

星孔型装药发动机三维两相流场的数值模拟^{*}

贺 征, 郜 冶

(哈尔滨工程大学 建筑工程学院, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘 要: 为了研究颗粒在星孔型装药固体火箭发动机燃烧室和喷管中的运动轨迹以及颗粒与发动机壁面的碰撞情况, 针对可压两相流动, 采用了高雷诺数下的 $k-\varepsilon$ 湍流模型和欧拉-拉格朗日两相流模型, 用全速度 SIMPLE 方法对方程组进行求解, 并用 PSIC 方法进行气固耦合计算。计算得出了流场内两相的速度、温度等参数的分布及多种情况下固体颗粒的运动轨迹。在燃气生成量确定的情况下, 从距离喷管较近的某些位置进入流场的颗粒比较容易撞击壁面; 颗粒的尺寸和局部产生的旋涡对颗粒的轨迹和碰撞也会产生较大的影响。

关键词: 二相流; 欧拉-拉格朗日方程; 流动分布; 数值仿真

中图分类号: V435.11 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2004) 02-0118-04

Numerical simulation of 3-D two-phase flow in solid rocket motor with star grain

HE Zheng, GAO Ye

(Civil Engineering Coll., Harbin Engineering Univ., Harbin 150001, China)

Abstract: To investigate particle trajectory in chamber and nozzle of solid rocket motor and to understand the mechanism in which particles hit the wall, $k-\varepsilon$ turbulence model under high Reynolds number and Euler-Lagrange two-phase model were used. Full-speed SIMPLE method and PSIC method were employed to solve equation sets. The numerical results show that for a given gas generation, it is easier for particles from some positions near the nozzle lip to hit the wall. Particle size and local vortex can also affect the trajectories and hitting of particles greatly.

Key words: Two phase flow; Euler-Lagrange equation; Flow distribution; Numerical simulation

1 引 言

可压两相流场是固体火箭发动机研究中的重要问题, 国内外学者在这方面作了大量的研究工作。Carrier G^[1] 采用极为简化的准稳态逆流模型, 计算了星孔型装药燃烧室和潜入喷管内的气相流场, 用拉格朗日法跟踪求解了颗粒相的运动; Golafshani^[2] 采用欧拉-拉格朗日法计算了无粘两相流场及两种火箭发动机后封头的二维轴对称粘性可压两相流场; Madabhushi^[3] 采用低雷诺数下的 $k-\varepsilon$ 两方程湍流模型和可压缩的线性化的块隐式格式求解气相流场, 用拉格朗日法模拟两相流中固体粒子的运动轨迹; 侯晓^[4] 用近似因子法和轨道模型法计算了喷管跨声速两相无粘

和粘性流动; 曾卓雄^[5] 等用 TVD 格式和双流体模型计算了可压稀相两相流场。但是目前对广泛使用的星孔型装药火箭发动机的两相流场的研究还不够充分, 尤其是对颗粒与喷管及壳体壁面的碰撞情况还很不了解。针对上述问题, 本文采用高雷诺数下的 $k-\varepsilon$ 湍流模型和欧拉-拉格朗日两相流模型对星孔型装药固体火箭发动机中的三维两相湍流进行了计算。

2 计算模型

欧拉-拉格朗日两相流模型完整地考虑了颗粒与流体间的相互作用, 把气相当作连续相, 但把颗粒相看成是不连续的离散相, 对每个粒子(或粒子群)在拉格朗日坐标下进行跟踪。

^{*} 收稿日期: 2003-05-05; 修订日期: 2003-08-20。

作者简介: 贺 征 (1978—), 男, 硕士生, 研究领域为宇航及火箭发动机。

2.1 基本假设

(1) 颗粒为与流体有滑移的离散群, 即 $v_k \neq v$ (动力学不平衡); (2) 采用确定性轨道模型, 不考虑颗粒的湍流扩散粘性及导热(扩散冻结); (3) 不考虑颗粒的燃烧、蒸发、挥发及反应, 即不存在质量损失率; (4) 不考虑颗粒所受压力梯度、虚假质量力、Magnus 力和 Saffman 升力。

2.2 气相控制方程

对于固体火箭发动机的三维可压两相内流场, 其气相基本方程的通用形式为:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho v_j\phi) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j}\right] + S_\phi + S_{p\phi} \quad (1)$$

式中 ϕ 表示任意独立变量; Γ_ϕ 为输运系数; S_ϕ 为气体自身源项, $S_{p\phi}$ 为气体与颗粒相互作用的源项。采用 $k-\varepsilon$ 湍流模型后, 式(1)中的 ϕ , Γ_ϕ , S_ϕ , $S_{p\phi}$ 等参数在不同方程里的具体形式可以参考文献[6, 7]。

2.3 颗粒相控制方程

在只考虑颗粒所受的阻力和重力, 而忽略其他作用力及质量损失率的情况下, 颗粒相在 i 方向上的动量方程、连续方程和能量方程分别为

$$\frac{dV_{ki}}{dt} = (V_i - V_{ki})/\tau_{rk} + g_i \quad (2)$$

$$N_k = \int_A n_k V_{kn} dA = \text{const} \quad (3)$$

$$\frac{dT_k}{dt} = (Q_h - Q_k - Q_{rk})/(m_k c_k) \quad (4)$$

式中 A 为通道截面积, V_{kn} 为颗粒流速垂直于流管截面的分量, τ_{rk} 为颗粒动力弛豫时间, Q_h 为异相反应热, Q_{rk} 为颗粒辐射热, m_k 为 k 种颗粒每个颗粒的质量。各参数的具体形式参考文献[6]。

颗粒阻力系数根据颗粒相运动的雷诺数范围的不同, 具有不同的规律:

$$\begin{cases} C_D = 27Re^{-0.84} & (Re_k \leq 80) \\ C_D = 271Re^{0.217} & (80 < Re_k \leq 10^4) \\ C_D = 2 & (Re_k > 10^4) \end{cases} \quad (5)$$

当颗粒和固体壁面碰撞时, 采用 Tabakoff 等人提出的颗粒碰撞前后的速度公式

$$\begin{cases} \frac{V_{n2}}{V_{n1}} = 1.0 - 0.4159\beta_1 - 0.4994\beta_1^2 + 0.292\beta_1^3 \\ \frac{V_{t2}}{V_{t1}} = 1.0 - 2.12\beta_1 + 3.0775\beta_1^2 - 1.1\beta_1^3 \end{cases} \quad (6)$$

式中 V_{n1} , V_{n2} 和 V_{t1} , V_{t2} 分别为颗粒碰撞前后的法向和

切向速度, β_1 是颗粒碰撞前的速度和壁面切向之间的夹角。

根据 V_{t2} , V_{n2} 就可求出颗粒碰撞后的角度:

$$\beta_2 = \arctg\left|\frac{V_{n2}}{V_{t2}}\right| \quad (7)$$

使用 SIMPLE 对方程组进行离散求解^[8]。颗粒与气体的耦合计算采用 PSIC 法^[6], 即先解气相流场, 经扫描达到粗收敛后, 计算气相流场中颗粒轨道及沿轨道的颗粒速度、温度等参数; 然后计算气相方程中颗粒作用源项, 并加入气相各方程中, 再次求解气相流场, 重复该过程进行循环迭代。

3 算例和结果分析

本计算所选用的是星孔型装药发动机, 其星角数为 5, 星孔型药柱长度 1038mm, 喷管长 132mm, 其收敛半角和扩张半角分别为 15° 和 45° , 喉部半径为 30mm, 出口半径为 65mm; 星孔型药柱与喷管由一 40mm 长圆筒型药柱过渡连接。固体颗粒质量分数为 20%, 粒子密度为 2700kg/m^3 , 直径分别为 $4\mu\text{m}$, $10\mu\text{m}$, $40\mu\text{m}$ 和 $100\mu\text{m}$, 每种直径粒子的数量分数相同。

图 1 和图 2 所示为颗粒相在整个流场和喷管内的分布图。从图中可以看出, 颗粒在燃烧室内分布比较均匀, 但是在接近喷管的位置一部分较小的颗粒产生了回转; 粒子的轨迹在喷管的扩张段内趋向于向中心线靠拢, 因此扩张段存在一个明显的无颗粒区。由于小颗粒随流性较好, 一般比大颗粒更接近壁面。如在喷管出口截面, $4\mu\text{m}$ 的颗粒可以到达 45mm 的位置; 而 $100\mu\text{m}$ 的大颗粒只能到达距离中心线 23mm 的位置。这与 Golafshani 的研究结果吻合得很好。



Fig. 1 Particle overall distribution

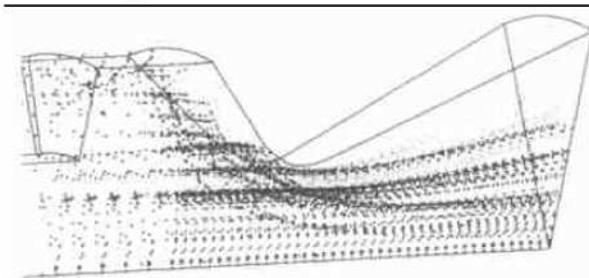


Fig. 2 Particle distribution in nozzle

为了更加直观地了解颗粒在流场内的运动情况, 本文选取了一些颗粒进行具体分析。图 3 为部分所

选取颗粒的起始位置的分布示意图, 其中 1~15 点分别属于 $Z=10\text{mm}$, $Z=500\text{mm}$ 和 $Z=1000\text{mm}$ 截面, 16~19 点为星孔型药柱的尾燃烧面上各点 ($Z=1038\text{mm}$), 20~21 点则为圆筒型药柱内燃面上两点 ($z=1058\text{mm}$)。以下分为两种情况进行分析。

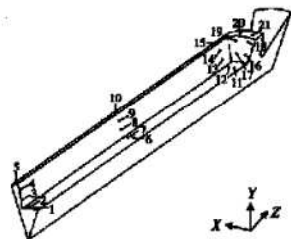


Fig. 3 Initial positions of observed particles

(1) 相同直径的颗粒在不同位置进入流场

40 μm 直径的颗粒从图 3 所示各点随燃气以 1m/s 的速度垂直于燃烧面进入流场。由于起始位置的不同, 颗粒的轨迹也有很大的区别。图 4 至图 7 所示为这些颗粒在流场内运动的轨迹图。由于在距离喷管较远的部分 ($0 \leq z < 200\text{mm}$), 气流是一边旋转一边沿轴向运动 (参见图 8), 气体的速度较低, 但是随着运动不断增大。因此, 在该段, 颗粒尤其是从星槽部分进入流场的颗粒会沿径向运动较长距离, 大部分颗粒可以到达流场中心线附近的位置; 随后在旋涡等的影响下, 部分颗粒在沿轴向运动的同时, 开始向燃烧面方向运动; 但是仍有一部分颗粒在流场中心线附近运动直至喷管出口。在 $200\text{mm} \leq z < 1038\text{mm}$ 的区域, 随着主流区气体速度的增大, 颗粒沿径向运动的距离越来越短, 甚至几乎平行于中心线水平运动。



Fig. 4 Trajectories of particles from point 1 to point 5
($d = 40\mu\text{m}$, $Z = 10\text{mm}$)

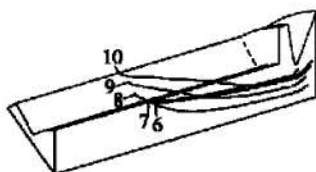


Fig. 5 Trajectories of particles from point 6 to point 10
($d = 40\mu\text{m}$, $Z = 500\text{mm}$)

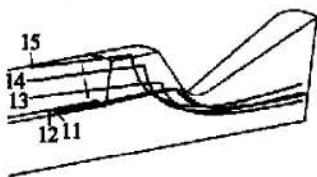


Fig. 6 Trajectories of particles from point 11 to point 15
($d = 40\mu\text{m}$, $Z = 1000\text{mm}$)

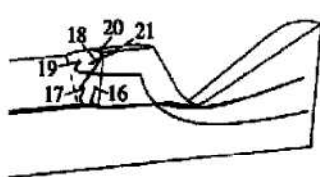


Fig. 7 Trajectories of particles from point 16 to point 21
($d = 40\mu\text{m}$, $Z = 1038\text{mm}$ and $Z = 1058\text{mm}$)

在圆筒型药柱的内腔, 由于几何外形变化较大, 气体在这里形成了较强的旋涡, 回流区气流速度达到 90m/s, 而且与主流区的界线很分明 (参见图 9), 这对颗粒的运动造成很大影响。一些进入回流区的颗粒受气流阻力的影响, 运动方向发生大幅度改变, 脱离回流区进入主流区, 从而继续向喷管出口方向运动; 而部分速度较低、直径较小的颗粒则无法摆脱回流的影响, 随气流进行回旋运动。另外, 还有一部分颗粒与壁面发生弹性碰撞, 然后改变方向。

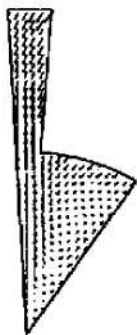


Fig. 8 Gas velocity vector distribution at the section of $Z = 10\text{mm}$

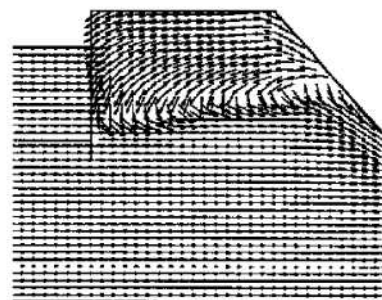


Fig. 9 Gas velocity vector distribution before throat

(2) 不同直径的颗粒在相同位置进入流场

图 10 至图 13 所示为直径分别为 4 μm , 10 μm , 40 μm 和 100 μm 的颗粒在不同截面的同一位置进入流场的轨迹图。从图中可以看出, 以相同速度进入流场的不同直径的颗粒轨迹也有很大不同。大颗粒随流性较差, 在阻力的影响下, 一般比小颗粒更接近流场中心线; 但是在气体速度较高的流场后段, 这种区别并不明显。在圆筒型药柱的内腔, 由于强旋涡的作用, 较小的颗粒刚进入流场, 就被回旋的气流带到星孔型药柱的尾燃烧面附近, 大部分无法进入主流区; 而较大的颗粒则比较容易克服回流区气流的影响, 与大部分颗粒汇集在一起, 到达喷管的出口。

总的来看, 由于旋涡的存在, 喷管的收敛段没有出现颗粒大量聚集的现象。通过对颗粒逐个跟踪并对结果进行统计, 发现在该时刻的流场中, 只有大约占总数目 1.8% 的颗粒会与喷管收敛段壁面发生碰撞。碰到壁面的颗粒中小颗粒占了绝大多数 (直径为 4 μm 的颗粒占 59%, 10 μm 的颗粒占 9%, 40 μm 的颗粒占 18%, 100 μm 的颗粒占 14%)。这主要是因为小颗粒的随流性较好, 有很多被卷入旋涡而撞击在壁面上。在统计中还发现, 在 $z < 965\text{mm}$ 段进入流场的颗粒一般不会与壁面发生碰撞, 而是直接随气流到达喷

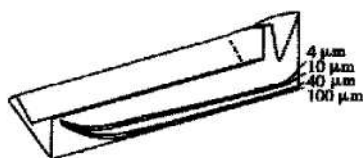


Fig. 10 Trajectories of particles entering from the section of $Z=100\text{mm}$ for different sizes

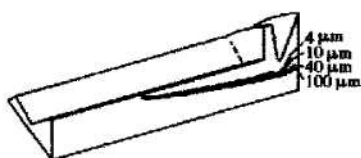


Fig. 11 Trajectories of particles entering from the section of $Z=500\text{mm}$ for different sizes

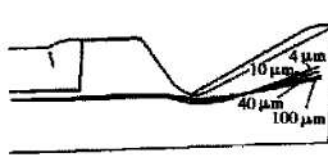


Fig. 12 Trajectories of particles entering from the section of $Z=1000\text{mm}$ for different sizes

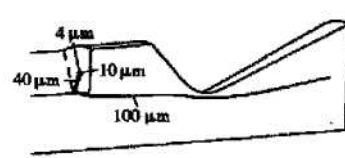


Fig. 13 Trajectories of particles entering from the section of $Z=1038\text{mm}$ for different sizes

管出口;从 $z > 1000\text{mm}$ 段,尤其是从星孔型药柱的尾燃烧面上进入流场的颗粒则比较容易碰到壁面。大颗粒碰撞壁面的位置一般比较靠近喉部;小颗粒则多在收敛段的上部与壁面发生碰撞,而且有部分颗粒在回流影响下还可能与壁面发生多次碰撞。

从图14和图15中可以很明显地看到气相与颗粒相的速度与温度的滞后现象。在轴线方向上,两相之间的速度和温度相差越来越大;在喷管段,气相的速度和温度的变化率要远大于颗粒相。

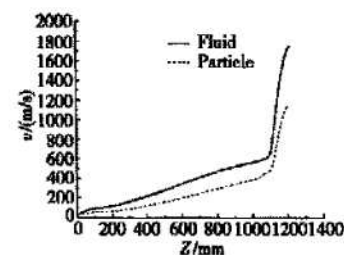


Fig. 14 Velocity distribution of gas and particle phase at the centerline

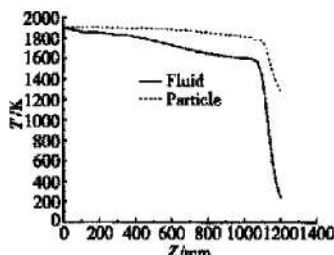


Fig. 15 Temperature distribution of gas and particle phase at the centerline

4 结 论

以星孔型装药固体火箭发动机初始燃烧时刻的内流场为例,通过数值模拟探讨了在燃气生成量确定的情况下,颗粒在流场中运动的一般规律和颗粒与发动机尾端收敛段碰撞的基本情况:

(1) 在喷管扩张段出现了无颗粒区,而且无颗粒区与颗粒的大小有关。颗粒直径越小,无颗粒区的范围也就越小。

(2) 由于靠近喷管的部分气体速度较高,在该部分燃烧面进入流场的颗粒在短时间内就获得了较大的轴向速度,而沿径向的运动距离则很短,因此在惯

性作用下容易撞击喷管的收敛段。

(3) 在其他条件相同的情况下,颗粒的大小不同,其轨迹也有很大区别。由于大颗粒的随流性较差,通常比小颗粒更接近流场的中心线。

(4) 局部产生的旋涡会对颗粒轨迹产生较大的影响。一些颗粒,尤其是随流性较好的小颗粒,无法克服旋涡的作用,会被气流大幅度改变运动方向,其中部分会与壁面发生碰撞。

参考文献:

- [1] Carrier G, Fendell F. Simple modeling of particle trajectories in solid rocket motor[J]. *AIAA paper* 90-0452.
- [2] Golafshani M, Loh H T. Computation of two phase viscous flow in solid rocket motors using a flux-split eulerian lagrangian technique[J]. *AIAA paper* 89-2785.
- [3] Madabhushi R, Sabnis J. Computation of the two phase aft dome flowfield in solid rocket motors[J]. *Journal of Propulsion*, 1991, 7(2): 178~184.
- [4] 侯 晓. 固体火箭喷管两相湍流的数值模拟[D]. 西安: 西北工业大学, 1990.
- [5] 曾卓雄, 姜培正. 可压稀相两相流场的数值模拟[J]. 推进技术, 2002, 23(2). (ZENG Zhuo-xiong, JIANG Pei-zheng. Numerical simulation compressible dilute two phase flow[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2002, 23(2).)
- [6] 周力行. 湍流两相流动与燃烧的数值模拟[M]. 北京: 清华大学出版社, 1991.
- [7] 陈景仁. 湍流模型及有限分析法[M]. 上海: 上海交通大学出版社, 1989.
- [8] 帕坦卡 S V. 传热与流体流动的数值计算[M]. 北京: 科学出版社, 1984.

(编辑: 梅 瑛)