

小推力发动机高空羽流场数值模拟^{*}

程晓丽 毛铭芳 阎喜勤

(北京空气动力研究所 北京 100074)

摘 要

以小推力发动机的高空羽流场为研究对象,完成了氮气流体的 DSMC 方法数值模拟研究,对计算方法的可靠性进行了实验对比验证,分析了高空羽流场特性及高空稀薄流动的非平衡效应,结果表明,用 DSMC 方法与加密网格技术结合可有效模拟高空羽流场,且必须计及气体非平衡效应.皮托压力的数值结果与实验符合得很好.

关键词 羽流污染—DSMC 方法—非平衡效应

1 引言

卫星在极高空的运行由多种小型姿控和转轨发动机辅助实现.由于其推力较小,人们往往认为其对卫星的总体性能影响不大,然而许多在轨飞行的经验表明高空小型发动机羽流危害同样不容忽视^[1],其主要影响为:质量沉积膜污染,多余的干扰力矩,以及羽流碰撞在卫星表面引起的热载.我国已成功发射的第一代气象卫星 FY-1 和 FY-2 都携带有大量光学仪器,如可见光/红外光辐射计、红外分光计、微波辐射计等;为提高卫星精度和寿命,将要发射的 FY-3 和 FY-4 卫星还将带有微波湿度探测器、高分辨率红外大气探测器等敏感仪器.为保证上述仪器及相关系统的可靠稳定运行,对高空的羽流污染必须予以密切关注和深入研究.

国外对高空羽流污染问题一直非常重视,从 20 世纪 60 年代开始就进行了理论、实验及飞行试验等多方面研究.随着电子计算机的发展和计算方法的不断完善,数值模拟研究自 80 年代末开始兴起,至今短短十几年时间已成为高空羽流污染研究的重要手段之一.在此期间,Boyd 和 Stark^{[2],[3]}、Campbell^[4]、Nelson 和 Doo^[5] 等人分别采用直接模拟 Monte Carlo(Direct Simulation Monte Carlo, DSMC) 技术对稀薄条件下的膨胀流动开展了数值研究,Boyd 等人^{[6],[7]} 对稀薄气体膨胀流进行了数值和实验研究,均获得令人满意的结果.国内的高空羽流研究近几年刚刚兴起,正呈渐增的趋势,但据作者所知,尚未见针对该领域实验对比的 DSMC 数值研究工作.

国外研究经验表明,要正确评估飞行器和羽流的相互作用,首先必须精确描述羽流场.因此,本文将 DSMC 方法引入某小推力发动机的高空羽流场数值研究,重点以国外实验结果验证了所用计算方法的可靠性,进而对高空羽流场的特性及高空稀薄流动的非平衡效应进行了分析.

^{*} 国防基金资助项目 (99J13.3.3HT7104)

2001-03-01 收到原稿, 2002-05-12 收到修定稿

2 计算方法

DSMC 方法是目前为止仿真稀薄气体流动的重要和有效手段. 本文将它用于高空羽流场中的氮气流, 并与实验结果进行对比.

计算采用网格分区和局部加密技术来提高 DSMC 方法的计算效率. 计算中, 分子模型采用硬球 (hard sphere) 模型, 每一网格内采用随机取样频率法^[8]求碰撞频率, 流动采用基于二维模型修正的轴对称模型^[9]. 喷管出口参数取自喷管内流的计算结果, 在外边界设逸出边界条件, 固体壁面采用完全漫反射条件.

2.1 内部能量

针对实验气体为氮气, 是双原子气体, 计算时除考虑平动能外, 必须考虑内部能量, 又因实验气体为低温气体, 故仅需考虑内部能量中的分子转动能. 问题的关键在于选择反映物理本质且适用于 DSMC 方法的气体分子转动松弛抽样概率函数, 并确定传能之后各碰撞分子所具有的能量.

转动松弛抽样概率函数^[10]:

$$P_{\text{rot}} = \frac{\xi_M}{\xi_M - \xi_{\text{rot}}} \frac{1}{(Z_{\text{rot}})_\infty} \left\{ 1 + \frac{\pi^{1.5}}{2} \frac{\Gamma(2-2/\alpha)}{\Gamma(1.5-2/\alpha)} \left(\frac{2kT}{\mu v_r^2} \right)^{0.5} + \left(\frac{\pi^2}{4} + \pi \right) \frac{\Gamma(2-2/\alpha)}{\Gamma(1-2/\alpha)} \left(\frac{2kT^*}{\mu v_r^2} \right) \right\}.$$

其中, ξ_M 为碰撞分子的总自由度数, $\xi_M = 4 - 4/\alpha + \xi_{\text{rot}}$, ξ_{rot} 为碰撞分子的总转动自由度数, $\xi_{\text{rot}} = \xi_{\text{rot}1} + \xi_{\text{rot}2}$, $\xi_{\text{rot}1}$ 为碰撞对中分子 1 的转动自由度数, $\xi_{\text{rot}2}$ 为碰撞对中分子 2 的转动自由度数, 本文中 $\xi_{\text{rot}1} = \xi_{\text{rot}2} = 2$; $(Z_{\text{rot}})_\infty$ 为分子内自由度传能一次所需平均碰撞次数的极限值, 由实验测定给出; T^* 为气体分子的转动特征温度; μ 为碰撞分子对的简并质量; v_r 为碰撞分子的相对速度; k 为 Boltzmann 常数; α 为与所选分子模型有关的参数.

(a) R-R 传能

当两个碰撞分子都为双原子或多原子分子时就必须考虑 R-R 传能. 一般, 气体分子转动能的能级间隔都很小, 通常情况下认为转动能都是连续的, 而不考虑其量子效应. 由于 R-R 传能对气体温度几乎不造成影响, 因此在传能过程中, 气体分子转动能是按照等概率原则进行分配的, 即:

$$\begin{aligned} \varepsilon'_{\text{rot}1} &= (\varepsilon_{\text{rot}1} + \varepsilon_{\text{rot}2})R, \\ \varepsilon'_{\text{rot}2} &= (\varepsilon_{\text{rot}1} + \varepsilon_{\text{rot}2})(1-R). \end{aligned}$$

其中, ε_{rot} 为碰撞前分子转动能, $\varepsilon'_{\text{rot}}$ 为碰撞后分子转动能, 下标 1, 2 用于区分两个碰撞分子; R 为随机数.

(b) R-T 传能

在平动与转动能间的能量交换中, H 应满足分布函数:

$$F^*(H) = \left(\frac{\xi_{\text{rot}1,2}}{2} - \frac{2}{\alpha} \right)^{\frac{\xi_{\text{rot}1,2}}{2} - \frac{2}{\alpha}} \times \left(\frac{H}{\frac{\xi_{\text{rot}1,2}}{2} - 1} \right)^{\frac{\xi_{\text{rot}1,2}}{2} - 1} \times \left(\frac{1-H}{\frac{1}{2} - \frac{1}{\alpha}} \right)^{1 - \frac{2}{\alpha}}.$$

其中, H 为两分子总转动能 $\varepsilon_{\text{rot}1,2}$ 在总能量 ε_M 中所占比例, 且 $\varepsilon_M = \varepsilon_{\text{rot}1,2} + \varepsilon_{\text{rel}}$, ε_{rel} 为相对平动能, $\varepsilon_{\text{rel}} = 0.5\mu v_r^2$.

应用取舍法抽样得到 H 值后, 碰撞后两个气体分子总转动能 $\varepsilon'_{\text{rot}1,2}$ 和相对平动能 $\varepsilon'_{\text{rel}}$ 按下式分配

$$\begin{aligned}\varepsilon'_{\text{rot}1,2} &= (\varepsilon_{\text{rot}1,2} + \varepsilon_{\text{rel}})H, \\ \varepsilon'_{\text{rel}} &= (\varepsilon_{\text{rot}1,2} + \varepsilon_{\text{rel}})(1 - H).\end{aligned}$$

然后按照随机分布将转动能分配给两个分子, 再按照平动能的分配原则求出两分子的相对速度, 进而求出碰撞后两分子的速度.

2.2 皮托压力

为了将计算结果同实验结果进行对比, 必须将数值模拟流场内的参数转换为实验状态下皮托管测得的压力. 超声速流动中正激波后的压力由正激波关系式可以得出, 再由一维等熵关系式可求得波后总压, 则波后总压 P_{02} 的表达式为

$$\begin{aligned}P_{02} &= P_2 \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_2^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}, \\ P_2 &= P_1 \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_1^2 - 1)\right], \\ M_2^2 &= \frac{1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2}{\gamma M_1^2 - \frac{\gamma - 1}{2}}.\end{aligned}$$

其中, P_1, P_2 分别为波前和波后压力; M_1, M_2 分别为波前和波后马赫数; γ 为气体比热比. 在稀薄流中, 必须对理想压力进行修正^[7], 其经验关系式如下:

$$\begin{aligned}\lg(P_{0m}/P_{02}) &= 0.089 - 0.1201 \lg(Re_p), & Re_p \leq 5.6; \\ P_{0m}/P_{02} &= 1, & Re_p > 5.6.\end{aligned}$$

其中, P_{0m} 是稀薄流修正后的波后总压; Re_p 为探头的 Reynolds 数, $Re_p = \rho_1 U_1 D_p / \mu_2$, D_p 为试验用皮托管的内径, 值为 1.002 mm; ρ_1, U_1 为皮托管前来流密度及速度; μ_2 为正激波后温度所对应的粘性系数, $\mu_2 = \mu_{\text{ref}} (T_2/T_{\text{ref}})^{\varpi}$, T_2 由正激波关系式得到, $T_{\text{ref}} = 500 \text{ K}$, $\mu_{\text{ref}} = 2.58 \times 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$, $\varpi = 0.75$.

3 结果及分析

所用小推力发动机喷管为锥形喷管, 计算条件采用文献 [6] 的实验条件, 具体参数如表 1 所示.

图 1 为距喷管出口 12 mm 截面处流场皮托压力沿径向的变化, 实心点为 Boyd^[6] 等人的实验结果, 实线为经稀薄效应修正后的皮托压力, 虚线为修正前的 DSMC 结果. 从图中可见计算值与实验值吻合得较好, 特别是经过稀薄效应修正后的皮托压力与实验值吻合得更好. 图 2 和图 3 分别为距喷管出口 24 mm、36 mm 截面处流场皮托压力沿径向的变化对比图, 符号含义同图 1, 从图中可见计算值与实验值也吻合得较好. 以上 3 幅对

比图说明: DSMC 方法可以很好地模拟羽流场参数, 它给出的高空羽流参数是合理可信的.

图 4 为距喷管出口 12 mm 截面处流场流向角沿径向的变化, 从图中可见, 流向角在靠近轴线和远离轴线时变化都很缓慢, 在这两者之间有一变化剧烈区域, 曲线存在一拐点, 这是由于此截面离喷口较近, 羽流膨胀比较剧烈所致. 随着到喷管出口距离的增加, 曲线渐趋直线. 图 5 为羽流场内流向角的等值线, 由于羽流喷入近真空环境, 流动呈现点

表 1 喷管参数及实验流动条件

Tab. 1 Nozzle geometry and flow conditions for the experimental configuration

喷管参数		计算条件	
喉部直径	3.18 mm	总压	6400 Pa
出口直径	31.8 mm	总温	699 K
出口扩张角	20°	壁温	551 K
出口与喉道面积比	100	环境压力	10^{-2} Pa

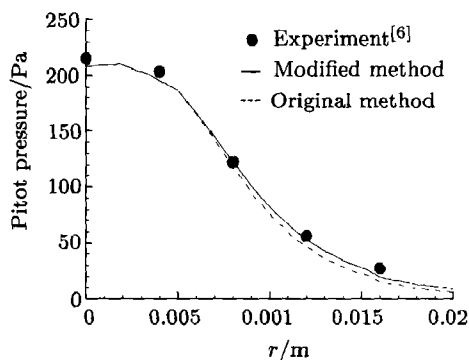


图 1 距喷管出口 12 mm 截面处皮托压力的对比
Fig.1 Comparison of pitot pressure profile at $x = 12$ mm

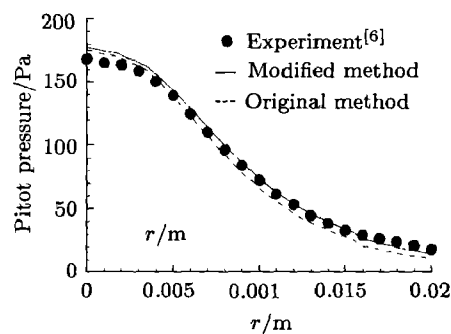


图 2 距喷管出口 24 mm 截面处皮托压力的对比
Fig.2 Comparison of pitot pressure profile at $x = 24$ mm

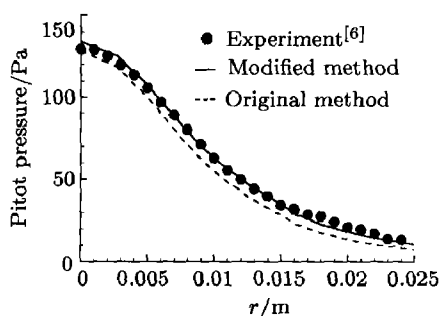


图 3 距喷管出口 36 mm 截面处皮托压力的对比
Fig.3 Comparison of pitot pressure profile at $x = 36$ mm

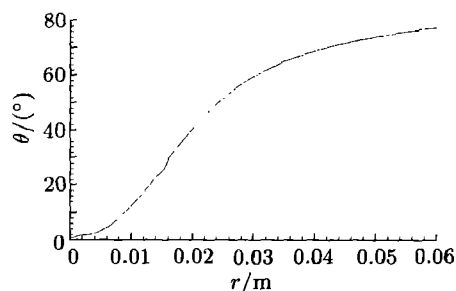


图 4 距喷管出口 12 mm 截面处流场流向角沿径向的变化
Fig.4 Flow angle variation in radial direction at $x = 12$ mm

源流动状,在喷管出口附近羽流膨胀很大,将近 90° ,随着离喷管出口距离的增大,流向角的扩张越来越小,这是对图 4 中曲线变化规律的再次佐证.图 6 为羽流场密度等值线,从图中可见,氮气分子的分布在羽流场内变化十分剧烈,计算域内的最大和最小值相差 4 个量级.通常,在模拟分子不多的情况下,得到比较光滑的 DSMC 高空羽流场解是一件困难的事,因此,有些文献在数据处理时采用了曲线光滑技术.图 6 的等值线是原始数据结果,光滑性良好,表明本文数值方法的选择和实现是成功和有效的.

图 7 和图 8 分别为羽流场内平动温度和转动温度的等值线,两张图的对比显示,当羽流膨胀离开喷管后,平动和转动模态之间的非平衡效应已经显露,特别是在喷管唇部,两者的非平衡效应更加突出,平动温度曲线在这一区域内向唇部弯曲,好像环绕着壁面的钝边,而转动温度则以射线状向外发散.这一差别产生的原因是,在羽流场内,只有在靠近喷管出口和轴线的很小区域内粒子数密度较大,分子碰撞频繁,平动能与转动能模态处于平衡状态,而在包括喷管出口唇部附近的其他区域,羽流膨胀剧烈,密度较低,转动能量与平动能量之间来不及进行能量交换,转动温度处于冻结状态.下面具体观察距离喷管出口两个不同平面处转动温度与平动温度沿径向的变化,图 9 为出口 12 mm 截面处平动、转动及平衡温度沿径向的变化,由于该截面离喷管出口较近,所以在径向 10 mm 区域内气体处于热力学平衡状态,3 个温度相等.在这一区域外,流动呈现出强烈的非平衡性,气体越稀薄非平衡性越强.图 10 为距喷管出口 36 mm 截面处平动温度、转动温度及平衡

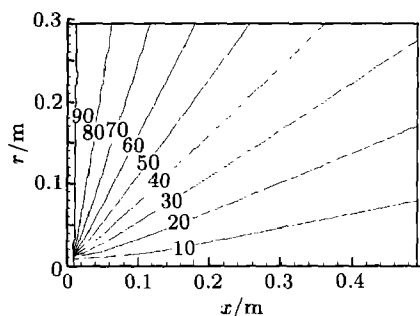


图 5 流向角的等值线
Fig.5 Flow angle contours

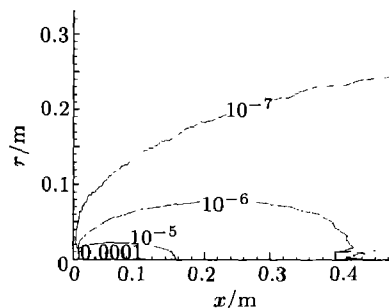


图 6 密度等值线
Fig.6 Density contours

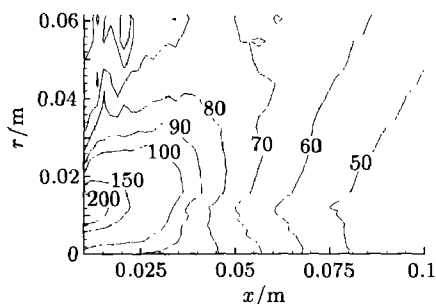


图 7 平动温度等值线
Fig.7 Translational temperature contours

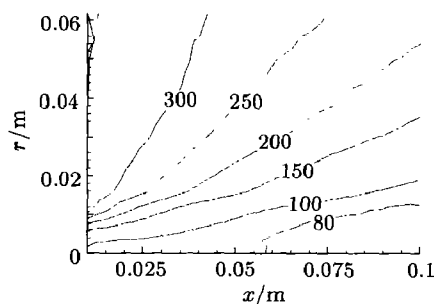


图 8 转动温度等值线
Fig.8 Rotational temperature contours

温度沿径向的变化, 由于该截面比上个截面离喷管出口远, 只在靠近轴线很小区域内气体处于平衡状态, 其他大部分区域都是非平衡的. 可见, 计算高空羽流场必须考虑气体的非平衡效应.

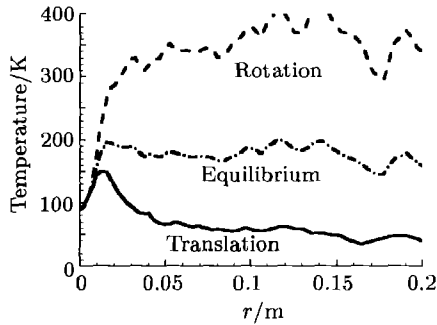


图 9 出口 12 mm 截面处平动、转动及平衡温度沿径向的变化

Fig.9 Comparison of different temperatures in radial direction at $x = 12$ mm

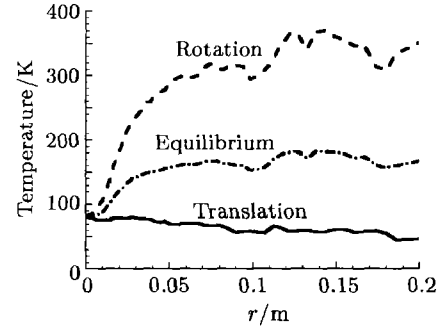


图 10 出口 36 mm 截面处平动、转动及平衡温度沿径向的变化

Fig.10 Comparison of different temperatures in radial direction at $x = 36$ mm

4 结论

以满足飞行器高空羽流污染问题的实际研究需要为目的, 本文针对小推力发动机及其试验流动条件, 成功地进行了 DSMC 方法与实验数据的对比计算. 分析结果表明: DSMC 方法可以给出高空羽流场的准确描述; 在羽流近场, 气体处于平衡状态, 随着距出口距离的增加, 气体的稀薄效应越来越明显, 非平衡性越来越显著, 因此在高空羽流场的数值研究中必须考虑气体的非平衡效应.

参 考 文 献

- [1] Dettleff G. Plume flow and plume impingement in space technology. *Prog. Aeros. Sci.*, 1991, **28**:1—71
- [2] Boyd I D, Stark J P W. Modeling of a small hydrazine thruster plume in the transition flow regime. *J. Prop. Power*, 1990, **6**(2):121—126
- [3] Boyd I D, Stark J P W. Assessment of impingement effects in the isentropic core of a small satellite thruster plume. In: *Proc. Inst. Mech. Eng.*, 1989, **203**:97—103
- [4] Campbell D H. Angular variation of flowfield properties in free jet expansions. In: Beylich A E ed. *Rarefied Gas Dynamics*. Weinheim, Germany: VCH Press, 1991. 1019—1024
- [5] Nelson D A, Doo Y C. Simulation of multicomponent nozzle flows into a vacuum. In: Muntz E P, Weaver D P, Campbell D H. *Rarefied Gas Dynamics*. Washington DC: AIAA, 1989. 340—351
- [6] Boyd I D, Penko P F, Meissner D L. Numerical and experimental investigations of rarefied nozzle and plume flows of nitrogen. *AIAA* 91-1363, 1991.
- [7] Boyd I D, Penko P F, Meissner D L, DeWitt K J. Experimental and numerical investigations of low-density nozzle and plume flows of nitrogen. *AIAA J.*, 1992, **30**(10):2453—2460
- [8] Fan J, Shen Q. A new method used in DSMC technique — The random sampling frequency method. CFD theory, method and its application. Beijing: Science Press, 1992. 127—322. in Chinese (樊菁, 沈青. 直接模拟蒙特卡罗方法中的一个新算法 —— 随机取样频率法. 计算流体力学的理论、方法和应用. 北京: 科学出版社, 1992. 127—322)

- [9] Cheng Xiaoli, Mao Mingfang, Yan Xiqin. Study on contamination caused by plume flow from the transfer orbital rocket of satellite. *Aerospace Shanghai*, 2000, 17(5):15—18. in Chinese (程晓丽, 毛铭芳, 阎喜勤. 卫星变轨发动机羽流污染的研究. 上海航天, 2000, 17(5):15—18)
- [10] Wu Qifang, Chen Weifang. DSMC method for heat chemical nonequilibrium flow of high temperature rarefied gas. Changsha: National Defence Science and Technology University Press, 1999. 133—184. in Chinese (吴其芬, 陈伟芳. 高温稀薄气体热化学非平衡流动的 DSMC 方法. 长沙: 国防科技大学出版社, 1999. 133—184)

NUMERICAL INVESTIGATIONS OF A SMALL THRUSTER PLUME AT HIGH ALTITUDE

CHENG Xiaoli MAO Mingfang YAN Xiqin

(Beijing Institute of Aerodynamics, Beijing 100074)

Abstract

A small thruster plume flow of nitrogen at high altitude is numerically investigated by using a DSMC method. A hard sphere model is employed to simulate nitrogen molecule. The collision frequency is calculated through using the random sampling frequency method for each cell. An axisymmetric model based on a two-dimensional modification is introduced to model the flow field. To raise the computation efficiency of the DSMC method, both a grid domain decomposition method and a local grid clustering technique are enforced. An inner flow numerical result is considered as the outflow conditions of the thruster, a escaping boundary condition is implemented at far-field boundary, and a perfect scatter reflection model is chosen as the solid wall boundary condition. Moreover, molecule rotation energy included in inner energy is considered besides translation energy. The reliability of the numerical method is demonstrated by comparing with the relevant experimental results. Both the properties of plume flow at high altitude and the nonequilibrium effect related to rarefied gases are analyzed. Results show that the DSMC method coupled with a fine grid technique is an effective approach for high altitude plume simulations, and that the nonequilibrium effect of gases must be numerically dealt with. Moreover, pitot pressures are given numerically in good agreement with measured data.

Key words Plume contamination, DSMC method, Nonequilibrium effect