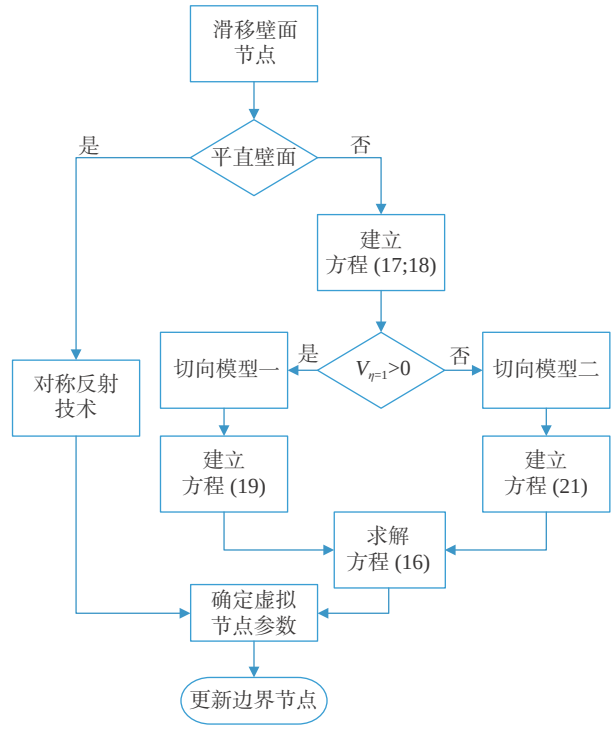


图 2　DEEB 方法求解流程图

Fig. 2　Flow chart of DEEB method

$$S_k=\left\{(n-1,1),(n,1),(n+1,1),(n,2),(n,0)\right\} \tag{23}$$

其中$k=5$，为模板中包含节点个数，则：

$$u^*=\sum_{m=1}^{k}\omega_m u_m\Big/\sum_{m=1}^{k}\omega_m$$
$$\omega_m=1\Big/(\Delta l_m)^2 \tag{24}$$

其中：Δl_m表示模板中第m个节点到交点的距离，对于高阶格式，只需要扩大插值模板即可。需要说明的是，模板中心点的选取准则是与η^*正交的原始网格线上距离交点最近的网格节点，即图 3 中节点$(n,1)$。综上所述，在壁面节点处构造正交的局部坐标系，然后使用式（16~19）或式（21）确定虚拟节点（空心蓝色节点）参数，后续计算流程与正交网格下完全相同。

当 DEEB 方法应用于五阶 WENO 等高精度格式

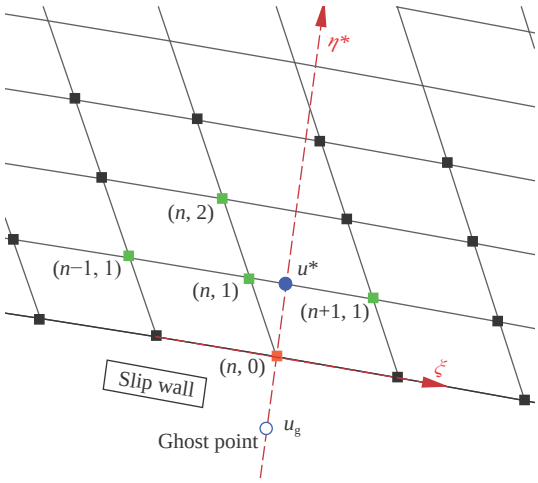


图 3 非正交网格局部坐标系（一阶迎风格式）

Fig. 3 Local coordinate system of non-orthogonal grids (first-order upwind)

时，拉格朗日插值多项式即使在光滑解条件下也可能存在稳定性问题[22]。本文使用 Tan 等提出的 WENO 型插值方法，通过引入非线性权的方式确定插值模板中每个节点的贡献，再使用高阶插值得到局部正交坐标系中对应位置节点参数，该插值方法具体细节可参见文献 [22]。

虽然通过求解约束方程得到的虚拟节点参数可以提高边界计算的精度，但是在这一过程中我们不希望引入过多额外的计算消耗，幸运的是，DEEB 方法仅在壁面节点处激活，且壁面节点相对于整个计算节点数量总是相对较少的。此外，随着壁面附近流场区域逐渐收敛，由于虚拟节点参数保持恒定，此时约束方程的求解停止，通过分析可知，DEEB 方法的使用不会消耗过多的计算成本。

3 算例验证

本小节以 MUSCL3 格式[7]和五阶 WENO-Z 格式[23]为例，对本文所提方法进行算例验证，以此考查 DEEB 方法应用于不同离散格式的准确性和适用性。算例模拟中近似黎曼求解器采用 Vanleer[24] 格式，使用多步 Rung-Kutta[25] 法进行时间离散。需要说明的是，本文 DEEB 方法中的约束方程是耦合在时间推进过程中的，因此可以使用现有的限制函数计算壁面附近存在激波的流动问题。由于本节算例目的在于对不同边界计算方法进行对比，为了排除限制器引入的数值耗散，因此选取了不存在激波的光滑流场进行数值模拟。

3.1 MUSCL 格式计算结果

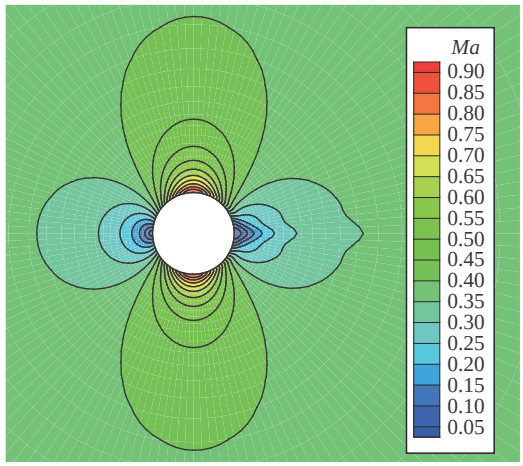
3.1.1 二维亚声速圆柱绕流

首先使用马赫数 0.38 条件下圆柱绕流问题验证 DEEB 方法针对固定曲率问题的模拟能力，计算无量纲自由来流为 $(\rho,u,v,p)=(1.4,0.38,0,1.0)$，圆柱半径 $r=0.5$，计算区域取 10 倍圆柱直径，外边界统一使用黎曼远场边界条件。计算区域使用 4 套网格进行离散，网格周向和径向节点个数分别为40×10、80×20、160×40和320×80，将 4 套网格定义为 Mesh1～Mesh4。周向节点均匀分布，法向壁面附近局部加密。采用延拓网格对周向分布的周期边界进行处理，排除该边界对计算的影响。

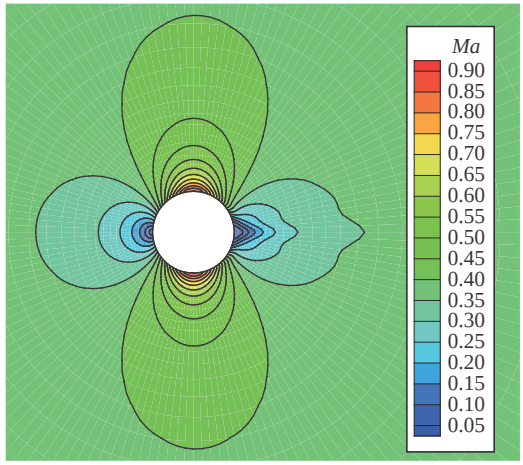
在光滑流动中，可以使用马赫数等值线和熵增 $\Delta s=\ln\left[(p/\rho^{\gamma})/(p_{\infty}/\rho_{\infty}^{\gamma})\right]$等值线来定性评价不同边界方法的模拟结果。以 Mesh3 网格条件为例，图 4 对比了本文方法和压力外推（PI-2）法以及传统镜像法（ST）得到的马赫数等值线，从图中可以看出，除本文方法以外，PI-2 方法和 ST 方法在圆柱下游驻点流线附近存在明显的非物理凸起，无法保持对称分布。图 5 所示的熵增等值线图可以解释造成非物理凸起的原因，传统方法在圆柱下游区域产生了更多的熵增，其中 PI-2 方法得到的全场最大熵增$\Delta s_{\max}=0.003\,2$，ST 方法最大熵增$\Delta s_{\max}=0.004\,0$。相较之下本文方法产生的熵增最小，仅为$\Delta s_{\max}=0.000\,9$，这意味着 DEEB 方法的整体数值耗散比传统方法更小，提高了近边界区域的计算精度。

图 6 中统计了不同方法的熵增误差L1范数随网格细化的收敛曲线，N为网格节点总数，从图中可知，PI-2 方法和 ST 方法由于边界处理引入了较大误差，导致全场熵增收敛精度仅为1.360 0和1.090 0，本文 DEEB 方法通过约束方程提高虚拟节点参数的合理性，使用与内部节点相同的离散格式进行求解，虽然测试结果表明 DEEB 方法并未达到 MUSCL 格式的二阶设计精度，但是计算得到的误差绝对值和收敛精度均优于两种传统求解方法。DEEB 方法没有达到格式设计精度的原因可能是在边界约束方程求解中使用切向速度模型（式（19、21））和压力递推假设（式（22））作为计算补充条件，在此过程中可能引入了模型误差，这也是下一步研究中需要解决的首要问题。

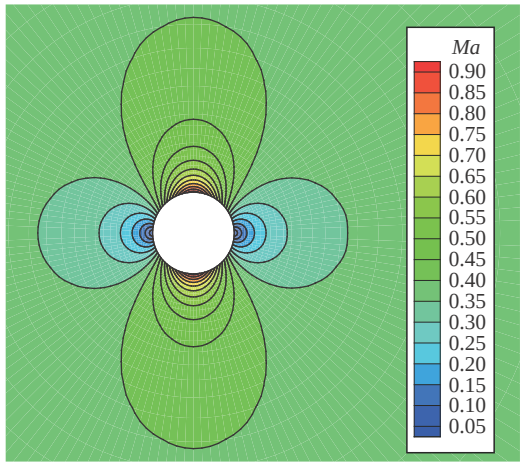
对于无黏亚声速圆柱绕流，攻角为 0°条件下，理论上流场完全对称，因此常使用阻力系数评价计算对称性。图 7 给出了 4 套网格条件下使用不同方法计算得到的阻力系数，由曲线可知，随着网格加密，阻力系数逐渐收敛至网格无关解，DEEB 在 Mesh3 和 Mesh4 条件下阻力系数相差微小，C_D值约为0.000 4，展示了其网络收敛性较其他方法的优势。



(a) PI-2方法



(b) ST方法

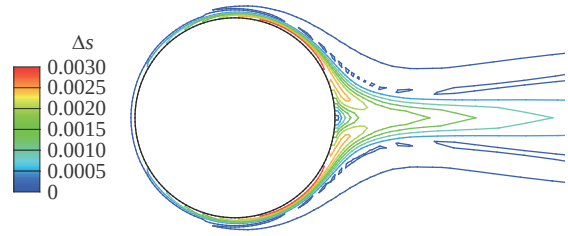


(c) DEEB方法

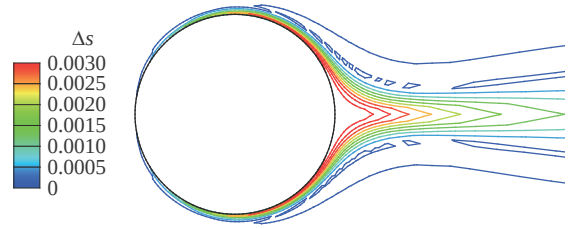
图 4　不同方法计算得到的马赫数等值线图

Fig. 4　Mach number contours obtained by different methods

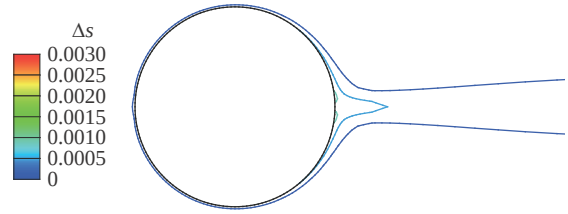
另一方面，阻力系数为积分量，反映的是圆柱整体压力分布情况，而当局部正压力误差与局部负压力误差累加后得到的阻力值反而更小，因此认为阻力系数不能严格反映上下游压力对称性。为此，本文通过考查上下游物面网格对称点压力差进行对称性评



(a) PI-2方法



(b) ST方法



(c) DEEB方法

图 5　不同方法计算得到的熵增等值线图

Fig. 5　Entropy contours obtained by different methods

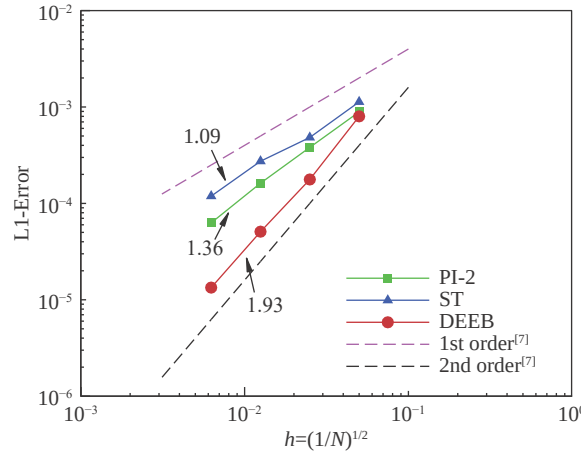


图 6　不同方法的熵增误差 L1 范数对比

Fig. 6　L1 errors of entropy obtained by different methods

价。压力差定义为：

$$\delta p = \left| p_{\text{down}} - p_{\text{up}} \right| / p_{\infty} \tag{25}$$

如图 8 所示，其中 p_{down} 为下游物面点（橘黄色节点 A^*）压力，p_{up} 为上游物面点（绿色节点 A）压力。本文计算中以上游驻点为起始点，定义顺时针方向夹角为 θ，统计 $\theta \in (90°, 270°)$ 物面上（蓝色壁面）所有节点的 δp 值。

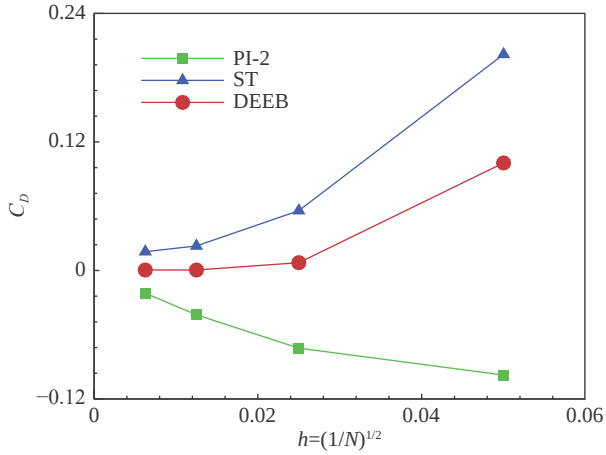


图 7 亚声速圆柱绕流阻力系数

Fig. 7 Grid indenpence test of the drag coefficient of a subsonic cylinder

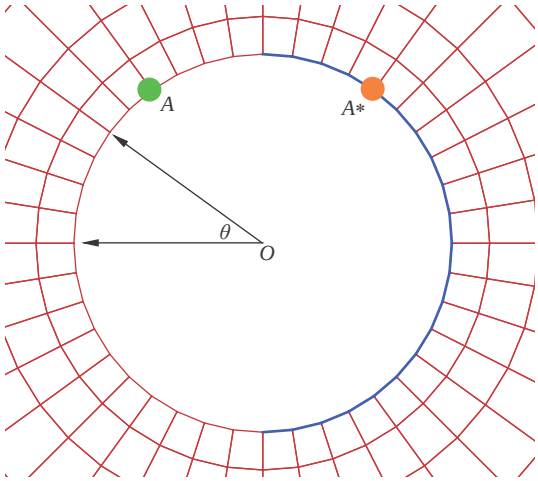


图 8 压力对称测点示意图

Fig. 8 Sketch of symmetric pressure measuring points

壁面上下游节点压力差分布曲线如图 9 所示，θ=180°对应下游驻点。从图中可知，DEEB 方法压力差明显小于 PI-2 和 ST 方法。注意到 ST 方法在驻点处不对称性最为显著，最大压力差$\delta p_{\mathrm{ST,max}}$ = 0.019 3，而 DEEB 方法得到了最大压力差仅为$\delta p_{\mathrm{DEEB,max}}$ = 0.000 4。此外，图 10 给出了收敛流场中壁面法向速度（使用来流速度进行无量纲化）分布曲线，DEEB 方法将法向动量通量为 0（式（16））作为约束加入离散方程中，因此，时间推进过程中法向速度恒等于 0；ST 方法存在非零的壁面法向速度，无法严格保证物面无穿透条件；PI-2 方法由于使用压力外推的强边界处理方式，在每一时间步强制壁面法向速度为 0，所以与 DEEB 方法得到的法向速度曲线重合。

图 11 为 Mesh3 对应的局部网格图，其中红色圆环所示节点为 DEEB 算法激活区域，从图中可知，约束算法仅在壁面节点处使用。表 1 给出了该网格条

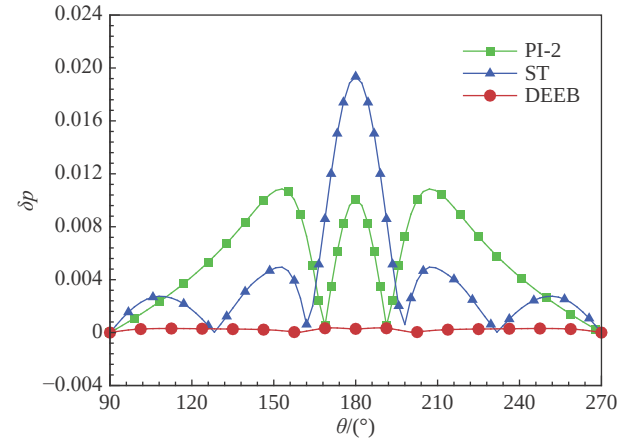


图 9 壁面上下游节点压力差分布曲线

Fig. 9 Pressure difference between symmetric measuring points

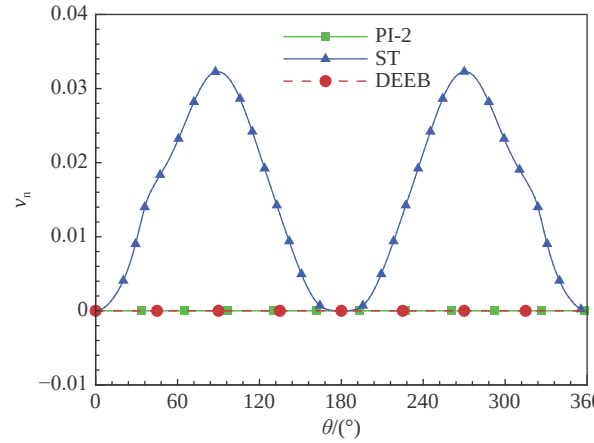


图 10 壁面法向速度分布曲线

Fig. 10 Azimuthal variation of the surface wall-nomal velocity

件下三种方法使用 Rung-Kutta 法显式计算 50 000 步所消耗的 CPU 总时间T_{all}，其中以 PI-2 方法的 CPU 时间为基准得到归一化时间T^*。可以看出，ST 方法和 DEEB 方法由于使用虚拟节点，在边界处求解差分

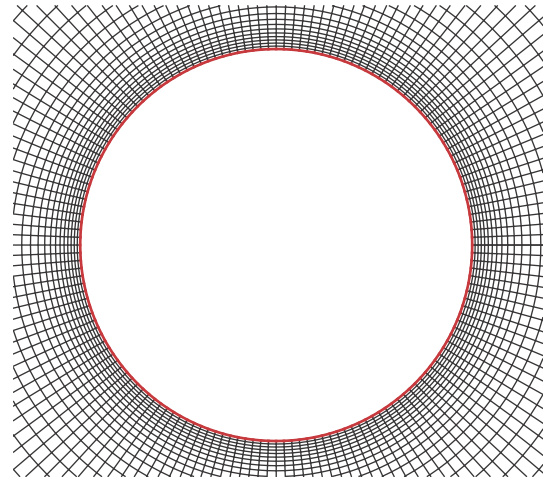


图 11 DEEB 算法激活区域（Mesh3）

Fig. 11 Activated region for DEEB method (mesh3)

方程的计算成本略高于压力外推的边界方法。在本算例中节点总数为 6400，其中壁面边界节点数为 160，这也是 DEEB 方法求解边界约束方程需要的节点数量，仅占总数的2.5%，因此 DEEB 方法不会引入过多的计算时间，计算总时间仅为 PI-2 方法的 1.055倍。

表 1　二维亚声速圆柱绕流 CPU 计算总时间

Table 1　CPU time for simulating subsonic inviscid flows around a 2D cylinder

	PI-2	ST	DEEB
CPU总时间 T_{all}/s	543.7	553.9	574.1
归一化时间 T^*	1.000	1.018	1.055

3.1.2　二维平滑凸起通道内亚声速流动

第二个测试算例为马赫数 0.50 的自由流在平滑凸起通道内的流动[26]，来流攻角 0°，用于考查 DEEB 方法在任意曲率滑移壁面的模拟效果。计算网格量200×50，其中壁面方向设置200个节点，竖直方向节点总数为50。边界条件设置如图 12 所示，下边界为光滑凸壁面，边界形状由函数 $y=0.625\exp\left(-25x^2\right)$ 定义，其中 $-2\leqslant x\leqslant 2$。图 13 为局部区域网格图，可以看出，下壁面凸起处网格与壁面非正交，因此可以考查本文方法在非正交网格条件下的计算效果。图 14 给出了 3 种方法得到的下壁面法向速度曲线，DEEB 方法在非正交网格条件下依然可以满足法向无穿透条件，而 ST 方法在凸起处存在较大的法向速度，无法保证壁面法向速度为零。图 15 显示了 3 种方法模拟得到的马赫数等值线图，除本文 DEEB 方法外，其余两种方法得到的等值线在凸起下游位置处发生拐折。

图 16 给出了对应的熵增云图，从图中可以看出 DEEB 方法再次得到了最小的壁面熵增，最大值仅为 $\Delta s_{\mathrm{DEEB,max}}=0.000\,38$；PI-2 方法最大熵增为 $\Delta s_{\mathrm{PI\text{-}2,max}}=0.000\,73$，且在凸起上游位置也存在明显熵增，表明在

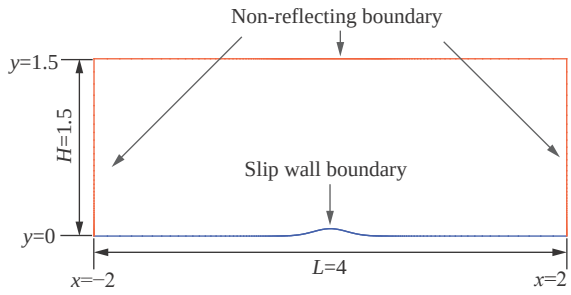


图 12　二维平滑凸起通道内亚声速流动计算边界

Fig. 12　Sketch of the computational domain and boundary conditions

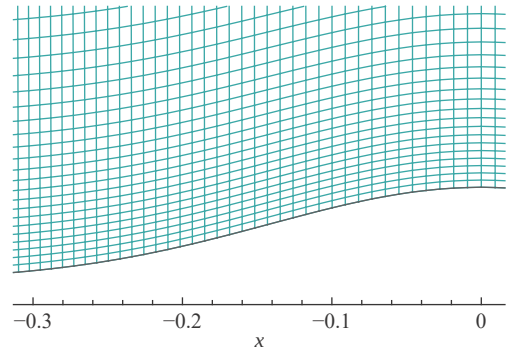


图 13　局部区域网格图

Fig. 13　Zoom-in view of local grids

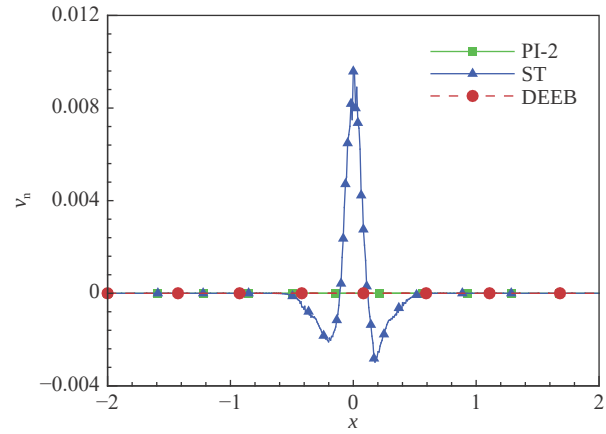


图 14　下壁面法向速度曲线

Fig. 14　Wall-normal velocity at the slip wall

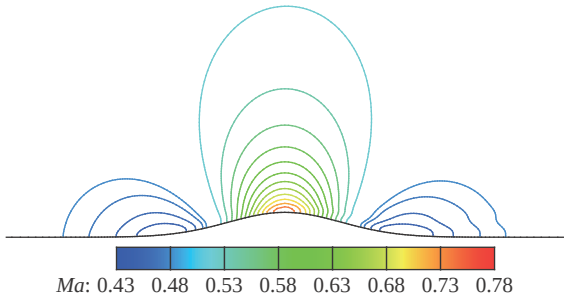
流场变化较为剧烈的边界处，压力外推差值会引入较大误差；ST 最大熵增 $\Delta s_{\mathrm{ST,max}}=0.002\,2$。本例和 3.1.1 节测试结果均表明，在曲率滑移壁面条件下使用镜像对称的方式构造虚拟节点会严重降低计算精度。DEEB 方法通过求解约束方程得到了严格满足边界条件的虚拟节点参数，可以有效降低近边界区域的计算误差。

3.2　五阶 WENO 格式计算结果

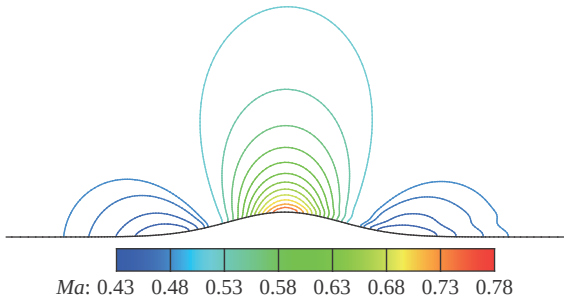
本节使用五阶 WENO-Z 格式进行离散，边界附近分别使用边界格式降阶处理和虚拟节点两种方法与 DEEB 方法进行对比计算。其中，使用边界格式的处理方法对壁面节点处压力使用三阶外推，密度依据等熵关系确定[15]，速度满足法向无穿透条件，该方法表示为 PI-3；补充虚拟节点的计算方法依旧使用 ST 表示。

3.2.1　二维亚声速椭圆绕流

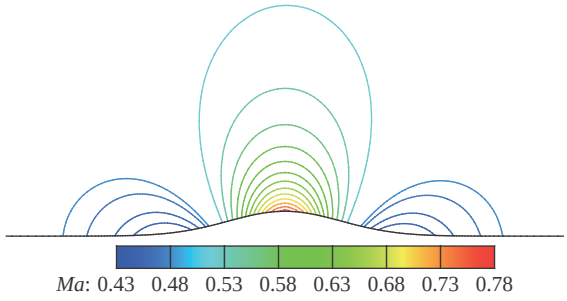
使用二维椭圆绕流对本文方法在高精度格式中的计算性能进行测试，椭圆由方程 $x^2/4+y^2/9=1$ 确定，为了保证全场亚声速流动，自由来流马赫数 $Ma=0.28$，沿椭圆周向分布 160 个节点，沿径向分布 50 个节点，壁面附近网格如图 17 所示。同样使用马



(a) PI-2方法



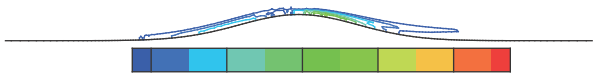
(b) ST方法



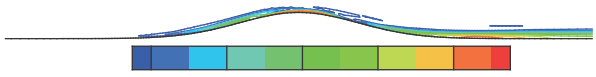
(c) DEEB方法

图 15 不同方法模拟得到的马赫数等值线图

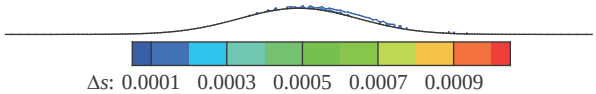
Fig. 15 Mach number contours around a smooth bump obtained by different methods



(a) PI-2方法



(b) ST方法



(c) DEEB方法

图 16 不同方法模拟得到的熵增云图

Fig. 16 Entropy contours around a smooth bump obtained by different methods

赫数和熵增作为不同方法计算能力的评价指标，从图 18 可知，DEEB 方法获得了对称性最好的马赫数轮廓，PI-3 方法在下游驻点流线上产生了非物理凸

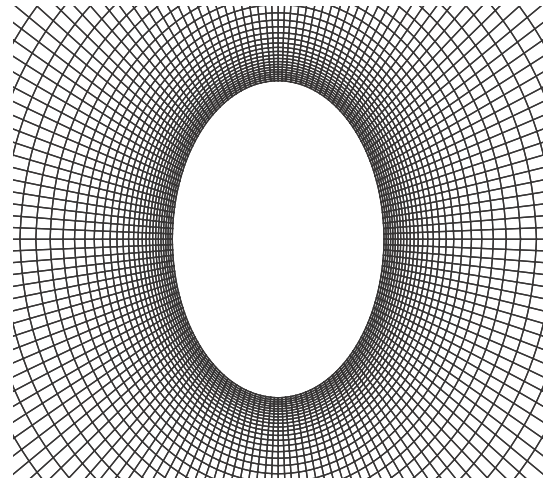


图 17 椭圆绕流局部网格图

Fig. 17 Grids nearby an ellipticesh grids

起，而 ST 方法误差最大，下游位置难以形成对称分布流场。这是因为五阶 WENO 格式需要构造三个虚拟节点，对于存在曲率的壁面边界，使用镜像法确定虚拟节点参数引入的误差较大，进而对每一个包含虚拟节点的子模板均产生影响，最终导致了较大的数值误差。图 19 给出了椭圆后缘位置处速度矢量分布，可以看出 ST 方法产生了明显的非物理涡结构，进一步说明了在高精度格式中，对存在曲率的壁面边界应尽可能避免使用镜像法进行边界计算。从熵增等值线（图 20）中可以看出，DEEB 方法仅在曲率变化最大处存在微弱熵增，有效降低了边界区域的数值耗散。PI-3 方法因为对边界内侧节点进行了降阶处理，同时使用外推插值的方法确定壁面压力和速度，虽然使用了等熵假设计算壁面密度，但是熵增还是远大于 DEEB 方法的模拟结果。图 21 的壁面法向无量纲速度曲线显示了 DEEB 方法应用于 WENO 格式时依然可以严格满足法向无穿透条件。

最后，对不同方法计算得到的阻力系数（以椭圆长轴为参考面积）进行定量对比（$C_{D,\mathrm{PI-2}}=5.56\times10^{-4}$，$C_{D,\mathrm{ST}}=9.74\times10^{-2}$，$C_{D,\mathrm{DEEB}}=1.20\times10^{-4}$），DEEB 方法计算所得阻力系数最接近理论值，而 ST 方法误差最为显著，这也与马赫数等值线和熵增等值线结果相吻合，再次表明在存在曲率条件下，传统镜像法存在精度严重降低的问题。

3.2.2 Prandtl-Meyer 流动

计算模型和网格分布如图 22 所示，下壁面是 $Ma_\infty=1.357$的自由来流经过 20°折转角形成的流线，网格线与壁面保持正交，流向和法向网格点个数为 60×60，在第一道膨胀波前设置 10 层均匀网格用于避免入口边界处理的影响，上边界和超声速出口边界

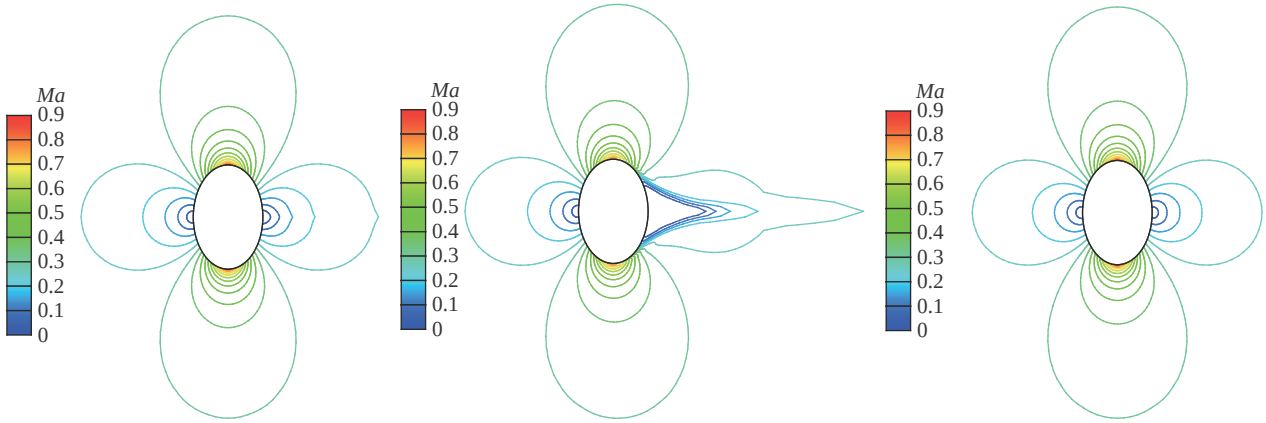


图 18　椭圆绕流马赫数等值线

Fig. 18　Mach number contours around an elliptic

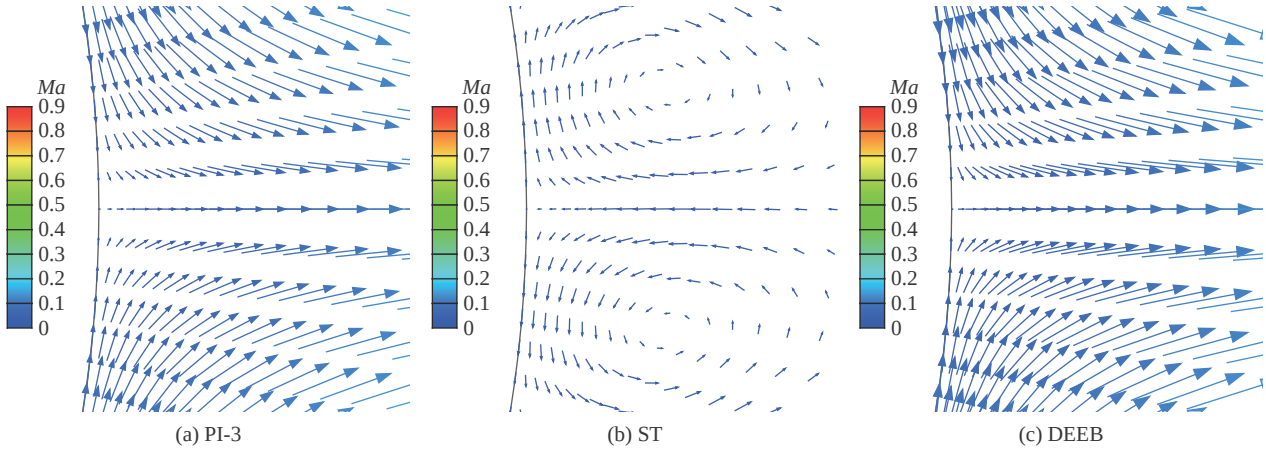


图 19　椭圆后缘绕流速度矢量图

Fig. 19　Velocity vectors at the trailing edge

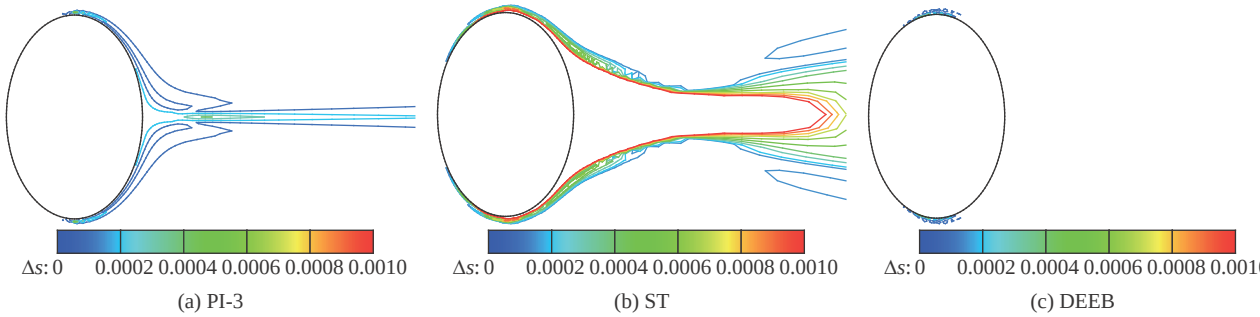


图 20　椭圆后缘绕流熵增等值线

Fig. 20　Entropy contours around the elliptic

采用外推处理。上侧边界距离壁面较远，保证膨胀波在上边界产生的误差不会影响到下壁面，无量纲来流参数为$(\rho,u,v,p)=(5.4,\ 20/9,\ 0,\ 31/3)$。

图 23 和图 24 给出了不同方法模拟得到的流场等值线图，图中彩色等值线为计算结果，黑色等值线为相同标尺下对应的理论值。从图中可以看出，ST 方法得到的计算误差最大，在壁面附近等值线存在显著的非物理弯折，而本文 DEEB 方法得到的结果与理论值吻合度最高，在壁面处也可以保持等值线的平直。

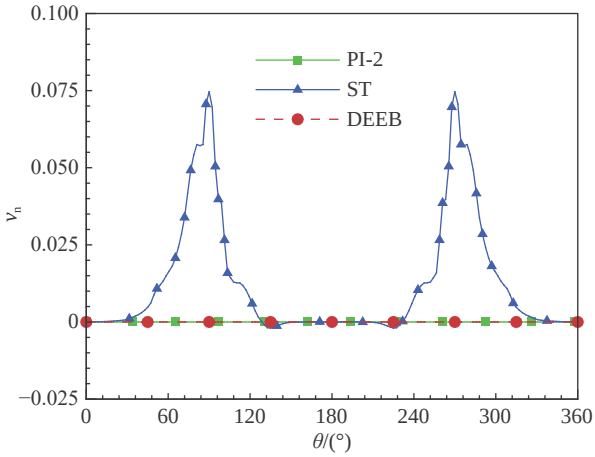
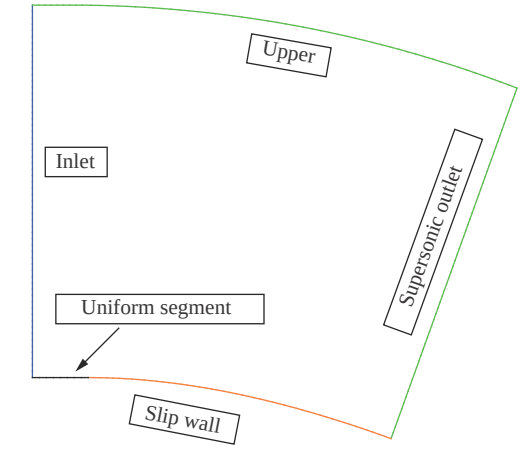
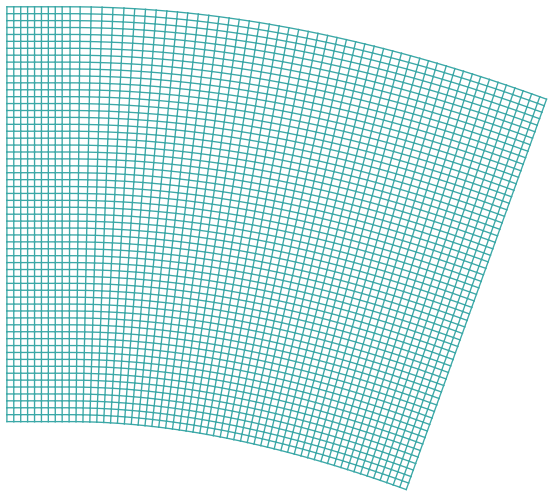


图 21 椭圆表面法向速度曲线

Fig. 21 Wall-normal velocity on the elliptic surface



(a) 边界设置



(b) 计算网格

图 22 计算网格和边界条件设置

Fig. 22 Grids and boundary conditions

以图 25 为例对 PI-3 方法的误差产生机理进行简要分析，在这一方法中，壁面压力和切向速度利用内部法向节点三阶外推插值获得，虽然壁面节点（红色节点）在第一道膨胀波位置处受到膨胀波的影响，但是此时内部节点（蓝色节点）位于膨胀波波前，使用内部节点外插得到的壁面节点仍然保持均匀流参数，而这与理论流场显然是不相符的，因此在膨胀波初始位置处压力外推插值的方法存在误差极值。

同样的，使用图 26 所示流场对 ST 方法的误差机理进行分析，图中彩色等值线为压力理论值，壁面节点计算时需要补充三个虚拟节点（$j=-1,-2,-3$）以进行通量求解，按照传统的对称反射技术（即式（2~3））可得：

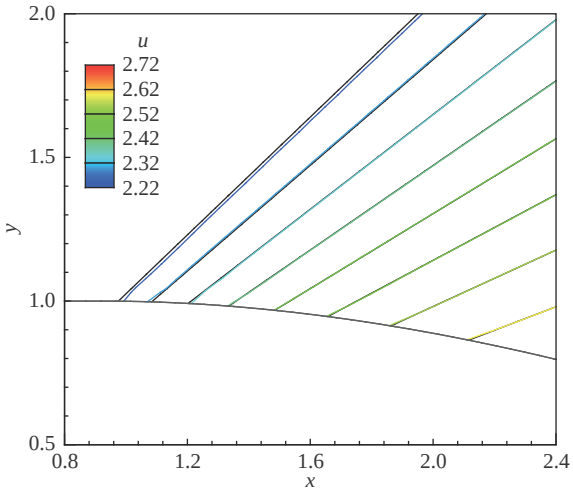
$$p_{-1}=p_1;\ p_{-2}=p_2;\ p_{-3}=p_3 \tag{26}$$

Prandtl-Meyer 流动的一个显著特点是在来流参数一定的前提下，同一偏折角度对应的特征线上所有变量值均为定值，因此将图 26 中特征线（理论等值线）延长至物体内部后可以对虚拟节点参数的合理性进行判定。图中结果显示$j=-1$节点位置处对应的理论值介于$p=7.0$和$p=7.5$两条等值线之间，即满足$7<p_{-1}<7.5$条件。而使用传统对称方法获得的虚拟节点压力$p_{-1}=p_1>7.5$，同理$j=-2$和$j=-3$两个虚拟节点存在相同的问题，且距离壁面越远的虚拟节点误差越大，这也解释了在五阶 WENO 格式中使用 ST 方法的计算效果远差于 MUSCL 格式的原因。

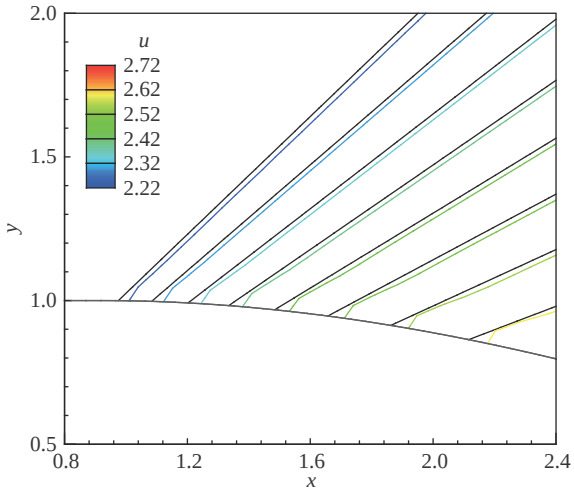
此外，通过提取沿下壁面的压力误差曲线来定量对比不同方法的计算效果，其中，压力误差定义为：

$$p_{\mathrm{error}(i,j)}=\frac{p_{i,j}-p^{\mathrm{e}}_{i,j}}{p^{\mathrm{e}}_{i,j}} \tag{27}$$

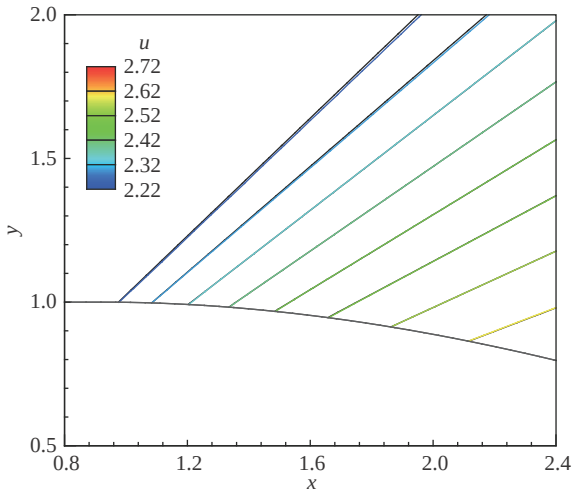
其中：$p_{i,j}$为压力的数值解，$p^{\mathrm{e}}_{i,j}$是对应节点的压力理论值，图 27 显示了不同方法壁面处压力误差曲线，可以看出所有方法在第一道膨胀波附近都存在较大误差。分析认为此处流场由均匀流开始膨胀，虽然流场参数保持连续，但是参数的导数存在间断，因此会导致误差极值。本文 DEEB 方法在此处的最大误差仅为 0.001 6，远小于 PI-3 方法和 ST 方法的压力误差。此外，图 28 给出了壁面节点的法向速度曲线，DEEB 方法虽然使用了虚拟节点，但是因为约束方程的作用，依旧可以保证法向无穿透的强制约束条件。上述等值线图和压力曲线分析表明：DEEB 方法可以直接应用于五阶 WENO 格式，通过求解约束方程获得的虚拟节点参数更为合理，边界节点使用与内部相同的离散格式，可以在满足边界约束的前提下，有效提高壁面附近流场计算的准确性。



(a) PI-3方法



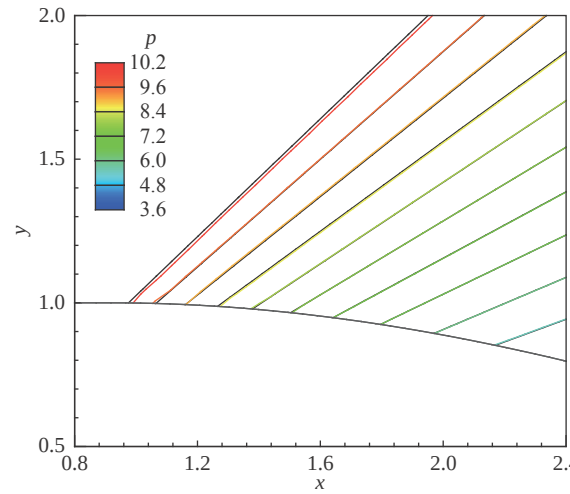
(b) ST方法



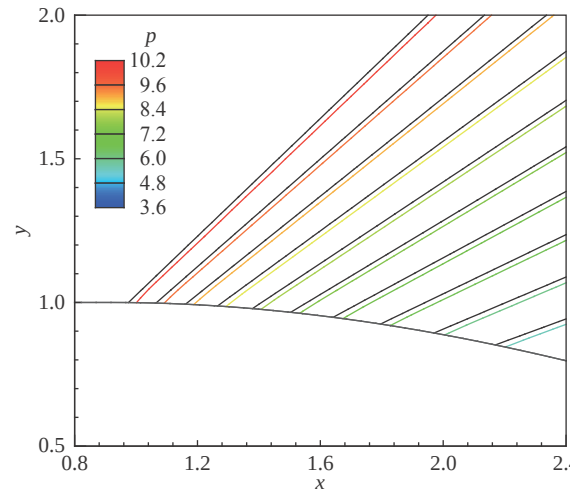
(c) DEEB方法

图 23　不同方法计算得到的速度u等值线图

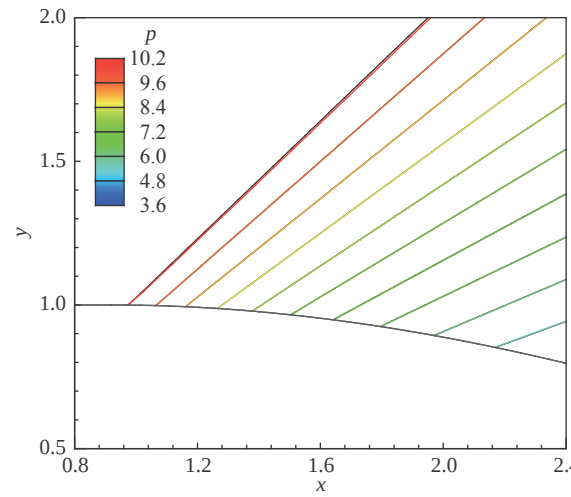
Fig. 23　u contours obtained by different methods



(a) PI-3方法



(b) ST方法



(c) DEEB方法

图 24　不同方法计算得到的压力等值线图

Fig. 24　Pressure contours obtained by different methods

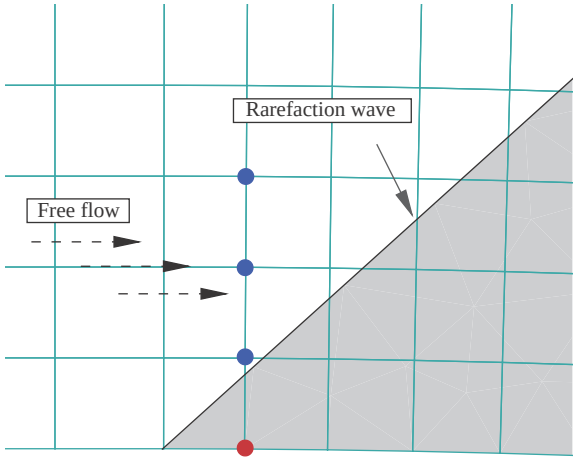


图 25 PI-3 方法外推插值误差分析

Fig. 25 Extrapolation error of PI-3 method

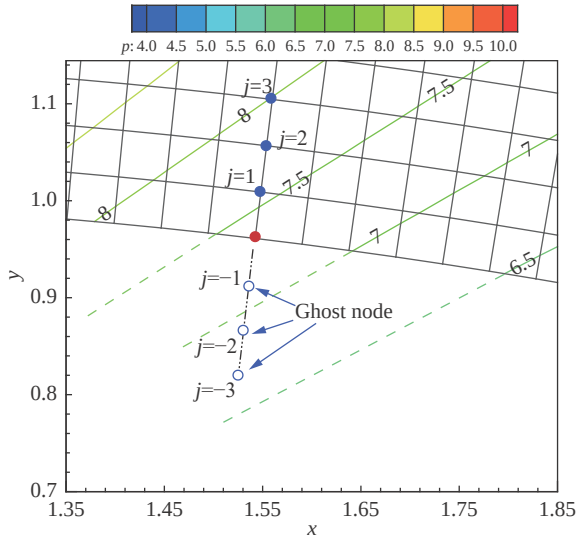


图 26 ST 方法虚拟节点构造误差分析

Fig. 26 Ghost node construction error of ST method

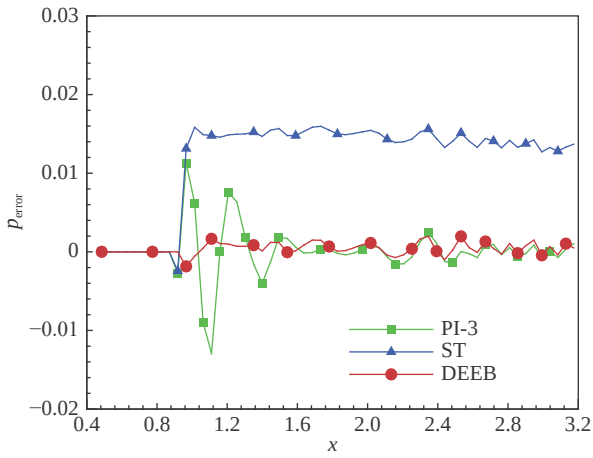


图 27 壁面压力误差曲线

Fig. 27 Relative error of the wall pressure

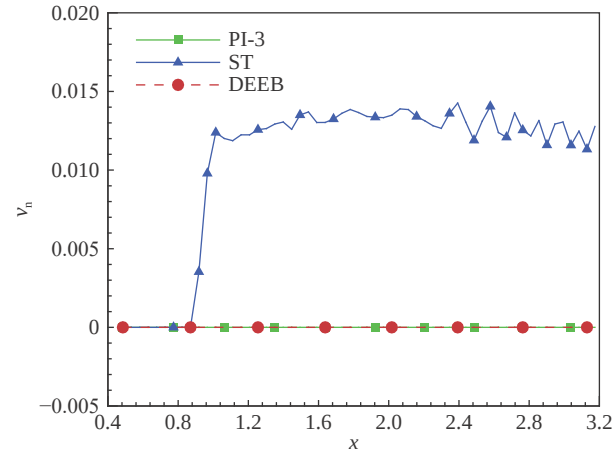


图 28 壁面法向速度曲线

Fig. 28 Surface wall-normal velocity

4 结 论

本文以壁面无穿透条件为约束准则，在构造虚拟节点过程中引入了壁面相邻切向节点的影响，通过求解约束方程获得了合理的虚拟节点参数。在此基础上，提出了一种面向有限差分方法的无黏流动边界算法，该方法既能保证数值解严格满足无穿透条件，又能在边界点使用与内点完全相同的离散格式。通过亚声速和超声速算例模拟验证了本文方法的准确性：

1）首先，针对 MUSCL 格式开展数值模拟，通过亚声速圆柱绕流算例与传统计算方法进行对比，发现 DEEB 方法能够使在圆柱下游处马赫数和压力等物理量对称性得到明显改善，近边界区域的熵增也显著减小。

2）其次，使用平滑凸起通道内的亚声速流动算例考查了本文方法在任意曲率壁面边界条件下的模拟能力。

3）最后，通过椭圆绕流和存在解析解的 Prandtl-Meyer 流动对本文方法在 WENO 格式下的适用性进行了验证。数值结果表明：DEEB 方法可以有效改善传统虚拟节点方法误差较大、无法满足壁面无穿透的缺点，降低边界计算引入的数值误差。

本文工作为有限差分格式的物面边界求解提供了一种新的思路，当前研究仅针对无黏流动和壁面处仅存在法向速度约束的情况，后续将对边界约束方程进行推广，开展针对黏性物面的边界算法研究，相关工作目前正在进行中。

参 考 文 献：

[1] Gustafsson B, Kreiss H-O. Boundary conditions for time dependent problems with an artificial boundary[J]. Journal of Computational

Physics, 1979, 30(3): 333−351.
doi: 10.1016/0021-9991(79)90119-0

[2] YEE H C, BEAM R M, WARMING R F. Boundary approximations for implicit schemes for one-dimensional inviscid equations of gasdynamics[J]. AIAA Journal, 1982, 20(9): 1203−1211.
doi: 10.2514/3.51181

[3] CHAKRAVARTHY S R. Euler equations - Implicit schemes and boundary conditions[J]. AIAA Journal, 1983, 21(5): 699−706.
doi: 10.2514/3.8136

[4] DEMETRIOU SPARIS P. Second-order accurate boundary conditions for compressible flows[J]. AIAA Journal, 1984, 22(9): 1222−1228.
doi: 10.2514/3.48560

[5] 阎超. 计算流体力学方法及应用[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2006.

[6] MENGALDO G, DE GRAZIA D, WITHERDEN F, et al. A guide to the implementation of boundary conditions in compact high-order methods for compressible aerodynamics[C]// 7th AIAA Theoretical Fluid Mechanics Conference, Atlanta, GA, 2014.
doi: 10.2514/6.2014-2923

[7] 刘巍, 张理论, 王勇献. 计算空气动力学并行编程基础[M]. 北京: 国防工业出版社, 2013.

[8] SUN Z S, REN Y X, ZHA B L, et al. High order boundary conditions for high order finite difference schemes on curvilinear coordinates solving compressible flows[J]. Journal of Scientific Computing, 2015, 65(2): 790−820.
doi: 10.1007/s10915-015-9988-4

[9] ANDERSON J D. Computational fluid dynamics: The basics with applications[M]. New York: McGraw-Hill, 1995

[10] DADONE A, GROSSMAN B. Surface boundary conditions for the numerical solution of the Euler equations[J]. AIAA Journal, 1994, 32(2): 285−293.
doi: 10.2514/3.11983

[11] WANG Z J, SUN Y Z. Curvature-based wall boundary condition for the Euler equations on unstructured grids[J]. AIAA Journal, 2003, 41(1): 27−33.
doi: 10.2514/2.1931

[12] KANNAN R, WANG Z J. Curvature and entropy based wall boundary condition for the high order spectral volume Euler solver[J]. Computers & Fluids, 2011, 44(1): 79−88.
doi: 10.1016/j.compfluid.2010.12.013

[13] LIU J M, ZHAO N, HU O. The ghost cell method and its applications for inviscid compressible flow on adaptive tree cartesian grids[J]. Advances in Applied Mathematics and Mechanics, 2019, 1(5): 664−682.
doi: 10.4208/aamm.09-m0912

[14] LIU J M. The study on adaptive Cartesian grid methods for compressible flow and their applications[D]. Leicester, East Midlands, UK: De Montfort University, 2014.

[15] 李虎. 轴对称超声速射流激波噪声数值模拟研究[D]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 2016.
LI H. Numerical study of shock-associated noise in axisymmetric supersonic jet[D]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 2016 (in Chinese).

[16] 刘君, 魏雁昕, 韩芳. 有限差分法的坐标变换诱导误差[J]. 航空学报, 2021, 42(6): 124397.
LIU J, WEI Y X, HAN F. Coordinate transformation induced errors of finite difference method[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2021, 42(6): 124397 (in Chinese).
doi: 10.7527/S1000-6893.2020.24397

[17] 刘君, 韩芳. 有限差分法中的贴体坐标变换[J]. 气体物理, 2018, 3(5): 18−29.
LIU J, HAN F. Body-fitted coordinate transformation for finite difference method[J]. Physics of Gases, 2018, 3(5): 18−29 (in Chinese).
doi: 10.19527/j.cnki.2096-1642.2018.05.003

[18] 刘君, 韩芳, 夏冰. 有限差分法中几何守恒律的机理及算法[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(6): 917−926.
LIU J, HAN F, XIA B. Mechanism and algorithm for geometric conservation law in finite difference method[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2018, 36(6): 917−926 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2018.0034

[19] 刘君, 韩芳, 魏雁昕. 特定条件下高阶WENO格式计算结果误差[J]. 航空学报, 2022, 43(2): 124940.
LIU J, HAN F, WEI Y X. Numerical errors of high-order WENO schemes under specific conditions[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2022, 43(2): 124940 (in Chinese).
doi: 10.7527/S1000-6893.2020.24940

[20] HAN F, XU C G, LIU J. Improvement to a general methodology for free-stream preservation on curvilinear grids[J]. Physics of Fluids, 2022, 34(11): 116111.
doi: 10.1063/5.0120313

[21] FRANKE R. Scattered data interpolation: tests of some methods[J]. Mathematics of Computation, 1982, 38(157): 181−200.
doi: 10.1090/s0025-5718-1982-0637296-4

[22] TAN S R, SHU C W. Inverse Lax-Wendroff procedure for numerical boundary conditions of conservation laws[J]. Journal of Computational Physics, 2010, 229(21): 8144−8166.
doi: 10.1016/j.jcp.2010.07.014

[23] Borges R, Carmona M, Costa B, et al. An improved weighted essentially non-oscillatory scheme for hyperbolic conservation laws[J]. Journal of Computational Physics, 2008, 227(6): 3191−3211.
doi: 10.1016/j.jcp.2007.11.038

[24] HARTEN A, LAX P D, VAN LEER B. On upstream differencing and Godunov-type schemes for hyperbolic conservation laws[J]. SIAM Review, 1983, 25(1): 35−61.
doi: 10.1137/1025002

[25] SHU C W, OSHER S. Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes[J]. Journal of Computational Physics, 1989, 77(2): 439−471.
doi: 10.1016/0021-9991(88)90177-5

[26] WANG Z J, FIDKOWSKI K, ABGRALL R, et al. High-order CFD methods: Current status and perspective[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2013, 72(8): 811−845.
doi: 10.1002/fld.3767

（本文责编：王颖）

文章编号：0258-1825(2023)12-0016-12

基于深度置信网络与多目标粒子群算法的通用飞机机翼优化设计

吴涌钏，孙 刚，陶 俊*
（复旦大学 航空航天系，上海 200433）

摘 要：采用主成分分析技术对基于型函数/类函数变换（CST）参数化方法进行改进，以减少机翼的设计变量。建立了机翼的数据库，以数据库中机翼的几何参数和气动参数为训练样本，建立并训练了深度置信网络作为气动优化设计的代理模型。为了提高标准多目标粒子群算法的收敛速度和全局搜索能力，发展了基于 α-stable 分布函数的改进型多目标粒子群算法。将深度置信网络代理模型嵌入改进的多目标粒子群算法，开展了某通用飞机机翼的多目标气动优化设计。优化结果表明，采用主成分分析技术可大幅减少计算量。对优化所得机翼构型开展数值模拟验证，结果表明，在阻力系数不增加的条件下，优化机翼构型在多个工作状态下的升力系数显著提升。

关键词：机翼设计；多目标优化设计；深度置信网络；多目标粒子群优化算法；主成分分析
中图分类号：V244 **文献标识码：**A **doi：**10.7638/kqdlxxb-2023.0005

Optimization design on the wing of a general aviation airplane based on deep belief network and multi-objective particle swarm optimization algorithm

WU Yongchuan, SUN Gang, TAO Jun*
(*Department of Aeronautics & Astronautics*, *Fudan University*, *Shanghai* 200433, *China*)

Abstract: For the purpose of reducing the number of the design variables of the wing, the PCA (principal component analysis) technique is employed to improve the CST parameterization method. A database of the wings is established, including geometrical parameters and aerodynamic parameters. Based on the database, the DBN (deep belief network) is established and trained as the surrogate model in the aerodynamic optimization. In order to improve the convergence rate and global searching ability of the standard MOPSO (multi-objective particle swarm optimization) algorithm, an improved MOPSO algorithm is developed based on the α-stable distribution functions. By embedding the DBN surrogate model into the improved MOPSO algorithm, the multi-objective aerodynamic optimizations are performed for the wing of a general aviation airplane. The optimization results indicate that, the computation amount is decreased dramatically by introducing the PCA technique. Numerical validation is conducted for the designed wing configuration, and the results indicate that, comparing with the baseline configuration, the lift coefficients of the designed configuration are increased obviously under multiple states with the drag coefficients not increased.

Keywords: wing design; multi-objective optimization; deep belief network; multi-objective particle swarm optimization algorithm; principal component analysis

收稿日期：2023-01-02； **修订日期：**2023-03-13； **录用日期：**2023-03-14； **网络出版时间：**2023-05-09
基金项目：旋翼空气动力学重点实验室开放课题（RAL20200101-2）；翼型、叶栅空气动力学国家级重点实验室开放课题（6142201210202l9）
作者简介：吴涌钏（1997—），广东潮州人，硕士研究生，研究方向：飞行器设计. E-mail：20210290012@fudan.edu.cn
通信作者：陶俊*，副研究员，研究方向：空气动力学、飞行器设计. E-mail：juntao@fudan.edu.cn
引用格式：吴涌钏, 孙刚, 陶俊. 基于深度置信网络与多目标粒子群算法的通用飞机机翼优化设计[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(12): 16−27.
WU Y C, SUN G, TAO J. Optimization design on the wing of a general aviation airplane based on deep belief network and multi-objective particle swarm optimization algorithm[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(12): 16−27(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0005

0 引　言

通用飞机是民用航空工业中重要的组成部分，在工业、农业、林业等领域有重要的应用，在医疗卫生、抢险救灾、气象探测等方面也有不可替代的作用。升力的提升可以提高通用飞机的载货量、载油量，从而提升飞机的整体性能，因此，升力的优化对通用飞机的设计有重要意义。

国内外研究人员对机翼的设计进行了大量的研究。Benaouali[1] 应用代理模型方法对 ONERA M6 进行机翼外形优化。马晓永[2] 应用集成序列二次规划（sequential quadratic programming, SQP）优化算法对 NAX880 V2.0 轻中型高速涡扇公务机机翼进行多点优化设计研究。周志强[3] 开展了基于遗传算法的飞机机翼结构拓扑优化设计方法研究。郝璇[4] 采用雷诺平均 N-S（Reynolds average Navier-Stokes, RANS）方程实现阻力的精确求解并建立响应面模型，对不同升力系数、马赫数的多个飞行状态进行变弯度减阻优化。

对于传统的机翼优化设计问题，如果在优化过程的每步迭代中都通过 CFD 数值模拟来评估目标函数，会消耗大量的计算资源。为了提高优化效率，减少资源的消耗，可以使用代理模型取代 CFD 在优化中的计算过程。反向传播（back propagation, BP）神经网络[5] 是一种由误差反向传播算法训练得到的多层前馈神经网络，是当前被应用最广泛的神经网络模型之一。吕小龙等[6] 利用本征正交分解（proper orthogonal decomposition, POD）提取本征向量，并使用径向基函数（radical basis function, RBF）方法进行插值，建立了具有较好反演精度和泛化性能的 POD-RBF 代理模型。此外，还有一种 Kriging 模型[7]，是依据协方差函数对随机过程/随机场进行空间建模和预测（插值）的回归算法。

在机翼的优化问题中，优化变量往往是高维数据，如果用原数据去进行训练和优化，则会造成较大的计算资源消耗，增加计算时间成本。因此，许多研究会采用数据降维方法对原数据进行处理。独立分量分析（independent component analysis, ICA）[8] 基于信息理论，是使用最广泛的降维技术之一，可用于将多元信号分离为加性子分量。POD[9] 则可以把多维随机过程进行低维近似描述并提取复杂随机过程的本质特征，从而达到数据降维的目的，可用于外形气动设计。线性识别分析（linear discriminant analysis, LDA）[10] 使用统计学、模式识别和机器学习方法，在两类物体或事件的特征中找到一个线性组合，从而能够特征化或区分它们，所得的组合可用来为后续的分类做降维处理。

飞机通常在多个工况下飞行，这就使得机翼的气动优化成为多目标、多约束问题。多目标多约束问题的求解依赖优化算法，为此，许多研究人员对优化算法进行了研究。多目标遗传算法（multi-objective genetic algorithm, MOGA）[11] 是一种模拟大自然中生物体进化规律的自然选择和遗传学机理的生物进化过程的计算模型，对于一个优化问题，使一定数量候选解（个体）的抽象表示（染色体）的种群向更好的解进化。模拟退火算法（simulated annealing, SA）[12-13] 的思想来源于热力学中对固体退火过程的模拟，其将温度 T 模拟为控制参数，将内能模拟为目标函数值 f，对于控制参数 T 的每一个取值，算法持续进行“产生——新解——判断——接受或舍弃”的迭代过程，并逐步衰减 T 值，算法终止时的当前解记为所得近似最优解。多目标蚁群算法（multi-objective ant colony optimization, MOACO）[14-15] 是模拟蚂蚁的觅食行为与旅行商问题（traveling salesman problem，TSP）的相似性提出的，用蚂蚁的路径表示待优化问题的可行解，路径较短的蚂蚁释放的信息素量较多，随着时间的推进，较短的路径上累积的信息素浓度逐渐增高，选择该路径的蚂蚁个数也愈来愈多，最终蚁群集中到最优路径，即优化问题的最优解。

综上所述，机翼在多工况下的空气动力学优化作为一个多目标、多约束的问题，具有重要意义。本文提出了一种基于深度置信网络代理模型和多目标粒子群算法的多目标优化框架。首先，利用基于型函数/类函数变换参数化方法（class function/shape function transformation, CST）得到的几何参数，利用 CFD 模拟得到空气动力参数，然后对机翼的几何参数进行主成分分析（principal component analysis, PCA）降维处理，建立起机翼的数据库，在此基础上训练深度置信网络（deep belief network, DBN）代理模型，以准确预测机翼的气动参数；其次，通过将优化算法与代理模型耦合，建立起多目标粒子群优化框架；最后，通过该框架对机翼进行多工况下的气动优化，在不增加其阻力系数的情况下提升其升力系数。

1 数值模拟方法与验证

1.1 RANS 方法

通过求解 RANS方程，可得到机翼的气动参数：

$$\frac{\partial \boldsymbol{W}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{F}_1}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{F}_2}{\partial y}+\frac{\partial \boldsymbol{F}_3}{\partial z}=\frac{\partial \boldsymbol{G}_1}{\partial x}+\frac{\partial \boldsymbol{G}_2}{\partial y}+\frac{\partial \boldsymbol{G}_3}{\partial z}$$

$$\boldsymbol{W}=[\rho,\rho u,\rho v,\rho w,\rho E]^{\mathrm{T}}$$

$$\boldsymbol{F}_1=\left[\rho u,\rho u^2+p,\rho uv,\rho uw,\rho uH\right]^{\mathrm{T}}$$

$$\boldsymbol{F}_2=\left[\rho v,\rho uv,\rho v^2+p,\rho vw,\rho vH\right]^{\mathrm{T}}$$

$$\boldsymbol{F}_3=\left[\rho w,\rho uw,\rho wv,\rho w^2+p,\rho wH\right]^{\mathrm{T}}$$

$$\boldsymbol{G}_1=\left[0,\tau_{xx},\tau_{xy},\tau_{xz},\beta_x\right]^{\mathrm{T}}$$

$$\boldsymbol{G}_2=\left[0,\tau_{xy},\tau_{yy},\tau_{yz},\beta_y\right]^{\mathrm{T}}$$

$$\boldsymbol{G}_3=\left[0,\tau_{zx},\tau_{zy},\tau_{zz},\beta_z\right]^{\mathrm{T}} \tag{1}$$

数值模拟中，空间离散采用 Roe-FDS[16] 方法，时间推进采用隐式 LU-SGS[16] 方法，湍流模型为方程 S-A（Spalart-Allmaras）[17] 湍流模型。

1.2 算例验证

为了验证 RANS 方法的精准度和可靠性，使用 DLR 翼身组合体进行验证，图 1 展示了该翼身组合体的网格结构，网格单元数为 6.34×10^6。

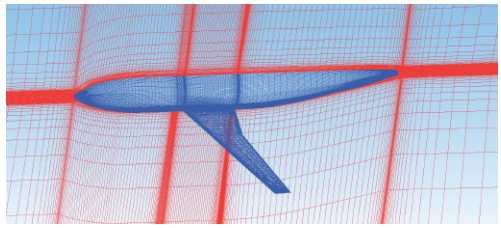


图 1 DLR-F6 翼身组合体网格

Fig. 1 Grid of DLR-F6 wing-body assembly

数值模拟计算结果如表 1 所示。可以看出，数值模拟计算结果与实验所得结果误差较小，说明 RANS 具有较高的精确度。

表 1 DLR-F6 翼身组合体的数值模拟结果 ($Re=3.0\times10^6$)

Table 1 Numerical simulation results of the DLR-F6 wing-body assembly($Re=3.0\times10^6$)

工况	C_L	C_D
算例1: AOA = 0.52°, $Ma=0.75$		
计算值	0.4966	0.0290
实验值	0.5000	0.0295
误差	0.68%	1.69%
算例2: AOA = 0.47°, $Ma=0.76$		
计算值	0.4981	0.0293
实验值	0.5000	0.0298
误差	0.38%	1.68%
算例3: AOA = 0.41°, $Ma=0.77$		
计算值	0.4962	0.0296
实验值	0.5000	0.0300
误差	0.76%	1.33%

2 优化问题

2.1 CST 参数化

在对机翼进行优化时，需要对机翼的几何数据进行处理，用尽量少的特征参数描述机翼的几何特征，以降低计算量，同时必须具有足够高的精度，以确保参数对几何特性描述的准确性及计算的可信度。

本研究所优化的机翼半翼展长为 8.305 m，翼根弦长为 2.180 m，翼梢弦长为 0.910 m。选取机翼在翼根、翼尖梢以及 1/2 半展长处的剖面翼型（分别记为剖面翼型 1、剖面翼型 2、剖面翼型 3），以其几何数据作为机翼的几何数据。图 2 为机翼的平面形状图，图 3 为选取的三个剖面的示意图。

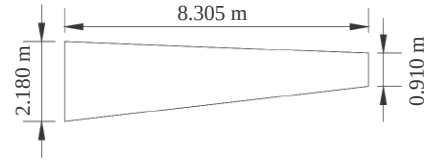


图 2 机翼的平面形状示意图

Fig. 2 Schematic figure of the plane shape of the wing

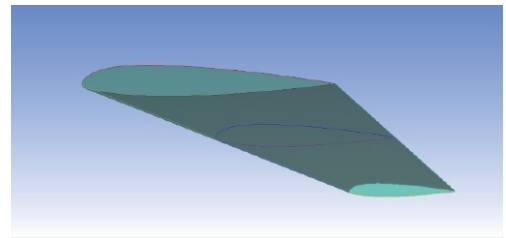


图 3 机翼三个剖面的示意图

Fig. 3 Schematic figure of the three sections of the wing

使用 CST 参数化方法[18] 处理几何数据。CST 方法是一种用类别函数和形状函数表示翼型几何形状的参数化方法。类别函数表示的是要描述的几何体的类型，形状函数是在类别函数的基础上对几何特性进行修正。翼型用 CST 参数化方法进行表示的公式如下：

$$\xi(\varphi)=C(\varphi)S(\varphi)+\varphi\xi_{\mathrm{T}} \tag{2}$$

其中，$\varphi=x/c$，$\xi=z/c$，$\xi_{\mathrm{T}}=\Delta\xi_{\mathrm{TE}}/c$，$C(\varphi)$是类型函数，$S(\varphi)$是形状函数。在研究中，可以用伯恩斯坦多项式代替形状函数。采用 6 阶伯恩斯坦多项式即可进行高精度拟合。经过 CST 参数化，翼型几何形状可以用 14 个参数表示。现用翼型 NACA 23012 对 CST 参数化方法进行验证，图 4 为 CST 参数化翼型与原始翼型的对比，图 5 为参数化翼型在每个 x 坐标上的拟合残差，其中 x/c 的范围从 −1 到 0 代表上表面，从 0 到 1 代表下表面。可以看出，CST 方法的参数化翼

型与原始翼型基本一致，残差均小于 1×10^{-2}，说明采用的 CST 方法在描述翼型几何形状方面具有很高的可靠性。经过 CST 参数化后，机翼的几何特性可以用 42 个参数表示。

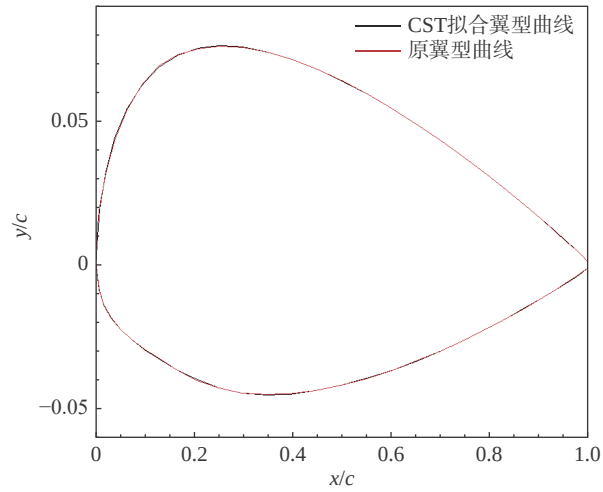


图 4　原翼型曲线和 CST 拟合翼型曲线

Fig. 4　Original airfoil curve and CST fitted airfoil curve

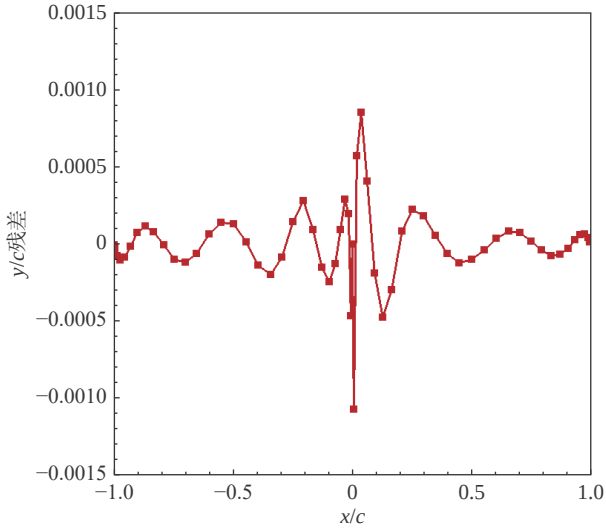


图 5　CST 参数化拟合翼型残差

Fig. 5　Fitting residuals of the CST parameterized airfoil

2.2　PCA（主成分分析）

参数化后的机翼几何参数有 42 个变量，这对于后续的代理模型训练以及优化过程是偏高的，容易造成较大的计算资源损耗。为了让计算更加高效便捷，对数据进行降维处理。

PCA[19] 是一种基础的数据降维方法，其作用是用较少的变量来代替较多的变量，并反映出原来多个变量的大部分信息，被广泛应用在数据分析、机器学习等方面。

对于一个变量数量为 p、数据数量为 n 的样本 $\boldsymbol{X}$，可计算出协差阵，然后可根据协差阵求出 p 个特征值（$\lambda_1, \lambda_2, \cdots, \lambda_p$）及相应的特征向量（$\boldsymbol{T}_1, \boldsymbol{T}_2, \cdots, \boldsymbol{T}_p$），则第 i 个主成分 $\boldsymbol{Y}_i$ 为 $\boldsymbol{Y}_i = \boldsymbol{X}\boldsymbol{T}_i$，$1 \leqslant i \leqslant p$。

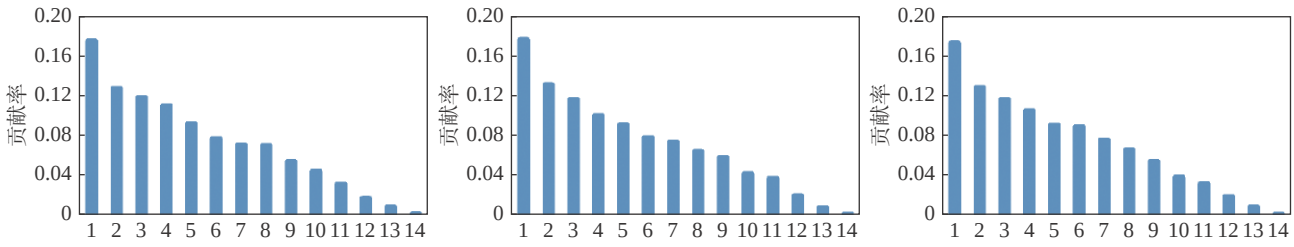
原样本有 p 个成分，依据特征值，可计算出每个成分的贡献率 $\varphi_i = \lambda_i / \sum_{k=1}^{p} \lambda_k$。一个成分的贡献率越大，则说明其保存了越多的原数据信息。当前 m 个主成分的贡献率累计大于 90% 时，可以认为这些主成分已经包含了原数据中的大部分信息。

原机翼包含了 3 个翼型的几何数据，每个翼型数据为 14 维，共 42 维。现对每一个翼型进行 PCA 降维处理，当每个翼型取前 10 个主成分时，累计贡献率分别达到了 93.9%、93.4%、94.04%，则可以认为处理后所得的 30 维机翼几何数据包含了绝大多数原机翼的数据。图 6 展示了三个剖面翼型的 14 维参数贡献率。

2.3　优化问题描述

本研究要优化的是机翼在多种工作状态下的升力系数。选取其在马赫数为 0.4 时的状态作为优化工况 1，在马赫数为 0.45 时的状态作为优化工况 2，迎角均为 4°，工况 1 和工况 2 的雷诺数分别为 $Re_1 = 9.83\times10^6$ 和 $Re_2 = 1.11\times10^7$。

基于 5 套网格对原机翼开展了网格无关性验证，5 套网格单元数分别为 2.0×10^6、2.5×10^6、3.0×10^6、3.5×10^6、4.0×10^6，计算结果如表 2 所示，其中，各参数的下标 1 和 2 分别对应工况 1 和工况 2。由计算结果可得，伴随网格数增长，计算结果呈收敛趋势，从计算精度和计算资源考虑，选用网格单元为 3.5×10^6 的网格作为计算网格，网格如图 7 所示。



(a) 剖面翼型1　　(b) 剖面翼型2　　(c) 剖面翼型3

图 6　3 个剖面翼型的 14 维参数的贡献率

Fig. 6　Contribution rates of the 14 dimensional parameters of the three airfoils

表 2 原机翼气动参数在不同网格数量下计算结果

Table 2 Simulation results of aerodynamic parameters of original wing under different numbers of grids

网格数量	C_{L1}	C_{D1}	C_{L2}	C_{D2}
2.0×10^6	0.4432	0.02190	0.4519	0.02084
2.5×10^6	0.4519	0.02107	0.4609	0.02065
3.0×10^6	0.4629	0.02029	0.4724	0.02051
3.5×10^6	0.4628	0.02027	0.4725	0.02050
4.0×10^6	0.4629	0.02030	0.4725	0.02052

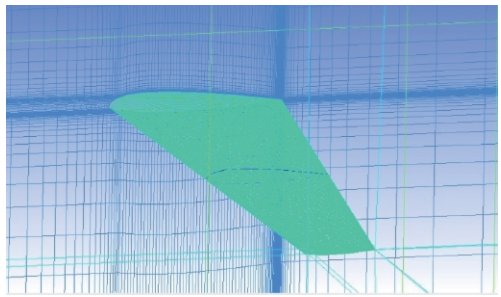


图 7 机翼的网格

Fig. 7 Grid of the wing

以两种工况下的机翼升力系数作为优化目标，约束条件为优化后机翼阻力系数小于或等于原机翼阻力系数。优化问题可以描述为：

$$\begin{aligned}&\text{find } \boldsymbol{X}=\{x_1,x_2,\cdots,x_n\}\\&\quad\max\ \{C_{L1},C_{L2}\}\\&\text{s.t.}\begin{cases}0.8x_i\leqslant x_i\leqslant 1.2x_i,\ i=1,2,\cdots,n\\C_{D1}\leqslant C_{D01}\\C_{D2}\leqslant C_{D02}\end{cases}\end{aligned}\tag{3}$$

其中：x_i表示设计变量，$[0.8x_i,1.2x_i]$为其设计空间；C_{D01}、C_{D02}分别为工况 1、2 下的原机翼阻力系数；在不采用 PCA 方法的情况下，$n=42$；在采用 PCA 方法的情况下，$n=30$。

3 优化方法

3.1 深度置信网络

本研究使用的代理模型 DBN [20]是一种概率生成模型，这种模型通过训练调整神经元之间的权重，可以用来进行数据生成，常用于回归分析、类型识别等。

深度置信网络的基本构成元件是受限玻尔兹曼机（restricted Boltzmann machines, RBM）[21]，其典型网络结构如图 8 所示。一个 RBM 由两层神经元构成，一层是可视层，由可视神经元组成，用于数据的输入；一层是隐藏层，由隐藏神经元组成，用于特征检测。RBM 两层神经元之间对称连接，同层之间的神经元相互独立。

对于输入样本 $\boldsymbol{X}=(x_1,x_2,\cdots,x_n)$，隐藏神经元开启的概率为$P(h_i=1)=1/(1+\mathrm{e}^{-wx})$，从 0～1 的均匀分布中抽取一个随机值，与开启概率进行比较，决定该神经元是否开启。经过预训练，可求得最佳的权重值，使得其产生训练样本的概率最大。

将多层 RBM 进行串联，以上一层 RBM 的隐藏层作为下一层 RBM 的可视层，在最后一层加上 softmax 分类器，即形成了深度置信网络。这种网络将 RBM 的训练作为神经网络的预训练，在最后一层加入 BP 算法。深度置信网络典型结构如图 9 所示。

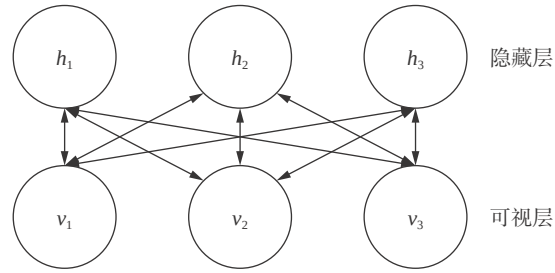


图 8 RBM 结构

Fig. 8 Structure of RBM

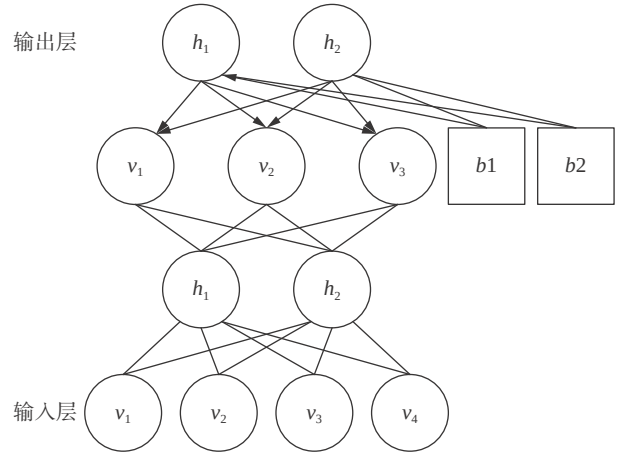


图 9 DBN 结构

Fig. 9 Structure of DBN

3.2 改进多目标粒子群优化算法

粒子群优化（particle swarm optimization, PSO）算法 [22] 是一种通过模拟鸟群捕食行为设计的优化算法。假设区域里只有一块食物（即优化问题中的最优解），鸟群的任务是找到这个食物源。在整个搜索过程中，群体中的鸟会互相传递位置信息，判断是否找到了食物源（最优解），同时将食物源（最优解）的信息传递给整个鸟群，最后，整个鸟群可以收敛在食物源周围。

把鸟个体简化为一个粒子，把粒子的位置作为目标问题的候选解，把候选解对应的目标函数值作为适应度，把粒子群中适应度最高/最低的粒子位置作为

群体最优位置，把单个粒子历史适应度最高的位置作为粒子历史最优位置，粒子的飞行过程即对应个体的搜索过程。粒子的飞行速度以粒子历史最优位置和群体最优位置为参考进行调整，此即为进化迭代过程。经过多轮迭代，可以求出问题的最优解。粒子的速度和位置的进化方程如下:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{V}_i(k+1) =& w\boldsymbol{V}_i(k)+b_1r_1(\boldsymbol{P}_{\text{best}}[i]-\boldsymbol{A}_i)+\\ & b_2r_2(\boldsymbol{P}_{\text{best}}[g]-\boldsymbol{A}_i)\\ \boldsymbol{A}_i(k+1) =& \boldsymbol{A}_i(k)+K\boldsymbol{V}_i(k+1)\end{aligned} \tag{4}$$

式中，w 为惯性权值；b_1、b_2 为学习因子；r_1、r_2 为 [0,1] 之间的随机数；K 为压缩因子，用于对粒子的飞行速度进行约束；$\boldsymbol{P}_{\text{best}}[i]$为单个粒子历史最优位置，$\boldsymbol{P}_{\text{best}}[g]$为所有粒子迄今为止所找到的最佳位置；$\boldsymbol{A}_i$ 为第 i 个粒子所在位置；$\boldsymbol{V}_i$ 为第 i 个粒子的速度。

多目标粒子群优化（multi-objective particle swarm optimization, MOPSO）[23] 算法旨在将只能用于单个对象的粒子群算法（PSO）应用于多目标。在其基础上，Raquel[24] 将粒子拥挤距离、储存非支配解的仓库等引入其中，来提高粒子群的多样性。拥挤距离是估计一个解周围其他解的密度的参数。对于每个目标函数，根据目标函数的值对外部精英解集中的解进行分类，然后计算与每个解相邻的两个粒子形成的立方体的平均边长，如图 10 所示，计算的结果就是该解的拥挤距离，粒子的拥挤距离可以反映解的多样性。该种算法即为拥挤距离多目标粒子群优化（crowding distance multi-objective particle swarm optimization, CDMOPSO）算法[25]。

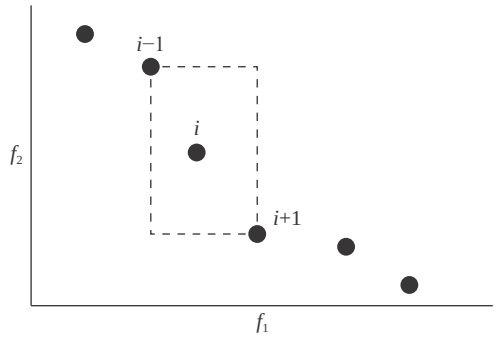


图 10　拥挤距离示意图

Fig. 10　Schematic figure of the crowding distance

为了提高收敛速度和全局搜索能力，引入了 α-stable 函数族[26] 来改进标准的 MOPSO 算法。在 α-stable 函数族中，稳定系数 α 是描述分布状态的一个重要参数，它决定了所生成的随机数的分布范围。图 11 显示了不同 α 值下的 α-stable 分布。通过引入 α-stable 分布，MOPSO 在迭代过程中生成随机数，使粒子进行突变，避免过早陷入局部最优。该种算法即为 α-stable 多目标粒子群优化（α-stable multi-objective particle swarm optimization, ASMOPSO）算法。多目标粒子群算法如图 12 所示。

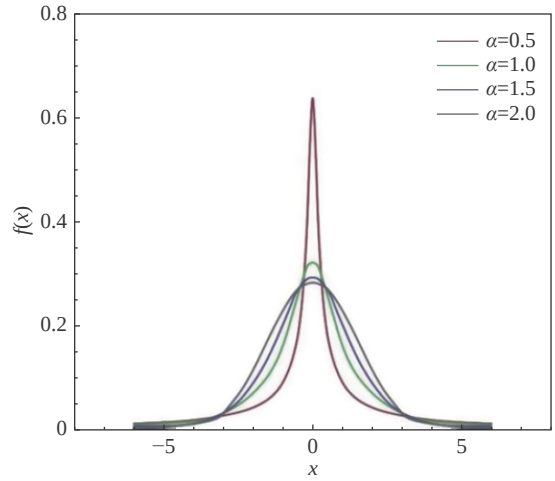


图 11　不同 α 值下的 α-stable 分布示意图

Fig. 11　Schematic figure of the α-stable distribution under different α

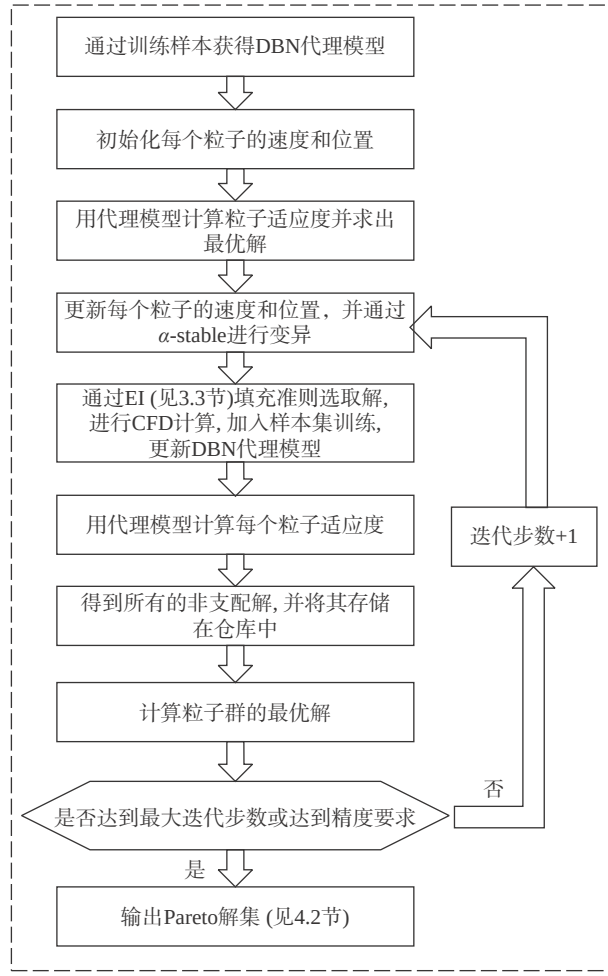


图 12　MOPSO 结构

Fig. 12　Structure of MOPSO

为了比较 CDMOPSO 和 ASMOPSO 的性能，采用目标函数 ZDT3 进行测试。利用反世代距离（inverted generation distance, IGD）[27] 对算法的性能进行了综合评价。IGD 不仅可以评估多目标解集的收敛性，还可以评估解集的分布特性，见式（5）：

$$A_{\mathrm{IGD}}=\frac{\sum_{\boldsymbol{o}\in\boldsymbol{P}^*}d(\boldsymbol{o},\boldsymbol{P})}{\boldsymbol{P}^*} \tag{5}$$

$d(\boldsymbol{o},\boldsymbol{P})$ 是近似解集 $\boldsymbol{P}$ 中的个体与精确解集 $\boldsymbol{P}^*$ 中的个体 $\boldsymbol{o}$ 之间的最小欧氏距离。该算法得到的最优解集用 $\boldsymbol{p}$ 表示。IGD 的值越低，优化结果越好，算法的性能也越好。ZDT3 函数可以描述为：

$$\begin{cases}\min f_1(\boldsymbol{x})=x_1\\ \min f_2(\boldsymbol{x})=g\left(1-\sqrt{\dfrac{f_1}{g}}-\left(\dfrac{f_1}{g}\right)\sin(10\pi f_1)\right)\\ g(\boldsymbol{x})=1+9\sum_{i=2}^{n}\dfrac{x_i}{n-1}\end{cases} \tag{6}$$

$\boldsymbol{x}$ 是一个 30 维变量，其范围为 [0, 1]，n = 30。ZDT3 由 CDMOPSO 算法和 ASMOPSO 算法独立评估 30 次。IGD 值的统计数据如表 3 所示，可以看出 ASMOPSO 的 IGD 值明显低于 CDMOPSO，因此 ASMOPSO 算法的性能优于 CDMOPSO 算法。

表 3 CDMOPSO 和 ASMOPSO 算法所得 IGD 的比较

Table 3 Comparison of IGD values between the CDMOPSO algorithm and ASMOPSO algorithm

	均值	方差
CDMOPSO	5.661×10^{-2}	2.946×10^{-3}
ASMOPSO	3.300×10^{-2}	1.623×10^{-3}

3.3 EI 加点准则

在优化过程中，每次迭代均采用期望改进（expected improvement, EI）[28] 加点准则对代理模型进行更新。将 EI 作为代理优化的适应度函数，在每次迭代中将 EI 最大的点添加到样本中，在每次迭代中更新代理模型。多目标 EI 的定义为

$$\mathrm{EI}(\boldsymbol{x})=\int_{y\in\boldsymbol{R}^m}I(\boldsymbol{x})\prod_{i=1}^{m}\frac{1}{s_i}\varphi\left(\frac{y_i-\hat{y}_i}{s_i}\right)\mathrm{d}y_i \tag{7}$$

式中，$\hat{y}_i$和s_i为相关点 $\boldsymbol{x}$ 的预测和方差值的平方根，φ 为高斯概率密度函数，$\boldsymbol{R}^m$ 为目标空间。

子优化问题可描述为：

$$\begin{cases}\max\ \mathrm{EI}(\boldsymbol{x})\\ \text{s.t.}\begin{cases}C_{D1}\leqslant C_{D01}\\ C_{D2}\leqslant C_{D02}\\ 0.8x_i\leqslant x_i\leqslant 1.2x_i,\ \ i=1,2,\cdots,n\end{cases}\end{cases} \tag{8}$$

在每次迭代中，选择 EI 最大的点进行 CFD 数值模拟，获得空气动力学参数，添加到样本中，并更新替代模型。

4 计算结果与分析

4.1 代理模型训练结果

基于原机翼的 CST 参数，通过拉丁超立方采样方法（latin hypercube sampling, LHS）[29]，在原机翼参数 [0.8, 1.2] 的倍数范围内，生成 980 组 CST 参数，并通过数值模拟获得一个包含 980 个机翼的几何参数和气动参数的数据库。

DBN 由 4 层 RBM 组成，以几何参数为输入、气动参数为输出进行训练。预训练后，初始化权值，将最后一层 RBM 的输出作为最后两层 BP 神经网络的输入。

在数据库中选取 882 个机翼作为训练样本，98 个机翼作为测试样本，将样本输入模型进行训练，得到的代理模型记为代理模型 1。在数据库中随机选取 450 个机翼作为训练样本，50 个机翼作为测试样本，为了降低后续的训练和优化计算量，对机翼几何数据进行 PCA 降维处理，降维后的几何参数为 30 维，将 PCA 降维处理后的样本输入模型进行训练，得到的代理模型记为代理模型 2。

图 13 为 DBN 代理模型的训练结果，其中 $\boldsymbol{Y}$ 为期望输出，$\boldsymbol{T}$ 为 DBN 输出。可以看出，代理模型 1 的相关系数 R 为 0.995 16，代理模型 2 的相关系数 R 为 0.974 02，均接近于 1，两个模型都取得了较为精确的结果。

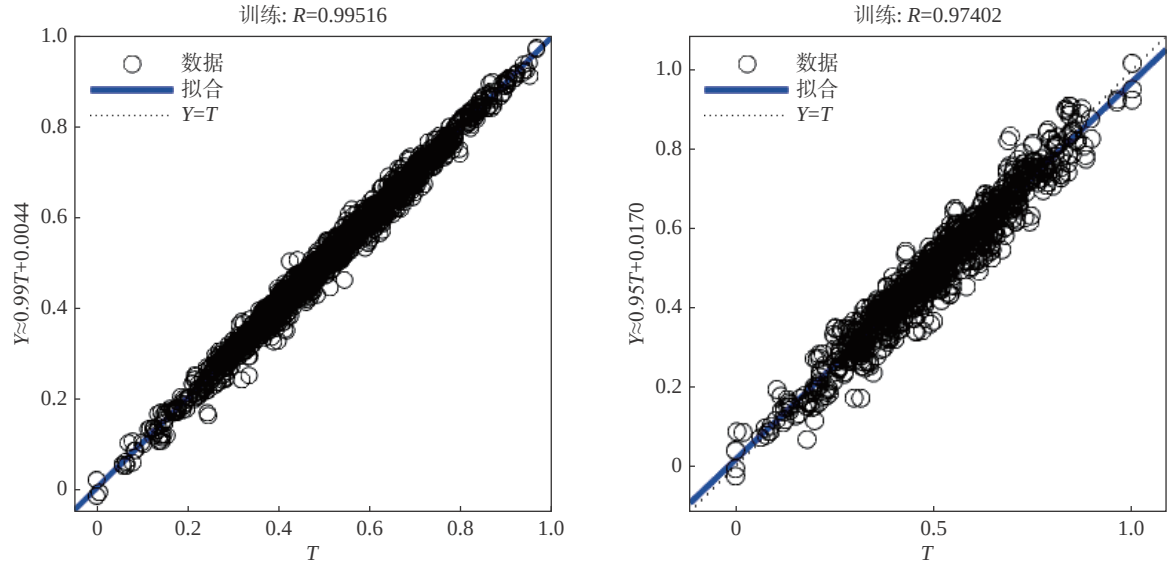
图 14 和图 15 分别展示了测试样本的计算值与训练所得代理模型预测值的对比。从图中可看出，绝大多数预测值与计算值基本吻合。

DBN 模型预测的升力系数和阻力系数的平均误差如表 4 所示。由表可以看出，代理模型 1 的升力系数与阻力系数的平均误差小于 1%，代理模型 2 平均误差小于 2%，说明 DBN 模型的预测具有较高的精度。代理模型 1 的误差明显小于代理模型 2，由此可得，代理模型 1 具有更高的精准度，原因是代理模型 1 的训练样本更多且保留了更多原数据的信息。

表 4 升力系数和阻力系数的平均预测误差

Table 4 Average prediction errors of the lift coefficients and the drag coefficients

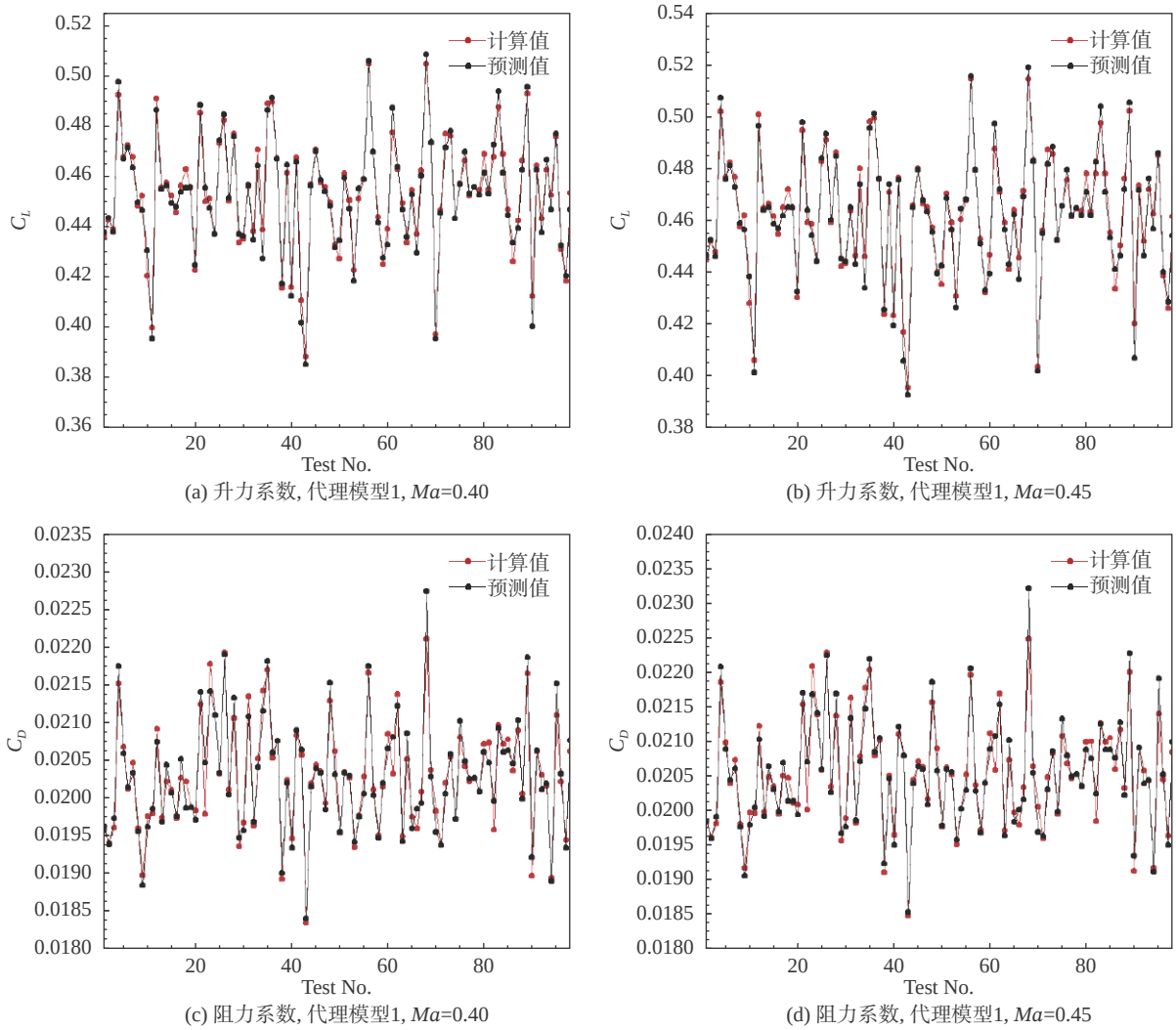
	平均误差			
	C_{L1}	C_{D1}	C_{L2}	C_{D2}
代理模型1	0.69%	0.64%	0.70%	0.67%
代理模型2	1.22%	1.15%	1.26%	1.13%



(a) 代理模型1　　(b) 代理模型2

图 13　DBN 代理模型的训练结果

Fig. 13　Training results of the DBN surrogate model

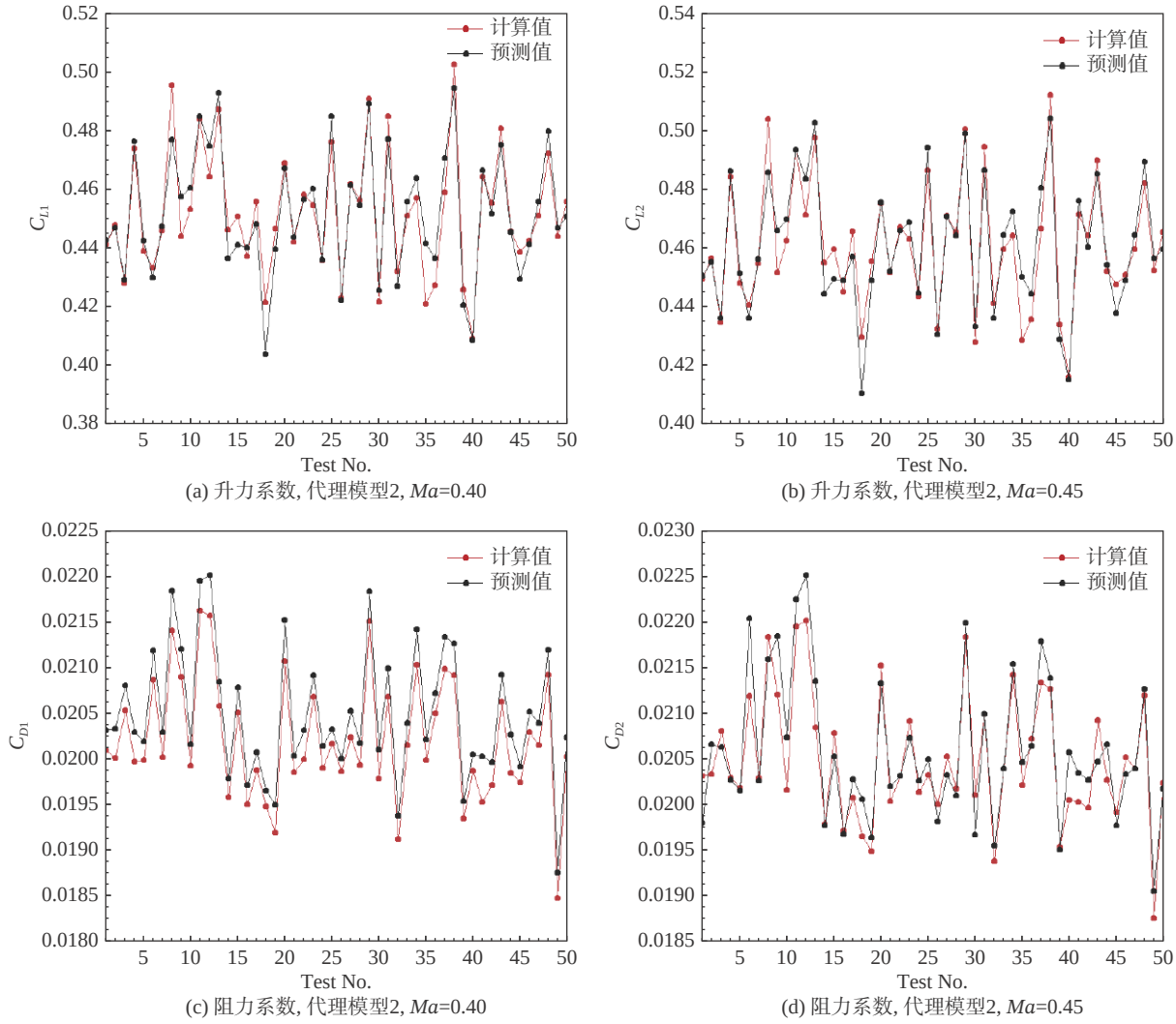


(a) 升力系数, 代理模型1, *Ma*=0.40　　(b) 升力系数, 代理模型1, *Ma*=0.45

(c) 阻力系数, 代理模型1, *Ma*=0.40　　(d) 阻力系数, 代理模型1, *Ma*=0.45

图 14　机翼气动参数代理模型 1 的预测值与计算值

Fig. 14　Surrogate model 1 prediction values and calculation values of the aerodynamic parameters of wings



(a) 升力系数, 代理模型2, *Ma*=0.40　(b) 升力系数, 代理模型2, *Ma*=0.45

(c) 阻力系数, 代理模型2, *Ma*=0.40　(d) 阻力系数, 代理模型2, *Ma*=0.45

图 15　机翼气动参数代理模型 2 的预测值与计算值

Fig. 15　Surrogate model 2 prediction values and calculation values of the aerodynamic parameters of wings

4.2　多目标粒子群优化结果

将训练得到的无 PCA 处理和有 PCA 处理的代理模型嵌入多目标粒子群优化算法中，分别记为优化 1 和优化 2。

将粒子数设置为 500，Pareto 解数设置为 10，突变率设置为 0.8。优化的终止条件是最近 10 代的适应度值的最大差异均小于 0.01%。在每次迭代中，如果满足终止准则，则优化结束，否则迭代将继续。

优化 1 与优化 2 分别经过 91 步与 102 步迭代后，收敛得到最优解。优化 1 与优化 2 的优化过程对比如图 16 所示，优化得到的 Pareto 解集如图 17 所示。

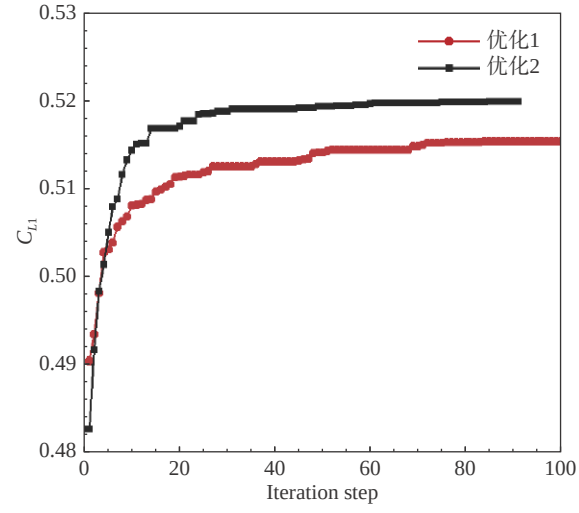
为了在每次迭代的 Pareto 解集中选出一个最优解，现定义一个函数：

$$f_{\mathrm{op}}=\omega_1\frac{\left(C_{L1}-C_{L1}^{\min}\right)}{\left(C_{L1}^{\max}-C_{L1}^{\min}\right)}+\omega_2\frac{\left(C_{L2}-C_{L2}^{\min}\right)}{\left(C_{L2}^{\max}-C_{L2}^{\min}\right)} \tag{9}$$

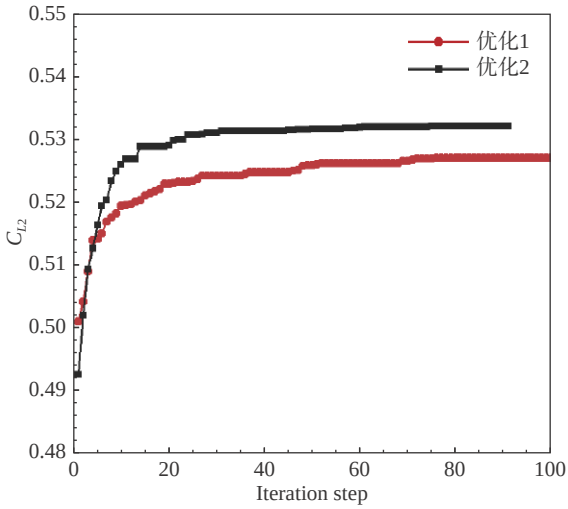
其中 ω_1、ω_2 是权重系数，在此处设为 [0.5, 0.5]。对 Pareto 解集中的所有解计算出对应的 f_{op} 值，f_{op} 值最大的解即为满意解。

4.3　优化结果验证

优化后机翼的几何模型如图 18 所示。



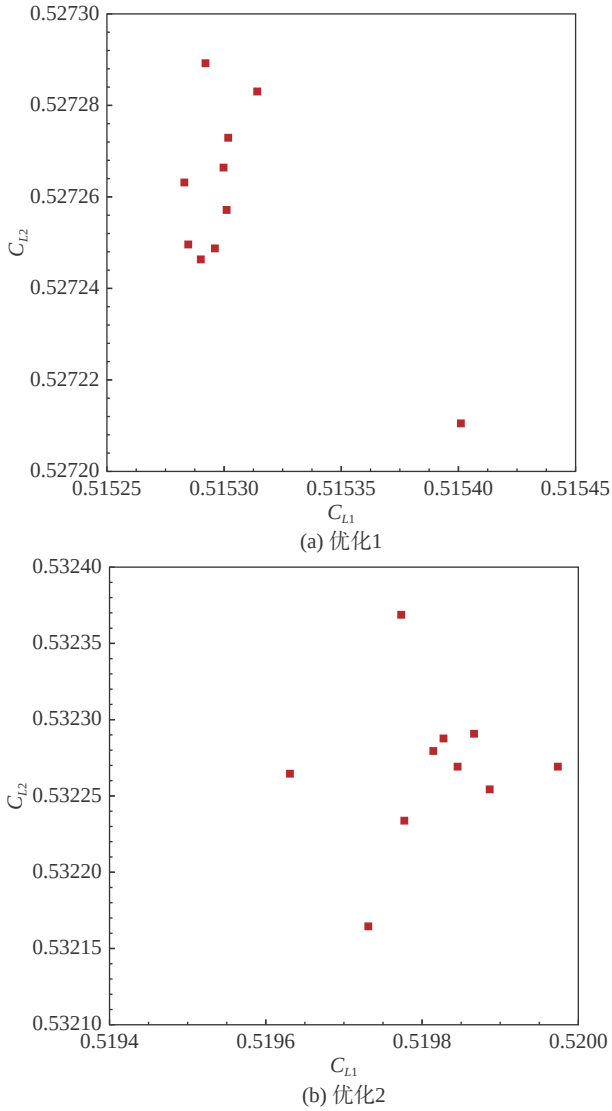
(a) *Ma*=0.40



(b) Ma=0.45

图 16　优化 1 与优化 2 的优化过程

Fig. 16　Optimization process with/without PCA processing

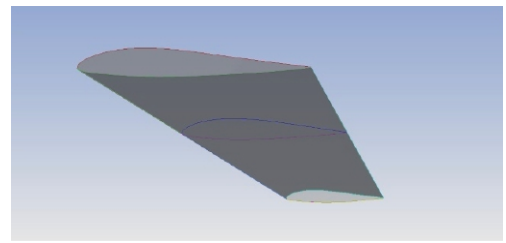


(a) 优化1

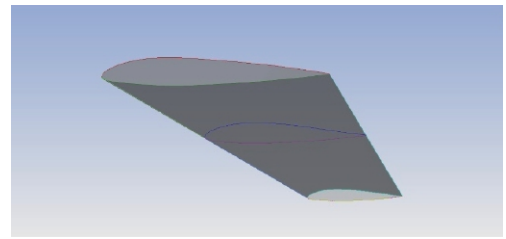
(b) 优化2

图 17　优化 1 与优化 2 优化所得 Pareto 解集

Fig. 17　Pareto solution set obtained by optimization with/without PCA processing



(a) 优化1



(b) 优化2

图 18　优化机翼的几何模型

Fig. 18　Geometric model of the optimized wing

对优化机翼进行数值模拟，得出优化后机翼在工况 1 与工况 2 下的升力和阻力系数计算值。原机翼和优化机翼的气动参数在 DBN 模型下的预测值及计算值如表 5 所示。

表 5　原机翼与优化机翼气动参数的预测值与计算值

Table 5　Prediction and calculation values of aerodynamic parameters of the original and optimized wings

		C_{L1}	C_{D1}	C_{L2}	C_{D2}
	原机翼计算值	0.4628	0.02027	0.4725	0.02050
优化1	优化机翼DBN预测值	0.5154	0.02018	0.5272	0.02046
	优化机翼计算值	0.5082	0.02006	0.5204	0.02046
	预测值与计算值误差/%	1.40	0.59	1.29	0
	相对原机翼增长量/%	9.81	−1.04	10.14	−0.20
优化2	优化机翼DBN预测值	0.5200	0.02026	0.5323	0.02050
	优化机翼计算值	0.5065	0.02013	0.5184	0.02050
	预测值与计算值误差/%	2.60	0.64	2.61	0
	相对原机翼增长量/%	9.44	−0.69	9.71	0

由表可以看出，优化 1 得到的优化机翼较原翼型的升力系数在工况 1 下提升 9.81%、工况 2 下提升 10.14%，阻力系数在工况 1 下减少 1.04%、工况 2 下减少 0.20%；优化 2 得到的优化机翼较原翼型的升力系数在工况 1 下提升 9.44%、工况 2 下提升 9.71%，具有较明显提升，阻力系数在工况 1 下减少 0.69%、工况 2 下不变，优化效果较为理想。

可以看到，优化 1 与优化 2 的优化结果基本相近，为了进一步比较两种优化的效率，表 6 给出了以无代理模型时过程需要 100 步迭代达到收敛计算，优化 1、优化 2 和无代理模型三种情况下的计算算例数

表 6 优化过程中 CFD 数值模拟算例数量和计算时间

Table 6 Computation time and number of CFD simulation cases during the optimization process

	训练时间/s	算例数量
无代理模型	–	50000
优化1	89	1082
优化2	52	591

量和计算时间。

由表可知：无代理模型情况下优化过程中所需要数值模拟的算例数量远远大于有代理模型；有代理模型的情况下，优化 2 的优化过程需要计算 591 个算例，远低于优化 1 所需的 1082 个算例，而两者所达到的优化效果是基本接近的。

5 结 论

本研究提出了一种基于 DBN 的多目标优化框架，并应用于某通用飞机机翼的气动优化设计，研究表明：

1）采用 CST 方法对机翼的控制剖面进行参数化描述，在此基础上，引入 PCA 技术，有效地降低了机翼的设计变量。

2）建立了机翼的气动数据库，针对是否采用 PCA 技术分别建立了 DBN 代理模型，训练结果表明所建立的 DBN 代理模型对气动参数具有很好的预测效果。

3）基于 DBN 代理模型，采用 MOPSO 算法对于是否采用 PCA 技术分别开展了机翼的多目标气动优化设计，结果表明两种优化结果基本一致，在阻力系数不增加的前提下，升力系数明显提升。然而，采用 PCA 技术可大幅减少优化过程中所需的计算量。

在后续的研究工作中，有必要开展更为高效的降维技术研究，进一步减少设计变量，从而减少气动优化设计过程中的计算量，提高优化效率。

参 考 文 献：

[1] BENAOUALI A, KACHEL S. A surrogate-based integrated framework for the aerodynamic design optimization of a subsonic wing planform shape[J]. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G:Journal of Aerospace Engineering, 2018, 232(5): 872−883.
doi: 10.1177/0954410017699007

[2] 马晓永, 吴军强, 肖云雷, 等. 公务机机翼气动外形优化研究[J]. 航空工程进展, 2022, 13(2): 27−44.
MA X Y, WU J Q, XIAO Y L, ETT AL. Study on Aerodynamic Shape Optimization for Wing of Business Jet[J]. Advances in Aeronautical Science and Engineer, 2022, 13(2): 27−44 (in Chinese).
doi: 10.16615/j.cnki.1674-8190.2022.02.04

[3] 周志强, 胡宗浩, 邢本东, 等. 基于遗传算法的飞机机翼结构拓扑优化设计方法[J]. 内燃机与配件, 2021(24): 16−18.
ZHOU Z Q, HU Z H, XING B D, et al. Topology optimization design method of aircraft wing structure based on genetic algorithm[J]. Internal Combustion Engine & Parts, 2021(24): 16−18 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1674-957X.2021.24.006

[4] 郝璇, 张青青, 苏诚, 等. 民用客机可变弯度机翼优化设计研究[J]. 航空工程进展, 2022, 13(4): 25−36.
HAO X, ZHANG Q Q, SU C, et al. Research on variable camber wing optimization design of passenger aircraft[J]. Advances in Aeronautical Science and Engineering, 2022, 13(4): 25−36 (in Chinese).
doi: 10.16615/j.cnki.1674-8190.2022.04.03

[5] FENG C, GOWRISANKAR A C, SMITH A E. Practical guidelines for developing BP neural network models of measurement uncertainty data[J]. Journal of Manufacturing Systems, 2006, 25(4): 239−250.
doi: 10.1016/S0278-6125(08)00006-X

[6] 吕小龙, 黄丹, 姜冬菊. 基于POD-RBF代理模型的迭代更新反演方法[J]. 计算力学学报, 2022, 39(4): 506−511.
LYU X L, HUANG D, JIANG D J. Iterative updating inversion method based on POD-RBF surrogate model[J]. Chinese Journal of Computational Mechanics, 2022, 39(4): 506−511 (in Chinese).
doi: 10.7511/jslx20201201001

[7] 韩少强, 宋文萍, 韩忠华, 等. 基于梯度增强型Kriging模型的气动反设计方法[J]. 航空学报, 2017, 38(7): 120817.
HAN S Q, SONG W P, HAN Z H, et al. Aerodynamic inverse design method based on gradient-enhanced Kriging model[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2017, 38(7): 120817 (in Chinese).

[8] KWON H, YI S, CHOI S. Numerical investigation for erratic behavior of Kriging surrogate model[J]. Journal of Mechanical Science and Technology, 2014, 28(9): 3697−3707.
doi: 10.1007/s12206-014-0831-x

[9] 段焰辉, 吴文华, 范召林, 等. 基于本征正交分解的气动优化设计外形数据挖掘[J]. 物理学报, 2017, 66(22): 138−147.
DUAN Y H, WU W H, FAN Z L, et al. Proper orthogonal decomposition-based data mining of aerodynamic shape for design optimization[J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(22): 138−147 (in Chinese).
doi: 10.7498/aps.66.220203

[10] 郑传宇, 黄江涛, 周铸, 等. 飞翼翼型高维目标空间多学科综合优化设计[J]. 空气动力学学报, 2017, 35(4): 587−597.
ZHENG C Y, HUANG J T, ZHOU Z, et al. Multidisciplinary optimization design of high dimensional target space for flying wing airfoil[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2017, 35(4): 587−597 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2017.0079

[11] 李阁强, 袁畅, 王帅, 等. 基于协同进化多目标遗传算法的复式液压摆动缸结构设计[J]. 船舶力学, 2022, 26(11): 1694−1704.
LI G Q, YUAN C, WANG S, et al. Structural design of compound hydraulic swing cylinder based on co-evolution multi-objective genetic algorithm[J]. Journal of Ship Mechanics, 2022, 26(11): 1694−1704 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1007-7294.2022.11.012

[12] 吴宽展, 刘学军, 吕宏强. 基于多输出高斯过程的超临界翼型优化[J]. 空气动力学学报, 2015, 33(6): 728−732,746.
WU K Z, LIU X J, LYU H Q. A supercritical airfoil design based on multi-output surrogate model[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2015, 33(6): 728−732,746 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2014.0059

[13] GAO M H, WU C B, LI B C, et al. Design and implementation of a

Placido disk-based corneal topographer optical system based on aberration theory and simulated annealing algorithm[J]. Optics Communications, 2020, 475: 126097.
doi: 10.1016/j.optcom.2020.126097

[14] 程禹, 魏承, 游斌弟, 等. 基于蚁群的天基预警多目标优化算法[J]. 哈尔滨工程大学学报, 2021, 42(10): 1428−1438.
CHENG Y, WEI C, YOU B D, et al. Multi-objective optimization algorithm of space-based early warning based on ant colony[J]. Journal of Harbin Engineering University, 2021, 42(10): 1428−1438 (in Chinese).
doi: 10.11990/jheu.202006027

[15] WANG Z, HU Z Y, YANG X F. Multi-agent and ant colony optimization for ship integrated power system network reconfiguration[J]. Journal of Systems Engineering and Electronics, 2022, 33(2): 489−496.
doi: 10.23919/JSEE.2022.000048

[16] TAO J, SUN G. An artificial neural network approach for aerodynamic performance retention in airframe noise reduction design of a 3D swept wing model[J]. Chinese Journal of Aeronautics, 2016, 29(5): 1213−1225.
doi: 10.1016/j.cja.2016.08.008

[17] KIM T, KIM S, LIM J, et al. Numerical investigation of compressibility effect on dynamic stall[J]. Aerospace Science and Technology, 2020, 105: 105918.
doi: 10.1016/j.ast.2020.105918

[18] 李静, 高正红, 黄江涛, 等. 基于CST参数化方法气动优化设计研究[J]. 空气动力学学报, 2012, 30(4): 443−449.
LI J, GAO Z H, HUANG J T, et al. Aerodynamic optimization system based on CST technique[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2012, 30(4): 443−449 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.0258-1825.2012.04.004

[19] ZHAO Z Z, SHKOLNISKY Y, SINGER A. Fast steerable principal component analysis[J]. IEEE Transactions on Computational Imaging, 2016, 2(1): 1−12.
doi: 10.1109/TCI.2016.2514700

[20] PINAYA W H L, GADELHA A, DOYLE O M, et al. Using deep belief network modelling to characterize differences in brain morphometry in schizophrenia[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 38897.
doi: 10.1038/srep38897

[21] GHAHABI O, HERNANDO J. Restricted Boltzmann machines for vector representation of speech in speaker recognition[J]. Computer Speech & Language, 2018, 47: 16−29.
doi: 10.1016/j.csl.2017.06.007

[22] BAGHAEE H R, MIRSALIM M, GHAREHPETIAN G B. Multi-objective optimal power management and sizing of a reliable wind/PV microgrid with hydrogen energy storage using MOPSO[J]. Journal of Intelligent & Fuzzy Systems, 2017, 32(3): 1753−1773.
doi: 10.3233/jifs-152372

[23] LI G S, CHOU W S. Path planning for mobile robot using self-adaptive learning particle swarm optimization[J]. Science China Information Sciences, 2018, 61(5): 052204.
doi: 10.1007/s11432-016-9115-2

[24] Raquel C R, Jr P C N. An effective use of crowding distance in multiobjective particle swarm optimization[C]// Genetic and Evolutionary Computation Conference, Washington DC, USA, 2005.
doi:10.1145/1068009.1068047

[25] JESÚS, MOLINA-MUÑOZ. Market-crash forecasting based on the dynamics of the alpha-stable distribution[J]. Physica A: Statistical Mechanics and Its Applications, 2020, 557: 124876.
doi: 10.1016/j.physa.2020.124876

[26] 李静威, 全厚德, 崔佩璋. 基于粒子群优化的偏斜α稳定分布参数估计[J]. 电波科学学报, 2013, 28(1): 163−168.
LI J W, QUAN H D, CUI P Z. Parameter estimation for skewed α-stable distribution based on PSO[J]. Chinese Journal of Radio Science, 2013, 28(1): 163−168 (in Chinese).

[27] CHEN L, XIN B, CHEN J. Interactive multiobjective evolutionary algorithm based on decomposition and compression[J]. Science China (Information Sciences), 2021, 64(10): 166−181.

[28] ZHAN D W, CHENG Y S, LIU J. Expected improvement matrix-based infill criteria for expensive multiobjective optimization[J]. IEEE Transactions on Evolutionary Computation, 2017, 21(6): 956−975.
doi: 10.1109/TEVC.2017.2697503

[29] CHEN Y, WEN J Y, CHENG S J. Probabilistic load flow method based on nataf transformation and Latin hypercube sampling[J]. IEEE Transactions on Sustainable Energy, 2013, 4(2): 294−301.
doi: 10.1109/TSTE.2012.2222680

（本文责编：徐燕）

文章编号：0258-1825(2023)12-0028-09

非精确 Newton 方法中线性迭代收敛判据研究

冯选燕[1,2]，燕振国[2,*]，朱华君[2,*]，马燕凯[2]，冯新龙[1]
（1. 新疆大学 数学与系统科学学院，乌鲁木齐 830000；
2. 空天飞行空气动力科学与技术全国重点实验室，绵阳 621000）

摘 要：在计算流体力学中，采用隐式时间推进方法时通常需要采用 Newton 类迭代方法求解大型非线性离散系统。每步非线性迭代需求解由非线性系统 Jacobian 矩阵组成的大型线性方程组，其中线性方程组求解误差会对非线性系统的收敛性产生显著影响，然而对存在 Jacobian 矩阵误差情况下的线性迭代收敛判据缺乏深入的研究。本文针对上述问题，首先给出了存在 Jacobian 矩阵误差和线性迭代误差情况下 Newton 迭代式的形式，并通过数值测试验证了 Jacobian 矩阵误差对迭代产生较大影响的可能性；其次对常见的两种不同类型的线性迭代收敛判据进行了数值测试，重点研究了存在 Jacobian 矩阵误差情况下容易产生的过度求解问题；最后，结合上述两类判据的特点发展了一种新的线性迭代收敛判据，结果表明：新提出的迭代收敛判据能够有效缓解过度求解问题，从而提高计算效率。

关键词：Newton 方法；隐式时间推进；Jacobian 矩阵误差；线性迭代；收敛判据；矩阵刚性；计算流体力学
中图分类号：O242.2；V211.3 **文献标识码：**A **doi：**10.7638/kqdlxxb-2023.0001

Study on the convergence criterion of linear iteration in inexact Newton methods

FENG Xuanyan[1,2], YAN Zhenguo[2,*], ZHU Huajun[2,*], MA Yankai[2], FENG Xinlong[1]
(1. *School of Mathematics and System Science*, *Xinjiang University*, *Urumqi* 830000, *China*;
2. *National Key Laboratory of Aerodynamic Science and Technology for Air and Space Flight*, *Mianyang* 621000, *China*)

Abstract: Newton-like iteration methods are usually used for implicit time stepping to solve large scale nonlinear systems. Each of the nonlinear iterative step requires solving large linear equations composed of a Jacobian matrix of the nonlinear system, and the error of solving such linear equations can have a significant impact on the convergence of the nonlinear system. However, the convergence criterion of the linear iteration is less studied when the Jacobian matrix error exists in the Newton method. Aiming at the above problem, this work first presents the Newton iterative formula with both the Jacobian matrix error and the linear iteration error, and verifies the significant influence of the Jacobian matrix error on the iteration through numerical tests. Then, two different types of linear iterative convergence criteria are tested numerically, and the produced over-solving problem is investigated at the presence of Jacobian matrix error. Finally, a new convergence criterion of the linear iteration is developed based on two of the previous convergence criteria. Numerical tests suggest that the proposed method is effective to relieve over-solving problems, thus improves the computational efficiency.

Keywords: Newton method; implicit time stepping; Jacobian matrix error; linear iteration; convergence criterion; matrix stiffness; CFD

收稿日期：2023-01-04； **修订日期：**2023-03-03； **录用日期：**2023-03-20； **网络出版时间：**2023-04-19
基金项目：国家自然科学基金（11902344，12172375）；国家重大项目（GJXM92579）；新疆维吾尔自治区自然科学基金重点项目（2022D01D32）
作者简介：冯选燕（1995—），重庆人，硕士研究生，研究方向：计算数学. E-mail：fengxuanyan@stu.xju.edu.cn
通信作者：燕振国*，副研究员，研究方向：高阶精度计算方法及其应用. E-mail：yanzhg@mail.ustc.edu.cn
朱华君*，副研究员，研究方向：高阶精度计算方法及其应用. E-mail：hjzhu@skla.cardc.cn
引用格式：冯选燕, 燕振国, 朱华君, 等. 非精确 Newton 方法中线性迭代收敛判据研究[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(12): 28−36.
FENG X Y, YAN Z G, ZHU H J, et al. Study on the convergence criterion of linear iteration in inexact Newton methods[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(12): 28−36(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0001

0 引　言

非线性问题广泛存在于各类学科和实际问题中，是科学研究中的难点之一[1]。其高效数值求解方法的研究不仅在计算数学基础理论上具有重要意义，而且在科学与工程计算中处于重要地位，能够促进计算流体力学（Computational Fluid Dynamics, CFD）等科学研究和工程应用的发展。

具体到 CFD 领域，其控制方程（Navier-Stokes equations，即 N-S 方程组）具有高度非线性特征，对于绝大部分实际流动问题，往往只能对控制方程进行离散求解，为了获得全离散方程，需要同时进行空间离散和时间离散。通常的空间离散包括限差分法、有限体积法和间断有限元（discontinuous Galerkin-finite element method, DG-FEM）等数值方法[2-4]，时间离散则通常被划分为显式和隐式两类[5]。其中隐式时间推进方法是解决 CFD 刚性流动模拟效率问题的重要手段[6]，然而隐式时间离散后不可避免地需要求解非线性离散系统。发展这类大型非线性离散系统的基础理论和高效求解方法是提高 CFD 计算效率的关键手段[7]。

Newton 法是求解非线性方程的常用方法之一，其二阶的收敛效率在高效 CFD 计算中十分具有吸引力[8]。然而传统的 Newton 法需要计算非线性残差方程的 Jacobian（雅可比）矩阵来构造线性迭代方程组，并且要求对线性方程组进行精确求解，上述两点在大规模 CFD 计算中都是较难实现的。为了避免上述困难，通常会在上述两个环节引入近似。例如，CFD 中常用的 Jacobian-free Newton-Krylov（JFNK）方法就采用有限差分来近似 Jacobian 矩阵，引入了 Jacobian 矩阵计算误差[9-11]；而线化后的方程组系统通常采用迭代方法进行求解，迭代方法会引入线性迭代误差[12-13]。所以 CFD 等大型模拟中实际上采用的是非精确 Newton 方法[14]。

对于非精确 Newton 方法，国内外开展了近似方法的系列研究工作。Vanden 和 Orkwis[15] 讨论了精确和数值 Jacobian 矩阵的求解过程及其对计算的影响，数值测试结果表明：在这两种情况下获得了较一致的迭代收敛次数及相近的收敛残差，并指出对于较为复杂的非线性系统，数值 Jacobian 矩阵可能更具有优势。Ezertas[16] 等在此基础上进一步研究了数值 Jacobian 矩阵计算中误差的来源，探究并给出了使得有限差分近似误差最小化的有限差分扰动幅值。测试发现：在该条件下，采用数值 Jacobian 矩阵表现出了与精确 Jacobian 矩阵相当的收敛性能。基于此，数值 Jacobian 矩阵具有实现简单等优势，被广泛应用于 CFD 大规模数值模拟中。然而，Yang 等[17] 的数值测试结果表明：采用无矩阵（Jacobian-free, JF）方法的数值 Jacobian 矩阵并不能获得与精确 Jacobian 矩阵相当的收敛特性，有限差分误差的引入会对迭代的收敛过程产生明显的影响。

另外，非精确 Newton 方法在每一步的内迭代中通过线性迭代收敛判据来控制求解线性方程组时解的精确程度，在此过程中会产生迭代的收敛误差。对于该问题，文献 [18] 将其称为 Newton 迭代的强制项，其中强制项控制系数η_k的取值大小对收敛性有很大的影响。一些学者[19] 结合理论分析和数值测试给出了该参数的不同选取方式，并给出了强制项能够保证 Newton 方法二阶收敛速度的理论分析。然而，在考虑 Jacobian 矩阵误差的情况下，线性迭代收敛判据的选取方式尚未得到深入研究，需要进一步考虑 Jacobian 矩阵误差的影响并展开对比研究。

因此，本文重点对存在 Jacobian 矩阵误差情况下不同线性迭代收敛判据的表现进行了研究，分析了不同线性迭代判据所引起的过度求解问题。结合两种类型的判据发展了一种新的线性迭代收敛判据，并利用数值测试对新提出线性迭代收敛判据的优势进行了验证。

1 控制方程和数值方法

1.1 隐式时间推进方法

对于本文所关心的 CFD 问题，其求解的 Euler（欧拉）和 N-S 方程，可以描述为以下形式：

$$\frac{\partial \bar{\boldsymbol{Q}}}{\partial t}+\nabla\cdot\boldsymbol{F}\left(\bar{\boldsymbol{Q}}\right)=0 \tag{1}$$

其中，$\bar{\boldsymbol{Q}}$为守恒变量，$\boldsymbol{F}$ 为对应的守恒通量，其具体形式参见文献 [5]。在确定空间离散格式之后，控制方程可写为以下半离散形式：

$$\frac{\partial \boldsymbol{Q}}{\partial t}+\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q})=0 \tag{2}$$

其中，$\boldsymbol{Q}$为$\bar{\boldsymbol{Q}}$的数值近似，$\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q})$为空间残差向量。

对于定常流动的数值模拟，可以忽略时间导数项，此时离散方程简化为：

$$\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q})=0 \tag{3}$$

对于 Euler 或 N-S 方程，式(3)是非线性方程组。采用 Newton 方法对该方程进行线性化后迭代求解，迭代式为：

$$\begin{aligned}&\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q}^n)\Delta\boldsymbol{Q}^n=-\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q}^n)\\&\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q})=\partial\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q})/\partial\boldsymbol{Q}\end{aligned}\tag{4}$$

其中，$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q})$是残差向量$\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q})$的 Jacobian 矩阵，$\Delta\boldsymbol{Q}^n=\boldsymbol{Q}^{n+1}-\boldsymbol{Q}^n$。

为了增强计算的稳定性，通常会在式(4)左端添加伪时间项，此时不考虑时间项的计算精度，时间离散通常采用实现简单、存储量小的 Euler 隐式格式，此时迭代方程变为：

$$\left[\frac{1}{\Delta t}\boldsymbol{I}+\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q}^n)\right]\Delta\boldsymbol{Q}^n=-\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q}^n)\tag{5}$$

式(5)中时间步长$\Delta t\to\infty$时，退化为式(4)的形式。

1.2 Newton-Krylov 方法

Newton-Krylov 方法[20]目前是 CFD 领域常用的大型非线性方程组求解算法，基于 Krylov 空间，其具体形式为：

$$K_N(\boldsymbol{J},\boldsymbol{r}^{(k)})\equiv\mathrm{span}\left\{\boldsymbol{r}^{(k)},\boldsymbol{J}\boldsymbol{r}^{(k)},\cdots\boldsymbol{J}^{M-1}\boldsymbol{r}^{(k)}\right\}\tag{6}$$

该类方法在 Krylov 空间内构造正交的基向量，并在该空间中寻找使得线性方程组误差最小的数值解，因此有残差单调下降等优势。其收敛速度依赖于线性方程组系数矩阵的条件数(由矩阵的特征值分布决定)，当矩阵的条件数较小时，Krylov 方法可以在几次搜索内将残差降到很小的量级。这里为了求解 Euler 和 N-S 方程产生的非对称系统，采用广义最小残差法(generalized minimum residual，GMRES)[21-22]，具体如下：

```
for  k = 1,2,⋯,N   %N次重启
     r0 = f − Ju0   %初始化残差
     q1 = r0/‖r0‖2   %第一个正交基
     for  i = 1,2,⋯,M   %GMRES(M)迭代
          wi = Jqi   %计算新基
          for  j = 1,2,⋯,i   %新基正交化
               hji = qjᵀwi
               wi = wi − hjiqj
          end
          hi+1,i = ‖wi‖2   %新正交基2范数
          qi+1 = wi/hi+1,i   %新正交基单位化
          if(||ri||<σ)   %收敛判据
     end
end
```

其中：M代表最大内迭代次数，σ为 GMRES 迭代的收敛判据。$\boldsymbol{J}\boldsymbol{q}_i$的计算可采用有限差分近似得到，具体形式在本文 1.3 节中详细介绍。N代表 GMRES 的最大重启次数，重启可以有效避免存储过多 Krylov 空间向量，减少正交化操作，是大规模计算中常用的技术。

而采用 Krylov 方法求解线性方程组时带来的线性迭代误差，主要依赖于线性迭代收敛判据：

$$\|\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q}^k)+\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q})\Delta\boldsymbol{Q}^k\|\leqslant\sigma\tag{7}$$

其中，$\Delta\boldsymbol{Q}^k=\boldsymbol{Q}^{k+1}-\boldsymbol{Q}^k$；$\sigma$可控制线性迭代的求解精度，当其取值过大时，较大的线性迭代误差可能对 Newton 迭代的收敛造成较大影响，而取值过小又容易导致过度求解，造成计算浪费，因此σ的选择对于发展高效的数值方法来说是十分重要的。

1.3 线性化方法及其误差

在每一步 Newton 迭代的过程中，需要采取直接法或迭代法求解由 Jacobian 矩阵$\boldsymbol{J}$组成的线性方程组。在标准的 Newton 方法中需要采用精确方法计算$\boldsymbol{J}$，然而对于大规模 CFD 计算而言，计算精确的雅可比矩阵所产生的计算量和存储量都是较大的。因此，历史上提出了多种近似雅可比矩阵方法，其中一种是对雅可比矩阵的表达式进行近似，例如在经典的 LU-SGS 方法中对流通量和黏性通量的 Jacobain 矩阵分别采用一阶精度近似和黏性谱半径近似[5]；另外一种方法则是采用数值方法计算 Jacobian 矩阵，例如 CFD 中常用的 JF 方法就是采用有限差分方法近似 Jacobian 矩阵；此外，还存在上述两种近似的混合方法[11]。本文主要讨论采用 JF 方法的误差及其影响。

在构造 Krylov 子空间(式 6)过程中，令$\boldsymbol{q}=\boldsymbol{J}^{j-1}\boldsymbol{r}^{(k)}$，则$\boldsymbol{J}\boldsymbol{q}$的计算可采用有限差分近似计算 Jacobian 矩阵与向量的乘积：

$$\boldsymbol{J}\boldsymbol{q}\approx\frac{\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q}+\varepsilon\boldsymbol{q})-\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q})}{\varepsilon}\tag{8}$$

式中，ε为有限差分扰动幅值，对方程求解的精度及稳定性有较大的影响，关于它的一种计算方法[23]为：

$$\varepsilon=\sqrt{\|\boldsymbol{Q}\|_2+1}\sqrt{\hat{\varepsilon}_{\mathrm{machine}}}\Big/\|\boldsymbol{q}\|_2\tag{9}$$

这里的$\sqrt{\hat{\varepsilon}_{\mathrm{machine}}}$为所采用数据类型的机器零，基于双精度条件下展开计算，取$\sqrt{\hat{\varepsilon}_{\mathrm{machine}}}=1\times10^{-8}$。

2 误差影响研究

本文考虑的非精确 Newton 迭代法在求解大型非线性方程组时相对精确 Newton 方法存在两类误差：Jacobian 矩阵误差和线性迭代误差。这里首先给出存在两种误差情况下非精确 Newton 方法的迭代式，其

次给出了两种误差对 Newton 迭代式的影响，最后分析了 Jacobian 矩阵误差来源验证及其影响。

2.1 误差及其分析

非精确 Newton 迭代的过程中，Jacobian 矩阵误差和线性迭代误差都对整个非线性方程组求解过程中的收敛性造成一定影响。对于经典 Newton 法，解的迭代式为：

$$\boldsymbol{Q}^{n+1}=\boldsymbol{Q}^{n}-[\boldsymbol{I}/\Delta t+\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q}^{n})]^{-1}\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q}^{n}) \tag{10}$$

对于近似 Jacobian 矩阵$\boldsymbol{J}_{*}$，本文定义 Jacobian 矩阵的误差矩阵$\boldsymbol{E}_{J}$：

$$\boldsymbol{E}_{J}=\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q}^{n})_{*}-\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q}^{n}) \tag{11}$$

此时解的迭代式变为：

$$\boldsymbol{Q}^{n+1}=\boldsymbol{Q}^{n}-[\boldsymbol{I}/\Delta t+\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q}^{n})+\boldsymbol{E}_{J}]^{-1}\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q}^{n}) \tag{12}$$

在考虑线性系统迭代误差$\boldsymbol{E}_{d}$的情况下，Newton 方法的迭代式为：

$$\boldsymbol{Q}^{n+1}=\boldsymbol{Q}^{n}-[\boldsymbol{I}/\Delta t+\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q}^{n})]^{-1}[\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q}^{n})+\boldsymbol{E}_{d}] \tag{13}$$

当同时存在 Jacobian 矩阵计算误差和迭代误差时，相应的非精确 Newton 方法的迭代式变为：

$$\boldsymbol{Q}^{n+1}=\boldsymbol{Q}^{n}-[\boldsymbol{I}/\Delta t+\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q}^{n})+\boldsymbol{E}_{J}]^{-1}[\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q}^{n})+\boldsymbol{E}_{d}] \tag{14}$$

作为示例，这里给出 Euler 方程采用 DG 方法离散后的具体离散形式和 Jacobian 矩阵的形式，详细矩阵系数和 N-S 方程的离散形式参照文献 [11]。具体残差形式为：

$$\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q}^{n})=\boldsymbol{M}^{-1}\mathcal{L}(\boldsymbol{Q}^{n}) \tag{15}$$

其中临时变量$\mathcal{L}(\boldsymbol{Q}^{n})$为：

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(\boldsymbol{Q}^{n})=&\sum_{j=1}^{d}\boldsymbol{B}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{D}_{j}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\Lambda}(wJ)\boldsymbol{F}_{j}(\boldsymbol{Q}^{n})-\\&(\boldsymbol{B}^{\Gamma}\boldsymbol{M}_{c})^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\Lambda}(w^{\Gamma}J^{\Gamma})\widehat{\boldsymbol{F}}^{n}(\boldsymbol{Q}^{n})\end{aligned} \tag{16}$$

这里d为空间维数，$\boldsymbol{M}=\boldsymbol{B}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\Lambda}(wJ)\boldsymbol{B}$为质量矩阵，$\boldsymbol{\Lambda}$为对角矩阵，$\boldsymbol{D}_{j}$为第$j$个方向的微分矩阵，$\boldsymbol{B}$为从求解点或者模态系数到通量点的变换矩阵、$\boldsymbol{B}^{\Gamma}$为到单元边界上的通量点的变换矩阵，$w$和$J$分别代表数值积分权重和网格变换 Jacobian，$\boldsymbol{M}_{c}$为单元边界基函数ϕ^{Γ}和基函数ϕ之间的映射矩阵，$\widehat{\boldsymbol{F}}^{n}$为对流数值通量。

其中，空间残差项$\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q})$关于守恒变量$\boldsymbol{Q}$求导的 Jacobian 矩阵$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q}^{n})$形式：

$$\boldsymbol{J}(\boldsymbol{Q}^{n})=\boldsymbol{M}^{-1}\frac{\partial\mathcal{L}(\boldsymbol{Q}^{n})}{\partial\boldsymbol{Q}} \tag{17}$$

$\partial\mathcal{L}(\boldsymbol{Q}^{n})/\partial\boldsymbol{Q}$具有块结构，例如$\partial\mathcal{L}_{e_1}(\boldsymbol{Q}^{n})/\partial\boldsymbol{Q}_{e_2}$代表第$e_1$行和第$e_2$列的块 Jacobian 矩阵元素，其含义为第$e_1$个单元的$\mathcal{L}$对第$e_2$个单元的$\boldsymbol{Q}$的 Jacobian 矩阵块。其具体形式为：

$$\begin{aligned}\frac{\partial\mathcal{L}_{e_1}(\boldsymbol{Q}^{n})}{\partial\boldsymbol{Q}_{e_2}}=&\sum_{j=1}^{d}\boldsymbol{B}_{e_1}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{D}_{j,e_1}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\Lambda}\left[w_{e_1}J_{e_1}\left(\frac{\partial\boldsymbol{F}_{j,e_1}}{\partial\boldsymbol{Q}_{e_1}}\right)\right]\boldsymbol{B}_{e_1}\boldsymbol{\delta}_{e_1e_2}+\\&\left(\boldsymbol{B}_{e_1}^{\mathrm{T}}\boldsymbol{M}_{c,e_1}\right)^{\mathrm{T}}\boldsymbol{\Lambda}\left[w^{\Gamma}J^{\Gamma}\left(\frac{\partial\widehat{\boldsymbol{F}}_{e_1}^{n}}{\partial\widehat{\boldsymbol{Q}}^{+/-}}\right)\right]\frac{\partial\widehat{\boldsymbol{Q}}^{+/-}}{\partial\boldsymbol{Q}_{e_2}}\boldsymbol{B}_{e_2}\end{aligned} \tag{18}$$

其中，$\partial\widehat{\boldsymbol{Q}}^{+/-}/\partial\boldsymbol{Q}_{e_2}$为$\boldsymbol{Q}_{e_2}$到$\widehat{\boldsymbol{Q}}^{+/-}$的插值矩阵，$\widehat{\boldsymbol{Q}}^{+}$和$\widehat{\boldsymbol{Q}}^{-}$分别为单元边界内外两侧的变量值，$\boldsymbol{\delta}_{e_1e_2}$为克罗内克算子，具体形式可参考文献 [11]。

2.2 Jacobian 矩阵误差来源验证及其影响

本小节首先简单验证了采用有限差分近似的 Jacobian 矩阵的相对误差变化规律，验证了 Jacobian 矩阵误差主要来源于差分格式带来的截断误差和计算机的舍入误差[16]，而且表明在特定的数据精度和计算格式下，都存在一个使得误差最小的 ε，即最优 ε，如图 1 所示。图中 FD 表示一阶前向差分，CD 表示二阶中心差分。

为进一步测试 Jacobian 矩阵误差对收敛速度的影响，这里利用周期计算域内的一维 Euler 系统所搭建的简单模型问题进行研究，此处选取 120 个网格点，通过控制网格拉伸比使得网格向计算域两侧汇聚，并通过控制计算网格的大小比值来控制问题的刚性，此处网格拉伸比为 1.05。空间离散采用一阶迎风格式，该模型问题 Jacobian 矩阵的条件数约为1×10^{8}。图 2 中，横坐标（Non-Iter）代表非线性迭代次数，结果验证了当数值 Jacobian 矩阵近似误差较大时会引起效率降低甚至无法收敛的问题[16-17]，然而当 Jacobian 矩阵误差较小时则可能避免上述问题。

3 线性迭代收敛判据研究

对于 Newton 类非线性系统求解方法，线性迭代误差虽然不影响计算最终收敛后的精度，但是对非线性系统能否收敛以及收敛时的计算效率有较大的影响。其中，相关研究[18]给出的线性系统迭代收敛判据的选取准则要求，在保证 Newton 方法二阶收敛效率的前提下尽量避免线性系统的过度求解。所谓过度求解就是当线性系统的求解精度达到一定程度以后，继续提升线性系统的求解精度将无法显著提升非线性系统的收敛效率，此时额外增加的线性系统迭代步数就造成了线性系统的过度求解。从提高计算效

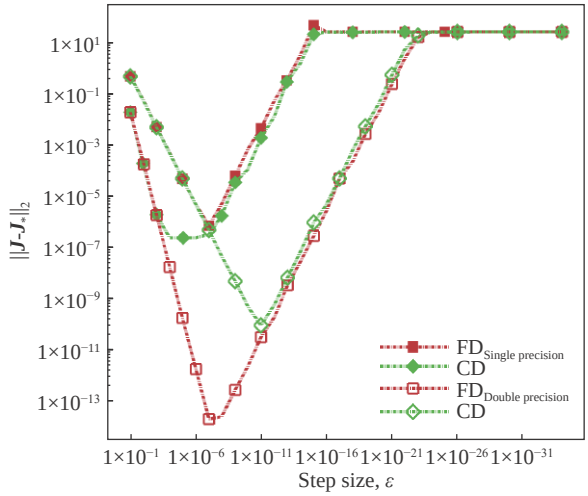


图 1 数值 Jacobian 矩阵的相对误差变化规律

Fig. 1 Relative error variations of the numerical Jacobian matrices

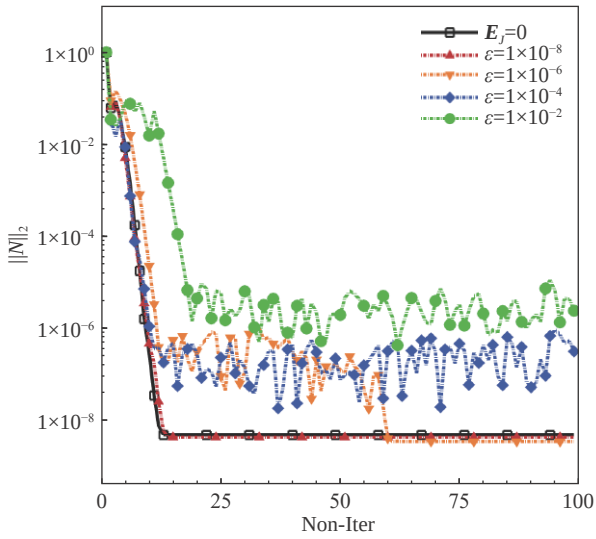


图 2 不同量级 Jacobian 矩阵误差对非精确 Newton 迭代的影响

Fig. 2 Influence of the Jacobian matrix error order on the inexact Newton iteration

率角度，避免过度求解显然是必须考虑的问题。

常用的迭代误差收敛判据有两种，一种是绝对量型收敛判据，即选取某个绝对的数值作为迭代收敛的判据，为了使得该策略中的参数更具有普适性，本文采用如下的形式：

$$\|\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q}^k)+\boldsymbol{J}\Delta\boldsymbol{Q}^k\|_2 \leqslant \sigma=\zeta_k\|\boldsymbol{Q}^0\|_2 \tag{19}$$

另外一种是相对型收敛判据，即将线性系统的迭代收敛判据与非线性系统的残差进行关联，其形式如下：

$$\|\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q}^k)+\boldsymbol{J}\Delta\boldsymbol{Q}^k\|_2 \leqslant \sigma=\eta_k\|\boldsymbol{N}(\boldsymbol{Q}^k)\|_2 \tag{20}$$

此处η_k为线性系统收敛判据的主要控制参数，其含义为线性系统迭代误差要相对当前的非线性系统残差小η_k倍以上。文献 [19] 对式(20)的线性迭代收敛判据进行了较系统的研究，并从能够保持 Newton 方法二阶收敛效率的角度给出了相应的数学证明和数值测试；然而并未对式(19)的绝对量型收敛判据和存在 Jacobian 矩阵误差情况下式(20)的迭代收敛误差的影响开展研究。

3.1 不同η_k的对比研究

这里采用风雷高精度软件平台[24]开展测试研究。控制方程采用 N-S 方程，算例为黏性 NACA 0012 翼型流动问题，来流 Ma = 0.1，雷诺数取 100，攻角为 0°，翼型表面采用无滑移边界条件，计算区域采用 20 倍翼型长度，在外边界采用远场边界条件。采用 2 842 个四边形网格对计算域进行离散，如图 3 所示。在当前的定常计算中，添加了伪时间项来控制线性系统的刚性以增强计算的稳定性，计算结果如图 4 所示。本计算主要关注残差的收敛过程。

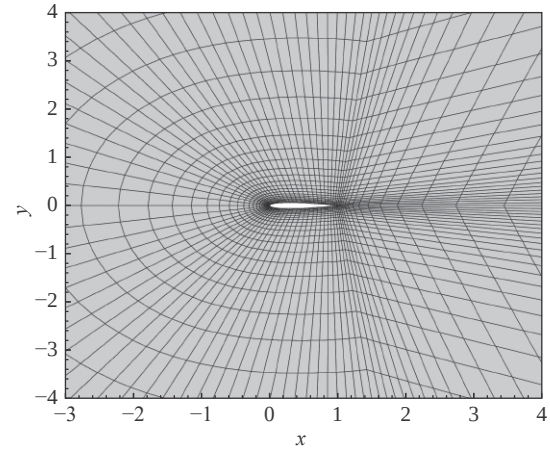


图 3 NACA 0012 算例的计算网格分布

Fig. 3 Computational grid distribution for the case of NACA 0012

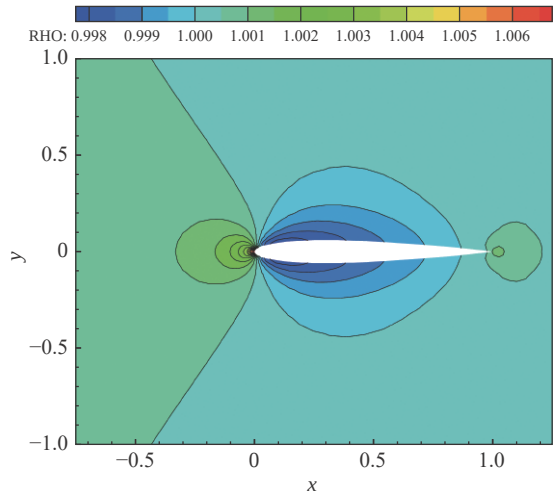


图 4 NACA 0012 算例计算结果密度分布

Fig. 4 Density distribution for the flow around NACA 0012

如图 5 所示，首先对比测试了η_k分别取 1×10^{-3}、1×10^{-4} 和 1×10^{-6} 情况下采用式(8)的数值 Jacobian 矩阵(JF1)的迭代收敛情况，作为对比，本文同时给出了采用精确 Jacobian 的结果(JF0)。从线性迭代步数(Iter)上来讲，显然采用更小的η_k所需的线性迭代步数显著增加，线性方程组的求解精度相应提升。然而除了$\eta_k=1\times10^{-3}$以外，所有非线性系统残差基本完全重叠；当$\eta_k=1\times10^{-3}$时，收敛曲线在收敛初段和最终阶段已经出现了较明显的偏差。上述结果表明，当$\eta_k\le1\times10^{-4}$ 时线性迭代已经足够精确，继续降低η_k则会造成过度求解问题，使计算效率降低。

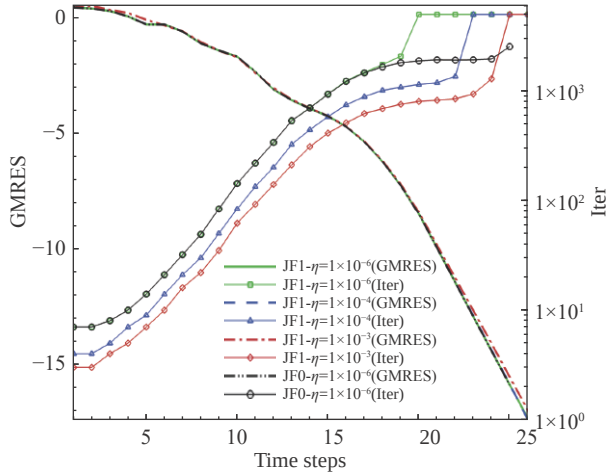


图 5　NACA 0012 算例在不同 Jacobian 矩阵下非线性迭代残差和 GMRES 迭代步数对比

Fig. 5　Comparison of the nonlinear iterative residual and GMRES iteration steps for different Jacobian matrices in the case of NACA 0012

另外需要强调的是，在迭代接近收敛时，基于η_k的迭代收敛判据都会造成过度求解问题。本文进一步通过增加 GMRES 的迭代重启次数来增加允许的最大线性系统迭代总步数，从而进一步研究造成上述问题的原因，结果如图 6 所示。在迭代的最终收敛阶段，无论将允许的最大线性系统迭代步数增大到多大(在本文的测试范围内)，线性方程组均无法收敛到$\eta_k=1\times10^{-6}$，相应的线性方程迭代的总步数达到允许的最大值。与之相反，采用精确 Jacobian 矩阵的计算结果，虽然在收敛的最终阶段迭代步数同样增加，但是并不存在上述现象，说明上述问题是当所要求的线性系统迭代误差太小时，Jacobian 矩阵误差会造成线性系统无法收敛引起的。然而从非线性系统的残差角度来看，各条曲线是基本重合的，进一步说明采用近似 Jacobian 所增加的线性系统迭代是由于收敛判据过严引起的过度求解，需要发展更加合理的迭代收敛判据避免上述问题。

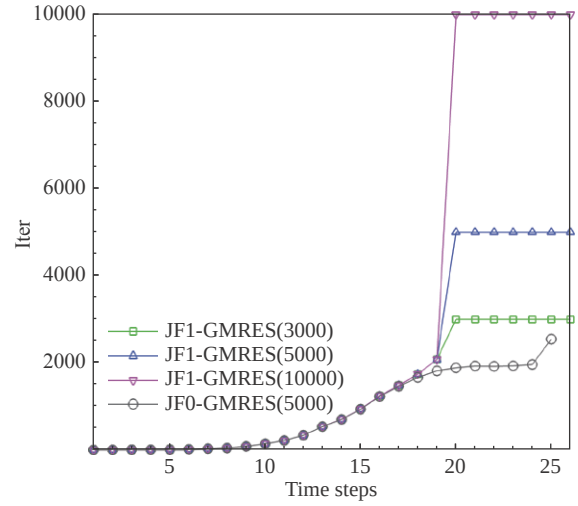


图 6　不同 GMRES 允许的最大迭代步数下的线性迭代次数

Fig. 6　Linear iterative number under different allowable maximum GMRES iteration steps

3.2　不同ζ_k的对比研究

类似 3.1 节，这里对式(19)的收敛判据进行测试，结果如图 7 所示。本文分别给出了ζ_k取 1×10^{-6}、1×10^{-10}、1×10^{-14} 的测试结果，为了对比，图中同时给出了$\eta_k=1\times10^{-6}$情况下的收敛曲线。可以看到，采用ζ_k类型的迭代收敛判据，只有在ζ_k取很小的值时才能保证迭代收敛。但是，当ζ_k取值很小时(如 1×10^{-14})，在迭代的初始阶段会造成较严重的过度求解现象。而在迭代接近收敛的阶段，采用ζ_k类型的迭代收敛判据却可以较好地避免过度求解的问题。

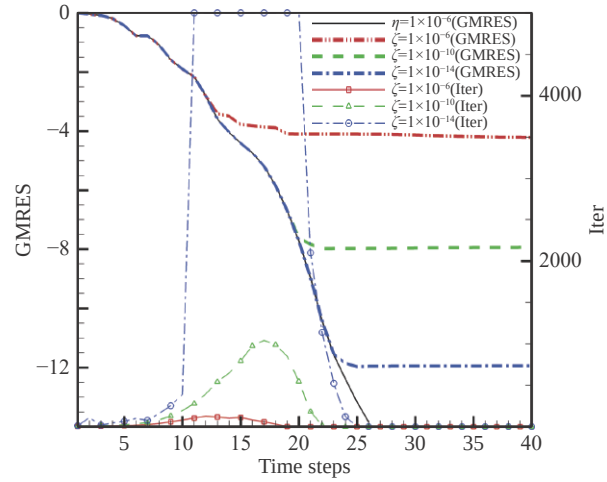


图 7　NACA 0012 算例中不同 ζ 取值情况下非线性迭代残差和 GMRES 迭代步数对比

Fig. 7　Comparison of the nonlinear iterative residual and GMRES iteration steps for different ζ in the case of NACA 0012

3.3　一种新的线性迭代收敛判据

基于以上研究结果，本文发展了一种新的迭代收敛判据：

$$\sigma=\min\left(\max\left(\eta_k\|\boldsymbol{N}\left(\boldsymbol{Q}^k\right)\|_2,\ \zeta_n\|\boldsymbol{Q}^0\|_2\right),\ \ \eta_{\min}\|\boldsymbol{N}\left(\boldsymbol{Q}^k\right)\|_2\right) \tag{21}$$

其中max函数内两项分别为式(19)和式(20)对应的绝对收敛判据和相对收敛判据，这里取两项中的较大值。在非线性迭代初期$\|\boldsymbol{N}\left(\boldsymbol{Q}^k\right)\|_2$较大，因此$\eta_k\|\boldsymbol{N}\left(\boldsymbol{Q}^k\right)\|_2$的量级会大于$\zeta_k\|\boldsymbol{Q}^0\|_2$，从而避免了后者在非线性迭代初期所引起的严重过度求解问题；随着迭代逐渐接近收敛，$\|\boldsymbol{N}\left(\boldsymbol{Q}^k\right)\|_2$逐渐减小，只要取合理的参数，可以使得max函数在接近收敛时取$\zeta_k\|\boldsymbol{Q}^0\|_2$，此时可以有效避免图 5 中的过度求解问题。在此基础上，本文还在max函数外添加了相应的min函数，其作用是保证每个线性迭代至少要下降一定量级(本文中取$\eta_{\min}=0.01$)，从而避免类似图 7 中迭代不能完全收敛的问题。本文中ζ_k取1×10^{-13}，主要从计算的舍入误差角度进行选取，由于最终线性迭代误差会加到$\boldsymbol{Q}^k$上，$\zeta_k=1\times10^{-13}$的参数选择可以避免线性方程组收敛到比 Newton 迭代步本身舍入误差更小的量级，从而避免类似图 5 中的过度求解问题。

图 8 同样采用 NACA 0012 算例对不同迭代收敛判据进行了对比，直至迭代第 19 步采用式(21)的新迭代收敛判据(NewTol)得到了与$\eta_k=1\times10^{-6}$完全相同的计算结果。此后采用$\eta_k=1\times10^{-6}$的线性迭代步数迅速增加到允许的最大值，线性迭代无法收敛，而采用式(21)的线性迭代步数则开始下降，说明如设计的那样，式(21)中$\zeta_k\|\boldsymbol{Q}^0\|_2$部分开始发挥作用从而大幅减少了线性迭代的计算量。直至第 23 步(残差收敛至1×10^{-13})时采用新判据的非线性系统残差依然与$\eta_k=1\times10^{-6}$重叠，随后采用式(21)的线性迭代步数开始显著减小，非线性残差曲线不再重叠。表 1 给出了

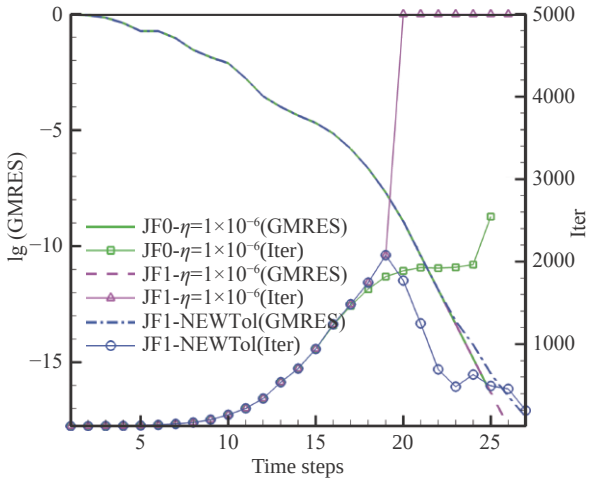


图 8 新线性迭代收敛判据的残差和迭代步数

Fig. 8 Nonlinear iterative residual and GMRES iteration steps for the new linear iteration convergence criterion

残差收敛到不同量级时所需要的线性迭代总步数，该指标能够很好地反映出所消耗的总计算量。当残差收敛到1×10^{-10}以下时，JF0-$\eta_k=1\times10^{-6}$(精确 Jacobian、$\eta_k=1\times10^{-6}$)、JF1-$\eta_k=1\times10^{-6}$(近似 Jacobian、$\eta_k=1\times10^{-6}$)和 JF1-NewTol(近似 Jacobian、新判据)所需线性迭代步数分别为 13113、19670 和 12692 步；当残差收敛到1×10^{-13}以下时，所需线性迭代步数分别为 16964、29670 和 13870 步；当残差收敛到1×10^{-16}以下时，所需线性迭代步数分别为 21473、44670 和 15453 步。可以看到，新发展的线性迭代收敛判据能够有效避免过度求解的问题，显著降低所需要的线性系统迭代步数。线性迭代步数最多降低 3 倍，从而提高计算效率。

表 1 不同判据情况下迭代收敛所需线性迭代步数对比

Table 1 Comparison of the linear iteration steps under different convergence criteria

		非线性系统收敛残差		
		1×10^{-10}	1×10^{-13}	1×10^{-16}
精确Jacobian	$\eta_k=1\times10^{-6}$	13113	16964	21473
近似Jacobian	$\eta_k=1\times10^{-6}$	19670	29670	44670
	NewTol	12692	13870	15453

为了进一步验证上述迭代收敛策略在不同计算状态中的通用性，本文通过改变离散格式的计算精度来改变非线性系统的特性和规模。将 DG 格式的计算精度提高到三阶，此时总共求解的网格自由度变为 17052 个。图 9 给出了三阶精度的计算结果，可以看到，采用新的线性迭代收敛判据同样能够很好地避免接近收敛状态下的过度求解问题，从而显著提高计算效率。

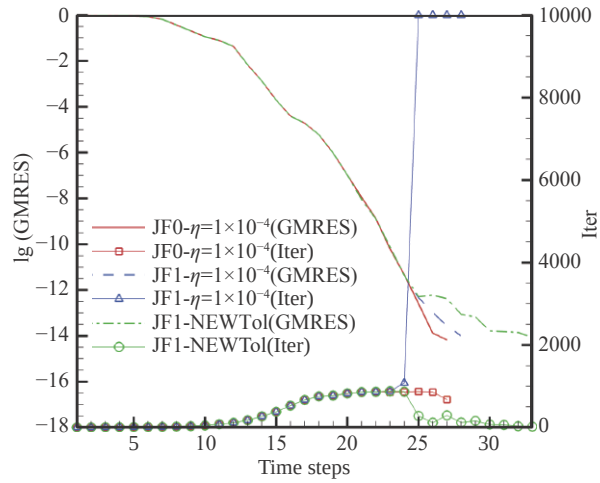


图 9 三阶 DG 格式计算中新线性迭代收敛判据的残差和迭代步数

Fig. 9 Nonlinear iterative residual and GMRES iteration steps for the new linear iteration convergence criterion with third-order DG scheme

4 结　论

针对 CFD 中常见的基于 Newton 类方法的非线性系统求解问题，本文通过数值测试，对存在 Jacobian 矩阵误差情况下每个 Newton 迭代步中线性迭代收敛判据进行了研究，最终结合两种类型的迭代收敛判据，发展了一种新的判据。得到的主要结论如下：

1）存在 Jacobian 矩阵误差情况下，线性迭代收敛判据的影响会更加显著；

2）基于绝对量的线性迭代收敛判据容易在非线性迭代初期引起过度求解问题；相对非线性残差的线性迭代收敛判据容易在接近最终收敛时引起过度求解问题；

3）新型线性迭代收敛判据能够有效地降低过度求解问题，显著降低收敛所需要的线性迭代步数，从而提高计算效率。

下一步，我们将进一步对 Jacobian 矩阵误差对非线性系统迭代收敛效率的影响开展研究，并将发展的线性迭代收敛误差应用到更加复杂的流动模拟中。

参 考 文 献：

[1] CAI X, KEYES D E, VENKATAKRISHNAN V. Newton-Krylov-Schwarz: An Implicit Solver for CFD[R]. Institute for Computer Applications in Science and Engineering (ICASE), 1995.

[2] 邓小刚, 刘昕, 毛枚良, 等. 高精度加权紧致非线性格式的研究进展[J]. 力学进展, 2007, 37(3): 417−427.
DENG X G, LIU X, MAO M L, et al. Advances in high-order accurate weighted compact nonlinear schemes[J]. Advances in Mechanics, 2007, 37(3): 417−427 (in Chinese).
doi: 10.3321/j.issn:1000-0992.2007.03.009

[3] 雷国东, 李万爱, 任玉新. 求解可压缩流的高精度非结构网格WENO有限体积法[J]. 计算物理, 2011, 28(5): 633−640.
LEI G D, LI W A, REN Y X. A high-order unstructured-grid WENO FVM for compressible flow computation[J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2011, 28(5): 633−640 (in Chinese).
doi: 10.19596/j.cnki.1001-246x.2011.05.001

[4] LUO H, ABSILLIS G, NOURGALIEV R. A moving discontinuous Galerkin finite element method with interface condition enforcement for compressible flows[J]. Journal of Computational Physics, 2021, 445: 110618.
doi: 10.1016/j.jcp.2021.110618

[5] 燕振国. 高精度混合线性紧致格式的隐式时间推进方法研究[D]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 2013.
YAN Z G. Investigation of implicit time integration methods with HDCS schemes[D]. Mianyang, China: China Aerodynamica Research and Development Center, 2013 (in Chinese).

[6] PULLIAM T H. Development of implicit methods in CFD NASA Ames Research Center 1970s-1980s[J]. Computers & Fluids, 2011, 41(1): 65−71.
doi: 10.1016/j.compfluid.2010.09.016

[7] 阎超, 屈峰, 赵雅甜, 等. 航空航天CFD物理模型和计算方法的述评与挑战[J]. 空气动力学学报, 2020, 38(5): 829−857.
YAN C, QU F, ZHAO Y T, et al. Review of development and challenges for physical modeling and numerical scheme of CFD in aeronautics and astronautics[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2020, 38(5): 829−857 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2020.0072

[8] SHANNO D F, KETTLER P C. Optimal conditioning of quasi-Newton methods[J]. Mathematics of Computation, 1970, 24(111): 657−664.
doi: 10.1090/S0025-5718-1970-0274030-6

[9] CHISHOLM T T, ZINGG D W. A Jacobian-free Newton-Krylov algorithm for compressible turbulent fluid flows[J]. Journal of Computational Physics, 2009, 228(9): 3490−3507.
doi: 10.1016/j.jcp.2009.02.004

[10] LE D V, WHITE J, PERAIRE J, et al. An implicit immersed boundary method for three-dimensional fluid-membrane interactions[J]. Journal of Computational Physics, 2009, 228(22): 8427−8445.
doi: 10.1016/j.jcp.2009.08.018

[11] YAN Z G, PAN Y, CASTIGLIONI G, et al. Nektar++: Design and implementation of an implicit, spectral/*hp* element, compressible flow solver using a Jacobian-free Newton Krylov approach [EB/OL]. 2020: arXiv: 2002.04222.
https://arxiv.org/abs/2002.04222

[12] PERSSON P-O, PERAIRE J. Newton-GMRES preconditioning for discontinuous Galerkin discretizations of the navier-stokes equations[J]. SIAM Journal on Scientific Computing, 2008, 30(6): 2709−2733.
doi: 10.1137/070692108

[13] ZHAO X Y, SUN D F, TOH K C. A Newton-CG augmented Lagrangian method for semidefinite programming[J]. SIAM Journal on Optimization, 2010, 20(4): 1737−1765.
doi: 10.1137/080718206

[14] DEMBO R S, ELSENSTAT S T, STEIHAUG T. Inexact Newton Methods[J]. SIAM Journal on Numerical Analysis, 1982, 19(2): 400−408.
doi: 10.1137/0719025

[15] VANDEN K J, ORKWIS P D. Comparison of numerical and analytical Jacobians[J]. AIAA Journal, 1996, 34(6): 1125−1129.
doi: 10.2514/3.13202

[16] EZERTAS A , EYI S. Performances of numerical and analytical Jacobians in flow and sensitivity analysis[C]// 19th AIAA Computational Fluid Dynamics, San Antonio, Texas, 2009.

[17] YANG X Q, CHENG J, LUO H, et al. Robust implicit direct discontinuous Galerkin method for simulating the compressible turbulent flows[J]. AIAA Journal, 2019, 57(3): 1113−1132.
doi: 10.2514/1.J057172

[18] EISENSTAT S C, WALKER H F. Choosing the forcing terms in an inexact Newton method[J]. SIAM Journal on Scientific Computing, 1996, 17(1): 16−32.
doi: 10.1137/0917003

[19] AN H B, MO Z Y, LIU X P. A choice of forcing terms in inexact Newton method[J]. Journal of Computational and Applied Mathematics, 2007, 200(1): 47−60.
doi: 10.1016/j.cam.2005.12.030

[20] KNOLL D A, MCHUGH P R, KEYES D E. Newton-Krylov methods for low-Mach-number compressible combustion[J]. AIAA Journal, 1996, 34(5): 961−967.
doi: 10.2514/3.13174

[21] HAYAMI K, YIN J F, ITO T. GMRES methods for least squares problems[J]. SIAM Journal on Matrix Analysis and Applications, 2010, 31(5): 2400−2430.
doi: 10.1137/070696313

[22] 燕振国, 刘化勇, 毛枚良, 等. 基于高阶耗散紧致格式的GMRES方法收敛特性研究[J]. 航空学报, 2014, 35(5): 1181−1192.
YAN Z G, LIU H Y, MAO M L, et al. Convergence property investigation of GMRES method based on high-order dissipative compact scheme[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2014, 35(5): 1181−1192 (in Chinese).
doi: 10.7527/S1000-6893.2013.0430

[23] PARK H, NOURGALIEV R R, MARTINEAU R C, et al. On physics-based preconditioning of the Navier-Stokes equations[J]. Journal of Computational Physics, 2009, 228(24): 9131−9146.
doi: 10.1016/j.jcp.2009.09.015

[24] 赵钟, 张来平, 何磊, 等. 适用于任意网格的大规模并行CFD计算框架PHengLEI[J]. 计算机学报, 2019, 42(11): 2368−2383.
ZHAO Z, ZHANG L P, HE L, et al. PHengLEI: A large scale parallel CFD framework for arbitrary grids[J]. Chinese Journal of Computers, 2019, 42(11): 2368−2383 (in Chinese).
doi: 10.11897/SP.J.1016.2019.02368

(本文责编:周奇杰)

文章编号：0258-1825(2023)12-0037-11

基于风雷软件的可压缩气固颗粒两相流计算

雷颖昊南，雷三惠，张生浩，王 萍*
（兰州大学 颗粒湍流研究中心，兰州 710000）

摘 要：为了实现流体颗粒的双向耦合，在国家数值风洞风雷软件开源框架中设计开发了基于点力模型的紧耦合颗粒求解器，同时在流体求解器部分增加了颗粒源项，并在此基础上分析了可压缩流动中的颗粒调制规律。首先，主要介绍了颗粒求解器中涉及的颗粒受力模型、求解方法、边界条件、流动信息插值方法等。其次，基于对经典泊肃叶流动中颗粒运动轨迹、平板边界层中颗粒运动及其对流动影响的算例文献和理论，对所开发代码进行了检验，结果证明了颗粒求解器对两相流模拟的能力。最后，开展可压缩平板层流边界层中颗粒-流动相互作用的初步研究，发现在模拟的参数条件下，颗粒的存在将增加边界层摩阻和热流，降低边界层厚度，颗粒本身沿程逐渐向壁面累积。

关键词：两相流；国家数值风洞；风雷软件；超声速；层流；边界层
中图分类号：O359 **文献标识码：**A **doi：**10.7638/kqdlxxb-2022.0161

Numerical study on compressible gas-solid two-phase flow based on a particle solver implemented in NNW-PHengLEI

LEI Yinghaonan，LEI Sanhui，ZHANG Shenghao，WANG Ping*
（*Center for Particle-laden Turbulence*, *Lanzhou University*, *Lanzhou* 730000, *China*）

Abstract: A Lagrangian point-particle solver is developed based on the open-source framework of the NNW-PHengLEI software. A particle source term is included in the solver to realize the two-way coupling between fluid and particle, and analyze the modulation law of particles in the compressible flow. In this work, we first introduce the particle force models, numerical methods, boundary conditions, interpolation methods of flow parameters, etc. involved in the particle solver in detail. Furthermore, based on the literature and theory on the particle motion trajectories in classical Poiseuille flow and the impact of particle motion in boundary layer flow, the particle solver is validated, demonstrating the solver's capability for two-phase flow simulation. We also conduct a preliminary study on the particle-flow interaction in a compressible laminar boundary layer flow over a flat plate. It is found that, with the simulated parameters, the presence of micron particles significantly increases the skin-friction coefficient and heat flux, and decreases the boundary layer thickness, while the particles gradually deposit to the wall along the flow direction.

Keywords: two-phase flow; National Numerical Wind (NNW) tunnel; PHengLEI software; supersonic; laminar flow; boundary layer

0 引 言

可压缩颗粒两相流常见于超燃发动机[1-2]、沙尘或雨中飞行器航行[3-4]和混合物冲击/爆炸[5]等。另一个典型的例子是高超声速飞行器再入大气过程中，热防护材料高温烧蚀“层裂”过程中产生颗粒[6-7]，

收稿日期：2022-09-23； **修订日期：**2022-11-13； **录用日期：**2022-11-15； **网络出版时间：**2023-01-16
基金项目：国家数值风洞工程（NNW）；国家自然科学基金（92052202, 12072138）
作者简介：雷颖昊南（1997—），甘肃兰州人，博士，研究方向：高超声速空气动力学. E-mail：leiyhn21@lzu.edu.cn
通信作者：王萍*，教授，研究方向：空气动力学. E-mail：wping@lzu.edu.cn
引用格式：雷颖昊南, 雷三惠, 张生浩, 等. 基于风雷软件的可压缩气固颗粒两相流计算[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(12): 37−47.
LEI Y H N, LEI S H, ZHANG S H, et al. Numerical study on compressible gas-solid two-phase flow based on a particle solver implemented in NNW-PHengLEI[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(12): 37−47(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0161

与飞行器周围气流相互作用。因为单个颗粒可能在稀薄或连续气体中经历亚声速到高超声速的流态，这些类型气流中的颗粒运动建模很复杂。同时，由于两相系统的复杂性和多尺度性，用理论和实验方法进行研究存在诸多困难，数值模拟可直观地展示颗粒内部的物理现象，因此可发挥较大作用。

用于模拟颗粒两相流的方法大体上可以分为欧拉-欧拉、欧拉-拉格朗日两类。在欧拉-欧拉方法中，流体和颗粒均被视为连续介质，采用 Navier-Stokes 方程组求解[8]，该方法适用于颗粒体积分数较高的情况；而在欧拉-拉格朗日方法中，气体方程在欧拉坐标系下离散，颗粒在拉格朗日坐标系下跟踪，所受到的力可能包括拖曳力、升力、布朗力、热泳力等[9]。假设气相占据整个空间，而颗粒被考虑为具有有限质量和动量的点源。当颗粒体积分数φ_{p}较低时，颗粒相与流体间的动量交换可以忽略，称之为单向耦合；增大φ_{p}至颗粒与流体间相互作用不可忽略时，两相通过质量（以化学反应的形式）、动量和能量方程双向耦合；更进一步增大φ_{p}，在密相流的欧拉-拉格朗日方法中需要考虑颗粒间碰撞，即四向耦合[10]。

欧拉-拉格朗日方法由于可以更为准确地模拟单个颗粒行为，最近被广泛用于可压缩多相流研究。如 Zhang、Dai、Xiao 等采用湍流直接数值模拟求解器[11-13]，结合点颗粒运动模型研究了颗粒的倾向性聚集和扩散。Dai、Xia 等研究了湍流受颗粒调制的规律[14-15]。Li 等[16]在 FLUENT 软件求解流场的基础上，开发颗粒求解器代码，研究超重力作用下亚微米颗粒在超声速层流边界层中的运动。随后，其在此基础上进一步研究了超声速绕楔流中的颗粒沉积[9]。Teh 等[17]基于 OpenFOAM 模拟流场研究了颗粒对斜激波与层流边界层相互作用的影响。Palmer 等[4]在美国宇航局艾姆斯研究中心开发的计算流体动力学解算器（DPLR，其中包含有限速率反应动力学、热和化学非平衡、精确的高温传输系数和电离流物理的通用模型）的基础上，根据火星的地面和大气观测，使用一组耦合的常微分方程计算沙尘通过激波层的轨迹，研究沙尘颗粒影响下火星再入飞行器隔热层侵蚀。Davuluri 等[7]采用欧拉-拉格朗日方法数值研究烧蚀层裂现象中表面喷射后剥落颗粒的轨迹，该研究使用高超声速 KATS-Kentucky 气动热力学和热响应求解器，用于获得流场。Davuluri 等[18]在此基础上进一步讨论了颗粒控制方程中的拖曳力，利用基于雷诺数、马赫数和克努森数的一系列经验关系，建立了混合阻力系数模型。

本文基于国产自主研发的计算流体力学（Computational Fluid Dynamics，CFD）软件 PHengLEI（风雷）[19]，开发可压缩边界层颗粒多相流程序，为国家数值风洞软件开发提供技术储备和集成模块。基于典型算例对所开发的模块进行检验，并初步研究了层流边界层中颗粒的运动行为及其对流动性质的影响。

1 数值模型和方法

风雷软件是中国空气动力研究与发展中心研发的面向流体工程的混合 CFD 平台。风雷软件的计算范围覆盖低速、亚跨声速和高超声速，是一款具有完全自主知识产权的面向工程应用和学术研究的通用 CFD 软件，借鉴了面向对象的大型软件设计理念，采用 C++语言编程。风雷软件的整体框架可参考文献 [19-20]，这里仅介绍与多相流开发相关的数值模型和方法。

1.1 流体控制方程

本文考虑了颗粒-流体的双向耦合，在求解过程中，通过在流体相控制方程中添加颗粒的动量、能量源项的方式，来体现颗粒对流体相的反作用。实际程序计算中，通过定义欧拉变量，将每一时间步各单元的反馈源项存储到单元中心处。笛卡尔坐标系下，包含颗粒源项的守恒形式流动控制方程为：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i}=0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t}+\frac{\partial\left(\rho u_i u_j\right)}{\partial x_j}=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}+\varphi_{ui} \tag{2}$$

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho E+p)u_j}{\partial x_j}=-\frac{\partial}{\partial x_j}\left(-k\frac{\partial T_{\mathrm{f}}}{\partial x_j}\right)+\frac{\partial\left(u_i\sigma_{ij}\right)}{\partial x_j}+\varphi_{ei} \tag{3}$$

$$p=\rho R T_{\mathrm{f}} \tag{4}$$

其中，u_i、ρ、T_{f}、E分别表示流体的速度、密度、温度、总能，k为流体传热系数，σ_{ij}为黏性切应力张量，R为气体常数，计算中取值为287.974 4 J/(kg·K)。流体计算采用二阶有限体积方法，空间上采用 Roe 格式，时间上采用 LUSGS 格式。颗粒的动量源项φ_{ui}以及能量源项φ_{ei}的表达式分别为：

$$\varphi_{ui}=-\frac{1}{\Delta V}\sum\nolimits_{n_{\mathrm{p}}}F_{\mathrm{p},i} \tag{5}$$

$$\varphi_{ei}=-\frac{1}{\Delta V}\sum\nolimits_{n_{\mathrm{p}}}\left(Q_{\mathrm{p},i}+G_{\mathrm{p},i}\right) \tag{6}$$

$$Q_{\mathrm{p},i}=\pi d_{\mathrm{p}}k\left(T_{\mathrm{f}}-T_{\mathrm{p}}\right)Nu \tag{7}$$

$$G_{\mathrm{p},i}=F_{\mathrm{p},i}u_{\mathrm{p},i} \tag{8}$$

其中，$F_{p,i}$是颗粒受到的力，T_p为颗粒的温度，$Q_{p,i}$是颗粒释放的热量，$G_{p,i}$是颗粒对流体做的功，d_p是颗粒的粒径，Nu是努塞特数，n_p表示计算网格单元体积内的颗粒数，ΔV表示网格单元的体积，$u_{p,i}$是颗粒速度。

1.2 计算相关参数

本文算例的流体介质为空气，其可压缩计算涉及的黏度由著名的 Sutherland 公式给出：

$$\mu = \mu_0 \frac{T_0 + T_s}{T + T_s}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{1.5} \tag{9}$$

其中，T_s为萨瑟兰常数，计算中一般取110.4 K，T_0、μ_0为参考状态的温度与动力学黏度，计算中分别取228.15 K、$1.789\,4\times10^{-5}$ kg/(m·s)。计算中涉及的无量纲参数：普朗特数$Pr = c_{F,p}\mu k$，$c_{F,p}$为流体的比定压热容；单位雷诺数$Re^*_\infty = \rho_\infty U_\infty/\mu_\infty$，$\rho_\infty$和$\mu_\infty$分别为来流密度和黏度；来流马赫数$Ma_\infty = U_\infty/c_\infty$，$c_\infty$为来流声速。

1.3 颗粒控制方程

本文离散颗粒相计算的控制方程分别为颗粒位移、颗粒平动、颗粒转动及颗粒温度控制方程，见式（10~13）：

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{X}_p}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{v}_p \tag{10}$$

$$m_p\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{v}_p}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{F}_p \tag{11}$$

$$I_p\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\omega}_p}{\mathrm{d}t} = \boldsymbol{T}_c \tag{12}$$

$$m_p c_{p,p}\frac{\mathrm{d}T_p}{\mathrm{d}t} = \pi d_p k\left(T_f - T_p\right)Nu \tag{13}$$

其中，$\boldsymbol{X}_p$、$\boldsymbol{v}_p$、$\boldsymbol{\omega}_p$是颗粒的运动学参数，分别是位移、速度、角速度，T_p为颗粒温度，I_p是颗粒的惯性矩，$\boldsymbol{F}_p$和$\boldsymbol{T}_c$分别是颗粒受到的力及扭矩，$c_{p,p}$为颗粒相物质的比定压热容。

在颗粒受力方面，Magnaudet 等[21]和 Ling 等[22-23]对不可压缩和可压缩流动中颗粒受力及其发展进行了全面概述。然而，Thomas[24]、Tedeschi[25-26]和 Hughes[27]等的研究发现，对于粒径在 0.1～100.0 μm 范围内的颗粒，非定常力并不显著。因此，由于本文研究的颗粒-流体密度比例较大且颗粒尺度较低，非定常力对结果影响较小。这里考虑的颗粒受力模型参考了 Li[9]的工作，包括拖曳力$\boldsymbol{F}_D$、升力$\boldsymbol{F}_{Saff}$、布朗力$\boldsymbol{F}_{Bi}$、热泳力$\boldsymbol{F}_t$等。颗粒受力$\boldsymbol{F}_p$表达式见式（14）：

$$\boldsymbol{F}_p = \boldsymbol{F}_D + \boldsymbol{F}_{Saff} + \boldsymbol{F}_{Bi} + \boldsymbol{F}_t \tag{14}$$

本文研究的问题中，流动范围涉及亚声速到高超声速、连续流到过渡流区，颗粒从低雷诺数到高雷诺数，因此，所采用的拖曳力$\boldsymbol{F}_D$模型需要适用较大的颗粒雷诺数Re_p（以颗粒直径为参考长度的雷诺数）、克努森数Kn和马赫数Ma_p（定义为$|\boldsymbol{v}_r|/a_f$，a_f为颗粒位置处流体的声速，$\boldsymbol{v}_r$为流体与颗粒之间的相对速度）范围。而颗粒常见的 Stokes[28]均匀不可压缩蠕流条件下单颗颗粒的阻力公式（$\boldsymbol{F}_D = -6\pi\mu a\boldsymbol{v}_r$，$a = d_p/2$为颗粒半径，$\mu$是流体相介质的动力黏度）已不适用。因此，参考 Tedeschi等[29]的工作，本文计算所用的阻力公式（15、16）考虑了可压缩性影响和稀薄效应：

$$\boldsymbol{F}_D = -6\pi\mu a k_f \boldsymbol{v}_r\left[1 + 0.15\left(k_f Re_p\right)^{0.687}\right]\xi(Kn)C \tag{15}$$

$$C_D = \frac{24}{Re_p}k_f\left[1 + 0.15\left(k_f Re_p\right)^{0.687}\right]\xi(Kn)C \tag{16}$$

其中，C_D为拖曳力系数，$\xi(Kn)$是稀薄气体的修正系数，C是相对马赫数较高时的修正系数，其表达式为：

$$\xi(Kn) = 1.177 + 0.177\frac{0.851Kn^{1.16} - 1}{0.851Kn^{1.16} + 1} \tag{17}$$

$$C = 1 + \frac{Re_p^2}{Re_p^2 + 100}\mathrm{e}^{-0.225/Ma_p^{2.5}} \tag{18}$$

式（15）在Re_p＜200、Ma_p＜1时有效，更符合文献[9]的实验。式（15）和式（16）中的系数k_f通过下列方程进行求解：

$$\begin{cases} a_1 k_f^{1.687} + a_2 k_f - 1 = 0 \\ a_1 = \dfrac{9}{4}0.15\dfrac{d_p}{a}\dfrac{Kn}{\varepsilon'}\left(\dfrac{2a}{d_p}\dfrac{S\sqrt{\pi}}{Kn}\right)^{0.687} \\ a_2 = 1 + \dfrac{9}{4}\dfrac{d_p}{a}\dfrac{Kn}{\varepsilon'} \end{cases} \tag{19}$$

其中，分子速度比 $S = U_\infty/\sqrt{2RT_\infty}$。$\varepsilon'$及$S'$的表达式如下，其中erf (x)是误差函数：

$$\varepsilon' = \frac{3}{8}\left(\frac{\sqrt{\pi}}{S'}\right)\left(1 + S'^2\right)\mathrm{erf}\left(S'\right) + \mathrm{e}^{-\frac{S'^2}{4}} \tag{20}$$

$$S' = (1 - k_f)S \tag{21}$$

当颗粒位于流场强剪切区域时，会受到 Saffman（萨夫曼）升力。Saffman[30]基于无界线性剪切流情况，对单个球体受力问题进行研究，通过理论推导发现了这种垂向流体诱导的剪切升力，这一升力因此被命名为 Saffman 升力：

$$\boldsymbol{F}_{Saff} = 1.615J\rho_f d_p^2\sqrt{\frac{\upsilon}{|\omega|}}\boldsymbol{v}_r \times \boldsymbol{\omega} \tag{22}$$

其中，升力系数$J = 1$，$\boldsymbol{\omega}$为颗粒所在位置处流体涡量。

Li 等[9] 指出，热泳力$\boldsymbol{F}_{\mathrm{t}}$在弓形激波附近和温度梯度较高的热边界层中可能很重要，对于亚微米颗粒，布朗运动及布朗力$\boldsymbol{F}_{\mathrm{Bi}}$也可能不可忽视。本文参考 Li 等的工作，在颗粒运动模型中也增加了热泳力和布朗力，其中，热泳力采用了 Yamamoto 等[31] 的无量纲形式的公式：

$$\boldsymbol{F}_{\mathrm{t}}=\frac{16\pi}{5}\left[A_{\mathrm{w}}H_0-A_0\left(H_{\mathrm{w}}+\frac{5\sqrt{\pi}}{4}Kn\,\hat{k}\right)\right]\left(H_{\mathrm{w}}+\frac{5\sqrt{\pi}}{4}Kn\,\hat{k}\right)^{-1} \tag{23}$$

式中：A_{w}、A_0、H_{w}及H_0均为克努森数的函数，$\hat{k}$是颗粒和流体的导热系数之比。布朗力可以被考虑为一个高斯白噪声随机过程，其谱强度S_{ij}^{n}的表达式为：

$$S_{ij}^{n}=S_0\delta_{ij} \tag{24}$$

$$S_0=\frac{216\nu k_{\mathrm{B}}T_{\mathrm{f}}}{\pi^2\rho d_{\mathrm{p}}^5\left(\dfrac{\rho_{\mathrm{p}}}{\rho}\right)^2C_{\mathrm{c}}} \tag{25}$$

式中：T_{f}是流体温度，δ_{ij}是克罗内克符号，k_{B}是玻尔兹曼常数，C_{c}是斯托克斯-坎宁安修正项。最终，布朗力表示为：

$$\boldsymbol{F}_{\mathrm{Bi}}=\xi_i\sqrt{\frac{\pi S_0}{\Delta t}} \tag{26}$$

其中，ξ_i是零均值的单位方差无关的高斯随机数[17]。注意到，在以往的欧拉-拉格朗日模拟中，大部分研究认为拖曳力是占主导地位的，因此，往往在模拟颗粒轨迹时也仅考虑了拖曳力[20]。Li 等[9] 在平板边界层层流颗粒轨迹的模拟中发现，热泳力在其模拟的参数范围内（自由来流马赫数小于 3.01）是不重要的。同时，他们的模拟结果表明小粒径（$d_{\mathrm{p}}=0.05\ \mu\mathrm{m}$）颗粒的布朗运动比大粒径（$d_{\mathrm{p}}=1.0\ \mu\mathrm{m}$）颗粒的布朗运动严重得多，且随着主流马赫数的增大，布朗运动将变得更加剧烈。但无论如何，升力的影响非常重要，当颗粒进入边界层时，考虑萨夫曼升力的颗粒轨迹显著低于未考虑萨夫曼升力的颗粒轨迹。

1.4 流场速度插值方法

Gimenez 等[32] 提出了颗粒位置处的插值方法，将流场离散化，并将单元中的流场变量ϕ存储在单元中心x_{c}处，即$\phi_{\mathrm{c}}=\phi(x_{\mathrm{c}})$。考虑点$x_{\mathrm{c}}$周围任意位置处$\phi$的 Taylor 级数展开，并略去高阶项，得到任意位置x_{p}处$\phi(x_{\mathrm{p}})$的值：

$$\phi\left(x_{\mathrm{p}}\right)=\phi_{\mathrm{c}}+(x_{\mathrm{p}}-x_{\mathrm{c}})\cdot(\nabla\phi)_{\mathrm{c}}+\frac{1}{2}(x_{\mathrm{p}}-x_{\mathrm{c}})\cdot(\nabla\nabla\phi)_{\mathrm{c}}\cdot(x_{\mathrm{p}}-x_{\mathrm{c}})+O\left[(x_{\mathrm{p}}-x_{\mathrm{c}})^3\right] \tag{27}$$

式中，$(\nabla\phi)_{\mathrm{c}}$是流场单元的中心梯度，其表达式如下：

$$(\nabla\phi)_{\mathrm{c}}\approx\frac{1}{V_{\mathrm{c}}}\sum\nolimits_{\mathrm{f}}\phi_{\mathrm{f}}\boldsymbol{S}_{\mathrm{f}} \tag{28}$$

其中：$\boldsymbol{S}_{\mathrm{f}}$是面外法向面积矢量，$\phi_{\mathrm{f}}$是插值变量在面心处的值，$V_{\mathrm{c}}$为单元体积。同理可得：

$$(\nabla\nabla\phi)_{\mathrm{c}}\approx\frac{1}{V_{\mathrm{c}}}\sum\nolimits_{\mathrm{f}}[\boldsymbol{S}_{\mathrm{f}}\otimes(\nabla\phi)_{\mathrm{f}}] \tag{29}$$

1.5 颗粒边界条件

所开发代码中，颗粒边界条件包括入口、出口边界条件，周期边界条件和固壁完全反弹边界条件三类。颗粒壁面碰撞和反弹示意图见图 1。颗粒的入口条件包括颗粒的位置坐标和速度信息。当颗粒中心超出出口边界或者颗粒中心距出口边界距离小于半径时，从存储颗粒的数组中删除该颗粒信息，如果将颗粒出口速度信息保留并重置其位置坐标，可实现周期边界条件。注意后者仅适用于具有周期边界条件的流场。

颗粒中心与壁面距离小于颗粒半径时，在碰撞点所在壁面网格单元平面上将速度矢量进行反射变换，更新颗粒的位置信息与速度信息，并继承其他物理参数，反射过程无动量损失。

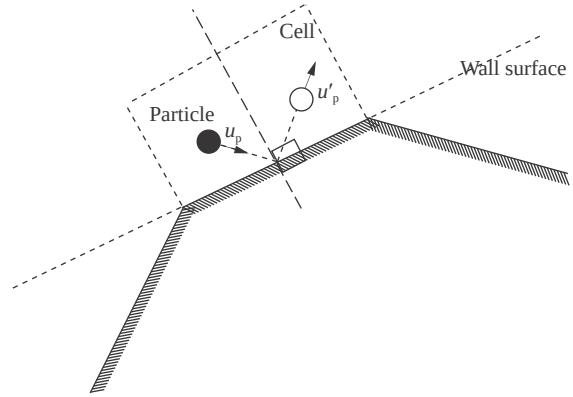


图 1 计算网格点内颗粒壁面碰撞和反弹示意图

Fig. 1 Schematic of particle-wall collision and rebound in the calculation cell

2 颗粒求解可靠性检验

本节将用 3 个算例对代码进行验证测试，测试算例分别为：1）泊肃叶流动中颗粒运动算例，用于检验颗粒插值方法；2）超声速绝热平板边界层中单颗颗粒运动算例，用于检验不同受力模型对颗粒运行轨迹的影响；3）等温平板边界层颗粒群对热流的影响算例，验证代码双向耦合部分的准确性。

2.1　泊肃叶流动中颗粒运动

计算二维稳态泊肃叶流动中单个颗粒在流场中的运动速度和轨迹的模拟示意图见图 2。图中，T_∞为来流总温和等温壁的壁面温度，U_∞为来流速度，p_{in}和p_{out}分别为入口和出口总压强。

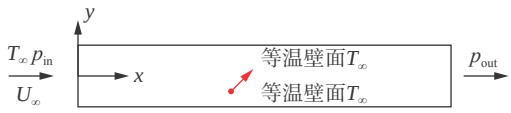


图 2　计算域与边界条件示意图

Fig. 2　Schematic diagram of computational domain and boundary conditions

根据解析解，该流动中速度均具有抛物线形式解：

$$u(y)=\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\frac{L_y^4}{\mu_\infty}\left[\frac{1}{4}-\left(\frac{y}{L_y}\right)^2\right] \tag{30}$$

其中L_y为半槽道高度。当惯性颗粒（运动方程中仅考虑 Stokes 拖曳力）以流向初速度$u_{\mathrm{p0}}=0$和垂向初速度$v_{\mathrm{p0}}\neq 0$在初始位置处$(x_{\mathrm{p0}},y_{\mathrm{p0}})$处释放进入流动中时，其速度$(u_{\mathrm{p}}(t),\ v_{\mathrm{p}}(t))$和位置坐标$(x_{\mathrm{p}}(t),\ y_{\mathrm{p}}(t))$的理论解如下：

$$\begin{cases} u_{\mathrm{p}}(t)=\dfrac{1}{2\mu}\dfrac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\Big[(\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_{\mathrm{p}}}}-1)(\tau_{\mathrm{p}}v_{\mathrm{p0}}L_y-2\tau_{\mathrm{p}}v_{\mathrm{p0}}y_{\mathrm{p0}}+ \\ \qquad L_y y_{\mathrm{p0}}-y_{\mathrm{p0}}^2)+\tau_{\mathrm{p}}^2v_{\mathrm{p0}}^2+\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_{\mathrm{p}}}}(-2t\tau_{\mathrm{p}}v_{\mathrm{p0}}^2+ \\ \qquad tv_{\mathrm{p0}}L_y-2tv_{\mathrm{p0}}y_{\mathrm{p0}})-3\mathrm{e}^{-\frac{2t}{\tau_{\mathrm{p}}}}\tau_{\mathrm{p}}^3v_{\mathrm{p0}}^2\Big] \\ v_{\mathrm{p}}(t)=v_{\mathrm{p0}}\mathrm{e}^{-t/\tau_{\mathrm{p}}} \end{cases} \tag{31}$$

$$\begin{cases} x_{\mathrm{p}}(t)=\dfrac{1}{2\mu}\dfrac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}x}\Big[(\tau_{\mathrm{p}}-\tau_{\mathrm{p}}\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_{\mathrm{p}}}}-t)(\tau_{\mathrm{p}}v_{\mathrm{p0}}L_y- \\ \qquad 2\tau_{\mathrm{p}}v_{\mathrm{p0}}y_{\mathrm{p0}}+L_y y_{\mathrm{p0}}-y_{\mathrm{p0}}^2)+\tau_{\mathrm{p}}^2v_{\mathrm{p0}}^2- \\ \qquad \tau_{\mathrm{p}}\left(-2t\tau_{\mathrm{p}}v_{\mathrm{p0}}^2+v_{\mathrm{p0}}L_y-2v_{\mathrm{p0}}y_{\mathrm{p0}}\right) \\ \qquad \left(t+\tau_{\mathrm{p}}\right)\mathrm{e}^{-\frac{t}{\tau_{\mathrm{p}}}}-\frac{3}{2}\tau_{\mathrm{p}}^4v_{\mathrm{p0}}^2(1-\mathrm{e}^{-\frac{2t}{\tau_{\mathrm{p}}}})\Big]+x_{\mathrm{p0}} \\ y_{\mathrm{p}}(t)=-\tau_{\mathrm{p}}v_{\mathrm{p0}}\mathrm{e}^{-t/\tau_{\mathrm{p}}}+\tau_{\mathrm{p}}v_{\mathrm{p0}}+y_{\mathrm{p0}} \end{cases} \tag{32}$$

计算域总长度设置为$0\ \mathrm{mm}\leqslant L_x\leqslant 20\ \mathrm{mm}$，高度$-0.2\ \mathrm{mm}\leqslant L_y\leqslant 0.2\ \mathrm{mm}$。在流向上采用均匀网格，垂向网格采用沿壁面指数加密并关于 x 轴对称。流向 200 个网格节点，垂向 21 个网格节点。来流温度$T_\infty=334.5\ \mathrm{K}$，来流速度$U_\infty=11.7\ \mathrm{m/s}$，来流马赫数$Ma_\infty=0.031\,9$，入口压强$p_{\mathrm{in}}=101.625\ \mathrm{kPa}$，普朗特数$Pr=0.72$，比热比$\gamma=1.4$。颗粒密度$\rho_{\mathrm{p}}=2\,000\ \mathrm{kg/m^3}$，粒径$d_{\mathrm{p}}=1\times10^{-5}\ \mathrm{m}$。颗粒释放的初始速度为$u_{\mathrm{p0}}=0$，$v_{\mathrm{p0}}=1.0\ \mathrm{m/s}$，初始位置为$x_{\mathrm{p0}}=11\ \mathrm{mm}$，$y_{\mathrm{p0}}=0.01\ \mathrm{mm}$，该位置处流动不受入口影响，充分发展，平均压力梯度为$\mathrm{d}p/\mathrm{d}x=-10.149\ \mathrm{kPa}$。图 3 给出了颗粒轨迹和颗粒速度随时间变化的数值解和解析解的对比，其中

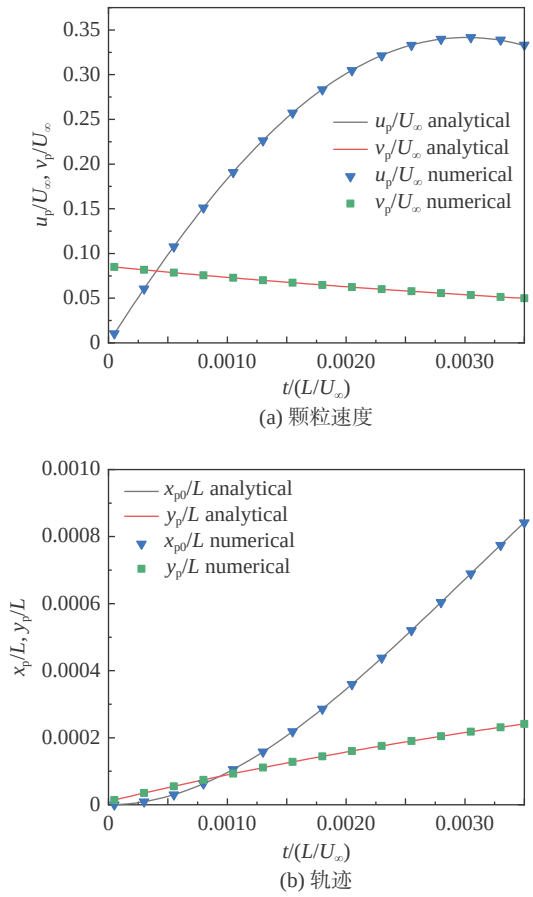


图 3　数值模拟的颗粒速度和轨迹与理论结果对比

Fig. 3　Comparison of particle velocities and trajectories from numerical simulations with theoretical results

图 3（a）的纵坐标表示无量纲的颗粒速度，即u_{p}/U_∞和v_{p}/U_∞；图 3（b）的纵坐标表示为无量纲的颗粒位置坐标，即x_{p}/L和y_{p}/L，从图中可以看出颗粒解析解和数值解验证良好。

2.2　超声速绝热平板边界层中颗粒运动

Li 等[9] 对超声速平板层流边界层的亚微米颗粒在不同受力模型下的运动进行了分析，并详细讨论了颗粒初始位置、流动马赫数、颗粒尺寸和密度对于轨迹的影响。本文在与文献 [9] 相同的条件下模拟颗粒运动，具体流动参数见表 1。其中，以单位长度表示的有量纲流体松弛时间为$\tau^*_{\mathrm{f},\infty}=1/U_\infty$，以单相流边界层流动出口处边界层厚度$\delta_{\mathrm{out}}$表示的有量纲流体松弛时间为$\tau_{\mathrm{f,out}}=\delta_{\mathrm{out}}/U_\infty=\delta_{\mathrm{out}}\tau^*_{\mathrm{f},\infty}$，以$\delta_{\mathrm{out}}$表示的流体雷诺数为$Re_{\mathrm{out}}=\rho_\infty U_\infty\delta_{\mathrm{out}}/\mu_\infty=\delta_{\mathrm{out}}Re^*_\infty$。

二维超声速平板层流边界层流动计算域大小为$50\ \mathrm{mm}\times50\ \mathrm{mm}$，在 x、y 方向均采用 330 个网格节点，并在近壁处以及平板前缘激波位置处进行加密。与文献 [9] 不同的是，模拟采用理想气体状态方程，而非 Redlich–Kwong 方程。图 4 给出了模拟流场速度廓线与 Crocco[33] 解析解的对比，其中横坐标表示为

表 1 平板边界层流动参数

Table 1 Parameters of the flat-plate boundary layer flow

参数	量值
Ma_∞	2.05
T_∞/K	421
P_{in}/kPa	101
Pr	0.72
$\tau^*_{f,\infty}/(s\cdot m^{-1})$	1.6×10^{-3}
$\tau_{f,out}$/s	9.7×10^{-7}
Re^*_∞/m^{-1}	7.6×10^{6}
Re_{out}	4 560

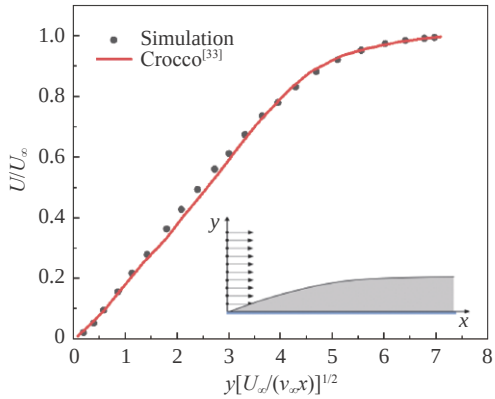


图 4 流场速度廓线计算值与解析解对比

Fig. 4 Comparison between calculated values and analytical solutions of velocity profile

无量纲高度，纵坐标为无量纲的流体速度，可以看到，数值模拟结果与理论解吻合得很好。

直接数值模拟平板边界层达到稳定后，在入口边界层发展前缘处释放单颗颗粒（见图 4 中插图）。释放颗粒的具体参数见表 2。其中，颗粒的 Stokes 数表示为$St=\tau_p/\tau_f$，τ_p表示颗粒松弛时间。这里以流体来流黏度μ_∞和δ_{out}表示的有量纲颗粒松弛时间尺度为$\tau_{p,out}=\rho_p d_p^2/(18\mu_\infty)$，对应的颗粒 Stokes 数表示为$St_{out}=\tau_{p,out}/\tau_{f,out}$，颗粒在入口边界初始释放高度为$y_{p0}=0.15$ mm，颗粒释放的初始速度为当地流场速度。

表 2 模拟的颗粒参数

Table 2 Parameters of a single particle released on plate

参数	量值
$\rho_p/(kg\cdot m^{-3})$	1000
d_p/m	1×10^{-5}
$\tau_{p,out}$/s	3.7×10^{-4}
St_{out}	383

颗粒受拖曳力、萨夫曼力、热泳力和布朗力的共同作用。模拟得到的颗粒运动轨迹见图 5，可以看到，考虑萨夫曼升力时，颗粒运动轨迹呈向下的趋势，这与 Li 等[9]的结果一致。注意到，由于气体状态方程的不同，颗粒轨迹会和参考文献存在一定区别，但从定性上分析，颗粒在受到不同力的情况下，总体运动趋势是一致的。

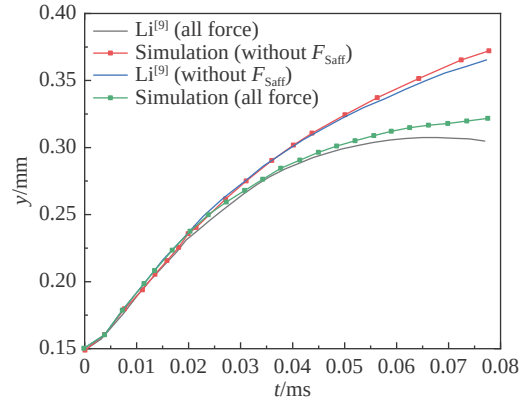


图 5 平板边界层中运动颗粒 y 坐标随时间变化

Fig. 5 Temporal variation of coordinate values of moving particles along wall-normal direction in boundary layer flow

同时，这一流动情况下其他作用力对轨迹的影响见图 6。可以从图中看出，在来流马赫数为 2.05 时，在拖曳力和升力的基础上，进一步考虑热泳力以及布朗力，对粒径为 1 um 的颗粒的运动轨迹并无显著影响，因此，热泳力以及布朗力可以忽略。这也与文献 [9] 中的结论相吻合。

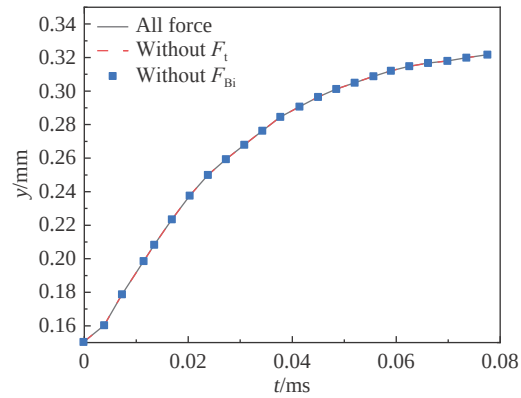


图 6 不同受力情况下颗粒轨迹对比

Fig. 6 Comparison of particle trajectories under different force conditions

2.3 等温平板边界层中颗粒群对热流的影响

在 2.2 节平板边界层层流流动的基础上，进一步分析双向耦合的边界层流动。Wang等[34]研究了在半无限平板上的稳定稀相含尘可压缩层流边界层流动，并给出了渐近解。根据滑移参数$x^*=x/\lambda_\infty$$\left(\lambda_\infty=\dfrac{\rho_p d_p^2}{18\mu_\infty}U_\infty\right)$的大小可以将含尘可压缩层流边界层流动分为三个区域：1）大滑移区域（$x^*=x/\lambda_\infty\ll1$），

在这个区域颗粒没有足够的时间来适应气体的运动，颗粒和气体间存在较大的速度滑移以及温度跳跃；2）过渡区域（$x^*=x/\lambda_\infty\sim1$），由于气体相和颗粒相的相互作用，流动性质发生了显著变化，气固相间的滑移适中，流动具有非平衡的特征；3）小滑移区域（$x^*=x/\lambda_\infty\gg1$），在这个区域颗粒有足够的时间来改变自身的状态，并和气相达到平衡，因此气固相间的滑移很小。

Ching 等[35] 在采用欧拉-拉格朗日方法进行双向耦合模拟时，与 Wang 等[34] 进行了对比。在本研究中，参考 Ching 等[35] 的方法，模拟 Wang 等[34] 文献中的大滑移区域，并与理论结果进行比较，模拟参数见表 3。其中，T_s为萨瑟兰常数，颗粒与流体的质量比β定义为$\beta=\dfrac{\bar{\rho}_{d,\infty}}{\rho_\infty}$，$\bar{\rho}_{d,\infty}=\bar{m}_d n_d$是来流颗粒相的体密度，$n_d$是单位体积的颗粒数，$\bar{m}_d$是颗粒的平均质量。为了与理论值进行对比，颗粒仅受斯托克斯阻力作用。二维计算域总流向长度设置为[−0.1, 1.0] mm，高度[0, 0.2] mm。在流向上采用靠近$x=0$的指数加密网格，在垂向上采用靠近$y=0$的指数加密网格，网格节点数$N_x\times N_y=91\times56$。本算例颗粒初始释放参考 Ching 等[35] 方式，见图 7。初始颗粒从$x=0$、$y=0\sim\delta_{out}$处均匀释放，假设初始颗粒速度与无限远来流速度相同并按照来流的质量比β控制入口处释放的颗粒数。

表 3　双向耦合平板边界参数

Table 3　Parameters of flow and particles in two-way coupling

参数	量值
Ma_∞	1.5
Re_{out}	231
T_{wall}/T_∞	0.5
T_s/K	0
St_{out}	43
β	1.0
Nu	2.0
Pr	1.0
$\rho_p/(\mathrm{kg\cdot m^{-3}})$	2700
d_p/m	1×10^{-6}
$\tau_{p,out}/s$	5.8×10^{-6}

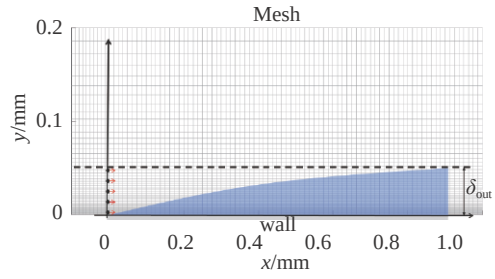


图 7　颗粒释放示意图

Fig. 7　Schematic of particle release

每隔$\Delta T=2.71\times10^{-9}$ s重复释放；当颗粒超出出口时将颗粒移除。

当两相结果随时间不变时进行统计分析。调整计算时间步长Δt，保证颗粒 CFL 数小于 1（CFL = $0.5A^{-1}\sum_{j=1}^{N_f}|U_j\Delta l_j|\Delta t$，其中，$N_f$表示单元格面的数量，$\Delta l_j$是第$j$个单元面的长度，$A$表示网格单元的体积，$U_j$是第$j$个单元面面心的速度）。

图 8 给出了壁面热通量$\dot{q}_w=-k\left(\dfrac{\partial T}{\partial y}\right)_w$沿流向变化的曲线。其中，壁面热流的无量纲形式为$\dot{q}_w^*=\dfrac{\dot{q}_w}{\rho_\infty U_\infty^3}Re_\infty^{1/2}$。图 8 中同时也给出了文献 [35] 的结果。可以看出，模拟结果与文献一致，验证了双向耦合代码部分的准确性。

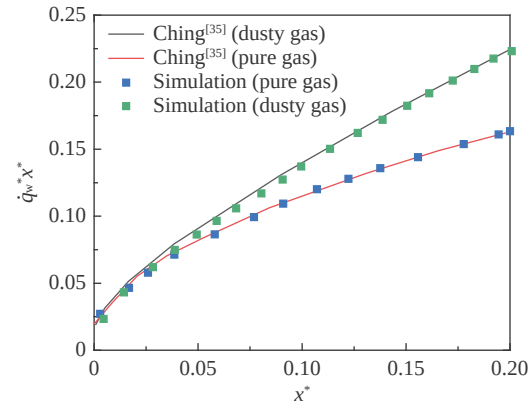


图 8　单相与两相流中无量纲壁面热通量

Fig. 8　Non-dimensionl wall heat flux in particle-free and particle-laden flows

3　颗粒与层流边界层之间的相互影响

3.1　颗粒对流体的调制研究

基于以上的测试结果，进一步分析了层流边界层中的颗粒-流场相互作用。由 2.2 节可以得知萨夫曼升力在超声速平板边界层的颗粒运动中是不可忽略的（萨夫曼升力对于颗粒的运动轨迹具有一定影响），因此，在本算例中，我们将对 2.3 节的双向耦合进行验证，具体流动参数见表 3。在验证双向耦合的基础上将流向计算域延长至2.5 mm，给颗粒附加萨夫曼升力，考虑在更真实颗粒受力情况下的双向耦合调制规律及其沿程信息。

图 9 给出了不同情况下模拟得到的无量纲平板壁面热通量沿程变化。可以看出，两相流中颗粒导致壁面热通量显著增加。注意到，图中仅考虑拖曳力的颗粒两相流相比纯气体的无量纲热流已经有显著增

大。而相比不考虑萨夫曼升力的理论结果，萨夫曼升力对壁面热流有进一步的增强作用，并且增强效应沿流向不断增长。在$x^*=0.35$处，不含萨夫曼升力的算例相对于纯流体壁面，壁面热通量增强达到了52.8%，附加萨夫曼升力后，相对于不加萨夫曼升力的情况又增加了9.3%。

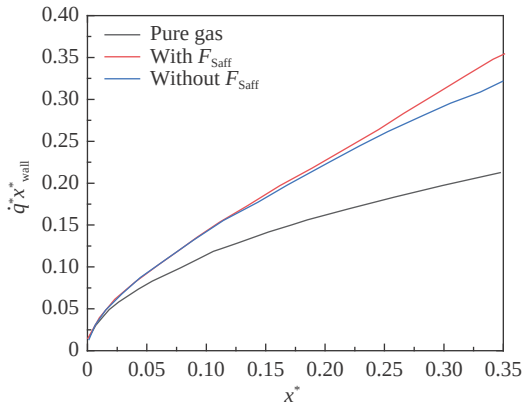


图 9 不同情况中无量纲壁面热通量沿平板流向变化

Fig. 9 Variation of non-dimensional wall heat flux along flow direction under different conditions

图 10 给出了含萨夫曼升力的壁面摩阻C_f沿平板流向变化与其他情况下壁面摩阻的对比，其中$C_f=2\tau_w/(\rho_\infty U_\infty^2)$，$\tau_w=\left(\mu\dfrac{\partial u}{\partial y}\right)_w$，$Re_x=\rho_\infty U_\infty x/\mu_\infty$。与热流类似，Stokes 颗粒对壁面摩阻也具有增强的作用。而考虑颗粒受到萨夫曼升力后，壁面摩阻相比单相流动进一步增大，且这种增强效应在下游更为显著。在$x^*=0.35$处，考虑萨夫曼升力颗粒两相流中的摩阻相比不考虑升力时增加14.9%，相比单相流增加了75.4%。

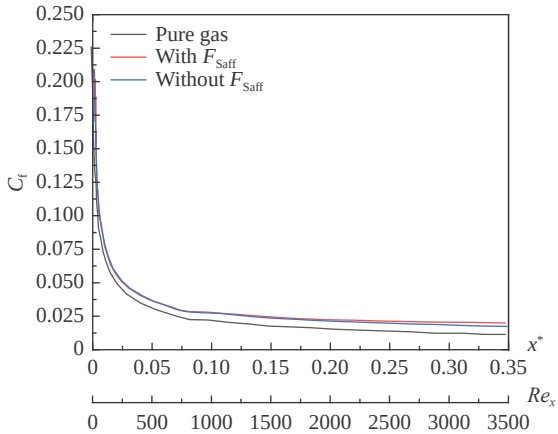


图 10 不同情况中壁面摩阻系数沿平板流向变化

Fig. 10 Variation of skin friction coefficient along flow direction under different conditions

接下来通过边界层厚度的变化来分析热流和摩阻变化的原因。图 11 给出了不同模拟中的边界层位移厚度，其中，位移厚度δ'的无量纲形式为$\delta^*=\delta'/(\lambda_\infty Re_\infty^{1/2})$。从图 11 可以看出，由于颗粒以来流速度进入边界层，边界层内的流体通过和颗粒的相互作用从颗粒相获得动量，进而加速，导致边界层厚度减小，从而进一步导致边界层内的流体速度梯度和温度梯度增加，这是导致图 9 和图 10 含颗粒流相较于纯流体摩阻与热流剧烈增加的主要原因。

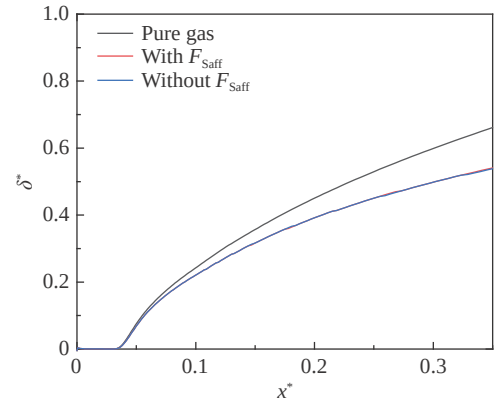


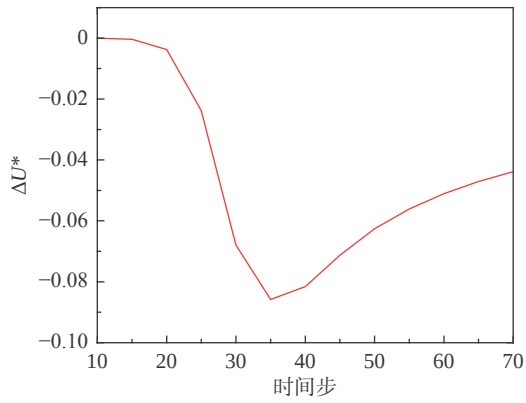
图 11 不同情况下边界层位移厚度对比

Fig. 11 Variation of displacement thickness along flow direction under different conditions

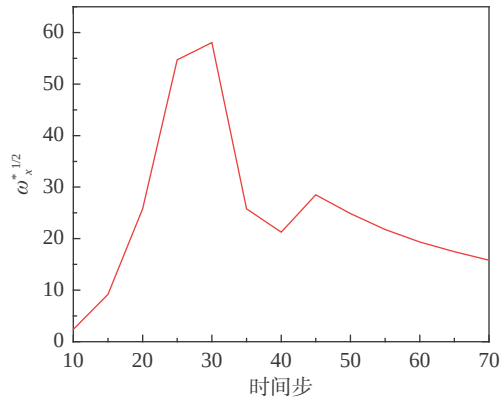
3.2 流体对颗粒输运的影响研究

首先，讨论萨夫曼升力对颗粒运动的影响，由式（22）可知，萨夫曼升力的方向主要由颗粒-流体间的滑移速度以及涡量确定。因此，图 12 给出了典型单个颗粒在进入边界层后，颗粒位置处流向上的滑移速度ΔU^*及流体涡量ω_x^*随时间的变化（其中ΔU^*和ω_x^*均用来流速度无量纲化）。可以看到颗粒以初始来流速度进入边界层后，会受到一个向下的萨夫曼升力，这是由于颗粒与流体流向滑移速度为负导致的，如图 12（a）。

其次，为分析流场对颗粒运动的影响，进一步统计了流场中颗粒流向、垂向速度分布$\bar{u}_p$、$\bar{v}_p$和颗粒浓度ϕ_p。由于颗粒对流体影响的沿程变化，且在大滑移区含颗粒与不含颗粒情况下的流动性质差别不显著，为简化分析，首先沿流向将计算域划分为四个部分，分别为 $x^*=[0, 0.0875]$, $x^*=[0.0875, 0.175\ 0]$, $x^*=[0.175\ 0, 0.262\ 5]$, $x^*=[0.262\ 5,\ 0.350\ 0]$，对这四个区域的颗粒分别进行统计平均，$\bar{u}_p$、$\bar{v}_p$和$\phi_p$的统计结果分别见图 13、图 14 和图 15。图中，纵坐标y 均以单相流边界层流动出口处边界层最大厚度δ_{out}进行无量纲化，而速度$\bar{u}_p$ 和$\bar{v}_p$分别采用U_∞无量纲化，表示为$\bar{u}_p^*$、$\bar{v}_p^*$。为了更直观地观察颗粒与流体的动量交换情况，



(a) 单个颗粒流向滑移速度



(b) 单个颗粒涡量

图 12　单个颗粒流向滑移速度和涡量随时间步变化

Fig. 12　Variation of individual particle slip velocity and vorticity with time steps

将相同流向段流体的速度$\bar{u}_{\mathrm{f}}^{*}$也同时绘制在图中，并用虚线表示。

图 13 给出了不同流向段颗粒流向速度分布廓线。从图中可以观察到，颗粒速度沿着流向不断衰减，并且越靠近壁面，衰减程度越大，这一速度变化和流场的速度廓线相类似。在计算域的四个流向段中，颗粒速度均大于流体速度，因此当颗粒进入边界层时，由于速度高于流体速度，会产生一个方向向下的萨夫曼升力，可能会使颗粒向壁面运动，这一点也与图 12 观察到的结果一致。

同时，流体的垂向速度也可能对颗粒的垂向输运造成影响。图 14 给出了不同流向段颗粒相和流体相的平均垂向速度分布廓线。可以看到，在靠近边界层前缘段（第一段），由于存在激波，流场垂向速度沿高度增加；在第二段，由于远离了激波区域，流场的垂向速度骤减并且随着沿程逐渐降低。根据图 14 流场的垂向沿程速度分布，可以观察到流场的垂向速度对颗粒垂向速度起着加速作用。同时，由于在近壁处颗粒会受到更强的升力作用，颗粒在近壁区域的垂向速度会存在负值。

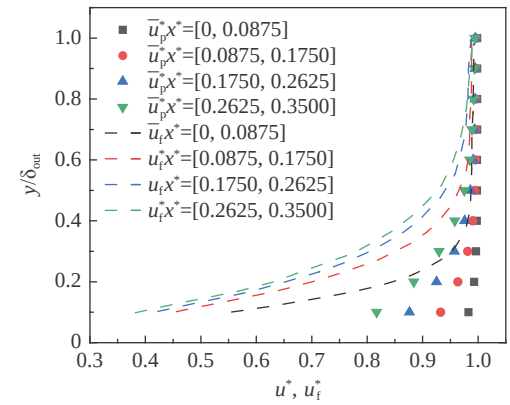


图 13　不同流向段颗粒和流体平均流向速度分布廓线

Fig. 13　Profiles of time-averaged streamwise veloicity of particle and fluid in different streamwise segments

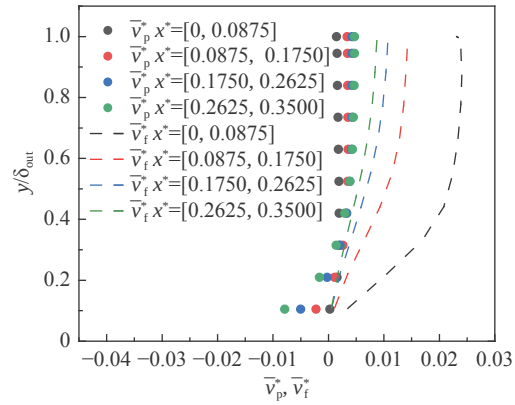


图 14　不同流向段颗粒和流体平均垂向速度分布廓线

Fig. 14　Profiles of time-averaged vertical veloicity of particle and fluid in different streamwise segments

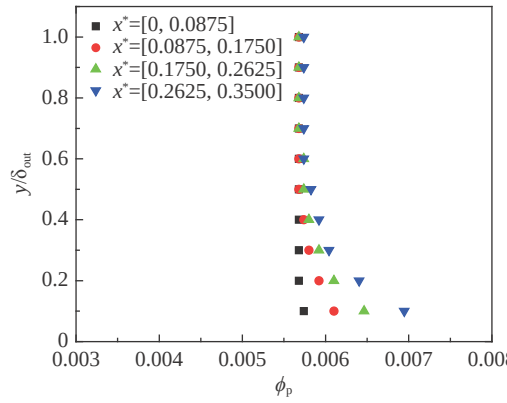


图 15　不同流向段颗粒浓度沿高度分布

Fig. 15　Distribution of particle concentration along wall-normal direction in different streamwise segments

对图 15 中颗粒沿程浓度进行分析可以发现，在近壁区域，颗粒会存在壁面的累积效应，这是由于近壁处边界层内流体速度梯度使得颗粒产生靠近壁面的垂向速度导致的（见图 14），并且这种累积效应会沿流向逐渐加剧（见图 15）。在远离壁面区域（$y > 0.5\delta_{\mathrm{out}}$）可以观察到，颗粒垂向速度场相比于近壁区

域($y<0.5\delta_{out}$)沿高度并没有明显的变化，因此在垂向统计域内不会出现类似于近壁区域的明显聚集现象。其次，分析颗粒沿流向的分布，可以观察到，颗粒平均浓度沿流向逐渐增加，这是由于在颗粒进入边界层后，边界层内的低速流体在流向上不断将颗粒减速，导致沿程颗粒平均流向速度降低(见图 13)，从而造成沿程颗粒沿流向累积。

4 结 论

基于 PHengLEI 软件开源框架，采用紧耦合的模式开发了点颗粒模拟求解器。文中介绍了点颗粒模型的具体求解方法，包括颗粒控制方程和受力模型、颗粒追踪算法和边界条件、颗粒位置处流动信息插值等。分别采用泊肃叶流动中颗粒运动轨迹和速度、超声速绝热平板边界层中颗粒的运动和颗粒对等温平板边界层热流的影响三个算例，对所设计的求解器进行验证。计算表明，颗粒求解器对可压缩流动中颗粒的运动轨迹、双向耦合两相流中壁面热流的预测与文献中的计算和理论结果吻合，证明了求解器的可靠性以及对于可压缩两相流的模拟能力。

在同时考虑拖曳力和升力的情况下，双向耦合模拟了马赫数为 1.5 的等温无滑移壁面上的层流边界层两相流。结果表明，颗粒和边界层流动存在显著的相互作用，具体表现为当颗粒以来流速度和温度进入边界层时，通过和流体的能量交换，颗粒的存在会增强边界层的壁面热通量，通过和边界层的动量交换，极大提高边界层的壁面摩阻。颗粒的存在还会减少边界层的位移厚度。同时，超声速层流边界层流场沿流向变化也会影响颗粒沿程分布。边界层内颗粒速度大于流体速度而产生向下的剪切升力，使颗粒垂向速度为负，向壁面堆积，这种堆积效应沿流向不断增强，导致近壁颗粒浓度增加。

后续，将进一步持续开展颗粒求解器功能的扩充、开发和优化。同时，基于求解器研究可压缩边界层两相流的气动特性和颗粒相运动、分布规律。讨论在不同的流动参数(马赫数、雷诺数、普朗特数、壁温等)和颗粒参数(体积分数、混合粒径、密度比、释放方式、重力等)情况下颗粒-流体的相互作用，为高超声速飞行器烧蚀颗粒边界层特性等问题提供相应参考。

参 考 文 献：

[1] BERTIN J J, CUMMINGS R M. Fifty years of hypersonics: Where we've been, where we're going[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2003, 39(6-7): 511−536.
doi: 10.1016/S0376-0421(03)00079-4

[2] BERTIN J J, CUMMINGS R M. Critical hypersonic aerothermodynamic phenomena[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2006, 38: 129−157.
doi: 10.1146/annurev.fluid.38.050304.092041

[3] 黄琳, 段志生, 杨剑影. 近空间高超声速飞行器对控制科学的挑战[J]. 控制理论与应用, 2011, 28(10): 1496−1505.
HUANG L, DUAN Z S, YANG J Y. Challenges of control science in near space hypersonic aircrafts[J]. Control Theory & Applications, 2011, 28(10): 1496−1505 (in Chinese).

[4] PALMER G, CHING E, IHME M, et al. Modeling heat-shield erosion due to dust particle impacts for Martian entries[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2020, 57(5): 857−875.
doi: 10.2514/1.A34744

[5] DAN D. NASA's second generation reusable launch vehicle program introduction, status and future plans[C]// 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Indianapolis, Indiana, USA. Reston, Virginia: AIAA, 2002: 3613.
doi: 10.2514/6.2002-3613

[6] DAVIES C, PARK C. Trajectories of solid particles spalled from a carbonaceous heat shield[C]// 20th Aerospace Sciences Meeting, Orlando, FL, USA. Reston, Virigina: AIAA, 1982: 200.
doi: 10.2514/6.1982-200

[7] DAVULURI R, ZHANG H B, MARTIN A. Effect of spalled particles thermal degradation on a hypersonic flow field environment[C]// 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, San Diego, California, USA. Reston, Virginia: AIAA, 2016: 0248.
doi: 10.2514/6.2016-0248

[8] HA C T, PARK W G, JUNG C M. Numerical simulations of compressible flows using multi-fluid models[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2015, 74: 5−18.
doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2015.03.022

[9] LI X, BAI B F. Motion of submicron particles in supersonic laminar boundary layers[J]. AIAA Journal, 2014, 53(4): 1037−1047.
doi: 10.2514/1.J053364

[10] BALACHANDAR S, EATON J K. Turbulent dispersed multiphase flow[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2010, 42: 111−133.
doi: 10.1146/annurev.fluid.010908.165243

[11] ZHANG Q Q, LIU H, MA Z Q, et al. Preferential concentration of heavy particles in compressible isotropic turbulence[J]. Physics of Fluids, 2016, 28(5): 055104.
doi: 10.1063/1.4948810

[12] DAI Q, JIN T, LUO K, et al. Direct numerical simulation of particle dispersion in a three-dimensional spatially developing compressible mixing layer[J]. Physics of Fluids, 2018, 30(11): 113301.
doi: 10.1063/1.5054744

[13] XIAO W, JIN T, LUO K, et al. Eulerian–Lagrangian direct numerical simulation of preferential accumulation of inertial particles in a compressible turbulent boundary layer[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2020, 903: A19.
doi: 10.1017/jfm.2020.601

[14] DAI Q, LUO K, JIN T, et al. Direct numerical simulation of turbulence modulation by particles in compressible isotropic turbulence[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2017, 832: 438−482.
doi: 10.1017/jfm.2017.672

[15] XIA Z H, SHI Y P, ZHANG Q Q, et al. Modulation to compressible homogenous turbulence by heavy point particles. I. Effect of particles' density[J]. Physics of Fluids, 2016, 28(1): 016103.
doi: 10.1063/1.4939794

[16] LI X, BAI B F. Motion of submicron particles in a supersonic laminar boundary layer under hypergravity[J]. Procedia Engineering, 2015, 102: 1193−1203.
doi: 10.1016/j.proeng.2015.01.246

[17] TEH E J, JOHANSEN C T. Effect of particle momentum transfer on an oblique-shock-wave/laminar-boundary-layerinteraction[J] ActaAstronautica, 2016, 128: 431−439.
doi: 10.1016/j.actaastro.2016.08.004

[18] DAVULURI R S C, BAILEY S C C, TAGAVI K A, et al. A drag coefficient model for Lagrangian particle dynamics relevant to high-speed flows[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 2021, 87: 108706.
doi: 10.1016/j.ijheatfluidflow.2020.108706

[19] 赵钟, 何磊, 何先耀. 风雷(PHengLEI)通用CFD软件设计[J]. 计算机工程与科学, 2020, 42(2): 210−219.
ZHAO Z, HE L, HE X Y. Design of general CFD software PHengLEI[J]. Computer Engineering & Science, 2020, 42(2): 210−219 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1007-130X.2020.02.004

[20] 赵钟, 张来平, 何磊, 等. 适用于任意网格的大规模并行CFD计算框架PHengLEI[J]. 计算机学报, 2019, 42(11): 2368−2383.
ZHAO Z, ZHANG L P, HE L, et al. PHengLEI: A large scale parallel CFD framework for arbitrary grids[J]. Chinese Journal of Computers, 2019, 42(11): 2368−2383 (in Chinese).
doi: 10.11897/SP.J.1016.2019.02368

[21] MAGNAUDET J, EAMES I. The motion of high-Reynolds-number bubbles in inhomogeneous flows[J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2000, 32: 659−708.
doi: 10.1146/annurev.fluid.32.1.659

[22] LING Y, HASELBACHER A, BALACHANDAR S. Importance of unsteady contributions to force and heating for particles in compressible flows: Part 1: Modeling and analysis for shock-particle interaction[J]. International Journal of Multiphase Flow, 2011, 37(9): 1026−1044.
doi: 10.1016/j.ijmultiphaseflow.2011.07.001

[23] LING Y, WAGNER J L, BERESH S J, et al. Interaction of a planar shock wave with a dense particle curtain: Modeling and experiments[J]. Physics of Fluids, 2012, 24(11): 113301.
doi: 10.1063/1.4768815

[24] THOMAS P. Experimentelle und theoretische untersuchungen zum folgeverhalten von teilchen unter Dem einfluß großer geschwindigkeitsgradienten in kompressibler strömung[J]. Physics, 1991.

[25] TEDESCHI G. Etude théorique et expérimentale du comportement de particules à la traversée d'une discontinuité de vitesse (onde de choc)[D]. Marseille, France: Aix-Marseille University, 1993.

[26] TEDESCHI G, ELENA M, GOUIN H. Particle motion through an oblique shock wave[C]//Proc SPIE 2052, Fifth International Conference on Laser Anemometry: Advances and Applications, 1993, 2052: 273-278.
doi: 10.1117/12.150514

[27] HUGHES R R. The mechanics of drops[J]. Chemical Engineering and Processing, 1952, 48: 497−499.

[28] STOKES G G. On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums[J]. Transactions of the Cambridge Philosophical Society, 1851, 9(1): 106−108.

[29] TEDESCHI G, GOUIN H, ELENA M. Motion of tracer particles in supersonic flows[J]. Experiments in Fluids, 1999, 26(4): 288−296.
doi: 10.1007/s003480050291

[30] SAFFMAN P G. The lift on a small sphere in a slow shear flow[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1965, 22(2): 385−400.
doi: 10.1017/s0022112065000824

[31] YAMAMOTO K, ISHIHARA Y. Thermophoresis of a spherical particle in a rarefied gas of a transition regime[J]. The Physics of Fluids, 1988, 31(12): 3618−3624.
doi: 10.1063/1.866878

[32] GIMENEZ J M, AGUERRE H J, IDELSOHN S R, et al. A second-order in time and space particle-based method to solve flow problems on arbitrary meshes[J]. Journal of Computational Physics, 2019, 380: 295−310.
doi: 10.1016/j.jcp.2018.11.034

[33] CROCCO L. Sullo strato limite laminare nei gas lungo una parete piana[J]. Rend. Math. Appl. Serie, 1940, 63: 121−175.
doi: 10.1007/BF03015720

[34] WANG B Y, GLASS I I. Compressible laminar boundary-layer flows of a dusty gas over a semi-infinite flat plate[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1988, 186: 223−241.
doi: 10.1017/s0022112088000114

[35] CHING E J, BRILL S R, BARNHARDT M, et al. A two-way coupled Euler-Lagrange method for simulating multiphase flows with discontinuous Galerkin schemes on arbitrary curved elements[J]. Journal of Computational Physics, 2020, 405: 109096.
doi: 10.1016/j.jcp.2019.109096

（本文责编：徐燕）

文章编号：0258-1825(2023)12-0048-13

AC/NS-DBD 等离子体激励分离剪切层的涡量输运特性

赵光银*，杨永东，李婷婷，肖春华，阎 丽
（中国空气动力研究与发展中心 低速空气动力研究所，四川 绵阳 621000）

摘 要：AC-DBD 激励和 NS-DBD 激励是等离子体流动控制中的典型激励形式。研究发现二者均能在翼型分离剪切层处诱导形成展向涡，进而实现流动控制。为深入理解 AC-DBD 激励和 NS-DBD 激励在诱导展向涡形成上的区别，在 $Ma = 0.1$、$Re = 7.5 \times 10^5$ 条件下开展数值模拟，研究了两种激励对翼型大迎角（$\alpha = 20°$）分离的控制。将 AC-DBD 激励和 NS-DBD 激励分别以空间分布的动量源项和能量源项的形式耦合到非定常雷诺平均 Navier-Stokes 方程。引入二维涡量动力学方程，分析了两种激励诱导展向涡量的来源。在激励施加时，对于 AC-DBD 激励，涡量体积力项是边界涡量变化的主要来源；对于 NS-DBD 激励，涡量斜压项是边界涡量变化的主要来源。在两种激励施加结束后 1 ms 时，前缘上翼面附近逐渐形成展向涡结构；展向涡形成后，发现两种激励诱导当地涡量变化的主要因素均是对流项，区别最大的是斜压项，其次是斜黏项，原因是 NS-DBD 激励后的残留热引起了流体密度梯度和机械应力（黏性应力和压力）梯度的不平行。通过分析 AC-DBD 激励诱导涡量的变化和发展，提出了提升前缘 AC-DBD 激励控制流动分离效果的反向激励方法。

关键词：分离剪切层；等离子体激励；展向涡；涡量输运方程；介质阻挡放电
中图分类号：V211.3；O539 **文献标识码：**A **doi：**10.7638/kqdlxxb-2022.0163

Vorticity transport characteristics of separated shear layer under AC/NS-DBD plasma actuation

ZHAO Guangyin*, YANG Yongdong, LI Tingting, XIAO Chunhua, YAN Li
(*Low-speed Aerodynamics Institute of China Aerodynamics Research and Development Center*, *Mianyang* 621000, *China*)

Abstract: AC-DBD actuation and NS-DBD actuation are two typical actuation forms in plasma flow control, both of which can induce spanwise vortices in the separated shear layer to control the flow. In order to understand the difference between AC-DBD actuation and NS-DBD actuation in the formation of induced spanwise vortices, flow separation control by the two actuations on the airfoil at a high angle of attack ($\alpha = 20°$) is investigated numerically at $Ma = 0.1$, $Re = 7.5 \times 10^5$. The AC-DBD actuation and the NS-DBD actuation are coupled to the unsteady Reynolds averaged Navier-Stokes equations in the forms of spatially distributed momentum source term and energy source term, respectively. The two-dimensional vorticity evolution equation is used to analyze the source of the induced spanwise vorticity. For AC-DBD actuation, the body force term is the main source of the boundary vorticity variation; while for NS-DBD actuation, the baroclinic term is the main source of the boundary vorticity variation. At 1 ms after the actuation, spanwise vortex structures are gradually formed on the upper wing surface around the leading edge. Then, it is found that the main cause of the local vorticity variation for the two kinds of actuations comes from the convective term. For the vorticity transport under the two actuations, the largest difference lies in the baroclinic term, followed by the cross product of density gradient and viscous force gradient, due to the non-parallel of the fluid density gradient and the

收稿日期：2022-10-17； 修订日期：2022-12-01； 录用日期：2022-12-04； 网络出版时间：2023-01-16
基金项目：国家自然科学基金（11802341）
作者简介：赵光银*（1986—），博士，工程师，研究方向：低速空气动力学. E-mail：zym19860615@163.com
引用格式：赵光银, 杨永东, 李婷婷, 等. AC/NS-DBD 等离子体激励分离剪切层的涡量输运特性[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(12): 48−60.
ZHAO G Y, YANG Y D, LI T T, et al. Vorticity transport characteristics of separated shear layer under AC/NS-DBD plasma actuation[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(12): 48−60(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0163

mechanical stress (viscous stress and pressure) gradient caused by the residual heat after the NS-DBD actuation. By analyzing the variation and development of the vorticity induced by the AC-DBD actuation, a reverse actuation method is proposed to improve the flow control effect of the leading-edge AC-DBD actuation.

Keywords: separated shear layer; plasma actuation; spanwise vorticity; vorticity transport equation; dielectric barrier discharge

0 引　言

近二十年，等离子体气动激励在流动控制领域的应用受到广泛关注和深入研究。相较于传统的流动控制手段，等离子体激励器结构简单，不改变原有气动型面，且等离子体气动激励响应快（＜0.1 ms）、频带宽（0.01~100 kHz），具有实时自适应闭环流动控制的优势。

不同结构形式的等离子体激励器可产生不同的等离子体气动激励，比如用于流动分离控制的表面介质阻挡放电（dielectric barrier discharge, DBD）激励、用于激波控制的表面电弧放电激励[1]、基于火花放电原理产生的等离子体合成射流激励[2] 等。文献 [3] 综述了多种典型等离子体气动激励的特性和应用，其中就流动分离控制而言，国内外对表面 DBD 的研究最为广泛和深入。

典型的表面 DBD 激励器由绝缘介质和两侧非对称布置的高低压电极组成。根据驱动电压的波形和时间尺度，可产生交流（AC-）[4]、微秒脉冲（μs-）[5]、纳秒脉冲（NP-）[6-7] 等不同原理的等离子体气动激励。普遍认为 AC-DBD 激励的原理是动量输入，基于动量输入的流动控制强度可用动量系数或速度比（激励诱导速度与附面层外边界速度之比）表征，AC-DBD 激励的诱导气流速度小于 10 m/s，这使得其在高速流动控制中面临能力不足的问题。

纳秒脉冲表面 DBD（Nanosecond dielectric barrier discharge, NS-DBD）激励的基本原理是，当驱动激励器脉冲高压的上升沿时间尺度在几纳秒到几十纳秒的量级时，放电会在等离子体层迅速沉积能量，导致局部气体在 1 μs 内被快速加热，引起局部气体压力快速升高，对流场形成强脉冲扰动甚至是冲击波扰动[8]。

在表面 DBD 等离子体分离控制研究中发现，非定常等离子体激励的控制能力显著优于定常激励[4]。相比 AC-DBD 激励，NS-DBD 激励的流动控制能力更强[8]。NS-DBD 激励已被验证在起飞/着陆来流条件下能够推迟机翼失速[9]；在 $Ma = 0.74$ 时可有效抑制翼型绕流分离[6]；在 $Ma = 0.5$ 时可有效改善超临界翼型和后掠飞翼布局的气动特性[10]。

文献 [11] 通过二维锁相 PIV 研究了 AC-DBD 激励和 NS-DBD 激励在翼型大迎角分离控制上的区别，比较了两种激励诱导展向涡的位置、结构和强度，发现 NS-DBD 激励可以诱导出更强的扰动；然而整体上，分离流场对这两种激励的响应相似，诱导展向涡结构的区别并不大。

非定常 AC-DBD 激励和 NS-DBD 激励均可以形成非定常扰动，使前缘分离剪切层失稳，诱导出宏观的展向涡结构；但是两种不同原理（动量输入和热量注入）的激励在流动控制上的机理有何不同仍需进一步研究。为深入理解 AC-DBD 激励和 NS-DBD 激励在诱导展向涡形成上的区别，本文引入二维涡量动力学方程，分析了两种激励诱导展向涡的涡量源，对等离子体流动控制给出了更进一步的研究。

1 数值模拟方法

1.1 流动控制方程

在惯性坐标系下，耦合了动量源项 $\boldsymbol{f} = (f_1, f_2, f_3)$ 和能量源项 Q 的非定常可压 Navier-Stokes 方程如下：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + f_i \tag{2}$$

$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \frac{\partial [u_i(\rho E + p)]}{\partial x_i} = \frac{\partial (\boldsymbol{\tau}_{ij} u_j)}{\partial x_i} + \frac{\partial \left(\dfrac{\lambda \partial T}{\partial x_i} \right)}{\partial x_i} + Q \tag{3}$$

$$\boldsymbol{\tau}_{ij} = \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \tag{4}$$

其中：ρ 为流体密度；u_i为时间 t 时坐标 x_i 处的速度分量，i = 1、2、3 分别对应笛卡尔坐标系下的 x、y、z 方向；p 为压力；T 为温度；E 为单位质量流体总能；δ_{ij}是克罗内克 δ 函数符号，当 $i = j$ 时，$\delta_{ij} = 1$；τ_{ij}是黏性应力在（i, j）上的张量分量，各变量的具体形式参见文献 [12]。假设气体为完全气体，导热系数由拟合式 $\lambda = 0.00436 + 0.000074T$ 给出，动力黏性系数μ由 Sutherland 定律计算。

研究认为 NS-DBD 激励诱导速度很低[13]，可忽

略其放电过程中的体积力效应，在计算 NS-DBD 激励流动控制时，可设置动量源项$\boldsymbol{f}$为 0；AC-DBD 激励以动量效应为主，可忽略其放电过程中的瞬间热效应，在计算 AC-DBD 激励流动控制时，设置能量源项Q为 0。

对 Navier-Stokes 方程进行雷诺平均处理后，动量方程和能量方程里出现了非线性雷诺应力项$-\rho\overline{u_i'u_j'}$，需要引入湍流模型使方程封闭。其中出现了直接处理雷诺应力项的雷诺应力模型和不直接处理雷诺应力项的涡黏模型。雷诺平均模型中的涡黏模型多采用各向同性的湍动黏度来计算湍流应力，这些模型难以考虑旋转流动和流动方向表面曲率变化的影响，雷诺应力方程模型（Reynolds stress model, RSM）则可克服这些缺点。根据雷诺平均后的 Navier-Stokes（RANS）方程中的动量方程，取二维情况，对其中的x、y方向的动量方程取旋度。

进一步整理可得二维 RANS 方程对应的涡量输运方程[14]：

$$\rho\frac{\partial\overline{\omega}_3}{\partial t}+\rho\overline{u}_i\frac{\partial\overline{\omega}_3}{\partial x_i}=\mu\nabla^2\overline{\omega}_3-\frac{\partial^2\rho\overline{u_1'u_2'}}{\partial x_1^2}+\frac{\partial^2\rho\overline{u_1'u_2'}}{\partial x_2^2}+\frac{\partial^2(\rho\overline{u_1'u_1'}-\rho\overline{u_2'u_2'})}{\partial x_1\partial x_2} \tag{5}$$

其中：u_1'表示x方向速度u_1的脉动量，u_2'表示y方向速度u_2的脉动量；x_1、x_2表示x、y方向坐标；式（6）右端最后三项表征了雷诺应力对z向雷诺平均涡量（$\overline{\omega}_3$）的影响。从揭示流动控制机理的角度看，涡黏模型已经难以满足要求。从二维情况（式（6））可知，法向应力对展向涡量的发展有一定影响。因此采用各项异性湍流模型对研究与展向涡相关的流动控制机理是有必要的。同时，文献 [14] 认为，相比于涡黏模型，对于翼型绕流分离的计算，RSM 可以得到更接近大涡模拟的结果。对于 LES 计算得到的大尺度分离情况，涡黏模型需要调整最大湍动黏度来获得；而 RSM 由于没有引入 Boussinesq涡黏假设，则不需要这一调整。本文采取 RSM，该模型在文献 [15-17] 中有详细介绍。

1.2 实际流体的涡量输运方程

常见的涡量输运方程有不可压、黏性不变的形式，也有可压、黏性不变的形式。对于密度和温度变化较为剧烈的流动，必须考虑密度和黏度的变化，以实际流体的 Navier-Stokes 方程[18]推导涡量输运方程。

对方程（2）两端求旋度，得到涡量输运方程[19]：

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\omega}}{\mathrm{d}t}=(\boldsymbol{\omega}\cdot\nabla)\boldsymbol{V}-\boldsymbol{\omega}(\nabla\cdot\boldsymbol{V})+\frac{1}{\rho^2}\nabla\rho\times\nabla p+\nabla\times\left(\frac{\nabla\cdot\boldsymbol{\tau}}{\rho}\right)+\nabla\times\boldsymbol{f} \tag{6}$$

其中：$\boldsymbol{\tau}$是黏性应力，张量表示为τ_{ij}；方程右侧第一项$(\boldsymbol{\omega}\cdot\nabla)\boldsymbol{V}=\left(\omega_x\frac{\partial}{\partial x}+\omega_y\frac{\partial}{\partial y}+\omega_z\frac{\partial}{\partial z}\right)\boldsymbol{V}$，这一项与涡管的拉伸和弯曲有关[20]，对于二维情况，该项为 0。右侧第二项$-\boldsymbol{\omega}(\nabla\cdot\boldsymbol{V})$与流体的压缩性有关，记为$\dot{\omega}_{\mathrm{C}}$，当流体微团被压缩，体积变小时，由于环量守恒，涡量增大。这两项不构成涡量源，只是在局部增强涡量，在涡量守恒下改变涡量的分布。

将随体导数写作当地导数和迁移导数：

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\omega}}{\mathrm{d}t}=\frac{\partial\boldsymbol{\omega}}{\partial t}+(\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\boldsymbol{\omega} \tag{7}$$

二维流动时，涡量输运方程进一步写作：

$$\frac{\partial\boldsymbol{\omega}}{\partial t}=-(\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\boldsymbol{\omega}-\boldsymbol{\omega}(\nabla\cdot\boldsymbol{V})+(\boldsymbol{\omega}\cdot\nabla)\boldsymbol{V}+\frac{1}{\rho^2}\nabla\rho\times\nabla p+\nabla\times\left(\frac{\nabla\cdot\boldsymbol{\tau}}{\rho}\right)+\nabla\times\boldsymbol{f} \tag{8}$$

左边是当地涡量随时间的变化率，记为$\dot{\omega}$。右边第一项为对流项（$-(\boldsymbol{V}\cdot\nabla)\boldsymbol{\omega}$），记为$\dot{\omega}_{\mathrm{A}}$，表示涡量的迁移变化率，对应了当地速度引起的涡量对流。右边第四项为斜压项$\left(\frac{1}{\rho^2}\nabla\rho\times\nabla p\right)$，记为$\dot{\omega}_{\mathrm{B}}$，是流场压力梯度和密度梯度不平行所致。从流体微团的角度，密度梯度引起流体微团质心偏离形心，流体微团在表面静压合力的作用下产生偏心力矩，构成涡量源[21]。右边第五项为黏性项$\left(\nabla\times\left(\frac{\nabla\cdot\boldsymbol{\tau}}{\rho}\right)\right)$，记为$\dot{\omega}_{\mathrm{D}}$，当黏性系数随空间位置变化时，该项可分解为两部分：黏性扩散项$\dot{\omega}_{\mathrm{D1}}=\frac{1}{\rho}\nabla\times(\nabla\cdot\boldsymbol{\tau})$、密度梯度与黏性力梯度不平行所致的斜黏项$\dot{\omega}_{\mathrm{D2}}=\nabla\left(\frac{1}{\rho}\right)\times(\nabla\cdot\boldsymbol{\tau})$。右边第六项为脉冲体积力，记为$\dot{\omega}_{\mathrm{E}}$，反映的是体积力相对于流体微团质心形成的力矩，只有非保守力才能产生力矩，成为涡量源。实际上表征 AC-DBD 激励的体积力是时间和空间的函数。

对于黏性扩散项，当黏性系数不随位置变化时，$\frac{1}{\rho}\nabla\times(\nabla\cdot\boldsymbol{\tau})=\frac{\mu}{\rho}\nabla^2\boldsymbol{\omega}$。Laplace 算子（$\nabla^2$）总伴随着扩散现象，涡量扩散项部分反映出黏性对涡量的扩散，动力黏度相当于扩散系数，该项只能在固壁边界下成为涡量源。即流体和固壁的相对运动，首先在壁面上产

生涡量，然后通过黏性向流体内部扩散[20]。

涡量输运方程推导中一般假设动力黏性系数 μ 为常数，在不可压黏性流中斜黏项并不存在。当密度变化剧烈时，NS-DBD 激励瞬间的能量释放引起局部瞬间温升（可达 500 K 以上），使黏性和密度均产生明显变化，与黏性相关的斜黏项不应忽略。该项的存在表明，即使在流场内部（非固壁边界处），可压流体在黏性的作用下也具有产生涡量的能力。

1.3　翼型、网格及等离子体激励

选取二维翼型（NACA 0012）的大迎角（$\alpha = 20°$）绕流产生分离剪切层，进而对该分离剪切层分别施加 AC-DBD 和 NS-DBD 等离子体激励。取翼型弦长 $c = 0.353$ m，$Re = 7.5 \times 10^5$，$Ma = 0.1$。采用 O 型网格对计算区域离散；周向网格 640 个，径向网格 369 个，网格数量 23.6 万；壁面法向第一层网格高度为 $2 \times 10^{-5}c$。在翼型上表面前缘附近进行网格加密，设距离翼型前缘 15 倍弦长处的圆形边界为远场边界，翼型水平放置，翼型前缘顶点为坐标原点。

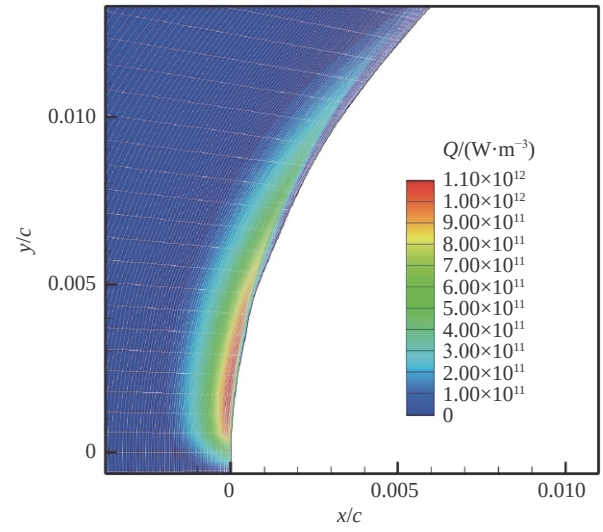
很多学者建立了 AC-DBD 激励的体积力模型[22]和 NS-DBD 激励的热源模型[6,23]。本文采用文献 [24] 建立的 NS-DBD 激励热源模型，将 NS-DBD 激励以瞬间热源的形式耦合到流体控制方程。翼型前缘处表征 NS-DBD 激励的热源分布如图 1（a）所示；表征 AC-DBD 激励的体积力模型如图 1（b）所示。

2　计算结果及分析

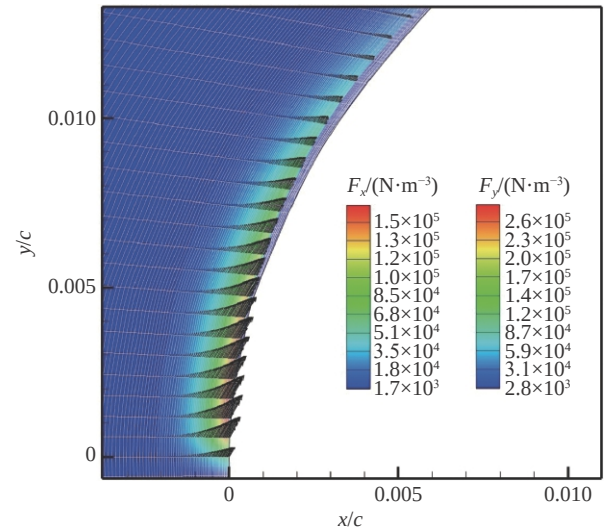
在基准流场计算达到稳定后，选取某一时刻 t_1，分别施加非定常 AC-DBD 激励和 NS-DBD 激励。其中热源的施加时间为 1 μs，体积力的施加时间为 100 μs（对应占空比为 10%，脉冲频率为 1 000 Hz 的 AC-DBD 单次激励持续时间）。在整个计算期间，采取的时间步长均为 0.01 μs。对于短脉冲等离子体激励，激励期间不考虑源项随时间的变化。提取激励施加完毕时的 t_2 时刻和激励施加结束后 $\Delta t = 0 \sim 3$ ms 时刻的流场进行分析（时序示意图如图 2 所示）。

2.1　宏观流态和涡量分布

图 3 给出了激励施加后 $\Delta t = 0 \sim 3$ ms 的涡量分布和流场结构。在 $\Delta t = 0$ 时，激励刚施加完毕，局部扰动在前缘刚形成，还未来得及发展，因此 AC-DBD 和 NS-DBD 两种激励区下游流场结构一致。而在前缘激励处壁面涡量有明显不同，AC-DBD 激励处产生了明显的正向涡量增量，NS-DBD 激励处产生以正向为主、负向为辅的涡量增量分布。$\Delta t = 1$ ms 时（流态介于 $\Delta t = 0$ 和 $\Delta t = 2$ ms 之间，为缩减幅面结果未展示），



(a) 表征NS-DBD激励的热源Q分布



(b) 表征AC-DBD激励的体积力分布 (F_x, F_y)

图 1　表征两种激励的源项分布

Fig. 1　Heat source and body force (F_x, F_y) distribution of the two types actuations

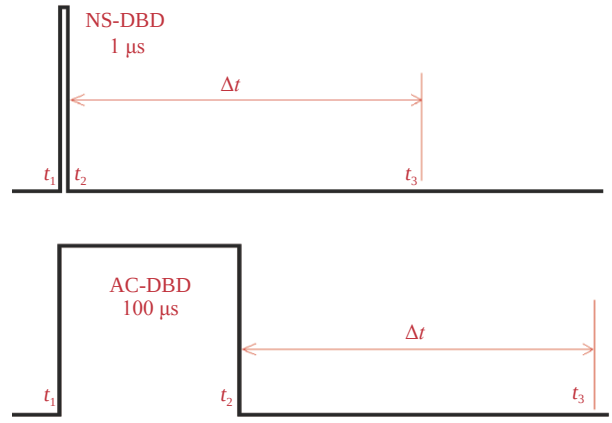
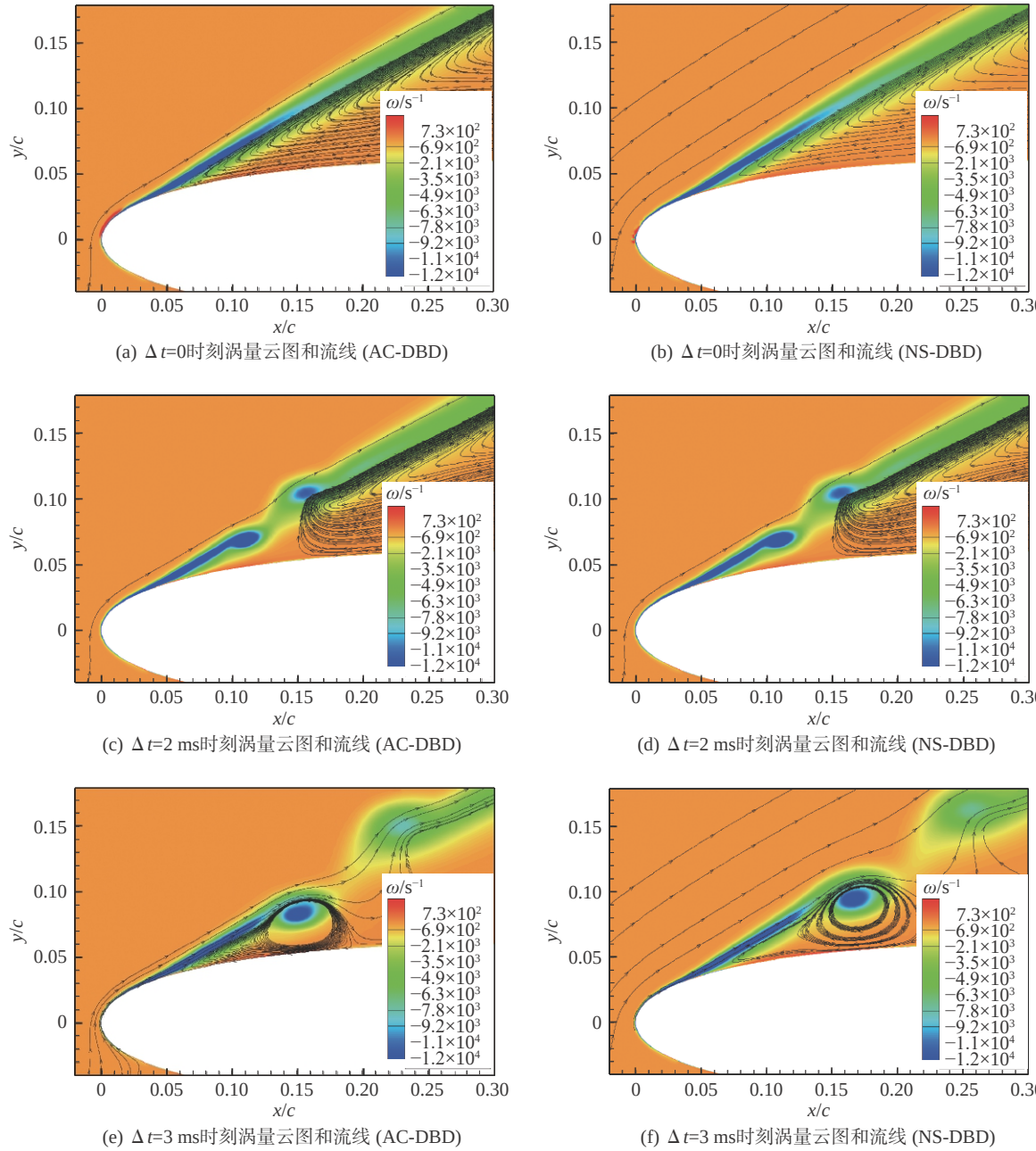


图 2　两种激励下选取的流场时刻示意图

Fig. 2　Schematic diagram of the time instances selected under the two types of actuations



(a) Δ*t*=0时刻涡量云图和流线 (AC-DBD)　(b) Δ*t*=0时刻涡量云图和流线 (NS-DBD)

(c) Δ*t*=2 ms时刻涡量云图和流线 (AC-DBD)　(d) Δ*t*=2 ms时刻涡量云图和流线 (NS-DBD)

(e) Δ*t*=3 ms时刻涡量云图和流线 (AC-DBD)　(f) Δ*t*=3 ms时刻涡量云图和流线 (NS-DBD)

图 3　两种激励后不同时刻局部涡量云图和流线

Fig. 3　Local vorticity and streamline at different time instances for the two types of actuations

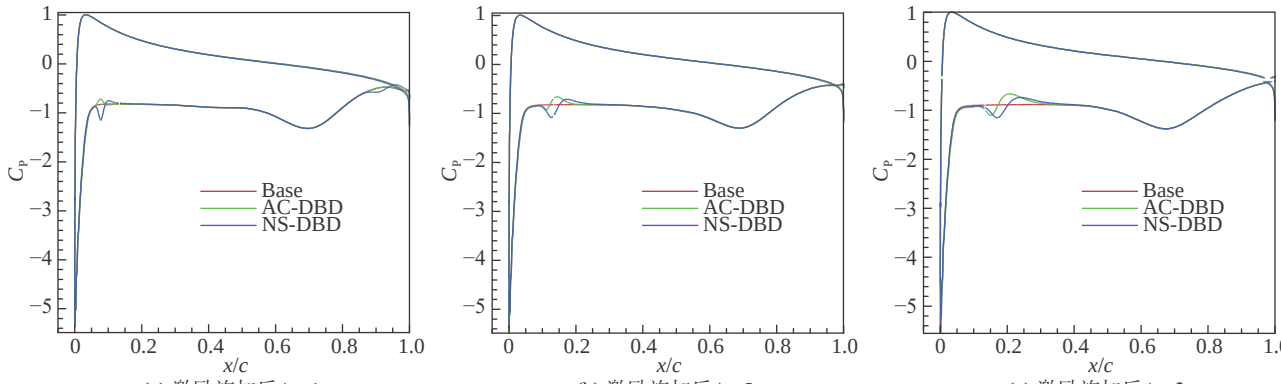
激励形成的扰动随剪切层向下游运动，经过分离区被放大，逐渐发展成为展向涡结构。相比之下，NS-DBD 激励诱导的展向涡结构形成稍快于 AC-DBD 激励，展向涡结构较为明显。Δ*t*= 2、3 ms 时，诱导展向涡结构更加明显，AC-DBD 激励对应的展向涡结构在弦向位置上略微滞后于 NS-DBD 激励。后面发现这与 AC-DBD 激励的方向有关，当 AC-DBD激励反向作用时，基本不会出现滞后现象。除了在展向涡结构位置上有一些差异，单从流态上很难分清两种激励在流动控制上的区别。

另外，从翼面压力分布上看（如图 4），激励后Δ*t* = 3 ms 时，两种激励下的翼面压力分布趋势一致，均是展向涡处对应了一个负压区，负压幅度基本一致，很难区分出以热量注入和动量注入为原理的两种等离子体激励方式引起的控制机理有何不同。

2.2　激励施加后的涡量净增量

为量化激励引起的流动变化，将激励后流场的参数减去对应时刻的基准流场，得到流场变量的净增量，分析激励对流场的影响。

AC-DBD 激励施加结束时（Δ*t* = 0），在前缘激励处诱导的涡量增量D_ω是正涡量（图 5(a)），下游近壁面处有一层负涡量区。激励后的速度增量（DV_x, DV_y）



(a) 激励施加后Δt=1 ms　(b) 激励施加后Δt=2 ms　(c) 激励施加后Δt=3 ms

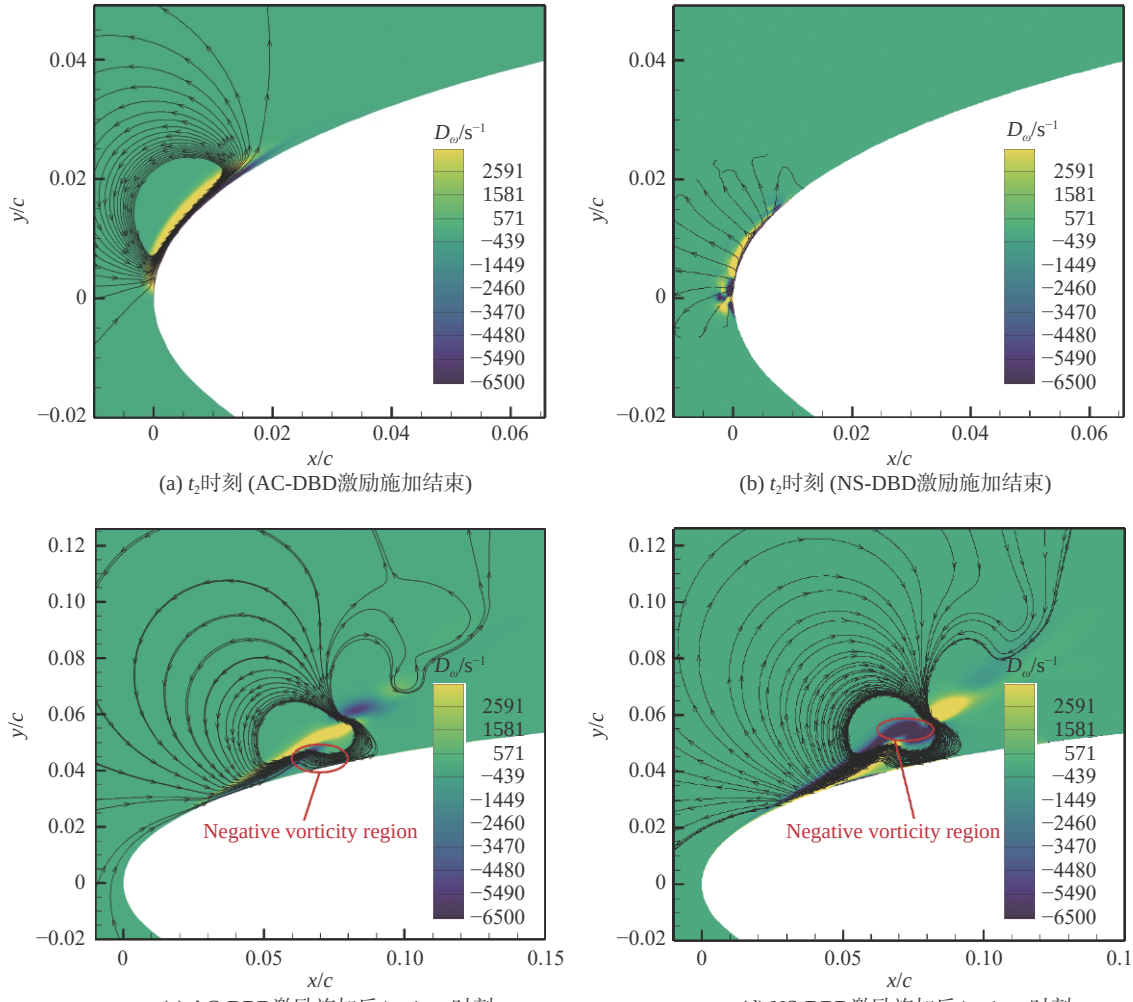
图 4　激励施加后不同时刻的翼面压力系数

Fig. 4　Pressure coefficients at different time instances after the actuation

形成了明显的逆时针涡结构。Δt = 1 ms 时，扰动随剪切层向下游运动，涡量增量逐渐发展为正负交替分布，速度增量对应的主要涡结构是逆时针的(图 5(c))。

而 NS-DBD 激励施加结束时(Δt = 0 ms)，在前缘激励处诱导的涡量增量基本上是左负右正(图 5(b))，对应的速度增量(DV_x, DV_y)很小，并没有形成明显的涡结构。Δt = 1 ms 时，涡量增量发展为正负交替的分布，速度增量对应的主要涡结构是顺时针的(图 5(d))。AC-DBD 激励持续时间为 100 μs，远高于 NS-DBD 激励的 1 μs，使得激励结束后，AC-DBD 激励对应的 D_ω范围大于 NS-DBD 激励(图 5(a、b))。

对于 NS-DBD 激励，速度增量(DV_x, DV_y)的方向



(a) t_2时刻 (AC-DBD激励施加结束)　(b) t_2时刻 (NS-DBD激励施加结束)

(c) AC-DBD激励施加后Δt=1 ms时刻　(d) NS-DBD激励施加后Δt=1 ms时刻

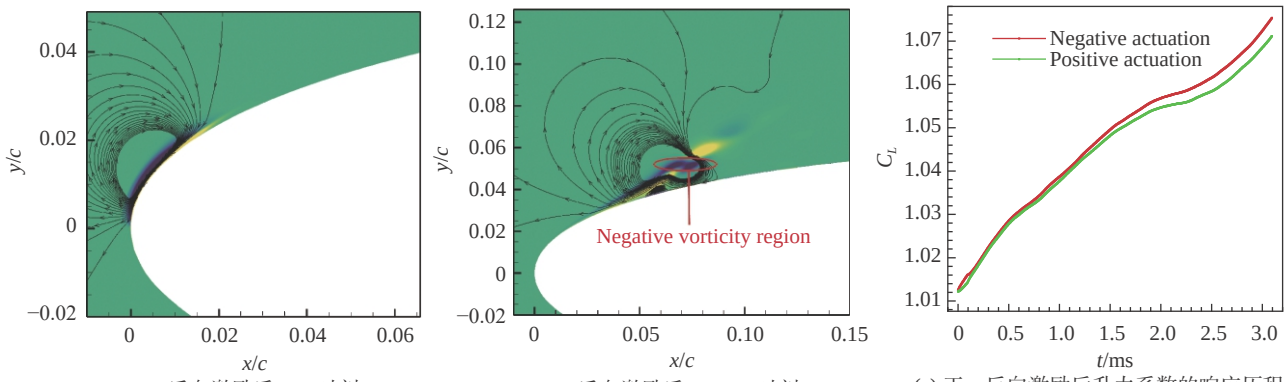
图 5　两种激励后不同时刻诱导出的流场变化

Fig. 5　Flow field variations at different time instances induced by the two types of actuations

由激励区向外呈辐射状(图 5(b)),像一个“爆炸”的流态,说明激励之后产生瞬间的流体膨胀,具有顶起剪切层的作用,向后发展的过程中(图 5(d))形成的涡量增量分布与 AC-DBD 激励情况相反。这逐渐影响了后续展向涡的形成与发展。控制中起主导作用的展向涡是负涡量的顺时针结构(见图 3)。

对照图 3 和图 5,在Δt= 2 ms 时,负的涡量增量D_ω发展成明显的展向涡结构。由于 AC-DBD 激励诱导中左侧贴壁处的负涡量(图 5(c))最终发展成了展向涡结构,其位置相对于 NS-DBD 激励(图 5(d))中的负涡量位置更靠近前缘,这最终导致了在激励施加后的同一时刻,AC-DBD 激励的展向涡位置稍靠上游。

AC-DBD 激励诱导的逆时针速度增量引起的正涡量随着剪切层传播到了下游,这其实对展向涡(负涡量,顺时针)起到了一定的抵消效果。从控制效果分析,如果采用反向的 AC-DBD 激励,应该会避免这种涡量的抵消现象,起到更好的控制效果。为此,在与图 1(b)激励位置和体积力分布相同的情况下,仅改变体积力的方向(与图 1(b)方向完全相反),开展相同流场状态下反向 AC-DBD 激励的计算,结果如图 6 所示。在激励施加结束时,前缘激励处的涡量增量与正向激励相反(与图 5(a)比校)。在激励施加后Δt = 1 ms 时,展向涡量的增量和涡结构(图 6(b))与 NS-DBD 情况(图 5(d))类似。反向 AC-DBD 激励诱导的涡量增量与后续剪切层失稳形成的展向涡量和涡结构方向一致,可以起到增强展向涡的效果。图 6(c)给出了在正向和反向 AC-DBD 激励后Δt = 0～3 ms 内的翼型升力系数的响应曲线。在激励结束后Δt < 1.5 ms 内,两种方向 AC-DBD 激励下的翼型升力系数很接近;随着展向涡的形成与发展(Δt > 1.5 ms 以后),反向 AC-DBD 激励引起的升力系数相对较大,或者升力系数提升相对较快。



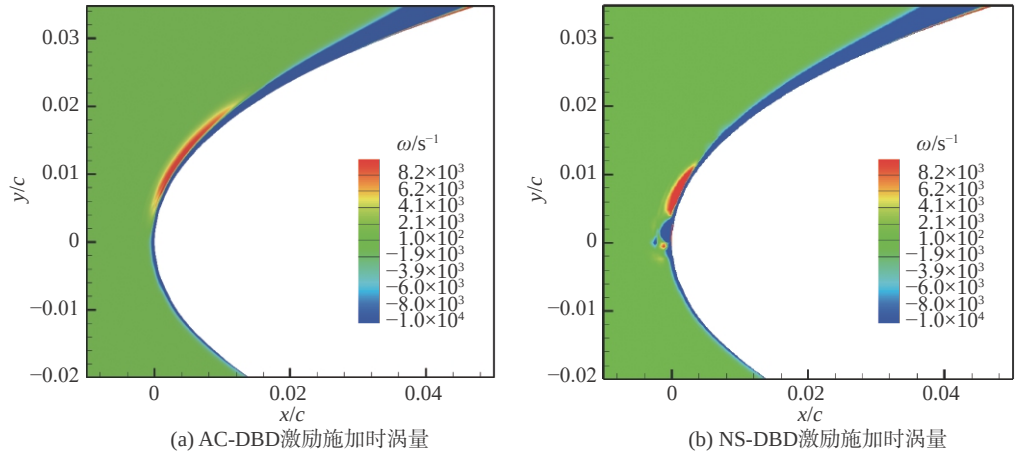
(a) 反向激励后Δt=0时刻 (b) 反向激励后Δt=1 ms时刻 (c) 正、反向激励后升力系数的响应历程

图 6 反向 AC-DBD 激励施加结束后不同时刻的涡量净增量和升力系数响应

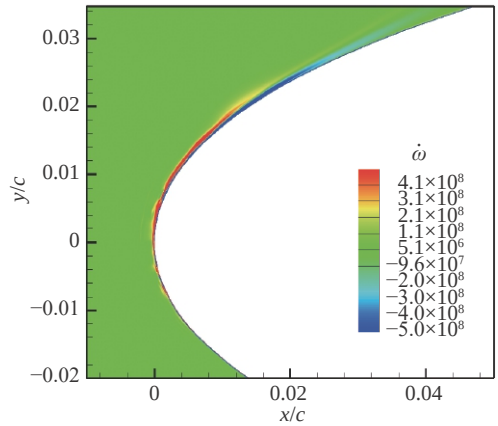
Fig. 6 Net increment of the vorticity and the lift coefficient response at different time instances for the reverse AC-DBD actuation

2.3 激励施加时的涡量变化

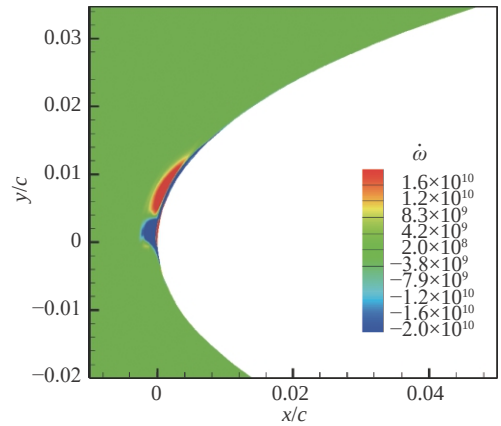
在激励施加快要结束的 t_2 时刻,对涡量动力学方程的各项进行分析,此时的扰动还未来得及传向下游,主要对比前缘激励区附近的涡量变化。图 7 给出了两种激励(正向 AC-DBD 激励和 NS-DBD 激励)下各自的涡量ω、涡量当地变化率$\dot{\omega}$、对流项$\dot{\omega}_{\mathrm{A}}$、膨胀项$\dot{\omega}_{\mathrm{C}}$、斜压项$\dot{\omega}_{\mathrm{B}}$和黏性项$\dot{\omega}_{\mathrm{D}}$;此外对 AC-DBD 激励给出了体积力项$\dot{\omega}_{\mathrm{E}}$,对 NS-DBD 激励给出了黏性项中



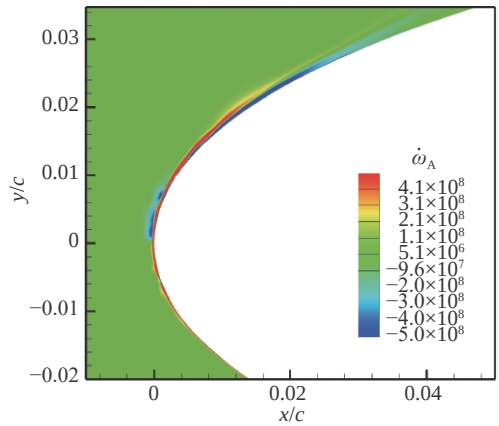
(a) AC-DBD激励施加时涡量 (b) NS-DBD激励施加时涡量



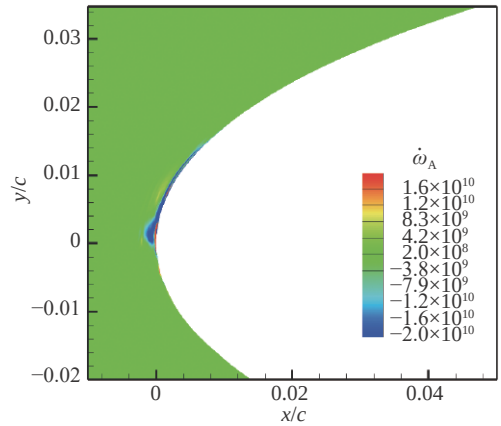
(c) AC-DBD激励施加时涡量变化率



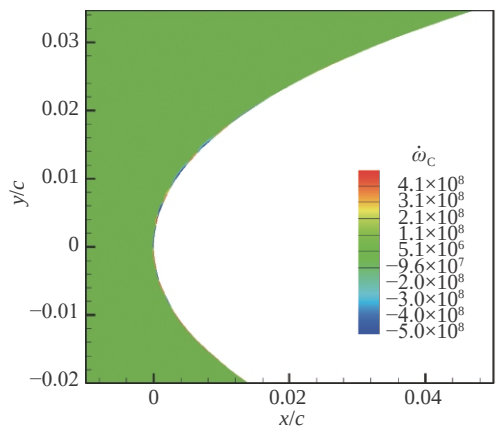
(d) NS-DBD激励施加时涡量变化率



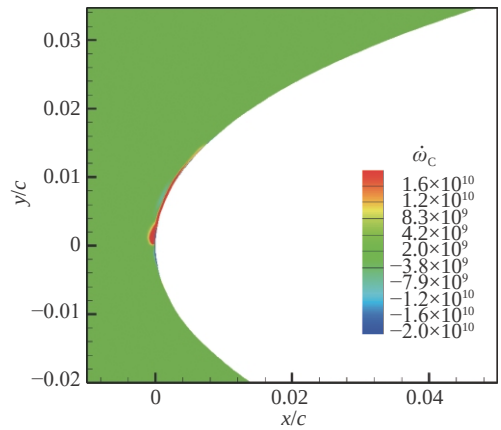
(e) AC-DBD激励施加时涡量对流项



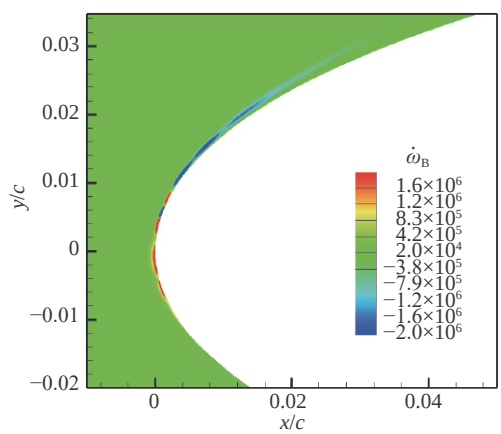
(f) NS-DBD激励施加时涡量对流项



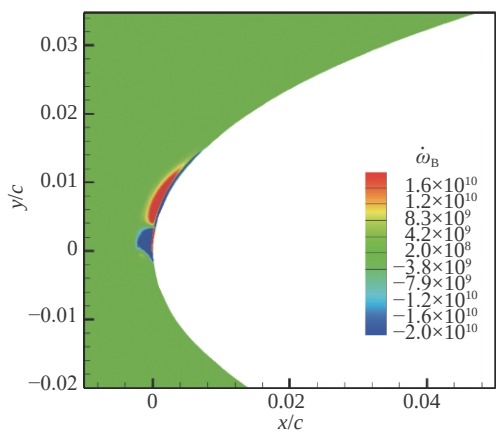
(g) AC-DBD激励施加时涡量膨胀项



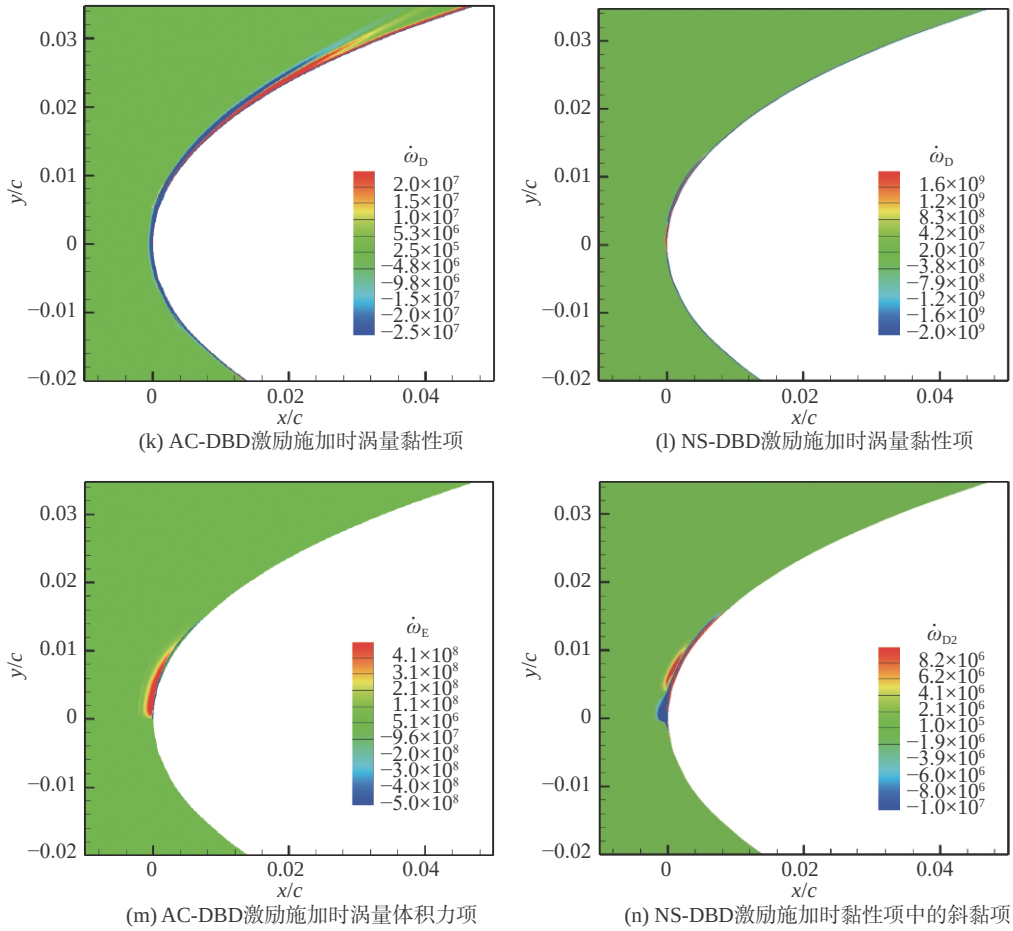
(h) NS-DBD激励施加时涡量膨胀项



(i) AC-DBD激励施加时涡量斜压项



(j) NS-DBD激励施加时涡量斜压项



(k) AC-DBD激励施加时涡量黏性项　(l) NS-DBD激励施加时涡量黏性项

(m) AC-DBD激励施加时涡量体积力项　(n) NS-DBD激励施加时黏性项中的斜黏项

图 7　两种激励施加时（t_2 时刻）涡量及其动力学方程的各项分布

Fig. 7　Distributions of the vorticity and different terms in the vorticity evolution equation for the two types of actuations

的斜黏项$\dot{\omega}_{D2}$。

先分析涡量变化率，两种激励下涡量变化率明显不同，NS-DBD 激励区的涡量变化更为剧烈（图 7(d)），而 AC-DBD 激励的涡量变化主要在近壁面区（图 7(c)），量级上低于 NS-DBD 激励。两种激励下的涡量变化率分别对应了图 7(a、b)中涡量的分布。

对比当地涡量变化率各项组成，对于 AC-DBD 激励，对流项和体积力项起主要作用，其余项量级较大的部分集中在壁面，壁面以外量级较小。在 AC-DBD 激励施加时，空间非均匀分布的脉冲体积力是涡量增量的主要来源。对于 NS-DBD 激励，此时斜压项和对流项构成了涡量变化率的主要成分，在分布和方向上与涡量增量一致；由于温升和压升明显，NS-DBD 激励对应的膨胀项比 AC-DBD 激励情况明显；黏性项集中在前缘紧贴壁面处，量级相对较低。在 NS-DBD 激励施加时，空间非均匀分布的瞬间热流引起的斜压效应是涡量增量的主要来源。

值得说明的是，黏性项中有一部分是斜黏项（如图 7(n)所示）。此时斜黏项$\nabla(1/\rho)\times(\nabla\cdot\boldsymbol{\tau})$相对斜压项$\nabla(1/\rho)\times\nabla p$要低 3 个数量级，二者方向一致。原因是瞬间的温升引起了密度的剧烈变化，在黏性应力作用下也会产生涡量。斜黏项和斜压项的不同是这两种激励诱导展向涡量来源的一个重要区别。

与 NS-DBD 激励不同，非均匀分布的体积力作用是 AC-DBD 激励的主要涡量来源，其次是对流引起的涡量变化（非源）；而 NS-DBD 激励瞬间的温升和压升使气体密度来不及变化，这一过程可假设为定容过程，会引起很大的斜压作用，从而形成 NS-DBD 激励的主要涡量源。

2.4　展向涡形成后的涡量特性

激励施加结束之后（动量源项和能量源项为 0），仍需探究激励形成的扰动对下游涡量发展的影响。对于 NS-DBD 激励，斜压矩是一个明显的不同之处，然而激励形成的压力梯度难以维持，温度也会很快降低。在本文设置的 NS-DBD激励强度下，激励区最大温度达到 1 400 K，Δt= 1 ms时流场最大温度为 317 K，Δt = 2 ms 时流场最大温度为 304 K，Δt = 3 ms 时流场最大温度为 302 K。根据涡量的变化和涡结构的发展

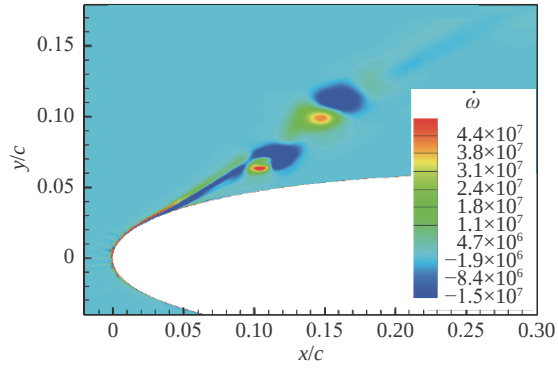
（图 3），选取展向涡结构发展明显的$\Delta t = 2$ ms 时刻分析涡量动力学方程各项的大小（图 8）。

对流作用使展向涡结构处涡量分布增大。从膨胀项与涡量的分布看，膨胀作用减小了当地涡量。展向涡处温度较高，密度较低，流体膨胀现象明显，涡核处膨胀项为正，使负涡量减弱。除 NS-DBD 激励下的展向涡核处稍大一些外，两种激励下的膨胀项分布和量级一致（图 8（e～f））。

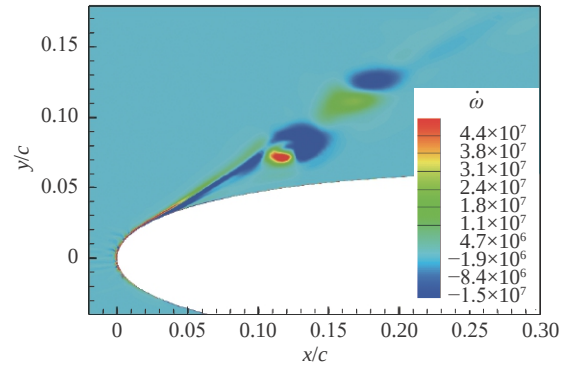
一方面，斜压的作用体现在前缘壁面附近（图 8（g～h）），翼型前缘处的通道效应使得流动先加速降压、后减速增压，斜压项在上翼面前缘壁面处对涡量的产生起到促进作用，此时两种激励下的斜压项在前缘剪切层处的分布一致；另一方面，斜压的作用体现在展向涡结构形成处，此处 NS-DBD 激励的斜压项更为明显。根据完全气体关系 $p = \rho RT$，激励区域的温度梯度较大，引起了密度梯度和压力梯度的不平行。对于 AC-DBD 激励，由于无热量注入，该区域的温度梯度较小，斜压效应相对不够明显。

从图 8（k、l）可以看出，虽然斜黏项的大小相对其他项较小，但其正负性基本与D_ω一致，说明其产生的涡量促进了D_ω的生成，进而促进了展向涡量的产生。黏性扩散项在前缘壁面附面层内促进壁面涡量的产生；在随剪切层向后演化过程中，与展向涡量的方向相反，说明其减弱了展向涡量。

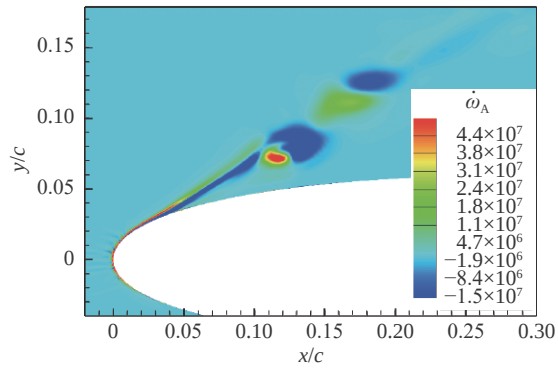
两种激励下黏性项中的扩散项分布和大小一致，展向涡结构处有细微差别，主要原因是该处温度不同，黏性系数较高的位置扩散项较大。相对于剪切层处的黏性扩散项，展向涡处的扩散项量值较小。



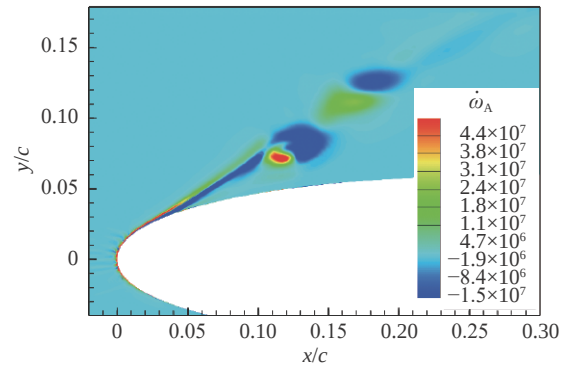
(a) AC-DBD激励施加后涡量当地变化率



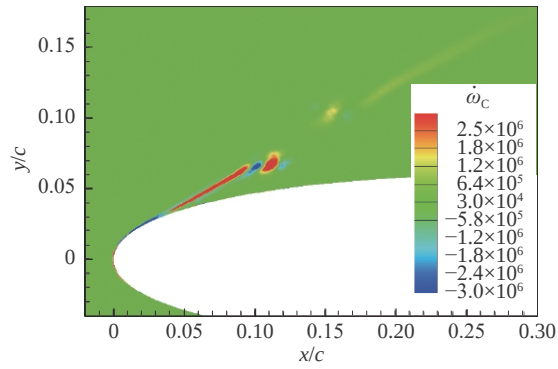
(b) NS-DBD激励施加后涡量当地变化率



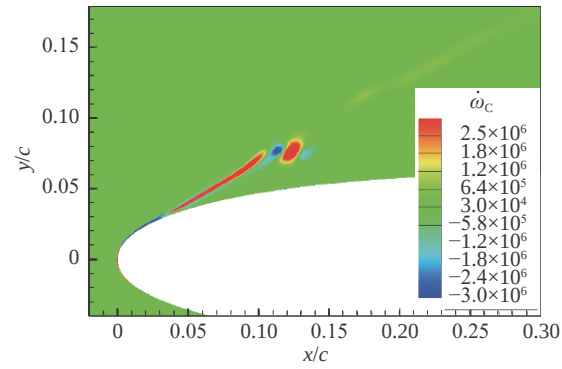
(c) AC-DBD激励施加后涡量对流项



(d) NS-DBD激励施加后涡量对流项



(e) AC-DBD激励施加后涡量膨胀项



(f) NS-DBD激励施加后涡量膨胀项

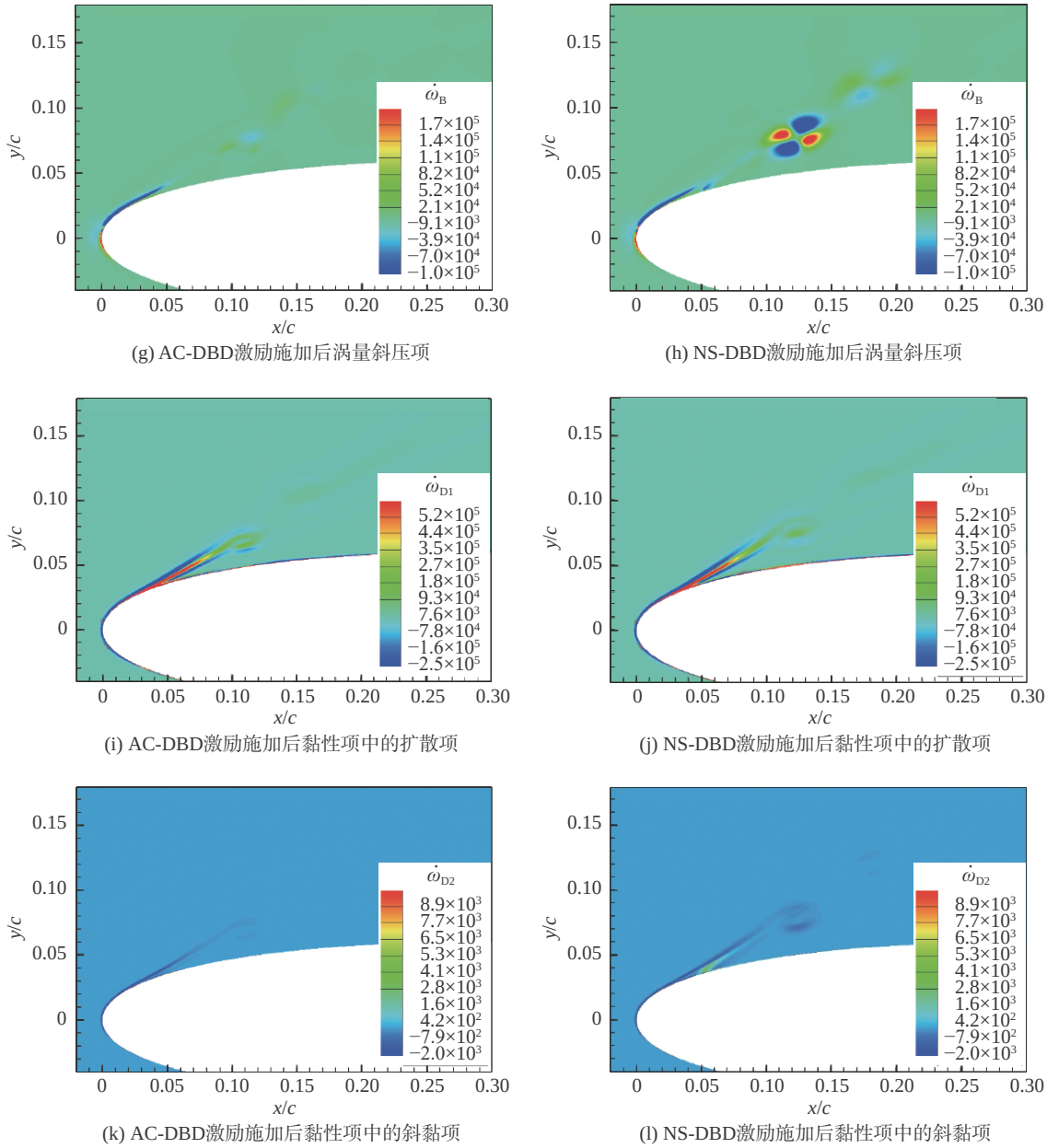


图 8 两种激励施加后Δt =2 ms 时涡量及其动力学方程的各项分布

Fig. 8 Distributions of the vorticity and different terms in the vorticity evolution equation at 2 ms after the two types of actuations

流场中温度较高的一部分在展向涡处，另一部分在紧贴壁面的前缘分离点附近。斜黏项只有在上翼面温升较高的近壁面分离点处明显为正（该处的斜压项为负，局部存在逆压梯度），而在前缘剪切层处和展向涡处为负，这说明该项对展向涡的形成起到了促进作用。前缘剪切层处，附面层最薄，剪切最为强烈，黏性力的“撮”涡效应明显。

对于 AC-DBD 和 NS-DBD 两种激励，展向涡结构处当地涡量的变化主要是对流引起的。从随流导数的角度，对流项和当地变化项并列存在，二者意义不同，共同构成涡量变化率；如果单从固定点的角度看，运动流体的对流作用可导致当地涡量的变化。

对于 NS-DBD 激励，在激励之后形成的展向涡处，存在一个有限作用的斜压矩和斜黏矩，其影响相对 AC-DBD 激励较为明显，这是 NS-DBD 激励之后滞留的热流引起的温升所致。但是斜压项和斜黏项的量级相对其他项并不大。从量级上看，斜压项已经从激励时的主导地位逐渐降为次要地位，随着展向涡向下游运动，斜压效应逐渐减弱。文献 [24] 针对 NS-DBD 激励对流场的效应分别对单纯温升（不引起压升）和单纯压升进行模拟，得出单纯温升时，诱导展向涡的强度和结构并不明显，因此只能说斜压项和斜黏项对激励后下游涡量的变化起到的加强作用有限。

由随流导数（式（7））可知，激励在激励区产生壁

面涡量后，运动流体单元的涡量随剪切层和流动分离进入流体内部。激励间歇期，壁面涡量增量向下游传播，受黏性影响，此时随流涡量的来源除黏性作用外，就只有斜压项，然而斜压项对 AC-DBD 激励的效应微乎其微，在黏性的扩散效应作用下，展向涡的涡量最终会在运动过程中逐渐耗散。

3　结　论

为深入理解 NS-DBD 激励和 AC-DBD 激励在分离控制上的区别，本文在 $Ma = 0.1$、$Re = 7.5 \times 10^5$ 的来流条件下，数值研究了两种激励对翼型大迎角（$\alpha = 20°$）绕流分离的控制。对于 AC-DBD 激励，强调其动量效应，忽略其热量效应；对于 NS-DBD 激励，主要强调其热量效应，忽略其动量效应。将 NS-DBD 激励和 AC-DBD 激励分别以空间分布的热源和动量源项的形式耦合到非定常雷诺平均 Navier-Stokes 方程。为将涡量与激励关联起来，引入二维涡量输运方程，对同一分离剪切层，分析并比较了两种激励下的涡量输运特性，得到了以下结论：

1）在激励施加时，两种激励均引起了前缘激励处边界涡量的变化，对于 AC-DBD 激励，体积力项是主要的涡量源；对于 NS-DBD 激励，斜压项是主要的涡量源。

2）通过分析 AC-DBD 激励诱导涡量的变化和展向涡结构的发展，提出了提升前缘 AC-DBD 激励控制效果的反向激励方法。

3）激励关闭后，边界涡量通过黏性扩散和流动分离进入流体内部。在激励施加后 1 ms 时，前缘上翼面附近逐渐形成展向涡结构；在激励施加后 2 ms 时，发现两种激励对应的涡量输运方程各项中主要的成分均是对流项，区别最大的是斜压项，其次是斜黏项，且这种区别随着时间的推移逐渐弱化。分析认为两种激励对下游涡量输运影响的区别在于：NS-DBD 激励后残留的热引起了流体密度梯度和机械应力（黏性应力和压力）梯度的不平行。

参　考　文　献：

[1] WANG J, LI Y H, XING F. Investigation on oblique shock wave control by arc discharge plasma in supersonic airflow[J]. Journal of Applied Physics, 2009, 106(7): 2117.
doi: 10.1063/1.3236658

[2] 周岩, 刘冰, 王林, 等. 两电极等离子体合成射流性能及出口构型影响仿真研究[J]. 空气动力学学报, 2015, 33(6): 799−805.
ZHOU Y, LIU B, WANG L, et al. Numerical simulation of performance characteristics of two-electrode plasma synthetic jet and the influence of different actuator orifice shapes[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2015, 33(6): 799−805 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2014.0037

[3] 吴云, 李应红. 等离子体流动控制研究进展与展望[J]. 航空学报, 2015, 36(2): 381−405.
WU Y, LI Y H. Progress and outlook of plasma flow control[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(2): 381−405 (in Chinese).
doi: 10.7527/S1000-6893.2014.0246

[4] 李应红, 梁华, 马清源, 等. 脉冲等离子体气动激励抑制翼型吸力面流动分离的实验[J]. 航空学报, 2008, 29(6): 1429−1435.
LI Y H, LIANG H, MA Q Y, et al. Experimental investigation on airfoil suction side flow separation by pulse plasma aerodynamic actuation[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2008, 29(6): 1429−1435 (in Chinese).

[5] CHE X K, NIE W S, ZHOU P H, et al. Study on continuous vortices induced by sub-microsecond pulsed surface dielectric barrier discharge plasma[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(22): 224702.
doi: 10.7498/aps.62.224702

[6] ROUPASSOV D V, NIKIPELOV A A, NUDNOVA M M, et al. Flow separation control by plasma actuator with nanosecond pulsed-periodic discharge[J]. AIAA Journal, 2009, 47(1): 168−185.
doi: 10.2514/1.38113

[7] 孟宣市, 宋科, 龙玥霄, 等. NS-SDBD等离子体流动控制研究现状与展望[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(6): 901−916.
MENG X S, SONG K, LONG Y X, et al. Airflow control by NS-SDBD plasma actuators[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2018, 36(6): 901−916 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2018.0078

[8] BENARD N, ZOUZOU N, CLAVERIE A, et al. Optical visualization and electrical characterization of fast-rising pulsed dielectric barrier discharge for airflow control applications[J]. Journal of Applied Physics, 2012, 111(3): 033303.
doi: 10.1063/1.3682568

[9] RETHMEL C, LITTLE J, TAKASHIMA K, et al. Flow separation control over an airfoil with nanosecond pulse driven DBD plasma actuators[C]// 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida. Reston, Virginia: AIAA, 2011: 487.
doi: 10.2514/6.2011-487

[10] WU Y. Nanosecond pulsed discharge plasma actuation: characteristics and flow control performance[C]// 45th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference, Atlanta, GA. Reston, Virginia: AIAA, 2014: 2118.
doi: 10.2514/6.2014-2118

[11] DURASIEWICZ C, SINGH A, LITTLE J C. A comparative flow physics study of Ns-DBD vs Ac-DBD plasma actuators for transient separation control on a NACA 0012 airfoil[C]// 2018 AIAA Aerospace Sciences Meeting, Kissimmee, Florida. Reston, Virginia: AIAA, 2018: 1061.
doi: 10.2514/6.2018-1061

[12] 张德良. 计算流体力学教程[M]. 北京: 高等教育出版社, 2010.10
ZHANG D L. A course in computational fluid dynamics[M]. Beijing: Higher Education Press, 2010 (in Chinese).

[13] ZHAO Z J, LI J M, ZHENG J G, et al. Study of shock and induced flow dynamics by nanosecond dielectric-barrier-discharge plasma actuators[J]. AIAA Journal, 2014, 53(5): 1336−1348.
doi: 10.2514/1.J053420

[14] GLAZ B, DINAVAHI S, GAITONDE D. Nanosecond pulsed plasma actuation effects on aerodynamic damping and aeroelastic stability implications in the post-stall regime[C]// 53rd AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics and Materials Conference, Honolulu, Hawaii. Reston, Virginia: AIAA, 2012: 1482.

doi: 10.2514/6.2012-1482

[15] 王福军. 计算流体动力学分析CFD软件原理与应用[M]. 北京: 清华大学出版社, 2004.
WANG F J. Computational fluid dynamics analysis: Principle and application of CFD software[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2004(in Chinese).

[16] CRAFT T J, LAUNDER B E. A Reynolds stress closure designed for complex geometries[J]. International Journal of Heat and Fluid Flow, 1996, 17(3): 245−254.
doi: 10.1016/0142-727X(96)00038-0

[17] BATTEN P, CRAFT T J, LESCHZINER M A, et al. Reynolds-stress-transport modeling for compressible aerodynamics applications[J]. AIAA Journal, 1999, 37(7): 785−797.
doi: 10.2514/2.801

[18] 陈廷楠. 应用流体力学[M]. 北京: 航空工业出版社, 2000.
CHEN T N. Applied fluid mechanics[M]. Beijing: Aviation Industry Press, 2000(in Chinese).

[19] KLEINMAN R R, BODONY D J, FREUND J B. Shear-flow excitation mechanisms of recessed localized arc-filament plasma actuators[J]. Physics of Fluids, 2010, 22(11): 305.
doi: 10.1063/1.3507317

[20] 朱克勤, 彭杰. 高等流体力学[M]. 北京: 科学出版社, 2017.
ZHU K Q, PENG J. Advanced fluid mechanics[M]. Beijing: Science Press, 2017(in Chinese).

[21] 黄思源, 谭宇, 李向东, 等. 涡量输运方程物理意义分析[C]// 中国力学大会暨庆祝中国力学学会成立60周年大会, 北京, 2017.

[22] SUZEN Y, HUANG G, JACOB J, et al. Numerical simulations of plasma based flow control applications[C]// 35th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, Toronto, Ontario, Canada. Reston, Virginia: AIAA, 2005: 4633.
doi: 10.2514/6.2005-4633

[23] CHEN Z L, HAO L Z, ZHANG B Q. A model for Nanosecond Pulsed Dielectric Barrier Discharge (NSDBD) actuator and its investigation on the mechanisms of separation control over an airfoil[J]. Science China Technological Sciences, 2013, 56(5): 1055−1065.
doi: 10.1007/s11431-013-5179-4

[24] 赵光银, 李应红, 梁华, 等. 纳秒脉冲表面介质阻挡等离子体激励唯象学仿真[J]. 物理学报, 2015, 64(1): 015101.
ZHAO G Y, LI Y H, LIANG H, et al. Phenomenological modeling of nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge plasma actuation for flow control[J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(1): 015101 (in Chinese).
doi: 10.7498/aps.64.015101

（本文责编：周奇杰）

文章编号：0258-1825(2023)12-0061-13

桨叶数目对对转螺旋桨气动和噪声特性的影响

崔盼望[1,2]，冯和英[1,*]，仝 帆[2]，陈正武[2]

（1. 湖南科技大学 机械设备健康维护湖南省重点实验室，湘潭 411201；
2. 中国空气动力研究与发展中心 气动噪声控制重点实验室，绵阳 621000）

摘 要：对转螺旋桨的高效率与低油耗等优点已引起人们越来越多的关注。然而，噪声是对转螺旋桨研制过程中亟需解决的关键问题。基于非线性谐波法和声类比理论，研究了转子桨叶数目对对转螺旋桨气动特性和噪声的影响规律及其物理机制。以某型对转螺旋桨为基准对象，研究了 7 种不同桨叶数组合的对转螺旋桨模型。研究发现，增加对转螺旋桨前/后排转子桨叶数，前/后排转子拉力系数和功率系数将增大，而其波动幅值则明显减小，但这也将损害对转螺旋桨的总推进效率。提出在增加前/后排转子桨叶数的同时适当降低前/后排转子转速，结果表明，该方案既可以保证对转螺旋桨总推力及总效率不受影响，还可以在干涉噪声频率下，获得比单纯增加桨叶数更明显、更宽广的降噪效果。

关键词：对转螺旋桨；转子桨叶数；非线性谐波方法；干涉噪声；气动性能

中图分类号：V211.3 **文献标识码：**A **doi：**10.7638/kqdlxxb-2022.0205

Influence of the number of blades on aerodynamic and noise characteristics of counter-rotating propeller

CUI Panwang[1, 2], FENG Heying[1, *], TONG Fan[2], CHEN Zhengwu[2]

(1. *Hunan Provincial Key Laboratory of Health Maintenance for Mechanical Equipment*, *Hunan University of Science and Technology*, *Xiangtan* 411201, *China*;
2. *Key Laboratory of Aerodynamic Noise Control*, *China Aerodynamics Research and Development Center*, *Mianyang* 621000, *China*)

Abstract: The advantages of high efficiency and low fuel consumption of the contra-rotating propellers have attracted more and more attention. However, noise is the key problem that needs to be solved urgently in the development process of the contra-rotating propeller. Based on the nonlinear harmonic method and the theory of acoustic analogy, the influence of the number of rotor blades on the aerodynamic characteristics and noise of the contra-rotating propeller and its physical mechanism are studied. Taking a certain type of contra-rotating propeller as the reference object, seven kinds of contra-rotating propeller models with different combinations of blade numbers were studied. The study found that increasing the number of blades in the front/rear rotors of the contra-rotating propeller will increase the tension coefficient and power coefficient of the front/rear rotors, and the fluctuation amplitude will be significantly reduced, but it will also damage the total propulsion efficiency of the contra-rotating propeller. The paper proposes to increase the number of front/rear rotor blades while appropriately reducing the front/rear rotor speed. The results show that this scheme has two beneficial facets: On the one hand it ensure the total thrust and total efficiency of the counter-rotating propeller to be unaffected; on the other hand, under the interference noise frequency, it can obtain a more obvious and wider noise reduction effect than simply increasing the number of blades.

收稿日期：2022-12-29； **修订日期：**2023-01-15； **录用日期：**2023-01-17； **网络出版时间：**2023-04-10

基金项目：国家自然科学基金（51875194，12102451）；湖南省自然科学基金（2022JJ30249）；湖南省教育厅优秀青年基金（20B226）

作者简介：崔盼望（1996—），河南信阳人，硕士研究生，研究方向：叶轮机械气动噪声控制技术研究. E-mail：1060610817@qq.com

通信作者：冯和英*（1983—），湖南湘潭人，教授，研究方向：气动声学. E-mail：fengheying@hnust.edu.cn

引用格式：崔盼望, 冯和英, 仝帆, 等. 桨叶数目对对转螺旋桨气动和噪声特性的影响[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(12): 61−73.
CUI P W, FENG H Y, TONG F, et al. Influence of the number of blades on aerodynamic and noise characteristics of counter-rotating propeller[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(12): 61−73(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0205

Keywords: counter-rotating propeller; rotor blades number; nonlinear harmonic method; interaction noise; aerodynamic performance

0 引 言

螺旋桨飞机具有起降距离短、单位耗油率小、对机场跑道要求较低等优点，在航空领域中发挥着重要作用。随着人们对环境问题的普遍关注和国际油价的持续上涨，具有高推进效率、低燃油消耗率和低污染物排放的对转螺旋桨发动机（又称开式转子发动机）重新受到了广泛关注和研究[1]。

虽然对转螺旋桨发动机具有非常显著的经济优势以及较高的巡航速度，但严重的噪声问题是限制其发展并投入使用的关键技术瓶颈。对转螺旋桨发动机包含前后两排高速对转的螺旋桨，前排螺旋桨产生的叶尖涡、尾迹涡、轮毂涡等涡系会对下游后排螺旋桨产生干扰，形成多种不同的复杂噪声源。对转螺旋桨噪声包含厚度噪声、载荷噪声、黏性尾迹干扰噪声、叶尖涡干涉噪声、势流场干扰噪声和非线性四极子噪声等。国内外学者对对转螺旋桨气动性能和噪声问题开展了大量研究[2-6]。

Parry 等[7] 试验研究表明，前、后排转子桨叶数不相等时可以降低对转螺旋桨噪声；Stuermer 等[8] 的数值研究表明，前、后排转子之间存在强烈的相互作用，导致叶片载荷在旋转过程中出现强烈的周期性波动；Spalart 等[9] 基于非定常雷诺平均（unsteady Reynolds averaged Navier-Stokes, URANS）数值模拟方法和滑移网格（dynamic patched gird, DPG）技术，运用可穿透积分面计算了对转螺旋桨的气动噪声特性，研究表明，前、后排转子桨叶数不相同时对转螺旋桨产生的噪声更小；Janardan 等[10]、Yi 等[11]、Smith 等[12] 的研究也表明前、后排转子桨叶数不同时可以降低对转螺旋桨噪声。

闫文辉等[13] 基于 URANS 方法和 DPG 技术，研究了对转螺旋桨的复杂流场和桨间非定常气动干扰，结果表明，前排转子产生的非定常尾迹对后排转子影响较大；张振臻等[14] 数值研究显示，对转螺旋桨整体拉力随桨叶数的增大而增大，但当后排转子桨叶数等于前排转子时，再增加后排转子桨叶数对拉力无明显增益，推进效率反而随后排转子桨叶数的增大而降低，后排转子桨叶数变化对前排转子的推进效率影响较小，主要影响后排转子的推进效率；金海波等[15] 采用计算流体力学和计算声学相结合的方法数值预测了对转螺旋桨噪声，结果表明，非均匀流场中对转螺旋桨发动机的峰值辐射噪声主要集中于低频范围，随着频率增加，交替出现多个局部峰值声压，噪声衰减速度减小；周人治等[16-17]、祁宏斌等[18]、夏贞锋等[19] 研究了对转螺旋桨的定常流场特性。

目前，国内外关于水下对转螺旋桨的研究较多[20-21]，而关于航空对转螺旋桨的研究相对较少，尤其是国内在该方面的理论、数值模拟和实验研究仍相对较少。在数值模拟方面，国内基于 URANS 结合 DPG 技术，在对转螺旋桨气动力和流场方面开展了一定的研究，获得了对转螺旋桨气动性能的变化规律和部分流场特性[22]。然而，对转螺旋桨气动噪声评估方面的工作相对缺乏，尤其是对转螺旋桨气动和噪声的综合评估及优化设计方面的工作仍然比较少[23]。

相比于 URANS 方法，非线性谐波法（nonlinear harmonic method, NLH）可以在较短的时间内获得较为准确的螺旋桨/对转螺旋桨气动力和气动噪声结果[24]，可以为螺旋桨/对转螺旋桨性能的快速评估和优化设计提供一定的支撑。中国空气动力研究与发展中心（简称“气动中心”）基于 5.5 m × 4 m 航空声学风洞，搭建了对转螺旋桨气动力和气动噪声试验测试系统[25]。本文运用 NLH，以气动中心搭建的某型对转螺旋桨为研究对象，开展对转螺旋桨气动和噪声的综合评估及优化设计工作。通过改变对转螺旋桨的前、后排转子桨叶数，数值研究了对转螺旋桨拉力特性、功率特性、效率特性和噪声随前、后排转子桨叶数的变化规律，并分析了其物理机制，为对转螺旋桨的噪声控制和优化设计提供理论依据。

1 数值方法与几何模型

1.1 数值计算方法

本文采用 NLH 计算对转螺旋桨流场，该方法是求解非定常流场的一种快速方法[26-30]，主要应用于旋转机械计算，相比于 URANS 方法能大大缩短计算时间。NLH 法是将守恒型变量$\boldsymbol{U}$分解为时均值$\overline{\boldsymbol{U}}$和周期扰动$\boldsymbol{U}'$，$\boldsymbol{U}=(\rho,\rho\boldsymbol{v},\rho E)$是守恒变量在笛卡尔坐标下的表达式，其中 E 表示总能，ρ表示密度，$\boldsymbol{v}=(v_x,v_y,v_z)$表示相对速度，周期扰动又分解为 N 阶谐波：

$$\boldsymbol{U}(\boldsymbol{x},t)=\overline{\boldsymbol{U}}(\boldsymbol{x})+\sum\boldsymbol{U}'(\boldsymbol{x},t) \tag{1}$$

$$\boldsymbol{U}'(\boldsymbol{x},t)=\sum_{k=1}^{N}(\widetilde{\boldsymbol{U}}_k(\boldsymbol{x})\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_k t}+\widetilde{\boldsymbol{U}}_{-k}(\boldsymbol{x})\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_{-k}t}) \tag{2}$$

式中：$\boldsymbol{x}$为空间位置；t为时间；$\boldsymbol{U}'$为守恒变量的周期性扰动项；$\widetilde{\boldsymbol{U}}_k$和$\widetilde{\boldsymbol{U}}_{-k}$为谐波的幅值，它们互为共轭复数；$N$表示谐波数；$\omega_k$和$\omega_{-k}$为第$k$阶谐波的频率。

采用非线性谐波方法得到对转螺旋桨流场（即声源信息）后，可以通过 FW-H 方程计算对转螺旋桨的声场特性。噪声可以分为单极子噪声、偶极子噪声和四极子噪声，其中，单极子噪声$p'_{\mathrm{m}}(\bar{x},t)$和偶极子噪声$p'_{\mathrm{d}}(\bar{x},t)$的表达式分别如下：

$$4\pi p'_{\mathrm{m}}(\bar{x},t)=\int_{\sum_{\mathrm{e}}}\left[\frac{\dot{Q}_2}{r(1-Ma_r)^2}\right]_{\mathrm{ret}}\mathrm{d}S+\int_{\sum_{\mathrm{e}}}\left[Q_2\frac{\dot{Ma}\cdot r+cMa_r-cMa^2}{r^2(1-Ma_r)^3}\right]_{\mathrm{ret}}\mathrm{d}S \tag{3}$$

$$4\pi p'_{\mathrm{d}}(\bar{x},t)=\int_{\sum_{\mathrm{e}}}\left[\frac{\dot{Q}_1\cdot r-cMa\cdot Q_1}{cr^2(1-Ma_r)^2}\right]_{\mathrm{ret}}\mathrm{d}S+\int_{\sum_{\mathrm{e}}}\left[(Q_1\cdot r)\frac{\dot{Ma}\cdot r+c(1-Ma^2)}{cr^3(1-Ma_r)^3}\right]_{\mathrm{ret}}\mathrm{d}S \tag{4}$$

式中：˙表示对时间的导数；$\sum_{\mathrm{e}}$表示对发射声源求和；下标 ret 表示延迟时刻；Ma为转子旋转马赫数；Ma_r为转子在辐射方向的当地马赫数；r为声源到观察点的距离；c为环境介质中的声速；S表示叶片表面面积；$\boldsymbol{Q}_1=p\hat{\mathrm{n}}+\rho v[(\boldsymbol{V}-\boldsymbol{V}_S)\cdot\hat{\mathrm{n}}]$，其中，$p$为叶片表面上的压力，$\hat{\mathrm{n}}$为单位外法向量，$\rho$和$\boldsymbol{V}$分别是流体的密度和物体表面流体的速度，$\boldsymbol{V}_S$为声源在叶片表面上的速度；$\boldsymbol{Q}_2=\rho_\infty\boldsymbol{V}_S\cdot\hat{\mathrm{n}}+\rho[(\boldsymbol{V}-\boldsymbol{V}_S)\cdot\hat{\mathrm{n}}]$，其中$\rho_\infty$为远场流体密度。当物体表面不可穿透时，流体的速度与声源的速度相等。需要指出的是，当马赫数不高时，四极子噪声的重要性较弱，很多场合下可以忽略。本文研究内容的马赫数不高，因此忽略四极子噪声的计算[31-32]。

为方便讨论对转螺旋桨的气动性能，下面列出螺旋桨的前进比λ、拉力系数C_T、功率系数C_P和推进效率η的计算式：

$$\lambda=\frac{V_\infty}{n_sD} \tag{5}$$

$$C_T=\frac{T}{\rho n_s^2D^4} \tag{6}$$

$$C_P=\frac{P}{\rho n_s^3D^5} \tag{7}$$

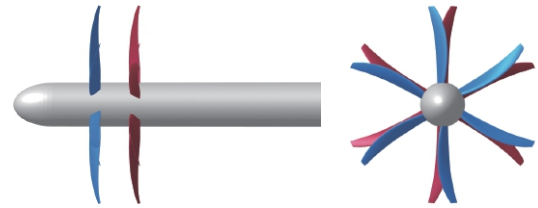
$$\eta=\frac{\lambda\cdot C_T}{C_P} \tag{8}$$

式中：V_∞为来流速度，m/s；n_s为螺旋桨转速，r/s；D为螺旋桨桨盘直径，m；T为螺旋桨产生的推力，N；ρ为空气密度，kg/m^3；P为螺旋桨的轴功率，W。P的表达式为$P=2\pi n_sM$，其中M为扭矩 N·m。

1.2　几何模型及参数设置

以某型对转螺旋桨为基准研究对象，该对转螺旋桨前、后排转子桨叶数均为 6，前、后排转子转速分别为 107.5 r/s 和−107.5 r/s，前、后排螺旋桨桨盘直径均为 0.658 m。

对转螺旋桨的前排转子叶根弦长为 0.038 m，前后排转子轴向间距为 0.0995 m，转子间距约为直径的 0.15 倍，前、后排转子的桨叶角为 30°，结构布局如图 1 所示。



(a) 侧视图　　(b) 主视图

图 1　对转螺旋桨布局

Fig. 1　Layout of counter-rotating propeller

为研究前后排转子桨叶数对对转螺旋桨气动和声学特性的影响，本文分别固定前、后排某一转子桨叶数，同时改变另一转子桨叶数，以此种方式选取了 7 组不同桨叶数组合的对转螺旋桨几何模型，进行数值模拟与分析。模型参数如表 1 所示。

表 1　不同桨叶数组合模型

Table 1　Combined model with different blade number

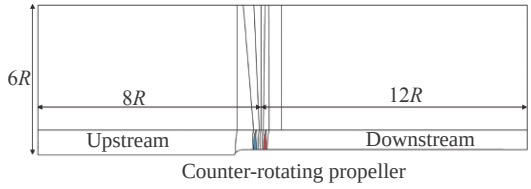
模型	前排转子桨叶数n_1	后排转子桨叶数n_2
F6_A6	6	6
F6_A7	6	7
F6_A8	6	8
F6_A9	6	9
F7_A6	7	6
F8_A6	8	6
F9_A6	9	6

针对所有模型，边界条件均设置为进口气流来流速度V_∞ = 60 m/s、静压 97 kPa、静温 293 K。

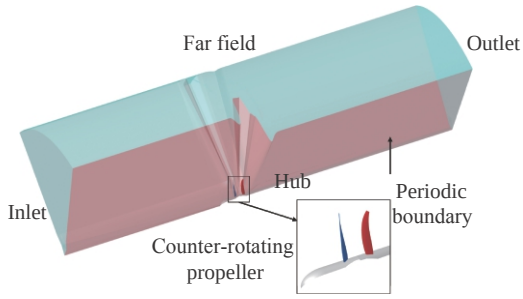
1.3　计算方法和网格无关性验证

基于气动中心搭建的某型 6 叶单排螺旋桨气动力和气动噪声测试试验台，文献 [33-34] 对比了气动力和气动噪声的数值计算结果和风洞试验结果。研究表明，其所采用的计算方法具有良好的精度和可靠性，能够满足对转螺旋桨气动和声学性能的研究。因此，本文采用与文献 [33] 一致的计算方法。

进一步地，采用 NUMECA FINE 求解器对对转螺旋桨进行数值模拟，采用 AutoGrid5 进行网格划分。图 2 为对转螺旋桨的计算域与边界设置。图 2(a)为计算域，进口距交界面上游 8*R*，出口距交界面下游 12*R*，其中 *R* 为螺旋桨桨盘半径。边界设置如图 2(b)所示，考虑到叶片的空间周期性，在周期性边界条件下仅模拟了一个叶片通道。



(a) 计算域



(b) 边界条件

图 2 对转螺旋桨模拟的计算域与边界条件

Fig. 2 Computation domain and boundary conditions of the simulation on counter-rotating propeller

对于采用单通道计算的对转螺旋桨，本文设置了四套不同疏密程度的网格(600 万、1 000 万、1 300 万、2 000 万)对基准模型 F6_A6 进行气动力计算，以验证网格对计算结果的影响。气动力计算结果如图 3 和表 2 所示。图 3 横坐标 *l* 为 50% 叶高处弦上的点距前缘的距离，*L* 为前排转子 50% 叶高处叶片弦长，纵坐标为叶片表面压力系数。图 3 曲线显示，随着网格数量的增加，前排转子 50% 叶高处的表面压力系数变化不大，尤其是 1 300 万网格数与 2 000 万网格数之间的差异更小。再由表 2 可知，随着网格数量的增加，对转螺旋桨前排转子推力变化幅度不大，而后排转子推力则在不断减小，但当网格数增加到 1 300 万时，其计算所得的后排转子推力已与 2 000 万网格数的计算结果相差甚小。考虑到网格数量的增加会导致计算资源和计算时间成倍增加，所以综合考虑认为，当单通道网格量为 1 300 万网格数时，能在满足网格无关性要求的同时，使计算成本最低。其他几种不同桨叶数组合模型也采用同样的计算域和网格划分方式，并确保每一种模型都通过网格无关性验证。

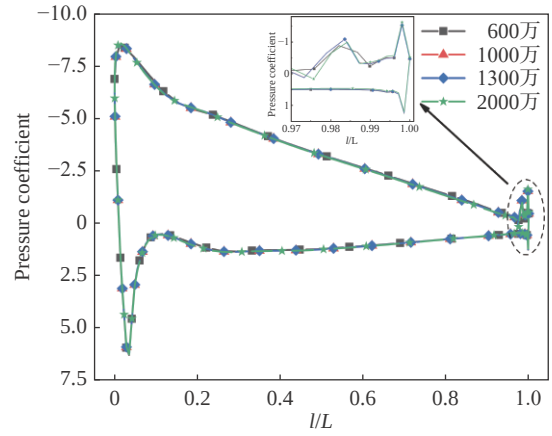


图 3 网格无关性验证

Fig. 3 Grid independence verification

表 2 不同网格数下的计算结果对比

Table 2 Comparison of results with different grid numbers

网格数/万	前排转子推力/N	后排转子推力/N	前排转子推力偏差	后排转子推力偏差
600	−558.78	−618.00	−0.15%	−1.44%
1 000	−558.96	−625.80	−0.12%	−0.20%
1 300	−559.62	−627.00	—	—
2 000	−558.30	−627.60	−0.24%	0.10%

2 结果与分析

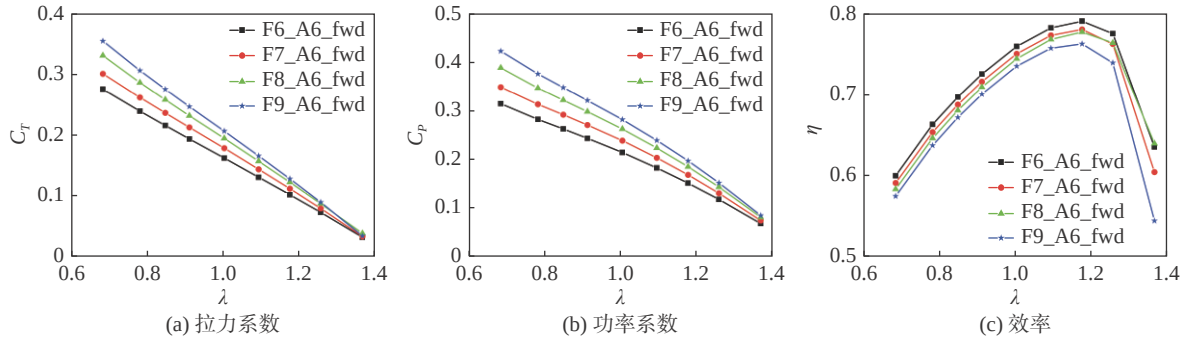
2.1 前排转子桨叶数变化的影响

2.1.1 转子气动性能分析

图 4 为对转螺旋桨前排转子桨叶数变化时，前排转子气动性能随前进比 λ 的变化情况，其中 fwd 表示前排转子。由图 4(a、b)可知，随着前排转子桨叶数的增加，前排转子的拉力系数 C_T 和功率系数 C_P 逐渐增大，低前进比下增量最大，分别可达 28.9% 和 34.5%。由图 4(c)可知，前排转子的效率随着前排转子桨叶数的增加而降低，高前进比下最大降幅可达 14.4%。由此可见，前排转子桨叶数的增加对前排转子气动性能的影响较大。

图 5 为对转螺旋桨前排转子桨叶数变化时，后排转子气动性能随前进比的变化情况。其中 aft 表示后排转子。由图 5(a、b)可知，随着前排转子桨叶数的增加，后排转子的拉力系数和功率系数略微减小，最大减小量分别仅为 3.8% 和 3.2%。图 5(c)则表明，随着前排转子桨叶数的增加，后排转子效率最大变化量为 6.6%。由此可见，前排转子桨叶数的改变对后排转子的气动性能影响较小。

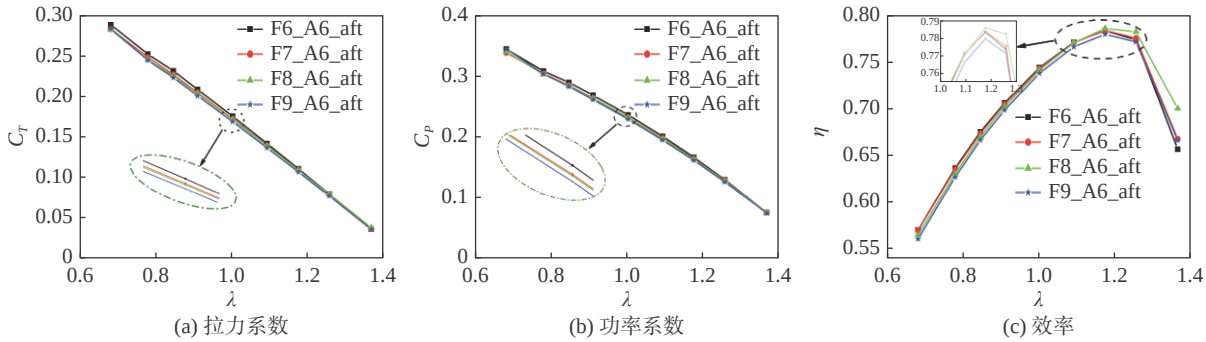
图 6 为前排转子桨叶数变化时，对转螺旋桨总体气动性能随前进比的变化情况。由图 6(a、b)可知，随



(a) 拉力系数　(b) 功率系数　(c) 效率

图 4　前排转子桨叶数变化对前排转子气动性能的影响

Fig. 4　Aerodynamic performance of the front rotor with different front rotor blades



(a) 拉力系数　(b) 功率系数　(c) 效率

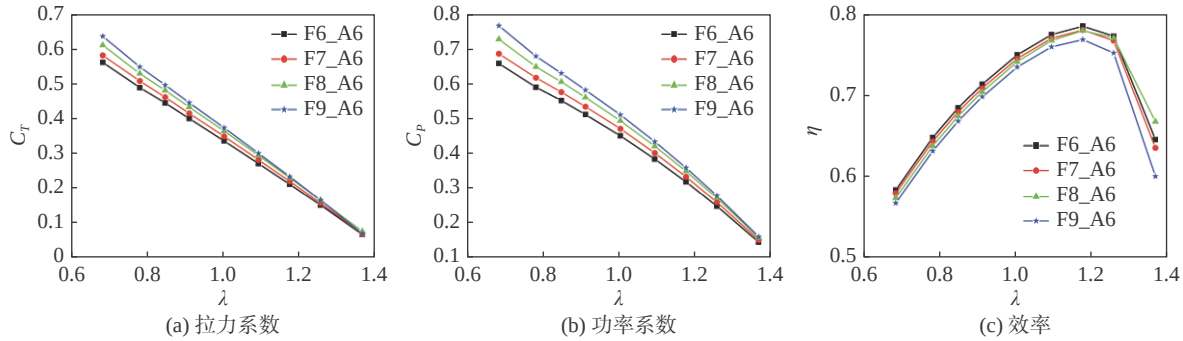
图 5　前排转子桨叶数变化对后排转子气动性能的影响

Fig. 5　Aerodynamic performance of the rear rotor with different front rotor blades

着前排转子桨叶数的增加，对转螺旋桨的总拉力系数和总功率系数逐渐增大；低前进比下两者的增量最大，其值分别为 16.5% 和 13.3%；高前进比下，前排转子桨叶数对两者的影响可忽略。由图 6(c)可知，随着前排转子桨叶数的增加，对转螺旋桨的总体效率降低，且随着前进比的增大，总体效率降低幅度增大。如低前进比下，总体效率的降幅最大，其值约为 2.5%，而高前进比下，这一数值则约为 7.0%。由此可见，增加前排转子桨叶数时，对转螺旋桨的总体性能将发生一定变化，拉力系数和功率系数随着前排转子桨叶数的增加而增大，这一现象在低前进比下尤为明显。但高前进比下，前排转子桨叶数的增加也将降低对转螺旋桨的总体效率。

2.1.2　非定常载荷结果分析

表 3 为前排转子桨叶数变化时，对转螺旋桨前后排转子的气动特性在一个周期内(转子转动 360°)的变化情况。由表 3 可以看出，增加前排转子桨叶数可以降低前排转子拉力系数和功率系数的波动幅值，两者的最大降幅分别为 53% 和 50%；同时，也可以降低后排转子拉力系数和功率系数的波动幅值，两者的最大降幅分别高达 57% 和 59%。从表 3 还可以看出，前排转子桨叶数从 6 增加到 8 时，后排转子的拉力系数和功率系数波动幅值明显大于前排转子，这是因为上游对下游的扰动强于下游对上游的扰动。后排桨叶



(a) 拉力系数　(b) 功率系数　(c) 效率

图 6　不同前排转子桨叶数下对转螺旋桨的气动性能

Fig. 6　Aerodynamic performance of the counter-rotating propeller with different front rotor blades

受到前排桨叶叶尖涡、尾迹涡、势流场的非定常扰动，而前排桨叶仅受到后排桨叶的势流场影响。另外，F9_A6 对转螺旋桨的功率系数波动幅值前排大于后排，这可能是由于转子之间气动干扰产生的影响。总而言之，前排转子桨叶数的增加可以有效降低前后排转子的非定常载荷波动幅值，且后排转子降幅更大。

表 3 前排转子桨叶数变化时，对转螺旋桨一个旋转周期内的气动特性变化

Table 3 Aerodynamic changes of counter-rotating propeller during one full rotation period with different front rotor blades

	波动幅值							
	$\Delta C_{T\_\mathrm{fwd}}$	降幅	$\Delta C_{T\_\mathrm{aft}}$	降幅	$\Delta C_{P\_\mathrm{fwd}}$	降幅	$\Delta C_{P\_\mathrm{aft}}$	降幅
F6_A6	0.0087	—	0.0102	—	0.0107	—	0.0108	—
F7_A6	0.0076	13%	0.0096	6%	0.0088	18%	0.0103	4%
F8_A6	0.0056	36%	0.0066	35%	0.0065	39%	0.0070	35%
F9_A6	0.0041	53%	0.0044	57%	0.0054	50%	0.0044	59%

图 7 给出了前排转子桨叶数变化时，后排转子压力面和吸力面的一阶谐波压力幅值在桨叶表面的分布。由图可知，后排转子前缘处谐波压力幅值较大，分别对应压力面桨叶 70% 叶高处到桨尖位置的区域和吸力面位于桨尖、桨叶中部和叶根的区域。从图中可以清楚地看到，随着前排转子桨叶数的增加，后排转子压力面和吸力面的谐波压力幅值降低，特别是在后排转子前缘处，一阶谐波压力幅值降低得更加明显，这也解释了为什么前排转子桨叶数增加，对转螺旋桨噪声会降低。

2.1.3 气动噪声分析

本文采用非线性谐波法得到桨叶表面不同谐波下的压力分布结果，结合 FW-H 方程进行求解，获得该声源向远场的辐射噪声。声场监测点的设置如图 8 所示，以坐标原点为中心，在半径为 6 m 的圆弧（方位角 30°～150°）上，每隔 10°设置一个监测点，共计 13 个。

图 9 为前排转子桨叶数变化时，不同转子通过频率（blade passing frequency of rotor, BPF）下对转螺旋桨的噪声指向性，图中 BPF1 和 BPF2分别为前、后排转子通过频率。由图 9(a、b)可知，在两种转子通过频率下，对转螺旋桨噪声都呈现典型的偶极子辐射模式。同时，增加前排转子桨叶数可以显著降低两个转子通过频率下的声压级，且 1 倍 BPF1（前排转子叶片数为 6～9 时，与之相对应的转子通过频率）下的声压级随着前排桨叶数的增加逐渐减小。从图 9(c～e)可

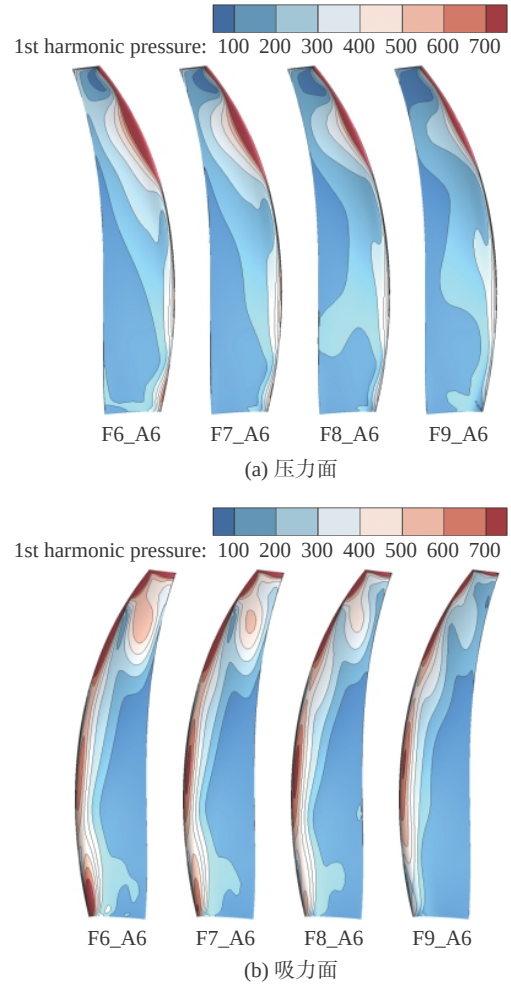


图 7 不同前排转子桨叶数下后排转子一阶谐波压力幅值分布

Fig. 7 Distribution of 1st harmonic pressure amplitude of rear rotor with different front rotor blades

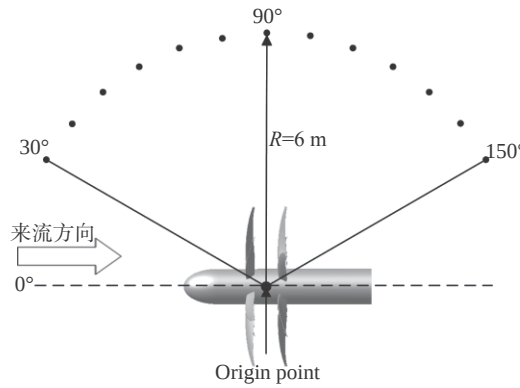
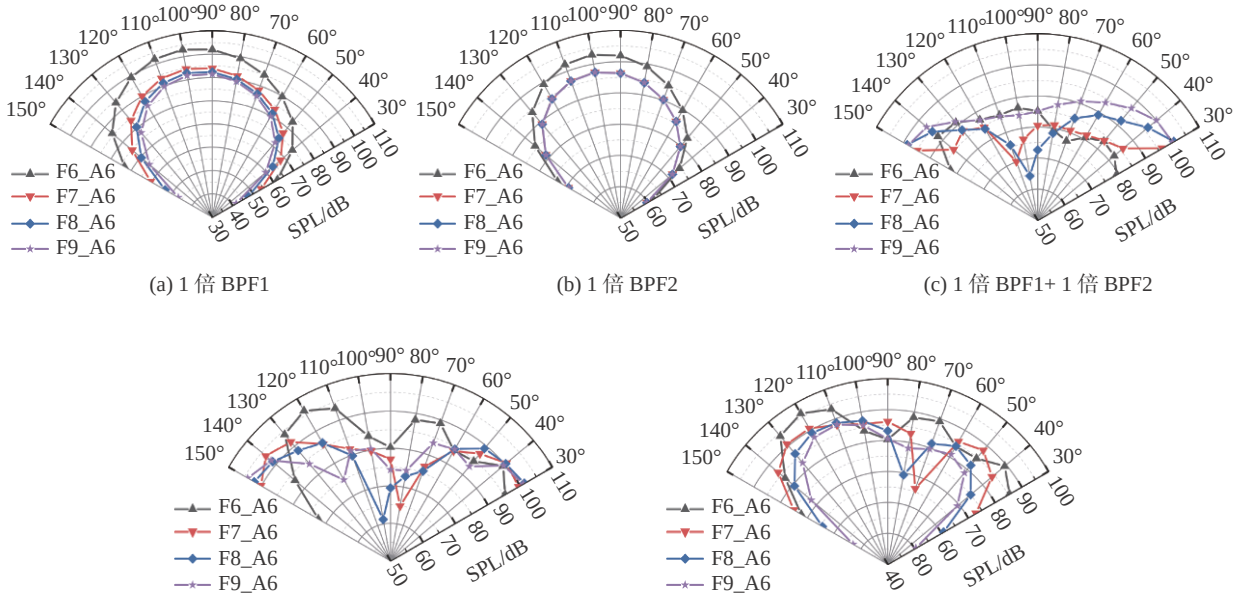


图 8 监测点位置

Fig. 8 Observer location

以看出，在各种干涉噪声频率下，对转螺旋桨噪声均呈现复杂的辐射模式，增加前排转子桨叶数可以显著降低某些干涉频率下、某些方位角的噪声。如在“1 倍 BPF1 + 2 倍 BPF2”频率下，相较于 F6_A6 模型，F9_A6 模型的噪声在 60°～130°范围内减小了 5～20 dB；在“2 倍 BPF1 + 1 倍 BPF2”频率下，前排



(a) 1 倍 BPF1　(b) 1 倍 BPF2　(c) 1 倍 BPF1+ 1 倍 BPF2

(d) 1 倍 BPF1+ 2 倍 BPF2　(e) 2 倍 BPF1+ 1 倍 BPF2

图 9　前排转子桨叶数变化时，不同转子通过频率下对转螺旋桨噪声指向性

Fig. 9　Acoustic directivity of counter-rotating propeller at different blade passing frequency of rotor with different front rotor blades

转子桨叶数增加后，大部分方位角的声压级显著降低。这一现象的产生是因为前排转子桨叶数的增加减弱了前后排转子的相互干扰。

图 10 描述了前排转子桨叶数变化时，对转螺旋桨总声压级指向性分布。由图可知，在方位角 60°～130°范围内，增加前排转子桨叶数可以显著降低对转螺旋桨的总声压级，最大降噪量可达 8 dB。然而，在 30°～60°和 130°～150°范围内，随着前排转子桨叶数的增加，对转螺旋桨噪声反而有所增大。整体而言，当后排转子桨叶数不变时，前排转子桨叶数的增加，可以在一定角度范围内降低对转螺旋桨噪声。

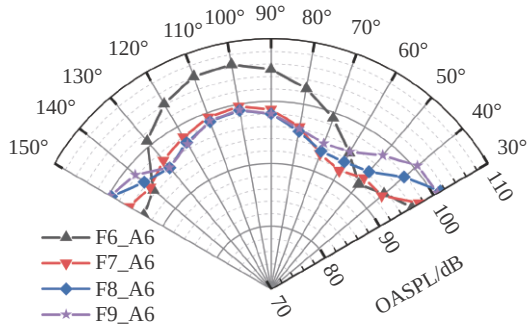


图 10　前排转子桨叶数变化时，对转螺旋桨总声压级指向性分布

Fig. 10　The directivity distribution of total sound pressure of counter-rotating propeller with different front rotor blades

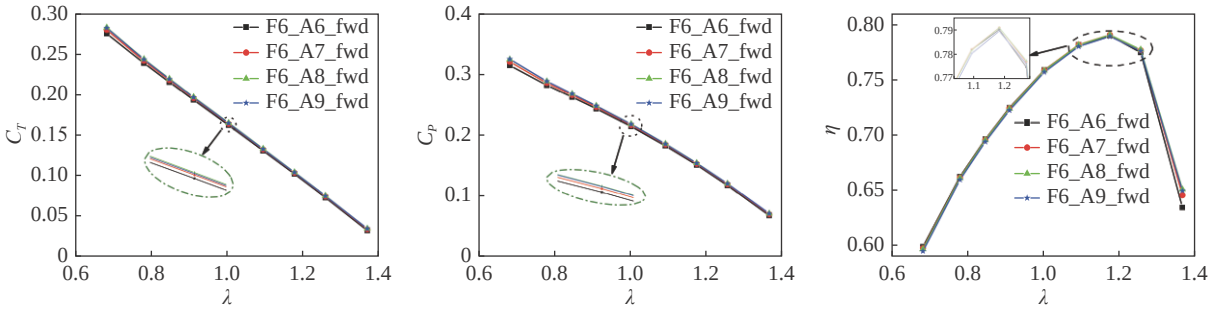
2.2　后排转子桨叶数变化的影响

2.2.1　转子气动性能分析

图 11 为对转螺旋桨后排转子桨叶数变化时，前排转子气动性能随前进比的变化情况。从图中可以看出，当前排转子桨叶数不变时，仅改变后排转子桨叶数，前排转子气动性能变化不大。这与图 5 中“仅改变前排转子桨叶数对后排转子的气动性能影响较小”的规律一致。

图 12 为对转螺旋桨后排转子桨叶数变化时，后排转子气动性能随前进比的变化情况。由图 12(a、b)可知，随着后排转子桨叶数的增加，后排转子的拉力系数和功率系数逐渐增大，低前进比下两者的增幅最大，其值分别高达 33.6% 和 38.1%；但随着前进比的增大，后排转子桨叶数增加所产生的影响逐渐变小，直至几近于无。由图 12(c)可知，后排转子的效率随着后排转子桨叶数的增加而减小，高前进比下此现象尤为明显，降幅最大，其值可达 12.9%。由此可见，后排转子桨叶数的变化对后排转子气动性能的影响较大，且后排转子气动性能随后排转子桨叶数的变化规律与前排转子气动性能随前排转子桨叶数的变化规律一致。

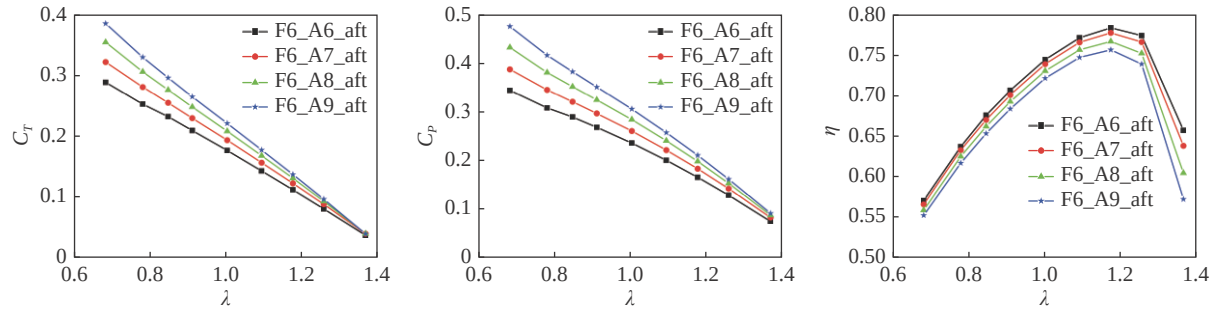
图 13 为后排转子桨叶数变化时，对转螺旋桨总体气动性能随前进比的变化情况。由图 13(a、b)可知，随着后排转子桨叶数的增加，对转螺旋桨的总拉力系数和总功率系数逐渐增大：低前进比下两者的增量最大，其值分别为 18.4% 和 21.5%；高前进比下，后排转子桨叶数变化对两者的影响可忽略。由图 13(c)可知，随着后排转子桨叶数的增加，对转螺旋桨的总体效率减小。但后排转子桨叶数的变化并不影响总



(a) 拉力系数 (b) 功率系数 (c) 效率

图 11 后排转子桨叶数变化对前排转子气动性能的影响

Fig. 11 Aerodynamic performance of the front rotor with different rear rotor blades



(a) 拉力系数 (b) 功率系数 (c) 效率

图 12 后排转子桨叶数变化对后排转子气动性能的影响

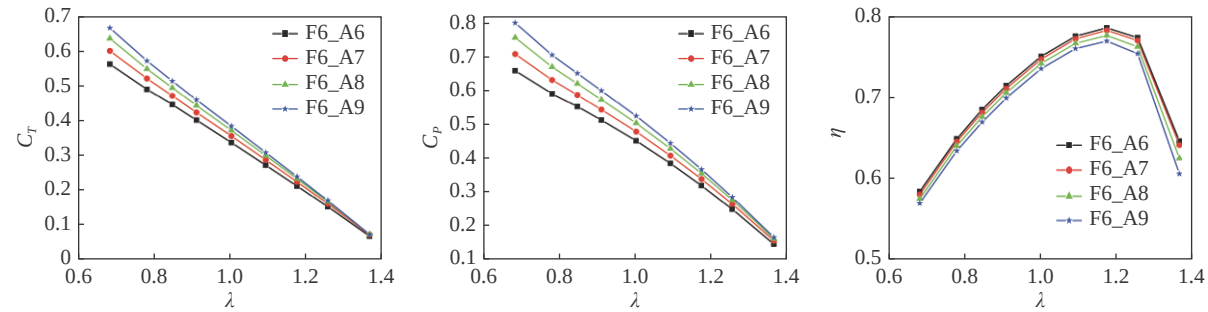
Fig. 12 Aerodynamic performance of the rear rotor with different rear rotor blades

体效率峰值点的位置，这是因为桨叶数的变化也会影响螺旋桨总拉力和总功率在前后排转子上的分布。总之，当前排转子桨叶数不变时，增加后排转子桨叶数，可显著增大对转螺旋桨的总拉力系数和总功率系数，但也将造成总体效率的降低。

2.2.2 非定常载荷结果分析

表 4 为后排转子桨叶数变化时，对转螺旋桨前后排转子的气动特性在一个周期内（转子转动 360°）的变化。由表 4 可以看出，后排转子桨叶数从 6 增加到 8 时，对转螺旋桨后排转子拉力系数和功率系数波动幅值明显降低，但前排转子的相应数值却有所增加。F6_A9 对转螺旋桨前后排叶片每隔一定角度都会重合一次，引起气动干扰，增加了转子之间的振荡。因此，后排转子在一定桨叶数范围内（从 6 增加到 8），仅可一定程度降低后排转子非定常载荷波动幅值，但随着桨叶数的继续增加，后排转子非定常载荷波动幅值增大。

图 14 给出了后排转子桨叶数变化时，前排转子压力面和吸力面一阶谐波压力幅值在桨叶表面的分布。由图可知，前排转子前缘处谐波压力幅值较大，尤其是在桨叶 50% 叶高处到桨尖位置的区域。通过桨叶表面谐波压力幅值分布云图可知，随着后排转子桨叶数的增加，前排转子压力面和吸力面的一阶谐波压力幅值降低，特别是在前缘处该值降低得更加明显。



(a) 拉力系数 (b) 功率系数 (c) 效率

图 13 不同后排转子桨叶数下对转螺旋桨的气动性能

Fig. 13 Aerodynamic performance of the counter-rotating propeller with different rear rotor blades

表 4　后排转子桨叶数变化时，对转螺旋桨一个旋转周期内的气动特性变化

Table 4　Aerodynamic changes of counter-rotating propeller during one full rotation period with different rear rotor blades

	波动幅值			
	ΔC_{T_fwd}	ΔC_{T_aft}	ΔC_{P_fwd}	ΔC_{P_aft}
F6_A6	0.0087	0.0102	0.0107	0.0108
F6_A7	0.0092	0.0097	0.0114	0.0105
F6_A8	0.0093	0.0091	0.0113	0.0101
F6_A9	0.0099	0.0100	0.0120	0.0115

2.2.3　气动噪声分析

图 15 为后排转子桨叶数变化时，不同频率下对转螺旋桨的噪声指向性。由图 15(a、b)可知，在 1 倍 BPF1 或 1 倍 BPF2 下，改变后排转子桨叶数都可以显著降低对转螺旋桨噪声，尤其是在 1 倍 BPF2(后排转子叶片数为 6～9 时，与之相对应的转子通过频率)下，降噪量随着后排桨叶数的增加而增大。但后排转子桨叶数的变化在干涉噪声频率下的降噪规律较为复杂，从图 15(c～e)可以看出，不同干涉频率下，后排转子桨叶数的增加只能降低某些方位角的声压级，且没有明确规律。由此可见，改变桨叶数目的降噪方式，其降噪效果对噪声频率和方位角较为敏感。

图 16 为后排转子桨叶数变化时，对转螺旋桨总声压级指向性分布。由图可知，在 60°～130°方位角范围内，增加后排转子桨叶数有显著的降噪效果，总声压级随着桨叶数的增加而减小，最大降噪量可达

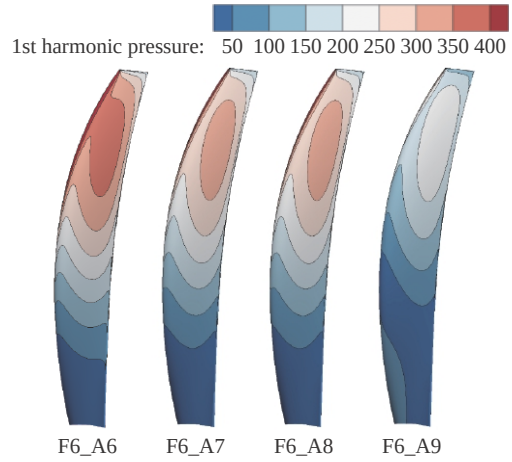


图 14　不同后排转子桨叶数，前排转子一阶谐波压力幅值分布

Fig. 14　Distribution of 1st harmonic pressure amplitude of front rotor with different rear rotor blades

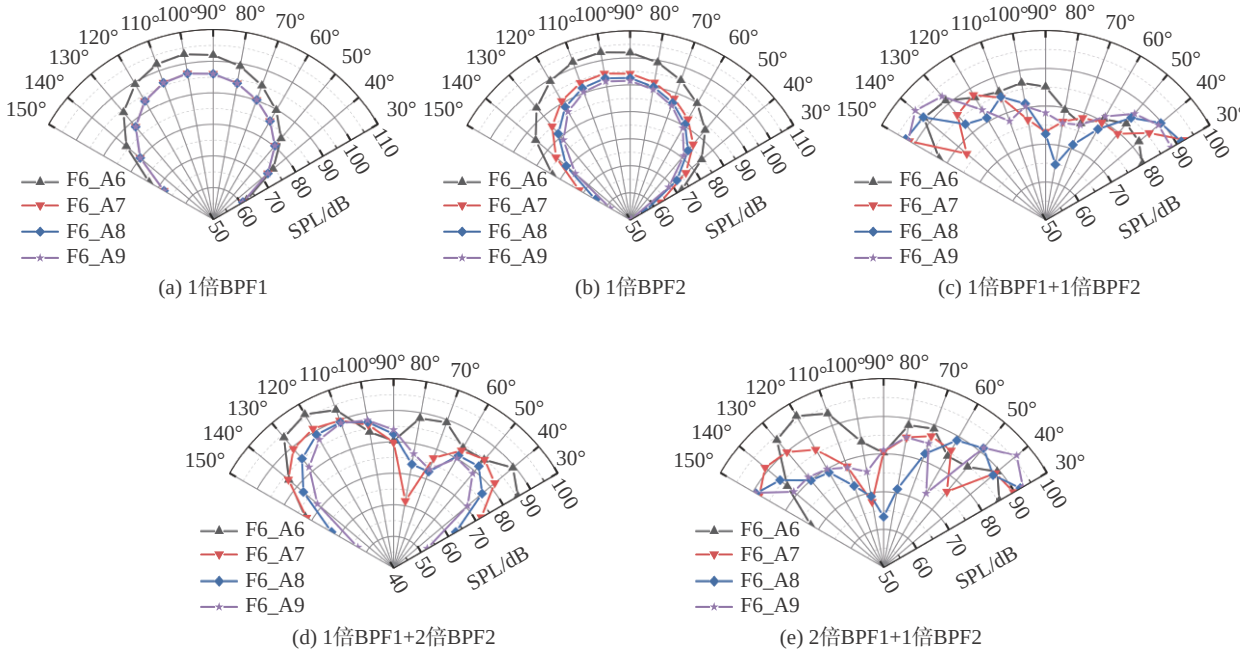


图 15　后排转子桨叶数变化时，不同转子通过频率下对转螺旋桨噪声指向性

Fig. 15　Acoustic directivity of counter-rotating propeller at different blade passing frequency of rotor with different rear rotor blades

8 dB。然而，在 30°～60°和 130°～150°范围内，增加后排转子桨叶数反而会导致总声压级略微增大。总之，后排转子桨叶数的增加在一定范围内可显著降低对转螺旋桨的总声压级。

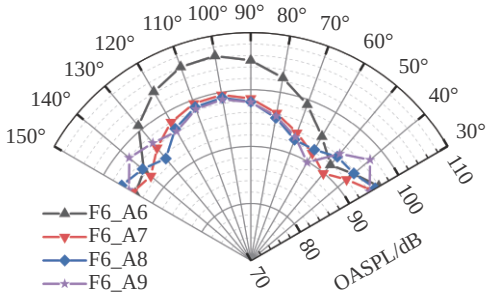


图 16 后排转子桨叶数变化时，对转螺旋桨总声压级指向性分布

Fig. 16 The directivity distribution of total sound pressure of counter-rotating propeller with different rear rotor blades

2.3 保证推力下的降噪效果分析

从以上分析可知，仅改变对转螺旋桨前排转子桨叶数对前排转子气动性能和总声压级的影响规律与仅改变后排转子桨叶数对后排转子气动性能和总声压级的影响规律一致，都可以显著增加相应转子的拉力系数和功率系数，有效降低转子的非定常载荷波动幅值，并在一定方位角范围内降低总声压级，但也都会略微降低相应转子的效率。因此，如何通过改变转子桨叶数的方式来改善对转螺旋桨的气动性能和气动噪声，需要综合评估，也就是说，降噪的同时不能影响气动性能。由式(6～8)可知，评估气动性能的几个指标和前、后排转子产生的推力成正比，因此在保证推力的情况下，对比不同桨叶数组合下的降噪效果更有意义。

综合前文分析可知，相较于 F6_A6 对转螺旋桨模型，F9_A6 模型降噪效果最明显，但效率损失也最大。本节增加了 F9_A6_1 模型，拟探究适当降低前排转子转速是否能够获得更好的降噪效果(既保证 F6_A6 模型的推进效率，又获得 F9_A6 模型的降噪效果)，该模型参数如表 5 所示。相较于 F9_A6 模型，F9_A6_1 模型仅改变了前排转子转速(经反复计算，确定前排转子转速由 107.5 r/s 降为 101.2 r/s)，其他条件均保持一致。由表 6 和表 7 可知，F9_A6_1 模型总推力与 F6_A6模型相当，效率也仅与 F6_A6 模型相差 0.56%。

表 5 F9_A6_1 模型与 F9_A6 模型参数对比

Table 5 Comparison between parameters of F9_A6_1 model and F9_A6 model

	前排桨叶数	后排叶数	前排转速/(r·s^{-1})	后排转速/(r·s^{-1})
F9_A6_1	9	6	101.2	–107.5
F9_A6	9	6	107.5	–107.5

表 6 F6_A6 模型、F9_A6 模型与 F9_A6_1 模型气动力对比

Table 6 Comparison of aerodynamic force of F6_A6 model, F9_A6 model and F9_A6_1 model

	前排扭矩/(N·m)	后排扭矩/(N·m)	前排推力/N	后排推力/N
F6_A6	–72.54	85.02	–559.62	–627.00
F9_A6	–95.76	85.56	–708.57	–622.80
F9_A6_1	–78.32	85.80	–559.62	–633.60

表 7 F6_A6 模型、F9_A6 模型与 F9_A6_1 模型效率对比

Table 7 Comparison of efficient of F6_A6 model，F9_A6 model and F9_A6_1 model

	前排转子效率	后排转子效率	对转螺旋桨效率
F6_A6	0.6853	0.6551	0.6690
F9_A6	0.6573	0.6466	0.6523
F9_A6_1	0.6745	0.6560	0.6652

图 17 对比了 F6_A6、F9_A6 和 F9_A6_1 三个模型在不同转子通过频率下的噪声指向性。从图 17(a～e)可知，不同频率下，F9_A6_1 模型的降噪能力比 F9_A6 模型更强，且降噪方位角范围和频率都更广。因此，前排转子桨叶数增加的同时(从 F6_A6 到 F9_A6)，适当减小前排转子的转速(从 F9_A6 到 F9_A6_1)，可以既保证总推力又获得更有效的降噪效果。

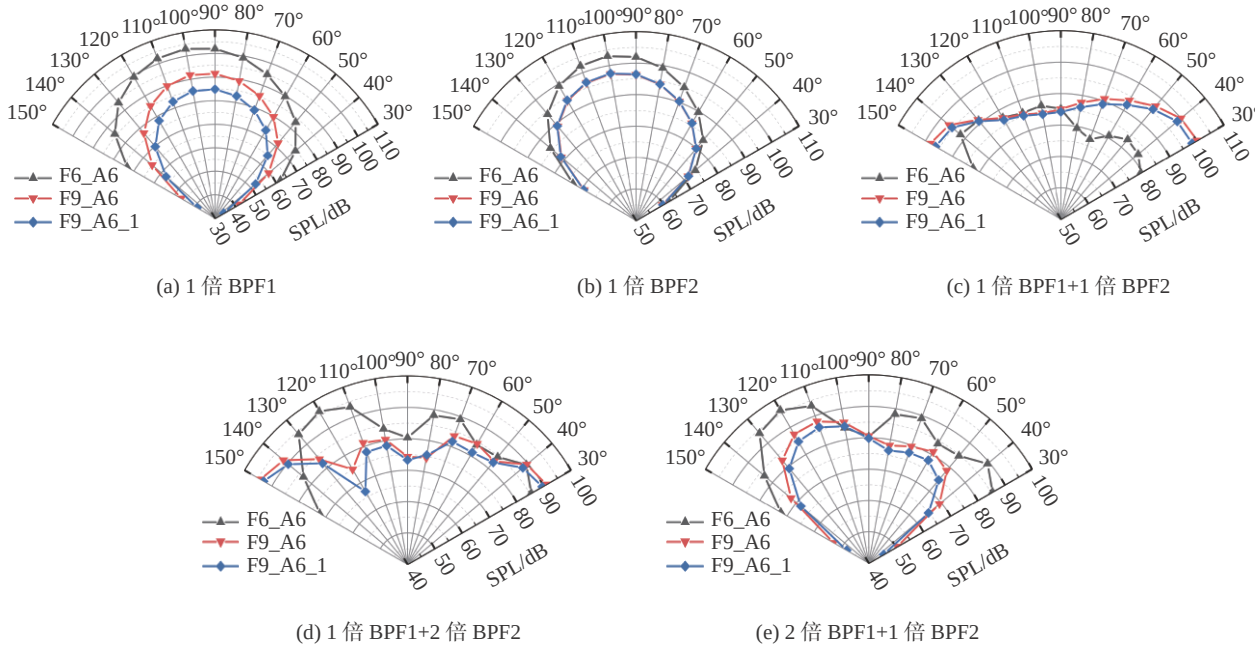
图 18 对比了 F6_A6、F9_A6 和 F9_A6_1 三个模型的总声压级指向性。由图可知，在所有方位角范围内，F9_A6_1 模型的总声压级都要小于 F9_A6 模型；在 60°～130°范围，F9_A6_1 模型的最大降噪量可达 9 dB。

总而言之，增加前排转子桨叶数的同时适当降低前排转子转速，既可以保证对转螺旋桨总推力不受影响，又能获得明显的降噪效果，且不会降低对转螺旋桨的总效率。同理，增加后排转子桨叶数的同时适当降低后排转子转速，也能达到类似效果。

3 结 论

本文通过数值计算，研究了桨叶数目变化对对转螺旋桨气动性能和噪声的影响规律，主要得到以下结论：

1)不管是增加前排转子桨叶数还是后排转子桨叶数，都可以显著增加相应转子的拉力系数和功率系数，有效降低转子的非定常载荷波动幅值，在一定方位角范围内降低总声压级，但也都会略微降低相应转



(a) 1 倍 BPF1　(b) 1 倍 BPF2　(c) 1 倍 BPF1+1 倍 BPF2

(d) 1 倍 BPF1+2 倍 BPF2　(e) 2 倍 BPF1+1 倍 BPF2

图 17　F6_A6、F9_A6 和 F9_A6_1 三个模型不同转子通过频率下对转螺旋桨噪声指向性

Fig. 17　Acoustic directivity of counter-rotating propeller of F6_A6 model，F9_A6 model and F9_A6_1 model at different blade passing frequency of rotor

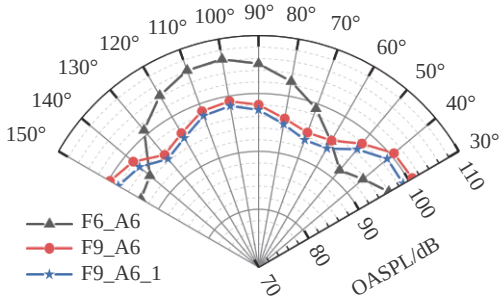


图 18　F6_A6、F9_A6 和 F9_A6_1 三个模型对转螺旋桨总声压级指向性分布

Fig. 18　The directivity distribution of total sound pressure of counter-rotating propeller for F6_A6 model，F9_A6 model and F9_A6_1 model

子的效率。

2）转子桨叶数的增加，可以明显降低拉力系数和功率系数的波动幅值。转子桨叶数的增加改变了前后排转子之间的气动干扰，螺旋桨的非定常载荷得到了有效降低。

3）增加前排转子桨叶数的同时适当降低前排转子转速，既可以保证对转螺旋桨总推力不受影响，又可以降低对转螺旋桨噪声。与基准模型相比，对转螺旋桨效率没有太大变化，但噪声却降低了 9 dB。

因为计划后续在风洞中对模型开展试验研究，但试验场地不够大，导致无法布置更多的观察点，所以本文在数值模拟时选取了 30°～150°的观察范围，以便后期和试验结果进行对比。在接下来的研究中，我们将补齐条件，增大观察范围，进行更深入的研究。

参　考　文　献：

[1] VAN ZANTE D E. Progress in open rotor research: A U. S. perspective[C]// ASME Turbo Expo 2015: Turbine Technical Conference and Exposition, Montreal, Quebec, Canada, 2015.
doi: 10.1115/GT2015-42203

[2] VAN ZANTE D E, COLLIER F, ORTON A, et al. Progress in open rotor propulsors: The FAA/GE/NASA open rotor test campaign[J]. The Aeronautical Journal, 2014, 118(1208): 1181−1213.
doi: 10.1017/s0001924000009842

[3] PETERS A, SPAKOVSZKY Z S. Rotor interaction noise in counter-rotating propfan propulsion systems[J]. Journal of Turbomachinery, 2012, 134(1): 11−22.
doi: 10.1115/1.4003223

[4] HORVÁTH C, ENVIA E, PODBOY G G. Limitations of phased array beamforming in open rotor noise source imaging[J]. AIAA Journal, 2014, 52(8): 1810−1817.
doi: 10.2514/1.J052952

[5] KINGAN M J, PARRY A B. Acoustic theory of the many-bladed contra-rotating propeller: The effects of sweep on noise enhancement and reduction[J]. Journal of Sound and Vibration, 2020, 468: 89−115.
doi: 10.1016/j.jsv.2019.115089

[6] PARRY A B, KINGAN M J. Acoustic theory of the many-bladed contra-rotating propeller: Physics of the wake interaction noise critical sources[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2019, 880: 1−12.
doi: 10.1017/jfm.2019.755

[7] PARRY A B, VIANELLO S. A project study of open rotor noise[J]. International Journal of Aeroacoustics, 2012, 11(2): 247−258.
doi: 10.1260/1475-472x.11.2.247

[8] STUERMER A, YIN J P. Low-speed aerodynamics and aeroacoustics of CROR propulsion systems[C]// 15th AIAA/CEAS Aeroacoustics

Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference), Miami, Florida. Reston, Virginia: AIAA, 2009: 3134.
doi: 10.2514/6.2009-3134

[9] SPALART P, TRAVIN A, SHUR M, et al. Initial noise predictions for open rotors using first principles[C]// 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Stockholm, Sweden. Reston, Virginia: AIAA, 2010: 3793.
doi: 10.2514/6.2010-3793

[10] JANARDAN B, GLIEBE P. Acoustic power level comparisons of model-scale counterrotating unducted fans[C]// 29th Aerospace Sciences Meeting, Reno, NV. Reston, Virginia: AIAA, 1991: 595.
doi: 10.2514/6.1991-595

[11] YI S, KWON H I, IM D, et al. Parameter study of low noise CROR system[C]// 34th AIAA Applied Aerodynamics Conference, Washington, D. C. Reston, Virginia: AIAA, 2016: 3878.
doi: 10.2514/6.2016-3878

[12] SMITH D A, FILIPPONE A, BOJDO N. A parametric study of counter rotating open rotor noise[C]// 25th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Delft, The Netherlands. Reston, Virginia: AIAA, 2019: 2570.
doi: 10.2514/6.2019-2570

[13] 闫文辉, 汤斯佳, 王奉明, 等. 共轴对转螺旋桨的非定常气动干扰[J]. 航空动力学报, 2021, 36(7): 1398−1405.
YAN W H, TANG S J, WANG F M, et al. Unsteady aerodynamic interactions of contra rotating propeller[J]. Journal of Aerospace Power, 2021, 36(7): 1398−1405 (in Chinese).
doi: 10.13224/j.cnki.jasp.20210051

[14] 张振臻. 对转螺旋桨级间气动干扰与匹配研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2019.
ZHANG Z Z. Research on aerodynamic interference and matching between contra rotating prop-fan[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2019 (in Chinese).

[15] 金海波, 陈宣亮, 覃湘桂. 基于Mohring声类比的开式转子发动机噪声分析[J]. 航空动力学报, 2018, 33(4): 785−791.
JIN H B, CHEN X L, QIN X G. Open-rotor engine noise analysis based on Mohring acoustic analogy[J]. Journal of Aerospace Power, 2018, 33(4): 785−791 (in Chinese).
doi: 10.13224/j.cnki.jasp.2018.04.003

[16] 周人治, 祁宏斌. 开式转子发动机对转桨扇匹配特性研究[J]. 航空科学技术, 2014, 25(4): 69−73.
ZHOU R Z, QI H B. Open rotor engine counter-rotating prop-fan matching characteristics research[J]. Aeronautical Science & Technology, 2014, 25(4): 69−73 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1007-5453.2014.04.014

[17] 周人治, 郝玉扬, 祁宏斌. 开式转子发动机对转桨扇设计[J]. 燃气涡轮试验与研究, 2014, 27(1): 1−5.
ZHOU R Z, HAO Y Y, QI H B. Open rotor contra-rotating prop-fan design[J]. Gas Turbine Experiment and Research, 2014, 27(1): 1−5 (in Chinese).

[18] 祁宏斌, 周人治, 黄红超, 等. 开式转子发动机对转桨扇性能建模研究[J]. 燃气涡轮试验与研究, 2012, 25(1): 20−24.
QI H B, ZHOU R Z, HUANG H C, et al. Modeling of counter-rotating prop-fan performance of open rotor engine[J]. Gas Turbine Experiment and Research, 2012, 25(1): 20−24 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1672-2620.2012.01.007

[19] 夏贞锋, 杨永. 螺旋桨滑流与机翼气动干扰的非定常数值模拟[J]. 航空学报, 2011, 32(7): 1195−1201.
XIA Z F, YANG Y. Unsteady numerical simulation of interaction effects of propeller and wing[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2011, 32(7): 1195−1201 (in Chinese).

[20] 王顺杰, 程玉胜, 高鑫. 水下对转螺旋桨空化线谱频率预报与数值模拟[J]. 兵工学报, 2013, 34(3): 310−317.
WANG S J, CHENG Y S, GAO X. Prediction and numerical simulation of cavitation noise line-spectrum frequency induced by underwater counter-rotation propeller[J]. Acta Armamentarii, 2013, 34(3): 310−317 (in Chinese).

[21] 曾赛, 杜选民, 范威. 水下对转桨非空化线谱噪声分析与数值研究[J]. 兵工学报, 2015, 36(6): 1052−1060.
ZENG S, DU X M, FAN W. Numerical simulation and analysis of non-cavitation noise line-spectrum frequency of underwater counter-rotation propeller[J]. Acta Armamentarii, 2015, 36(6): 1052−1060 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1000-1093.2015.06.013

[22] 史文博, 李杰. 对转螺旋桨流场气动干扰数值模拟[J]. 航空动力学报, 2019, 34(4): 829−837.
SHI W B, LI J. Numerical simulation of contra-rotating propeller flowfield aerodynamic interactions[J]. Journal of Aerospace Power, 2019, 34(4): 829−837 (in Chinese).
doi: 10.13224/j.cnki.jasp.2019.04.012

[23] 夏贞锋, 杨永. 对转开式转子非定常气动干扰特性分析[J]. 航空动力学报, 2014, 29(4): 835−843.
XIA Z F, YANG Y. Characteristic analysis of unsteady aerodynamic interactions of contra rotating open rotor[J]. Journal of Aerospace Power, 2014, 29(4): 835−843 (in Chinese).
doi: 10.13224/j.cnki.jasp.2014.04.013

[24] DECONINCK T, HIRSCH C, CAPRON A, et al. Sensitivity study on computational parameters for the prediction of noise generated by counter-rotating open rotors[C]// 17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (32nd AIAA Aeroacoustics Conference), Portland, Oregon. Reston, Virginia: AIAA, 2011: 2765.
doi: 10.2514/6.2011-2765

[25] 中国空气动力研究与发展中心. 对转螺旋桨气动力和气动噪声试验圆满完成[EB/OL]. (2021-10-14)[2022-5-1].
www.cardc.cn/News-Read.Asp?Channelld=2&Classld=5&ld=323.
China Aerodynamics Research and Development Center. The aerodynamic and areoacoustic test of counter-rotating propeller was completed[EB/OL]. (2021-10-14)[2022-5-1].
www.cardc.cn/News-Read.Asp?Channelld=2&Classld=5&ld=323.

[26] 王雷, 刘波. 非线性谐波法在对转压气机中的校检分析[J]. 航空动力学报, 2012, 27(7): 1448−1455.
WANG L, LIU B. Validation of nonlinear harmonic method in dual-stage counter-rotating compressor[J]. Journal of Aerospace Power, 2012, 27(7): 1448−1455 (in Chinese).
doi: 10.13224/j.cnki.jasp.2012.07.020

[27] HE L, CHEN T, WELLS R G, et al. Analysis of rotor-rotor and stator-stator interferences in multi-stage turbomachines[C]// Turbo Expo 2002, Parts A and B, Amsterdam, The Netherlands. ASMEDC, 2002.
doi: 10.1115/gt2002-30355

[28] 赵军, 刘宝杰. 基于非线性谐波法的跨声速压气机确定应力建模[J]. 航空动力学报, 2015, 30(10): 2440−2449.
ZHAO J, LIU B J. Deterministic stress modelling in transonic compressor based on nonlinear harmonic method[J]. Journal of Aerospace Power, 2015, 30(10): 2440−2449 (in Chinese).
doi: 10.13224/j.cnki.jasp.2015.10.018

[29] 药晓江, 董景新, 尚捷, 等. 非线性谐波法在叶轮机械非定常计算中的应用[J]. 推进技术, 2016, 37(4): 632−639.
YAO X J, DONG J X, SHANG J, et al. Application of non-linear harmonic in turbomarchinery 3D flow field unsteady simulation[J]. Journal of Propulsion Technology, 2016, 37(4): 632−639 (in Chinese).

doi: 10.13675/j.cnki.tjjs.2016.04.005

[30] 王晓东, 康顺. 低速轴流涡轮非定常数值模拟的非线性谐波法[J]. 工程热物理学报, 2009, 30(6): 949−952.
WANG X D, KANG S. Nonlinear harmonic method in unsteady numerical simulation on a low speed axial turbine[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2009, 30(6): 949−952 (in Chinese).
doi: 10.3321/j.issn:0253-231X.2009.06.012

[31] HIRSCH C, DECONINCK T, DE MEULENAERE A, et al. Prediction of near- and far-field noise generated by counter-rotating open rotors[C]// 16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Stockholm, Sweden. Reston, Virginia: AIAA, 2010: 3794.
doi: 10.2514/6.2010-3794

[32] FERRANTE P, VILMIN S, HIRSCH C, et al. Integrated "CFD - acoustic" computational approach to the simulation of a contra rotating open rotor at angle of attack[C]// 19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Berlin, Germany. Reston, Virginia: AIAA, 2013: 2242.
doi: 10.2514/6.2013-2242

[33] 崔盼望, 仝帆, 冯和英, 等. 后排转子直径对对转螺旋桨气动和声学特性的影响[J]. 航空动力学报, 2022, 37(8): 1749−1760.
CUI P W, TONG F, FENG H Y, et al. Influence of rear rotor diameter on aerodynamic and acoustic characteristics of counter-rotating proeller[J]. Journal of Aerospace Power, 2022, 37(8): 1749−1760 (in Chinese).

[34] WEI C H, JIAO L R, TONG F, et al. Pressure field measurements on large-scale propeller blades using pressure-sensitive paint[J]. Acta Mechanica Sinica, 2022, 38(2): 121366.
doi: 10.1007/s10409-021-09048-1

（本文责编：周奇杰）

文章编号：0258-1825(2023)12-0074-08

单发螺旋桨飞机滑流影响试验

刘 伟*，赵 忠，张守友，谢 露
（航空工业第一飞机设计研究院，西安 710089）

摘 要：螺旋桨滑流会使飞机翼面的有效迎角和气流速度发生变化，影响全机气动特性。单发螺旋桨飞机螺旋桨与机翼的相对位置关系相比机翼螺旋桨飞机灵活多变，为了研究不同气动布局单发螺旋桨飞机滑流对机翼的影响，本文针对上单翼和下单翼轻型单发螺旋桨飞机构型的滑流影响进行了测力风洞试验研究。试验发现：受滑流影响，对试验模型的机头进气口进行简单的封堵会产生较大的附加阻力，该附加阻力随螺旋桨拉力系数增大而增大，其量值基本不受襟翼偏度影响；螺旋桨滑流使得单发螺旋桨飞机升力曲线斜率增加，最大升力系数提高，阻力增大，全机升阻比降低，抬头力矩增加，全机纵向稳定性略微降低。机头螺旋桨与机翼的相对位置关系对全机失速迎角有着较大的影响，滑流影响使得上单翼单发螺旋桨飞机失速迎角推迟，使得下单翼单发螺旋桨飞机失速迎角提前。进一步的流场显示试验及理论分析表明，滑流移动到下单翼单发螺旋桨飞机机翼上方引起强烈的上洗流动，增大了机翼当地迎角，从而导致机翼上表面出现大面积流动分离区，飞机失速迎角提前。

关键词：单发螺旋桨飞机；滑流影响；风洞试验；进气口附加阻力；失速迎角
中图分类号：V211.71 **文献标识码：**A **doi：**10.7638/kqdlxxb-2022.0197

Experiment of the effect of propeller slipstream on single-engine airplanes

LIU Wei*, ZHAO Zhong, ZHANG Shouyou, XIE Lu
(*AVIC The First Aircraft Institute, Xi'an* 710089, *China*)

Abstract: The propeller slipstream will change the effective angle of attack and air velocity of the airplane wing, affecting the aerodynamic characteristics of the whole airplane. Compared with wing-mounted propeller airplane, the relative position relationship between propeller and wing of single-engine propeller airplane is flexible and changeable. In order to study the influence of slipstream of single-engine propeller airplane with different aerodynamic layouts on the wing, this paper studies the influence of slipstream on light single-engine low- and high-wing propeller airplanes by force-measuring wind tunnel tests. The results verify that the simple plugging of the nose air inlet of the test model will produce considerable additional drag due to the propeller slipstream; the additional drag is proportional to the propeller thrust coefficient but independent of the flap deflection. Propeller slipstream increases the lift curve slope, maximum lift, drag and pitching moment, but somewhat reduces the lift-to-drag ratio and longitudinal stability. The relative position between the nose propeller and the wing significantly affects the stall angle of attack. Propeller slipstream increases the stall angle of attack for single-engine high-wing airplanes but decreases that for single-engine low-wing airplanes. The flow visualization and theoretical analyses show that the propeller slipstream moves to the top of the wing of single-engine low-wing airplanes, causing strong upwash flow, increasing the local angle of attack of the wing, resulting in a large flow separation region on the upper surface of the wing, and reducing the airplane stall angle of attack.

Keywords: single-engine propeller airplane; slipstream effect; wind tunnel test; air inlet additional drag; stall angle

收稿日期：2022-12-14； **修订日期：**2023-03-13； **录用日期：**2023-03-29； **网络出版时间：**2023-05-12
作者简介：刘伟*（1984—），江苏沭阳人，高级工程师，研究方向：飞机气动力设计. E-mail：airflowliuwei@163.com
引用格式： 刘伟, 赵忠, 张守友, 等. 单发螺旋桨飞机滑流影响试验[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(12): 74−81.
LIU W, ZHAO Z, ZHANG S Y, et al. Experiment of the effect of propeller slipstream on single-engine airplanes[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(12): 74−81(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0197

0　引　言

单发螺旋桨构型在通用飞机、无人机研发中的应用日益广泛，准确获取螺旋桨滑流对飞机气动特性的影响规律对于飞机设计非常重要。螺旋桨飞机的典型特征是螺旋桨旋转使得周围的流场发生显著变化，螺旋桨滑流会使飞机翼面的有效迎角和气流速度发生变化，影响全机气动特性[1-3]。目前国内对螺旋桨动力影响的研究，尤其是工程型号研制，通常需要进行带螺旋桨动力模拟的风洞试验[4]。

螺旋桨动力影响又分为螺旋桨直接力影响和滑流影响，直接力影响主要是螺旋桨产生的拉力、法向力（或径向力）、扭矩所产生的影响，滑流影响是螺旋桨滑流与飞机各部件之间的相互作用。生产厂家通常会标明螺旋桨拉力的数值，可以直接使用。欧阳邵修等[5]对装机后螺旋桨径向力的风洞试验方法进行了研究，刘毅等[6]给出了直接力对最大升力系数的影响规律。

螺旋桨飞机滑流影响试验有直接模拟和间接模拟两种，前者要求模型与实物所有相似参数相同，这很难做到，一般不采取该方法；后者只要求螺旋桨模型作用在飞机模型上的气动系数（如扭矩系数C_Q和拉力系数C_T）与实物相同，其又可分为固定拉力系数法和变拉力系数法两种[3-4]。

李尚斌等[7]将螺旋桨-短舱组合体与飞机模型独立支撑，分别测量了螺旋桨-短舱组合体与飞机的气动力和力矩，可以得到单纯滑流对飞机的影响效果。目前国内风洞基本普及了多天平测量技术，因此可以采用主天平测量全机气动力、小天平测量螺旋桨直接力的方式获得滑流对全机气动特性的影响规律。

目前国内外对螺旋桨全机气动干扰的研究大多数都基于机翼螺旋桨飞机，螺旋桨与机翼的强耦合关系使得机翼的一部分面积始终处于螺旋桨高能量气流中，使得飞机增加升力、阻力，延迟机翼分离，推迟失速迎角[1,3,6]。单发螺旋桨飞机螺旋桨与机翼的相对位置关系相比机翼螺旋桨飞机更加灵活多变，不同气动布局单发螺旋桨飞机滑流对机翼的影响区域差异较大，这必然会导致滑流影响的显著差异。70 年代美国兰利研究中心开展了一系列单发螺旋桨飞机全尺寸风洞试验[8-11]，Ralston[12]等对一种上单翼单发螺旋桨飞机进行了试验研究，国内徐传宝等[13]提出了一种利用单发螺旋桨全机模型进行单桨试验的新方法，然而以上研究均缺乏对不同气动布局单发螺旋桨飞机滑流影响的差异性分析。

本文分别对上单翼、下单翼两种布局的单发螺旋桨飞机的滑流影响进行了试验研究。试验考虑了滑流作用下机头进气口封堵对全机阻力的影响，提出了一种机头进气口封堵附加阻力的修正方法，在此基础上总结了滑流对不同布局单发螺旋桨飞机全机纵向气动特性的影响规律，然后对滑流影响下全机升力失速特性变化的机理进行了研究，从而为单发螺旋桨飞机的气动布局设计提供参考。

1　试验设备及方法

本文研究了两种布局的单发螺旋桨飞机，一种为上单翼飞机（简称飞机 A），一种为下单翼飞机（简称飞机 B）。飞机 A 试验在中国空气动力研究与发展中心低速所 FL-13 风洞进行，试验模型见图 1。FL-13 风洞是一座直流式、闭口、串列双试验段的大型风洞，试验段宽 8 m、高 6 m、长 15 m，横截面为矩形，风速范围 20～85 m/s。飞机 B 试验在中国空气动力研究与发展中心低速所 FL-12 风洞进行，试验模型见图 2。FL-12 风洞是一座单回流式闭口试验段风洞，试验段宽 4 m、高 3 m、长 8 m，横截面为切角矩形，风速范围 30～70 m/s。

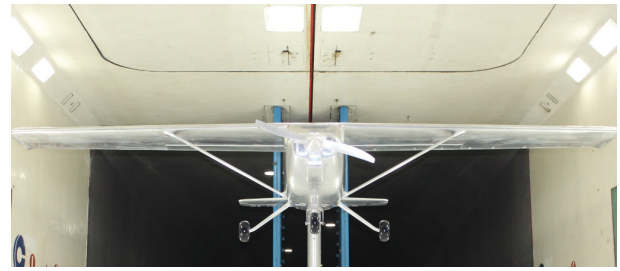


图 1　上单翼单发螺旋桨飞机全机试验模型

Fig. 1　Test model of single-engine high-wing airplane

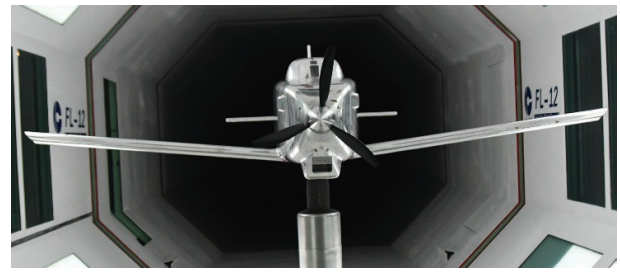


图 2　下单翼单发螺旋桨飞机全机试验模型

Fig. 2　Test model of single-engine low-wing airplane

采用电机驱动的螺旋桨进行动力模拟试验。试验方法为间接模拟法中的固定拉力系数法，即当给定一个拉力系数后，在试验中改变姿态角时不改变螺旋桨桨叶角和转速。通过采用“小天平+主天平”的多天平带动力试验方法，可得到比较准确可靠的螺旋桨

滑流影响。首先采用单独螺旋桨引导性试验对目标曲线进行模拟[4,14]，选定不同拉力系数对应的桨叶角、全机带动力试验风速和电机转速，飞机 B 单独螺旋桨试验模拟结果如图 3 所示。在进行正式带动力试验时，模型正装在腹撑支杆上，由主天平测得的气动力扣除小天平测得的螺旋桨的直接力以及无动力试验测得的气动力后，进行相应的计算，就得到了螺旋桨滑流对飞机气动特性的影响量。

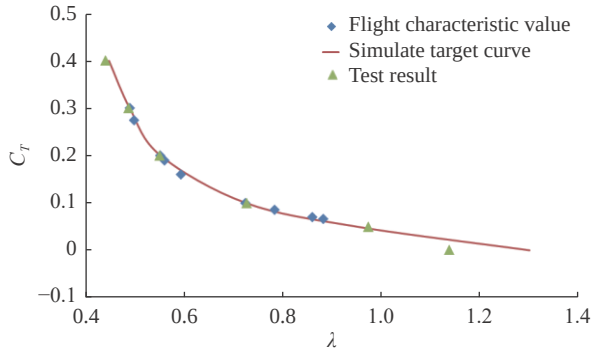


图 3 单独螺旋桨引导性试验结果

Fig. 3 Result of single propeller introductory test

2 机头进气口阻力修正

单发螺旋桨飞机通常采用单台吸气-活塞式发动机，而绝大多数轻型发动机采用冷空气作为外部冷却剂。图 4 给出了飞机 A 进/排气口布置，冷却空气通过发动机罩前端两侧的进气口自然流入，冷却后的热空气通过整流罩下方的排气口向下后方排出。发动机进气口设置在发动机下整流罩前端，采用吞没式进气道，空气通过过滤器从进气口进入进气箱；排气系统采用集气箱统一排气的形式，废气从排气总管经发动机罩下部的排气口向侧后方排出机外。然而在单发螺旋桨飞机带动力风洞试验中，限于模型尺寸及试验难度，难以对上述进/排气系统进行模拟，也无法同无动力试验模型一样对进气口设计整流堵块。因此需要对进气口进行简化处理，通常直接封堵进气口，如图 5 所示，封堵面基本与滑流方向垂直，因而在带动力试验状态下进气口封堵区域必然承受螺旋桨滑流作用，并且还会产生额外的附加气动力。试验状态与真实飞机存在较大差异，因此有必要对此做简化处理，从而进行气动力修正。

图 6 给出了飞机 A 进/排气口流通状态及封堵状态的受力示意图。对活塞式发动机而言，通常所说的发动机功率就是指发动机的有效功率，即用来转动螺旋桨的功率（轴功率）[15]，这是活塞式发动机的一个典型特征，与涡轮发动机有着显著的差异。活塞式发

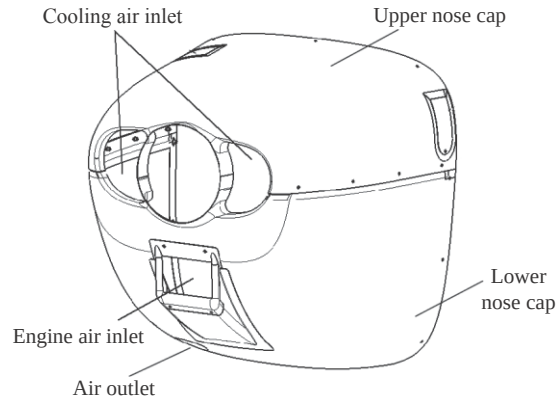


图 4 单发螺旋桨飞机进/排气口布置

Fig. 4 Air inlet and outlet of single-engine airplane



图 5 单发螺旋桨飞机进气口在风洞模型上的简化

Fig. 5 Simplification for air inlet of single-engine airplane test model

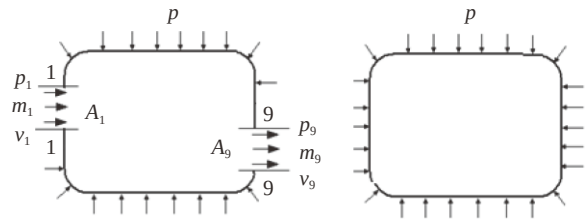


图 6 进/排气口流通状态和封堵状态受力示意

Fig. 6 Force diagram of air inlet and outlet at flow through and blockage states

动机本身并不能产生向前的动力，而是通过驱动螺旋桨，使螺旋桨在空气中旋转，以此产生动力推动飞机前进，其有效功率并不计入发动机进/排气产生的推力影响，因此在试验中可以不模拟进/排气带来的推力增益或损失，对于流通状态可以不考虑控制体 1~9 内部产生的气动力。如果不考虑流通状态和封堵状态对进/排气口以外区域的影响差异，则流通状态和封堵状态的受力差异仅为封堵状态进/排气口区域的压力差 F，即：

$$F = (p_1' - p_0)A_1 - (p_9' - p_0)A_9 \tag{1}$$

式中，p_1'、p_9'为封堵状态进、排气口区域的平均静压，

p_0 为远前方来流静压，A_1、A_9 为进、排气口区域面积。这里假设封堵状态排气口区域平均静压 p_9' 与远前方来流静压 p_0 相等，因此将式(1)简化为：

$$F = (p_1' - p_0)A_1 \tag{2}$$

式(2)中的 F 即为进气口封堵区域测压点压力平均值与区域面积的乘积。

在风洞模型左右冷却进气口封堵区域分别布置了 4 个测压点，在发动机进气口封堵区域布置了 3 个测压点，具体布置如图 7 所示(图中标红圈位置)。

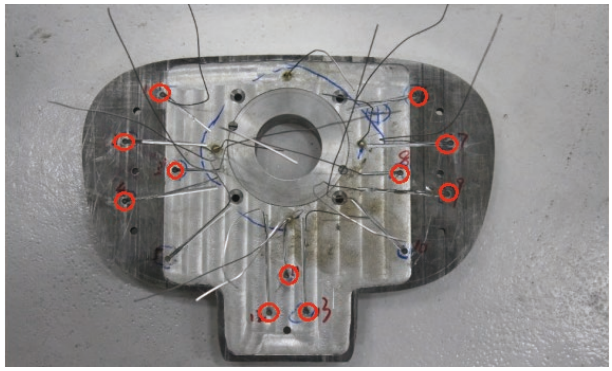


图 7　机头进气口封堵位置测压点布置

Fig. 7　Static pressure measure points on nose air inlet blockage

不同拉力状态下的机头进气区域受力 F 与无桨状态下的机头进气区域受力 F' 之差即为滑流引起的进气口附加气动力修正量 ΔF，由于该修正量对升力及俯仰力矩影响很小，这里仅给出阻力修正分量 ΔC_D。图 8 给出了飞机 A 襟翼 25°构型不同拉力系数下机头进气口 ΔC_D 随迎角变化曲线，由图可以看出，机头进气口 ΔC_D 随迎角变化较小，与拉力系数 C_T 基本呈线性增长关系。该阻力修正分量在大拉力系数下甚至接近 200 count，对全机产生不可忽视的影响，因此全机带动力阻力数据需要对机头进气口阻力修正量进行扣除。迎角 18°附近 ΔC_D 有一定跳动，原因可能与机翼分离失速引起的模型抖动有关，实际使用时可以对曲线进行光顺处理。

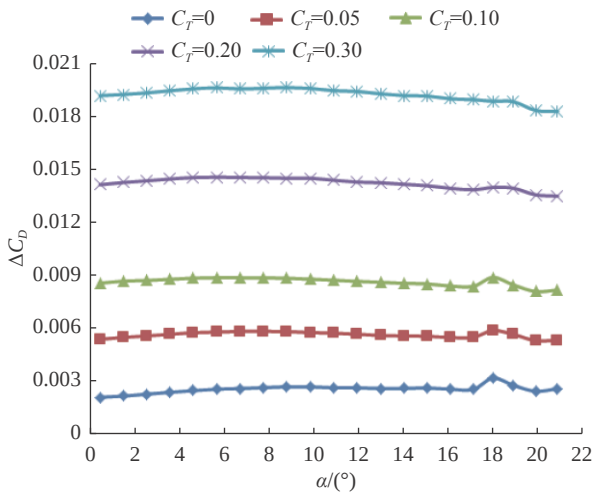


图 8　机头进气口封堵附加阻力修正量

Fig. 8　Drag correction of nose air inlet blockage

不同增升构型状态机头进气口阻力修正量基本一致，受襟翼偏度影响较小，这是由于机头距机翼较远，不同增升装置构型对螺旋桨滑流作用下的机头压力基本没有影响。不同进气口布置方式对进气口阻力修正量影响较大，如飞机 B 有足够空间对进气口进行修型处理，其机头进气口阻力修正量远小于飞机 A。

3　试验结果分析

3.1　滑流对纵向气动特性的影响

本文选取全机着陆构型作为典型构型进行滑流影响分析，飞机 A 襟翼偏度 δ_f 为 25°，试验风速为 30 m/s，飞机 B 襟翼偏度为 35°，试验风速为 35 m/s。图 9～图 10 给出了滑流影响下飞机 A、B 着陆构型的纵向气动特性，其中 NP 表示无螺旋桨状态，即无动力状态。

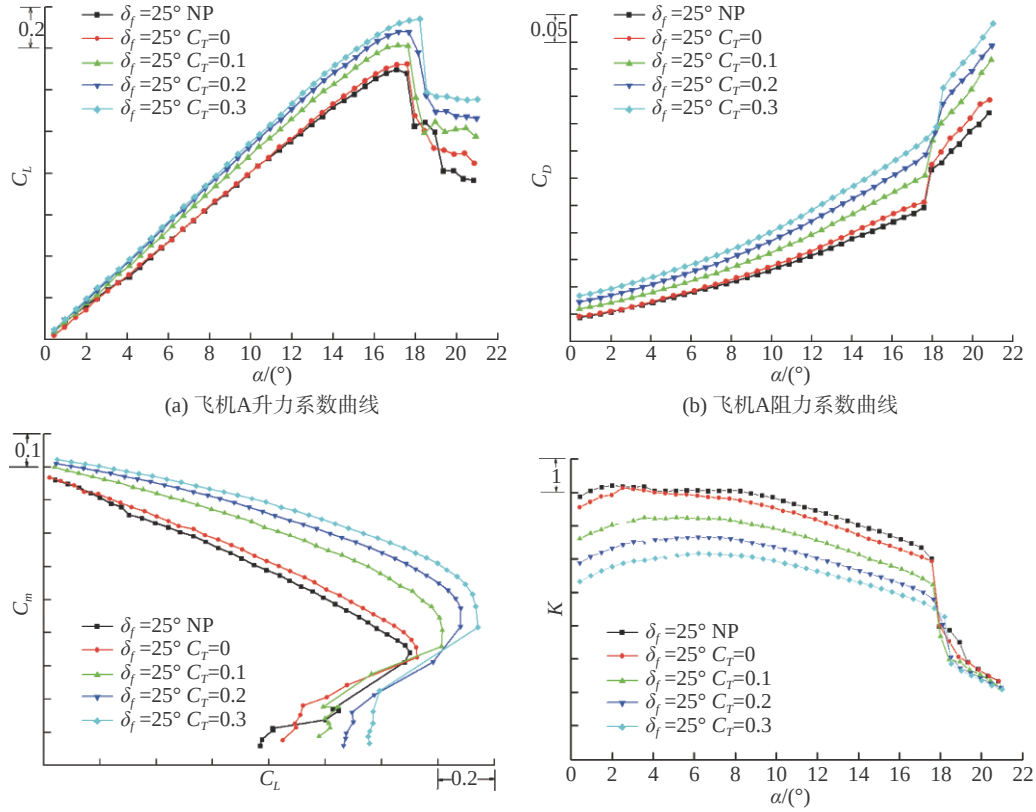
可见受滑流影响，飞机 A、B 阻力增大，升阻比降低，主要原因为滑流使得气流动压增大，模型表面摩擦阻力增大。滑流使得飞机 A、B 产生抬头力矩，纵向稳定性略微降低，主要原因为在螺旋桨滑流作用下，绕机翼后的下洗流动进一步增大[16-17]，导致平尾处当地迎角降低，升力降低，产生抬头力矩，全机焦点前移，全机纵向稳定性有所降低。

滑流使得飞机 A、B 升力系数斜率增大，最大升力系数增大。两种飞机着陆构型无桨状态最大升力系数及失速迎角接近，然而带动力状态下失速迎角差异明显：同样由无桨状态到拉力系数 $C_T = 0.3$，飞机 A 失速迎角推迟约 1°，飞机 B 失速迎角提前约 2.5°；尽管飞机 A 襟翼偏度小于飞机 B，其滑流影响导致的最大升力系数增量仍略大于飞机 B。通常情况下，迎角较大时机翼上翼面受到螺旋桨滑流加速吹洗，附面层内气流能量增加，气流分离推迟，失速迎角推迟，而飞机 B 失速迎角变化趋势与此规律相反。

3.2　升力失速形态的影响机理

为了进一步研究飞机 B 失速迎角提前现象的机理，试验采用荧光丝线流动显示法对飞机 B 着陆构型带动力($C_T = 0.2$)和无动力状态(NP)右侧机翼上表面流态进行研究。迎角在 6°～16°范围内机翼上表面丝线流动显示结果如图 11 所示，其中左列图为无螺旋桨状态，即无动力状态，右列图为带动力($C_T = 0.2$)状态，图中机翼左侧为机翼根部，右侧为机翼尖部，上侧为机翼前缘，下侧为机翼后缘。

螺旋桨滑流对机翼纵向特性的影响主要体现为

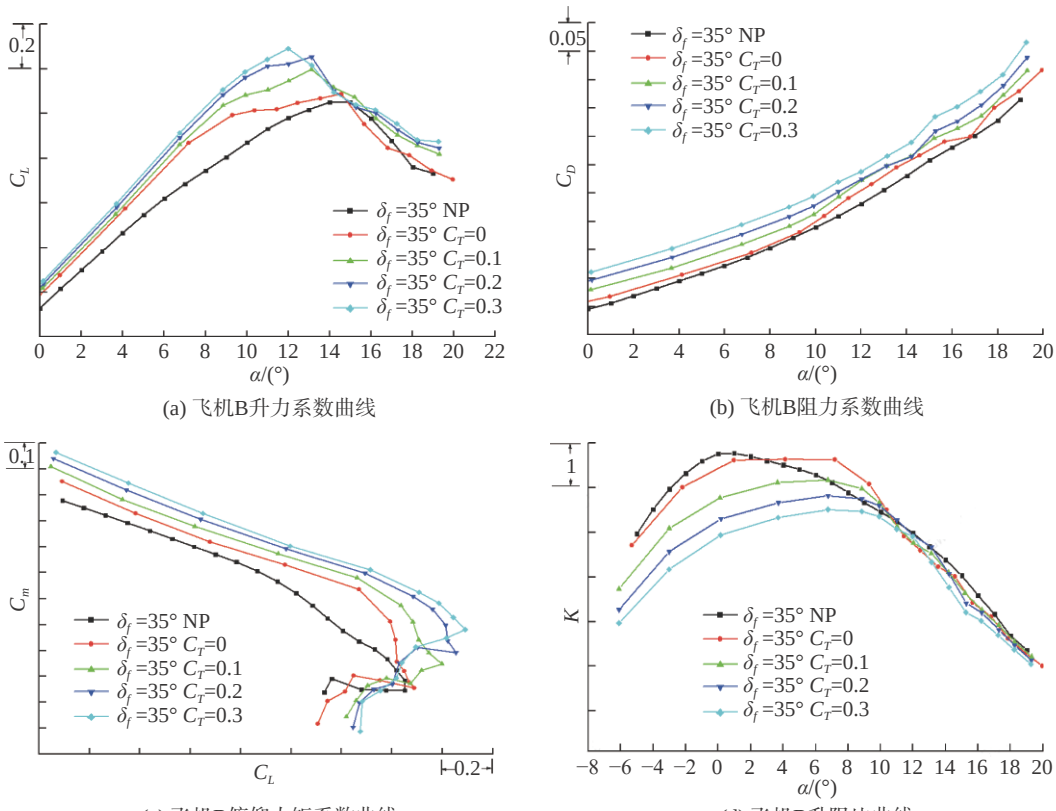


(a) 飞机A升力系数曲线　(b) 飞机A阻力系数曲线

(c) 飞机A俯仰力矩系数曲线　(d) 飞机A升阻比曲线

图 9　飞机 A 螺旋桨滑流对全机纵向气动特性的影响

Fig. 9　Slipstream effects on longitudinal aerodynamic characteristics of airplane A



(a) 飞机B升力系数曲线　(b) 飞机B阻力系数曲线

(c) 飞机B俯仰力矩系数曲线　(d) 飞机B升阻比曲线

图 10　飞机 B 螺旋桨滑流对全机纵向气动特性的影响

Fig. 10　Slipstream effects on longitudinal aerodynamic characteristics of airplane B

滑流的加速效应及旋转效应。唐建平等[18]对滑流影响下的全机压力分布研究表明，距螺旋桨一定距离后，螺旋桨滑流的旋转效应会变得相对较弱，滑流的主要影响为加速效应，即增大了当地气流速度。机头单发螺旋桨飞机机翼通常距螺旋桨较远，此时螺旋桨滑流对机翼的影响主要表现为增大当地气流速度。

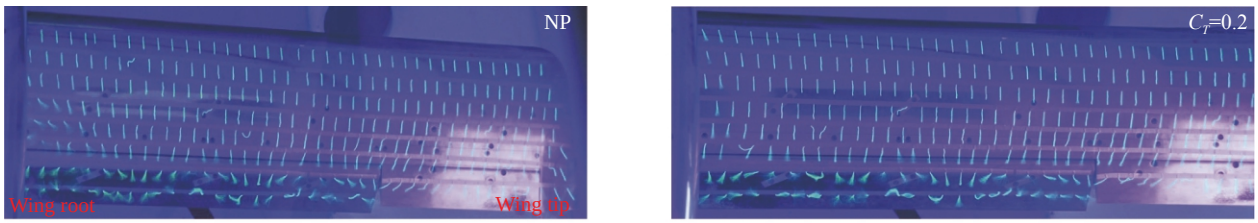
流动显示结果表明，$\alpha=6°$时，无动力状态机翼上表面根部后缘出现局部分离现象，对应升力系数曲线线性段在 $\alpha=6°$结束；$\alpha=15°$时无动力状态机翼上表面流动分离区已从机翼根部后缘逐步扩大至机翼中部，不过机翼外侧在此过程中仍能保持附着流态，对应升力系数在 $\alpha=15°$达到最大；$\alpha=16°$时，流动分离区已扩展到机翼上表面大部分区域。

带动力状态机翼上表面在迎角 6°～10°均保持附着流态，机翼翼根并未出现明显的流动分离现象，对应带动力升力曲线在迎角 6°～10°仍保持线性，其机理在于平直翼飞机机翼流动分离通常从机翼根部开始，然后随着迎角增加逐渐向翼尖发展，机头螺旋桨滑流使得机翼翼根流动加速，动压增大，有效抑制了翼根流动分离的产生，延长了升力系数线性段。$\alpha=12°$时机翼后缘才出现较小分离区，$\alpha=13°$时机翼后缘突然出现较大面积分离区，全机达到最大升力系数，失速迎角较无动力状态提前约 2°。根据上述带动力状态测力及丝线流动显示结果，可以推断 $\alpha=13°$时螺旋桨滑流高能量气流上移到机翼上方，不仅没有抑制机翼后缘分离，反而诱导机翼后缘上表面突然出现大面积分离，失速迎角相比无动力状态大幅提前，其原因在于滑流上移到机翼上方，机翼受到滑流的上洗作用，机翼当地迎角增大，机翼上表面逆压梯度增大，从而导致机翼上表面出现大面积流动分离，飞机失速迎角提前。

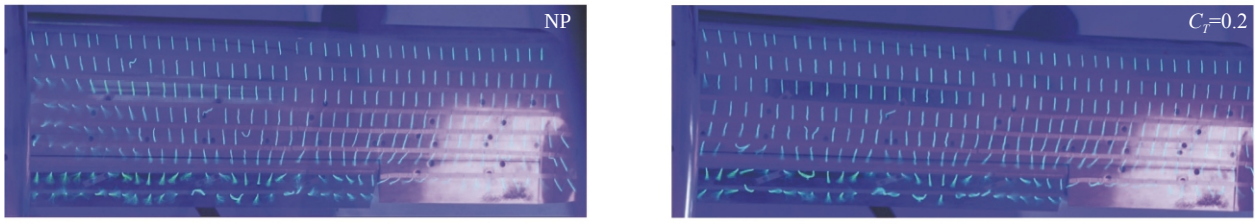
若想降低机头螺旋桨滑流对机翼不利的气动影响或增加利用滑流给机翼带来的益处，在飞机布局设计中应该注意调整螺旋桨与机翼的相对位置。

研究表明[1]，在没有来流和来流速度较低的情况下，螺旋桨桨盘后滑流流管的直径收缩为 0.816 倍至 0.92 倍螺旋桨直径，特别是在垂直于来流的方向，在来流速度较高时，滑流流管直径近似等于螺旋桨桨盘直径。李征初[2]等采用七孔探针对带动力状态的机翼前后流场进行了测量，证明了螺旋桨滑流是一个被螺旋桨加速的流管，在螺旋桨附近，流管截面积与螺旋桨桨盘面积大致相同；随着滑流向下游发展，流管截面积是不断收缩的。根据当迎角 $\alpha=13°$、$C_T=0.2$ 时滑流流管上移到飞机 B 机翼上方的结论，可通过简单的几何关系推测此时机翼后缘处滑流流管直径略小于螺旋桨桨盘直径，此时滑流流管边界在机翼位置与来流大致形成 8°的夹角，如图 12 所示。

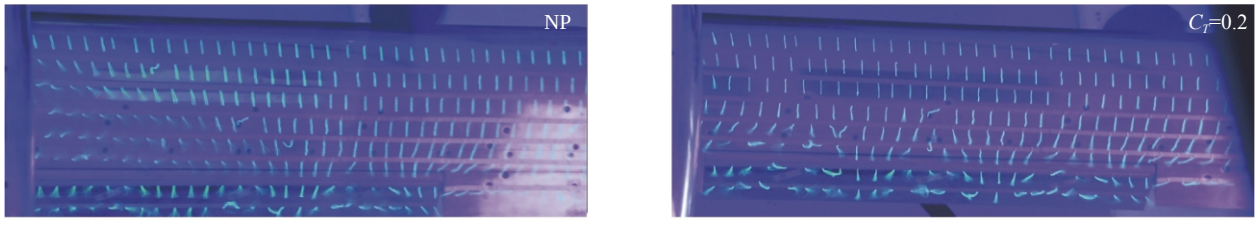
螺旋桨负荷的大小决定了桨后滑流的收缩程度，



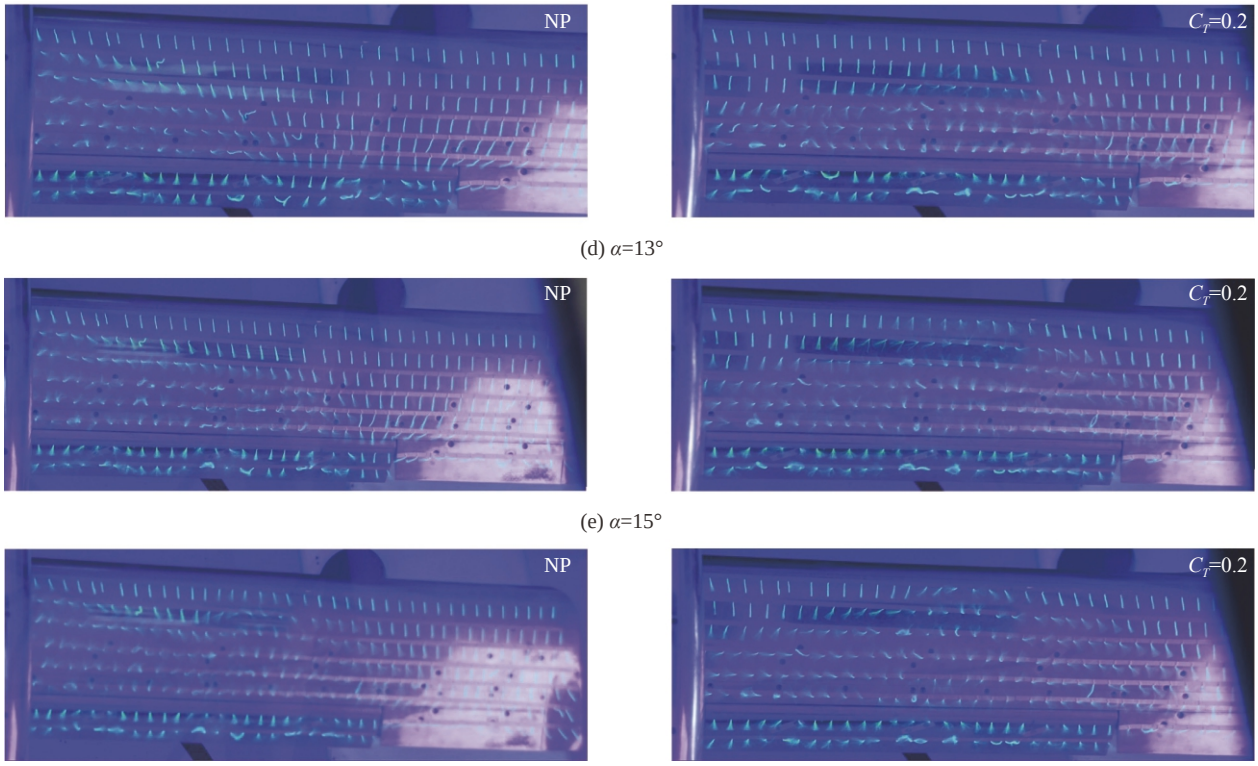
(a) α=6°



(b) α=10°



(c) α=12°



(d) α=13°

(e) α=15°

(f) α=16°

图 11 机翼荧光丝线流动显示

Fig. 11 Tuft flow visualization

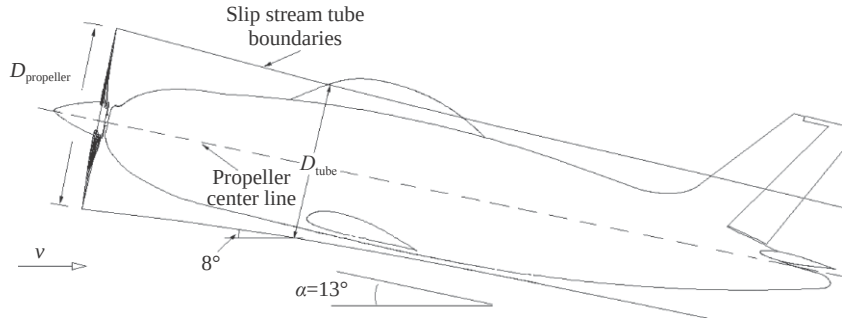


图 12 机头螺旋桨滑流扫掠下单翼机翼示意图

Fig. 12 Illustration of nose propeller slipstream over the wing of a low-wing airplane

负荷大的桨，滑流收缩大；负荷小的桨，滑流收缩小[19]。螺旋桨拉力系数越大，滑流收缩越大，滑流流管上移到飞机 B 机翼上方的迎角就越提前，这也解释了图 10(a)中螺旋桨拉力系数越大，对应飞机 B 升力失速迎角提前越多的原因。

4 结 论

本文对比了上、下单翼两种布局单发螺旋桨飞机的螺旋桨滑流影响风洞试验结果，分析了螺旋桨滑流引起全机纵向气动力变化的原因，得到了如下结论：

1）滑流对机头进气口封堵区域产生了不可忽视的附加阻力。该附加阻力与拉力系数基本呈线性关系，量值不受襟翼偏度影响，有必要在全机阻力中扣除该附加阻力。所提出的进气口封堵附加阻力修正方法也可应用到其他螺旋桨飞机的阻力修正中。

2）螺旋桨滑流对单发螺旋桨飞机全机纵向特性的影响主要体现为增大了当地气流速度。受滑流影响，全机升力系数斜率增大，最大升力系数增大，阻力增大，升阻比降低，抬头力矩增加，纵向稳定性略微降低。

3）机头螺旋桨与机翼的相对位置关系对单发螺旋桨飞机全机升力失速特性有着较大的影响。正常情况下，滑流有助于延迟机翼表面分离，推迟失速迎角，但滑流上移到飞机机翼上方会引起强烈的上洗流

动，增大机翼当地迎角，导致全机失速迎角提前。该现象对飞机气动力设计有着重要的影响，在工程应用中有必要对螺旋桨与机翼的相对关系进行仔细的研究分析。在下一步工作中，将会对滑流上移到机翼上方过程中的流场进行进一步研究，以期对单发螺旋飞机气动设计提供更多的参考。

参　考　文　献：

[1] 赵学训. 螺旋桨滑流对飞机绕流影响的试验研究[J]. 气动实验与测量控制, 1995(4): 48−52.
ZHAO X X. Experiment reseach of the airflow which surrounds aircraft under the influence of propeller slipstream[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 1995(4): 48−52 (in Chinese).

[2] 李征初, 王勋年, 陈洪, 等. 螺旋桨滑流对飞机机翼流场影响试验研究[J]. 流体力学实验与测量, 2000(2): 44−48.
LI Z C, WANG X N, CHEN H, et al. Experimental research of influence of propeller slipstream on wing flow field[J]. Experiments and Measurements in Fluid Mechanics, 2000(2): 44−48 (in Chinese).

[3] 李尚斌, 焦予秦. 螺旋桨滑流影响的研究进展[J]. 科学技术与工程, 2012, 12(8): 1867−1873.
LI S B, JIAO Y Q. The investigate development of propeller slipstream' s effect[J]. Science Technology and Engineering, 2012, 12(8): 1867−1873 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1671-1815.2012.08.029

[4] 李周复. 风洞试验手册[M]. 北京: 航空工业出版社, 2015: 510-522.
LI Z F. Handbook of wind tunnel test[M]. Beijing: Aviation Industry Press, 2015: 510-522 (in Chinese).

[5] 欧阳绍修, 赵晓霞, 江宗辉, 等. 螺旋桨径向力风洞试验方法研究[J]. 实验流体力学, 2012, 26(3): 91−94.
OUYANG S X, ZHAO X X, JIANG Z H, et al. The research on wind tunnel test method of propeller's radial force[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2012, 26(3): 91−94 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.2012.03.017

[6] 刘毅, 赵晓霞, 欧阳绍修. 螺旋桨飞机升力失速特性研究[J]. 空气动力学学报, 2015, 33(5): 655−660.
LIU Y, ZHAO X X, OUYANG S X. Investigation on lift stall characteristics of propeller aircraft[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2015, 33(5): 655−660 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2014.0024

[7] 李尚斌, 焦予秦. 基于翼尖支撑和螺旋桨独立支撑的螺旋桨滑流影响实验研究[J]. 工程力学, 2013, 30(7): 288−293.
LI S B, JIAO Y Q. The experiment investigation of the effect of propeller slipstream based on wing-tip support and independent propeller support[J]. Engineering Mechanics, 2013, 30(7): 288−293 (in Chinese).
doi: 10.6052/j.issn.1000-4750.2012.04.0243

[8] MORRIS J, SECKEL E. Full-scale wind tunnel tests of a low-wing, single-engine, light plane with positive and negative propeller thrust and up and down flap deflection[R]. NASA CR-1783, 1971

[9] FINK M P, SHIVERS J P, WARE G M. Full-scale wind-tunnel investigation of the static longitudinal and lateral characteristics of a light single-engine low-wing airplane[R]. NASA TN D-5857, 1970.

[10] FINK M P, FREEMAN D C Jr, GREER H D. Full-scale wind-tunnel investigation of the static longitudinal and lateral characteristics of a light single-engine airplane[R]. NASA TN D-5700, 1970.

[11] GREER H D, SHIVERS J P, FINK M P, et al. Wind tunnel tests of static long static longitudinal and lateral characteristics of a full-scale mockup of a light single-engine high-wing airplane[R]. NASA TN D-7149, 1973.

[12] RALSTON J, HULTBERG R. Full-envelope aerodynamics modeling of a general aviation aircraft with propeller slipstream effects[R]. AIAA 2010-7922, 2010.

[13] 徐传宝, 高静, 李盛文. 单发螺旋桨飞机滑流试验新方法[C]//第五届近代实验空气动力学会议论文集, 2015.
XU C B, GAO J, LI S W. A new experimental method for single propeller airplane[C]//Proceedings of the 5th Contemporary Experimental Aerodynamic Conference, 2015(in Chinese).

[14] 张锡金, 张晖. 螺旋桨发动机飞机动力模拟试验的一种新方法[J]. 实验流体力学, 2006, 20(2): 78−81,93.
ZHANG X J, ZHANG H. A new method for propeller power simulation test[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2006, 20(2): 78−81,93 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.2006.02.016

[15] 《空军装备系列丛书》编审委员会. 航空发动机[M]. 北京: 航空工业出版社, 2008: 137.

[16] RAUHUT P J, SLINGERLAND R. Propeller slipstream effects on lateral and directional static stability and control of a single engine tractor airplane[R]. AIAA 2003-51, 2003.

[17] 曾卓雄, 吴清. 螺旋桨滑流对水平尾翼气动特性的影响[J]. 应用数学和力学, 2016, 37(5): 492−500.
ZENG Z X, WU Q. Analysis on aerodynamic characteristics of the UAV horizontal tail under propeller slipstream[J]. Applied Mathematics and Mechanics, 2016, 37(5): 492−500 (in Chinese).
doi: 10.3879/j.issn.1000-0887.2016.05.005

[18] 唐建平, 唐朕, 阎皓杰. 螺旋桨滑流对飞机压力分布的影响试验研究[C]//第五届近代实验空气动力学会议论文集, 2015.
TANF J P, TANG Z, YAN H J. Test research of propeller slipstream influence on an airplane ’s pressure distribution[C]//Proceedings of the 5th Contemporary Experimental Aerodynamic Conference, 2015 (in Chinese).

[19] 刘沛清. 空气螺旋桨理论及其应用[M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2006: 92.
LIU P Q. Air propeller theory and its application[M]. Beijing: Beijing University of Aeronautics & Astronautics Press, 2006: 92 (in Chinese).

（本文责编：徐燕）

“大飞机精细化与综合化风洞试验技术”专栏简介

截至 2023 年年底，东航 C919 机队已累计执行商业航班 655 班，在 2024 年元月伊始，已正式在连接首都北京与经济中心上海的定期航线上飞行，这彰显着我国大飞机事业取得的伟大成就。大型飞机对安全性、舒适性、经济性和环保性要求高，需要解决大展弦比超临界机翼、新型复合材料结构、短舱/机翼近距耦合、低噪声与结冰安全等方面的设计难题，这对风洞试验的模拟能力、数据质量提出了新挑战。

2007 年以来，面向大型飞机风洞试验需求，我国先后建成了大型气动声学风洞、结冰风洞、2.4 m 和 4.8 m 连续式跨声速风洞、低温高雷诺数风洞等国际一流的大型基础试验设施，系统提升了已有风洞体系的大飞机试验能力，形成了功能完善、性能先进、尺寸搭配、速度衔接的大飞机风洞试验设备体系和试验技术体系，有力支撑了大飞机的研制和关键技术的攻关。为了展现该领域的最新研究成果，《空气动力学学报》组织了“大飞机精细化与综合化风洞试验技术”专栏，进一步聚焦跨声速风洞的大飞机试验技术专题，对我国大型飞机风洞试验技术研究现状与发展趋势进行了综合论述，具体阐述了 2.4 m 暂冲型跨声速风洞大飞机试验技术及数据修正方法、PIV 及 PSP 技术在大飞机风洞试验中的综合应用以及 2.4 m 连续式跨声速风洞大飞机精细化测力试验技术等。希望此专栏能够展现我国大型飞机风洞试验技术领域的最新进展，促进相关领域的技术交流和发展。

在该专栏的组织出版中，得到了组稿专家、作者、审稿专家的大力支持，在此谨对他们付出的心血和劳动表示衷心的感谢！

《空气动力学学报》编辑部

2023 年 12 月



专栏组稿专家简介：

崔晓春（1975—），男，辽宁朝阳人，工学博士，中国航空工业空气动力研究院总工程师，主要从事风洞试验技术研究、风洞设计等工作，担任中国空气动力学会副理事长、高速高雷诺数气动力航空科技重点实验室主任、《空气动力学学报》副主编。获得省部级科技成果一等奖 4 项，发表论文十余篇，授权发明专利 30 余项。

文章编号：0258-1825(2023)12-0083-12

我国大型飞机风洞试验技术研究现状与发展趋势

吴军强[1]，崔晓春[2,3]，魏 志[1,*]，杜文天[2,3]
（1. 中国空气动力研究与发展中心，绵阳 621000；2. 中国航空工业空气动力研究院，沈阳 110034；
3. 高速高雷诺数气动力航空科技重点实验室，沈阳 110034）

摘 要：大型飞机风洞试验技术是大型飞机产业化发展的重要技术基础。本文简要介绍了大型飞机气动布局特点及其风洞试验需求，阐述了近十多年来我国在边界层转捩精确模拟与流动精细化观测、高速风洞试验模型支撑、精细化气动力/气动载荷测量、气动力试验数据修正、气动噪声、结冰与防除冰等大型飞机风洞试验技术研究方面的发展现状，分析了我国现有风洞试验技术能力水平与航空发达国家及未来型号发展需要之间的差距，并提出了下一步发展建议。

关键词：大型飞机；低速风洞；跨声速风洞；试验技术；研究现状；发展趋势
中图分类号：V211.71 **文献标识码：**A **doi：**10.7638/kqdlxxb-2023.0147

Research status and development tendency of large aircraft wind tunnel technologies in China

WU Junqiang[1], CUI Xiaochun[2,3], WEI Zhi[1,*], DU Wentian[2,3]
(1. *China Aerodynamic Research and Development Center*, *Mianyang* 621000, *China*;
2. *AVIC Aerodynamics Research Institute*, *Shenyang* 110034, *China*;
3. *Aviation Key Laboratory of Science and Technology on Aerodynamics of High Speed and High Reynolds Number*, *Shenyang* 110034, *China*)

Abstract: Large wind tunnels and related test techniques are indispensible foundation for the development of large aircraft. This article briefly introduces the aerodynamic characteristics of large aircraft and their wind tunnel test requirements. It also elaborates on the research status of large wind tunnel test techniques in China in the past decade, including the accurate simulation of boundary layer transition, flow field visualization, high-speed wind tunnel test model support, fine aerodynamic force/aerodynamic load measurement, aerodynamic force test data correction, aerodynamic noise, ice formation and deicing. It analyzes the gap between China's current wind tunnel test technology ability level and the needs of aviation developed countries and future model development, and puts forward development suggestions for the next step.

Keywords: large aircraft; low-speed wind tunnel; transonic wind tunnel; testing technology; research status; development tendency

0 引 言

大型飞机（简称大飞机）一般是指最大起飞重量在 100 t 或座位数在 100 座以上的运输类、轰炸类飞机，按其用途又可分为大型军用运输机、民用客机、轰炸机、特种用途飞机等。大型飞机在国防安全和国民经济现代化建设中具有重要支撑和关键引领作用，是一个国家综合国力和科技水平的集中体现。为了加快科技自主创新步伐，缩短与世界航空强国的技术差距，国家在“十一五”期间将大型飞机作为重大科

收稿日期：2023-08-31； **修订日期：**2023-10-30； **录用日期：**2023-11-11； **网络出版时间：**2023-12-27
基金项目：民机科研项目
作者简介：吴军强（1965—），男，研究员，研究方向：空气动力学. E-mail：CARDC_wujunqiang@163.com
通信作者：魏志*，高级工程师，研究方向：跨超声速空气动力学. E-mail：826844150@qq.com
引用格式：吴军强, 崔晓春, 魏志, 等. 我国大型飞机风洞试验技术研究现状与发展趋势[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(12): 83−94.
WU J Q, CUI X C, WEI Z, et al. Research status and development tendency of large aircraft wind tunnel technologies in China[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(12): 83−94(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0147

技专项纳入“国家中长期科学和技术发展规划纲要（2006—2020 年）”，同步启动了大型飞机研发任务。在专项工程牵引带动下，经过接近 20 年的持续攻关，突破了大型飞机设计、制造、试验和运营维护等系列技术瓶颈，建立了拥有完全自主知识产权的大型飞机研发技术体系，初步形成了配套完整的大型飞机产业链、供应链，支撑了我国 ARJ21-700 新支线飞机、C919 大型客机和 CR929 远程宽体客机“三步走”发展战略，开创了我国大型飞机发展新局面。

大型飞机载重大、航程远，“四性”（安全性、舒适性、经济性和环保性）指标要求高，气动力作为飞机总体、气动、性能、操稳、结构、控制等专业设计的输入条件，其准确预测与客观评价对飞机布局方案的选择和优化设计至关重要，是大型飞机自主研发首先必须攻克的关键技术之一。因此，作为验证大型飞机气动设计效果、评估性能水平的最直接手段——大型飞机风洞试验技术的研发水平至关重要。近年来，随着国内新一批低速风洞和大型跨声速风洞的建设，基础性、原创性的风洞试验技术已获突破。本文在简要介绍大型飞机布局特点及风洞试验需求的基础上，详细介绍国内气动力研究单位自“十一五”以来围绕大型飞机专项工程所发展的相关试验设备和试验技术，分析现有技术能力水平与未来型号发展需求、世界航空发达国家水平的差距，提出下一步发展建议。

1 大型飞机布局特点及气动力试验需求

大型飞机为追求卓越的气动效率和飞行品质，确保“四性”指标可靠实现，赢得市场竞争，在气动、结构、推进、控制等方面均采用大量先进设计技术[1]。例如：在气动布局方面，普遍采用大展弦比超临界机翼、高效增升装置、低阻船尾后机身、高效低阻翼尖和主/被动流动控制技术等；在结构设计方面，大量采用新型复合材料来优化结构强度，减轻结构重量，提高结构效率；在动力推进技术方面，除选择先进高效发动机外，层流短舱及机翼/短舱近距耦合设计也是提高推进效率、降低排气噪声的关键技术之一；同时，当代大飞机基本都采用先进电传飞行控制，选择气动效率较高的跨声速速域范围巡航飞行，以进一步提高飞机的操纵稳定性和巡航效率。这些先进技术的大量应用，使得为飞机各专业设计提供输入条件的气动设计与试验评估工作变得更为复杂、更为重要。因此，需要通过大量高保真度、精细化空气动力地面模拟试验（风洞试验）来验证气动设计效果，并为性能、操稳、结构、控制等专业提供精准的气动设计载荷。对气动试验的要求具体体现在以下几方面：

1）高保真试验模拟环境。风洞试验是根据相对运动原理，采用缩比飞行器模型，按照相似准则，在地面人工模拟的气流环境（即风洞试验段流场环境）中开展飞行器模型气动力测量的试验实践活动。因此，风洞流场环境是准确获取飞行器气动力试验数据的前提和基础。对大型飞机而言，在跨声速巡航飞行时，空气压缩性效应明显，机体表面同时存在亚声速、声速和超声速流动，流场结构异常复杂，涉及流动转捩、分离、旋涡、激波、激波/边界层干扰等高度非线性复杂流动现象，对飞行条件（姿态、速度、加速度）和飞机表面的几何状态（光洁度、缝隙、鼓包等）异常敏感，对风洞试验时的流动模拟保真度和相似参数要求更高、更严。一方面需要通过试验段设计优化和精细调试来提高流场品质，使风洞流场均匀性、气流偏角、轴向梯度、湍流度、噪声、消波特性等静、动态指标达到先进水平，尽量接近高空飞行时的大气环境，提高试验环境模拟的保真度；另一方面需要建立小延迟、快响应的流场测量控制系统，保证试验模型运动过程中流场的快速跟随调节。此外，在跨声速风洞进行试验时，影响模型表面流动状态的另外一个关键相似参数是表征气流黏性的雷诺数，尤其是大型飞机的超临界机翼和层流短舱设计对雷诺数高度敏感，需要风洞试验的雷诺数进入自准区范围才能获得稳定可修正的基础数据。

2）精细完备的试验技术。大型飞机气动布局特殊、技术指标先进、设计过程复杂，不同设计阶段的关注重点和试验评估内容也不相同，需要建立完备的试验技术体系，形成涵盖大型飞机气动设计全过程的精细化试验能力，为设计方案迭代优化提供科学精确的评估依据。一般而言，在布局选型设计阶段，需要准确评估翼型/机翼、扰流装置、增升装置，以及机身头部、尾部和短舱安装位置等的影响；在详细设计阶段，需要开展大量高品质气动力/气动载荷测量试验和流动观测试验，获取性能、操稳、结构、强度、控制等专业设计需要的气动载荷数据，指导设计方案改进优化；而在工程研制阶段，重点则是以飞控气动数据库建设为核心，补全影响飞行安全边界和天地相关性修正需要的气动弹性、动导数和动力影响等特种试验。与传统小展弦比战斗机试验技术体系相比，大型飞机试验技术体系建设重点需要突破以下关键技术：一是边界层转捩精确模拟与显示技术，以保证超临界机翼、层流短舱等模型部件表面流动状态的有效模拟；二是大型飞机模型小干扰支撑技术，需要根据不

同的试验目的和用途，研制对模型外形破坏小、支撑干扰可修正的多种组合支撑形式，如能够同时兼顾纵、横向试验要求的斜尾支撑技术，用于尾支撑干扰修正和机身头部、尾部选型的翼尖双支撑技术、条带悬挂支撑技术等；三是高精度气动力/气动载荷测量技术，如连续变迎角/变侧滑角连续采集测力试验技术、模型表面压力云图三维视频测量技术等，以达到准确获取大飞机气动力/气动载荷随迎角、侧滑角非线性变化关系的目的；四是先进流动显示与观测技术，以实现宏观气动力与微观流动结构的同步测量，揭示布局设计背后蕴藏的流动机理，为改进优化布局设计提供科学指导；五是大型飞机气动噪声、结冰与防除冰试验技术，以满足适航取证对机体噪声评估、机体重要部件结冰与防除冰性能评估的技术需求。

3）实用可靠的试验数据修正方法。风洞模型试验与全尺寸飞行器在自由大气中的真实飞行存在明显的绕流环境差异，加之大型飞机结构尺寸大、飞行雷诺数高，而试验模型缩比大、尺寸小，试验雷诺数比实际飞行低一个数量级，以及气动/推进、气动/结构的耦合影响也难以在常规气动力/气动载荷试验中同步考虑。这些都导致风洞试验结果与真实飞行结果存在较大差异，必须对风洞试验结果进行系列修正，才能保证试验结果用于评估分析气动设计和预测飞行性能的可靠性。修正内容包括风洞试验基准数据修正和天地相关性修正两部分内容，基准数据修正主要开展支撑干扰、洞壁干扰、流场畸变、模型变形的影响修正，天地相关性修正则是开展雷诺数效应、静气动弹性、动力影响和配平影响等修正。

2　我国大型飞机风洞试验设备及技术发展现状

在 2007 年大飞机专项工程正式立项研制时，我国气动力试验设备基础、试验模拟能力和试验数据修正技术均与美欧航空发达国家存在明显差距，低速方面缺乏结冰模拟和气动噪声等特种试验设备，亚跨声速仅有一座 2.4 m×2.4 m 常规暂冲型风洞。与美欧航空发达国家配套完善的跨声速试验设备体系[2]相比（见表 1），我国的主要差距表现在跨声速风洞数量严重不足、风洞试验段尺寸偏小、不具备高雷诺数试验模拟能力，这些严重制约着大型飞机跨声速

表 1　美欧配套完善的大型飞机跨声速风洞设备[2]

Table 1　Transonic wind tunnels for large aircraft in the United States and Europe[2]

国家/地区	研究机构	风洞名称	试验段尺寸	马赫数数范围	雷诺数/(10^6·m^{-1})	风洞类型
美国（11座）	AEDC	16T	4.88 m×4.88 m	0.05～1.6	0.1～23.6	连续式
	NASA阿姆斯	11英尺	3.4 m×3.4 m	0.4～1.4	4.1～30.8	连续式
		14英尺	4.1 m×4.2 m	0.5～1.2	8.5～13.8	连续式
	NASA兰利	NTF	2.5 m×2.5 m	0.2～1.2	480	低温连续式
		8×8英尺	2.44 m×2.44 m	0.2～1.3	0.33～19.70	增压连续式
		16TT	4.7 m×4.7 m	0.2～1.3	3.9～13.8	连续式
		16TDT	4.88 m×4.88 m	0.1～1.2	9.2～27.9	连续式
	NASA格林	8×6英尺	2.4 m×1.8 m	0.25～2.00	11.6～15.6	连续式
	卡尔斯潘	8×8英尺	2.44 m×2.44 m	0～1.35	41	连续式
	波音公司	8×12英尺	2.4 m×3.7 m	0～1.15	13.1	连续式
	海军研究与发展中心	7×10英尺	2.1 m×3.0 m	0.25～1.17	3.3～16.4	连续式
欧洲（7座）	德/荷DNW	HST	1.6 m×2.0 m	0.15～1.35	10～15（$Ma=1.25$）	连续式
			1.8 m×2.0 m	0.15～1.35	31（$Ma=0.7$）	连续式
	英国ARA	TWT	2.4 m×2.7 m	0～1.4	4.9～18.0	连续式
	英国RAE	2.5米风洞	2.5 m×2.25 m	0.1～0.9	38（$Ma=0.9$）	连续式
			2.5 m×2.25 m	1.35～2.50	11（$Ma=2.5$）	连续式
		2.4米风洞	2.4 m×1.8 m	0～1.25	9～24	连续式
	法国ONERA	S2-MA	1.77 m×1.75 m	0.1～1.3	5.5～29.4	连续式
			1.94 m×1.75 m	1.5～3.1	5.5～29.4	连续式
		S1-MA	ϕ8 m	0～1.0	13.5	连续式
	欧洲四国	ETW	2.4 m×2.0 m	0.15～1.30	228（全模）	低温连续式
			2.4 m×2.0 m	0.15～1.30	410（半模）	低温连续式

巡航气动特性准确预测、动力影响评估和气动弹性、雷诺数效应研究等工作的开展。为此，中国空气动力研究与发展中心（下文简称“气动中心”）、中国航空工业空气动力研究院（下文简称“航空工业气动院”）等国内大型飞机气动力研究单位分别建设了系列高品质风洞试验设备，不仅填补了结冰模拟[3]、气动噪声[4]和高雷诺数试验模拟能力[5]的空白，而且使我国大型飞机研制试验的主要生产型高、低速风洞的流场品质和马赫数控制精度均能达到国军标先进指标。在此基础上，各气动研究机构围绕大飞机试验需求，针对性地开展了大量试验技术攻关，形成了功能配套、尺寸衔接、比肩世界一流的大型飞机气动力试验研究平台（见表 2）[6]，完成了对美欧先进水平的追赶补差，为我国大型飞机自主研发提供了有力支撑，促进了我国低跨超声速空气动力试验技术的明显进步。

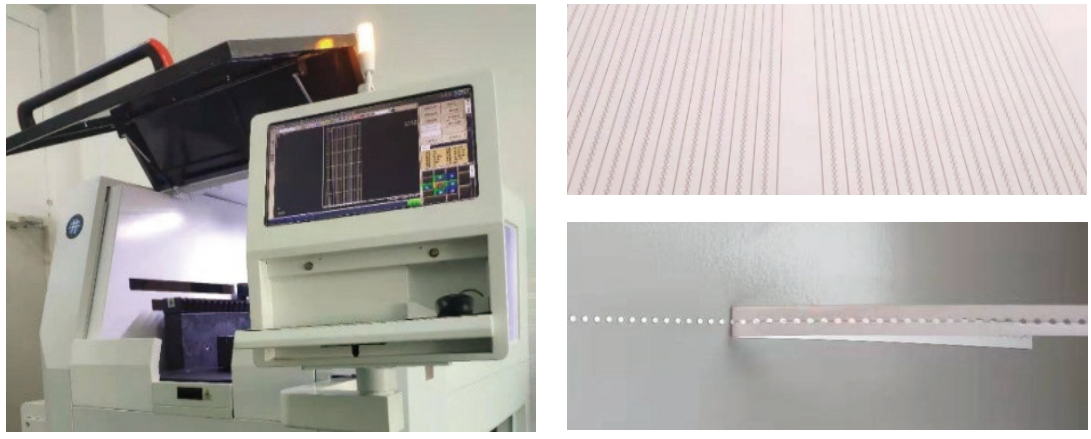
表 2 我国大型飞机风洞设备体系现状[6]

Table 2 Wind tunnels for large aircraft in China[6]

研究机构	风洞名称	试验段尺寸	最大风速/马赫数范围	总压范围/MPa	雷诺数/(10^6·m^{-1})	风洞类型
中国空气动力研究与发展中心	FL-12风洞	4.0 m×3.0 m	100 m/s	常压	0.5～6.0	常规回流式
	FL-13风洞	8.0 m×6.0 m	100 m/s	常压	5.7	直流下吹式
	FL-14风洞	ϕ3.2 m	145 m/s	常压		开口射流风洞
	FL-15风洞	ϕ5.0 m	50 m/s	常压	0.231～3.480	立式风洞
	FL-16风洞	3.0 m×2.0 m	21～210 m/s	常压		结冰风洞
	FL-17风洞	5.5 m×4.0 m	100 m/s（开口）、130 m/s（闭口）	常压		声学风洞（75～80 dBA）
	FL-19风洞	8.0 m×6.0 m	Ma=0.02～0.38	常压	0.65～8.84	常规回流式
		9.0 m×7.0 m	Ma=0.02～0.38	常压	0.65～8.84	大型低速风洞
	FL-26风洞	2.4 m×2.4 m	Ma=0.30～1.43	0.11～0.45	7.33～70.83	暂冲半回流
	FL-27风洞	2.0 m×2.0 m	Ma=0.3～3.5	0.1～1.3	6.75～65.00	暂冲开口式
	CTW风洞	2.6 m×2.2 m	Ma=0.15～1.30	0.11～0.45	233（全模）、391（半模）	低温连续式
	4.8米风洞	4.8 m×4.8 m	Ma=0.20～1.60	0.005～0.250	0.40～35.42	常规连续式
中国航空工业空气动力研究院	FL-8风洞	3.5 m×2.5 m	60 m/s	常压	4.4	常规回流式
	FL-9风洞	4.5 m×3.5 m	130 m/s	0.4	21.25	回流增压风洞
	FL-10风洞	8.0 m×6.0 m	85 m/s（开口）、110 m/s（闭口）	常压	5.20	常规回流式
	FL-51风洞	4.5 m×3.5 m	85 m/s（开口）、110 m/s（闭口）	常压	2.7	回流动态风洞
	FL-52风洞	2.0 m×1.5 m	100 m/s	常压		航空声学风洞（74 dBA（80 m/s））
	FL-62风洞	2.4 m×2.4 m	Ma=0.15～1.60	0.02～0.40	53.34	常规连续式
北京航空航天大学	声学风洞	4.0 m×3.0 m		常压		航空声学风洞

2.1 边界层转捩精确模拟与流动精细化观测技术

针对国内传统金刚砂粗造带转捩模拟和黑白两色油流试验技术存在的标准化程度低、流动结构分辨率不够、试验过程中质量控制难等现实问题，突破多种型号规格转捩单元制备（图 1）、标准化粘贴工艺和油流试剂定量化配置、彩色荧光粒子生成、数字

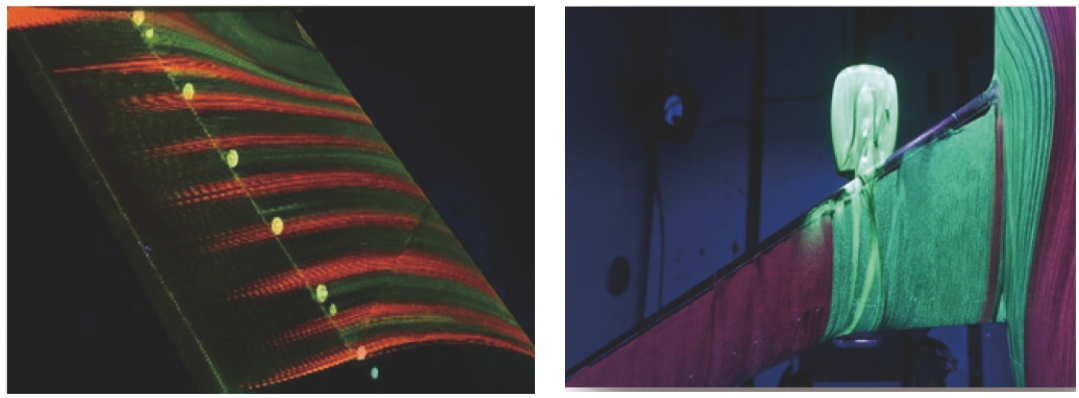


(a) 标准转捩带制作设备 (b) 转捩带成品及粘贴效果

图 1 标准转捩带制作设备及转捩带成品粘贴效果

Fig. 1 Standard transition trip manufacture equipment and its production

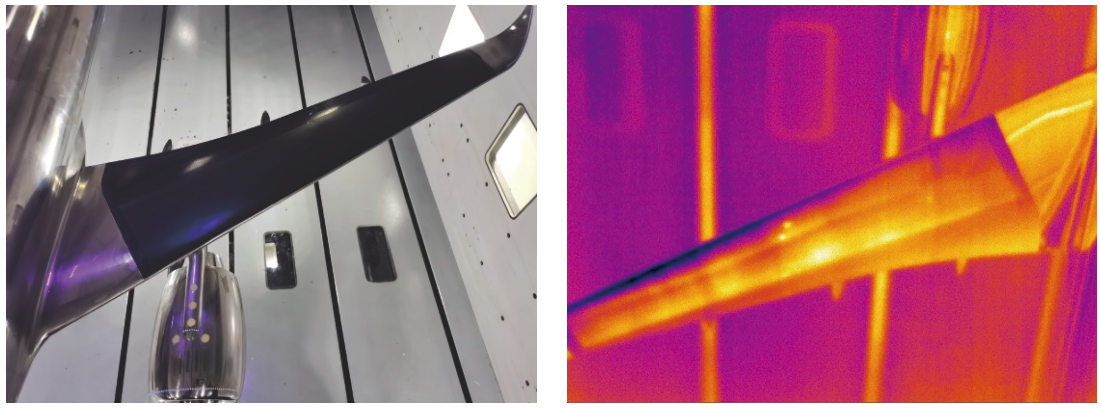
化油流图谱采集[7]等核心技术（图 2），形成了标准化、数字化、多色彩边界层转捩模拟与流动观测技术；发展了基于电加热涂层的红外转捩探测技术[8]（图 3），有效提高了大飞机试验流动模拟与观测水平。



(a) 机翼流向油流图谱　　(b) 部件干扰油流图谱

图 2　CR929 机翼彩色荧光油流图谱[7]

Fig. 2　Flow field around a CR929 wing illustrated by color fluorescence oil[7]



(a) 基于导电铜漆的电加热涂层　　(b) 红外转捩位置探测效果(Ma=0.785，α=2°，Re=4.0×10^6)

图 3　C919 机翼基于电加热涂层的转捩位置探测应用[8]

Fig. 3　Transition zone detection on a C919 wing using electric heating coating[8]

2.2　高速风洞试验模型支撑技术

长期以来，我国高速风洞均采用“中部弯刀+双转轴”模型支撑方式开展纵、横向试验，采用“机构迎角/侧滑角+天平/支杆弹性角修正”方式间接获得试验模型的迎角、侧滑角，存在模型姿态角耦合、试验包线范围受限和模型姿态与气动力测量信号同步性差等问题。为此，气动中心在改进优化大型飞机低阻船尾后机身尾部支撑方式（斜尾支撑）基础上，基于分层叠加原理，研制了迎角、侧滑角完全解耦的骨架型半弯刀模型支撑机构[9]（图 4），试验模型迎角、侧滑角增大而支撑系统的堵塞度只略有减小或基本保持不变。同时，气动中心还基于视频测量技术建立了模型位姿光学测量技术[10]（图 5），研发了具有较强抗振能力的迎角传感器。这不仅有效提高了模型位姿测量水平（迎角和侧滑角的测量精度均达到了 0.01°），而且为连续变姿态、连续采集测力试验技术[11-12]奠定了良好基础。

2.3　精细化气动力/气动载荷测量技术

在精细化测量方面，攻克了模型姿态角匀速运行控制、迎角运行速率影响和振动影响修正、实时精确测量、流场快速跟随调节、信号实时同步采集、连续信号测量处理等诸多技术难题，在试验能耗与传统阶梯试验方式接近的情况下，首次在暂冲型跨声速风洞中建立了达到世界一流水平的连续变迎角、变侧滑角连续采集测力（图 6）、测压试验技术；发展了高精度离散压力 PSI 测量和基于压力敏感涂料（pressure sensitive paint, PSP）的模型表面连续压力光学测量技术[13-15]（图 7）；首次在连续式跨声速风洞中，实现了

PIV+PSP 综合化应用[16]（图 8）。针对大飞机缩小垂直间隔标准（reduced vertical separation minimum, RVSM）适航取证需求，利用连续式跨声速风洞优秀流场品质，发展了高精度测压试验技术，改变了以往高精度适航认证测压试验仅能依靠国外风洞的现状[17-18]（图 9）。这些技术的实现和突破极大地丰富了大型飞机气动力、气动载荷试验数据信息量、试验效率和试

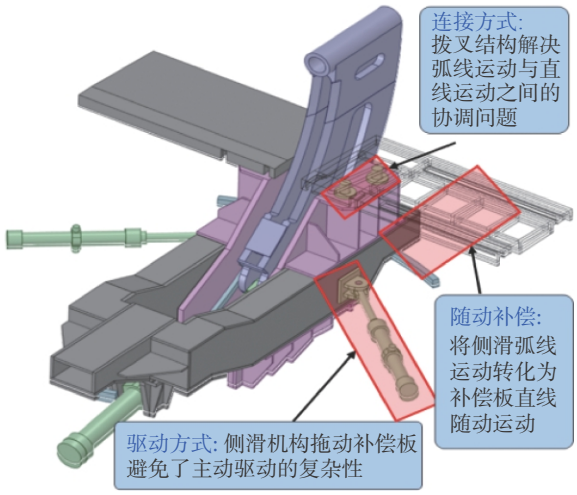


图 4 迎角/侧滑角完全解耦的多功能支撑系统[9]

Fig. 4 Multi-functional support system with fully decoupled angles of attack/sideslip[9]

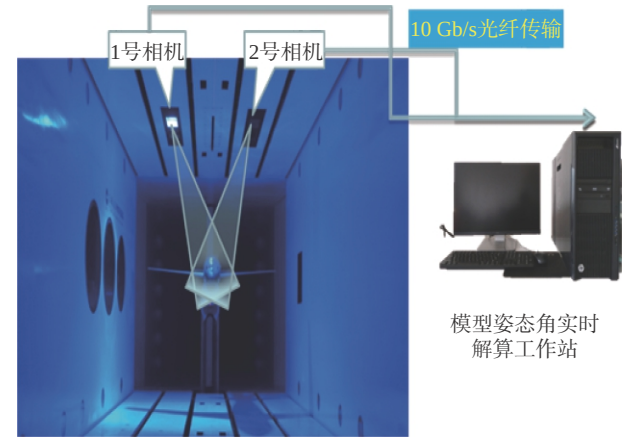
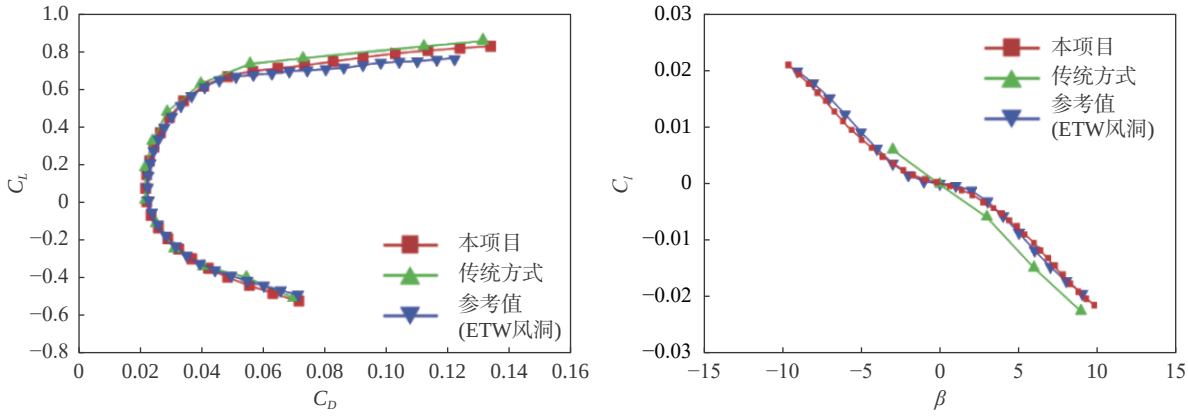


图 5 基于立体视觉测量技术的模型迎角/侧滑角实时测量系统[10]

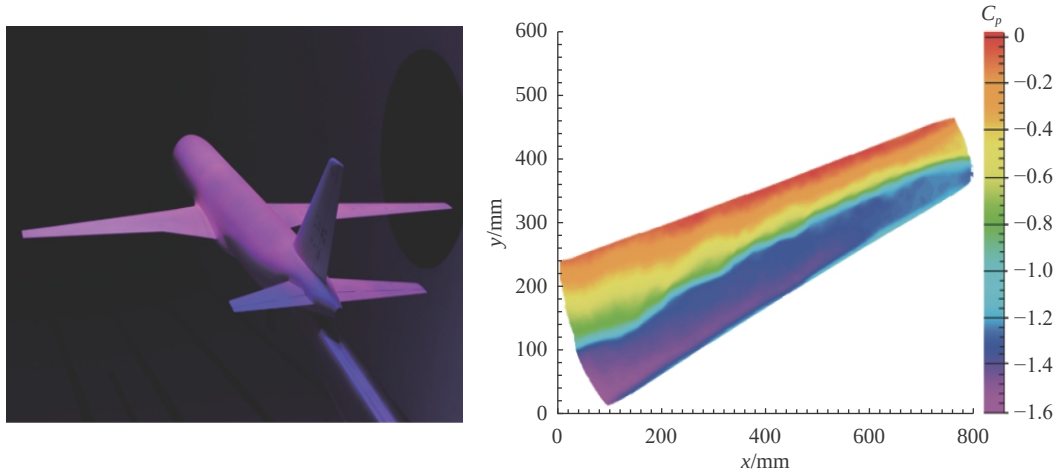
Fig. 5 Angles of attack/sideslip real-time measurement system based on stereo vision measurement technology[10]



(a) 极曲线 (b) 滚转力矩曲线

图 6 CHN-T1 标模连续变姿态角测力试验结果曲线对比

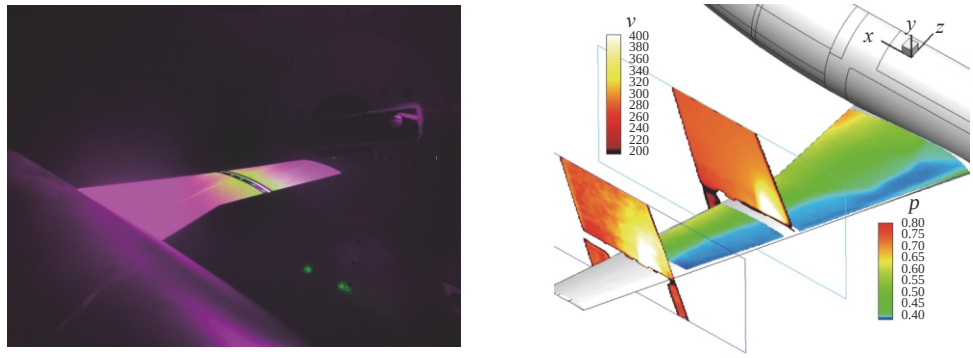
Fig. 6 Comparisons of force measurement results of model CHN-T1 with continuously varying attitude angle



(a) C919模型PSP涂层 (b) C919模型机翼PSP测量结果

图 7 C919 模型 PSP 典型试验结果（$Ma = 0.785$，$\alpha = 4°$）[13-15]

Fig. 7 Typical PSP results of C919 model at $Ma = 0.785$ and $\alpha = 4°$[13-15]



(a) CACM模型PSP涂层与PIV测量截面　　(b) PSP+PIV综合化试验结果

图 8　CACM 模型 PSP+PIV 综合化试验结果[16]

Fig. 8　Integrated PSP and PIV measurement results of CACM model[16]

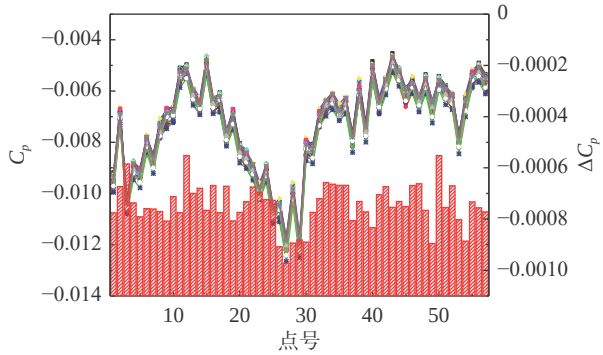


图 9　高精度测压技术在 RVSM 类试验中的应用效果[17-18]

Fig. 9　High-precision pressure measurement results in RVSM type tests[17-18]

验质量水平。

2.4　大型飞机气动力试验数据修正技术

在改进完善大型飞机气流偏角、轴向压力梯度和流场畸变、底阻影响等修正科目基础上，充分发挥数值仿真在试验设计和数据修正中的作用，建立健全了试验与数值计算相结合的大型飞机支撑干扰、洞壁干扰、模型变形和雷诺数影响修正技术，形成了大型飞机风洞试验基础数据修正体系[19]。其中，对于斜尾支撑干扰，建立了翼下双天平或张线辅助支撑修正方式[20]（图 10、图 11）；对于开槽壁试验段洞壁干扰，基于经典映像法，发展了槽壁洞壁干扰快速预估与修正技术[21]（图 12）；基于荧光标记点的试验模型变形光学测量结果（图 13），通过动网格技术求解变形前后模型的气动力差量，获得了模型变形影响修正量[22]（图 14）；通过高保真度计算流体动力学（Computational Fluid Dynamics, CFD）模拟与低温风洞飞行雷诺数试验结果验证，实现了大型飞机雷诺数效应预测与实时评估（图 15）。

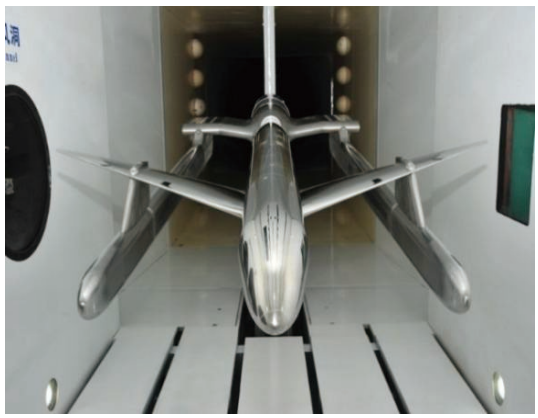


图 10　翼尖双支撑方式[20]

Fig. 10　Wingtip double support mode[20]

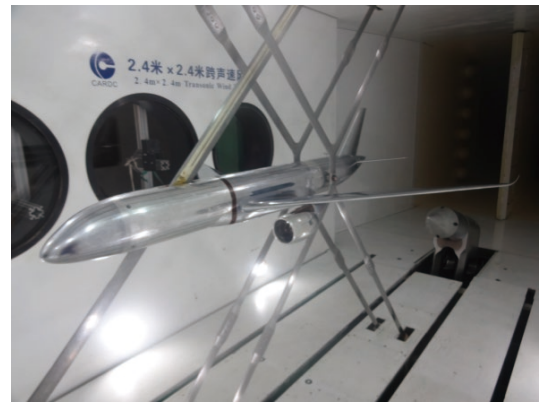


图 11　条带悬挂内式支撑方式[20]

Fig. 11　Internal support using strip suspension[20]

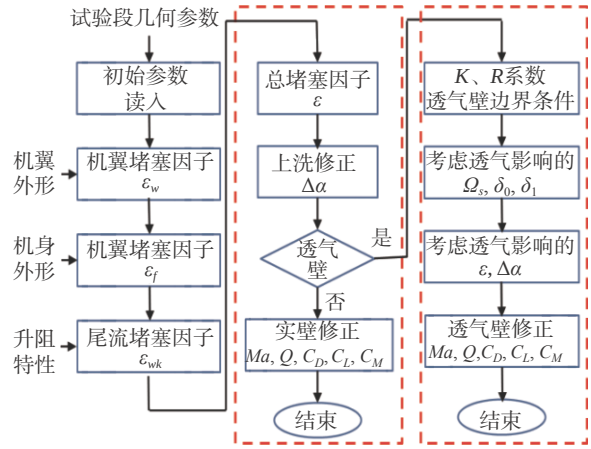
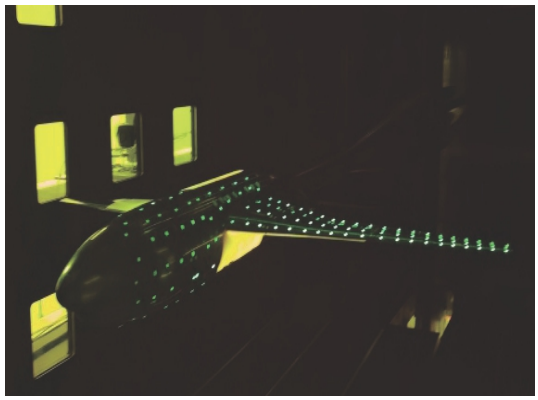
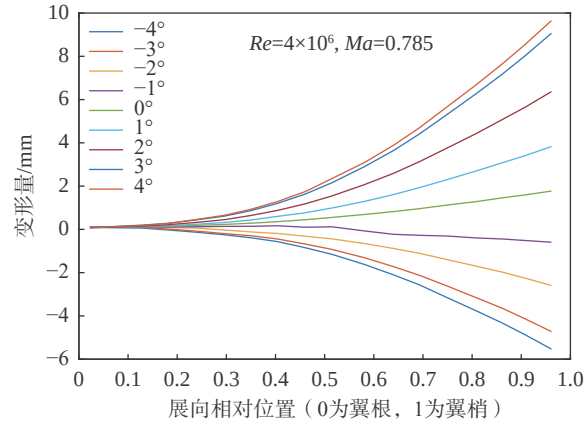


图 12　槽壁试验段洞壁干扰修正方法流程[21]

Fig. 12　Wall interference correction procedure[21]



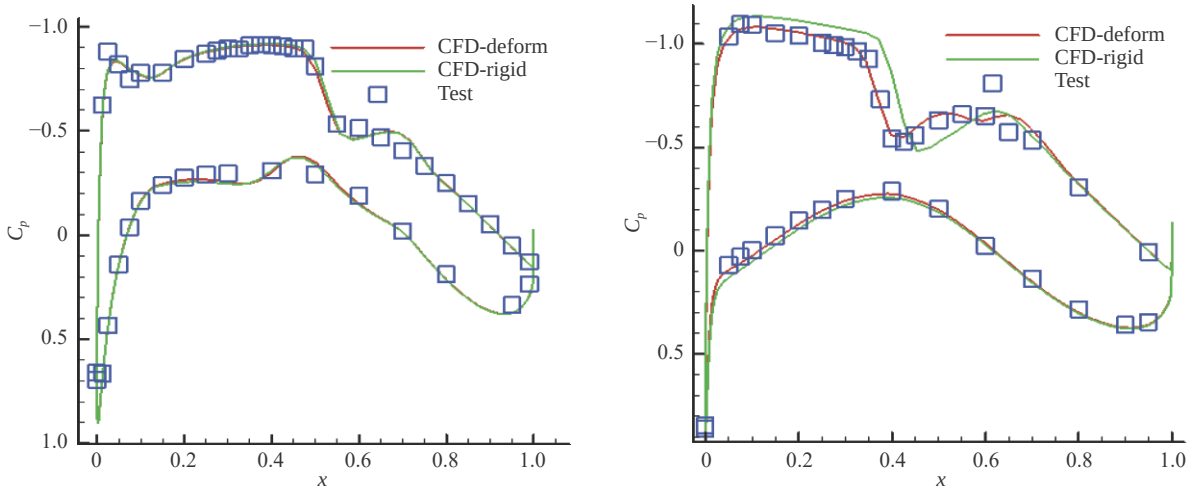
(a) CACM 标模机翼形变荧光标记点布置效果



(b) 机翼沿展向弯折变形（挠度）测量结果

图 13 $Re=4\times10^6$ 时 CACM 标模挠度测量结果

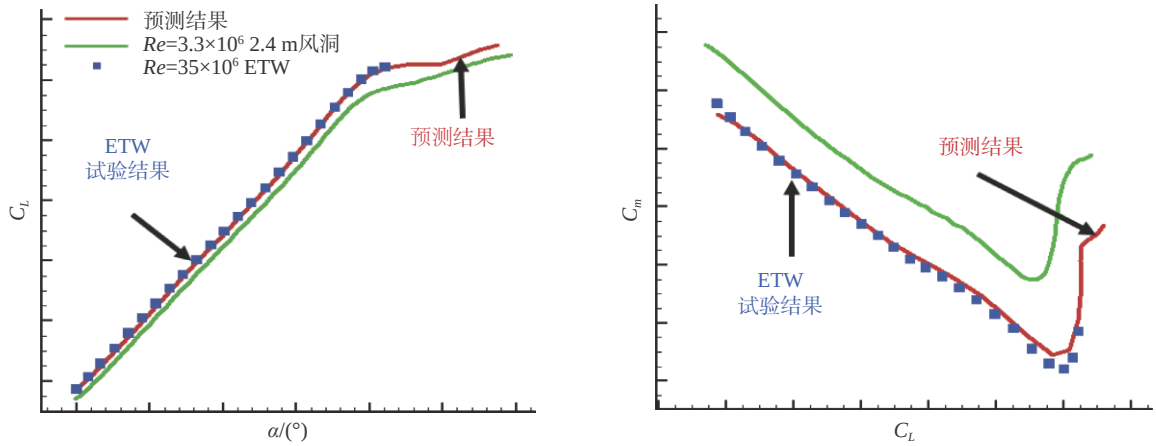
Fig. 13 Deflection measurement results of CACM at $Re=4\times10^6$



(a) η=11.32%　　(b) η=72.36%

图 14 不同机翼剖面位置压力系数的变形影响修正结果[22]

Fig. 14 Deformation corrected pressure coefficients at varies wing sections[22]



(a) 升力曲线预测结果　　(b) 力矩曲线预测结果

图 15 雷诺数效应预测结果

Fig. 15 Reynolds number effects prediction results

2.5 大型飞机气动噪声试验技术

尽管国内气动声学研究起步较晚，但经过十多年的快速发展，目前国内不仅形成了 0.5 m、2 m、8 m 量级尺寸配套、功能完备的具有国际先进水平的气动声学研究平台，建立了相关的试验技术，形成全模、半模、起落架、增升装置等机体噪声试验能力，而且研

究掌握了声源定位、声载荷测量、传播特性测量等测试技术[21]。利用这些平台和技术，国内开展了大量大型飞机气动声学特性研究和降噪措施验证研究，并且已在型号降噪设计验证中初步发挥作用(图 16、图 17)，使我国在机体气动噪声试验方面摆脱了对国外风洞的依赖，基本能够满足大飞机声学风洞试验需求。

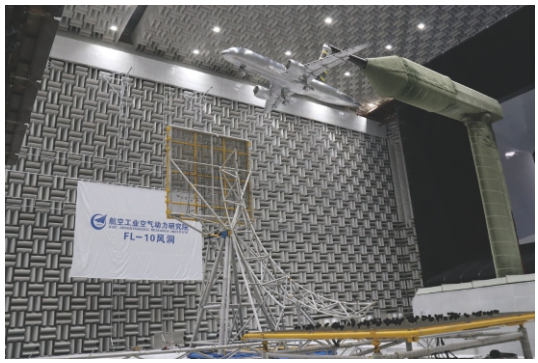


图 16　全模机体噪声试验

Fig. 16　Full-model airframe noise test

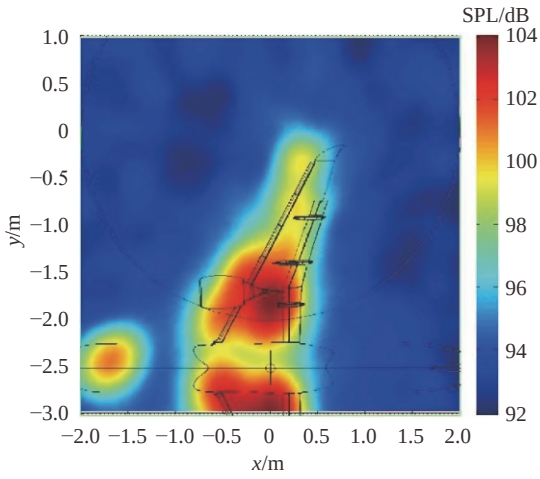


图 17　机体噪声声源定位结果

Fig. 17　Localization of airframe noise source

2.6　大型飞机结冰与防除冰试验技术

“十二五”以来，国内以气动中心和航空工业气动院为代表的研究机构先后建成了一批世界领先的结冰研究设施(见表 3)。气动中心建设的 3 m×2 m 结冰风洞是全球仅有的三座试验段截面尺寸达到 2 m 量级的非季节性生产型结冰风洞之一。截止 2022 年，该风洞已经形成了较为完善的结冰与防除冰试验技术体系，包括云雾参数模拟与校测技术、冰形提取技术、热气和电热防除冰试验技术、气囊除冰试验技术、冰形在线测量技术等[23](图 18)。该风洞现已具备飞机翼段、翼型等大尺寸部件结冰与防除冰试验能力，以及发动机进气模拟条件下的防冰模拟试验能力[24]。航空工业气动院的 FL-61 结冰风洞于 2017 年前后投入使用，该风洞定位为研究型风洞，试验段截面尺寸 0.6 m×0.6 m，风洞云雾场参数满足 SAE ARP5905 要求，配套开发了云雾校测技术和结冰与防除冰试验技术等。截止目前，该风洞已具备大型飞机部件，特别是探针类部件的结冰试验能力，电热、气热及其他类型防除冰系统的效果评估试验能力[25-26]，并同时适用于结冰相关新型技术的研发测试[27](图 19)。移动式冰风洞是航空工业气动院研制的国内首个外场季节性试验设施，风洞为射流式，喷雾出口尺寸 2.5 m×2.5 m，风洞参照 SAE ARP5905 要求完成云雾场调试，主要服务于飞机和发动机整机外场地面试验需求。目前该风洞已建立适用于飞机部件、发动机整机、全尺寸螺旋桨等的结冰与防除冰试验技术[28](图 20)，其中基于该设备完成的 ARJ21-700 飞机 CCAR25.1093b(2)条款的适航取证试验标志了国产结冰试验设施已能够满足大型飞机适航取证的相关需求。

此外，国内武汉航空仪表有限责任公司拥有 YBF-02 和 YBF-04 两座仪表冰风洞，以及在建的口径为 0.6 m×0.8 m 的冰风洞[29]；中国航发商用发动机公司也有在建的 0.6 m×0.6 m 结冰风洞等，这些风洞均根据 SAE ARP5905 要求进行设计使用。目前，国内大小型结冰风洞的搭配组合已经形成了在 SAE ARP5905 标准要求下，覆盖 CCAR25 部附录 C 包线范围的能力，可服务于大型飞机机翼、平尾、短舱等整机部件和飞机、发动机使用的各类探针的结冰与防除冰试验，包含研究类试验和取证类试验。

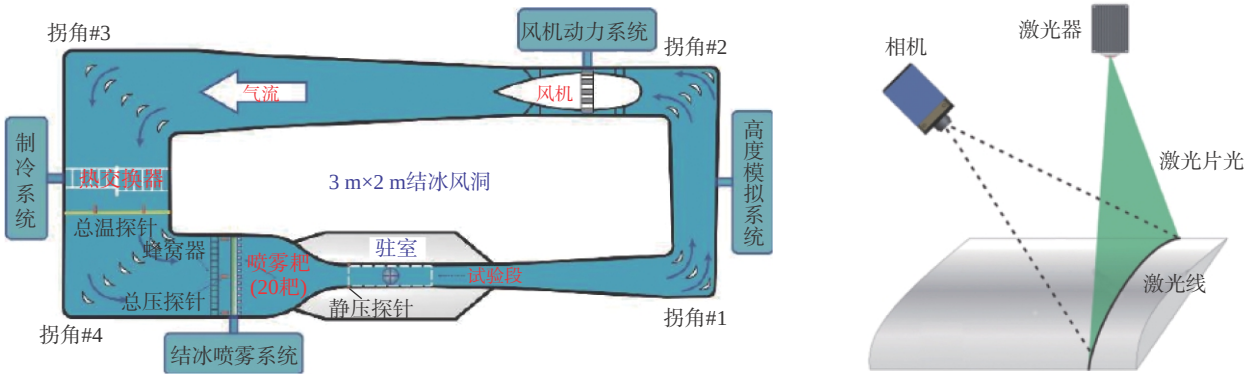
3　现有风洞试验能力差距与发展建议

国内大型飞机气动力试验设备和试验技术研究虽然取得了巨大进步，填补了多项空白，为军用、民用大型飞机研制提供了良好支撑和服务保障，但与世界先进水平，尤其是大国竞争背景下空气动力高水平自主可控、智能化发展趋势，以及支撑我国商用飞机开拓国际市场、实现产业化发展要求相比，尚有以下

表 3　国内典型结冰风洞设备

Table 3　Typical icing wind tunnels in China

风洞名称	试验段形式	试验段尺寸	最大风速/(m·s^{-1})	模拟高度/m	气流温度/℃	液态水含量/(g·m^{-3})	平均水滴直径/μm
3 m×2 m结冰风洞	闭口	3 m×2 m	210	0～20000	-40 ～常温	0.2～3.0	10～300
FL-61结冰风洞	闭口	0.6 m×0.6 m	240	0～7000	-40～5	0.1～3.0	15～50, 100～200
移动式冰风洞	开口	2.5 m×2.5 m	15	—	室外环境温度	0.2～3.0	20～50



(a) 3 m×2 m结冰风洞结构 (b) 冰形在线测量技术

图 18 3 m×2 m 结冰风洞与冰形在线测量技术[23]

Fig. 18 3 m×2 m icing wind tunnel and on-line ice shape measurement[23]



(a) 热气防冰试验 (b) 电热防冰试验

图 19 FL-61 风洞中开展的热气防冰试验与电热防冰试验[27]

Fig. 19 Hot air and electric heating anti-icing tests in wind tunnel FL-61[27]



图 20 航空工业气动院移动式冰风洞[28]

Fig. 20 Mobile icing wind tunnel in AVIC Aerodynamics Research Institute[28]

技术亟待突破:

1)以提高试验数据精准度、信息量和布局适应性为目的的新型天平及测试技术研究。随着新型结构材料、测试技术和布局概念的提出,要求风洞试验技术必须与时俱进,增强与飞机布局特点的适配性。例如:随着 CFD 和大数据人工智能技术的快速发展,低成本数字化设计、试验已经成为重要发展方向;翼身融合布局要求创新天平测试和模型支撑技术,以实现天平纵横向载荷匹配设计和飞机操纵稳定性准确评估分析等技术。

2)以提高飞行性能预测水平为目的的大型飞机气动试验相关性修正技术体系建设。这主要包括全国统一的大型飞机标准模型体系及数据库建设、气动力/气动噪声风洞试验与飞行相关性技术、气动载荷分布与流动结构风洞试验和飞行相关性技术、操纵面效率/铰链力矩风洞试验与飞行相关性技术,以及高低速风洞试验数据衔接性、风洞试验与 CFD 仿真的一致性等。

3)以支撑适航认证为目的的试验技术改进完善和试验标准规范研究。如大迎角/大侧滑状态气动力

试验技术、考虑结构弹性影响的抖振边界与抖振载荷预测技术、全模气动弹性试验技术、嗡鸣与阵风响应试验技术、过冷大水滴（supercooled large droplets, SLD）适航认证试验技术等，同时应积极探讨适航认证对风洞试验的具体要求，建立健全相关试验技术标准规范。

4）以适应最新结冰适航规章为目的的 SLD 试验能力建设[30]。国内现有风洞试验技术能力已能够满足适航规章 CCAR25 部附录 C 规定的结冰条件的研究与取证试验，但 2015 年美国联邦航空管理局（FAA）、欧洲航空安全局（EASA）先后颁布关于过冷大水滴结冰修正案，标志了 SLD 结冰条件正式纳入适航规章，未来参与取证的民用飞机将必须通过 SLD 相关的取证试验。因此，SLD 试验技术能力的建设也将是国内各大风洞未来的重要发展方向之一。由于 SLD 尺寸所导致的沉降分层问题和过冷问题，以及云雾曲线双峰分布的模拟问题，都是 SLD 结冰试验能力建设过程中亟待突破的技术难点，未来需要通过新型喷嘴设计、新型喷雾组合方法研发乃至新型风洞结构形式的设计来逐步攻克。

经过十多年的持续攻关，国内大型飞机气动力试验设备、技术取得了巨大成就，有力支撑了军用、民用大型飞机自主研发。对比未来型号发展需求，应该在改进完善高、低速风洞试验精细化、智能化、低成本的基础上，围绕提高大型飞机特别是商用飞机适航认证工作效率开展相关工作，尽快建立全国统一的大型飞机标准模型体系及气动试验数据天地相关性修正技术，提高地面试验对飞行性能预测的准确性，增强地面试验特别是过冷大水滴试验能力在适航认证中的关键支撑作用。

参 考 文 献：

[1] 陈德华, 林俊, 郭旦平, 等. 大型飞机高速气动力关键问题解决的技术手段及途径[J]. 流体力学实验与测量, 2004, 18(2): 1−5.
CHEN D H, LIN J, GUO D P, et al. Technical ways to solve high speed key aerodynamic problems of large air transporters[J]. Experiments and Measurements in Fluid Mechanics, 2004, 18(2): 1−5(in Chinese).

[2] 战培国. 国外风洞试验[M]. 北京: 国防工业出版社, 2018.
ZHAN P G. Overseas wind tunnel testing[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2018(in Chinese).

[3] 倪章松, 刘森云, 王桥, 等. 3 m×2 m 结冰风洞试验技术研究进展[J]. 实验流体力学, 2019, 33(6): 46−53.
NI Z S, LIU S Y, WANG Q, et al. Research progress of test technologies for 3 m × 2 m icing wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2019, 33(6): 46−53(in Chinese).
doi: 10.11729/syltlx20180115

[4] 范洁川, 于涛. 建造中的我国低速增压风洞[J]. 实验流体力学, 2005, 19(3): 1−6.
FAN J C, YU T. Low speed pressurized wind tunnel at home which is building[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2005, 19(3): 1−6(in Chinese).

[5] 刘沛清, 郭昊. 北航陆士嘉实验室气动声学风洞试验研究进展[J]. 民用飞机设计与研究, 2022(1): 1−23.
LIU P Q, GUO H. Research progress of aeroacoustics wind tunnel experiments in Beihang LU Shijia laboratory[J]. Civil Aircraft Design & Research, 2022(1): 1−23(in Chinese).

[6] 李周复. 风洞试验手册[M]. 北京: 航空工业出版社, 2015.
LI Z F. Handbook of wind tunnel test[M]. Beijing: Aviation Industry Press, 2015(in Chinese).

[7] 王猛, 李玉军, 赵荣奂, 等. 基于在线加热涂层的宽速域转捩探测技术[J]. 航空学报, 2022, 43(11): 190−199.
WANG M, LI Y J, ZHAO R H, et al. Transition detection technique for wide speed range by means of on-line heating coating[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2022, 43(11): 190−199(in Chinese).
doi: 10.7527/S1000-6893.2022.26820

[8] 张征宇, 王显圣, 黄叙辉, 等. 高速复杂流动结构的视频测量[J]. 航空学报, 2017, 38(8): 120989.
ZHANG Z Y, WANG X S, HUANG X H, et al. Videogrammetry measurement for high-speed complex flow structures[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2017, 38(8): 120989(in Chinese).
doi: 10.7527/S1000-6893.2017.120989

[9] 陈德华, 刘大伟, 尹陆平, 等. 2.4 m 跨声速风洞多功能支撑系统试验技术研究[J]. 实验流体力学, 2013, 27(3): 98−102,112.
CHEN D H, LIU D W, YIN L P, et al. The study of versatile support system in the 2.4 m transonic wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2013, 27(3): 98−102,112(in Chinese).

[10] 张征宇, 黄叙辉, 尹疆, 等. 风洞试验中的视频测量技术现状与应用综述[J]. 空气动力学学报, 2016, 34(1): 70−79.
ZHANG Z Y, HUANG X H, YIN J, et al. Research status and application of videogrammetric measurement techniques for wind tunnel testing[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2016, 34(1): 70−79(in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2015.0145

[11] 魏志, 谢艳, 吴军强, 等. 连续变迎角测力试验技术在大型暂冲式跨声速风洞中的应用[J]. 实验流体力学, 2011, 25(4): 99−102.
WEI Z, XIE Y, WU J Q, et al. Application of continuous sweeping force measuring technology in large intermittent transonic wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2011, 25(4): 99−102(in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.2011.04.019

[12] 谢艳, 李平, 蒋鸿, 等. 2.4 m 跨声速风洞连续变迎角试验关键技术研究[J]. 实验流体力学, 2014, 28(1): 89−93.
XIE Y, LI P, JIANG H, et al. Research on key technologies of continuous variable angle of attack test in 2.4 m transonic wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2014, 28(1): 89−93(in Chinese).
doi: 10.11729/syltlx20120182

[13] 熊健, 李国帅, 周强, 等. 2.4 m 跨声速风洞压敏漆测量系统研制与应用研究[J]. 实验流体力学, 2016, 30(3): 76−84.
XIONG J, LI G S, ZHOU Q, et al. Development and application of pressure sensitive paint system in 2.4 m transonic wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2016, 30(3): 76−84(in Chinese).
doi: 10.11729/syltlx20150144

[14] 李国帅, 周强, 马护生, 等. 基于预先校准的压力敏感涂料图像处理方法[J]. 空气动力学学报, 2014, 32(2): 197−202.
LI G S, ZHOU Q, MA H S, et al. Image processing methods of pressure sensitive paint based on prior calibration[J]. Acta Aerodynamica Sinica,

2014, 32(2): 197−202(in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2012.0083

[15] 李国帅, 周强, 刘祥, 等. 压力敏感涂料特性及其校准技术实验研究[J]. 航空学报, 2013, 34(2): 227−234.
LI G S, ZHOU Q, LIU X, et al. Experimental research of pressure sensitive paint performance and calibration technique[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2013, 34(2): 227−234(in Chinese).
doi: 10.7527/S1000-6893.2013.0026

[16] 尚金奎, 李玉军, 赵荣奂, 等. PIV 及 PSP 技术在大飞机风洞试验中的应用研究[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(11): 107−117.
SHANG J K, LI Y J, ZHAO H Y, et al. Integrated application research of PIV and PSP technology in large aircraft wind tunnel Test[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(11): 107−117 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0152

[17] 马玉敏, 艾梦琪, 张彦军, 等. 基于 RVSM 运行需求的波纹度和阶差影响研究[J]. 气动研究与试验, 2023, 01(02): 118−126.
MA Y M, AI M Q, ZHANG Y J, et al. Experimental investigation on the effects of skin waviness and step-height based on RVSM operation requirement[J]. Aerodynamic Research & Experiment, 2023, 01(02): 118−126(in Chinese).

[18] 周星, 杨士普, 钟园. 基于民用飞机 RVSM 性能需求的静压源气动设计研究[J]. 机械设计与制造工程, 2022, 51(4): 54−58
ZHOU X, YANG S P, ZHONG Y. Study on aerodynamic design of static pressure source based on RVSM performance requirements of civil aircraft[J]. Machine Design and Manufacturing Engineering, 2022, 51(4): 54−58(in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.2095-509X.2022.04.009

[19] 刘大伟, 熊贵天, 刘洋, 等. 宽体客机高速风洞试验数据修正方法[J]. 航空学报, 2019, 40(2): 522205.
LIU D W, XIONG G T, LIU Y, et al. Method of test data correction for wide-body aircraft in high speed wind tunnel[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2019, 40(2): 522205(in Chinese).
doi: 10.7527/S1000-6893.2018.22205

[20] 刘大伟, 陈德华, 尹陆平, 等. 2.4 m 跨声速风洞条带悬挂支撑试验技术研究[J]. 空气动力学学报, 2016, 34(3): 354−361.
LIU D W, CHEN D H, YIN L P, et al. Investigation on the vane cable suspension support system in the 2.4 m Transonic Wind Tunnel[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2016, 34(3): 354−361(in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2015.0127

[21] 刘光远, 魏志, 彭鑫, 等. 跨声速风洞槽壁干扰评估与修正技术的应用[J]. 航空学报, 2018, 39(2): 121499−121499.
LIU G Y, WEI Z, PENG X, et al. Application of slotted wall interference assessment and correction technique in transonic wind tunnel[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2018, 39(2): 121499−121499(in Chinese).
doi: 10.7527/S1000-6893.2017.21499

[22] 郭秋亭, 孙岩, 郭正, 等. 风洞试验雷诺数/静气动弹性效应分离方法[J]. 航空学报, 2022, 43(11): 452−462.
GUO Q T, SUN Y, GUO Z, et al. Separation method for Reynolds number/static aeroelastic coupling effect in wind tunnel test[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2022, 43(11): 452−462(in Chinese).
doi: 10.7527/S1000-6893.2021.26312

[23] 陈宝, 李周复, 周国成, 等. 大型声学风洞机体气动噪声试验技术研究[J]. 气动研究与试验, 2023, 1(5): 71−79.
CHEN B, LI Z F, ZHOU G C, et al. Experimental technology research on airframe noise in large scale aero-acoustic wind tunnel[J]. Aerodynamic Research & Experiment, 2023, 1(5): 71−79(in Chinese).

[24] 刘森云, 王桥, 易贤, 等. 3 m×2 m 结冰风洞试验技术新进展(2020—2022 年)[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(1): 57−65.
LIU S Y, WANG Q, YI X, et al. New progress of 3 m × 2 m icing wind tunnel test technology from 2020 to 2022[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(1): 57−65(in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0167

[25] 赖庆仁, 柳庆林, 郭龙, 等. 基于大型结冰风洞的航空发动机结冰与防冰试验技术[J]. 实验流体力学, 2021, 35(3): 1−8.
LAI Q R, LIU Q L, GUO L, et al. Icing and anti-icing test technology of aero-engine based on large-scale icing wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2021, 35(3): 1−8(in Chinese).
doi: 10.11729/syltlx20200067

[26] 朱东宇, 裴如男, 杨秋明, 等. FL-61 结冰风洞热气防冰系统试验方法研究[J]. 气动研究与试验, 2023, 1(5): 107−112.
ZHU D Y, PEI R N, YANG Q M, et al. Experimental research on a hot air anti-icing system in FL-61 icing wind tunnel[J]. Aerodynamic Research & Experiment, 2023, 1(5): 107−112(in Chinese).

[27] 裴如男, 朱东宇, 束珺. 平尾防冰表面溢流冰生成规律试验研究[J]. 南京航空航天大学学报, 2022, 54(6): 1074−1082.
PEI R N, ZHU D Y, SHU J. Icing test of characteristic of runback ice accretions on horizontal tail[J]. Journal of Nanjing University of Aeronautics & Astronautics, 2022, 54(6): 1074−1082 (in Chinese).
doi: 10.16356/j.1005-2615.2022.06.009

[28] YU L, WU Y A, ZHAO H Y, et al. A study on the sensitivities of an ice protection system combining thermoelectric and superhydrophobic coating to icing environment parameters[J]. Applied Sciences, 2023, 13(11): 6607.
doi: 10.3390/app13116607

[29] 朱东宇, 冯强, 韩晓涛, 等. 大型季节性可移动式结冰风洞及其试验方法研究[J]. 实验流体力学, 2022, 36(1): 52−61.
ZHU D Y, FENG Q, HAN X T, et al. Researches on a large natural moveable icing wind tunnel and test methods[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2022, 36(1): 52−61(in Chinese).
doi: 10.11729/syltlx20210100

[30] 郑莉, 彭又新, 卜雪琴, 等. 飞机防冰系统设计中气象条件模拟及参数测量方法[J]. 科技导报, 2013, 31(25): 26−31.
ZHENG L, PENG Y X, BU X Q, et al. Parameter measurement method and physical meteorology simulation for designing anti-icing system of aircraft[J]. Science & Technology Review, 2013, 31(25): 26−31(in Chinese).

（本文责编：周奇杰）

文章编号: 0258-1825(2023)12-0095-12

2.4 m 暂冲型跨声速风洞大飞机试验技术及数据修正方法

许 新, 李 强, 彭 鑫, 蒋 鸿, 刘大伟, 吴军强*
(中国空气动力研究与发展中心 高速空气动力研究所, 绵阳 621000)

摘 要: 风洞试验是获取飞行器气动特性、评估分析气动设计效果、预测飞行性能的基本手段, 对于“四性”指标要求严格的大型飞机而言, 风洞试验的精准度(精度和准度)尤为重要。风洞试验的精准度既取决于试验测试技术, 也严重受制于试验数据修正方法。本文详细介绍了 2.4 m 暂冲型跨声速风洞大飞机精细化气动力/气动载荷试验技术及其洞壁干扰、支撑干扰、模型变形影响等数据修正方法的最新进展, 对比分析了大飞机试验数据的精度与准度。结果表明 2.4 m 风洞大飞机试验模拟能力与数据修正方法满足型号研制需求, 试验数据精准度较高, 具备精确获取大飞机高速气动特性的能力。相关研究成果对推动我国大飞机气动试验研究能力高水平自主可控具有重要支撑作用。

关键词: 大飞机; 风洞试验; 数据修正; 精度; 准度
中图分类号: V211.74 **文献标识码:** A **doi:** 10.7638/kqdlxxb-2023.0137

Test techniques and data correction method for large airplanes in a 2.4 m intermittent transonic wind tunnel

XU Xin, LI Qiang, PENG Xin, JIANG Hong, LIU Dawei, WU Junqiang*
(*High Speed Aerodynamics Institute, China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang* 621000, *China*)

Abstract: Wind tunnel testing is a fundamental means of obtaining aircraft aerodynamic characteristics, evaluating and analyzing the performance of aerodynamic design, and predicting flight performance. The reliability of wind tunnel tests, regarding accuracy and precision, depends not only on the testing techniques but also on the data correcting method, which is particularly crucial for large airplanes. This paper first summarizes the research progress of the aerodynamic force and load testing techniques for large airplanes in a 2.4-meter transonic wind tunnel. Then, it introduces the advancement of methods for correcting wall interference, support interference, and deformation effects. The accuracy and precision of the test data of a large airplane are quite good, indicating that the test techniques and data correction method for large airplanes in the 2.4-meter wind tunnel meet the testing requirements and thus are capable of obtaining the aerodynamic characteristics of high-speed large airplanes. The results are essential in promoting the development of China's large airplane aerodynamic testing capabilities.

Keywords: large airplane; wind tunnel test; data correction; precision; accuracy

0 引 言

大飞机被誉为航空工业王冠上的明珠[1], 象征着一个国家的综合实力, 对提升创新发展能力、服务国民经济建设和增强国防实力具有重要作用。现代大飞机一般是指起飞重量超过 100 t 的军用运输机或乘

收稿日期: 2023-07-31; **修订日期:** 2023-09-21; **录用日期:** 2023-10-02; **网络出版时间:** 2023-11-22
基金项目: 智强基金项目资助
作者简介: 许新(1988—), 男, 博士, 副研究员, 研究方向: 空气动力学. E-mail: xinxu@mail.ustc.edu.cn
通信作者: 吴军强*, 男, 研究员, 研究方向: 空气动力学. E-mail: Cardc_Wujunqiang@163.com
引用格式: 许新, 李强, 彭鑫, 等. 2.4 m 暂冲型跨声速风洞大飞机试验技术及数据修正方法[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(12): 95−106.
XU X, LI Q, PENG X, et al. Test techniques and data correction method for large airplanes in a 2.4 m intermittent transonic wind tunnel[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(12): 95−106(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0137

载 150 座以上的民用客机，其中军用飞机主要追求飞行速度、载重量、航程、航时等技术指标，民用飞机则在安全性、经济性、舒适性、环保性等方面要求较高[2]。对于在跨声速范围巡航的军用/民用大飞机而言，为了满足上述指标要求，必须开展更为精细的气动设计以满足减阻、减重、减排等应用需求。例如，国产大飞机 C919 为了应对国际市场竞争，采用了流线型机头、新一代超临界机翼、先进翼梢小翼等设计理念，以达到比竞争机型减阻 5% 的设计目标。在使用计算流体力学（Computational Fluid Dynamics, CFD）等手段完成初步设计后，大飞机必须在风洞中开展物理模型试验，以验证设计效果。相比战斗机和弹箭类飞行器，大飞机对风洞试验的精准度（精度和准度）提出了更高的要求。我国大飞机专家委员会主任张彦仲院士[3] 结合国际通用考核标准，提出大飞机阻力系数重复性试验均方根误差需要控制在 0.0001 以内，试验数据精度方能满足大飞机设计需求。而在试验数据准度方面，如果大飞机风洞试验阻力系数预测值偏大 0.0001，将会导致相同航程条件下减少 8 位乘客[4]。2012 年以前，我国大飞机高速风洞阻力系数试验精度基本可达 0.00015～0.0003[5]，试验准度基本位于 0.0002～0.0008 附近[6]，与大飞机设计所需的数据精准度要求存在差距。因此，必须采取有效手段，提升风洞试验能力水平，以满足大飞机苛刻的试验精准度需求。但是，由于大飞机特殊的布局特点及飞行条件，使得地面风洞试验模拟难度急剧增加[7-8]。例如，大飞机尺寸相比其他布局飞行器更大，需要至少两米量级的高速风洞方能部分满足雷诺数、细节模拟等试验需求；大飞机超临界机翼上存在复杂的激波/边界层干扰现象，船尾型后体附着/分离流会在下游衍生漩涡流动，这些复杂流动对风洞试验来流条件、模型姿态变化异常敏感，对模拟环境、试验技术的要求异常苛刻；大飞机大展弦比机翼在风洞中产生弹性变形偏离设计外形，同时还受到洞壁、支撑等干扰影响，与上述敏感流动叠加使得试验数据修正更难[9]。即使是美欧等航空发达国家，也在大飞机试验研究过程中遇到过波折[10]。美国 C-141 运输机风洞试验预测的焦点位置、压力分布与真实飞行差异巨大，险些酿成机毁人亡的惨剧；C-5 运输机风洞试验得到的阻力发散马赫数偏低，不得不重新更改设计，延误研制周期、增加额外成本。因此，发展大飞机风洞试验技术及相应的数据修正方法，对于提升大飞机地面模拟能力、为大飞机提供气动特性准确预测手段、进一步支撑大飞机设计研制具有重要意义。

“十四五”以前，我国大飞机高速试验主要依托中国空气动力研究与发展中心 2.4 m 暂冲型跨声速风洞（以下简称 2.4 m 风洞）开展[5]。该风洞自 1997 年建成以来，先后发展了精细化测力、大规模 PSI/PSP 测压、彩色/荧光油流等试验技术，配套槽壁试验段、条带悬挂支撑等设施，不断提升流场品质，制定大飞机试验规范，建立大飞机试验数据修正体系，为国家大飞机工程提供了重要支撑。近年来，国家先后建成了 2.4 m[11] 和 4.8 m 连续式跨声速风洞、2.4 m 低温高雷诺数连续式跨声速风洞[12]，大飞机试验设备能力体系不断完善，必将为我国大飞机产业化发展发挥重要作用。

本文详细介绍了 2.4 m 风洞大飞机精细化气动力/气动载荷试验技术及其洞壁干扰、支撑干扰、模型变形影响等数据修正方法的最新进展，分析了 2.4 m 风洞大飞机试验数据的精度和准度水平。这些研究成果对新建风洞的试验能力体系建设和大飞机型号气动特性研究具有重要参考和借鉴价值。

1 大飞机气动力/气动载荷试验的关键技术

气动力/气动载荷是飞机研制试验的基本内容，是风洞试验能力水平的重要标志。对于 2.4 m 暂冲型跨声速风洞，由于受运行方式限制，高质量精细化气动力/气动载荷试验必须首先解决高精度流场快速跟随调节、连续变姿态连续采集试验实现、模型变形实时精确测量等关键技术。

1.1 近声速高精度流场快速跟随调节技术

2.4 m 风洞采用暂冲运行方式，运行过程具有多系统、长回路、大时滞特征，给流场快速精确控制带来了挑战；传统比例积分微分（proportional integral derivative, PID）控制方法难以对扰动或偏差进行及时有效的调节，致使马赫数控制精度长期处于 0.003 附近水平。尤其在大飞机巡航设计点附近的近声速速域，风洞原有流场控制水平与大飞机试验需求存在明显差距，直接影响大飞机试验数据精准度。

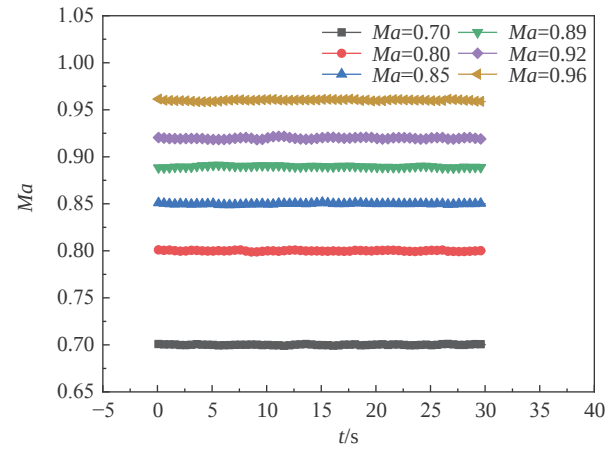
为了提升近声速流场控制水平和快速跟随能力，2.4 m 风洞主要开展了以下两方面工作[13-15]：

一方面，基于动态矩阵控制（dynamic matrix control, DMC）算法，解决了控制器参数整定、预测模型修正等问题，建立了流场预测控制技术，将马赫数控制精度由 0.003 逐步提升至 0.0015。

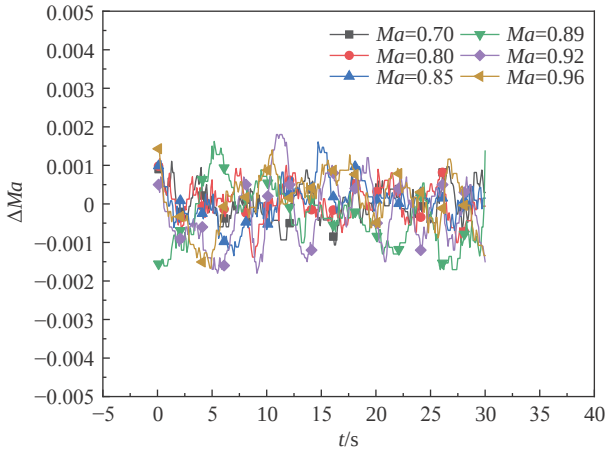
另一方面，基于动态前馈控制器，解决了模型迎角变化带来的静压波动、压力损失补偿问题，建立了

动态前馈的复合控制策略。相比传统 PID 控制方法，该复合控制策略可及时有效修正压力波动、提升马赫数控制精度。

图 1 给出了近声速附近 2.4 m 风洞流场控制结果。结果显示，在马赫数 0.85 条件下，2.4 m 风洞马赫数控制精度达到 0.001 量级；在马赫数 0.89～0.96 范围内，马赫数精度可控制在 0.0015 左右。由此，2.4 m 风洞满足了大飞机近声速试验流场环境的根本需求，也具备了开展连续变姿态连续采集试验需要的流场快速跟随调节能力，为精细化气动力、气动载荷试验打下了坚实基础。



(a) *Ma*-*t*



(b) Δ*Ma*-*t*

图 1　2.4 m 风洞近声速流场控制结果

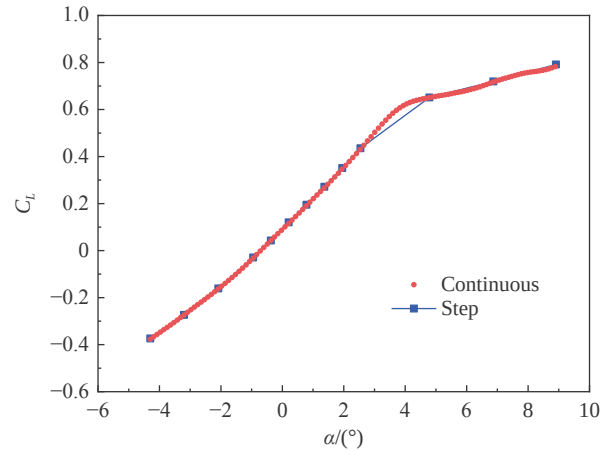
Fig. 1　Near-sonic flow field control results of 2.4 m wind tunnel

1.2　连续变迎角测力试验技术

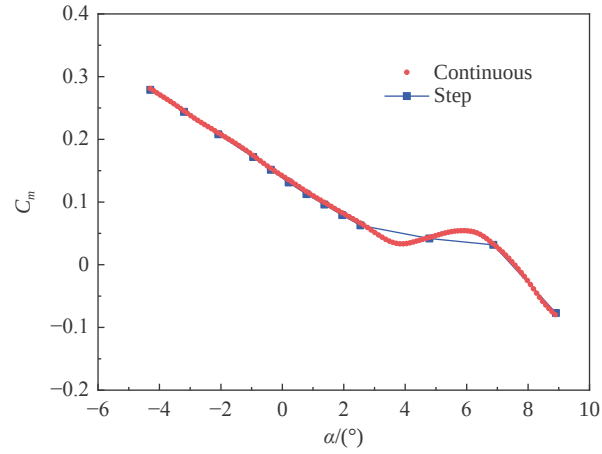
相比小展弦比战斗机、弹箭类飞行器而言，大飞机设计研制对气动数据的质量要求较高。例如，升力、俯仰力矩曲线中不仅关注线性段结果，更关注分离失速、失稳后的非线性段数据，以提升大飞机飞行安全性；极曲线上宽广范围内的数据均会对大飞机经济性产生影响，而不仅仅是最小阻力、巡航阻力等若干个数据点。因此，传统暂冲式风洞阶梯运行方式得到的若干离散点试验数据在信息量上很难满足大飞机气动设计需要。

为此，2.4 m 风洞开展了连续变迎角试验技术研究[16]。研究过程中，通过总静压滤波器的优化、栅指运动 PID 控制参数优化、驻室抽气系统前馈补偿等措施解决了连续变迎角过程中风洞流场的快速跟随补偿问题；通过对比分析阶梯/连续信号频谱并针对性制定降噪策略实现了连续变迎角过程中的滤波降噪处理；通过不同步数据的精确测量和同步修正解决了迎角连续运行对试验准度的影响问题。以此为基础，建立了 2.4 m 风洞连续变迎角测力试验技术[17]。

实际应用中，2.4 m 风洞迎角机构可实现模型迎角的连续变化，运行速率为 0.5(°)/s～1(°)/s。某大飞机典型连续变迎角测力试验结果如图 2 所示。在线



(a) C_L-α



(b) C_m-α

图 2　2.4 m 风洞中某大飞机的变迎角测力试验结果（阶梯/连续，*Ma* = 0.78）

Fig. 2　Force results of variable angles of attack of a large airplane in 2.4 m wind tunnel (Step/Continuous, *Ma* = 0.78)

性段内，迎角连续变化试验结果与阶梯运行试验结果吻合良好，证明迎角连续变化过程中的流场跟随、补偿、修正等问题均得到了良好解决，连续变迎角试验技术成功建立。同时，相比阶梯运行试验结果而言，连续变迎角试验结果信息更为丰富；特别是图中2°～7°迎角范围内，连续曲线准确捕捉到了大飞机分离、失稳等非线性变化规律，可为大飞机精准气动设计提供充足的数据支撑。

1.3 连续变侧滑角测力试验技术

对于大飞机风洞试验而言，除了满足迎角连续变化试验需求，还需要获得侧滑角连续变化过程中的气动特性。过去，2.4 m 风洞主要通过双转轴系统实现定侧滑角、变迎角试验状态的模拟，通过多次数据跨车次插值获得不同侧滑角条件下的气动特性曲线。但这种方式只能获得有限个侧滑角的试验结果，且迎角/侧滑角之间存在耦合，数据质量会受到一定影响；同时必须通过多次试验获得最终结果，试验效率低下。为此，2.4 m 风洞开展了连续变侧滑角测力试验技术研究[18-19]。

首先，研制了连续变侧滑角支撑机构，通过两侧油缸推拉机构沿着圆弧导轨运动，带动模型实现侧滑角的连续变化。其次，创新设计骨架型支撑、优化半弯刀结构形式以降低大侧滑角时机构对流场的非对称干扰影响。最后，通过光学方法对运行侧滑角进行跟踪标定处理，以获得更精准的侧滑角变化试验结果。

某大飞机连续变侧滑测力试验结果见图 3。如图所示，传统跨车次阶梯插值试验方式获得的模型横向气动特性与连续变侧滑角试验结果在量值上存在一定误差，特别是前者未能准确模拟出侧滑角 0°附近滚转力矩曲线的非线性变化特征（如图中绿圈内所示）。

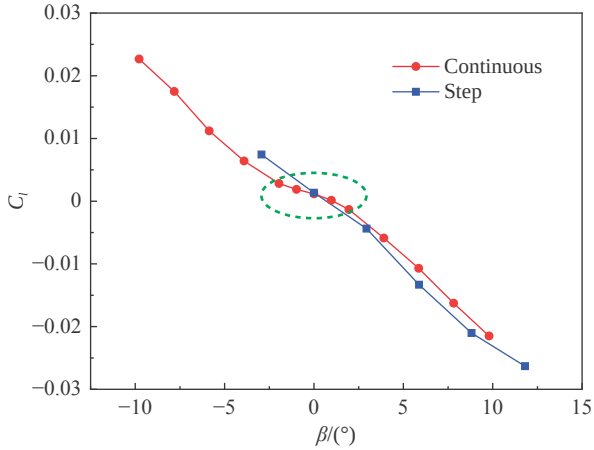


图 3 2.4 m 风洞中某大飞机的变侧滑角测力试验结果（阶梯/连续，*Ma* = 0.78）

Fig. 3 Force results of variable angles of sideslip of a large airplane in 2.4 m wind tunnel (Step/Continuous, *Ma* = 0.78)

相比之下，连续变侧滑角试验结果无论在曲线形态还是试验结果点数方面，均更能满足大飞机设计需求。

1.4 连续变迎角测压试验技术

大飞机试验过程中，不仅具有连续变迎角测力试验的需求，还具有连续变迎角测压试验的需求，从而获取更为丰富的结果信息。

在暂冲式风洞中实现连续变迎角测压，流场信息、模型状态、压力数据等结果由不同系统测量采集，而不同系统采集原理、触发延迟存在差异，使得不同数据之间同步同频难度较大。2.4 m 风洞针对多系统内部时钟差异造成的异步异频问题，建立了多系统高精度同步触发连续采集测压平台，使得其各子系统同步采集精度达到 1 ms 以内。针对网路传输延迟造成各子系统压力数据传导存在时差的问题，开展了不同长度、直径管路压力传导延迟效应的研究，制定了模型迎角运动速率在 0.5(°)/s～1(°)/s 范围内、压力传导时间控制在 50 ms 以内、管路总长度小于 1 m 的连续测压试验规范，同时依据迟滞回线原理建立了同步修正方法以满足工程应用需求。通过多系统数据降噪、加密与合并，进行压力延迟与同步修正，将试验结果离散至所需角度并进行显示分析。通过上述工作，建立了连续变迎角测压试验技术[20-22]。

2.4 m 风洞连续变迎角测压试验精度可达 $\sigma_{Cp} \leqslant 0.003\,5$，相比传统阶梯式测压试验结果，其能够获得更为丰富的试验信息，展示大飞机气动载荷的突变情况与非线性变化规律（见图 4）。

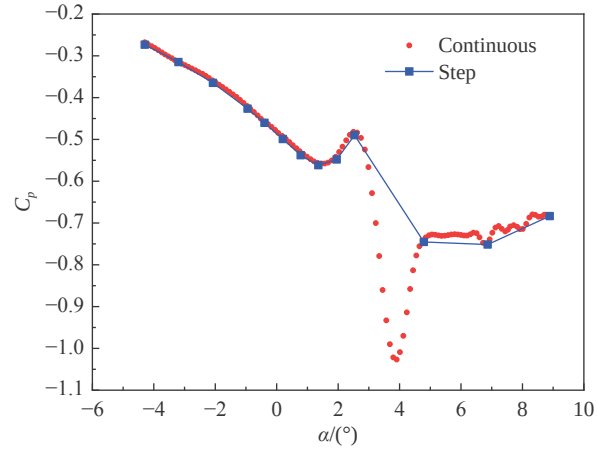


图 4 2.4 m 风洞中某大飞机的变迎角测压试验结果（阶梯/连续，*Ma* = 0.78）

Fig. 4 Pressure results of variable angles of attack of a large airplane in 2.4 m wind tunnel (Step/Continuous, *Ma* = 0.78)

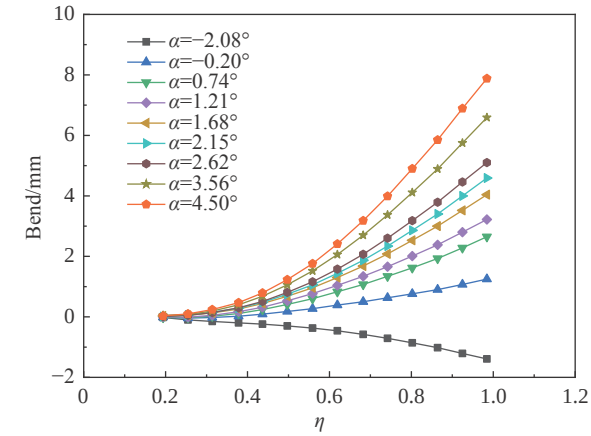
1.5 基于视频的模型变形测量技术

大飞机展弦比较大，在风洞中试验模型由于受载产生弹性变形，致使其试验外形与设计外形产生差

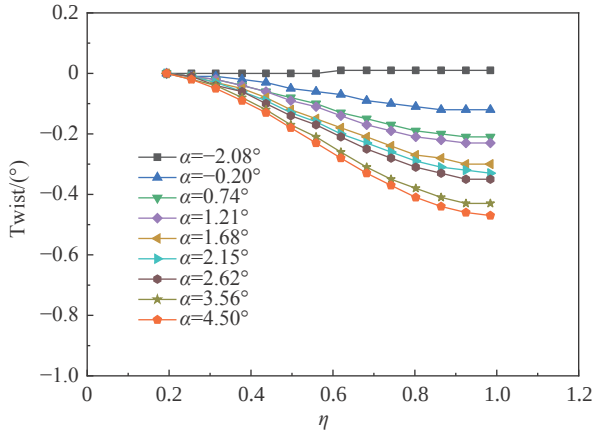
异，会导致试验数据产生偏差。为了提升大飞机试验数据准度，需要对弹性变形影响进行测量并予以修正。2.4 m 风洞中针对此需求建立了基于视频的模型变形测量技术——VMD（video-grammetric model deformation）视频测量技术[23-25]。

VMD 系统采用双目立体视觉成像原理，通过观测、记录模型表面标记点在吹风前/吹风过程中的相对位移变化，获得模型在试验过程中的弹性变形。对于采用大展弦比布局的大飞机而言，模型的弹性变形主要是机翼的弯曲变形和扭转角变形。

图 5 给出了某大飞机在 2.4 m 风洞中的变形测量试验结果。图 5（a）中纵坐标代表机翼的弯曲变形量，图 5（b）中纵坐标代表机翼的扭转角变形量，两幅图中的横坐标代表机翼的展向无量纲长度。结果显示，随着机翼迎角增大、气动载荷增加，其弯曲和扭转角变形愈加明显，变形由翼根到翼尖逐渐增大。多次重复性试验结果显示，变形测量结果精度较高，弯曲变形测量差异小于 0.2 mm，扭转变形测量差异小于 0.04°。与世界先进的欧洲跨声速风洞 ETW 测量结果对比，发现两座风洞变形测量结果差异较小[26]，图示马赫数条件下的弯曲、扭转变形差异分别小于 0.7 mm、0.1°。综上，2.4 m 风洞模型变形测量技术相对成熟，数据精准度较高，满足大飞机试验需求。



(a) 弯曲变形



(b) 扭转角变形

图 5　2.4 m 风洞中某大飞机的模型变形测量试验结果（*Ma* = 0.7）

Fig. 5　Deformation results of a large airplane in 2.4 m wind tunnel (*Ma* = 0.7)

2　大飞机试验数据修正技术

大飞机对试验数据质量要求较高，在 2.4 m 风洞中，除了对原始测量数据进行自重、两心距、弹性角、底压等常规基本修正以外，还对洞壁干扰、支撑干扰和模型变形影响进行针对性修正。

2.1　洞壁干扰影响评估技术

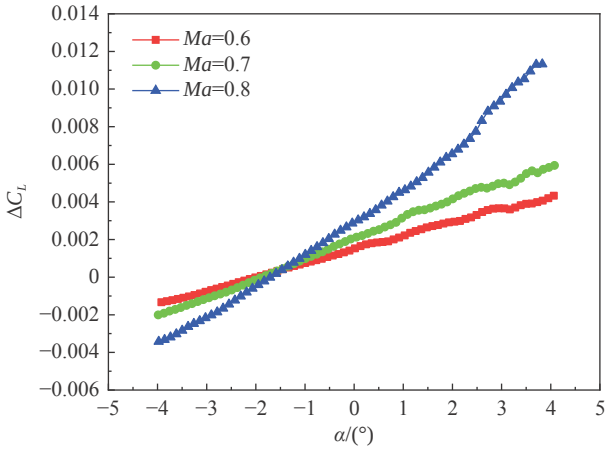
高速风洞多采用孔壁或槽壁设计，以建立跨声速流场、降低洞壁干扰。国内研究机构在孔壁的洞壁干扰影响与修正方面开展了大量研究工作[27-28]，多采用实验流体力学（Experimental Fluid Dynamics, EFD）与 CFD 相互融合的壁压信息法[29-30]，该法技术成熟度较高。相比之下，槽壁试验段的洞壁干扰修正难度更大，相关研究起步较晚。

2.4 m 风洞使用槽壁试验段作为大飞机的主力试验段[31]，为了提高试验数据质量，开展了槽壁洞壁干扰的评估/修正研究工作。基于理想槽壁均匀边界条件和经典方法建立了槽壁修正技术[32]，具备试前干扰影响评估与试验过程中的实时修正能力（需要说明的是，该方法主要针对大飞机气动力线性段数据进行修正），可满足大飞机试验需求。

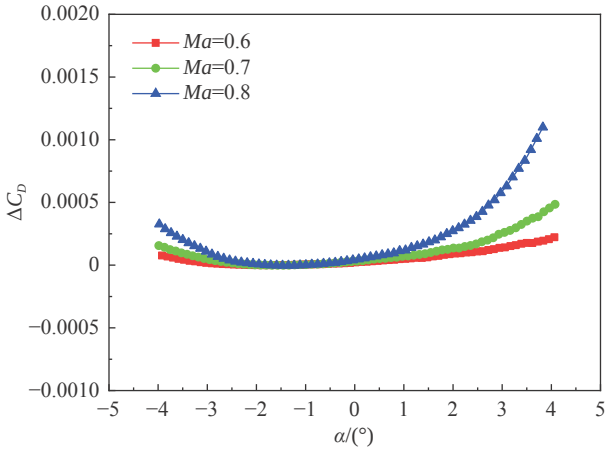
修正过程中，设定槽壁流动弯曲系数 K（定义为槽壁边界位置压力系数与气流偏角的比值）对穿槽流动进行简化以确定边界条件；使用偶极子/点源模拟模型的堵塞与尾流干扰效应，用马蹄涡模拟机翼的升力效应，从而确定槽壁的干扰影响因子；最终求解扰动速度势方程，对试验结果进行槽壁堵塞、升力、流线弯曲、尾流浮阻等影响的修正。

使用以上方法得到了 2.4 m 风洞槽壁试验段对某大飞机模型的干扰影响，结果见图 6。图中干扰量值相当于“无洞壁”结果减去“有洞壁”结果。在升/阻力方面，槽壁的干扰主要体现在堵塞效应、升力效应、尾流浮阻效应方面。因此，随着迎角增加，图 6 中升/阻力干扰量的绝对值经历了先降低后增加的变化趋势。在迎角 0°附近，槽壁对大飞机模型升/阻力的干扰修正量均为正值，即槽壁的存在使得模型受到的升/阻力均减小，修正槽壁干扰影响后量值会增加。随着马赫数增加，槽壁对升/阻力的干扰影响增大。

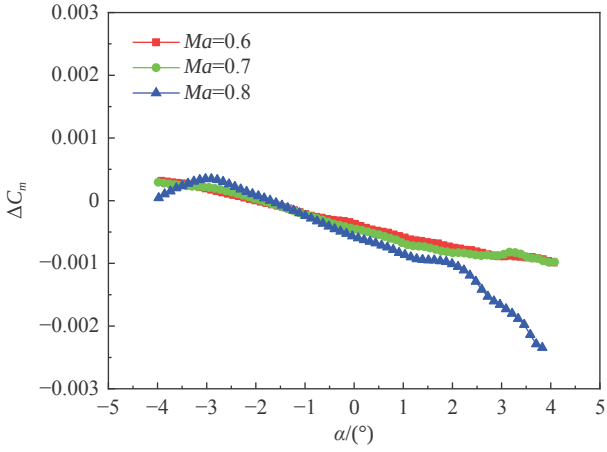
对于俯仰力矩而言，主要受到槽壁的堵塞效应和流线弯曲效应影响，俯仰力矩干扰量曲线的变化规律与升力曲线相互协调。但是，由于马赫数为 0.8 时，堵塞效应明显增加，俯仰力矩干扰量曲线已经出现了一定的非线性特征。



(a) ΔC_L-α



(b) ΔC_D-α



(c) ΔC_m-α

图 6 不同马赫数条件下槽壁对大飞机的干扰影响

Fig. 6 Slot wall interference of large airplane with different Mach numbers

2.2 支撑干扰影响修正技术

支撑对模型的干扰影响可以通过 EFD 或 CFD 两种手段开展修正[30, 33]。这两种修正方法均是获取支撑干扰影响的相对量，原理上并无明确的适用范围限制。采用 EFD 方法进行修正时，使用辅助支撑连接模型，通过有/无主支撑试验结果的对比获取其干扰影响；但是，试验方法难以获得主/辅支撑之间的二次干扰。相比之下，CFD 方法可以获得主支撑干扰影响及其与辅助支撑之间的二次干扰[34]，在试验前即可对试验方案选取提供数据支撑，试验后可以结合试验结果开展支撑干扰修正。

为了综合对比常见支撑形式对大飞机的干扰影响，使用 CFD 方法对 2.4 m 风洞中尾撑、腹撑、条带支撑、双支撑的干扰进行了计算，见图 7。图中结果由“有支撑”结果减去“无支撑”结果得到。4 种常见支撑中，双支撑对大飞机的干扰影响最大，且量值明显大于其他 3 种支撑。这是由于双支撑直接与模型机翼连接，破坏了机翼附近绕流，而机翼是决定大飞机气动特性的主要部件，其受到的干扰影响在全机气动力的变化中更为突出。与其他支撑相比，条带支撑尺寸有限、对模型表面破坏最小，故其干扰影响量值最低。尾支撑与腹支撑对大飞机气动力的影响量值基本相当（腹支撑干扰量略大），但对升/阻力的影响规律相反。由于尾撑、腹撑分别位于大飞机模型机体后部、前部，干扰区域存在差异，使得两者对升/阻力的干扰影响量值的符号相反；而两种支撑均位于大飞机下表面，因此两者对俯仰力矩的干扰影响量值的符号相同。

图 8 给出了尾支撑作为主支撑时，不同辅助支撑对其产生的二次干扰。二次干扰量值 $\Delta Cx_{2\mathrm{nd}}$ 定义为辅助支撑存在时获得的干扰量 $\Delta Cx'_{(\text{尾支撑})}$ 与辅助支撑不存在时获得的干扰量 $\Delta Cx_{(\text{尾支撑})}$ 之间的差值。结果显示，不同辅助支撑对尾支撑的升/阻力二次干扰量值相当，特别是对阻力的影响差异几乎可以忽略不计。由于条带支撑与尾支撑距离较近，使得其二次干扰在俯仰力矩特性上反映相对明显。因此，一般不建议使用条带支撑作为大飞机试验的辅助支撑，用来进行尾支撑的干扰修正。

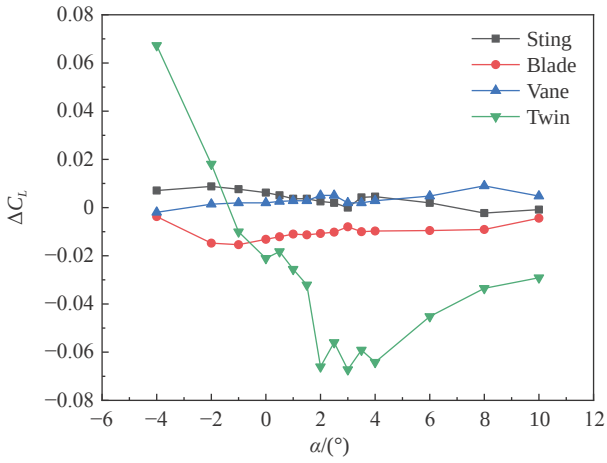
综合图 7、图 8 所示的干扰量及二次干扰，可以评估试验获得的支撑影响量值与规律，综合 CFD/EFD 结果开展支撑干扰修正以提升数据可靠性。

2.3 模型变形影响修正技术

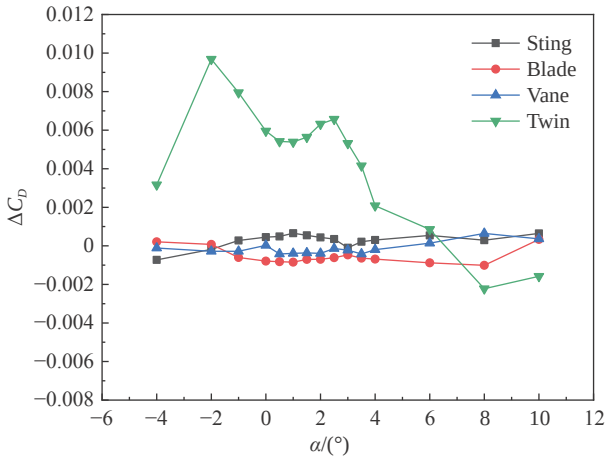
基于前述 VMD 系统测量得到的模型变形量，结合

CFD 方法[35]，可以对风洞中的模型变形影响进行修正。

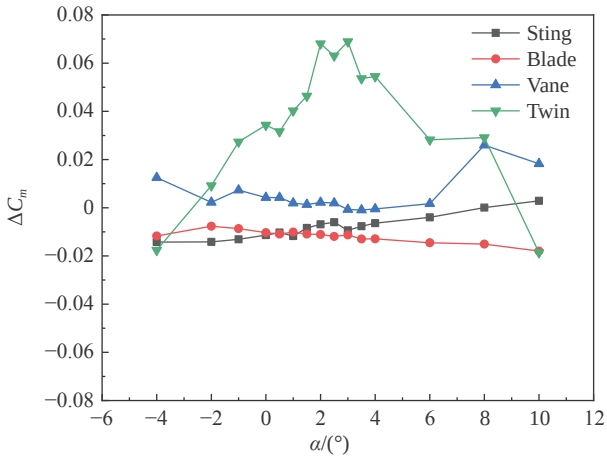
修正前，需要针对试验模型划分初始计算网格；修正过程中，以模型变形测量结果为输入，使用网格变形技术对初始计算网格进行重构；网格重构过程



(a) ΔC_L-α



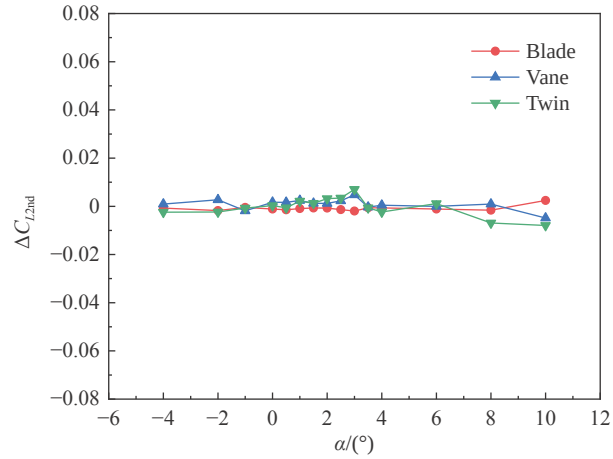
(b) ΔC_D-α



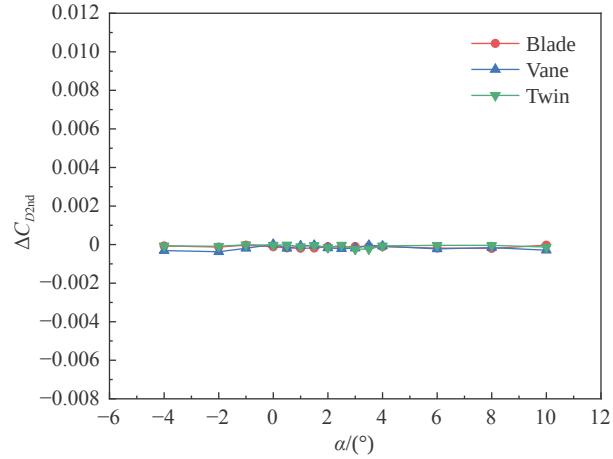
(c) ΔC_m-α

图 7　不同支撑方式对大飞机的干扰影响（*Ma* = 0.85）

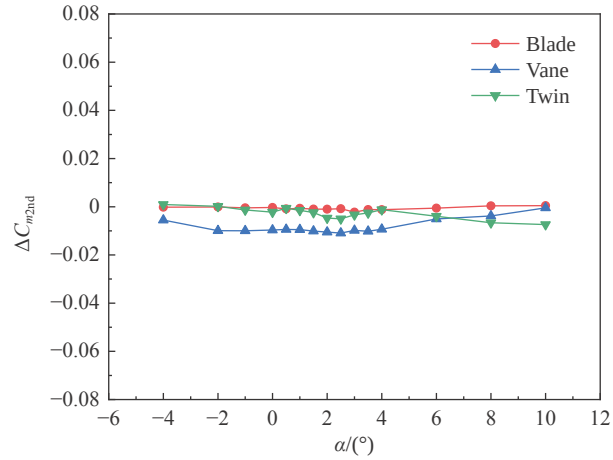
Fig. 7　Support interference of large airplane with different supports（*Ma* = 0.85）



(a) ΔC_{L2nd}-α



(b) ΔC_{D2nd}-α



(c) ΔC_{m2nd}-α

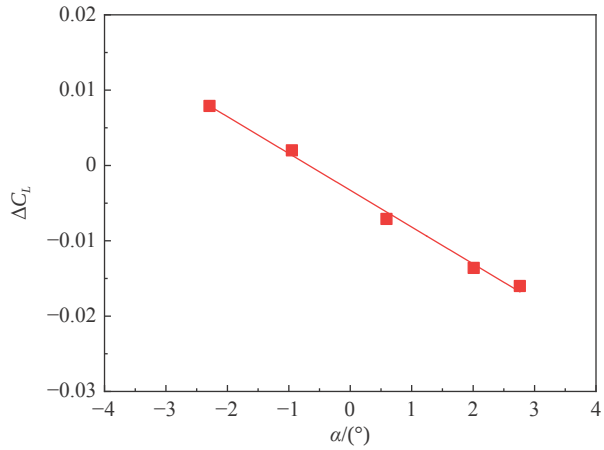
图 8　不同支撑方式的二次干扰影响（*Ma* = 0.85）

Fig. 8　2nd support interference of large airplane with different supports（*Ma* = 0.85）

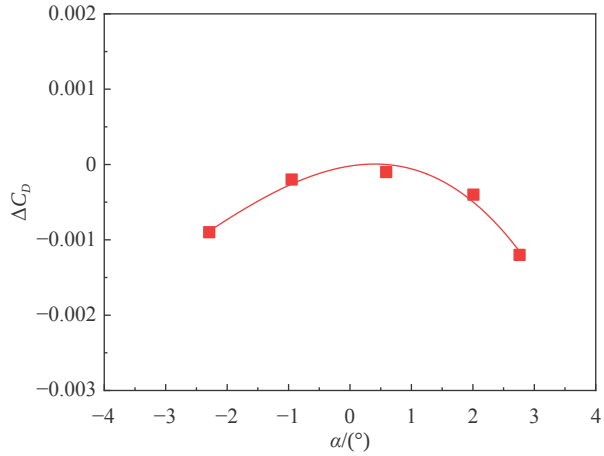
中，变形控制面与 VMD 测量剖面保持相同，以确保后续修正的准确性。将变形量像弹簧一样由模型表面逐步传递至网格外边界，从而获得模型变形后的计算网格，同时避免了大规模的网格重新生成[9]。模型

变形前/后网格计算结果的差量，即为模型变形影响修正量。该方法通过计算获得模型变形前/后的气动力相对变化量，从原理上来说并没有明确的适用范围限制。

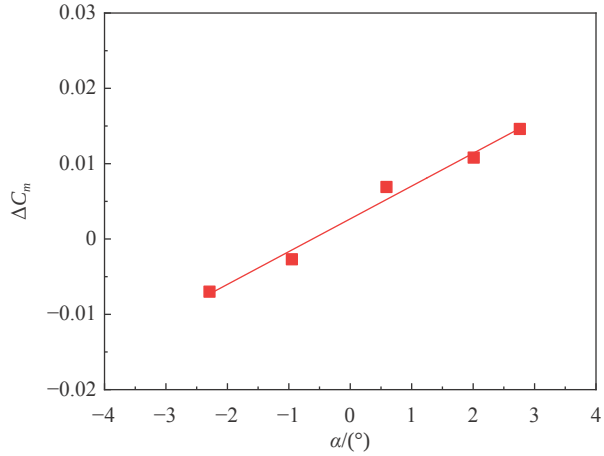
图 9 给出了某大飞机在 2.4 m 风洞中的模型变形影响修正量值。图中数据由“变形后”结果减去“变形前”结果所得。如图所示，在 $\alpha > -1°$范围内，变形影响使得模型升力降低、俯仰力矩增大，且影响量随迎角增大而增大。这是由于大飞机模型的机翼在正迎角条件下产生了负扭转角变形(见图 5)，使得机翼当地迎角降低，对气动力产生不利影响；随着迎角增大，机翼受载增大，负扭转角的增加使得这种影响愈加严重、量值增大。对于阻力特性而言，迎角 0°附近受到的影响很小，随着迎角绝对值的增加，变形影响使得阻力降低且影响量逐渐增大。这与扭转角减小了当地迎角、降低了机翼型阻有关。



(a) ΔC_L-α



(b) ΔC_D-α



(c) ΔC_m-α

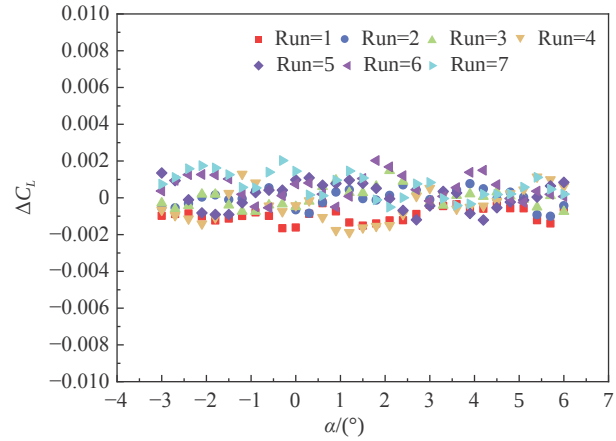
图 9 大飞机的模型变形影响修正量值（*Ma* = 0.85）

Fig. 9 Model deformation correction results of a large airplane（*Ma* = 0.85）

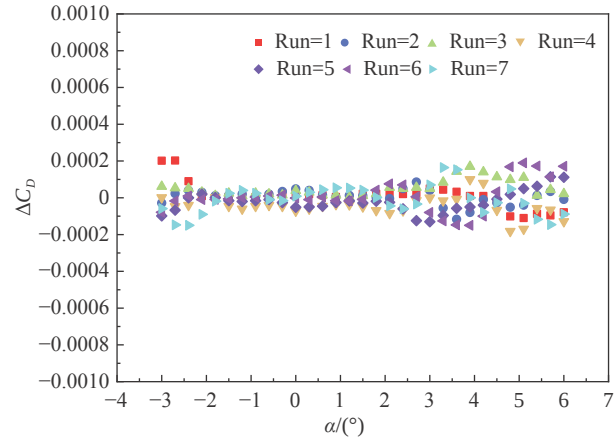
3 2.4 m 风洞大飞机试验数据精准度分析

3.1 数据精度分析

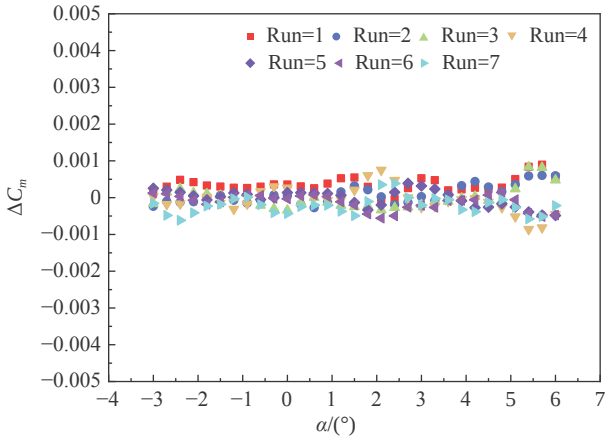
试验数据的精度往往通过多次重复性试验结果的偏差来表示[36]。图 10、表 1 给出了某大飞机在 2.4 m 风洞中进行的 7 次重复性试验结果。其中，图 10 所示为单次测量值与 7 次试验平均值之差，表 1 所示为气动力系数的 7 次试验均方根误差。



(a) ΔC_L-α



(b) ΔC_D-α



(c) ΔC_m-α

图 10　某大飞机的测力重复性试验结果（*Ma* = 0.85）

Fig. 10　Repeatability results of force test of a large airplane（*Ma* = 0.85）

表 1　某大飞机的测力重复性试验结果精度（*Ma* = 0.85）

Table 1　Force test precision of a large airplane（*Ma* = 0.85）

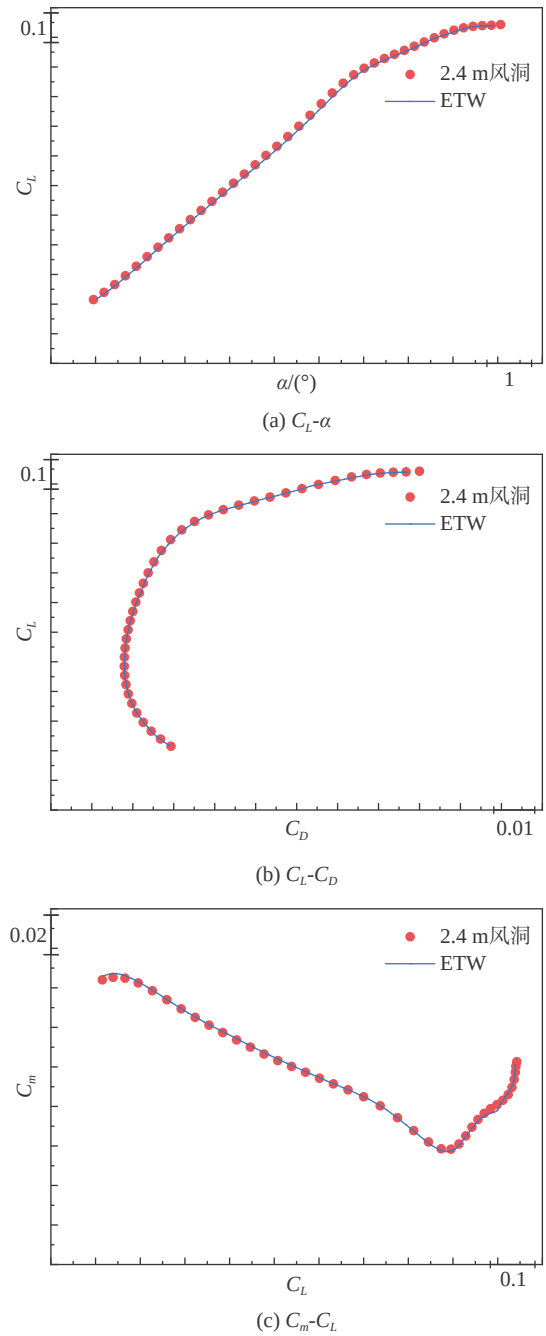
	$\alpha = -2°$	$\alpha = 0°$	$\alpha = 2°$
$S_{\mathrm{RME},CL}$	0.0012	0.0011	0.0012
$S_{\mathrm{RME},CD}$	0.00003	0.00005	0.00005
$S_{\mathrm{RME},Cm}$	0.0002	0.0003	0.0004

如图 10 所示，大飞机在 2.4 m 风洞中的 7 次试验结果偏差较小，其中 $|\Delta C_L| \leqslant 0.002$、$|\Delta C_D| \leqslant 0.0002$、$|\Delta C_m| \leqslant 0.0009$。对于均方根误差而言，$S_{\mathrm{RME},CL}$、$S_{\mathrm{RME},Cm}$ 位于国军标优秀指标附近（优秀指标基准值分别为 0.0008、0.0003，本文值分别为 0.001、0.0003）；$S_{\mathrm{RME},CD}$ 能够达到 0.00005 量级水平，远远优于国军标优秀指标（0.0001）。综上所述，2.4 m 风洞大飞机试验结果精度较高，基本达到或超过国军标优秀指标要求。

3.2　数据准度分析

欧洲跨声速风洞（ETW）流场品质好、模拟条件较为真实、数据修正技术成熟度较高，数据质量被认为代表当今世界先进水平，广泛应用于开展大飞机地面模拟试验及 CFD 数据验证[37-39]，有力支撑了空中客车 A350、A380 等先进大飞机的设计研制。通过与其试验结果对比，对 2.4 m 跨声速风洞大飞机标模的试验结果准度进行分析。图 11、表 2 给出了某大飞机标模在两座风洞中的典型结果对比，图表中的数据均为修正了各自支撑、洞壁、模型变形等影响后的结果。

图 11 显示两座风洞中该大飞机标模的试验曲线



(a) C_L-α

(b) C_L-C_D

(c) C_m-C_L

图 11　某大飞机标模在不同风洞的测力试验结果对比（*Ma* = 0.85）

Fig. 11　Comparison of the force test results in different wind tunnels（*Ma* = 0.85）

吻合良好，在曲线形态上，大飞机分离迎角、失稳迎角、巡航点附近气动力变化特性等均在 2.4 m 风洞中被准确呈现。表 2 显示两座风洞的试验结果数值差异很小，最大升阻比差异为 0.14；零升阻力系数差异仅为 0.00006；焦点差异为 0.23%；升力线斜率相差

表 2　某大飞机标模的测力试验结果准度（*Ma* = 0.85）

Table 2　Force test accuracy of a large airplane（*Ma* = 0.85）

差异参数	$\Delta K_{\max}$	$\Delta C_{D\min}$	ΔC_{D0}	ΔC_{mCL}	ΔC_{m0}	$\Delta C_{L\alpha}$	$\Delta \alpha_0$
数值	0.14	0.00016	0.00006	-0.0023	0.0011	-0.0007	-0.041

0.0007，可以忽略不计。鉴于与 ETW 试验结果差异很小、相关性良好，可以认为 2.4 m 风洞大飞机标模试验结果准度较高。

4 结 论

本文总结了 2.4 m 暂冲型跨声速风洞大飞机试验技术及数据修正方法的最新进展，对其精细化气动力/气动载荷试验技术、洞壁干扰/支撑干扰/模型变形影响修正方法以及大飞机试验结果的精准度进行了总结与分析：

1）2.4 m 风洞攻克暂冲型跨声速风洞流场快速跟随调节、模型姿态角连续变化与采集、模型变形实时精确测量等关键技术，建立了大飞机精细化气动力/气动载荷试验能力。后续可通过与国内多座连续式跨声速风洞试验结果相互对比、进一步分析验证，共同推动国家大飞机高速试验能力水平的进步。

2）2.4 m 风洞建立了洞壁干扰影响评估、支撑干扰与模型变形影响修正技术，具备了准确预测大飞机基准气动特性的能力。后续可以结合 2.4 m 低温高雷诺数连续式跨声速风洞、4.8 m 连续式跨声速风洞等新建大型设备，建立健全雷诺数影响、静气动弹性影响、动力影响等修正技术，完善大飞机相关性修正体系。

3）2.4 m 风洞大飞机试验数据的精度和准度较高，满足大飞机精细化设计需求，未来可与新建的 2.4 m 低温高雷诺数连续式跨声速风洞、4.8 m 连续式跨声速风洞等设备共同构成我国相对完整的大飞机高速地面模拟设备体系。

致谢：感谢中国空气动力研究与发展中心的陈德华、熊能、郁文山、谢艳、魏志、赵莉、杨振华、刘光远、陈学孔等对本文工作的帮助。

参 考 文 献：

[1] 路风. 中国大型飞机发展战略研究报告[J]. 商务周刊, 2005(6): 29−49.
LU F. Report of development strategy of large airplane of China[J]. Business Watch Magazine, 2005(6): 29−49 (in Chinese).

[2] 李丽雅, 田云. 中国大飞机研发历程与技术突破[J]. 中国工业评论, 2015, (2): 36-43.
LI L Y, TIAN Y. Research development and technology break of large airplane in China[J]. China Industry Review, 2015(2): 36-43 (in Chinese).

[3] 张彦仲. 大飞机气动总体技术的发展[J]. 中国工程科学, 2009, 11(5): 4−17.
ZHANG Y Z. The development of aerodynamics & configuration technology for large aircraft[J]. Engineering Science, 2009, 11(5): 4−17 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1009-1742.2009.05.001.

[4] 马汉东, 崔尔杰. 大型飞机阻力预示与减阻研究[J]. 力学与实践, 2007, 29(2): 1−8.
MA H D, CUI E J. Drag prediction and reduction for civil transportation aircraft[J]. Mechanics in Engineering, 2007, 29(2): 1−8 (in Chinese).

[5] 谢疆宇, 吴军强, 钟世东, 等. 2.4 m 跨声速风洞大型飞机试验不确定度评估[J]. 实验流体力学, 2010, 24(6): 65−68.
XIE J Y, WU J Q, ZHONG S D, et al. Uncertainty analysis for large aircraft test in 2.4 m transonic wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2010, 24(6): 65−68 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.2010.06.014.

[6] 王瑞波, 吴军强, 郭秋亭, 等. 2.4 m 跨声速风洞试验质量影响因素分析及改进措施研究[J]. 实验流体力学, 2012, 26(1): 37−41.
WANG R B, WU J Q, GUO Q T, et al. Research on the affecting factors of test quality and improvement methods in 2.4 m transonic wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2012, 26(1): 37−41 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.2012.01.008.

[7] 陈德华, 尹陆平, 吴文华, 等. 2.4 m 跨声速风洞大展弦比飞机测力试验技术研究[J]. 空气动力学学报, 2009, 27(5): 542−546.
CHEN D H, YIN L P, WU W H, et al. The test technique for aircraft with high aspect ratio in the 2.4 meter transonic wind tunnel[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2009, 27(5): 542−546 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.0258-1825.2009.05.007.

[8] 陈德华, 刘大伟, 许新, 等. 大飞机高速风洞试验数据影响因素分析研究[C]// 第八届全国流体力学学术会议论文摘要集, 甘肃兰州, 2014.
CHEN D H, LIU D W, XU X, et al. Investigation on factors influencing high speed wind tunnel data for large airplane [C]// 8th Fluid Dynamics Conference, Lanzhou Gansu, 2014 (in Chinese).

[9] 陈德华, 刘大伟, 魏志. 高速风洞试验数据修正与使用[M]. 北京: 国防工业出版社, 2018.
CHEN D H, LIU D W, WEI Z. Correction and application of the high-speed wind tunnel test data[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2018 (in Chinese).

[10] 陈德华, 林俊, 郭旦平, 等. 大型飞机高速气动力关键问题解决的技术手段及途径[J]. 流体力学实验与测量, 2004, 18(2): 1−5.
CHEN D H, LIN J, GUO D P, et al. Technical ways to solve high speed key aerodynamic problems of large air transporters[J]. Experiments and Measurements in Fluid Mechanics, 2004, 18(2): 1−5 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.2004.02.001.

[11] 张刃, 杜文天, 李庆利, 等. 2.4 m 连续式跨声速风洞气动设计与研究[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(1): 22−38.
ZHANG R, DU W T, LI Q L, et al. Aerodynamic design of 2.4 m continuous transonic wind tunnel[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(1): 22−38 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2022.0185.

[12] 廖达雄, 黄知龙, 陈振华, 等. 大型低温高雷诺数风洞及其关键技术综述[J]. 实验流体力学, 2014, 28(2): 1−20.
LIAO D X, HUANG Z L, CHEN Z H, et al. Review on large-scale cryogenic wind tunnel and key technologies[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2014, 28(2): 1−20 (in Chinese).
doi: 10.11729/syltlx20130102.

[13] YU W S, DU N, RAO Z Z, et al. Perturbation analysis and control of Mach number 2.4-meter transonic wind tunnel[J]. Journal of Aircraft, 2020, 57(6): 1148−1155.
doi: 10.2514/1.c035862.

[14] YU W S, SU B C, RAO Z Z, et al. Genetic algorithm-based Mach number control of multi-mode wind tunnel flow fields[J]. Processes, 2022, 10(10): 2038.
doi: 10.3390/pr10102038.

[15] YU W S, ZHANG M, RAO Z Z, et al. Dynamic feedforward control for Mach number in wind tunnel[C]// 40th Chinese Control Conference (CCC), Shanghai, China. IEEE, 2021: 2592-2597.

[16] 谢艳, 李平, 蒋鸿, 等. 2.4 m 跨声速风洞连续变迎角试验关键技术研究[J]. 实验流体力学, 2014, 28(1): 89−93.
XIE Y, LI P, JIANG H, et al. The key technique research on continuous sweeping angle of attack test in 2.4 m × 2.4 m transonic wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2014, 28(1): 89−93 (in Chinese).

[17] 魏志, 谢艳, 吴军强, 等. 连续变迎角测力试验技术在大型暂冲式跨声速风洞中的应用[J]. 实验流体力学, 2011, 25(4): 99−102.
WEI Z, XIE Y, WU J Q, et al. Application of continuous sweeping force measuring technology in large intermittent transonic wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2011, 25(4): 99−102 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.2011.04.019.

[18] 陈德华, 刘大伟, 尹陆平, 等. 2.4 m 跨声速风洞多功能支撑系统试验技术研究[J]. 实验流体力学, 2013, 27(3): 98−102,112.
CHEN D H, LIU D W, YIN L P, et al. The study of versatile support system in the 2.4 m transonic wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2013, 27(3): 98−102,112 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.2013.03.019.

[19] 范长海. 高速风洞连续变侧滑角机构研制[D]. 重庆: 重庆大学, 2010.
FAN C H. Development of continuously variable sideslip angle mechanism in high-speed wind tunnel[D]. Chongqing: Chongqing University, 2010 (in Chinese).

[20] 蒋鸿, 赵莉, 谢艳, 等. 一种快速解算连续变迎角测压试验压力传导延迟修正参数的方法: 中国, ZL202310684583.3［P］. 2023-06-12.
JIANG H, ZHAO L, XIE Y, et al. A method for quickly settling pressure conduction delay correction parameters in continuous variable angle of attack pressure testing: PRC, ZL202310684583.3［P］. 2023-06-12 (in Chinese).

[21] 蒋鸿, 张林, 谢艳, 等. 一种连续变迎角测压试验数据处理方法: 中国, ZL202310684809. X［P］. 2023-06-12.
JIANG H, ZHANG L, XIE Y, et al. A Data Processing Method for Continuous Variable Angle of Atteck Pressure Measurement Test: PRC, ZL202310684809. X［P］. 2023-06-12 (in Chinese).

[22] 赵莉, 张林, 蒋鸿, 等. 一种暂冲式高速风洞连续变迎角测压试验采集方法: 中国, ZL202310684746.8［P］. 2023-06-12.
ZHAO L, ZHANG L, JIANG H, et al. A method for continuous variable angle of attack pressure measurement and acquisition in a temporary impact high speed wing tunnel: PRC, ZL202310684746.8［P］. 2023-06-12 (in Chinese).

[23] 杨振华. 暂冲式高速风洞模型变形双目测量方法及实现[D]. 武汉: 华中科技大学, 2018.
YANG Z H. Binocular measurement method and realization of model deformation in temporary impulse high-speed wind tunnel[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2018 (in Chinese).

[24] 杨振华. 双目视频模型变形测量系统设计及实现[D]. 武汉: 华中科技大学, 2011.
YANG Z H. Design and implementation of binocular video model deformation measurement system[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2011 (in Chinese).

[25] 张征宇, 黄叙辉, 尹疆, 等. 高速风洞试验中的视频测量技术进展[J]. 实验流体力学, 2015, 29(2): 1−7.
ZHANG Z Y, HUANG X H, YIN J, et al. Progress of videogrammetric measurement techniques for high speed wind tunnel test[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2015, 29(2): 1−7 (in Chinese).
doi: 10.11729/syltlx20140070.

[26] LIU D W, JIN Z W, PENG X, et al. Refined aerodynamic test of wide-bodied aircraft and its application[J]. Computer Modeling in Engineering & Sciences, 2023, 136(3): 2691−2713.
doi: 10.32604/cmes.2023.026048.

[27] 刘光远, 王瑞波, 郭秋亭, 等. 2.4 m 跨声速风洞壁板参数对核心流均匀性的影响[J]. 航空学报, 2015, 36(9): 2930−2938.
LIU G Y, WANG R B, GUO Q T, et al. Wall parameters influence on centerline flow uniformity in 2.4 m transonic wind tunnel[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(9): 2930−2938 (in Chinese).

[28] 谢易, 刘光远, 史晓军. 基于线性涡模型的风洞孔壁干扰特性分析[J]. 应用数学和力学, 2021, 42(3): 256−263.
XIE Y, LIU G Y, SHI X J. Interference characteristics analysis of wind tunnel perforated wall based on the linear vortex model[J]. Applied Mathematics and Mechanics, 2021, 42(3): 256−263 (in Chinese).

[29] 钟世东, 李巍, 苏继川, 等. 三种跨声速洞壁干扰修正方法及其在小展弦比飞翼标模试验中的应用[J]. 空气动力学学报, 2016, 34(1): 113−118.
ZHONG S D, LI W, SU J C, et al. Three types of transonic wind tunnel wall interference correction method and their application on low aspect ratio flying wing calibration model[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2016, 34(1): 113−118 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2015.0095.

[30] 刘大伟, 熊贵天, 刘洋, 等. 宽体客机高速风洞试验数据修正方法[J]. 航空学报, 2019, 40(2): 16−31.
LIU D W, XIONG G T, LIU Y, et al. Method of test data correction for wide-body aircraft in high speed wind tunnel[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2019, 40(2): 16−31 (in Chinese).

[31] 陈德华, 王瑞波, 刘光远, 等. 2.4 m 跨声速风洞槽壁试验段调试及流场校测[J]. 实验流体力学, 2013, 27(4): 66−70.
CHEN D H, WANG R B, LIU G Y, et al. The test and flow field calibration of 2.4 m transonic wind tunnel slotted test section[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2013, 27(4): 66−70 (in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1672-9897.2013.04.012.

[32] 刘光远, 魏志, 彭鑫, 等. 跨声速风洞槽壁干扰评估与修正技术的应用[J]. 航空学报, 2018, 39(2): 73−82.
LIU G Y, WEI Z, PENG X, et al. Application of slotted wall interference assessment and correction technique in transonic wind tunnel[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2018, 39(2): 73−82 (in Chinese).

[33] 熊能, 林俊, 贺中, 等. 大飞机布局模型跨声速风洞实验尾支撑干扰研究[J]. 实验流体力学, 2012, 26(2): 51−55.
XIONG N, LIN J, HE Z, et al. Study on the rear sting support interference for large transports configuration model in transonic wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2012, 26(2): 51−55 (in Chinese).

[34] 李强, 刘大伟, 许新, 等. 高速风洞中大型飞机典型支撑方式干扰特性研究[J]. 空气动力学学报, 2019, 37(1): 68−74.
LI Q, LIU D W, XU X, et al. The study of interference characteristics of typical support struts on large aircraft in high-speed wind tunnels[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2019, 37(1): 68−74 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2016.0133.

[35] LIU D W, XU X, LI Q, et al. Correction of model deformation effects for a supercritical wing in transonic wind tunnel[J]. Tehnicki Vjesnik - Technical Gazette, 2017, 24(6): 1647−1655.
doi: 10.17559/tv-20160525142932.

[36] 李周复. 风洞试验手册[M]. 北京: 航空工业出版社, 2015.
LI Z F. Handbook of wind tunnel test[M]. Beijing: Aviation industry press, 2015 (in Chinese).

[37] QUEST J, WRIGHT M. Investigation of a modern transonic transport

aircraft configuration over a large range of Reynolds numbers[C]// 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, NV, USA. Reston, Virigina: AIAA, 2002.
doi: 10.2514/6.2002-422.

[38] 钟敏, 华俊, 孙侠生, 等. 空气动力学验证模型与 CFD-风洞数据相关性[J]. 航空科学技术, 2020, 31(1): 1−16.
ZHONG M, HUA J, SUN X S, et al. Data correlation between aerodynamic validation model and CFD-wind tunnel[J]. Aeronautical Science and Technology, 2020, 31(1): 1−16 (in Chinese).
doi: 10.19452/j.issn1007-5453.2020.01.001.

[39] 张彦军, 段卓毅, 魏剑龙, 等. 基于风洞试验和数值模拟的超临界机翼雷诺数修正方法研究[J]. 空气动力学学报, 2018, 36(6): 934−940.
ZHANG Y J, DUAN Z Y, WEI J L, et al. Research of Reynolds number correction for supercritical wing based on wind tunnel tests and numerical simulations[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2018, 36(6): 934−940 (in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2017.0213.

（本文责编：周奇杰）

文章编号：0258-1825(2023)12-0107-11

PIV 及 PSP 技术在大飞机风洞试验中的综合应用

尚金奎，李玉军，赵荣奂，王 猛，衷洪杰，徐兆楠，崔晓春*
（中国航空工业空气动力研究院，沈阳 110034）

摘 要：在 FL-61 风洞中，对高频粒子图像测速（particle image velocimetry, PIV）试验系统在真实风洞环境中的速度场测量精度进行了试验研究，结果表明在 30～280 m/s 范围内，PIV 试验系统测量精度优于 1%。以不同厚度和粗糙度的聚酰亚胺不干胶薄膜模拟模型表面 PSP 涂层，研究了压力敏感涂层（pressure sensitive paint, PSP）对测力测压数据的影响，结果表明将涂层厚度控制在 0.03 mm 以内可有效降低涂层对测力测压数据的影响。在 FL-62 连续式跨声速风洞中使用民机校验模型，进行了两种技术的综合应用研究，采用极短时间间隔的错时采集技术，实现了 PIV 技术与 PSP 技术的准同步综合化应用，获得了大飞机模型机翼上表面空间流动速度场及机翼表面压力分布。

关键词：粒子图像测速技术；压力敏感涂料技术；民机校验模型；大飞机
中图分类号：V211.71 **文献标识码：**A **doi：**10.7638/kqdlxxb-2023.0152

Integrated application of PIV and PSP in large aircraft wind tunnel test

SHANG Jinkui, LI Yujun, ZHAO Ronghuan, WANG Meng, ZHONG Hongjie, XU Zhaonan, CUI Xiaochun*
(*AVIC Aerodynamics Research Institute*, *Shenyang* 110034, *China*)

Abstract: The accuracy of measurement techniques in wind tunnels holds utmost significance in ensuring reliable test outcomes. The present study delves into the accuracy levels of a high-frequency particle image velocimetry (PIV) system in the FL-61 wind tunnel. The results indicate that the PIV system's measurement accuracy surpasses 1% within a freestream velocity range from 30 m/s to 280 m/s. Moreover, the influence of pressure-sensitive paint (PSP) coating on force and pressure measurement tests was also investigated, utilizing polyimide films with varying thicknesses and roughnesses as PSP coatings. It is found that a PSP coating with a thickness of less than 0.03 mm is imperative to obtain reliable force and pressure data. Furthermore, an experimental study of a civil aircraft calibration model was conducted in the FL-62 continuous transonic wind tunnel by acquiring PIV and PSP data at extremely short temporal intervals. The quasi-synchronous integration of PIV and PSP provides the three-dimensional velocity fields over the wing and surface pressure for the aerodynamic performance evaluation.

Keywords: PIV; PSP; CACM; civil aircraft

0 引 言

飞机周围空间介质流动速度和飞机表面压力分布是极为重要的两种气动特性参数，这两种气动特性参数的准确测量对现有飞机设计优化、新概念飞机气动现象的理解和分析以及空气动力学自身的研究和发展均具有重要价值。自 20 世纪七八十年代，随着激光技术、成像技术以及计算机技术的快速发展，以成像和图像处理为基础的先进光学非接触测量技术在空气动力学测试技术领域不断涌现和高速发展，粒子图像测速（particle image velocimetry, PIV）技术和压力敏感涂料（pressure sensitive paint, PSP）技术就是其

收稿日期：2023-09-06； 修订日期：2023-11-15； 录用日期：2023-11-17； 网络出版时间：2024-01-05
基金项目：民机科研项目
作者简介：尚金奎 (1976—)，男，山东寿光人，硕士，正高级工程师，研究方向：流动显示与测量. E-mail：523664270@qq.com
通信作者：崔晓春 (1975—)，男，博士，研究员，研究方向：风洞设计，风洞试验技术. E-mail：cui_xiaochun@163.com
引用格式：尚金奎, 李玉军, 赵荣奂, 等. PIV 及 PSP 技术在大飞机风洞试验中的综合应用[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(12): 107−117.
SHANG J K, LI Y J, ZHAO R H, et al. Integrated application of PIV and PSP in large aircraft wind tunnel test[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(12): 107−117(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0152

中最具代表性的两种。

PIV 技术最早由 20 世纪六七十年代测量固体位移的激光散斑技术演变而来，20 世纪八十年代发展成型并迅速应用开来。它突破了激光多普勒测速（laser Doppler velocimeter, LDV）技术单点测速的局限，也克服了热线、探针等对流场存在的干扰问题，在实现空间流动可视化的同时提供了全流场定量化速度信息。空气动力学领域最早的 PSP 技术报道在 20 世纪八十年代，来自于苏联著名的空气动力学研究机构 TsAGI。美国 NASA、AEDC，欧洲 DNW、ONERA，日本 JAXA 等大型风洞中均建设了 PIV 及 PSP 试验系统，在包括大飞机在内的多型飞行器研制试验中进行了应用[1-2]。目前，国外 PIV 技术及 PSP 技术发展已经较为成熟[3-4]，并大量应用于工程试验。

国内，中国航空工业空气动力研究院（下文简称“航空工业气动院”）是较早开展 PIV 技术研究、掌握 PIV 技术并在大飞机研制试验中开展工程应用的科研机构[5-7]。近年来，随着 TSI、LAVISON、DANTEC 等公司 PIV 试验系统产品在国内的推广，PIV 技术在包括航空航天在内的多个领域获得广泛应用[8-10]，PIV 技术研究也获得了快速发展。傅奇星等研究了 PIV 在二维流场测试中不确定度的量化方法[11]；刘兵等研究了 PIV 测量精度影响因素，给出了示踪粒子撒播、成像组件以及图像处理方法选择方面的建议[12]；岳廷瑞等梳理了大型风洞 PIV 试验常见的关键问题，提出了相应的解决措施[13]，研究了适用于大型风洞 PIV 试验的粒子发生装置[14]。PSP 技术最早由航空工业气动院自俄罗斯引入国内，与中国科学院化学研究所合作完成了 PSP 涂料国产化，开展了工程应用试验[15-17]。近年来，国内 PSP 技术获得了快速发展，包括上海交通大学、西北工业大学、清华大学等在内的多个科研机构和高校均开展了相关研究，其中航空工业气动院和中国空气动力研究与发展中心均已建成体系化 PSP 试验系统，形成了工程应用能力。熊健等在 2.4 m 跨声速风洞中建立了双组份、多光源和多相机的 PSP 测量系统，成功应用于大飞机测压[18]；刘祥综合运用理论分析、数学推演和试验方法，对双组份 PSP 测量系统测量不确定度进行了系统深入的研究[19]；张雪等研究了快速响应 PSP 技术在跨声速叶栅试验中的应用[20]；彭迪等回顾并总结了快响应 PSP 测量技术的最新研究进展，讨论了高超声速风洞 PSP 测量技术的挑战与对策[21-22]。

随着我国先进光学非接触测量技术的快速发展，包括 PIV 流场测量、PSP 测压、红外及温度敏感涂料转捩测量、视频形变位姿测量等在内的多种先进光学非接触测量技术已在大飞机研制试验中进行了应用。多种光学非接触测量技术可以集成综合应用，也可以与常规测力测压技术相结合，获得多物理场综合化气动特性数据。这种综合化多物理场气动特性参数对于气动机理研究、飞机故障诊断以及优化设计具有重要价值。本文开展了 PIV 速度场测量精度测定及 PSP 涂层厚度/粗糙度对测力测压影响评估，并在 2.4 m 连续式跨声速风洞中综合应用 PIV 技术及 PSP 技术，测量了大飞机标模民机校验模型（civil aircraft calibration model, CACM）机翼空间流动速度场及机翼表面压力分布。

1 PIV 及 PSP 技术原理

1.1 PIV 技术原理

PIV 技术是一种用于透明介质空间的流动速度场测量技术。在风洞中进行 PIV 试验时，首先，通过粒子发生与投放装置向风洞流场中注入微小的示踪粒子，在待测试验区形成适当密度且相对均匀的示踪粒子云。要求示踪粒子粒径足够小，以具有足够的气流运动跟随性。随后，利用激光器及光学系统生成片状激光，投射到流场待测区，照亮示踪粒子。最后，使用专用帧转移相机，连续两次拍摄待测区流场中的示踪粒子，获得两帧示踪粒子图像，即图像 A 和图像 B。图像 A 和图像 B 拍摄时间间隔 Δt 极短（例如 5 μs），大多数成像在第一张图像（图像 A）中的示踪粒子由于运动距离极短并没有随气流运动移出激光片光照亮区域，所以在第二次拍摄时，这些示踪粒子仍成像在第二张图像（图像 B）上。因此，这两张图像中的粒子具有一定的相关性。

对 A、B 两张图像进行区块（也称查问域）划分，并根据式（1）进行互相关计算，再根据互相关计算数据确定示踪粒子在这两张图像中的位移距离（$\Delta\vec{s}$）。式（1）如下：

$$r(m,n)=\frac{\sum_{i=1}^{M}\sum_{j=1}^{N}\left[I_1(i,j)-\bar{I}_1\right]\left[I_2(i+m-1,j+n-1)-\bar{I}_2\right]}{\sqrt{\sum_{i=1}^{M}\sum_{j=1}^{N}\left[I_1(i,j)-\bar{I}_1\right]^2}\sqrt{\sum_{i=1}^{M}\sum_{j=1}^{N}\left[I_2(i+m-1,j+n-1)-\bar{I}_2\right]^2}} \tag{1}$$

式中，$r(m,n)$为输出互相关矩阵第 m 行第 n 列的元素值；I_1、I_2 分别为图像 A、图像 B 查问域像素灰度值；$\bar{I}_1$、$\bar{I}_2$ 分别为图像 A、图像 B 查问域像素灰度均值；i、j 为查问域横向及纵向像素位置索引；M、N 为查问域宽和高。

基于运动距离和运动时间的关系（式（2）），获得示踪粒子运动速度，即当地气流运动速度 $\boldsymbol{v}$：

$$\boldsymbol{v} = \Delta \boldsymbol{s}/\Delta t \tag{2}$$

1.2　PSP 技术原理

PSP 技术是一种风洞试验模型表面压力场测量技术。进行 PSP 试验时，通常需要通过喷涂的方式在模型表面制备 PSP 涂层。PSP 涂层中含有的荧光探针分子在激发光照射下会发射荧光，当地环境氧分子会吸收处于激发态的荧光探针分子的能量，使其失去荧光发射能力（氧荧光猝灭效应），从而降低涂层发射荧光强度。当地环境氧分子浓度与环境压力直接相关，PSP 测压就是利用了这一原理。

模型表面 PSP 涂层通常由活性层和基层（也称面漆层和底漆层）构成，活性层中包含能够发光的荧光探针分子和具有较高透气性的载体基质，氧荧光猝灭效应就发生在这一层。基层通常含有白色高反射物质，不含荧光探针分子，具有隔离模型基底、提高激发光和荧光反射的作用。

氧荧光猝灭效应的强弱与环境中氧分子浓度、探针分子激发态本征寿命以及激发态猝灭速率有关。通常可以用 Stern-Volmer 公式表述压敏涂料氧荧光猝灭效应的影响和氧分子浓度的关系[4]：

$$I_0/I = I + k_q \tau_0 [O_2] \tag{3}$$

式中，I_0 和 I 分别表示无氧环境下和氧浓度为 $[O_2]$ 环境下压敏涂料发光强度，k_q 表示双分子碰撞猝灭速率常数，τ_0 表示激发态本征寿命，$[O_2]$ 表示猝灭剂氧分子浓度。

实际风洞试验中，要得到 I_0 既不现实也不可能，因此引入参照状态（比如风洞未启动的常温常压状态），PSP 涂层发光强度与环境压力之间的关系可以用公式（4）表示：

$$p_{ref}/p = \sum_{a=0}^{N} A_a(T)(I_t/I_{ref})^a \tag{4}$$

式中，I_{ref}、p_{ref} 表示在选定参照状态下的压敏涂层荧光光强和选定参照状态下的当地环境压力；I_t、p 表示试验状态下的压敏涂层荧光光强和试验状态下的当地环境压力；$A_a(T)$ 表示压敏涂层光强与压力换算系数，由风洞试验前 PSP 涂层特性标定试验确定；T 为环境温度；a 为多项式幂次和换算系数下标，其最大值 N 通常取 2。

2　PIV 测量精度的考核验证

为了考察高频 PIV 试验系统在真实风洞环境中的测量精度，在航空工业气动院 FL-61 风洞中应用高频 PIV 试验系统进行了空流场条件下的风速测定（见图 1）。通过多组 PIV 速度测量均值之间的偏差分析，对 PIV 试验系统的重复性精度进行评估。

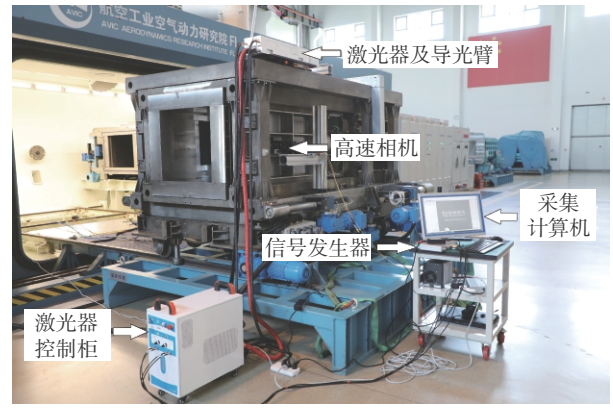


图 1　高频 PIV 试验系统 FL-61 风洞测量精度考核试验

Fig. 1　Accuracy assesment test of high-frequency PIV test system in FL-61

FL-61 风洞是一座亚、跨、超三声速连续式风洞，马赫数范围为 0.15～1.6，试验段横截面尺寸为 0.6 m×0.6 m，试验段全长为 2.7 m。该风洞具有很好的流场品质，马赫数控制精度小于 0.000 5。研究中使用的 PIV 试验系统相机分辨率为 1 280×1 024，镜头焦距为 50 mm，相机视场约 200 mm×160 mm，镜头前安装有 527 nm 带通滤镜。PIV 测量截面位于试验段纵向对称面内，距离左右两侧壁板均为 300 mm，是以模型支撑旋转中心为中点，竖直方向 160 mm、流向 200 mm 的矩形区域（相机视场）。PIV 示踪粒子材料为癸二酸二异辛酯（DEHS），由专用粒子生成与撒播系统产生，在风洞试验段上游稳定段进行播撒，粒子粒径主要集中于 0.5～1.5 μm 范围内。

风洞流场名义风速设定为 30、50、150、200、280 m/s。试验过程中，每个测试工况流场稳定且维持 5 min 后开始 PIV 系统数据采集，每组数据至少包含 40 对粒子图像，系统采集频率 1 kHz，激光脉冲时间间隔 3 μs，采集数据 50 组以上。在进行 PIV 数据采集过程中同时测量了不少于 100 点的风洞来流总压、总温及静温，计算获得测量时刻的风洞气流速度，计算其均值作为风洞气流参照速度。实际试验中风速（风洞气流参照速度）分别为 29.99、49.99、100.01、149.99、199.99、280.16 m/s。

PIV 数据处理时，查问域为 32 pixel×32 pixel，计算步长 16 pixel；以核心区（图像中长宽各 3/5 的中心区域）数据均值作为一个 PIV 风速数据点，每个测量风速均获得 50 个数据的测量样本；以相对均方根误差作为该风速下的测量精度，在 30～280 m/s 范围内，PIV 系统测量精度均优于 1%。

以风洞气流参照速度为真值、PIV 测量风速均值为测量值，在各试验风速下，PIV 试验系统测量准度均优于 1.5%。图 2 给出了不同来流风速下 50 个样本点的 PIV 速度均值曲线，红色实线为 50 个样本点

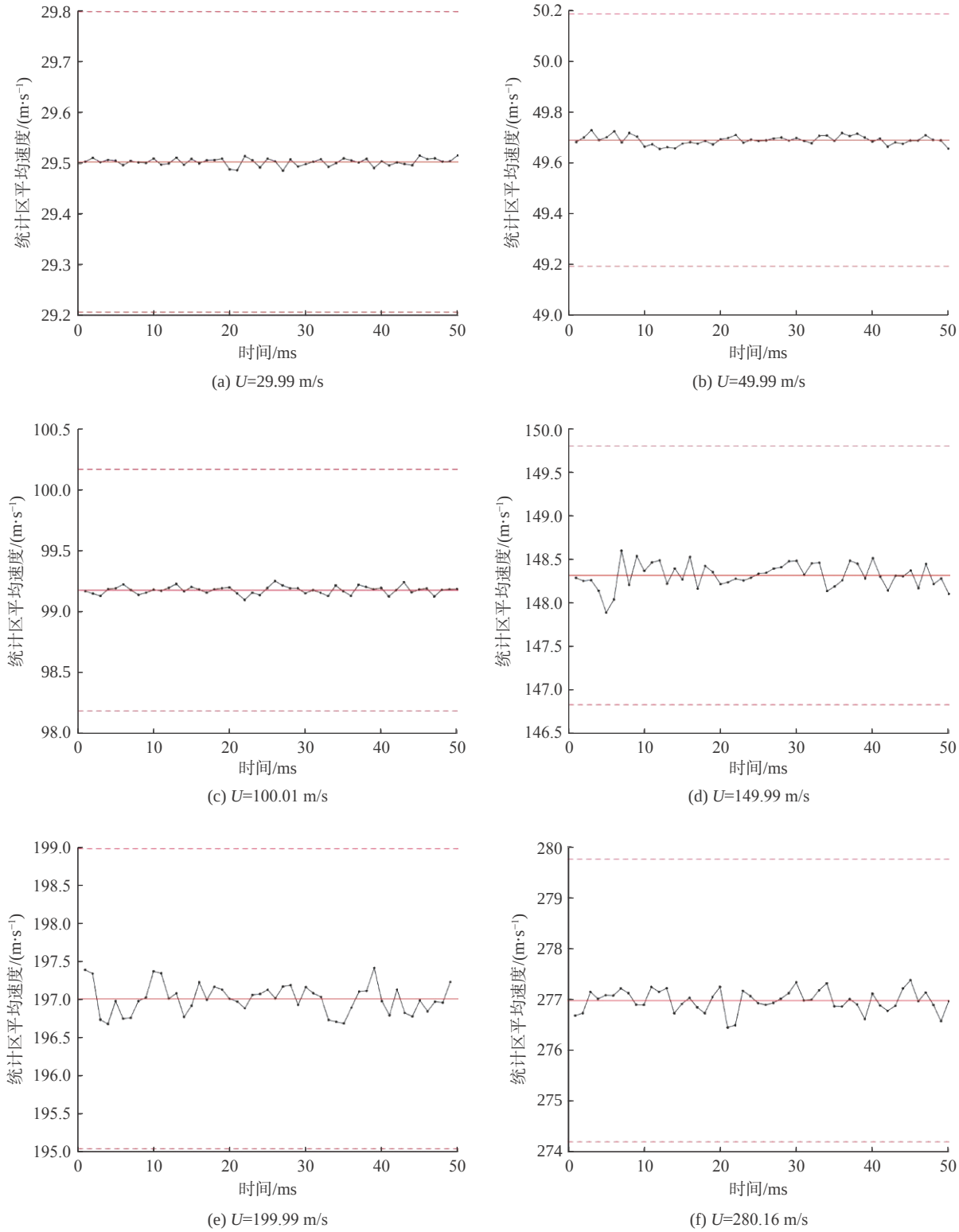


图 2 不同风速下连续重复 PIV 测量结果曲线

Fig. 2 Continuous PIV measurement data under different wind speeds

PIV 速度均值，红色虚线为测量均值±1% 的界限。

3　PSP 涂层影响研究

为了研究 PSP 涂层厚度及粗糙度对测力测压的影响，进而指导大飞机气动特性参数 PSP 测量试验，以 NACA0012 翼型为试验模型，在 FL-61 风洞开展了测力和测压试验。研究中将不同厚度及粗糙度的聚酰亚胺（PI）不干胶薄膜粘贴在干净模型表面，模拟不同厚度及粗糙度的 PSP 涂层，开展固定转捩、固定雷诺数测力测压试验。试验过程中，模型上下表面通过柱状粗糙元强制转捩。转捩位置固定于 10% 弦长，弦长雷诺数为 $Re = 2.0\times10^6$，试验马赫数 $Ma = 0.7$、0.85，迎角 $\alpha = -3°\sim3°$，涂层厚度 $k = 0\sim0.18$ mm，粗糙度 $Ra = 0.02\sim5$ μm。试验时通过固定表面粗糙度、改变薄膜厚度，得到厚度对测力测压试验的影响特性；通过固定薄膜厚度、改变表面粗糙度，得到粗糙度对测力测压试验的影响特性。

试验使用 NACA0012 二元翼型，弦长 c=150 mm、展长 400 mm，分别设计了测力和测压两种构型（测压构型上下表面各布置 25 个测压孔），翼型两侧有直径 300 mm 的圆形端板。如图 3 所示，翼型两端支撑于 Y 型支架上，通过支架根部的接头与弯刀法兰接口连接，利用弯刀机构实现翼型姿态控制。

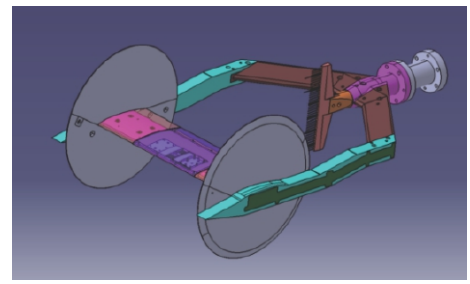
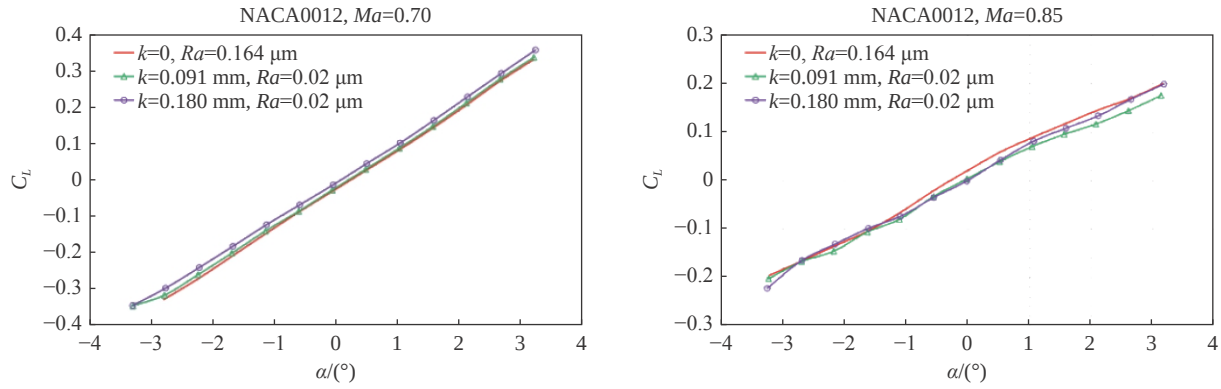


图 3　涂层影响研究试验模型

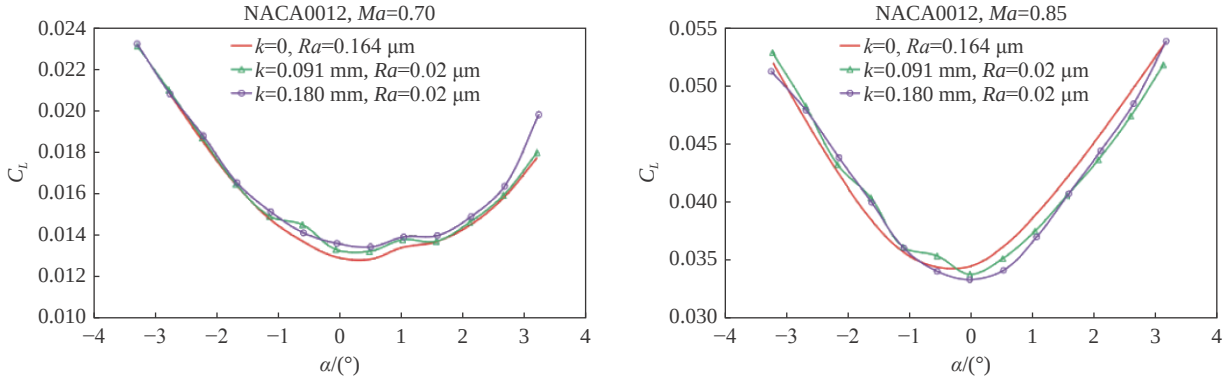
Fig. 3　Experimental model for studying the influence of coatings

3.1　涂层厚度对升力系数和阻力系数的影响

图 4 给出了对应不同涂层厚度的升力系数曲线和阻力系数曲线。亚声速状态下（Ma=0.7），升力系数曲线斜率随涂层厚度增加变化幅度较小，涂层厚度每增加 0.1 mm，升力系数曲线趋于向上平移 0.003；零迎角升力系数随着涂层厚度增加而增加；零升阻力系数随着涂层厚度增加趋于增大，涂层厚度每增加 0.1 mm，零升阻力系数增大约 0.0004。跨声速状态下（Ma=0.85），由于激波边界层干扰等非定常现象的影响，平均零迎角升力系数随着涂层厚度增加而减小，升力系数曲线斜率变化规律性相对较差；而阻力方面，从 Ma=0.85 的涂层厚度影响曲线来看，随着涂层厚度增



(a) 涂层厚度对升力系数的影响



(b) 涂层厚度对阻力系数的影响

图 4　涂层厚度对升力及阻力系数的影响

Fig. 4　Effects of coating thickness on lift coefficient and drag coefficient

加，零升阻力系数呈减小趋势，涂层厚度每增加 0.1 mm，零升阻力系数减小约 0.0006，这可能由相对敏感的激波边界层干扰或 PI 薄膜粘贴质量差异导致。综上，在同时进行测力的 PSP 试验中，应尽量控制涂层厚度，考虑到为了在试验中获得足够的荧光亮度需要使 PSP 涂层达到一定厚度，建议将涂层厚度控制在 0.03 mm 以内，以降低涂层厚度对测力数据的干扰。

3.2 涂层粗糙度对升力系数和阻力系数的影响

图 5 给出了对应不同涂层粗糙度的升力系数曲线和阻力系数曲线，可以看出涂层粗糙度对升力特性影响较小，主要影响阻力。亚声速条件下（Ma=0.7），零升阻力系数随表面粗糙度增大而增加，涂层粗糙度每增大 1 μm，零升阻力系数增加约 0.00025；跨声速条件下（Ma=0.85），零升阻力系数同样随表面粗糙度增大而增加，涂层粗糙度每增大 1 μm，零升阻力系数增加约 0.0004。PSP 涂层一般具有多孔结构且很薄，通常不会对喷涂好的 PSP 涂层进行表面处理，控制其表面粗糙度存在一定的难度。后续应开展此方面的研究，通过对涂料配方、施工工艺等进行改进和提升，改善 PSP 涂层表面粗糙度，减小涂层粗糙度对测力试验的影响。

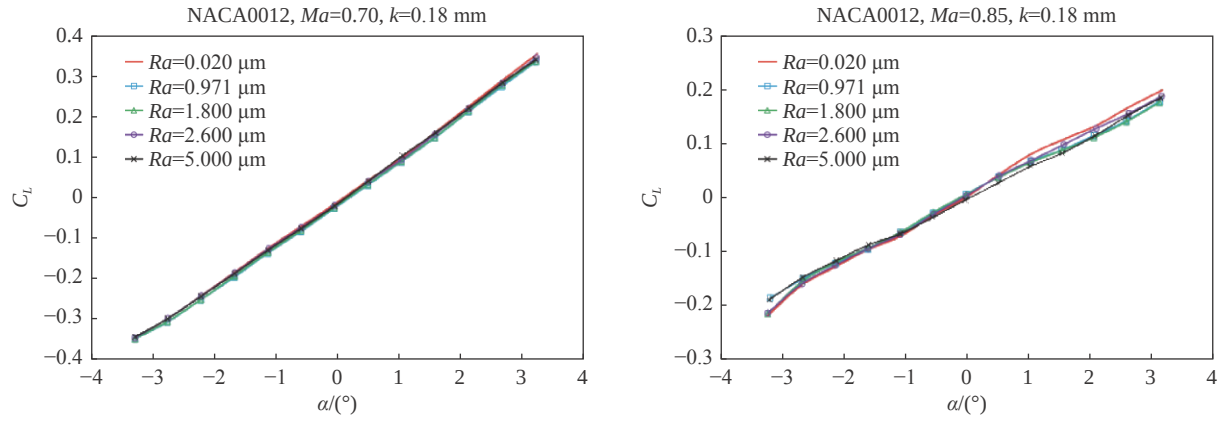
3.3 涂层厚度和粗糙度对压力分布数据的影响

图 6 给出了 NACA0012 翼型中段、迎角 0°状态下，不同涂层厚度和粗糙度对应的压力分布数据曲线。厚度为 0.022 mm 时，涂层对测压孔结果基本无影响；但当涂层厚度为 0.058 mm 时，涂层已对测压孔结果产生影响，且每增加 0.05 mm，压力系数增量约为 0.02～0.04（压力系数增量与涂层厚度的增加呈非线性关系）。在固定涂层厚度条件下，改变粗糙度对压力分布曲线的影响较小，可以认为粗糙度不会影响模型表面压力分布（固定转捩，未考虑粗糙度对转捩位置的影响）。综上，在 PSP 测压试验中建议将涂层厚度控制在 0.03 mm 以内，但因没有对自由转捩条件下的涂层粗糙度影响进行研究，这里无法给出粗糙度控制建议。

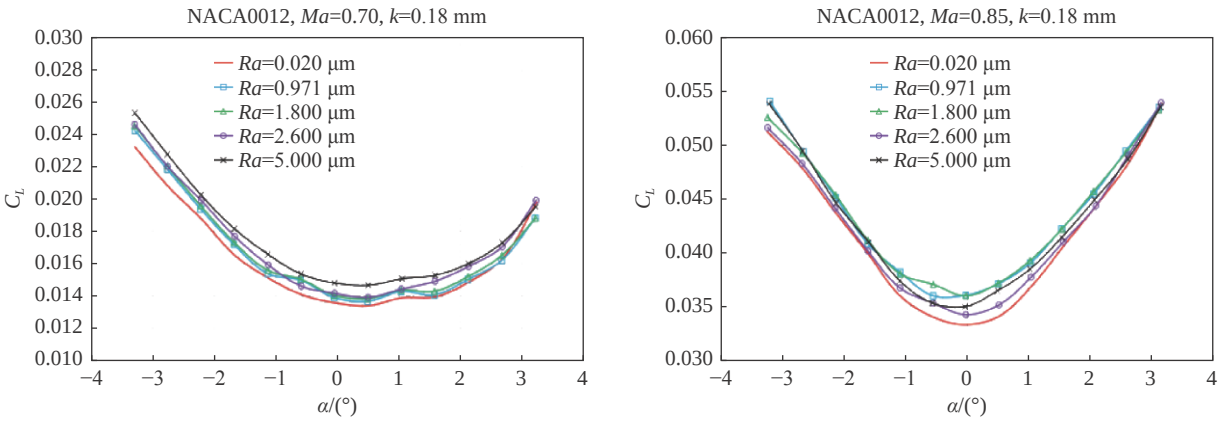
4 PIV 及 PSP 综合化应用试验

4.1 风洞和试验模型

PIV 及 PSP 综合化应用试验在 FL-62 风洞中应用大飞机标模 CACM 模型进行。FL-62 风洞（见图 7）



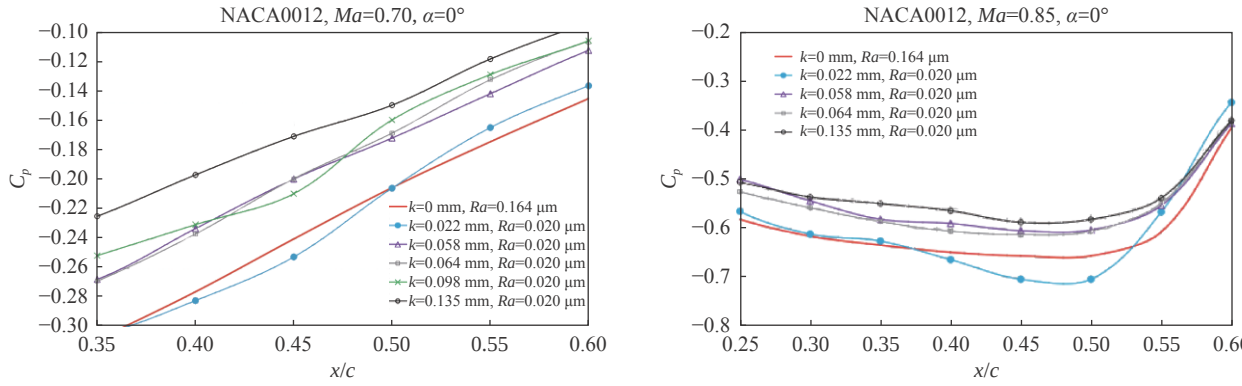
(a) 涂层粗糙度对升力系数的影响



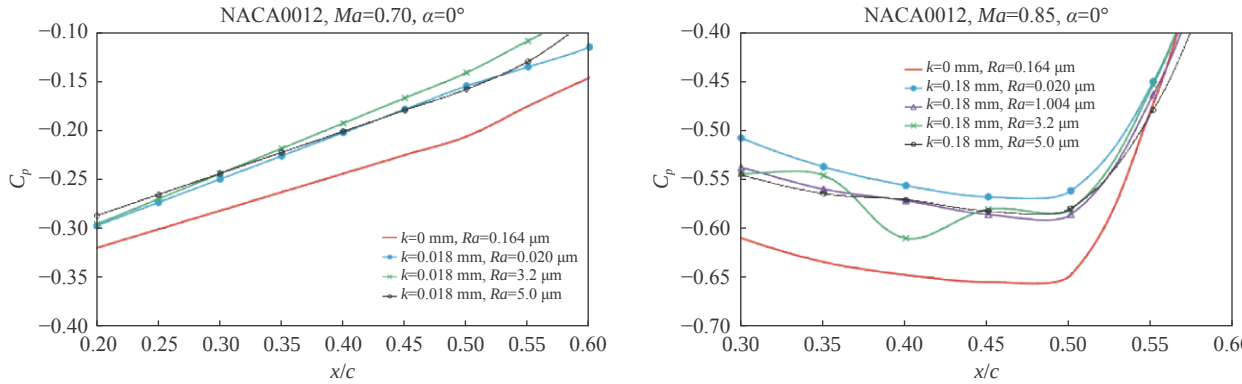
(b) 涂层粗糙度对阻力系数的影响

图 5 涂层粗糙度对升力系数及阻力系数的影响

Fig. 5 Effects of coating roughness on the lift coefficient and the drag coefficient



(a) 涂层厚度对压力分布的影响



(b) 涂层粗糙度对压力分布的影响

图 6　涂层厚度及粗糙度对压力分布的影响

Fig. 6　Effects of coating thickness and roughness on pressure distribution

是一座大型连续式跨声速风洞，试验段尺寸为 2.4 m×2.4 m×9.6 m。该风洞为压缩机驱动的回流式风洞，通过半柔壁喷管预置喷管型面和精确控制压缩机转速建立风洞流场；试验马赫数范围为 0.15～1.60，风洞总压范围为 0.02～0.40 MPa，总温范围为 313±20 K，马赫数控制精度为±0.001，总压控制精度为±0.1%，总温控制精度为±0.5 K。

CACM 大展弦比民机标模是在 F6 标模的基础上增加平尾，形成机翼、机身、平尾组合（W+B+H），模型轴向长 1627.6 mm，翼展长 1600 mm。PIV 及 PSP 试验区均位于 CACM 标模右翼，其中 PIV 试验区为右翼上翼面距机身对称面 430 mm 的流向截面，PSP 试验区为右翼上翼面，见图 8。



图 7　FL-62 风洞

Fig. 7　FL-62 wind tunnel

4.2　PSP 涂料、试验系统及其参数

试验中使用的 PSP 涂料为航空工业气动院自研单组份 1 ms 快响应 PSP 涂料，模型表面 PSP 涂层平均厚度约 26 μm，平均粗糙度约 1.8 μm。为了抑制 PIV 激光片光壁面反射，在机翼上表面 PIV 测量位置约 10 mm 的带状区域喷涂了哑光黑漆。

PIV 试验系统主要由北京中科思远 DCQ-PIV-50 型双腔高频激光器和美国 VRI Phantom V2012 型

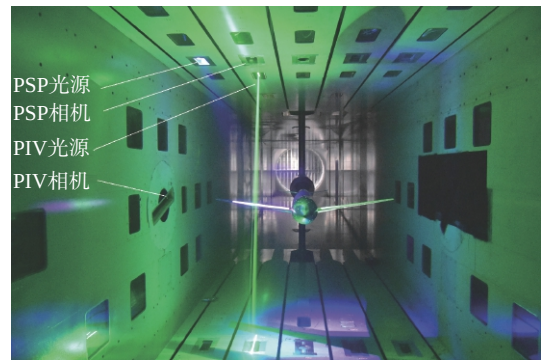


图 8　FL-62 风洞中的 CACM 模型及试验系统布局

Fig. 8　CACM model and PIV/PSP test system in FL-62

高速相机组成。DCQ-PIV-50 型双腔高频激光器单脉冲能量为 50 mJ@1kHz，波长为 527 nm。Phantom V2012 型高速相机像素分辨率为 1280×800，镜头焦距为 50 mm，相机视场大小约为 550 mm×340 mm，镜头前安装有 527 nm 带通滤镜。试验中使用的 DEHS 示踪粒子由 FL-62 风洞配套的 PIV 示踪粒子发生器产生，经风洞前室注入流场。

PSP 试验系统主要由北京中科思远 LIF-405-10FC 蓝光激光器和德国 PCO DIMAX CS4 型高速相机构成。LIF-405-10FC 蓝光激光器光功率约为 10 W，波长为 405 nm。高速相机像素分辨率为 2016×2016，镜头焦距为 25 mm，相机视场大小约为 1000 mm×1000 mm，镜头前安装有 495 nm 长通滤镜。

4.3 试验布局、控制参数及试验状态

PIV 试验系统高频激光器安装于试验段上壁板外侧，通过上壁板光学窗口将激光片光沿竖直方向照射到试验区，高速相机安装于风洞侧壁光学窗口处，相机镜头距 PIV 片光约 770 mm。PSP 试验系统蓝光激光器和高速相机均安装于风洞上壁板外侧，透过上壁板光学窗口照亮机翼 PSP 涂层拍摄 PSP 涂层荧光图像。试验系统布局见图 8。

图 9 给出了 PIV 与 PSP 综合化试验控制时序图。为了避免 PIV 试验系统与 PSP 试验系统相互之间的光学干扰，在 PSP 和 PIV 数据采集时设置了一个极短的时间间隔，即 PIV 和 PSP 图像实行错时采集。PIV（图像对）及 PSP 试验数据采集频率均为 1 kHz，其中 PIV 激光脉冲时间间隔为 5 μs。试验马赫数为 0.6、0.75 时，模型迎角为−4°、0°、4°；试验马赫数为 0.85 时，模型迎角为−2°、0°、2°。

4.4 试验结果和分析

试验数据处理过程中，结合模型数模和标记点（以及结构角点）三维坐标，基于直接线性变换方法，将获得的机翼上表面压力分布数据映射到三维数模表面。根据 PIV 测量截面相对于模型的位置，将 PIV 测量数据插入到模型三维空间中，获得三维化机翼表面压力分布及 PIV 空间流动速度场一体化数据。

图 10～图 11 给出了 $Ma=0.75$、迎角 $\alpha=4°$和 $Ma=0.85$、迎角 $\alpha=2°$的三个连续时刻（间隔 1 ms）的 PIV 测量截面瞬态速度场及机翼上表面 PSP 瞬态压力场。从图中可以看出，PIV 测量截面瞬态速度场

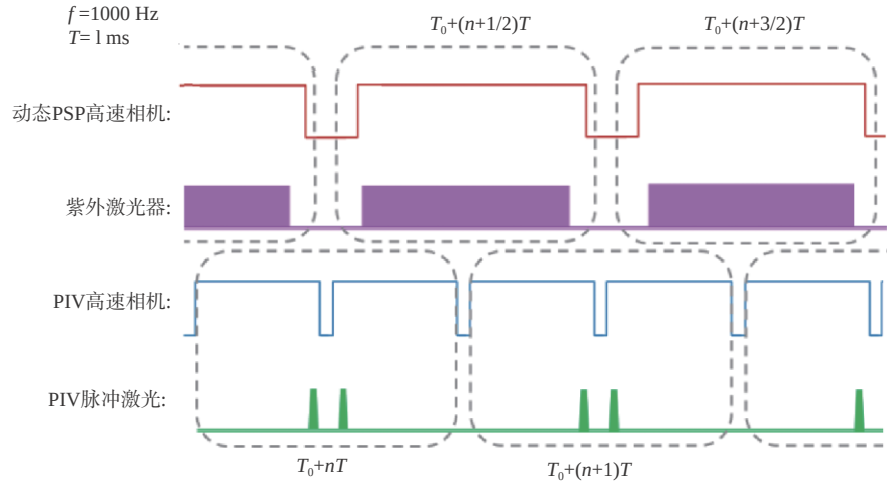
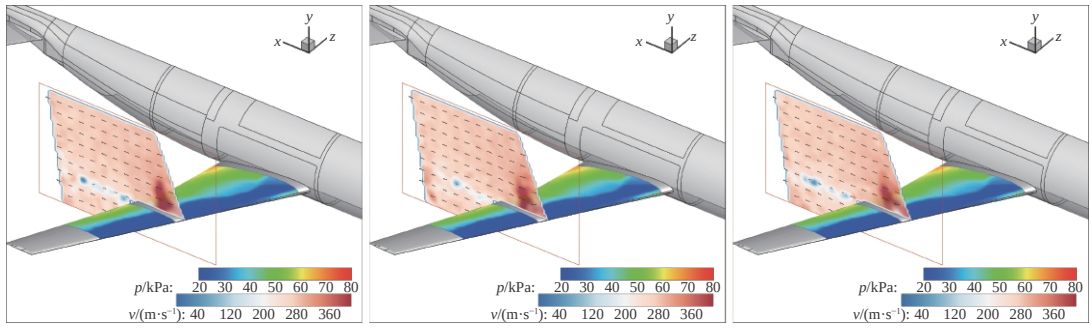


图 9 PIV/PSP 同步联合测量时序

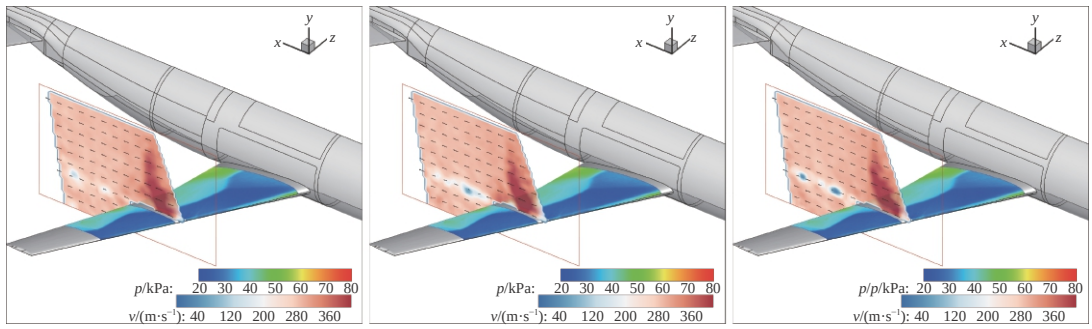
Fig. 9 Schematic diagram of synchronization control timing sequence for PIV/PSP test system



(a) t_0 (b) t_0+1 ms (c) t_0+2 ms

图 10 $Ma=0.75$、$\alpha=4°$时 PSP 瞬态压力场及 PIV 测量截面瞬态速度场

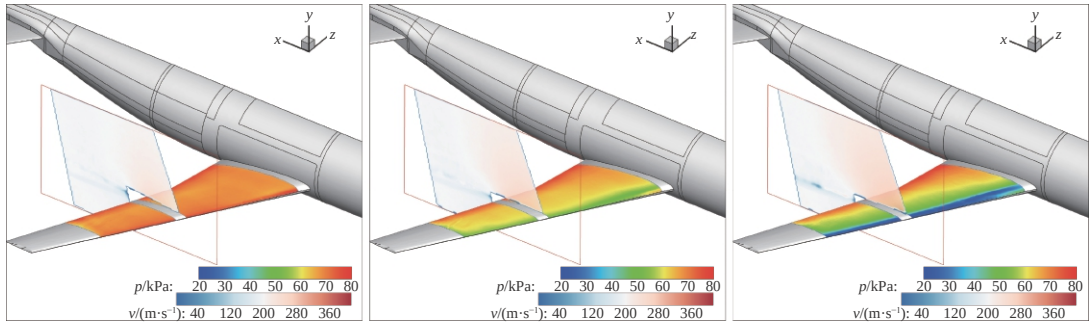
Fig. 10 Instantaneous velocity field and surface pressure at $Ma=0.75$ and $\alpha=4°$



(a) t_0　　(b) t_0+1 ms　　(c) t_0+2 ms

图 11　*Ma* = 0.85、α = 2°时 PSP 瞬态压力场及 PIV 测量截面瞬态速度场

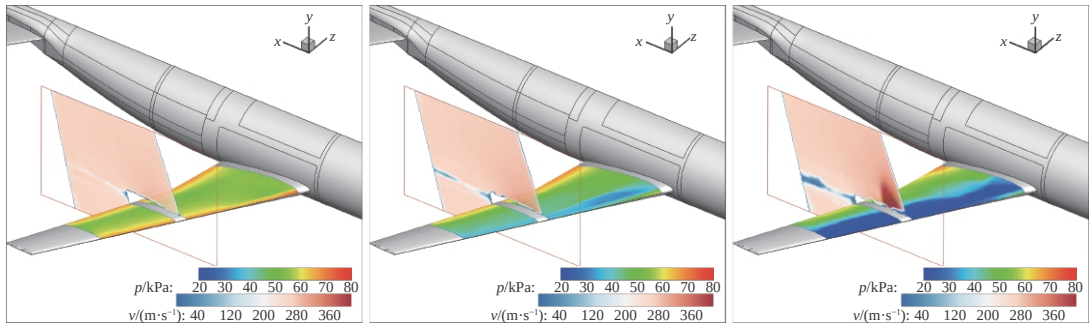
Fig. 11　Instantaneous velocity field and surface pressure at *Ma* = 0.85 and α = 2°



(a) α=−4°　　(b) α=0°　　(c) α=4°

图 12　*Ma* = 0.6 时 PSP 压力场均值及 PIV 测量截面流场均值

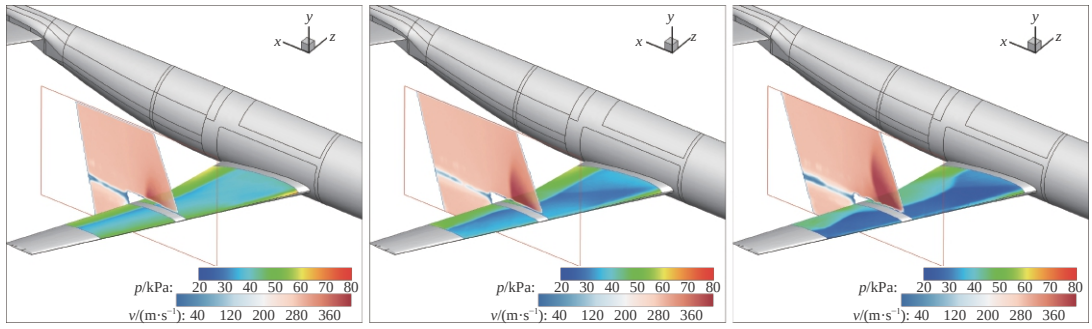
Fig. 12　Mean velocity field and surface pressure at *Ma* = 0.6



(a) α=−4°　　(b) α=0°　　(c) α=4°

图 13　*Ma* = 0.75 时 PSP 压力场均值及 PIV 测量截面流场时均均值

Fig. 13　Mean velocity field and surface pressure at *Ma* = 0.75



(a) α=−2°　　(b) α=0°　　(c) α=2°

图 14　*Ma* = 0.85 时 PSP 压力场均值及 PIV 测量截面流场时均均值

Fig. 14　Mean velocity field and surface pressure at *Ma* = 0.85

的改变主要体现在机翼后缘尾迹处。在尾迹区可以清晰地观测到涡的产生和移动，总体上 PSP 瞬态压力场在机翼上表面变化不大。拉长时间历程，PIV 瞬态速度场中激波位置和 PSP 瞬态压力场中激波位置存在一定程度的前后波动，且波动趋势一致。

图 12～图 14 给出了 $Ma = 0.6 \sim 0.85$ 时，各迎角下的 PIV 测量截面时均速度场与机翼上表面 PSP 时均压力场。从 PIV 结果看，同一马赫数下，随着迎角的增大，机翼上表面空间流动速度明显增加；在 $Ma = 0.75$、迎角 $\alpha = 4°$时，机翼前缘已形成激波，在 $Ma = 0.85$ 时激波位置明显后移。从 PSP 结果来看，同一马赫数下，随着迎角的增大，机翼上表面压力显著降低，前缘低压区扩展，压力进一步降低。综合来看，PIV 测速数据显示的空间流速变化与 PSP 测压数据显示的模型表面压力变化完全一致。尤其典型的是，PIV 测量数据中显示的激波位置与 PSP 测压数据显示的激波位置吻合，两种技术的测量数据相互印证。

5 结 论

本研究在真实风洞环境中考察了高频 PIV 试验系统测量精度，研究了 PSP 涂层厚度及粗糙度对测力测压数据的影响；使用抗污染能力相对较强的自研 1 ms 快响应 PSP 涂料和极短时间间隔的错时采集措施，实现了 PIV 技术与 PSP 技术的同步综合化应用，获得了综合一体化空间流动速度场和模型表面压力场数据，且两种技术数据相互印证，验证了 PIV 与 PSP 技术综合应用的可行性。但仍有许多问题需要开展进一步研究，比如 PIV 示踪粒子对于 PSP 涂层的影响程度、基于 NACA0012 二元翼型研究涂层测力测压影响的适用性等。

包括 PIV、PSP 在内的先进光学非接触测量技术及其与常规测力测压技术的综合应用，不仅可以在同一个试验车次中一次性获得多物理场气动特性参数，大幅提高风洞试验经济性，而且同步获得的综合性数据对于提高数据可靠性、气动机理研究等均具有重要意义。因此，后续需要开展持续研究，抑制和克服技术应用中的相互干扰。

参 考 文 献：

[1] ROOZEBOOM N H, MURAKAMI D D, LI J, et al. NASA's unsteady pressure-sensitive paint research and operational capability developments[C]// AIAA SciTech Forum and Exposition. National Harbor, MD: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2023.

[2] SUGIOKA Y, NAKAKITA K, KOIKE S, et al. Characteristic unsteady pressure field on a civil aircraft wing related to the onset of transonic buffet[J]. Experiments in Fluids, 2021, 62(1): 1−18. doi: 10.1007/s00348-020-03118-y

[3] MARKUS R, CHRISTIAN E, WILLERT S T, et al. Particle image velocimetry: A practical guide[M]. 2007.

[4] LIU T S, SULLIVAN J P. Pressure and temperature sensitive paints[M]. Berlin: Springer, 2005.

[5] 蒋甲利, 张孝棣, 贾元胜, 等. 先进的流场定量测量技术: PIV[C]//探索创新交流——中国航空学会青年科技论坛文集. 银川, 2004.

[6] 张孝棣, 蒋甲利, 贾元胜, 等. 圆柱体绕流尾迹的 PIV 测量[J]. 实验流体力学, 2005, 19(2): 74−78.
ZHANG X D, JIANG J L, JIA Y S, et al. Measurements of cylinder's wake by PIV[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2005, 19(2): 74−78(in Chinese).

[7] 张孝棣, 蒋甲利, 牛中国, 等. 大飞机流场测量的关键技术——PIV[C]// 中国航空学会大型飞机关键技术高层论坛暨中国航空学会 2007 年学术年会论文集. 深圳, 2007.

[8] 童润中. PIV 在国内各领域相关研究中应用的探讨[J]. 信息记录材料, 2022, 23(5): 230−233.
TONG R Z. Discussion on the application of PIV in related research in various fields in China[J]. Information Recording Materials, 2022, 23(5): 230−233(in Chinese).

[9] MUHAMMAD B, 田振玉. 粒子图像测速技术: 从实验室到工业应用的进展 (特邀)[J]. 光子学报, 2023, 52(3): 0352103.
BILAL M, TIAN Z Y. Recent development and applications of particle image velocimetry from laboratory to industry(invited)[J]. Acta Photonica Sinica, 2023, 52(3): 0352103. doi: 10.3788/gzxb20235203.0352103

[10] 唐俊, 闫一天, 刘岩岩. 大尺度类波形壁面湍流边界层 TR-PIV 实验研究[J]. 天津大学学报 (自然科学与工程技术版), 2023, 56(3): 267−274.
TANG J, YAN Y T, LIU Y Y. TR-PIV experimental investigation of turbulent boundary layer over a large-scale wave-like wall[J]. Journal of Tianjin University (Science and Technology), 2023, 56(3): 267−274(in Chinese).

[11] 傅奇星, 王文涛, 冯玉龙, 等. PIV 二维流场速度测试不确定度量化分析方法[C]//第十二届全国流体力学学术会议摘要集. 西安, 2022: 433.

[12] 刘兵, 崔骊水, 李小亭, 等. 粒子图像测速技术测量精度影响因素分析[J]. 计量学报, 2021, 42(3): 346−351.
LIU B, CUI L S, LI X T, et al. Analysis of influencing factors on measurement accuracy of particle image velocimetry technology[J]. Acta Metrologica Sinica, 2021, 42(3): 346−351(in Chinese).

[13] 岳廷瑞, 李付华, 张鑫, 等. 大型风洞 PIV 试验的关键技术[J]. 计算机测量与控制, 2022, 30(1): 273−281.
YUE T R, LI F H, ZHANG X, et al. Key technologies of PIV test in large wind tunnel[J]. Computer Measurement & Control, 2022, 30(1): 273−281(in Chinese).

[14] 岳廷瑞, 张逊, 李付华, 等. 大型风洞 PIV 粒子发生装置研制[J]. 计算机测量与控制, 2021, 29(10): 250−255.
YUE T R, ZHANG X, LI F H, et al. Development of PIV particle generator in large wind tunnel[J]. Computer Measurement & Control, 2021, 29(10): 250−255(in Chinese).

[15] 张永存, 程厚梅, 张然, 等. 在高速风洞中使用荧光压力传感器技术对飞机模型压力场的实验研究[J]. 流体力学实验与测量, 2000, 14(2): 21−25.
ZHANG Y C, CHENG H M, ZHANG R, et al. Pressure field testing investigation of airplane model by luminescence pressure sensor technique in high speed wind tunnel[J]. Experiments and Measurements in Fluid Mechanics, 2000, 14(2): 21−25(in Chinese).

[16] 张永存, 陈柳生, 阎莉, 等. 压敏涂料技术在风洞中的应用研究[J]. 实

验流体力学, 2010, 24(1): 74−78,94.
ZHANG Y C, CHEN L S, YAN L, et al. Investigation and application of pressure sensitive paint technique in wind tunnel test[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2010, 24(1): 74−78,94(in Chinese).

[17] 尚金奎, 马晓光. 基于中值滤波和参考点的风洞压敏涂料试验图像处理技术[J]. 实验流体力学, 2010, 24(2): 69−73.
SHANG J K, MA X G. Pressure sensitive paint image processing technology based on Median filter and reference points[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2010, 24(2): 69−73(in Chinese).

[18] 熊健, 李国帅, 周强, 等. 2.4 m 跨声速风洞压敏漆测量系统研制与应用研究[J]. 实验流体力学, 2016, 30(3): 76−84.
XIONG J, LI G S, ZHOU Q, et al. Development and application of pressure sensitive paint system in 2.4 m transonic wind tunnel[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2016, 30(3): 76−84(in Chinese).
doi: 10.11729/syltlx20150144

[19] 刘祥. 双组份压敏漆试验技术测量不确定度研究[D]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 2016.
LIU X. Investigation of pressure uncertainty for two-component pressure sensitive paint[D]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 2016 (in Chinese).

[20] 张雪, 衷洪杰, 王猛, 等. 跨声速叶栅叶片快速响应 PSP 测量研究[J]. 空气动力学学报, 2019, 37(4): 586−592,599.
ZHANG X, ZHONG H J, WANG M, et al. Fast response pressure sensitive paint measurement of transonic cascades[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2019, 37(4): 586−592,599(in Chinese).
doi: 10.7638/kqdlxxb-2017.0031

[21] PENG D, LIU Y Z. Fast pressure-sensitive paint for understanding complex flows: from regular to harsh environments[J]. Experiments in Fluids, 2019, 61(1): 1−22.
doi: 10.1007/s00348-019-2839-6

[22] 彭迪, 李永增, 刘旭, 等. 高超声速快响应 PSP 测量技术研究进展[J]. 实验流体力学, 2022, 36(2): 92−101.
PENG D, LI Y Z, LIU X, et al. Recent advances in hypersonic fast pressure-sensitive paint measurement technology[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2022, 36(2): 92−101(in Chinese).

（本文责编：周奇杰）

文章编号: 0258-1825(2023)12-0118-15

2.4 m 连续式跨声速风洞大飞机精细化测力试验技术

张 刃[1,2], 徐志福[1,2,*], 李小刚[1,2], 刘 昱[1,2], 张 颖[1,2], 杜文天[1,2]

(1. 中国航空工业空气动力研究院, 沈阳 110034;
2. 高速高雷诺数气动力航空科技重点实验室, 沈阳 110034)

摘 要: 为满足大飞机研制对风洞测力试验数据精准度的需求, 并适应 2.4 m 连续式跨声速风洞运行特点, 中国航空工业空气动力研究院成功研发了多项精细化的测力试验技术。这些技术中, 低热膨胀系数高强度天平和天平温度效应补偿与修正技术有效地减小了温度变化对天平数据的影响; 角度传感器和视频相结合的直接测量方法与改进后的角度叠加测量方法, 均提高了模型姿态角的测量精度; 基于线性回归的天平初始载荷计算方法可以一次性获得各种试验状态下的天平初始载荷, 并提高气动载荷计算的准确性; 基于前后置减振器的主动振动抑制技术能降低模型振动对测量数据的干扰并拓宽迎角范围; 弹性变形视频测量与 CFD 修正技术可以有效分离高雷诺数试验结果中的弹性变形对气动力的影响量。本文对这些试验技术的原理进行了详细介绍, 并给出案例证明这些试验技术能够有效提高测力试验的精准度; 与 ETW 风洞的对比试验显示, 大展弦比民机模型的升力系数偏差约 0.002, 阻力系数偏差约 0.0002。

关键词: 连续式跨声速风洞; 风洞试验; 大飞机; 测力; 天平; 模型姿态; 自重修正; 振动抑制系统; 弹性变形修正

中图分类号: V211.74+1 **文献标识码:** A **doi:** 10.7638/kqdlxxb-2023.0167

Precision force measurement techniques for large aircraft models in 2.4 m continuous transonic wind tunnel

ZHANG Ren[1,2], XU Zhifu[1,2,*], LI Xiaogang[1,2], LIU Yu[1,2], ZHANG Ying[1,2], DU Wentian[1,2]

(1. *AVIC Aerodynamics Research Institute, Shenyang* 110034, *China*;
2. *Aviation Key Laboratory of Science and Technology on Aerodynamics of High Speed and High Reynolds Number, Shenyang* 110034, *China*)

Abstract: To meet the stringent demand for the precision and accuracy in wind tunnel force testing of large aircraft models, Aerodynamics Research Institute of AVIC (Aviation Industry Corporation of China) has innovated several cutting-edge force measurement techniques tailored for the 2.4 m continuous transonic wind tunnel. These techniques include a high-strength and low-thermal-expansion-coefficient balance with the temperature compensation and correction, an attitude angle measurement method using angle sensors and video and a modified method for measuring the attitude angle superposition, a fast calculation method of the initial balance loads under various test conditions based on the linear regression, an active anti-vibration technique based on front and rear damping systems that broadens the range of attack angle, video measurement and CFD (Computational Fluid Dynamics) simulation integrated elastic deformation correction method that effectively isolates the effects of elastic deformation on the aerodynamic forces in high-Reynolds-number tests. This paper delves into the principles underlying these innovative testing techniques and demonstrates their efficacy through

收稿日期: 2023-09-14; **修订日期:** 2024-01-16; **录用日期:** 2024-01-16; **网络出版时间:** 2024-02-02

基金项目: 民机科研项目

作者简介: 张刃(1985—), 男, 辽宁大连人, 高级工程师, 研究方向: 试验空气动力学. E-mail: zr8526@163.com

通信作者: 徐志福*(1988—), 男, 高级工程师, 研究方向: 试验空气动力学. E-mail: xuzhifu880423@163.com

引用格式: 张刃, 徐志福, 李小刚, 等. 2.4 m 连续式跨声速风洞大飞机精细化测力试验技术[J]. 空气动力学学报, 2023, 41(12): 118−132.
ZHANG R, XU Z F, LI X G, et al. Precision force measurement techniques for large aircraft models in 2.4 m continuous transonic wind tunnel[J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2023, 41(12): 118−132(in Chinese). doi: 10.7638/kqdlxxb-2023.0167

case studies. Compared to the European Transonic Windtunnel, our techniques have achieved remarkable improvements in accuracy, with deviations of lift and drag coefficients for a large aspect ratio civil aircraft model being only 0.002 and 0.000 2, respectively. These advancements represent a significant step forward in ensuring the reliability and accuracy of wind tunnel testing for large aircraft models.

Keywords: continuous transonic wind tunnel; wind tunnel testing; large aircraft; force measurement; balance; model attitude; self-weight correction; anti-vibration system; elastic deformation correction

0　引　言

大飞机研制对风洞测力试验数据精准度提出了非常高的要求，例如：阻力系数的重复性精度需达到 0.000 1，升力系数的重复性精度需达到 0.001；与国外先进风洞的测力试验数据相比，巡航马赫数下，阻力系数偏差应在 0.000 2 以内，升力系数的偏差应在 0.002 以内。

为了满足这些需求，要求风洞具有优良的流场品质，而连续式跨声速风洞便具有运行时间长、流场品质优良等特点，可以满足大飞机风洞测力试验数据的高精准度水平的必要条件。近年来，我国陆续建造了多座连续式跨声速风洞，其中中国航空工业空气动力研究院（下文简称“航空工业气动院”）的 2.4 m 连续式跨声速风洞[1]。其流场校测结果表明，该风洞的流场品质达到国际先进水平。

除了对风洞流场品质有要求外，还要求具备高精准度的天平、模型姿态角测量设备和测量方法、数据处理方法。为此，天平的测量精度需达到满量程的 0.1%（法向力量程≤15 000 N，轴向力量程≤1 500 N），模型姿态角的测量精度应不大于 0.02°（升力线斜率约 1.0/(°)），并且这些设备和方法需要能够适应 2.4 m 连续式跨声速风洞的运行特点。例如：连续式跨声速风洞马赫数的变化会导致流场温度变化，进而引起模型和天平体的温度变化，因此要求天平输出电压不受温度变化的影响；而且该风洞通过组合控制模型的俯仰角和滚转角得到迎角和侧滑角，这种模型姿态角控制方式具有较高的运行效率，但要求姿态角测量设备和测量方法能够精确测量模型 3 个方向的姿态角，即俯仰角、偏航角和滚转角。

不同于暂冲式风洞可以在试验间歇采集天平初始载荷，连续式跨声速风洞需要在试验前或试验后一次性采集所有试验状态的天平初始载荷，以保证试验效率。由于无风时的模型角度不等同于试验时的模型角度，故需要准确计算试验时模型姿态角下的天平初始载荷。

当迎角增大到一定程度，模型会发生较为强烈的振动，为了避免模型振动引起的模型姿态及气动力测量精度下降，并扩展试验包线，先进的连续式跨声速风洞一般配备有模型主动振动抑制系统。

2.4 m 连续式跨声速风洞具有增压变雷诺数的能力，雷诺数变化的同时，模型机翼外形会发生弹性变形。为了获得真实雷诺数对模型气动力的影响，需要分离模型弹性变形对模型气动力的影响。

针对以上需求，结合 2.4 m 连续式跨声速风洞的运行特点，航空工业气动院研发了多项精细化测力试验技术，如天平温度效应补偿与修正技术、低热线膨胀系数高强度殷钢天平、角度传感器和视频测量相结合的模型姿态角测量方法、基于局部线性回归的天平初始载荷计算与修正方法、基于压电陶瓷的模型主动振动抑制技术以及基于视频测量与计算流体力学（Computer Fluid Dynamics, CFD）计算的弹性变形影响修正技术等。本文将详细描述这些技术的基本原理，并举例证明这些技术在保证大飞机测力试验数据的精准度上发挥的重要作用。

1　低温度效应天平技术

1.1　降低天平零点温度效应方法

天平零点温度效应是指温度改变使应变计及其连接导线的电阻发生改变，并使天平体存在温度梯度进而引起热应力，最终导致惠斯通电桥失去平衡，产生零点输出变化。

1.1.1　天平零点温度效应补偿技术

针对天平零点温度效应问题，研究了恒温条件下的相应补偿技术。采取了在惠斯通电桥相应桥臂内串联补偿电阻的零点温度效应补偿技术方案[2-5]，提出了惠斯通电桥桥臂等长的线路布置方法（见图 1），引入高分辨率的补偿电阻，控制电阻长度补偿温度效应，确定量化的补偿系数 0.004 2 μV/V/℃/mm，提升补偿效率 50%，实现了风洞天平各电桥零点温度漂移指标优于±0.02 μV/V/℃（见图 2）。

1.1.2　低热线膨胀系数高强度殷钢天平

为了探究温度梯度产生的热应力对天平零点温度效应的影响，根据风洞试验的温度梯度条件，应用 ANSYS Workbench 软件进行了多种天平体材料的热

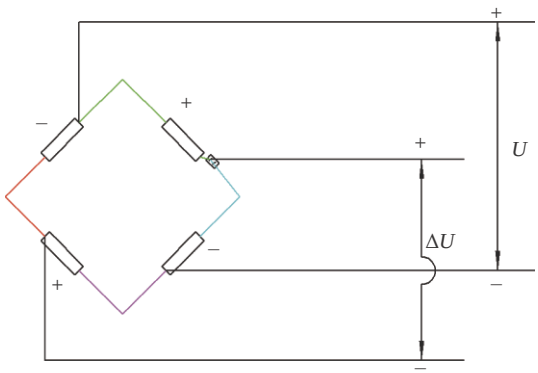


图 1 惠斯通电桥线路布置方法

Fig. 1 Layout of Wheatstone bridge circuit

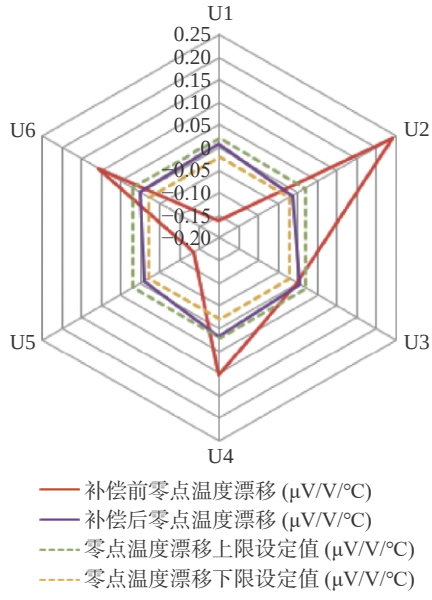


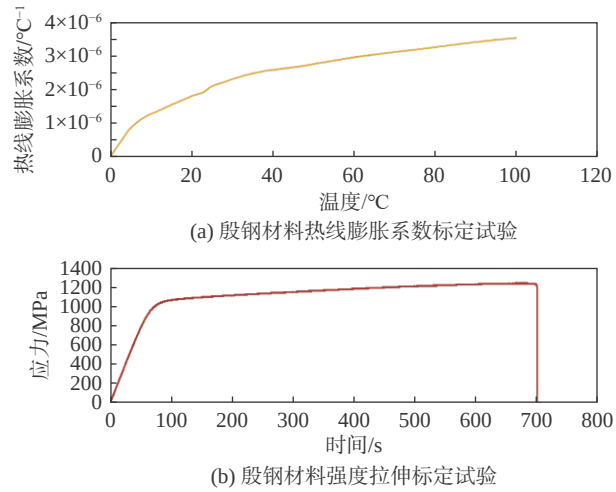
图 2 天平零点温效补偿效果

Fig. 2 Compensation of the balance zero temperature effect

性能参数与天平零点温度效应的相关性分析工作[6-7]。研究结果表明：热线膨胀系数是热应力影响天平零点温度效应的主要因素。以往常用的天平体材料 18Ni(250) 和 17-4PH[8] 的热线膨胀系数较大（10.6×10^{-6}/℃），无法满足试验使用要求。经过遴选，发现殷钢材料兼具低热线膨胀系数和高强度，热线膨胀系数和强度标定试验结果表明：其热线膨胀系数为 3.5×10^{-6}/℃，抗拉强度为 1200 MPa（见图 3）。相比于常规天平体材料，殷钢材料的热线膨胀系数降低了约 70%，可以有效降低温度梯度条件下的天平零点温度效应，且强度满足风洞试验使用要求。

1.2 天平灵敏度温度效应修正方法

天平灵敏度温度效应是指温度改变使应变计的灵敏度系数和天平元件材料弹性模量发生变化，导致天平灵敏度变化。现有的天平灵敏度温度效应修正



(a) 殷钢材料热线膨胀系数标定试验

(b) 殷钢材料强度拉伸标定试验

图 3 高强度殷钢的热线膨胀系数和强度标定试验

Fig. 3 Thermal expansion coefficient and strength calibration of high-strength steel

方法[9-10] 是对天平工作公式的主项系数进行修正，但这无法完全解决天平体存在温度梯度的问题。针对以上问题，提出了对每个惠斯通电桥的原始数据进行修正，如下式所示：

$$\boldsymbol{U}_j=\left(\boldsymbol{U}_{j\text{试验}}-\boldsymbol{U}_{j\text{零点}}\right)\Big/\left[1+K_{Uj}\cdot\left(\boldsymbol{T}_{j\text{试验}}-\boldsymbol{T}_{j\text{校准}}\right)\right]+\boldsymbol{U}_{j\text{零点}} \tag{1}$$

其中：$\boldsymbol{U}_{j\,\text{试验}}$是试验工况下采集的天平的每个惠斯通电桥输出值；$\boldsymbol{U}_{j\,\text{零点}}$是试验前采集的天平的每个惠斯通电桥输出值；$K_{Uj}$ 是天平的每个惠斯通电桥灵敏度温度修正系数；$\boldsymbol{T}_{j\,\text{试验}}$是试验工况下天平每个位置的温度传感器输出值；$\boldsymbol{T}_{j\,\text{校准}}$是校准时天平每个位置的温度传感器输出值。

该方法应用于民机模型试验常用的直径 80 mm 的杆式天平，在变温 48 ℃ 的工况下，通过天平灵敏度温度效应修正，天平综合加载误差达到《风洞应变天平规范》GJB2244A-2011 合格指标要求，大部分分量达到先进指标要求（见图 4）。

2 模型姿态角测量技术

2.1 角度传感器和视频相结合的模型姿态角测量方法

在模型姿态角测量方面，航空工业气动院发展了更精细的角度传感器与视频相结合的模型姿态角测量方法，该方法得到的模型俯仰角、偏航角和滚转角的精度介于 0.01°～0.02°。具有这样的精度范围主要是因为角度传感器的直接测量精度较高，俯仰角和滚转角的测量精度可达 0.01°，但无法测量偏航角；而视频可以测量 3 个姿态角，但是测量精度相对偏低，俯仰角和偏航角的测量精度为 0.02°，滚转角的测量精

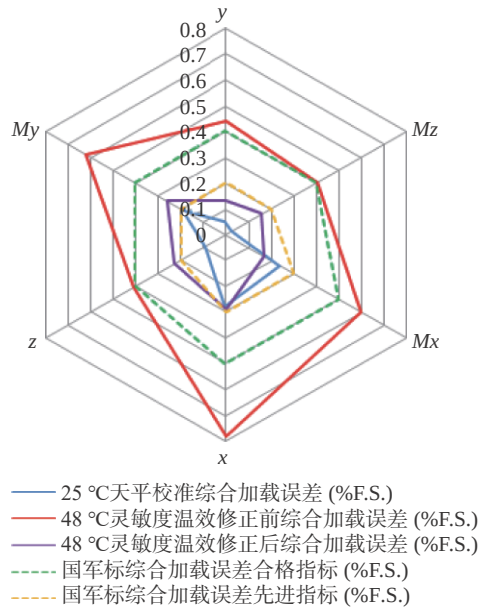


图 4　灵敏度温效修正效果

Fig. 4　Correction of the balance temperature sensitivity effects

度为 0.05°。另外，传统的角度叠加方法在保证测量精准度的前提下，也可以代替视频，提供偏航角。该方法的原理如下文描述。

在双轴分度仪上，在不同的俯仰角和滚转角组合下标定角度传感器，分别建立俯仰角和滚转角的二元多项式拟合修正关系式：

$$\begin{cases} \theta_{\mathrm{c}} = a_0 + a_1\cdot\theta_{\mathrm{o}} + a_2\cdot\phi_{\mathrm{o}} + a_3\cdot\theta_{\mathrm{o}}^2 + a_4\cdot\phi_{\mathrm{o}}^2 + a_5\cdot\theta_{\mathrm{o}}\cdot\phi_{\mathrm{o}} \\ \phi_{\mathrm{c}} = b_0 + b_1\cdot\theta_{\mathrm{o}} + b_2\cdot\phi_{\mathrm{o}} + b_3\cdot\theta_{\mathrm{o}}^2 + b_4\cdot\phi_{\mathrm{o}}^2 + b_5\cdot\theta_{\mathrm{o}}\cdot\phi_{\mathrm{o}} \end{cases} \tag{2}$$

式中，下标 o 代表角度传感器原始测量值，下标 c 表示角度传感器修正后的测量值。α_0和β_0是多项式的常数项，a_1、a_2、a_3、a_4、a_5、b_1、b_2、b_3、b_4、b_5 是多项式中各项的常数系数。

在滚转角 0°位置调平模型，角度传感器直接测量俯仰安装角θ_{im}^{i}和滚转安装角ϕ_{im}^{i}，在滚转角 90°和 −90°位置调平模型，角度传感器直接测量偏航安装角ψ_{im}^{i}。

角度传感器轴系、模型体轴系、地轴系满足以下矩阵关系式：

$$\begin{aligned} \boldsymbol{R}_{ig} &= \boldsymbol{R}_x\left(\phi_{ig}^{\mathrm{i}}\right)\cdot\boldsymbol{R}_y\left(\psi_{ig}^{\mathrm{i}}\right)\cdot\boldsymbol{R}_z\left(\theta_{ig}^{\mathrm{i}}\right) \\ \boldsymbol{R}_{im} &= \boldsymbol{R}\left(\phi_{im}^{\mathrm{i}}\right)\cdot\boldsymbol{R}\left(\psi_{im}^{\mathrm{i}}\right)\cdot\boldsymbol{R}\left(\theta_{im}^{\mathrm{i}}\right) \\ \boldsymbol{R}_{mg} &= \boldsymbol{R}_x\left(\phi_{mg}\right)\cdot\boldsymbol{R}_y\left(\psi_{mg}\right)\cdot\boldsymbol{R}_z\left(\theta_{mg}\right) \\ \boldsymbol{R}_{ig} &= \boldsymbol{R}_{im}\cdot\boldsymbol{R}_{mg} \end{aligned} \tag{3}$$

式中，$\boldsymbol{R}$ 表示欧拉旋转矩阵；下标 i 代表角度传感器轴系，下标 m 代表模型体轴系，下标 g 代表地轴系；地轴系的 x 轴为风洞轴线、y 轴为铅垂线、z 轴为位于水平面垂直于 x 轴的轴线。

根据关系式(3)，可以推导出角度传感器相对于地轴系的偏航安装角ψ_{ig}^{i}满足以下关系式：

$$\begin{aligned} \boldsymbol{R}\left(\psi_{ig}^{\mathrm{i}}\right) = {} & \boldsymbol{R}(-\phi_{ig}^{\mathrm{i}})\cdot\boldsymbol{R}\left(\phi_{im}^{\mathrm{i}}\right)\cdot\boldsymbol{R}\left(\psi_{im}^{\mathrm{i}}\right)\cdot \\ & \boldsymbol{R}\left(\theta_{im}^{\mathrm{i}}\right)\cdot\boldsymbol{R}\left(\phi_{mg}^{\mathrm{v}}\right)\cdot\boldsymbol{R}\left(\psi_{mg}^{\mathrm{v}}\right)\cdot\boldsymbol{R}\left(\theta_{mg}^{\mathrm{v}}\right)\cdot\boldsymbol{R}(-\theta_{ig}^{\mathrm{i}}) \end{aligned} \tag{4}$$

角度传感器直接测量得到角度传感器相对于地轴系的俯仰角θ_{ig}^{i}和滚转角ϕ_{ig}^{i}。视频系统测量得到模型相对于地轴系的俯仰角θ_{mg}^{v}、滚转角ϕ_{mg}^{v}、偏航角ψ_{mg}^{v}，作为初值代入式(4)计算得到ψ_{ig}^{i}，并参与式(5)的计算：

$$\begin{aligned} \boldsymbol{R}_{mg} = {} & \boldsymbol{R}_x\left(\phi_{mg}\right)\cdot\boldsymbol{R}_y\left(\psi_{mg}\right)\cdot\boldsymbol{R}_z\left(\theta_{mg}\right) = \boldsymbol{R}_{mi}\cdot\boldsymbol{R}_{ig} = \boldsymbol{R}_z\left(-\theta_{im}^{\mathrm{i}}\right)\cdot\boldsymbol{R}_y\left(-\psi_{im}^{\mathrm{i}}\right)\cdot\boldsymbol{R}_x\left(-\phi_{im}^{\mathrm{i}}\right)\cdot\boldsymbol{R}_x\left(\phi_{ig}^{\mathrm{i}}\right)\cdot\boldsymbol{R}_y\left(\psi_{ig}^{\mathrm{i}}\right)\cdot\boldsymbol{R}_z\left(\theta_{ig}^{\mathrm{i}}\right) \\ = {} & \begin{bmatrix} \cos\psi\cos\theta & -\cos\psi\sin\theta & \sin\psi \\ -\sin\phi\sin\psi\cos\theta+\cos\phi\sin\theta & \sin\phi\sin\psi\sin\theta+\cos\phi\cos\theta & \sin\phi\cos\psi \\ -\cos\phi\sin\psi\cos\theta-\sin\phi\sin\theta & \cos\phi\sin\psi\sin\theta-\sin\phi\cos\theta & \cos\phi\cos\psi \end{bmatrix} \end{aligned} \tag{5}$$

得到模型体轴系相对于地轴系的俯仰角θ_{mg}、滚转角ϕ_{mg}、偏航角ψ_{mg}：

$$\begin{cases} \psi_{mg} = \sin^{-1}(\sin\psi) \\ \phi_{mg} = \sin^{-1}\left(\dfrac{\sin\phi\cos\psi}{\cos\psi_{mg}}\right) \\ \theta_{mg} = \sin^{-1}\left(\dfrac{\cos\psi\sin\theta}{\cos\psi_{mg}}\right) \end{cases} \tag{6}$$

再次将俯仰角θ_{mg}、滚转角ϕ_{mg}、偏航角ψ_{mg}作为初值，计算角度传感器相对于地轴系的偏航安装角ψ_{ig}^{i}。多轮迭代计算，直到新旧俯仰角θ_{mg}、滚转角ϕ_{mg}、偏航角ψ_{mg}的偏差在 0.001°以内为止。

2.2　改进的角度叠加模型姿态角测量方法

对于单支撑测力试验，常用的一种模型姿态角测量方法是角度叠加方法，即将支撑机构在地轴系的角度、支杆和支撑机构的安装角、支杆前端轴线和后端轴线间的夹角、天平和支杆的安装角、天平/支杆/支撑的弹性角、模型和天平的安装角进行叠加，得到模型在地轴系下的姿态角。航空工业气动院在 2.4 m 连续式跨声速风洞中使用此方法时发现，以往的天平

/支杆/支撑的弹性角、模型和天平的安装角的测量和计算方法存在偏差，影响了试验数据的准确性。

2.4 m 连续式跨声速风洞的支撑装置包括俯仰角和滚转角机构（见图 5）。在不同的模型迎角和侧滑角的组合下，尽管天平和支杆的相对角度不变，但是支杆相对于支撑滚转，两者之间的夹角在试验中是根据迎角和侧滑角需求而变化的，故模型的法向力与支撑的纵向中心面夹角也是变化的。当法向力与支撑的纵向中心面夹角较大时，法向力在支撑横向的分量较大，而由于支撑的横向刚度较小，故支撑的横向变形量较大。仅测量天平和支杆的弹性角系数已不足以代表天平、支杆和支撑的整体弹性角系数，因而将对模型姿态角测量结果的准确性产生影响。为此，需要测量与计算天平、支杆、支撑的整体弹性角系数。

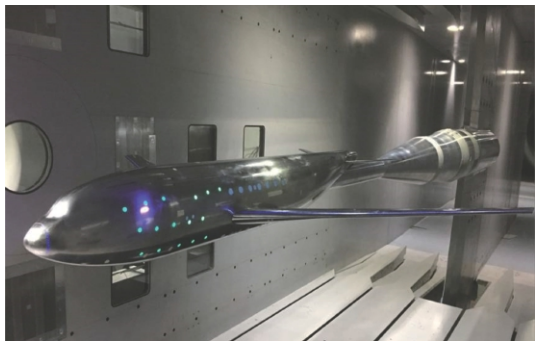


图 5 2.4 m 连续式跨声速风洞的天平、支杆和支撑组成的支撑系统

Fig. 5 Support system in 2.4 m continuous transonic wind tunnel

另外，由于加工误差会导致模型和天平装配后，模型轴和天平轴不同心或扭转，使模型和天平之间存在安装角，进而导致天平校准时存在误差。试验结果表明，当模型和天平之间的安装角达到 0.02°以上时，其产生的影响不可忽略。

因此，为了进一步提高角度叠加方法的准确性，分别针对天平/支杆/支撑的弹性角、模型和天平的安装角提出了改进的计算与测量方法。

2.2.1 天平/支杆/支撑的弹性角计算方法改进

当支杆和支撑相对夹角为 0°，弹性角计算公式如下：

$$\begin{aligned} Ae_{0^\circ} &= Ke_{N_y0^\circ}\cdot N_{yb} + Ke_{M_z0^\circ}\cdot M_{zb} \\ Be_{0^\circ} &= Ke_{N_z0^\circ}\cdot N_{zb} + Ke_{M_y0^\circ}\cdot M_{yb} \\ Ge_{0^\circ} &= Ke_{M_x0^\circ}\cdot M_{xb} \end{aligned} \tag{7}$$

式中：Ae_{0°、Be_{0°、Ge_{0° 分别为利用支杆和支撑相对夹角为 0°时的弹性角系数计算得到的风洞试验的纵向弹性角、横向弹性角、滚转弹性角，Ke 为弹性角系数；N_{yb} 为天平法向力，M_{zb} 为天平俯仰力矩；N_{zb} 为天平横向力；M_{yb} 为天平偏航力矩，M_{xb} 为天平滚转力矩。

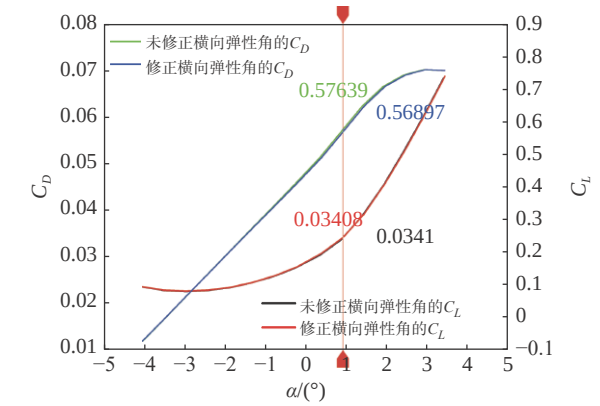
同理，当支杆和支撑相对夹角为 90°，弹性角计算公式如式（8）：

$$\begin{aligned} Ae_{90^\circ} &= Ke1_{90^\circ}\cdot N_{yb} + Ke2_{90^\circ}\cdot M_{zb} \\ Be_{90^\circ} &= Ke3_{90^\circ}\cdot N_{zb} + Ke4_{90^\circ}\cdot M_{yb} \\ Ge_{90^\circ} &= Ke5_{90^\circ}\cdot M_{xb} \end{aligned} \tag{8}$$

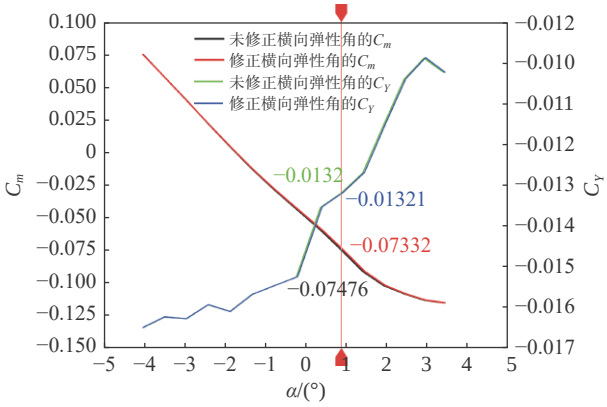
当支杆和支撑之间存在滚转角 ϕ，支撑、支杆和天平的纵向弹性角、横向弹性角和滚转弹性角的计算公式如式（9）：

$$\begin{aligned} Ae_\phi &= \mathrm{atan}\left(\sqrt{[\tan(\mathrm{sgn}(Ae_{0^\circ})\cdot|Ae_{0^\circ}\cdot\cos\phi|)]^2 + [\tan(\mathrm{sgn}(Ae_{90^\circ})\cdot|Ae_{90^\circ}\cdot\sin\phi|)]^2}\right) \\ Be_\phi &= \mathrm{atan}\left(\sqrt{[\tan(\mathrm{sgn}(Be_{0^\circ})\cdot|Be_{0^\circ}\cdot\cos\phi|)]^2 + [\tan(\mathrm{sgn}(Be_{90^\circ})\cdot|Be_{90^\circ}\cdot\sin\phi|)]^2}\right) \\ Ge_\phi &= \mathrm{atan}\left(\sqrt{[\tan(\mathrm{sgn}(Ge_{0^\circ})\cdot|Ge_{0^\circ}\cdot\cos\phi|)]^2 + [\tan(\mathrm{sgn}(Ge_{90^\circ})\cdot|Ge_{90^\circ}\cdot\sin\phi|)]^2}\right) \end{aligned} \tag{9}$$

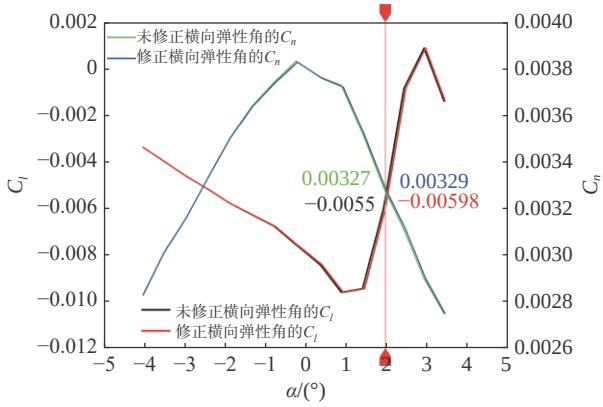
以大展弦比民机模型在 2.4 m 连续式跨声速风洞中的横航向测力试验为例，对比分析分别采用夹角 0°的弹性角系数（即未修正支撑的横向弹性角）和本文提出的不同滚转夹角的弹性角系数（即修正支撑的横向弹性角）时，两者对大展弦比民机模型的测力数据曲线的影响，结果见图 6。其中，马赫数 $Ma = 0.75$，雷诺数 $Re = 3\times10^6$（平均气动弦长 0.1928 m）。从图中可看到，对于阻力系数、升力系数和俯仰力矩系数，在迎角 1°附近支撑系统的横向弹性变形影响最大；当迎角相同时，阻力系数、升力系数、俯仰力矩系数的最大偏差分别达到 0.00002、0.0073、0.0014。对于横向力系数、滚转力矩系数和偏航力矩系数，在迎角 2°附近支撑系统的横向弹性变形影响最大，三者的最大偏差分别为 0.0001、0.0005、0.00002。与国军标先进指标相比（见表 1），在相同迎角下，横向弹性变形修正前后的阻力系数偏差超过国军标先进指标，修正前后的升力系数偏差、俯仰力矩系数偏差、滚转力矩系数偏差超过国军标合格指标。由此可见，支撑系统的横向弹性变形的影响不可忽略，为获得更准确的模型姿态角，支撑系统的横向弹性变形影响修正是必须的。



(a) 阻/升力系数



(b) 俯仰力矩/横向力系数



(c) 滚转力矩/偏航力矩系数

图 6　*Ma* = 0.75、*Re* = 3×10⁶，支撑系统横向弹性变形对大展弦比民机模型气动力系数的影响

Fig. 6　Variations of aerodynamic coefficients of a large aspect ratio civil aircraft model with the lateral elastic deformation of the support system at *Ma* = 0.75 and *Re* = 3×10⁶

2.2.2　模型和天平的安装角测量方法改进

传统上通过天平力计算模型和天平之间的安装角，这种方法得到的安装角的准确性依赖于天平力的精准度。但是，实际上天平校准存在偏差，如加载头弹性变形引起的角度偏差。为了避免校准偏差的干扰，模型和天平之间的安装角可以包含天平校准偏差，即此时安装角包括固有安装角和弹性安装角两部分。以模型和天平之间的俯仰安装角为例，可表示为式(10)：

表 1　测力试验数据重复性精度国军标指标

Table 1　GJB criteria of the repeatability accuracy of force measurement data

	阻力系数 均方根偏差δ_{C_x}	升力系数 均方根偏差δ_{C_y}	俯仰力矩系数 均方根偏差$\delta_{C_{mz}}$
合格指标	0.0005	0.0020	0.0010
先进指标	0.0001	0.0008	0.0003
	横向力系数 均方根偏差δ_{C_z}	滚转力矩系数 均方根偏差$\delta_{C_{mx}}$	偏航力矩系数 均方根偏差$\delta_{C_{my}}$
合格指标	0.00080	0.00020	0.00020
先进指标	0.00015	0.00005	0.00008

$$\theta_{mb} = \delta + \Delta\delta = \delta + A \cdot N_{yb} + B \cdot M_{zb} \tag{10}$$

式中，δ是固有安装角，弹性安装角$\Delta\delta$是天平法向力N_{yb}和俯仰力矩M_{zb}的二元线性函数，A 和 B 为系数。

准确的模型和天平之间的俯仰安装角可以使模型调平后，天平力在模型轴线上的投影之和为零，即满足以下关系式：

$$N_{yb} \cdot \sin\theta_{mb} + N_{xb} \cdot \cos\theta_{mb} = 0$$

$$\theta_{mb} = -\text{atan}\left(\frac{N_{xb}}{N_{yb}}\right) \tag{11}$$

在模型上的两个不同位置阶梯加载，通过二元线性回归求解式(10)中的系数 A、B 及δ。事实证明，在加载范围内，这些系数可以使天平力在模型轴线上的投影之和为零，见图 7。

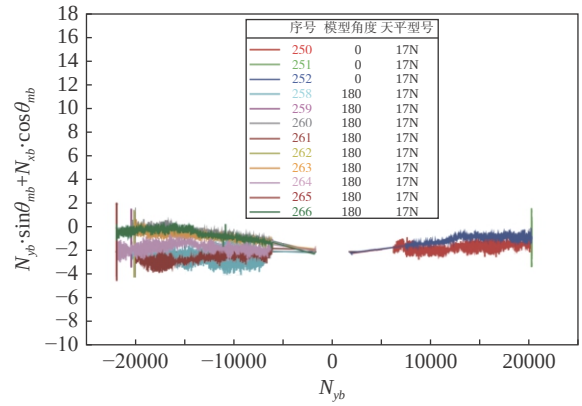


图 7　修正模型和天平之间的安装角后，天平力在模型轴线上的投影之和

Fig. 7　Summation of the projected balance forces on the model axis after the correction of the installation angle between model and balance

仍然以大展弦比民机模型在 2.4 m 连续式跨声速风洞中的横航向测力试验为例，使用本文介绍的方法，计算得到模型和天平之间的固定安装角为 0.033°、弹性安装角的法向力系数为−0.001 66(°)/kN、俯仰力矩系数为−0.007 292(°)/(kN·m)。未修正和修正弹性安装角对大展弦比民机模型的测力数据曲线的影响见图 8、图 9。从图中可以看到，是否修正弹性安

装角对除升阻力系数以外的各项气动力系数均有较大影响，迎角越大影响越明显；随着迎角增大，阻力系数、升力系数、俯仰力矩系数、横向力系数、滚转力系数、偏航力矩系数的曲线斜率均增大。模型和天平之间的安装角是固有角度，与纵向试验或横向试验无关，故对于纵横向测力试验，均需修正弹性安装角。

2.3 两种模型姿态角测量方法的准确性验证

为了验证前述两种模型姿态角测量方法的准确性，利用大展弦比民机模型，在 $Ma=0.75$、$Re=3\times10^6$

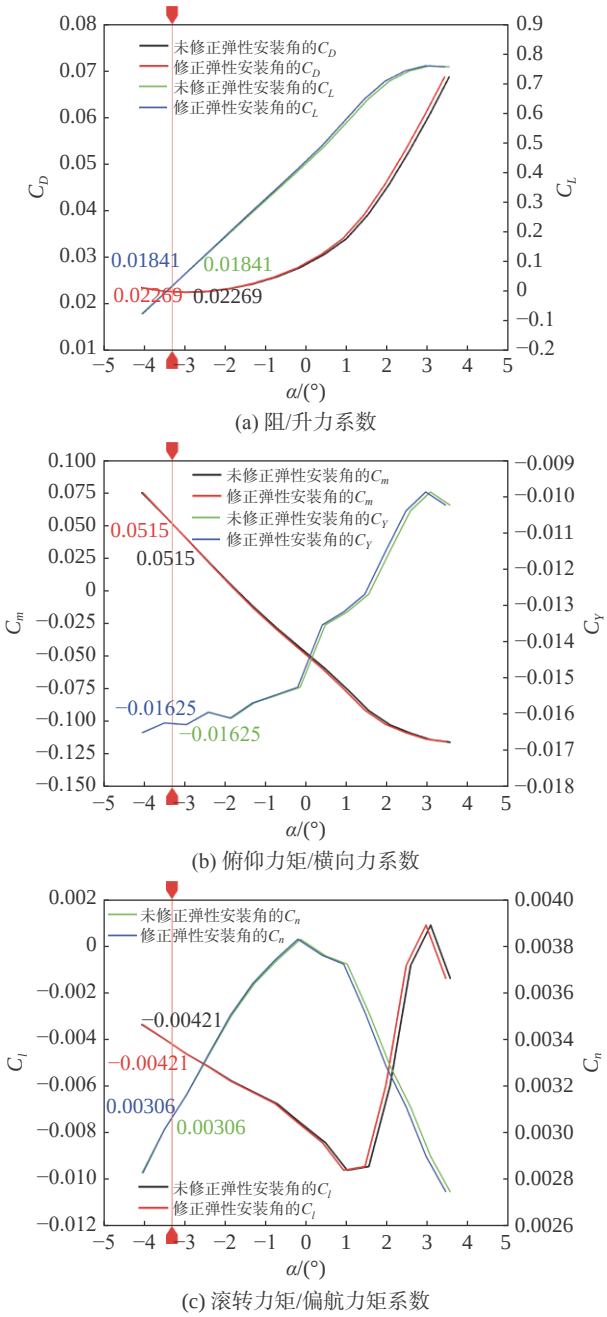


图 8 $Ma=0.75$、$Re=3\times10^6$，弹性安装角对大展弦比民机模型气动力系数曲线的影响

Fig. 8 Variations of aerodynamic coefficients of a large aspect ratio civil aircraft model with the elastic installation angle at $Ma=0.75$ and $Re=3\times10^6$

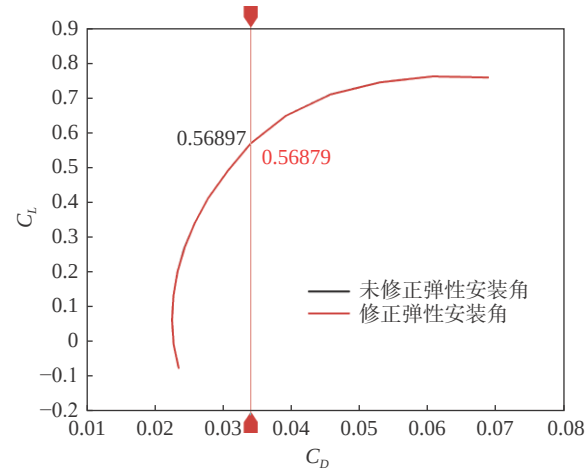


图 9 $Ma=0.75$、$Re=3\times10^6$，弹性安装角对大展弦比民机模型极曲线的影响

Fig. 9 Variations of polar curves of a large aspect ratio civil aircraft model with the elastic installation angle at $Ma=0.75$ and $Re=3\times10^6$

的定侧滑角变迎角试验中，对比分析了分别使用传统的角度叠加、改进的角度叠加、角度传感器和视频相结合 3 种模型姿态角测量方法对各气动力系数的影响，结果如图 10 所示。角度传感器和视频相结合方法得到的模型迎角与改进的角度叠加方法得到的模型迎角的偏差在 0.02°以内。相较于传统的角度叠加方法，改进的角度叠加方法与角度传感器和视频相结合的方法得到的阻力系数、升力系数和俯仰力矩系数曲线的差距非常小，相同迎角下三者的偏差分别小于 0.0002、0.001、0.0002。这证明角度传感器和视频相结合的方法与改进的角度叠加方法能够提高模型姿态角的测量精准度。

3 天平初始载荷计算

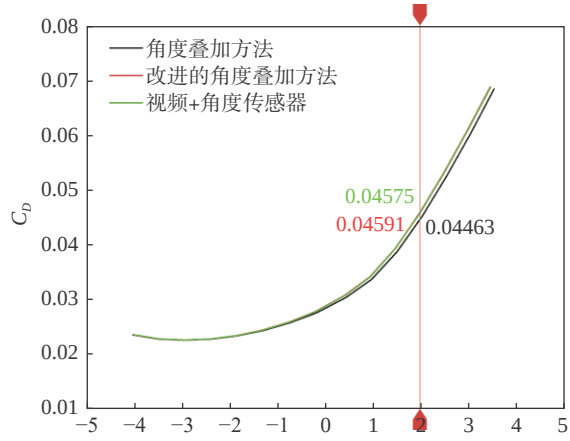
3.1 基于线性回归的天平初始载荷计算方法

2.4 m 连续式跨声速风洞的姿态角控制方式是通过俯仰和滚转耦合实现模型的姿态角变化。在无风测试中发现，在不同姿态角下，天平测量的各方向初始载荷并不等同于模型和天平的自重在该方向的分量；并且试验时的姿态角也不等同于无风测试的姿态角，故无法直接使用无风测试的初始载荷作为试验状态的初始载荷。所以 2.4 m 连续式跨声速风洞长时间连续运行要求试验前或试验后一次性采集所有的天平初始载荷。为此，航空工业气动院参考美国 NTF 的天平初始载荷计算方法[11]，研发了基于线性回归的天平初始载荷测量与计算方法[12]。

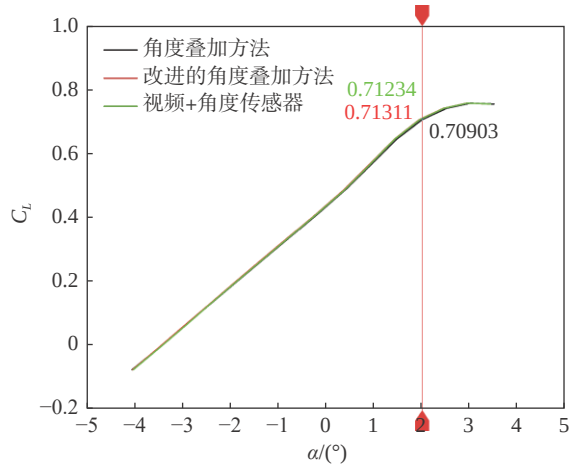
有风状态下的自重力向量 $\boldsymbol{N}_0$ 与无风状态下第 j 模型姿态角的自重力向量 $\boldsymbol{N}_j$ 的差量为：

$$\Delta \boldsymbol{N} = \boldsymbol{N}_0 - \boldsymbol{N}_j = \boldsymbol{W}\boldsymbol{V} \tag{12}$$

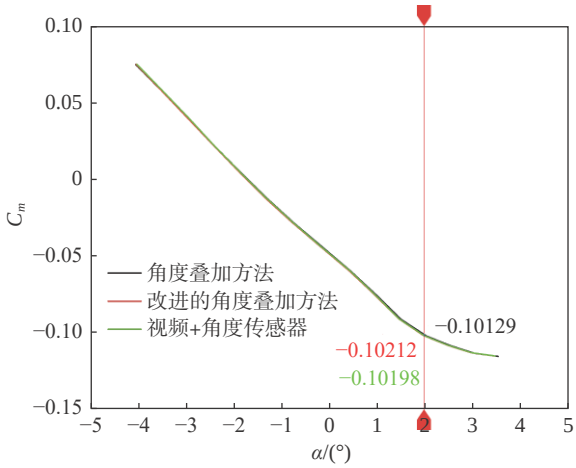
令 $\Delta \boldsymbol{N} = \begin{bmatrix} \Delta N_x \\ \Delta N_y \\ \Delta N_z \end{bmatrix}$，$\boldsymbol{V} = \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix}$，则有



(a) 阻力系数



(b) 升力系数



(c) 俯仰力矩系数

图 10　$Ma = 0.75$、$Re = 3\times10^6$，不同模型姿态角测量方法对大展弦比民机模型气动力系数曲线的影响

Fig. 10　Variations of aerodynamic coefficients of a large aspect ratio civil aircraft model with the model attitude angle obtained by different measurement methods at $Ma = 0.75$ and $Re = 3\times10^6$

$$\boldsymbol{V} = \begin{bmatrix} -\cos\psi_0 \sin\theta_0 + \cos\psi_j \sin\theta_j \\ \sin\phi_0 \sin\psi_0 \sin\theta_0 + \cos\phi_0 \cos\theta_0 - \left(\sin\phi_g \sin\psi_j \sin\theta_j + \cos\phi_j \cos\theta_j\right) \\ \cos\phi_0 \sin\psi_0 \sin\theta_0 - \sin\phi_0 \cos\theta_0 - \left(\cos\phi_j \sin\psi_j \sin\theta_j - \sin\phi_j \cos\theta_j\right) \end{bmatrix}$$

其中 $\boldsymbol{V}$ 为试验即有风状态下的模型姿态角和无风状态下第 j 个模型姿态角建立的角度函数向量。天平力与模型姿态角的函数 $\boldsymbol{V}$ 的关系式符合一元线性回归模型，可以求解出天平力对应的自重 $\boldsymbol{W}$。

当天平校心和模型重心不重合时，通过两心距平移矩阵 $\boldsymbol{L}$，计算得到有风姿态下的自重力矩向量 $\boldsymbol{M}_0$ 与无风状态第 j 个模型姿态角下的自重力矩向量 $\boldsymbol{M}_j$ 的差量：

$$\Delta \boldsymbol{M} = \boldsymbol{L} \cdot \Delta \boldsymbol{N} \tag{13}$$

其中，$\boldsymbol{L} = \begin{bmatrix} 0 & L_z & L_y \\ L_z & 0 & -L_x \\ L_y & L_x & 0 \end{bmatrix}$，即

$$\begin{bmatrix} \Delta M_x \\ \Delta M_y \\ \Delta M_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & L_z & L_y \\ L_z & 0 & -L_x \\ L_y & L_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta N_x \\ \Delta N_y \\ \Delta N_z \end{bmatrix} \tag{14}$$

代入 $\begin{bmatrix} \Delta N_x \\ \Delta N_y \\ \Delta N_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} W_x \times V_x \\ W_y \times V_y \\ W_z \times V_z \end{bmatrix}$，得到下式：

$$\begin{bmatrix} \Delta M_x \\ \Delta M_y \\ \Delta M_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} W_y \times V_y \times L_z + W_z \times V_z \times L_y \\ W_x \times V_x \times L_z - W_z \times V_z \times L_x \\ W_x \times V_x \times L_y + W_y \times V_y \times L_x \end{bmatrix} \tag{15}$$

式(15)符合二元线性回归模型，可以求解出天平力矩对应的自重 $\boldsymbol{W}$。

试验状态的天平初始载荷按照图 11 所示的流程进行计算和修正。

3.2　全局线性回归和局部线性回归对比分析

在初始载荷采集阶段，对民机模型在不同姿态角

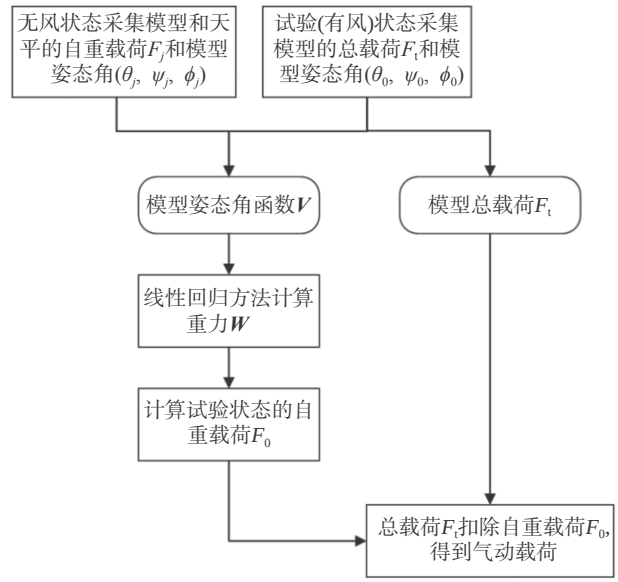


图 11　天平初始载荷计算与修正的流程

Fig. 11　Calibration and correction process of the initial balance load

下的天平数据进行回归分析，包括本象限滚转角的局部线性回归和多个象限滚转角的全局线性回归，两者的天平轴向力相关系数 R^2 有明显差异，图 12 所示为不同滚转角范围下天平轴向力线性回归相关系数 R^2 对比结果。在全局滚转角−90°～90°，天平轴向力线性回归的相关系数 R^2 小于局部滚转角−90°～0°或0°～90°的天平轴向力线性回归的相关系数 R^2。

在大展弦比民机模型试验中分别采用全局线性回归和局部线性回归方法计算试验状态下的天平初始载荷。对于马赫数 $Ma=0.75$、雷诺数 $Re=3\times10^6$ 的定侧滑角变迎角试验，由于局部线性回归方法提高了天平力线性回归的相关系数，故初始载荷计算的准确性提高。相较于全局线性回归方法，在 2.4 m 连续式跨声速风洞中使用局部线性回归方法得到的民机模型的阻力系数曲线与相同模型在 ETW 风洞中获得的阻力系数曲线更为接近，两种方法的阻力系数偏差达到 0.000 2～0.000 3，如图 13 所示。

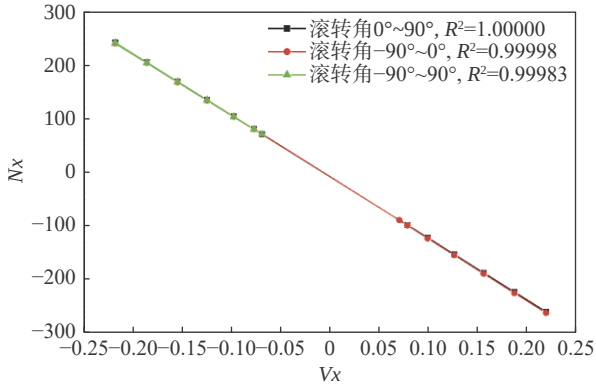


图 12 不同滚转角范围线性回归结果对比

Fig. 12 Comparison of linear regression results in different rolling angle ranges

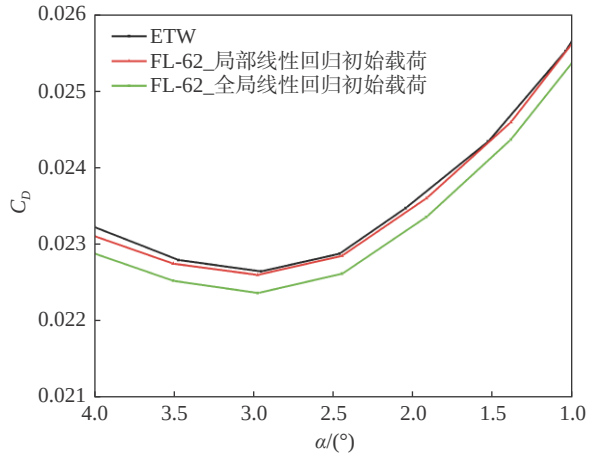


图 13 $Ma=0.75$、$Re=3\times10^6$，全局线性回归和局部线性回归的阻力系数曲线

Fig. 13 Global and local linear regressions of drag coefficients at $Ma=0.75$ and $Re=3\times10^6$

4 主动振动抑制技术

大飞机模型在进行亚跨声速风洞试验时，非常容易发生低频振动，这将降低迎角和天平的测量精度，限制了试验迎角范围，严重时会影响风洞运行安全。

国内外先进风洞主动振动抑制技术的基本原理是通过阻尼器施加反向作用力抵消振动载荷。阻尼器的核心元件通常采用电机或压电陶瓷，通过电机或压电陶瓷高频作动产生作动力。例如，NTF 风洞采用压电陶瓷作为阻尼器的执行元件[13]，ETW 风洞的前置和后置减振器分别采用以压电陶瓷和电机为核心的阻尼器[14]。考虑到压电陶瓷具有比电机更高的作动频率且相同体积内可产生更大的作动力，航空工业气动院 2.4 m 连续式跨声速风洞的前置和后置减振器均采用压电陶瓷作为阻尼器的核心执行元件。

该风洞的主动振动抑制系统适用于多阶频率和模态的振动，其组成如图 14 所示，由前置和后置减振器及控制系统组成。前置减振器安装于天平和支杆前端之间，后置减振器安装于支杆后端和弯刀之间；加速度计粘贴在模型和支杆前端，用于测量模型的振动情况。控制器有 AI、AO 通道，具备采集、运算和输出控制信号的功能。

通过地面敲击测试确定系统的固有频率和阻尼比，采用系统辨识方法根据系统固有频率和阻尼比建立仿真模型，采用经典控制理论进行仿真调试，选取最优控制参数。图 15 为采用经典控制理论仿真得到的结果，在第 0 s 对系统施加正弦激励，第 2 s 投入控制，可见在投入控制后系统的加速度随时间衰减，达到了振动抑制的效果。

针对特定频率范围进行振动抑制系统调试，参照仿真得到的最优控制参数进行微调，根据模型的模态特性确定前后置减振器对各阶模态的控制作用及控制力的分配，针对一二阶模态使用前后置减振器分别控制、组合控制验证控制效果，获取控制效果较好的参数。风洞试验过程中，振动抑制系统以加速度计信号作为反馈，控制器计算后得到控制信号，根据振动幅度和频率、前后置减振器位置、结构形式和输出能力的不同，在分组和坐标变换后，给前后置减振器的压电陶瓷分配不同功放，使其输出不同电压值，进而驱动安装在前置和后置减振器中的压电陶瓷按规律作动，实现对模型振动的有效抑制。振动抑制控制系统框图如图 16 所示。

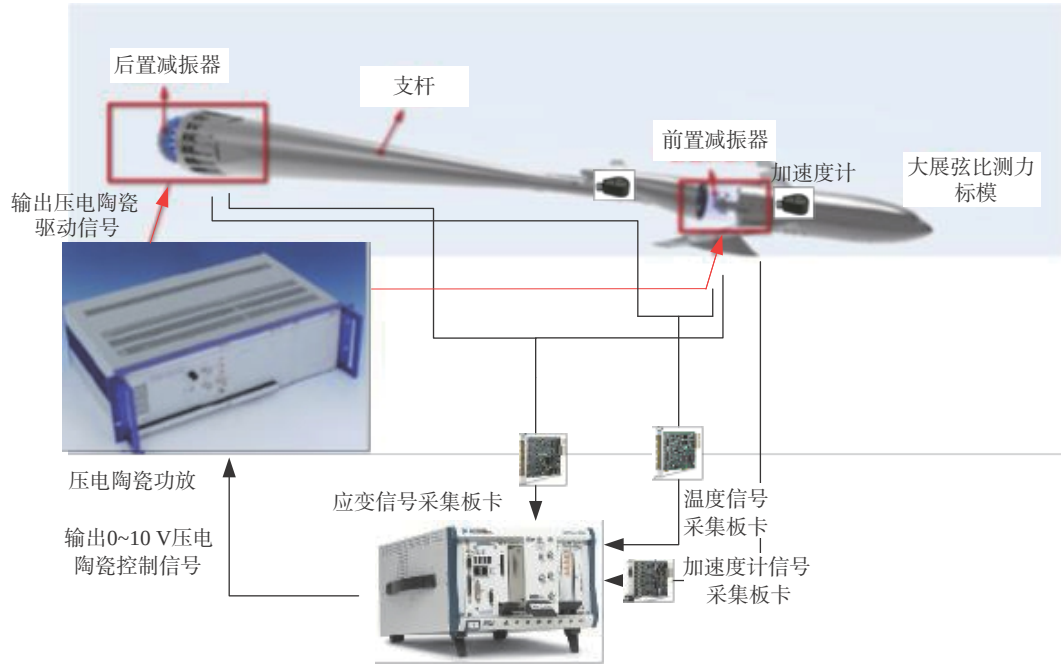


图 14　主动振动抑制系统组成图

Fig. 14　Composition of the vibration suppression system

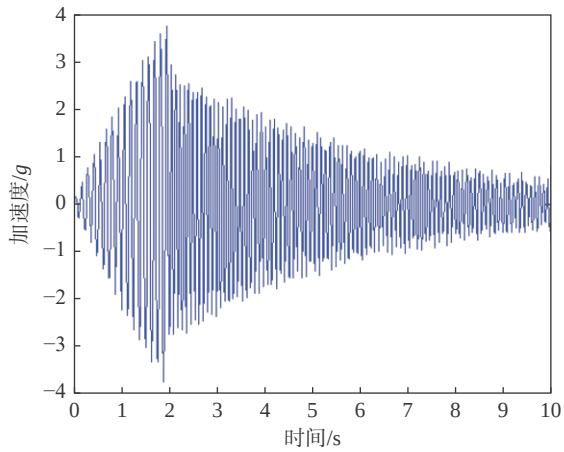


图 15　采用仿真方法得到的振动衰减曲线

Fig. 15　Vibration attenuation obtained by simulations

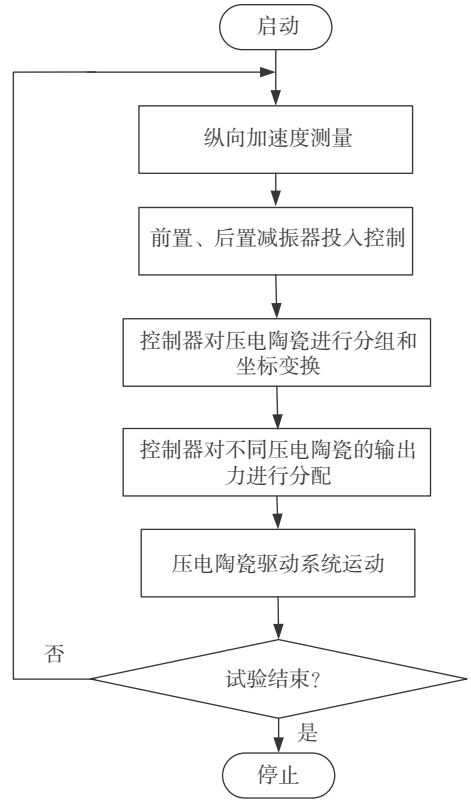


图 16　振动抑制控制系统框图

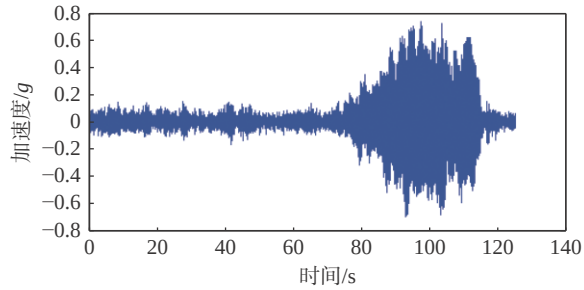
Fig. 16　Block diagram of the vibration suppression system

大展弦比民机模型在常压、马赫数 $Ma = 0.75$、迎角从−4°连续变化到 4°的试验条件下，未开启与开启前后置减振器的模型振动情况对比如图 17 所示。可见未开启减振器时，模型的振动幅值（加速度波动的最大值）达到 0.7 g，而开启减振器时约为 0.35 g，衰减约 50%；升力随时间变化曲线的振荡幅度变小（见图 18），迎角范围拓展了约 1°（见图 19）。

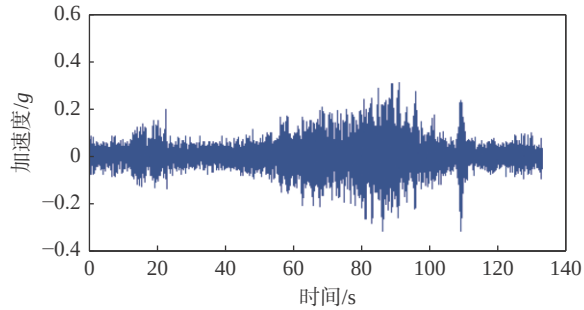
5　机翼弹性变形修正技术

5.1　弹性变形修正方法

对于拥有大展弦比机翼的飞机，即使采用高强度合金钢制作的风洞模型，在气动载荷的作用下模型依然会产生较大的静弹性变形。风洞试验过程中天平测得的试验数据为变形后的气动力数据，与期望的刚性外形气动数据之间存在差异，因此需要对试验数据



(a) 未开启减振器, 加速度随时间变化曲线



(b) 开启减振器, 加速度随时间变化曲线

图 17 *Ma* = 0.75，未开启和开启前后置减振器的模型振动情况对比

Fig. 17 Comparison of the model vibration without and with the anti-vibration system at *Ma* = 0.75

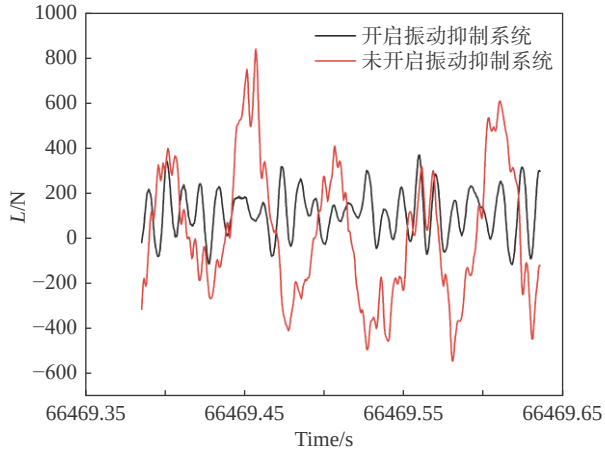


图 18 *Ma* = 0.75，减振器对降低升力随时间变化曲线振荡幅度的作用

Fig. 18 Effect of the anti-vibration system on the temporal lift oscillation at *Ma* = 0.75

进行修正。本文机翼弹性变形修正采用风洞试验形变测量与 CFD 相结合的方法。

建立刚性外形下的气动计算网格，基于试验测得的弯扭形变结果，利用数据插值和网格变形方法自动构建模型变形后的计算网格；然后采用 CFD 手段分别计算刚性外形和变形后外形的气动力，两者的差量即为机翼静弹性变形对气动力的影响量；最后利用该差量对风洞试验数据进行修正，得到刚性外形气动力。变形修正计算流程如图 20 所示。

在形变测量方面，航空工业气动院研发了丝网印刷荧光特征标记点，配合激发光源使用，视频图像清晰度满足测量要求，见图 21。荧光标记点的厚度约

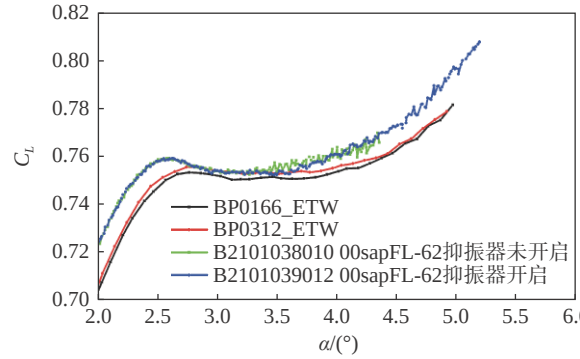


图 19 *Ma* = 0.75 减振器对拓展迎角范围的作用

Fig. 19 Effect of anti-vibration system on the range of attack angle

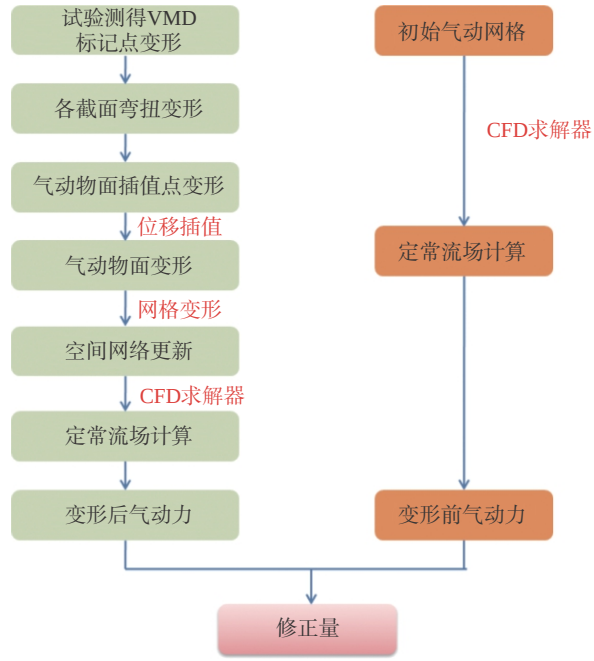


图 20 模型表面丝网印刷标记点

Fig. 20 Marking points on the model surface

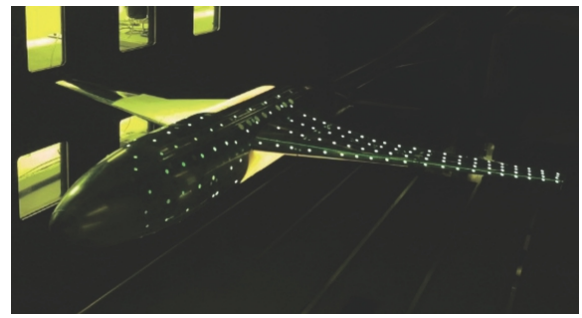


图 21 形变测量与 CFD 相结合的弹性变形修正计算流程

Fig. 21 Elastic deformation correction process based on video measurement and CFD

20 μm，远小于传统的纸质标记点厚度，对测力试验数据几乎无影响，视频测量的精度达到 0.1 mm。

在气动力求解方面，选用气动院自研的非结构网格软件平台 UNSMB/结构网格软件平台 ENSMB[15-16]，数值求解三维定常 Navier-Stokes 方程，并通过多重网格技术和并行计算技术提高计算效率。经大量工程算例验证，这两款计算软件具有较好的计算精度。

在变形后的外形重构方面，以刚性网格为基础，首先根据试验测得的形变结果，采用高精度的 RBF 数据插值方法更新物面网格，保证变形后的物面网格具有较高的质量与精度；其次采用 RBF&TFI/RBF&Delaunay 混合网格变形方法[17-18] 自动生成变形后的空间网格。该方法一方面具有较高的效率，一方面能保证变形前后网格拓扑的一致性，可以很好地消除网格拓扑差异对计算结果的影响。

5.2　算例验证

采用有试验数据的大展弦比民机模型对弹性变形修正方法的有效性进行了验证。图 22 为刚性外形计算网格，采用黏性结构网格，第一层网格高度为参考弦长的 1×10^{-6} 倍，保证 y^+在 1 左右。

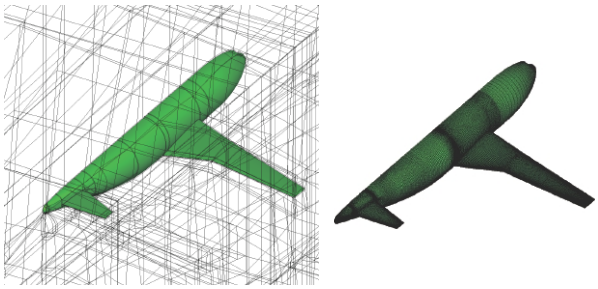
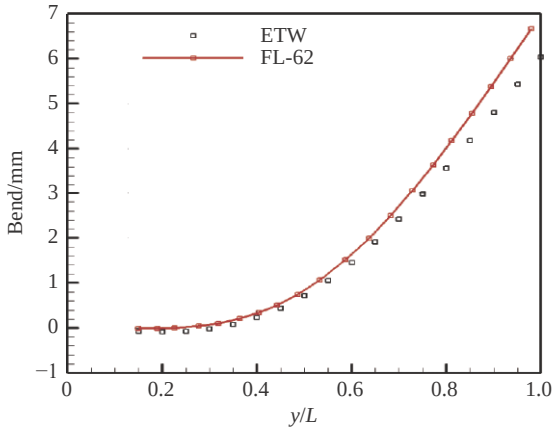


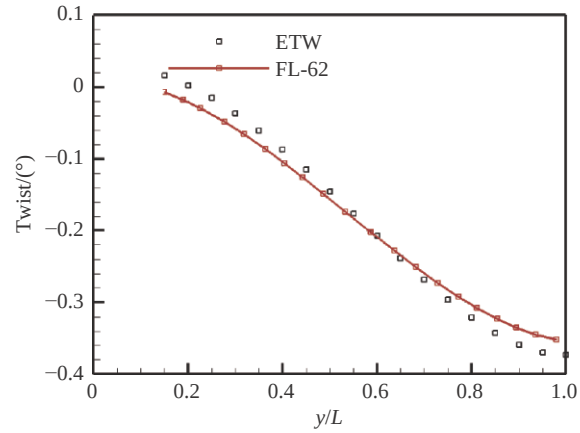
图 22　民机模型计算网格

Fig. 22　Computational mesh of a civil aircraft model

图 23 为马赫数 $Ma=0.75$、雷诺数 $Re=3\times10^6$、迎角 2°工况下，该民机模型在 ETW 风洞和航空工业气动院 FL-62 风洞中的形变测量结果对比。从图中可以看出，FL-62 风洞弯扭变形测量结果与 ETW 风洞测量结果趋势一致，数值上也较为吻合。



(a) 弯曲变形

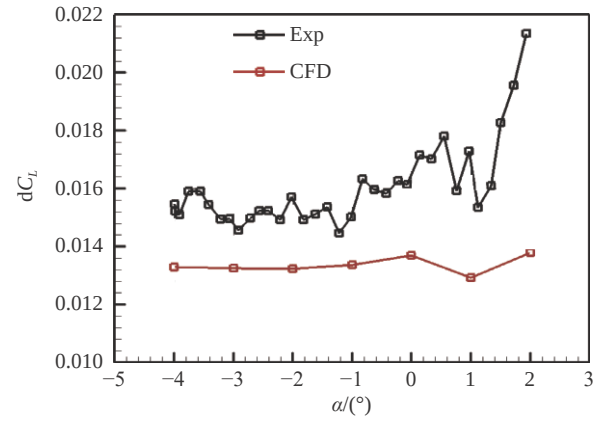


(b) 扭转变形

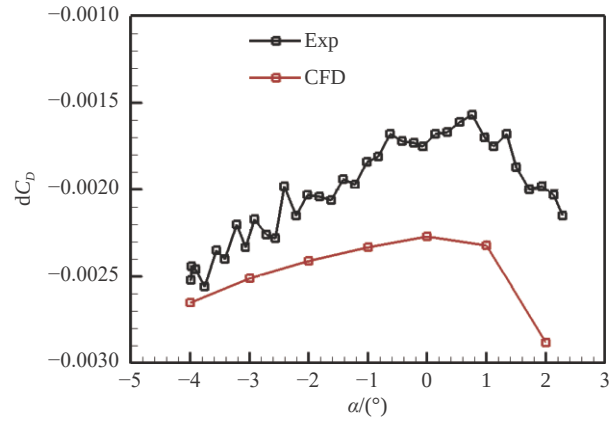
图 23　ETW 和 AVIC 的形变测量结果对比

Fig. 23　Comparisons of bend and twsit deformations measured by ETW and AVIC

对于变雷诺数试验，除了雷诺数外，模型弹性变形对气动力系数的影响也是显著的。图 24 给出了马



(a) 升力系数



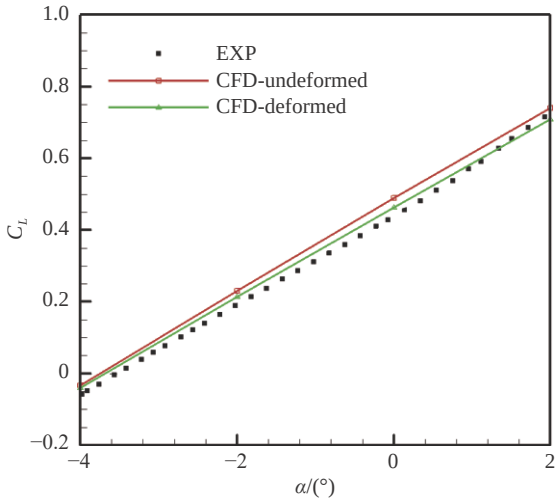
(b) 阻力系数

图 24　不同雷诺数下试验与 CFD 计算得到的升阻力系数差量对比曲线

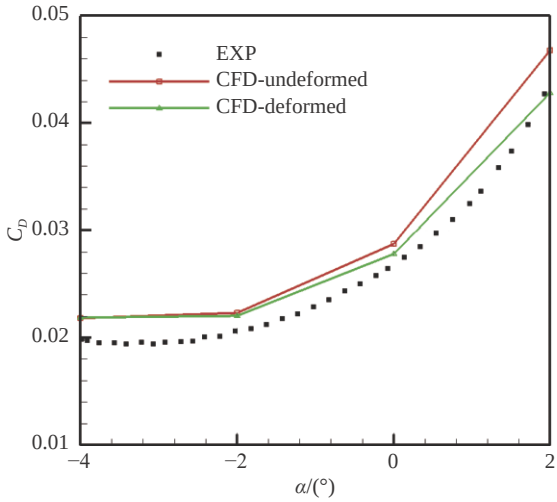
Fig. 24　Lift and drag coefficients obtained by experiments and CFD simulations at different Reynolds numbers

赫数 Ma = 0.75，不同雷诺数对升力系数和阻力系数的影响（图中数据为 $Re = 8\times10^6$ 时的值减去 $Re = 3\times10^6$ 时的值），即雷诺数变化产生的升力系数差量和阻力系数差量。图中黑色曲线为试验结果，红色曲线为计算结果，对比计算和试验结果发现，两者的升力系数差量的差异基本在 0.003 以内，阻力系数差量的差异基本在 0.000 5 以内。引起差异的主要原因是计算时未涉及模型弹性变形，忽略了其对气动力系数的影响，而试验中模型实际上是发生了弹性变形的。

图 25 为马赫数 Ma = 0.75、雷诺数 $Re = 8\times10^6$ 工况下，计算所得的模型弹性变形前后气动力与试验结果的对比。图 26 为试验测得的沿机翼展向分布的弯扭变形。从图 27 中可以看出，弹性变形使得机翼产生负扭转，机翼剖面当地迎角降低，计算所得的变形



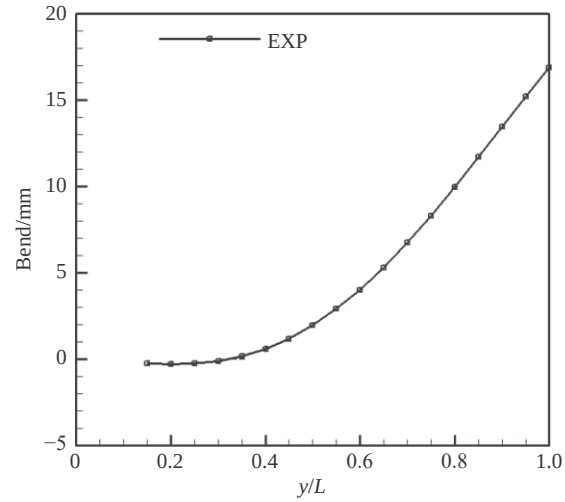
(a) 升力系数



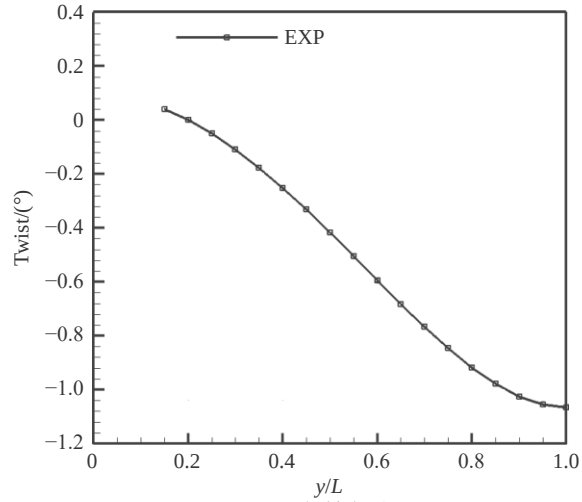
(b) 阻力系数

图 25 计算所得的民机模型弹性变形前后气动力与试验数据对比

Fig. 25 Comparison of aerodynamic force coefficients before and after elastic deformation of a civil aircraft model between experimental and computational data



(a) 弯曲变形

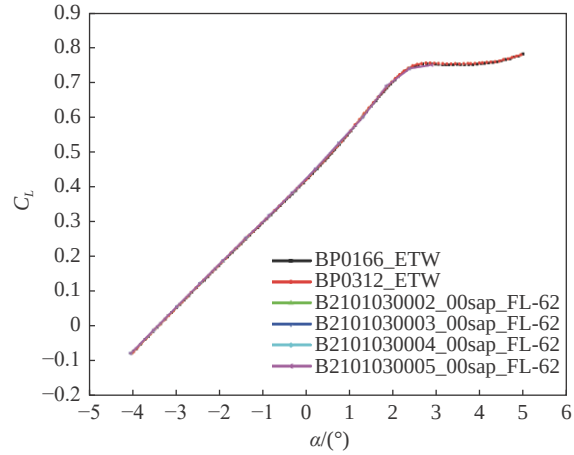


(b) 扭转变形

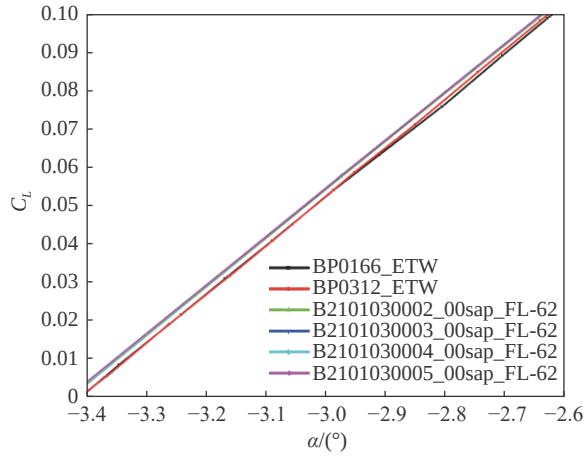
图 26 民机模型弯扭变形沿机翼展向分布

Fig. 26 Distributions of the bending and twisting deformation along the spanwise direction of the wing of a civil aircraft model

后气动力减小，与试验数据更加接近。结合图 28 中数据可以看出，升力系数最大修正量约为−0.032，阻力系数最大修正量约为−0.003 98。此外，图 27 和图 28 的数据还显示，本文试验结果与该模型在 ETW 中相



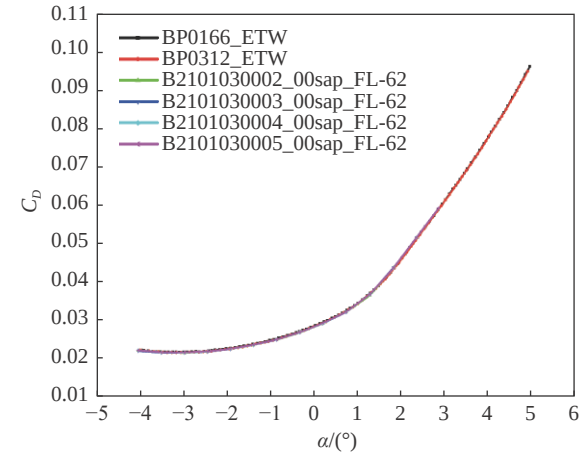
(a) 全局图



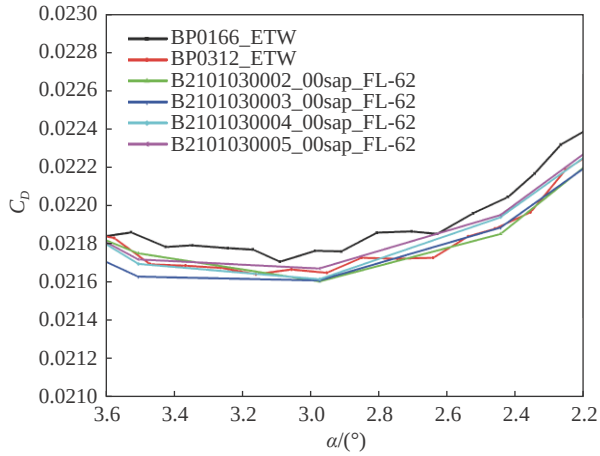
(b) 局部放大图

图 27　*Ma* = 0.75、*Re* = 3×10⁶，大展弦比民机模型在 FL-62 和 ETW 的升力系数曲线

Fig. 27　Comparisons of lift coefficients of a large aspect ratio civil aircraft model measured by ETW and AVIC at *Ma* = 0.75 and *Re* = 3×10⁶



(a) 全局图



(b) 局部放大图

图 28　*Ma* = 0.75、*Re* = 3×10⁶，大展弦比民机模型在 FL-62 和 ETW 试验的阻力系数曲线

Fig. 28　Comparisons of drag coefficients of a large aspect ratio civil aircraft model measured by ETW and AVIC at *Ma* = 0.75 and *Re* = 3×10⁶

同状态的试验结果数据吻合度较高，两座风洞的升力系数偏差约 0.002，阻力系数偏差约 0.0002。

6　结　论

航空工业气动院为适应 2.4 m 连续式跨声速风洞运行特点而研发了多项试验技术，并利用大展弦比民机模型对各项技术进行了试验验证，得到以下结论：

1）经过零点温度效应补偿的低线性膨胀系数高强度殷钢天平具有极低的温度效应和良好的零点电压稳定性，精度为±0.02 μV/V/℃，加之零点温度效应补偿和灵敏度温度效应修正，保证风洞长时间运行零点电压稳定以及天平输出电压不受流场温度变化的影响，天平力和力矩的精度达到满量程的 0.1% 水平。

2）对于模型姿态角测量，角度传感器和视频相结合的直接测量方法与改进的角度叠加方法，两种方法测得的模型迎角偏差在 0.02°以内。

3）局部线性回归方法可以有效提高模型试验状态下的天平初始载荷的计算准确性，从而进一步提高气动力数据计算的准确性。

4）采用模型主动振动抑制技术，改善了测力数据的精度，拓宽了试验迎角的范围。

5）弹性变形视频测量与 CFD 修正技术，分离出了弹性变形对试验数据的影响，有效提高了高雷诺数下测力试验数据的准确性。

6）2.4 m 连续式跨声速风洞的测力试验数据精度达到或接近《高速风洞和低速风洞测力实验精度指标》(GJB 1061-91)的先进指标要求(详细数据见表 2)。

表 2　2.4 m 连续式跨声速风洞民机模型测力试验数据重复性精度（*Re* = 3×10⁶）

Table 2　Repeatability accuracy of force measurement data of a civil aircraft model (*Re* = 3×10⁶)

	阻力系数均方根偏差 δ_{C_x}	升力系数均方根偏差 δ_{C_y}	俯仰力矩系数均方根偏差 $\delta_{C_{mz}}$
合格指标	0.00050	0.00200	0.00100
先进指标	0.00010	0.00080	0.00030
Ma=0.5	0.00004	0.00030	0.00017
Ma=0.75	0.00002	0.00016	0.00015
Ma=0.8	0.00004	0.00033	0.00019
Ma=0.9	0.00009	0.00030	0.00017
	横向力系数均方根偏差 δ_{C_z}	滚转力矩系数均方根偏差 $\delta_{C_{mx}}$	偏航力矩系数均方根偏差 $\delta_{C_{my}}$
合格指标	0.00080	0.00020	0.00020
先进指标	0.00015	0.00005	0.00008
Ma=0.5	0.00016	0.00001	0.00001
Ma=0.75	0.00017	0.00001	0.00001
Ma=0.8	0.00021	0.00002	0.00001
Ma=0.9	0.00027	0.00002	0.00002

2.4 m 连续式跨声速风洞与这些精细化的测力试验技术相结合，进一步提升了该风洞的测力试验水平，有效地保证了用于大飞机设计与验证的测力数据质量。另外，这些测力试验技术不局限于 2.4 m 连续式跨声速风洞，也可以适用于其他先进的连续式风洞。

参 考 文 献：

[1] 崔晓春. 连续式跨声速风洞气动设计技术研究[D]. 北京: 北京航空航天大学, 2020.
CUI X C. Research on aerodynamic design technology of continuous transonic wind tunnel[D]. Beijing: Beihang University, 2020.

[2] 王艳阳, 李小刚, 张明龙, 等. 温度分布不均匀的天平阻力元零点温度效应补偿与修正技术研究[J]. 航空科学技术, 2020, 31(12): 26−32.
WANG Y Y, LI X G, ZHANG M L, et al. Research on compensation and correction of zero temperature effect of axial force element of balance with uneven temperature distribution[J]. Aeronautical Science & Technology, 2020, 31(12): 26−32(in Chinese).

[3] 李强, 崔智强, 李小刚, 等. 天平零点温度效应补偿技术[J]. 弹箭与制导学报, 2018, 38(3): 119−120,124.
LI Q, CUI Z Q, LI X G, et al. Technology on zero temperature effect compensation in balance[J]. Journal of Projectiles, Rockets, Missiles and Guidance, 2018, 38(3): 119−120,124(in Chinese).
doi: 10.15892/j.cnki.djzdxb.2018.03.029

[4] 李纯, 李琦, 姚程炜, 等. 应变天平零点温度漂移补偿研究[J]. 传感器世界, 2016, 22(7): 14−17.
LI C, LI Q, YAO C W, et al. Study of temperature drift compensation in strain gauge balance[J]. Sensor World, 2016, 22(7): 14−17(in Chinese).

[5] 刘高计, 谌满荣, 陶文革, 等. 风洞实验应变天平温度效应线性修正法[J]. 弹箭与制导学报, 1997, 17(4): 58−60.
LIU G J, CHEN M R, TAO W G, et al. Linear correction method for temperature effect of strain balance in wind tunnel experiment[J]. Journal of Projectiles, Rockets, Missiles and Guidance, 1997, 17(4): 58−60(in Chinese).

[6] 杨洪胜, 米鹏, 向光伟. 基于深低温物理场下低温天平阻力元件热应变分析[J]. 中国科技信息, 2017(22): 89−93.
YANG H S, MI P, XIANG G W. Thermal strain analysis of resistance element of cryogenic balance based on deep cryogenic physical field[J]. China Science and Technology Information, 2017(22): 89−93(in Chinese).
doi: 10.3969/j.issn.1001-8972.2017.22.034

[7] HEREFORD J, PARKER P A, RHEW R D. TIGER: Development of thermal gradient compensational algorithms and techniques, 200400865533 [R]. Hampton, Virginia: NASA Technical Report, 2004.

[8] 贺德馨. 风洞天平[M]. 北京: 国防工业出版社, 2001: 1-9.
HE D X. Wind tunnel balance[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2001: 1-9(in Chinese).

[9] 徐重玖. 风洞应变天平设计校准及灵敏度温度补偿[D]. 沈阳: 东北大学, 2015.
XU C J. Design and calibration of strain gauge balance system in wind tunnel and temperature to sensitive compensation[D]. Shenyang: Northeastern University, 2015 (in Chinese).

[10] 苗磊, 马涛, 徐志伟, 等. 热力耦合作用下的风洞应变天平校准技术[J]. 仪器仪表学报, 2022, 43(3): 153−162.
MIAO L, MA T, XU Z W, et al. The calibration technology of wind tunnel strain-gage balance under the action of thermo-mechanical coupling[J]. Chinese Journal of Scientific Instrument, 2022, 43(3): 153−162(in Chinese).

[11] FOSTER J M, ADCOCK J B. User's Guide for the national transonic facility research data system, NASA-TM-110242[R]. Hampton, Virginia: NASA Technical Memorandum, 1996.

[12] 张刃, 张明龙, 杜文天. 风洞测力试验自重修正方法研究[C]// 第七届近代实验空气动力学会议论文集. 铜仁: 中国空气动力学会, 2019.

[13] PARYZ R W. Recent developments at the NASA langley research center national transonic facility[C]// 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Orlando, Florida: AIAA, 2011.
doi: 10.2514/6.2011-877

[14] BOYET G. European strategic wind tunnels improved research potential program overview[J]. CEAS Aeronautical journal, 2018, 9: 249−268.
doi: 10.1007/s13272-018-0305-4

[15] 王娜, 李艳亮, 董军. 航空数值计算平台 ENSMB 简介[C]// 中国力学学会学术大会 2009 论文摘要集, 郑州: 中国力学学会, 2009: 344-345.

[16] 王娜, 张铁军, 董军. 多重网格技术在民机粘性流场数值模拟中的应用研究[J]. 气动研究与试验, 2009, 27(2): 5−8.

[17] HEEG J, CHWALOWSKI P, FLORANCE J P, et al. Overview of the aeroelastic prediction workshop[C]// 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Texas: AIAA, 2013.
doi: 10.2514/6.2013-783

[18] CHWALOWSKI P, HEEG J, WIESEMAN C D, et al. FUN3D analyses in support of the first aeroelastic prediction workshop[C]// 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Texas: AIAA, 2013.

（本文责编：周奇杰）

致谢 2023 年度审稿专家

2023 年，在审稿专家一如既往的鼎力支持下，《空气动力学学报》高质量完成了全年的稿件审理工作。感谢专家们在百忙之中挤出宝贵的时间和精力，认真细致地审阅把关。每一份审稿意见都融入了学识，浸润了心血，读者、作者和编者都从中受益匪浅。《空气动力学学报》编辑部全体同仁掬诚向审稿专家们表示最真挚的谢意！向专家们追求真理、严谨治学、无私奉献的精神，致以崇高敬意！

A
艾剑良
安效民

B
白俊强
白　鹏
白　文
白　旭
白亚磊
包福兵
鲍　文

C
蔡晋生
蔡庆东
曹九发
曹永飞
常军涛
陈　宝
陈大伟
陈　刚
陈广强
陈海昕
陈立红
陈丽华
陈平剑
陈　潜
陈　钦
陈仁良
陈　爽
陈伟芳
陈　曦
陈　星
陈昭庆
陈振华
程军波
程克明
程　万
程晓丽
程雪玲
崔桂香
崔晓春
崔　祚

D
戴玉婷
邓冰清
邓维鑫
邓　雄
丁举春
董　昊
董　明
董思卫
董一群
杜　涛
段焰辉
段　毅

F
冯　帅
富佳伟

G
高传强
高郭池
高　贺
高丽敏
高　琪
高铁锁
高文智
高振勋
关　新
郭照立

H
韩桂来
韩　蕊
韩晓涛
韩宇峰
何　枫
何玉荣
贺　菲
胡兴军
胡彦伟
华　俊
黄　彪
黄　斌
黄　飞
黄江涛
黄　洁
黄桥高
黄伟希
黄永祥
黄　玥
黄志澄

J
季　辰
季路成
贾立超
蒋增辉
焦予秦
靳旭红

K
柯世堂
孔轶男
寇家庆

L
赖晨光
雷娟棉
黎　军
黎克波
李春华
李海旭
李　杰
李　磊
李　玲
李明达
李　楠
李启良
李　青
李寿英
李　田
李文丰
李新亮
李　岩
李正农
李祝飞
连　欢
梁　霄
林贵平
林志勇
刘大伟
刘建新
刘杰平
刘　君
刘沛清
刘秋洪
刘　沙
刘深深
刘　伟
刘仙名
刘　杨
刘应征
刘　宇
刘智勇
陆华伟
罗佳奇
罗金玲
罗　凯
罗振兵
吕本帅
吕宏强
吕计男
吕俊明

M
马洪强
马护生
马　平
马兴宇
毛晓晔
毛义军
孟宣市
苗文博

N
聂春生
宁晨伽

P
潘　翀
潘　亮
潘天宇
彭　迪
彭留留
彭泽瑞

Q
钱博森
钱炜祺
钱战森
秦　飞
屈秋林
屈治国

R
任玉新
任祝寅
荣　臻

S
桑为民
邵雪明
申义庆
沈　浩
沈　祥
沈　雄
谌君谋
施红辉
时培杰
宋孟杰
苏彩虹
孙博华
孙鉴泞
孙　茂
孙明波
孙泉华
孙振旭

T
谭慧俊
谭　宇
唐顺林
唐小龙
陶　俊
陶天友
田保林
田　野
涂国华

W
万振华
汪　清
汪　新
汪运鹏
汪之松
王　兵
王　博
王德辉
王东民
王发民
王　刚
王光学
王贵东
王汉封
王　辉
王建华
王　鹏
王　萍
王　强
王瑞利
王　睿
王士召
王万波
王　伟
王文正
王　娴
王亚洲
王言金
王　岩
王一伟
王　怡
王云朋
王志川
王忠义
魏英杰
吴继飞
吴江浩
吴杰(华科)
吴杰(南航)
吴　雷
吴希明
吴小虎
吴晓军

X
夏振华
向活跃
肖光明
肖志祥
谢　彬
徐　翱
徐国华
徐家宽
徐惊雷
徐胜金
徐　旭
许波峰
许　丁
许和勇
许　新
薛　涛

Y
闫指江
严　磊
杨爱明
杨党国
杨　东
杨　鸿
杨鲤铭
杨　强
杨文青
杨武兵
杨肖峰
杨小川
杨小权
杨晓雷
杨佑绪
杨智春
姚　卫
尤延铖
于贤君
于　勇
余　立
余永亮
余钊圣
俞继军
蔚喜军
袁湘江
苑朝凯
苑凯华

Z
曾　明
张阿漫
张海翔
张　宏
张　虎
张　辉
张家奇
张家忠
张　江
张　军
张堃元
张　淼
张树海
张弯洲
张伟伟
张　旋
张英朝
张宇飞
张志田
章思龙
招启军
赵　磊
赵立豪
赵　林
赵　瑞
赵玉新
赵　钟
郑　澎
钟诚文
钟　敏
衷洪杰
周东辉
周　峰
周　华
周伟江
周　毅
周志宏
朱程香
朱　蓉
庄启亮
宗豪华
邹云峰

《空气动力学学报》编辑部
2023 年 12 月

《空气动力学学报》征稿简则

《空气动力学学报》创刊于1980年，国内外公开发行，月刊，中文核心期刊、中国科技核心期刊。本刊主要刊载空气动力学及相关交叉学科的理论与实践、方法与手段、技术与应用等方面具有重要意义的创新型成果，以促进空气动力学学科发展及与其他学科的交叉融合。栏目形式包括：研究综述、研究论文、研究专栏。

来稿要求：

A. **题目**。简洁、确切，中文题目长度建议不多于20字。

B. **摘要**。请特别注意中文摘要和英文摘要的撰写。**摘要应包括四个要素：目的、方法、结果、结论**。摘要应写出本文特有的、创新的工作内容和结论。英文摘要至少应包含中文摘要的所有内容，并且可以更加详细。英文摘要中四要素也必须齐全，但不是单独列出，而是成为一篇完整独立的文章，并请注意主语、时态和单复数等问题，长度建议实词数250～400个（约A4半页纸）。

C. **引言**。对国内外研究现状的论述要全面、客观。引言尽可能的涵盖以下内容：本研究工作的背景、性质、范围、目的及重要性；相关领域国内外的研究历史、现状、成果、问题及其评价。注意突出自己所做工作的创新点及意义。建议不少于A4半页纸。

D. **正文**。正文内容应包括研究目的、方法/原理、结果/结论。文章写作要求简洁、清晰、完整；文中概念正确，应用的方法、原理先进正确，实验条件及得到的数据可靠；分析论述全面透彻；结论明确，数值模拟论文建议给出验证与确认结果。论文中特别要注意围绕并重点突出自己研究的创新点，在最后的结论中不但要简要总结本文研究的结果，还要补充论文工作有什么不足和概述未来的研究可能性及方向。

E. **参考文献**。文献需按文中出现顺序依次编号；参考文献需给出作者、题名、年、卷、期、页码范围、doi等信息，请勿缺漏项；参考文献建议不少于15条；不得引用未公开发表的著作；中文文献请给出对照的英文译文。

F. **公式**。公式准确且推导从简，在全文中按出现顺序编号。

G. **图表**。图表尽量典型、精简，并建议采用彩色图表，图片分辨率不低于600 dpi，控制长宽比在3∶2或4∶3为宜。

H. 文中一律使用国际单位制，量、单位、符号均参照国家标准。

I. 首页页脚处写明论文所受基金资助项目，注明作者年龄、籍贯、学历、职称、研究方向，及详细通讯地址、手机号码、常用电子邮箱。

投稿注意事项：

1. 确保稿件的原创性，并且内容与我刊的刊载范围相符，严禁抄袭、剽窃，勿一稿多投。
2. 投稿采用网上投稿方式，请在我刊互联网主页 http://www.kqdlxxb.com/ 作者使用区注册登录，并按引导式向导提示投稿，也可参考网页上的“投稿指南”等信息进行。投稿除提交文章电子版（.pdf 或 .doc 格式）外，请将所有作者签名的《稿件发表协议书》和第一工作单位保密办审查盖章的《保密审查单》扫描件压缩打包在“版权协议”处上传。请在网站“下载中心”下载我刊论文模版、《稿件发表协议书》和《保密审查单》。
3. 稿件自收到日起，编辑部将于3个月内将处理结果通知作者，若超过3个月未给答复，作者有权另行处理，但需通知编辑部。
4. 您还可以通过我刊互联网平台、手机微信公众号等自助查询审稿进度，在线阅览最新录用和过刊，并免费下载全文。
5. 《空气动力学学报》已被Scopus、《中国学术期刊（光盘版）》《万方数据（Chinainfo.）系统科技期刊群》等数据库收录，作者著作权使用费和本刊稿酬一次性给付，特此声明。

编辑部通信地址：（621000）四川绵阳二环路南段6号《空气动力学学报》编辑部，办公区电话：0816-2463375，工作邮箱：kqdlxxb@163.com。

欢迎您踊跃投稿！

《空气动力学学报》编辑部

2023年12月

《空气动力学学报》2023 年总目次

研究综述

美国空气动力地面试验能力及发展趋势分析 …… 孙宗祥，李文佳，唐志共，郭楚微，罗月培，孙杭义 （Ⅰ - 1）
实用化壁面切应力测量技术的综述与展望 …… 高　南，刘玄鹤 （Ⅲ - 1）
风能模型的发展及 CFD 在风资源开发利用中的应用 …… 程雪玲 （Ⅵ - 1）
智能空气动力学若干研究进展及展望 …… 唐志共，朱林阳，向星皓，何磊，赵暾，王岳青，钱炜祺，袁先旭 （Ⅶ - 1）
等离子体湍流摩擦减阻研究进展与展望 …… 苏　志，宗豪华，梁　华，吴　云，方子淇 （Ⅸ - 1）
高超声速三维边界层转捩数值研究进展及预测软件 …… 黄章峰，张宇琦 （Ⅺ - 1）

研究论文

格尼襟翼对旋转导弹气动特性的影响 …… 寇少博，冯立好，李　晓，杨　欣，刘松彬，徐华松 （Ⅰ - 77）
基于离散优化的飞行试验点优化设计方法 …… 刘思余，梁　言，马明明 （Ⅰ - 86）
串列深腔流致声共鸣特性研究 …… 张正凡，王　鹏，王炜哲，刘应征 （Ⅰ - 93）
亚临界雷诺数圆柱涡致振动的实验研究 …… 吕　振，张伟伟，寇家庆 （Ⅰ-101）
宽包线吸气式高超声速飞行器外形优化研究 …… 王健磊，牟　桓，魏　震，王　强，龚春林 （Ⅱ - 1）
面向飞行试验的多源气动数据智能融合方法 …… 王　旭，宁晨伽，王文正，张伟伟 （Ⅱ - 12）
前缘缝翼开缝改善增升装置失速特性研究 …… 刘中元，褚胡冰，陈迎春，毛　俊，张彬乾 （Ⅱ - 21）
声涡相互作用下翼型分离泡内流动动力学特征 …… 史泽奇，刘　勇，钟伯文，汤崇辉 （Ⅱ - 29）
非结构高阶 CPR 方法的子单元限制中的问题单元侦测 …… 石国权，燕振国，朱华君，马燕凯，贾斐然 （Ⅱ - 38）
基于 PHengLEI 的非稳态电热除冰过程仿真 …… 刘宗辉，卜雪琴，林贵平，李伟斌 （Ⅱ - 53）
高速航行体齐射出水过程的空化与运动特性研究 …… 周东辉，贾会霞，施红辉，王焯锴 （Ⅱ - 64）
CKDO 一方程模型计算高超声速横流转捩 …… 王　浩，徐晶磊 （Ⅱ - 75）
牛角岩平拉索桥风致振动现场调研与分析 …… 何旭辉，汪　震，刘路路，吴雅歌，敬海泉 （Ⅱ - 83）
输电塔钢管涡激振动控制措施的风洞试验研究 …… 夏　谦，杜　海，冯　衡，高　彬，黄铭枫 （Ⅱ - 90）
中央开槽箱梁颤振非线性特性和振动分叉现象及其机理 …… 钱　程，朱乐东，朱　青 （Ⅱ - 98）
卷积神经网络在风洞天平静态校准中的应用 …… 汪运鹏，聂少军，王　粤，姜宗林 （Ⅲ - 25）
前置翼片式涡流发生器对燃烧室氢气燃料掺混特性的影响 …… 吴　龙，王江峰，李龙飞，王　丁 （Ⅲ - 33）
超声速飞行器近场声爆信号反演技术 …… 马　创，黄江涛，刘　刚，陈　宪，舒博文，陈其盛，高正红 （Ⅳ - 1）
基于三维特征线理论的曲面激波流场反设计方法 …… 王　丁，王江峰，李龙飞 （Ⅳ - 11）
线间距对时速 600 公里级高速磁浮列车明线交会气动性能的影响 …… 王　峰，张　雷，杨明智，尹小放 （Ⅳ - 31）
低声爆超声速客机声爆预测及不确定度量化分析 …… 陈树生，顾奕然，杨　华，黄江涛，高正红 （Ⅳ - 41）
一类新型自适应反扩散近似 Riemann 求解器及其应用 …… 刘旭亮，范召林，张树海，李　虎，罗　勇，孙晓峰 （Ⅳ - 52）
基于卡尔曼滤波的翼型表面压力实时重构方法 …… 刘余丹，周楷文，刘应征，温　新 （Ⅳ - 64）
粗糙元取向对湍流统计量影响的数值研究 …… 李世隆，杨晓雷，袁先旭，郭启龙 （Ⅳ - 73）
基于速度分裂法的翼型阵风响应及减缓数值模拟 …… 高　坤，郭同庆，纪哲翰，周　迪，陆志良 （Ⅳ - 84）
基于一种贝叶斯优化框架的高空螺旋桨气动优化设计 …… 口启慧，王海峰，刘坤澎，职鑫鑫 （Ⅳ - 96）
出口分流装置对振荡射流流场的影响 …… 杨　帆，温　新，何创新，王士奇 （Ⅳ-104）
非结构网格通量重构算法下三种紧致 WENO 限制器对比研究 …… 石京昶，严　红 （Ⅴ - 1）
一种数据驱动的气动热预示模型 …… 王　泽，王梓伊，王　旭，宋述芳，张伟伟 （Ⅴ - 12）
WENO 格式的一种新型光滑因子及其应用 …… 刘旭亮，武从海，李　虎，范召林 （Ⅴ - 20）
襟翼形式对扑翼获能特性影响的对比分析 …… 张　刚，孙晓晶 （Ⅴ - 35）
兼顾气动和近场声爆特性的伴随优化 …… 刘峰博，郝海兵，李　典，梁益华 （Ⅴ - 48）
基于数值模拟的飞机近场尾涡特征参数计算 …… 温瑞英，李鹏柯，刘　聪，王红勇 （Ⅴ - 59）
翼伞后缘偏转过程的流固耦合动力学特性 …… 高兴龙，陈　钦，张青斌，李志辉 （Ⅴ - 68）
可渗透面对流 FW-H 方程伪声产生机制和抑制方法 …… 何嘉华，王骅桁，刘秋洪，钱振昊 （Ⅵ - 16）
不同涡脱落模式下垂直轴风力机叶片的气动响应 …… 郑小波，王红亮，徐文浩，郜志腾，冷　峻，李　晔 （Ⅵ - 26）

圆柱-分离盘结构的流致旋摆响应数值研究 …… 唐　涛，朱红钧，周新宇，陈泉宇　（Ⅵ - 35）
飞机超声速机动飞行条件声爆预测方法 …… 冷　岩，张劲柏，钱战森　（Ⅵ - 45）
经典跨声速翼型 RAE2822 数据分析 …… 白　文　（Ⅵ - 55）
典型光学窗口流场的气动光学效应数值模拟 …… 谭小童，许和勇，田仁治　（Ⅵ - 71）
基于多元正交函数的非线性快速气动建模 …… 高　鑫，连　峰，孔轶男，陈　功，张光华，王文正　（Ⅵ - 81）
基于机器学习的非定常流场网格自适应 …… 李彩云，安　慰，刘学军，吕宏强　（Ⅵ - 89）
一种用于 TSTO 级间分离 CFD 计算的网格动态优化技术 …… 唐　静，张　健，张耀冰，周乃春，刘　刚　（Ⅵ-102）
一种改进的浸入运动边界算法 …… 付少童，贾龙菲，王利民　（Ⅵ-109）
跨声速自然层流标模 CRM-NLF 风洞试验快速转捩预测 …… 刘银辉，吴东润，杜　玺，林大楷　（Ⅶ - 36）
基于深度神经网络的任意翼型结冰预测方法 …… 屈经国，彭　博，易　贤，马乙楗　（Ⅶ - 48）
基于深度神经网络的高阶非线性激波判别式 …… 杨　华，陈树生，李　猛，庞　超，高正红，向星皓　（Ⅶ - 56）
近自由面超空泡航行体多相流特性分析 …… 向　敏，刘　波，谢泽阳，赵小宇　（Ⅶ - 64）
面对称无尾高超声速飞行器三通道耦合失稳判据 …… 吕　达，张维桐，张鲁民，赵俊波，张石玉，苏浩秦　（Ⅶ - 74）
均匀流中声学速度预测的时域解析公式 …… 刘秋洪，王垿桁，薛丝丹，何嘉华　（Ⅶ - 84）
笛卡尔网格下精确高效的壁面距离计算方法 …… 孟　爽，周　丹，李雪亮，毕　林　（Ⅶ - 93）
8 m × 6 m 低速风洞悬臂支撑机构远场干扰试验 …… 刘李涛，黄志远，陈　洪，范利涛，李小兵，刘　砚　（Ⅶ-102）
分级真空管道交通系统气动能耗分析 …… 张子为，王英学，孙浩程，古理全，任文强　（Ⅶ-112）
尾部吹气控制对城轨列车气动阻力的影响 …… 蒋　欣，杜俊涛，尚克明　（Ⅶ-120）
高焓流动中的可压缩颗粒求解器（第 1 部分）：考虑多物理效应的点力颗粒两相流理论方程 ……
…… 李　青，涂国华，李婷婷，陈坚强，袁先旭　（Ⅷ - 71）
基于物理信息神经网络的气动数据融合方法 …… 刘　霞，冯文晖，连　峰，张帅宇，张光华，孔轶男，韩崇昭　（Ⅷ - 87）
曲壁面两相流的简单扩散界面浸没边界法 …… 周锦翔，肖鸿威，ADNAN Khan，牛小东　（Ⅷ - 97）
非高斯风场作用下桥梁抖振响应研究 …… 罗　颖，任达程，韩　艳，董国朝　（Ⅷ-107）
气液两相流混合模型代数重构方法 …… 张　伦，牟　斌，蒋　浩，王建涛　（Ⅷ-117）
强化学习方法在翼型拍动实验中的应用 …… 张　进，周　雷，曹博超　（Ⅸ - 20）
基于物理信息神经网络的飞机气动参数辨识方法 …… 付军泉，钟伯文，钟运琴，刘　赟　（Ⅸ - 30）
基于卷积神经网络的 Bolund 岛流场重构 …… 李怡锋，薛　明，吴定聪，张　伟，倪章松　（Ⅸ - 38）
直流放电控制高速带斜坡锥体气动力的有效性研究 …… 王宏宇，闵　夫，解真东，龙正义，贾　尧，杨彦广　（Ⅸ - 48）
变来流下翼型动态失速的协同射流控制数值模拟 …… 贾天昊，高　超，许和勇，徐泽阳　（Ⅸ - 59）
侧向喷流对导弹方向舵局部气动热特性的影响 …… 曾品棚，陈树生，冯　聪，杨　华，高正红　（Ⅸ - 70）
拐角扩张比与导流片安装角对 BHAW 风洞流场品质影响的数值研究 …… 刘沛清，陈　阅，张　瑾，屈秋林　（Ⅸ - 82）
基于高阶间断伽辽金数值方法的浸没边界法 …… 王婷婷，吕宏强，安　慰　（Ⅸ - 96）
基于黏性涡域法的二维钝体绕流模拟 …… 赵国辉，王治超，郝键铭，高广中　（Ⅸ-107）
基于自主软件 LSWS 的典型地形大气 CFD 模式研究与应用 ……
…… 李树民，孙　壮，李泽祥，李鑫洋，罗朝匀，李　辉，孙鑫宇，刘伟毅　（Ⅹ - 1）
宽体客机气动标模 CHN-T2 设计 …… 刘红阳，周　铸，余永刚，黄江涛，汤　宇，宋　超，蓝庆生　（Ⅹ - 15）
大尺寸自由活塞激波风洞重活塞软着陆关键技术 …… 谌君谋，陈　星，易翔宇，孙日明，纪　锋，毕志献　（Ⅹ - 30）
四面体网格边界恢复改进算法 …… 曾寅家，陈建军，傅珂杰　（Ⅹ - 42）
仿生覆羽控制固定翼无人机流动失速风洞实验 …… 刘一宏，马兴宇，巩绪安，黄逸军，王　勇，姜　楠　（Ⅹ - 52）
基于 RVSM 运行需求的波纹度影响分析方法 …… 艾梦琪，马玉敏，张彦军　（Ⅺ - 20）
*Φ*3 m 高温风洞流场性能校准 …… 唐志共，陈德江，朱　超，曾令国，吴锦水　（Ⅺ - 28）
缝道几何构型对翼型气动特性的影响 …… 郝礼书，林梓佳，屈昊阳，王暕书，高永卫　（Ⅺ - 36）
带冰翼型失速分离流动数值模拟和模态分析 …… 杜孟华，田琳琳，朱春玲　（Ⅺ - 46）
凹腔对高超声速边界层稳定性的影响 …… 冯　烁，王伯福，涂国华，武健辉，陈坚强，杨　强　（Ⅺ - 56）
考虑风切变影响的三维尾流模型风场实验 …… 张绍海，高晓霞，朱霄珣，王　瑜，王　喜　（Ⅺ - 71）
水平轴风力机偏航与俯仰尾流特性 …… 田　尧，高　超，刘　亚　（Ⅺ - 80）
高精度 IPDG 湍流模拟及通量格式数值特性 …… 郝世熙，丁秋实，魏　桐，刘正先，刘　伟，李孝检，赵　明　（Ⅺ - 94）
一种分裂形式 CPR 格式在欠解析流动中的稳定性研究 …… 贾斐然，朱华君，严　红，燕振国，石京昶　（Ⅺ-103）
基于深度学习的超分辨率重构方法在 CAARC 标模绕流流场重构中的应用 …… 梁仍康，张　伟，杨思帆，黄　刚，李　朗　（Ⅺ-116）
基于离散等价方程的滑移壁面边界约束算法 …… 魏雁昕，刘　君　（Ⅻ - 1）

基于深度置信网络与多目标粒子群算法的通用飞机机翼优化设计 …… 吴涌钏，孙　刚，陶　俊　（Ⅻ - 16）
非精确 Newton 方法中线性迭代收敛判据研究 …… 冯选燕，燕振国，朱华君，马燕凯，冯新龙　（Ⅻ - 28）
基于风雷软件的可压缩气固颗粒两相流计算 …… 雷颖昊南，雷三惠，张生浩，王　萍　（Ⅻ - 37）
AC/NS-DBD 等离子体激励分离剪切层的涡量输运特性 …… 赵光银，杨永东，李婷婷，肖春华，阎　丽　（Ⅻ - 48）
桨叶数目对对转螺旋桨气动和噪声特性的影响 …… 崔盼望，冯和英，仝　帆，陈正武　（Ⅻ - 61）
单发螺旋桨飞机滑流影响试验 …… 刘　伟，赵　忠，张守友，谢　露　（Ⅻ - 74）

研究专栏——特种风洞研制与应用

2.4 m 连续式跨声速风洞气动设计与研究 …… 张　刃，杜文天，李庆利，崔晓春　（Ⅰ - 22）
华中科技大学 Φ 0.5 m 马赫 6 Ludwieg 管风洞设计与流场初步校测 ……
…… 黄冉冉，张成键，李创创，徐冰慧，许多龙，袁先旭，吴　杰　（Ⅰ - 39）
大流量高压气体减压器技术研究进展及应用 …… 徐万武，叶　伟，李智严，张振康，张富强　（Ⅰ - 49）
3 m × 2 m 结冰风洞试验技术新进展（2020−2022 年） …… 刘森云，王　桥，易　贤，张平涛，左承林，郭奇灵　（Ⅰ - 57）
5.5 m × 4 m 声学风洞在中俄民机起落架噪声特性及控制技术联合研究中的应用 ……
…… 赵　鲲，王勋年，宋玉宝，范正磊，KOPIEV Victor　（Ⅰ - 66）

研究专栏——机-舰耦合流场计算与分析

舰载直升机-舰船耦合流场数值计算研究综述 …… 王逸斌，马晨阳，李　通，赵　宁，朱春玲　（Ⅲ - 45）
非直通甲板舰船空气流场的结构化建模 …… 李海旭，王金玲　（Ⅲ - 67）
斜风来流下纵摇运动对机-舰耦合流场的影响 …… 李　通，刘　戈，宗　昆，赵　宁，王逸斌　（Ⅲ - 77）
基于 CVG 的滑跃甲板尾流抑制 …… 杨穆清，张　良，马东立　（Ⅲ - 89）
舰船甲板气流场对人员作业安全性影响分析 …… 崔鲁宁，贺少华　（Ⅲ-101）

研究专栏——高超声速多体分离试验技术与计算分析

高超声速风洞双体同步分离捕获轨迹试验技术 …… 林敬周，解福田，钟　俊，邹东阳，皮阳军　（Ⅴ - 77）
TSTO 并联分离激波/边界层干扰流动特性分析 …… 范孝华，张庆虎，罗　磊，林敬周，唐志共　（Ⅴ - 87）
基于 PSP/TSP 测量的 TSTO 标模级间分离气动干扰特性试验分析 …… 解福田，张庆虎，林敬周，彭　迪，陈　磊　（Ⅴ - 98）
TSTO 级间分离气动特性数值仿真分析 …… 龚小权，贾洪印，赵　辉，唐　静，张　健，付云峰　（Ⅴ-109）

研究专栏——庆祝国防科技大学建校 70 周年

载人月球探测轨道设计的挑战与技术发展趋势 …… 周建平，陆　林，李泽越，彭祺擘，李海阳　（Ⅷ - 1）
吸气式高速飞行器一体化方案：回顾与展望 …… 王振国，梁剑寒，范晓樯，赵玉新，王　翼，赵一龙，熊　冰　（Ⅷ - 13）
大涡模拟技术在航空湍流研究中的应用 …… 宋君强，白皓坤，程　彬，张　宁，张卫民，冷洪泽，赵文静，张　泽　（Ⅷ - 26）
高速空气动力学三大手段数据融合研究进展 …… 唐志共，袁先旭，钱炜祺，肖涵山，毕　林，王文正　（Ⅷ - 44）
壁面质量引射对高速飞行器减阻降热影响的研究 …… 朱广生，段　毅，姚世勇，范月华　（Ⅷ - 59）

研究专栏——航空螺旋桨设计研究进展

现代航空螺旋桨气动、噪声与优化设计的研究进展 …… 刘沛清，耿　欣，胡天翔，葛云松，吕昌昊，刘金京　（Ⅹ - 62）
贯彻《军用飞机结构完整性大纲》的新螺旋桨设计 …… 崔德刚，咎丙合，张　睿，李　兵　（Ⅹ - 79）
螺旋桨气动参数与飞机综合设计技术 …… 许正宇，汤斯佳，何　淼，咎丙合，曹德松　（Ⅹ - 88）
共轴对转螺旋桨气动与噪声特性研究进展 …… 刘沛清，吕昌昊，胡天翔，屈秋林，耿　欣，孙　韬　（Ⅹ-100）

研究专栏——大飞机精细化与综合化风洞试验技术

我国大型飞机风洞试验技术研究现状与发展趋势 …… 吴军强，崔晓春，魏　志，杜文天　（Ⅻ - 83）
2.4 m 暂冲型跨声速风洞大飞机试验技术及数据修正方法 …… 许　新，李　强，彭　鑫，蒋　鸿，刘大伟，吴军强　（Ⅻ - 95）
PIV 及 PSP 技术在大飞机风洞试验中的综合应用 …… 尚金奎，李玉军，赵荣奂，王　猛，衷洪杰，徐兆楠，崔晓春　（Ⅻ-107）
2.4 m 连续式跨声速风洞大飞机精细化测力试验技术 …… 张刃，徐志福，杜文天，李小刚，刘昱，张颖，智杰　（Ⅻ-118）

SUBJECT INDEX OF ACTA AERODYNAMICA SINICA（2023）

Review

The capability of aerodynamic ground test in the USA and its development trend analysis ····· SUN Zongxiang, LI Wenjia, TANG Zhigong, GUO Chuwei, LUO Yuepei, SUN Hangyi （Ⅰ - 1）

A review of wall-shear-stress measurement techniques for practical applictions ····· GAO Nan, LIU Xuanhe （Ⅲ - 1）

Development of wind energy model and application of CFD in wind energy assessment ····· CHENG Xueling （Ⅵ - 1）

Some research progress and prospect of Intelligent Aerodynamics ····· TANG Zhigong，ZHU Linyang，XIANG Xinghao，HE Lei，ZHAO Tun，WANG Yueqing，QIAN Weiqi，YUAN Xianxu （Ⅶ - 1）

Progress and outlook of plasma-based turbulent skin-friction drag reduction ····· SU Zhi, ZONG Haohua, LIANG Hua, WU Yun, FANG Ziqi （Ⅸ - 1）

Numerical research progress and prediction software of transition in hypersonic three-dimensional boundary layer ····· HUANG Zhangfeng，ZHANG Yuqi （Ⅺ - 1）

Research Articles

Effect of Gurney flaps on aerodynamic characteristics of a spinning missile ····· KOU Shaobo, FENG Lihao, LI Xiao, YANG Xin, LIU Songbin, XU Huasong （Ⅰ - 77）

Optimal flight test design method based on discrete optimization ····· LIU Siyu, LIANG Yan, MA Mingming （Ⅰ - 86）

Acoustic modal analysis and pressure transducer array measurements of flow induced acoustic resonances in tandem deep cavities ····· ZHANG Zhengfan, WANG Peng, WANG Weizhe, LIU Yingzheng （Ⅰ - 93）

Experiments on vortex-induced vibration of a cylinder at subcritical Reynolds numbers ····· LYU Zhen, ZHANG Weiwei, KOU Jiaqing （Ⅰ-101）

Investigation on the shape optimization of wide-envelop air-breathing hypersonic vehicle ····· WANG Jianlei, MU Huan, WEI Zhen, WANG Qiang, GONG Chunlin （Ⅱ - 1）

Intelligent fusion method of multi-source aerodynamic data for flight tests · WANG Xu, NING Chenjia, WANG Wenzheng, ZHANG Weiwei （Ⅱ - 12）

Stall characteristics of high-lift device improved by slotting on leading-edge slat ····· LIU Zhongyuan, CHU Hubing, CHEN Yingchun, MAO Jun, ZHANG Binqian （Ⅱ - 21）

Hydrodynamic characteristics in separation bubbles of airfoil under acoustic vortex interaction ····· SHI Zeqi, LIU Yong, ZHONG Bowen, TANG Chonghui （Ⅱ - 29）

Troubled cell detection in subcell limiting for high-order CPR method on unstructured meshes ····· SHI Guoquan, YAN Zhenguo, ZHU Huajun, MA Yankai, JIA Feiran （Ⅱ - 38）

Simulation of unsteady electrothermal deicing process based on PHengLEI ····· LIU Zonghui, BU Xueqin, LIN Guiping, LI Weibin （Ⅱ - 53）

Research on cavitation and motion characteristics of high-speed vehicles exiting water in underwater salvo ····· ZHOU Donghui, JIA Huixia, SHI Honghui, WANG Zhuokai （Ⅱ - 64）

CKDO one-equation RANS simulation on transition of hypersonic cross flow ····· WANG Hao, XU Jinglei （Ⅱ - 75）

Field investigation and analysis of wind-induced vibration of Niujiaoyan cable-suspended bridge ····· HE Xuhui, WANG Zhen, LIU Lulu, WU Yage, JING Haiquan （Ⅱ - 83）

Wind tunnel test on suppressing vortex-induced vibrations of steel tubes in power transmission towers ····· XIA Qian, DU Hai, FENG Heng, GAO Bin, HUANG Mingfeng （Ⅱ - 90）

Nonlinear characteristics of flutter and vibration bifurcation phenomenon of a centrally-slotted box deck and their mechanisms ····· QIAN Cheng, ZHU Ledong, ZHU Qing （Ⅱ - 98）

Application of convolutional neural network in static calibration of wind tunnel balance ····· WANG Yunpeng, NIE Shaojun, WANG Yue, JIANG Zonglin （Ⅲ - 25）

Effect of front vane vortex generators on hydrogen fuel mixing characteristics in combustor ····· WU Long, WANG Jiangfeng, LI Longfei, WANG Ding （Ⅲ - 33）

Inversion technology of near-field sonic boom signal of supersonic aircraft ····· MA Chuang, HUANG Jiangtao, LIU Gang, CHEN Xian, SHU Bowen, CHEN Qisheng, GAO Zhenghong （Ⅳ - 1）

Inverse design method of three-dimensional shocked flow fields based on the theory of three-dimensional characteristic lines ····· WANG Ding, WANG Jiangfeng, LI Longfei （Ⅳ - 11）
Effect of line space on aerodynamic performance of two high-speed maglev trains passing by each other at the speed of 600 km/h in open air ····· WANG Feng, ZHANG Lei, YANG Mingzhi, YIN Xiaofang （Ⅳ - 31）
Sonic boom prediction and uncertainly quantification analysis of a low-boom super-sonic aircraft ····· CHEN Shusheng, GU Yiran, YANG Hua, HUANG Jiangtao, GAO Zhenghong （Ⅳ - 41）
A new type of approximate Riemann solver with adaptive anti-diffusion and its application ····· LIU Xuliang, FAN Zhaolin, ZHANG Shuhai, LI Hu, LUO Yong, SUN Xiaofeng （Ⅳ - 52）
Reconstruction of airfoil surface pressure by Kalman filter ····· LIU Yudan, ZHOU Kaiwen, LIU Yingzheng, WEN Xin （Ⅳ - 64）
Numerical study on the orientation effects of roughness elements on turbulence statistics ····· LI Shilong, YANG Xiaolei, YUAN Xianxu, GUO Qilong （Ⅳ - 73）
Numerical simulations of airfoil gust response and alleviation based on split velocity method ····· GAO Kun, GUO Tongqing, JI Zhehan, ZHOU Di, LU Zhiliang （Ⅳ - 84）
Aerodynamic design of high-altitude propellers within a Bayesian optimization framework ····· KOU Qihui, WANG Haifeng, LIU Kunpeng, ZHI Xinxin （Ⅳ - 96）
The influence of splitter on the flow dynamics in a continuous-discrete pulsing jet fluidic oscillator ····· YANG Fan, WEN Xin, HE Chuangxin, WANG Shiqi （Ⅳ-104）
Comparison of three WENO limiters in flux reconstruction framework using unstructured grid ····· SHI Jingchang, YAN Hong （Ⅴ - 1）
A data-driven aeroheating prediction model ····· WANG Ze, WANG Ziyi, WANG Xu, SONG Shufang, ZHANG Weiwei （Ⅴ - 12）
A new type of smoothness indicator for weighted essentially non-oscillatory schemes and its application ····· LIU Xuliang, WU Conghai, LI Hu, FAN Zhaolin （Ⅴ - 20）
Comparative analysis on energy-harvesting performance of flapping foils with different flaps ····· ZHANG Gang, SUN Xiaojing （Ⅴ - 35）
Adjoint-based design optimization considering both aerodynamic and near-field sonic boom ····· LIU Fengbo, HAO Haibing, LI Dian, LIANG Yihua （Ⅴ - 48）
Investigation of characteristic parameters of aircraft near-field wake vortex based on numerical simulation ····· WEN Ruiying, LI Pengke, LIU Cong, WANG Hongyong （Ⅴ - 59）
Fluid-structure interaction dynamic characteristics of parafoil under trailing-edge deflection ····· GAO Xinglong, CHEN Qin, ZHANG Qingbin, LI Zhihui （Ⅴ - 68）
Generation mechanism and suppression method of spurious sound from the permeable surface convective FW-H equation ····· HE Jiahua, WANG Xuheng, LIU Qiuhong, QIAN Zhenhao （Ⅵ - 16）
Aerodynamic responses of vertical-axis wind turbine foil to different vortex shedding patterns ····· ZHENG Xiaobo, WANG Hongliang, XU Wenhao, GAO Zhiteng, LENG Jun, LI Ye （Ⅵ - 26）
Numerical study on flow-induced rotation of a circular cylinder-splitter plate body at low Reynolds numbers ····· TANG Tao, ZHU Hongjun, ZHOU Xinyu, CHEN Quanyu （Ⅵ - 35）
Superboom prediction for vehicles at supersonic maneuvering flight ····· LENG Yan, ZHANG Jinbai, QIAN Zhansen （Ⅵ - 45）
Analyses of wind-tunnel test data of the transonic airfoil RAE2822 ····· BAI Wen （Ⅵ - 55）
Numerical simulation of aero-optical effect of flow around typical optical windows ····· TAN Xiaotong, XU Heyong, TIAN Renzhi （Ⅵ - 71）
Nonlinear rapid aerodynamic modeling based on multivariate orthogonal functions ····· GAO Xin, LIAN Feng, KONG Yinan, CHEN Gong, ZHANG Guanghua, WANG Wenzheng （Ⅵ - 81）
Mesh adaptation for unsteady flow field based on machine learning ····· LI Caiyun, AN Wei, LIU Xuejun, LYU Hongqiang （Ⅵ - 89）
A mesh adaptation method for TSTO stages separation CFD simulation ····· TANG Jing, ZHANG Jian, ZHANG Yaobing, ZHOU Naichun, LIU Gang （Ⅵ-102）
An improved algorithm for immersed moving boundary ····· FU Shaotong, JIA Longfei, WANG Limin （Ⅵ-109）
Fast transition prediction for wind tunnel testing of the transonic natural laminar flow standard model CRM-NLF ····· LIU Yinhui, WU Dongrun, DU Xi, LIN Dakai （Ⅶ - 36）
Icing prediction method for arbitrary airfoil using deep neural networks ····· QU Jingguo, PENG Bo, YI Xian, MA Yijian （Ⅶ - 48）
Higher-order nonlinear shock wave discriminant based on deep neural network ····· YANG Hua, CHEN Shusheng, LI Meng, PANG Chao, GAO Zhenghong, XIANG Xinghao （Ⅶ - 56）

Research on the multiphase flow characteristics of the near free-surface supercavitating vehicle ····· XIANG Min, LIU Bo, XIE Zeyang, ZHAO Xiaoyu （Ⅶ - 64）
Three-channel coupled instability criteria for symmetrical tailless hypersonic vehicles ····· LYU Da, ZHANG Weitong, ZHANG Lumin, ZHAO Junbo, ZHANG Shiyu, SU Haoqin （Ⅶ - 74）
Time-domain analytical formulation for acoustic velocity prediction in uniform mean flow ····· LIU Qiuhong, WANG Xuheng, XUE Sidan, HE Jiahua （Ⅶ - 84）
Accurate and efficient wall distance calculation method for Cartesian grids ····· MENG Shuang, ZHOU Dan, LI Xueliang, BI Lin （Ⅶ - 93）
Experiment of far-field interference of cantilever support device in 8 m × 6 m low speed wind tunnel ····· LIU Litao, HUANG Zhiyuan, CHEN Hong, FAN Litao, LI Xiaobing, LIU Yan （Ⅶ-102）
Aerodynamic energy analysis of multi-section evacuated tube system ····· ZHANG Ziwei, WANG Yingxue, SUN Haocheng, GU Liquan, REN Wenqiang （Ⅶ-112）
Influence of tail-blowing control on aerodynamic drag of urban rail trains ····· JIANG Xin, DU Juntao, SHANG Keming （Ⅶ-120）
Particle solver in compressible high enthalpy flow (Part 1): the theoretical equations of point particle laden flow ····· LI Qing, TU Guohua, LI Tingting, CHEN Jianqiang, YUAN Xianxu （Ⅷ - 71）
Aerodynamic data fusion method based on physics-informed neural network ····· LIU Xia, FENG Wenhui, LIAN Feng, ZHANG Shuaiyu, ZHANG Guanghua, KONG Yinan, HAN Chongzhao （Ⅷ - 87）
A simple diffuse interface immersed-boundary scheme for binary flows with curved boundaries ····· ZHOU Jinxiang, XIAO Hongwei, ADNAN Khan, NIU Xiaodong （Ⅷ - 97）
Study on buffeting response of bridge under non-Gaussian wind field ····· LUO Ying, REN Dacheng, HAN Yan, DONG Guochao （Ⅷ-107）
Algebraic reconstruction method for gas-liquid two-phase mixture flows ····· ZHANG Lun, MOU Bin, JIANG Hao, WANG Jiantao （Ⅷ-117）
Application of reinforcement learning method in flapping airfoil experiment ····· ZHANG Jin, ZHOU Lei, CAO Bochao （Ⅸ - 20）
A physics informed neural network based method for aircraft aerodynamic parameter identification ····· FU Junquan, ZHONG Bowen, ZHONG Yunqin, LIU Yun （Ⅸ - 30）
Flow field reconstruction for Bolund Island based on CNN ····· LI Yifeng, XUE Ming, WU Dingcong, ZHANG Wei, NI Zhangsong （Ⅸ - 38）
Effectiveness of direct current discharge on high speed aerodynamic control of a conical model with ramps ····· WANG Hongyu, MIN Fu, XIE Zhendong, LONG Zhengyi, JIA Yao, YANG Yanguang （Ⅸ - 48）
Numerical simulation on dynamic stall control of airfoil based on co-flow jet under variable free stream ····· JIA Tianhao, GAO Chao, XU Heyong, XU Zeyang （Ⅸ - 59）
Effect of lateral jet on local aerodynamic heating characteristics of missile rudders ····· ZENG Pinpeng, CHEN Shusheng, FENG Cong, YANG Hua, GAO Zhenghong （Ⅸ - 70）
Numerical study of the effects of corner expansion ratio and installation angle of guide vanes on flow fields in BHAW wind tunnel ····· LIU Peiqing, CHEN Yue, ZHANG Jin, QU Qiulin （Ⅸ - 82）
Immersed boundary method based on high-order discontinuous Galerkin method ····· WANG Tingting, LYU Hongqiang, AN Wei （Ⅸ - 96）
Simulation of flow around two-dimensional blunt body based on the viscous vortex domain method ····· ZHAO Guohui, WANG Zhichao, HAO Jianming, GAO Guangzhong （Ⅸ-107）
Research and application of an atmosphere CFD model for typical terrains based on self-developed LSWS software ····· LI Shumin, SUN Zhuang, LI Zexiang, LI Xinyang, LUO Zhaoyun, LI Hui, SUN Xinyu, LIU Weiyi （Ⅹ - 1）
Design of a standard aerodynamic model CHN-T2 for wide-body aircraft ····· LIU Hongyang, ZHOU Zhu, YU Yonggang, HUANG Jiangtao, TANG Yu, SONG Chao, LAN Qingsheng （Ⅹ - 15）
Key technology of heavy piston soft landing in large-scale free piston shock tunnels ····· SHEN Junmou, CHEN Xing, YI Xiangyu, SUN Riming, JI Feng, BI Zhixian （Ⅹ - 30）
Improved boundary recovery method for tetrahedral mesh generation ····· ZENG Yinjia, CHEN Jianjun, FU Kejie （Ⅹ - 42）
Wind tunnel experiment on control of stalling flow of fixed wing UAV with bionic coverts ····· LIU Yihong, MA Xingyu, GONG Xu'an, HUANG Yijun, WANG Yong, JIANG Nan （Ⅹ - 52）
Analysis method of the effects of skin waviness based on RVSM operation requirement ····· AI Mengqi, MA Yumin, ZHANG Yanjun （Ⅺ - 20）
The calibration of of the Φ3 m high temperature tunnel performance ····· TANG Zhigong, CHEN Dejiang, ZHU Chao, ZENG Lingguo, WU Jinshui （Ⅺ - 28）

Influence of slot geometry configuration on airfoil aerodynamic characteristics ····· HAO Lishu, LIN Zijia, QU Haoyang, WANG Jianshu, GAO Yongwei （Ⅺ - 36）
IDDES simulations of flow separation around the iced airfoil and its modal analysis ····· DU Menghua, TIAN Linlin, ZHU Chunling （Ⅺ - 46）
Influence of cavities on hypersonic boundary layer transition ····· FENG Shuo, WANG Bofu, TU Guohua, WU Jianhui, CHEN Jianqiang, YANG Qiang （Ⅺ - 56）
Experimental study on wind field of three-dimensional wake model considering the influence of wind shear ····· ZHANG Shaohai, GAO Xiaoxia, ZHU Xiaoxun, WANG Yu, WANG Xi （Ⅺ - 71）
Yaw and tilt wake characteristics of horizontal axis wind turbine ····· TIAN Yao, GAO Chao, LIU Ya （Ⅺ - 80）
High-precision IPDG based turbulence simulation and the numerical characteristics of flux schemes ····· HAO Shixi, DING Qiushi, WEI Tong, LIU Zhengxian, LIU Wei, LI Xiaojian, ZHAO Ming （Ⅺ - 94）
On the stability of a split form CPR scheme in under-resolved flows ····· JIA Feiran, ZHU Huajun, YAN Hong, YAN Zhenguo, SHI Jingchang （Ⅺ-103）
Applications of deep learning-based super-resolution for reconstruction of flow around the CAARC benchmark model ····· LIANG Rengkang, ZHANG Wei, YANG Sifan, HUANG Gang, LI Lang （Ⅺ-116）
A constrained slip-wall boundary condition based on discrete equivalence equations ····· WEI Yanxin, LIU Jun （Ⅻ - 1）
Optimization design on the wing of a general aviation airplane based on deep belief network and multi-objective particle swarm optimization algorithm ····· WU Yongchuan, SUN Gang, TAO Jun （Ⅻ - 16）
Study on the convergence criterion of linear iteration in inexact Newton methods ····· FENG Xuanyan, YAN Zhenguo, ZHU Huajun, MA Yankai, FENG Xinlong （Ⅻ - 28）
Numerical study on compressible gas-solid two-phase flow based on a particle solver implemented in NNW-PHengLEI ····· LEI Yinghaonan, LEI Sanhui, ZHANG Shenghao, WANG Ping （Ⅻ - 37）
Vorticity transport characteristics of separated shear layer under AC/NS-DBD plasma actuation ····· ZHAO Guangyin, YANG Yongdong, LI Tingting, XIAO Chunhua, YAN Li （Ⅻ - 48）
Influence of the number of blades on aerodynamic and noise characteristics of counter-rotating propeller ····· CUI Panwang, FENG Heying, TONG Fan, CHEN Zhengwu （Ⅻ - 61）
Experiment of the effect of propeller slipstream on single-engine airplanes ····· LIU Wei, ZHAO Zhong, ZHANG Shouyou, XIE Lu （Ⅻ - 74）

Column——Special Wind Tunnels: Design and Application

Aerodynamic design of 2.4 m continuous transonic wind tunnel ····· ZHANG Ren, DU Wentian, LI Qingli, CUI Xiaochun （Ⅰ - 22）
Design and preliminary freestream calibration of HUST Φ 0.5 m Mach 6 Ludwieg tube wind tunnel ····· HUANG Ranran, ZHANG Chengjian, LI Chuangchuang, XU Binghui, XU Duolong, YUAN Xianxu, WU Jie （Ⅰ - 39）
Progress and application of large-flux high-pressure gas reducing valve ····· XU Wanwu, YE Wei, LI Zhiyan, ZHANG Zhenkang, ZHANG Fuqiang （Ⅰ - 49）
New progress of 3 m × 2 m icing wind tunnel test technology from 2020 to 2022 ····· LIU Senyun, WANG Qiao, YI Xian, ZHANG Pingtao, ZUO Chenglin, GUO Qiling （Ⅰ - 57）
Application of 5.5 m × 4 m aeroacoustic wind tunnel in Sino-Russia joint research collaboration on landing gear noise and its control ···· ZHAO Kun, WANG Xunnian, SONG Yubao, FAN Zhenglei, KOPIEV Victor （Ⅰ - 66）

Column——Simulation and Analysis of the Ship-Helicopter Coupled Flowfiled

Review of numerical studies on ship-helicopter coupled flowfield ····· WANG Yibin, MA Chenyang, LI Tong, ZHAO Ning, ZHU Chunling （Ⅲ - 45）
Structural modelling of non-aviation ship airwake ····· LI Haixu, WANG Jinling （Ⅲ - 67）
Influence of pitching on ship-helicopter coupled flowfield subject to oblique winds ····· LI Tong, LIU Ge, ZONG Kun, ZHAO Ning, WANG Yibin （Ⅲ - 77）
Airwake reduction of ski-jump ramp based on CVG ····· YANG Muqing, ZHANG Liang, MA Dongli （Ⅲ - 89）
Analysis of personnel operation safety caused under airflow on the ship deck ····· CUI Luning, HE Shaohua （Ⅲ-101）

Column——Multi-body Separation Test Technology and Computational Analysis in Hypersonic Velocity

Dual-body synchronous captive trajectory test technique in hypersonic wind tunnel ……
…… LIN Jingzhou, XIE Futian, ZHONG Jun, ZOU Dongyang, PI Yangjun （Ⅴ - 77）
Flow-field characteristics analyses on shock-wave/boundary-layer interaction of TSTO parallel separation ……
…… FAN Xiaohua, ZHANG Qinghu, LUO Lei, LIN Jingzhou, TANG Zhigong （Ⅴ - 87）
Experimental analysis of interference characteristics of TSTO stage separation based on PSP/TSP measurement ……
…… XIE Futian, ZHANG Qinghu, LIN Jingzhou, PENG Di, CHEN Lei （Ⅴ - 98）
Numerical simulation analysis on aerodynamic characteristics of TSTO interstage separation ……
…… GONG Xiaoquan, JIA Hongyin, ZHAO Hui, TANG Jing, ZHANG Jian, FU Yunfeng （Ⅴ-109）

Column——Celebrating the 70th Anniversary of National University of Defense Technology

Orbit design for manned Lunar exploration: challenges and perspectives ……
…… ZHOU Jianping, LU Lin, LI Zeyue, PENG Qibo, LI Haiyang （Ⅷ - 1）
Integrated scheme of air-breathing high-speed aircraft: review and prospect ……
…… WANG Zhenguo, LIANG Jianhan, FAN Xiaoqiang, ZHAO Yuxin, WANG Yi, ZHAO Yilong, XIONG Bing （Ⅷ - 13）
A review of large eddy simulation of aviation turbulence ……
…… SONG Junqiang, BAI Haokun, CHENG Bin, ZHANG Ning, ZHANG Weimin, LENG Hongze, ZHAO Wenjing, ZHANG Ze （Ⅷ - 26）
Research progress on the fusion of data obtained by high-speed wind tunnels, CFD and model flight ……
…… TANG Zhigong, YUAN Xianxu, QIAN Weiqi, XIAO Hanshan, BI Lin, WANG Wenzheng （Ⅷ - 44）
Effects of wall mass injection on drag and heat reduction characteristics of high-speed flight vehicles ……
…… ZHU Guangsheng, DUAN Yi, YAO Shiyong, FAN Yuehua （Ⅷ - 59）

Column——Research Progress in Aviation Propeller Design

Research progress on aerodynamics, noise and optimization design for modern aviation propellers ……
…… LIU Peiqing, GENG Xin, HU Tianxiang, GE Yunsong, LYU Changhao, LIU Jinjing （Ⅹ - 62）
New propeller design with implementation of *Military Aircraft Structural Integrity Program* ……
…… CUI Degang, ZAN Binghe, ZHANG Rui, LI Bing （Ⅹ - 79）
Research on propeller parameters and integrated design with aircraft ……
…… XU Zhengyu, TANG Sijia, HE Miao, ZAN Binghe, CAO Desong （Ⅹ - 88）
Review of aerodynamic and aeroacoustics characteristics of counter rotating propellers ……
…… LIU Peiqing, LYU Changhao, HU Tianxiang, QU Qiulin, GENG Xin, SUN Tao （Ⅹ-100）

Precision and integrated wind tunnel test technology for large airplanes

Research status and development tendency of large aircraft wind tunnel technologies in China ……
…… WU Junqiang, CUI Xiaochun, WEI Zhi, DU Wentian （Ⅻ - 83）
Test techniques and data correction method for large airplanes in a 2.4 m intermittent transonic wind tunnel ……
…… XU Xin, LI Qiang, PENG Xin, JIANG Hong, LIU Dawei, WU Junqiang （Ⅻ - 95）
Integrated application of PIV and PSP in large aircraft wind tunnel test ……
…… SHANG Jinkui, LI Yujun, ZHAO Ronghuan, WANG Meng, ZHONG Hongjie, XU Zhaonan, CUI Xiaochun （Ⅻ-107）

ACTA AERODYNAMICA SINICA

Vol. 41 No. 12 (Monthly Sum No.209) December 2023

CONTENTS

Research Articles

A constrained slip-wall boundary condition based on discrete equivalence equations ····· WEI Yanxin, LIU Jun (1)

Optimization design on the wing of a general aviation airplane based on deep belief network and multi-objective particle swarm optimization algorithm ····· WU Yongchuan, SUN Gang, TAO Jun (16)

Study on the convergence criterion of linear iteration in inexact Newton methods ····· FENG Xuanyan, YAN Zhenguo, ZHU Huajun, MA Yankai, FENG Xinlong (28)

Numerical study on compressible gas-solid two-phase flow based on a particle solver implemented in NNW-PHengLEI ····· LEI Yinghaonan, LEI Sanhui, ZHANG Shenghao, WANG Ping (37)

Vorticity transport characteristics of separated shear layer under AC/NS-DBD plasma actuation ····· ZHAO Guangyin, YANG Yongdong, LI Tingting, XIAO Chunhua, YAN Li (48)

Influence of the number of blades on aerodynamic and noise characteristics of counter-rotating propeller ····· CUI Panwang, FENG Heying, TONG Fan, CHEN Zhengwu (61)

Experiment of the effect of propeller slipstream on single-engine airplanes · LIU Wei, ZHAO Zhong, ZHANG Shouyou, XIE Lu (74)

Precision and integrated wind tunnel test technology for large airplanes

Research status and development tendency of large aircraft wind tunnel technologies in China ····· WU Junqiang, CUI Xiaochun, WEI Zhi, DU Wentian (83)

Test techniques and data correction method for large airplanes in a 2.4 m intermittent transonic wind tunnel ····· XU Xin, LI Qiang, PENG Xin, JIANG Hong, LIU Dawei, WU Junqiang (95)

Integrated application of PIV and PSP in large aircraft wind tunnel test ····· SHANG Jinkui, LI Yujun, ZHAO Ronghuan, WANG Meng, ZHONG Hongjie, XU Zhaonan, CUI Xiaochun (107)

Precision force measurement techniques for large aircraft models in 2.4 m continuous transonic wind tunnel ····· ZHANG Ren, XU Zhifu, LI Xiaogang, LIU Yu, ZHANG Ying, DU Wentian (118)

《空气动力学学报》第七届编委会名单

顾　　问： 郑晓静　陈十一　邓小刚　田红旗　何国威　陆夕云　朱广生　夏克青

主　　编： 唐志共

（以下排名按拼音顺序排列）

副 主 编： 崔晓春　黄育群　吕宏强　潘　翀　任玉新　杨　越　袁先旭　张伟伟　赵　伟

编　　委： 白　文　蔡晋生　蔡巧言　曹　伟　曹志先　常军涛　陈　宝　陈　刚　陈海昕
陈坚强　陈建军　陈伟芳　陈　星　陈　勇　陈振华　丁　航　杜雁霞　段　毅
方　明　郭照立　韩桂来　华旭刚　黄江涛　江　雄　蒋崇文　雷娟棉　雷　娜
李春华　李　磊　李　鹏　李　强　李清廉　李新亮　李　毅　林大楷　刘　刚
刘应征　罗金玲　罗振兵　苗　勇　倪明玖　宁　宇　齐　飞　钱战森　邱福生
邵雪明　佘振苏　司　廷　苏彩虹　孙　刚　孙鉴泞　孙明波　孙玉东　谭慧俊
谭　宇　万敏平　王光学　王　萍　王文正　王勋年　吴继飞　吴军强　吴文华
吴晓军　吴　云　郗恒东　肖左利　许爱国　许春晓　杨　超　杨党国　杨彦广
杨佑绪　杨云军　姚建尧　叶正寅　易　贤　尤延铖　余华蔚　余永亮　曾宏刚
张阿漫　张　宏　招启军　赵　林　赵庆军　郑新前　周　丹　周　全　左林玄

编辑部主任： 徐　燕

编　　辑： 王　颖　周奇杰　张天航　张兴焕

英文编校： 董思卫　杨　强　李　青

空气动力学学报

（月刊，1980 年创刊）

第 41 卷　第 12 期（总第 209 期）2023 年 12 月

Acta Aerodynamica Sinica

（Monthly，Since 1980）

Vol. 41　No. 12（No. 209）Dec., 2023

主管单位　中国空气动力研究与发展中心

主办单位　中国空气动力研究与发展中心计算空气动力研究所

编辑出版　《空气动力学学报》编辑部

（四川绵阳二环路南段6号11信箱9分箱，621000）

主　　编　唐志共

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）

网　　址　http://www.kqdlxxb.com/

电子邮箱　kqdlxxb@163.com

Administrated by China Aerodynamics Research and Development Center（CARDC）

Sponsored by Computational Aerodynamics Institute of CARDC

Edited and Published by the Editorial Department of Acta Aerodynamica Sinica（P.O. Box 11-9, 6 South Section of Second Ring Road, Mianyang, Sichuan, China）

Editor-in-Chief TANG Zhigong

Printed by Chengdu Huiyuan Culture Development Co., LTD

Distributors

Domestic: Mianyang Post Office

Abroad : China International Book Trading Co.

（P.O. Box 399, Beijing, 100048, China）

Website: http://www. kqdlxxb. com/

E-mail: kqdlxxb@163. com

CN 51-1192/TK

邮发代号：62-27

国外代号：MO4786

定　　价：30.00 元

ISSN 0258-1825