

鼓包诱导斜爆震波的数值研究*

韩 信^{1,2}, 张文硕^{1,2}, 张子健^{1,3}, 刘云峰^{1,2}, 姜宗林^{1,2}

(1. 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;

2. 中国科学院大学 工程科学学院, 北京 100049;

3. 香港理工大学 航空工程跨领域学部, 香港 九龙 999077)

摘要: 为实现低马赫数条件下斜爆震波的快速起爆, 以及提高斜爆震波对来流扰动的抗干扰能力, 提出了通过在诱导区内设置一个小鼓包来控制斜爆震波起爆的方案, 并通过数值求解二维多组分欧拉方程研究了楔面和鼓包诱导的斜爆震波。结果表明: 通过在诱导区内设置鼓包可实现斜爆震波的提前起爆; 且在较宽马赫数范围内, 其起爆位置相对固定。鼓包诱导的斜爆震波主要有强耦合和弱耦合两种起爆形式, 起爆形式与鼓包和斜激波的相对位置有关。此外, 来流扰动会使楔面诱导的斜爆震波剧烈振荡, 不利于斜爆震发动机的稳定工作; 鼓包的存在对来流扰动所引发的斜爆震波振荡具有一定的抑制作用。

关键词: 斜爆震发动机; 鼓包; 加速起爆; 来流扰动; 流动控制

中图分类号: O381 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-4055 (2022) 05-200853-12

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.200853

Numerical Study of Oblique Detonation Waves Induced by a Bump

HAN Xin^{1,2}, ZHANG Wen-shuo^{1,2}, ZHANG Zi-jian^{1,3}, LIU Yun-feng^{1,2}, JIANG Zong-lin^{1,2}

(1. State Key Laboratory of High-Temperature Gas Dynamics (LHD), Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

2. School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

3. Interdisciplinary Division of Aeronautical and Aviation Engineering, The Hong Kong Polytechnic University, Kowloon 999077, China)

Abstract: In order to implement fast initiation of oblique detonation wave at low Mach numbers and to improve its capability of resisting disturbance to unsteady inflow, an idea of controlling initiation of oblique detonation wave by setting a small bump within its induction zone was proposed. Numerical simulations of oblique detonation waves induced by wedges and bumps were carried out by solving the two-dimensional multi-species Euler equations. Results show that initiation acceleration of oblique detonation wave can be implemented by setting a bump within the induction zone, and the initiation location keeps relatively fixed for a relative wide range of Mach number. There exist two initiation patterns for bump-induced oblique detonation wave, namely the strong coupled initiation and weak coupled initiation, depending on the location relationship between the bump and the oblique shock wave. Further, severe oscillation of wedge-induced oblique detonation wave would be induced by inflow disturbance, which is disadvantageous to the stable operation of oblique detonation engine. A certain inhib-

* 收稿日期: 2020-10-23; 修订日期: 2020-12-04。

基金项目: 国家自然科学基金 (11672312)。

作者简介: 韩 信, 硕士生, 研究领域为爆震与激波诱导燃烧。

通讯作者: 张子健, 博士后, 研究领域为激波与爆震物理。

引用格式: 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 Xin, ZHANG Wen-shuo, ZHANG Zi-jian, et al. Numerical Study of Oblique Detonation Waves Induced by a Bump [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(5):200853.)

itory effect on the oscillation of oblique detonation wave induced by inflow disturbance can be observed with the inclusion of a bump.

Key words: Oblique detonation wave engine; Bump; Initiation acceleration; Inflow disturbance; Flow control

符号表

Ma_∞	飞行马赫数	u_2	激波后速度	L_d	起爆距离
Ma_1	燃烧室入口马赫数	τ_{ig}	点火延迟时间	L_{ini}	诱导区长度
p_1	燃烧室入口静压	R	鼓包半径	A	正弦扰动振幅
T_1	燃烧室入口静温	L_x	鼓包圆心距楔面左端的距离	ω	正弦扰动角频率
u_1	燃烧室入口气流速度	β_{shock}	斜激波角	λ	正弦扰动波长
p_2	激波后静压	β	斜爆震波角	T_d	正弦扰动周期
T_2	激波后静温	θ	楔面角	T_{ini}	着火点振荡周期

1 引言

斜爆震波(Oblique Detonation Waves, ODW)是一种可自持传播的超声速燃烧波。以斜爆震波为主要燃烧形式的斜爆震发动机受到研究人员的重视,其结构简单,热循环效率高,是吸气式高超声速推进系统的理想动力^[1-4]。斜爆震发动机的关键技术之一是燃烧室内斜爆震波的起爆与稳定^[5-6]。斜爆震波的起爆距离要足够短,并且要对来流的扰动具有一定的鲁棒性,本文所关注的即是斜爆震波的起爆和稳定问题。

Viguier等^[7]通过实验和数值模拟获得了斜爆震波的流场结构,但实验中的楔面是气动楔面。将高速弹丸射入静止可燃预混气中来研究斜爆震波的方法较为常见^[8-13]。实验和数值计算表明,钝头体诱导的斜爆震波与楔面诱导的斜爆震波存在较大不同。Lehr的实验^[8]及其它数值模拟^[9-10]表明:钝头体激波诱导燃烧存在低频或高频不稳定性以及燃烧与激波解耦等现象。Maeda等^[11-12]的实验表明,圆球诱导的斜爆震波存在多种复杂的结构。方宜申等^[13]的数值模拟则表明,圆球诱导的斜爆震现象中存在临界半径,只有圆球的半径大于临界半径时才有可能诱导产生斜爆震波。中科院力学所通过在JF-12大型复现风洞中开展斜爆震发动机模型实验,在燃烧室内实现了驻定的斜爆震波^[14]。

Pratt等^[15]使用爆震波极曲线研究了楔面角对斜爆震波的影响。极曲线方法可以定量地研究斜爆震波的一些参数,如角度、压力、温度等,但缺点是无法获得斜爆震波的结构及流场细节。因此,数值模拟被广泛应用在斜爆震波的研究中。Teng等^[16]通过数值模拟分析了斜爆震波起爆过程中的突变过渡和渐变过渡,发现:不同的过渡形式与斜激波和斜爆震波

之间的角度差有关。Zhang等^[17]研究了楔面角的突然变化对斜爆震波起爆区结构的影响。研究结果表明,楔面角的改变会影响斜激波强度和化学反应速率,从而造成不同的转变形式。此外,定容燃烧理论常被应用于斜爆震波诱导区长度的估算中^[18-19],在低压情况下这一理论与数值计算的结果符合较好。上述研究将氢气或气态碳氢燃料作为研究对象,考虑到液体碳氢燃料的优点,煤油更适合在斜爆震发动机中应用,然而煤油的燃烧机理与数值模拟比较复杂,起爆距离较难预测。Ren等^[20-21]通过数值模拟研究了煤油/空气两相斜爆震波,并分析了液滴尺寸与混合物当量比对起爆形式及诱导区长度的影响。

在斜爆震发动机燃烧室入口,高空来流经过进气道压缩和燃料混合过程,此时入口气流的静温相对较高,但静压和马赫数均相对较低,与未经压缩的斜爆震波来流条件^[16-18]大不相同。因此,研究高空来流经过压缩后形成的斜爆震波具有十分重要的工程价值。Wang等^[22]的研究表明,飞行高度一定时,飞行马赫数下降或楔面角变小会导致斜爆震波的起爆距离急剧增加。Xiang等^[23]的研究则表明,在高空来流情况下,膨胀波会导致斜爆震波熄爆。

为持续产生足够的推力,燃烧室内的稳定燃烧是十分必要的^[24]。然而在考虑实际工程应用时,斜爆震波往往面临着起爆距离过长或在有限的燃烧室空间内不起爆的问题。因此,必须对斜爆震波的起爆进行控制,以实现斜爆震发动机的正常工作。Qin等^[25]提出了楔面-台阶-楔面结构来控制斜爆震波起爆的位置,并稳定台阶后的斜爆震波。Bhattra等^[26]则提出用连续的双楔面诱导斜爆震波,从而显著缩短诱导距离。Fang等^[27]提出钝楔加速起爆的方法,也可使起爆距离显著减小。另外,利用平行射流^[28]

或横向射流^[14]同样能达到加速起爆的效果。

以上研究中来流是定常的,没有考虑来流扰动的影响。陈楠等^[29]的研究表明,来流温度的瞬间变化会使斜爆震波的结构发生变化,波后也出现了横波和明显的胞格状结构。Yang等^[30]研究发现,对于光滑型的斜爆震波起爆流场,周期性的来流扰动可在波面上产生强烈的不稳定性。

注意到,在斜爆震波的突跃型起爆结构^[16]中,预混可燃气体在诱导区后发生燃烧,形成一系列燃烧波,这些燃烧波在向下游发展的过程中会逐渐汇聚成一道激波,并与斜激波相互作用,使斜激波增强,从而诱导形成斜爆震波。受这一起爆结构的启发,本文提出在楔面放置鼓包来控制斜爆震波起爆的方案。以鼓包诱导的强燃烧波替代突跃型起爆中的自发燃烧波,使其与斜激波相互作用来起爆斜爆震波,以达到缩短起爆距离和在来流存在扰动时稳定斜爆震波的效果。本文首先计算高空来流情况下楔面以及鼓包诱导的斜爆震波,分析鼓包诱导斜爆震波的起爆特征。随后,计算来流存在扰动时楔面诱导的斜爆震波,分析扰动对流场的影响。最后,计算分析鼓包对来流扰动的抑制作用。

2 物理模型和数值方法

2.1 物理模型

本文考虑在30km高度(静压:1197Pa,静温:226.51K)工作的斜爆震发动机燃烧室流场,斜爆震发动机如图1(a)所示。本文考虑的是起爆与稳定的问题,简化后的计算域如图1(b)所示。来流经过前体两级9°的楔面压缩后进入燃烧室,忽略混合过程,假

设燃烧室入口是当量比 $ER=1.0$ 的氢气/空气均匀预混气体,其具体参数如表1所示,来流与下壁面的夹角为 18° 。

Table 1 Inflow parameters of combustor at different flight Mach numbers

Ma_∞	Ma_1	p_1/kPa	T_1/K	$u_1/(\text{m/s})$
8	4.11	17.7	557	2273.9
9	4.41	22.4	618	2568.3
10	4.69	27.9	683	2862.2
11	4.94	34.2	753	3155.9
12	5.16	41.3	827	3449.4

一般认为斜爆震发动机更适用于8马赫及以上的高超声速推进。使用表1所示的燃烧室入口参数绘制出相应飞行马赫数下的爆震波极曲线(图2),发现:随着飞行马赫数降低,斜爆震波的最大楔面角 θ_{\max} 逐渐减小,斜爆震波越容易发生脱体,从而导致其驻定区间 $\theta_{\max}-\theta_{\text{CJ}}$ 减小。虽然在 $Ma_\infty=8\sim 9$ 的飞行状态下斜爆震波依旧存在可利用的驻定区间,但与10马赫以上的状态相比,其理论点火延迟时间急剧增大,理论诱导区长度也随之急剧增大(如表2所示),从而可能出现在一定长度的燃烧室内不起爆的情况。这里,斜爆震波的理论点火延迟时间定义为在等容燃烧假设下,可燃混合气体在相应斜激波波后温度和压力作用下其温度升高400K所需要的时间;而理论诱导区长度则定义为理论点火延迟时间与对应斜激波波后速度的乘积。因此,为了加速斜爆震波在低马赫数下的起爆,拓宽爆震推进飞行器的飞行速域。本文提出在诱导区设置鼓包以加速斜爆震波的起爆。鼓包诱导斜爆震波的计算域如图3所示,其中左

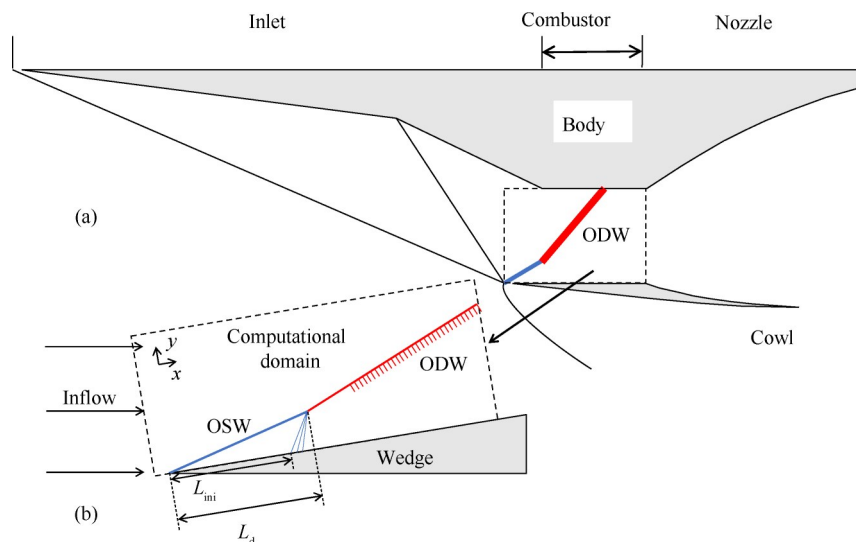


Fig. 1 Physical models: (a) an oblique detonation engine and (b) the corresponding computational domain of the ODW

边界与上边界设置为超声速来流条件,右边界及下边界的楔面前端设置为超声速出口条件,下边界中的楔面及鼓包表面则设置为无粘壁面条件。计算前,采用来流条件对应的参数对流场进行初始化。

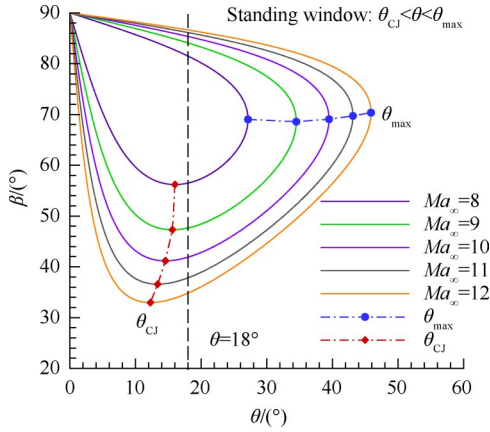


Fig. 2 Detonation polar curves at different flight Mach numbers

Table 2 Theoretical post-shock parameters of corresponding OSWs at different flight Mach numbers

Ma_∞	p_2/kPa	T_2/K	$\tau_{\text{ig}}/\mu\text{s}$	$u_2/(\text{m/s})$	L_{ini}/m
8	81.7	965	>100	2010	>0.5
9	113.0	1105	61.31	2286	0.150
10	150.5	1255	19.28	2560	0.049
11	196.3	1414	7.86	2834	0.022
12	253.0	1582	3.82	3109	0.012

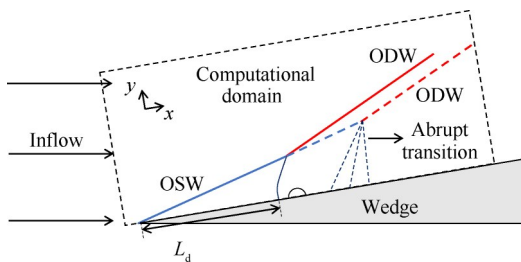


Fig. 3 Schematic of ODW induced by a wedge with a small bump

本文在定常来流数值模拟的基础上,研究了 $Ma_\infty=9$ 时,来流扰动对斜爆震波起爆和稳定性的影响。存在扰动的来流与定常来流相比,保持压力、速度和当量比不变,对静温施加正弦扰动,如式(1)所示。其中, T 为燃烧室入口处的气流静温, T_1 为定常来流下燃烧室入口处的气流静温。

$$T = T_1 + T_1 \cdot A \sin(\omega \cdot t) \quad (1)$$

式中另外两个变量 A 与 ω 分别为扰动振幅和角频率。参考文献[30]中的做法,取 $A=0.2$,而 ω 则通过

扰动波数 N 来给出。 N 的含义为定常条件下斜爆震波沿着壁面的诱导区长度 L_{ini} (如图 1(b)所示)内所包含的波长数。即

$$N = \frac{L_{\text{ini}}}{\lambda}, \omega = N \cdot \frac{2\pi u_1}{L_{\text{ini}}} \quad (2)$$

式中 u_1 为定常条件下燃烧室入口处的气流速度。

对于 $Ma_\infty=9$ 的情况, $L_{\text{ini}}=0.146\text{m}$, $u_1=2568.26\text{m/s}$ 。

2.2 数值方法

Li 等^[31]的数值研究表明,粘性对于斜爆震波起爆的影响较小。为简单起见,国内外学者^[17-18,25-30,32-35]对斜爆震波起爆的数值研究一般忽略粘性的影响而仅求解无粘欧拉方程,所得到的一些结果与实验相符,对工程应用具有一定参考价值。对于本文所研究的鼓包诱导斜爆震波,图 4 给出了其无粘与有粘计算结果的对比,可见粘性对斜爆震波起爆的影响较小。

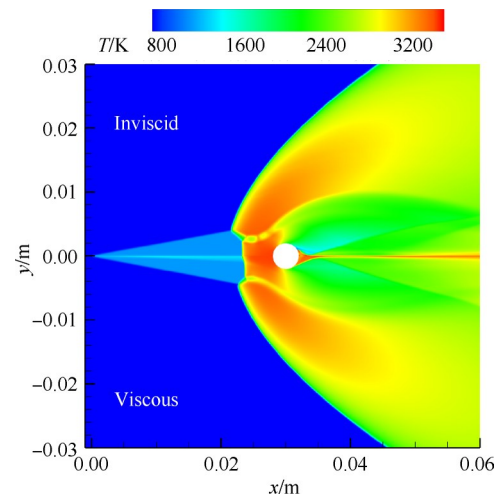


Fig. 4 Comparison of ODWs induced by a wedge with a small bump ($R=2\text{ mm}$, $L_x=30\text{ mm}$, $Ma_\infty=9$) between inviscid and viscous simulations

因此,本文延续前人的做法,对以下二维多组分可反应欧拉方程进行数值求解

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \mathbf{S} \quad (3)$$

式中

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho_1 \\ \vdots \\ \rho_n \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho_1 u \\ \vdots \\ \rho_n u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \end{bmatrix}, \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho_1 v \\ \vdots \\ \rho_n v \\ \rho vu \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \end{bmatrix}, \mathbf{S} = \begin{bmatrix} \omega_1 \\ \vdots \\ \omega_n \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中 u 和 v 分别为 x 和 y 方向上气流速度, p 为压

力,下标 n 为组分数目, ω_i 是第 i 个组分单位体积的质量生成率, ρ 是混合物密度,可表示为各组分密度 ρ_i 之和

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

式中下标 i 代表基元反应中的各组分, E 是单位体积的总能量,可表示为

$$E = \rho h - p + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2) \quad (6)$$

式中 h 为比焓,表示为

$$h = \sum_{i=1}^n \frac{\rho_i h_i}{\rho} \quad (7)$$

而 h_i 为组分 i 的比焓,可查热力学数据库得到。混合气体的状态方程如下

$$p = \sum_{i=1}^n \rho_i \frac{R_u}{W_i} T \quad (8)$$

式中 R_u 是普适气体常数, W_i 是组分 i 的摩尔质量。

本文采用商业软件 CFD++ 的二阶 TVD 型有限体积法对以上方程进行求解,其中对于界面通量采用 HLLC (Harten-Lax-van Leer Contact) 近似黎曼求解器进行计算。化学反应模型采用 Jachimowski^[36] 提出的 9 组分 ($H_2, H, O_2, O, OH, HO_2, H_2O_2, H_2O, N_2$)、19 步基元反应模型,该基元反应模型被广泛应用于斜爆震波和激波诱导燃烧等的数值模拟中^[5,10,37]。时间推进采用四阶 Runge-Kutta 方法,其中 CFL 数取 0.5。

2.3 网格无关性验证

为排除网格分辨率对计算结果的影响,本文分别对楔面诱导起爆、鼓包诱导起爆以及来流存在扰动等条件下的斜爆震波进行了详细的网格无关性验证。在二维斜爆震波的数值模拟中,网格无关性验证一般对网格尺寸采用两倍加密的方法^[16-18]。限于篇幅,这里仅以鼓包诱导的斜爆震波为例进行说明: $Ma_\infty=9$, 鼓包半径 $R=3\text{mm}$, 鼓包中心坐标 $L_x=90\text{mm}$, 网格尺寸分别为 0.2mm 和 0.1mm。图 5 为不同网格尺寸下的温度云图的对比,而图 6 给出了不同尺寸网格下的各流场参数沿 $y=0.01\text{m}$ 和 $y=0.04\text{mm}$ 两条直线的分布。通过对比可以发现,采用 0.2mm 的网格与采用 0.1mm 的网格得到的计算结果基本相同,此时网格分辨率对计算结果几乎无影响,因此本文主要采用 0.2mm 网格进行计算。

3 结果与讨论

3.1 鼓包加速斜爆震波起爆

图 7 是 $Ma_\infty=8, 9, 10, 11$ 和 12 时楔面诱导斜爆震

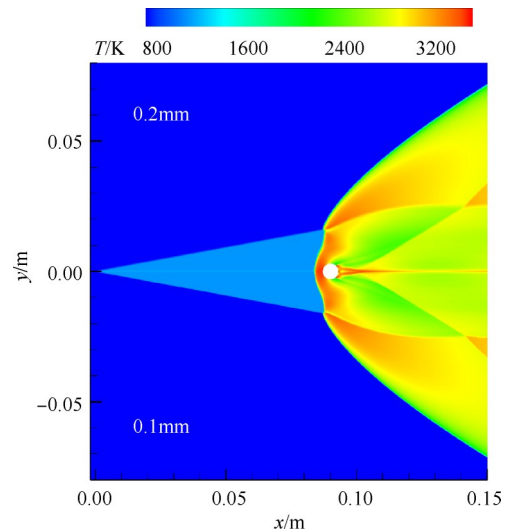


Fig. 5 Comparison of temperature contours of ODW induced by a wedge with a small bump using different grid sizes

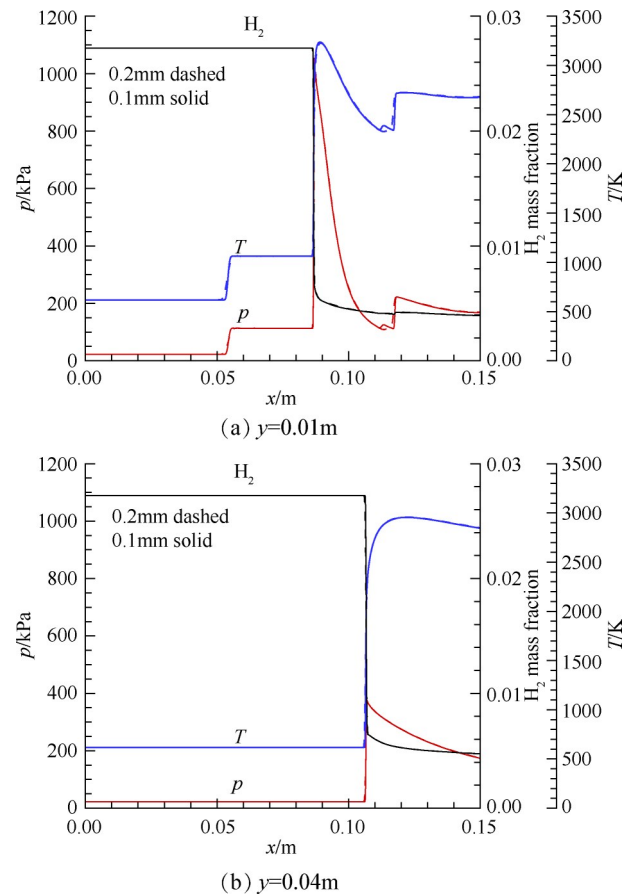


Fig. 6 Comparisons of distributions of pressure, temperature and H_2 mass fraction using different grid sizes

波的流场。当 $Ma_\infty=8$ 时,预混可燃气流在 0.5m 长的计算域内未发生燃烧,未形成斜爆震波,而仅形成一道斜激波(图 7(a))。对于 $Ma_\infty=9 \sim 12$ (图 7(b)~图 7(e)),可形成斜爆震波,其起爆形式随飞行马赫数升高由突变过渡转变为光滑过渡。这与之前的研究类

似^[38]。即:突变过渡一般出现在较低压缩角和低马赫数的流场中。

以上结果表明,当飞行马赫数下降时,起爆距离会急剧增大,甚至在较长的距离内不起爆(如 $Ma_\infty=8$)。此时,为保证斜爆震发动机的正常工作,必须采用一定的控制措施,以加速斜爆震波的起爆。本文通过在距离楔面左端30mm处设置一个半径 $R=2\text{mm}$ 的小鼓包,来加速斜爆震波的起爆。不同飞行马赫数下斜爆震波的计算结果如图8所示。可见,在马赫8~12的范围内,鼓包均可使斜爆震波的起爆位置提前。这是由于鼓包设置在诱导区内,诱导区内的气流已经过两级楔面和燃烧室下壁面的压缩,温度在1000K左右,且压力与高空大气相比也已有较大的升高(如表2所示),因而较小的鼓包即可提前诱发燃烧波,该燃烧波与斜激波相交,继而耦合提前形成斜爆震波。图9定量地给出了存在鼓包时,起爆距离随飞行马赫数的变化。可见,鼓包的存在使得斜爆震波在一个相对固定的位置提前起爆。

过去的研究^[18,39]表明,来流马赫数、静温、静压均影响起爆距离。从表1可得,在高空飞行条件下燃烧室入口的温度比较高,马赫数较小,压力变化的范围较大但数值仍较小。因此,在临近空间飞行的斜爆震发动机面临的挑战主要是燃烧室入口的静压与马赫数较低导致起爆距离过长或不起爆。然而,如果使用较大的楔角进行压缩起爆,则会造成较大的压

缩损失,进而影响发动机的推力性能。因此,在发动机设计时可以采用较小楔角来减小压缩损失,同时采用一定的加速起爆技术以保证斜爆震波在固定的位置起爆。

3.2 鼓包诱导斜爆震波的流场结构

为了探究鼓包诱导斜爆震波的流场结构,针对 $Ma_\infty=9$ 情况,在 $L_x=60\text{mm}$ 处设置鼓包。通过改变鼓包半径,观察到诱导区内的鼓包诱导产生的斜爆震波有两种典型起爆结构,下文分别称之为弱耦合起爆和强耦合起爆,如图10所示。

当鼓包半径为 $R=2\text{mm}$ 时(图10(a)),鼓包前方形成了一道弓形激波,弓形激波诱导气体发生强烈燃烧。弓形激波(燃烧波)的下游与斜激波相耦合,继而直接形成斜爆震波。弓形激波与斜激波交点处会产生一道滑移线(Slip line, SL),同时会形成一道很弱的人射激波(Incident shock wave, ISW)和马赫杆(Mach stem, MS)。此外,鼓包后方还会产生一道二次激波(2nd shock wave, 2nd SW)。当鼓包的半径稍大时,这道很弱的ISW和MS就会消失,但SL与2nd SW依旧存在,如图5所示。因此本文把弓形激波在下游与斜激波耦合形成斜爆震波的起爆形式称为弱耦合起爆。当继续增大鼓包半径至 $R=4\text{mm}$ 时(图10(b)),鼓包产生的弓形激波较强,斜激波与弓形激波上游的位置相交时,会形成与弱耦合时完全不同的起爆结构,本文称之为强耦合起爆。此时,弓形激波与

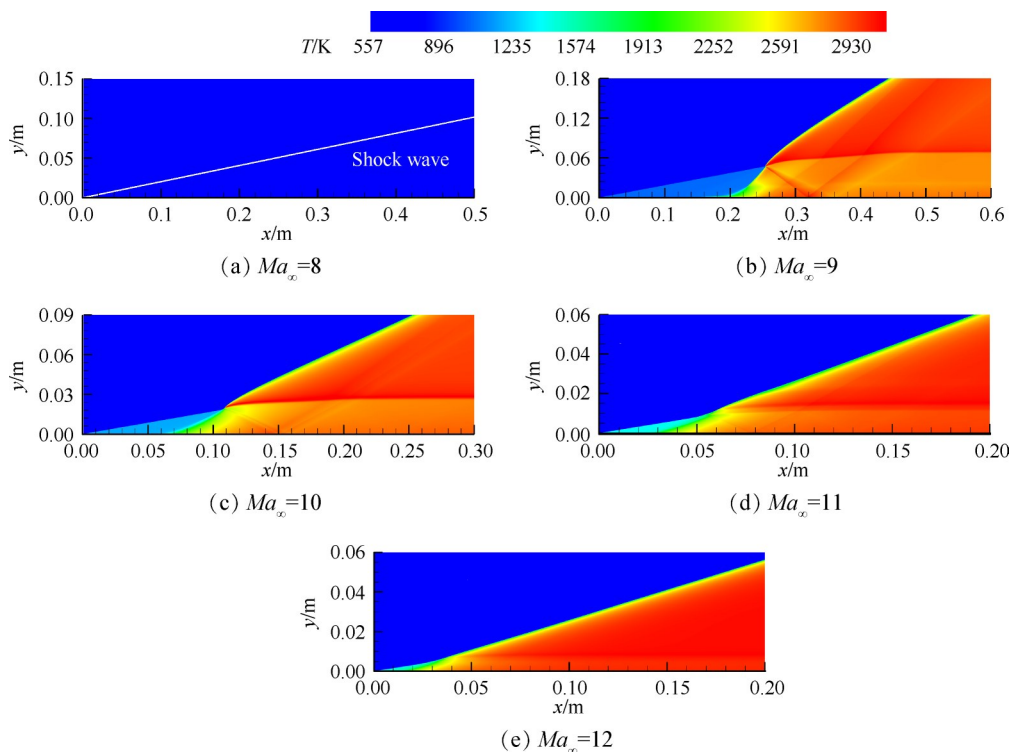


Fig. 7 Temperature contours of ODW induced by a pure wedge at different flight Mach numbers

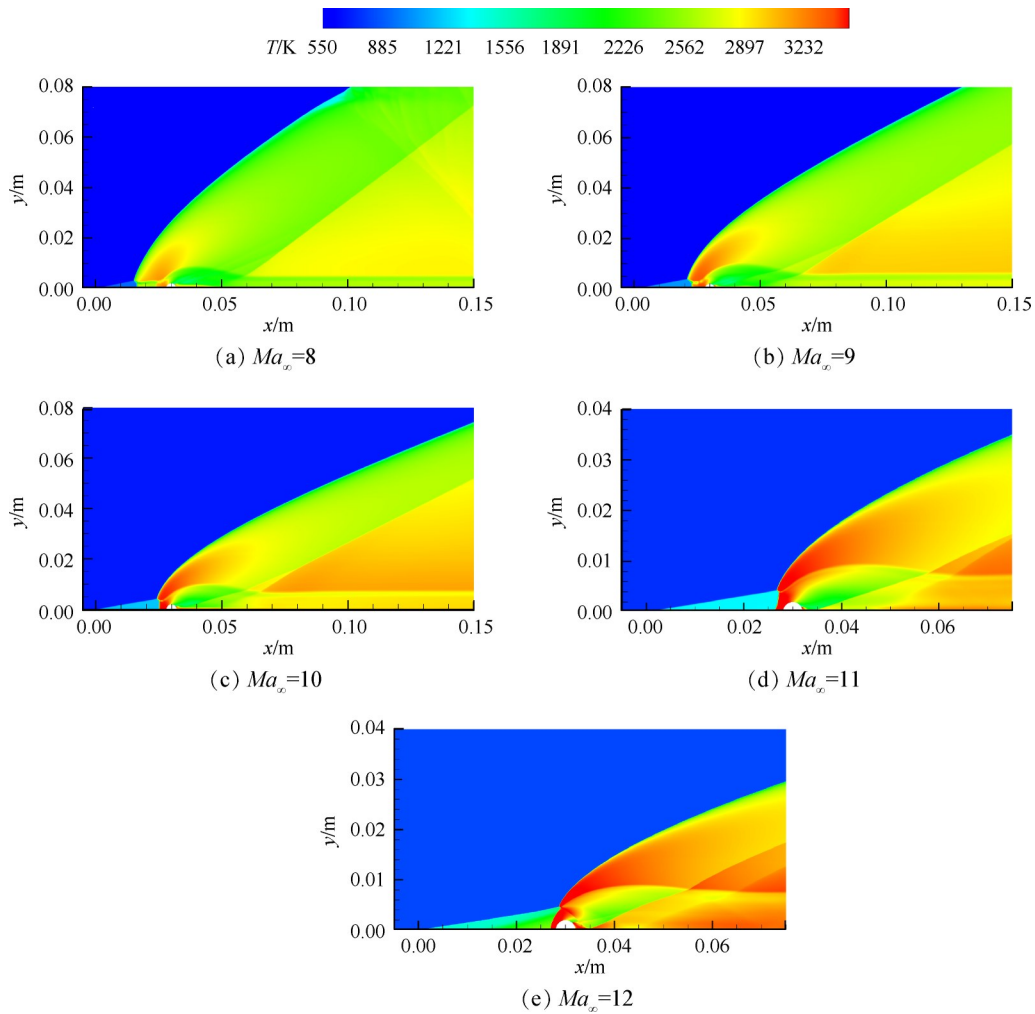


Fig. 8 Temperature contours of ODW induced by a wedge with a small bump ($R=2\text{mm}$, $L_x=30\text{mm}$) at different flight Mach numbers

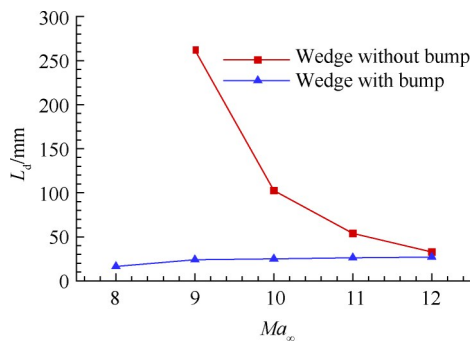


Fig. 9 Initiation lengths of ODW with or without bump at different flight Mach numbers

斜激波相互作用,从而在斜激波下方产生了一道明显的透射激波(Transmitted shock wave, TSW),以及在 TSW 下方形成一道过驱的正爆震波(Overdrive detonation wave, Overdrive DW)。此外, TSW 后还会产生一道超声速射流^[40],射流起始段两侧是亚声速区。当然,在强耦合起爆中,鼓包后方也会出现 2nd SW。

通过改变 L_x 与 R 可得到不同的鼓包诱导斜爆震

波流场,发现鼓包的大小与位置均对起爆流场结构有影响。定义无量纲参数 k 表示斜激波与鼓包的相对位置

$$k = \frac{R}{L_x \cdot \sin(\beta_{\text{shock}} - \theta)} \quad (9)$$

式中 β_{shock} 为斜激波角。将不同的算例绘制于图 11 上,可以发现:当 k 值相同时,其对应的流场结构也是类似的。当 k 值较小时,为弱耦合起爆, k 值较大时,体现为强耦合起爆。因此在研究鼓包诱导斜爆震波的流场结构时,可以利用相似性,通过研究较小范围的起爆流场特征来预测较大范围内的起爆流场特征。

3.3 来流扰动对斜爆震波起爆的影响

过去的研究^[28-29]表明,来流扰动会使斜爆震波流场失稳。由于扰动对斜爆震波流场的作用机理比较复杂,本节暂不深入分析其作用机理,而仅在 $Ma_\infty=9$ 的情况下,对几种具有代表性的来流扰动下的楔面

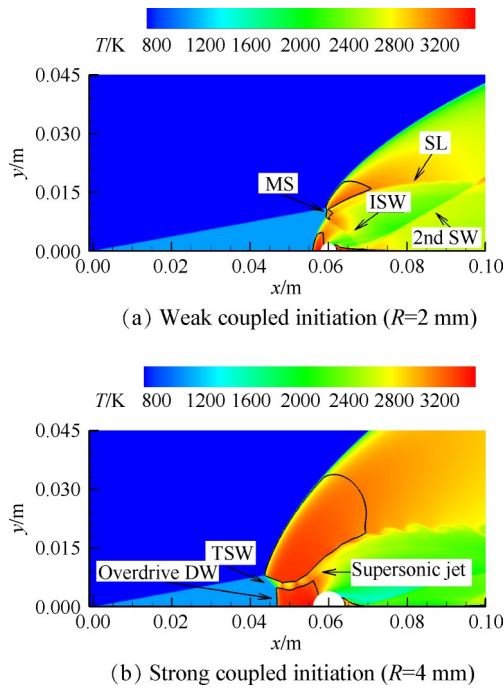


Fig. 10 Temperature contours of ODW induced by a wedge with a bump at $Ma_\infty=9$ (The black lines refer to the sonic lines)

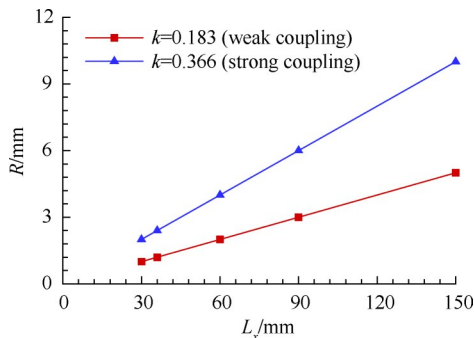


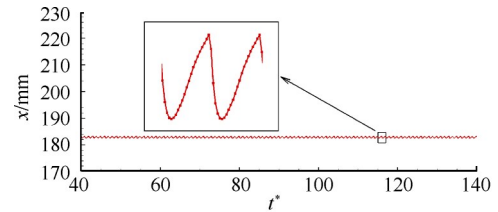
Fig. 11 Influence of L_x and R on the initiation pattern of ODW

诱导斜爆震波起爆开展研究。扰动的具体形式见 2.1 节。为简单起见,以下研究排除了扰动刚作用时的前几个周期,以忽略斜爆震波在来流扰动作用时的建立过程。

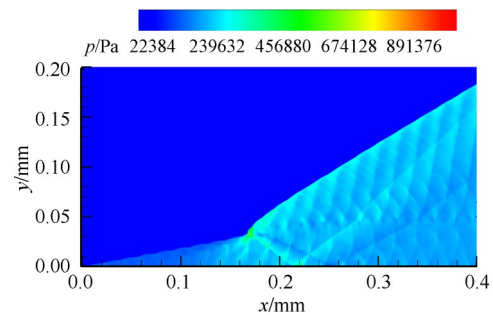
图 12 给出了扰动波数 $N=9$ 时楔面诱导的斜爆震波,其中图 12(a) 给出了斜爆震波面在 $y=50mm$ 上的位置随时间的变化,时间 t^* 使用扰动的周期无量纲化。可见,斜爆震波仅在其平衡位置附近发生小幅振荡,振幅约为 $0.43mm$,即:过高的扰动频率不具有对斜爆震波整体结构的扰动能力^[38]。此时,来流扰动仅会使斜爆震波后的流场出现一些胞格状的流动结构(图 12(b))。

当扰动波数 $N=0.365$ 时,楔面诱导的斜爆震波流

场会严重失稳,斜爆震波面在 $y=50mm$ 上的位置呈现出周期性振荡,如图 13(a) 所示。此时,斜爆震波面的振幅约为 $18.50mm$,比 $N=9$ 时的振幅大得多。同时,流场内的流动结构也变得更复杂,斜爆震波波后出现了较强的激波,波面出现多个三波点(图 13(b))。

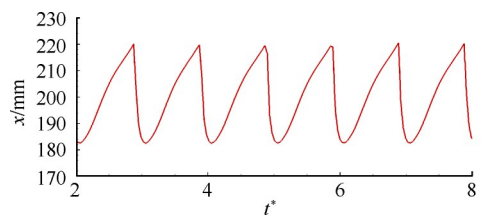


(a) Time evolution of location of ODW at $y=50mm$

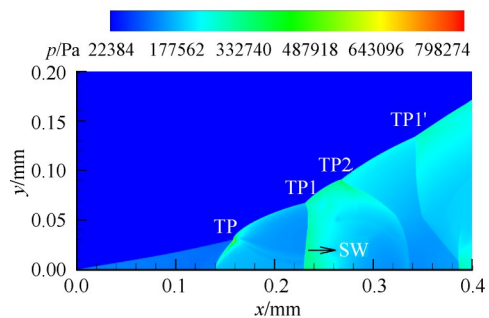


(b) Instantaneous flow field at $t=0.754ms$

Fig. 12 ODW induced by a wedge at $Ma_\infty=9$ under the inflow temperature disturbance of $N=9$



(a) Time evolution of location of ODW at $y=50mm$



(b) Instantaneous flow field at $t=0.940ms$

Fig. 13 ODW induced by a wedge at $Ma_\infty=9$ under the inflow temperature disturbance of $N=0.365$

图 14 是 $Ma_\infty=9$ 的斜爆震波在 $N=0.365$ 的扰动下,流场在一个周期内的响应过程,其中流场波面及着火点的周期性振荡清晰可见。在扰动的作用下,斜激波后提前着火,燃烧区域向下游运动并与爆震波

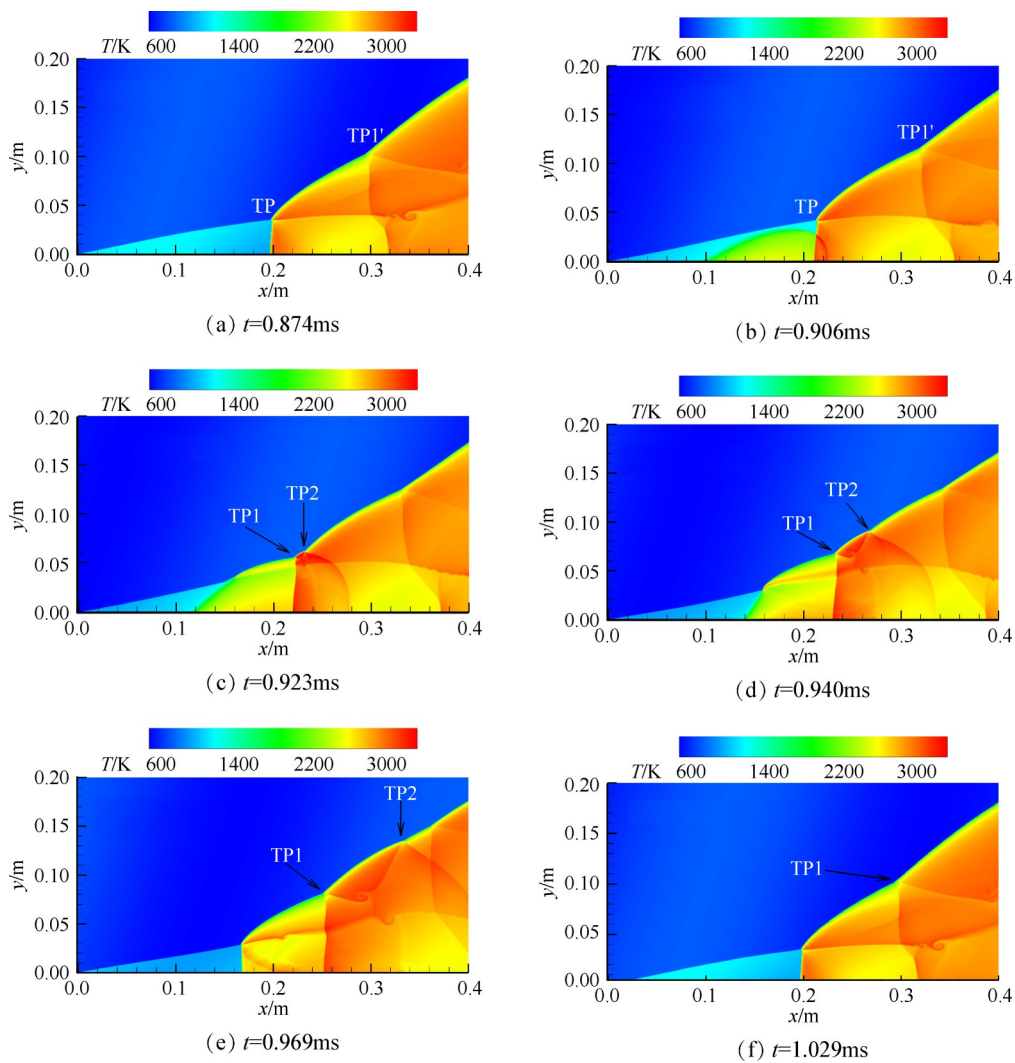


Fig. 14 Temperature contours of ODW under the inflow temperature disturbance of $N=0.365$ at different time instants

相交(14(b)),交点向上移动,最终与三波点重合,重合点处温度、压力较高,并产生两个三波点 TP1 和 TP2(14(c)),三波点向下游运动,并且 TP2 运动的速度大于 TP1(14(d)),两者之间的距离越来越大(14(e)),直至达到一个新的运动周期(14(f))。扰动使得斜激波后提前点火,且使得着火点/燃烧波周期性振荡,这种周期性振荡的燃烧波与斜爆震波相互作用,使得波面大幅周期性振荡。

表3统计了在相对较小 N 的扰动作用下,扰动的周期与着火点振荡的周期之间的关系。可见,当 N 较小时,扰动波长较大,单个扰动的周期较长,单个扰动有足够的时间单独作用在流场诱导区内,也就是说相邻周期的扰动不易相互作用,因此造成了流场着火点明显的周期性振荡。斜爆震波起爆流场的振荡,以及波面位置前后大幅的振荡对斜爆震发动机是不利的,因此需要采取一定的措施抑制这种振荡。鼓包诱导的强燃烧波可以控制着火点的位置,因此

可以在扰动形成的着火点前起爆斜爆震波,使得温度扰动不会形成振荡的燃烧波,进而抑制流场振荡。

Table 3 Parameters of inflow temperature disturbances and the corresponding oscillation periods of ODW

N	λ/m	A	T_d/ms	T_{in}/ms
0.365	0.4	0.1	0.1557	0.1548
0.365	0.4	0.2	0.1557	0.1548
0.146	1.0	0.2	0.3894	0.4182

3.4 斜爆震波中鼓包对来流扰动的抑制

由 3.3 节可知,扰动波数 N 较小时,斜爆震波流场的振荡较大,因此本节以 $N=0.365$ 为例探究鼓包对来流扰动的抑制效果。图 15(a)与图 15(b)分别为 $Ma_\infty=9$ 时,定常来流条件下, $R=1mm$ 和 $2mm$ ($L_x=30mm$) 的鼓包诱导的斜爆震波流场,鼓包使得斜爆震波提前起爆,起爆形式分别为弱耦合起爆和强耦合

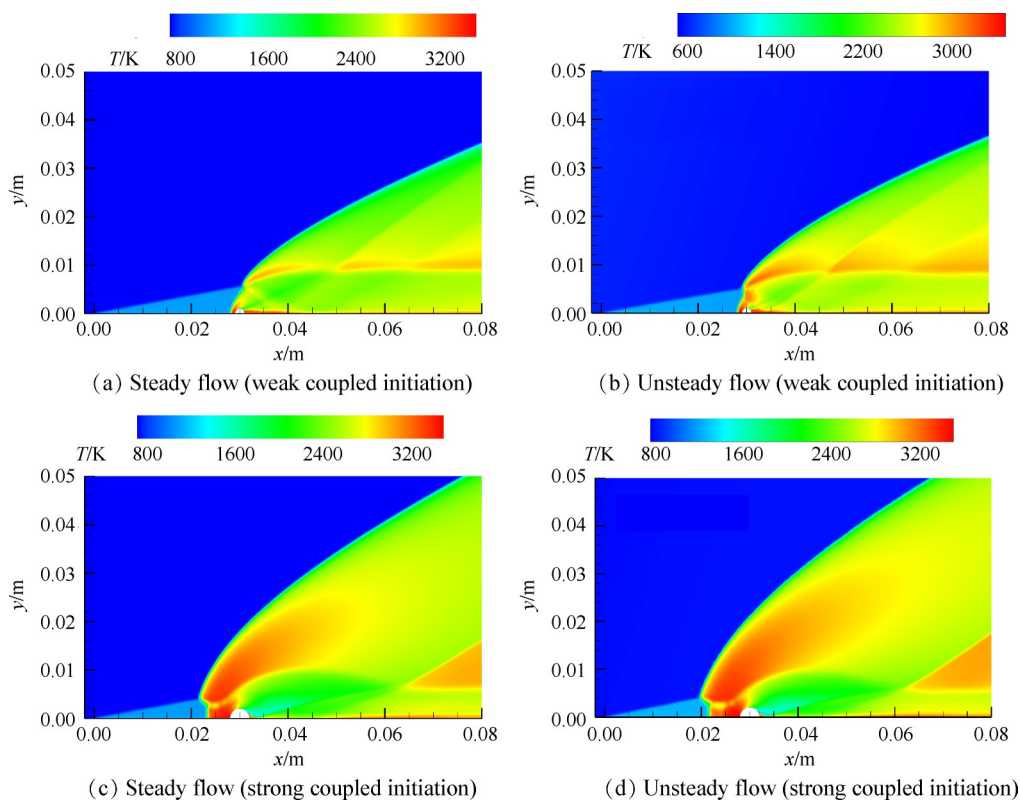


Fig. 15 Temperature contours of ODW of different initiation patterns

起爆。随后,在定常来流的计算结果下,对入口温度施加正弦扰动($N=0.365$),温度扰动下的流场分别为图 15(c)和图 15(d)。当来流温度受到扰动时,斜激波的波面变得弯曲,而且波后参数在时间和空间上也不再均匀。爆震波的波面偏离了原波面的位置,但是波后的流场结构与定常来流下相比却几乎不变,波面也未出现三波点等结构。

图 16 是扰动作用下,楔面起爆的流场与鼓包加速起爆的流场,斜爆震波上游波面在 x 方向随时间振荡的图像,其中纵坐标 x' 是波面位置减去其振荡时平衡位置的值。可以发现鼓包的存在使得振荡的振幅大幅下降。

由 3.3 节可知,扰动使得流场提前点火,形成的

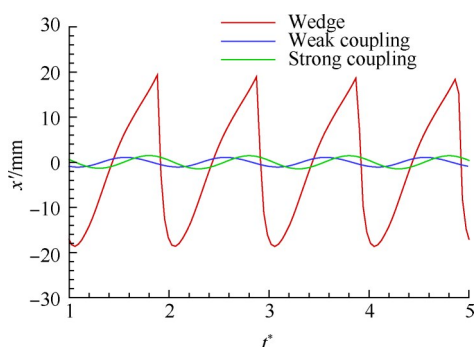


Fig. 16 Time evolutions of location of ODW with or without bump

爆燃波在扰动的作用下,不断被放大,并与三波点相交,继而形成两个三波点,使得流场波面严重失稳。耦合结构中的弓形燃烧波/过驱正爆震比较稳定,使得着火点不会大幅的周期性振荡,稳定了流场的前端,也就不会出现周期性振荡的燃烧波与斜爆震波相互作用,进而抑制了波面的失稳。

4 结 论

本文通过数值求解多组分的可反应欧拉方程,分析了鼓包诱导斜爆震波的结构、来流存在扰动时的斜爆震波以及鼓包对来流扰动的抑制作用。得到主要结论如下:

(1) 诱导区内的鼓包可使斜爆震波在一个相对固定的位置提前起爆。

(2) 斜爆震波起爆形式与鼓包和斜激波的相对位置 k 有关, k 较小时为弱耦合, k 较大时为强耦合。

(3) 来流存在扰动时,楔面诱导的爆震波流场会失稳。当扰动波数 N 较大时,即扰动波长较小时,斜爆震波流场整体结构稳定,但波后流场出现一些胞格状的结构;当 N 相对较小时,即扰动的波长较大时,波后出现激波等复杂结构,波面出现多个三波点,流场的着火点大幅度周期性振荡,且振荡的频率近似等于扰动的频率,着火点的周期性振荡导致了波面

大幅的周期性振荡。

(4) 鼓包的存在可在一定程度上抑制来流扰动对斜爆震波流场的影响,使得着火点的位置相对固定,波面相对稳定,波后也未出现复杂的流场结构。

致 谢:感谢国家自然科学基金的资助。

参考文献

- [1] 姜宗林. 关于吸气式高超声速推进技术研究的思考[J]. *力学进展*, 2009, 39(4): 398-405.
- [2] 王振国, 梁剑寒, 丁 猛, 等. 高超声速飞行器动力系统研究进展[J]. *力学进展*, 2009, 39(6): 716-739.
- [3] Huang W, Qin H, Luo S B, et al. Research Status of Key Techniques for Shock-Induced Combustion Ramjet (Shcramjet) Engine [J]. *Science China Technological Sciences*, 2010, 53(1): 220-226.
- [4] Wolański P. Detonative Propulsion [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2013, 34(1): 125-158.
- [5] 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(10).
- [6] Zhang Z J, Wen C Y, Zhang W S, et al. Formation of Stabilized Oblique Detonation Waves in a Combustor [J]. *Combustion and Flame*, 2021, 223: 423-436.
- [7] Viguier C, Figueira S L, Desbordes D, et al. Onset of Oblique Detonation Waves: Comparison Between Experimental and Numerical Results for Hydrogen-Air Mixtures [J]. *Symposium (International) on Combustion*, 1996, 26(2): 3023-3031.
- [8] Lehr H F. Experiments on Shock-Induced Combustion [J]. *Astronautica Acta*, 1972, 17(4): 589-597.
- [9] 李俊红, 沈 清, 程晓丽. 曲面激波诱导斜爆震的数值模拟[J]. *推进技术*, 2019, 40(11): 2521-2527. (Li Jun-hong, SHEN Qing, CHENG Xiao-li. Numerical Simulation on Shock-Induced Detonation [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2019, 40(11): 2521-2527.)
- [10] 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.)
- [11] Maeda S, Inada R, Kasahara J, et al. Visualization of the Non-steady State Oblique Detonation Wave Phenomena around Hypersonic Spherical Projectile [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33(2): 2343-2349.
- [12] Maeda S, Kasahara J, Matsuo A. Oblique Detonation Wave Stability around a Spherical Projectile by a High Time Resolution Optical Observation [J]. *Combustion and Flame*, 2012, 159(2): 887-896.
- [13] 方宜申, 胡宗民, 滕宏辉, 等. 圆球诱发斜爆震波的数值研究[J]. *力学学报*, 2017, 49(2): 268-273.
- [14] 张子健. 斜爆轰推进理论、技术及其实验验证[D]. 北京: 中国科学院大学, 2020.
- [15] Pratt D T, Humphrey J W, Glenn D E. Morphology of Standing Oblique Detonation Waves [J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1991, 7(5): 837-845.
- [16] Teng H H, Jiang Z L. On the Transition Pattern of the Oblique Detonation Structure [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 713(6): 659-669.
- [17] 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.
- [18] Teng H H, Ng H D, Jiang Z L. Initiation Characteristics of Wedge-Induced Oblique Detonation Waves in a Stoichiometric Hydrogen-Air Mixture [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2017, 36(2): 2735-2742.
- [19] 陈 楠, Seyed Amin Esfehiani, Sudip Bhatrai, 等. 当量比对斜爆轰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 Nan, Seyed Amin Esfehiani, Sudip Bhatrai, 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.)
- [20] Ren Z X, Wang B, Xiang G M, et al. Effect of the Multi-phase Composition in a Premixed Fuel/Air Stream on Wedge-Induced Oblique Detonation Stabilisation [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2018, 846: 411-427.
- [21] Ren Z X, Wang B, Xiang G M, et al. Numerical Analysis of Wedge-Induced Oblique Detonations in Two-Phase Kerosene-Air Mixtures [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2019, 37(3): 3627-3635.
- [22] Wang T, Zhang Y N, Teng H H, et al. Numerical Study of Oblique Detonation Wave Initiation in a Stoichiometric Hydrogen-Air Mixture [J]. *Physics of Fluids*, 2015, 27(9).
- [23] 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.
- [24] Urzay J. Supersonic Combustion in Air-Breathing Propulsion Systems for Hypersonic Flight [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2018, 50: 593-627.
- [25] Qin Q, Zhang X. A Novel Method for Trigger Location Control of the Oblique Detonation Wave by a Modified

- Wedge[J]. *Combustion and Flame*, 2018, 197: 65-77.
- [26] Bomjan B, Bhattarai S, Tang H. Characterization of Induction and Transition Methods of Oblique Detonation Waves over Dual-Angle Wedge [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2018, 82-83: 394-401.
- [27] Fang Y S, Zhang Z J, Hu Z M, et al. Initiation of Oblique Detonation Waves Induced by a Blunt Wedge in Stoichiometric Hydrogen-Air Mixtures[J]. *Aerospace Science and Technology*, 2019, 92: 676-684.
- [28] Qin Q, Zhang X. Study on the Initiation Characteristics of the Oblique Detonation Wave by a Co-Flow Hot Jet [J]. *Acta Astronautica*, 2020, 177: 86-95.
- [29] 陈楠, Bhattarai Sudip, 唐豪. 温度扰动对ODW结构影响的数值模拟[J]. 北京航空航天大学学报, 2018, 44(7): 1537-1546.
- [30] Yang P F, Ng H D, Teng H H. Numerical Study of Wedge-Induced Oblique Detonations in Unsteady Flow [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 876: 264-287.
- [31] Li C P, Kailasanath K, Oran E S. Detonation Structures Behind Oblique Shocks [J]. *Physics of Fluids*, 1994, 6(4): 1600-1611.
- [32] 林志勇. 高静温超声速预混气爆震起爆与发展过程机理研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2008.
- [33] 韩旭. 超声速预混气中爆震波起爆与传播机理研究[D]. 长沙: 国防科学技术大学, 2013.
- [34] Choi J Y, Kim D W, Jeung I S, et al. Cell-Like Structure of Unstable Oblique Detonation Wave from High-Resolution Numerical Simulation [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2007, 31(2): 2473-2480.
- [35] 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.
- [36] Jachimowski C J. An Analytical Study of the Hydrogen-Air Reaction Mechanism with Application to Scramjet Combustion[R]. NASA TP-2791, 1988.
- [37] 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.
- [38] 滕宏辉, 杨鹏飞, 张义宁, 等. 斜爆震发动机的流动与燃烧机理[J]. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2020, 50(9): 129-151.
- [39] Yang P F, Teng H H, Jiang Z L, et al. Effects of Inflow Mach Number on Oblique Detonation Initiation with a Two-Step Induction-Reaction Kinetic Model [J]. *Combustion and Flame*, 2018, 193: 246-256.
- [40] 杨基明, 李祝飞, 朱雨建, 等. 激波的传播与干扰[J]. 力学进展, 2016, 46(1): 541-587.

(编辑:梅瑛)