

# 不同直径圆球诱导燃烧的振荡机制与频率特性<sup>\*</sup>

刘 帅<sup>1</sup>, 张子健<sup>2</sup>, 滕宏辉<sup>1</sup>

(1. 北京理工大学 宇航学院, 北京 100081;

2. 中国科学院力学研究所, 北京 100190)

**摘要:** 为了分析不同直径圆球诱导振荡燃烧规律, 并揭示圆球大小在振荡燃烧现象中所发挥的深层次作用, 采用二维轴对称 Euler 方程和基元反应模型, 对不同直径的圆球在 H<sub>2</sub>/air 预混气体中诱导振荡燃烧的现象开展数值模拟研究。研究发现, 振荡频率并不是简单地随直径增大而逐渐从高频向低频连续过渡, 而是存在两次突变, 形成了超高频、高频以及低频三种振荡燃烧模态。在两种模态间过渡时, 振荡达到稳定状态前, 会存在一段双频耦合的振荡阶段。三种不同振荡燃烧模态的产生是受到了不同振荡机制的作用, 而两种模态间过渡时的双频耦合现象则是两种机制相互竞争的结果。

**关键词:** 激波诱导燃烧; 振荡燃烧; 频率特性; 高速圆球; 基元反应

中图分类号: O381 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2021) 04-0745-10

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.200245

## Oscillation Mechanism and Frequency Characteristics of Combustion Induced by Spheres with Different Diameters

LIU Shuai<sup>1</sup>, ZHANG Zi-jian<sup>2</sup>, TENG Hong-hui<sup>1</sup>

(1. School of Aerospace Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China;

2. Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

**Abstract:** In order to analyze the law of oscillating combustion induced by spheres with different diameters and to reveal the inherent effect of sphere size on the oscillation phenomenon, numerical simulations are carried out to investigate the oscillating combustion phenomenon in a H<sub>2</sub>/air premixed gas mixture induced by spheres with different diameters, by solving the two-dimensional axisymmetric Euler equations along with a detailed combustion mechanism. Results show that as the sphere diameter increases, the frequency of oscillating combustion does not decrease continuously, but with two abrupt drops, which implies that there exist three modes in the high-speed sphere-induced oscillating combustion phenomenon, namely the superhigh-frequency mode, the high-frequency mode, and the low-frequency mode. During the transition of two modes, there exists a metastable oscillating state of double-frequency coupling before the oscillation reaches its stable state. Moreover, the appearance of these three different modes is affected by different oscillation mechanisms, and the double-frequency coupling phenomenon during the transition of two modes is resulted from the competition of two mechanisms.

**Key words:** Shock-induced combustion; Oscillating combustion; Frequency characteristics; High-speed sphere; Detailed combustion mechanism

\* 收稿日期: 2020-04-20; 修订日期: 2020-07-01。

基金项目: 国家自然科学基金 (11822202)。

作者简介: 刘 帅, 硕士生, 研究领域为爆震燃烧与高超声速推进。E-mail: 1094537418@qq.com

通讯作者: 滕宏辉, 博士, 教授, 博士生导师, 研究领域为爆震物理与推进等。E-mail: hhteng@bit.edu.cn

引用格式: 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 Shuai, ZHANG Zi-jian, TENG Hong-hui. Oscillation Mechanism and Frequency Characteristics of Combustion Induced by Spheres with Different Diameters[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2021, 42(4):745-754.)

## 1 引言

爆震燃烧可以近似成一个等容燃烧过程,相较于等压燃烧过程,基于爆震燃烧的动力装置,具有更高的循环热效率和能量转换速率<sup>[1]</sup>,因此在高超声速推进领域受到了广泛的关注。当前爆震发动机主要有脉冲爆震发动机、斜爆震发动机和旋转爆震发动机三种。其中,斜爆震发动机具有结构简单、质量轻、比冲高以及可用于高超声速吸气式飞行等优点<sup>[2]</sup>,应用潜力巨大。在斜爆震发动机中,采用较大倾角的楔面可以诱导出较强的斜激波,从而实现斜爆震波的可靠起爆。然而,过大的楔面角度会导致爆震波处于强过驱状态,会带来脱体斜爆震振荡燃烧等问题<sup>[3]</sup>。此外,斜爆震波还可以采用圆球进行诱发,用圆球诱发斜爆震波的机制比楔面诱发更加复杂,涉及正激波、斜激波和稀疏波与燃烧反应之间复杂的相互作用,在某些情况下也会产生振荡燃烧,从而影响工程应用的可靠性<sup>[4]</sup>。因此,对激波诱导燃烧现象及其规律进行研究,对斜爆震发动机的工程应用具有重要意义。圆球高速运动产生脱体激波并对预混可燃气体进行压缩使其温度升高,经过一定长度的诱导区后,气体发生自点火燃烧。当诱导长度足够短、燃烧面和激波面紧密耦合时即为爆震<sup>[5]</sup>。围绕高速圆球诱导燃烧的大部分研究都是针对其中出现的非定常周期振荡现象,即在圆球表面到激波面之间的滞止线上会周期性地产生新的火焰面,新火焰面与旧火焰面融合后呈波纹状传递到下游,激波面也会出现反复振荡。

20世纪六七十年代,弹道靶实验被广泛地应用于研究激波诱导燃烧。弹道靶实验就是将弹丸以超声速射入静止预混可燃气体,利用弹丸前方的脱体激波诱导气体发生燃烧。20世纪60年代初,Ruegg等<sup>[6]</sup>将直径为20mm的圆球以不同速度射入压力不同的 $H_2/air$ 预混气体中,采用纹影技术观测到了振荡燃烧的现象。随后,Behrens等<sup>[7]</sup>又进行了直径为9mm的圆球实验,并粗略地测量了振荡频率。70年代初,Lehr<sup>[8]</sup>进行了圆球直径为15mm的类似实验,更加精确地对振荡频率进行了测量,并且认为振荡燃烧的频率以及激波面-燃烧面之间的距离与点火延迟有显著关系。McVey等<sup>[9-10]</sup>进行了直径为12.7mm的圆球实验,深入分析了激波诱导振荡燃烧现象,并提出了相应的机制。Matsuo等<sup>[11-12]</sup>于90年代初通过采用两步化学反应模型进行数值模拟,证明了Toong的激波诱导振荡燃烧机制。随后,他们

还发现Ruegg等的实验中存在另一种低频高幅的振荡燃烧模态,结合采用两步化学反应的数值模拟,提出了大扰动振荡燃烧机制<sup>[13]</sup>。Sussman<sup>[14]</sup>利用详细的 $H_2/air$ 基元反应模型模拟了Lehr的实验和Matsuo的算例,Ahuja等<sup>[15]</sup>则用基元反应模型模拟了Ruegg等的实验,都进一步验证了激波诱导振荡燃烧现象中存在高频和低频两种振荡燃烧模态及相应的振荡机制。Ahuja等<sup>[16]</sup>随后又通过数值模拟研究了不同来流条件下激波诱导燃烧现象的变化规律,发现C-J爆震速度并不是触发振荡燃烧现象的唯一因素,还包括圆球直径、诱导时间、活化能和放热速率等。Matsuo等<sup>[17]</sup>提出采用第一Damkohler数来预测圆球诱导振荡燃烧的模式。Kasahara等<sup>[18]</sup>在一系列弹道靶实验的基础上,根据振荡频率和圆球下游是否存在包络振荡(Envelope oscillation)进一步将圆球诱导燃烧细分为5种模式。Matsuo<sup>[19]</sup>通过数值模拟对包络振荡现象进行了深入研究,揭示了包络振荡的具体机理。Matsuo等<sup>[20-21]</sup>改进了振荡模式的预测方法,并对高低频两种振荡模态之间的过渡进行了一些简单研究。

过去对高速圆球诱导燃烧中的非定常周期振荡现象的实验或数值模拟通常是在不同来流条件下仅对单一圆球直径开展研究,或是在过驱状态下对不同直径圆球诱导爆震现象开展研究,而对不同直径圆球的激波诱导振荡燃烧现象的研究则较少。在燃烧/爆震现象中,化学反应流是存在尺度问题的,很多燃烧特征不存在缩比,振荡燃烧现象也应不例外。

本文采用 $H_2/air$ 基元反应模型,对不同直径圆球诱导的振荡燃烧现象开展数值模拟研究,分析不同直径圆球所诱导的振荡燃烧模态以及不同模态下滞止线上各种波的传播规律,从而进一步分析了圆球诱导燃烧的振荡机制与频率特性。

## 2 数值方法与验证

通过在静止预混可燃气体中射入高速圆球并形成强激波,从而实现激波诱导燃烧的问题,可简单地通过参考系变换等价于超声速气流中静止球体产生脱体激波并诱导燃烧的问题。本文主要对不同直径的静止圆球在来流马赫数为4.18的 $H_2/air$ 预混可燃气流中的激波诱导振荡燃烧现象开展数值模拟,通过分析振荡频率的变化规律和其中各种波的产生和传播规律,研究圆球尺度在其中所起的作用。

激波诱导振荡燃烧现象本质上是激波与燃烧波相互作用的结果,输运特性的影响较小,暂可忽略不

计。因此,本文采用物性守恒方程和无粘 Euler 方程作为圆球周围反应流的控制方程。对于二维轴对称流动,其具体形式为

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

其中

$$\mathbf{U} = \begin{Bmatrix} \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_i \\ \vdots \\ \rho_n \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{Bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{Bmatrix} \rho_1 u \\ \vdots \\ \rho_i u \\ \vdots \\ \rho_n u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{Bmatrix}, \mathbf{G} = \begin{Bmatrix} \rho_1 v \\ \vdots \\ \rho_i v \\ \vdots \\ \rho_n v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{Bmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{W} = \frac{v}{y} \begin{Bmatrix} \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_i \\ \vdots \\ \rho_n \\ \rho u \\ \rho v \\ E + p \end{Bmatrix}, \mathbf{S} = \begin{Bmatrix} \omega_1 \\ \vdots \\ \omega_i \\ \vdots \\ \omega_n \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{Bmatrix}$$

式中  $\mathbf{U}$  为守恒变量,  $\mathbf{F}$  和  $\mathbf{G}$  分别为  $x$  和  $y$  方向上的对流通量,  $\mathbf{W}$  为轴对称源项,  $\mathbf{S}$  为化学反应源项,  $p$  为压力,  $u$  和  $v$  分别为  $x$  和  $y$  方向上的速度分量,  $\rho_i$  为第  $i$  种组分的密度,  $n$  为组分总个数,  $\omega_i$  为化学反应中第  $i$  种组分的质量生成率,它由化学反应模型决定。

混合物的总密度  $\rho$  和单位体积的总能  $E$  为

$$\rho = \sum_{i=1}^n \rho_i \quad (3)$$

$$E = \rho h - p + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \quad (4)$$

混合物的比焓  $h$  和压力  $p$  为

$$h = \sum_{i=1}^n \rho_i h_i / \rho \quad (5)$$

$$p = \sum_{i=1}^n \rho_i \frac{R_0}{w_i} T \quad (6)$$

式中  $h_i$  是第  $i$  种组分的比焓,可从每种组分的热力学数据库<sup>[22]</sup>中查得;  $R_0$  是普适气体常数;  $w_i$  是第  $i$  种组分的分子摩尔质量;  $T$  是气体温度。

本文数值模拟中所采用的数值格式为二阶守恒型 TVD 格式<sup>[23]</sup>,其中对界面通量采用 HLLC (Harter-Lax-van Leer Contact) 近似黎曼求解器进行求解<sup>[24]</sup>。在时间方向上,采用四阶龙格-库塔法进行显式推

进。采用的  $H_2$ /air 燃烧机理是 Wilson 和 MacCormack<sup>[25]</sup>修正的 Jachimowski 机理<sup>[26]</sup>,共涉及 9 个组分 ( $H_2, O_2, H, O, OH, H_2O, HO_2, H_2O_2, N_2$ ) 和 19 个基元反应。该燃烧机理能准确地预测点火延迟时间等特性,被广泛地应用于超声速燃烧和激波诱导燃烧等数值模拟中<sup>[27-30]</sup>。所采用的计算域如图 1 所示,其中左边界设为超声速来流条件,右边界设为超声速出口条件,底部边界设为轴对称边界条件,球体边界设为滑移壁面条件。图中,滞止线为过滞止点并与来流方向平行的线段,同时也是圆球外流场的对称轴。

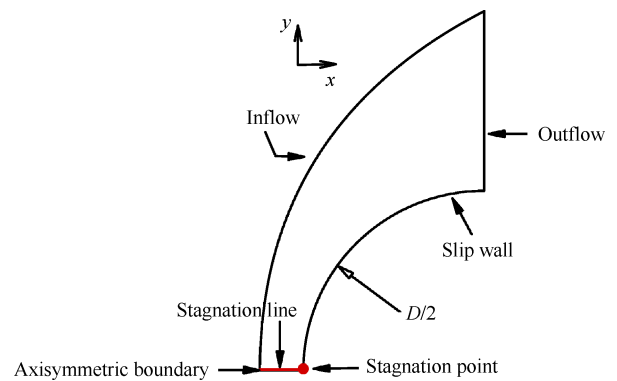


Fig. 1 Computational domain

本文基于 Lehr<sup>[8]</sup>的实验,设定来流气体为化学当量比 1.0 的  $H_2$ /air 预混气体,即  $H_2:O_2:N_2=2:1:3.76$ ,压力  $p=42663\text{Pa}$ ,温度  $T=292\text{K}$ ,速度  $V=1685\text{m/s}$ ,对应的马赫数  $Ma=4.18$ 。数值模拟经验表明,网格分辨率对波的相互作用的准确模拟至关重要。位于激波和圆球之间的滞止线附近存在许多弱波,在激波诱导振荡燃烧现象中起着十分关键的作用,故要求轴对称边界附近具有较高的网格分辨率,因此此处网格尺寸设定为  $4\mu\text{m}$ ,呈均匀分布。在圆球表面上,设置靠近轴对称边界位置处的网格尺寸也为  $4\mu\text{m}$ ,靠近出口边界位置处的网格尺寸不大于  $70\mu\text{m}$ ,呈双曲正切函数规律分布。为进行网格无关性验证,对以上网格在两个方向上各加密一倍,即在轴对称边界附近的网格尺寸加密为  $2\mu\text{m}$ ,呈均匀分布;在靠近轴对称边界位置处的圆球表面网格尺寸加密为  $2\mu\text{m}$ ,靠近出口边界位置处的网格尺寸不大于  $35\mu\text{m}$ ,同样呈双曲正切函数规律分布。

分别采用以上两套网格对 Lehr<sup>[8]</sup>的实验开展数值模拟研究。将数值模拟流场(温度分布云图,  $4\mu\text{m}$ )和实验结果进行对比(如图 2 所示)可以看出,当前数值模拟准确地捕捉到了脱体激波和火焰面的位置,

且准确地再现了实验中所观测到的波纹状火焰面结构。如图3所示,采用 $4\mu\text{m}$ 网格进行数值模拟得到的激波面振荡频率为 $150.1\text{kHz}$ ,网格加密后得到的振荡频率为 $146.7\text{kHz}$ ,两者相对误差约为 $2.3\%$ ,这说明此时网格尺寸对该问题模拟结果的影响较小,可忽略不计。因此,本文后续主要采用 $4\mu\text{m}$ 的网格进行数值模拟。此外,Lehr<sup>[8]</sup>实验中观测到的振荡频率为 $148\text{kHz}$ ,数值模拟结果与实验结果之间的相对误差小于 $2\%$ ,说明当前数值方法能较准确地捕捉激波诱导振荡燃烧现象。

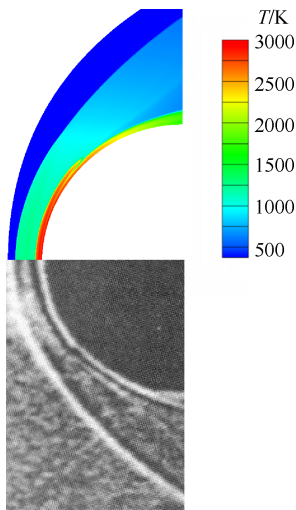


Fig. 2 Comparison of numerical temperature contour and experimental result

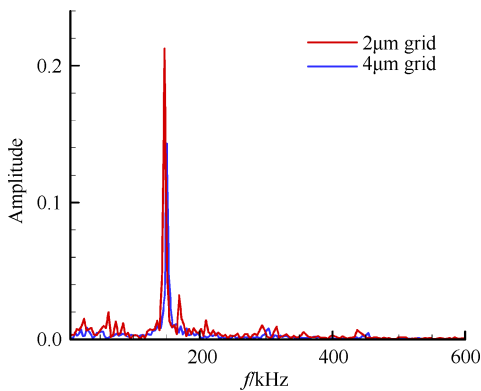


Fig. 3 Oscillation frequency obtained by numerical simulation for  $D=15\text{mm}$

### 3 结果与讨论

在上文给定的来流条件下,根据数值模拟得到的各圆球直径下的燃烧特征和振荡频率,将激波诱导燃烧现象划分为四种模态:稳定燃烧模态、超高频振荡燃烧模态、高频振荡燃烧模态和低频振荡燃烧模态。

#### 3.1 稳定燃烧模态

在超声速来流下,圆球前方会形成一道脱体的弓形激波。激波压缩使得气体速度降低,压力、温度、密度升高。当圆球直径特别小,预混可燃气体在激波后绕圆球的流动滞留时间小于燃烧反应诱导时间时,预混可燃气体不会发生燃烧。当圆球直径 $D$ 增大,流动滞留时间大于燃烧反应诱导时间时,如 $D=5\text{mm}$ ,可燃气体在圆球滞止点附近发生燃烧,温度显著升高,如图4所示。进一步地,从图5所示的滞止线上密度分布的 $X-t$ 图可见,此时燃烧面较稳定,激波面无振荡,燃烧面和激波面之间也没有明显的波的相互作用,燃烧处于稳定燃烧模态。

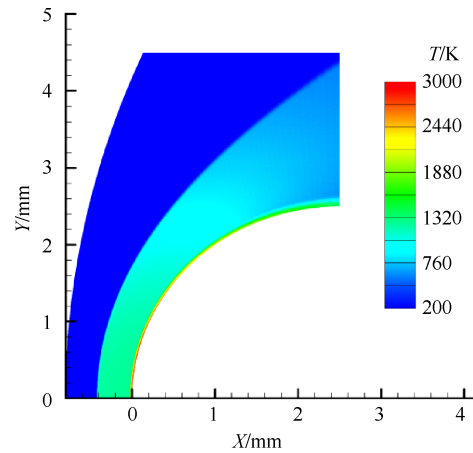


Fig. 4 Temperature contour plot for  $D=5\text{mm}$

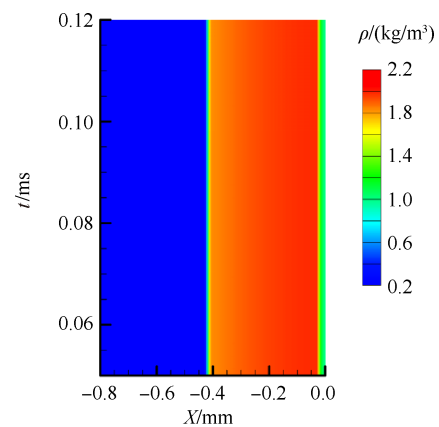


Fig. 5 History of the density-contour distributions on the stagnation streamline for  $D=5\text{mm}$

#### 3.2 超高频振荡燃烧模态

当圆球直径增大到某一临界值时,如 $D=9\text{mm}$ ,在原始燃烧面和激波面之间的滞止线附近会出现新的燃烧面,如图6所示。新燃烧面的生成会产生一道压缩波向上游运动,该压缩波传播到激波面时会反射回来一道熵波(熵波是在压缩波与激波相互作用时

所产生的一种波,其内部存在温度梯度,但不存在压力和速度梯度),如图7所示,图中黑色实线表示压缩波,黑色虚线表示熵波。在熵波的作用下,波后气体温度升高,使得燃烧诱导长度变短,因此新燃烧面会在原始燃烧面的上游形成。由于受到圆球曲率所带来的膨胀作用的影响,新燃烧面在形成后会向下游衰减,直至下一个新燃烧面在其上游生成,形成周期性的振荡燃烧现象。从图7可见,在振荡基本稳定后,该模式下的波系作用与新燃烧面生成之间存在交错特征,即:第 $T$ 个周期中因新燃烧面生成而产生的压缩波在向上游运动至激波面处后反射回来的熵波导致的是第 $T+2$ 个周期中新燃烧面的生成。相应地,第 $T+1$ 个周期中新燃烧面的生成是由第 $T-1$ 个周期中产生的波的作用所导致的,以此类推。从图8可见,对于 $D=9\text{mm}$ ,振荡燃烧的主频为 $313.7\text{kHz}$ (图中其它峰值所在的更高频率分别为基频的2倍、3倍等,代表的是振荡燃烧现象中的高次谐波),频率大小约为Lehr<sup>[8]</sup>实验中频率的两倍,故称该燃烧模式为超高频振荡燃烧模式。

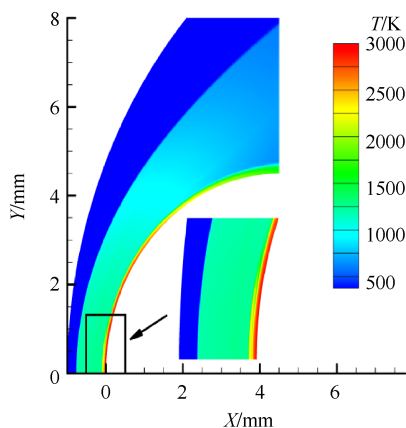


Fig. 6 Temperature contour plot for  $D=9\text{mm}$

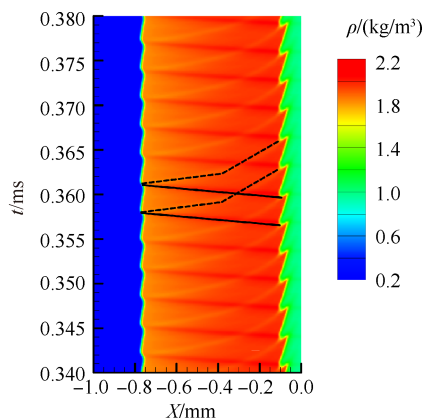


Fig. 7 History of the density-contour distributions on the stagnation streamline for  $D=9\text{mm}$

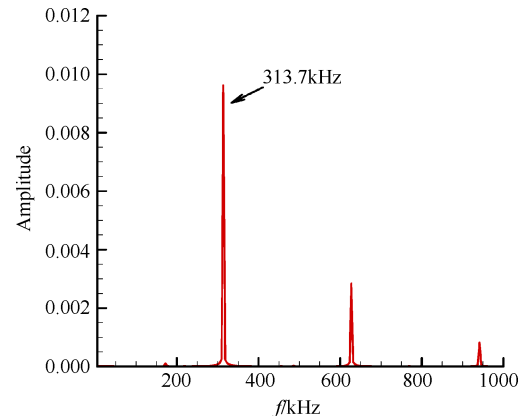


Fig. 8 Oscillation frequency obtained by numerical simulation for  $D=9\text{mm}$

从上述分析可见,在超高频振荡燃烧模式中,新燃烧面的生成乃至振荡燃烧现象的稳定存在,与激波面和燃烧面之间波的运动是密切相关的。当圆球直径较小时,圆球滞止区内的流动受球面曲率所带来的膨胀作用的影响较大,此时这些波在流场建立过程中会被极大地减弱,不足以诱导新燃烧面生成,最终得到的是3.1节所示的稳定燃烧模式。而当圆球直径增大时,圆球滞止区流动中球面曲率的膨胀作用减弱,此时从激波面处反射回来的熵波足够强,足以在原始燃烧面的上游诱导新燃烧面的生成,从而产生振荡燃烧现象。

### 3.3 高频振荡燃烧模式

继续增大圆球直径,如 $D=11\text{mm}$ ,新燃烧面产生的位置距离原始燃烧面更远,原始燃烧面在下游也呈现出波纹状,如图9所示。此时,超高频振荡燃烧模式中波系作用与新燃烧面生成之间的交错特征会消失,振荡燃烧现象进入另一种稳定的振荡燃烧模式:如图10所示,第 $T$ 个周期中新燃烧面的生成同样会形成一道压缩波向上游传播,与激波面相互作用后也会反射出一道熵波向下游传播,从而在原始燃烧面的上游诱导第 $T+1$ 个周期中的新燃烧面生成。对于 $D=11\text{mm}$ ,振荡燃烧的频谱特征如图11所示,其中主频为 $171.4\text{kHz}$ ,约为超高频振荡燃烧模式主频的 $\frac{1}{2}$ ,与Lehr<sup>[8]</sup>实验中的频率相近,故称之为高频振荡燃烧模式。

通过对比图7和图10可知,在超高频振荡燃烧模式的交错振荡现象中,第 $T$ 个周期所产生的压缩波反射回来的熵波在诱导生成第 $T+2$ 个周期的新燃烧面之前,会与来自第 $T+1$ 个周期的压缩波发生相互作用,从而使得熵波进一步增强。这一作用在圆球直径仍较小,球面曲率所带来的膨胀作用仍较

强时,对超高频振荡燃烧模态中新燃烧面的生成乃至稳定振荡燃烧现象的存在是至关重要的。而当圆球直径在此基础上进一步增大时,球面曲率所带来的膨胀作用减弱,使得反射回来的熵波强度足够强,新燃烧面的生成不再依赖熵波与压缩波的相互作用而导致的熵波强度增强,此时振荡燃烧现象中的交错特征会消失,进入高频振荡燃烧模态。这一点也可从激波面振荡的幅值和新燃烧面生成位置与原始燃烧面的距离进一步确认:在高频振荡燃烧模态中,激波面的振荡幅值明显比超高频振荡燃烧模态中的要大,而新燃烧面的生成位置距离原始燃烧面也更远,说明高频振荡燃烧模态中各种波的作用更强。

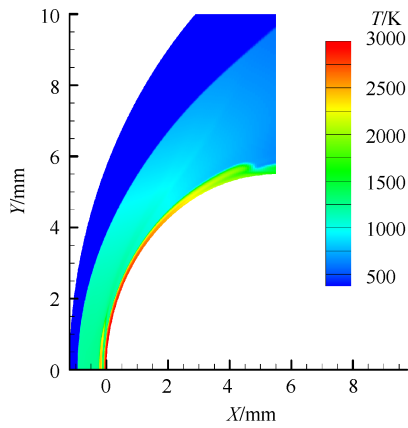


Fig. 9 Temperature contour plot for  $D=11\text{mm}$

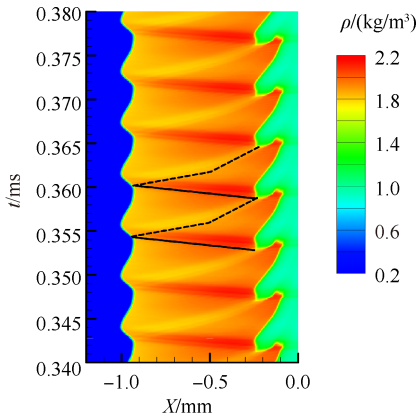


Fig. 10 History of the density-contour distributions on the stagnation streamline for  $D=11\text{mm}$

在高频振荡燃烧模态中,随着圆球直径进一步增大,如 $D=12.5\text{mm}$ 或 $15\text{mm}$ , $X-t$ 图上的火焰半岛上会出现了一些“毛刺”,如图12和图13所示。这是因为随着圆球直径增大,球面曲率所带来的膨胀作用更弱,激波面与燃烧面间更弱的波不至于明显衰

减而得以稳定存在。正是在这些弱波的作用下,新燃烧面的生成会出现毛刺。然而,由于这些波对比新燃烧面生成时所产生的压缩波和反射回来的熵波而言其强度较弱,不会对高频振荡燃烧模态中激波面的运动和振荡频率产生显著影响(对比图3和图11)。

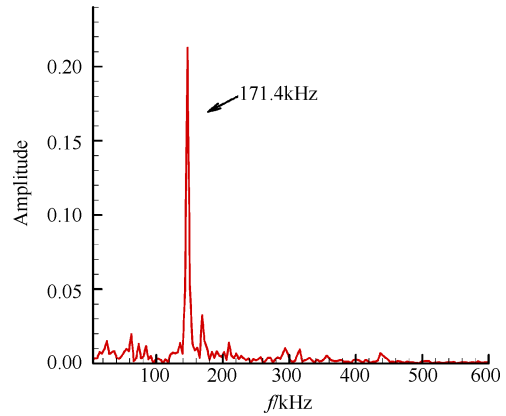


Fig. 11 Oscillation frequency obtained by numerical simulation for  $D=11\text{mm}$

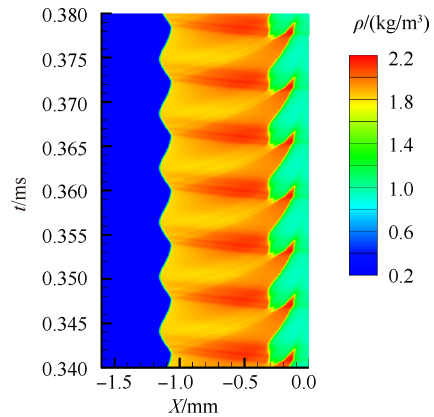


Fig. 12 History of the density-contour distributions on the stagnation streamline for  $D=12.5\text{mm}$

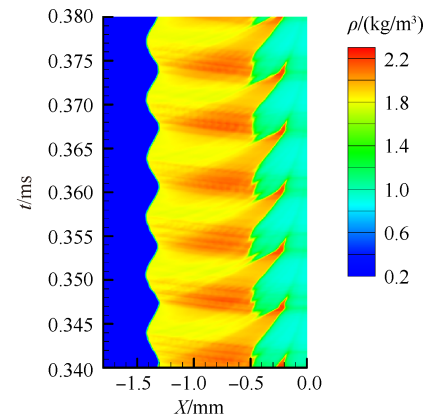


Fig. 13 History of the density-contour distributions on the stagnation streamline for  $D=15\text{mm}$

### 3.4 低频振荡燃烧模态

进一步增大圆球直径,如 $D=25\text{mm}$ ,此时燃烧区域会显著增大,新燃烧面出现的位置距离原始燃烧面也更远,激波面形状受到流场中各种波的作用发生了较大的变形,振荡燃烧现象进入了另一种新的振荡燃烧模态,如图14所示。

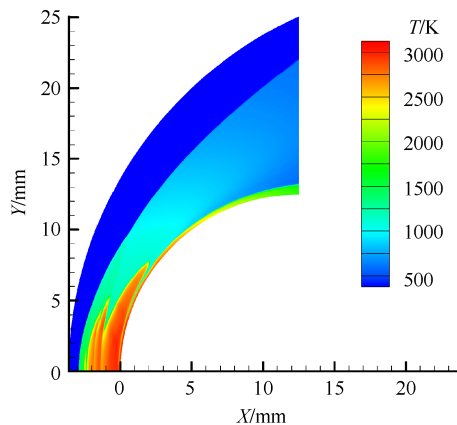


Fig. 14 Temperature contour plot for  $D=25\text{mm}$

为了深入分析该模态下波系作用与新燃烧面生成的关系,以说明该模态的振荡机制,图15给出了振荡稳定后滞止线上密度分布的 $X-t$ 图。从图中可以发现,由于圆球直径增大、球面曲率所带来的膨胀作用显著减弱,新燃烧面在生成时所产生的向上游传播的压缩波的强度会明显增大,且新燃烧面在生成后也会向上游运动,而不是像超高频和超高频振荡模态中的那样向下游衰减。此时,由于压缩波强度较大,其与激波面相互作用后反射回来的熵波强度也较大,熵波波后温度升高得更明显,燃烧诱导长度显著减小,使得新燃烧面还没来得及衰减就在其上游又生成了一个新的燃烧面向上游运动,加速缩短燃烧面与激波面之间的距离,且还会产生一道新的压缩波向上游传播。诸如此类,在压缩波和熵波不断作用下,燃烧面会不断地在更靠近上游的地方生成,燃烧面与激波面的距离也不断缩短,逐渐发生耦合。在此过程中,激波面受压缩波的多次作用,其位置和运动也发生了显著的变化。当激波面和燃烧面运动到最远时,受球面曲率的膨胀作用的持续影响,燃烧面与激波面接下来会逐渐发生解耦且向下游回退,燃烧面与激波面之间的距离会逐渐增大。在燃烧面与激波面解耦的过程中,各种波的作用也快速衰减。当激波面达到其稳定位置时,由于燃烧面进一步的回退,燃烧面与激波面的距离进一步增大,超过了与激波波后温度对应的燃烧诱导长度后,会在燃烧面

的上游再次生成新的燃烧面,此时流场进入下一个新的振荡周期。

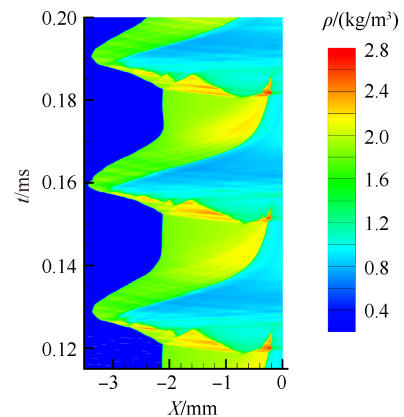


Fig. 15 History of the density-contour distributions on the stagnation streamline for  $D=25\text{mm}$

图16给出了 $D=25\text{mm}$ 时,激波面位置随时间的演化过程。可见,进入稳定振荡状态后,该模态下的激波面振荡振幅比高频振荡燃烧模态的要大得多,频率也更低。进一步地,从图17所示的激波面振荡的频谱特征中可以得到,此时振荡燃烧现象的主频为 $33.1\text{kHz}$ ,仅约为高频振荡燃烧模态主频的 $1/5$ ,故称之为低频振荡燃烧模态。

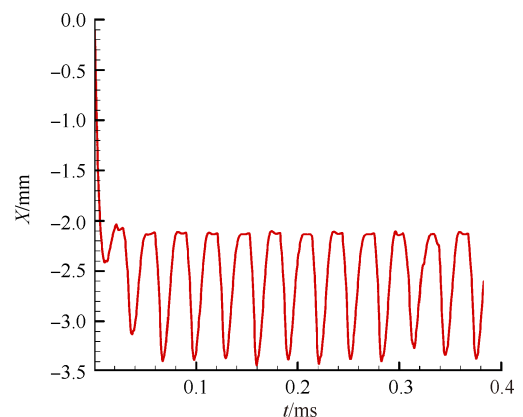


Fig. 16 Position of shock wave front in sphere-induced oscillating combustion for  $D=25\text{mm}$

### 3.5 讨论

在不同模态下,对不同直径圆球所诱导的振荡燃烧现象开展研究,相应的振荡主频汇总如图18所示。一般而言,当圆球直径增大时,激波脱体距离增大,圆球滞止区内流动的减速过程变缓,激波波后燃烧诱导长度会相应增大,从而导致无振荡发生时燃烧面与激波面之间的距离也增大。由于圆球诱导的

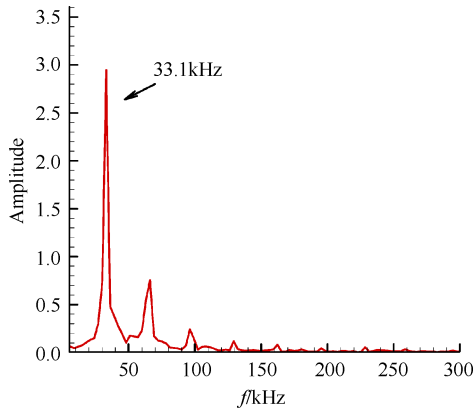


Fig. 17 Oscillation frequency obtained by numerical simulation for  $D=25\text{mm}$

振荡燃烧现象是由激波面与燃烧面之间波的传播与作用相关的,这就使得圆球直径的增大会导致振荡频率的降低。然而,从图中可见,随着圆球直径增大(即 9, 10, 11, 12.5, 15, 17.5, 20, 22.5, 25, 27.5, 30mm),振荡燃烧的频率并非连续变化,而是存在两次突变,分别位于  $D=10\text{mm}$  和  $20\text{mm}$  附近。每一次频率的突变均使振荡燃烧从一个模态进入另一个模态。在上面的分析中,正是根据振荡主频的高低,将振荡燃烧分为超高频、高频和低频三种振荡燃烧模态。其中,超高频振荡燃烧模态的主频约为高频模态的两倍,高频模态的主频约为低频模态的五倍。此外,从图 18 中还可以看出,在同一燃烧模态中,随着圆球直径增大,振荡频率略有减小,与前述的讨论一致。

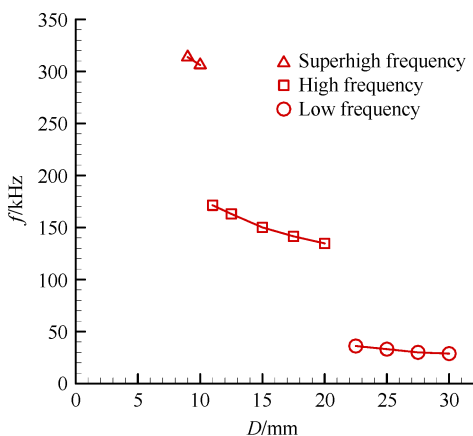


Fig. 18 Frequency distribution of oscillating combustion induced by spheres of different diameters

当圆球直径处于两个模态过渡的临界直径附近时,如图 19~22 所示,振荡燃烧现象在前后会经历两个阶段:(一)振荡中会耦合有两个主频率成分,分别对应两个振荡模态的主频;(二)其中一个频率成分

会逐渐消失,最后变成稳定的单频振荡。具体地,如图 19(a)所示,当圆球直径  $D=10\text{mm}$  时,在激波面位置随时间演化过程的前期(即阶段一),激波面振荡存在多频特征,该阶段振荡所对应的频谱如图 20 中的绿线所示。可见,此时振荡中耦合有两个主频率成分,分别为  $172.3\text{kHz}$  和  $307.3\text{kHz}$ ,分别对应高频和超高频振荡燃烧模态的主频,这说明此时同时存在超高频和低频两种振荡机制的作用。随着时间推移,在激波面位置随时间演化过程的后期(即阶段二),见图 19(b),振荡中频率为  $172.3\text{kHz}$  的成分会逐渐消失,另一频率变为  $306.1\text{kHz}$ ,最后成为唯一的主频,如图 20 中的红线所示。这说明在两种不同振荡机制的相互竞争中,超高频振荡机制逐渐起主导作用,使得  $D=10\text{mm}$  时超高频振荡燃烧模态最终稳定存在。对于圆球直径为  $D=20\text{mm}$ ,同样会在阶段一中同时存在高频和低频两种不同振荡燃烧模态的耦合作用,而在阶段二,高频振荡燃烧模态最终稳定存在,如图 21 和 22 所示。

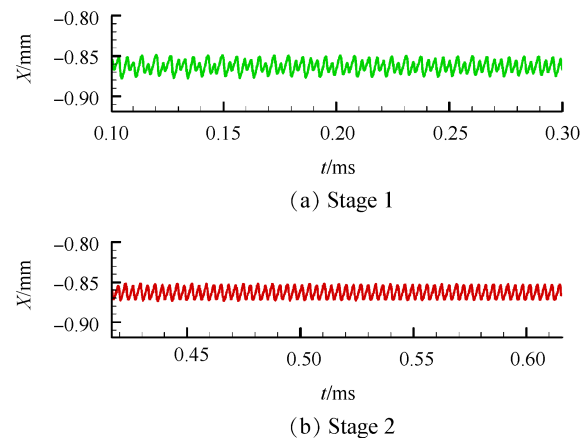


Fig. 19 Position of shock wave front in sphere-induced oscillating combustion for  $D=10\text{mm}$

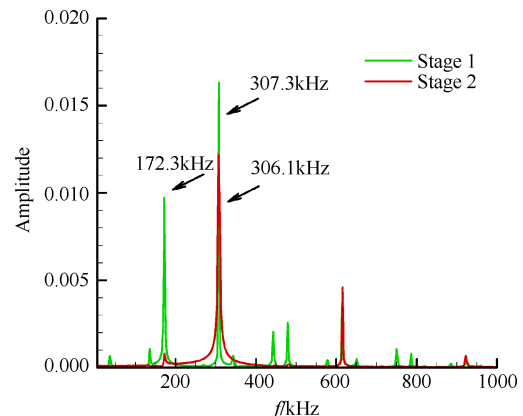


Fig. 20 Oscillation frequency obtained by numerical simulation for  $D=10\text{mm}$



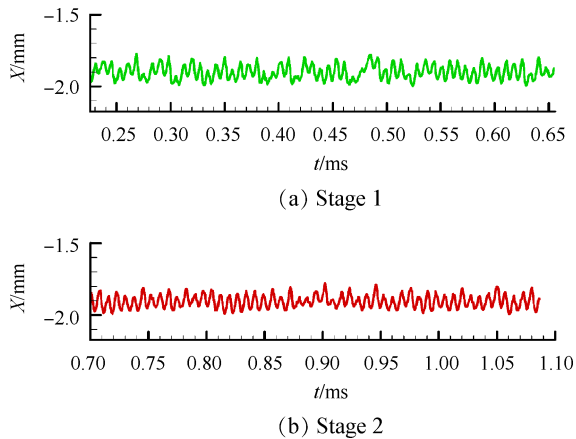


Fig. 21 Position of shock wave front in sphere-induced oscillating combustion for  $D=20\text{mm}$

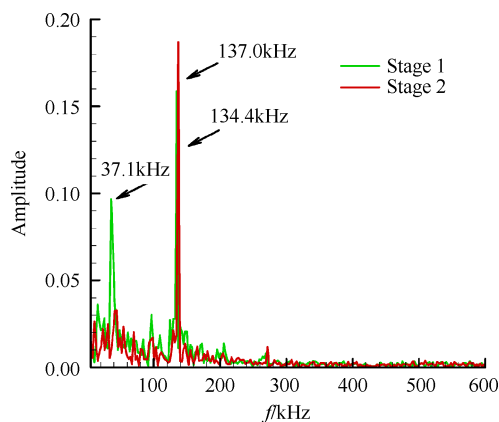


Fig. 22 Oscillation frequency obtained by numerical simulation for  $D=20\text{mm}$

## 4 结论

通过本文研究,得到结论如下:

(1)当圆球直径较小时,形成的是稳定燃烧模态。增大圆球直径,燃烧开始出现振荡。此时,振荡频率并不是简单地随圆球直径的增大而逐渐从高频向低频连续过渡,而是存在两次突变,形成了超高频、高频以及低频三种振荡燃烧模态。

(2)超高频振荡燃烧模态的主频约为高频振荡燃烧模态的两倍,而高频振荡燃烧模态的主频约为低频振荡燃烧模态的五倍。

(3)每一种振荡燃烧模态的稳定存在是由不同的振荡机制所主导的,其中激波面与燃烧面之间各种波的传播与新燃烧面生成的相互作用是产生不同振荡模态的直接原因,而球面曲率所带来的膨胀作用在圆球直径发生变化时其强度的变化是导致相互作用形式变化的原因。

(4)在两种振荡模态间过渡时会存在双频耦合的现象,说明此时存在两种振荡机制相互竞争,其中

一种振荡模态会逐渐减弱而消失,最终形成稳定的单频振荡燃烧模态。

致谢:感谢国家自然科学基金资助。

## 参考文献

- [1] 姜宗林. 爆轰推进概念与机理研究——新型发动机研究的热点[J]. 世界科技研究与发展, 2001, 23(4).
- [2] Volland R T, Huebner L D, McClinton C R. X-43A Hypersonic Vehicle Technology Development [J]. *Acta Astronautica*, 2006, 59(1-5): 181-191.
- [3] Choi J, Shin E J R, Jeung I. 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).
- [4] Takayama kazuyoshi, Sasoh Akihiro. Ram Accelerators [C]. *Sendai: Proceedings of the Third International Workshop on Ram Accelerators*, 1997.
- [5] Lee J H S. The Detonation Phenomenon [M]. *Cambridge: Cambridge University Press*, 2008.
- [6] Ruegg F W, Dorsey W W. A Missile Technique for the Study of Detonation Waves [J]. *Journal of Research of the National Bureau of Standards, Section C: Engineering and Instrumentation*, 1962.
- [7] Behrens H, Struth W, Wecken F. Studies of Hypervelocity Firings into Mixtures of Hydrogen with Air or with Oxygen [J]. *Symposium (International) on Combustion*, 1965, 10(1): 245-252.
- [8] Lehr H F. Experiments on Shock-Induced Combustion [J]. *Astronautica Acta*, 1972, 17: 589-597.
- [9] McVey J B. Mechanisms of Instabilities of Exothermic Hypersonic Blunt-Body Flows [D]. *Massachusetts: Massachusetts Institute of Technology*, 1968.
- [10] McVey J B, Toong T Y. Mechanism of Instabilities of Exothermic Hypersonic Blunt-Body Flows [J]. *Combustion Science and Technology*, 1971, 3(2): 63-76.
- [11] Matsuo A, Fujiwara T. Numerical Simulation of Shock-Induced Combustion Around an Axisymmetric Blunt Body [C]. *Hawaii: 26th Thermophysics Conference*, 1991.
- [12] Matsuo A, Fujiwara T. Numerical Investigation of Oscillatory Instability in Shock-Induced Combustion around a Blunt Body [J]. *AIAA Journal*, 1993, 31(10).
- [13] Matsuo A, Fujii K, Fujiwara T. Computational Study of Unsteady Combustion around Projectiles with Emphasis on the Large-Disturbance Oscillation [C]. *Reno: 32nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1994.
- [14] Sussman M. A Computational Study of Unsteady Shock-Induced Combustion of Hydrogen-Air Mixtures [C]. *Indianapolis: 30th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 1994.

- [15] Ahuja J, Tiwari S, Kumar A. Numerical Investigation of Shock-Induced Combustion Past Blunt Projectiles in Regular and Large-Disturbance Regimes [C]. *Reno: 33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1995.
- [16] Ahuja J, Tiwari S. Effects of Various Flow and Physical Parameters on Stability of Shock-Induced-Combustion [C]. *Reno: 34th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1996.
- [17] Matsuo A, Fujii K. First Damkoehler Parameter for Prediction and Classification of Unsteady Combustions Around Hypersonic Projectiles [C]. *Lake Buena Vista: 32nd Joint Propulsion Conference and Exhibit*, 1996.
- [18] Kasahara J, Horii T, Endo T, et al. Experimental Observation of Unsteady  $H_2-O_2$  Combustion Phenomena Around Hypersonic Projectiles Using a Multiframe Camera [C]. *Pittsburgh: Symposium (International) on Combustion*, 1996.
- [19] Matsuo A. Numerical Prediction of Envelope Oscillation Phenomena of Shock-Induced Combustion [M]. *Berlin Heidelberg: Springer*, 1998.
- [20] Matsuo A, Fujii K. Prediction Method of Unsteady Combustion Around Hypersonic Projectile in Stoichiometric Hydrogen-Air [J]. *AIAA Journal*, 1998, 36(10).
- [21] Matsuo A. Instability of Projectile-Induced Combustion [C]. *Reno: 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, 2002.
- [22] McBride B J, Gordon S, Reno M A. Coefficients for Calculating Thermodynamic and Transport Properties of Individual Species [R]. *NASA TM-4513*, 1993.
- [23] Perroomian O, Chakravarthy S, Goldberg U, et al. A 'grid-Transparent' Methodology for CFD [C]. *Reno: 35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1997.
- [24] Toro E F, Spruce M, Speares W. Restoration of the Contact Surface in the HLL-Riemann Solver [J]. *Shock Waves*, 1994, 4(1): 25-34.
- [25] Wilson G J, MacCormack R W. Modeling Supersonic Combustion Using a Fully Implicit Numerical Method [J]. *AIAA Journal*, 1992, 30(4): 1008-1015.
- [26] Jachimowski C J. An Analytical Study of the Hydrogen-Air Reaction Mechanism with Application of Scramjet Combustion [R]. *NASA TP-2791*, 1988.
- [27] 吴坤. 超声速燃烧室火焰稳定模式与化学反应机理简化研究 [D]. 北京: 中国科学院大学, 2018.
- [28] Fureby C, Chapuis M, Fedina E, et al. CFD Analysis of the Hyshot II Scramjet Combustor [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33(2).
- [29] 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.
- [30] 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.

(编辑:朱立影)