

文章编号:1001-9014(2005)02-0100-05

高温含粒子自由流红外辐射特性的 反向蒙特卡罗法模拟

帅 永, 董士奎, 刘林华

(哈尔滨工业大学 能源学院航空航天热物理研究所, 黑龙江 哈尔滨 150001)

摘要:高温含粒子自由流红外辐射特性的研究在目标探测、燃烧诊断、火焰温度测量等领域有着重要应用. 利用反向蒙特卡罗法模拟计算高温含粒子自由流的红外辐射特性, 考察了自由流中粒子散射和边界条件对定向辐射热流的影响, 并与正向蒙特卡罗法进行比较, 比较结果表明反向蒙特卡罗法在计算效率上明显优越.

关键词:红外辐射特性; 散射; 定向辐射热流; 反向蒙特卡罗法

中图分类号:TK124 **文献标识码:**A

SIMULATION OF INFRARED RADIATION CHARACTERISTICS OF HIGH TEMPERATURE FREE-STREAM FLOW INCLUDING PARTICLES BY USING BACKWARD MONTE-CARLO METHOD

SHUAI Yong, DONG Shi-Kui, LIU Lin-Hua

(School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

Abstract: The research of infrared radiation characteristics of high temperature free-stream flow with particles is very important for the field of target detection, combustion diagnosis and temperature measurement of flame. In this study the infrared radiation characteristics of high temperature free-stream flow were calculated with backward Monte-Carlo method. The effect of the particle scattering and different boundary conditions on the directional radiation heat flux was examined. The calculation results were compared with forward Monte-Carlo method. The result shows the superiority in computational efficiency of backward Monte-Carlo method.

Key words: infrared radiation characteristics; scattering; directional radiation flux; backward Monte-Carlo method

引言

高温含粒子自由流红外辐射特性的研究在目标探测、燃烧诊断、火焰温度测量等领域有着重要的研究意义以及应用背景^[1-5]. 发动机高速排气系统尾流就属于一种高温含粒子自由流, 其红外辐射特性是许多空中目标的红外辐射的主要来源, 由于红外探测、红外跟踪以及红外制导技术发展的需要, 有必要对其红外辐射特性进行模拟与仿真.

计算高温含粒子自由流红外辐射以及辐射传递的方法有很多种, 而这些方法在处理不同问题都有各自的优缺点, 至今还没有一种能够处理任何辐射

问题的计算方法. 随着光学成像、火焰测量、燃烧诊断等技术发展, 对光辐射信号空间分辨率的精度要求进一步提高, 需要了解空间某一方向上一小立体角内或某一个小区内辐射能量的大小. 如: 红外测温系统的探头尺寸很小, 视场角也很小, 只能探测到很小的角度内投射到探测器探头上的能量. 大多数计算方法面对此类问题要么不能解决, 要么处理非常困难. 对于传统的蒙特卡罗法(正向蒙特卡罗法)虽可求解此类问题, 并可适应各种复杂吸收、散射问题, 但计算效率很低. 一方面要使某一小角度或某一小区域内的结果具有统计意义, 必须在系统内其它体元处发出更多的光束; 另一方面, 计算了许多不必

收稿日期: 2004-03-22, 修回日期: 2004-09-13

Received date: 2004-03-22, revised date: 2004-09-13

基金项目: 国家自然科学基金(50336010), 哈尔滨工业大学跨学科交叉性研究基金(HIT-MD2001.14)资助项目

作者简介: 帅永(1978-), 男, 湖南醴陵人, 博士研究生. 研究方向为气动热辐射、目标探测.

要的区域(探头以外的区域). 本文采用反向蒙特卡罗法,继承了正向蒙特卡罗法解决复杂几何问题和各向异性散射的优势,反向跟踪统计计算结果,在不需要大量计算的前提下就能够非常好的解决方向和定位置上的红外辐射信号计算.

1 反向蒙特卡罗法计算模型

反向蒙特卡罗法思想早在 1992 年被 Nelson^[6]用来解决火箭基底受热问题,而后有不少研究者用它来解决热辐射传递问题^[6-8]. 本所的刘林华^[8]提出了一种基于辐射传递因子的反向蒙特卡罗法来解决热辐射传递问题,本文在此基础上,利用散射、发射、反射和吸收等传递过程的概率模型,统计到达被测目标的各个体元和面元的热射线数量,对高温含粒子自由流的红外辐射特性进行了计算分析.

如图 1 所示,按文献[8]的处理方法,从面元 0 沿着 θ 角方向在立体角 $d\Omega$ 内发射的能量被其它面元 i 和体元 j 沿着 θ_k 角方向在微元立体角 $d\Omega_k$ 吸收的能量可以表示为

$$Q_{0 \rightarrow i} = \Delta A_0 \varepsilon_0 \cos\theta d\Omega I_b(T_0) RD_{0ik}, \quad (1)$$

$$Q_{0 \rightarrow j} = \Delta A_0 \varepsilon_0 \cos\theta d\Omega I_b(T_0) RD_{0jk}. \quad (2)$$

其中: ε_0 是微元面的发射率, ΔA_0 是面元 0 的面积, $I_b(T_0)$ 是对应温度 T_0 下的黑体辐射强度. 辐射传递因子 RD_{0ik} (RD_{0jk}) 是指由面元 0 在立体角 $d\Omega$ 内发射能量被其它面元 i (体元 j) 以微元立体角 $d\Omega_k$ 吸收的能量比例因子,这其中考虑直接辐射部分以及各种可能的反射和散射. 同样的道理,面元 i 或者体元 j 沿着 θ_k 角方向在微元立体角 $d\Omega_k$ 发射出来的能量被面元 0 沿着 θ 角方向在微元立体角 $d\Omega$ 吸收的能量可以描述为:

对于面元 i :

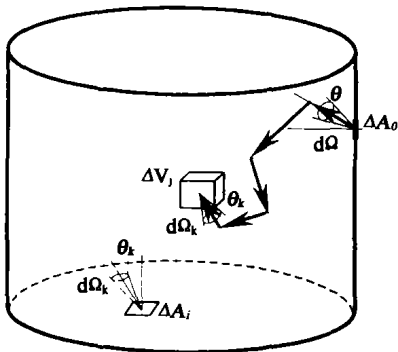


图 1 体元和目标之间的传递示意图

Fig. 1 Schematic figure of transfer process between the volume and target unit

$$Q_{i \rightarrow 0} = \Delta A_i \varepsilon_i \cos\theta_k d\Omega_k I_b(T_i) RD_{i0}, \quad (3)$$

对于体元 j :

$$Q_{j \rightarrow 0} = \kappa_j d\Omega_k \Delta V_j I_b(T_j) RD_{j0}. \quad (4)$$

其中: κ_j 为体元 j 的吸收系数, ΔA_i 和 ΔV_j 分别是面元 i 的面积和体元 j 的体积, 辐射传递因子 RD_{i0} (RD_{j0}) 是指从面元 i 或者体元 j 发射出来的能量沿着 θ 角方向在立体角 $d\Omega$ 内进入面元 0 的能量的比例因子.

若 $T_0 = T_i$ ($T_0 = T_j$), 则面元 ΔA_0 与面元 ΔA_i 或体元 ΔV_j 之间无净热交换, 即: $Q_{0 \rightarrow i} = Q_{i \rightarrow 0}$ ($Q_{0 \rightarrow j} = Q_{j \rightarrow 0}$). 当 $T_0 = T_i$ ($T_0 = T_j$) 时, $I_b(T_0) = I_b(T_i)$ ($I_b(T_0) = I_b(T_j)$), 从式(1)~式(4)可以得到以下关系:

面元 0 ~ 面元 i 之间:

$$\Delta A_0 \varepsilon_0 \cos\theta d\Omega RD_{0jk} = \Delta A_i \varepsilon_i \cos\theta_k d\Omega_k RD_{i0}, \quad (5)$$

面元 0 ~ 体元 j 之间:

$$\Delta A_0 \varepsilon_0 \cos\theta d\Omega RD_{0jk} = \kappa_j d\Omega_k \Delta V_j RD_{j0}. \quad (6)$$

在传递因子 RD_{0ik} (RD_{0jk}) 或者 RD_{i0} (RD_{j0}) 计算出来以后, 被面元 0 在立体角 $d\Omega$ 内所吸收的辐射热量就可通过式(5)和式(6)获得. 对于正向蒙特卡罗法模拟, 在一个封闭系统中面元 ΔA_0 沿着 θ 角方向在立体角 $d\Omega$ 内所获得的辐射能量可以通过式(7)获得,

$$Q_0 = \sum_i \sum_k \Delta A_i \cos\theta_k d\Omega_k RD_{i0} \cdot \varepsilon_i I_b(T_i) + \sum_j \sum_k d\Omega_k \Delta V_j RD_{j0} \cdot \kappa_j I_b(T_j). \quad (7)$$

对于反向蒙特卡罗法模拟计算, Q_0 可以通过式(8)获得,

$$Q_0 = \left(\sum_i \sum_k RD_{0ik} I_b(T_i) + \sum_j \sum_k RD_{0jk} I_b(T_j) \right) \Delta A_0 \varepsilon_0 \cos\theta d\Omega. \quad (8)$$

比较式(7)和式(8), 为计算 Q_0 , 正向蒙特卡罗法需跟踪所有面元 i 和体元 j 发射的能束, 而反向蒙特卡罗方法只需跟踪面元 0 发射的能束. 因而反向蒙特卡罗法的模拟效率远高于正向蒙特卡罗法.

2 柱形高温含粒子自由流的红外辐射特性计算

考察圆柱形含粒子自由流, 中间充满参与性介质(高温气体和粒子), 其中左端面为灰体面, 其黑度为 0.8, 右端面和周向面均为半透明边界, $L = 20\text{m}$, $r = 0.5\text{m}$. 计算采用柱坐标第 (x, r) , 计算网格数为 50×60 , 计算模型的温度 $T(x, r)$ 由式(9)决定, 介质的吸收系数 κ_α 呈线性分布, 满足方程(10); 粒子均匀分布, 其散射系数为 $\kappa_s(x, r) = 0.8$

m^{-1} , 散射相函数 $\Phi_1 = 1$ 、 $\Phi_2 = 1 + \cos\theta$ 、 $\Phi_3 = 1 - \cos\theta$.

$$T(x, r) = -\frac{2600.0}{17}(x - 20.0) \times (0.5 - 3.0r^2 + 2.0r^3) + 300.0, \quad (9)$$

$$\kappa_\alpha(x, r) = 1.8r(m^{-1}). \quad (10)$$

2.1 红外辐射特性的空间分布

几何参数和物性参数同上, 散射相函数 $\Phi_0 = 0$ (不考虑粒子散射)、 $\Phi_1 = 1$ 、 $\Phi_2 = 1 + \cos\theta$ 、 $\Phi_3 = 1 - \cos\theta$, 边界参数为: 左端面发射率 $\varepsilon_w = 0.8$, 周向和右端面边界透过率为 $\tau = \tau_N = \tau_E = 0.98$. $x = r$ 处红外辐射特性的空间分布计算结果如图 2 所示. 其中 θ 表示探测方向与轴线的夹角大小, q^* 表示对应的定向辐射热流.

从图 2 中可看出, 无粒子散射的情况下, 红外辐射热流的空间分布形状要扁平一些, 而有粒子散射作用时, 其形状较圆一些, 这主要是由于因为散射是向个方向进行, 使得各个方向各个点的辐射热流接近相同, 形成一种“拉平”效应. 此外, 由于左端面中心的温度最高, 表面辐射的贡献大大强于介质辐射的贡献, 所以几种情况下定向辐射热流的最大值均发生 $\tan\theta = \frac{x}{r}$ 处, 也就是 $\theta = 45^\circ$ 这个方向上, 形成一种左右不对称的端面效应.

2.2 粒子散射对定向辐射热流的影响

对于粒子的散射作用, 通过采用不同的散射相函数进行比较分析, 利用反向蒙特卡罗法 (BMC) 和正向蒙特卡罗法 (MCM) 对轴向不同位置定向辐射热流 ($\theta = 45^\circ$) 计算结果比较如图 3 所示, 其中边界参数为: $\varepsilon_w = 0.8$, $\tau = \tau_N = \tau_E = 0.98$. 对于正向 (反向) 蒙特卡罗法模拟, 各个面元和体元发射的能束射线数量由其本身能量大小决定, 模拟抽样数越多, 计算精度越高. 考虑计算效率的前提下, 保证所需精度, 假设采用每个体 (面) 元发射射线数目为 N_{ray} . 当计算域内面元和体元总数为 N_{grid} , MCM 计算需要抽

样射线数为 $N_{grid} \times N_{ray}$, 因 BMC 只需跟踪 1 个单元发射的能束, 需要抽样射线数仅为 N_{ray} , 因此 MCM 的计算时间大约是 BMC 的 N_{grid} 倍, 随着网格的加密, MCM 的计算所需时间会越来越长. 对于本文中, 计算网格数为 50×60 , 也就是说当 BMC 需要 1 个时间单元, 那么 MCM 运算则至少需要 3000 个时间单元. 所以说, 在同种计算精度下, 对于定向位置的红外辐射计算, BMC 的计算效率远远高于 MCM.

从图 3、图 4 中, 可以看出 BMC 的计算效率远远高于 MCM 的计算效率, 随着 MCM 的 N_{ray} 增大, MCM 的计算结果波动范围越来越小, 逐渐与 BMC 的计算结果接近吻合. 当 $\theta = 90^\circ$ 时, 定向辐射热流沿着轴向距离的增加而减少; 当 $\theta = 45^\circ$ 时, 定向辐射热流在左端面附近先增加, 在 $x = r$ 位置达到最大值, 当 $x > r$ 时沿着轴向距离的增中而减少. 这主要是由于左端面中心的温度最高, 表面辐射的贡献大大强于介质辐射的贡献, 所以定向辐射热流的最大值发生 $x = r \tan\theta$ 处.

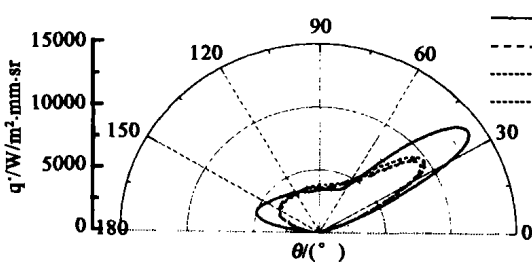


图 2 红外辐射热流的空间分布计算值 ($x = r$)
Fig. 2 The spatial distribution of infrared radiation heat flux

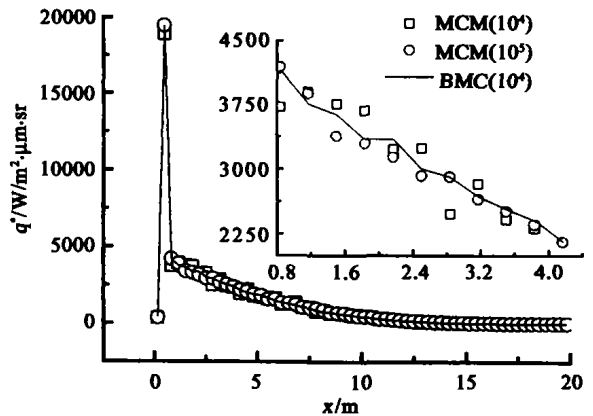


图 3 轴向 45° 的辐射热流分布
Fig. 3 The radiation heat flux in the direction of 45°

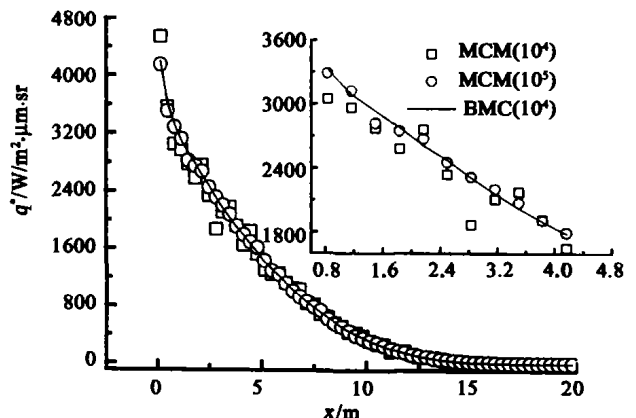


图 4 轴向 90° 的辐射热流分布
Fig. 4 The radiation heat flux in the direction of 90°

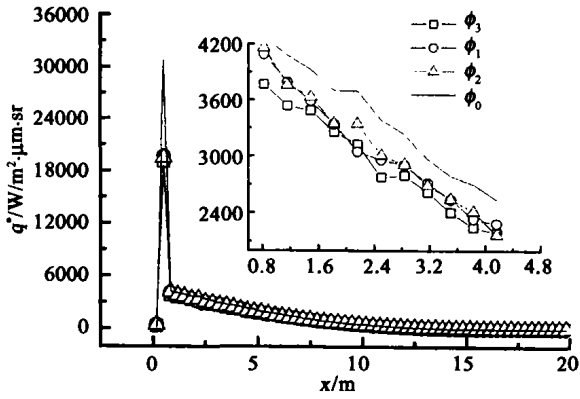


图5 散射相函数对计算结果的影响
Fig.5 The effect of scattering phase function on the calculation result

由图5所示,考虑粒子散射和不考虑粒子散射时, $\theta = 45^\circ$ 定向辐射热流分布形状基本上相同,其最大值均发生在 $x = r$ 处.在高温区绝对误差比较大,在低温区绝对误差比较小,总的来说,定向辐射热流值在有粒子散射作用时要小于无粒子散射.这主要是由于在计算区域内粒子散射所致,是辐射热流场趋向于更均匀,这是符合物理实际的,因为散射是向各个方向进行,使得介质内各个方向各个点的辐射热

流拉平.对于不同的散射相函数,各向同性散射的值处于中间,前向散射时值稍大,后向散射时值稍小.

2.3 边界透明度对定向辐射热流的影响

由于高温含粒子自由流其边界条件往往不是固定的,本文在不考虑其它入射的外界环境的影响前提下,对周向边界和右边界选用不同的透过率作了计算分析.计算条件同上,粒子散射相函数采用前向散射,计算结果如图6所示.

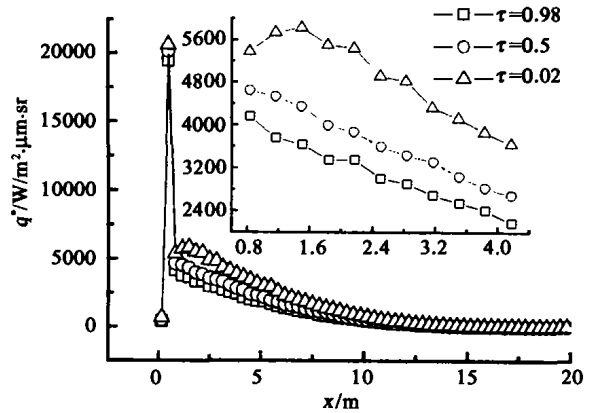


图6 边界透明度对计算结果的影响
Fig.6 The effect of transparentness of boundary on the calculation result

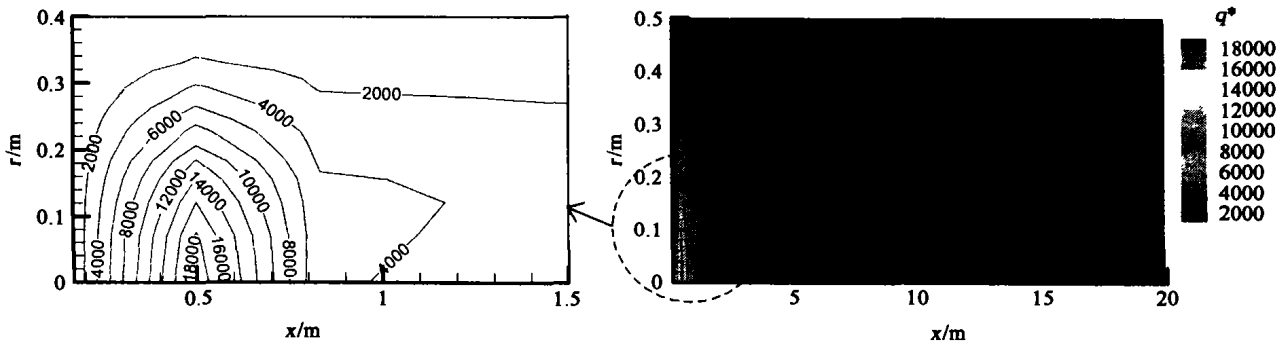


图7 探测方向与轴线成 45° ,近域全场光谱辐射热流
Fig.7 The spectral radiation heat flux of the whole field in the direction of 45°

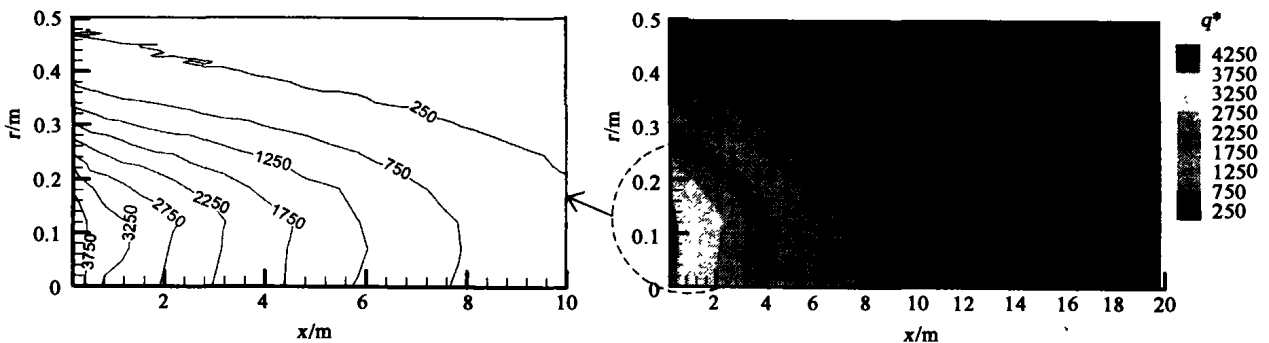


图8 探测方向与轴线成 90° ,近域全场光谱辐射热流
Fig.8 The spectral radiation heat flux of the whole field in the direction of 90°

由图可知,随着周向边界和右边界透过率的减少,周向面的定向辐射热流随之有增加的趋势,这主要是由于透过率减少,边界的反射作用增强,使得热射线在计算域内作用时间长,被里面的介质吸收所致.

2.4 探测方向对近域全场光谱辐射的影响

对于高温红外探测来说,需要细致了解高温含粒子自由流红外辐射的空间、光谱分布特性,以及内部粒子散射对红外辐射的空间、光谱分布特性的影响.本文在波长为 $2.7\mu\text{m}$,考虑粒子散射,选用前向散射相函数.其中边界参数为 $\varepsilon_w = 0.8$, $\tau = \tau_N = \tau_E = 0.98$,对上述圆柱形高温含粒子自由流的近域全场光谱辐射热流作用计算,如图7和图8所示.

由图可见:(1)辐射热流最大值发生在左端高温区附近. $\theta = 45^\circ$ 时最大值在 $x = r$ 附近, $\theta = 90^\circ$ 时最大值在左端面附近,主要由于该区温度大约比尾部附近高 1500K ,并且表面辐射的作用要强于介质辐射.(2)不同角度的辐射热流随着与轴线夹角的变小而减少,使其红外辐射的空间分布成为逐渐圆形化,这主要是考虑粒子的散射后,形成的“拉平”效果.

3 结论

经过计算分析,我们可以得出如下结论:

1. 在同种计算条件下,对于定方向和定位置的红外信号计算,BMC的计算效率远远高于MCM的计算效率;
2. 随着粒子散射的加入和边界条件的透明化,文中的高温含粒子自由流模型的定向红外辐射热流都有不同程度的减少;

3. 从得到的结果分析来看,利用反向蒙特卡罗法计算高温含粒子自由流的红外辐射特性是可行的.

REFERENCES

- [1] RUAN Li-Ming, TAN He-Ping. Solutions of radiative heat transfer in three-dimensional inhomogeneous scattering media [J]. *ASME J. of Heat Transfer*, 2002, **124**(5): 985—988.
- [2] LI Mai-Liang, ZHAO Yong-Xue, GENG Hui, et al. Combustion diagnosis technology based on spectroscopy measurements [J]. *J. of the Academy of Equipment Command & Technology* (李麦亮,赵永学,耿辉,等.基于光谱测量的燃烧诊断技术.装备指挥技术学院学报), 2002, **13**(4): 32—36.
- [3] DU Zhao-Hui, ZHONG Fang-Yuan, ZHAO Yan. Effect of scale factor on infrared radiation characteristics of marine exhaust system with infrared signature suppression device and its corrections [J]. *J. Infrared Millim. Waves* (杜朝辉,钟芳源,赵岩.模化比对船用排气红外抑制装置红外辐射特性的影响及修正.红外与毫米波学报), 2001, **20**(6): 437—441.
- [4] Viskanta R. Overview of convection and radiation in high temperature gas flows [J]. *International Journal of Engineering Science*, 1998, **36**: 1677—1699.
- [5] Maruyama S. Radiative heat transfer in anisotropic scattering media with specular boundary subjected to collimated irradiation [J]. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 1998, **41**: 2847—2856.
- [6] Nelson H F. Backward Monte Carlo modeling for rocket plume base heating [J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 1992, **6**(3): 556—558.
- [7] Modest M F. Backward Monte Carlo simulation in radiative heat transfer [J]. *Journal of Heat Transfer*, 2003, **125**(1): 57—62.
- [8] LIU Lin-Hua. Backward Monte Carlo method based on radiation distribution factor [J]. *AIAA Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2004, **18**(1): 151—153.