

文章编号:1000-8055(2010)01-0187-06

月球探测器发动机羽流辐射热流计算

石良臣, 朱定强, 徐 旭, 蔡国飙
(北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100191)

摘 要: 火箭发动机羽流的辐射的计算需要求解气体介质的辐射传递方程(RTE). 计算模型中基于单线组(SLG)模型考虑气体组分的光谱特性,并采用离散传递法(DTM)求解 RTE,对波长积分得到辐射热流密度.通过对圆柱高温 CO_2 气团辐射热流计算来验证计算程序,然后在流场计算的基础上,计算了月球探测器主发动机和姿控发动机羽流对各部位和仪器的辐射热流密度,根据对不同工况计算结果的分析为探测器的设计提供参考.

关 键 词: 月球探测器;单线组模型;离散传递法;羽流;辐射热流

中图分类号: V520.6

文献标识码: A

Simulation of radiant heat flux of rocket engine exhaust plume on lunar detector

SHI Liang-chen, ZHU Ding-qiang, XU Xu, CAI Guo-biao

(School of Astronautics,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: It's necessary to solve radiative transfer equation (RTE) of gaseous mediums when simulating the radiation of rocket engine exhaust plume. In the calculation model, spectral parameters of gaseous constituents were given based on single line group (SLG) band model; and RTE was settled by the use of discrete transfer method (DTM). Radiant heat flux emitted by exhaust plume was then achieved through integral wavelength. The program was then validated by applying to high temperature carbon dioxide gas with geometry of cylinder. Finally, radiant heat flux on different parts and instruments, which was emitted by main and attitude control engines, was calculated according to flow field of plume. The results of heat flux provide a reference for integrated design of the detector.

Key words: lunar detector; single line group (SLG) model;
discrete transfer method (DTM); plume; radiant heat flux

月球探测器的设计需要保证所搭载仪器和部件处在合理的热工作环境下,因此在设计阶段需要通过仿真计算确定关键部位上热负荷的大小.在月球探测器的初步设计方案中,探测器上安装的变推力发动机和姿态控制发动机,在工作时会安装在月球探测器表面上的太阳翼、着陆腿、导航仪、天线等部件产生热和力作用.发动机工作时对这些部件产生的热流来自于三方面:发动机喷

管壁面的辐射、喷焰流场的对流加热和喷焰气体辐射.本文的工作是阐述发动机喷焰羽流对这些部位辐射计算的仿真流程.

火箭发动机喷焰辐射计算是高温气体介质的辐射计算问题,目前基本的物理模型是将辐射与流场计算解耦,认为辐射对流场影响不大,然后在流场计算结果的基础上求解辐射传递方程,常用的方法包括热流法、离散传递法、离散坐标法、有

收稿日期:2008-12-17; 修订日期:2009-05-18

作者简介:石良臣(1976-),男,河南焦作人,博士生,研究方向为辐射计算与目标特性.

限体积法和蒙特卡罗法^[1]. 热流法最早由 Ludwig 应用于火箭喷焰的辐射计算^[2], 该方法不适用于包含散射的问题; 离散坐标法^[3] 和有限体积法^[4] 用了空间方向的离散, 能够考虑散射问题, 在喷焰辐射计算中应用较多; 蒙特卡罗法^[5] 概率统计方法模拟辐射传递过程, 具有很高的精度, 但计算量很大.

离散传递法沿着特征射线求解辐射传递方程 (RTE)^[1], 徐南荣等在计算飞机红外特性中使用的直接积分方法即采用该思想^[6]. 已知流场特性的基础上, 离散传递法是相对比较简洁高效的方法. 在基于单线组 (SLG) 模型波带模型的方法计算气透过率的基础上, 将离散传递法与气体波带模型相结合, 来编写喷焰气体吸收波带辐射热流的计算程序. 通过使用流场仿真得到的喷焰羽流温度、压力和吸收性组分分布数据, 可以得到流场表面网格上沿着各个特征线的辐射强度, 然后根据探测器的几何网格结构, 考虑各个部件之间对喷焰羽流流场遮挡的影响, 沿着流场表面节点与探测器上计算点的连线进行积分, 得到喷焰羽流对各个仪器表面上的辐射热流分布.

1 羽流辐射计算模型

对于羽流辐射热流计算的方法是在火箭喷焰红外辐射信号模型^[7] 的基础上发展起来的, 主要改进包括: ①将其光学路径积分从二维轴对称调整为三维几何网格, 满足沿对称轴周向不同位置计算的需要; ②建立月球探测器的几何模型, 并引入遮挡判断算法来判断流场表面网格与计算位置之间的可见性; ③采用离散传递法来计算辐射热流密度.

1.1 辐射传递方程

辐射传热问题的物理模型建立在辐射传递方程的基础上. 考虑气体介质中辐射传递路径上微元体的吸收、散射和反射能量之间的平衡建立的辐射传递方程的形式为^[1]

$$\frac{dI_{\lambda}(s)}{ds} = -k_{a\lambda}I_{\lambda}(s) - k_{s\lambda}I_{\lambda}(s) + k_{a\lambda}I_{b\lambda}(s) + \frac{k_{s\lambda}}{4\pi} \int I_{\lambda}(s, \Omega') \cdot \Phi_{\lambda}(\Omega', \Omega) d\Omega' \quad (1)$$

其中 $k_{a\lambda}$ 为光谱吸收系数; $k_{s\lambda}$ 为光谱散射系数.

对于液体火箭发动机的燃烧产物, 颗粒组分在红外波段的散射可以忽略, 因此可以将辐射传递方程的散射项略去, 并利用纯吸收介质中光学厚度定义 $\tau = k_{a\lambda}s$ 和积分因子 $\exp \tau$, 得到积分形

式的辐射传递方程^[8]

$$I_{\lambda}(\tau) = I_{\lambda}(0) \exp(-\tau) + \int_0^{\tau} I_{b\lambda}(s') \exp[-(\tau - \tau')] d\tau' \quad (2)$$

其中 $I_{\lambda}(0)$ 为积分边界上的辐射强度; $I_{b\lambda}(s')$ 为在积分射线 s' 位置上气体的黑体光谱辐射强度, 根据 Planck 定律, 可知

$$I_{b\lambda}(s') = \frac{E_{b\lambda}(s')}{\pi} = \frac{C_1}{\pi \lambda^5 \left(\exp \left[\frac{C_2}{\lambda T} \right] - 1 \right)} \quad (3)$$

其中 C_1, C_2 分别为普朗克第一、二黑体辐射常数.

1.2 气体吸收特性

月球探测器发动机的燃烧产物中的吸收性组分为 $\text{CO}_2, \text{CO}, \text{H}_2\text{O}$, 在红外波段这些气体分子的吸收和发射来自于振动和转动能级的跃迁. 按照量子力学的理论, 三原子分子 CO_2 和 H_2O 具有三个主要的振动模态, 双原子分子 CO 有一个振动模态^[9]. 这些模态之间跃迁的结果形成 CO_2 分子在 $2.7, 4.3 \mu\text{m}$ 和 $11.4 \sim 20 \mu\text{m}$ 区域的强吸收带, 在 $1.4, 1.6, 2.0, 4.8, 5.2, 9.4 \mu\text{m}$ 和 $11.4 \mu\text{m}$ 区域的弱吸收带; H_2O 在 $1.87, 2.7, 6.27 \mu\text{m}$ 区域的强吸收带, 在 $0.94, 1.1, 1.38 \mu\text{m}$ 和 $5.2 \mu\text{m}$ 区域的弱吸收带; CO 在 $4.6 \mu\text{m}$ 的强吸收带, 在 $2.3 \mu\text{m}$ 区域的弱吸收带. 因此在 $1.0 \sim 20.0 \mu\text{m}$ 波长区域的积分, 就能够涵盖了几乎全波段的羽流辐射热量. 气体分析光谱特性的计算采用了光谱法, 根据目前在火箭羽流中广泛应用的气体光谱参数, 基于 SLG 光学厚度模型计算气体的透过率^[7].

使用谱带模型计算火箭喷焰的透过率时, 需要根据谱带模型气体分子谱线的加宽效应. 这里在普遍使用的火箭燃气组分光谱特性参数的基础上, 采用基于 SLG 光学厚度计算模型的方法计喷焰羽流的吸收系数, 其中考虑了谱线的碰撞加宽、多普勒加宽效应. SLG 模型计算光学厚度时, 假设所有辐射谱线都在同一个光谱间隔中, 因此给出光学厚度的公式

$$\tau = \sqrt{1 - Y^{1/2}} X^* \quad (4)$$

其中 Y 为碰撞-多普勒加宽的光学厚度, X^* 为光谱弱极限下的光学厚度.

$$Y = \left[1 - \left(\frac{X_c}{X^*} \right)^2 \right]^{-2} + \left[1 - \left(\frac{X_D}{X^*} \right)^2 \right]^{-2} - 1 \quad (5)$$

$$X^* = \int k ds \quad (6)$$

其中 X_c 为碰撞加宽下的光学厚度; X_D 为多普勒加宽下的光学厚度; k 为吸收系数, 由谱带模型计算得到.

$$X_c = X^* [1 + X^* / 4 a_c]^{1/2} \quad (7)$$

$$X_D = 1.7 a_D \sqrt{\ln \left[1 + \left(\frac{X^*}{1.7 a_D} \right)^2 \right]} \quad (8)$$

其中 a_c, a_D 分别为碰撞和多普勒加宽的结构参数.

$$a_c = \frac{1}{X^*} \int \frac{\gamma_c}{d} k ds' \quad (9)$$

$$a_D = \frac{1}{X^*} \int \frac{\gamma_D}{d} k ds' \quad (10)$$

其中 γ_c, γ_D 分别为碰撞半宽和多普勒半宽.

$$\gamma_{ci} = \left[\sum \left(\gamma_{i,j} \right)_{273} p_j (273/T)^{\eta_{i,j}} \right] + \left[\left(\gamma_{i,i} \right)_{273} p_i (273/T)^{\eta_{i,i}} \right] \quad (11)$$

$$\gamma_{Di} = \left(5.94 \times 10^{-6} \right) \frac{\omega}{m_i^{1/2}} (T/273)^{1/2} \quad (12)$$

公式(9) ~ (12) 中的参数参阅文献[7].

在 SLG 模型计算的光学厚度的基础上, 可以得到透过率的计算公式为

$$t = \exp(-\tau) \quad (13)$$

1.3 离散传递法

使用离散传递法求解辐射传递方程基于如下的假设: ①气体辐射对流场的影响不大, 因此可以将辐射与流场计算解耦; ②使用透明辐射边界条件; ③忽略喷焰中粒子和组分的散射.

离散传递法将半球空间划分成基本 $N_\theta \times N_\phi$ 个立体角, 每个立体角的中心作为辐射传递方程积分的路径, 对每个边界网格点都引出 $N_\theta \times N_\phi$ 个积分路径, 并计算这些射线与另一个边界网格点之间时与内部网格交线长度, 以交线处网格点的局地参数作为辐射计算参数进行积分, 对半球空间得到边界网格点上辐射热流强度^[8]

$$I_\lambda(\tau) = I_\lambda(0) \exp(-\tau) + \int I_{b\lambda}(s) \exp[-(\tau - \tau')] d\tau' \quad (14)$$

利用离散传递法对到达计算边界网格上的辐射求和, 可得到到达的照度为

$$H_\lambda = \int_\Omega I_\lambda(s) \cos \theta d\Omega = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_\lambda(s) \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \quad (15)$$

其中 $\cos \theta$ 为入射射线方向与表面法线夹角的余弦.

采用透明辐射边界, 即有 $I_\lambda(0) = 0$, 根据式(14)可得

$$I_\lambda(\tau) = \int I_{b\lambda} \exp[-(\tau - \tau')] d\tau' \quad (16)$$

将式(16)代入照度公式(15), 可得

$$H_\lambda = \int \sin \theta \cos \theta d\theta \int d\phi \times \int I_{b\lambda}(s) d\tau' \quad (17)$$

总的辐射热流通过对波长的积分得到

$$q = \int H_\lambda d\lambda$$

写成有限求和的形式可表示为^[8]

$$q = \sum_P \sum_Q \sum_R \sum_T L_v^0(v, s) \times [\tau(s) - \tau(s + \Delta s)] \cos \theta \sin \theta d\theta d\phi \quad (18)$$

其中 P, Q, R, T 分别为对天顶角 θ 、方位角 ϕ 、光学路径 s 和波长 λ 所划分的间隔数, 计算中 $P = 18, Q = 36, s$ 为流场两个网格点之间的距离. 通过上述方法可以得到羽流羽场边界网格点上的辐射热流密度.

1.4 表面热流计算

以探测器边推力发动机喷管出口中心为原点, 喷管轴线为 x 轴的坐标系中建立探测器的几何网格模型, 探测器上各个部件位于羽流主流场计算区域的外部. 根据流场边界单元上使用离散传递法(DTM)得到的辐射强度计算探测器各部件表面上的辐射热流密度.

从式(17)可知, 边界网格点上沿着各个空间离散方向上积分的辐射强度

$$I(\tau) = \int I_{b\lambda}(s) d\tau d\lambda \quad (19)$$

忽略流场边界与探测器各部位表面之间的衰减, 边界网格点到探测器表面计算点方向矢量为 L , 则羽流流场对计算点上的辐射热流密度为

$$q = \int I(L) \max[0, -(\mathbf{n} \cdot \mathbf{L})] d\Omega \quad (20)$$

其中 $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{L})$ 表示计算点表面法线与 L 之间夹角余弦.

$$I(L) = \frac{1}{\pi} \int I(s) \max[0, (\mathbf{s} \cdot \mathbf{L})] d\theta d\phi$$

其中 $(s \cdot L)$ 表示离散方向与 L 之间夹角余弦.

$$d\Omega = \frac{A_i \cos \theta}{|L|^2}$$

其中 A_i 为流场表面网格点处的单元面积, θ 为该网格单元外表面法线与 L 之间的夹角.

写成求和的形式

$$q = \sum_U \sum_P \sum_Q I(s) \max[0, (s \cdot L)] A_i \cos \theta \times \max[0, - (n \cdot L)] \Delta \Omega \phi(\pi |L|^2) \quad (21)$$

其中 U 为对计算点所有可见的流场表面网格, 即单元外法线与 L 之间夹角余弦为正, 并且不受探测器其他部位遮挡的所有单元数量.

2 算例的验证

气体辐射计算是很复杂的问题: 首先, 气体介质的吸收和辐射具有选择性, 并且随着光学厚度的不同, 吸收和辐射特性的变化规律很复杂; 其次, 辐射传递方程本身为积分-微分方程的形式, 从数学上难以直接求解, 解析解通常都需要经过大量的简化. 这里对计算程序进行的验证的算例为 $2.0 \text{ m} \times 2.0 \text{ m}$ 充满 CO_2 气体的圆柱形空腔, 气体温度为 1000 K , 压力为 10^5 Pa . 根据传热学手册, 高与直径相等的圆柱形气体介质对底面中心微元面辐射热流密度的计算公式为^[10]

$$q_r = \varepsilon_r(L_e) E_{b\lambda} = [1 - \tau_r(L_e)] E_{b\lambda} \quad (22)$$

其中 $L_e = 0.77D$, 为圆柱形气体到底面中心的特征长度.

文献[11]中给出使用高分辨率高温燃气光谱数据库(HITMP)和窄谱带模型计算 CO_2 的谱带参数和透过率的方法, 并给出了波数 $3450 \sim 3750$ 之间的 CO_2 光谱参数和相应的透过率数据. 根据这些数据计算光学路径长度 L_e 上的透过率公式为

$$\tau_r = \exp \left[- \frac{2\gamma}{d} \sqrt{1 + \frac{kL_e d}{\gamma}} \right] \quad (23)$$

图 1 给出了 DTM 编程计算的 $2.7 \sim 2.9 \mu\text{m}$ 波长对底面中心的辐射热流密度计算结果与使用上述解析公式计算的结果的对比, DTM 代表编程计算的计算, AEN 代表解析公式计算的结果. 可以看出, 在 CO_2 的 $2.7 \mu\text{m}$ 波段内, 使用编程得到的结果与解析公式得到的计算结果之间的最大误差出现在 $2.9 \mu\text{m}$ 波长, 为 6.5% , 其余波长计算结果的误差都在 2.0% 以内.

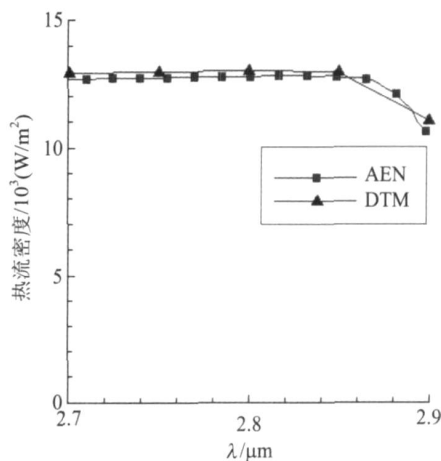


图 1 DTM 与解析公式计算结果的对比

Fig. 1 Comparison between results calculated by DTM and analytical equations

3 结果与分析

探测器发动机羽流流场采用求解雷诺平均 Navier-Stokes (N-S) 方程与直接模拟蒙特卡罗 (DSMC) 方法相结合的方法仿真, 发动机燃气的主流使用求解 N-S 方程的方法得到, 在过渡区与外部真空边界条件位置, 根据 N-S 方程求解的结果使用 DSMC 方法计算流场.

考虑主流流场区域外流场非常稀薄, 并且 DSMC 方法求解流场还需要很大的计算量, 因此以 DSMC 方法计算主要用于求解火箭羽流冲击对探测器的对流加热, 羽流辐射流场采用了 N-S 求解得到的主流流场部分, 舍去 N-S 主流流场外失真部分的数据. 对变推力发动机考虑了两种不同推力的工况, 而姿控发动机只考虑稳态工作的条件, 以这些流场计算得到的温度、压力和组分摩尔分数数据文件作为羽流辐射计算的输入文件.

流场计算采用了二维轴对称网格, 图 2 给出了变推力发动机在其中一个工况下流场结果, 上半部分为温度云图, 下半部分为压力云图; 两种推力工况下流场的分布都具有相似的特征. 由于流场的边界条件采用真空条件, 因此发动机羽流流场没有在大气中喷射羽流的边界混合层和激波反射碰撞形成的羽核结构^[9], 而呈现了真空环境下快速膨胀和扩散的特征, 距喷口下游 6 m 左右压力已经下降到 2 Pa 左右. 由于 N-S 方程是对连续流的描述, 因此从喷管出口 60° 斜上方流场的计算结果失真, 即图中的高温区域, 进一步的流场计算在该过渡区域附近的连续流区选取边界作为 DSMC 方法的输入条件, 模拟过渡和非连续流区

的流场,计算羽流的对流换热强度,在该部分区域上所有的压力取 0 来舍去流场失真部分的数据.

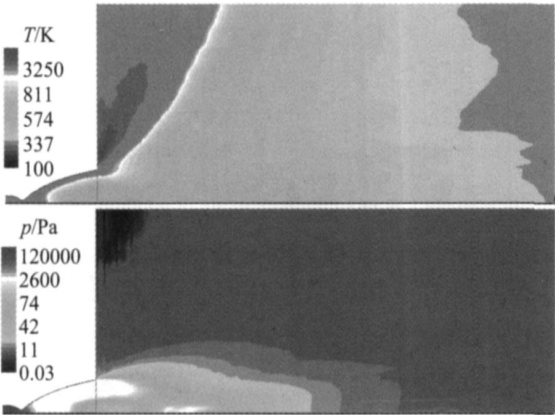


图 2 一定工况下流场的温度和压力分布云图
Fig. 2 Contour of temperature and pressure at certain operating mode

羽流辐射以流场计算得到的温度、压力和组分摩尔分数为输入条件,在程序中将轴对称的流场数据展开成圆柱区域上的三维数据,作为 DTM 方法的输入.根据探测器的结构,计算采用变推力发动机的羽流流场区域对探测器地面上的导航敏感器、天线以及着陆腿之间不存在相互的遮挡,因此计算变推力发动机羽流流场对这些部件的辐射时不需要考虑遮挡.12 个姿控发动机对称布置在探测器的四个角上,计算姿控发动机羽流对两个太阳翼辐射热流强度时,首先得到流场边界网格上各个离散方向上的辐射强度,然后变换到探测器坐标系的喷管对应位置上,来考虑太阳翼不同部位间的遮挡,分别计算每个姿控发动机对太阳翼的辐射热流密度,然后求和得到总的辐射热流密度.

图 3 给出了变推力发动机羽流流场某个边界单元上从 0.5~20.0 μm 波长光谱辐射热流值,可知该波长区间的积分可以包括 95 % 以上的气体辐射热量.图 4 和图 5 给出了在变推力发动机某个工况下对底面上导航敏感器表面和着陆腿表面上的热流密度分布,从图中可得:①发动机喷焰对导航敏感器表面上辐射热流密度要大于对着陆腿表面上的辐射热流密度;②变推力发动机在两个工况下对底面和着陆腿部位上的热流密度的量级在 10 W/m²,其分布随着距离喷管中心轴线的距离增加而减小;③在着陆腿上热流密度的分布随着距离喷管出口平面的距离增大而减小.

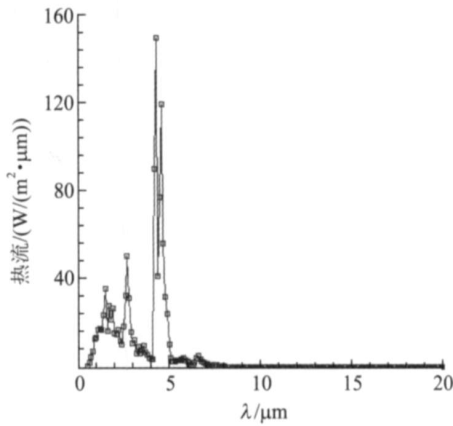


图 3 边界单元上 0.5~20 μm 的光谱辐射热流
Fig. 3 Spectral radiant heat flux of boundary node at 0.5~20 μm

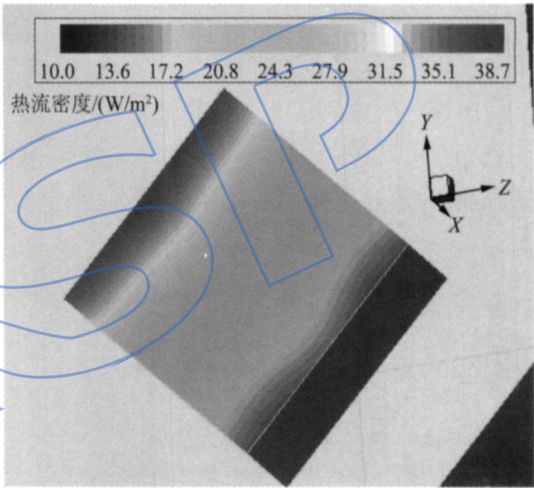


图 4 一定工况下导航敏感器表面上的辐射热流密度
Fig. 4 Contour of radiative heat flux on the surface of navigation sensor at certain operating mode

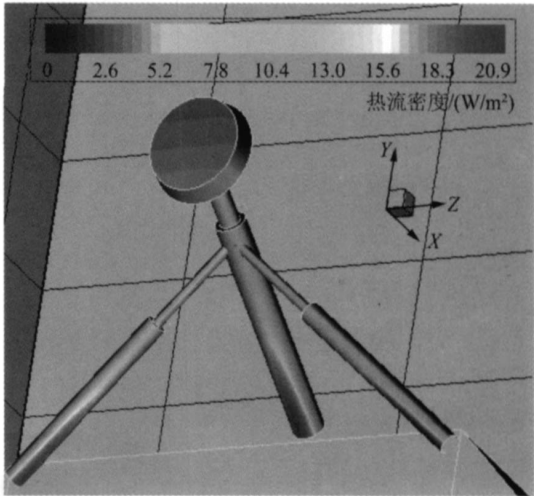


图 5 一定工况下着陆腿表面上的辐射热流密度
Fig. 5 Contour of radiative heat flux on the surface of landing legs at certain operating mode

4 结 论

采用基于 SL G 光学厚度模型基础上的 DTM 进行羽流辐射热流计算,首先通过算例来对计算方法进行了验证,然后根据探测器的几何模型,分别得到了变推力发动机在两个推力工况下对探测器底面上导航敏感器、天线和着陆腿表面上的热流密度分布以及姿控发动机羽流对两个太阳翼表面离散的关键点上的辐射热流密度. 计算结果表明:

1) 变推力发动机羽流在探测器底面仪器和着陆腿上热流密度的量级为 10 W/m^2 ,最大的热流密度在导航敏感器上,约为 39 W/m^2 ,相对于喷管壁面的辐射和羽流的对流加热效应,羽流辐射要小上一个量级.

2) 姿控发动机对太阳翼上的热流在 0.1 W/m^2 量级,计算点位置的最大辐射热流在一次性展开太阳翼上,也只有 0.5 W/m^2 辐射热流很小,相比喷管壁面的辐射和羽流的对流加热效应要小上两到三个量级,可以忽略.

参考文献:

- [1] 谈和平,夏新林,刘林华,等. 红外辐射特性与传输的数值计算[M]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学出版社,2006.
- [2] Ludwig C B, Malkmus W, Walker J, et al. The standard infrared radiation model[R]. AIAA 81-1051.
- [3] 郝金波,董士奎,谈和平. 固体火箭发动机尾喷焰红外特性数值模拟[J]. 红外与毫米波学报,2003,22(4):246-250.
- HAO Jinbo, DONG Shikui, TAN Heping. Numerical simulation of infrared radiation properties of solid rocket engine exhaust plume[J]. Journal Infrared Millimeter and Waves, 2003,22(4):246-250. (in Chinese)
- [4] 张小英,王先炜. 轴对称矢量喷管红外特性的数值计算研究[J]. 航空动力学报,2004,19(5):366-370.
- ZHANG Xiaoying, WANG Xianwei. Numerical research of infrared characteristics of axial-symmetrical vectored nozzle[J]. Journal of Aerospace Power, 2004,19(5):366-370. (in Chinese)
- [5] Surzhikov S T. Direct simulation Monte-Carlo algorithms for the rocket exhaust plumes emissivity prediction[R]. AIAA 2002-0795.
- [6] 徐南荣,朱谷君. 热空腔-喷气流的组合辐射[J]. 航空动力学报,1995,10(3):295-299.
- XU Nanrong, ZHU Gujun. Thermal cavity-plume combination radiation[J]. Journal of Aerospace Power, 1995,10(3):295-299. (in Chinese)
- [7] 张小英. 火箭发动机羽流红外特性的数值计算[R]. 北京:北京航空航天大学博士后出站报告,2004.
- [8] 徐南荣,卞南华. 红外辐射与制导[M]. 北京:国防工业出版社,1997.
- [9] Simmons F S. Rocket exhaust plume phenomenology[M]. El Segundo, California: The Aerospace Press, 2000.
- [10] 余其铮. 辐射换热原理[M]. 哈尔滨:哈尔滨工业大学出版社,2000.
- [11] 董士奎,余其铮,谈和平,等. 燃烧产物二氧化碳高温辐射的窄谱带模型参数[J]. 航空动力学报,2001,16(4):355-359.
- DONG Shikui, YU Qizheng, TAN Heping, et al. Narrow band model parameters of high temperature radiation for carbon dioxide of combustion products[J]. Journal of Aerospace Power, 2001,16(4):355-359. (in Chinese)