

引用格式: 郝雪辰, 牛淑贞, 杨鹏飞, 等. 氢气燃料斜爆轰发动机内波系对楔面调控的动态响应特性[J]. 航空学报, 2024, 45(22): 130275. XI X C, NIU S Z, YANG P F, et al. Dynamic response characteristics of wave systems to wedge control in hydrogen-fueled oblique detonation engines[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2024, 45(22): 130275 (in Chinese). doi:10.7527/S1000-6893.2024.30275

氢气燃料斜爆轰发动机内波系对楔面调控的动态响应特性

郝雪辰^{1,2}, 牛淑贞², 杨鹏飞³, 杜文强², 何国胜^{2,*}, 滕宏辉²

1. 山西警察学院 治安系, 太原 030401

2. 北京理工大学 宇航学院, 北京 100081

3. 中国科学院 力学研究所 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190

摘要: 受限空间内斜爆轰波与壁面的干扰难以避免, 当斜爆轰波反射产生马赫杆时, 气流总压损失急剧增大甚至爆轰波系发生失稳, 因此流动调控成为斜爆轰稳定燃烧的重要手段。本文选取氢气-空气混气, 首次将重叠网格技术应用用于斜爆轰的数值仿真, 对比研究了驻定与非驻定爆轰波系对不同楔面移动策略的动态响应特性。研究发现, 对于驻定的反射波系, 楔面向下游移动能够实现从马赫反射结构到回流区结构的转变, 楔面移动的速度大小主要影响流场演化过程中波系的变化特征。对于非驻定的反射波系, 马赫杆和反射激波下游亚声速区的发展合并是导致流动壅塞和波系失稳发生的主要原因。斜爆轰反射流场的演化过程表明, 当楔面移动能够减小波后亚声速区的面积, 并破坏流场内产生的流动壅塞结构时, 失稳的爆轰波系才能重新稳定。楔面移动的调控效果取决于马赫杆移动速度和楔面调控速度的相对大小, 并存在1个速度边界(减速阶段: $V_w = 1.52 V_{MS} + 65$; 加速阶段: $V_w = 1.56 V_{MS} + 92$)。

关键词: 斜爆轰; 受限空间; 楔面调控; 马赫杆; 动态特征

中图分类号: V231.3

文献标识码: A

文章编号: 1000-6893(2024)22-130275-15

温室气体排放的增加导致全球变暖加剧。为了应对全球变暖, 许多国家和组织提出了一系列计划^[1-2], 将氢作为清洁能源应用于航空飞行器备受瞩目^[3-4]。航空飞行器的减碳方式主要有2种: 一是使用更清洁的可再生燃料, 如氢燃料; 另一种是利用更先进的技术提高发动机效率, 如爆轰燃烧。爆轰燃烧作为一种激波诱导的高效快速释热方式, 将其引入冲压发动机中, 有望精简燃烧室结构、降低燃烧室的热防护面积、提高循环热效率, 引起了国内外研究人员的广泛关

注^[5-9], 是吸气式高超声速推进系统的理想动力^[10]。氢气被视为爆轰推进的理想燃料, 与碳氢燃料相比, 氢气可以提供更高的比冲^[11-12]和更快的燃烧速度^[12]。目前, 研究人员提出了3种基于爆轰燃烧技术的发动机形式, 分别是脉冲爆轰发动机、旋转爆轰发动机和斜爆轰发动机。其中, 斜爆轰发动机利用斜爆轰波(Oblique Detonation Wave, ODW)进行组织燃烧, 主流可保持全域超声速, 尤其适合于马赫数7及以上的高超声速飞行, 成为航空航天高速推进技术的重要研究

收稿日期: 2024-02-01; 退修日期: 2024-02-21; 录用日期: 2024-03-19; 网络出版时间: 2024-04-19 16:15

网络出版地址: <https://hkxb.buaa.edu.cn/CN/Y2024/V45/I22/130275>

基金项目: 国家自然科学基金(12202014, 12325206)

* 通信作者: E-mail: 15904913089@163.com

方向之一。将氢气作为斜爆轰波发动机的燃料,有望推动推进系统革命,实现零有害排放飞行器的最终目标^[13]。

斜爆轰推进的概念提出以来,研究者对斜爆轰的基础流动和燃烧问题进行了大量的研究。早期研究主要将斜爆轰波简化为斜激波耦合瞬间反应区的模型,并利用激波/爆轰动力学相关的理论进行研究,重点关注来流马赫数、楔面角度对波面角度、产物状态参数等宏观物理量的影响规律,并据此粗略给出适合于斜爆轰稳定燃烧的楔面角度、马赫数范围等。后续的研究考虑实际的化学反应过程,并通过数值模拟手段获得详细的斜爆轰波的起爆波系和波面特征。Li等^[14]首先考虑详细化学反应过程对斜爆轰进行了数值模拟,发现斜爆轰波是由无反应的斜激波、起爆区、一系列压缩波和斜爆轰波面构成的。随后研究者们^[15-17]通过实验和数值模拟的手段,重点研究斜爆轰的起爆条件、起爆区波系结构、波面失稳特征,关注高速气流中流动与燃烧的耦合规律,侧重于理解和解释流场中激波和化学反应放热非线性耦合作用所产生的复杂现象。

近年来,考虑燃烧室实际约束下的斜爆轰组织燃烧逐渐受到关注。Lu等^[18-19]通过数值模拟研究了受限空间内无黏斜爆轰波的驻定问题,斜爆轰波在燃烧室壁面上发生反射时,很容易形成向上游传播的正爆轰波,进而引起燃烧室内的波系发生振荡甚至不起动等。Wang等^[20]基于简化的存在拐角的两段式上壁面,采用2步化学反应模型,开展斜爆轰与燃烧室上壁面干扰的研究,重点分析了斜爆轰驻定结构和稳定性。研究发现,ODW与上壁面交于拐点处是最理想的情况,此时ODW稳定且高温高压产物立即膨胀,不会在上壁面产生较大的高温回流区。如果斜爆轰波作用于拐点后方,拐点下游会形成1个高温低速的回流区,在较低的来流马赫数下,波面可能发生失稳。如果斜爆轰波作用于拐点前面,ODW将会在上壁面发生马赫反射,会产生热壅塞,导致ODW持续前传。彭俊等^[21]开展受限空间内两阶段压缩诱导斜爆轰起爆的研究,结果表明,随着楔面角度的增加,依次出现4种结构:激波诱导燃烧、斜爆轰波双规则反射、回流区马赫

反射及楔面燃烧。

为了妥善处理受限空间内斜爆轰波马赫反射造成的波系失稳前传,研究人员尝试了多种调控手段。刘彧等^[22]提出可通过减少燃烧室上壁面附近燃料当量比,削弱斜爆轰波在上壁面的反射强度进而防止燃烧室内发生壅塞,相关结果得到了实验的初步验证。牛淑贞等^[23]构建来流速度突变模型,发现通过增加来流马赫数也可以抑制马赫反射波系的前传。

针对单一来流状态,上述措施能够初步解决爆轰马赫杆前传的问题。然而,考虑到吸气式动力系统通常面临的宽速域大空域的飞行要求,进气道几何结构调整、加/减速以及机动飞行等因素的引入进一步加剧内流环境的非定常性和非均匀性。燃烧室几何结构的调整成为应对复杂多变来流环境的关键一环。凭借几何可燃燃烧室的设计,通过移动楔面实现对发动机燃烧室内斜爆轰波系的调控,将成为斜爆轰工程转化中的重要一步。参考文献[24],本文选取受限空间内典型的氢气-空气斜爆轰反射波系,利用重叠网格实现楔面的移动,并针对马赫杆驻定和非驻定2种情况展开对比研究,分析斜爆轰波对楔面调控的动态响应特性,并给出可实现成功调控的速度决策边界,以期对受限空间内斜爆轰波的稳定组织燃烧提供基础参考。

1 物理模型和数值方法

1.1 物理模型

图1给出了斜爆轰发动机的结构示意图以及本文工作所采用的计算域示意图。从图1(a)可知,斜爆轰发动机首先通过进气道将高速空气减速增压,并在掺混段内喷注氢气燃料,形成预混气体,而后利用楔面压缩起爆斜爆轰波,高温高压的燃烧产物通过喷管膨胀做功。本文的研究重点关注燃烧室内楔面移动对斜爆轰马赫反射波系的影响。如图1(b)所示,计算域为在上壁面引入了向外折转的膨胀角的受限空间,建立了1种简化的发动机燃烧室-尾喷管一体化模型^[23-24]。计算域左侧和右侧虚线框分别设定为超声速入口和超声速出口条件,上下实线设定为滑移壁面边界条件。从燃烧室入口至上壁面拐点的水平长度设定为 L ,入口高度

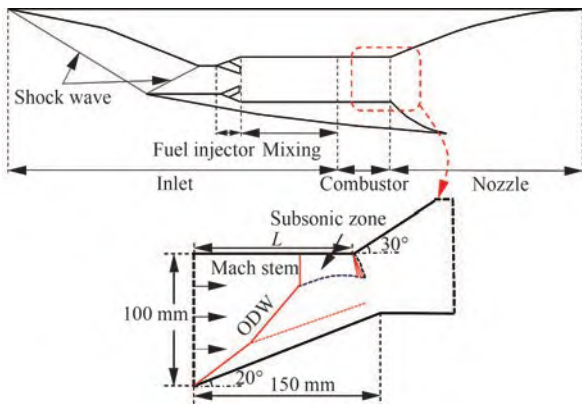


图1 斜爆轰发动机示意图和计算域示意图

Fig. 1 Schematic of the oblique detonation engine and the schematic of computational domain

100 mm, 楔面角度 20° , 上壁面膨胀角 30° 。来流高空参数参照飞行高度 30 km、飞行马赫数 9 选取。高空来流经前体压缩后进入燃烧室, 且燃烧室入口气流设定为完全预混且均匀的当量比为 1.0 的氢气-空气混合气体, 入口静温 $T=851.5\text{ K}$, 入口静压 $P=42.5\text{ kPa}$, 来流速度 $U=2\,473.4\text{ m/s}$ ^[25]。高超声速气流从左侧入口流入, 经过固体楔面压缩后形成以楔面为顶点的斜激波 (OSW), 激波压缩后温度升高至自点火温度, 诱发化学反应进一步形成斜爆轰波 (ODW), 斜爆轰波在上壁面反射后形成马赫杆 (Mach Stem)。

1.2 数值方法

爆轰波涉及激波与化学反应的强耦合, 其传播速度可达千米每秒量级, 黏性对自由空间宏观爆轰波系的影响不大。受限空间内, 黏性对爆轰波的影响主要体现在 2 个方面: 一是黏性耗散, 其会影响微观波系的演化过程, 二是激波/爆轰波与壁面边界层的相互干扰。全尺度数值解析多维、可压缩、高速反应流动十分困难, 针对特定的研究对象, 需要对物理模型以及控制方程进行一定程度的简化。本研究重点关注燃烧室内爆轰反射波系对动态楔面的响应规律, 初步探索楔面移动能否实现高速气流中斜爆轰的调控, 爆轰波面上的微流动波系以及爆轰波与壁面干扰诱导的边界层不是本文研究的重点, 为尽量降低外部复杂变量的引入对爆轰反射波系响应规律的干扰, 本文不考虑气流的黏性, 并以二维多组分无黏性 Euler 方

程作为控制方程, 其直角坐标系下其守恒形式为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{S} \quad (1)$$

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_n \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho_1 u \\ \vdots \\ \rho_n u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (e+p)u \end{bmatrix}, \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho_1 v \\ \vdots \\ \rho_n v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (e+p)v \end{bmatrix}, \mathbf{S} = \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \vdots \\ \omega_n \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$e = \rho h - p + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \quad (3)$$

式中: \mathbf{U} 为解向量; \mathbf{F} 、 \mathbf{G} 分别为 x 、 y 方向的无黏流通量; ω_i 为组分 i 的质量变化率; e 为单位质量气体的总能量。满足理想气体状态方程:

$$p = \sum_{i=1}^n \rho_i \frac{R_0}{W_i} T \quad (4)$$

其中: W_i 为组分 i 的摩尔质量; R_0 为通用气体常数, 取值是 $8.314\text{ J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$; ρ_i 为组分 i 的密度。

本文采用商用软件 Metacomp CFD++ 的二阶 TVD 型有限体积法对方程进行求解, 并利用 HLLC (Harten-Lax-van Leer Contact) 近似黎曼求解器对界面处的数值通量进行计算。时间推进采用显式的四阶龙格-库塔 (Runge-Kutta) 方法, CFL (Courant-Friedrich-Lewy) 数取 0.5。H₂-Air 化学反应模型采用经 Wilson 和 Maccormack^[26] 修正的 Jachimowski^[27] 9 组分 19 步基元反应机理^[28-30]。

楔面的动态调整是通过重叠网格技术实现的。重叠网格 (Overlapping Grids) 由 Steger 等^[31] 于 1983 年首先提出, 其核心思想是将计算域分成多个区块, 这些区块通过在重叠区域内进行网格插值来交换流场信息。作为计算流体力学中一种重要的方法^[32], 重叠网格已经广泛应用于航空航天领域^[33]。图 2 给出了本文所采用的计算网格分块示意图, 需要说明的是数值计算中实际采用的网格尺度要比图示小很多, 为了清晰展示网格块之间的关系, 图 2 对网格进行了稀疏化处理。本文设置楔面运动域 (蓝色网格) 和燃烧室流场背景域 (黑色网格) 2 套网格, 且将 2 套网格相衔接的区域进行重叠, 重叠区域的网格会实时更新,

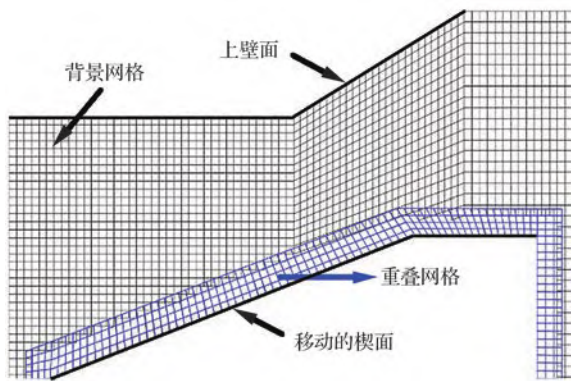


图2 重叠网格实现楔面移动示意图

Fig. 2 Schematic of overlapping grids for wedge surface movement

并进行流场数据的交换。蓝色网格紧贴楔面,跟随楔面一起运动,而不是传统的楔面在网格上运动。因此,楔面移动过程中不涉及楔面附近网格

变形或重构,不仅能始终保持壁面附近的网格质量,同时避免楔面运动速度对网格大小的依赖性,可实现对楔面速度的灵活调节。

1.3 网格验证

为测试网格大小对数值计算结果的影响,本小节以一维爆轰燃烧参数和受限空间内驻定的斜爆轰波系为例来进行说明,采用0.1 mm和0.2 mm 2套网格来计算爆轰参数。表1给出了不同网格下氢气-空气爆轰CJ状态与理论结果的对比结果,其中当量比为1.0,静温 $T=851.5$ K,静压 $P=42.5$ kPa。数值仿真中得到的稳定爆轰波波速与通过理论计算得出的CJ爆轰波波速几乎相等,最大误差不超过0.69%,对比结果表明本文选择的网格大小可以对爆轰波传播的相关问题进行准确地计算。

表1 一维爆轰波参数的数值与理论对比结果

Table 1 Comparison of numerical and theoretical predictions of the 1D detonation wave propagation

Result		T_{CJ}/K	P_{CJ}/Pa	$V_{CJ}/(m \cdot s^{-1})$
Theoretical		2 942	225 737	1 875
Numerical	$\Delta x=0.1$ mm	2 946	219 505	1 885
	$\Delta x=0.2$ mm	2 945	218 467	1 888
	Error ($\Delta x=0.1$ mm)/%	0.14	2.76	0.53
	Error ($\Delta x=0.2$ mm)/%	0.10	3.22	0.69

图3显示了网格尺寸分别为0.2 mm和0.1 mm的网格计算得到的流场。从图3(a)可以看到,2种网格尺寸所对应的压力等值线几乎重合。为进一步定量分析,图3(b)给出了 $y=0.075$ m线上的流场温度和压力曲线。不同网格尺度下的2条压力(温度)曲线几乎重合,说明大小不同的2套网格计算所得到的燃烧室内流场参数分布具

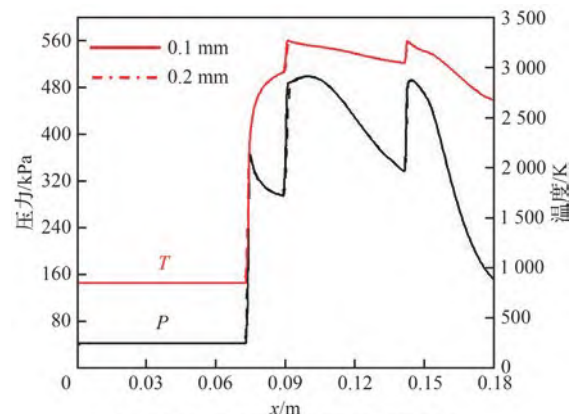
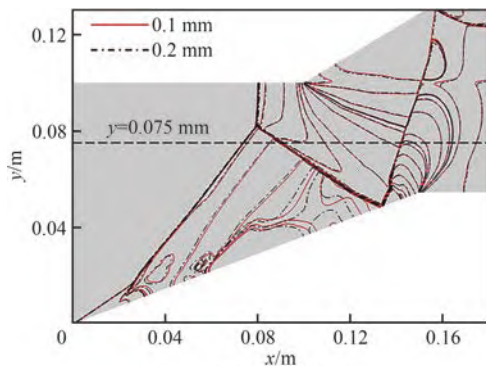
(b) $y=0.075$ m直线的温度和压力变化曲线

图3 网格无关性对比结果

Fig. 3 Grid independence comparison results

有较强的一致性。0.2 mm的网格分辨率准确捕捉到斜爆轰宏观波系结构,当前采用的网格尺寸不会对数值模拟结果产生较大的影响。因此,本文中的计算算例均采用0.2 mm网格的网格尺度。



(a) 压力等值线

2 结果与讨论

2.1 斜爆轰反射波系特征

理想设计点工作时,燃烧室内斜爆轰波的反射点应当位于上壁面拐点处^[20],此时斜爆轰波稳定且拐点后方不存在大面积的高温回流区。在实际飞行过程中,宽域飞行、机动飞行以及加减速等会导致斜爆轰波偏离设计状态。当斜激波/斜爆轰波与壁面的夹角过大,会发生马赫反射。马赫杆后的滑移线与上壁面会构成收缩扩张型的流道,并存在1个声速喉道^[34]。当上壁面为有限长度即存在拐角时,图1(b)所示,膨胀波会干扰马赫杆后的亚声速区,降低亚声速区下游的压力,进而影响马赫杆的位置。随着上壁面长度的增加,拐角向下游移动,其对马赫杆的削弱作用减小,马赫杆的位置就会向上游移动^[35]。

本文以燃烧室上壁面水平段的长度 L 作为变量,图4给出了非理想状态下斜爆轰的温度流场,来流参数和楔面角度已经在1.1节中介绍,图中黑色点划线是声速线,黑色实线表示前导激波位

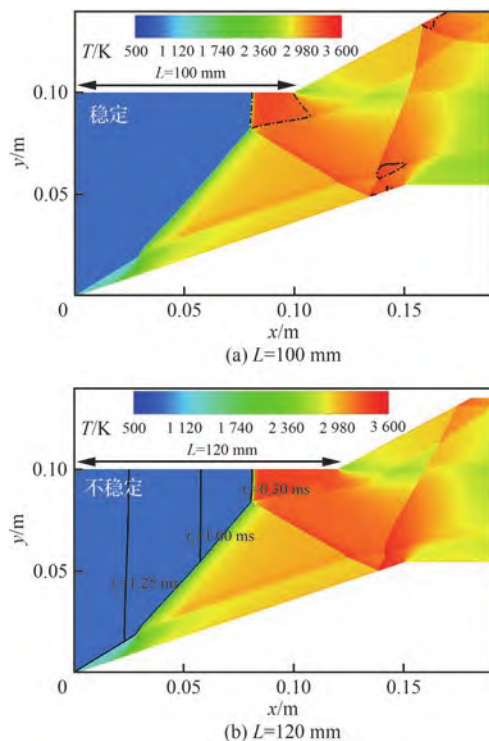


图4 斜爆轰波温度流场

Fig. 4 Temperature field of oblique detonation waves

置。图4(a)展示了 $L=100$ mm时稳定的马赫反射流场结构。可以看出,受限空间内斜爆轰马赫反射波系主要由马赫杆、反射激波、滑移线以及二次反射激波等组成,并且马赫杆后存在一处较大的亚声速区。增大 L 至120 mm,则产生了不稳定的马赫反射结构(见图4(b))。图4(b)中马赫杆向燃烧室上游移动并逐渐增大,最终会冲出燃烧室。本文后续研究主要针对上述稳定和 unstable 马赫反射波系,利用重叠网格技术模拟实际工作过程中楔面沿水平方向的平移过程,探究楔面移动速度和开始移动时间对马赫反射波系的调控作用。

为了定量地分析燃烧室内流场非定常演化过程中马赫杆的发展情况,图5中给出了驻定和非驻定马赫杆位置和运动速度随时间的变化。马赫杆位置以压力高于50 kPa的起跳点来确定,运动速度根据位置对时间导数得到。从

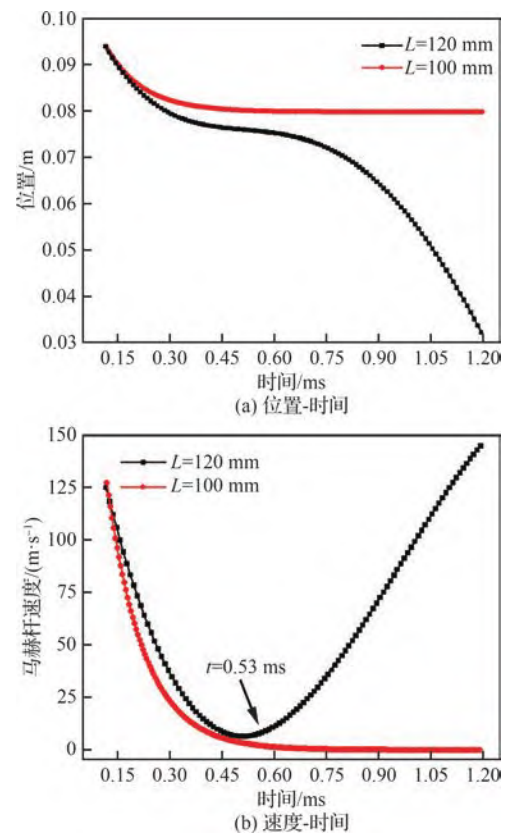


图5 $L=100$ mm和 $L=120$ mm时的马赫杆位置-时间和速度-时间图像

Fig. 5 Mach stem position-time and velocity-time diagrams for $L=100$ mm and $L=120$ mm

图5(a)的位置曲线可知,当马赫反射刚刚发生时,驻定马赫杆和非驻定马赫杆的演化轨迹有一小段是重合的,这意味着初始阶段仅通过位置变化无法断定马赫杆是否能够驻定。极短的时间后,2条曲线的演化轨迹开始分离,传播速度也有了显著的区别。无论是驻定马赫杆还是非驻定马赫杆,马赫反射刚发生时,其相对来流的运动速度都接近125 m/s。但对于驻定马赫杆,运动速度会逐渐下降并趋近于0,并最终保持不变。对于非驻定马赫反射波系,随着时间的推移,马赫杆会逐渐增长、向上游移动,其运动速度的变化表现为先减速再加速。减速过程中,马赫杆运动速度逐渐下降且趋近于0,斜爆轰波系也趋于稳定,演化特征与驻定结构相似。在加速过程中,马赫杆加速前传,波系失稳。

当高超声速来流通过1个收缩流道时,会流经1个使流体达到声速的喉道。若喉道的面积不能容纳全部气流通过,便会引发流动壅塞。此时,壅塞区域的静压和温度将显著增加,这种急剧的升压和升温不仅会对壅塞处的上游和下游流动产生影响,而且会驱动流道内产生正爆轰波或正激波向上游传播。在本研究中,通过判断流场中是否能产生持续向上游传播的正爆轰波来

确定流动壅塞的发生,壅塞发生时来流会在爆轰波后以亚声速流动。

为分析非驻定马赫杆波系加速失稳的原因,图6展示了非驻定马赫杆结构的失稳过程,其中黑色点划线是声速线。可以看出,不稳定爆轰波系发展的初期与稳定波系展现出相似的特征,随着马赫杆向上游移动,马赫杆后方的亚声速区明显增加,在下壁面产生了二次反射激波。当二次反射激波越过下壁面拐点并作用于楔面时,通过滑移线形成了2个独立的小亚声速区。这些小亚声速区随着二次反射激波的移动逐渐合并并继续向上游移动($t=0.39$ ms),如图6(a)~图6(c)所示。当 $t=0.53$ ms时(见图6(d)),尽管马赫杆继续向上游移动,但此阶段马赫杆后方亚声速区变化较小,而二次反射激波后的亚声速区快速发展,导致激波角度增大,此时流场处于壅塞初期。直到 $t=0.70$ ms(见图6(f)),由于二次反射激波作用于上壁面导致波后压力上升,使得马赫杆后方的亚声速区和二次发射激波诱导的亚声速区合并,流场处于完全壅塞状态,此后马赫杆进入加速前传阶段。该过程中马赫杆的速度变化趋势与图5中非驻定马赫杆运动速度的变化是一致的,说明加速期是由于二次反射激波对马赫杆及其后方亚声速区的扰动作用引起。

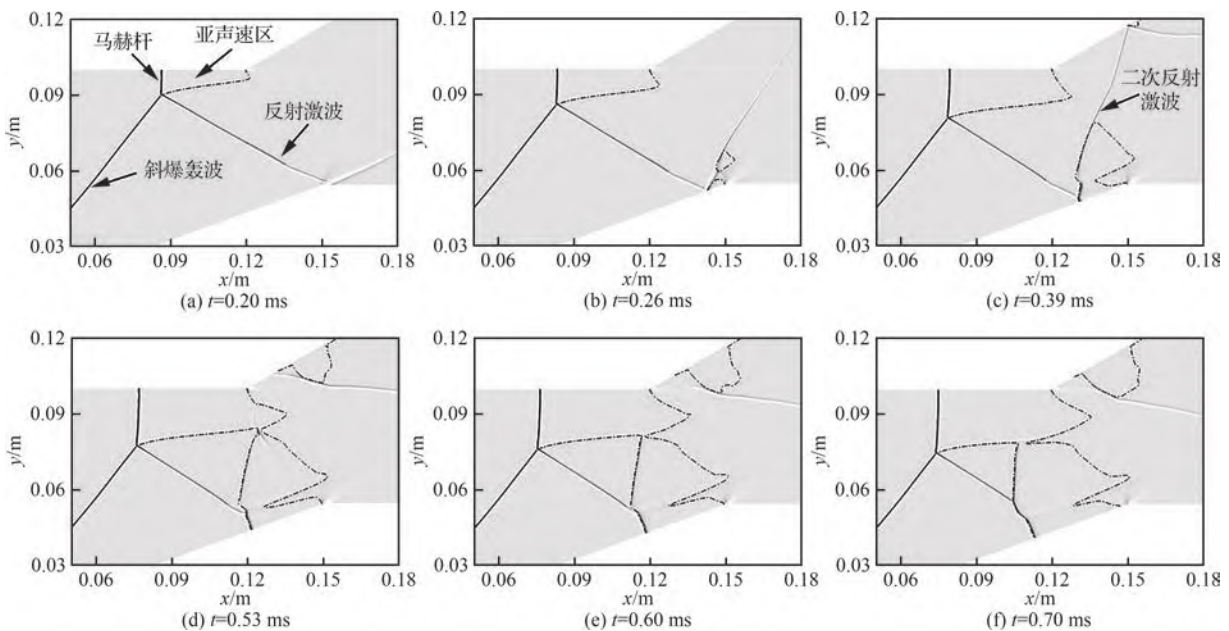


图6 非驻定马赫杆结构的失稳过程

Fig. 6 Destabilization process of the unstable Mach stem structure

2.2 楔面移动对驻定马赫反射结构的调控作用

以往受限空间内的斜爆轰波结构研究已经指出^[20-24],斜爆轰波与壁面相互作用点位于拐点下游时,会诱导产生相对稳定的回流区结构。当斜爆轰波在上壁面产生马赫反射时,通过移动楔面可以改变斜爆轰波与上壁面作用点的位置,从而削弱甚至消除马赫反射。本节基于图4(a)所示的驻定斜爆轰波系,固定楔面移动距离为1.5 cm,将楔面移动速度 V 作为变量,分别取 $V=50$ m/s、25 m/s、10 m/s和2.5 m/s,以研究在不同楔面移动条件下驻定马赫反射流场的演化过程。

以图4(a)所示的驻定马赫反射结构为基础流场,选取波系驻定后 $t=1.00$ ms作为初始时刻移动楔面,以不同的速度移动楔面,同时记录马赫杆高度的变化,得到了如图7所示的马赫杆高度随时间变化的曲线。本节固定移动距离为1.5 cm,仅以移动速度作为变量,因此楔面停止移动的时间是不同的。当移动楔面速度较快($V=50$ m/s)时,在 $t=1.3$ ms时刻即停止移动,而楔面移动较慢($V=2.5$ m/s)时, $t=7$ ms楔面停止移动。可以看出,无论以较高速度还是以较低速度移动楔面,马赫杆高度都经历了先增大然后减小最终消失的过程,这种现象会随着移动速度的增大而更为明显。楔面移动速度的影响还体现在马赫杆消失的时间,速度越大,马赫杆减小至消失的时间越短。当楔面以50 m/s的速度

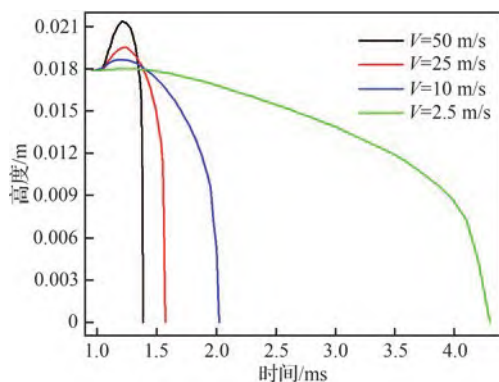


图7 驻定结构在不同移动速度下调控过程马赫杆的高度变化

Fig. 7 Variation in the height of the Mach stem during the control process for the stationary structure at different movement speeds

移动时,楔面停止移动后,打在上壁面的斜爆轰波形成的马赫杆仍然继续向下游移动;当楔面移动速度较小时,马赫杆和楔面同时向下游移动,且楔面停止移动前波系结构已经完成由马赫杆结构到回流区结构的过渡。

为了分析楔面移动作用下的驻定马赫反射波系发展过程,图8和图9分别给出了楔面移动速度 $V=50$ m/s和2.5 m/s的温度场随时间的演化过程,图中的黑色实线是声速线。从图8中可以看出,流场中整体波系结构因楔面的移动发生了变化,爆轰波作用在上壁面的位置逐渐向下游移动,反射激波后的亚声速区逐渐减小直至消失,最终在1.50 ms时,流场演化为回流区结构。在流动波系调控的过程中,波面的稳定落后于楔面调控完成时刻。在楔面移动的初始阶段,楔面顶端诱导的斜激波结构随楔面快速向下游移动,由于空间差异,斜爆轰波和马赫杆结构保持原有特性不变,波系的调整滞后于斜激波,宏观上表现为斜激波牵引爆轰波和马赫杆移动,如图8(a)和图8(b)所示。随着楔面继续向下游移动,马赫杆后亚声速区明显减小,如图8(c)和图8(d)所示。楔面停止移动后,波系结构的变化主要体现在马赫杆后亚声速区继续减小,直至稳定在上壁面拐点后方形形成回流区。

作为对比,移动速度 $V=2.5$ m/s的流场演化过程如图9所示。马赫杆驻定后,同样令楔面在 $t=1.00$ ms时开始移动, $t=7.00$ ms时楔面停止移动。可以看到不同移动速度下流场的演化过程是类似的,随着时间的推移最终都发展为回流区结构。值得注意的是,该移动速度下,流场在 $t=4.30$ ms时就已经形成了稳定的回流区波系,波系的稳定早于楔面的调控完成时刻。调控过程中,开始调整时爆轰波面随楔面整体向下游移动,调控初期马赫杆高度没有明显变化,在后续的调控过程中,马赫杆高度单调减小直至消失形成回流区结构,二次反射激波最终稳定在楔面下游。

上述结果表明,对于马赫杆驻定的爆轰波系,固定移动距离不变,楔面移动速度的大小不影响最终的调控结果。调控结束后的流场结构相对一致,表现为斜爆轰波作用在上壁面拐点后方形形成亚声速区,滑移线附近亚声速区消失,

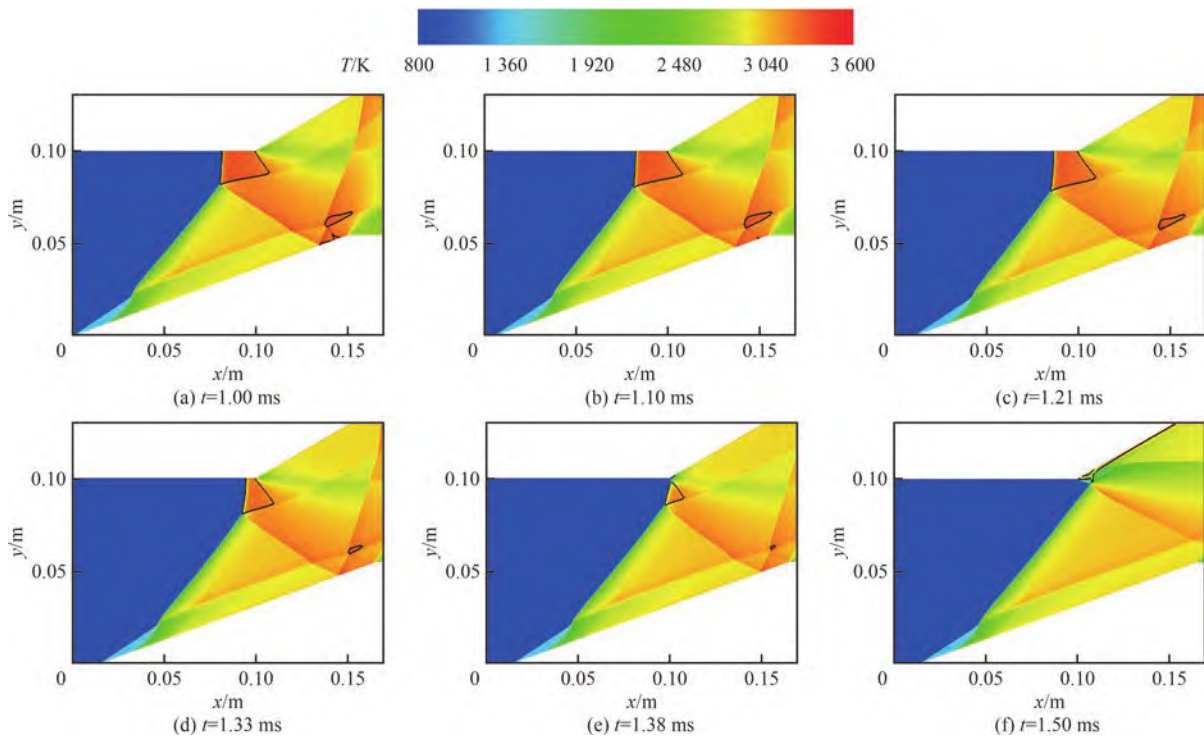


图 8 斜爆轰波系演化流场(马赫杆稳定后楔面开始移动,移动距离 1.5 cm,移动速度 50 m/s)

Fig. 8 Evolutionary flow field of oblique detonation waves (with the stabilized Mach stem, and following this, the wedge begins to move with a distance of 1.5 cm and a velocity of 50 m/s)

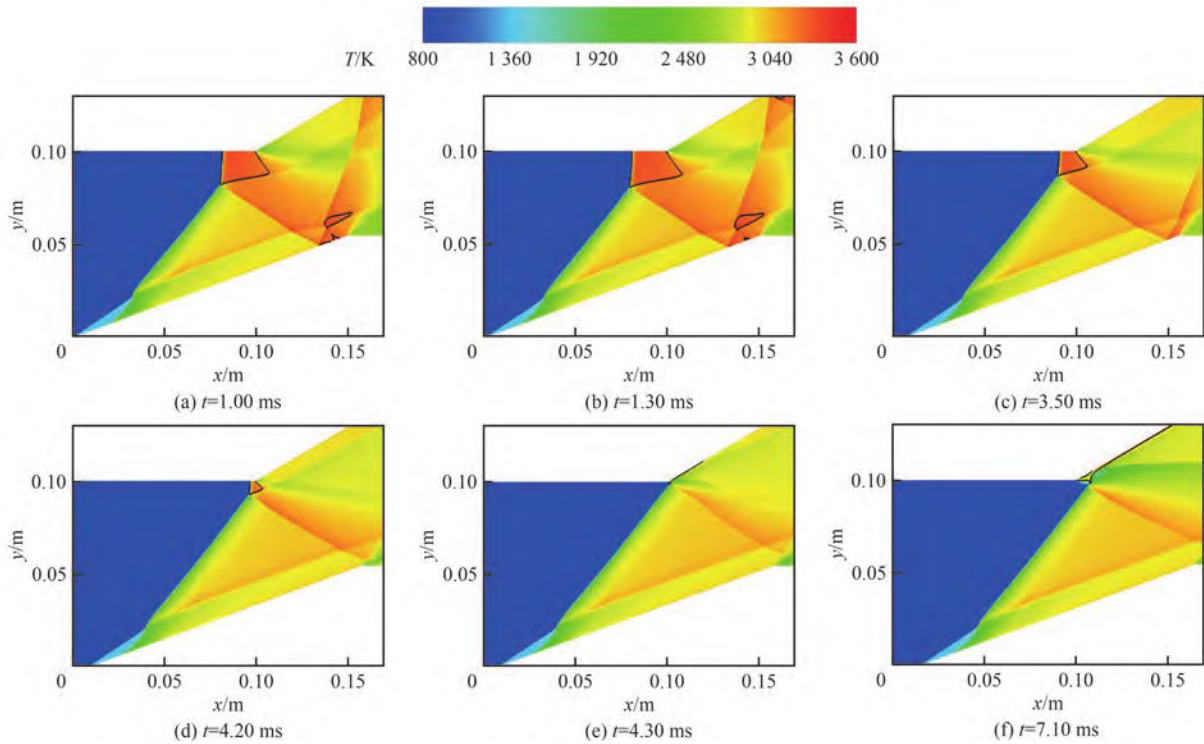


图 9 斜爆轰波系演化流场(马赫杆稳定后楔面开始移动,移动距离 1.5 cm,移动速度 2.5 m/s)

Fig. 9 Evolutionary flow field of oblique detonation waves (with the stabilized Mach stem, and following this, the wedge begins to move with a distance of 1.5 cm and a velocity of 2.5 m/s)

二次反射激波作用在楔面水平段。调控过程中,楔面移动使马赫杆的位置向下游移动,马赫杆高度在驻定的基础上继续增大,然后随楔面的移动逐渐减小直至消失,且这种现象会随着楔面移动速度的增大而更为明显。当楔面以较小的速度移动时,虽然需要更多的时间完成波系结构的转变,但在楔面停止移动前已经完成了向回流区波系的转换。

2.3 楔面移动对非驻定马赫反射结构的调控作用

相较于驻定马赫反射结构,非驻定马赫反射结构的情况更为复杂。牛淑贞等^[23]的研究表明,非驻定马赫反射波系波面的结构和位置随时间变化,具有长期累积、突然加速的特点,因此楔面移动能否有效抑制不稳定波系结构的发展,是

一个需要进一步深入研究的问题。针对非驻定马赫反射结构,考虑到波系结构的非定常特性,选取楔面开始移动的时刻作为移动策略的主要变量,固定楔面移动距离为 3.5 cm,移动速度为 50 m/s。

基于图 4(b)所示的不稳定反射波系,在马赫反射结构的演化过程中选取 3 个具有代表性的时刻,其基本流场结构如图 10 所示,图中黑色实线是声速线。当斜爆轰波作用在上壁面,马赫杆形成的时刻作为 t_1 时刻;当马赫杆继续向上游发展,楔面上的反射激波作用在上壁面拐点后方时作为 t_2 时刻;当马赫杆后方的亚声速已经合并,流动壅塞已经形成时作为 t_3 时刻。以这 3 个时刻的流场状态作为初始流场,研究在不同时刻开始移动楔面,爆轰波系对楔面移动的动态响应特性。

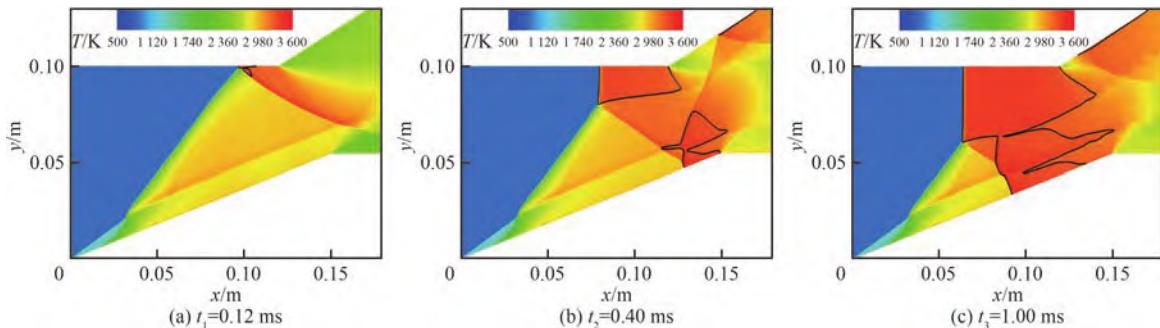


图 10 非驻定斜爆轰流场在不同时刻的温度场

Fig. 10 Temperature field of non-stationary oblique detonation flow at different instants

在 t_3 时刻,楔面上的二次反射激波已经绕过上壁面拐点,并作用在马赫杆后方的亚声速区。根据前面的分析, t_3 时刻后马赫杆将沿斜爆轰波向上游加速运动,此时正爆轰波持续向上游传播,流动壅塞已经形成。此时开始移动楔面,得到了图 11 所示的流场演化过程,图中黑色实线是声速线。可以看出,楔面的移动并未能阻止马赫杆的前传,二次反射激波依旧随马赫杆向上游运动。在这个运动过程中,反射激波一直作用于马赫杆后的亚声速区,引起的压力上升持续传递到马赫杆处,马赫杆加速向上游运动,直至整个波系传出入口。尽管移动楔面未能阻止马赫杆的失稳,但楔面的移动削弱了二次反射激波后高压区继续发展的趋势,抑制了反射激波对亚声速区

的影响,向上游加速运动的马赫杆也因楔面的移动经历了短暂的扰动。这一现象表明,移动楔面对不稳定波系的发展具有一定的抑制作用。

在 t_2 时刻开始移动楔面的波系演化过程如图 12 所示,图中黑色实线是声速线。在移动楔面前,反射激波穿过滑移线形成的 2 个小亚声速区已经完成合并,上下壁面附近的亚声速区也有继续合并的趋势。移动楔面的介入有效阻止了二次反射激波持续作用在马赫杆后的亚声速区,最终实现了对不稳定波系的调控。楔面开始移动时,马赫杆持续向上游运动,带动上壁面下方的亚声速区继续发展,二次反射激波作用于亚声速区,且波后高压区的面积有进一步增大的趋势,如图 12(a)~图 12(c) 所示。受到楔面移动的

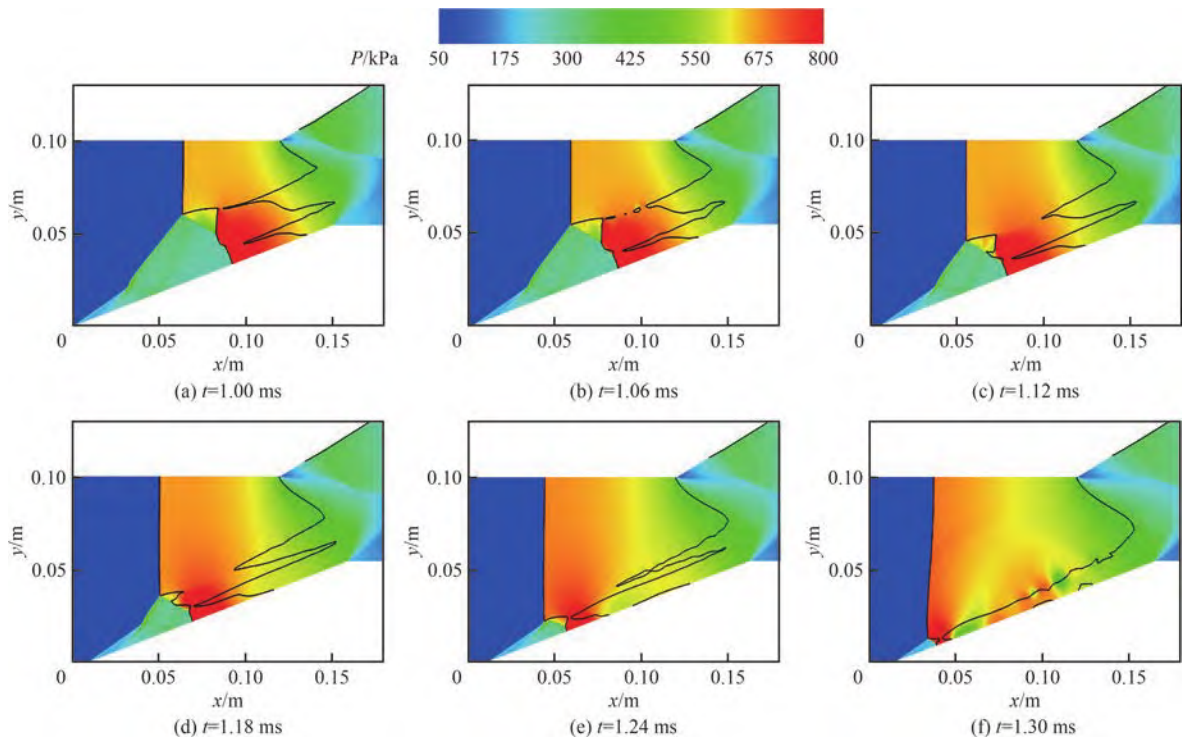


图 11 斜爆轰波流场演化过程: $t_3 = 1.00$ ms 时开始调整楔面, 移动距离 3.5 cm, 移动速度 50 m/s
 Fig. 11 Evolutionary process of oblique detonation wave flow field: Adjustments to the wedge surface commence at $t_3 = 1.00$ ms, with a movement distance of 3.5 cm and a velocity of 50 m/s

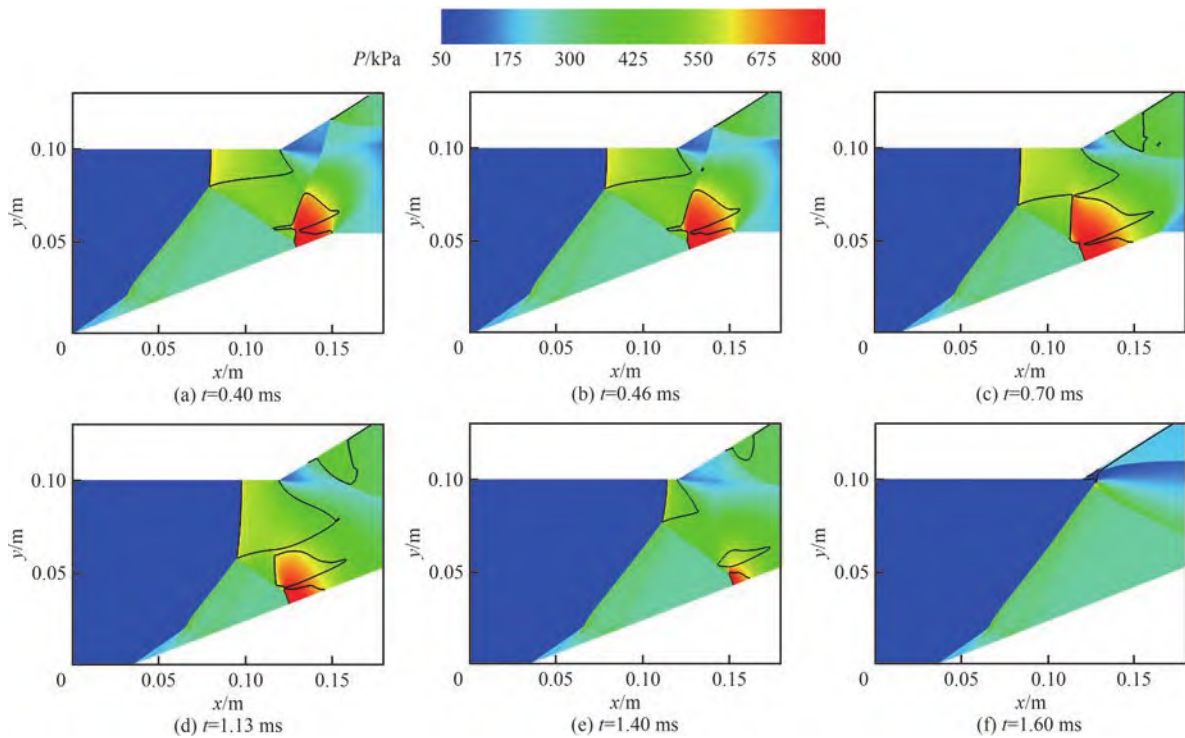


图 12 斜爆轰波流场演化过程: $t_2 = 0.40$ ms 时开始调整楔面, 移动距离 3.5 cm, 移动速度 50 m/s
 Fig. 12 Evolutionary process of oblique detonation wave flow field: Adjustments to the wedge surface commence at $t_2 = 0.40$ ms, with a movement distance of 3.5 cm and a velocity of 50 m/s

持续影响,马赫杆开始向下游移动,上下壁面附近已经融合的亚声速区面积减小出现分离(见图12(d)),反射激波随着楔面的移动向下游移动,不再作用于上壁面下方的亚声速区,滑移线上下形成的小亚声速区逐渐减小直至消失,最终波系完成了向回流区结构的转变。整个过程中,马赫杆的高度表现出明显的先增大后减小,最终消失的现象。

图13展示了 $t_1=0.12$ ms时开始移动楔面的

波系演化过程,移动楔面完成了从不稳定波系到稳定波系的转变。波系结构的演化与 t_2 时刻开始调控的现象类似,楔面移动阻止了马赫杆的发展,但存在一定的滞后。在楔面移动初期,马赫杆在向上游运动的同时高度继续增大,随着楔面继续向下游移动,马赫杆开始反向向下游移动,流场中的亚声速区和反射激波后的高压区逐渐减小,波系整体向下游移动,最终亚声速区稳定在上壁面拐点后方,马赫杆消失演变为回流区波系。

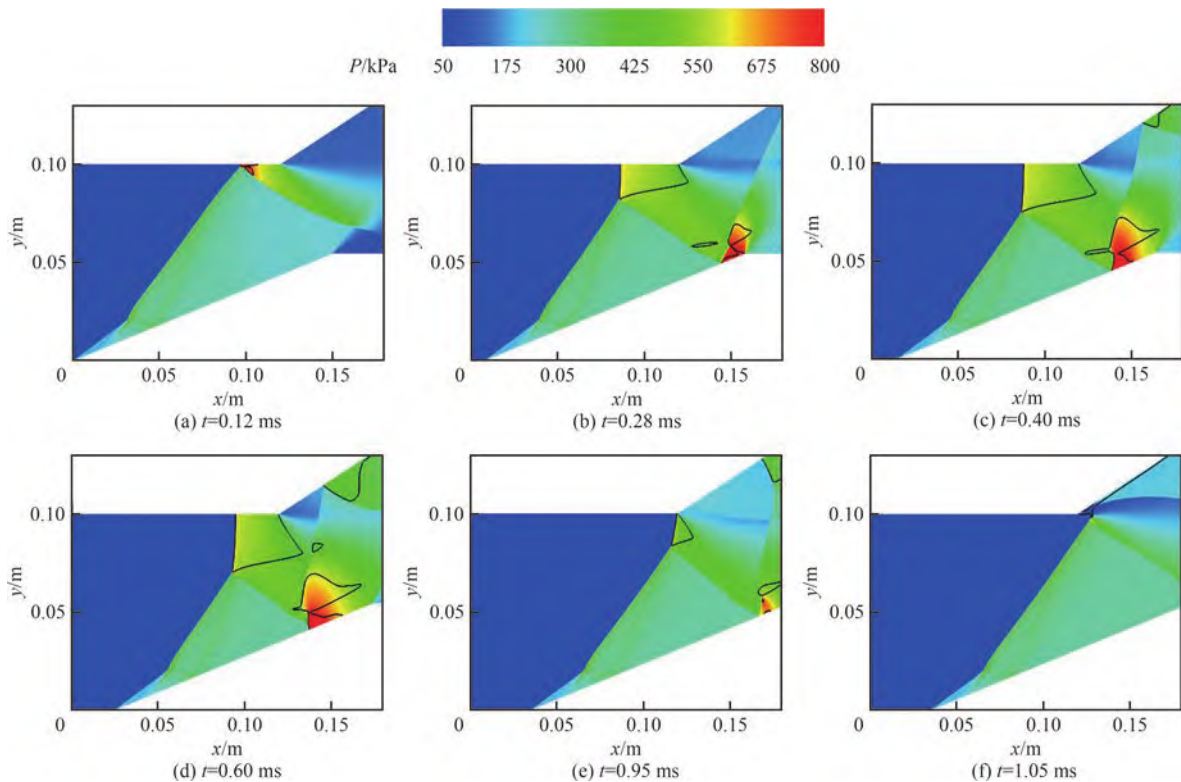


图13 斜爆轰波流场演化过程: $t_1=0.12$ ms时开始调整楔面,移动距离3.5 cm,移动速度50 m/s(黑色实线是声速线)
Fig. 13 Evolutionary process of oblique detonation wave flow field: Adjustments to the wedge surface commence at $t_1=0.12$ ms, with a movement distance of 3.5 cm and a velocity of 50 m/s (the black solid line represents the sound speed line)

调控过程中马赫杆的高度和位置随时间变化的关系如图14所示。研究表明,在波系失稳的早期,即马赫杆靠近下游的情况下,通过移动楔面使非驻定的马赫杆重新稳定的难度较小。然而,随着马赫杆进一步向上游发展,楔面移动将很难抑制失稳波系的发展。楔面移动对于波系的影响存在明显的滞后性,楔面开始移动后,不稳定的马赫杆继续发展,向上游运动的同时高度增大。在成功调控的情况下,马赫杆先减速到

0再反向向下游移动,马赫杆的高度呈现出先继续增大后减小的非单调变化,最终马赫杆结构消失演变为稳定的回流区波系。对于调控失败的情况,楔面的移动虽然可以减缓马赫杆的失稳,但最终仍然无法阻止失稳。从调控效果的视角分析,移动楔面对于调控燃烧室内的非驻定波系结构显示出了潜在的有效性,关键在于必须在波系演化的早期阶段及时进行,且需要一定的调控准则来指导整个过程。此外,除了楔面水平方向

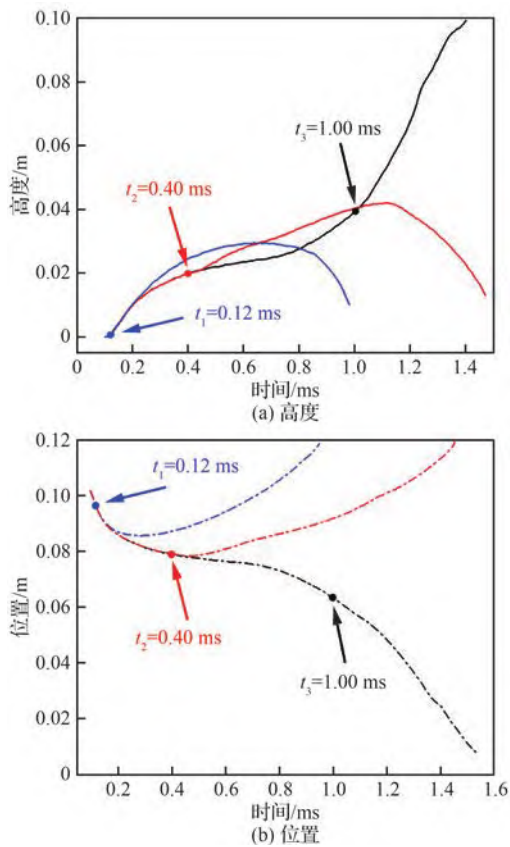


图 14 非驻定结构在不同时刻开始调控马赫杆的位置和高度变化

Fig. 14 Non-stationary structure undergoes control at different instants, illustrating the changes in the position and height of the Mach stem

的移动,通过楔面旋转来调控波系结构是否有效也是一个值得进一步探讨的问题。

在受限空间内,通过移动楔面可以实现从驻定马赫反射结构到回流区结构的调控。对于非驻定马赫反射结构,成功调控的关键在于选择适当的楔面移动策略。考虑到非驻定马赫杆运动速度的特点,将整个失稳过程分为减速和加速 2 个阶段进行研究。选取马赫杆运动过程中部分时刻的速度,并以不同的楔面移动速度进行调控,将数值仿真结果与支持向量机(Support Vector Machine, SVM)方法^[36]结合,找出速度决策边界以指导调控。如图 15 所示,默认马赫杆减速阶段的速度为负数,得到速度决策边界 $V_w = 1.52 V_{MS} + 65$,对于速度决策边界上方的速度组合 ($V_w > 1.52 V_{MS} + 65$),移动楔面均可成功调控。对于马赫杆加速阶段,位于速度决策边界上

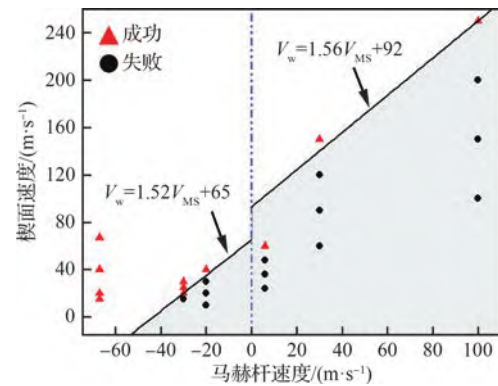


图 15 楔面速度和马赫杆速度对流动调控结果的影响
Fig. 15 Relationship between control results and combinations of wedge speed and Mach stem velocity

方的速度组合 ($V_w > 1.56 V_{MS} + 92$),也可以实现成功调控。总之,成功调控所需的最小楔面速度随波系的发展而增大。速度边界在 $V_{ms} = 0$ 时出现间断,此时流动壅塞即将形成,后续时刻的调控需要更大的移动速度来抑制流动壅塞的发展。

本文考虑高空飞行和进气道预压缩,研究了楔面移动对斜爆轰波系结构动态响应特性的影响规律,重点在于考察楔面移动能否实现非驻定爆轰波系的再稳定。因此,本文构建了一个简化的二维燃烧室-尾喷管模型,也没有考虑燃料-空气的非均匀掺混过程以及来流的非定常特征。需要说明的是,本文研究所采用的网格尺度适合于捕捉爆轰波的宏观结构,并不能再现波面的三波结构。高温混气中斜爆轰波面上的胞格结构需要微米量级尺度的网格来求解^[37-38],这对于工程尺度的燃烧室模拟而言计算成本过大。本研究是对斜爆轰发动机内部楔面调控技术的探索,楔面移动作为一种有效的调控手段,可以改变燃烧室内的流动环境,不仅为理解和改善复杂内流环境提供了新的视角,也为宽域飞行条件下爆轰波系的稳定燃烧提供基础支撑。

3 结论

受限空间内斜爆轰波与上壁面直接干扰会产生马赫杆和回流区两类典型的波系,其中马赫杆波系存在驻定和非驻定 2 种情况。为了实现非驻定马赫杆爆轰波系的调控,本文采用重叠网格技术实现楔面移动,并利用数值模拟来研究楔面移动对非定常爆轰反射波系演变特征的影响

规律,主要结论如下:

1) 对于驻定马赫反射结构,向下游移动楔面可以将马赫杆波系转变为回流区波系。楔面移动速度大小会影响波系演化过程:马赫杆高度表现为先增大后减小的非单调变化,这种现象会随楔面移动速度的增大变得更加明显。

2) 对于非驻定马赫反射结构,在马赫杆形成初期,移动楔面能够成功抑制下壁面二次反射激波对亚声速区的干扰,使马赫杆逐渐减速,并向下游移动,最终稳定在上壁面拐点后方,形成回流区主导的爆轰波系。当楔面开始调控的时刻处于马赫杆前传加速期或楔面移动速度较小时,流动发生壅塞,移动楔面无法使马赫杆减速,最终爆轰波系失稳。

3) 实现爆轰波系再驻定的临界楔面移动速度 V_w 依赖于马赫杆的传播速度 V_{MS} ,两者线性相关。马赫反射波系减速阶段,临界 V_w 随着 V_{MS} 绝对值的减小而增大;马赫反射波系加速阶段,临界 V_w 随着 V_{MS} 绝对值的增大而增大。借助于 SVM 方法快速分析数值结果,找到临界 V_w 和 V_{MS} 的关系,可快速获取成功调控爆轰波系的最小楔面移动速度,有助于更有效地组织斜爆轰燃烧。

参 考 文 献

- [1] PRUSSI M, LEE U, WANG M, et al. CORSIA: The first internationally adopted approach to calculate life-cycle GHG emissions for aviation fuels[J]. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2021, 150: 111398.
- [2] LIAO W J, FAN Y, WANG C N, et al. Emissions from intercity aviation: An international comparison[J]. *Transportation Research Part D: Transport and Environment*, 2021, 95: 102818.
- [3] CONTRERAS A. Hydrogen as aviation fuel: A comparison with hydrocarbon fuels[J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 1997, 22(10-11): 1053-1060.
- [4] PETRESCU R V V, MACHÍN A, FONTÁNEZ K, et al. Hydrogen for aircraft power and propulsion[J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2020, 45(41): 20740-20764.
- [5] DONG G, FAN B C. Chemistry acceleration modeling of detonation based on the dynamical storage/deletion algorithm[J]. *Combustion Science and Technology*, 2009, 181(9): 1207-1216.
- [6] WOLAŃSKI P. Detonative propulsion[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2013, 34(1): 125-158.
- [7] ZHANG B, MEHRJOO N, NG H D, et al. On the dynamic detonation parameters in acetylene-oxygen mixtures with varying amount of argon dilution[J]. *Combustion and Flame*, 2014, 161(5): 1390-1397.
- [8] ZHANG Y N, YANG P F, TENG H H, et al. Transition between different initiation structures of wedge-induced oblique detonations[J]. *AIAA Journal*, 2018, 56(10): 4016-4023.
- [9] WANG K, YU X D, ZHANG Y K, et al. Studies on the valveless scheme to produce high-frequency detonations with different purge methods[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2023, 39(3): 2825-2834.
- [10] 吴颖川, 贺元元, 贺伟, 等. 吸气式高超声速飞行器机体推进一体化技术研究进展[J]. *航空学报*, 2015, 36(1): 245-260.
- [10] WU Y C, HE Y Y, HE W, et al. Progress in airframe-propulsion integration technology of air-breathing hypersonic vehicle[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2015, 36(1): 245-260 (in Chinese).
- [11] SZIROCZAK D, SMITH H. A review of design issues specific to hypersonic flight vehicles[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2016, 84: 1-28.
- [12] FRY R, FRY R. The U.S. navy's contributions to air-breathing missile propulsion technology: AIAA-2011-6942[R]. Reston: AIAA, 2011.
- [13] SEHRA A K, WHITLOW W. Propulsion and power for 21st century aviation[J]. *Progress in Aerospace Sciences*, 2004, 40(4-5): 199-235.
- [14] LI C P, KAILASANATH K, ORAN E S. Detonation structures behind oblique shocks[J]. *Physics of Fluids*, 1994, 6(4): 1600-1611.
- [15] VIGUIER C, GOURARA A, DESBORDES D. Three-dimensional structure of stabilization of oblique detonation wave in hypersonic flow[J]. *Symposium (International) on Combustion*, 1998, 27(2): 2207-2214.
- [16] ZHANG B, BAI C H. Methods to predict the critical energy of direct detonation initiation in gaseous hydrocarbon fuels - An overview[J]. *Fuel*, 2014, 117(PART A): 294-308.
- [17] TENG H H, NG H D, LI K, et al. Evolution of cellular structures on oblique detonation surfaces[J]. *Combustion and Flame*, 2015, 162(2): 470-477.
- [18] LU F K, FAN H Y, WILSON D R. Detonation waves induced by a confined wedge[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2006, 10(8): 679-685.
- [19] FAN H Y, LU F K. Numerical modelling of oblique shock and detonation waves induced in a wedged channel

- [J]. Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part G: Journal of Aerospace Engineering, 2008, 222(5): 687-703.
- [20] WANG K L, TENG H H, YANG P F, et al. Numerical investigation of flow structures resulting from the interaction between an oblique detonation wave and an upper expansion corner [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2020, 903: A28.
- [21] 彭俊, 马嘉文, 杨鹏飞, 等. 斜爆轰波系在受限空间内的演变及其临界条件的数值研究[J]. 推进技术, 2021, 42(4): 738-744.
- PENG J, MA J W, YANG P F, et al. Numerical study on structural evolution and transitional criteria of oblique detonation waves in confined space[J]. Journal of Propulsion Technology, 2021, 42(4): 738-744 (in Chinese).
- [22] 刘彧, 周进, 林志勇. 来流边界层效应下斜坡诱导的斜爆轰波[J]. 物理学报, 2014, 63(20): 204701.
- LIU Y, ZHOU J, LIN Z Y. Ramp-induced oblique detonation wave with an incoming boundary layer effect [J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(20): 204701 (in Chinese).
- [23] 牛淑贞, 杨鹏飞, 杨旸, 等. 来流速度突变对斜爆轰反射波系驻定特性影响的数值研究[J]. 中国科学: 物理学、天文学, 2023, 53(3): 164-176.
- NIU S Z, YANG P F, YANG Y, et al. Numerical study on the influence of inlet velocity discontinuity on the stationary characteristics of oblique detonation reflected wave system [J]. Scientia Sinica Physica, Mechanica & Astronomica, 2023, 53(3): 164-176 (in Chinese).
- [24] WANG K L, ZHANG Z J, YANG P F, et al. Numerical study on reflection of an oblique detonation wave on an outward turning wall [J]. Physics of Fluids, 2020, 32(4): 046101.
- [25] TENG H H, TIAN C, ZHANG Y N, et al. Morphology of oblique detonation waves in a stoichiometric hydrogen-air mixture [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2021, 913: A1.
- [26] WILSON G J, MACCORMACK R W. Modeling supersonic combustion using a fully implicit numerical method [J]. AIAA Journal, 1992, 30(4): 1008-1015.
- [27] JACHIMOWSKI C J. Analytical study of the hydrogen-air reaction mechanism with application to scramjet combustion [J]. Washington, D.C.: NASA, 1988.
- [28] CHOI J Y, SHIN E J R, JEUNG I S. Unstable combustion induced by oblique shock waves at the non-attaching condition of the oblique detonation wave [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2009, 32(2): 2387-2396.
- [29] CHOI J Y, JEUNG I S, YOON Y. Computational fluid dynamics algorithms for unsteady shock-induced combustion, part 1: Validation [J]. AIAA Journal, 2000, 38(7): 1179-1187.
- [30] CHAPUIS M, FEDINA E, FUREBY C, et al. A computational study of the HyShot II combustor performance [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34(2): 2101-2109.
- [31] BENEK J, BUNING P, STEGER J. A 3-D chimera grid embedding technique: AIAA-1985-1523 [R]. Reston: AIAA, 1985.
- [32] 陈作斌, 江雄, 周铸, 等. 计算流体技术及应用 [J]. 中国科学: 技术科学, 2008, 38(5): 657-670.
- CHEN Z B, JIANG X, ZHOU Z, et al. Computational fluid technology and its application [J]. Scientia Sinica Technologica, 2008, 38(5): 657-670 (in Chinese).
- [33] PREWITT N C, BELK D M, SHYY W. Parallel computing of overset grids for aerodynamic problems with moving objects [J]. Progress in Aerospace Sciences, 2000, 36(2): 117-172.
- [34] GAO B, WU Z N. A study of the flow structure for Mach reflection in steady supersonic flow [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2010, 656: 29-50.
- [35] WANG K L, YANG P F, TENG H H. Steadiness of wave complex induced by oblique detonation wave reflection before an expansion corner [J]. Aerospace Science and Technology, 2021, 112: 106592.
- [36] CORTES C, VAPNIK V. Support-vector networks [J]. Machine Learning, 1995, 20(3): 273-297.
- [37] ABISLEIMAN S, BIELAWSKI R, RAMAN V. High-fidelity simulation of oblique detonation waves: AIAA-2024-1656 [R]. Reston: AIAA, 2024.
- [38] DESAI S, TAO Y J, SIVARAMAKRISHNAN R, et al. Effects of non-thermal termolecular reactions on wedge-induced oblique detonation waves [J]. Combustion and Flame, 2023, 257: 112681.

(责任编辑: 王娇)

Dynamic response characteristics of wave systems to wedge control in hydrogen-fueled oblique detonation engines

XI Xuechen^{1,2}, NIU Shuzhen², YANG Pengfei³, DU Wenqiang², HE Guosheng^{2,*},
TENG Honghui²

1. Department of Public Security, Shanxi Police College, Taiyuan 030401, China

2. School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

3. State Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

Abstract: Interference between oblique detonation waves and walls in confined spaces is inevitable. When these detonation waves reflect and generate Mach stems, there is a sharp increase in total pressure loss in the airflow, leading to potential instability in the detonation wave system. Thus, flow control becomes a crucial method for stabilizing oblique detonation combustion. This paper selects a hydrogen-air mixture, and for the first time applies the overlapping grid technology to the numerical simulation of oblique detonation. The dynamic response characteristics of stationary and non-stationary detonation wave systems to different wedge movement strategies are compared. The study finds that for the stationary reflection wave system, moving the wedge downstream facilitates the transition from a Mach reflection structure to a recirculation zone structure, with the speed of wedge movement significantly affecting the characteristics of wave system changes during the flow field evolution. For the non-stationary reflection wave system, the development and merging of the Mach stem and the subsonic area downstream of the reflected shock are the main causes for flow congestion and wave system instability. The evolution process of the oblique detonation reflection flow field shows that only when the wedge movement can reduce the area of the subsonic region behind the wave and disrupt the flow congestion structure within the flow field can the unstable detonation wave system be restabilized. The effectiveness of wedge movement control depends on the relative speeds of the Mach stem movement and the wedge control speed, with the existence of velocity boundary during deceleration ($V_w = 1.52 V_{MS} + 65$) and acceleration ($V_w = 1.56 V_{MS} + 92$).

Keywords: oblique detonation; confined space; wedge control; Mach stem; dynamic characteristic

Received: 2024-02-01; **Revised:** 2024-02-21; **Accepted:** 2024-03-19; **Published online:** 2024-04-19 16:15

URL: <https://hkxb.buaa.edu.cn/CN/Y2024/V45/I22/130275>

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (12202014, 12325206)

* **Corresponding author.** E-mail: 15904913089@163.com