



轴向来流条件下旋转爆震诱导前传激波流场结构及耦合运动特性

孙志鹏, 王业晨, 黄玥*, 彭瀚, 尤延铖

厦门大学航空航天学院, 厦门 361100

* E-mail: huangyue@xmu.edu.cn

收稿日期: 2025-12-20; 接受日期: 2026-02-13; 网络版发表日期: 2026-03-17

国家重点研发计划项目(编号: 2025YFE0115200)和国家自然科学基金面上项目(批准号: 52376128)资助

摘要 为揭示吸气式旋转爆震发动机中前传激波与旋转爆震波耦合运动特性, 本文结合理论推导与三维非预混数值模拟, 研究了喷注当量比0.4~0.8、轴向来流温度487~909 K工况范围内旋转爆震诱导前传激波流场结构及耦合运动特性, 分析了前传激波运动影响因素及波系耦合规律. 理论分析表明, 前传激波轴向运动速度与来流温度、前传压比成正比, 与来流马赫数成反比, 周向速度受旋转爆震牵引与爆震波一致. 数值结果表明, 前传激波与超声速来流作用形成边界型结尾激波, 隔离段至燃烧室呈现耦合结尾激波、前传激波、旋转爆震波的复杂波系结构, 燃烧室内填充区存在分层掺混现象和分段式激波结构. 高当量比($\phi=0.8$)或低温来流(487 K)时, 前传压比、前传速度高, 被推出隔离段; 低当量比($\phi=0.6$)或高温来流(909 K)时, 前传压比、速度下降, 前传激波被约束于隔离段内, 且高温来流可强化掺混, 以结尾激波串形式被抑制. 调整空气温度与当量比, 均通过改变填充区分层结构进而影响旋转爆震传播特性(波速、波角、核心区位置), 最终结合流场轴向速度的改变影响前传激波的传播与抑制. 前传速度、角度、压比随当量比降低或来流温度升高而显著减小, 前传激波也由被推出隔离段转为被抑制于隔离段, 揭示了当量比和来流温度对前传激波传播及隔离段状态的关键影响机制. 此外, 建立了二维波系简化模型, 用于分析前传激波形成、运动压缩及抑制规律.

关键词 吸气式旋转爆震发动机, 隔离段, 爆震波, 前传激波, 数值模拟

1 引言

吸气式旋转爆震发动机(air-breathing rotating detonation engine, ARDE)的概念由Bykovskii等人^[1]与Lu等人^[2]提出. Braun等人^[3]构建了包含超声速进气道、面积扩张型隔离段及旋转爆震燃烧室(rotating detona-

tion combustor, RDC)的ARDE循环分析模型, 计算结果表明, 该构型飞行器飞行马赫数上限可达5, 且在 $Ma1.5$ 飞行条件下氢气燃料比冲为3800 s. Ge等人^[4]基于Chapman-Jouguet(C-J)爆震理论, 获得了RDC流场参数分布及发动机喷管排气参数, 建立了涵盖推力、燃料比冲等关键指标的ARDE性能评估方法. Shi等人^[5]

引用格式: 孙志鹏, 王业晨, 黄玥, 等. 轴向来流条件下旋转爆震诱导前传激波流场结构及耦合运动特性. 中国科学: 技术科学, 2026, 56: 603–623
Sun Z P, Wang Y C, Huang Y, et al. Flow field structure and coupled motion characteristics of forward shock waves induced by rotating detonation under axial incoming flow conditions (in Chinese). Sci Sin Tech, 2026, 56: 603–623, doi: [10.1360/SST-2025-0426](https://doi.org/10.1360/SST-2025-0426)

总结了基于吸气式旋转爆震构建推进系统的性能优势。

Wang等人^[6,7]率先以860 K超声速空气(模拟 Ma_4)-氢气开展试验,证实了ARDE的可行性,并观测到周向连续旋转爆震波(rotating detonation wave, RDW)。后续提出了类超燃凹腔的无内柱构型,通过乙烯-空气试验表明凹腔回流区的可燃混合物积聚是RDW自持的关键^[8];燃烧室扩张角研究显示,30°构型工况最宽、压力最高,小扩张角利于模态优化^[9]。Meng等人^[10]以液态煤油-空气为工质(模拟 Ma_4 、20 km),通过凹腔结构实现当量比0.77~1.47下的自持RDW,进一步验证了ARDE可行性。Feng等人^[11]试验表明,凹腔最小有效长度约45 mm;10~30 mm深度范围内,凹腔越深,混合预热时间越长,从而提升燃烧性能^[12]。

在试验过程中发现,隔离段会受到燃烧室高频压力扰动的影响^[6]。吸气式模式下,爆震燃烧产生的非定常高压会形成双向传播激波:向下游传播的斜激波(oblique shock wave, OSW)与向上游传播的前传激波(forward shock wave, FSW)。其中,FSW会抑制来流、干扰反应物掺混,进而阻碍RDW的组织与稳定。Schwer等人^[13~15]最早通过二维模拟发现,FSW受RDW牵引同向同频向上游传播;后续优化喷注也难以大幅削弱上游压力反馈。Anand等人^[16]提出了RDW、FSW与壁面反射波作用关系,指出FSW反射波不影响下一周期反应物供给。

Feleo等人^[17]证实FSW会向上游传递,影响叶轮机械、隔离段稳定。Wang等人^[18]用非定常数值仿真方法,分析了RDC中高频超高压周向压力脉动对进气道扩张段流动特性的影响,后续他们针对爆震涡轮组合发动机过渡模态,开展了冲压与涡轮进气涵道间运动激波跨流道耦合干扰的数值模拟^[19]。Li等人^[20]针对高脉动反压的研究表明,进气段激波影响边界取决于反压峰值/均值,振荡宽度由角频率控制,流动损失主要受反压均值影响。Gao等人^[21]通过模拟与理论推导,发现穿过FSW的空气流速与RDW传播速度、来流温度呈负相关,FSW会形成进气阻塞区,抑制反应物填充并影响RDW高度。

FSW作为ARDE流场中的关键扰动现象,其特性研究为发动机整体数值模拟提供了核心基础,国内外围绕ARDE隔离段抗反压能力、进气道流动、流场结构及反应物掺混展开了数值模拟研究。最早可追溯至

Zhdan等人^[22]以氢-氧为工质,在超声速来流($1 < Ma \leq 3$)下捕捉到爆震压力回传结构。Liu等人^[23]通过三维模拟氢-空气预混燃烧,证实超声速工况下ARDE的可行性。Wu等人^[24]通过三维预混来流数值模拟,系统探究了当量比、隔离段扩张比及长度等因素对隔离段稳定运行的作用机制。研究结果表明,隔离段内的激波系由螺旋FSW带和前导激波构成。Wu等人^[25]聚焦ARDE流场特性,通过三维数值模拟揭示了压力回传对RDW稳定性的影响机制,首次提出并分析了RDW诱导FSW引发的两种不稳定性现象:回流效应与条形新鲜燃料层。Zhao等人^[26]通过数值模拟研究了ARDE的燃烧模态及燃烧室结构参数的影响,评估了单波与双波爆震模态下隔离段的稳定性,同时分析了燃烧室扩张角、外径等参数的作用规律。Chen等人^[27]以乙烯为燃料开展ARDE三维数值模拟,对比分析了等截面燃烧室与不同扩张角燃烧室中RDW的基本结构、燃烧特性及发动机性能。对比显示,扩张燃烧室可抑制寄生燃烧、减少非理想释热,提升爆震燃烧消耗乙烯比例。

当前ARDE研究多局限于特定来流参数(如固定总温)或预混燃烧的简化场景,针对变来流工况(如马赫数2.5~4、总温/当量比变化)下非预混ARDE的系统性探究仍较为匮乏。其中,RDW诱导FSW的运动规律,以及二者在轴向进气条件下的动态耦合机制尚未明确,这制约了对ARDE复杂流场的认知。

本文对FSW运动过程进行简化,建立了FSW一维运动方程,用于描述FSW在亚声速流中的速度和角度。通过三维非预混数值模拟,重点揭示轴向来流空气温度和当量比影响下,隔离段-燃烧室耦合流场的波系演化、燃料掺混及部件工作特性,为旋转爆震技术向实际装备应用提供理论支撑。

2 数值方法及验证

2.1 数值方法

本文基于理想气体假设,无黏通量计算采用ROE-FDS方法,对流项及湍流项采用二阶迎风格式(second order upwind),梯度通过基于单元的最小二乘法(least squares cell based)计算,非定常项采用二阶隐式格式(second order implicit),设定时间步长为 1×10^{-7} s^[28,29]。本文三维模拟统一采用SST $k-\omega$ 湍流模型,该模型由Menter^[30]在 $k-\omega$ 模型^[31]基础上改进而来,融合标准 $k-\epsilon$

模型与标准 $k-\omega$ 模型的优势, 并考虑主湍流剪切应力传输(shear stress transport, SST)效应, 可有效处理逆压梯度流动及分离流动问题。

2.2 网格无关性验证

本文计算网格均采用六面体结构化网格, 为开展网格无关性验证, 设计三种不同精度网格: 细网格(平均尺寸0.35 mm)、中等网格(平均尺寸0.45 mm)及粗网格(平均尺寸0.6 mm), 并基于三种网格对三维非预混环燃烧室进行数值计算。图1为三种网格尺寸下, 燃烧室轴向位置 $y=0.005$ m处的压力周向分布对比结果。由图可知, 三种网格均能有效捕捉爆震波结构, 且压力峰值偏差较小, 压力分布曲线整体一致性良好。综合考量计算精度与计算效率, 本文确定采用平均尺寸0.45 mm的中等网格开展后续数值模拟。

2.3 化学反应机理验证

本文开展的三维非定常燃烧模拟, 整体计算量极大, 为降低计算成本, 采用有限速率化学反应模型, 选用乙烯-空气单步化学反应机理。已有研究^[31]证实, 单步化学反应机理可对旋转爆震燃烧过程进行有效模拟。为验证所用总包反应机理在爆震参数求解中的准确性, 本文通过一维爆震管的数值模拟开展校验, 如图2所示。

爆震管长度为400 mm、宽度为5 mm, 内部填充当量比为1的乙烯-空气预混气, 初始工况设定为压力0.15 MPa、温度300 K。初始时刻通过左侧高温高压热点(压力5 MPa、温度1500 K)点火起爆。图3(左)给出了

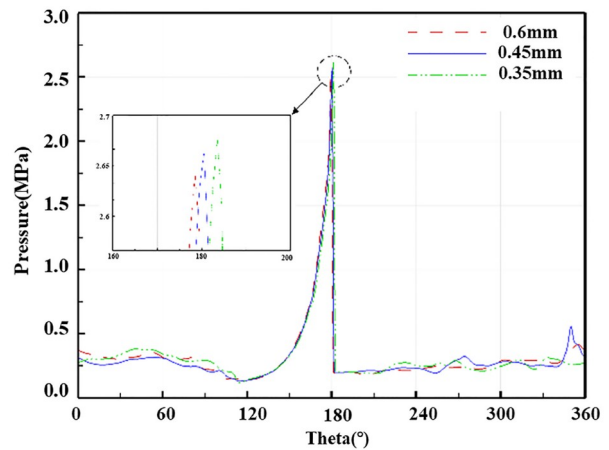


图1 (网络版彩图)三种网格尺度下燃烧室周向压力分布曲线
Figure 1 (Color online) Circumferential pressure distribution curves of the combustor under three grid scales.

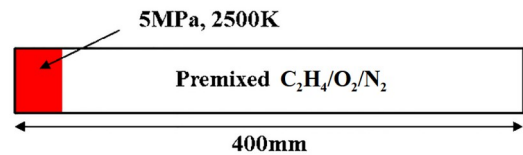


图2 (网络版彩图)一维爆震计算模型

Figure 2 (Color online) One-dimensional detonation calculation model.

$t=0.1$ ms与 $t=1.6$ ms时刻的爆震管轴向压力分布曲线, 通过两个压力峰值的间距及时差计算可得, RDW平均传播速度为2011 m/s。图3(右)为RDW坐标系下的爆震管轴向参数分布, 将马赫数等于1的位置定义为C-J面。由图中曲线可知, 数值计算得到的C-J温度与C-J压力

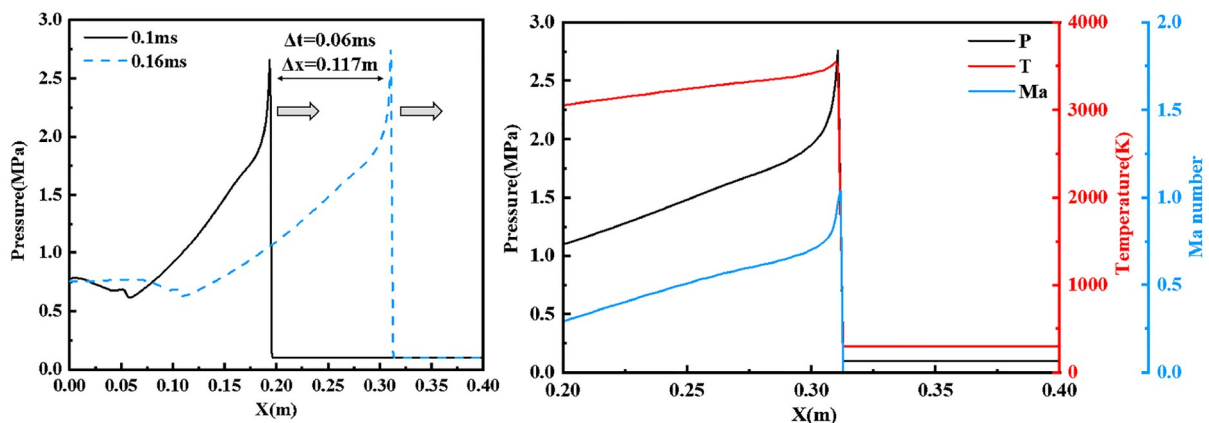


图3 (网络版彩图) $t=0.1$ ms和 $t=0.16$ ms时轴向压力及 $t=1.6$ ms时轴向参数分布

Figure 3 (Color online) Axial pressure at $t=0.1$ ms and $t=0.16$ ms and axial parameter distribution at $t=1.6$ ms.

分别为3360 K、2.76 MPa。

表1对比了本文数值计算结果与基于GRI3.0机理的C-J理论值的误差。结果表明,采用总包化学反应模型可准确预测爆震燃烧关键参数,其中压力(P)与RDW传播速度(v)的相对误差较小;而 T 的误差相对较大,推测其原因是单步化学反应模型忽略了中间反应产物,导致计算释热量偏高。

2.4 三维非预混爆震验证

基于上述数值计算方法,为了进一步验证模拟方法的准确性,开展了非预混旋转爆震燃烧室的三维数值仿真,并与同尺寸结构的燃烧室试验结果进行对比,该试验数据来源于之前的工作^[32]。图4为数值计算与试验所用的燃烧室模型示意图。三维燃烧室的平均网格尺寸为0.45 mm,工况设定为空气入口流量194.0 g/s、乙烯流量13.2 g/s,全局当量比1.0。在此基础上,分别针对300与450 K的来流空气温度,开展数值仿真与试验验证。

图5展示了450 K来流温度下燃烧室流动过程的数值模拟与试验结果对比,涵盖压力场、温度场的模拟数据与高速摄影的试验观测。模拟结果显示,RDW以单波模式传播,选取 $y=91.75$ mm的周向切面与高速摄影照片对比可见,RDW后方温度最高、燃烧最剧烈。同时,RDW前的填充区存在提前燃烧现象,径向区域伴随爆燃释热。高速摄影记录了试验中RDW的单波传播过程,照片中RDW(红色圈定区域)的最亮发光区,对应流场中能量释放最剧烈的区域;且观测到RDW贴近燃烧室外壁面传播,径向位置同样存在爆燃释热现象。对比结果表明,数值计算所得流场的主体特征与试验结果高度吻合。

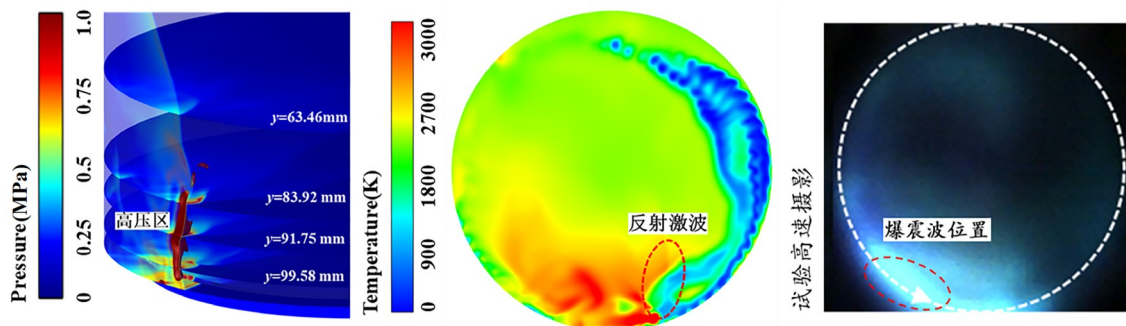


图5 (网络版彩图)数值模拟与试验结果对比

Figure 5 (Color online) Comparison between numerical simulation and experimental results.

表1 一维爆震管数值计算结果与C-J理论值对比

Table 1 Comparison between numerical results of one-dimensional detonation tube and C-J theoretical values

方法	P_{CJ}/P_0	T_{CJ}/T_0	v (m/s)
数值计算	18.4	10.7	1950
C-J理论值	18.3	9.8	1831
误差	+0.5%	+9.2%	+6.1%

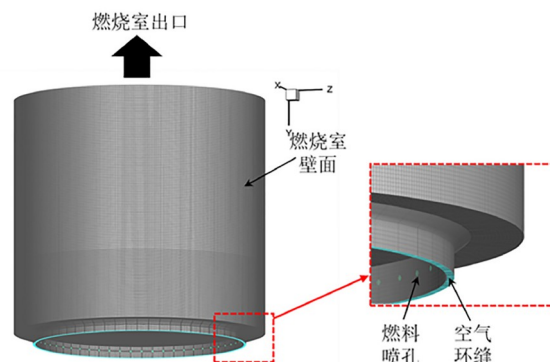


图4 (网络版彩图)三维非预混爆震燃烧室验证计算模型

Figure 4 (Color online) Validation calculation model for three-dimensional non-premixed detonation combustor.

表2对比了300与450 K来流温度下,数值仿真与试验测得的RDW速度。两种温度工况下,爆震波速度的相对误差均低于4%,说明计算结果与实验数据具有较高的一致性,验证了数值模型的可靠性。

3 结果分析

3.1 计算模型

如图6所示,ARDE数值计算模型由模拟进气道、

表 2 三维数值计算及试验爆震波速度对比

Table 2 Comparison of detonation wave velocity between 3D numerical calculation and experiment

空气温度 (K)	仿真结果 (m/s)	试验结果 (m/s)	相对误差 (%)
300	1822.9	1829.7	0.4
450	1901.6	1840.2	3.3

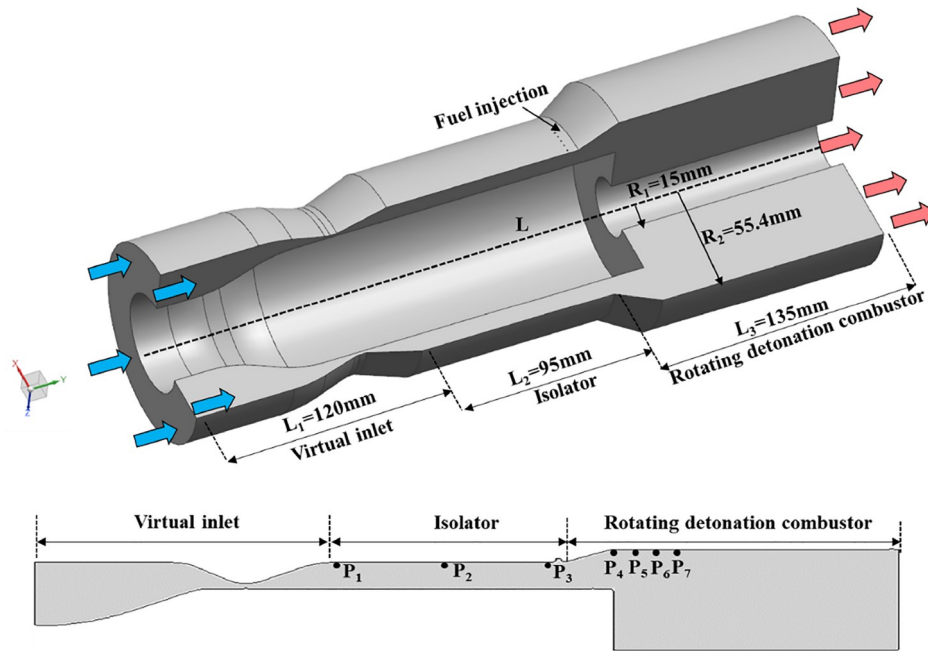


图 6 (网络版彩图)ARDE数值计算模型

Figure 6 (Color online) ARDE numerical calculation model.

隔离段与RDC串联构成。模拟进气道长120 mm, 忽略真实进气道预压缩与整流功能, 仅通过左侧集气腔来流调整速度, 为下游提供均匀来流条件。隔离段长95 mm, 以等截面约束维持气流超声速或高亚声速流动, 可抑制燃烧室脉动反压, 防止FSW逆流破坏进气道流场。RDC长135 mm, 前缘设30°扩张段, 其上游5 mm处周向均布90个直径0.7 mm的燃料喷注口。扩张段能降速稳流、减小压力波动, 同时配合类超燃冲压发动机内凹腔结构, 强化燃料-空气掺混。通过凹腔的漩涡与回流区维持高温及高活性自由基浓度, 保障RDW自持传播。

边界条件设置方面, 进气道进口质量流量为0.6 kg/s, 燃烧室出口为标准大气压, 数值方法同前文。燃烧室网格平均尺寸为0.45 mm, 总网格数约为1100万。

为分析不同来流状态下流场结构演化、RDW诱导FSW及结尾激波(trailing shock wave, TSW)与超声速来流的相互作用等关键问题, 开展了不同工况下的模拟, 模拟工况如表3。

3.2 前传激波一维运动方程

为深入了解FSW在亚声速流中的运动规律, 将进气涵道内FSW简化为左行一维运动激波, 如图7所示。设气体为理想气体, 比热比为 γ , 气体常数为 R 。在实验室坐标系下, 设正方向向左, 激波前气流速度为 V_1 , 压强为 P_1 , 密度为 ρ_1 , 温度为 T_1 , 马赫数为 Ma_1 , 当地声速为 c_1 。激波后气流速度为 V_2 , 压强为 P_2 , 密度为 ρ_2 , 温度为 T_2 , 马赫数为 Ma_2 , 当地声速为 c_2 。在激波坐标系下(随激波运动的参考系), 激波静止, 波前气流以相对速度 V_1' 流向激波, 波后气流以相对速度 V_2' 离开激波。为

表 3 ARDE三维数值计算工况

Table 3 3D numerical calculation conditions of ARDE

工况	空气流量 (kg/s)	空气总温 (K)	喷注当量比	燃烧室模式
Case1	0.6	747	0.8	单波
Case2	0.6	747	0.6	单波
Case3	0.6	747	0.4	熄爆
Case4	0.6	487	0.8	单波
Case5	0.6	909	0.8	单波

描述三维中螺旋激波对来流的多次压缩过程, 在模型中设置了两道一维FSW, 其压比不同, 越往上游, 压比越低(如图7红色虚线所示).

记 W 为激波相对于波前运动气体的传播速度, 为绝对值, 则可得左行运动激波速度关系:

$$V'_1 = W, \quad (1)$$

$$V'_2 = W - V_1 + V_2, \quad (2)$$

其中, V_1 和 V_2 分别为实验室坐标系中激波前气体运动速度和激波后气体运动速度, 为代数值. V'_1 和 V'_2 是激波坐标系中波前波后气流速度, 为绝对值, 方向如图7所示.

激波马赫数 M_{as} 可列为

$$M_{as} = \frac{W}{c_1} = \frac{V'_1}{c_1}. \quad (3)$$

在激波坐标系中, 激波静止, 流动为一维定常, 可得到以下守恒方程:

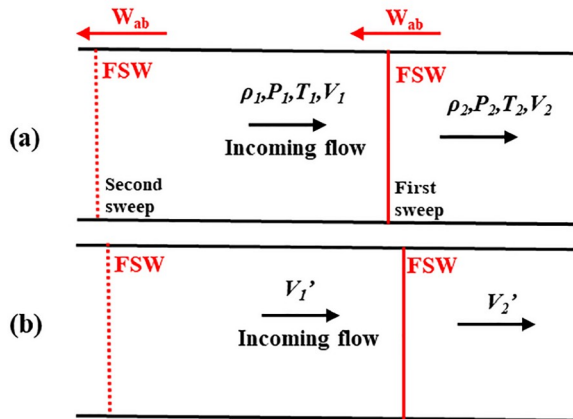


图 7 (网络版彩图)FSW示意图. (a) 实验室坐标系; (b) 激波坐标系

Figure 7 (Color online) Schematic diagram of FSW. (a) Laboratory coordinate system; (b) shock wave coordinate system.

$$\rho_1 V'_1 = \rho_2 V'_2, \quad (4)$$

$$\rho_1 (V'_1)^2 + p_1 = \rho_2 (V'_2)^2 + p_2, \quad (5)$$

$$h_1 + \frac{1}{2}(V'_1)^2 = h_2 + \frac{1}{2}(V'_2)^2. \quad (6)$$

其中, $h=c_p T$, c_p 为定压比热. 通过联立守恒方程, 推导激波前后压比 P_1/P_2 、密度比 ρ_1/ρ_2 、温度比 T_1/T_2 与相对马赫数的关系. 在激波坐标系下, 波前波后马赫数定义:

$$Ma'_1 = \frac{V'_1}{c_1} = \frac{W}{c_1}, \quad (7)$$

$$Ma'_2 = \frac{V'_2}{c_2} = \frac{W - V_1 + V_2}{c_2}. \quad (8)$$

联立动量守恒和质量守恒方程, 结合能量守恒, 推导得密度比 ρ_2/ρ_1 和压比 P_1/P_2 :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma+1)Ma'^2_1}{(\gamma+1)Ma'^2_1+2}, \quad (9)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1}(Ma'^2_1-1). \quad (10)$$

结合状态方程 $p=\rho RT$, 温度比为压比与密度比的乘积, 可得温度比 T_2/T_1 :

$$\frac{T_2}{T_1} = \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1}(Ma'^2_1-1) \right] \cdot \left[\frac{(\gamma-1)Ma'^2_1+2}{(\gamma+1)Ma'^2_1} \right]. \quad (11)$$

由于坐标系变换中, 热力学静参数不受影响, 也就不影响声速, 因此通过驻定正激波关系式易得

$$M_{as}^2 = 1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \left(\frac{P_2}{P_1} - 1 \right). \quad (12)$$

根据连续性方程:

$$\rho_1 W = \rho_2 (W - V_1 + V_2). \quad (13)$$

则对于左行运动激波, 结合Rankine-Hugoniot关系有

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1}(M_{as}^2 - 1), \quad (14)$$

$$\frac{V_2 - V_1}{c_1} = -\frac{1}{\gamma} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right) \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{p_2}{p_1} + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (15)$$

$$V_2 = -\frac{c_1}{\gamma} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right) \left(\frac{\gamma+1}{2\gamma} \frac{p_2}{p_1} + \frac{\gamma-1}{2\gamma} \right)^{-\frac{1}{2}} + V_1. \quad (16)$$

来流空气稳定的情况下, 其声速 c_1 恒定, 在整个进气涵道内, 比热比可视为恒定, 则FSW后气流速度仅是压比 P_2/P_1 的函数. P_2/P_1 描述的是激波的强度, 在某稳定模式下, RDW强度可视为是恒定的, 因此由RDW引起的向上游前传的激波在某一位置处的强度也可视为恒定. 左行运动激波在向上游传播的过程中, 其强度一定是不断降低的, 对气流的压缩比也越来越低, 因此, 在越靠近进口边界的位置, 气流速度受运动激波的影响也就越小.

在激波坐标系中, 左行运动激波相对波前气体速度 W 为

$$W = \sqrt{\frac{1}{2}RT_1 \left[(\gamma-1) + (\gamma+1)\frac{p_2}{p_1} \right]}. \quad (17)$$

由于来流与激波运动方向相反, 因此在实验室坐标系下, 激波前传速度为 $W-V_1$. 将来流速度用马赫数代替, 则在实验室坐标系下, 激波前传速度 W_{ab} 可写为

$$W_{ab} = \sqrt{\gamma RT_1} \left(\sqrt{1 + \frac{(\gamma+1)}{2\gamma} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right)} - Ma_1 \right). \quad (18)$$

上述的推导主要存在三个假设: 假设气体为量热

完全气体, 比热比不变, 且满足理想气体状态方程; 激波在涵道中的轴向运动假设为正激波运动; 一维流动假设, 忽略气流在非激波传播方向的梯度和扰动. 由式(18)可知, 在该简化模型下, 运动激波前传速度只与三个参数相关: 来流温度 T_1 、来流马赫数 Ma_1 、压比 P_2/P_1 . 如图8曲线所示, 来流温度越高, 激波前传速度越大; 压比越大(FSW压力脉动越强), 激波前传速度越大; 来流马赫数越大, 对激波相对运动阻碍大, 激波前传速度越小.

FSW受到RDW传播的牵引影响, 其周向运动的速度等同于RDW速度, 在二维展开平面上可以看到其与进口边界之间存在一定角度, 设为 β . 则由FSW和RDW速度组成的速度三角形可以计算出夹角大小, 其中 V_{dw} 为RDW传播速度, 通过压力监测点的峰值时间间隔 t 以及燃烧室周向尺寸 s 可以获得

$$\beta = \arctan \left(\frac{W_{ab}}{V_{dw}} \right), \quad (19)$$

$$V_{dw} = \frac{s}{t} = F_s. \quad (20)$$

在模拟或试验过程中, 已知燃烧室周向尺寸 s , RDW传播速度 V_{dw} 可测得, 因此峰值时间间隔 t 以及频率 F_s 可知

$$\beta = \arctan \left(\frac{F_s}{\sqrt{\gamma RT_1} \left(\sqrt{1 + \frac{(\gamma+1)}{2\gamma} \left(\frac{p_2}{p_1} - 1 \right)} - Ma_1 \right)} \right). \quad (21)$$

在RDW速度 V_{dw} 不变的情况下, FSW前传速度 W_{ab}

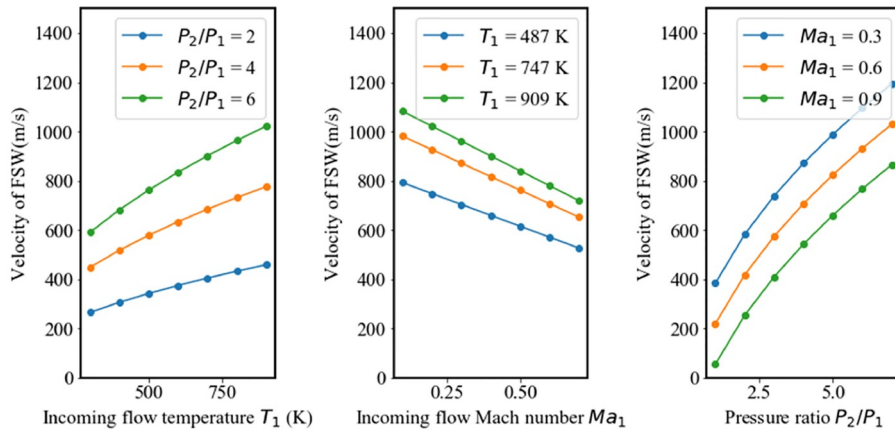


图 8 (网络版彩图)FSW速度随来流温度、来流马赫数和压比变化曲线

Figure 8 (Color online) FSW velocity variation with incoming flow temperature, Mach number, and pressure ratio.

的提高会导致FSW角度增大, 也即FSW在轴向进气涵道内的倾斜程度增大, FSW的螺距增大. FSW的螺距增大, 这意味着在相同的结构尺寸下, 来流被FSW扫过的次数减少, 这会降低进气涵道内流动的复杂性. 在轴向进气涵道中, FSW对来流的影响是关键问题, 一维模型可以有效地突出这一主要因素, 有助于更好地理解FSW如何改变来流的参数, 快速预测其前传速度与角度.

3.3 三波主导的耦合流场结构

本节ARDE计算中, 空气来流总温为747 K(对应飞行马赫3.5、高度20 km), 燃料喷注当量比为0.8.

图9和10为点火后热态流场, RDW经数圈传播后趋于稳定. 从压力分布可见, FSW、TSW、OSW与RDW相互耦合. RDW传播时同步向上/下游诱导激波, 下游压力脉动为OSW, 上游为FSW. FSW在隔离段内螺旋式上游传播并于进口处被抑制, 与超声速来流作用形成TSW; 因RDW周向旋转, 压力分布呈周向动态不均匀, 构成复杂压力场.

流道截面马赫数分布显示, 前传激波上游气流为超声速, 经TSW后骤降为亚声速. FSW在隔离段亚声速区螺旋传播, 多次压缩来流导致马赫数分布不均,

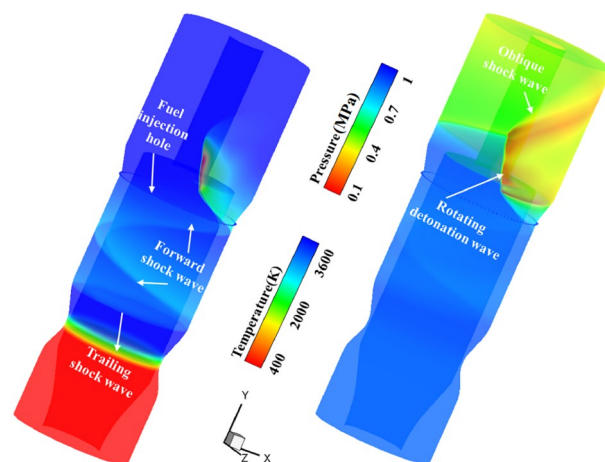


图9 (网络版彩图)热态流场压力分布及温度分布

Figure 9 (Color online) Pressure distribution and temperature distribution of the hot-state flow field.

压缩后气流马赫数接近0, 随后速度逐步恢复.

爆震模式下, 燃烧室压力升高且受FSW压缩影响, 扩张段存在局部超声速. 进入燃烧室后, 凹腔引发截面突扩, 主流与回流区的速度差及增强的湍流优化了掺混效果, 为RDW自持传播提供稳定混合层.

TSW-FSW-RDW耦合的复杂波系是流场核心特征, TSW与FSW先压缩来流超声速气流, 提升静温与

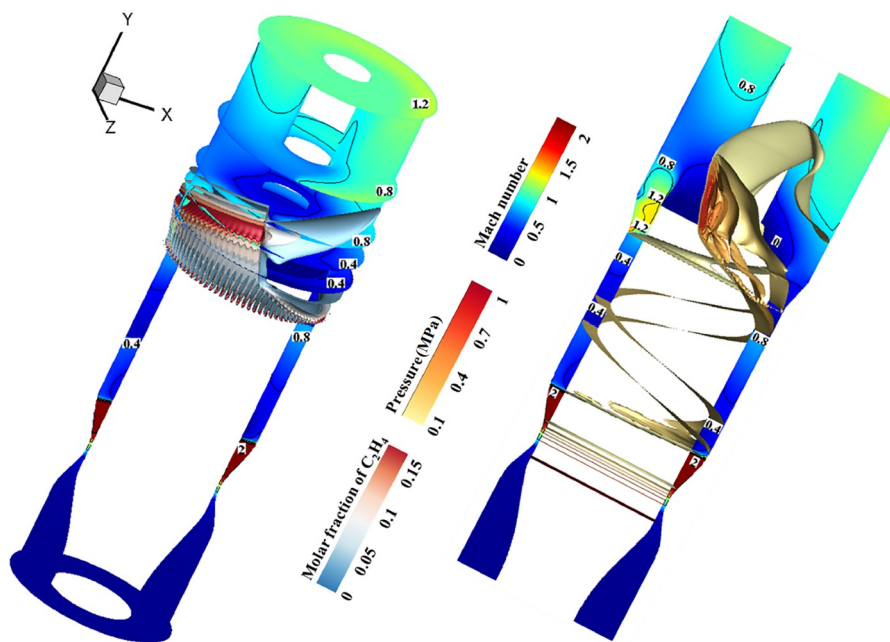


图10 (网络版彩图)热态流场流道截面马赫数分布、燃料及压力空间分布

Figure 10 (Color online) Mach number distribution on the flow channel cross-section, fuel spatial distribution, and pressure spatial distribution of the hot-state flow field.

静压, 构建适配爆震燃烧的点火环境. 下游RDW在此基础上, 通过“高速放热-压力反馈”机制实现稳定传播.

为直观系统剖析RDW稳定传播时隔离段与燃烧室内的压力脉动, 本研究分别布置监测点: 隔离段设 P_1 (进口)、 P_2 (中点)、 P_3 (出口); 带凹腔的燃烧室头部设 P_4 、 P_5 、 P_6 .

图11显示RDW稳定运行近4个周期的各点压力脉动曲线. 燃烧室监测点压力峰值趋于稳定, 以 P_5 为例, RDW速度为1841~1871 m/s, 速度差 $\leq 1.6\%$. 其中, P_4 (燃烧室前缘扩张段出口) 压力峰值维持0.6 MPa, 略低于核心爆震区; P_3 (隔离段出口, 燃料喷注口前端) 因燃料供应中断, RDW失去能量源转为FSW, 压力峰值降至不足0.4 MPa, 但受RDW牵引, FSW周向传播速度与RDW接近.

FSW向上游传播中持续衰减, 至 P_2 时压力峰值不足0.3 MPa, 脉动幅度为当地静压的50%以下, 能量损失显著. P_1 压力曲线分两阶段, 52.32 ms前FSW未达隔离段进口, 无压力脉动, 进气道气流稳定; 52.32 ms后FSW推至进口, P_1 出现非周期性压力脉动.

图12展示了图11中RDW稳定传播时6个时刻的流场压力分布及波系变化, 图中标识了TSW、FSW与

RDW的位置与结构. 三者的运动及相互作用是流场动态变化的核心机制.

TSW位置相对固定, 随爆震模态持续运行逐渐被推出隔离段; 其本质是FSW与超声速气流作用形成的“边界型激波”, 可显著减速增压超声速气流, 通过调控流速与压力分布为下游提供稳定边界条件, 对维持RDW稳定传播及流场有序演化至关重要.

FSW呈螺旋式传播, 在 $t_1 \sim t_6$ 时段内受RDW牵引周期性压缩来流, 导致流场压力、温度、密度等参数周期性变化, 进而影响RDW传播与流场稳定性. RDW以“倾斜波阵面”沿周向稳定传播, 该结构与填充区轴向速度及掺混状态相关.

3.4 燃烧室波系结构及填充区分层

从3.2节的理论推导可知, FSW前传速度只与三个参数相关: 来流温度 T_1 、来流马赫数 Ma_1 和压比 P_2/P_1 , 本节通过改变当量比调整RDW强度从而改变前传压比, 通过调整来流空气总温来改变另外两个影响参数, 具体工况见表3.

图13(a)为Case1燃烧室内分段式激波结构及填充区掺混分层特征, 其中激波结构由OSW、FSW、

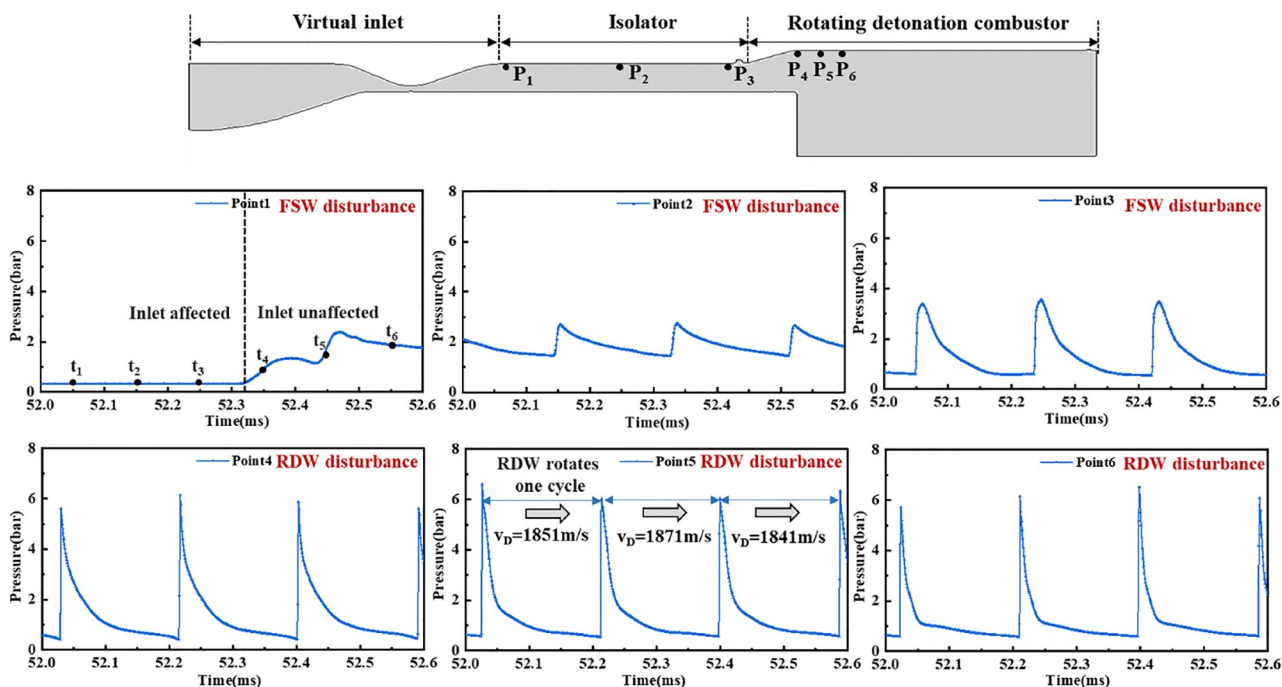


图11 (网络版彩图) 隔离段及燃烧室监测点压力脉动曲线

Figure 11 (Color online) Pressure pulsation curves of monitoring points in the isolator and combustor.

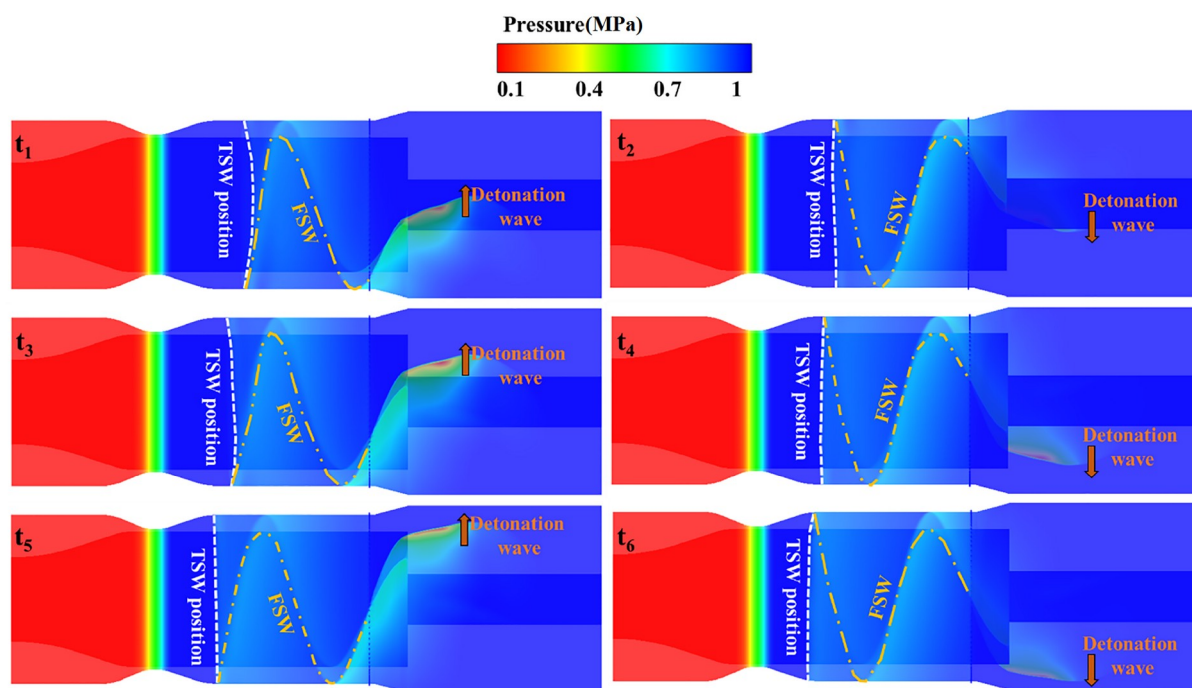


图 12 (网络版彩图)爆震波稳定传播过程中流场动态变化

Figure 12 (Color online) Dynamic flow field changes during stable propagation of detonation waves.

RDW及尾缘爆震波(trailing edge detonation wave, TDW)等多类波系耦合形成。TDW波面与水平面夹角为 25.8° , 可通过部分燃烧释热为自持供能, 前传至喷注孔上游后转变为夹角 16.6° 的FSW。RDW与水平面夹角约 73.8° , 且会向下游诱导OSW。填充区具体呈现四层掺混结构, I层为靠近壁面或喷注孔近场的非稳态掺混过渡区, 因局部超声速区导致燃料-空气混合高度不均, 部分燃料可为爆震波供能。II层为气流进入燃烧室后形成的核心可燃区, 燃料-空气实现理想均匀混合。III层为受空气延迟喷注效应影响的均匀富油混合层, 因燃料喷注压力高于空气且恢复喷注时间存在偏差, 该层燃料摩尔分数较高, RDW扫过后部分燃料未完全消耗并呈带状溢出。IV层为均匀贫油混合层, 因填充区最上层燃料进一步扩散及接触面燃烧消耗, 燃料浓度偏低。

由图13(a)可知, 当量比0.8时RDW后存在未完全燃烧燃料, 故设置喷注当量比0.6(Case2)、0.4(Case3)的工况。模拟结果如图14和15, 当量比降至0.4时, RDW因填充区燃料不足熄爆。

结合图16监测点压力脉动曲线, 贫油状态下当量

比进一步降低, RDW平均速度从 1860 m/s 降至 1743 m/s , 爆震核心区从监测点 P_5 移至 P_6 。且不同当量比下压力脉动曲线形态无明显差异。表明当前当量比范围内, 爆震核心位置、速度虽变, 但压力脉动基本模式及燃烧室内模态、压力波动稳定性不受小幅度当量比变化干扰。

当量比降至Case2(747 K , $\phi=0.6$)时, 第II层转为均匀贫油层, 原富油的第III层演变为理想混合层, 该层改变是低当量比下RDW核心区下移的根本原因。同时, 当量比降低使RDW周向传播速度显著下降, 其与水平面夹角从 73.8° 减至 68.2° , 由速度三角形得波前填充区轴向速度为 537 和 700 m/s 。轴向速度提升增强气流“拖拽”RDW下游移动的趋势, 既拉长波前填充区轴向尺度改变掺混时间, 又通过动量耦合减小RDW夹角。最终形成“当量比降低→分层重构→爆核下移→波角减小→轴向速度提升”的调控机制。

来流空气温度升高时, RDW与水平面夹角从Case4的 72.4° 减至Case5的 68.2° , 波前填充区轴向速度从 597 m/s 升至 732 m/s 。高速气流“拖拽效应”增强, 表现为RDW高度增加、爆震核心下移, 且填充区燃料分

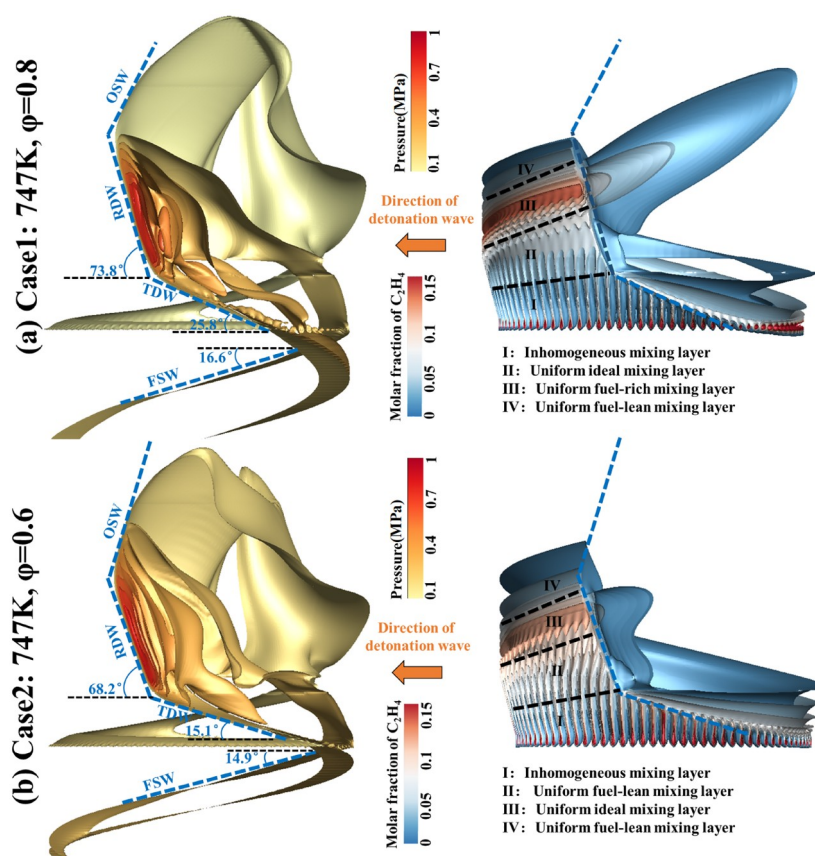


图 13 (网络版彩图)ARDE不同当量比燃烧室压力与组分分布. (a) Case1; (b) Case2

Figure 13 (Color online) Combustor pressure and component distribution of ARDE under different equivalence ratios. (a) Case1; (b) Case2.

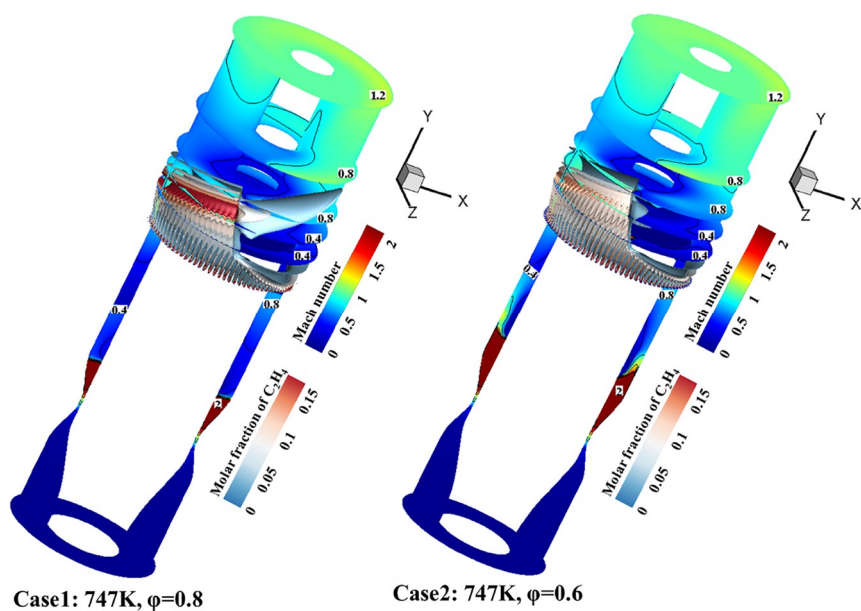


图 14 (网络版彩图)ARDE不同当量比流场马赫数及燃料组分分布

Figure 14 (Color online) Mach number and fuel component distribution of ARDE under different equivalence ratios.

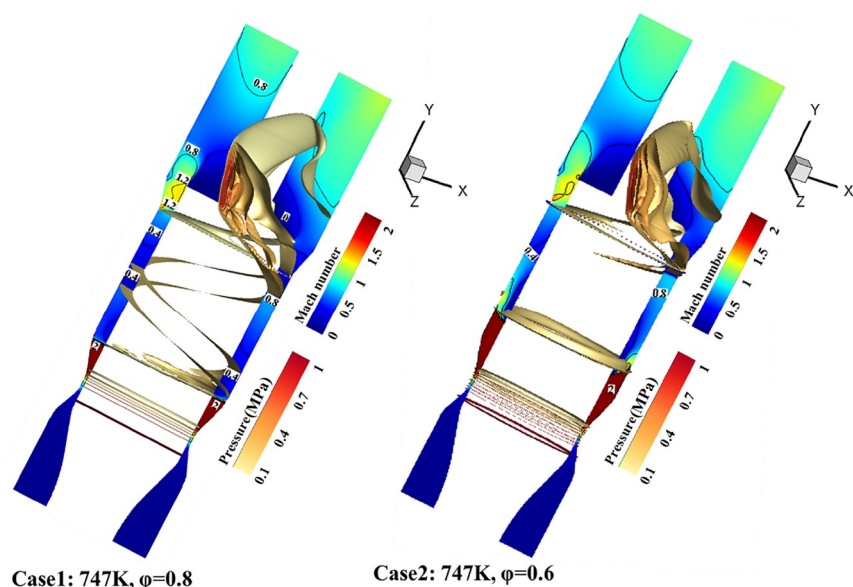


图 15 (网络版彩图)ARDE不同当量比流场马赫数及压力分布
Figure 15 (Color online) Mach number and pressure distributions of ARDE under different equivalence ratios.

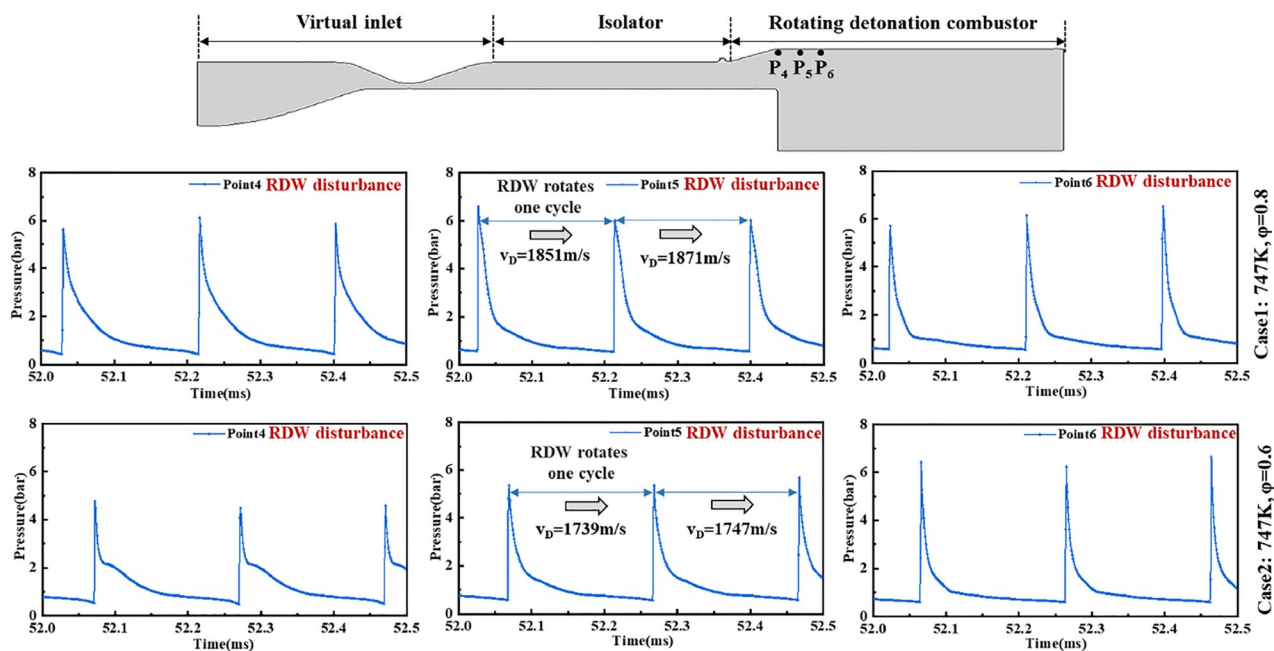


图 16 (网络版彩图)ARDE不同当量比燃烧室监测点压力脉动曲线
Figure 16 (Color online) Pressure pulsation curves at combustor monitoring points for ARDE under different equivalence ratios.

层显著削弱, 如图17所示.

如图18和19所示, $Ma_{2.5}$ (487 K, $\phi=0.8$)下RDW压力较高, Ma_4 (909 K, $\phi=0.8$)下填充区掺混更均匀, 富油层不明显. 低温进气会因RDW后的高压而放大空气喷

注延迟效应, 导致燃料分层. 高温进气则通过强化气流扰动改善燃料分布, 且使RDW高度显著增大. 一方面因相同流量下高温空气对应更高进气压力与流速, 另一方面RDW峰值压力低、对空气阻滞弱, 缩短喷注堵

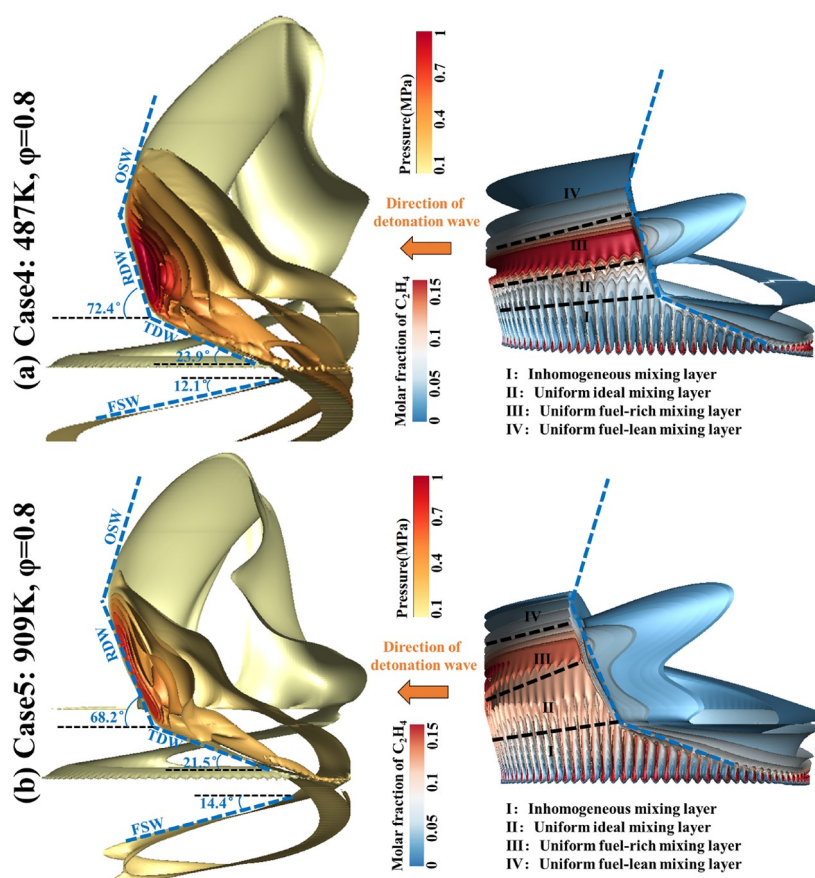


图 17 (网络版彩图)ARDE不同空气温度燃烧室压力与组分分布. (a) Case4; (b) Case5

Figure 17 (Color online) Combustion chamber pressure and component distribution at different air temperatures for ARDE. (a) Case4; (b) Case5.

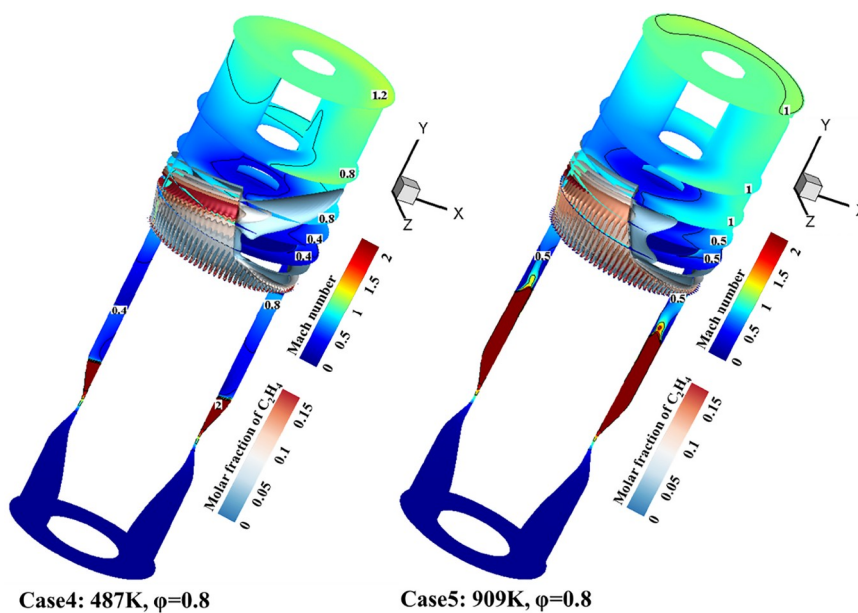


图 18 (网络版彩图)ARDE不同空气温度下马赫数与组分分布

Figure 18 (Color online) Mach number and component distributions in ARDE under different air temperatures.

塞时间、延长有效喷注时长, 推动填充区高度提升.

如图20所示, 空气温度从487 K升至909 K, RDW平均传播速度从1881 m/s降至1812 m/s, 压力脉动峰值幅值、周期分布变化, 且RDW峰值压力位置下移(与

当量比降低规律相似), 揭示空气温度对RDW传播特性的显著影响. 一方面高速气流拉长轴向尺度、增加掺混时间, 另一方面动量耦合改变RDW传播方向, 形成“空气温度升高→分层弱化→波速调整→波角减

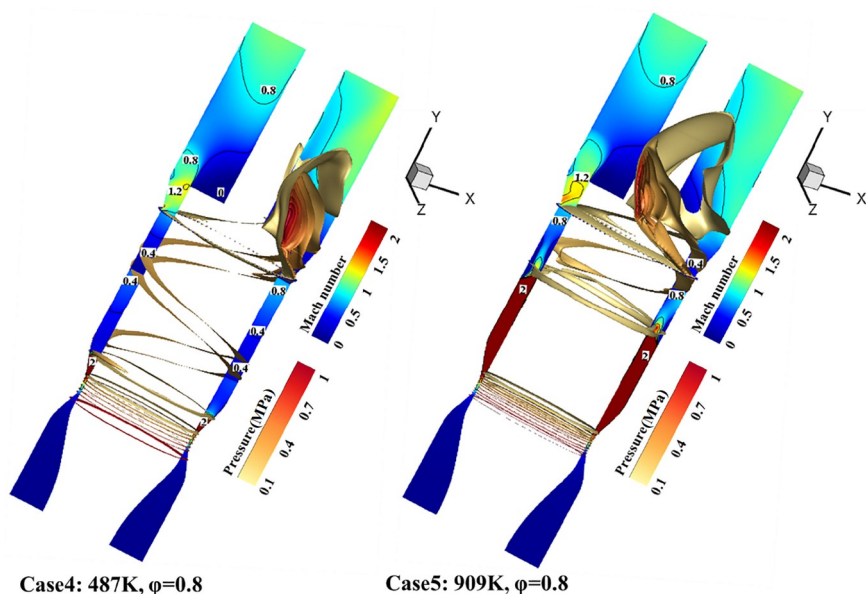


图 19 (网络版彩图)ARDE不同空气温度下马赫数及压力分布

Figure 19 (Color online) Mach number and pressure distributions in ARDE under different air temperatures.

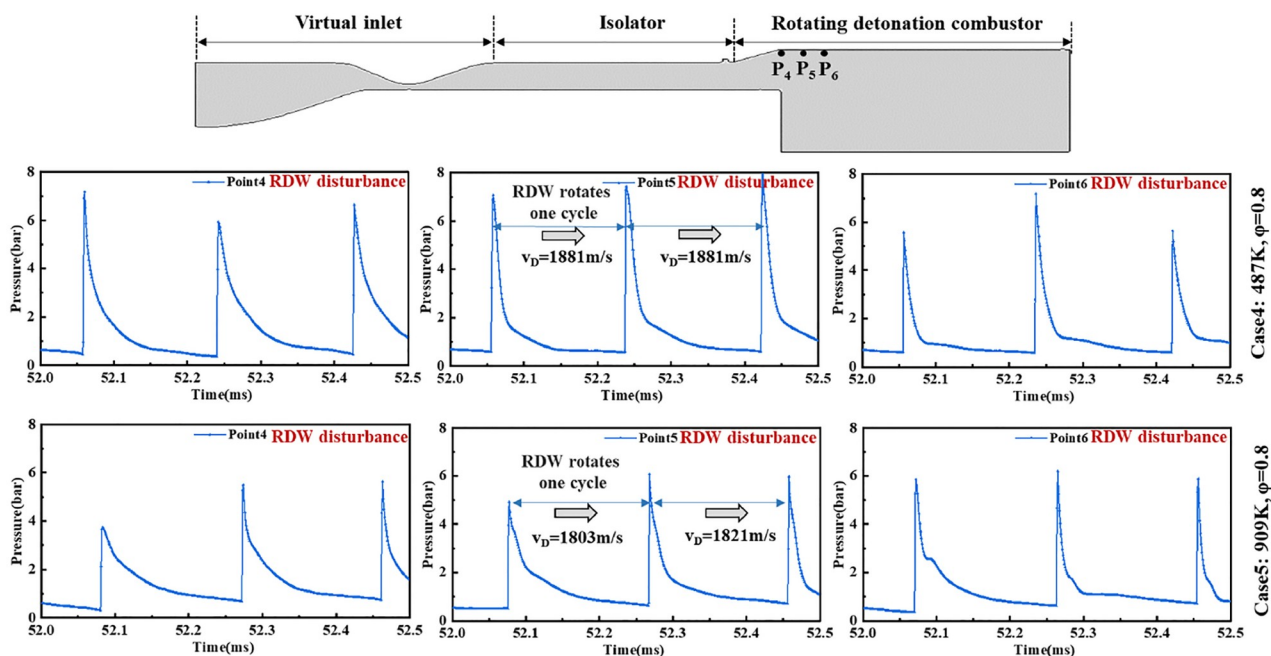


图 20 (网络版彩图)ARDE不同空气温度燃烧室监测点压力脉动曲线

Figure 20 (Color online) Pressure pulsation curves at combustor monitoring points in ARDE under different air temperatures.

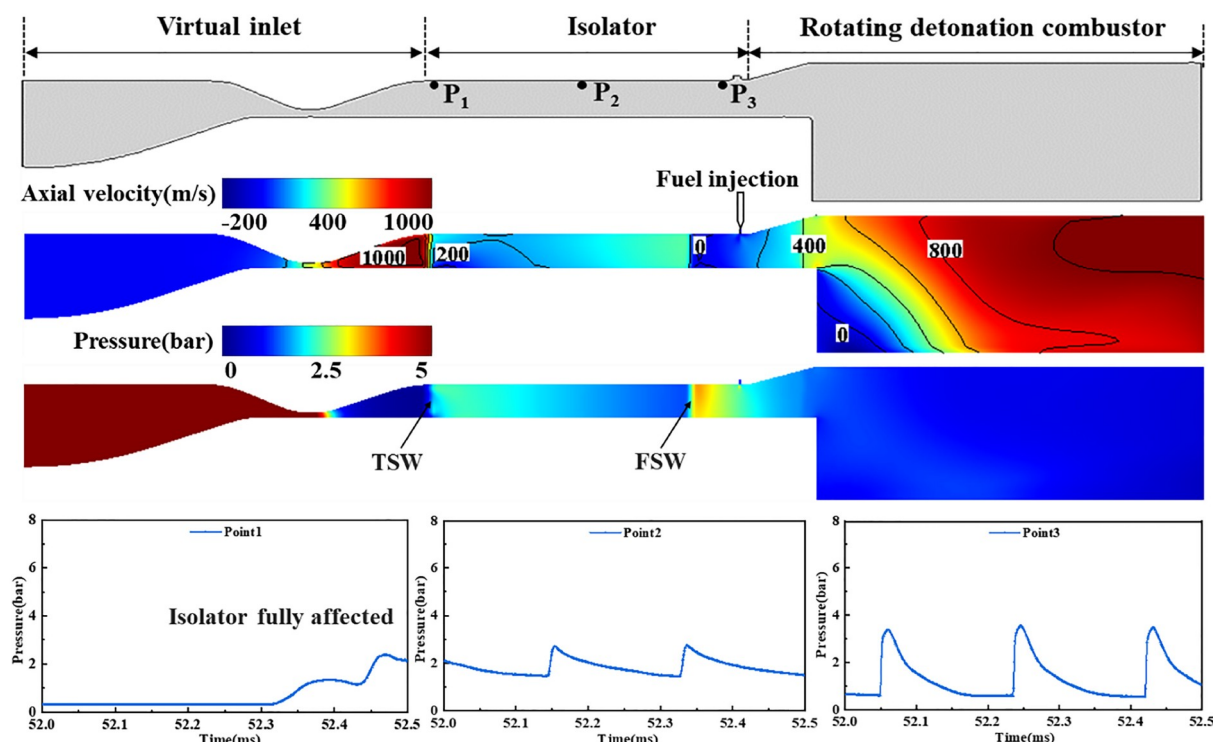


图 21 (网络版彩图)Case1(747 K, $\varphi=0.8$)流道流场分布及隔离段压力脉动曲线

Figure 21 (Color online) Flow channel flow field distribution and isolator pressure pulsation curve for Case1 (747 K, $\varphi=0.8$).

小→轴向速度提升”的调控机制。

3.5 结尾激波与前传激波特性

图21和22中, Case1(747 K, $\varphi=0.8$)与Case2(747 K, $\varphi=0.6$)的来流温度及马赫数一致, 前传压比为影响TSW与FSW演化的核心变量。Case1中FSW传播至隔离段出口监测点 P_3 时, 前传平均压比约6.1, Case2中 P_3 处压比降至3.7(降幅近40%)。

流场结构上, Case1(高压压缩比)FSW后出现局部逆流, Case2隔离段无逆流且流场连续性更佳。以 P_1 位置作为隔离段进口, Case1中 P_1 处受FSW扰动影响, 隔离段被认为是“完全受影响”的状态。Case2中TSW以两道斜激波结构位于点 P_1 - P_2 间, P_1 处不受FSW扰动影响, 隔离段被认为是“未完全受影响”的状态, 此差异体现当量比对ARDE工作模态的调控。Case1则因前传压比过高导致隔离段流场受激波干扰严重, 该规律为ARDE工况适配性设计提供关键依据(调控喷注当量比可协同优化隔离段稳定性与RDW传播)。

周向二维展开后流场波段划分见图23。通过监测

点压力峰值相位差计算FSW前传速度, 结合RDW传播速度得到FSW与水平面夹角。Case1前传速度484 m/s、角度 14.6° , Case2分别为304 m/s、 10.0° 。可见FSW压比与前传速度正相关, Case1(高当量比)FSW压比高、激波结构“陡”、前传快; Case2(低当量比)FSW压比低、激波形态“缓”、前传慢。该变化揭示当量比的调控机制, 通过改变燃料-空气混合状态, 直接影响RDW速度与压力, 间接影响FSW压比及传播特性, 最终改变TSW位置与结构。

图24和25所示为Case4(487 K, $\varphi=0.8$)与Case5(909 K, $\varphi=0.8$)的流道流场及隔离段压力脉动曲线。来流温度升高不仅改变FSW传播环境, 更直接影响RDW传播特性。当温度从487 K升至909 K时, 隔离段出口 P_3 处FSW压比从7.1降至4.1(降幅约42%)。质量流量恒定时, 高温来流使来流压力与速度同步升高, 显著增大FSW前传的“气动阻力”, 且前传反压降低削弱其传播动能, 最终FSW在螺旋运动未满足一周时被抑制于隔离段内(P_2 附近), 呈结尾激波串(trailing shock train, TST)结构, 在4个工况中前传距离最短。

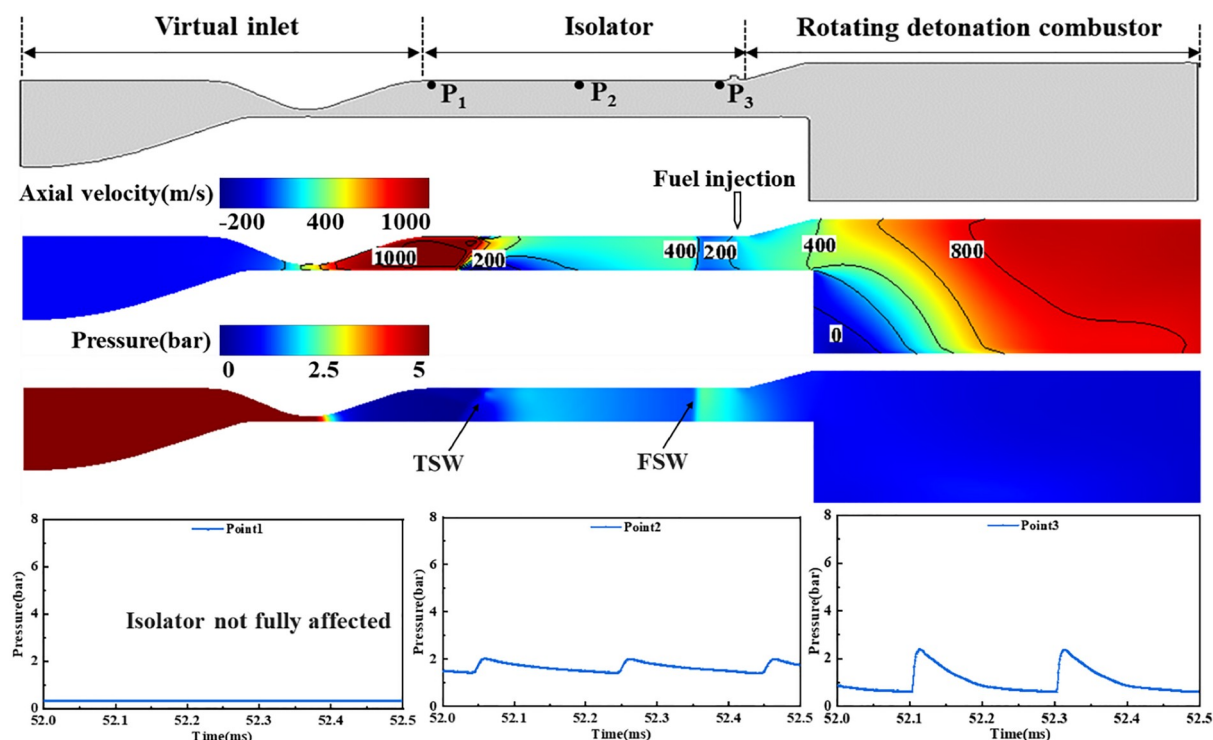


图 22 (网络版彩图)Case2(747 K, $\phi=0.6$)流道流场分布及隔离段压力脉动曲线

Figure 22 (Color online) Flow channel flow field distribution and isolator pressure pulsation curve for Case2 (747 K, $\phi=0.6$).

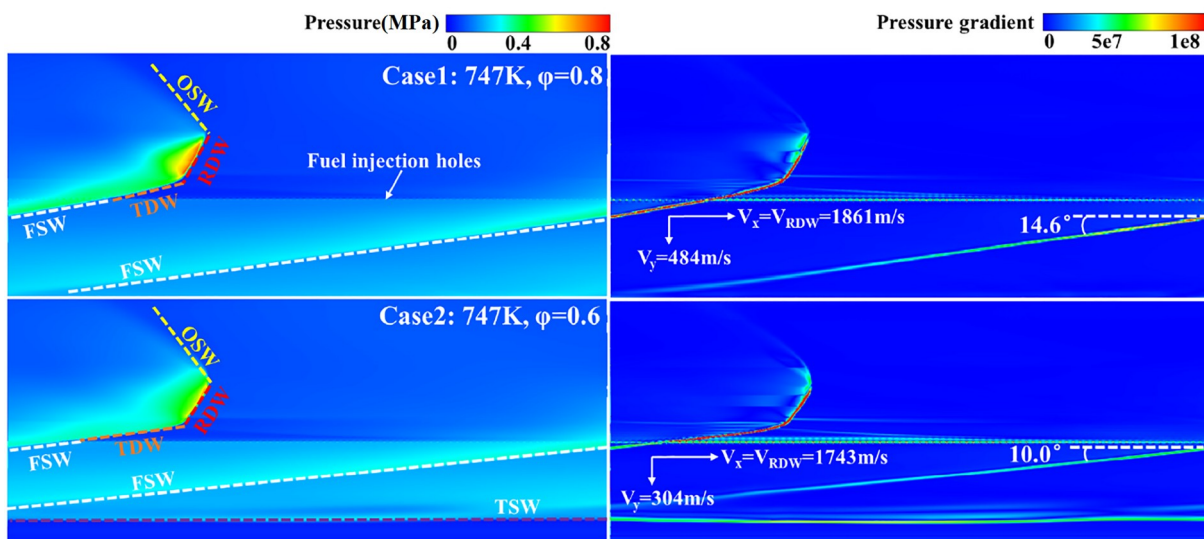


图 23 (网络版彩图)Case1与Case2周向二维展开波带分布对比

Figure 23 (Color online) Comparison of circumferential 2D unfolded wave band distributions between Case1 and Case2.

Case4(近 $Ma2.5$ 飞行工况温度)填充区燃料掺混不均, RDW波面压力偏高. 隔离段进口低温低速来流难

以有效抑制FSW, 呈现“隔离段完全受影响”的压力脉动特征. 而Case5高温来流将FSW约束于隔离段内, 压

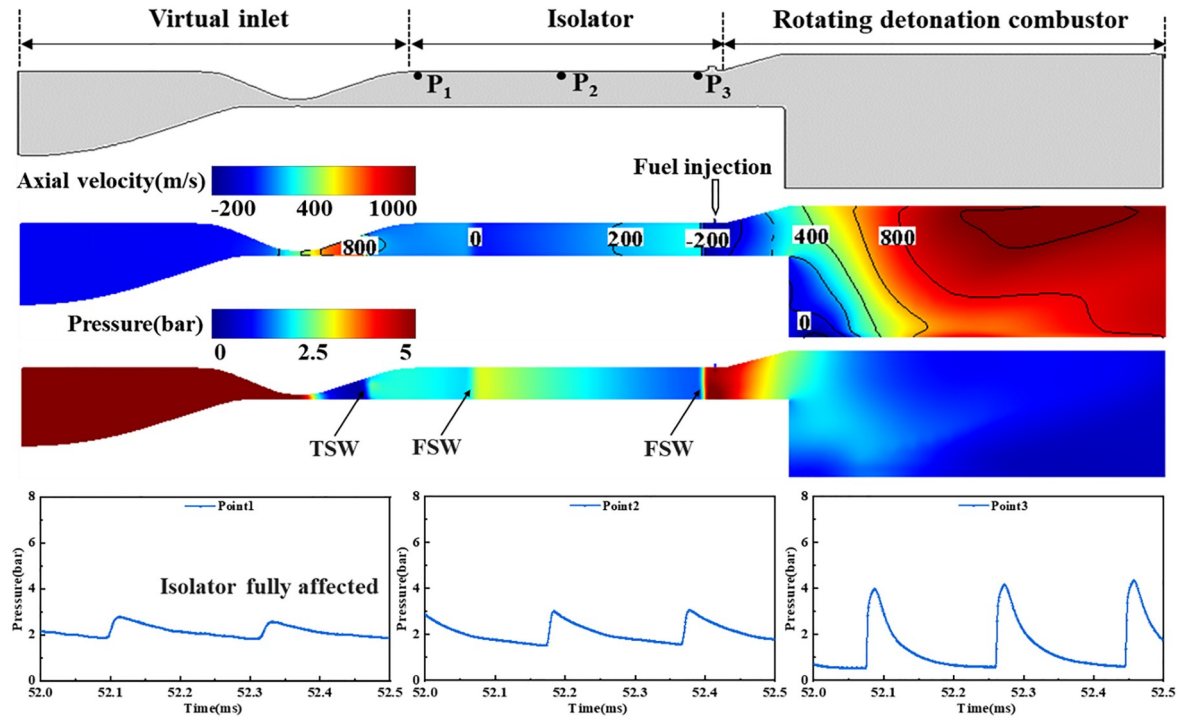


图 24 (网络版彩图)Case4(487 K, $\phi=0.8$)流道流场分布及隔离段压力脉动曲线

Figure 24 (Color online) Flow channel flow field distribution and isolator pressure pulsation curve for Case4 (487 K, $\phi=0.8$).

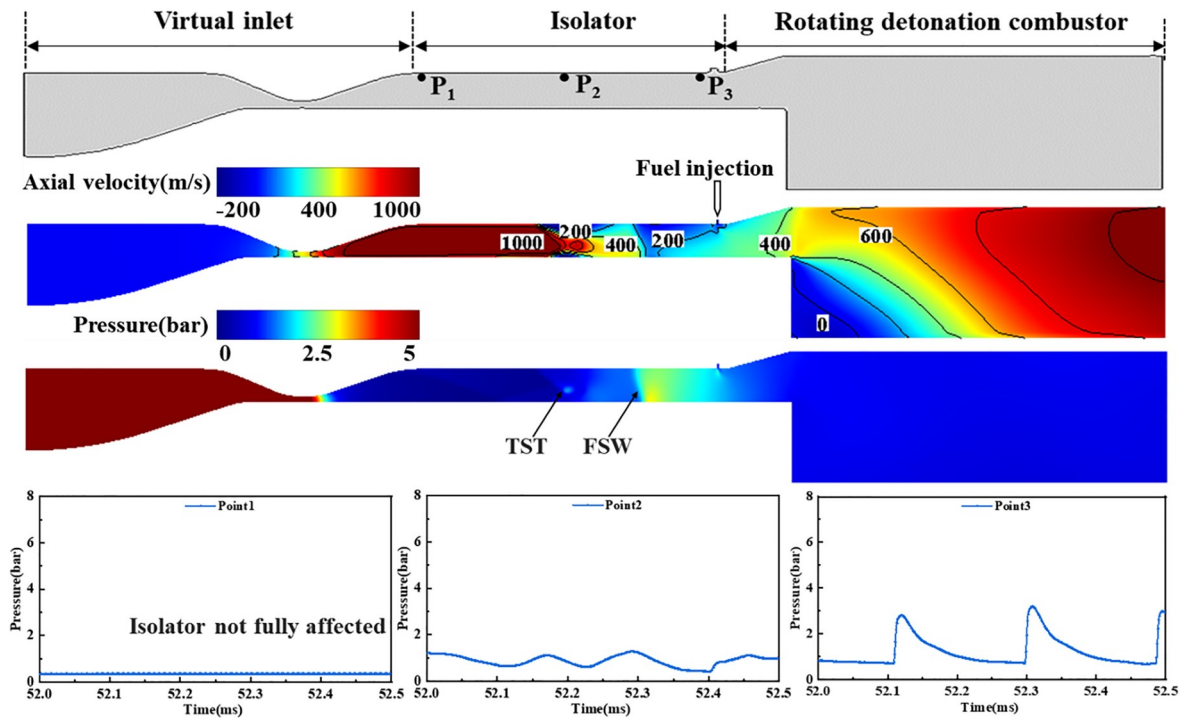


图 25 (网络版彩图)Case5(909 K, $\phi=0.8$)流道流场分布及隔离段压力脉动曲线

Figure 25 (Color online) Flow channel flow field distribution and isolator pressure pulsation curve for Case5 (909 K, $\phi=0.8$).

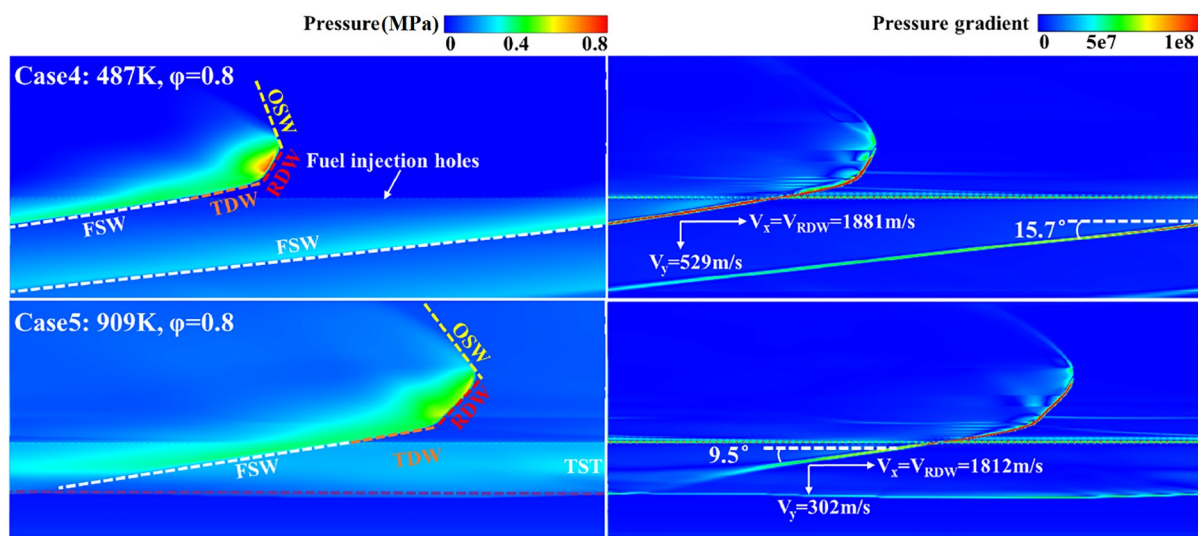


图 26 (网络版彩图)Case4(487 K, $\phi=0.8$)与Case5(909 K, $\phi=0.8$)周向二维展开波段分布对比

Figure 26 (Color online) Comparison of circumferential two-dimensional expanded wavenumber distributions between Case4 (487 K, $\phi=0.8$) and Case5 (909 K, $\phi=0.8$).

力脉动呈“隔离段未完全受影响”的稳定形态, 实现隔离段与燃烧室流场匹配优化。

结合图26周向二维展开波段分布, 基于分段式激波模型分析, 通过监测点压力峰值相位差及RDW传播速度, 算得Case4的FSW前传速度为529 m/s、与水平面夹角5.7°, Case5的则为302 m/s、9.5°。Case4(低温)FSW压比高、激波“陡”、前传快; Case5(高温)FSW压比低、激波“缓”、前传慢。该变化揭示来流温度的调控机制, 通过改变燃料-空气能量状态及流场气动环境, 影响FSW压比与传播, 最终改变TSW位置与结构。

结合隔离段超声速来流下FSW运动特性分析, 耦

合燃烧室内的RDW结构演变, 总结了ARDE中TSW-FSW-RDW运动二维理论分析模型, 如图27所示。在该模型中, 燃烧室内RDW向上游和下游同时诱导激波运动, 向上游形成FSW。FSW螺旋轴向运动的同时向上游推进, 此过程中, FSW会对来流进行多次压缩, 使得受其影响的区域始终保持亚声速流动状态($Ma < 1$)。FSW在前传过程中, 强度逐渐减弱, 同时相邻两道波之间的距离减小。最终, FSW会以TSW或TST的形式被抑制, 在TSW或TST上游为超声速来流($Ma > 1$)。

4 结论与讨论

本研究首先通过理论推导确定了影响FSW前传速度的关键参数。接着通过三维非预混数值模拟探究了来流温度、喷注当量比对ARDE流场结构、FSW-RDW耦合特性及隔离段工作模态的调控机制, 主要结论如下。

(1) 激波前传速度主要与三个参数相关: 来流温度 T_1 , 来流马赫数 Ma_1 , 前传压比 P_2/P_1 。FSW前传轴向速度与来流温度、前传压比成正比, 与来流马赫数成反比。FSW受到RDW传播的牵引影响, 其周向运动的速度等同于RDW周向传播速度。

(2) 隔离段至燃烧室呈现TSW-FSW-RDW耦合特征。FSW与超声速来流作用形成“边界型激波”TSW,

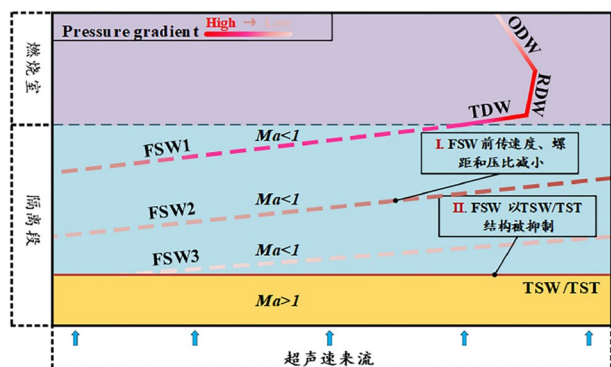


图 27 (网络版彩图)耦合超声速来流的TSW-FSW-RDW二维分析模型

Figure 27 (Color online) 2D analytical model of TSW-FSW-RDW coupled with supersonic inflow.

TSW下游隔离段内主体为亚声速, 受FSW螺旋压缩影响. 燃烧室内填充区存在分层掺混结构, 整体波系呈现OSW-RDW-TDW-FSW分段式耦合结构.

(3) 当量比与来流温度通过改变FSW特性调控隔离段状态. 高当量比($\phi=0.8$)/低温来流(487 K)会使FSW压比高、波形陡、前传速度快, 导致隔离段完全

受FSW影响; 低当量比($\phi=0.6$)/高温来流(909 K)可降低FSW压比与前传速度, 使FSW抑制于隔离段内.

(4) 结合FSW影响位置及隔离段状态, 建立了耦合超声速来流的FSW-RDW运动二维模型, 明确了该模型下FSW的形成过程、运动压缩特性, 以及最终以TSW/TST结构被抑制于隔离段的规律.

参考文献

- 1 Bykovskii F A, Zhdan S A, Vedernikov E F. Continuous spin detonations. *J Propuls Power*, 2006, 22: 1204–1216
- 2 Lu F K, Braun E M. Rotating detonation wave propulsion: Experimental challenges, modeling, and engine concepts. *J Propuls Power*, 2014, 30: 1125–1142
- 3 Braun E M, Lu F K, Wilson D R, et al. Airbreathing rotating detonation wave engine cycle analysis. *Aerosp Sci Tech*, 2013, 27: 201–208
- 4 Ge G Y, Guo J T, Jin L, et al. Overall performance analysis of rotating detonation ramjet engine (in Chinese). *J Propuls Technol*, 2021, 42: 2667–2674 [葛高杨, 郭敬涛, 靳乐, 等. 旋转爆震冲压发动机总体性能分析. 推进技术, 2021, 42: 2667–2674]
- 5 Shi Y C, Zhang R S, Ji Z F, et al. Continuous rotating detonation propulsion technology for high-speed vehicles (in Chinese). *Acta Aerodyn Sin*, 2022, 40: 101–113 [师迎晨, 张任帅, 计自飞, 等. 高速飞行器的连续旋转爆震推进技术. 空气动力学学报, 2022, 40: 101–113]
- 6 Wang C, Liu W, Liu S, et al. Experimental verification of air-breathing continuous rotating detonation fueled by hydrogen. *Int J Hydrogen Energy*, 2015, 40: 9530–9538
- 7 Wang C, Liu W, Liu S, et al. Experimental investigation on detonation combustion patterns of hydrogen/vitiated air within annular combustor. *Exp Therm Fluid Sci*, 2015, 66: 269–278
- 8 Wang G, Liu W, Liu S, et al. Experimental verification of cylindrical air-breathing continuous rotating detonation engine fueled by non-premixed ethylene. *Acta Astronaut*, 2021, 189: 722–732
- 9 Wang G Y, Liu W D, Liu S J, et al. Influence of leading edge divergence angle of combustor on rotating detonation ramjet engine (in Chinese). *J Natl Univ Defense Technol*, 2024, 46: 86–93 [王光宇, 刘卫东, 刘世杰, 等. 燃烧室前缘扩张角对旋转爆震冲压发动机的影响. 国防科技大学学报, 2024, 46: 86–93]
- 10 Meng H, Xiao Q, Feng W, et al. Air-breathing rotating detonation fueled by liquid kerosene in cavity-based annular combustor. *Aerosp Sci Tech*, 2022, 122: 107407
- 11 Feng W, Zheng Q, Xiao Q, et al. Effects of cavity length on operating characteristics of a ramjet rotating detonation engine fueled by liquid kerosene. *Fuel*, 2023, 332: 126129
- 12 Meng H, Li B, Tang Y, et al. Effect of cavity depth on air-breathing rotating detonation engine fueled by liquid kerosene. *Aerospace Sci Tech*, 2025, 157: 109780
- 13 Schwer D, Kailasanath K. Effect of inlet on fill region and performance of rotating detonation engines. In: Proceedings of 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. San Diego, USA, 2011. 6044
- 14 Schwer D, Kailasanath K. Feedback into mixture plenums in rotating detonation engines. In: Proceedings of 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Nashville, USA, 2012. 617
- 15 Schwer D, Corrigan A, Taylor B, et al. On reducing feedback, pressure in rotating detonation engines. In: Proceedings of 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. Grapevine, USA, 2013. 1178
- 16 Anand V, St. George A, Gutmark E. Amplitude modulated instability in reactants plenum of a rotating detonation combustor. *Int J Hydrogen Energy*, 2017, 42: 12629–12644
- 17 Feleo A, Shepard J, Gamba M. Prediction of detonation-induced disturbances propagating upstream into inlets of rotating detonation combustors. In: Proceedings of AIAA Propulsion and Energy 2021 Forum. Virtual, USA, 2021. 3687
- 18 Wang W X, Zhang R T, Li Y C, et al. Flow characteristics of inlet of rotating detonation engine under typical operating conditions (in Chinese). *J Propuls Technol*, 2021, 42: 931–940 [王卫星, 张仁涛, 李宥晨, 等. 典型工况下旋转爆震发动机进气道流动特性研究. 推进技术, 2021, 42: 931–940]

- 19 Liu J C, Wang W X, Zhu J H, et al. Flow coupling and interference between channels under detonation working conditions (in Chinese). *J Propuls Technol*, 2025, 46: 112–126 [刘精彩, 王卫星, 朱家浩, 等. 爆震工作条件下跨流道流动耦合干扰研究. *推进技术*, 2025, 46: 112–126]
- 20 Li D, Zhang Y N, Ling W H, et al. Flow characteristics of inlet section of air-breathing rotating detonation engine (in Chinese). *Acta Aeronaut Astronaut Sin*, 2025, 46: 130732 [李冬, 张义宁, 凌文辉, 等. 吸气式旋转爆震发动机进气段流动特性研究. *航空学报*, 2025, 46: 130732]
- 21 Gao S, Peng H, Huang Y, et al. Numerical simulations and theoretical analysis of the forward shock wave in a non-premixed air-breathing rotating detonation combustor. *Phys Fluids*, 2024, 36: 066101
- 22 Zhdan S A, Rybnikov A I. Numerical modeling of continuous detonation in a combustor with a plane diffuser with a supersonic flow velocity. In: *Proceedings of 24th International Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems*. Taipei, China, 2013. 2
- 23 Liu S, Liu W, Jiang L, et al. Numerical investigation on the airbreathing continuous detonation engine. In: *Proceedings of 25th International Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems*. Leeds, UK, 2015. 157
- 24 Wu Q, Lin Z, Huang X, et al. Flow characteristics and stability of induced shock waves in the isolator of rotating detonation ramjet under flight Mach number 2.5 conditions. *Aerosp Sci Tech*, 2023, 133: 108092
- 25 Wu K, Zhang S, Luan M, et al. Effects of flow-field structures on the stability of rotating detonation ramjet engine. *Acta Astronaut*, 2020, 168: 174–181
- 26 Zhao M, Qiu H, He X, et al. Numerical study on the flow characteristics and stability in the isolator of rotating detonation ramjet engine by different combustion modes and structure parameters. *Aerosp Sci Tech*, 2024, 147: 108982
- 27 Chen Y, Liu S, Peng H, et al. Propagation and heat release characteristics of rotating detonation in a ramjet engine with a divergent combustor. *Phys Fluids*, 2025, 37: 026132
- 28 Wang Y H. Rotating detonation in a combustor of trapezoidal cross section for the hydrogen-air mixture. *Int J Hydrogen Energy*, 2016, 41: 5605–5616
- 29 Meng Q Y, Zhao N B, Zheng H T, et al. Numerical investigation of the effect of inlet mass flow rates on H_2 /air non-premixed rotating detonation wave. *Int J Hydrogen Energy*, 2018, 43: 13618–13631
- 30 Wang Y H, Le J L. How multiple rotating detonation waves are produced? In: *Proceedings of 22nd AIAA International Space Planes and Hypersonics Systems and Technologies Conference*. Reston, USA, 2018. 5202
- 31 Ma F, Choi J Y, Yang V. Propulsive performance of airbreathing pulse detonation engines. *J Propuls Power*, 2006, 22: 1188–1203
- 32 Song A J, Huang Y, Peng H, et al. Experimental study on influence of inlet air temperature on initiation and propagation characteristics of rotating detonation in hollow combustor (in Chinese). *J Propuls Technol*, 2025, 46: 176–186 [宋安家, 黄玥, 彭瀚, 等. 空气进气温度对空桶型燃烧室旋转爆震起爆及传播特性影响实验研究. *推进技术*, 2025, 46: 176–186]

Flow field structure and coupled motion characteristics of forward shock waves induced by rotating detonation under axial incoming flow conditions

SUN ZhiPeng, WANG YeChen, HUANG Yue, PENG Han & YOU YanCheng

School of Aeronautics and Astronautics, Xiamen University, Xiamen 361100, China

To reveal the coupled motion characteristics of the forward shock wave and rotating detonation wave in an air-breathing rotating detonation engine, this study combines theoretical derivation with three-dimensional non-premixed numerical simulation. It investigates the flow field structure and coupled motion characteristics of the rotating detonation-induced forward shock wave within the operating ranges of injection equivalence ratio 0.4–0.8 and axial incoming flow temperature 487–909 K, while analyzing the factors influencing the motion of the forward shock wave and the coupling laws of the wave system. Theoretical analysis shows that the axial propagation velocity of the forward shock wave is proportional to the incoming flow temperature and the forward shock wave pressure ratio, and inversely proportional to the incoming flow Mach number; its circumferential velocity is consistent with that of the rotating detonation wave due to the traction of the rotating detonation wave. Numerical results indicate that the forward shock wave interacts with the supersonic incoming flow to form a boundary-type trailing shock wave, and a complex coupled wave system structure of trailing shock wave-forward shock wave-rotating detonation wave exists from the isolator to the combustor. The fill region inside the combustor exhibits stratified mixing and a segmented shock structure. Under conditions of high equivalence ratio ($\varphi=0.8$) or low incoming flow temperature (487 K), the forward shock wave features a high pressure ratio and propagation velocity, leading to its ejection from the isolator. Under conditions of low equivalence ratio ($\varphi=0.6$) or high incoming flow temperature (909 K), the forward shock wave pressure ratio and velocity decrease, confining the forward shock wave within the isolator; additionally, high incoming flow temperature enhances mixing, resulting in the suppression of the forward shock wave in the form of a trailing shock train. Adjustments to air temperature and equivalence ratio affect the propagation characteristics (wave velocity, wave angle, and core region position) of the rotating detonation wave by altering the stratified structure of the fill region, and ultimately influence the propagation and suppression of the forward shock wave through changes in the axial velocity of the flow field. The propagation velocity, angle, and pressure ratio of the forward shock wave decrease significantly with reduced equivalence ratio or increased incoming flow temperature, and the forward shock wave transitions from being ejected from the isolator to being suppressed within it. This reveals the key influence mechanism of equivalence ratio and incoming flow temperature on the propagation of the forward shock wave and the status of the isolator. Furthermore, a simplified two-dimensional wave system model is established to analyze the formation, motion compression, and suppression laws of the forward shock wave.

air-breathing rotating detonation engine, detonation wave, forward shock wave, terminal shock wave, numerical simulation

doi: [10.1360/SST-2025-0426](https://doi.org/10.1360/SST-2025-0426)