流体力学

2023 年 7 月

高超声速火星进入环境中颗粒运动特性研究

邢好运*,† 刘 卓*,† 汪 球*,2) 赵 伟*,† 高亮杰** 刘中臣** 钱战森**

*(中国科学院力学研究所高温气体动力学国家重点实验室,北京100190)

†(中国科学院大学工程科学学院,北京 100049)

** (中国航空工业空气动力研究院, 沈阳 110034)

摘要 火星大气中会发生不同规模的沙尘暴,大气中蕴含的尘埃颗粒会对高速进入的火星探测器表面造成侵 蚀并导致壁面热流增加,给探测器的热防护系统设计带来巨大挑战.文章针对高超声速火星进入环境两相流动 问题,基于 Euler-Lagrange 框架建立非平衡流场与颗粒的单向耦合计算方法,采用模态半径为 0.35 μm 的火星 大气颗粒分布模型,研究不同尺寸颗粒在流场中的运动轨迹,获得高温相变模型对颗粒运动的影响以及不同粒 径颗粒的撞击能量分布.结果表明,颗粒在高温流场中运动会吸热融化甚至蒸发,高温相变模型导致的颗粒直 径减小对小尺寸颗粒运动轨迹有较大影响;当前计算状态下,直径 3 μm 以上的颗粒具有较大的 Stokes 数且颗 粒半径在运动过程中基本保持不变,其运动轨迹受流场影响较小,该尺寸颗粒的撞击分数均达 95% 以上,是造 成壁面撞击的主要颗粒尺寸;撞击能量分数结果表明,直径 3~10 μm 之间的颗粒是撞击能量的主要来源,约占 总撞击能量的 80%.

关键词 火星进入,颗粒流,单向耦合,高超声速,热防护系统

中图分类号: O35 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-23-192

RESEARCH ON PARTICLE MOTION CHARACTERISTICS UNDER HYPERSONIC MARS ENTRY ENVIRONMENT¹⁾

Xing Haoyun^{*,†} Liu Zhuo^{*,†} Wang Qiu^{*,2)} Zhao Wei^{*,†} Gao Liangjie^{**} Liu Zhongchen^{**} Qian Zhansen^{**} ^{*} (State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

[†] (School of Engineer Science, University of Chinese Academy of Science, Beijing 100049, China)

** (AVIC Aerodynamic Research Institute, Shenyang 110034, China)

Abstract Dust storms of varying degrees frequently transpire within the Martian atmosphere, and the dust particles present in the atmosphere will cause erosion on the surface of high-speed entering Mars vehicles, leading to increased wall heat flux. Consequently, the design of the vehicle's thermal protection system is confronted with a formidable challenge. In this paper, focusing on the two-phase flow problem in the hypersonic Mars entry environment, a non-equilibrium flow field and particle one-way coupling calculation method based on the Euler-Lagrange framework are established. Moreover, a Mars atmospheric particle distribution model with a modal radius of 0.35 µm is adopted to investigate the motion trajectories of particles with different sizes in the flow field. The effects of the high temperature

1) 广东省重点领域研发计划(2021B0909060004), 国家自然科学基金(12072353,12232018)和中国科学院青年创新促进会(2021020)项目资助. 2) 通讯作者: 汪球, 高级工程师, 主要研究方向为高焓气动物理与应用. E-mail: wangqiu@imech.ac.cn

引用格式: 邢好运, 刘卓, 汪球, 赵伟, 高亮杰, 刘中臣, 钱战森. 高超声速火星进入环境中颗粒运动特性研究. 力学学报, 2023, 55(7): 1451-1462
 Xing Haoyun, Liu Zhuo, Wang Qiu, Zhao Wei, Gao Liangjie, Liu Zhongchen, Qian Zhansen. Research on particle motion characteristics under hypersonic mars entry environment. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2023, 55(7): 1451-1462

²⁰²³⁻⁰⁵⁻¹⁹ 收稿, 2023-05-29 录用, 2023-05-30 网络版发表.

1452

力 学

phase change model on the particle motion and the impact energy distribution of particles with different particle sizes were obtained. The numerical simulation results show that particles are prone to melt or even vaporize during their moving in high-temperature flow fields, and it was confirmed that the high-temperature phase change model engenders a more pronounced effect on the trajectory of smaller particles due to their diminished dimensions. Conversely, particles with diameter above 3 µm exhibited a larger Stokes number, and their motion trajectory remained relatively unaffected by the surrounding flow field, and the radii of these particles remained relatively constant during motion. Particles with a diameter larger than 3 µm account for more than 95% of the impact fraction on the wall, which is the main source of wall impact. The results of the impact energy fraction indicate that particles with diameters between 3 and 10 µm are the main source of impact energy, accounting for approximately 80% of the total impact energy.

学

报

Key words Mars entry, particle flow, one-way couple, hypersonic, thermal protection system

引 言

由于火星的大气条件和地球比较相似,火星探测一直是国际深空探测发展的热点.截止目前,全球 各国一共向火星进行了 48 次发射,但在所有的发射 中,实现真正意义上软着陆的国家只有中国与美国. 在所有着陆尝试中,有 10 次完全成功的火星探测器 软着陆,成功的概率仅约为 50%,因此火星也被称为 "探测器坟场"^[1-3].特殊且缺乏足够数据库支撑的火 星大气环境及由此引起的进入飞行气动特性不确定 性是造成探测器飞行安全隐患的主要原因之一,亟 待气动力/热的精确预测来提升飞行器气动布局和 热防护系统设计.

火星大气与地球大气除气体组分、密度等不同 外,还有一个特别之处在于火星大气中存在微小的 尘埃颗粒,主要由铁氧化物和硅氧化物组成.在火星 平均每 3~4年就会发生一次全球级的沙尘暴,灰尘 颗粒甚至能达到 60 km 的高空,根据 Viking 着陆器 的观测以及对火星大气中垂直风强度的估计,大尺 寸颗粒 (直径约为 5~10 μm)在一次大型沙暴开始 后的 20~50 d 内依旧会悬浮在大气上空^[4],而在高 超声速来流中,即使颗粒的质量浓度较低,颗粒的存 在也会导致探测器表面热流显著增加^[5].因此,开展 含颗粒火星大气环境对飞行器气动特性的影响研究 十分有必要,它有助于降低防热结构设计的冗余量 或提升飞行器性能.

尘埃颗粒对高超声速飞行器火星进入过程中的 影响研究最早是由 Papadopoulos 等^[6]通过数值模拟 进行评估,其结果表明火星沙尘暴会对飞行器热防 护系统 (thermal protection system, TPS) 表面造成严 重侵蚀; 然而, Palmer 等^[7] 对此重新评估,认为其高 估了由于颗粒撞击造成的附加质量损失, 两者的主 要差异源于他们使用了不同的尘埃颗粒模型. Majid 等[8] 模拟了 (mars sample return orbiter, MSRO) 在尘 埃颗粒环境下的进入过程,结果表明颗粒撞击表面引 起的热流密度与对流热相比可以忽略不计; Vasilevskii 等^[5] 发现在无扰动流中添加直径为 0.15 μm 的微小 颗粒,即使在浓度较低(约为1%)时,模型临界点区 域的热流通量也会显著增加. Palmer 等[9] 最近也对 这个问题进行了全面的概述,并模拟了 ExoMars Schiaparelli 飞行器在 3 种不同的沙尘暴条件下的进 入过程,其结果表明,在全球性沙尘暴发生时,驻点 处的隔热层侵蚀量约为 2.1 mm, 占 TPS 厚度的 17%, 而在区域性沙尘暴发生时侵蚀量仅为 0.35 mm, 在 沙尘静止条件下的侵蚀量可以忽略不计.另外, Ching 等[10] 发现热通量预测对阻力系数非常敏感; 且 Ching 等[11-12] 最近的工作也表明, 使用不同的阻力 模型和自由流颗粒分布时,进入过程中飞行器上某 些位置的表面衰退出现显著差异.虽然目前学者已 经提出了模拟该问题的一些方法,但是微尺寸颗粒 相关的理论模型还不完备,不同的研究人员的结论 之间也存在分歧,有必要进一步研究含颗粒环境下 高超声速飞行器火星进入过程的气动问题.

本文基于 Euler-Lagrange 框架,采用单向耦合方 法,模拟 ExoMars Schiaparelli 进入舱在尘埃颗粒环 境下的火星进入过程,考虑高温相变模型对不同粒 径颗粒运动轨迹的影响,模拟不同尺寸颗粒的运动 轨迹以及计算对应的撞击分数,并选取模态半径为 0.35 µm 的火星尘埃颗粒分布模型来计算撞击能量 分数,相关研究有助于理解尘埃颗粒的运动规律,并 可帮助建立尘埃颗粒对飞行器表面的侵蚀模型.

1 颗粒运动模型

当考虑火星大气含灰时,数值模拟即变成一个

两相流问题,需要考虑颗粒与流场之间的耦合方式, 一般通过分散相的体积分数 *a*p 来选择适当的耦合 方式,包括单向耦合、双向耦合以及四向耦合^[13].火 星大气尘埃颗粒的体积分数 *a*p 约为 10⁻⁶ 量级^[14],含 量较低,因此本文的计算中选用单向耦合方法来进 行计算,即仅考虑流场对颗粒的作用而不考虑颗粒 对流场的作用,单向耦合也是国内外学者研究这个 问题最常用耦合方式^[6,9,15-16].另外,本文所做的主要 假设还包括:

(1) 火星尘埃为离散的固体球形颗粒, 密度为 2940 kg/m^{3[6]};

(2) 只考虑颗粒受流场对流传热影响,不考虑其 受到的辐射加热;

(3)颗粒自身不存在温度梯度,且颗粒在流场中 一直为球形,在模拟过程中,相变(蒸发、熔化或升 华)均匀,颗粒不发生碎裂;

(4) 假定质点运动仅为平动, 不考虑 Magnus 力、附加质量力、Basset 力、Saffman 升力和其他 外力 (重力、电磁力);

(5) 不考虑颗粒间的碰撞.

1.1 颗粒动力学模型

颗粒运动采用拉格朗日方法进行分析,可求得 颗粒轨迹上的具体信息.对颗粒运动使用牛顿第二 定律进行计算,仅考虑流场作用在颗粒上的阻力

$$\boldsymbol{F} = m_{\rm p} \frac{\mathrm{d}V_{\rm p}}{\mathrm{d}t} = \frac{1}{2} \rho_{\rm g} |\Delta \boldsymbol{V}| \Delta \boldsymbol{V} \boldsymbol{C}_{\rm d} \pi r_{\rm p}^2 \tag{1}$$

其中, ΔV 为颗粒所在位置流场速度 V_g 与颗粒自身 速度 V_p 的差值, 即ΔV = V_g - V_p , m_p 为颗粒质量, C_d 为颗粒阻力系数, r_p 为颗粒半径, ρ_g 为颗粒所在 位置流体的密度, 进一步由式 (1) 可得

$$\frac{\mathrm{d}V_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}t} = \frac{3}{4} \frac{\rho_{\mathrm{g}}}{\rho_{\mathrm{p}}} \frac{C_{\mathrm{d}}}{d_{\mathrm{p}}} |\Delta V| \Delta V \tag{2}$$

其中, ρ_p 为颗粒密度, d_p 为颗粒直径.本文阻力系数 模型采用 Henderson^[17] 提出的阻力模型,该模型适 用于连续、过渡和自由分子流状态的球体阻力系数 的计算,同时还考虑了相对马赫数 M_{rel} 、相对雷诺 数 Re_{rel} 以及颗粒自身温度 T_p 与流场温度 T_g 的影 响, Henderson 模型与 Bailey 等^[18] 在球体上的实验 数据以及 20 世纪初的理论推导保持一致, Henderson 阻力模型计算如下.

对于
$$M_{\rm rel} < 1$$

$$C_{d}^{1}(M_{rel}, Re_{rel}) = 24 \left\{ Re_{rel} + S \left[4.33 + \frac{3.65 - 1.53T_{p}/T_{g}}{1 + 0.353T_{p}/T_{g}} \exp\left(-0.247\frac{Re_{rel}}{S}\right) \right] \right\}^{-1} + \exp\left(-\frac{0.5M_{rel}}{\sqrt{Re_{rel}}}\right) \left[\frac{4.5 + 0.38\left(0.03Re_{rel} + 0.48\sqrt{Re_{rel}}\right)}{1 + 0.03Re_{rel} + 0.48\sqrt{Re_{rel}}} + 0.1M_{rel}^{2} + 0.2M_{rel}^{8} \right] + \left[1 - \exp\left(-\frac{M_{rel}}{Re_{rel}}\right) \right] 0.6S$$
(3)
$$\overrightarrow{x} \overrightarrow{T} \cdot M_{rel} > 1.75$$

$$C_{\rm d}^{2}(M_{\rm rel}, Re_{\rm rel}) = \left\{ 0.9 + \frac{0.34}{M_{\rm rel}^{2}} + 1.86 \left(\frac{M_{\rm rel}}{Re_{\rm rel}}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left[2 + \frac{2}{S} + \frac{1.058}{S} \left(\frac{T_{\rm p}}{T_{\rm g}}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{S^{4}} \right] \right\} / \left[1 + 1.86 \left(\frac{M_{\rm rel}}{Re_{\rm rel}}\right)^{\frac{1}{2}} \right]$$
(4)

$$\lambda \sharp \pm 1.75 \ge M_{\rm rel} \ge 1$$

$$C_{\rm d}^{12}(M_{\rm rel}, Re_{\rm rel}) = C_{\rm d}^{1}(1, Re_{\rm rel}) + \frac{4}{3}(M_{\rm rel} - 1) \cdot \left[C_{\rm d}^{2}(1.75, Re_{\rm rel}) - C_{\rm d}^{1}(1, Re_{\rm rel})\right]$$
(5)

其中, T_p 和 T_g 分别为颗粒和气体的温度, 相对雷诺 数 Re_{rel} 的定义为: $Re_{rel} = \frac{\rho_g |\Delta V| d_p}{\mu_g}$, 相对马赫数 M_{rel} 的定义为: $M_{rel} = \frac{|\Delta V|}{a}$, a为声速, μ_g 为气体动力 黏性系数, 分子速率比 S是相对马赫数 M_{rel} 的函数: $S = M_{rel} \sqrt{\frac{\gamma}{2}}$.

最后通过 Lagrange 方法来计算颗粒的位置,计 算方法如下

$$\frac{\mathrm{d}X_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}t} = V_{\mathrm{p}} \tag{6}$$

由于本文开展的是二维模拟,因此式中 $X_p = [x_p, y_p]$, $V_p = [u_p, v_p]$. X_p 代表颗粒所在位置, V_p 代表颗粒速 度, x_p 和 y_p 为颗粒在x, y方向的位置分量, u_p 和 v_p 为颗粒在x, y方向的速度分量.

1.2 颗粒热力学模型

在飞行器进入火星大气的过程中,激波后流场 温度可达上千度,温度可能会高于颗粒的融化温度, 使颗粒发生相变.此外,颗粒的温度还会影响阻力系 数的计算.因此,本文将考虑流场向颗粒传热导致其 温度升高及相变发生,具体的计算公式如下

$$\dot{q} = \frac{A_{\rm s}q_{\rm conv}}{V} = \frac{6q_{\rm conv}}{d_{\rm p}} = \rho_{\rm p}c_{\rm p}\frac{\mathrm{d}T_{\rm p}}{\mathrm{d}t} \tag{7}$$

式中, *q* 为颗粒单位体积内的能量变化率, 通过颗粒 表面的对流加热率 *q*_{conv}、颗粒的表面积 *A*_s 以及颗 粒的体积 *V* 进行计算, *c*_p 为颗粒的比热容. 其中, 颗 粒表面的对流加热率 *q*_{conv} 为

$$q_{\rm conv} = C_{\rm h} (T_{\rm g} - T_{\rm p}) \tag{8}$$

式中, C_h为对流传热系数, 通过式 (8), 可以得到颗粒 表面温度的计算式为

$$\frac{\mathrm{d}T_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}t} = \frac{6C_{\mathrm{h}}}{\rho_{\mathrm{p}}c_{\mathrm{p}}d_{\mathrm{p}}}(T_{\mathrm{g}} - T_{\mathrm{p}}) \tag{9}$$

要计算颗粒表面温度 T_p 的变化, 需要确定颗粒的对流传热系数 C_h , 其与 Nusselt 数 (Nu) 相关, Nu 表示在边界处对流换热与热传导的比值

$$Nu = \frac{C_{\rm h}L}{\kappa_{\rm g}} = \frac{C_{\rm h}d_{\rm p}}{\kappa_{\rm g}} \tag{10}$$

对于颗粒来说,特征长度 L 为颗粒直径, κ_g 为颗 粒周围流体的热传导系数. Nusselt 数表达式通常用 颗粒马赫数和雷诺数表示,因此也是流体速度、黏 性和流体导热系数的函数.本文中使用 Fox 等^[19] 建 立的 Nusselt 数计算模型,该模型考虑了可压缩和非 连续流动影响,且该式适用于亚声速和超声速颗粒 马赫数

$$Nu = \frac{2 \exp(-M_{\rm rel})}{1 + 17 (M_{\rm rel}/Re_{\rm rel})} + 0.459 Re_{\rm rel}^{0.55} Pr^{0.333}.$$
$$\frac{1 + 0.5 \exp[-17 (M_{\rm rel}/Re_{\rm rel})]}{1.5}$$
(11)

颗粒进入激波层之后会吸热,表面温度将升高, 一旦超过颗粒自身的融化温度将会导致颗粒直径的 减小,火星大气中颗粒的成分一般为 SiO₂,熔化温度 约为 1990 K,在单向耦合的假设下,仅考虑颗粒自身 直径的变化而不考虑由颗粒相变导致的流场质量增 加,具体的计算模型如下

$$\zeta \frac{dm_{\rm p}}{dt} = \zeta \rho_{\rm p} \frac{dV_{\rm p}}{dt} = A_{\rm s} C_{\rm h} \left(T_{\rm g} - T_{\rm vapor} \right)$$
(12)

式中, ζ 为相变潜热,SiO₂的相变潜热为8.6 MJ/kg; T_{vapor} 为汽化温度,对于球形颗粒,式(12)可以转化为

$$\frac{\mathrm{d}d_{\mathrm{p}}}{\mathrm{d}t} = -\frac{2C_{\mathrm{h}}\left(T_{\mathrm{g}} - T_{\mathrm{vapor}}\right)}{\zeta\rho_{\mathrm{p}}} \tag{13}$$

需要注意的是,颗粒温度首先达到的是熔化温

度,即 1990 K,之后达到 T_{vapor} 才会蒸发,而在熔化 温度与蒸发温度之间时,假设液态的部分附着在固 态表面,颗粒质量不变;颗粒的汽化温度 T_{vapor} 随表 面压力的增加而升高.本文采用 Schaefer 等^[20] 提出 的汽化温度线性拟合模型,该模型与参考文献 [21] 中给出的实验数据相吻合,在该模型中,气体压力 p 的单位为 bar (1 bar = 1.0 × 10⁵ Pa)

$$T_{\rm vapor} = 270 \lg p + 3181$$
 (14)

2 颗粒定位及流场信息插值方法

2.1 颗粒定位方法

使用欧拉-拉格朗日方法,我们需要确定颗粒在 每个拉格朗日时间步长时所处的网格位置.无论是 使用单向耦合还是双向耦合,拉格朗日计算都需要 这些信息,这是由于计算需要在每个拉格朗日时间 步长将流场的性质插值到当前颗粒位置.本文使用 文献 [8] 中的颗粒定位方法,为了确定一个颗粒是否 在一个给定的网格内,从逆时针方向对网格的各节 点进行编号,从颗粒到每个网格节点定义向量,如 图 1 所示.

如果颗粒满足下列条件,则认为该颗粒位于 图1所示网格内

$$\begin{array}{c}
P_1 \times P_2 \ge \mathbf{0} \\
P_2 \times P_3 \ge \mathbf{0} \\
P_3 \times P_4 \ge \mathbf{0} \\
P_4 \times P_1 \ge \mathbf{0}
\end{array}$$
(15)

颗粒只有在计算程序运行初期时需要通过对全



流场网格进行遍历定位,一旦颗粒初始所在网格位 置确定之后,在随后的过程中,通过时间步长的限制, 将颗粒的移动距离限制在相邻网格中.在本文的工 作中,定义了颗粒 CFL 数用于限制颗粒在单个时间 步长内的位移距离

$$dt = \frac{\Delta x}{|V_p|} \times CFL_p \tag{16}$$

式中, dt 为时间步长, Δx 为颗粒所在网格最小尺寸, V_p 为颗粒速度, CFL_p 为颗粒 CFL 数, 通过颗粒 CFL 数的限制, 颗粒在单个时间步长内最多只能位 移至相邻网格, 一旦颗粒初始位置确定后, 颗粒定位 只需要对颗粒所在网格以及相邻的网格进行定位即 可. 由于过激波后温度梯度和速度梯度较大, 在激波 附近将设定更小的颗粒 CFL 数以限制颗粒在单个 时间步长内的位移距离, 在本文计算中, 当颗粒运动 到激波所在的网格内 (本文根据密度梯度定义, 当颗 粒所在网格密度梯度大于 5 kg/m⁴ 时) 时将其 CFL 数设为 0.01.

2.2 流场信息的插值方法

本文考虑的火星颗粒尺寸均在微米量级, 而火 星探测器的直径一般为米量级, 在划分网格时, 尘埃 颗粒的尺寸一般远小于网格尺寸. 为了得到颗粒所 在位置处的流场信息, 在 Euler-Lagrange 框架下, 无 论哪种耦合方式, 都需要通过流场信息向颗粒所在 位置进行准确插值, 插值方法有很多种, 如 Newton 插值法和 Lagrange 插值法, 为了适应不同的计算域 网格类型, 本文采用反距离加权 (IDW) 插值方法^[22].

如图 2 所示, Z₀ 为待求插值点, Z₁~Z₅ 为已知点 信息, 计算未知点到已知点的距离分别记为 d₁~d₅.

对 Z₀点的插值公式如下

$$d_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}$$
(17)

$$w_{i} = \frac{1/d_{i}}{\sum_{i=1}^{n} 1/d_{i}}$$
(18)

$$Z_0 = \sum_{i=1}^{n} w_i Z(x_i, y_i)$$
(19)

IDW 插值方法也适用于非结构网格,一旦颗粒 位置确定后,通过颗粒附近网格点上的信息对颗粒



Fig. 2 Schematic of IDW interpolation model

所在位置进行流场信息插值,从而进行颗粒的后续 计算.

3 计算模型与程序验证

3.1 计算模型及流场程序验证

本文选用 2016 年 10 月进入到火星大气的 ExoMars Schiaparelli 进入舱作为计算模型, 该舱防热罩为球 锥外形^[23], 直径为 2.4 m (R_b = 1.2 m), 头部半径 R_n = 0.5 R_b , 肩部半径 R_s = 0.05 R_b , 其外形如图 3 所示. Schiaparelli 太空舱的任务目标之一是在沙尘暴丰富 的环境中进行火星大气风速、湿度、压力、大气颗 粒特性以及火星表面温度的测量, 虽然在着陆的过 程中由于导航数据的计算错误, 进而使降落伞过早 释放导致任务失败, 但其传送回的遥测数据详细记 录了飞行轨迹相关信息, 因此选用 Schiaparelli 提供 的自由来流条件作为输入来计算流场并进行颗粒侵 蚀分析.





Gülhan 等^[24] 给出了 Schiaparelli 飞行轨迹过程 中的自由来流条件,本文选取 30 km 高度的自由来 流条件进行后续计算分析,即来流密度 $\rho = 1.322 \times$ 10^{-3} kg/m³, 速度 u = 2913.7 m/s, 温度 T = 190.1 K.

Ching 等[12] 开展了 20°攻角和 0°攻角进入条件 下的三维模拟,发现不同攻角造成表面侵蚀差异可 以忽略不计,因此本文采用二维轴对称热化学非平 衡数值模型,对流项采用 AUSMPW+格式进行离 散^[25],时间推进使用 LU-SGS 格式^[26], 黏性项使用中 心差分. 化学反应模型采用 Johnston 于 2014 年提出 的5组分(CO2, CO, O2, O, C) 二氧化碳模型, 热力学 非平衡效应采用双温模型. 振动能松弛采用 Landau-Teller 模型, CO2的振动松弛时间由 Camac^[27]给出, 其余组分松弛时间由 Millikan 等^[28]的关系式给出. 壁面边界条件为非催化等温壁面,壁面温度 T_w = 300 K. 同时, 计算程序基于 MPI 并行处理以加快求 解速度.

本文首先通过与程序 LAURA^[29] 在两个相同工 况下的计算结果对比来验证流场计算程序,具体工 况参数如表1所示,两状态均为中高焓工况,驻点线 存在较大占比的热化学非平衡区域,由于热化学非 平衡会显著影响激波脱体距离,因此通过 MSL 进入 器的无量纲激波脱体距离*Δ*/*R*对程序的热化学非平 衡流动模拟准度进行验证,两组工况下的结果如图2 所示,本文计算结果与文献数据吻合较好.

除激波脱体距离外,为了验证模拟结果,本文对

Table 1	Freestream conditions for program test			
Conditions	MSL1-1467	T52902	HYPULSE749	
MSL D/m	0.0508	0.1778	0.0508	
$u/(m \cdot s^{-1})$	3080	3160	4769	
T/K	1095	1793	1045	
$T_{\rm v}/{ m K}$	1095	1793	1045	
$ ho/(g \cdot m^{-3})$	15.1	92.7	5.75	
$h_0/(\mathrm{MJ}\cdot\mathrm{kg}^{-1})$	5.6	8.6	12.3	
Ма	6.2	4.3	9.89	
$Y_{\rm CO2}$	1.000	0.719	1.0	
$Y_{\rm CO}$	0.000	0.179	0	
Y_{O2}	0.000	0.100	0	
Y _O	0.000	0.002	0	

表1 程序验证的来流条件

参数为表1中HYPULSE749状态的自由来流进行 壁面热流计算,将数值结果与密歇根大学开发的 LeMANS 求解器^[30] 以及 NASA HYPULSE 膨胀管 的气动试验数据^[31]进行了对比,计算中 CO,各个振 动模态松弛速率统一采用弯曲模态速率,壁面边界 条件为 300 K 等温无滑移非催化壁面, 计算外型为 Mars Pathfinder 前体, 其与 MSL 探测器结构类似. 图 4 给出了本文程序与 LeMANS 在 HYPULSE749 工况下壁面热流的计算与试验数据的对比结果,其 中,试验数据的测量不确定度包含试验标准偏差以 及试验精度误差,根据文献[31],试验数据的测量不 确定度为±11%.



结果表明,本文计算程序与 LeMANS 求解器得 到的壁面热流值接近, 且均在 NASA HYPULSE 膨 胀管的气动试验数据误差范围之内. 通过对比可以 认为本文流场计算程序模拟高温热化学非平衡流动 具有较好的准确性,计算结果对比见表 2.

表 2 本文程序和 LAURA 的无量纲激波脱体距离计算结果 对比

Table 2	Comparison of shock standoff distances of sphere-cone
	model calculated by different codes

	Dimensionless shock	Conditions	Conditions
	standoff distance	MSL1-1467	T52902
present program LAURA	$\delta \Delta/R$	0.058	0.076
		0.059	0.077

3.2 颗粒计算程序验证

本文通过与 Ching 等^[10] 在相同来流条件下不 同初始位置颗粒在流场中的运动轨迹进行对比来验 证颗粒计算程序,计算模型为球体,其半径为 R_s= 0.006 m, 来流气体组分为 N₂, 来流马赫数 $Ma_{\infty} = 6.1$, 总压 $P_{t,\infty} = 17.5$ bar, 总温 $T_{t,\infty} = 570$ K, 壁面温度 $T_{wall} = 300$ K; 颗粒密度 $\rho_d = 2264$ kg/m³, 颗粒直径 $d_p = 0.19$ µm. 两颗粒初始位置与驻点线距离 d_s 分别 为 0.1 mm 和 1.8 mm; 本文使用的颗粒阻力模型及 Nusselt 数计算模型均与文献 [10] 相同, 图 5 为颗粒 运动轨迹本文计算程序与文献数据对比结果.



通过对比可以发现距驻点线 1.8 mm 的颗粒均 在到达壁面前受流场影响发生偏转,运动转向并运 动至计算域外,而初始位置 $d_s = 0.1$ mm 的颗粒与壁 面发生碰撞;在初始位置 $d_s = 1.8$ mm 的颗粒轨迹后 半段存在一定偏差,这是由于单向耦合下颗粒轨迹 计算结果不仅与流场计算结果有关,而且颗粒在流 场中的插值方法和颗粒运动的时间步长选择等对计 算结果均有影响,而文献 [10] 中并未包含完整的流 场信息、选用的插值方法以及如何确定时间步长; 为了对计算结果的偏差进行量化,将计算结果与文 献 [10] 参考数据的纵向差值与颗粒进入激波后的运 动轨迹长度的比值设为偏差值 Δe ,通过计算得 $d_s =$ 1.8 mm,直径 $d_p = 0.19 \ \mu m$ 的颗粒在运动轨迹上的最 大偏差值 $\Delta e = 0.73\%$,在颗粒运动轨迹规律一致的情 况下认为该偏差是可以接受的.

3.3 网格无关性与颗粒 CFL 敏感性分析

首先,采用 3 组不同的网格数目来对本文流场 计算进行网格无关性说明,分别为 250 × 180 (第一 层壁面网格高度 $\Delta n = 0.1357$ mm), 350 × 180 ($\Delta n =$ 0.0965 mm), 450 × 180 ($\Delta n = 0.0744$ mm), 仅对垂直 于壁面方向网格加密. 针对本文选取的 30 km 高度 的自由来流条件,图 6 给出了 3 种不同网格数目下 驻点线上的 x 方向速度分布以及驻点线上的温度分 布,可以看出本文计算结果基本不受网格数量的影 响.后续研究中采用 350 × 180 网格量的结果,其中 垂直于壁面方向为 350 个网格.

不同的颗粒 CFL 数会改变计算的时间步长,影 响到颗粒运动轨迹的计算,本节对颗粒计算程序的 颗粒 CFL 数进行敏感性分析,在激波附近区域存在 较大的速度梯度与温度梯度,所以当颗粒运动到激 波附近时 (本文根据密度梯度定义,当颗粒所在网格 密度梯度大于 5 kg/m⁴ 时),将颗粒 CFL 数调整为 0.01,而远离激波时颗粒 CFL 数分别设置为 0.1, 0.3 和 0.5.不同的颗粒 CFL 数对应的颗粒轨迹如 图 7 所示,当颗粒 CFL 数在 0.1~0.5 范围内时,计 算所得颗粒的运动轨迹差异约为流场尺度的 0.1%, 可以认为颗粒的运动轨迹基本重合,在本文网格尺 度下,颗粒 CFL 数取为 0.3 (激波附近为 0.01).





Fig. 7 Particle CFL number independence test

4 结果与讨论

4.1 颗粒高温相变模型的影响

单向耦合方法下,颗粒在计算域网格入口边界 均匀间隔的初始位置生成并添加至稳态的流场中, 通过颗粒运动方程进行迭代以及更新颗粒的属性, 直到颗粒撞击在壁面或离开计算域停止计算.

颗粒在流场的运动中伴随着热量交换,不同尺 寸的颗粒到达其融化温度需要吸收的热量不同,图 8 中给出的是 $d_p = 0.5$, 1.5 和 2.5 μ m 的颗粒在不考虑 和考虑相变情况下的运动轨迹.

根据阻力计算式 (1), 可得颗粒所受到的加速 度为

$$a_{\rm p} = \frac{3\rho_{\rm g}C_{\rm d}|\Delta V|^2}{8r_{\rm p}\rho_{\rm p}} \tag{20}$$

对于 *d*_p = 0.5 μm 的颗粒, 其粒径小, 惯性力小, 不考虑温升模型时大部分颗粒均受流场影响发生偏 转后, 随着流线运动至肩部以外而不与壁面发生撞 击, 如图 8(a) 所示; 考虑温升模型后, 颗粒吸收热量 达到熔点, 半径减小, 根据式 (20) 可知, 颗粒所受加 速度与其半径成反比, 因此小尺寸的颗粒加速度 更大.

在多相流体动力学中,定义斯托克斯数 St 来衡 量粒子跟随性^[32],当斯托克斯数很小时,粒子具有足 够时间去响应流场的变化,即跟随性越好. St = τ_p/τ_t , τ_t 为流动特征时间, τ_p 为颗粒松弛时间或响应时间^[33],



图 8 相变模型对颗粒轨迹影响



定义如下

$$\tau_{\rm p} = \frac{(1+2.7Kn_{\rm d})\rho_{\rm p}d_{\rm p}^2}{18\mu} \tag{21}$$

式中, $\rho_{\rm p}$ 为颗粒密度; $d_{\rm p}$ 为颗粒直径; μ 为流体的黏 性系数; $Kn_d = \lambda/d_p$ 为颗粒克努森数, λ 为分子平均自 由程.因此 dn 越小对应的 St 越小, 对应着颗粒的跟 随性越好,本文的计算结果也表明小尺寸颗粒展现 出相对更好的跟随性;考虑颗粒的高温相变造成小 尺寸颗粒体积变化量相比于其原始体积占比更重, 运动一定距离后会完全融化甚至蒸发消失 (本文判 定依据为 $d_{\rm p} < 1.0 \times 10^{-12}$ m), 因此 $d_{\rm p} = 0.5$ µm 的颗 粒基本不会对壁面侵蚀产生影响; d_p = 1.5 μm 的颗 粒运动轨迹与另外两组直径颗粒受温升影响下轨迹 偏离程度相对更大,靠近驻点线的颗粒运动时间相 对较短,在其轨迹未发生明显偏转时已撞击在壁面, 靠近肩部的颗粒发生相变后粒径减小,加速度相对 变大,颗粒响应时间减小, St 数逐渐减小,流场跟随 性增加,且由于吸收的热量不足以使颗粒融化至消 失,其与不考虑温升模型的颗粒轨迹相比差异最大; $d_{\rm p} = 2.5 \, \mu {\rm m}$ 的颗粒受温升影响相对较小,主要原因 是颗粒自身粒径大,体积大,对应的 St 数相对较大, 跟随性相对较差,且在流场运动中吸收的热量不足 以达到其融化温度,因此其运动轨迹变化相对较小.

由上分析可知,高温相变模型对于颗粒运动的 影响和其初始位置以及粒径有关;从颗粒对壁面的 撞击规律来说,相变模型对于较小或较大的颗粒影 响不大,较小颗粒和流动的跟随性较好,较大颗粒的 潜热较大,从流场吸收的热量对其运动轨迹影响不 大.本文后续的讨论都是考虑有高温相变模型的 工况.

4.2 颗粒运动分析

不同粒径的颗粒在流场中运动,其运动轨迹及 其对飞行器壁面的侵蚀差异较大,图9选取直径为 1 μm 和 5 μm 颗粒作为参考,对不同初始位置的颗 粒运动轨迹进行对比分析.

对于 $d_p = 1 \mu m$, 靠近驻点线的颗粒受流场影响 较小, 由图 9 可知, 气体经过激波后靠近驻点线处的 流场在 y 方向速度分量 v_g 较小, 靠近肩部的 v_g 较 大, 而颗粒经过激波时速度不受影响, v_p 为 0, 此时 靠近驻点线处流场与颗粒 y 方向速度差 Δv 较小,

由式(1)可知, y方向速度差Δv越小表明颗粒受 到较小的 y方向流场作用力,即颗粒在 y方向的加 速度越小;此外,在驻点线附近激波脱体距离比较 小,气体对颗粒作用时间短.因此,靠近驻点线的颗 粒更容易与壁面发生撞击;而靠近肩部的颗粒与流



Fig. 9 Trajectories of particles with different diameters

场 y 方向速度差Δv 相对较大,作用时间也相对较长, 受流场影响较大,更贴近流线运动;对于 $d_p = 5 \mu m$ 的颗粒,其具有较大的质量和惯性,在流场中受影响 较小,基本都以 x 方向运动为主,最后撞击到壁面.

图 10 为在同一初始位置下对不同粒径颗粒轨 迹的模拟. 根据式 (20) 计算, $a_p = r_p$ 成反比关系, 随 着粒径的增大, 颗粒受到的加速度变小, 即流场对颗 粒作用越晚体现, $d_p = 0.5 \mu m$ 的颗粒在进入激波后 最早在流场作用下出现"转向"现象, 且在运动过程 中由于吸热完全蒸发; 其次是 $d_p = 1.0 \mu m$ 的颗粒, 在 流场作用下最终脱离计算域; 而对 1.5, 2.0 和 2.5 μm 的颗粒流场作用较小, 均穿过流场后撞击壁面, 颗粒 越小, 向上偏离的位置越远.

在飞行器进入的过程中,需要关注的是尘埃颗 粒对 TPS 的撞击侵蚀,这里引入 Connolly 等^[34]提出 的撞击分数 η 以及撞击能量分数 χ 的概念;颗粒撞 击分数 η 被定义为撞击防热罩的颗粒数与基于防热



Fig. 10 Trajectory of different particle sizes

罩半径 A_{nose} 的截面积上的颗粒总数的比值. 受影响 的颗粒上游有一个固定的截面积 A_{impact}, 可以利用截 面积计算出各尺寸颗粒的撞击分数 η

$$\eta = \frac{A_{\text{impact}}}{A_{\text{nose}}} = \frac{r_{\text{impact}}^2}{r_{\text{nose}}^2}$$
(22)

力

其中, r_{impact} 是能够发生撞击的颗粒在上游径向的最大半径, r_{nose} 是防热罩半径, 对应图 3 中的 R_b.

图 11 为不同尺寸直径颗粒分别在考虑和不考 虑相变模型下进行计算得到的撞击分数对比,由图 11 可知,无论是否考虑相变模型,直径 1 µm 以下的颗 粒撞击分数均低于 0.1,主要原因是小尺寸颗粒的颗 粒响应时间较小,在到达壁面之前大部分均被流场 "捕获"运动至计算域以外,另外由于自身体积较小, 相变造成颗粒体积变化量相比于其原始体积占比更 重,甚至达到融化或完全蒸发的情况,因此并未对 TPS 造成侵蚀;而颗粒直径达到 3 µm 以上时,其对 应的颗粒响应时间比较大,颗粒没有足够的时间响 应流场的变化,且由于颗粒自身的体积较大,高温相 变模型对其半径的影响较小,因此对应较高的撞击 分数.



4.3 颗粒撞击能量研究

对于本文关注的表面侵蚀来说,由于目前没有 完善的微尺寸颗粒侵蚀模型,一般认为颗粒对壁面 的侵蚀主要与其对壁面造成的撞击能量有关,而颗 粒造成的撞击能量主要与它的法向动能有关,其法 向动能的损失等于对壁面造成的撞击能量,即

$$KE_{\perp} = \frac{1}{2}m_{\rm p}v_{\perp}^2 \tag{23}$$

其中, *KE*⊥是法向动能, *m*_p 是颗粒的质量, *v*⊥是颗粒 撞击壁面时的法向速度.

n个直径相同的颗粒造成的撞击能量可以写为

$$KE_{\perp,d} = \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{2} m_{\rm p} v_{\perp,i}^2$$
(24)

Palmer 对火星大气尘埃颗粒的大小和数量密度 进行了建模,本文选取其提出的模态半径 r_m=0.35 μm 对应的颗粒分布模型,其质量分数分布如图 12 所示^[9].

所有尺寸的颗粒造成的总撞击能量为

$$KE_{\perp,\text{total}} = \sum_{d=0}^{\infty} m_d \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{2} v_{\perp,i}^2$$
 (25)

其中, m_d 是直径为 d 的颗粒质量,将某特定尺寸直径 d 的颗粒产生的能量对总撞击能量的占比定义为撞击能量分数χ_d

$$\chi_d = \frac{m_d \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} v_{\perp,i}^2}{\sum_{d=0}^\infty m_d \sum_{i=1}^n \frac{1}{2} v_{\perp,i}^n}$$
(26)

图 13 为基于本文采用的颗粒分布模型进行模 拟得到的撞击能量分数分布.由图可知,平均直径为 5 µm 的颗粒造成的撞击能量在该颗粒分布模型所 造成的总撞击能量中占比最高,约占 13%;对撞击能 量主要贡献的颗粒尺寸集中在 3~10 µm,约占总撞 击能量的 80%;由图 13 可知,小于 3 µm 的颗粒对应 相对较小的撞击分数,且由于自身质量较小,撞击在 壁面产生的撞击能量较小;直径 10 µm 以上的颗粒 虽然具有较大的撞击分数以及单个颗粒造成较高的 撞击能量,但由于其较小的质量分数,对应较小的净 质量浓度,因此直径小于 3 µm 或在 10 µm 以上的颗





5 结论

本文通过数值模拟方法研究了 ExoMars Schiaparelli 太空舱在火星大气 30 km 高度的来流条件下,大气 中微尘颗粒的运动轨迹;同时研究了在给定含尘颗 粒质量分数模型下,不同尺寸颗粒对应的撞击分数 以及撞击能量分数.本文得出结论如下.

(1) 引入高温相变模型对不同尺寸的颗粒有不同的影响,直径小于 0.5 μm 的颗粒由于其体积小, 易达到融化温度直至完全蒸发消失;对于直径为 1.5 μm 的颗粒,颗粒在吸热后发生相变粒径减小,高温相变 模型对其运动轨迹影响较大;直径大于 2.5 μm 的颗 粒由于体积较大,吸收的热量不足以发生相变,高温 相变模型对运动轨迹影响非常小.

(2) 直径 1 μm 以下的颗粒跟随性相对较强, 对 应的撞击分数接近于 0, 即大部分颗粒不会与模型壁 面发生碰撞; 颗粒直径 3 μm 以上时, 其撞击分数达 95% 以上, 即几乎所有初始位置的颗粒全部会撞击到模 型壁面.

(3)考虑颗粒的撞击能量主要与其法向动能有 关,直径在 3~10 μm 之间的颗粒是壁面侵蚀的主要 来源,其造成的撞击能量约占总撞击能量的 80%.

参考文献

- 1 杨肖峰. 火星探测器气动力热和传热特性研究. [硕士论文]. 绵阳: 中国空气动力研究与发展中心, 2013 (Yang Xiaofeng. Aerodynamics, aerothermodynamics and heat-transfer investigation for Mars entry vehicles. [Master Thesis]. Mianyang: China Aerodynamics Research and Development Center, 2013 (in Chinese))
- 2 Li CH, Zhang RQ, Yu DY, et al. China's Mars exploration mission and science investigation. *Space Science Reviews*, 2021, 217(4): 57
- 3 王誉棋,魏勇,范开等. 沙尘暴对火星表面探测器的影响: 回顾与 展望. 科学通报, 2023, 68(4): 368-379 (Wang Yuqi, Wei Yong, Fan Kai, et al. The impact of dust storms on Mars surface rovers: review and prospect. *Chinese Science Bulletin*, 2023, 68(4): 368-379 (in

Chinese))

- 4 Fernández W. Martian dust storms: A review. *Earth, Moon, and Planets*, 1997, 77(1): 19-46
- 5 Vasilevskii E, Osiptsov A, Chirikhin A, et al. Heat exchange on the front surface of a blunt body in a high-speed flow containing low-inertia particles. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 2001, 74(6): 1399-1411
- 6 Papadopoulos P, Tauber ME, Chang ID. Heatshield erosion in a dusty Martian atmosphere. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1993, 30(2): 140-151
- 7 Palmer G, Chen YK, Papadopoulos P, et al. Reassessment of effect of dust erosion on heatshield of mars entry vehicle. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2000, 37(6): 747-752
- 8 Majid A, Bauder U, Herdrich G, et al. Two-phase flow solver for hypersonic entry flows in a dusty Martian atmosphere. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2016, 30(2): 418-428
- 9 Palmer G, Ching E, Ihme M, et al. Modeling heat-shield erosion due to dust particle impacts for Martian entries. *Journal of Spacecraft* and Rockets, 2020, 57(5): 857-875
- 10 Ching EJ, Barnhardt M, Ihme M. Sensitivity of hypersonic dusty flows to physical modeling of the particle phase. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2021, 58(3): 653-667
- 11 Ching EJ, Ihme M. Sensitivity study of high-speed dusty flows over blunt bodies simulated using a discontinuous Galerkin method. AI-AA Paper 2019-0895, 2019
- 12 Ching EJ, Ihme M. Discontinuous Galerkin simulations of dusty flows over a full-scale capsule during Mars atmospheric entry. *AIAA Paper*, 2021: 2021-1518
- 13 Wörner M. A Compact Introduction to the Numerical Modeling of Multiphase Flows. Karlsruhe: Wissenschaftliche Berichte Fzka, 2003
- 14 Majid A, Bauder U, Stindl T, et al. Development of a two phase solver accounting for solid particles in continuum gas flows. *AIAA Paper*, 2008: 2008-4105
- 15 Kroells MD, Sahai A, Schwartzentruber TE. Sensitivity study of dust-induced surface erosion during Martian planetary entry. *AIAA Paper*, 2022: 2022-0112
- 16 Habeck JB, Kroells MD, Schwartzentruber TE, et al. Characterization of particle-surface impacts on a sphere-cone at hypersonic flight conditions. *AIAA Paper*, 2023: 2023-0205
- 17 Henderson CB. Drag coefficients of spheres in continuum and rarefied flows. AIAA Journal, 1976, 14(6): 707-708
- 18 Bailey AB, Hiatt J. Free-flight measurements of sphere drag at subsonic, transonic, supersonic, and hypersonic speeds for continuum, transition, and near-free-molecular flow conditions. Arnold Engineering Development Center Arnold AFS TN, 1971
- 19 Fox T, Rackett C, Nicholls J. Shock wave ignition of magnesium powders//Shock Tube and Shock Wave Research, Eleventh International Symposium, Seattle, 1978
- 20 Schaefer L, Fegley Jr B. A thermodynamic model of high temperat-

力

ure lava vaporization on Io. Icarus, 2004, 169(1): 216-241

- 21 Centolanzi FJ, Chapman DR. Vapor pressure of tektite glass and its bearing on tektite trajectories determined from aerodynamic analysis. *Journal of Geophysical Research*, 1966, 71(6): 1735-1749
- 22 Bartier PM, Keller CP. Multivariate interpolation to incorporate thematic surface data using inverse distance weighting (IDW). Computers & Geosciences, 1996, 22(7): 795-799
- 23 Pinaud G, Bertrand J, Soler J, et al. Exomars mission 2016: A preliminary post-flight performance analysis of the heat shield during entry on Mars atmopshere. *AIAA Paper*, 2019: 2019-0244
- 24 Gülhan A, Thiele T, Siebe F, et al. Aerothermal measurements from the ExoMars Schiaparelli capsule entry. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 2019, 56(1): 68-81
- 25 Kim KH, Kim C, Rho OH. Methods for the accurate computations of hypersonic flows—I. AUSMPW + scheme. *Journal of Computational Physics*, 2001, 174(1): 38-80
- 26 Jameson A, Yoon S. LU implicit schemes with multiple grids for the Euler equations. *AIAA Paper*, 1986: 1986-105
- 27 Camac M. CO₂ relaxation processes in shock waves. *Fundamental Phenomena in Hypersonic Flow*, 1964: 195-215
- 28 Millikan RC, White DR. Systematics of vibrational relaxation. The

Journal of Chemical Physics, 1963, 39(12): 3209-3213

- 29 Leibowitz MG, Austin JM. Hypervelocity spherically-blunted cone flows in Mars entry ground testing. *AIAA Journal*, 2021, 59(9): 3317-3330
- 30 Moreira FC, Wolf WR, Azevedo JLF. Thermal analysis of hypersonic flows of carbon dioxide and air in thermodynamic non-equilibrium. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2021, 165: 120670
- 31 Hollis BR, Perkins JN, High-enthalpy aerothermodynamics of a Mars entry vehicle. Part 1: Experimental results. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1997, 34(4): 449-456
- 32 李中华,李志辉,蒋新宇等. NPLS 流场测量技术在高超声速风洞 中纳米粒子跟随性数值仿真. 实验流体力学, 2017, 31(1): 73-79 (Li Zhonghua, Li Zhihui, Jiang Xinyu, et al. Numerical simulation of nano-particle following features for NPLS measurement technology used in hypersonic wind tunnel. *Journal of Experiments in Fluid Mechanics*, 2017, 31(1): 73-79 (in Chinese))
- 33 Urban WD, Mungal M. Planar velocity measurements in compressible mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, 431: 189-222
- 34 Connolly B, Loth E. Simulations of ash and sand impact on a hypersonic forebody. AIAA Journal, 2021, 59(6): 1914-1923