

· 内部交流 ·

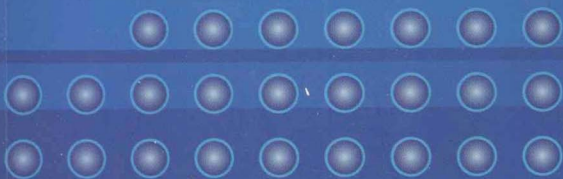
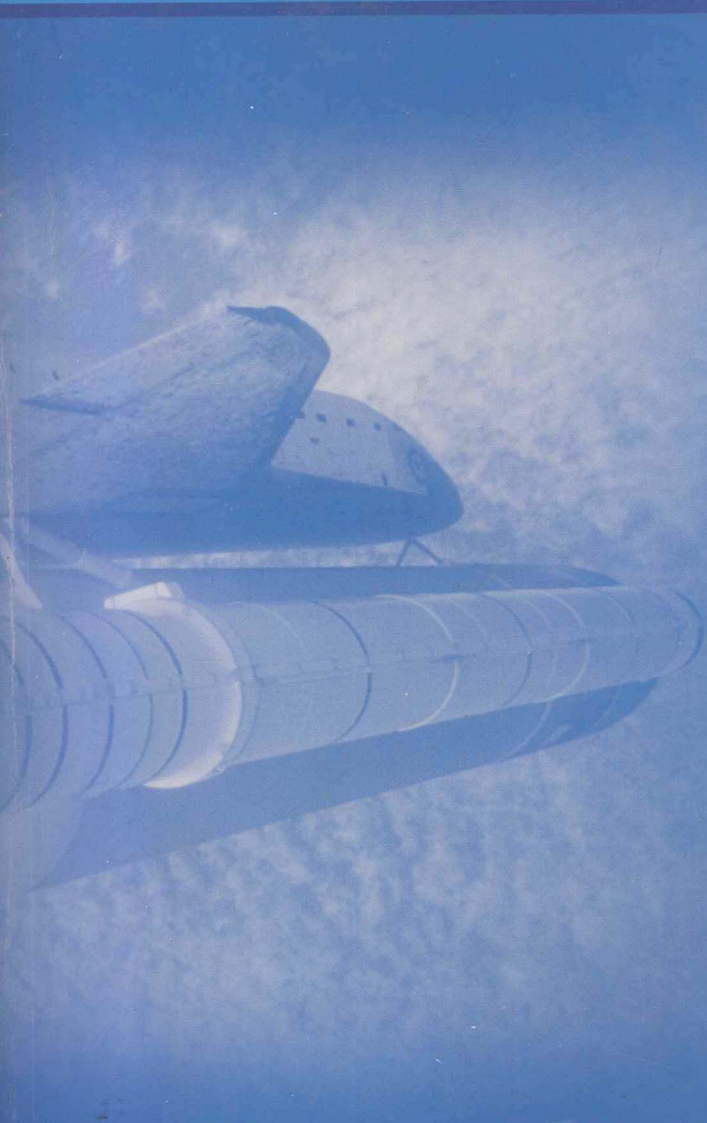


论文集

上册

力学问题学术研讨会

首届全国航空航天领域中的



北京航空航天大学
中国力学学会

二〇〇四年九月

前 言

由中国力学学会固体力学专业委员会和流体力学专业委员会牵头,北京航空航天大学主办的“首届全国航空航天领域中的力学问题学术研讨会”于2004年9月18—20号在四川成都召开。会议的意义在于扩大和拓宽力学和其它学科之间的交叉与融合,通过交流我们的研究成果,共同探讨当前航空航天科学技术所关心的重要力学问题,进一步促进我国航空航天科学技术的发展。大会安排了六个特邀报告,它们是:

报告人	报告题目	职务或职称
袁家军	浅谈载人航天系统	神舟五号飞船系统总指挥(五院院长)
唐长红	航空力学的应用与发展	中航一集团第一飞机设计研究院总师
张涵信	非定常流与飞行器动稳定性问题	院士(CFD国家实验室学术委员会主任)
白以龙	从“哥伦比亚号”悲剧看航天中的多尺度力学问题	院士(中国科学院力学研究所)
崔尔杰	新一代航空航天飞行器的发展与关键力学问题	院士(中国航天科技集团第701研究所)
杜善义	航空航天新材料与力学	院士(哈尔滨工业大学)

本次会议是一次高水平的学术研讨会,由哈尔滨工业大学杜善义院士任主席,北京航空航天大学杨嘉陵教授、孙茂教授任副主席。还邀请了一大批知名学者作为顾问委员会和学术委员会委员。有来自国内20余所著名高等院校以及中国航空工业总公司一集团、二集团和中国航天科技集团、中国航天科工集团等单位约二百人参加了会议。

作为此次学术会议的成果介绍,我们编辑出版了“首届全国航空航天领域中的力学问题学术研讨会”论文集,分为上、下册。其中上册包含的内容主要是流体、总体和其它;下册包含的内容主要是结构、材料等。

论文的收编工作得到了广大作者的积极响应,投稿踊跃,最后收编至论文集中的论文有157篇(考虑到本人意见,大会特邀报告和分会主题报告没有收编)。在此,对各位同仁的支持,表示衷心的感谢。但由于时间的限制,且适逢假期,联系不畅,加上我们水平有限,论文集编辑过程中难免会有遗漏和错误,敬请广大作者给予体谅和理解。

“首届全国航空航天领域中的力学问题学术研讨会”的成功召开和论文集的出版,为航空航天科学技术所涉及的交叉学科领域的各界人士提供了一起学习和交流的舞台,意义重大,相信这样的会议还会继续举办下去。

在此我们要特别鸣谢以下单位的支持:中国力学学会;航空科学基金委员会;
北京航空航天大学科技处。

二零零四年九月
大会组委会于北京

本论文集的出版由航空科学基金委员会提供部分赞助

首届全国航空航天领域中的力学问题学术研讨会

目录

(按第一作者汉语拼音排列)

1. 隐式格式求解拟压缩性非定常不可压 Navier-Stokes 方程白 鹏 崔尔杰 周伟江 李 锋(1)
2. 逃逸飞行器栅格翼最大速度头试验的气动模拟蔡巧言 倪嘉敏(7)
3. 微通道内气体的单相流动及换热蔡周鑫 孙建红(11)
4. 地地弹道式导弹子母弹头抛撒机构的载荷计算方法研究朝开秀(15)
5. 运输机相关气动问题的数值计算技术研究陈晓东 张玉伦 王运涛 王开春 徐庆新 郑 鸣(19)
6. 同向旋转涡对融合的研究党会学 陈志敏(23)
7. 乘员运动对载人航天器的影响在美国的研究邓峰岩 和兴锁 李亮 张娟 董晓芳(27)
8. 超音速流中二元机翼颤振分析丁 千 王冬立(32)
9. 飞行器气动力优化设计系统杜绵银 侯雅卓(36)
10. 混合解析/数值方法及其湍流数值模拟上的应用杜 涛 吴子牛 杨 勇(40)
11. 可压缩流中声激励对细长体大迎角流动非对称性的影响研究 ..范召林 王元靖 侯跃龙 贺 中(45)
12. EFFECT OF COMPRESSIBILITY IN TURBULENT BOUNDARY LAYER傅德薰(49)
13. 火箭和飞机技术结合—开创航天技术新发展韩式方(53)
14. TPS 在风洞试验中模拟能力的分析和计算郝卫东 曲芳亮(55)
15. 旋成体长度对大攻角非对称背涡的影响研究胡汉东 邓学莹 杨其德(59)
16. 气动光学研究进展姜宗福 李文煜(63)
17. 滑翔增程炮弹气动设计雷娟棉 吴甲生(67)
18. 自旋尾翼导弹鸭舵的滚转控制特性雷娟棉 吴甲生(71)
19. 高超声速喷管非平衡粘性流动的数值研究李海燕 董维中 朱国林(74)
20. 激光推进中高温气体流动的理论分析与数值模拟李倩 吴子牛 洪延姬(78)
21. 飞机外载荷多学科设计李志 曹奇凯 李荣科(82)
22. 基于 Boltzmann 模型方程三维绕流问题 HPF 并行计算李志辉 张涵信(86)
23. 大攻角超音速无翼式导弹舵面法向力工程算法刘德广(92)
24. 基于轨道法的气-液两相流数值计算模型刘 静 徐 旭(97)
25. 基于 CFD 的液体火箭发动机喷管型面优化刘明昊 徐 旭 方 杰 马朝恺(101)
26. 在近距离耦合鸭式布局中的涡系结构刘沛清 魏 园(105)
27. 机翼自由滚转运动的 Hopf 分岔及数值模拟刘 伟 张涵信(110)
28. 动载作用下两相流流动和传热研究初探刘艺涛 宋保银(116)
29. 气动/结构一体化设计对某子弹综合力学性能的影响研究龙尧松 崔敏亮 王小雨(120)
30. 导弹壳片分离的计算与试验研究龙尧松 涂正光(124)
31. RB 对流系统非线性特征的 DSMC 数值模拟研究卢建伟 陈伟芳 龙万花(128)
32. 2.4m 米风洞全模颤振试验技术研究路 波 杨兴华 罗建国(132)
33. 基于优化方法的机翼颤振动力学模型设计吕 斌 谢长川 杨 超(136)
34. 海效导弹飞高稳定性和巡航攻角联合设计吕国鑫 东海宁(141)
35. 层流-湍流转捩过程的关键因素罗纪生 王新军 周 恒(144)

首届全国航空航天领域中的力学问题学术研讨会

36. HIGH RESOLUTION SCHEME WITH NUMERICAL FLUX RESIDUAL CORRECTION (NFRC)

-马延文 傅德薰 (149)
37. 颤振风洞试验中结构相似动力学模型的设计钱 卫 吴江鹏 赵铁铭 王 标 (153)
38. 环路热管蒸发器主芯中渗流和相变传热现象的数学模型和数值模拟任 川 吴清松 (157)
39. 使用 GAO-YONG 湍流模型对扩压器流动的计算任 鑫 阎文辉 尹幸愉 (162)
40. 翼型非定常运动绕流的数值模拟宋书恒 张树海 朱国林 (166)
41. 大型降落伞系统回收过程动力学建模宋旭民 彭 勇 程文科 秦子增 (170)
42. 导弹最优滑翔弹道的设计及存在的问题孙明玮 彭南楠 杨 明 (174)
43. 空间与空天目标拦截遇到的新力学问题万自明 廖国宾 (178)
44. 细长体绕流流态及其侧向力分布王刚 梁新刚 (182)
45. 一种测定飞机稳定盘旋性能方法的探讨王海平 王保祥 (188)
46. 激光微推力器及其关键技术王 军 洪延姬 崔村燕 (192)
47. 充液陀螺仪与惯性推进技术王松元 高 歌 (196)
48. 姿态控制发动机相邻控制力相互影响研究王玉芳 杨树兴 (201)
49. 基于遗传算法的微型飞行器机翼气动优化设计翁培奋 刘 洁 杨爱明 (205)
50. 一种 CFD/CSD 耦合计算方法徐 敏 安效明 陈士鲁 (209)
51. 航空燃气涡轮冷气掺混流动损失的数值计算研究许开富 乔渭阳 伊进宝 王占学 (214)
52. 光子晶体压力传感器在风压测量中的应用许震宇 (218)
53. 大展弦比复合材料前掠翼气动弹性分析与优化颜 虹 杨 超 万志强 (222)
54. 带有微型涡轮的旋转盘腔内部流场二维与三维数值模拟的比较杨小利 冯 青 韩江峰 (227)
55. 合成射流在燃烧中效用的初步探索及应用杨治国 赵 宏 娄慧娟 (231)
56. 水下高速气体射流诱导脉动压力场的实验测量姚 琰 罗金玲 王柏懿 毛鸿羽 (235)
57. 不同迎角下翼型的气动弹性性质研究叶正寅 (240)
58. 航空燃气涡轮中冷气掺混流动物理过程的数值模拟研究伊进宝 乔渭阳 许开富 王占学 (243)
59. 带附件航天器混沌姿态预测与控制动力学研究岳宝增 (247)
60. 大攻角非定常流的动态演化问题张涵信 袁先旭 刘 伟 谢昱飞 (251)
61. 苍蝇的起飞过程赵创新 徐进良 Yang Zhang 张永利 (260)
62. 具有压力梯度的二维超音速边界层扰动演化的数值模拟研究赵 晗 曹 伟 罗纪生 (265)
63. 连翼布局飞机与一体化设计郑诚行 (268)
64. 仿生扑翼气动力特性的数值研究周超英 林玉峰 (272)
65. 固液混合发动机喷管流动与传热分析周 序 (277)
66. Bump 进气道设计研究朱 宇 李 天 (281)
67. 高升力外形的数值模拟计算朱自强 陈迎春 吴宗成 (285)
68. 军用飞机弹性气动特性分析方法初步研究宗 宁 王文倬 邓立东 (290)

隐式格式求解拟压缩性非定常不可压 Navier-Stokes 方程

白鹏, 崔尔杰, 周伟江, 李锋

(北京空气动力研究所, 100074)

摘要: 本文采用 Rogers 发展的双时间步拟压缩方法, 数值求解不可压非定常问题。数值通量分别采用三阶精度 Roe 格式和二阶精度 Harten-Yee 的 TVD 格式离散。为了加快收敛, 提高求解效率, 试验了几种隐式格式 (ADI-LU, LGS, LU-SGS)。针对经典的低雷诺数 ($Re=200$) 圆柱绕流问题, 比较了不同隐式方法的计算结果和求解效率, 以及两种数值离散格式计算结果的异同。最后采用 Roe 格式数值求解了几种典型的低速非定常流动问题: 绕转动圆柱 ($\omega=1$) 低雷诺数流动; NACA0015 翼型等速拉起数值模拟。

1 引言

对低速不可压问题的研究, 具有非常广泛的应用背景。如一般的水动力学问题, 桥梁及高层建筑的风载与风振学问题, 以及目前正在蓬勃开展的处于低速 (续航速度 30~60km/h) 低雷诺数 ($10^2 \sim 10^5$ 量级) 范畴的 MAV (Micro Air Vehicle) 中的空气动力学问题, 等等。

CFD (Computational Fluid Dynamics) 是研究和解决这类低速流动问题的有效手段之一。然而直接应用时间相关法, 求解可压缩 N-S 方程解决这类问题 ($M < 0.3$), 会遇到很强的“刚性”问题。这是因为当地流动速度和音速相差很大量级时, 时间相关方程对流项的特征矩阵的最大和最小特征值也会有量级的差别, 造成不同波在流场中传播速度的巨大差异, 使计算收敛很慢。目前解决这类问题常用两种方法: 1) 低速流动中, 忽略压缩性, 引入不可压假设, 则刚性问题可以通过将控制方程转换到不可压方程而得到解决。目前计算不可压流动主要有涡一流函数法、SIMPLE 系列算法及 PISO 算法等, 但应用最为广泛的是拟压缩 (Pseudocompressibility) 方法^[1,2]。这种解决方法发展较早, 较为成熟; 2) 通过在可压缩性方程时间相关项前乘以预处理

(Preconditioning) 矩阵, 直接消除可压缩性方程在求解低速流动时遇到的刚性问题, 即所谓的全马赫数方法^[3]。该方法始于 80 年代末, 是拟压缩方法的丰富和发展。对于全流场低速问题, 拟压缩方法求解不可压缩 N-S 方程是目前应用最为广泛和成熟的求解低速问题的数值方法, 如文献 [4,5]。

本文采用 Rogers 发展的双时间步拟压缩方法^[1,2], 数值求解不可压非定常问题。数值通量分别采用三阶精度 Roe 格式^[1,2]和二阶精度 Harten-

Yee 的 TVD 格式^[4]离散。为了加快收敛, 提高求解效率, 试验了几种隐式格式 (ADI-LU, LGS, LU-SGS)。针对经典的低雷诺数 ($Re=200$) 圆柱绕流问题, 比较了不同隐式方法的计算结果和求解效率, 以及两种数值离散格式计算结果的异同。最后采用 Roe 格式数值求解了几种典型的低速非定常流动问题: 绕转动圆柱 ($\omega=1$) 低雷诺数流动; NACA0015 翼型等速拉起数值模拟。

2 数值方法

2.1 控制方程

曲线坐标系下守恒形式不可压 Navier-Stokes 方程为:

$$\text{连续方程: } \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{U}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{V}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\frac{W}{J} \right) = 0 \quad (2.1a)$$

动量方程:

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{e} - \hat{e}_v) - \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{f} - \hat{f}_v) - \frac{\partial}{\partial \zeta} (\hat{g} - \hat{g}_v) = -\hat{r} \quad (2.1b)$$

引入人工可压缩关系, 在方程中加入虚拟时间导数项。应用 Euler 隐式差分对虚拟时间导数进行离散, 物理时间导数采用二阶精度三点向后差分格式, 并且对右端余量 $\hat{R}$ 的虚拟时间步做线性化处理, 则得到以增量形式表示的非定常不可压三维守恒形式的控制方程:

$$\left[I_{rr} + \left(\frac{\partial \hat{R}}{\partial \hat{D}} \right)^{n+1,m} \right] (\hat{D}^{n+1,m+1} - \hat{D}^{n+1,m}) = -\hat{R}^{n+1,m} - \frac{I_m}{\Delta t} (1.5 \hat{D}^{n+1,m} - 2 \hat{D}^n + 0.5 \hat{D}^{n-1}) \quad (2.2)$$

n 表示物理时间步, m 表示虚拟时间步。

$$I_r = \text{diag} \left[\frac{1}{\Delta\tau}, \frac{1}{\Delta\tau} + \frac{1.5}{\Delta t}, \frac{1}{\Delta\tau} + \frac{1.5}{\Delta t}, \frac{1}{\Delta\tau} + \frac{1.5}{\Delta t} \right]$$

$$I_m = \text{diag}[0, 1, 1, 1]$$

$$\hat{D} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} p \\ u \\ v \\ w \end{bmatrix} \quad \hat{E} = \begin{bmatrix} \beta \frac{U}{J} \\ \hat{e} \end{bmatrix} \quad \hat{F} = \begin{bmatrix} \beta \frac{V}{J} \\ \hat{f} \end{bmatrix}$$

$$\hat{G} = \begin{bmatrix} \beta \frac{W}{J} \\ \hat{g} \end{bmatrix} \quad \frac{\hat{D}^{m+1} - \hat{D}^m}{\Delta\tau} = -\hat{R}^{m+1}$$

m 表示第 m 层虚拟时间循环步。 β 为人工可压缩性系数, 可取 1~1000。

2.2 迎风差分格式

迎风差分方法矢通量分裂格式具有自然引入耗散, 降低非线性对流项造成的振荡, 和余项雅克比主对角占优等优点。故本文采用该类方法进行流通量差分离散。

一维守恒型双曲方程空间离散形式为

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{[\tilde{f}_{j+1/2} - \tilde{f}_{j-1/2}]}{\Delta x} = 0. \text{ 其中 } \tilde{f} \text{ 为数值通}$$

量。本文分别采用三阶 Roe 格式和二阶 Harten-Yee 的 TVD 格式离散数值通量。

2.2.1 Roe 格式^[1,2]

Roe 一阶通量格式为:

$$\tilde{f}_{j+1/2} = \frac{1}{2} [f(q_{j+1}) + f(q_j)] - \frac{1}{2} [\Delta f_{j+1/2}^+ - \Delta f_{j+1/2}^-] \quad (2.3)$$

$\Delta f^\pm$ 为正负方向上的数值通量。定义如下:

$$\Delta f_{j+1/2}^\pm = A^\pm(\bar{q}) \Delta q_{j+1/2}$$

A 是雅克比矩阵 $\partial f / \partial q$, $A^\pm$ 是按照正负特征值分裂得到的分裂矩阵。这里取:

$$A^+ = X \Lambda^+ X^{-1}, \quad A^- = A - A^+$$

其中: $\Lambda^+ = (\Lambda + |\Lambda|)/2$, $\bar{q} = \frac{1}{2}(q_j + q_{j+1})$,

$$\Delta q_{j+1/2} = q_{j+1} - q_j$$

每条扫描线上 $\Delta f^\pm$ 只需计算一次, 高阶格式不需要增加太多计算量, 下面为三阶精度格式:

$$\tilde{f}_{j+1/2} = \frac{1}{2} [f(q_{j+1}) + f(q_j)] + \frac{1}{6} [\Delta f_{j-1/2}^+ - \Delta f_{j+1/2}^+ + \Delta f_{j+1/2}^- - \Delta f_{j+3/2}^-] \quad (2.4)$$

边界附近为了不使格式精度降低到一阶, 使用下面得公式求解数值通量:

$$\tilde{f}_{j+1/2} = \frac{1}{2} [f(q_{j+1}) + f(q_j)] - \frac{\varepsilon}{2} [\Delta f_{j+1/2}^+ - \Delta f_{j+1/2}^-] \quad (2.5)$$

$\varepsilon = 0$ 上式为二阶中心差分; $\varepsilon = 1$ 上式为(2.6)的一阶迎风差分格式。加入小系数 ε 使数值通量在边界附近近似保持二阶精度, 且避免了振荡, 这里取 $\varepsilon = 0.01$ 。

2.2.2 Harten-Yee TVD (Total Variation Diminishing) 格式^[6]

Harten 的二阶精度数值通量形式如下:

$$\tilde{f}_{j+1/2} = \frac{1}{2} [f_j + g_j + f_{j+1} + g_{j+1} - \psi(\alpha_{j+1/2} + \gamma_{j+1/2}) \Delta q_{j+1/2}] \quad (2.6)$$

$$\alpha_{j+1/2} = \begin{cases} (f_{j+1} - f_j) / \Delta_{j+1/2} q & \Delta_{j+1/2} q \neq 0 \\ A(q_j) & \Delta_{j+1/2} q = 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

$$\gamma_{j+1/2} = \begin{cases} \frac{g_{j+1} - g_j}{\Delta q_{j+1/2}} & \Delta q_{j+1/2} \neq 0 \\ 0 & \Delta q_{j+1/2} = 0 \end{cases} \quad (2.8)$$

$\psi(z)$ 为 $|z|$ 的熵修正函数, 通常为:

$$\psi(z) = \begin{cases} \frac{1}{2}(z^2/\delta + \delta) & |z| < \delta \\ |z| & |z| \geq \delta \end{cases}$$

δ 是一小的正数。 g 为通量限制器函数。Harten 给出的形式如下:

$$g = \min \text{mod}(\sigma_{j+1/2} \Delta q_{j+1/2}, \sigma_{j-1/2} \Delta q_{j-1/2}) \quad (2.9)$$

其中 $\sigma_{j+1/2} = \sigma(a_{j+1/2})$, 具体形式:

$$\sigma(z) = \frac{1}{2} [\psi(z) - \lambda z^2]$$

对于定常问题或隐式格式, 可 $\sigma(z) = \frac{1}{2} \psi(z)$, 这时时间精度降为一阶。

2.3 隐式格式

考虑方程(2.2)左侧的余项 $\hat{R}_{ijk}$ 。矢量通量采用一阶空间离散格式,粘性项采用二阶中心差分格式, $\hat{R}_{i,j,k}$ 变为如下形式:

$$\begin{aligned} \hat{R}_{i,j,k} = & \frac{1}{2} [\hat{E}_{i+1,j,k} - \hat{E}_{i-1,j,k} + \hat{F}_{i,j+1,k} - \hat{F}_{i,j-1,k} + \hat{G}_{i,j,k+1} - \hat{G}_{i,j,k-1} \\ & - \Delta E_{i+1/2,j,k}^+ + \Delta E_{i+1/2,j,k}^- + \Delta E_{i-1/2,j,k}^+ - \Delta E_{i-1/2,j,k}^- - \Delta F_{i,j+1/2,k}^+ + \Delta F_{i,j+1/2,k}^- \\ & + \Delta F_{i,j-1/2,k}^+ - \Delta F_{i,j-1/2,k}^- - \Delta G_{i,j,k+1/2}^+ + \Delta G_{i,j,k+1/2}^- + \Delta G_{i,j,k-1/2}^+ - \Delta G_{i,j,k-1/2}^- \\ & - (\hat{E}_v)_{i+1,j,k} + (\hat{E}_v)_{i-1,j,k} - (\hat{F}_v)_{i,j+1,k} + (\hat{F}_v)_{i,j-1,k} - (\hat{G}_v)_{i,j,k+1} + (\hat{G}_v)_{i,j,k-1}] \end{aligned} \quad (2.10)$$

余项的雅克比矩阵 $\frac{\partial \hat{R}}{\partial \hat{D}}$ 形成一个周期性带状矩

阵, $\frac{\partial \hat{R}}{\partial \hat{D}}$ 的各项近似值见文献[1,2]。右端余项的矢量通量采用三阶 Roe 格式或二阶 TVD 格式。得到(2.2)式的离散形式如下:

$$\begin{aligned} & (I_{tr} + J_{i,j,k}) \Delta D_{i,j,k} + J_{i-1,j,k} \Delta D_{i-1,j,k} + J_{i,j-1,k} \Delta D_{i,j-1,k} \\ & + J_{i,j,k-1} \Delta D_{i,j,k-1} + J_{i+1,j,k} \Delta D_{i+1,j,k} + J_{i,j+1,k} \Delta D_{i,j+1,k} \\ & + J_{i,j,k+1} \Delta D_{i,j,k+1} \\ & = -\hat{R}_{i,j,k}^{n+1,m} - \frac{I_m}{\Delta t} (1.5\hat{D}_{i,j,k}^{n+1,m} - 2\hat{D}_{i,j,k}^n + 0.5\hat{D}_{i,j,k}^{n-1}) \end{aligned}$$

其中 $\Delta D = \hat{D}^{n+1,m+1} - \hat{D}^{n+1,m}$

为了比较不同隐式格式的求解效率使用了三种隐式计算处理方法:

1) ADI-LU(Alternating Direction Implicit Low-Up Splitting);

首先将方程做 ADI 分解,分裂成三个方向分别求解的形式。然后在每个方向上将三对角阵做 LU 分解,分裂为上三角阵和下三角阵。再分别沿向前和向后方向各扫描一次求解。

2) LGS(Line-relaxation Gauss-Seidel);

将方程分别按照三个方向进行扫描。当一个扫描方向选定后,左端项中所有沿着扫描方向的点采用隐式格式求解,所有不沿扫描方向的点都移到方程右端。这样会得到三对角 4×4 阶块矩阵。然后求解该三对角方程。

3) LU-SGS(Low-Up Splitting Symmetric-Gauss-Seidel)。

将离散方程直接进行 LU,然后按照一定的扫描方向,分别求解上三角阵和下三角阵。尝试了两种不同迭代方向的差异。第一种方式下三角阵扫描按照 $i=1 \rightarrow ii, j=1 \rightarrow jj, k=1 \rightarrow kk$ 方向;上三角阵按照 $i=ii \rightarrow 1, j=jj \rightarrow 1, k=kk \rightarrow 1$ 的方向。第二种方式按照下三角阵沿 $i+j+k=\text{const}$ 面递增方向;上三角阵按照沿 $i+j+k=\text{const}$ 面递减方向,数值试验表明求解效率无明显差别。

3 算法验证及算例

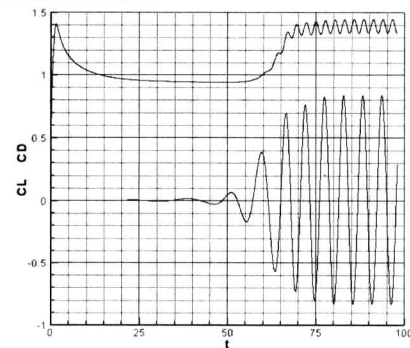
3.1 绕固定圆柱低雷诺数流动($\omega=0$)

圆柱绕流是流体力学中的经典问题之一。虽然圆柱的几何形状很简单,但其粘性绕流却蕴含着丰富的流动现象。

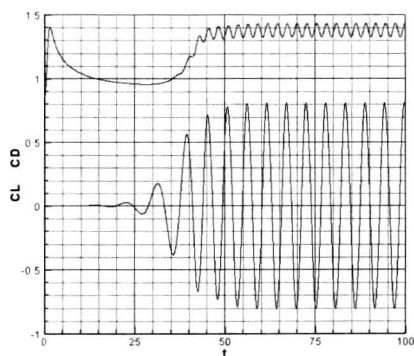
本文首先以该问题为例,比较了三阶 Roe 格式离散数值通量条件下,不同隐式格式的计算结果和求解效率。随后采用求解效率较高的隐式方法和二阶 Harten-Yee 的 TVD 格式,求解该问题,比较两种数值通量格式计算结果的异同,验证对此类低速问题的适用性。

算例: $Re=200$, 转动角速度 $\omega=0$, 直径 $d=1$ 的圆柱,计算分析均匀来流条件下升力,阻力随时间变化和尾涡脱落的非定常过程。外边界为 10 倍圆柱直径。计算网格为 80×60 的“O”型网格,壁面最小网格为 0.0035,时间步长 $\Delta t=0.025$,初始流场为自由流。计算进行到出现若干稳定的周期性脱落涡为止。人工压缩系数 $\beta=100$ 。壁面边界条件为固壁条件;外场边界条件:入流条件为速度指定压力外插,出流条件为压力指定速度外插;网格周向切口位置采用周期边界条件。

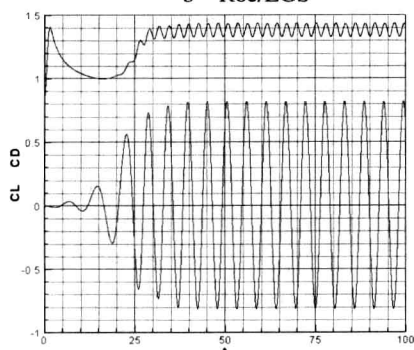
图 3.1 为采用三阶 Roe 格式数值通量,三种隐式方法计算的升阻力系数 CL 和 CD 随时间变化过程。共同点在于:脱落涡出现的发展历程一致,开始阶段,呈定常流态;最终 CL、CD 的平均值、振幅,及 St 数吻合很好。表 1 为本文结果同其它试验和计算结果比较。以上表明本文计算结果正确。不同之处在于:脱落涡出现时间不同,LU-SGS 最短,可能由于该方法会引入较大的数值扰动造成。



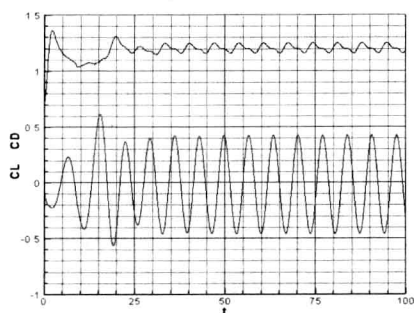
a Roe/ADI-LU



b Roe/LGS



c Roe/LU-SGS



d Harten-Yee/LGS

图 3.1 圆柱绕流 CL 和 CD 变化 $Re=200$, $\omega=0$

图 3.2 为不同隐式格式双时间步求解效率比较。本算例亚迭代收敛判据为最大误差小于 10^{-4} 。数值试验表明：计算从自由来流开始会造成较大的初始误差，所以初始阶段的亚迭代步数都会达到 100 以上；对应于定常流阶段，ADI-LU 格式的亚迭代步数最低约为 2-6 步，LU-SGS 最高为 14-16 步，LGS 为 5-7 步；对应于出现涡脱落阶段，ADI-LU 的迭代步数迅速增加为 44-49，LU-SGS 为 30-38，LGS 增幅最小为 16-20 步。以上分析表明求解本问题时 LGS 效率较高，固在随后计算中采用 LGS 隐式格式。

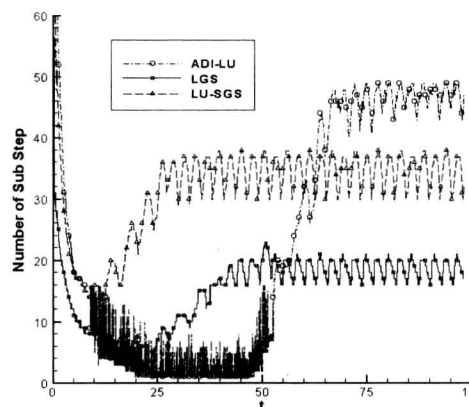


图 3.2a 隐式格式双时间步求解效率比较

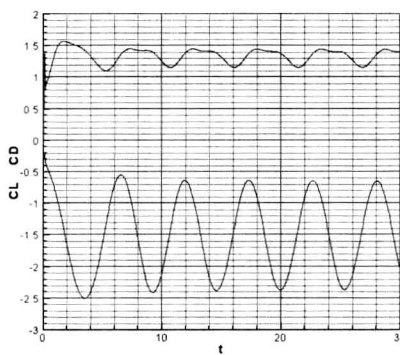


图 3.2b 圆柱绕流 CL 和 C 变化

$Re=200$, $\omega=1$

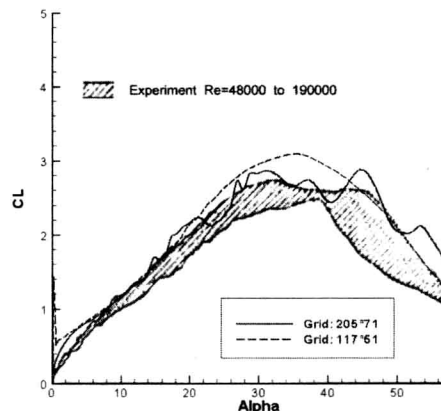


图 3.2c 不同网格密度升力系数比较

$Re=4.8 \times 10^4$, $\alpha_0=0.2$

图 3.1d 为 Harten-Yee 二阶 TVD 格式计算得到的升力系数和阻力系数变化，同三阶 Roe 格式比较，升力峰值偏低，脉动周期偏长。可能与 Harten-Yee 的限制器，数值耗散较大有关。所以随后计算中采用三阶 Roe 格式。

3.2 逆时针转动圆柱低雷诺数绕流 ($\omega=1$)

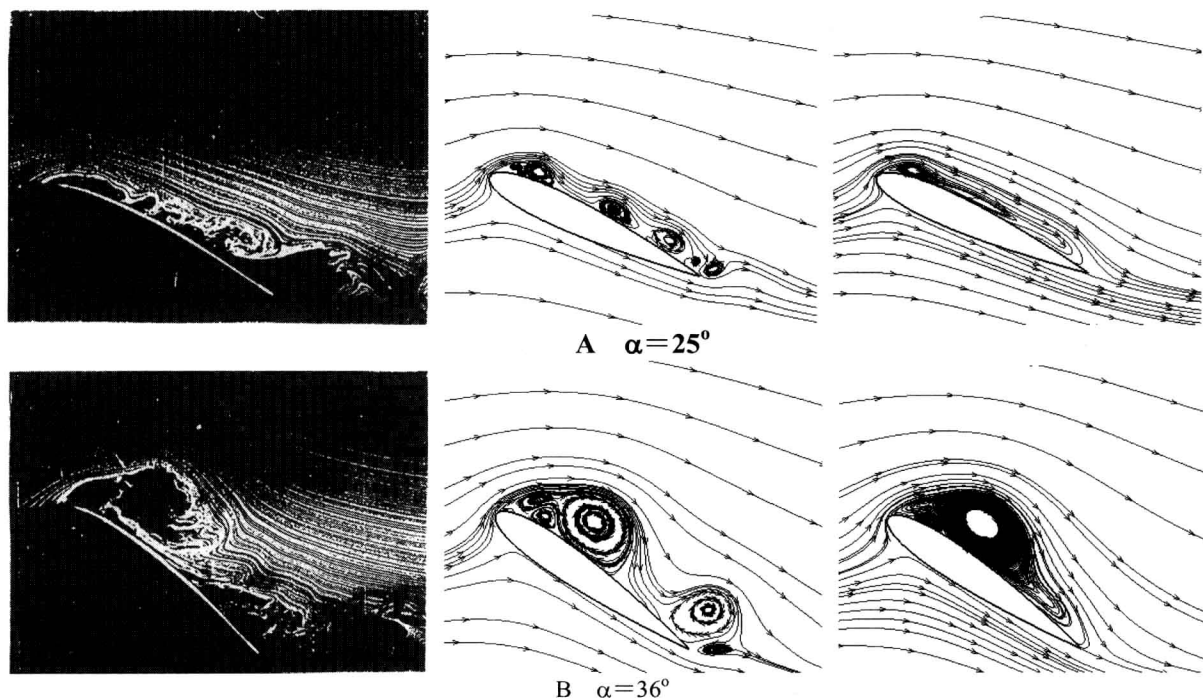
$Re=200$ ，当圆柱绕其对称轴旋转时，由于增

加了额外的环量, CL 和 CD 变化规律都有所不同。图 3.3 为本文计算 $Re=200$, $\omega=1$, 升阻力系数 CL、CD 随时间变化。同图 3.1b 比较: 由于逆时针环量的加入, 升力系数 CL 为负值, 平均阻力系数 CD 变化不大(表 1)。值得注意的是固定圆柱绕流 CD 的变化频率是 CL 的两倍, 而转动角速度 $\omega=1$ 时, 两者变化频率相同。且两种情况下, 阻力系数变化周期都比升力系数滞

后约 1.5 无量纲时间。

3.3 NACA0015 翼型等速拉起数值模拟

翼型大迎角绕流的静态失速将造成升力突降和气动性能急剧恶化。但利用非定常运动所产生的动态失速效应, 可大大地延缓气流分离和失速



J.A.Albertson 试验结果^[10]

Grid: 205×71

Grid: 117×51

图 3.3 不同网格密度所得流线同试验结果比较 $Re=4.8 \times 10^4$, $\alpha^+=0.2$,

表 1 本文结果同其它试验和计算结果

	CD	CL	St
固定圆柱绕流 ($\omega=0$, $Re=200$)			
Present 3 rd order	1.355±0.053	±0.806	0.185
陈 3 rd order ^[5]	1.368±0.048	±0.707	0.198
Kovaszny(exp) ^[8]	-	-	-
Wille(exp) ^[9]	1.3	-	-
转动圆柱绕流 ($\omega=1$, $Re=200$)			
Present 3 rd order	1.288±0.144	-1.505±0.858	0.186
陈 3 rd order ^[5]	1.252±0.110	-1.216±0.718	0.194

现象的发生, 使之在超过静态失速的大迎角条件下, 仍能保持较高的气动效益。

这里模拟了低雷诺数 ($Re=4.8 \times 10^4$) NACA 0015 翼型作等速上仰 ($\alpha=0^\circ \sim 60^\circ$), 无量纲上仰速率 $\alpha^+=0.2$ ($\alpha^+=\omega c/U_\infty$, ω 为上仰速率, c 为翼型弦长, U_∞ 为来流速度) 的动态失速过程, 并同 Walker 的试验数据^[6] 和 J.A.Albertson 的试验图片^[10] 进行比较, 验证了计算结果的正确性。采用

前缘和后缘局部加密的“O”型网格, 网格密度: 1) 117×51, 2) 205×71。

边界条件处理: 1) 外边界条件: 入口边界压力外插, 速度给定; 出口边界, 速度外插, 压力给定。2) 壁面边界: $\vec{U} = \vec{U}_B$;

$\frac{\partial p}{\partial n} = -\rho \vec{a}_B \cdot \vec{n}$ ($\vec{U}_B$ 、 $\vec{a}_B$ 为壁面速度和加速度, $\vec{n}$ 为壁面外法向矢量)。3) 周向 cut 边界采

用周期性边界条件。

为避免翼型从静止突然起动造成加速度无穷大引入如下函数所定义的加速过程。

$$\begin{cases} \alpha^+ = 0.5\alpha_0^+(1 - \cos(\pi t/T_0)) & 0 < t < T_0 \\ \alpha^+ = \alpha_0^+ & t > T_0 \end{cases} \quad (3.1)$$

其中： α^+ 为无量纲上仰速率， α_0^+ 为最终等速上仰速率， t 为无量纲时间， T_0 为上仰速率从静止加速到 α_0^+ 所需时间。该过程可以保证在时刻 $t=0$ 和 $t=T_0$ 上仰加速度为0。

图3.2为不同网格计算所得升力系数随攻角变化同试验结果比较。试验结果^[7]为 $Re=4.8 \times 10^4$ 至 1.9×10^5 。计算选取时间步长 $\Delta t=0.001$ ，稀网格 $T_0=0.1$ ，密网格 $T_0=1.0$ 。比较发现，稀网格和密网格的计算结果都可以定性的反映出翼型非定常动态等速上仰产生高气动升力的现象。但稀网格计算气动力偏高，密网格的计算结果与试验结果吻合更好，并且可以反映出攻角 $\alpha=31^\circ$ 和 $\alpha=46^\circ$ 左右时会产生两个升力峰值。

图3.3为 $Re=4.8 \times 10^4$ ， $\alpha_0^+=0.2$ 条件下，攻角 $\alpha=25^\circ$ 和 36° 时不同密度网格计算所得流线同试验流动显示照片^[7]的比较。图中显示密网格计算结果与试验图像更为接近，可以更好的揭示流动中二次、三次前缘涡和尾涡等流场运动结构。

4 结论

对低雷诺数固定圆柱绕流的数值试验表明，三种隐式方法ADI-LU，LGS，LU-SGS计算脱落涡的发展历程是一致的；CL、CD的平均值和振荡幅度，以及St数与试验结果吻合很好。但不同隐式格式双时间步求解效率比较表明，在求解低雷诺数固定圆柱绕流时LGS隐式方法的求解效率较高。

三阶Roe格式和二阶Harten-Yee的TVD格式计算结果表明，在求解此类低雷诺数非定常问题时，三阶Roe格式似乎更为合适。

三阶Roe格式，LGS隐式方法求解圆柱低雷诺数绕流($\omega=0$)和NACA0015翼型等速拉起，结果表明同试验吻合较好。求解逆时针转动圆柱低雷诺数绕流($\omega=1$)同文献[5]的计算结果吻合较好，进一步验证了本方法的正确性。

参考文献

[1] S.E.Rogers, Dochan Kwak, Upwind Differencing Scheme for the Time-Accurate Incompressible Navier-Stokes Equations, Aiaa Journal. Vol.28, No.2, February, 1990, 253-262

[2] S.E.Rogers, Dochan Kwak, Steady and Unsteady Solutions of the Incompressible Navier-Stokes Equations, Aiaa Journal, Vol.29, No.4, April, 1991, 603-610
[3] Y.H.Choi, C.L.Merkle, The Application of Preconditioning in Viscous Flows, JCP 105, 207-223 (1993)
[4] 袁礼, 忻鼎定, 三角翼的双襟翼涡控作用的数值模拟研究, 力学学报, Vol.32, 2, 2000, pp.151-158
[5] 陈义根, 蔡荣泉, 陈作钢, 沈奇心, 基于通量差分分裂型上风差分方法求解非定常不可压缩 Navier-Stokes 方程, 水动力学研究与进展, Ser.A, Vol.14, No.3, Sep., 1999
[6] Yee Hc. A class of high-resolution explicit and implicit shock-capturing methods, NASA TM 101088, 1989
[7] J.Walker, et al, Unsteady Surface Pressure Measurements on a Pitching Airfoil, Aiaa 85-0532
[8] Kovaszny, L.S.G., Hot-wire Investigation of the Wake Behind Cylinders at Low Reynolds Numbers, Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Vol.198, No. 1053, Aug. 1949, pp.174-190
[9] Wille, R., Karman Vortex Streets, Advances in Applied Mechanics, Vol.6, Academic, New York, 1960, pp.273-287
[10] J.A.Albertson, T.R.Troutt, W.D.Siuru, Dynamic Stall Vortex Development and the Surface Pressure Field of a Pitching Airfoil, Aiaa 87-1333

逃逸飞行器栅格翼最大速度头试验的气动模拟

蔡巧言¹, 倪嘉敏²

(1. 中国运载火箭技术研究院研究与发展中心, 北京 100076)

(2. 北京宇航系统工程设计部, 北京 100076)

The Aerodynamic simulation of Max Dynamic head Test for The Lattice Wing of Escape Rocket

Qiao-Yan CAI, Jia-Min NI

(China Academy of Launch Vehicle Technology, Beijing 100076, P.R. China)

摘 要: 栅格翼作为无控逃逸飞行器的稳定翼, 对它的局部设计成为逃逸飞行器气动设计的重要组成部分。为保证栅格翼完成预定的稳定控制任务, 必须对其进行可靠的气动设计、结构设计。为了验证气动设计和结构设计成功与否, 设计人员设计了一种地面验证试验, 即栅格翼最大速度头试验。本文针对最大速度头地面滑轨试验, 确定了栅格翼的最大载荷状态、真实飞行和地面试验中栅格翼气动载荷间的对应关系, 并为地面试验时滑轨车强度和动力设计及地面试验运动轨迹等的确定提供了地面试验状态的气动参数, 为成功进行地面滑轨模拟最大速度头试验提供了重要保障条件和试验设计依据。

关键词: 栅格翼; 逃逸飞行器; 气动

Abstract: Because a lattice wing is the stabilizing wing for escape rocket, so the design for it become a important part of the escape rocket aerodynamic design. Be sure the lattice wing complete the stabilizing control task, it must be reliability design by aerodynamic and structural professional. By way of validating the reliability of aerodynamic design and structural design, we institute a kind of ground simulation test. The test is the max dynamic head test for the lattice wing of escape rocket. This report conform the full-load condition of the lattice wing, the aerodynamic load relation between flight and ground test. And at the same time, we provide the aerodynamic parameter for slide rail truck structural design and power design in sled test. We provide the important assurance condition and test scheme design gist for the ground max dynamic head test carrying out successfully.

0 前言

逃逸飞行器(图1)是实现载人航天工程的重要组成部分, 它的作用就是在运载火箭或其它系统发生故障时携带宇航员逃离现场至安全区域, 从而保障宇航员安全返回地面。逃逸飞行器是我国首次研制的无控飞行器, 对它的气动外形要求既能保证逃逸飞行器的稳定性、机动性、逃逸功能和分离功能, 又要求能保证它的外形不影响运载火箭的整体气动特性。这之中逃逸飞行器上稳定翼的设计是气动布局的一个重点部件, 对稳定翼的选择, 总体要求在运载火箭正常飞行时稳定翼不能展开、尽量小地影响火箭气动特性; 同时要求在需要逃逸时必须能很快展开, 并完全依靠该稳定翼使无控的逃逸飞行器稳定飞行。因此逃逸飞行器稳定翼的选择要求非常严格, 稳定翼的设计在逃逸飞行器整个系统设计中占有非常重要的地位。通过大量的研究工作, 目前我国逃逸飞行器上的稳定翼结构形式采用栅格稳定翼来实现。

当运载火箭发生故障时, 逃逸飞行器携带宇航员逃离事故现场, 原折叠于逃逸飞行器体上的栅格翼同时展开, 栅格翼作为无控的逃逸飞行器的稳定翼, 使逃逸飞行器从分离时刻的不稳定状态迅速回到静稳定状态, 并保持静稳定状态飞行, 保证逃逸飞行器完成将宇航员安全返回的工作目的。可见栅格翼的作用非常重要, 要求栅格翼的设计必须具有很高的可靠性。

为保证栅格翼结构设计的可靠性, 需进行一系列的相关地面模拟试验, 栅格翼最大载荷状态模拟试验是其中一项规模庞大的地面模拟试验, 设计中采用最大速度头地面滑轨试验来完成了这项地面模拟试验。

由于地面试验时速度、大气高度、密度等状态与真实飞行状态都不同, 为能正确模拟真实飞行状态下栅格翼所受的载荷, 必须进行多方面的分析研究。其中关键的问题包括: 确定栅格翼的最大载荷状态, 确定真实飞行和地面试验中栅格翼气动载荷间的对应关系, 并为地面试验时滑轨车强度设计、试验中所需动力的大小、地面试验

的运动轨迹等的确定提供地面试验状态的气动参数。

本文针对最大速度头地面滑轨试验,利用试验和理论计算方法对以上关键问题进行了分析研究,为成功进行地面滑轨模拟最大速度头试验提供了重要保障条件和依据。

1 栅格稳定翼

栅格翼在国际上特别是俄罗斯得到了广泛的研究和应用, C. M. 比洛柴科夫斯基、H. E. 茹可夫斯基、B. C. 捷米多夫、B. A. 西托夫等教授和专家都对栅格翼的气动特性理论、计算方法等作过研究^[1,2,3],揭示了栅格翼的特性和优点。

栅格稳定翼简称栅格翼,栅格翼^[4]是一种特殊的承力面,是一种由很多有限翼展的翼元组成的升力系统,它可以在体积比较小的情况下得到较大的栅格翼总面积。可以认为栅格翼是镶嵌在边框内的一组薄的栅格壁(图2)。

1.1 栅格翼类型

栅格翼主要有两种类型,一种是蜂窝式,它的结构强度好;另外一种为框架式,它的结构强度较弱。

1.2 栅格翼特点

栅格翼具有较为明显的气动特点:

- (1) 栅格翼是具有空间分布的自由涡系的升力面系统。
- (2) 栅格翼自身是一个多翼面系统,能实现较大的升力特性。
- (3) 使飞行器法向力系数线性关系攻角范围扩大(一般情况可达10度以上),在同样尺寸和同样相对间距 t/b 情况下,它们的气动升力特性没有区别;失速攻角大大后移,使其在很宽的区间保持工作能力。
- (4) 与相等升力的单面翼平均气动力弦相比,栅格壁弦尺寸要小,这使得栅格翼压力中心相对马赫数和攻角都具有很大稳定性。
- (5) 栅格翼有重要的阻尼气动特性,与同样承力特性的单面翼相比,它能使纵向振动产生强烈的阻尼。
- (6) 栅格翼可进行多种组合,与单独翼相比更能获得所需的空气动力特性;
- (7) 另外栅格翼还有安装折叠方便,强度、刚度和质量方面的特性和优点。

2 栅格翼最大载荷状态

由于火箭产生故障或各种不可预见因素发生的时刻不定,逃逸指令发出时刻也就不可确定。

也就是说,逃逸可能发生在飞行过程中的任何时刻。依据飞行器飞行中逃逸发生的不同初始时刻将逃逸分为几种时序,栅格翼需能完成各种逃逸过程的工作。

在逃逸过程中栅格翼工作过程需经历从折叠(展开角为 0°)到完全展开(展开角为 90°)的整个过程,同时在开始阶段还要受到前部逃逸发动机喷流场的力及热的影响,发动机停止工作后栅格翼处于无发动机喷流作用状态。从以上简单叙述中可见,栅格翼承受的载荷多种多样,所处的状态多种多样,栅格翼设计中必须全面考虑,使其能满足以上各种状态的要求。为达到这一目的,栅格翼设计必须按最大载荷状态进行设计。

通过风洞吹风试验和工程计算的方法对栅格翼各种状态(不同逃逸时刻、不同展开角、发动机工作或不工作)下的载荷进行了分析比较,认为逃逸飞行器在火箭飞行速度为最大速度头附近发生逃逸时栅格翼所受到的阻力最大,此时栅格翼所受的气动载荷最大,由此确定在火箭飞行轨道为最大速度头时发生逃逸的状态为栅格翼的最大载荷状态。

由于试验所要模拟的逃逸状态发生在火箭飞行最大速度头阶段,相应称此次模拟这种状态的地面试验为最大速度头试验,实际上就是模拟栅格翼在最大速度头阶段逃逸时所受载荷的地面模拟试验。

3 地面试验和真实飞行载荷的对应关系

地面试验时空气密度远远大于飞行器真实轨道飞行时的空气密度,这样若飞行器处于同样马赫数时,地面速度头远远大于真实飞行速度头,栅格翼所受的气动载荷就会远大于真实状态,地面试验就不能模拟栅格翼承受气动载荷的真实情况。因此地面试验时必须选用与真实状态不同的飞行马赫数。

不同马赫数时栅格翼气动特性不同,要使不同马赫数、不同速度头下的地面试验中栅格翼所受气动力与真实飞行最大速度头状态下栅格翼所受气动力相同,必须找到与飞行状态相对应的地面试验状态。

寻找真实飞行和地面试验气动载荷的对应关系主要由以下几步来完成:

1) 首先应用逃逸飞行器气动特性研究中得到的栅格翼气动系数,结合逃逸飞行器逃逸时序及飞行轨道得到栅格翼所受的最大气动力载荷 F_A ;

2) 然后计算试验模型栅格翼在各种速度、攻角下气动力系数,根据地面空气密度等计算出地面栅格翼所受气动力 F_B 随地面试验速度 V_B 的变化 $F_B \sim V_B$ 曲线;

3) 从 $F_B \sim V_B$ 曲线上找到与 F_A 相同力时(即 $F_A = F_B$ 时)的地面速度 V_B ,把该速度就作为地面最大速度头试验时的模拟速度。

制定试验方案时经过以上步骤,通过对具体数据分析,确定地面模拟速度值为 200m/s~220m/s(马赫数为 0.6~0.65)。

4 地面试验状态和方案

4.1 地面试验飞行器外形

由于逃逸飞行器具有轴对称的特性,试验时采用的模型由以下几部分组成:

- 1) 逃逸飞行器主体部分为 1:1 半模;
- 2) 两片 1:1 栅格翼沿飞行器体周向成 90° 对称安装;
- 3) 逃逸塔受滑轨车的限制取缩短后的柱状体。分析认为这种外形对模拟真实飞行器栅格翼气动力影响较小。

4) 这种试验件安装于一特制的滑轨试验车上。为避免逃逸飞行器模型受下部滑轨车附面层的影响,用数根支杆将逃逸飞行器模型从滑轨车上支起,位置高出滑轨车的附面层。这种特制的滑轨试验车后部安装有作为动力装置的多台发动机,根据发动机能量的大小及各台发动机点火工作的时序,使试验件地面滑行的轨道满足试验需要达到的速度及过载。

试验装置及逃逸飞行器半模外形见图 3。

4.2 地面试验状态

地面试验共进行三次,试验时状态分别为:

- 1) 试验马赫数 $Ma_1=0.60$, 攻角 $\alpha_1=0^\circ$;
- 2) 试验马赫数 $Ma_2=0.65$, 攻角 $\alpha_2=0^\circ$;
- 3) 试验马赫数 $Ma_3=0.65$, 攻角 $\alpha_3=7.5^\circ$ 。

4.3 地面试验轨道实施方案

根据不同速度(马赫数)下的整个试验件(包括逃逸飞行器半模模型和滑轨车等)阻力大小及过载大小,选定火箭滑轨车上发动机个数和点火发动机时序,使得到的试验轨道满足试验速度及过载要求。

5 地面试验的气动特性参数

根据逃逸飞行器气动特性的研究结果,按照半模模型外形进行修正,提供了不同地面试验速度、两种攻角下的气动特性参数数据。气动特性数据包括:

- 1) 栅格翼气动阻力系数;
 - 2) 栅格翼气动升力系数;
 - 3) 试验用飞行器光弹体的气动阻力、升力;
 - 4) 弹体与栅格翼组合体的气动阻力、升力;
- 弹体与栅格翼组合体的气动阻力数据见下表

1、表 2 和图 4。

表 1 弹体与栅格翼组合体的气动阻力数据
(栅格翼展开角为 90°)

M	V (m/s)	X (N)	
		$\alpha = 0^\circ$	$\alpha = 7.5^\circ$
0.40	135.5	29551.2	44622.3
0.50	169.4	49914.4	72126.3
0.60	203.2	71706.7	98955.3
0.65	220.2	88921.5	112716.9
0.70	237.1	108608.2	125102.7
0.80	271.0	174093.2	200555.4

表 2 弹体与栅格翼组合体的气动阻力数据
(栅格翼展开角为 0°)

M	V (m/s)	X (N)	
		$\alpha = 0^\circ$	$\alpha = 7.5^\circ$
0.40	135.5	25797.5	36175.8
0.50	169.4	42977.4	56502.8
0.60	203.2	60942.4	76829.8
0.65	220.2	73502.0	91365.5
0.70	237.1	87495.1	105901.2
0.80	271.0	134986.0	159730.4

6 试验结果

以上各气动参数,为地面滑轨试验轨道计算提供首要依据。在此基础上地面滑轨试验按照预定方案进行,试验得到圆满成功。试验中考核到真实飞行时栅格翼最大载荷状态,栅格翼在最大载荷下结构和机构完好,同时试验测量结果也验证了所提供的气动参数和试验实施方案的制定完全、可靠。

参 考 文 献

- [1] Белоцерковский С.М. Тонкая несущая поверхность в дозвуковом потоке лаза. М. Наука, 1965.
- [2] Белоцерковский С.М. Скрипач Б.К., Табачников В.Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М. Наука, 1971.
- [3] Белоцерковский С.М. Скрипач Б.К., Аэродинамические производные летательного аппарата и крыла при дозвуковых скоростях. М. Наука, 1975.
- [4] 栅格翼, 王丹阳等译, 中国运载火箭技术研究院第一设计部, 1994年1月。

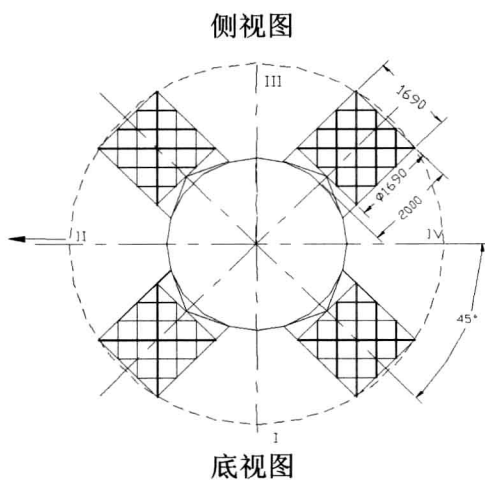
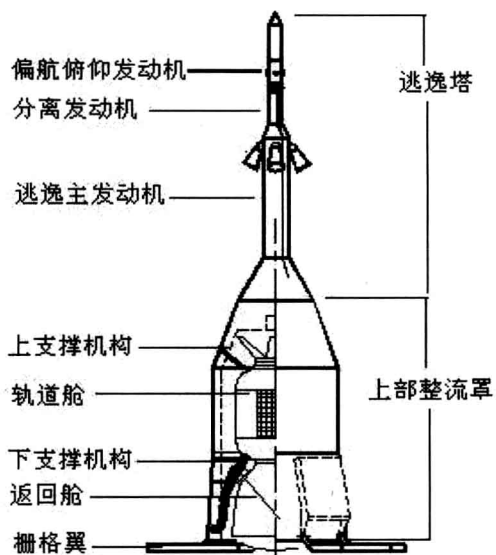


图1 逃逸飞行器示意图

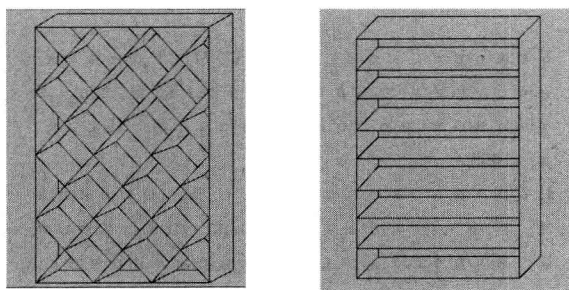


图2 栅格翼示意图

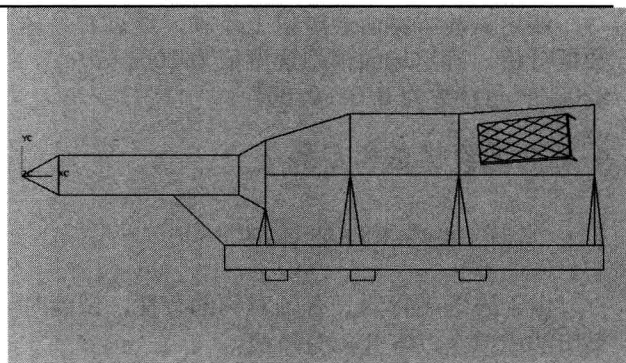
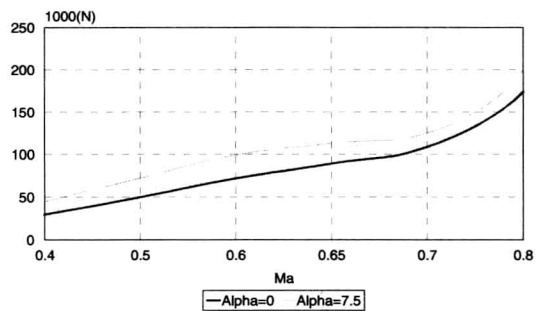


图3 最大速度头试验装置及逃逸飞行器半模外形示意图

栅格翼展开角为90度



栅格翼展开角为0度

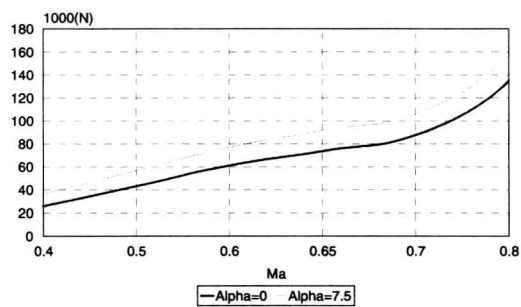


图4 弹体与栅格翼组合体的气动阻力

微通道内气体的单相流动及换热

蔡周鑫, 孙建红

(1. 南京航空航天大学 105 教研室, 江苏 南京 210016)

Investigation into Flow Characteristic and Heat Transfer of the Micro-channels Gaseous Flow with Single Phase

Cai Zhou-xin, Sun Jian-hong

(Faculty 204, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

摘要: 本文针对滑移区内 ($0.001 < Kn < 0.1$) 的气体流动, 在分析已有微通道单相气体流动的计算模型基础上, 基于 N-S 方程的滑移模型, 采用同位网格下的 Simple 算法进行了分析和求解工作, 结果表明通道进口端压力随着 Kn 数变化而变化; Kn 数越大, 滑移速度越大, 温度阶跃的程度也越大。

关键词: 微通道; Kn 数; 滑移区; N-S 方程; 同位网格; Simple

Abstract: This paper is about the gas flow in slip regime ($0.001 < Kn < 0.1$). Based on analyzing four simulation models of microchannels' one phase gaseous flow and their characters, a numerical simulation by N-S equations with slip model is presented, in which, collocated grid and the Simple scheme are used particularly. The results show that the pressure in inlet is changed with Knudsen number; slip speed and temperature creep are increased with the augment of Knudsen number.

Key words: microchannels; Knudsen number; slip regime; N-S equation; collocated grid; Simple

微尺度下的通道内流动及换热研究已经成为热点, 其研究结果对微电子机械系统 (MEMS) 的良好发展起着重要作用。它对于微泵、微阀、微冷却器等的设计, 以及提高系统工作性能也具有重要意义。大部份的微流体器件都是由微通道构成, 图1为Tuckerman^[1]在1984年提出的由微通道构成的冷却器构想图。通道宽 $a=50 \mu\text{m}$, 壁厚 $t=50 \mu\text{m}$, 高宽比 $b/a=8$, 可应用于集成电路冷却等方面。

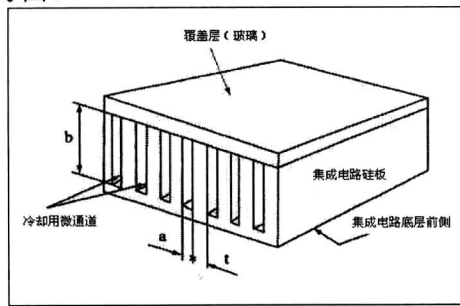


图 1 微冷却器构想

Fig. 1 The concept of micro-cooler

研究表明: 随着通道尺寸的减小, 其表面积与体积之比变大, 热传导时间以两次方关系下降, 在传统意义上都有利于传热。研究气体在微尺度下的流动及换热, 一般通过引入Knudsen数来衡量其微细程度: $Kn < 0.001$ (连续介质流); $0.001 < Kn < 0.1$ (连续-过渡流); $0.1 < Kn < 10$ (过渡流); $Kn > 10$ (自由分子流)。其中 $Kn = \lambda / D$, D 为通道的当量直径; λ 为分子平均自由

程, 由气体分子论可知:

$$\lambda = \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\pi}{2RT}} = \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\pi p}{2P}} \quad (1.1)$$

本文将通过模拟滑移区内的单相气体微通道流动及传热, 分析 Kn 数在 $0.001 \sim 0.1$ 内变化时, 流动及换热特性的变化。

1 理论分析

对于滑移区的微尺度流动, 目前发表的文献有采用连续介质流的滑移模型^[2], 贴壁层模型^[3]^{[4][5]}, 表面粗糙度粘性系数模型^[6]和微极性流体模型 (micro-polar fluid)^[7]等基于 N-S 方程的方法, 此外还有格子 Boltzmann 方法, 蒙特卡洛直接模拟和信息保存法^[8]等等。

应用最为广泛的为滑移模型, 编程简单实用, 结论有一定的说明性, 因此笔者选用了此模型。滑移模型在求解动量和能量方程的基础上, 在壁面上做速度滑移和温度阶跃 (Maxwell 和 Smoluchowski) 处理:

$$u_s - u_w = \frac{2 - \sigma_v}{\sigma_v} \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_{wall} + \frac{3 + N}{4} \left(\frac{\mu}{\rho T_s} \frac{\partial T}{\partial x} \right)_{wall} \quad (1.2)$$

$$T_s - T_w = \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{2\lambda}{Pr} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{wall} \quad (1.3)$$

式中 σ_v 和 σ_T 分别为动量和温度调节系数, 许多文献都有其推导或实验值 (大部分集中在 0.7~1); N 为气体内部自由度; γ 为比热容比。文献[2]最早用 N-S 方程带滑移条件, 在一定范围内结果与实验值吻合。

2 数值方法

同位网格相对于交错网格的优越性目前已得到认同。同位网格只要一套网格, 程序编制及调试较为简单; 如果在同位网格上使用多重网格时, 较容易在粗细网格间通过插值传递信息; 同位网格在边界上的处理较好。同位网格的 Simple 算法实施有动量插值法^[9]和在离散方程中引入相邻两点间压力差的方法。笔者采用前者, 做了针对带滑移条件 N-S 方程的一些数值计算探讨。对流项离散采用 QUICK 格式。

采用 QUICK 格式在提高格式截断误差精度的同时, 需考虑稳定性和程序编写的方便性。根据文献^[10]的介绍, 对于稳定性可通过延迟修正或调整网格 Peclet 数来达到要求。而对于后者, 由于迎风方向需要多于一点的变量值, 所以在边界上需要特殊处理, 这就带来了编程是否方便的问题。而采用同位网格, QUICK 格式的实施则可保持相对的完整性。如图:

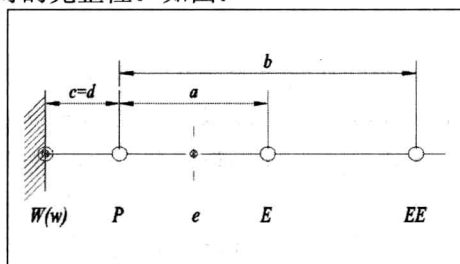


图 2 左边界示意图

Fig. 2 The grids at the left boundary

以 x 轴方向为例, 近边界第一个节点 P 对应的控制体的 w 界面与边界零体积的 W 控制体重合 (变量值已知), 因此需要处理的第一个边界是控制体 P 的 e 界面, 而 e 界面的两个方向上都至少有两个节点, 根据文献^[9]给出的带延迟修正 QUICK 格式带来的源项公式, 可以采用与内点一致的通式表达。

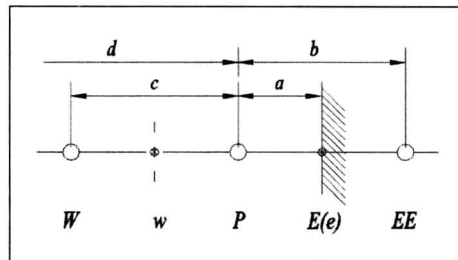


图 3 右边界示意图

Fig. 3 The grids at the right boundary

当 $ue < 0$ 时, 根据源项公式需要用到 P 点, E 点和 EE 点的变量值, 则在计算右边界内第一个节点时, 产生无 EE 点可用的情况。笔者采用在边界外虚拟一个 EE 点, 如图 3 ($b=c=2a$)。同时令 $\phi_{EE} = 2\phi_E - \phi_P$, 根据公式^[11]:

$$(S_{ad})_e = Fe \left[-(\phi_e)^{QUICK} + (\phi_e)^{FUD} \right] \quad (2.1)$$

式中 $Fe = \rho ue$, 表示通过 e 界面的流量, S_{ad} 表示 QUICK 格式采用延迟修正带来的源项, 上标 FUD 为一阶迎风格式。已知 $Fe < 0$ 时:

$$(\phi_e)^{FUD} = \phi_E;$$

$$(\phi_e)^{QUICK} = \frac{1}{8} (6\phi_E + 3\phi_P - \phi_{EE}).$$

整理后可得:

$$(S_{ad})_e = \frac{1}{2} Fe (\phi_E - \phi_P) \quad (2.2)$$

n 方向上的源项 $(S_{ad})_n$ 可做类似处理, 这样就可以在同位网格下实施完整的 QUICK 格式了。

笔者采用的算法是在原有 Simple 算法计算动量方程系数和源项之前, 在壁面处对温度 T 和速度 u 按照 (2.3) 和 (2.4) 式进行处理, 再计算界面流速; 在计算完修正压力节点速度后再求解能量方程。(可能的话还可更新与 T 有关的气体物性参数, 如气体的密度、黏度和导热系数, 本计算暂没考虑。)

3 结果分析

算例为二维平行平板, 高 $1.2 \mu m$, 长 $6 \mu m$ 。工质为不可压、常物性以及稳态的氮气, 气体内部自由度 $N=2$, 比热容比 $\gamma=1.4$ 。动量和温度调节系数 σ_v 和 σ_T 分别取 1。根据 (1.1) 式, 可通过改变进口压力来变换不同 Kn 数, 从而研究不同的微细程度对流场带来的影响。边界条件是: 进口温度为 300K, 壁温为 500K, 进口流速为 25m/s, 网格划分为 60×30 。采用上文的计算方法, 出口速度和温度采用齐次 Neumann 条件。结果如图 4~8。

如图4~6所示, $Kn=0.001$ 时, 压力沿 x 轴逐步下降, 在进口处壁面有较大的压力。 Kn 数增加到0.01时, 进口处的相对压力增加, 并且壁面处的正压区范围变大。同时压力沿通道减小到出口处时呈非线性减小, 出口上下壁面处有正压区。当 $Kn=0.1$ 时, 靠上下壁面处压力的下降值较轴线上的快, 同时在进口壁面处有负压; 出口处压力也为非线性减小, 与进口情况相同, 轴线上压力减小较慢, 壁面处有正压区。

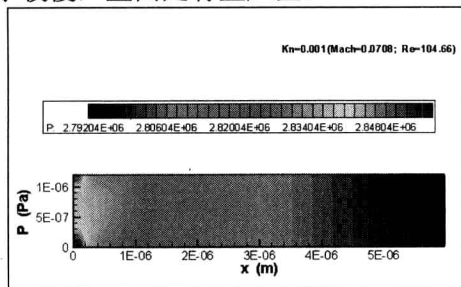


图 4 $Kn=0.001$ 时压力分布

Fig. 4 The pressure contour as $Kn=0.001$

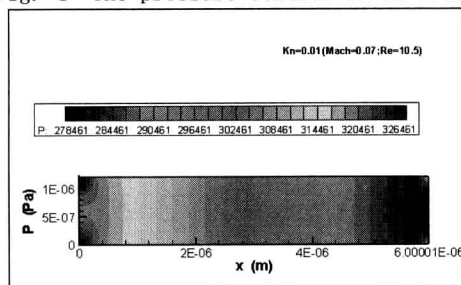


图 5 $Kn=0.01$ 时压力分布

Fig. 5 The pressure contour as $Kn=0.01$

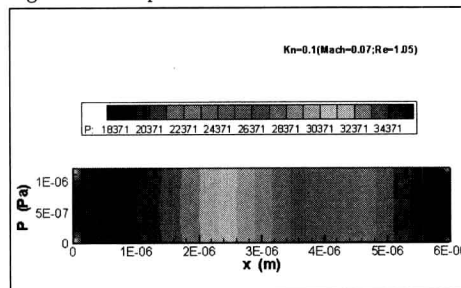


图 6 $Kn=0.1$ 时压力分布

Fig. 6 The pressure contour as $Kn=0.1$

可见随着尺度的不断减小, Kn 数的不断增大, 微通道内沿长度方向, 压力的减小呈非线性变化, 主要表现在截面上的压力产生差异。原因是稀薄气体与固体壁面的滑移效应不断增大, 壁面内侧速度增加, $\partial u/\partial y$ 减小, 导致剪切力减小, 从而可判断通道内的摩擦阻力减小^[2], 压力变化较中心区域大。

在进口端附近, 压力的总体下降趋势也在减小, 如 $Kn=0.001$ 时压力很快就开始减小, 而 Kn

$=0.1$ 时, 压力直到靠近中间段处才开始有大幅度的下降。微尺度化使得速度滑移的程度增大, 壁面边界对通道内的影响减小, 以至于压力在进口处总体变化不大, 直到接近中段处, 壁面的影响积累到一定程度压力才开始减小。

出口上下壁面处产生正压区。由于通道内为 Kn 较大的气体, 此处温度较高(见图8)密度较小。通道末段壁面处气体速度也小, 管外常态空气的影响下, 上下壁面处产生正压。

图7为管内平均速度沿轴向的变化。可以清楚地看出, 随着 Kn 数的增大, 平均速度也相对较大, 在进口速度不变的条件下, 这证明了大 Kn 数带来速度滑移程度的增大, 截面上平均速度就相对增大。不同 Kn 数, 在进口处平均速度的差异很大, 由图4~6可以看出, Kn 数增加进口处平均的总压也增大, 其中动压占主要因此平均速度较大。

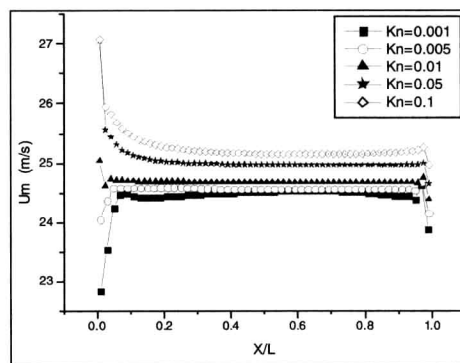


图 7 不同 Kn 数截面平均速度沿通道长度的变化

Fig. 7 The average velocity of u along x axial

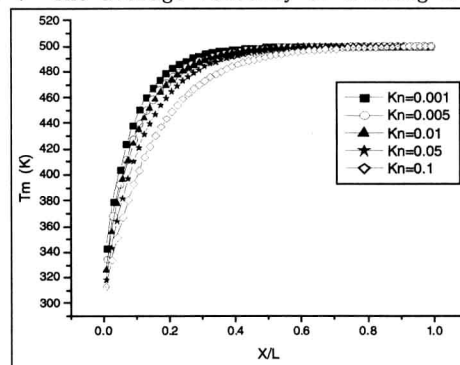


图 8 不同 Kn 数截面平均温度沿通道长度的变化

Fig. 8 The average temperature along x axial

在图8中, 平均温度沿通道轴向增加的趋势减小。原因是微尺度化使得气体分子与壁面碰撞的机会减小, 能量交换减少, 壁面温度对内部的影响减小, 因此温升趋势下降。

图9为出口处截面上的温度, 比图8更容易看清温度在出口处的差异。考虑到本例 Kn 数大的情况下气体密度较小, 而出口平均速度与小 Kn