

受限空间中斜爆震波波系结构及其演化*

覃建秀, 朱德华

(中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074)

摘要: 为了研究真实发动机中受限空间内斜爆震波的宏观波系结构, 采用欧拉方程结合详细反应机理的数值模拟方法, 开展了受限空间的斜爆震波的数值模拟, 分析了不同转折角下斜爆震波波系结构及其演化过程。结果表明, 在上壁面转折处膨胀波的影响下, 斜爆震波反射形成的马赫杆在前移过程中衰减, 最终会在上扩张壁面附近形成高温回流区和低温三角区的稳定结构, 三角区由转折处波系、回流区和下游斜爆震波组成。随转折角增大, 最终在转折处点处依次形成激波、弱压缩波和膨胀波, 与斜爆震波相交, 交点下游的斜爆震波衰减, 在末端出现解耦现象。

关键词: 斜爆震波; 波系结构; 受限空间; 演化过程; 膨胀波

中图分类号: V231.2+2 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2024) 02-2208039-11

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2208039

1 引言

高超声速飞行器具有重要的经济和军事价值, 是航天航空领域的研究热点, 其中, 动力是关键技术之一, 备受研究人员关注。传统的缓燃燃烧模式燃烧速率较低, 由于气流在燃烧室的停留时间较短, 导致发动机燃烧效率降低, 无法满足性能需求, 急需采用新的燃烧模式。斜爆震燃烧释热快, 可以在极短时间内完成燃烧, 使化学能转化为热能或机械能。斜爆震发动机采用斜爆震组织燃烧, 燃烧室短, 热效率高, 是非常有潜力的高超声速动力系统, 而发动机稳定工作依赖于斜爆震起爆和驻定。

早期对斜爆震的研究集中于均匀来流条件下无限长斜劈诱导产生的斜爆震波结构, 主要分为平滑型斜爆震波和突跃型斜爆震波, 突跃型斜爆震波的爆震波角与斜激波角的角度差较光滑型斜爆震波的大^[1]。之后学者研究了这两种斜爆震波产生的条件, 提出了多种判据^[2-4]。斜爆震波结构可分为无反应斜激波区、过渡区和斜爆震波区, 过渡区波系结构较为复杂, 存在缓燃波、二次斜爆震波、正爆震波^[5]等波系, 会形成 λ 、X和Y型等过渡区结构^[6-8]。

在实际工况中, 来流是非均匀的, 一些学者讨论了当量比对斜爆震过渡区结构的影响^[9-12]。当量比

的不均匀分布会使过渡区扭曲, 诱导距离随当量比呈现出U型分布^[9-10], 形成V型火焰^[11]和V型火焰与马赫杆的诱导区结构^[12]。

真实的发动机中, 斜爆震波是在受限空间中产生的, 斜劈是有限长的, 其尾部也会产生膨胀波, 膨胀波与斜爆震波相互作用, 会使斜爆震波衰减, 下游形成CJ斜爆震或解耦燃烧^[13], 较短的斜劈无法诱发斜爆震波^[14-15], 膨胀波对平滑型和突跃型的斜爆震波结构影响规律不同^[16-17]。此外, 燃烧室是一个由上壁面与斜劈组成的受限空间, 上壁面与尾喷管相连, 因尾喷管存在转折角, 在相连点处会产生膨胀波, 斜爆震波碰到上壁面, 会发生反射, 并且膨胀波会与斜爆震波相互作用, 对其产生影响。王宽亮等^[18-21]研究了不同上壁面长度下的典型斜爆震波结构, 发现斜爆震波在下游出现解耦现象, 形成马赫杆或回流区结构, 并进一步分析了回流区的波系结构^[18]和马赫杆前移时的流场特征, 总结马赫杆前移的原因^[20-21]。彭俊等^[22]分析了斜爆震波在受限空间的宏观特征和演化, 发现随楔面角度增加, 依次出现四种结构: 激波诱导燃烧、斜爆震波双规则反射、回流区马赫反射和楔面燃烧。可见在上壁面的影响下, 斜爆震波会演化形成新的波系结构, 但目前此类研究较为缺乏, 尤

* 收稿日期: 2022-05-16; 修订日期: 2023-02-04。

基金项目: 国家自然科学基金 (11872350)。

通讯作者: 覃建秀, 博士, 高级工程师, 研究领域为斜爆震燃烧和燃烧不稳定性。E-mail: qinjianxiu@hotmail.com

引用格式: 覃建秀, 朱德华. 受限空间中斜爆震波波系结构及其演化[J]. 推进技术, 2024, 45(2):2208039. (QIN J X, ZHU D H. Wave structure and structural evolution of oblique detonation waves in confined space [J]. Journal of Propulsion Technology, 2024, 45(2):2208039.)

其是不同转折角度的上扩张壁面和其产生的膨胀波对斜爆震波结构的影响并未清晰,存在哪些典型的宏观结构及其形成原因和演化过程仍需进一步研究。

因此,本文开展了受限空间内斜爆震波宏观结构研究,主要关注上壁面膨胀波对斜爆震波的影响,采用欧拉方程和详细反应机理对斜劈诱导的斜爆震波进行数值模拟,获得不同尾喷管转折角下的斜爆震波宏观结构,并分析其形成原因和演化过程。

2 控制方程和数值方法

图1(a)给出了内喷式激波诱燃冲压发动机的示意图,高速空气进入发动机进气道,经过激波压缩,进入燃烧室,与悬臂斜坡喷注器喷入的氢气进行混合,混合气流经斜劈诱导斜爆震波。燃烧室上壁面与扩张段相连,在转折点处会产生膨胀波,虽然下扩张段也会产生膨胀波,但本文集中于研究上壁面对斜爆震波的影响,所以不考虑下扩张段,将计算区域简化为如图1(b)所示,假设来流为均匀的混合气,上壁面由燃烧室壁面和扩张段壁面组成,转折角为 θ_2 ,斜劈角度为 θ_1 。

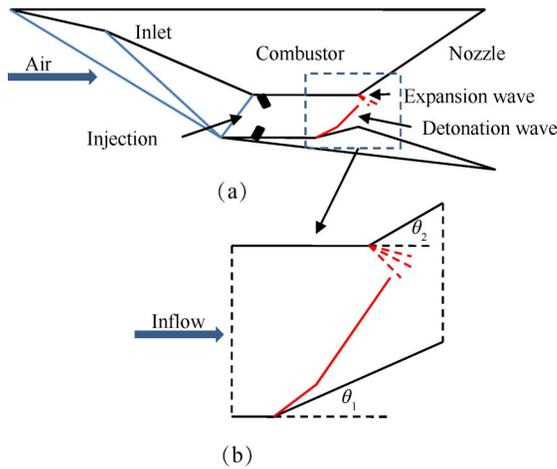


Fig. 1 Schematic of an oblique detonation wave engine (a) and simulated domain (b)

采用CFD++软件进行数值模拟,选用Euler方程来描述混合气的流动,不考虑粘性,文献[21]研究表明,粘性对斜爆震波的宏观结构影响不大。

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

其中

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_n \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e \end{bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho_1 u \\ \vdots \\ \rho_n u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (\rho e + p)u \end{bmatrix}, \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho_1 v \\ \vdots \\ \rho_n v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (\rho e + p)v \end{bmatrix}, \mathbf{S} = \begin{bmatrix} \dot{\omega}_1 \\ \vdots \\ \dot{\omega}_n \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

式中 ρ 为混合气密度, ρ_n 为组分 n 的密度,其中, $\rho = \sum_i^n \rho_i$, u 和 v 分别为 x 和 y 方向的速度, p 为压力, e 为气体的总能量, $e = h - \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2)$, h 为气体的总焓, $h = \sum_{i=1}^n \rho_i h_i / \rho$ 。 $\dot{\omega}_n$ 为 n 组分的质量变化率。

补充理想气体的状态方程为

$$p = \sum_{i=1}^n \rho_i R_i T \quad (2)$$

式中 T 为气体温度, R_i 为 i 组分气体常数。

化学反应部分采用的9组分($\text{H}, \text{OH}, \text{H}_2, \text{H}_2\text{O}, \text{O}_2, \text{O}, \text{H}_2\text{O}_2, \text{HO}_2, \text{N}_2$),19个反应的Jachimowski基元反应模型,该基元反应适用于高温高压条件,广泛用于模拟斜爆震燃烧的数值模拟中^[23-26],文中预混气体中 $\text{H}_2: \text{O}_2: \text{N}_2$ 的摩尔比为 $2 \times 0.34: 1: 3.76$,初始压力为63 kPa,初始温度为872 K,来流马赫数为2.9,本文采用的来流条件源自于一个典型预混来流实验^[27],并且该来流条件多次被用于斜爆震波的数值模拟^[3,8,28]。采用有限体积法进行空间离散,对流项采用HLLC方法。壁面采用滑移绝热边界条件,出口为超声速出口边界条件。

为了验证网格无关性,分别采用网格 $50 \mu\text{m}$ 和 $100 \mu\text{m}$ 进行相同的算例来验证。上壁面扩张角 θ_2 为 45° 。图2显示了两个网格尺度下的压力分布,网格 $100 \mu\text{m}$ 的结果采用关于 x 轴对称显示,可以看出,压力分布基本相同,而网格 $50 \mu\text{m}$ 对斜爆震波面的微观结构刻画得更细致。图3给出了 $y=26.5 \text{ mm}$ 和 $y=70 \text{ mm}$ 的压力和温度分布,可见除了因波面微观结构导致的局部压力和温度稍有些不同之外,压力和温

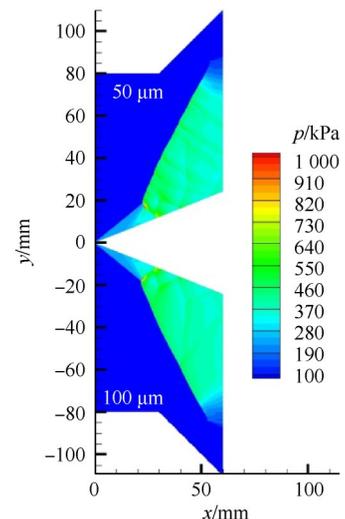
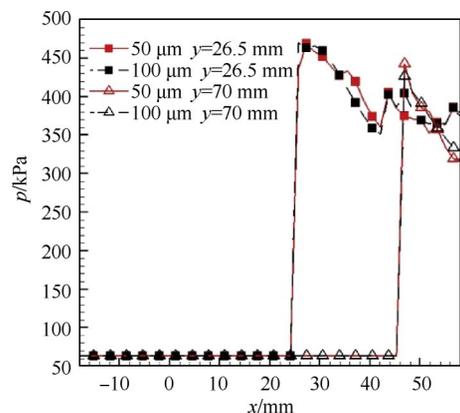
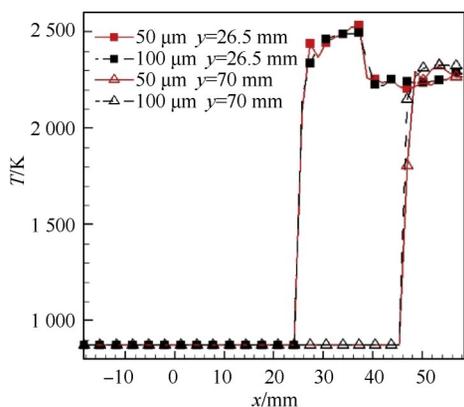


Fig. 2 Comparison of pressure contours with $50 \mu\text{m}$ -grid and $100 \mu\text{m}$ -grid

度大致相同,而本文主要关注斜爆震波的宏观结构,因此采用 $100\ \mu\text{m}$ 足够模拟该斜爆震波的宏观结构。文献[18]也表明 $100\ \mu\text{m}$ 网格尺度足够模拟该来流条件下的斜爆震波的宏观波系结构。



(a) Pressure distribution



(b) Temperature distribution

Fig. 3 Pressure and temperature distribution along line $y=26.5\ \text{mm}$ and $y=70\ \text{mm}$

3 结果与讨论

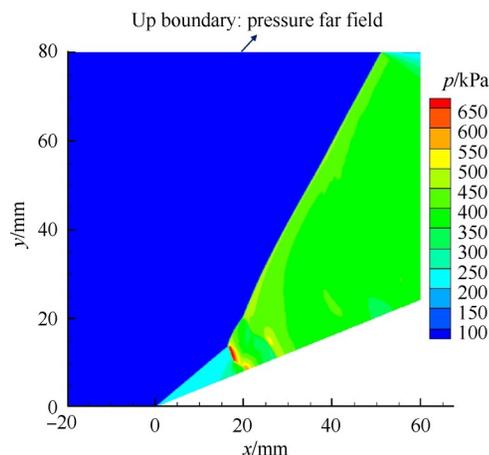
3.1 基础斜爆震结构

跟文献[18]一样,设定计算域上边界为压力远场边界条件,斜爆震波入射上边界后,不会产生反射。所获得的斜爆震波结构如图4所示,为典型的突跃型斜爆震波,通过三波点连接斜激波和爆震波面。来流混合气经斜劈,形成斜激波,斜激波角为 39.3° ,其理论计算值为 40.3° ,两者相近,误差为 2.5%,表明本文数值模拟结果的正确性。混合气经过斜激波,压力和温度明显增加,在 $x=15\ \text{mm}$ 处,发生了燃烧,燃烧释热使气流减速,诱发形成压缩波,压缩波汇聚形成了正爆震波(NDW),正爆震波上端与斜激波(OSW)和斜爆震波(ODW)相连,形成三波点,三波点处存在滑移线,三波点下端与压缩波和激波相连,激波入射斜劈表面,形

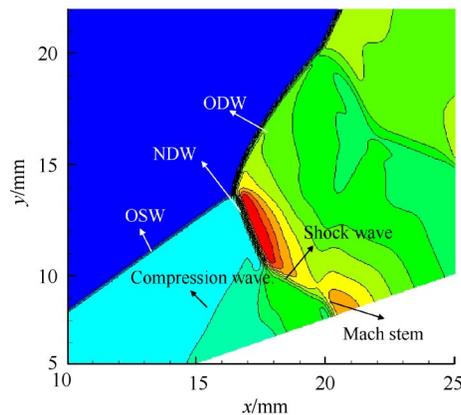
成马赫反射,如图4(b)所示。图4(c)给出了释热量和马赫数的分布,黑线代表马赫数 Ma 等于 1 的等值线,可见主要的燃烧释热发生在斜爆震波和正爆震波附近,三波点和正爆震波后存在部分区域马赫数小于 1,这会导致三波点的弱不稳定性。

3.2 上扩张壁面的影响

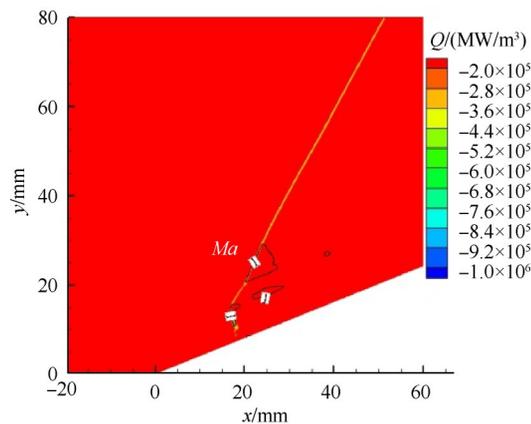
上边界设为壁面,斜爆震波入射上壁面,会发生



(a) Pressure



(b) Pressure near the triple point



(c) Heat release and Mach number

Fig. 4 Pressure and heat release of ODW without the upper wall

马赫反射,形成马赫杆,如图5所示,马赫杆前移,无法驻定,会前移至斜劈前端和入口边界,无法形成驻定的斜爆震波。

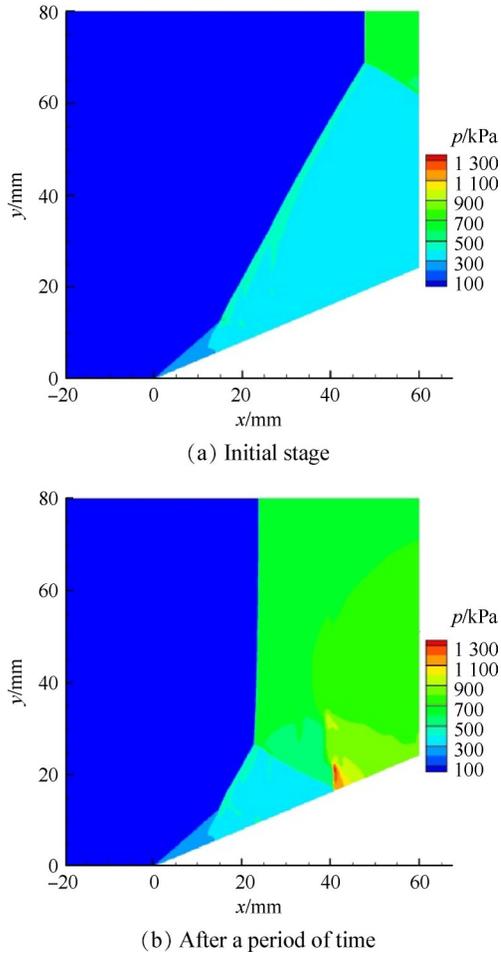


Fig. 5 Evolution of the ODW structure with upper wall

在激波与壁面反射的情况中,会发生规则反射和马赫反射,当激波入射角度较大时,发生马赫反射,形成马赫杆,马赫杆后存在亚声速区域,容易造成马赫杆不稳定前移。当激波入射角度减小,马赫杆可以驻定^[29]。

在真实发动机中,尾喷管具有扩张段,在扩张转折处会产生膨胀波,膨胀波会减弱斜爆震波使其在与上壁面碰撞时入射角度减小,此时,斜爆震波的反射会演化形成复杂波系结构,因此,本文计算了转折角为10°,22.4°,26°和45°的工况。

当转折角为10°时,斜爆震波的结构与转折角为0°相似,无法形成驻定的波系结构。其演化过程如图6所示,转折点处产生膨胀波,膨胀波使其交点下游的斜爆震波减弱,波后压力减小,斜爆震波与上壁面碰撞产生马赫杆,如图6(a)所示;马赫杆前移,前移过程中马赫杆长度变长,膨胀波与马赫杆相交,交点至上壁面段的马赫杆减弱,压升减少,变为曲线激

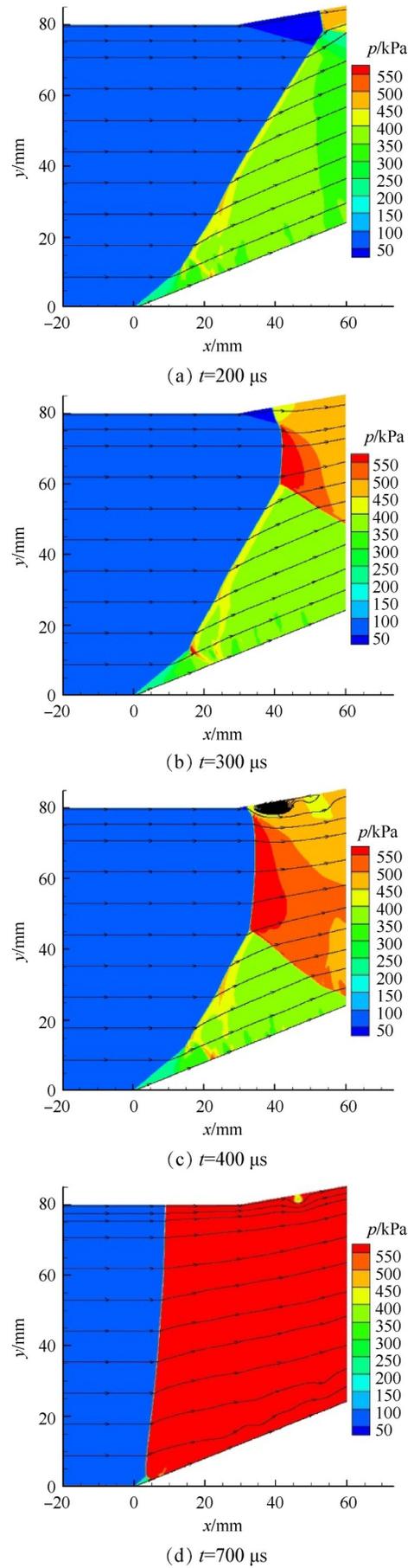


Fig. 6 Evolution of pressure contours and streamlines of ODW with $\theta_2=10^\circ$

波,如图 6(b)所示;随着马赫杆不断前移,曲线激波缩短,马赫杆变长,如图 6(c)所示;最后会一直前移至入口,无法驻定,如图 6(d)所示,斜爆震波无法驻定。

当转折角为 22.4° 时,形成了驻定的斜爆震波结构,如图 7 所示,图 7 显示了压力、温度、 H_2O 质量分数和流线分布。图 7(a)中,黑色等值线为压力等值线,

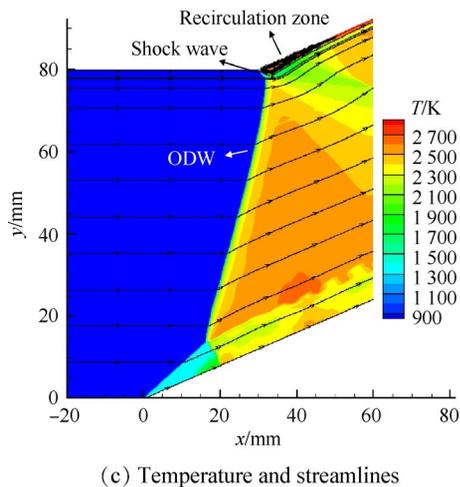
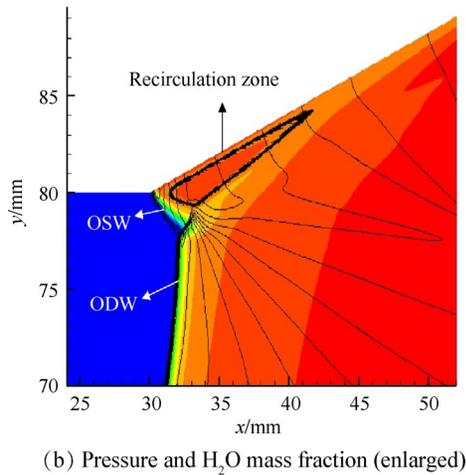
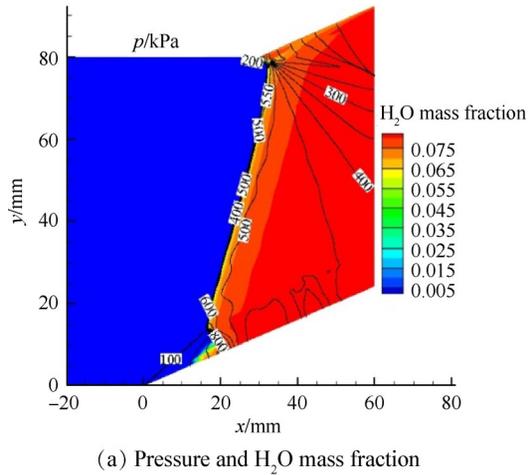


Fig. 7 Distributions of pressure, temperature, H_2O mass fraction and streamlines with $\theta_2=22.4^\circ$ at $t=5\ 200\ \mu s$

彩色云图为 H_2O 质量分数分布,可见,在上壁面形成了 Y 型的波系结构,转折处的原始膨胀波被激波所替代;图 7(b)为转折处的局部放大图,图中转折处的激波与燃烧面解耦,形成低压低温三角形区域,在激波后侧形成了高温回流区,回流区与 Y 型激波两上端点相连,如图 7(c)所示。

转折角为 22.4° 时的斜爆震波的演化过程如图 8 所示。在图 8(a)中,斜爆震波碰到扩张段上壁面,发生马赫发射,马赫杆前移,在前移过程中,马赫杆后侧形成了回流区;图 8(b)显示回流区随着马赫杆前移往前扩张,区域变大,马赫杆减弱为压缩波,回流区与压缩波之间形成一个三角形低压低温区域;图 8(c)显示,当压缩波前移至转折点处时,与其下端连接的斜爆震波前移,三角形低压低温区域消失,压缩波被加强,形成较短的马赫杆,回流区变小;如图 8(d)所示,随后斜爆震波后移,激波与燃烧面解耦,其局部放大图见图 7(b),最后形成了如图 7(b)所示的波系结构,转折点处为激波,激波下端与斜爆震波相连,激波后形成小区域的回流区,回流区右下方存在一个低温低压区域。

当转折角为 26° 时,斜爆震波的结构如图 9 所示,图 9(a)显示了 H_2O 质量分数云图和压力等值线,在转折点处形成了弱压缩波,压缩波与斜爆震波相交,交点下游斜爆震波角度明显减小,在末端出现了激波与燃烧面解耦现象,如图 9(b)所示。图 9(c)显示了温度云图和速度矢量,可以看出弱压缩波后存在一个三角形的低压低温区。扩张段靠近壁面处形成了回流区,回流区下端与斜爆震相连,与三角形的低压区形成了稳定的结构。回流区中压力较低,温度较高,马赫数较低。回流区右下方存在低压低温区域。图 9(d)给出 OH 质量分数的分布,表明燃烧主要发生在斜爆震波和诱导区正爆震波后,以及回流区外围,三角形区域由于温度较低未发生燃烧。图 10 给出了释热量的分布,释热量为负值代表放热,释热量为正值代表吸热,较大负值的释热量主要分布在斜爆震波和正爆震波后,这也表明燃烧放热主要在斜爆震波和正爆震波后,量级为 $-10^5\ MW/m^3$ 。释热量的变化范围较大,为了显示回流区的释热量情况,图 10(b)是回流区释热量的放大图,回流区外围的释热量量级为 $-10^4\ MW/m^3$,明显小于爆震波后的释热量级 $-10^5\ MW/m^3$,并且回流区中的释热量更小,为 $-10^3\ MW/m^3$ 量级,表明回流区的化学反应放热量较小,其高温不是因为化学反应导致的;而回流区速度较低会导致高温。该斜爆震波的结构可见于文献 [18],典型特

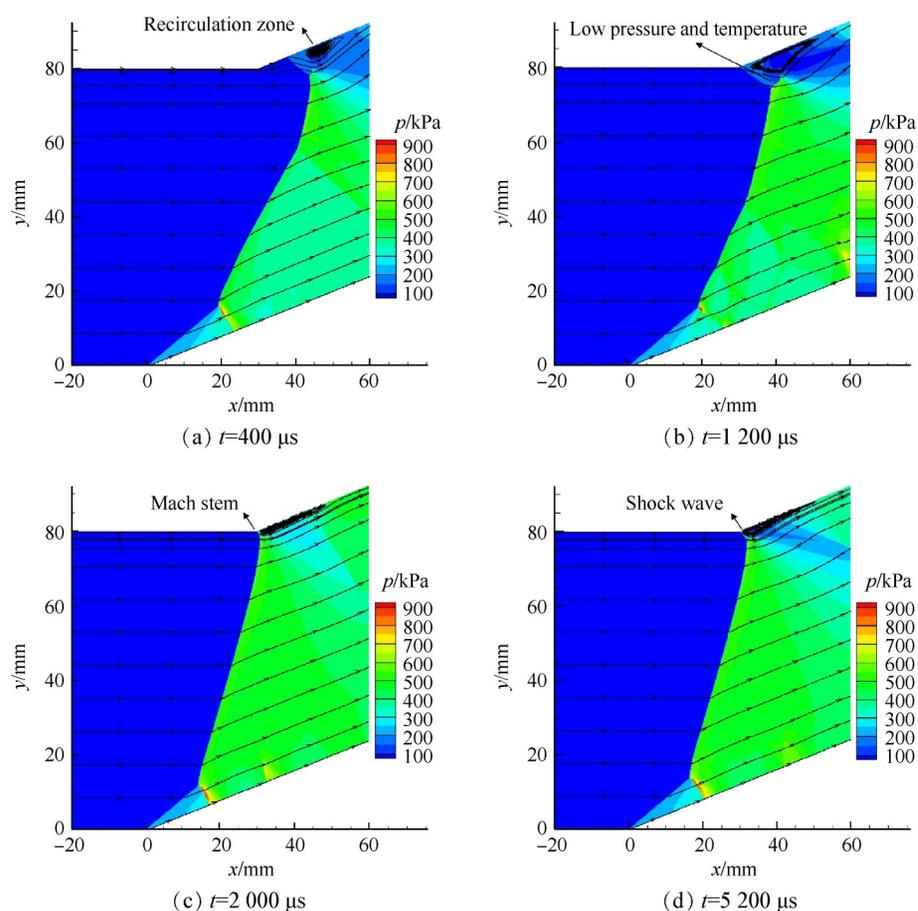


Fig. 8 Evolution of pressure fields of ODW and streamlines with $\theta_2=22.4^\circ$

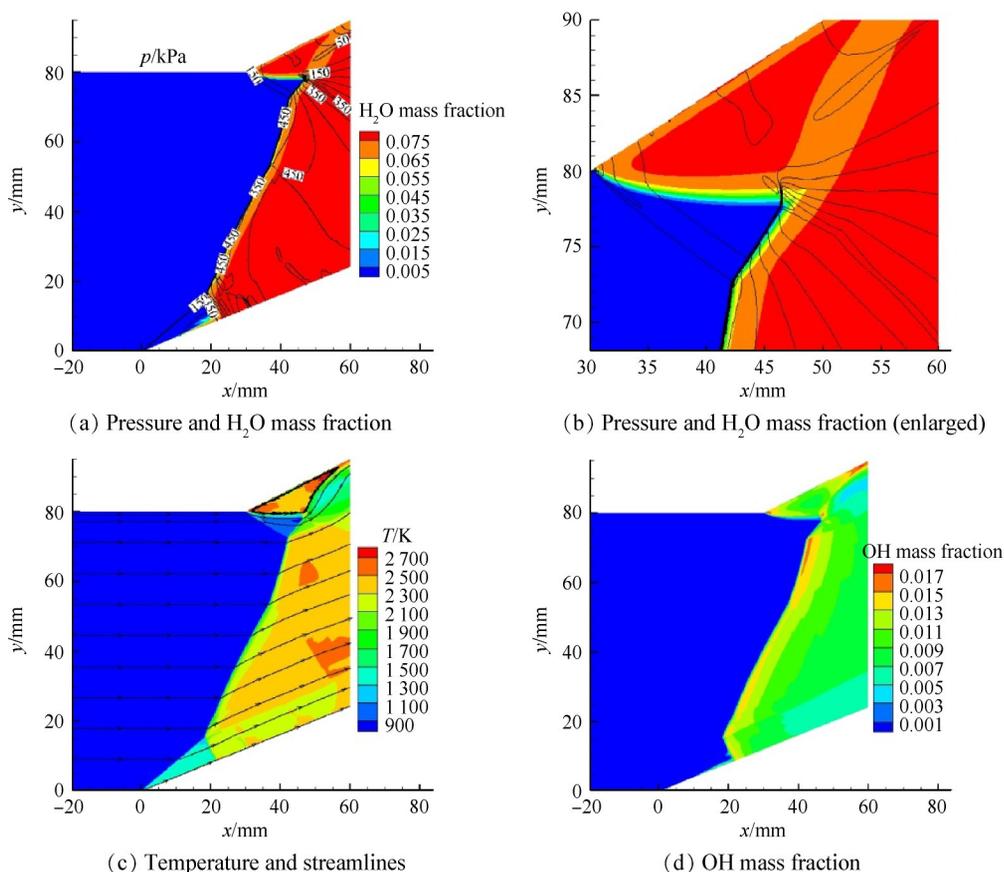


Fig. 9 Pressure, temperature and OH mass fraction contours with $\theta_2=26^\circ$, $t=10$ ms

征在于转折点处是压缩波而非膨胀波,不同的是本文采用了详细反应机理,更为真实,而文献中采用两步反应机理。本文回流区中存在小量级的释热量,而文献中回流区无化学反应,但由于本文的来流条件和计算域构型参数与文献的都不同,不便于直接对比。

图 11 给出转折角为 26° 时斜爆震波波系结构的演化过程,斜爆震波与转折点处产生的膨胀波相互作用后,强度减小,碰到扩张段上壁面形成马赫杆,如图 11(a) 所示;马赫杆前移,强度减弱为压缩波,其后形成回流区,如图 11(b) 所示;压缩波前移至转折点处,如图 11(c) 所示,形成的波系结构与转折角为

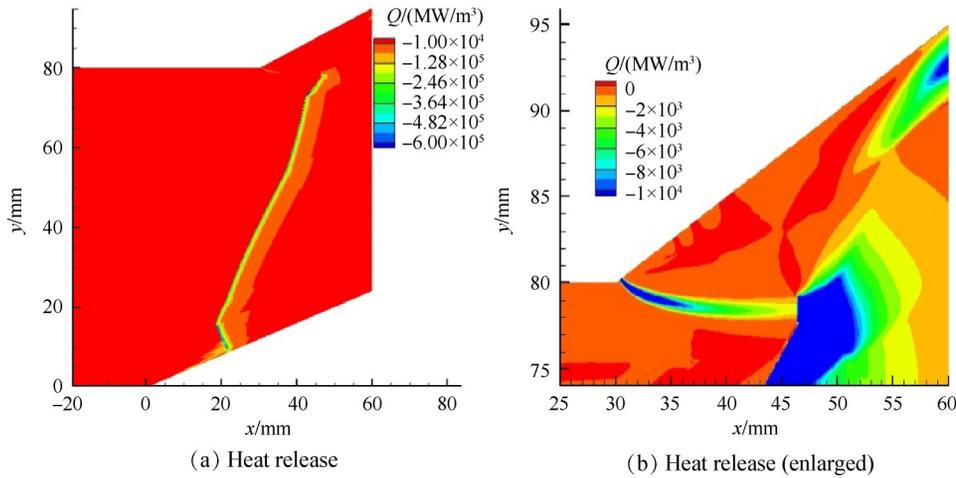


Fig. 10 Heat release contours with $\theta_2=26^\circ$ at $t=10$ ms

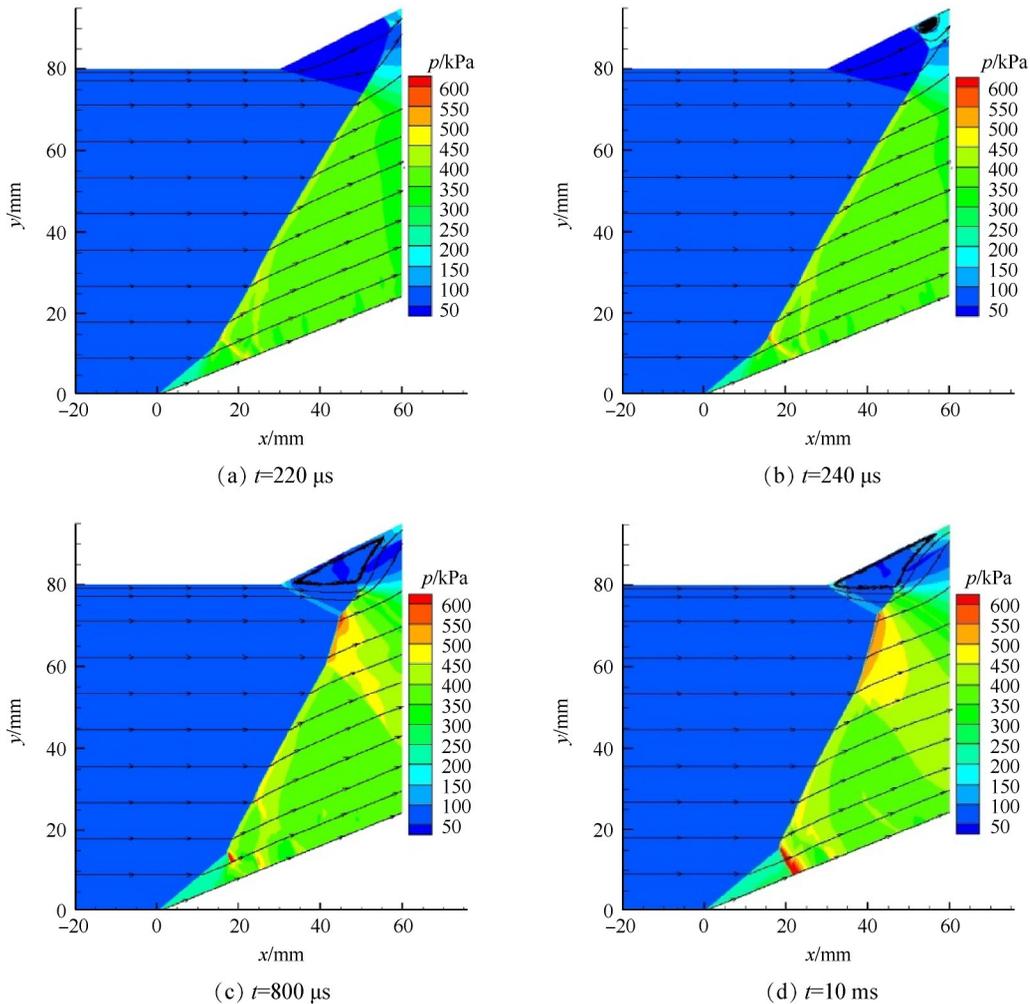


Fig. 11 Evolution of pressure fields of ODW and streamlines with $\theta_2=26^\circ$

22.4°时类似,不同的是压缩波下端连接的斜爆震波前移,前移一段就会驻定,形成如图11(d)所示的结构,转折点处为压缩波,压缩波与爆震波相交,交点下游斜爆震波角度减小,压缩波、衰减的斜爆震波和回流区形成了三角形的低压区域,衰减的斜爆震波上端与回流区相连,回流区右下方形成低压区。

当转折角为45°时,所得的斜爆震波结构如图12所示,转折点形成了膨胀波,气流流经膨胀波后压力和温度降低,膨胀波与斜爆震波相互作用,作用点下游的斜爆震波出现了激波与燃烧面解耦现象,扩张段壁面处形成了较大区域的回流区,回流区中呈现低压高温现象,并且充满大量的H₂O,图13分别给出了整个计算区域和扩张段局部的燃烧释热分布,燃烧释热情况与转折角为26°时类似,主要释热发生斜爆震波和正爆震波后,回流区释热量较小,并存在吸热反应。回流区右侧存在一个低压低温区域,未发生燃烧,H₂O浓度接近于0,表明一部分混合气未发生燃烧就流出发动机,这将会降低发动机的燃烧效率。

图14给出了转折角为45°时的斜爆震波的演化过程,与转折角为22.4°或26°相似,斜爆震波与扩张段上壁面碰撞反射,形成较弱的马赫杆,如图14(a)

所示;马赫杆前移时其后侧会形成回流区,马赫杆衰减为压缩波,不同的是压缩波前移过程中,衰减至消失,如图14(b)所示,回流区扩张到转折点处时,转折点处为膨胀波;与膨胀波相连的斜爆震波前移,最后驻定,形成如图14(c)所示的波系结构,转折点处为膨胀波,膨胀波与斜爆震波相交,交点下游斜爆震波衰减,膨胀波、衰减的斜爆震波和回流区形成低压三角形区域,衰减的斜爆震波末端与回流区相连,回流区右下方为低压区域。

由此可知,当转折角较小时,斜爆震波与上壁面碰撞反射,形成马赫杆,马赫杆无法驻定,会前移至斜劈前端,无法形成驻定的斜爆震波结构。当转折角较大,大于或等于22.4°时,可形成稳定的斜爆震波结构,如图15所示,在转折角处形成高温回流区和低温三角区结构,三角区由转折点处波系、回流区和下游斜爆震波组成。不同转折角下该结构的差别在于组成三角区的波系。随转折角增大,转折点处依次形成激波、弱压缩波和膨胀波,而与转折点处波系相交的交点下游斜爆震波会出现解耦现象。

不同的转折角度产生的膨胀波强度不同,膨胀波会使斜爆震波衰减,减小斜爆震波入射壁面的角度,从而减弱反射形成的马赫杆强度,导致马赫杆前

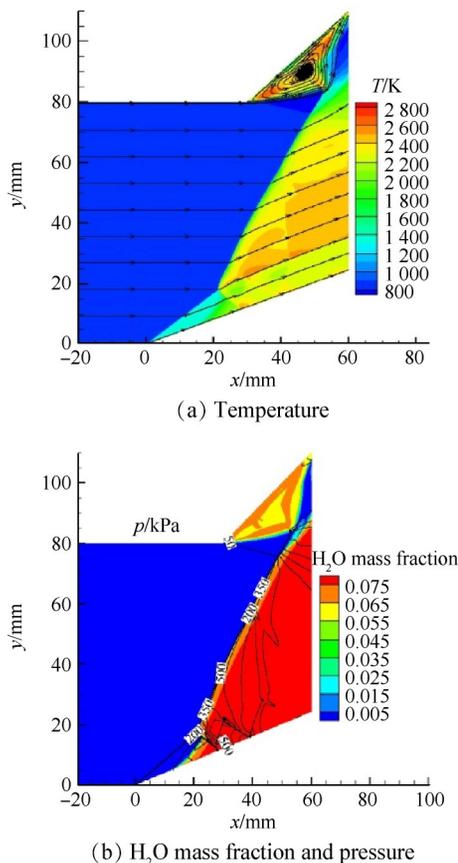


Fig. 12 Temperature, pressure and H₂O mass fraction contours with $\theta_2=45^\circ$ at $t=7\ 100\ \mu\text{s}$

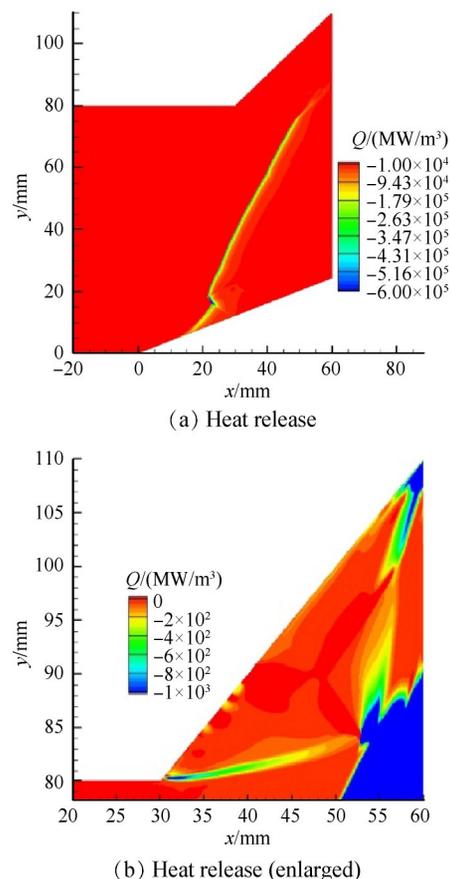


Fig. 13 Heat release contours with $\theta_2=45^\circ$ at $t=7\ 100\ \mu\text{s}$

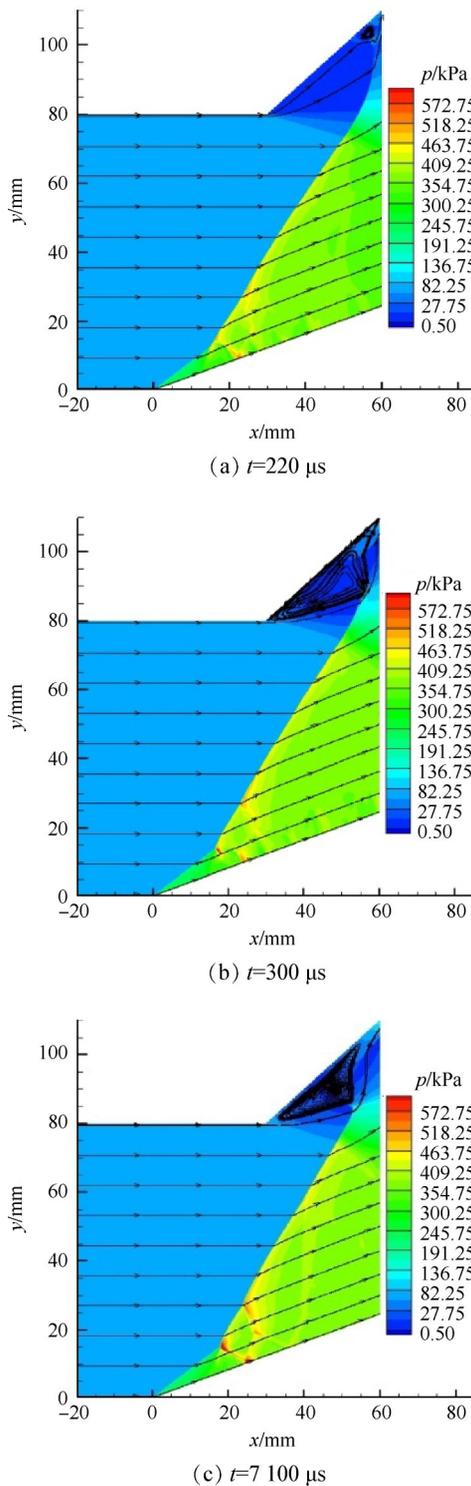


Fig. 14 Evolution of pressure fields of ODW with $\theta_2=45^\circ$

移过程衰减程度不同,以及斜爆震波前移情况不同,形成不同的波系结构。当转折角度过小时,比如 10° ,马赫杆前移,无法形成稳定的波系结构;随转折角度增大,马赫杆强度减弱,前移过程衰减,后侧形成回流区,并随前移过程逐渐向上游扩张;当转折角较小时,最后在转折点处形成激波,当转折角适中时,形成压缩波,当转折角较大时,形成膨胀波。

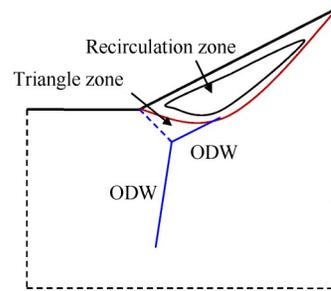


Fig. 15 Schematic of wave structures near the upper corner

4 结 论

通过本文研究,得到以下结论:

(1)斜爆震波在上壁面发生马赫反射,形成马赫杆,马赫杆前移,无法形成驻定的波系结构,但在转折处膨胀波的影响下,在上壁面转折处可以形成高温回流区和低温无反应三角区稳定结构。三角区顶端两点与回流区相连,底端与斜爆震波相连。

(2)回流区高温是由流速下降造成的,化学反应释热量明显比斜爆震波区的释热量小。

(3)随转折角增大,斜爆震波反射形成的马赫杆强度减弱,在前移衰减过程中依次在转折处形成了激波、压缩波和膨胀波,而三角区右侧的斜爆震波强度减弱,在末端出现了解耦现象。

后续将考虑下壁面膨胀波和边界层的影响,采用 N-S 方程开展受限空间的斜爆震波结构研究。

致 谢:感谢国家自然科学基金的资助。

参 考 文 献

- [1] TENG H H, JIANG Z L. On the transition pattern of the oblique detonation structure [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2012, 713: 659-669.
- [2] QIN Q Y, ZHANG X B. Study on the transition patterns of the oblique detonation wave with varying temperature of the hydrogen-air mixture[J]. Fuel, 2020, 274: 1-10.
- [3] MIAO S K, ZHOU J, LIU S J, et al. Formation mechanism and characteristics of transition patterns in oblique detonations[J]. Acta Astronautica, 2018, 142: 121-129.
- [4] SHI X X, XIE H P, ZHOU L, et al. A theoretical criterion on the initiation type of oblique detonation waves [J]. Acta Astronautica, 2022, 190: 342-348.
- [5] TENG H H, TIAN C, ZHANG Y N, et al. Morphology of oblique detonation wave in a stoichiometric hydrogen-air mixture[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2021, 913: 1-23.
- [6] TENG H H, ZHANG Y N, JIANG Z L. Numerical investigation on the induction zone structure of the oblique detonation waves[J]. Computers & Fluids, 2014, 95: 127-

- 131.
- [7] LIU Y, WU D, YAO S B, et al. Analytical and numerical investigations of wedge-induced oblique detonation waves at low inflow Mach number[J]. *Combustion Science and Technology*, 2015, 187(6): 843–856.
- [8] LIU Y, LIU Y S, WU D, et al. Structure of an oblique detonation wave induced by a wedge[J]. *Shock Waves*, 2016, 26: 161–168.
- [9] ZHANG Y N, GONG J S, WANG T. Numerical study on initiation of oblique detonation in hydrogen-air mixtures with various equivalence ratios[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2016, 49: 130–134.
- [10] 陈楠, ESFEHANI S A, BHATTRAI S, 等. 当量比对斜爆震波诱导区特性影响的数值模拟研究[J]. *推进技术*, 2018, 39(12): 2798–2805. (CHEN N, ESFEHANI S A, BHATTRAI S, et al. Numerical study on effects of equivalence ratio on initiation characteristics of oblique detonation waves[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2018, 39(12): 2798–2805.)
- [11] FAN Y S, HU Z M, TENG H H, et al. Numerical study of inflow equivalence ratio inhomogeneity on oblique detonation formation in hydrogen-air mixtures[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2017, 71: 256–263.
- [12] IWATA K, NAKAYA S, TSUE M. Wedge-stabilized oblique detonation in an inhomogeneous hydrogen-air mixture[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2017, 36: 2761–2769.
- [13] WALTER M A T, SILVA L F F. Numerical study of detonation stabilization by finite length wedges[J]. *AIAA Journal*, 2006, 44(2): 353–361.
- [14] PAPAEXANDRIS M V. A numerical study of wedge-induced detonations[J]. *Combustion and Flame*, 2000, 120: 526–538.
- [15] XIANG G X, LI X D, SUN X F, et al. Investigations on oblique detonations induced by a finite wedge in high altitude[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2019, 95: 1–6.
- [16] FANG Y S, HU Z M, TENG H H. Numerical investigation of oblique detonations induced by a finite wedge in a stoichiometric hydrogen-air mixture[J]. *Fuel*, 2018, 234: 502–507.
- [17] ZHANG G Q, GAO S F, XIANG G X. Study on initiation mode of oblique detonation induced by a finite wedge[J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33: 016102.
- [18] 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): 1–17.
- [19] ZHANG G Q, LI G X, WANG K L. Wave structure of oblique detonation disturbed by an expansion wave from a bended tunnel[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2020, 80: 115856.
- [20] 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: 046101.
- [21] 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.
- [22] 彭俊, 马嘉文, 杨鹏飞, 等. 斜爆震波系在受限空间内的演化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.)
- [23] CHOI J Y. Computational fluid dynamics algorithms for unsteady shock-induced combustion, part I: validation[J]. *AIAA Journal*, 2000, 38(7): 1179–1187.
- [24] ZHANG Z J, MA K F, ZHANG W S, et al. Numerical investigation of a Mach 9 oblique detonation engine with fuel pre-injection[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2020, 105: 106054.
- [25] 刘帅, 张子健, 滕宏辉. 不同直径圆球诱导燃烧的振荡机制与频率特性[J]. *推进技术*, 2021, 42(4): 745–754. (LIU S, ZHANG Z J, TENG H H. Oscillation mechanism and frequency characteristics of combustion induced by spheres with different diameters[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2021, 42(4): 745–754.)
- [26] 韩信, 张文硕, 张子健, 等. 鼓包诱导斜爆震波的数值研究[J]. *推进技术*, 2022, 43(5): 200853. (HAN X, ZHANG W S, ZHANG Z J, et al. Numerical study of oblique detonation waves induced by a bump[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(5): 200853.)
- [27] DOLLING D S, MURPHY M T. Unsteadiness of the separation shock wave structure in a supersonic compression ramp flowfield[J]. *AIAA Journal*, 1983(21): 1628–1634.
- [28] YU M, MIAO S. Initiation characteristics of wedge-induced oblique detonation wave in turbulence flows[J]. *Acta Astronautica*, 2018(147): 195–204.
- [29] 刘彧, 肖保国, 王兰, 等. 封闭空间中斜爆震驻定稳定性增强方法及其试验验证[J]. *实验流体力学*, 2021, 35(1): 109–116.

(编辑:白鹭)

Wave structure and structural evolution of oblique detonation waves in confined space

QIN Jianxiu, ZHU Dehua

(China Academy of Aerospace Aerodynamics, Beijing 100074, China)

Abstract: In order to study wave structure of oblique detonation wave in the confined space of a real engine, numerical simulations were carried out to investigate oblique detonation wave in confined space based on Euler equations along with a detailed chemical mechanism. The wave structure and structural evolution were analyzed with different angle of the outward turning wall. Results show that Mach stem benefits from the oblique detonation wave reflection of the wall and then propagates upstream, in which Mach stem is reduced by the expansion wave emanated from the turning point at the upper wall. Stable structure featured with high temperature recirculation zone and low temperature triangle zone are formed at the outward turning wall finally. The triangle zone comprises of the wave introduced from the turning point, recirculation zone and oblique detonation wave downstream. As the angle of the outward turning wall increases, shock wave, weak compression waves and expansion waves are formed at the turning point successively, which interact with the oblique detonation wave. The oblique detonation wave downstream of the interaction point is reduced and decoupled combustion occurs at its end.

Key words: Oblique detonation wave; Wave structure; Confined space; Evolution process; Expansion wave

Received: 2022-05-16; **Revised:** 2023-02-04.

Foundation items: National Natural Science Foundation of China(11872350).

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2208039

Corresponding author: QIN Jianxiu, E-mail: qinjianxiu@hotmail.com