

激波聚焦火焰聚心起爆器的数值研究

陈祥, 赵宁波, 郑洪涛, 刘世铮, 李智明
(哈尔滨工程大学 动力与能源工程学院, 哈尔滨 150001)

摘 要: 针对短距离内的激波聚焦起爆问题,设计了一种激波聚焦火焰聚心起爆结构,通过数值模拟方法对该结构内部流场变化进行研究。结果表明:加速区是火焰失稳加速的重要区域;聚焦区能量汇聚造成局部爆炸是燃烧转爆轰加速的关键因素,且该区域内由于几何结构形成的卷吸涡能够增强聚焦并阻碍激波回传入加速区;稳燃区主要实现爆轰波从过驱状态到稳定爆轰状态的过渡区。确定中心轴线上温度、压力波动是由于聚焦腔聚焦作用造成的,而爆轰波锋面温度压力变化是由于三波点运动造成。

关键词: 激波聚焦; 火焰聚心; 燃烧转爆轰; 起爆; 热点

中图分类号: V235.22

文献标志码: A

Numerical investigation of detonator with shock focusing and flame implosion

CHEN Xiang, ZHAO Ningbo, ZHENG Hongtao,
LIU Shizheng, LI Zhiming

(College of Power and Energy Engineering,
Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

Abstract: In order to solve the problem of shock wave initiation within a short range, a flame focusing structure with a shock wave focusing flame was designed, and the flow field inside the structure was studied by numerical simulation. Results showed that the acceleration region was an important region for the acceleration of flame instability, and the local energy explosion caused by the energy convergence in the focusing region was the key factor for the acceleration of deflagration to detonation transition. In this region, the vortex induced by the geometrical structure can enhance the focusing and hinder the shock wave back into the accelerating region. The transition region of the detonation wave from the over driving state to the stable detonation state was mainly realized in the stable region. The temperature and pressure fluctuations on the central axis were caused by the focusing action of the focusing cavity, and the temperature and pressure changes of the detonation front were caused by the three wave point motions.

Key words: shock focusing; flame implosion; deflagration to detonation transition; detonation initiation; hot spot

收稿日期: 2017-07-19

基金项目: 中央高校基本科研业务费专项资金(HEUCFJ170304, HEUCFP201719)

作者简介: 陈祥(1991—),男,博士生,主要从事爆轰及爆轰动力机械研究。

通讯作者: 赵宁波(1987—),男,讲师,博士,研究方向为爆轰燃烧推进技术。E-mail:zhaoningboheu@126.com

引用格式: 陈祥,赵宁波,郑洪涛,等. 激波聚焦火焰聚心起爆器的数值研究[J]. 航空动力学报,2018,33(11):2714-2724. CHEN Xiang, ZHAO Ningbo, ZHENG Hongtao, et al. Numerical investigation of detonator with shock focusing and flame implosion[J]. Journal of Aerospace Power, 2018, 33(11): 2714-2724.

旋转爆轰发动机具有循环热效率高、结构紧凑简单、比冲高等优点,是极具潜力的发动机^[1],起爆则是旋转爆轰发动机技术研究的核心问题之一。

起爆方式根据爆震波触发形式可以分为直接触发和间接触发两种方式,前者所需的临界触发能量跟燃料的性质有关,常用的碳氢燃料的触发能量约为 $10^2 \sim 10^6$ J,而电火花点火能量约在 $0.1 \sim 1$ J 能量级^[2],对于旋转爆轰发动机等爆轰动力机械巨大能量消耗的起爆方式在实际运用中是不现实的^[3]。后者则是利用弱的点火能量实现缓燃转爆轰过程并最终达到起爆的目的,尽管这种起爆方式能量消耗较小,但是由于火焰加速过程中湍流燃烧起到至关重要的作用但其作用机理依然是一个世界性难题,而且火焰加速对流场边界和初始条件均有相当高的依赖性,如点火方式、位置,起爆管结构、几何尺寸、甚至是表面粗糙度都会对其加速机制带来不同的影响^[4]。因此,过去国内外研究人员为更快形成爆轰波一般通过增大湍流扰动的方式其中最常见就是在光管内加设扰流障碍物,典型的由 Shchelkin 螺旋、阻塞孔板^[5]、单侧扰流片、绕流体^[6]、弹簧^[7]等。这种方法从一定程度上改善了问题,但不可避免的能量损失使得相关研究依然不能取得突破性进展,起爆时间和距离依然不能大幅度的降低。如何以较小的触发能量和简单、紧凑的起爆结构实现稳定可靠的起爆是起爆器设计的关键。激波聚焦的起爆结构则一定程度上满足了这一要求。

近年来,国内外学者对波聚焦结构的起爆方式开展了大量研究,Chan 等^[8]于 20 世纪 90 年代年明确提出了激波聚焦的概念,即激波在凹面壁附近经反射后流场结构的变化。同年 Holl 等^[9]在激波管内做了楔形反射器反射聚焦的实验,提出在氢氧混合物中激波聚焦诱导爆轰或是爆燃取决于入射激波的马赫数。Bartenev 等^[10]研究了氢气/空气混合物中激波聚焦引起的爆轰和爆燃现象,实验中采用激波管内对楔形反射器、半圆形反射器以及抛物形反射器反射聚焦引燃可燃气体发生爆燃或是爆轰的流场进行了研究,并分析了入射激波马赫数对发生爆燃还是爆轰的影响。

国内对于激波聚焦起爆技术研究较少且起步较晚,腾宏辉等^[11]数值模拟了二维平面激波从抛物面上反射在可燃气体中聚焦的过程,研究了形成爆轰波的点火特性,研究结果表明不同的点火和起爆过程不仅会导致不同的流场波系结构,同

时还会影响爆轰波传播的波动力学过程。王春、司徒明等^[12]利用无自由参数的耗散差分(NND)格式对内楔表面激波聚焦无反应流场进行了数值模拟,分析了不同角度的内楔表面在激波聚焦时流场结构的不同特点,同时对不同角度内楔的反射激波后气体流场温度进行了比较。唐敖^[13]利用高精度的二维波传播算法对甲烷/空气反射聚焦的过程进行了数值模拟,计算结果表明,激波聚焦在气体动力学焦点产生高温高压,可燃气体在激波聚焦后可能发生未着火、爆燃和爆轰 3 种情况,此外,还发现入射激波强度越大,抛物壁的深度越深,可燃气体化学反应活性越强,激波聚焦后可燃气体越容易发生爆轰。

聚焦起爆器不仅能够解决直接起爆所需能量大的问题,还能够克服间接起爆过程中燃烧转爆轰所需距离长等问题,同时,高效的能量聚焦方式还能保证稳定可靠的起爆。尽管国内外对聚焦结构已有探索^[14-17],但将激波聚焦方式应用于旋转爆轰发动机起爆器领域的研究较少,且狭小空间内火焰加速、激波聚焦以及燃烧转爆轰过程有待进一步研究。本文针对旋转爆轰发动机设计起爆结构,采用四螺栓紧固的法兰克服旋转爆轰燃烧室对爆轰起爆管的周期性冲击,紧凑的起爆结构不仅能够大幅度降低对爆轰燃烧室单周期输出参数的影响,还能有效优化旋转爆轰燃烧室整体尺寸,低点火触发能和高强度聚能方式使半封闭的起爆器起爆旋转爆轰燃烧室变得安全、稳定、易操作。不同与以往利用激波聚焦诱导自点火的起爆方式(进口条件苛刻,舰船应用困难)而是采用弱点火的方式,利用火焰聚心激波聚焦达到加速爆燃转爆轰大幅度优化起爆器结构。此外,环形预爆管与该型起爆器存在明显区别,环形预爆管是由环形槽道构成,在爆轰燃烧室近壁小尺度环形槽道内实现燃烧转爆轰获得环形爆轰波从而点燃爆轰燃烧室^[15],而激波聚焦火焰聚心则是通过加速区加速火焰,聚焦区强化波系耦合并在稳燃区实现稳定平面爆轰波点燃爆轰燃烧室,与环形爆轰波相比后者点燃起爆能量大、可靠性高。

1 数值计算

1.1 物理模型和网格划分

激波聚焦火焰聚心起爆器结构如图 1 所示,为便于说明现将整个区域分为 3 部分分别为加速区、聚焦区和稳燃区。稳燃区管径 $d=20$ mm,加速区 l 长 $6d$,环缝宽度 k 取 $0.1d$,聚焦区为半

球形空腔结构 $r=13\text{ mm}$, 厚度为 1 mm 的筋板用于固定稳燃区内管同时将加速区分隔为 4 个独立的燃烧腔室, 每个燃烧区均匀布置一个点火器。考虑到实际应用中起爆器与旋转爆轰燃烧室的固定, 起爆管首段采用法兰紧固, 利用四螺栓均分起爆过程中产生的瞬时冲力。

综合考虑三维计算模型结构的复杂性和计算的低效性。因此, 本文对激波聚焦火焰聚心起爆器起爆过程数值计算时采用二维网格划分, 考虑到计算域具有明显的几何对称性, 为进一步提高计算效率, 故将计算域网格最终简化为如图 2 所示。计算域内均采用四边形结构网格。

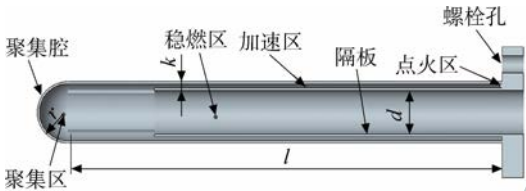


图 1 激波聚焦火焰聚心起爆器示意图

Fig. 1 Schematic diagram of a shock focusing flame implosion initiator



图 2 计算域简化网格示意图

Fig. 2 Schematic diagram of simplified calculation calculation

1.2 控制方程

流体的流动过程受质量守恒方程、能量方程、动量方程约束, 控制方程的通用形式

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} + \text{div}(\rho u \phi) = \text{div}(\Gamma \text{grad} \phi) + S \tag{1}$$

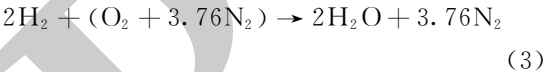
将式(1)展开可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \phi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u \phi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v \phi)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w \phi)}{\partial z} = \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + S \end{aligned} \tag{2}$$

式中 ϕ 为通用变量, 可以代表 u, v, w, T 等求解变量, Γ 为扩散系数, S 为广义源相, 式(1)中各项依次为瞬态项、对流项、扩散项和源项。对于特定的方程, ϕ, Γ 和 S 具有特定的形式, 表 1 给出了 3 个符号与各特定方程的对应关系, 具体符号含义可参见文献[18]。

所有控制方程都可经过适当的数学处理, 将

方程中的因变量、时变项、对流项和扩散项改写成标准形式, 将方程有段的其余各项集中在一起定义为源项, 化为通用微分方程, 只需考虑通用微分方程(式(1))的数值解。本文利用流体计算软件 ANASY Fluent 14.0 版本对激波聚焦火焰聚心起爆器内流场变化数值求解, 文献[19]表明与全变差递减(TVD)格式相比, 矢通量分裂法(AUSMDV)可以更清晰地捕捉到爆轰波阵面。因此, 本文基于密度基求解器求解非稳态控制方程, 采用矢通量分裂法对物理通量进行分解; 在近壁面采用非平衡壁面函数处理, 反应速率采用 Arrhenius 公式进行计算。化学反应机理采用一步总包反应, 即



其中化学反应速率常数 w 通过 Arrhenius 公式求得

$$k = A \exp(-E_a/R_u T) \tag{4}$$

其中 A 为指前因子, 取 9.87×10^8 ; E_a 为活化能, 取 $3.1 \times 10^7\text{ J/kmol}$ 。

表 1 各特定方程的对应关系

Table 1 Corresponding relationship of each particular equation

方程	ϕ	Γ	S
连续方程	1	0	0
动量方程	u_i	μ	$-\frac{\partial p}{\partial x_i} + S_i$
能量方程	T	$\frac{\omega}{c}$	S_T
组分方程	Y_i	D_i	R_i

1.3 初值及边界条件

在起爆器内预先充满当量比为 1.0 的氢气/空气, 计算域初始总压为 $101\,325\text{ Pa}$, 初始总温为 300 K 。采用能量较小、实现容易的火花塞点火, 并将其简化为半径为 1 mm 的球形 $3\,500\text{ K}$ 高温区, 用于模拟火花塞点火后的形成的已燃区, 该区域内为完全反应的燃烧产物, 加速区和稳燃区隔板宽度相对环缝宽度较大, 对内部波系反射和火焰传播均有较为明显影响, 隔板壁厚为 1 mm , 考虑到起爆过程化学反应时间短, 且起爆过程迅速热量无法及时散去, 故简化模型将所有壁面均设为绝热、无滑移。

1.4 网格和时间独立性验证

为定义最佳网格和时间尺度, 以起爆器距离

出口一倍管径中心轴线处静压 p_s 为监测对象,依次对在时间步 $\Delta\tau=0.04\ \mu\text{s}$ 时,网格尺度 Δx 从 $0.05\ \text{mm}$ 变化至 $0.5\ \text{mm}$ (对应网格数从 9 035 至 854 928)和网格尺度 $\Delta x=0.2\ \text{mm}$ 时,时间尺度 $\Delta\tau$ 从 $0.04\ \mu\text{s}$ 变化到 $1\ \mu\text{s}$ 进行验证求解,具体结果如图 3 和图 4 所示。计算结果表明,当网格尺度达到 $0.2\ \text{mm}$,时间尺度达到 $0.02\ \mu\text{s}$ 时,误差才可以接受,所以本文采用的网格尺度 Δx 和时间尺度 $\Delta\tau$ 分别为 $0.2\ \text{mm}$ 和 $0.02\ \mu\text{s}$ 。

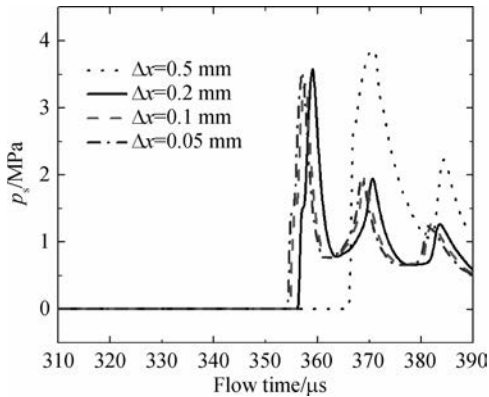


图 3 不同网格尺度下 p_s 分布

Fig. 3 Distribution of p_s at different mesh scales

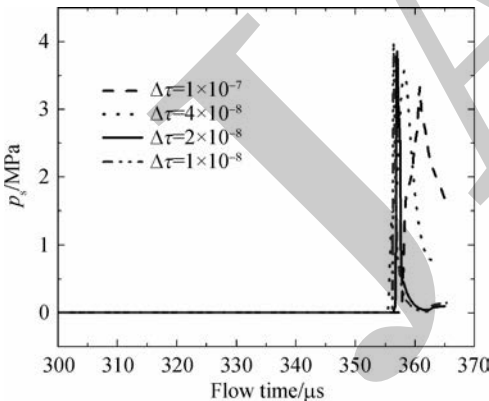


图 4 不同时间步下 p_s 分布($\Delta x=0.2\ \text{mm}$)

Fig. 4 Distribution of p_s at different time steps
($\Delta x=0.2\ \text{mm}$)

1.5 数值计算模型准确性验证

由于该型起爆结构较为新颖,国内外文献尚鲜有对相似结构开展相关的实验研究,因此为验证数值方法准确性同时考虑到计算量成本,本文采用实验研究比较完善的光管内爆轰进行对比验证。验证模型是长为 $500\ \text{mm}$ 管径为 $10\ \text{mm}$ 的光管,计算结果如图 5 所示对比 Bhattacharje 和 Lau-Chapdelaine 于 2013 年研究爆轰在起爆机制

实验利用高速摄像机所拍爆轰波^[20]形态如图 6 所示,在相同背压 p_0 下,发现计算所得爆轰波波系结构清晰,整个波系由入射激波、横波和马赫杆组成,三波点也较为明显。产物温度和爆轰波速度误差均在 5% 以内。

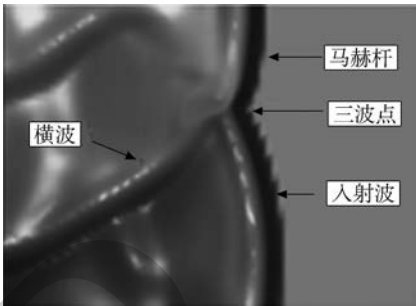


图 5 $p_0=12\ \text{kPa}$ 时 Fluent 计算模拟爆轰波波系结构
Fig. 5 Numerical simulation of detonation wave system structure by Fluent when $p_0=12\ \text{kPa}$

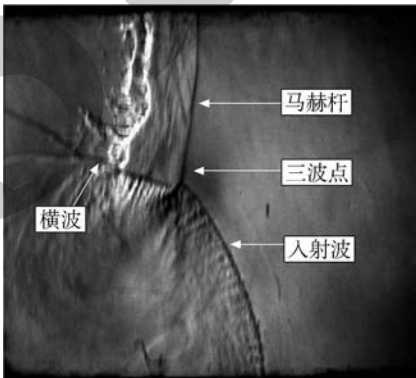


图 6 $p_0=12\ \text{kPa}$ 时高速摄像机所拍爆轰波波系结构
Fig. 6 Detonation wave system structure of high speed camera when $p_0=12\ \text{kPa}$

利用单步总包反应机理对 H_2/air 进行数值模拟的计算中轴线上压力分步与文献[21]18 步 10 组分详细化学反应机理计算结果对比如图 7 所示。其中 case 1 为总包反应,case 2 为详细化学反应机理。从压力分布情况来看两者具有宏观相似性,爆轰波前导激波峰面处产生较大压力梯度,波峰压力 p_n 约为 $2.5\ \text{MPa}$ 。随着化学反应的进行,在反应终了断面压力为 p_g ,其后是爆轰产物的等熵膨胀流动区,也称 Taylor 膨胀波,该区域内压力平缓下降,在某一位置(位置 a)前压力分布平缓约为 $0.56\ \text{MPa}$ 。两者在轴向上的差异则是由于详细机理采用点火方式能量更强,且在结构上有强化和加速措施从而形成快速起爆造成。因此,与详细机理反应相比单步总包反应计

算结果可信,为节省计算量,本文将采用后者进行后续计算。

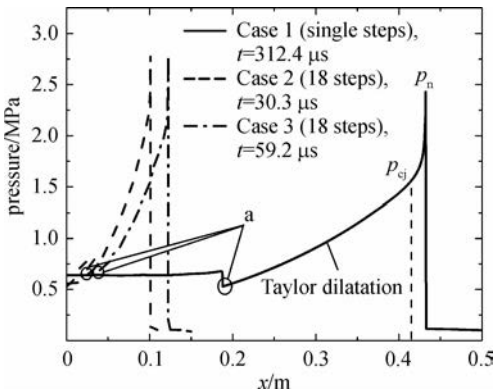


图 7 不同化学反应机理模拟计算结果对比
Fig. 7 Comparison of calculation results with different reaction mechanisms

综上可知,本文所用一步总包反应机理数值模拟方法所得爆轰波形态和轴向压力分布都与相关实验和利用详细化学反应机理模拟结果相符,计算结果较为准确具有参考价值。

2 模拟结果和流场分析

2.1 加速区流场分析

点火初期,由于温度场影响,点火点附近迅速形成一簇弱压力波并向四周不断扩散传播。在这段时间内温度场与压力场发展并不同步,燃烧初期的壁面反射的压力波扰动对火焰燃烧影响较小,火焰以层流燃烧为主,火焰传播速度也较慢仅为每秒十几米。图 8 为加速区位置示意图。为方便准确描述将计算域长度进行标定,其中横坐标 x 为计算域轴向刻度位置,加速区出口为零刻度位置,点火区位于 0.12m 位置处。图 9 为 6~248 μs 加速区火焰锋面变化(流场温度分布),在 120 μs 后随着燃烧的进行激波叠加效果逐渐增强,火焰形状略有改变,火焰的锥形结构使得反应面宽度增加,单位时间内燃烧释放出能量逐渐增大,加快了燃烧速度,但是此刻火焰传播的速度依旧远小于不断叠加的压力激波传播速度。180 μs 时,

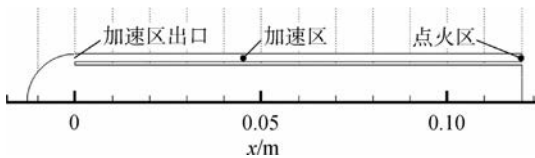


图 8 加速区位置示意图

Fig. 8 Schematic diagram of acceleration zone position

因为燃烧扰动引起压力激波的叠加更为清晰,直到 206 μs 时,由于激波扰动叠加压缩未燃区预混气,被压缩的预混气温度持续升高,为火焰燃烧创造有利条件。218 μs 激波扰动加之火焰前未燃预混气的压缩升温诱导火焰面进一步发生形变形成经典的 Tulipa 火焰^[18],火焰锋面加速追赶压力

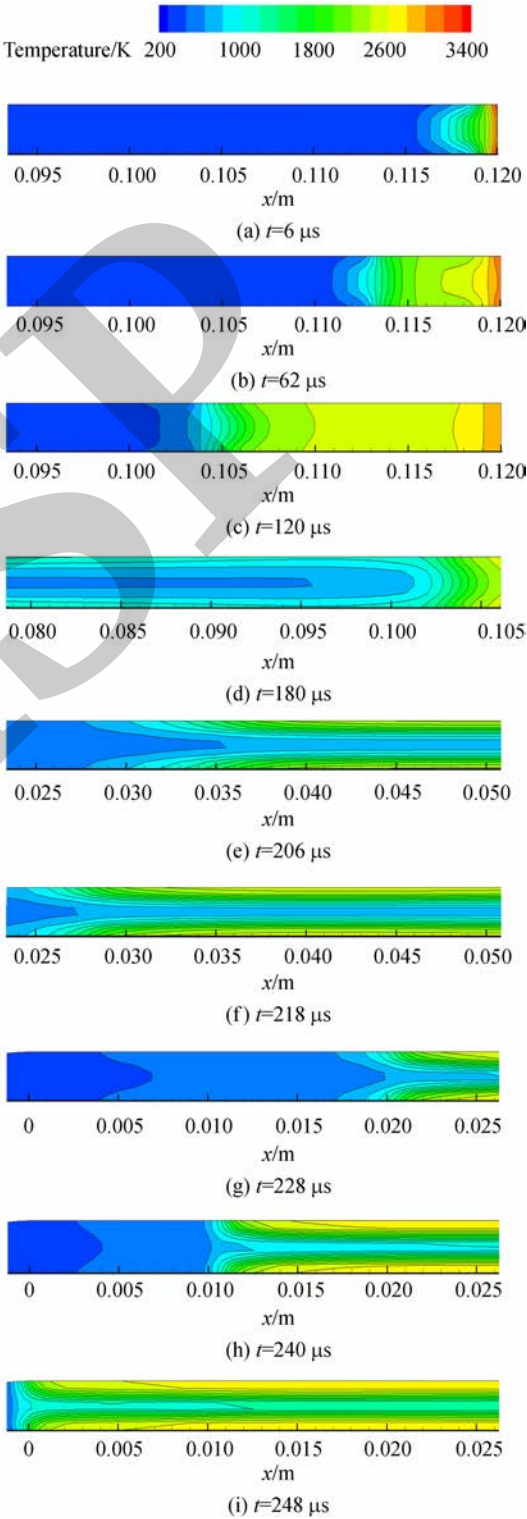


图 9 加速区火焰锋面变化

Fig. 9 Change of flame front in accelerating zone

波锋面,同时,失稳的褶皱火焰锋面诱导产生更多的激波进一步叠加,即在激波聚焦火焰聚心的起爆管整个加速区反应机制依旧遵循经典能量释放相干的激波增强效应(shock wave amplification by coherent energy release, SWACER)反馈机制^[22]。248 μs 在压力激波锋面即将离开加速区时,不断加速的火焰第 1 次与之形成耦合,尽管未能达到爆轰状态但是实现了高速射流的条件对聚焦区能量进一步放大和爆燃转爆轰转爆轰提供了有利条件。

由上可知,细长的加速区结构不但加强了壁面对激波的反射叠加作用,还能有效的拉伸火焰面形成 Tulipa 火焰,使之完成从层流火焰到湍流火焰的过渡,加速燃烧提高火焰传播速度。

2.2 聚焦区流场分析

图 10 分别为 288、292、296、298 μs 四个时刻激波聚焦火焰聚心起爆管聚焦区温度 T 与压力 p 分布云图。当压力波首次冲入聚焦区时,由于突扩的聚焦腔和隔板的锐缘结构,压力波发生扩散和衍射现象并在隔板顶端附近形成流动卷吸涡,图 11 为 292~298 μs 聚焦区内卷吸涡详细发展过程,其中 y 为计算域径向刻度位置。卷吸涡在隔板前端形成,之后不断沿隔板下侧向前推进,扩大的卷吸涡不仅能够有效阻碍弱激波和燃烧产物回传进入加速区还能增强聚焦区和稳定区前端的中心轴线上的聚焦作用。288 μs 时刻聚焦区腔壁面对入射激波的反射和滞止作用将射流的动能转化为压力势能形成 $15 \times 10^5 \text{ Pa}$ 高压点,由于壁面约束和惯性作用使其附着于聚焦腔内壁面而远离聚焦腔壁面激波强度则由于突扩结构造成的衍射现象不断削弱,且距离越远削弱强度越明显,与此同时,在加速区与激波耦合的火焰也随之向聚焦腔

扩散并伴有与激波锋面的微弱解耦现象。随着时间的进一步推移,压力波不断扩散,最高压力点沿聚焦腔继续向下推进,不断累积的压力波冲击壁面和卷吸涡的持续扩大使得最高压力点继续向下推进,最高压力峰值为 $20 \times 10^5 \text{ Pa}$,由 292 μs 温度及压力分布云图可知火焰前锋面与激波解耦现象加剧。296 μs ,加速区进入聚焦区并不断扩散的激波锋面在中心轴线处汇聚碰撞,并在中心轴线处形成超高压区域最高压力峰值可达 $30 \times 10^5 \text{ Pa}$,高度压缩的预混气温度不断提升,加速区扩散而来的火焰不断加热未燃预混气,很快形成火焰聚心的燃烧形式。298 μs 聚焦区中心轴线处压力激波进一步汇聚碰撞使这一区域内压力继续提升。由于聚焦腔半球形结构对激波扩散和衍射的约束作用,在壁面附近形成了 $90 \times 10^5 \text{ Pa}$ 的高温高压压缩区,这里称之为“预爆核心”。由于压力和温度的瞬时激增,造成的局部小范围爆炸是聚焦结构加速燃烧转爆轰的重要因素。爆炸后形成的过驱压力激波不断衰减的同时诱导加速聚心的火焰,直至两者再次耦合。至此压力波和燃烧火焰完成了聚焦和聚心能量放大的过程。模型中这一过程波系变化与文献[23]中的激波变化过程基本一致。

纵观聚焦区温度场和压力场的发展,加速区产生的初步耦合的火焰激波面在聚焦区经历了先扩散、衍射后在中心轴线处激波碰撞火焰聚心,最后聚焦腔将碰撞后的压力激波能量强度进一步放大形成局部爆炸的“预爆核心”3 个典型过程。总而言之,聚焦区独特的燃烧方式对于激波聚焦火焰聚心起爆管内燃烧转爆轰过程的加速起着至关重要的作用,是激波聚焦能量放大的核心,也是起爆控制技术的关键,对其进一步的研究和设计对

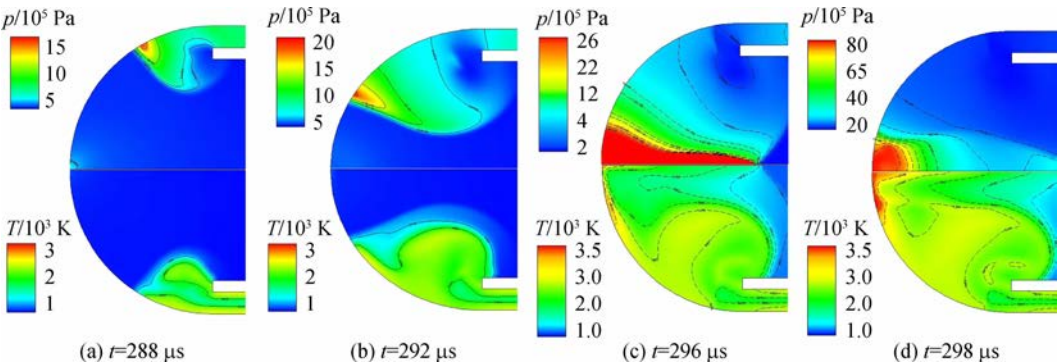


图 10 聚焦区不同时刻压力与温度分布云图

Fig. 10 Nephogram of pressure and temperature at different times in focusing region

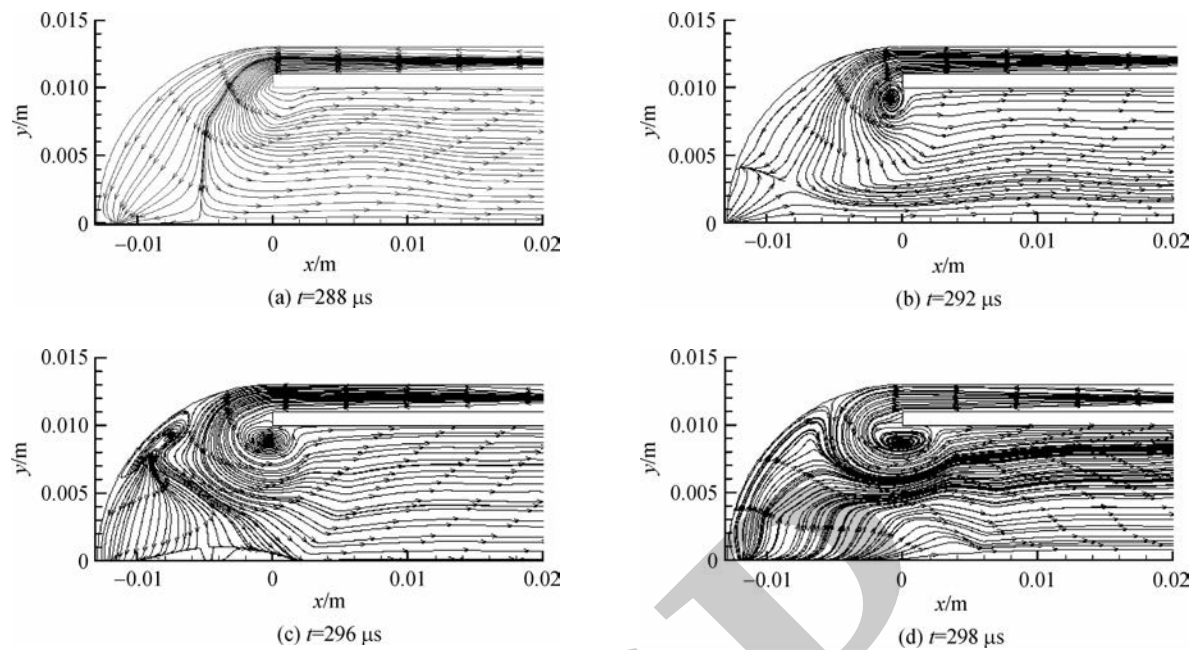


图 11 隔板前端卷吸涡发展

Fig. 11 Development of entrainment vortex at the front of separator

起爆技术的发展意义重大。

2.3 稳燃区流场分析

过驱压力激波的衰减和聚焦区剧烈震荡的压力波过渡到稳定可靠的爆轰波需要一定空间,稳燃区的存在是非常有必要的。图 12 是稳燃区不同时刻压力和温度分布云图,此外,需要说明的是,由于流场中涉及的局部高压点(三波点 H)在全时刻内压力变化剧烈,因此,为捕捉和描述三波点运动特征和压力变化特点,文中云图标尺未一致描述。 $300\mu\text{s}$ 时“预爆核心”压力扩散衰减并不断向前传播, $312\mu\text{s}$ 后部分扩散的压力波回传入加速区,但是由于加速区相对稳燃区径向尺寸较小和之前形成的卷吸涡的阻碍作用,回传的压力激波较少且强度较低。值得注意的是,加速区内传播的激波在隔板约束和不断扩大前移的卷吸涡作用下,产生了二次聚焦。壁面反射的压力波在中心碰撞形成二次爆炸,其核心位于中心轴线处最高压力约为 $50\times10^5\text{ Pa}$,二次爆炸强度虽不及聚焦区内的第 1 次预爆强度,但从图 12(a)可以看出,虽然聚焦区形成的一次爆炸核心压力高,但是前导压力波和火焰锋面由于衍射作用产生的能量衰减使得两者无法保持完全同步,出现解耦现象。在经过二次爆炸后 $314\mu\text{s}$ 火焰锋面和前导激波锋面强度明显增加并再次形成稳固耦合,实现同步。说明二次爆炸对于加强化学反应、诱导火焰面加速和减缓能量衰减具有一定作用,此种聚

焦结构形式具有一定合理性,多次爆炸是加速燃烧转爆轰的关键,如果能够通过结构控制爆炸核心位置,对缩短燃烧转爆轰距离大有裨益。 $312\sim316\mu\text{s}$ 过驱压力激波与火焰形成稳固耦合并沿轴线向出口传播,向四周扩散的压力波受管壁约束不断反射,回传入加速区的压力波由于缺乏能量供给也不断衰减与稳燃区激波压力相比可忽略不计其影响,此时稳燃区激波锋面处逐渐形成入由射激波、横波和马赫杆构成的三波结构。 $320\mu\text{s}$ 时刻波系结构清晰可辨,三波相交处形成“热点”“结构三波点 H ,即局部爆炸点,经典的热点理论认为稳定持续的爆轰存在的主要原因是”热点“在局部产生的小范围爆炸为爆轰波维持稳定波速向前不断传播提供连续不断能量补给,从图像上看模拟结果完全符合这一理论。 $320\sim326\mu\text{s}$ 三波点 H 随波系向前推进的同时向中心轴线处移动对称另侧的三波点亦然,最终两三波点在中心轴线处汇聚碰撞产生更强烈的局部爆炸为爆轰波持续稳定推进供给能量,从图 12(f) 可知激波锋面和火焰锋面形成稳固耦合的爆轰波未发生解耦现象。 $328\sim330\mu\text{s}$ 碰撞结束后的三波点做沿爆轰波锋面远离中心轴线运动。直至与壁面发生碰撞。再次反弹回中轴线汇聚碰撞如图 12(j) 所示,整个爆轰波稳定传播过程中马赫杆经历了先变大到中轴线三波点碰撞时达到最大然后向壁面反射逐渐变小直到三波点与壁面碰撞达到最小,最后

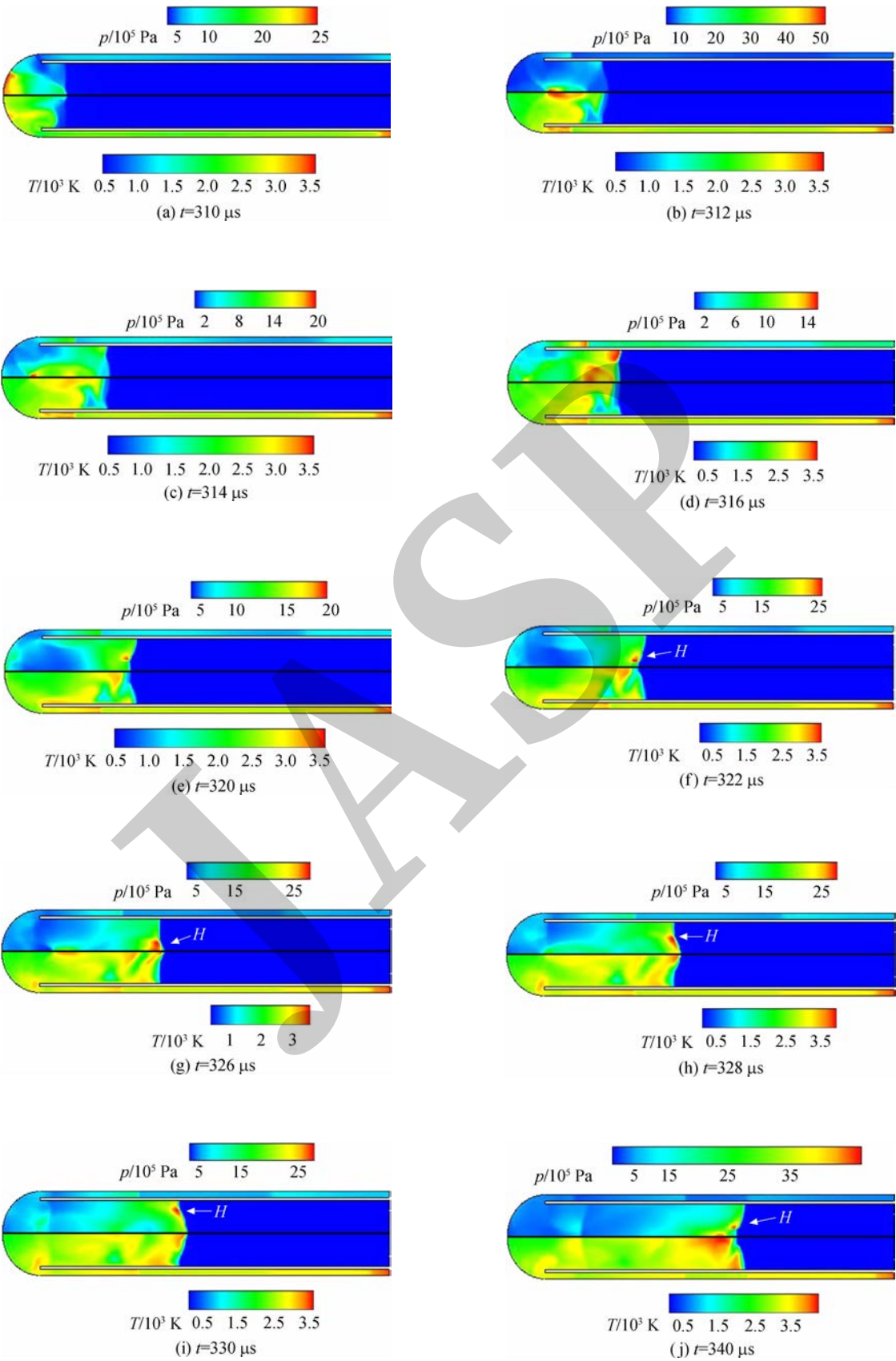


图 12 稳燃区不同时刻压力与温度分布云图

Fig. 12 Nephogram of pressure and temperature at different times in stabilized burning region

在反射回中心轴线的过程,此过程在爆轰波稳定传播过程周而复始,将三波点运动轨迹相连便构成了鱼鳞状胞格结构^[24]。稳定区于 320 μs 爆轰波系初步建立到 340 μs 爆轰波系结构清晰,波形态变化也和以往文献^[6]在研究直管内燃烧转爆轰过程相符。至此在径向尺寸为 20 mm,长度仅为 120 mm 的稳定区内实现了聚焦过驱爆轰到稳定爆轰的稳定过程。

为能够定量给出内部波系火焰间的相互作用机制,在中心轴线上半球形聚焦区几何中心为起点 0、40、60 mm 处非均匀布置 3 个监测点(记为 piont 1、piont 2 和 piont 3),图 13 为各监测点在 318 μs (即激波锋面刚进入稳燃区)到 358 μs 的各压力信号变化曲线图。326~328 μs 第 1 簇较强耦合的压力波经过该检测点导致检测信号数据在此刻产生较大梯度,其后压力信号产生震荡但基本维持 0.5 MPa 即燃烧产物压力。可以看出聚焦区中心点 0 mm 处压力幅值小于 1 MPa 且波动相对较小,说明聚焦腔几何中心并非激波聚焦中心。322 μs 以前压力波尚未传至 piont 2,从图像上看这段时间 piont 2 接受的压力信号一直维持为 0.101325 MPa 的环境压力,322~324 μs 耦合的强激波经过此点如图像所示最大压力幅值可达 3.12 MPa,之后略有波动最终也维持于 0.5 MPa 的产物压力。Piont 3 同 piont 2 点 336 μs 前一直维持环境压力,强激波经过此点致使压力信号在 4 μs 内迅速攀升至 36×10^5 Pa 与实验^[25]所得的 von Neumann peak 一致,此后压力信号同样略有波动并维持于 0.5 MPa 的产物压力。3 条曲线共同点是当激波未到达监测点前压力信号维持环境压力,激波经过监测点时均会产生较大压力变化,激波通过后监测点压力均产生波动,并基本维持在 0.5 MPa。由于稳燃区径向尺度较小,且无流动阻碍,激波通过后产物压力震荡则是因为聚焦区聚焦、波系间相互作用和腔内产物复杂运动所致。

图 14 和图 15 分别为爆轰波在激波聚焦火焰聚起爆管稳燃区传播 346~364 μs 中轴线上温度和压力分布图,各时刻波形基本一致,最大梯度处为爆轰波前导激波锋面位置,其前为爆轰产物参数,其后是未燃气参数。爆轰产物温度基本维持在 3000 K 爆轰波锋面温度稍高且最高为 4000 K,压力最高峰值为 2.8 MPa 所在位置与最高温度点温度相同说明火焰与压力激波形成耦合,构成稳定传播的爆轰波,另外值得关注的是爆轰产

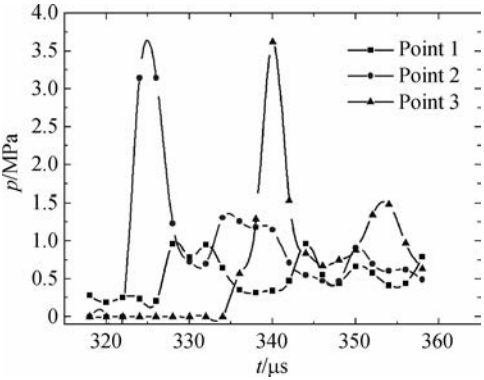


图 13 测点压力信号变化

Fig. 13 Pressure signals of different measuring points

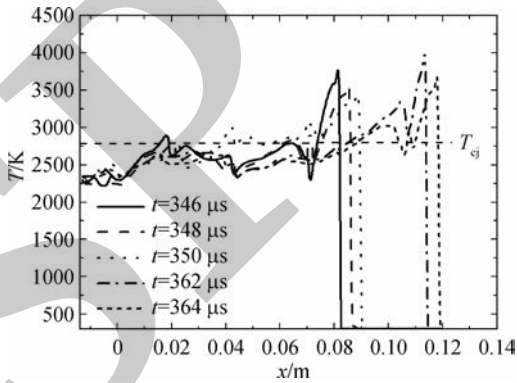


图 14 不同时刻中轴线上温度分布

Fig. 14 Temperature distribution on the central axis at different times

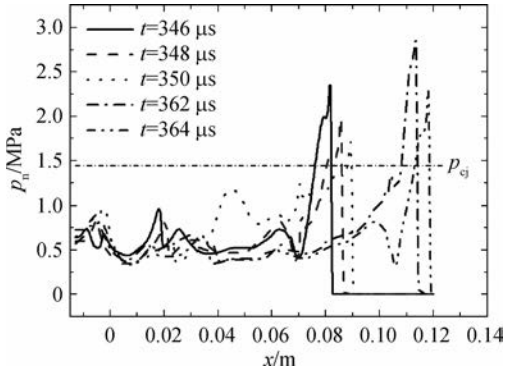


图 15 不同时刻中轴线上压力分布

Fig. 15 Pressure distribution on the central axis at different times

物温度、Taylor 膨胀区爆轰产物压力波动是由于聚焦区聚焦作用引起的内部波系扰动,该现象的出现是由结构决定存在必然性,这种扰动实际上具有强化湍流燃烧、诱导激波产生叠加加速爆轰波的作用。此外爆轰波上压力变化趋势是三波点运动造成径向不均匀所致这和 Taylor 压力波的

波动有实质性区别,且从爆轰波速的角度来看爆轰波基本维持 2 100 m/s 的爆轰波速稳定向起爆管出口传播。

3 结 论

1) 加速区利用边界效应加速层流火焰,完成了层流火焰到湍流火焰的过渡和火焰加速追赶前导激波的过程,其中 Tulipa 火焰是这一过程中最为典型的代表。

2) 聚焦区聚焦腔将加速区传播的压力激波在中心轴线处聚焦耦合,实现“预爆核心”的局部爆炸,对能量进行放大,是加速燃烧转爆轰最关键结构。由于突扩的聚焦腔和隔板前端的锐缘造成的流动卷吸涡能够加强聚焦、阻碍弱激波和燃烧产物回传入加速区。

3) 稳燃区前端隔板承担了激波二次反射聚焦局部爆炸的任务,对耦合的火焰和激波锋面起到加强加速的用,对爆轰波系的建立也有帮助。

4) 中轴线上燃烧产物温度和 Taylor 压力的波动和爆轰波锋面压力变化有实质性区别,前者是因为聚焦区对弱激波聚焦内部复杂波系所致,而后者则是因为三波点的运动造成的径向不均匀所致。

参考文献:

- [1] KAILASAN K. Review of propulsion applications of detonation waves[J]. *AIAA Journal*, 2000, 38(9): 1698-1708.
- [2] 张彭岗. 缓燃转爆轰特性研究[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2009.
ZHANG Penggang. An investigation on characteristic of the deflagration to detonation transition [D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2009. (in Chinese)
- [3] 林伟, 周进, 林志勇, 等. 爆震起爆方式综述[R]. 长沙: 湖南省研究生创新论坛, 2009.
- [4] 刘世杰, 林志勇, 覃慧, 等. 连续旋转爆轰波发动机研究进展[J]. *飞航导弹*, 2010, 2(10): 70-75.
LIU Shijie, LIN Zhiyong, TAN hui, et al. Research progress of continuous rotating detonation wave engine[J]. *Aerodynamic Missile Journal*, 2010, 2(10): 70-75. (in Chinese)
- [5] BUSSING T, HINKEY J, KAYE L. Pulse detonation engine preliminary design considerations[J]. *AIAA* 94-3220, 1994.
- [6] WANG J P, LIU Y F. Two-dimensional numerical simulations on ignition of pulsed detonation engine [R]. Chongqing, the 4th Asian-Pacific Conference on Aerospace Technology and Science, 2002.
- [7] CHAO J, OTSUKAB T, LEE J H S. An experimental in-

vestigation of the onset of detonation[J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2005, 30(2): 1889-1897.

- [8] CHAN C K, LAU D, THIBAUT P A, et al. Ignition and detonation initiation by shock focusing. [J]. *American Institute of Physics*, 1990, 208(1): 161-166.
- [9] HOLL R, GRONIG H. Focusing of shock-waves. [J]. *Archives of Mechanics*, 1990, 34(6): 643-652.
- [10] BARTENEV A M, KHOMIK S V, GELFAND B E, et al. Effect of reflection type on detonation initiation at shock-wave focusing *Shock Waves*[J]. *Shock Waves*, 2000, 10(3): 205-215.
- [11] 腾宏辉, 王春, 邓博等. 可燃气体中激波聚焦的点火特性[J]. *力学学报*, 2007, 39(2): 171-180.
TENG Honghui, WANG Chun, DENG Bo, et al. Ignition characteristics of shock wave focusing in combustive gases [J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2007, 39(2): 171-180. (in Chinese)
- [12] 王春, 司徒明, 韩笔元. 用于爆震引燃的激波聚焦无反应流场数值模拟[J]. *推进技术*, 2003, 24(2): 156-159.
WANG Chun, SITU Ming, HAN Zhaoyuan. Numerical investigation on cold flowfields of shock focusing for ignition of pulse detonation[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2003, 24(2): 156-159. (in Chinese)
- [13] 唐敖. 可燃气体 CH₄ 中激波聚焦的数值模拟[D]. 南京: 南京理工大学, 2005.
TANG Ao. Numerical simulation of shock wave focusing in flammable gas[D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2005. (in Chinese)
- [14] HAN Qixiang, WANG Jiahua, WANG Bo. Investigation of deflagration transition distance in a tube with mixture[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2003, 24(1): 63-66.
- [15] 秦亚欣, 高歌. 环形爆震波聚焦起爆数值模拟[J]. *航空动力学报*, 2011, 26(5): 1038-1042.
QIN Yaxin, GAO Ge. Numerical simulation of detonation initiation in a duct via imploding annular detonation[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2011, 26(5): 1038-1042. (in Chinese)
- [16] 归明月, 范宝春, 于陆军, 等. 聚心火焰与诱导激波相互作用及爆燃转爆轰过程[J]. *爆炸与冲击*, 2007, 27(3): 204-209.
GUI Mingyue, FAN Baochun, YU Lujun. Numerical investigations on interaction of implosion flame with shock[J]. *Explosion and Shock Waves*, 2007, 27(3): 204-209. (in Chinese)
- [17] 何立明, 荣康, 曾昊, 等. 射流宽度对激波汇聚起爆的影响分析[J]. *空气动力学学报*, 2012, 30(3): 322-327.
HE Liming, RONG Kang, ZENG Hao, et al. Investigation on the influence of jets width on initiation shock wave focus[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2012, 30(3): 322-327. (in Chinese)
- [18] 修玉娟. 旋转爆轰热射流起爆技术研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2016.
XIU Yujuan. Numerical investigation on rotating detona-

tion combustion chamber of self-priming[D]. Harbin: Harbin Engineering University, 2016. (in Chinese)

[19] UEMURA Y, HAYASHI A. K, ASAHARA M, et al. . Transverse wave generation mechanism in rotating detonation[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34(2):1981-1988.

[20] BHATTACHARJEE R R, LAU CHAPDELAINE S S M, LAU CHAPDELAINE G, et al. Detonation re-initiation mechanism following the Mach reflection of a quenched detonation[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34(2):1893-1901.

[21] TOGASHI F, LOHNE R, TSUBOI N. Numerical simulation of H₂/Air detonation using detailed reaction models [R]. Reno: AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2006.

[22] 王栋. 脉冲爆震发动机工作过程数值模拟研究[D]. 南京: 南京理工大学, 2007.

WANG Dong. Numerical simulation of pulse detonation engine[D]. Nanjing: Nanjing University of Science and Technology, 2007. (in Chinese)

[23] 王丹, 严宇, 张锋, 等. 两级脉冲爆震发动机激波聚焦起爆数值模拟[J]. 航空动力学报, 2017, 32(4):942-948.

WANG Dan, YAN Yu, ZHANG Feng, et al. Numerical simulation of shock wave imploding detonation initiation in two-stage pulse detonation engine[J]. Journal of Aerospace Power, 2017, 32(4):942-948. (in Chinese)

[24] ZHANG Bo, PENG Lei, GAO Yuan. Detonation limits in binary fuel blends of methane/hydrogen mixtures[J]. Fuel, 2016, 168:27-33.

[25] LIU Qingming, ZHANG Yunming, LI Shuzhuan. Study on the critical parameters of spherical detonation direct initiation in hydrogen/oxygen mixture[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2015, 40(46):16597-16604.

(编辑:王碧琚)