



论文

返回舱动态稳定性分析及被动控制方法研究

刘伟^{①*}, 赵海洋^②, 杨小亮^①^① 国防科学技术大学航天与材料工程学院, 长沙 410073;^② 国防科学技术大学科研部武器装备发展研究中心, 长沙 410073

* E-mail: fishfather6525@sina.com

收稿日期: 2010-02-19; 接受日期: 2010-05-18

国家自然科学基金(批准号: 90716015)和国家重点基础研究发展计划(批准号: 2009CB723800, 61351)资助项目

摘要 耦合求解非定常可压缩 Navier-Stokes 方程和刚体运动方程, 数值模拟返回舱跨声速俯仰自由振动过程, 探讨返回舱前后体对动态稳定性的影响及其被动控制方法. 研究结果表明: 在俯仰振动过程中, 返回舱前体对流场做正功, 释放返回舱振动能量, 抑制振幅增加; 而返回舱后体对流场做负功, 增加返回舱振动能量, 导致振幅增加, 当两者相等时, 振动进入极限环状态. 在上述物理机理分析基础上, 本文给出六种不同的返回舱后体修改方案, 并采用数值模拟方法研究不同的后体外形对返回舱俯仰自由振动幅度和频率特性参数的影响, 研究结果可为返回舱设计及动态稳定性的控制方法提供依据.

关键词 返回舱, 动态稳定性, 被动控制, Navier-Stokes 方程, 数值模拟

PACS: 47.85.Gj, 47.85.L, 47.11.BC, 47.10.ad

返回舱作为天地往返运输系统中的一种重要工具, 承担着重要的人员和物资的输送任务, 因此保障其安全性十分重要. 由于要考虑到防热、减阻及具有一定升阻比等要求, 返回舱通常采用大钝头倒锥外形, 这种外形在亚、跨、甚至超声速范围一般会出现俯仰或俯仰-偏航等多自由度振动的动不稳定问题. 目前大多数返回舱均采用减速伞来抑制这种动不稳定现象, 为了减小落点的散布范围, 达到快速准确回收的目的, 返回舱会尽可能地晚开伞, 而受扰后进入极限环振荡的返回舱, 很容易使其与减速伞的伞绳相缠绕导致再入任务的失败, 或者由于角振幅太大而使减速伞不能够成功展开, 严重时甚至导致返回舱翻滚^[1]. 因此在返回舱的设计中, 必须要对所选返回舱外形在亚、跨、超声速区的动态特性有一个深入了解, 并尽可能选取动态稳定(较难满足)或动态不稳

定性较弱(如产生的极限环半径较小)的外形, 这样才能保证减速伞的安全展开. 国外在返回舱设计时, 对研究如何设计动态稳定性满足要求的返回舱外形, 即返回舱动态特性的被动控制方法十分重视(特别是小型返回舱). 前苏联、美国从 20 世纪六、七十年代“东方号”、“联盟号”、“阿波罗号”、“水星号”等返回舱的研制到 21 世纪初美国进行的“起源、发展和命运”探索计划的一系列返回舱的设计, 都对基于返回舱外形的被动控制方法进行了理论分析、风洞实验、弹道靶实验、模型自由飞实验和数值模拟等等, 我国在“神州”号返回舱设计中对动态稳定性问题也十分重视. 但由于问题的复杂性, 直至今日它仍然是返回舱气动设计中令人十分关注的问题. 在已有的研究中, Mitcheltree^[2]在亚声速风洞中研究了不同前体外形的返回舱的动稳定性, 实验结果显示头部钝度与半锥

角的变化对返回舱的动稳定性影响不大, 但质心位置直接影响返回舱的动态稳定特性. Chapman^[3]通过弹道靶实验研究了 Stardust 返回舱外形的静、气动特性, 实验中都出现动不稳定的极限环现象, Chapman 通过分析认为俯仰阻尼系数高度的非线性是造成返回舱动不稳定的主要原因. Cheatwood^[4]通过模型自由飞实验研究了 Genesis 返回舱外形的动稳定性, 结果显示 Genesis 返回舱外形在马赫数较高时, 即使小攻角也是动不稳定的, 但在大攻角时是动稳定的, Genesis 返回舱外形的动稳定性随着马赫数的减小而急剧恶化, 在马赫数 2.5 左右其极限环振幅就达到了 65 度. ABE^[5]在数值模拟结果中发现, 由后体涡脱落引起不稳定的压力波动, 后体压力波动的影响导致俯仰力矩系数也存在波动, 直接影响了返回舱的动稳定性. Susumu^[6,7]的数值结果显示返回舱的动不稳定性来源于底部压力的相延迟与返回舱后部流场的循环反馈所致. 国内张涵信^[8]在返回舱动态失稳的理论方面也做了深入分析, 并采用非线性动力学方法给出了返回舱出现极限环形式的俯仰振荡的 Hopf 分岔的数学条件.

在当前的国际航天发展趋势中, 由于存在安全性差和成本太高等缺点, 航天飞机计划于 2010 年左右退役, 美国正在加紧研制新一代载人航天系统“猎户座”飞船(原称为“机组探测飞行器”CEV), 并计划于 2015 年服役. 而俄罗斯也在发展自己新的载人航天运输工具, 准备用于取代已服役多年的联盟号系列飞船. 这种新型飞船称为“快船(Clipper)”, 其概念模型已先后亮相于巴黎和莫斯科两大航展, 引起世人瞩目, 计划在 2015 年前建成投入使用^[9]. 对我国来说, 目前乃至今后相当一段时间内的天地往返运输主要依赖于返回舱(目前也存在自激振荡问题), 因此深入探讨其动态稳定性物理机理及其控制方法不管是在学术上还是应用上都是非常有意义的.

本文采用高精度数值方法耦合求解非定常 Navier-Stokes 方程和刚体运动方程, 数值模拟返回舱跨声速自由振动过程, 研究返回舱动不稳定性形成机理, 探讨返回舱前后体对其动态稳定性的影响, 并在此基础上给出不同的返回舱后体修改方案, 研究分析后体外形对返回舱动态稳定性的影响, 为返回舱设计及动不稳定性的控制方法提供依据.

1 控制方程和数值方法

1.1 控制方程

流场的控制方程为三维非定常雷诺平均的 RANS 方程, 并采用单自由度 Euler 刚体运动方程模拟返回舱自由俯仰运动, 无量纲后的方程形式为

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial \tau} + \frac{\partial \bar{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \bar{F}}{\partial \eta} + \frac{\partial \bar{G}}{\partial \zeta} = \frac{\partial \bar{E}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \bar{F}_v}{\partial \eta} + \frac{\partial \bar{G}_v}{\partial \zeta}, \quad (1a)$$

$$\ddot{\theta} = C_1 C_m + C_2 \dot{\theta}. \quad (1b)$$

其中长度、密度和速度分别以返回舱直径、来流密度和来流速度无量纲化, θ 为俯仰角, C_m 为俯仰力矩系数; C_1, C_2 为无量纲系数, 形式为 $C_1 = 0.5 \rho_\infty S c^3 / I_{yy}$, $C_2 = \mu_y c / (I_{yy} V_\infty)$. I_{yy} 为转动惯量, μ_y 为实验时的俯仰机械阻尼系数(本文计算时取为零). 计算流态为完全湍流, 由于后体分离线固定于返回舱前、后体交接的肩部附近, 湍流模型并不会影响后体流场的性质^[7], 故本文采用简单的 BL_DS 湍流模型. 由方程(1a)提供返回舱做自由俯仰运动时所受的俯仰气动力矩, 方程(1b)确定返回舱做非定常俯仰运动时的位置, 耦合求解方程(1a)和(1b)可以给出返回舱受扰后的俯仰自由运动历程.

1.2 数值方法

方程(1a)在空间方向采用三阶精度的守恒变量型 PWNND(Power WNND)格式^[10]进行离散, PWNND 格式采用 Power 限制器对 WNND 格式^[11]进行了改进, 在不增加计算格点, 保持三阶精度的同时, 通过增加部分待选模版的宽度, 减小了 WNND 格式在极值点附近的数值耗散. 以一维双曲守恒方程为例:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

方程(2)的守恒变量型 PWNND 格式半离散形式如下:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial t} \right)_i = -\frac{1}{\Delta x} (\hat{F}_{i+1/2} - \hat{F}_{i-1/2}), \quad (3)$$

其中

$$\begin{aligned} \hat{F}_{i+1/2} &= \frac{1}{2} (F_i + F_{i+1}) + \frac{1}{2} (A_{i+1/2}^+ H_{i+1/2}^L - A_{i+1/2}^- H_{i+1/2}^R), \\ H_{i+1/2}^L &= -\Delta U_{i+1/2} + \omega_1^+ \cdot \text{Power}(\Delta_{i+1/2} U, \Delta_{i+1/2} U) \\ &\quad + \omega_0^+ \Delta_{i+1/2} U, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} H_{i+1/2}^R = & -\Delta U_{i+1/2} + \omega_1^- \Delta_{i+1/2} U + \omega_0^- \\ & \cdot \text{Power}(\Delta_{i+1/2} U, \Delta_{i+3/2} U). \end{aligned}$$

三阶精度的守恒变量型 PWNND 格式的具体内容见文献[10]. 为提高计算效率, 方程(1a)时间方向采用隐式 ADI 离散方法, 并采用“双时间步”算法提高非定常流场计算精度. 在非定常计算过程中, 网格与物体刚性固连, 随刚体一起运动, 因此网格体积不随时间变化, 严格满足几何守恒律($\partial J^{-1}/\partial t \equiv 0$). 初场采用定常问题的收敛解, 远场边界条件则采用适用于动态边界条件下的基于一维 Riemann 不变量的无反射边界条件, 壁面压力采用动壁压力条件 $\partial p/\partial n|_{\text{wall}} = -\rho_{\text{wall}} \mathbf{a}_{\text{wall}} \cdot \mathbf{n}_{\text{wall}}$ 计算, 其中 $\mathbf{n}_{\text{wall}}$ 为物面单位法向量; $\mathbf{a}_{\text{wall}}$ 为物面加速度.

对刚体运动方程(1b)采用时间二阶精度的单边差分离散:

$$\theta^{n+1} = k_1 \theta^n + k_2 \theta^{n-1} + k_3 \theta^{n-2} + k_4.$$

式中:

$$k_1 = (10 + 4\Delta t c_2) / (4 + 3\Delta t c_2),$$

$$k_2 = -(8 + \Delta t c_2) / (4 + 3\Delta t c_2),$$

$$k_3 = 2 / (4 + 3\Delta t c_2),$$

$$k_4 = (2\Delta t^2 C_m^{n+1} c_1) / (4 + 3\Delta t c_2).$$

k_4 中的俯仰力矩系数 C_m^{n+1} 采用二阶 Lagrange 插值法从 $n, n-1$ 和 $n-2$ 时刻的力矩得到.

2 程序验证

2.1 气动力计算研究

为了验证方法及程序对气动力计算的准确性, 本节研究了“星尘(Stardust)”返回舱外形的超声速气动力特性. 控制方程为方程(1a), 采用代数方法生成计算网格, 为 $80 \times 73 \times 60$ (流向 $\times$ 周向 $\times$ 法向). 攻角 5° , 来流马赫数 $Ma=4.0$, $Re=4.0 \times 10^6$. 表 1 是采用隐式 PWNND 格式计算的气动力系数与实验值^[12]的比较, 结果显示, 计算值与实验值的误差均在 5% 以内.

表 1 “Stardust”气动力计算与实验的比较

	法向力系数	轴向力系数	俯仰力矩系数
计算值	0.0219	1.449	-0.0158
实验值	0.0225	1.461	-0.0152

2.2 网格收敛性研究

本节采用文献[5]中类似“MUSES-C”的返回舱模型, 外形参数如表 2 所示. 为了研究计算结果的网格无关性, 本文生成了三套半流场计算网格(Grid1, Grid2, Grid3), 见表 3, 图 1 为外形及网格 Grid2. 计算来流条件为: $M_\infty = 1.3$, $\alpha = 5^\circ$, $Re_\infty = 2.5 \times 10^6$. 在三套半流场计算网格下所得到的气动力系数比较见表 3, 第一套网格上所得到的气动力系数与第三套网格计算结果相差较大, 特别是法向力系数和俯仰力矩系数; 而第二套网格上所得到的气动力系数与第三套网格计算结果比较接近, 除了法向力系数(由于攻角较小, 法向力数值较小), 其余气动力系数相差在 3% 以内. 图 2(a)为三套网格在迎风对称面上的压力分布比较, 横坐标为返回舱表面测压点到头部顶点的距离, 可见, 网格 Grid2, Grid3 所得到压力分布趋势基本一致, 随着网格的加密, 压力分布趋于收敛. 考虑本文研究内容主要涉及俯仰力矩系数的精度及计算效率问题, 本文以后的计算均采用第二套计算网格.

表 2 返回舱外形

球头半径	半顶角	最大直径	体长	后体半锥角	质心距顶点长度
50 mm	45°	100 mm	50 mm	45°	29.29 mm

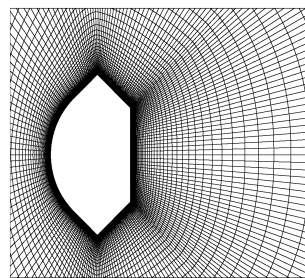


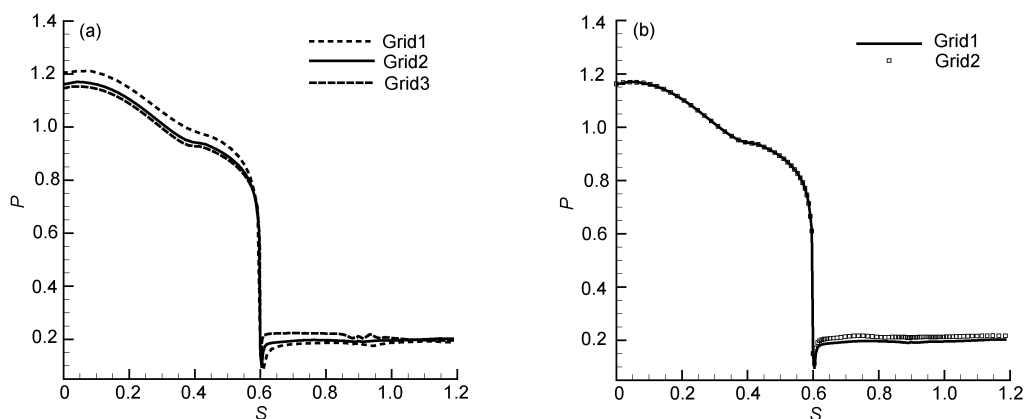
图 1 外形及网格 2

2.3 全流场与半流场结果比较

本节主要考察半流场与全流场计算结果的比较. 算例与 2.2 节相同, 其中半流场网格采用上一节中的 Grid2, 将半流场网格以 XZ 平面镜像得到全流场网格 Grid4(见表 3). 图 2(b)为两套网格在迎风对称面上的压力分布比较, 可见, 两套网格所得到压力分布趋势基本一致. 两套计算网格所得到的气动力系数比较

表 3 不同网格下的气动力计算

网格编号	网格数(流向×周向×法向)	壁面第一层网格间距	法向力系数	轴向力系数	俯仰力矩系数
Grid1(半场)	77,367 (51×37×41)	0.0002	0.032	1.423	-0.0332
Grid2(半场)	296,000(100×37×80)	0.0001	0.027	1.364	-0.0303
Grid3(半场)	1170,717(199×37×159)	0.00005	0.022	1.394	-0.0306
Grid4(全场)	584,000(100×73×80)	0.0001	0.028	1.359	-0.0307

图 2 不同网格下的迎风对称面压力分布
(a) Grid1~Grid3; (b) Grid2, Grid4

见表 3, 所有气动力系数之间的差别均在 4% 以内, 特别是俯仰力矩系数误差不到 1.5%. 考虑到计算效率, 本文以后的计算均采用半流场计算网格.

3 返回舱前后体对俯仰动态稳定性影响的分析

本节分析返回舱动态失稳物理机理. 由于返回舱的动不稳定特性与尾流结构相关, 因此将返回舱从最高点处分为前体(Front)部分和后体(Rear)部分, 分别分析前后体对返回舱动态特性所起的作用. 采用文献[5]中“MUSES-C”的返回舱模型, 外形如图 1 所示, 并称之为“基本外形”. 实验结果显示: 该模型在跨声速区存在明显的动态不稳定现象, 受扰形成的自激振动最大振幅在 $\pm 30^\circ$ 左右.

采用 2.2 节中的半流场计算网格 Grid2, 流向计算域为 $[-4, 10]$, 周向计算半径为 10.0. 计算条件为: $M_\infty = 1.3$, $Re_\infty = 2.5 \times 10^6$, $T_\infty = 300$ K. 初场为均匀来流.

图 3 是定常状态不同攻角下前后体俯仰力矩系数分布. 由图中可知, 前、后体在零度攻角附近都表现为静态气动力稳定, 前体俯仰力矩系数与攻角呈

线性关系, 后体在攻角绝对值小于 5 度时基本呈线性关系, 在攻角绝对值大于 5 度时趋于常值, 这与返回舱后体流场结构有关, 在后体涡环破裂后, 马蹄形涡控制返回舱后体流场, 改变了后体俯仰力矩系数的变化趋势.

为了分析返回舱前后体对动态稳定性的影响, 本文数值模拟了马赫数 1.3 时的返回舱绕 0° 平衡攻角的自由俯仰振动过程. 在定常流场收敛解的基础上强迫返回舱做振幅为 10 度的强迫振动, 将返回舱强

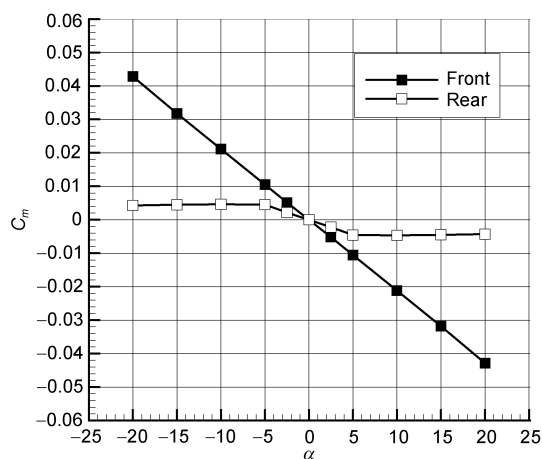


图 3 前后体俯仰力矩系数

迫俯仰振动 $\pi/2$ 周期到 $(\theta_0, \dot{\theta}_0) = (10^\circ, 0)$ 位置后(相当于施加初始扰动)解除约束, 使返回舱在气动力矩的作用下处于自由振动状态, 进而模拟返回舱对扰动的响应过程.

返回舱俯仰角随时间的变化过程由图 4(a)给出, 返回舱由初始状态被释放后呈现动态不稳定, 振幅逐渐增大, 振动五个周期后振幅逐渐稳定在 25 度左右, 进入极限环振动状态. 图 4(b)是返回舱俯仰力矩系数随攻角变化过程, 从图中可以看到俯仰力矩曲线特征大致呈双“8”字形, 在平衡攻角 $\alpha = 0^\circ$ 附近($|\alpha| \leq 10^\circ$)的内环, 俯仰力矩系数呈顺时针方向旋转, 说明流场对返回舱做正功, 增加返回舱振动能量(环线面积体现做功大小), 产生负的俯仰阻尼; $|\alpha| > 10^\circ$ 两端的小环线呈逆时针方向旋转, 说明返回舱对流场做正功, 释放返回舱振动能量, 产生正的俯仰阻尼, 当返回舱达到极限环振动状态时, 两者做功相等.

为了更好的说明返回舱前/后体对动态特性的影响, 图 4(c)给出了返回舱前后体俯仰力矩系数随攻角变化曲线, 其中前体力矩系数曲线呈逆时针方向旋转, 说明返回舱前体在自由振动过程中产生正的俯仰阻尼, 起到稳定的作用; 而后体力矩系数曲线在 $|\alpha| \leq 15^\circ$ 范围呈顺时针方向旋转, 在 $|\alpha| > 15^\circ$ 范围呈逆时针方向旋转, 顺时针方向旋转的环线面积远大于逆时针方向旋转的环线面积, 说明返回舱后体在振动过程中获得的能量远大于其释放的能量. 综合来看返回舱前体对返回舱起稳定作用, 产生正阻尼, 而后体在自由振动过程中吸收大气能量, 产生负的俯仰阻尼, 是返回舱产生动不稳定的主要原因.

4 基于返回舱后体外形修改的俯仰失稳被动控制方法探讨

本文通过自由振动模拟分析了返回舱前、后体的

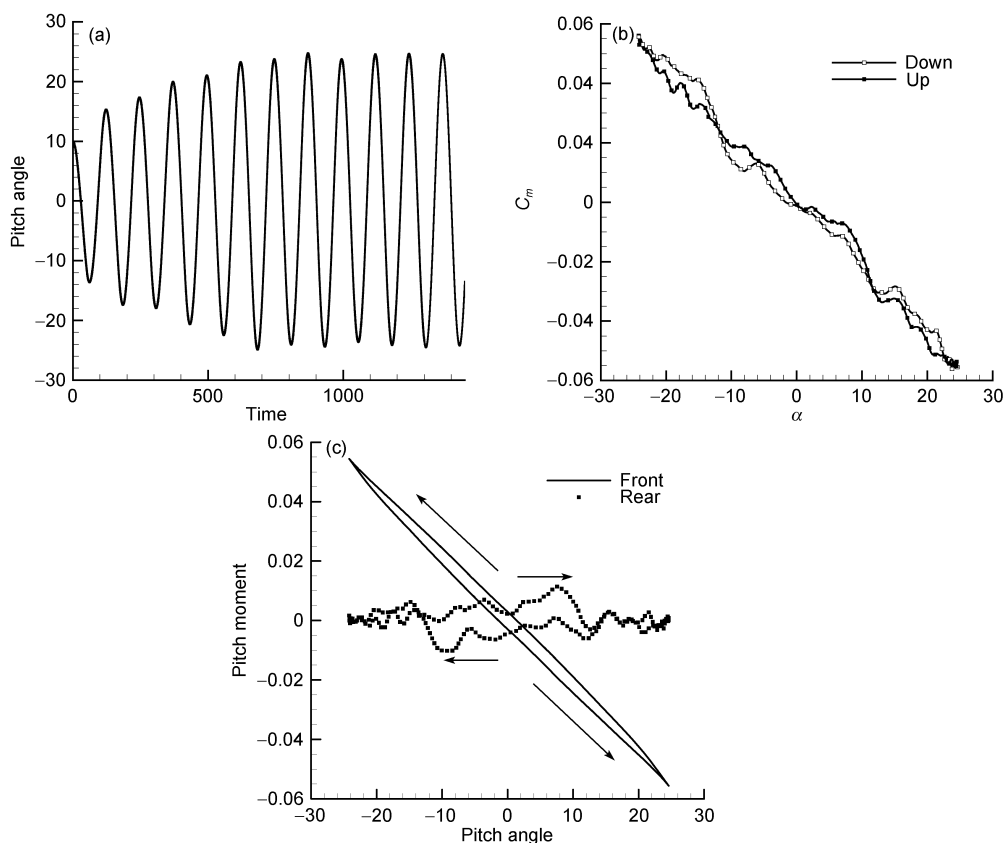


图 4 返回舱俯仰自由振动

(a) 俯仰自由振动历程; (b) 俯仰力矩滞回曲线; (c) 前/后体俯仰力矩滞回曲线

力矩特性对俯仰动态特性的影响,说明后体流场是产生动不稳定的主要原因,而头部由于防热和减阻的要求一般不能随意改变形状.因此选择合适的后体外形是返回舱被动控制的一个研究方向.图5是在基本外形(图1)的基础上对后体进行的六种修改方案,表4对六种修改方案的基本特征进行了说明.

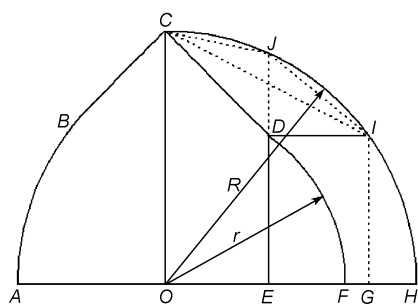


图5 返回舱基本外形及后体修改外形

表4 修改外形特征说明

母线外形	特征点	具体说明
基本外形	ABCDE	原始返回舱外形
修改外形 1	ABCD	DF 为圆心在 O 处、半径为 $r=0.3587$ 的圆弧
修改外形 2	ABCJ	CJ 为圆心在 O 处、半径为 $R=0.5$ 的圆弧
修改外形 3	ABCJDE	CJ 为直线段
修改外形 4	ABCIG	CI, IG 均为直线段
修改外形 5	ABCJIG	CJ, JI 和 IG 均为直线段
修改外形 6	ABCJIG	CJI 为圆心在 O 处、半径为 R 的圆弧

本节通过对六种后体修改外形的自由俯仰振动来研究后体外形的改变对返回舱动不稳定性的影响.由于俯仰自由振动的极限环振幅能否减小或者收敛是检验返回舱被动控制是否有效的一个主要标准,因此计算主要关注振幅、频率参数.图6为基本外形和六种后体修改外形的自由振动计算结果,自由振动的质心位置在距头部顶点 29.29 mm,即图5中的O点.表5为基本外形与六种修改外形返回舱自由振动结果的比较.

修改外形 1 是在返回舱基本外形的基础上增加一底部球冠,球心位于返回舱质心处,由于球冠不做功,使得流场对返回舱后体总体做功减少,后体力矩曲线顺时针不稳定面积较之基本外形明显减小(图6).修改外形 1 由 10° 攻角自由释放后达到极限环振动,其振幅为 19° 左右,比基本外形的极限环振幅 25° 有所减少,一定程度缓解了返回舱的动态不稳定现象.

修改外形 2 将基本外形返回舱的倒圆台后体修改为半球,球心位于返回舱质心 O 处,由于后体对质心的俯仰力矩为零,修改外形 2 的俯仰动态特性完全由前体决定,因此其自由振动振幅逐渐收敛,修改外形 2 是一种特殊的动态稳定外形.

修改外形 3 将原始返回舱外形的倒 45° 圆台修改为倒 12.2° 圆台,圆台厚度不变,此时圆台的母线为后体半球母线的一根弦(图5中 CJ 直线段),因此可近似认为该圆台为球台的逼近外形,球心与返回舱质心重合,因此修改外形 3 减小了圆台侧面对后体力矩系数的贡献,返回舱底面半径由 0.2929 增大至 0.4551,面积增加为原底面面积的 2.4 倍.修改外形 3 返回舱由 10° 攻角自由释放后达到极限环振动,后体力矩曲线顺时针不稳定面积较之基本外形有所增大(图6),极限环振幅为 30° 左右,比基本外形振幅(25°)增加 5° 左右,加剧了返回舱的动态不稳定现象.由此可见:修改外形后,虽然倒圆台侧面的修改会对返回舱动稳定性起到一定加强的作用,但返回舱底部面积的增加引起返回舱动态稳定性降低,从数值模拟的结果来看,底部的影响似乎更大一些.

修改外形 4 将原返回舱外形的倒 45° 圆台修改为倒 27.1° 圆台,返回舱底面半径保持与基本外形一样,厚度由 0.2071 增加为 0.4052,此时圆台的母线仍为后体半球母线的一根弦(图5中 CI 直线段).修改外形 4 由 10° 攻角自由释放后达到极限环振动,后体力矩曲线顺时针不稳定面积较之基本外形明显减小(图6),其振幅为 14° 左右,比基本外形振幅 25° 大大减小,倒圆台侧面的修改改进了返回舱的动态稳定性.

修改外形 5 是在修改外形 3 的基础上又增加一倒圆台,组成双圆台后体,其中新增加圆台的后底面与原返回舱后体底面半径相同,后体双圆台的母线均为后体半球母线的小弦(图5中 CJ 和 JI 直线段),比修改外形 4 更加逼近半球外形,这样更加减小了圆台侧面对后体力矩系数的贡献,自由振动结果显示,最终达到极限环振动的振幅为 10° 左右,动态稳定性得到进一步的控制.

修改外形 6 是在修改外形 4 的基础上将直线 CI 替换为圆弧,圆心位于质心 O 处,因此该外形的后体为一球台,而球台侧面对后体力矩系数的贡献为零.修改外形 6 返回舱由 10° 攻角自由释放后振幅逐渐减小,最后稳定在 8° 左右振幅的极限环振动状态.

从上述六种后体修改外形返回舱的自由振动数

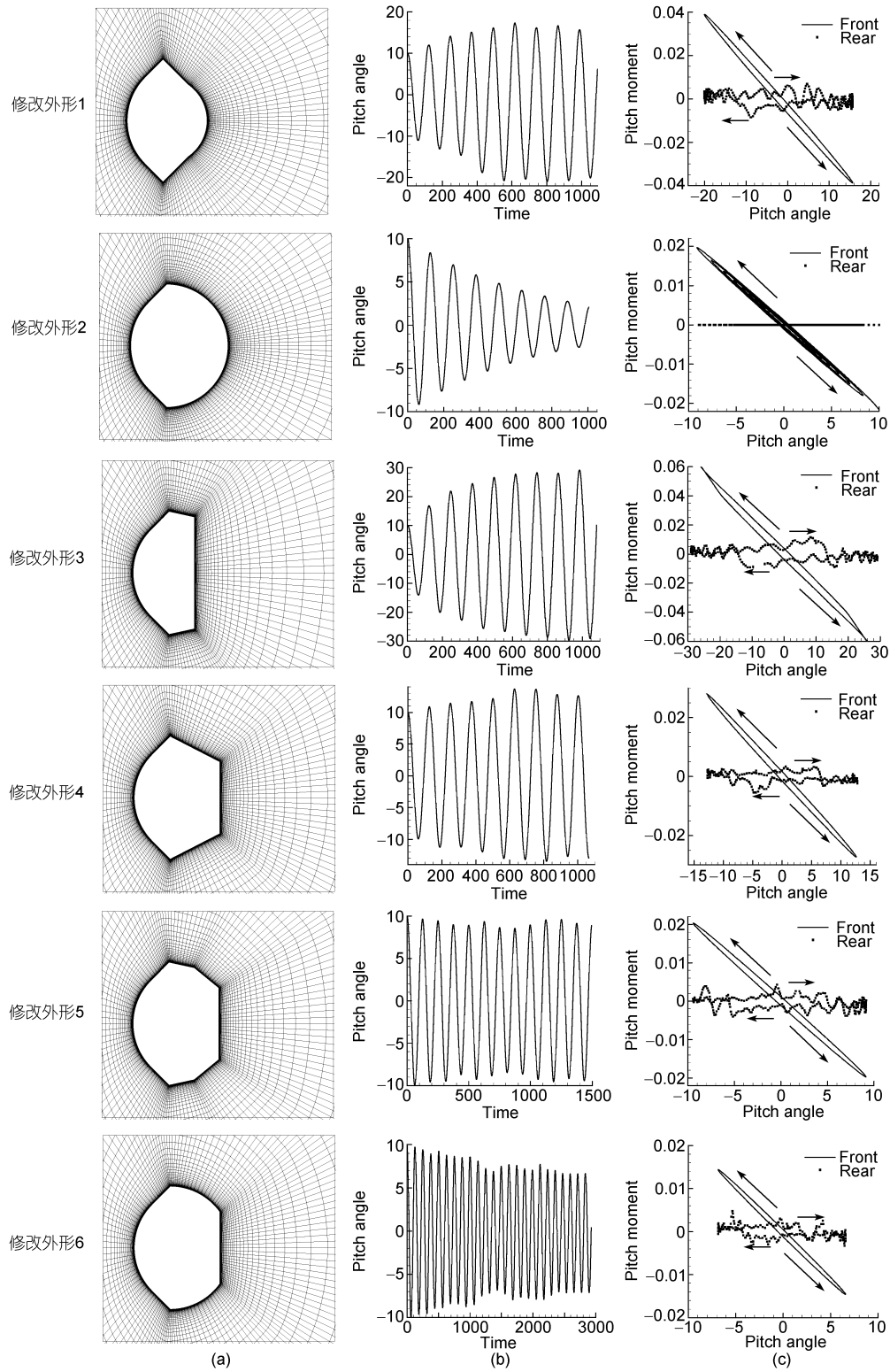


图6 修改外形返回舱俯仰自由振动

(a) 外形及网格; (b) 俯仰自由振动历程; (c) 前/后体俯仰力矩滞回曲线

表 5 自由振动结果

外形	基本	修改 1	修改 2	修改 3	修改 4	修改 5	修改 6
极限环振幅	25°	19°	收敛	30°	14°	10°	8°
振动周期	124.7	124.2	126.8	121.6	125.0	124.2	124.7

值结果来看: 修改后体外形对于极限环振动周期影响不大(表 5), 但选择适当的后体外形(修改外形 1~2, 4~6)能够有效增强返回舱的动态稳定性. 通过分析可知, 这主要是后体外形的修改使得后体俯仰力矩系数曲线的不稳定滞后环面积减小, 其中减少返回舱后体侧壁的贡献切实可行, 而返回舱底面面积的增加对其动稳定性则似乎起到减弱的作用(修改外形 3). 在所有算例中, 只有较为特殊的半球形后体(球心位于返回舱质心处)完全消除了返回舱的动不稳定性, 这与一些相关实验的结论一致.

5 结论

本文采用非定常 Navier-Stokes 方程描述返回舱绕流, 采用 Euler 刚体运动方程描述返回舱单自由度

俯仰运动. 采用空间三阶精度的 PWNND 格式及“双时间步”方法数值模拟返回舱跨声速自由振动过程, 探讨返回舱前后体对其动态稳定性的影响. 研究结果表明: (i) 在俯仰振动过程中, 返回舱前体对流场做正功, 释放返回舱振动能量, 抑制振幅增加; 而返回舱后体对流场做负功, 增加返回舱振动能量, 导致振幅增加, 当两者相等时, 振动进入极限环状态; (ii) 在上述物理机理分析基础上, 本文给出六种不同的返回舱后体修改方案, 并采用数值模拟方法研究不同的后体外形对返回舱俯仰自由振动幅度和频率特性参数的影响, 数值模拟表明: 对返回舱后体外形进行适当的修改, 特别是调整后体外形与质心的关系及控制底部面积, 可以有效地提高返回舱俯仰动态稳定性. 上述研究结果可为返回舱气动外形设计及动态稳定性的控制方法提供依据.

参考文献

- 夏刚, 程文科, 秦子增. 航天器回收中几种主伞失效案例介绍. 航天返回与遥感, 2002, 23(4): 4—8
- Mitcheltree R A, Fremaux C M, Yates L A. Subsonic Static and Dynamic Aerodynamics of Blunt Entry Vehicles. AIAA paper, AIAA-99-1020, 1999
- Chapman G T, Mitcheltree R A, Hathaway W H. Transonic and Low Supersonic Static and Dynamic Aerodynamic Characteristics of the Stardust Sample Return Capsule. AIAA paper, AIAA-99-1021, 1999
- Cheatwood F M, Winchenbach G L, Hathaway W H, et al. Dynamic Stability Testing of the Genesis Sample Return Capsule. AIAA paper, AIAA-2000-1009, 2000
- ABE T, SATO S, MATSUKAWA Y, et al. Study for Dynamically Unstable Motion of Reentry Capsule. AIAA paper, AIAA-2000-2589, 2000
- Susumu T, Kozo F. Study on the Mechanism of the Instability of a Re-Entry Capsule at Transonic Speeds. AIAA paper, AIAA-2000-2603, 2000
- Susumu T, Kouju H, Kozo F. Numerical analysis of dynamic stability of a reentry capsule at transonic speed. AIAA J, 2001, 39(4): 646—653
- 张涵信, 袁先旭, 叶友达, 等. 飞船返回舱俯仰振荡的动态稳定性研究. 空气动力学学报, 2002, 20(3): 247—259
- 晓雨. 俄新型可复用载人飞船“快船”. 中国航天, 2006, 1: 19—25
- 赵海洋, 刘伟, 杨小亮, 等. 采用 Power 限制器的 PNND 和 PWNND 格式. 计算物理, 2007, 24(6): 660—666
- 刘伟, 赵海洋, 谢育飞. 三阶 WNND 格式的构造及在复杂流动中的应用. 应用数学和力学, 2005, 26(1): 32—39
- Mitcheltree R A, Wilmoth R G, Cheatwood F M, et al. Aerodynamics of Stardust Sample Return Capsule. AIAA paper, AIAA-97-2304, 1997

Analysis of dynamic stability and research of passive control method for capsule

LIU Wei^{1*}, ZHAO HaiYang² & YANG XiaoLiang¹

1 College of Aerospace and Material Technology, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China;

2 Research Center of Weaponry, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China

The freedom pitching motions of capsule at transonic flow were simulated numerically by coupling solving unsteady compressible Navier-Stokes equations and Euler equation of rigid-body dynamics. The effects of fore-body/aft-body of capsule to dynamic stability and the passive control method for capsule were discussed in this paper. During the free oscillation in pitching, the front part of the capsule conducts work to the flow field, the quantity of the capsule energy gets less and the swing is restrained. The rear part of the capsule gains energy from the flow field, the quantity of the capsule energy gets greater and the motion is considered as being unstable. When the two quantity of the capsule energy get equal, the capsule motion falls into a limited cycle oscillation. Under these discusses, six capsule models whose aft-bodys were modified by different manner were given. The effect of different aft-body shapes on the dynamic stability in pitching, including the amplitude and frequency, was studied by numerical simulation methods. The research will supply reference to the design of capsule and its passive control of dynamic stability.

capsule, dynamic stability, passive control, Navier-Stokes equations, numerical simulation

PACS: 47.85.Gj, 47.85.L, 47.11.BC, 47.10.ad