

文章编号: 1000-8055(2010)01-0041-06

超声速燃烧凹腔质量交换特性的 混合 RANS/LES 模拟

汪洪波, 孙明波, 吴海燕, 王振国
(国防科技大学 航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘 要: 对超声速冷流及燃烧流条件下超燃冲压发动机火焰稳定凹腔的质量交换特性进行了研究. 采用混合 RANS/LES (Reynolds averaged Navier Stokes/large eddy simulation) 方法对非定常流场进行数值模拟, 系统研究了凹腔结构参数和横向喷流燃烧放热对凹腔质量交换特性的影响. 首次采用“原子追踪法”对化学反应流条件下的凹腔质量交换过程进行了刻画. 结果表明: 在冷流条件和燃烧流条件下, 凹腔驻留时间均随长深比的增大而增加; 凹腔后缘倾角对驻留时间的影响在冷流条件下比较显著, 而在燃烧流条件下明显减弱; 相同结构的凹腔, 在燃烧流条件下的驻留时间相对于冷流条件明显减小.

关 键 词: 火焰稳定凹腔; 超声速燃烧; 混合 RANS/LES; 质量交换; 原子追踪法

中图分类号: V435.12

文献标识码: A

Hybrid RANS/LES simulation of mass exchange characteristics of cavity for supersonic combustion

WANG Hong-bo, SUN Ming-bo, WU Hai-yan, WANG Zhen-guo
(College of Aerospace and Materials Engineering,
National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Mass exchange characteristics of cavities for scramjet applications under supersonic cold and combustion flow were investigated. The hybrid RANS/LES (Reynolds averaged Navier-Stokes/large eddy simulation) approach was used to simulate numerically unsteady state flowfields. The influences of the cavity parameters and the combustion on the mass exchange characteristics were investigated systemically. The mass exchange process in the reactive flow was described for the first time by using atom-tracking method. The hybrid RANS/LES data suggest that longer cavities have a longer residence time both in cold and combustion flow. The aft wall angle has a significant influence on the residence time just in the cold flow. For the same cavity, residence time reduces obviously in the combustion flow as compared with that in the cold flow.

Key words: cavity flameholder; supersonic combustion;
hybrid RANS/LES (Reynolds averaged Navier-Stokes/ large eddy simulation);
mass exchange; atom-tracking method

在超燃冲压发动机燃烧室中, 气流停留时间极短(一般为毫秒级), 因此需要采用有效手段来

增强混合及稳定火焰. 凹腔作为一种火焰稳定器, 以其得天独厚的优势而备受青睐. 然而当前对于

收稿日期: 2008-12-18; 修订日期: 2009-02-27

基金项目: 国家自然科学基金(90505009)

作者简介: 汪洪波(1983-), 男, 四川峨眉人, 博士生, 研究方向为高超声速推进技术.

如何确定凹腔构型以获得最有效的火焰稳定性能同时使总压损失最小, 仍然是一个亟待解决的问题. 凹腔的质量交换率、驻留时间作为确定凹腔尺寸的重要基本量, 近年来受到持续关注^[1-6]. 质量交换率 $\dot{m}$ 是指单位时间内主流流体被卷吸进入凹腔内的质量, 驻留时间 τ 是指上述被卷吸进入凹腔内的主流流体在凹腔内的驻留时间, 两者成显函数关系: $\tau = m/\dot{m}$, m 为凹腔内流体的总质量, 上式也可写成另一形式: $\dot{m} = -dm/dt = m/\tau$. 由于缺乏对凹腔流动质量交换率和驻留时间的测量手段, 目前对它们的研究都是通过建模分析和数值模拟方法. Davis 等推导出针对垂直后壁凹腔的驻留时间估算公式^[1], 但对凹腔剪切层发展的建模过于粗略. Baurle 等^[2]采用 RANS (Reynolds-averaged Navier-Stokes) 计算了主流马赫数为 2.92 的几种凹腔的驻留时间, 发现当 L/D 增加时, 驻留时间增加, 在相同的 L/D 情况下, 随着后缘倾角 θ 的减小驻留时间减小. Gruber 等^[3]采用与 Baurle 相同的数值方法和计算程序, 数值比较了 $Ma = 3$ 来流条件下, 不同 L/D 以及后缘倾角 θ 的凹腔的驻留时间, 结果表明驻留时间与 θ 成正比, 而与凹腔 L/D 相关不大. Baurle^[4]后来又引入 VLES (very large eddy simulation) 来研究凹腔, 发现当计算能够捕捉到流动大尺度结构时, 对于 $L/D = 3.88$ 和 $L/D = 7.76$ 的凹腔, 随着后缘倾角的减小, 凹腔驻留时间增加, 这与 RANS 的结果是截然相反的. 孙明波等^[6]采用混合 RANS/LES (Reynolds-averaged Navier-Stokes / large eddy simulation) 方法, 捕捉到剪切层拟序结构的演化过程, 得到了凹腔的驻留时间随构型的变化规律.

为了减小阻力, 用于超声速燃烧室中的火焰稳定凹腔都是开式结构, 其剪切层起始于凹腔前缘并再附于凹腔后壁, 凹腔内外的质量交换过程主要由剪切层演化及其与凹腔后壁的相互作用来完成. 因此凹腔剪切层的演化行为必将对凹腔质量交换特性产生显著影响. 文献[7]的研究结果表明燃烧流条件下的凹腔剪切层行为与冷流条件有明显差别. 可以想见, 燃烧流条件下的凹腔质量交换特性与冷流条件也会迥然不同. 以前的研究都是在冷流条件下进行的, 因此有必要对燃烧流的情况再进行系统研究.

本文采用 RANS/LES 方法(其可行性在文献[6]中已做了验证), 对冷流及燃烧流条件下不同构型的凹腔质量交换特性进行了系统研究. 这

项工作将为凹腔的设计提供更有意义的参考.

1 数值方法

1.1 混合 RANS/LES 方法

对于湍流流动, 通常认为 LES 可以取得比 RANS 更加精确的结果, 但是对于高雷诺数流动、壁面湍流流动等问题, 大涡模拟因为其巨大的计算耗费很难直接应用于工程实际. 因此许多研究人员提出采用 RANS 与 LES 相结合的方法以节约计算耗费. 近年来 Baurle 等^[5]提出的混合 RANS/LES 的方法被认为是一种很好的模拟方法. 下面简要介绍本文所采用的混合 RANS/LES 模拟方法.

将 Menter $k-\omega$ SST (shear stress transport) 湍流模型^[8]对应的湍动能方程与 Yoshizawa 一方程亚格子模型对应的湍动能方程^[9]相结合, 采用一个衔接函数 F 来衔接两个方程的计算区域, 从而得到的控制方程为

$$\frac{\partial(\rho \tilde{k})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \tilde{k} u_j)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu_t + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \left[FC_d1 \tilde{k} \tilde{\omega} + (1-F) C_d2 \frac{\tilde{k}^{3/2}}{\Delta} \right] \quad (1)$$

此处 $\mu_t = \rho [F \mu_t^{k-\omega SST} + (1-F) \mu_t^{sgs}]$, $\frac{1}{\sigma_k} = \frac{F}{\sigma_{k1}} + \frac{1-F}{\sigma_{k2}}$, σ_k , σ_{k1} , σ_{k2} 是模型中的经验常数, $\Delta = (\Delta x \Delta y)^{1/2}$, 具体参数定义以及衔接函数 F 的取法参见文献[6].

控制方程的无黏项采用 5 阶精度的 WENO (weighted essentially non-oscillatory) 格式进行离散, 所有的黏性通量用 2 阶中心差分离散, 在时间推进上采用 2 阶时间精度的具有 TVD (total variation diminishing) 保持性质的 Runge-Kutta 方法.

壁面采用无滑移绝热条件. 入口给定均匀超声速入口流动条件; 出口用超声速出口条件, 流动物理量进行 3 阶外推. 对应于 5 阶 WENO 格式, 壁面附近的第一、二层网格物理量的计算模板补充值采用镜像法处理, 镜像点的速度值与对应点的法向速度值相反, 其他物理量对应相等. 入口、出口的一、二层网格物理量的计算模板补充值均采用一阶外推. 采用多区网格时, 区域之间的交界处为了保证 WENO 计算的精度, 将各个区域向交接区域中外推三层网格.

1.2 凹腔质量交换过程刻画方法

冷流情况比较简单, 直接将凹腔内的组分标

记为另一种组分, 然后求解其输运方程即可. 燃烧流的情况比较复杂, 本文采用“原子追踪法”进行处理, 下面简单介绍一下处理方法.

众所周知, 化学反应过程中物质分子要进行重组, 但是反应前后原子是不改变的, 因此可以从原子的角度对凹腔内质量进行标记, 将流场中每一种实际原子分为两种原子, 即腔内原子和腔外原子. 相应的, 每一种实际组分也会因其包含的原子来自腔外或腔内而分为若干种名义组分. 以本文研究的氢气和空气反应为例, 采用一步总包反应, 涉及的实际组分共 4 种: H_2 , O_2 , H_2O 和 N_2 . 采用原子追踪法时, 名义组分共有 10 种, 即 $(H_2)_{in}$, $(H_2)_{out}$, $(O_2)_{in}$, $(O_2)_{out}$, $(N_2)_{in}$, $(N_2)_{out}$, $(H_2)_{in}(O)_{in}$, $(H_2)_{in}(O)_{out}$, $(H_2)_{out}(O)_{in}$ 和 $(H_2)_{out}(O)_{out}$. 其中下标 in 表示凹腔内的原子, out 表示凹腔外的原子. 因此, 要完整描述所标记的凹腔内质量的衰减过程, 需要求解 9 个组分输运方程.

在求解组分扩散速率和化学反应速率时, 将计算网格点的所有名义组分的质量分数求和之后再应用 Fick 扩散定律和质量作用定律分别求得每种实际组分总的扩散通量和反应源项, 然后再加权求得每一种名义组分的相应值.

以名义组分 $(H_2)_{in}(O)_{in}$ 的化学反应源项处理为例, 在求得 H_2O 的总反应源项 $\dot{m}(H_2O)$ 后, 其源项为

$$\dot{m}[(H_2)_{in}(O)_{in}] = \dot{m}(H_2O) \cdot \frac{Y(H_2)_{in}}{Y(H_2)_{in} + Y(H_2)_{out}} \cdot \frac{Y(O_2)_{in}}{Y(O_2)_{in} + Y(O_2)_{out}} \quad (2)$$

其中 $Y(H_2)_{in}$, $Y(H_2)_{out}$, $Y(O_2)_{in}$ 和 $Y(O_2)_{out}$ 分别为该网格点处相应名义组分的质量分数, 其他名义组分源项的求法与此类似.

2 模拟对象

众所周知, 向等截面的超声速管流中加热, 流动马赫数会降低, 甚至出现热壅塞, 这与超燃冲压发动机的设计初衷显然是相悖的, 因此实际的超声速燃烧室都是扩张型的. 为了使研究更接近实际, 本文所计算的燃烧室带有 2° 扩张角(与凹腔相对的壁面). 考察了 $L/D = 3.88$ 和 $L/D = 7.76$ 两种长深比及 90° , 56.25° 和 22.5° 三种后缘倾角(图 1) 共 6 种构型的凹腔. 凹腔的长度 L 定义为凹腔的前缘壁中点与后缘壁中点之间的距离, 这是为

了保证相同长深比的凹腔具有相同的容积.

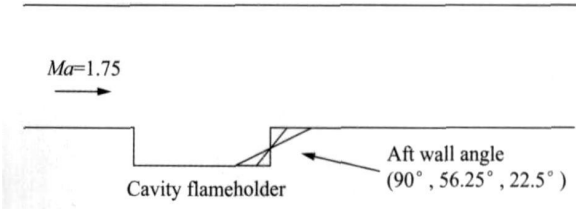


图 1 凹腔几何构型示意图
Fig. 1 Schematic diagram of cavity configurations

3 结果和讨论

3.1 非定常流场计算结果

对冷流和燃烧流均给定相同的来流条件: $Ma = 1.75$, 总压和总温分别为 532 kPa 和 1322 K. 计算网格如图 2 所示. 计算中无量纲长度单位取为凹腔深度 D , 无量纲时间单位 $t_c = D/U_\infty$, U_∞ 为来流速度.

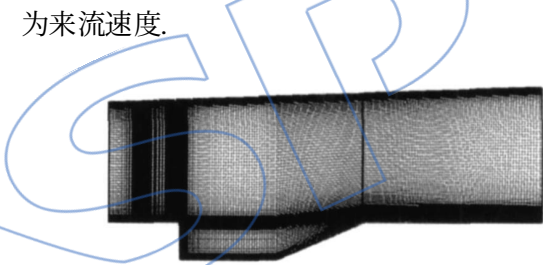


图 2 凹腔网格示意图
Fig. 2 Schematic of the cavity mesh

限于篇幅, 在此仅给出几组有代表性的结果. 图 3 和图 4 分别给出了冷流和燃烧流条件下, 长

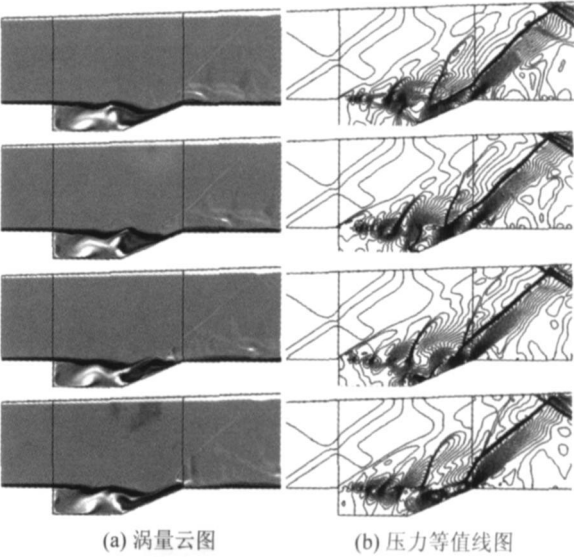


图 3 $L/D = 3.88$, $\alpha = 22.5^\circ$ 凹腔冷流流场 ($\Delta t = 1t_c$)
Fig. 3 Snapshots of cold flowfields of cavity flow with $L/D = 3.88$, $\alpha = 22.5^\circ$ ($\Delta t = 1t_c$)

深比 $L/D=3.88$, 后缘倾角 $\alpha=22.5^\circ$ 的凹腔剪切层演化历程和流场结构, 图 5 给出了冷流条件下, 长深比 $L/D=7.76$, 后缘倾角 $\alpha=22.5^\circ$ 的凹腔剪切层形态和演化历程.

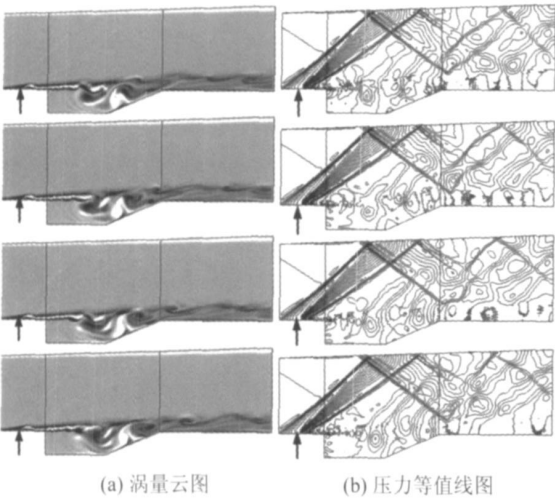


图 4 $L/D=3.88, \alpha=22.5^\circ$ 凹腔燃烧流场 ($\Delta t=1t_c$)
Fig 4 Snapshots of combustion flow fields of cavity flow with $L/D=3.88, \alpha=22.5^\circ (\Delta t=1t_c)$

由图 3 可以看出即使在如此小的凹腔后缘倾角情况下, 剪切层与凹腔后壁之间仍然存在强烈的撞击作用, 出现明显的撞击激波, 使剪切层呈现出复杂的非定常行为, 并诱导出共振激波. 由于凹腔长度较短, 剪切层发展不充分, 其厚度增长缓慢, 没有卷起明显的大尺度涡.

图 4 给出了带有凹腔上游横向喷流的燃烧流场. 可以发现, 凹腔剪切层的形态与冷流情况有很大区别: 凹腔剪切层发展迅速, 厚度明显增加, 并很快卷起大尺度涡; 同时剪切层明显上抬, 在凹腔后壁处基本上直接跨过后壁而并未与后壁面发生明显碰撞, 后壁附近的撞击激波消失.

由图 5 可知长凹腔剪切层发展充分, 卷起了明显的大尺度结构. 值得注意的是, 此时凹腔前、后缘顶端之间的距离约为 9 倍凹腔深度, 剪切层发展到后半段开始明显下潜, 与凹腔后壁面的撞

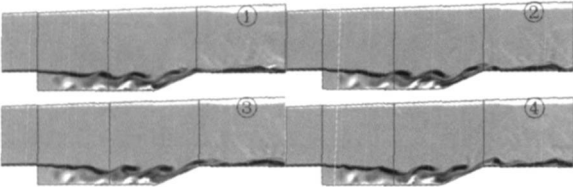


图 5 $L/D=7.76, \alpha=22.5^\circ$ 凹腔涡量云图 ($\Delta t=1t_c$)
Fig 5 Snapshots of vorticity contours of cavity flow with $L/D=7.76, \alpha=22.5^\circ (\Delta t=1t_c)$

击位置比较靠近凹腔底壁, 因此可近似认为此种构型的凹腔是介于开式和闭式之间的一种过渡型凹腔.

3.2 凹腔质量交换特性计算结果与分析

图 6 给出了冷流和燃烧流条件下, 长深比 $L/D=3.88$, 后缘倾角 $\alpha=22.5^\circ$ 的凹腔的质量衰减曲线, 图中纵坐标是标准化后的质量, 以初始时刻的凹腔内的质量为单位量; 横坐标是无量纲的时间. 计算凹腔驻留时间时发现任何一条衰减曲线都不能找到一条近似的指数衰减曲线完全拟合, 本文采用 Baurle^[4] 凹腔驻留时间的另一种计算方法, 采用三段指数衰减曲线进行最小方差拟合, 驻留时间取三段驻留时间的加权平均, 权值取拟合时间区域相对于整个时间区域的分数. 图 7 给出了燃烧流条件下, 长深比 $L/D=3.88$, 后缘倾角 $\alpha=22.5^\circ$ 的凹腔的质量衰减曲线拟合示例, 可以看出三段拟合和衰减过程近似很好.

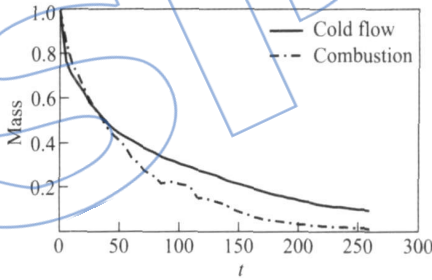


图 6 $L/D=3.88, \alpha=22.5^\circ$ 凹腔质量衰减过程
Fig. 6 Mass decay history for $L/D=3.88, \alpha=22.5^\circ$ cavity

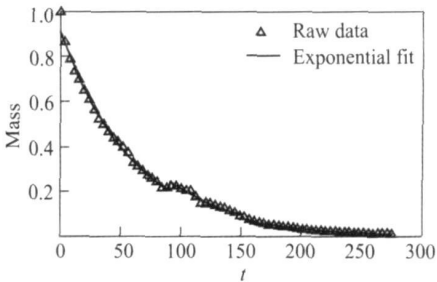


图 7 $L/D=3.88, \alpha=22.5^\circ$ 凹腔质量衰减曲线的指数拟合
Fig. 7 Exponential fit of mass decay history for $L/D=3.88, \alpha=22.5^\circ$ cavity

表 1 给出了冷流和燃烧流条件下, 6 种凹腔的驻留时间.

冷流条件下, 长深比 $L/D=3.88$ 的短凹腔, 随后缘倾角的增大, 驻留时间减小, 也可认为后缘倾角较大的凹腔质量交换率较大. 分析认为, 凹腔

表 1 凹腔的驻留时间
Table 1 Cavity residence times

长深比/ $\%$	状况	后缘倾角 $\alpha/(^{\circ})$		
		22.5	56.25	90
3.88	Cold	1.30	0.71	0.58
	Comb	0.59	0.59	0.50
7.76	Cold	1.80	2.00	1.30
	Comb	0.93	0.86	1.00

内外的质量交换主要是通过凹腔剪切层的卷吸作用及其与凹腔后壁的相互作用来完成的;对于长深比较短的凹腔,其剪切层发展不充分,没有明显的大尺度结构,此时质量交换过程主要是通过剪切层与凹腔后壁的相互作用来实现的。

凹腔剪切层是由凹腔外的超声速来流与凹腔内的低速回流构成的,当其与凹腔后壁面发生相互作用时,可将其上侧超声速流体部分与后壁的撞击过程近似看作超声速流体绕尖劈的流动。粗略估算可知,对于 $Ma=1.75$ 的超声速流,能产生附体斜激波的最大尖劈半顶角小于 20° 。因此,对于本文研究的情况,剪切层撞击凹腔后壁均产生脱体激波。此时,剪切层的超声速部分与后壁面发生的是非正规碰撞(如图 8 所示),同时产生沿后壁流向凹腔内部的射流,而这部分流体主要是凹腔外部流体,于是就实现了腔外流体注入凹腔的过程。此外,撞击产生的压缩波在前壁面反射而后传,当其达到后壁面时将部分腔内流体带出凹腔。凹腔后缘倾角越大,剪切层与后壁面的碰撞偏离正规碰撞的程度就越深,形成的射流流量就越大,从而向凹腔内注入更多的腔外流体。所以,凹腔后缘倾角越大,凹腔的质量交换率越大,驻留时间越短。

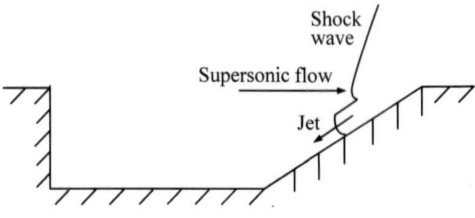


图 8 超声速流与壁面非正规碰撞示意图
Fig 8 Schematic of abnormal impingement

对于长深比 $L/D=7.76$ 的长凹腔,其驻留时间的长短随后缘角变化没有明显的规律。究其原因,由于剪切层发展充分,形成明显的大尺度结

构,此时剪切层的卷吸和它与后壁的撞击行为共同控制着凹腔的质量交换过程,所以情况更加复杂;另外,正如上一小节所提到的,长凹腔的剪切层更深的潜入凹腔,这就使得人为划定的凹腔内部(前后缘顶点以下的区域)与实际流场特征之间有一定的不协调,即标记的凹腔内部质量有较大部分位于剪切层之上,这也使情况变得更复杂。

可以看到,在燃烧流条件下所有构型的凹腔驻留时间较之冷流情况都有大幅减小。分析认为,此时凹腔质量交换机制与冷流情况可能有所不同。以长深比 $L/D=3.88$,后缘倾角 $\alpha=22.5^{\circ}$ 的凹腔为例,图 9 中给出了两种情况的组分的演化图,从上至下对应的时刻分别为 $t_0, t_0+t_c, t_0+2t_c, t_0+3t_c, t_0$ 是将凹腔内组分进行标记的时刻。冷流情况下,腔外流体很大一部分是通过剪切层与后壁的非正规碰撞进入凹腔,同时在凹腔内产生压缩波,压缩波后扫时将凹腔内质量带出;燃烧流情况下,剪切层上抬,此时与后壁发生相互作用的是剪切层下侧的亚声速流体,而其超声速部分流体抬离了凹腔后壁,即可认为此时凹腔后壁的剪切层处于开启状态,因而凹腔后壁附近的凹腔内外流体可以通过剪切层的卷吸和夹带作用以及涡系运动,比较容易地进行质量交换。另外,燃烧流情况下,剪切层变得很不稳定,卷起大尺度涡,这些大涡直接与凹腔内涡系相互作用而引起凹腔内外的质量交换,所以质量交换效率大大提高,驻留时间大大减小。

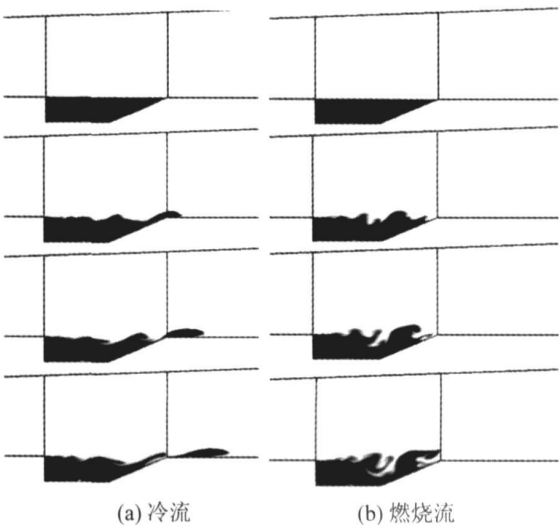


图 9 $L/D=3.88$ 凹腔的质量衰减变化图
Fig. 9 Mass decay images for $L/D=3.88$ cavity

可以发现,燃烧流条件下,凹腔后缘倾角对驻

留时间的影响很小, 而长深比对驻留时间有明显影响, 且规律与冷流情况基本一致: 驻留时间仍然随着长深比的增加而增大.

在超燃冲压发动机中作为火焰稳定器的凹腔, 顾名思义, 最终都是应用于燃烧流的环境. 因此清楚地认识其在燃烧流条件下的质量交换特性对工程实际更具有指导意义. 根据本文的研究结果, 燃烧流条件下, 凹腔驻留时间相对于冷流情况有大幅减小, 设计凹腔时应给予相应考虑.

4 结 论

本文采用混合 RANS/LES 方法, 在超声速冷流及燃烧流条件下, 对用于超燃冲压发动机火焰稳定器的凹腔质量交换特性进行了比较系统的研究. 考察了凹腔结构参数和横向喷流燃烧放热对凹腔质量交换特性的影响. 计算结果表明: 在冷流条件和燃烧流条件下, 凹腔驻留时间均随长深比的增大而增加; 凹腔后缘倾角均对驻留时间的影响在冷流条件下比较显著, 而在燃烧流条件下明显减弱; 相同结构的凹腔, 在燃烧流条件下的驻留时间相对于冷流条件明显减小. 该研究结果使我们对凹腔质量交换特性有了更深入的认识, 对凹腔设计也具有更实际的指导意义.

参考文献:

[1] Davis D L, Bowersox R D W. Stirred reactor analysis of cavity flame holders for scramjets [R]. AIAA Paper 97-3274, 1997.

[2] Baurle R A, Gruber M R A. Study of recessed cavity flow-

fields for supersonic combustion applications [R]. AIAA Paper 98-0938, 1998.

[3] Gruber M R, Baurle R A, Mathur T, et al. Fundamental studies of cavity-based flameholder concepts for supersonic combustors [J]. Journal of Propulsion and Power, 2001, 17(1): 146-153.

[4] Baurle R A, Tam C J, Dasgupta S. Analysis of unsteady cavity flows for scramjet applications [R]. AIAA Paper 2000-3617, 2000.

[5] Baurle R A, Tam C J, Edwards J R, et al. Hybrid simulation approach for cavity flows: blending, algorithm, and boundary treatment issues [J]. AIAA Journal, 2003, 41(8): 1463-1480.

[6] 孙明波, 梁剑寒, 王振国. 超声速燃烧火焰稳定凹腔质量交换特性的数值研究 [J]. 力学学报, 2007, 39(2): 188-194.

SUN Mingbo, LIANG Jianhan, WANG Zhenguo. Numerical study on mass exchange characteristics of cavity flame holders for scramjet application [J]. Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics, 2007, 39(2): 188-194 (in Chinese).

[7] WANG Hongbo, SUN Mingbo, WU Haiyan, et al. Numerical study of shear layer over two dimensional cavity for scramjet applications [J]. Journal of System Simulation, 2008, 20(19): 5305-5310.

[8] Menter F R. Two equation eddy viscosity turbulence models for engineering applications [J]. AIAA Journal, 1994, 32(8): 1598-1605.

[9] Yoshizawa A, Horiuti K. A statistically derived subgrid scale kinetic energy model for large eddy simulation of turbulent flows [J]. Journal of the Physical Society of Japan, 1985, 54(2): 2834-2849.