

气液两相绕流钝体稳燃器的冷态数值研究

许欢, 李志强, 董鹤, 杨青, 邵兴晨

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院,
航空发动机气动热力国家级重点实验室, 北京 100191)

摘 要: 提出并建立了基于可变时间间隔平均方法的多尺度两相湍流模型, 通过算例验证, 证实了所推导的气液两相多尺度数学模型、所标定的模化参数及描述气液两相作用机理的合理性, 及其计算的时间平均阻力系数、脉动升力系数误差、斯特劳哈尔数和回流区大小误差分别为 1.45%, 0.323%, 2.17%, 2.33%, 计算结果明显优于标准 $k-\epsilon$ 和重整化群(RNG) $k-\epsilon$ 模型。用多尺度湍流模型对气液两相绕流 6 个不同的钝体稳燃器进行数值计算表明: 船形与锥形是综合性能较优的两个钝体稳燃器结构。其中, 船形钝体比锥形钝体稳燃器回流区大 10.53%, 其时间平均阻力系数比锥形稳燃器大 4.776%, 方均根脉动升力系数比锥形稳燃器小 44.73%, 通过全方面综合比较, 船形是综合性能最优的钝体稳燃器结构。

关 键 词: 气液两相流; 钝体稳燃器; 多尺度; 湍流模型; 冷态

中图分类号: V211.1

文献标志码: A

Numerical investigation of gas-liquid two-phase cold-flow around bluff-body stabilized burners

XU Huan, LI Zhi-qiang, DONG He,
YANG Qing, SHAO Xing-chen

(National Key Laboratory of Science and Technology on Aero-Engine Aero-thermodynamics,
School of Energy and Power Engineering,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: Based on the variable time interval average method, a multi-scale two-phase turbulent model was put forward and established. Compared with the experiment results, the rationality of the multi-scale gas-liquid two-phase mathematic model, the modeling parameters and interactive mechanism of gas-liquid two-phase flows was proved. Its relative error of drag coefficient was 1.45%, and the fluctuating lift coefficient was 0.323%. This model could also accurately predict vortex shedding characteristics with its relative error of St was 2.17%. However, its relative error of size of the recirculation zone was 2.33%. And the computational results were better than those of the standard $k-\epsilon$ and RNG (renormalization group) $k-\epsilon$ models. Using the multi-scale two-phase turbulent model, the two-phase flow around six different bluff-body stabilized burners was predicted. The computational results show that the ship-shaped and cone-shaped structures have good overall performance in these six different bluff-body stabilized burners. The recirculation zone of ship-shaped structure is larger than cone-shaped by 10.53%. The time-averaged drag coefficient of ship-shaped structure is larger than cone-shaped by 4.776%. The root-mean-square value of fluctuating lift coefficient of ship-shaped structure is smaller than cone-shaped by 44.73%. And by comprehensive comparison, the ship-shaped structure has the best performance.

Key words: gas-liquid two-phase flow; bluff-body stabilized burners; multi-scale; turbulence model; cold-flow

钝体稳燃器由于能够形成中心回流区,卷吸高温烟气,促进油滴及煤粉着火等优点,在航空发动机加力燃烧室及各种燃烧装置中已得到广泛的应用.在航空发动机加力燃烧室中常采用的火焰稳燃器为 V 型槽稳燃器,但该稳燃器具有稳焰边界窄、燃烧效率不高、低温下稳定性差、稳燃器壁温不均匀、易产生结构变形等缺点,使得其已经不能满足现代先进航空发动机加力燃烧室的要求^[1].然而,钝体稳焰的基本原理告诉我们,钝体火焰稳定装置所带来的流动损失是稳定火焰所必须付出的代价.因此,人们希望在火焰稳定和流动损失之间找到一个最佳结合点,以最小的流动损失换来最大的稳焰及燃烧能力.为此,国内外研究人员在寻求高效低阻的加力燃烧室稳焰方式及装置上进行了大量的研究工作,并取得了一定的进展^[2-5].

到目前为止,很多钝体稳燃研究工作都是针对一圈或两圈环形稳燃器的二维加力燃烧室进行的^[6-9],大多是从单相角度进行分析研究.叶桃红等^[10-11]采用分区曲线坐标法模拟研究了钝体稳燃器及扩压器的几何形状,在二维情况下取得了较好的结果,但曲线坐标很难应用到具有复杂几何结构的三维加力燃烧室.此外,也有一些针对三维加力燃烧室的研究工作,如 Ravichandran 等^[12]对具有两圈环形稳燃器和一排径向稳燃器的加力燃烧室内的三维冷态流场进行了模拟,同时还对有两个环形稳燃器的模型加力燃烧室内的燃烧情况进行了分析,为稳燃器的设计奠定了基础.

目前,文献中大多关于燃烧稳定问题的分析都是从单相时均场角度进行的.而火焰稳燃器后的流场是一个典型的钝体绕流,其中的二次回流旋转破碎的现象十分明显,流动过程比较复杂,属于典型的周期性非定常流场,且加力燃烧中的钝体稳燃器都是典型的气液两相流动,因此,探索研究气液两相绕流稳燃器的后尾迹瞬态流场特征,有着重要的学术及应用方面的价值.

为此,本文建立了基于可变时间间隔平均方法的多尺度两相湍流模型,并对 6 种不同结构的钝体稳燃器进行了冷态数值模拟研究,为钝体稳燃器的优化设计以及即将开展的多尺度两相湍流模型在加力燃烧过程中的研究奠定基础.

1 控制方程

1.1 多尺度平均两相控制方程

文献[13]给出单相多尺度湍流模型推导过程,在此基础上本文作者对该湍流模型在单相钝体绕流中的应用进行了研究,验证了其高精度的模拟能力^[14].为了探索该湍流模型在两相流动的模拟能力,本文给出了多尺度湍流模型的推导过程,其推导思路与单相类似,但两相毕竟比单相复杂得多,正确建立简化两相之间耦合作用的数学模型是本文的关键.

假设将离散相看作拟流体,采用 0 阶平均 Navier-Stokes 方程,可得多尺度平均控制方程组.

连续方程

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\alpha_k \rho_k \langle u_{ki} \rangle_0) = 0 \quad (1)$$

其中所有公式中下标 k ($=g$ 或 l) 代表任意一相; i 和 j 代表坐标方向; $\langle \rangle$ 代表多尺度平均; ρ 为密度; α_k 为 k 相的体积含量; u 为速度.

动量方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_k \rho_k \langle u_{ki} \rangle_0) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_k \rho_k \langle u_{ki} \rangle_0 \langle u_{kj} \rangle_0) = \\ & - \alpha_k \frac{\partial \langle p \rangle_0}{\partial x_i} + M_{ki} + \nu_k \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j}(\alpha_k \rho_k \langle u_{ki} \rangle_0) - \\ & \frac{\partial}{\partial x_j} \sum_{l=1}^{\infty} (\alpha_k \rho_k \langle u_{ki}^{(l)} u_{kj}^{(l)} \rangle_0) + \alpha_k \rho_k f_{ki} \end{aligned} \quad (2)$$

其中 M_{ki} 为相间作用力; i 和 j 代表坐标方向; p 为压力; f_{ki} 为体积力; ν_k 为运动黏度; 其余多尺度分解的符号见文献[13].

关联项可模化为

$$\begin{aligned} & - \sum_{l=1}^{\infty} \langle u_{ki}^{(l)} u_{kj}^{(l)} \rangle_0 = \\ & 2 \sum_{l=1}^{\infty} \nu_{kt}^{(l)} \langle S_{kij} \rangle_0 - \frac{2}{3} \sum_{l=1}^{\infty} K_k^{(l)} \delta_{kij} \end{aligned} \quad (3)$$

其中

$$\nu_{kt}^{(l)} = C_{\mu}^{(l)} \frac{(K_k^{(l)})^2}{\epsilon_k^{(l)}} \quad (4)$$

其中为了与代表任意相的下标 k 以示区别,所有的与湍动能有关的量用 K 表示,如公式中的 K_k 代表第 k 相的湍动能; δ_{kij} 为第 k 相的克罗内克符号.

在冷态稀疏两相流中,忽略液滴之间的碰撞及液滴湍流脉动对主相的影响,仅考虑主相湍流脉动对液滴的影响,则湍流模型方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g K^{(j)}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_g \rho_g \langle u_{gj} \rangle_0 K^{(j)}) = \\ - \alpha_g \rho_g \epsilon^{(j)} 2 \alpha_g \rho_g \nu_t^{(j)} \langle S_{gij} \rangle_0 \langle S_{gij} \rangle_0 + \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_g \rho_g \left(\nu + \frac{\nu_t^{(j)}}{\sigma_k^{(j)}} \right) \frac{\partial K^{(j)}}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\alpha_g \rho_g \epsilon^{(j)}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\alpha_g \rho_g \langle u_{gj} \rangle_0 \epsilon^{(j)}) = \\ - \alpha_g \rho_g C_{\epsilon 2}^{(j)} \frac{(\epsilon^{(j)})^2}{K^{(j)}} \alpha_g \rho_g C_{\epsilon}^{(j)} \cdot \\ \frac{\epsilon^{(j)}}{K^{(j)}} 2 \nu_t^{(j)} \langle S_{gij} \rangle_0 \langle S_{gij} \rangle_0 + \\ \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha_g \rho_g \left(\nu + \frac{\nu_t^{(j)}}{\sigma_\epsilon^{(j)}} \right) \frac{\partial \epsilon^{(j)}}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

其中下标 g 代表连续相气相,上述两式由于仅考虑了主相湍流脉动对液滴的影响,各省略下标的湍流参数均是气相的,且多尺度物理量的含义见文献[13],模型常数见表 1 所示。

表 1 多尺度模型常数表

Table 1 Constants list of the multiscale model

$C_\mu^{(1)}$	$C_K^{(1)}$	$C_\epsilon^{(1)}$	$C_{\epsilon 1}^{(1)}$	$C_{\epsilon 2}^{(1)}$
0.09	0.9	1.2	1.41	1.85
$C_\mu^{(2)}$	$C_K^{(2)}$	$C_\epsilon^{(2)}$	$C_{\epsilon 1}^{(2)}$	$C_{\epsilon 2}^{(2)}$
0.09	1.2	1.5	1.66	1.97

对于气液两相流动来说,湍流主要由两部分作用所引起:一部分是连续相本身的剪切作用;另一部分是由拟流体相气泡或液滴所引起。在气液两相泡状流中,这两部分湍流之间的耦合作用很弱,Sato 等^[15]建议可将气泡或液滴引起的湍流黏度与剪切引起的湍流黏度线性叠加

$$\mu_t = c_\mu \rho_g K^2 / \epsilon + \frac{1}{2} C_{\mu b} D_b \alpha_g |U_r| \quad (7)$$

其中 $C_{\mu b}=1.2$,各物理量的含义见文献[15]。

1.2 相间作用力

当忽略相间界面上的表面张力时,由界面平衡可知气相与液相受到的相间作用力大小相等,方向相反,分别由阻力项、升力项和附加质量力项组成。

阻力是两相间的主要作用力,根据 Morsi 和 Alexander^[16]的研究可得到阻力的计算公式为

$$f_d = \frac{C_d Re}{24} \quad (8)$$

$$C_d = a_1 + \frac{a_2}{Re} + \frac{a_3}{Re^2} \quad (9)$$

其中 C_d 为阻力系数,其他物理量含义及模型参数见文献[16]。

升力是由于液滴在不均匀气相流场中运动时而产生的,单位体积的相间升力为^[17]

$$\mathbf{F}_{\text{lift}} = -C_l \rho_g \alpha (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_l) \times (\nabla \times \mathbf{v}_g) \quad (10)$$

其中各物理量含义及模型参数见文献[17]。

虚拟质量力是由于液滴在气相中加速移动时产生的,液滴的有效质量就包括它自身的真实质量和由紧贴液滴的气体的惯性造成一个附加的虚拟质量,这个附加质量可由附加质量力来表示^[18]

$$\mathbf{F}_{\text{vm}} = C_{\text{vm}} \rho_g \alpha \left(\frac{\partial \mathbf{v}_l}{\partial t} + \mathbf{v}_l \cdot \nabla \mathbf{v}_l - \mathbf{v}_g \cdot \nabla \mathbf{v}_g \right) \quad (11)$$

其中各物理量含义及模型参数见文献[18]。

2 几何模型及边界条件

2.1 几何模型

本文利用所推导的多尺度两相湍流模型对 6 种不同钝体的两相绕流进行了数值研究,其中 6 种钝体的形状如图 1 所示,不同钝体的特征长度均相同,图中由上到下依次为三角形、锥形、楔形、船形、U 形和梭形钝体。

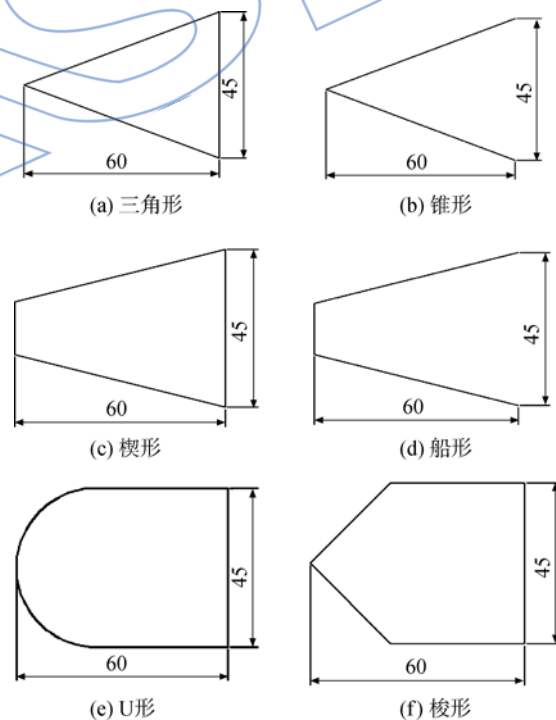


图 1 6 种不同钝体形状结构(单位:mm)

Fig. 1 Six different structures of bluff-bodies (unit:mm)

模拟气液两相绕流钝体稳燃器流动的物理模型及求解区域如图 2 所示(图中以锥形稳燃器为代表,其他稳燃器放置位置及计算域大小与其相同,不再给出)。稳燃器的特征长度为 $L=0.045 \text{ m}$,

计算区域为 $16.21L \times 6.66L$, 钝体稳燃器放置在距离进口 $5.55L$ 处的正中央。

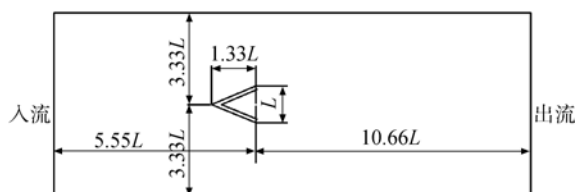


图 2 计算区域的尺寸

Fig. 2 Size of the computational domain

2.2 边界条件

1) 入口条件: 给定气液两相速度、含液率、湍动能 K 及耗散率 ϵ 。

2) 出口条件: 由于出口截面离两相绕流的涡街脱落区域较远, 可以采用局部单向性假设, 即: 不存在 x 方向的速度, 并且速度、压力和含液率在 y 方向的导数保持为常数。

3) 壁面条件: 由于壁面对液相是不可渗透的, 则含液率在壁面上的法向导数为 0; 气液两相泡状流中, 与壁面平行的液相速度不满足无滑移条件, 与壁面垂直的法向液相速度为 0。

对于气相流速: 气体为连续流体, 与壁面平行的切向速度满足无滑移条件, 在壁面处为 0; 壁面对气体是不可渗透的, 其法向速度为 0。

湍动能 K 在壁面上的法向导数为 0; 耗散率 ϵ 在第 1 个内节点上的值按单相流中的壁面函数法的定义计算。

2.3 计算网格及验证

本文在含液率为 0.01 的条件下, 分别对 6 种钝体采用粗细不同的 4 套网格进行网格收敛性验证。船形钝体的网格验证结果如表 2 所示, 其余 5

表 2 船形钝体网格验证结果

Table 2 Results of grid convergence study of ship-shaped structure bluff-body

参数	网格			
	M1	M2	M3	M4
节点数	19 642	32 459	45 146	63 584
单元数	19 032	31 057	44 572	62 457
$C_{d,ave}$	0.176	0.173	0.169	0.169
$C_{l,rms}$	0.00524	0.00518	0.00512	0.00511
斯特劳哈尔数 St	0.201	0.210	0.216	0.216

种钝体的验证方法类似, 不再赘述。可以看出, 使用多尺度模型的 M3 和 M4 的网格时间平均阻力系数 ($C_{d,ave}$) 相同且方均根脉动升力系数 ($C_{l,rms}$) 的误差为 0.1953%, 因此可以认为网格 M3 已经满足了收敛性要求。三角形、锥形、楔形、U 形和梭形钝体所用网格的节点数分别为 24 260, 63 550, 23 996, 50 464 和 24 424。

图 3 所示为船形钝体局部放大加密的结构化网格划分。

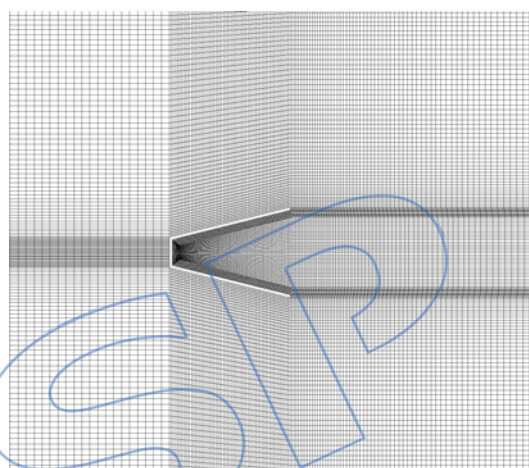


图 3 船形钝体的结构化网格

Fig. 3 Structured grids of ship-shaped bluff-body

3 数值解法

采用控制体积法对各控制方程进行计算, 计算中采用具有 2 阶隐式时间格式的非定常流动进行计算。体积分数项离散采用 QUICK 格式离散, 动量方程采用 2 阶迎风格式离散。压力与速度的耦合项的计算采用 phase coupled simple 算法实现。

4 多尺度两相湍流模型的验证

4.1 旋涡脱落特性验证

本文选用文献[19]中气液两相绕流方柱旋涡脱落作为验证对象, 其几何模型及计算区域与文献[19]所述完全一样。其中入口条件为 $Re = 4.08 \times 10^4$ 和含气率 $\alpha = 0.03$, 验证结果如表 3 所示, 表中 $C_{d,ave}$ 为时间平均阻力系数; $C_{l,rms}$ 为方均根脉动升力系数; 斯特劳哈尔数 $St = fD/U_\infty$, 其中 f 为旋涡脱落频率, D 为特征长度, U_∞ 为来流速度。

从表 3 可知, 多尺度两相湍流模型计算时间平均阻力系数误差为 1.45% 和方均根脉动升力系数误差为 0.323%, 计算结果明显优于 RNG

$k-\epsilon$ 模型和标准 $k-\epsilon$ 模型. 而对于斯特劳哈尔数的模拟预测,多尺度模型误差为 2.17%,稍微占优. 由此可见基于可变时间间隔平均方法的多尺度两相湍流模型在模拟非定常旋涡脱落特性方面的模拟能力.

表 3 $Re=4.08 \times 10^4$ 和 $\alpha=0.03$ 时数值模拟及实验结果

Table 3 Numerical and experimental results at $Re=4.08 \times 10^4$ and $\alpha=0.03$

模型	$C_{d,ave}$	$C_{l,rms}$	St
标准 $k-\epsilon$	1.503	0.492	0.143
RNG $k-\epsilon$	1.776	1.061	0.143
多尺度两相湍流	1.695	0.933	0.141
实验数据	1.720	0.930	0.138

4.2 钝体稳燃器回流区特性验证

本文采用文献[20]中 V 型钝体稳燃器回流区特性作为验证对象,其几何模型及计算区域与文献所述完全一样,V 形钝体稳燃器中心轴线上速度 v 分布如图 4 所示.

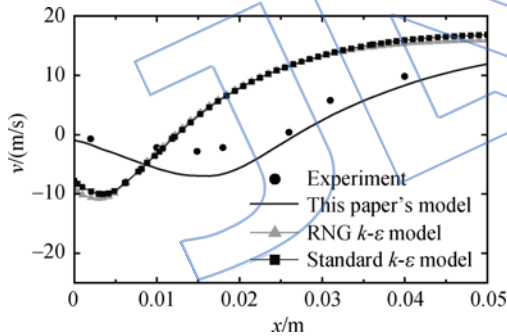


图 4 V 型钝体稳燃器中心轴线上速度分布

Fig. 4 Axial velocity distributions along the centerline for a V-gutter bluff-body stabilized burner

由图 4 可知,多尺度两相湍流模型计算的中心轴线速度分布情况明显优于标准 $k-\epsilon$ 模型和 RNG $k-\epsilon$ 模型,且多尺度两相模型算出的回流区长度为 0.02456 m,与实验给出的结果为 0.024 m 相吻合,误差仅为 2.33%,满足计算精度的要求.

综上所述,通过上述对多尺度两相湍流模型与实验数据的对比研究,验证了所推导气液多尺度两相模型、所标定模化参数及所研究气液两相作用机理的合理性,及其在旋涡特性、升阻特性及回流区特性等方面的优越性,为冷态气液两相绕流 6 个钝体稳燃器的数值模拟奠定了坚实的

基础.

5 计算结果及分析

为了得到钝体稳燃器优化的目的,本文的计算工况均为:进口气流速度为 17 m/s,含液率 $\lambda=0.01$.

5.1 6 种钝体稳燃器的综合性能

表 4 给出了多尺度两相湍流模型计算的 6 种钝体稳燃器在 $\lambda=0.01$ 时的冷态数值模拟结果,其中 l 为回流区长度.

从表 4 中可知,锥形钝体稳燃器的时间平均阻力系数最小,船形钝体稳燃器的时间平均阻力系数比锥形钝体稳燃器稍大,但其方均根脉动升力系数最小,并且回流区最长.同时也可以看出,6 种不同钝体稳燃器的旋涡脱落特性相同,即 St 均为 0.216,此时的旋涡脱落频率均为 80.8 Hz,与文献[21]中提到的槽宽和来流速度是决定旋涡脱落的结论相符,其中三角钝体稳燃器的旋涡脱落频率(f)的功率谱密度(D_{ps})图如图 5 所示.

表 4 $\lambda=0.01$ 时 6 种不同钝体稳燃器数值模拟结果

Table 4 Numerical results of six different bluff-bodies stabilized burners at $\lambda=0.01$

钝体稳燃器类型	$C_{d,ave}$	$C_{l,rms}$	St	l/m
三角形	0.258	0.0485	0.216	0.0594
锥形	0.161	0.00741	0.216	0.0680
楔形	0.237	0.0449	0.216	0.0580
船形	0.169	0.00512	0.216	0.0760
U 形	0.220	0.0569	0.216	0.0454
梭形	0.219	0.0533	0.216	0.0500

图 6 所示为三角钝体稳燃器的阻力系数 C_d 与升力系数 C_l 时程曲线,可以看出,该模型能够正确模拟出阻力系数主频是升力系数的 2 倍,这与理论相符^[22]. 由此可以看出本文所发展的多尺度两相湍流模型能够给出高精度的计算结果.

综上可知锥形钝体稳燃器和船形钝体稳燃器是比较满足要求的钝体稳燃器结构,即阻力相对较小和回流区相对较大,其中船形钝体稳燃器比锥形钝体稳燃器回流区长 10.53% 左右,而船形钝体稳燃器的时间平均阻力系数比锥形钝体稳燃器的大 4.776%,但方均根脉动升力系数其比锥形钝体稳燃器小 44.73%. 通过全方面综合比较,

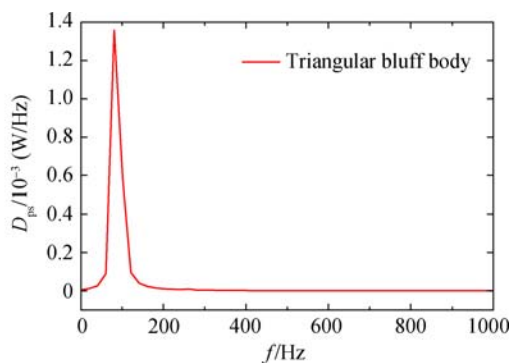


图 5 多尺度两相湍流模型旋涡脱落频率的功率谱密度图

Fig. 5 Power spectral density of vortex-shedding frequency using the multi-scale two-phase turbulent model

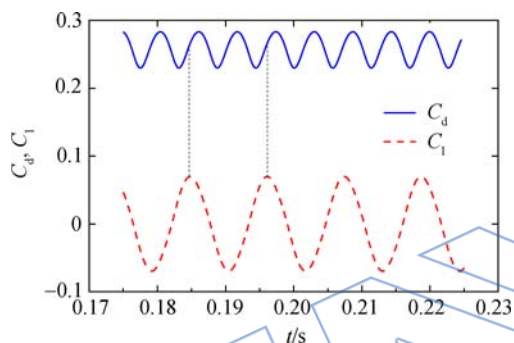


图 6 多尺度两相湍流模型升力与阻力系数曲线图

Fig. 6 Curves of drag and lift coefficients of the multi-scale two-phase turbulent model

可以认为船形钝体稳燃器是综合性能较优的稳燃器,为以后湍流两相燃烧模拟奠定了基础。

5.2 船形钝体稳燃器的流线分布

用多尺度两相湍流模型计算的船形钝体稳燃器的统计时间平均流线分布如图 7 所示。从图中可以清晰看出,船形钝体稳燃器后的流场可以划分为 3 个区域:即回流区(时均轴向速度 $\bar{u} < 0$ m/s)、过渡区($\bar{u} = 0$ m/s)和完全发展区($\bar{u} > 0$ m/s)。回流区中边界附近的流线,特别是中心回流区逆向流动的流线密集,并形成几乎按轴线对称结构的反向旋转的旋涡,说明回流区有着强烈的湍流混合,能卷吸大量高温烟气,产生强烈的热质交换,这正是钝体稳燃器能强化燃烧着火和稳定火焰的原因。

图 8 给出了用多尺度两相湍流模型计算的船形钝体稳燃器一个周期内不同时刻的旋涡脱落过程。

从图 8 中可以清晰看出船形钝体稳燃器后两

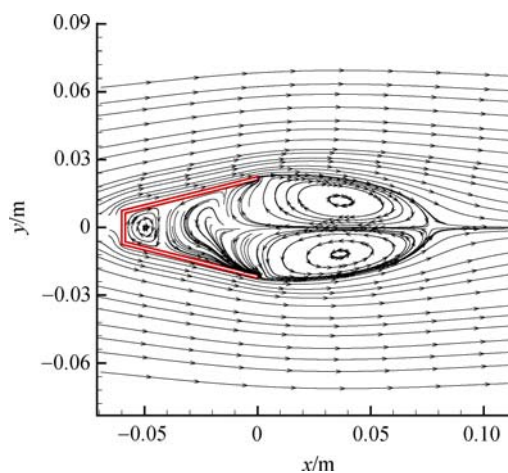
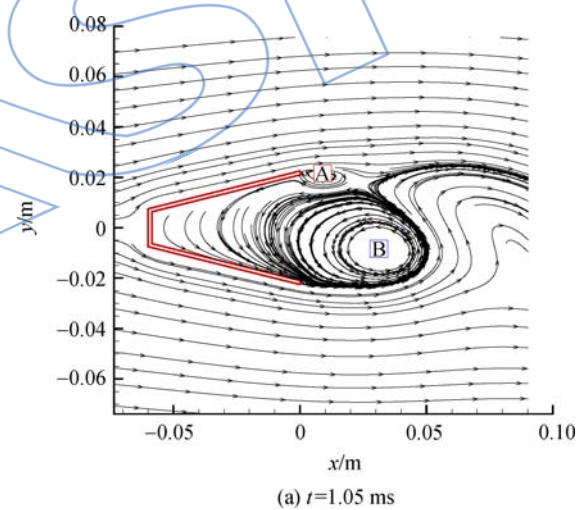
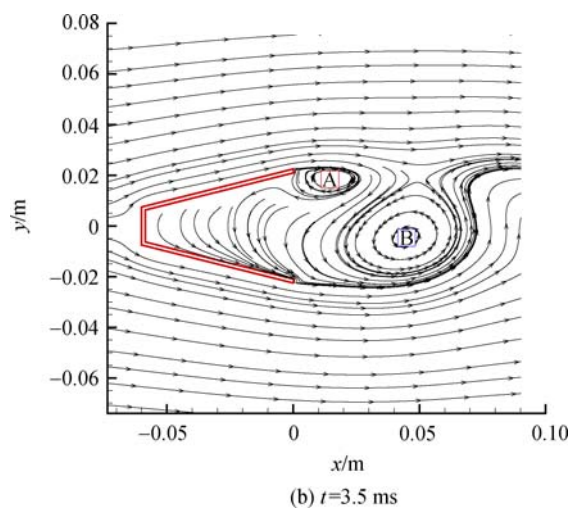


图 7 多尺度两相湍流模型计算船形钝体稳燃器统计时间平均流线图

Fig. 7 Time-average streamline of ship-shaped bluff-body using the multi-scale two-phase turbulent model



(a) $t = 1.05$ ms



(b) $t = 3.5$ ms

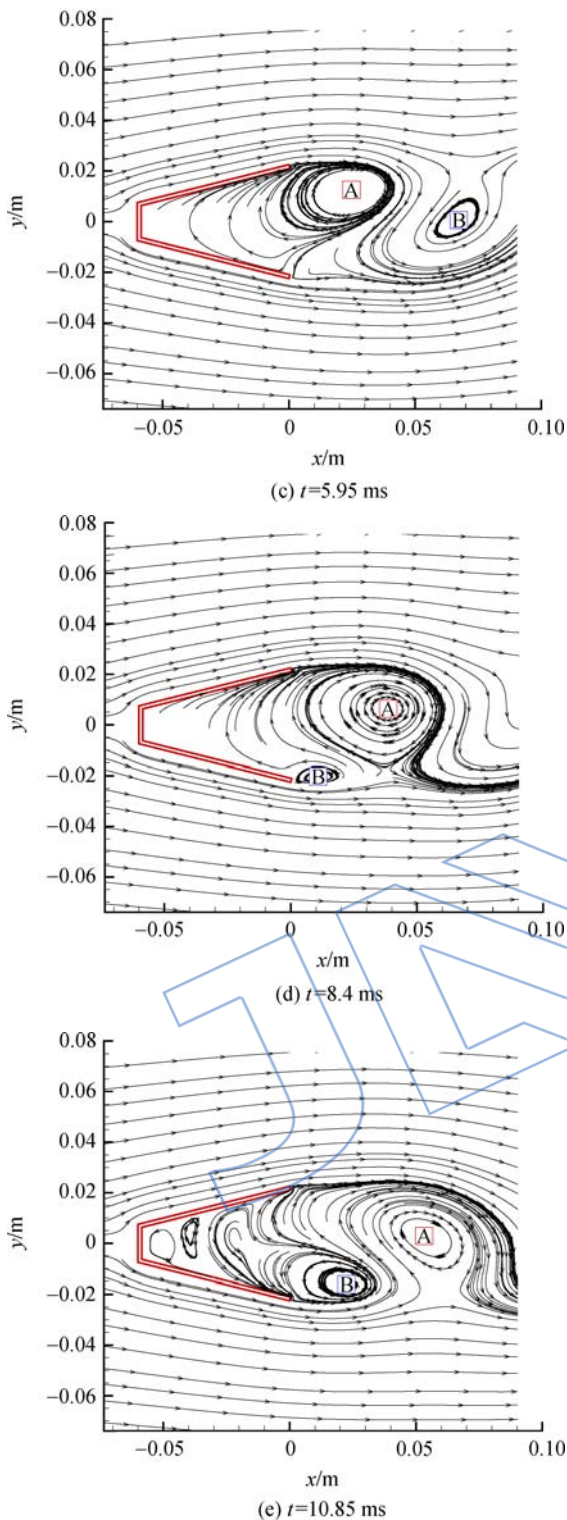


图8 船形钝体稳燃器一个周期内旋涡脱落图

Fig. 8 Curves of one vortex-shedding cycle of ship-shaped structure bluff-body stabilized burner

侧旋涡从生成、发展、壮大、脱落到再生成的一个完整过程,且两侧旋涡是交替进行的。涡心已用图标A和B标出。从图中也可以看出,在靠近船形钝体稳燃器尾缘处,船形钝体稳燃器外部的高速流体和内部的低速流体因为速度大小的差异形成了鲜明

的界限,形成强烈的剪切层流动。从船形钝体稳燃器尾缘开始,主流剪切层开始与内部低速流体接触,速度和压力的差异导致在尾缘附近形成大尺度的旋涡,旋涡不断卷吸主流并壮大,随着旋涡尺度的增大,它所控制的流动范围就越大,涡心也随着旋涡尺度的增加向下游移动,当旋涡增大到一定尺度后,旋涡就发生脱落。旋涡的周期性脱落和生成控制着燃烧的进行,为研究燃烧稳定机理奠定基础^[22]。

图9给出了船形钝体稳燃器中心轴线上的时均轴向速度 $\bar{u}$ 分布,从图中可以得出回流区的长度为0.076 m,反向速度最大为5 m/s及涡心位置大约在 $x=0.04$ m附近。

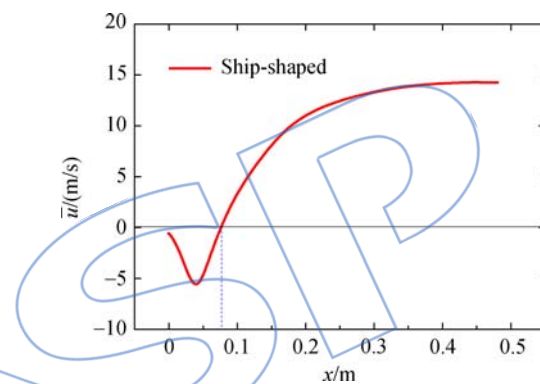


图9 船形钝体稳燃器中心轴线上轴向时间平均速度分布

Fig. 9 Mean axial velocity distributions along the centerline of ship-shaped structure bluff-body stabilized burner

5.3 船形钝体稳燃器含液率分布

图10给出了 $t=3.5$ ms时刻船形钝体稳燃

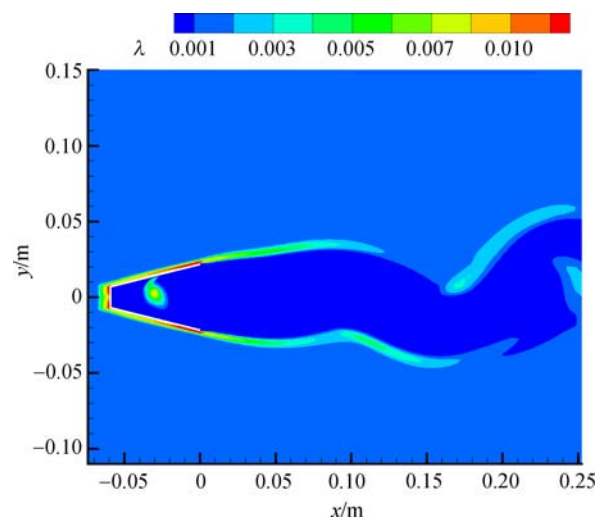
图10 $t=3.5$ ms 船形钝体稳燃器局部含液率分布的放大图

Fig. 10 A larger view of instantaneous liquid-void fraction at $t=3.5$ ms of ship-shaped structure bluff-body stabilized burner

器的局部含液率放大图,可以看出随着旋涡周期性的脱落,含液率也呈现周期性分布状态,且钝体中心存在含液率集中区,可起到稳定热源及值班火焰的作用.旋涡的不稳定并非对燃烧呈完全不利影响,定期旋涡脱落有利于燃料与空气掺混和火焰向外侧主流传播^[23].

6 结 论

1) 本文提出并建立了基于可变时间间隔平均方法的多尺度两相湍流模型,通过算例验证,证实了所推导气液两相多尺度数学模型、所标定模化参数及所研究气液两相作用机理的合理性,及其在旋涡特性、升阻特性及回流区特性预测等方面的优越性,且计算结果均优于传统的标准 $k-\epsilon$ 模型和 RNG $k-\epsilon$ 模型.

2) 用多尺度两相模型对气液两相绕流 6 个不同钝体稳燃器的数值计算,分别得出了 6 种不同钝体稳燃器的升阻特性、旋涡脱落特性及回流区大小.在来流条件与钝体稳燃器特征尺度相同的情况下,船形钝体稳燃器的回流区及升阻特性综合性能最优.

3) 通过对气液两相绕流船形钝体稳燃器的冷态流场的详细计算,进一步了解了该稳燃器后的瞬态流动状况,为将来应用多尺度模型模拟钝体稳燃器两相热态流场奠定了基础.

参考文献:

- [1] 金莉,谭永华.火焰稳定器综述[J].火箭推进,2006,32(1):30-34.
JIN Li, TAN Yonghua. Study on flameholders[J]. Journal of Rocket Propulsion, 2006, 32(1): 30-34. (in Chinese)
- [2] 杨茂林,全中,白兴艳,等.尾缘吹气式火焰稳定器试验研究[J].航空动力学报,1998,13(2):185-188.
YANG Maolin, QUAN Zhong, BAI Xingyan, et al. Experimental investigation on EBMC flameholder[J]. Journal of Aerospace Power, 1998, 13(2): 185-188. (in Chinese)
- [3] 韩启祥,刘洪,王方,等.开孔沙丘驻涡火焰稳定器总压损失的试验研究[J].推进技术,1999,20(4):82-85.
HAN Qixiang, LIU Hong, WANG Fang, et al. Experimental investigation on total pressure loss of vortex flameholder with holes[J]. Journal of Propulsion Technology, 1999, 20(4): 82-85. (in Chinese)
- [4] 郑殿峰,张会强,林文漪,等.带 U 型槽射流缝隙式稳定器燃烧性能的试验研究[J].航空动力学报,2003,18(6):808-812.
ZHENG Dianfeng, ZHANG Huiqiang, LIN Wenyi, et al. Experimental investigation of combustion performance of U-type flame holder[J]. Journal of Aerospace Power, 2003, 18(6): 808-812. (in Chinese)
- [5] Eugene L, Caleb N C, John T C, et al. Novel carbureted flame holder for improved afterburner stability[R]. AIAA 2008-98, 2008.
- [6] Fujii S, Eguchi K. A comparison of cold and reacting flows around a bluff-body flame stabilizer[J]. Journal of Fluids Engineering, 1981, 103(2): 328-334.
- [7] Ballal D R, Chen T H, Schmoll W J. Fluid dynamics of a conical flame stabilizer[J]. Journal of Gas Turbines Power, 1989, 111(2): 97-102.
- [8] Chuang S H, Jiang J S. Diffusion flame analysis of an afterburner as a function of the air-fuel ratio[J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 1990, 11(3): 303-316.
- [9] Ravichandran M, Ganesan V. Aerodynamic flow investigations in an isothermal model of an afterburner[J]. Experiments Fluids, 1994, 17(1/2): 59-67.
- [10] 叶桃红,过明道,陈义良,等.发动机加力燃烧室湍流场数值计算[J].推进技术,1999,20(1):29-32.
YE Taohong, GUO Mingdao, CHEN Yiliang, et al. Numerical computation on turbulent reacting flow in aero-engine afterburner[J]. Journal of Propulsion Technology, 1999, 20(1): 29-32. (in Chinese)
- [11] 叶桃红,过明道,陈义良.通道中有稳定器的湍流流场的分区计算方法[J].推进技术,1998,19(2):43-46.
YE Taohong, GUO Mingdao, CHEN Yiliang. Computation of turbulent field in ducts with stabilizers using zonal grid method[J]. Journal of Propulsion Technology, 1998, 19(2): 43-46. (in Chinese)
- [12] Ravichandran M, Sampath S, Ganesan V. Numerical analysis of two-ring flame stabilizer flows in aircraft afterburners[J]. Numerical Heat Transfer: Part A, 1995, 28(1): 85-101.
- [13] 董鹤,高歌,李志强,等.不可压缩湍流的多尺度模型[J].航空动力学报,2013,28(12):2685-2690.
DONG He, GAO Ge, LI Zhiqiang, et al. A multiscale model for incompressible turbulent flows[J]. Journal of Aerospace Power, 2013, 28(12): 2685-2690. (in Chinese)
- [14] 许欢,李志强,董鹤,等.多尺度湍流模型在圆柱绕流中的应用[J].航空动力学报,2014,29(5):1128-1134.
XU Huan, LI Zhiqiang, DONG He, et al. Application of multiscale turbulence model in flow around a circular cylinder[J]. Journal of Aerospace Power, 2014, 29(5): 1128-1134. (in Chinese)
- [15] Sato Y, Sadatomi M, Sekoguchi K. Momentum and heat transfer in two-phase bubbly flow[J]. International Journal of Multiphase Flow, 1981, 7(2): 167-177.
- [16] Morsi S A, Alexander A J. An investigation of particle trajectories in two-phase flow systems[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1972, 55(2): 193-208.
- [17] Drew D A, Lahey R T. In particulate two-phase flow[M]. Boston: Butterworth-Heinemann, 1993: 509-566.
- [18] Drew D A, Lahey T J. The virtual mass and lift force on a

- sphere in rotating and straining inviscid flow[J]. International Journal of Multiphase Flow, 1987, 13(1): 113-121.
- [19] 卢家才, 李永光, 林宗虎, 等. 气液两相流体绕流方柱流动的数值模拟[J]. 工程热物理学报, 2001, 22(6): 751-754.
- LU Jiakai, LI Yongguang, LIN Zonghu, et al. Numerical study on the gas-liquid two-phase cross flow around the square-section cylinder[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2001, 22(6): 751-754. (in Chinese)
- [20] YANG Jingtang, Tsai G L. Near-wake flow of a V-gutter with slit bleed[J]. Journal of Fluids Engineering, 1993, 115(1): 13-20.
- [21] 刘宜临. 火焰稳定器后动态流场研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2009.
- LIU Yilin. Research on instantaneous flow fields of flameholder[D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2009. (in Chinese)
- [22] Richer A, Naudascher E. Fluctuating forces on a rigid circular cylinder in confined flow[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1976, 78(3): 561-576.
- [23] 刘世清, 钟兢军. 驻涡燃烧室最佳中心钝体宽度选择的数值研究[J]. 航空动力学报, 2010, 25(5): 1005-1010.
- LIU Shiqing, ZHONG Jingjun. Numerical simulation of center-body width in a trapped vortex combustor[J]. Journal of Aerospace Power, 2010, 25(5): 1005-1010. (in Chinese)