文章编号:1007－6735(2026)05－0556－10　DOI: 10.13255/j.cnki.jusst.20260630002

航天器大气再入的气动力热及结构响应分析

王　勇，　肖天白，　张勇豪
（中国科学院力学研究所 流体力学交叉研究中心，北京 100190）

摘要：针对日益严峻的航天器非受控再入问题，基于开源软件 SPARTA 与 Code_Aster 发展一套过渡流域气动力热与结构响应的准静态热−力耦合分析计算框架。采用直接模拟蒙特卡洛方法求解 90～120 km 过渡流域的气动力与气动热，并结合离散克希霍夫理论的多层壳单元有限元模型求解结构热−力耦合响应。以 Deep Space 1 航天器为对象，开展再入过程的气动热力及结构响应分析。由气动仿真结果可知，随着海拔高度降低，气动阻力增加约两个量级，热流增加数倍。由数值结果可推测，120 km 处太阳能帆板已出现热力性能的显著退化，100 km 附近将进入解体进程。研究结果可为主/被动返回航天器的初始设计提供参考。

关键词：航天器大气再入；SPARTA；Code_Aster；气动热；气动力；结构热力响应
中图分类号：F 830　　**文献标志码：**A

Analysis of aerodynamic force, aerodynamic heating, and structural response during spacecraft atmospheric reentry

Wang Yong,　Xiao Tianbai,　Zhang Yonghao
(*Centre for Interdisciplinary Research in Fluids, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

Abstract: To address the increasingly severe problem of uncontrolled spacecraft reentry, a quasi-static thermo-mechanical coupling computational framework was developed for aerodynamic force and heating in the transitional flow regime and the corresponding structural response, based on the open-source codes SPARTA and Code_Aster. The direct simulation Monte Carlo (DSMC) method was employed to resolve the aerodynamic force and heating in the 90～120 km transitional flow regime, while a multilayer shell finite element model based on the discrete Kirchhoff theory was used to analyze the coupled thermo-mechanical structural response. Taking the Deep Space 1 spacecraft as the study object, the aerodynamic force, heating, and structural response during the reentry process were analyzed.

收稿日期: 2026−06−30
第一作者: 王　勇(1989—)，男，博士后．研究方向：气体动理论、计算流体力学．E-mail：wangyong@imech.ac.cn
通信作者: 张勇豪(1970—)，男，研究员．研究方向：气体动理论、计算流体力学．E-mail：yonghaozhang@imech.ac.cn

引文格式: 王勇，肖天白，张勇豪．航天器大气再入的气动力热及结构响应分析[J]．上海理工大学学报，2026，48(5)：556-565.
Citation: Wang Yong, Xiao Tianbai, Zhang Yonghao. Analysis of aerodynamic force, aerodynamic heating, and structural response during spacecraft atmospheric reentry[J]. Journal of University of Shanghai for Science and Technology, 2026, 48(5): 556-565.

The aerodynamic simulation results show that as the altitude decreases, the aerodynamic drag increases by roughly two orders of magnitude, and the heat flux increases several-fold. The numerical results suggest that the solar panels already exhibit significant degradation of thermo-mechanical properties at 120 km and begin to disintegrate around 100 km. The study provides a reference for the preliminary design of active or passive reentry spacecraft.

Keywords: *spacecraft atmospheric reentry*; *SPARTA*; *Code_Aster*; *aerodynamic heating*; *aerodynamic force*; *structural thermo-mechanical response*

随着人类航天活动日益频繁，近地轨道上大量卫星、空间站及货运飞船在完成任务或达到寿命末期后，将面临离轨再入地球大气层的问题。如果航天器非受控再入大气层过程的轨迹无法准确预测，以及未能完全烧蚀殆尽，残存的高熔点碎片从高速坠落地表，将对地面人员生命财产安全及生态环境构成严峻威胁。据统计，2010—2023 年，已有超过 1 600 t 的航天器以非受控方式再入大气层[1]。例如，欧空局的风神卫星（Aeolus）[2] 在设计之初由于未考虑离轨要求，2023 年 7 月通过一系列“辅助再入”操作，利用剩余燃料将卫星近地点降至约 120 km 后勉强进入再入程序。由于无法获取翻滚状态下的精确气动特性，飞控团队只能假设阻力系数从 2.0 降至 0.6 进行估算。此外，由于羽流干扰等复杂流固耦合效应，实际姿态控制推力对气动阻力的补偿量达到惊人的 230%，远超仿真预期的 70%，直接导致卫星高度异常抬升，险些偏离预定落区。因此，调姿的不确定性将对再入轨迹的预测及可能的地面再入地点选择带来挑战。非受控航天器再入属于典型的非常规再入问题，往往不具备专门的气动布局与热防护措施[3]。当其以超高速度进入大气层后，在强烈的气动力与气动热耦合作用下将经历复杂的物理化学过程：原始构型解体、金属材料软化熔融、复合材料热解烧蚀[1] 等。整个再入过程涉及飞行运动、气动力、气动热和结构解体等多个相互耦合的学科技术领域，其复杂性远超常规受控再入问题。因此，开展跨学科研究对准确预测再入轨迹、时间、地点等具有重要工程意义。

当前，国内外在航天器再入解体分析预报方面已建立一系列工具，如美国的 DAS 和 ORSAT、欧空局的 DRAMA 和 SCARAB 等[4]，但算法及软件可靠性还需进一步提升。首先，集成分析系统的物理保真度不足。现有工具多基于理想化条件和简化假设，将复杂航天器简化为球体或圆柱等基本几何形状。虽然 SCARAB 等软件尝试模拟真实航天器外形，但局限于连续流区，难以实现全轨迹跨流域气动热与结构破坏的高精度耦合，导致对局部流场、材料相变和结构节点失效的预测过于乐观。另外，流−固−热多场耦合仿真能力薄弱。再入过程中，结构不断变形、熔融和剥离，气动边界随之动态变化。现有耦合分析方法在处理航天器复杂网格变形和数据传递时存在诸多困难。从飞行环境及数值仿真角度出发，航天器再入过程中穿越自由分子流、过渡流到连续流等多个流动区域[5]。在 90～120 km 以上高空，大气处于稀薄过渡流区，流动呈现显著的强非平衡效应，需采用直接模拟蒙特卡洛（direct simulation Monte Carlo, DSMC）方法[6] 或 Boltzmann 方程求解算法[7] 进行气动力热模拟。随着高度下降至连续流区，高超声速运动将带来强烈的激波与气动加热，需要计算流体力学方法（computational fluid dynamics, CFD）[8] 开展仿真研究。在结构响应与解体机制方面，气动热环境使得结构温度急剧升高，产生巨大热应力；同时，气动载荷引发结构变形与机械失效。因此，气动−热−结构多物理场耦合仿真与有限元分析成为揭示再入解体过程的核心手段[9]。

现阶段，航天器再入返回的气动力热及流固耦合研究主要集中在 CFD 领域，如 Pasolini 等[10] 开发的 TITAN 框架，采用模块化架构，集成气动、热分析、飞行力学和结构分析的高低保真模型，在计算成本与预测精度间取得平衡。Ledermann 等[11] 改进 PAMPERO 框架，将 CFD 求解器与 6 自由度（6-DOF）求解器及有限元求解器链接，实现对航天器再入过程中气动−结构耦合效应模拟。Wang 等[12] 开发两个基于 CFD 的数据集用于气动预测。第一个数据集以马赫数（7.0～11.9）为输入

变量，包含50个二维圆柱绕流数值模拟；第二个数据集进一步包含马赫数、温度、压力等扩展参数影响。但在90～120 km航天器再入的典型过渡流域空间，采用DSMC和FEM开展再入过程的流固耦合仿真尚未系统展开，尚处在DSMC的算法拓展阶段。如Darbandi等[13]开发并验证混合N-S/DSMC算法，通过在连续流区域应用N-S方程、在稀薄流区域应用DSMC方法，实现两种方法的优势互补。其研究结果表明，在马赫数为10、克努森数为0.01的工况下，与纯DSMC方法相比，混合N-S/DSMC算法将计算时间减少约35%。梁杰等[14]采用DSMC开展天宫一号大型航天器再入时太阳帆板气动力/热模拟分析。随后，Liang等[15]进一步开展有限元分析，但航天器结构传热建模尚有不足，如仅考虑垂直于帆板的一维传热，未考虑热应力对结构变形及应力影响。为此，本文开展DSMC和FEM的力−热−结构耦合算法及仿真研究，为后续工程应用奠定基础。

1 研究方法

1.1 DSMC方法

DSMC方法是由Bird[6]提出的一种基于微观分子运动的粒子类方法。该方法通过追踪大量模拟分子的运动和碰撞行为，直接求解稀薄气体流动的物理过程，在高速稀薄气流中具有不可替代的优势。DSMC方法假设分子之间的平均自由程λ远大于分子本身的尺寸，分子间的相互作用主要为二体碰撞。Nanbu[16]和Babovsky等[17]在20世纪80年代从数学上严格证明当模拟分子数趋于无穷大、网格和时间步长趋于无穷小时，DSMC分子碰撞过程的期望值弱收敛于Boltzmann方程的碰撞算子。Wagner[18]进一步证明了DSMC在求解Boltzmann方程相容数值方法时的地位，为DSMC的广泛应用奠定数学基础。

在算法构造上，DSMC采用粒子运动与碰撞解耦处理方法模拟粒子的迁移和碰撞过程，需满足网格尺度小于平均分子自由程的1/3，时间步长小于平均碰撞时间的1/3。网格单元采用NTC(no time counter)方法确定模拟粒子的碰撞次数，实现物理尺度碰撞频率的精确匹配。对于高超声速流动，分子内能(转动、振动)的激发与弛豫对计算精度至关重要。计算中可采用变径软球模型(variable soft sphere, VSS)实现流动黏性和扩散系数的精确恢复。内能交换采用Larsen-Borgnakke现象学模型，实现粒子碰撞对的内部能量交换。随着海拔高度降低，粒子数密度显著提升，化学反应概率显著增大，可采用总碰撞能模型(total collision energy, TCE)将宏观Arrhenius反应速率常数与微观碰撞截面建立关联。当粒子撞击物面时，需依据气体表面相互作用模型对粒子反射行为进行描述。经典模型包括完全弹性反射的镜面反射模型、完全热适应的漫反射模型，以及结合这两者的混合模型。这些模型通过引入热适应系数来描述入射分子与壁面进行动量和能量交换后的散射机制，其中，漫反射模型因能较好地反映真实壁面的粗糙度效应而在工程计算中被广泛采用。对于宏观尺度关注的流动速度、压强、密度、能量等信息采用系综平均方法对模拟粒子携带的信息进行统计。

在算法实现上，本文采用SPARTA(stochastic parallel rarefied-gas time-accurate analyzer)开展研究。SPARTA是由美国Sandia国家实验室开发的开源三维DSMC仿真软件。其优势在于极高的大规模并行计算能力，可高效处理数十亿量级以上粒子的超大规模流场。采用Cut-Cell网格技术精准贴合复杂几何边界，避免了贴体网格类DSMC方法繁琐的网格生成过程，结合动态负载平衡及网格自适应技术保障极高的并行效率。

1.2 航天器结构传热控制方程

航天器结构通常采用空间薄壁结构，以本文关注的航天器太阳能帆板为例，属于厚跨比极小的薄壁外形。为减少计算资源消耗，采用基于离散克希霍夫理论(discrete Kirchhoff theory, DKT)的薄板/薄壳结构力学单元理论。为模拟薄壁结构的法向温度梯度，进一步采用多层壳单元模型。航天器结构的三维传热控制方程为

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla \cdot (\lambda \nabla T) = Q \tag{1}$$

式中：ρ为材料密度；c_p为比定压热容；λ为导热系数；T为温度；t为时间；Q为内部热源。

本文采用稳态分析方法时，时间相关项$\partial T/\partial t$趋于0。采用壳单元模型时，将厚度方向离散为N_{cou}层，则厚度方向的温度分布可通过厚度方向积分进行求解。

航天器再入过程中传热边界条件主要包含高

速来流的气动加热热流 q_{flux} 和壁面辐射热流 q_{rad}

$$-\lambda\frac{\partial T}{\partial n}\bigg|_{\pm h/2}=q_{\mathrm{flux}}^{\pm}-q_{\mathrm{rad}}^{\pm} \tag{2}$$

式中：$\dfrac{\partial T}{\partial n}$为沿法线方向 n 的温度梯度；h 为壳体厚度；±表示薄壁结构的两侧表面。根据 Stefan-Boltzmann 定律，辐射热流为

$$q_{\mathrm{rad}}=\varepsilon\sigma(T_{\mathrm{w}}^4-T_{\infty}^4) \tag{3}$$

式中：ε为表面发射率；σ为 Stefan-Boltzmann 常数；T_{w}为壁温；T_{∞}为背景温度。

由于辐射项 T^4 具有高度非线性，直接进行非线性求解计算成本极高，特别是结构大变形时迭代求解困难。本文采用 Picard 迭代线性化技术，将辐射边界转化为等效对流边界条件：

$$q_{\mathrm{rad}}^{(k)}=h_{\mathrm{rad}}\left(T_{\mathrm{w}}^{(k)}\right)\left(T_{\mathrm{w}}^{(k+1)}-T_{\infty}\right) \tag{4}$$

式中，k 表示迭代步数。等效辐射换热系数 $h_{\mathrm{rad}}\left(T_{\mathrm{w}}^{(k)}\right)$定义为

$$h_{\mathrm{rad}}\left(T_{\mathrm{w}}^{(k)}\right)=\varepsilon\sigma\left[\left(T_{\mathrm{w}}^{(k)}\right)^2+T_{\infty}^2\right]\left(T_{\mathrm{w}}^{(k)}+T_{\infty}\right) \tag{5}$$

在每个迭代步 k 中，利用当前$h_{\mathrm{rad}}\left(T_{\mathrm{w}}^{(k)}\right)$求解线性热传导方程得到新温度场$T_{\mathrm{w}}^{(k+1)}$，随后通过松弛因子$\omega$更新下一轮温度：

$$T_{\mathrm{w}}^{(k+1)}=(1-\omega)T_{\mathrm{w}}^{(k)}+\omega T_{\mathrm{w}}^{(k+1)} \tag{6}$$

当$\left|T_{\mathrm{w}}^{(k+1)}-T_{\mathrm{w}}^{(k)}\right|<\delta$时迭代收敛，得到稳态温度场。其中，$\delta$为给定残差。

相较于 Liang 等[15]工作的主要贡献，本文考虑了帆板的多维传热，并在结构变形和应力分析中进一步考虑热应力影响，有限元单元类型方面则采用多层壳单元建模用于解决帆板模拟中实体单元计算效率低的问题。

1.3　航天器结构力场控制方程

航天器结构的力场求解基于壳单元的大变形非线性力学求解方法。由于外力及热致变形可能导致薄板发生大范围翘曲与转动，控制方程基于更新拉格朗日法的大变形虚功原理，并采用准静态结构分析假设：

$$\int_{\Omega}\boldsymbol{\sigma}:\delta\boldsymbol{\varepsilon}\mathrm{d}\Omega=\int_{\Omega}\boldsymbol{f}\cdot\delta\boldsymbol{u}\mathrm{d}\Omega+\int_{\Gamma}\boldsymbol{t}\cdot\delta\boldsymbol{u}\mathrm{d}\Gamma \tag{7}$$

式中：$\boldsymbol{\sigma}$为柯西应力；$\delta\boldsymbol{\varepsilon}$为虚位移$\delta\boldsymbol{u}$对应的虚应变（包含线性与非线性几何部分）；$\boldsymbol{f}$和$\boldsymbol{t}$分别为体力和面力；$\Omega$和$\Gamma$分别表示体积分和面积分的积分域。

本文计算中，将结构高温热膨胀效应导致的结构变形，也就是将温度场计算得到的中面温度T_{mid}和厚度温差ΔT转化为等效热应变和热曲率，以等效热载荷形式传递给力场进行求解。对结构力场控制方程进行有限元离散后，可得到非线性代数方程组：

$$\boldsymbol{R}(\boldsymbol{u})=\boldsymbol{F}_{\mathrm{ext}}-\boldsymbol{F}_{\mathrm{int}}(\boldsymbol{u})=0 \tag{8}$$

式中：$\boldsymbol{u}$为节点位移向量；$\boldsymbol{F}_{\mathrm{ext}}$为外载荷向量，包括气动外力载荷以及由热膨胀和热曲率引起的等效热载荷；$\boldsymbol{F}_{\mathrm{int}}(\boldsymbol{u})$为与当前位移状态对应的内力向量；$\boldsymbol{R}(\boldsymbol{u})$为残余力向量。

采用 Newton-Raphson 方法在每一载荷增量步内进行迭代求解。设载荷增量步中第 i 次迭代的位移为$\boldsymbol{u}^{(i)}$，则位移增量$\Delta\boldsymbol{u}^{(i)}$求解为

$$\boldsymbol{K}_{\mathrm{T}}^{(i)}\Delta\boldsymbol{u}^{(i)}=\boldsymbol{R}^{(i)} \tag{9}$$

其中

$$\boldsymbol{R}^{(i)}=\boldsymbol{F}_{\mathrm{ext}}-\boldsymbol{F}_{\mathrm{int}}\left(\boldsymbol{u}^{(i)}\right) \tag{10}$$

$$\boldsymbol{K}_{\mathrm{T}}^{(i)}=\frac{\partial\boldsymbol{F}_{\mathrm{int}}}{\partial\boldsymbol{u}}\bigg|_{\boldsymbol{u}=\boldsymbol{u}^{(i)}} \tag{11}$$

式中，$\boldsymbol{K}_{\mathrm{T}}^{(i)}$为第 i 次迭代的切线刚度矩阵。求得位移增量后，位移更新为

$$\boldsymbol{u}^{(i+1)}=\boldsymbol{u}^{(i)}+\Delta\boldsymbol{u}^{(i)} \tag{12}$$

迭代至残余力范数满足如下收敛准则：

$$\frac{\left\|\boldsymbol{R}^{(i)}\right\|}{\|\boldsymbol{F}_{\mathrm{ext}}\|}\leqslant 10^{-4} \tag{13}$$

本文在航天器结构的热−力耦合计算方面采用法国电力集团开发的开源有限元软件 Code_Aster。该软件专精于结构力学、热学及多物理场耦合仿真。其隐式求解框架具备强大的非线性处理能力，内置涵盖弹塑性、损伤、蠕变等丰富的材料本构模型，特别适用于本文面临的热力耦合复杂工况。核心优势在于：算法经过数十载核工业严苛工程验证，稳定性与精度极为可靠；完全开源，用户可自由修改源码并扩展功能，支持定制化二次开发；提供完备的 Python 接口，便于实现参数化建模、多尺度耦合及自动化后处理；支持大规模并行计算，可高效求解百万自由度级模型。

1.4　SPARTA-Code_Aster 耦合计算流程

本文在流−热−力耦合计算实施上采用解耦处理方法，即基于准静态气动载荷与热流作用下的结构热−力平衡响应算法，在给定来流工况后，由 SPARTA 完成高超声速过渡流域的气动力热仿

真。获得航天器体表面的气动力、气动热分布情况后，交由 Code_Aster 进行结构的热−力耦合仿真。DSMC 采用定常流动计算方法（流场时间平均）。由于 Monte Carlo 方法存在统计噪声，无法借鉴 CFD 中严格定义的收敛残差，本文采用壁面力、热流的波动为参考作为收敛残差，当两个时间平均迭代计算的相对误差满足残差标准后，传递壁面数据给 Code_Aster。SPARTA 输出的表面热力分布采用高斯滤波法进行降噪处理，减少统计波动对有限元热力求解收敛的影响。计算流程如下：

a. SPARTA 参数设置与流动仿真；

b. SPARTA 壁面力、热流的波动满足收敛残差标准后结束计算；

c. SPARTA 壁面力、热流分布采用高斯滤波进行降噪处理；

d. Python 中 SciPy 库的径向基函数插值函数（RBFInterpolator）进行 SPARTA 和 Code_Aster 的壁面数据交换；

e. Code_Aster 结构传热仿真；

f. 将结构温度变形作为等效外力载荷，叠加气动力载荷，Code_Aster 结构静力学仿真。

考虑到航天器再入初始高度海拔较高（100 km 以上），大气较稀薄，流动非定常效应极弱，本文在计算模拟中采用单向解耦计算流程，暂未考虑结构变形对流场的影响。以作者仿真经验，对于结构大变形及断裂的计算，可以将 SPARTA 作为主程序，采用内部 shell 命令完成壁面数据处理和 Code_Aster 调用，并采用内部 jump 命令进行循环迭代计算。对于结构对流场影响的精细分析，在迭代计算中可采用 SPARTA 内部命令 remove_surf 和 read_surf 实现结构外形及粒子更新，壁面力、热流的波动收敛残差则用于判断是否调用 Code_Aster 及执行壁面数据交换。

2 验证与分析

本文在航天器建模方面采用美国宇航局喷气推进实验室研制的深空一号（Deep Space 1），几何模型文件来源于官方网站（https://science.nasa.gov/3d-resources/deep-space-1/），重构成 SPARTA 所需的几何模型和表面网格，如图 1 和图 2 所示。航天器帆板展开后的整体长度约为 11.8 m，单侧帆板长度约为 4.6 m，整体由 8 块帆板组成，并由铰链连接。单块帆板的宽和高分别为 1.0685、1.4320 m，厚度为 0.0136 m。材料设置方面铰链选择铝合金，帆板选择碳纤维复合材料。DSMC 模拟时表面共离散为 831 862 个三角形单元，有限元建模时帆板离散为 38 514 个三角形单元，采用 3 层壳单元布局。

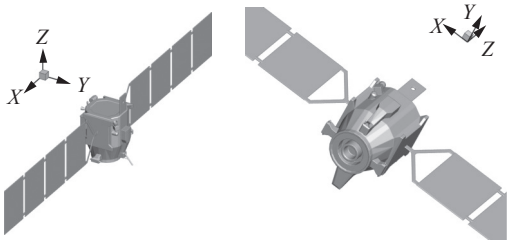
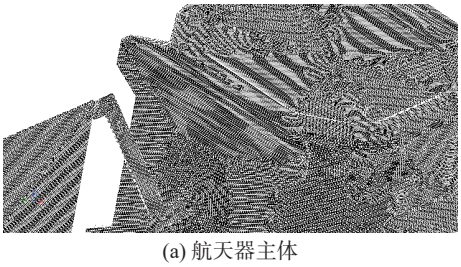
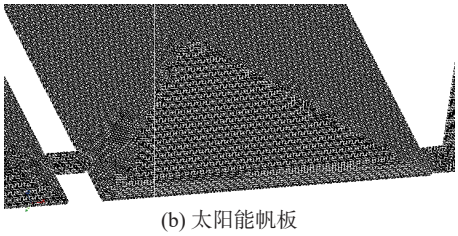


图 1 Deep Space 1 几何模型

Fig. 1 Geometric model of Deep Space 1



(a) 航天器主体



(b) 太阳能帆板

图 2 结构表面网格

Fig. 2 Structural surface mesh

本文传热计算部分采用稳态分析方法，目的不是完整模拟航天器整个再入过程中的瞬态传热过程，而是针对航天器不同再入高度下的局部气动热环境，计算太阳能帆板在当地热流作用下的温度分布，并用于后续结构变形和应力分析。因此，本文在每一个再入高度处，根据当地气动热流、辐射散热和材料导热条件，采用稳态热传导方程求解局部温度场，属于逐高度局部准稳态热传导模型，而非假设整个再入过程全局严格稳态。本文研究的太阳能帆板，长宽尺寸为 m 量级，厚度为 cm 量级，属于典型薄壁结构。在局部气动加热作用下，热量主要沿厚度方向传递，厚度方向导热决定局部壁面温度和热流分配，展向导热则主要影响整块帆板范围内的温度均匀化过程。对于帆板主体的碳纤维材料，设置等效导热系数 λ=5 W/(m·K)，热

扩散系数 α=3.0×10^{-6} m^2/s，厚度方向的热扩散特征时间 $t_\perp \sim \delta^2/\alpha = (0.013\,6)^2/\left(3.0\times10^{-6}\right) \approx 61$ s。假设航天器高度下降 30 km 走过的轨迹路径有 1 000 km，再入速度为 7 600 m/s，则本段路径再入时间约为 $t_{\text{path}} = L/U_\infty = 1\,000/7\,600 \approx 131$ s。最终传热傅里叶数 $F_O = \alpha t/\delta^2 = t_{\text{path}}/t_\perp = 131/61 \approx 2.14$，厚度方向温度响应快于再入热流变化，稳态假设基本成立。

2.1　自由分子流及过渡流平板绕流算例验证

为分析 SPARTA 计算能力，对航天器的单块帆板外形进行验证，帆板尺寸与 Deep Space 1 的单块帆板尺寸相同。平板垂直于自由来流，来流条件为 200 km 和 100 km 的地球大气环境，空气组分数据取自 NASA 1976 标准大气模型。来流速度 U_∞ 为 7 600 m/s，平板壁面设置为漫反射边界条件，且壁温 T_w 为 500 K，采用五组分空气（N_2、O_2、NO、N、O）模型及 TCE 模型模拟流动的化学反应过程。以 100 km 高度海拔为例，来流方向为+X 坐标轴方向，平板几何范围 X 坐标轴方向 0～0.013 6 m（厚度），Y 坐标轴方向 0～1.068 5 m，Z 坐标轴方向 0～1.432 m，相应的计算域范围分别为±1.0 m、−1.0～2.0 m，−1.0～2.5 m，初始网格为 80×120×140 的笛卡尔网格，壁面加密后总网格量约 200 万，平板壁面附近经两次加密后最小网格尺度 Δx = 0.006 25 m，远小于自由程（0.14 m）的网格尺度要求。时间步长 $\Delta t = 5.0\times10^{-7}$ s。初始时刻每个计算网格内布置 20 个模拟粒子，总模拟粒子数约 2 600 万。本算例网格和粒子参数设置与后续 Deep Space 1 航天器绕流算例相同，若单纯研究平板绕流问题，网格和粒子数可显著减少。

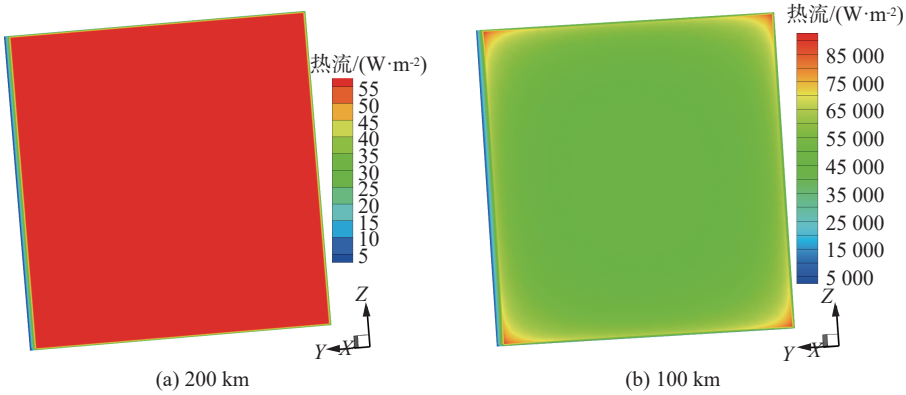
对于 200 km 来流条件，基于硬球模型假设，来流克努森数 Kn 约为 217，属于自由分子流范围。根据分子动力学经典理论，平板的气动力系数 C_d 和气动热 q 存在如下理论解[5]：

$$C_d = \frac{1}{S^2}\left[\left(\frac{(2-\sigma_s)S_n}{\sqrt{\pi}} + \frac{\sigma_s}{2}T_r\right)e^{-S_n^2} + \left((2-\sigma_s)(S_n^2+0.5) + \frac{\sigma_s}{2}\sqrt{\pi}S_nT_r\right)(1+\text{erf}(S_n))\right] \tag{14}$$

$$q = \sigma_s\rho_\infty RT_\infty\sqrt{\frac{RT_\infty}{2\pi}}\left[\left(S^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} - \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}T_w\right)\left(e^{-S_n^2} + \sqrt{\pi}S_n(1+\text{erf}(S_n))\right) - \frac{1}{2}e^{-S_n^2}\right] \tag{15}$$

式中：$S = U_\infty/\sqrt{2RT_\infty}$ 为速度比；$S_n = S\cos\theta$，θ 为来流迎角；$T_r = \sqrt{T_w/T_\infty}$ 为温度比平方根；σ_s 为壁面适应系数；erf() 为误差函数；ρ_∞ 为来流气体密度；γ 为来流气体绝热指数。

200 km 来流条件下，由理论解计算得出平板阻力和热流密度为 0.023 9 N 和 56.58 W/m^2，DSMC 仿真获得的阻力和热流密度为 0.024 2 N 和 56.8 W/m^2，吻合度极高。图 3 为平板迎风面（$-X$ 坐标轴 YOZ 平面）的表面热流分布。200 km 来流条件下，空气极其稀薄，分子之间碰撞极弱，热流分布均匀；100 km 来流条件下，空气数密度显著提升，分子之间碰撞频率增加，中心点热流最小，距离中心点越远，壁面附近粒子携带的切向动能越大，传递给壁面的热流增加越显著。



(a) 200 km　　(b) 100 km

图 3　平板热流云图

Fig. 3　Heat flux contours on a flat plate

2.2　Orion 返回舱再入绕流算例验证

为进一步验证 SPARTA 的三维复杂流动仿真能力，对 Orion 返回舱再入进行分析[19]。飞船底部半径 2.514 6 m，来流海拔高度 100 km，数密度 1.189 8×10^{19}/m^3，来流分子平均自由程 0.142 m，来流空气五组分中 O_2、N_2 和 O 比例为 0.176 82、0.784 40 和 0.038 77，其余组分为 0，来流温度 194 K，壁温 849 K，来流迎角 26°，基于硬球模拟假设的

来流 Kn 为 0.0263。计算域 X 坐标轴方向−3.0～6.0 m，Y 坐标轴方向±6.0 m，Z 坐标轴方向±6.0m，初始网格 90×120×120，经两次加密后壁面附近网格尺度 0.025 m，总网格量约 2530 万。初始时刻每个网格布置 20 个模拟粒子，时间步长 1.0×10^{-6} s，采用 TCE 化学反应模型和 LB 内能松弛模型，壁面漫反射边界条件。图 4 为 X 方向速度云图和表面热流云图，尽管来流大气较稀薄，脱体激波结构明显。计算完成后，获得的升力系数和阻力系数分别为 0.367 和 1.334，参考文献 [19] 中 DS3V 结果分别为 0.38 和 1.349，相对误差分别为 3.4% 和 1.1%，本文数值结果与参考结果吻合良好。

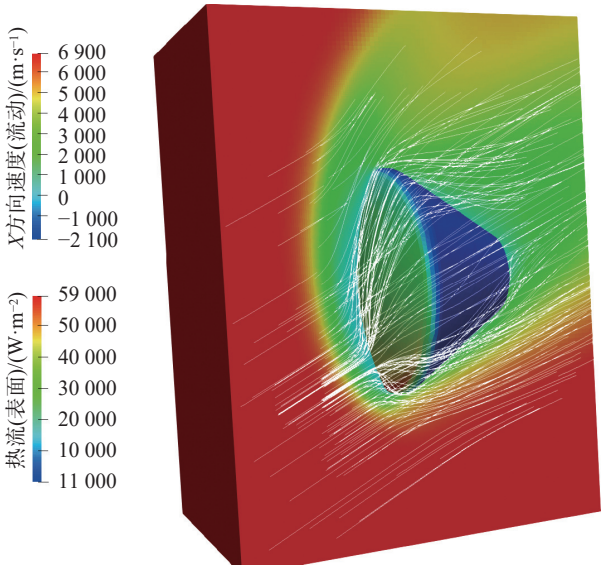


图 4 Orion 返回舱再入 X 方向速度云图和表面热流云图（100 km）

Fig. 4 Contours of *X*-velocity and surface heat flux for the Orion capsule during reentry (100 km)

2.3 Deep Space 1 绕流分析

本算例来流条件为 90、100、110、120 km 的 4 组地球大气环境，其余计算参数与 2.1 相同。在网格划分方面，以 90 km 海拔高度为例，来流方向为+Y 坐标轴方向，计算域范围为 X 坐标轴方向±8.0 m，Y 坐标轴方向±2.0 m，Z 坐标轴方向±2.0 m 的长方体，初始网格为 800×200×200 的笛卡尔网格，壁面加密后总网格量约 4500 万，帆板壁面附近经两次网格加密使得最小网格尺度 $\Delta x = 0.005$ m，小于 1/3 平均自由程（0.023 m）的尺度要求。时间步长 $\Delta t = 4.0\times10^{-7}$ s。边界条件−Y 及±X、±Z 平面设置为入口边界，+Y 平面为出口边界。每个初始网格布置 20 个模拟例子，总模拟粒子数约 6.3 亿。图 5 为 90 km 处 Y 坐标轴方向（来流速度方向）速度云图和流线图，图 6 和图 7 分别为 120 km 和 100 km 处航天器表面热流和最左侧帆板表面分布云图对比。与单块帆板热流分布类似，帆板中心热流最小，整体热流呈碗状分布。与相同来流条件下的单块平板相比，多块帆板组合体产生更大的迎风面积效应，对高速来流的迟滞影响更为显著，高能粒子撞击壁面数量的减少使得帆板中心热流下降约 30%。120 km 处因大气稀薄分子间碰撞较少，航天器表面热流分布较均匀。100 km 处，随着大气稠密度增加，航天器外置天线等部件因曲率较小产生了更大热流，如本算例中天线驻点热流比最右侧帆板中心点热流大约 4.4 倍。帆板与航天器主体连接铰链处的热流受航天器主体干扰产生更大热流，在再入过程中极易成为烧蚀断裂起始点。居中的两块帆板热流分布相同，中

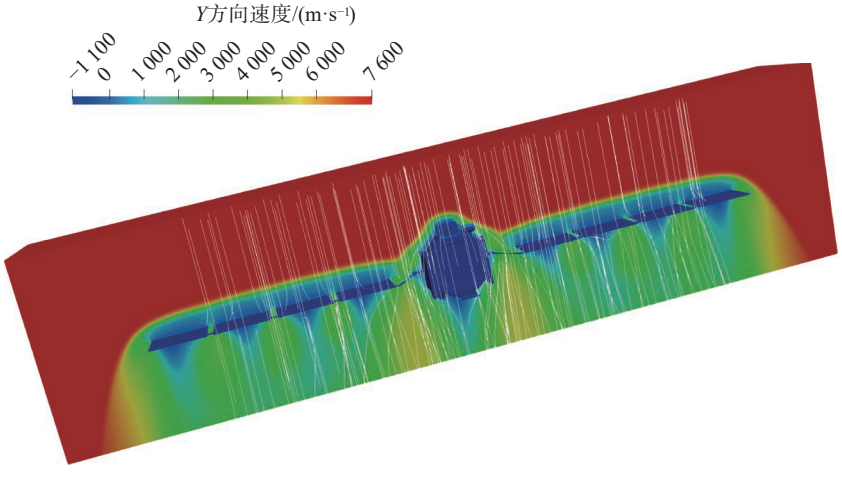


图 5 Deep Space 1 Y 方向速度云图和流线图（90 km）

Fig. 5 *Y*-velocity contours and streamlines of Deep Space 1 (90 km)

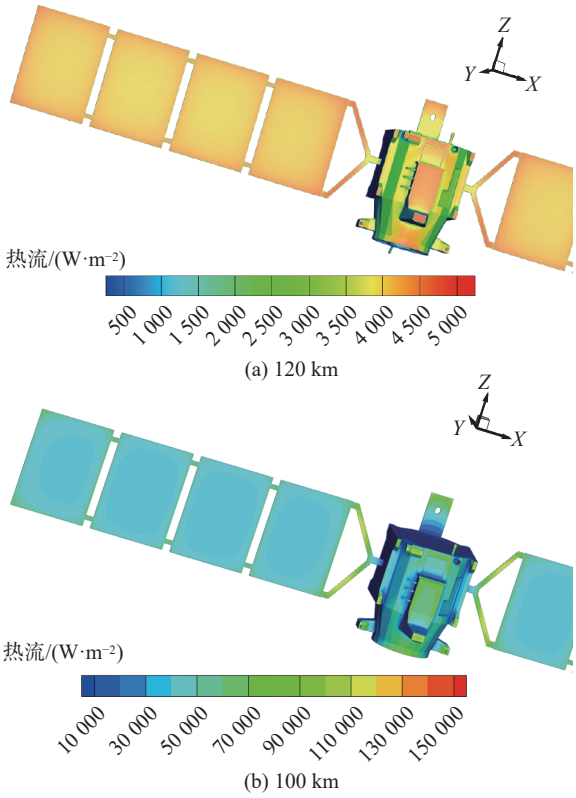


图 6　Deep Space 1 表面热流云图

Fig. 6　Heat flux contours on Deep Space 1

心点热流最低，处在两端的帆板则受边界效应影响，边界层发展趋势显著改变，热流最低点也发生明显偏移。表 1 为 4 组来流条件下的气动力–热统计，随着海拔从 120 km 降至 90 km，阻力增加约 2 个量级，热流增加数倍（帆板角点处达到 MW/m^2 量级）。这导致气动压力与气动加热急剧恶化，帆板将承受更大的面外弯矩与热流冲击，结构完整性面临断裂与热解双重风险。

2.4　Deep Space 1 太阳能帆板结构热力响应分析

对 120 km 和 100 km 两个海拔高度的太阳能帆板开展热力响应的趋势性评估分析。由表 2 可知，帆板呈现剧烈的气动加热与热力耦合响应。随着海拔高度降低，最左侧帆板迎风面温度显著升高，帆板与主体的连接铰链根部弯曲力矩和根部应力增加数十倍。这一量值虽远低于铰链铝合金材料和碳纤维材料在常温下数百兆帕的强度极限，单纯从应力幅值看结构不会立即断裂。然而，断裂风险评估必须考虑高温材料退化。

本文设置帆板主体为碳纤维复合材料，其玻璃化转变温度与热分解温度是判断其在再入高温环境中结构完整性的关键参数。图 8 为太阳能帆板结构热力响应云图，在气动热力耦合作用下，帆板部分区域的最大位移达到 0.31 m，角点温度达到 1 300 K。参考 MIL-HDBK-17 手册数据，环氧树脂中 T-300/934 环氧体系的干态玻璃化转变温度为 483 K，AS4/3501-6 环氧体系为 472 K，Kim 等[20]通过实验进一步证实 AS4/3501-6 完全固化的玻璃化转变温度为 472 K，与手册数据一致。热分解方面，Xu 等[21]对碳纤维/环氧层合板的热重分析表明，材料热解的起始温度范围为 517～674 K，环氧基体热解生成碳化残余物。674～855 K 范围为碳化残余物的热氧化分解，855～1 133 K 范围为碳纤维本身的氧化分解。Chairat 等[22]对环氧树脂的热降解动力学研究亦表明，环氧树脂的初始分解温度为 475～567 K。由此可推断，120 km 处帆板表面温度超过 541 K，树脂基体已超过或处于玻璃化转变温度附近，基体由高弹态向黏流态过渡，层间剪切强度急剧下降（MIL-HDBK-17 数据显示 366 K 时层间剪切强度已下降 23%～48%），帆板结构承载能力开始丧失。随着再入海拔高度下降，帆板壁温持续升高，在 517～674 K 区间内，环氧基体

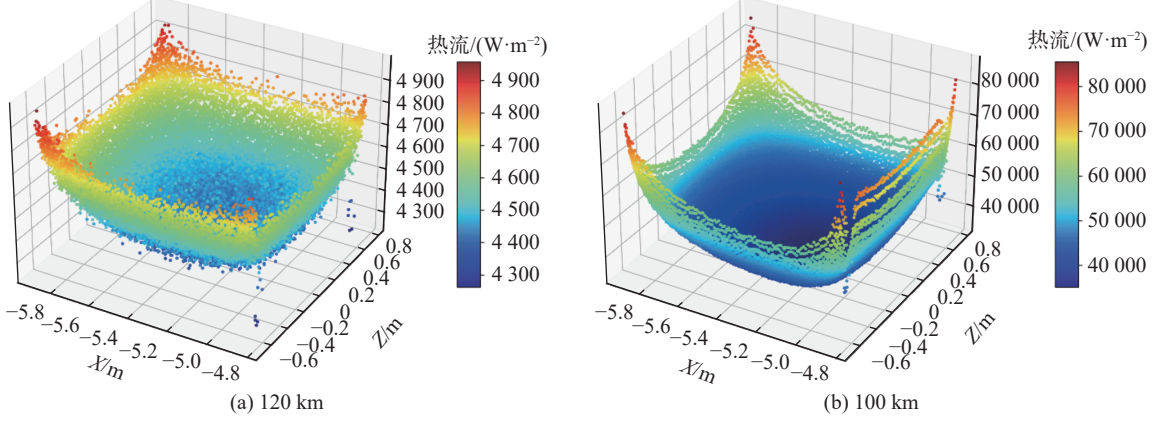


图 7　最左侧帆板迎风面热流分布

Fig. 7　Heat flux distributions on the windward side of the leftmost solar panel

表 1 Deep Space 1 气动力−热统计

Tab. 1 Aerodynamic and thermal statistics of Deep Space 1

海拔高度/km	总阻力/N	最左侧帆板阻力/N	最左侧帆板中心热流/(W·m^{-2})
120	20.33	2.09	4 409.27
110	82.91	8.51	14 438.26
100	439.25	45.5	36 050.98
90	2 500.35	266.7	57 931.98

表 2 Deep Space 1 太阳能帆板结构响应统计

Tab. 2 Structural response statistics of Deep Space 1 solar panels

海拔高度/km	帆板根部应力/MPa	帆板根部反力矩/(N·m)	最左侧帆板迎风面温度/K	最左侧帆板法向温差/K	最左侧帆板法向位移/m
120	1.65	−25.1	541.8	0.178	0.015
100	29.36	−544.5	1 005.9	4.939	0.130

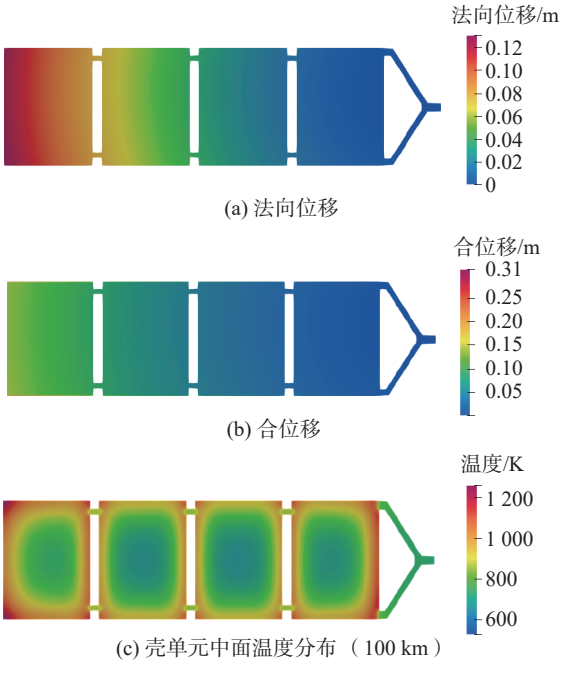


图 8 太阳能帆板热力响应

Fig. 8 Thermo-mechanical response of the solar panels

发生剧烈热解，释放 H_2O、CO_2、烃类及含芳香环化合物等气态产物，基体对纤维的黏结与传力作用完全丧失，层合板发生脱层、鼓包和结构解体。在 674～855 K 区间内，碳化残余物进一步氧化分解，复合材料质量持续损失，仅剩无黏结的碳纤维骨架。100 km 时壁温超过 1 000 K，碳纤维本身开始氧化分解，材料最终完全烧蚀。

本文设置帆板与主体连接材料为 7075-T6 铝合金材料，计算表明 100 km 处根部应力约 29.36 MPa，温度约 800 K，材料已明显偏离室温的高强状态，进入高温软化状态。已有高温拉伸研究[23–24]表明，在 423～723 K 范围内，材料的流动应力仅为几十 MPa 量级。根据相关高温本构参数估算，673 K 附近初始流动应力约为 34 MPa，而温度升高至 723 K 后其流动应力通常会进一步降低，可能接近甚至低于 30 MPa。因此，29.36 MPa 已接近该温度下材料的屈服或流动应力水平，存在显著变形风险。对于再入过程的持续载荷作用及热流带来的更高温度，足以产生弹塑性变形和高温黏塑性/蠕变变形，直至断裂破坏。由此，可获得趋势性结论：在 120 km 处，在高速来流的热流冲击下，帆板材料已经出现热力性能显著减退趋势，在 100 km 附近进入解体进程。

3 结 论

针对日益严重的人造航天器再入问题，本文基于开源 DSMC 软件 SPARTA 和开源 FEM 软件 Code_Aster 发展跨流域范围气动力热和结构响应的准静态热−力耦合分析计算框架，并对 Deep Space 1 进行建模开展再入过程的仿真工作。对于自由分子流的单块帆板绕流仿真，SPARTA 表现出极高计算精度。随着海拔高度降低，理论解逐渐失效，体现出 DSMC 过渡流域的仿真优势。Deep Space 1 建模考虑太阳能帆板、铰链、天线、发动机喷口等多个精细结构，SPARTA 表现出 Cut-Cell 的突出优势。相对于单块平板而言，组合体的大体积可显著降低帆板局部热流峰值密度。在结构热力响应的趋势性评估方面，120 km 处太阳能帆板处在材料热力性能显著减退，100 km 附近进入解体进程。基于现阶段研究工作，未来可构造 SPARTA 和 Code_Aster 的力−热−固紧耦合计算流程，并引入拓展 FEM 方法开展再入过程的结构断裂及烧蚀模拟，可为主/被动返回航天器的初始设计（如再入过程如何强制烧毁）奠定基础。

参考文献：

[1] Pardini C, Anselmo L. On the need to assess and mitigate the risk from uncontrolled re-entries of artificial space objects in view of the current and future developments in space activities[J]. Acta Astronautica, 2024, 219: 662−669.

[2] Vasconcelos A, Jauregui L, Saini P, et al. AEOLUS operations for assisted reentry[C]//29th International Symposium on Space Flight Dynamics. Darmstadt: ESA-

ESOC, 2024.
[3] 唐小伟, 李四新, 石卫波, 等. 航天器再入陨落解体模型及分析预报策略研究 [J]. 载人航天, 2020, 26(5): 574−582.
[4] Yang P P, Li Z H, Dang L N, et al. Review on analysis methods, mechanism and experimental approaches of re-entry disintegration for large-scale spacecraft[J]. Acta Astronautica, 2026, 246: 96−113.
[5] 沈青. 稀薄气体动力学 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2003.
[6] Bird G A. Molecular gas dynamics and the direct simulation of gas flows[M]. Oxford: Clarendon Press, 1994.
[7] Xu K, Huang J C. A unified gas-kinetic scheme for continuum and rarefied flows[J]. Journal of Computational Physics, 2010, 229(20): 7747−7764.
[8] 艾邦成. 临近空间高超声速飞行器计算空气动力学 [M]. 北京: 科学出版社, 2020.
[9] Liu Z H, Li Z H, Hu W Q, et al. A general aerodynamic-thermal-structural coupling method for predicting re-entry failure mechanism of spacecraft breakup structures[J]. Thin-Walled Structures, 2026, 224: 114716.
[10] Pasolini P, Savino R, Franco F, et al. Preliminary validation of fluid-structure interaction modeling for hypersonic deployable re-entry systems[J]. Fluid Dynamics & Materials Processing, 2015, 11(3): 301−324.
[11] Ledermann V, Midani I, Constant E, et al. Pampero HiFi: improvements in aerodynamic modeling of a spacecraft-oriented destructive re-entry code[J]. CEAS Space Journal, 2026, 18(2): 209−234.
[12] Wang Y C, Huang Y Z, Zhou H J, et al. Prediction of aerothermal heating: from numerical simulations to machine learning models[J]. Aerospace Research Communications, 2025, 3: 14274.
[13] Darbandi M, Roohi E. A hybrid DSMC/Navier-Stokes frame to solve mixed rarefied/nonrarefied hypersonic flows over nano-plate and micro-cylinder[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2013, 72(9): 937−966.
[14] 梁杰, 李志辉, 杜波强, 等. 大型航天器再入陨落时太阳翼气动力/热模拟分析 [J]. 宇航学报, 2015, 36(12): 1348−1355.
[15] Liang J, Li Z H, Li X G, et al. Monte Carlo simulation of spacecraft reentry aerothermodynamics and analysis for ablating disintegration[J]. Communications in Computational Physics, 2018, 23(4): 1037−1051.
[16] Nanbu K. Direct simulation scheme derived from the Boltzmann equation. I. Monocomponent gases[J]. Journal of the Physical Society of Japan, 1980, 49(5): 2042−2049.
[17] Babovsky H, Neunzert H. On a simulation scheme for the Boltzmann equation[J]. Mathematical Methods in the Applied Sciences, 1986, 8(1): 223−233.
[18] Wagner W. A convergence proof for Bird's direct simulation Monte Carlo method for the Boltzmann equation[J]. Journal of Statistical Physics, 1992, 66(3/4): 1011−1044.
[19] Moss J N, Boyles K A, Greene F A. Orion aerodynamics for hypersonic free molecular to continuum conditions[C]//14th AIAA/AHI International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. Canberra: AIAA, 2006.
[20] Kim J, Moon T J, Howell J R. Cure kinetic model, heat of reaction, and glass transition temperature of AS4/3501-6 graphite-epoxy prepregs[J]. Journal of Composite Materials, 2002, 36(21): 2479−2498.
[21] Xu Y Y, Yang Y, Shen R Q, et al. Thermal behavior and kinetics study of carbon/epoxy resin composites[J]. Polymer Composites, 2019, 40(12): 4530−4546.
[22] Chairat A, Joulia X, Floquet P, et al. Thermal degradation kinetics of a commercial epoxy resin —Comparative analysis of parameter estimation methods[J]. Journal of Applied Polymer Science, 2015, 132(27): 42201.
[23] Wang Z J, Zhang X L, Gui J T, et al. Study on constitutive model and fracture criterion of 7075 aluminum alloy at high temperature[J]. Journal of Materials Engineering and Performance, 2025, 34(12): 11151−11161.
[24] Yao D, Duan Y C, Guan Y P, et al. A forward identification method for high-temperature stress-strain curves of 7075 aluminum alloy sheet considering the necking stage[J]. Materials, 2022, 15(20): 7093.

（编辑：丁红艺）