

燃气源复杂通道三维冷流数值模拟*

许坤梅, 张 平

(北京理工大学 机电工程学院, 北京 100081)

摘 要: 采用两方程 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型, 通过非结构网格上的 SIMPLE 算法, 对某远程火箭弹控制系统燃气源复杂通道内流场进行了冷流数值模拟, 获得了通道内各气流参量的三维分布, 了解了燃气源内各处特别是控制气流流经的迷宫形多层导热套环结构内的气流流动特性, 计算结果与实验结果基本吻合。

关键词: 燃气发生器; 管道流; 湍流; 三维流; 数值仿真

中图分类号: V432 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2002) 03-0202-05

Numerical simulation of 3-D complex cold flow field of a gas generator

XU Kunmei, ZHANG Ping

(School of Electromechanical Engineering, Beijing Inst. of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: The three-dimensional complex cold flow field of a gas generator used for a missile control system was numerically simulated using RNG $k-\varepsilon$ model by the compressible form of the SIMPLE algorithm based on unstructured meshes. The numerical results were in agreement with experimental data. It is useful in understanding the flow field characteristics in the gas generator, especially in the labyrinthic multilayer lantern rings in it.

Key words: Gas generator; Channel flow; Turbulent flow; Three dimensional flow; Numerical simulation

1 引 言

作为远程火箭弹控制系统动力的燃气源是一种结构较为特殊的燃气发生器。由燃气源产生的燃气, 在排气导管处分成两部分, 其中大部分(主气流)用以在执行机构中产生横向推力, 另一部分需供给电磁控制系统以形成控制气流。由于控制装置对进入其内的工作介质的洁净度有很高的要求, 而且要求其温度不能过高。为此, 除在燃烧室后部安装粗过滤装置外, 在气路中采用了迷宫形多层导热套环结构, 利用粒子沉积机理达到过滤效果, 并使气体逐级降温 and 降压。由于导热套环结构复杂, 无法从实验获得流体在其中的流动细节, 也不能准确预示其过滤及降温、降压的效果。

程雪玲等^[1]针对导管主流出口的烧蚀问题对燃气源开槽导管的流场特性进行了数值研究, 计算得到了导管出口及导管内气流的速度、压强、密度和温度的三维分布。但对流场进行了很大的简化, 认为导管

只有主流出口, 未考虑控制气流部分的复杂流场。本文对燃气源导管内的复杂通道三维流场进行了冷流数值模拟, 并与实验结果作了比较, 为下一步的燃气流动与传热以及两相流的数值模拟奠定基础。

2 控制方程与湍流模型

2.1 控制方程

气流在燃气源通道和过滤装置中多处收缩、扩张和改向, 形成复杂的可压缩三维湍流流动。冷流实验中所用气体为常温恒压压缩空气, 可认为与燃气源结构间不存在传热问题。流动满足质量守恒和动量守恒方程, 即全三维 N-S 方程。在柱坐标系中, 其通用形式如下^[2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho\Phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r\rho\Phi_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta}(r\rho\Phi_\theta) + \frac{\partial}{\partial z}(r\rho\Phi_z) = \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\Gamma_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right] + S_\Phi \end{aligned} \quad (1)$$

* 收稿日期: 2001-09-10; 修订日期: 2001-11-30。

作者简介: 许坤梅 (1974—), 女, 博士生, 研究领域为航空宇航推进理论与工程。

对于定常流动, $\partial(\rho\Phi)/\partial t = 0$.

上式中 v_r, v_θ, v_z 分别为 r, θ, z 方向的速度分量; Φ 为通用变量, 对于 $\Phi = 0$ 时为连续方程, 当 Φ 为 v_r, v_θ, v_z 时分别代表了 r, θ, z 方向的动量方程; Γ_Φ 为扩散系数, 对于连续方程和动量方程其值分别为 0 和有效粘性系数 $\mu_{\text{eff}} = \mu + \mu_t$; S_Φ 为源项。另外, 方程中密度 ρ 由完全气体状态方程 $p = \rho RT$ 确定。

2.2 湍流模型

在工程流动计算中, 目前较多采用标准 $k-\varepsilon$ 二方程湍流模型^[3,4]来封闭湍流时均 N-S 方程组, 但该模型不能反映湍流的各向异性。Yokhot 和 Orszag^[5,6]应用重正化群的方法, 导出了新型的 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型。对高雷诺数湍流流动, 该模型具有与标准 $k-\varepsilon$ 二方程湍流模型相同的形式, 只是将雷诺应力项和耗散生成项系数扩展, 即 ε 方程中出现了一附加生成项, 它代表平均应变率对 ε 的影响。本文采用 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型的高雷诺数形式, 近壁处使用壁面函数^[4]进行修正。该模型方程分别为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j k - \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] = 2\mu_t S_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon - \frac{2}{3} \left| \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right| \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\rho u_j \varepsilon - \frac{\mu_{\text{eff}}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left[2\mu_t S_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \left| \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho k \right| \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right] - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 3} \rho \varepsilon \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + R \quad (3)$$

式中, R 为附加生成项

$$R = - \frac{C_\mu(1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta\eta^3} \frac{\rho \varepsilon^2}{k} \quad (4)$$

其中, $\eta = S \frac{k}{\varepsilon}$; $S = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2}$; $S_{ij} = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right|$ (5)

模型中各系数值见表 1。

Table 1 Values assigned to RNG $k-\varepsilon$ turbulence model coefficients

C_μ	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon 3}$	η_0	β
0.085	0.719	0.719	1.42	1.68	-0.387	4.38	0.012

3 计算区域及边界条件

3.1 计算区域及计算网格

计算区域为燃烧室后部粗过滤装置后的导管及控制气流流经的迷宫形机构内流场。由于结构的对称性, 计算其 1/8 即可(见图 1)。算例: 入口 1(inlet 1) 直径 84.5 mm, 入口 2(inlet 2) 所在圆柱面直径 118 mm, 宽 17 mm, 导管长 164 mm, 主流出口(outlet 1) 长 39 mm, 宽 4 mm; 控制气流流经的小孔直径分别为 4 mm, 1.5 mm, 1 mm, 其出口(outlet 2) 截面直径 8 mm。冷流实验所用气体为 10 MPa 常温压缩空气, 控制气流与主气流流量比为 1: 15。

本文采用非结构网格。非结构网格虽然编程比较复杂, 但无须进行坐标变换, 能够处理复杂几何形状下的三维流动问题, 易于进行局部加密, 便于显示流场的细微结构。图 2(a) 为计算域内总的网格分布图, 网格数为 70 000 个, 图 2(b) 为多层套环部分网格局部放大图。由于控制气流流经的多层套环结构较复杂, 气流参数在此处变化比较剧烈, 故在此处布置的网格比较密集, 特别是气流从各小孔射出后, 形成的冲击流场冲击点处, 都进行了网格局部加密(图 2(b))。

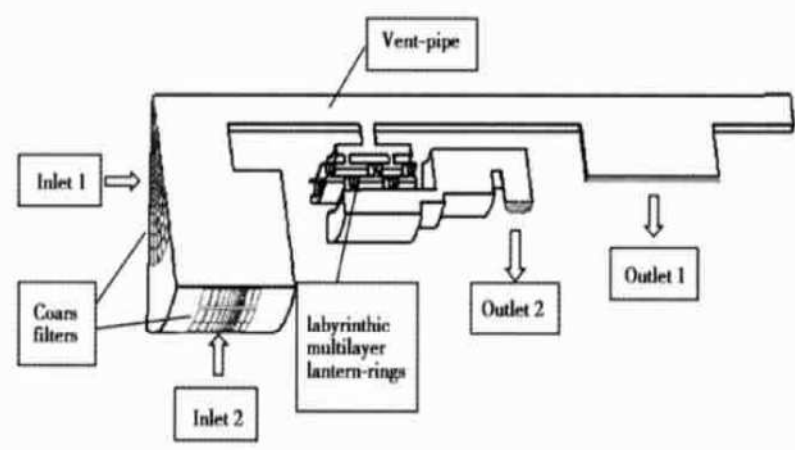


Fig. 1 Numerical simulation region of the gas generator

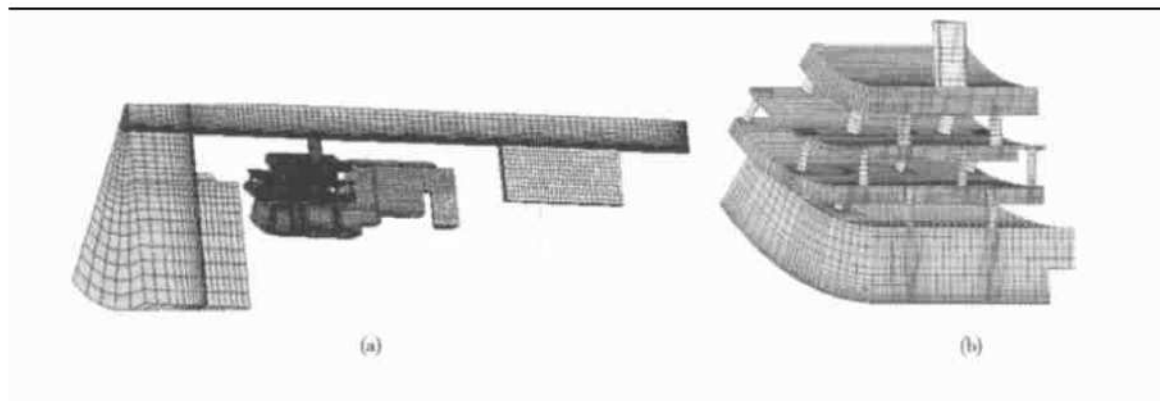


Fig. 2 Computational grid

(a) The grid division of all; (b) The grid in the labyrinthic multiplayer lantern rings

3.2 边界条件

取燃烧室后部的粗过滤装置气体流通截面为入口边界, 假设气体流过粗过滤装置后速度均匀分布, 方向与边界相垂直(如图 1 所示)。入口速度 $u_{in} = \frac{\dot{m}}{\rho_{in}(S_{inlet1} + S_{inlet2})}$, 式中 $\dot{m} = \frac{\Gamma}{\sqrt{RT_c}} p_c A_t$, $\Gamma = \sqrt{\gamma} \left| \frac{2}{\gamma+1} \right|^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}$ 。以上各式中, γ 为比热比, R 为气体常数, p_c , T_c , ρ_{in} 分别为燃烧室压强、温度和气体密度, A_t 是主气流和控制气流有效喷喉面积之和, S_{inlet1} , S_{inlet2} 分别是两个入口面积。此外, 由于缺少 k , ε 在入口处的实测值, 只能参考相关文献预估, $k_{in} = 0.004 u_{in}^2$, $\varepsilon_{in} = C_{\mu}^{0.75} k^{1.5} / l$ 。

燃气源有两个出口, 控制气流与主气流流量比为 1: 15, 各出口参数由临近的上游参数外插求得。

在两个对称面边界上, 垂直方向上的速度分量为 0, 所有变量的垂直方向梯度为 0。

对于所有固体壁面, 规定为绝热无滑移边界。

4 数值计算与结果分析

控制方程采用控制体积法进行离散, 其中动量方程对流项采用中心差分与迎风差分相混合的方式进行离散。离散方程采用非结构化同位网格上的可压缩形式的 SIMPLE 算法^[7, 8]求解。与不可压缩流场计算中的速度-压强耦合关系相对应, 在可压缩流场中是速度-压强-密度三者间的耦合关系, 故求解中必须建立压强-速度-密度的耦合关系式。规定这种关系式的基本方程仍是质量守恒方程, 由此而导出的也是确定压强修正值 p' 的代数方程, 但在推导过程中必须计及由于密度变化所产生的影响。 p' 的具体推导过程可参阅文献[9]。为了克服压强与速度间的失耦, 在控制

容积界面流速的计算中采用了 Rhie 和 Chow^[10, 11] 的动量插值方法以引入相邻两点间的压差。

图 3 是导管末端及主流出口处的速度矢量图。图 4(a) 是计算域其中一个轴向截面马赫数等值线分布图, 图 4(b) 则是该图多层导热套环部分局部放大图。相应地, 图 5 的(a)和(b)分别是该轴向截面的压强等值线分布图和多层导热套环部分局部放大图。由图 3 及图 4(a) 可看出导管主流出口处的速度分布及压强分布: (1) 气流在导管末端有一回流区, 气流到达导管末端某处, 速度为零, 然后反向流动, 从主流出口流出, 与文献[1]的结果相符。(2) 气流在主流出口处也存在一明显回流区, 而文献[1]的简化计算没有显示出这一细节。图 5(a) 的压强分布表明: (1) 气流进入导管时, 流动截面突变, 使压强降低, 此后逐渐升高, 在主流出口处前端又稍有降低, 造成一小部分气体的回流。(2) 主流出口处的气流压强基本是燃烧室的 80% 以上, 该处气流的压强损失很小。

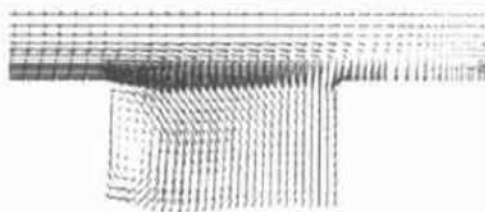


Fig. 3 Velocity distribution along the longitudinal section of slotted tube (outlet 1)

得到的多层导热套环复杂通道内的流场参量分布情况见图 4(b) 和 5(b)。由于气流进入各层套环中的小孔时, 并非垂直射入, 而且各小孔长径比并不大, 气流在其内还未达到充分发展状态便射向下一层套环的内壁, 加上冲击面与射流出口间的距离很小, 形成较特

殊的冲击射流流场。与一般的轴对称冲击射流不同,其马赫数等值线并不呈对称分布,各射流间相互作用,导致各射流滞止区并不在小孔轴线对应的区域,而有一定偏离,前两层的射流尤其明显(见图 4(b))。可见在多层导热套环内流动时,燃气与各套环间的传热情况变得非常复杂,需作进一步的深入研究。

图 5(b) 的压强分布表明: (1) 气流在过滤装置通道内多处收缩、扩张,压强损失很大,计算得出控制气流

出口处压强是燃烧室压强的 65%, 与冷流实验测出的 60%~70% 吻合。气流在经过各层小孔节流后, 压强分别降到燃烧室压强的 78%, 77%, 75%, 65%, 最后一层节流孔的节流面积最小, 因此压降最大。(2) 在滞止区内, 流动速度迅速滞止为 0, 并且急剧地由轴向转向径向, 产生了很大的逆压强梯度, 因此参数变化比较剧烈, 使冲击射流表现出与简单的平行剪切射流完全不同的特性。

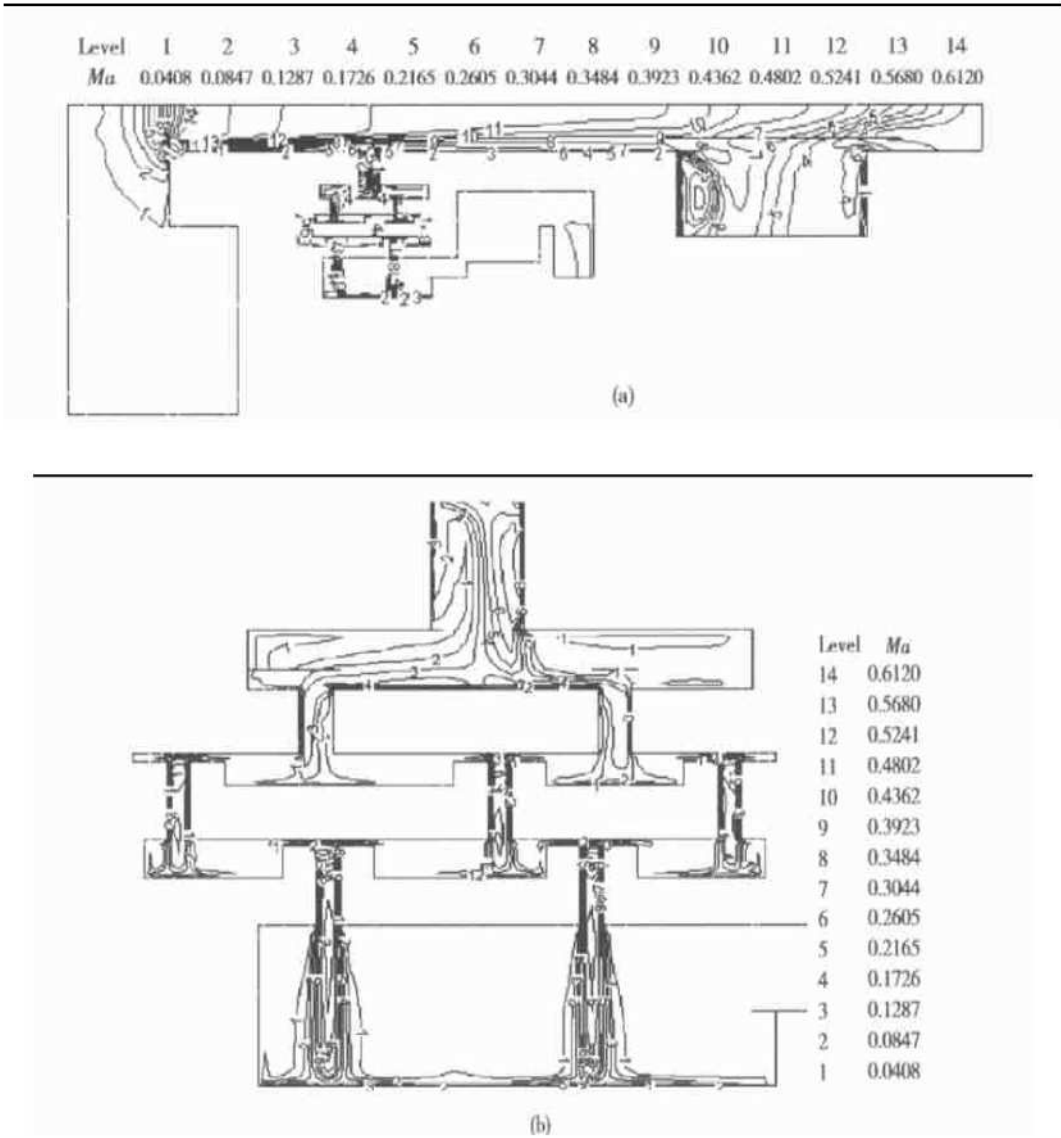
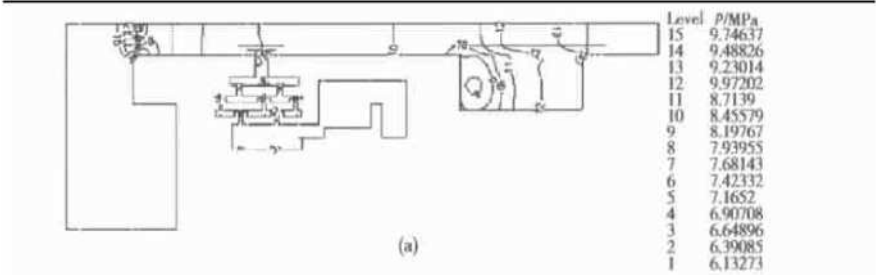


Fig. 4 Mach number distribution of one longitudinal section of computational region
(a) General distribution; (b) Partial magnitude contours



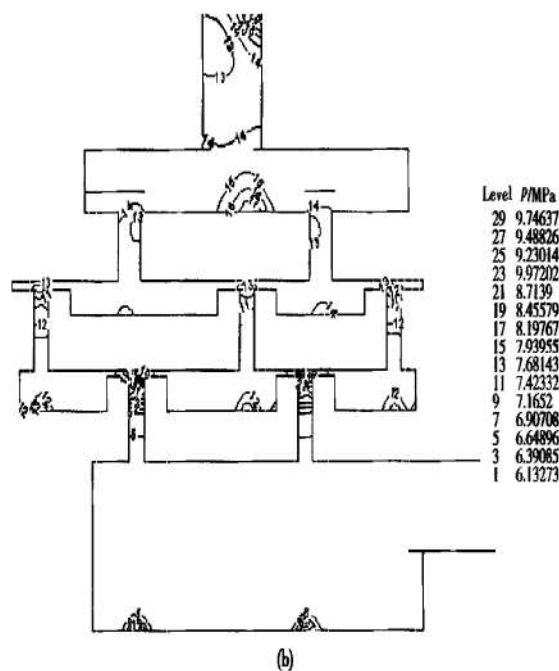


Fig. 5 Pressure distribution of the same longitudinal section as Fig. 3

(a) General pressure distribution; (b) Partial pressure distribution

5 结 论

(1) 采用 RNG k - ϵ 湍流模型和非结构网格上的 SIMPLE 算法, 得到了复杂通道内可压缩冷流场各参数分布;

(2) 考虑了出口分流条件, 计算得到的主流出口参量分布比文献[1]的计算结果更符合真实情况; 其出口处的压强理论计算值与试验测量值基本吻合;

(3) 首次得到了控制气流流经多层导热套环复杂通道内的流场参量分布, 各层套环节流孔的节流面积不同, 使气流流经各层套环时的压降幅度也不同;

(4) 不等距分布和窄间隙层多孔冲击射流的相互作用不同于一般的轴对称冲击射流, 其传热特性有待进一步深入研究。

参考文献:

- [1] 程雪玲, 张 平. 燃气源开槽导管三维流场的数值模拟[J]. 推进技术, 1999, 20(4): 43~ 47.
- [2] 左克罗 M J, 霍夫曼 J D 著. 气体动力学(上、下)[M]. 王汝勇, 吴宗真译. 北京: 国防工业出版社, 1984.
- [3] Launder B E. On the computation of convective heat transfer in complex turbulent flows[J]. *ASME J Heat Transfer*, 1989, 110: 1112~ 1128.

- [4] Hanjalic K. Advanced turbulent closure models: a view of current status and future prospects[J]. *Int J Heat and Fluid Flow*, 1995, 15 (3): 178~ 203.
- [5] Yakhot V, Orszag S A. Renormalization group analysis of turbulence — iv: basic theory [J]. *J Scientific Computing*, 1986, 1: 1~ 51.
- [6] Yakhot V, Orszag S A, Thangam S, et al. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique[J]. *Phy. Fluids*, A4, 1992, 7: 1510~ 1520.
- [7] Davidson L. A pressure correction method for unstructured meshes with arbitrary control volumes[J]. *Int J Numer Method Fluids*, 1996, 22: 265~ 281.
- [8] Patankar S V, Spalding D B. A calculation procedure for heat, mass and momentum in three-dimensional parabolic flows[J]. *Int J Heat Mass Transfer*, 1972, 15.
- [9] 陶文铨. 计算传热学的近代进展[M]. 北京: 科学出版社, 2000.
- [10] Rhie C M, Chow W L. A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation[J]. *AIAA J*, 1983, 21: 1525~ 1552.
- [11] Peric M, Kessler R, Scheuerer G. Comparison of finite-volume numerical methods with staggered and collocated grids [J]. *Comput Fluids*, 1988, 16: 389~ 403.

(编辑: 刘鸣雳)