

航空航天

边界层对驻定斜爆轰结构和稳定性的影响

王爱峰¹ 滕宏辉² 赵伟² 姜宗林²

(中航空天发动机研究院有限公司¹, 北京 100028;

中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室², 北京 100190)

摘要 针对边界层对斜爆轰结构和稳定性的影响可能会引起驻定斜爆轰发动机性能下降的问题,通过求解包含氢气/空气基元反应模型的二维 NS (navier-stocks) 方程研究了黏性条件下的驻定斜爆轰的流场结构和数值扰动状态下驻定斜爆轰波的稳定性。研究发现,可燃的高超声速气流通过楔面后,形成斜激波 (oblique shock wave, OSW) 和薄的边界层,在斜激波后,出现主要流体参数保持不变的诱导区;在边界层内,发生等压燃烧,气体温度和水的质分数较高;诱导区后,由于能量释放产生的爆燃波向上游传播,并发生汇聚,最终与斜激波波阵面相互作用,逐渐形成驻定的斜爆轰 (oblique detonation wave, ODW)。边界层的存在缩短了诱导反应的时间,使得斜爆轰提前发生,斜爆轰角变小,三波点位置上移;但对驻定斜爆轰的主流区的影响有限。通过在斜爆轰波流场中添加数值扰动,证实了边界层存在条件下驻定斜爆轰结构是稳定的。

关键词 边界层 驻定斜爆轰 稳定性 流场结构 高超声速

中图分类号 V231.3; 文献标志码 A

高超声速的预混可燃气体通过一定角度的楔面或锥面形成一道斜激波。这道斜激波能够引发燃烧反应,在一定条件下最终在下游形成驻定斜爆轰结构。由于驻定斜爆轰具有很短的燃烧时间和很高的燃烧效率,因此采用驻定斜爆轰机制的发动机有望成为高超声速飞行器动力系统的一个潜在的选择。近年来,驻定斜爆轰燃烧机制,结构以及稳定性受到广泛关注。

作为高超声速动力系统,对驻定斜爆轰机理的研究是必不可少的,其中以驻定斜爆轰的结构和稳定性最受关注。以前的研究表明斜爆轰波是可以驻定的,Pratt 等^[1] 研究认为斜爆轰波驻定需满足两个的条件:①来流的马赫数应该大于 CJ (chapman-jouguet) 状态的马赫数,斜爆轰的稳定状态即为 CJ 状态,相对应的楔面角为 θ_{CJ} ; (2) 楔面角不能超过一定的数值 θ_{max} ,也就是如果楔面角超过这个数值

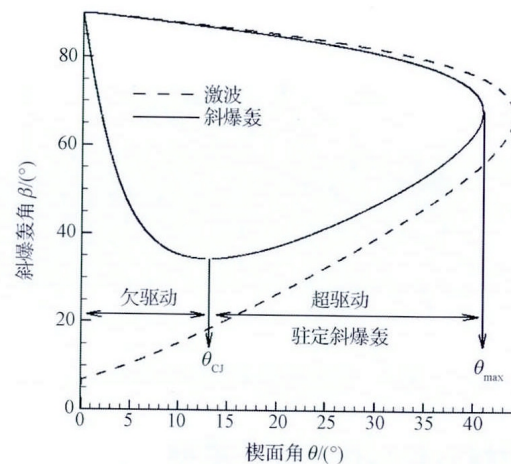


图1 斜激波与斜爆轰极线图

斜爆轰将会脱体,就不能形成驻定的斜爆轰。因此从 θ_{CJ} 到 θ_{max} 这个区域被称为斜爆轰的驻定窗口(如图1)。在此驻定条件下,Oran 等^[2] 通过数值计算对稳定的斜爆轰结构进行了研究。结果表明:稳定的斜爆轰基本结构包括:斜激波,诱导区,一系列爆燃波和斜爆轰波,如图2所示。这种结构类似于正爆轰中的半个三波点胞格结构,上述驻定斜爆轰结构已经通过实验结果 (Lehr^[3], Desbordes^[4,5] 和

2013年4月22日收到 5月15日修改

第一作者简介:王爱峰(1983—)男,江苏南通人,博士。研究方向:新型动力发动机。E-mail: wangai Feng06@sina.com

Kasahara^[6] 得到验证。Fusina 等^[7] 通过数值计算对驻定斜爆轰的稳定性进行了研究,发现在添加小扰动后,驻定斜爆轰结构能恢复到稳定的状态。Choi 等^[8] 发现在低活化能条件下,驻定斜爆轰的波阵面保持稳定;在高活化能条件下,波阵面上横波单向传播并使得流场形成类胞格结构,此结构有别于正爆轰波阵面的胞格结构。

然而,边界层对驻定斜爆轰结构和稳定性影响的研究相对较少且不完善。Li 等^[9]、Fusina 等^[10] 通过研究表明:黏性对斜爆轰波结构的影响仅仅局限于薄的边界层中,对主流区的结构几何无影响。

本文通过数值计算来研究存在边界层的状态下驻定斜爆轰的结构,然后与无黏状态下驻定斜爆轰的结构进行对比,最后通过添加数值扰动研究边界层对驻定斜爆轰稳定性的影响。

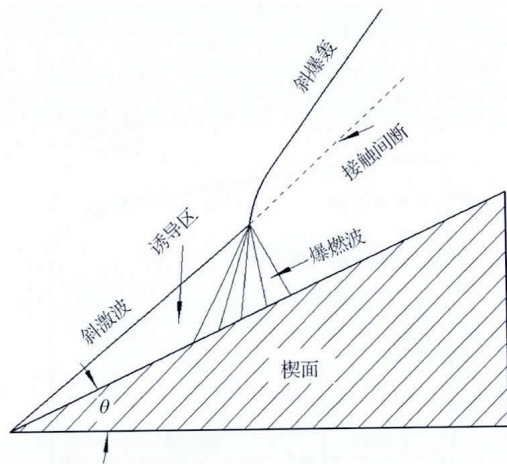


图2 驻定斜爆轰结构示意图

1 控制方程与化学反应模型

考虑黏性,热传导和分子扩散,二维可压缩层流多组分有限速率化学反应气体的 N-S 方程可以写成

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

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \\ \rho Y_1 \\ \vdots \\ \rho Y_{NS-1} \end{bmatrix}, \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ (E + p)u \\ \rho u Y_1 \\ \vdots \\ \rho u Y_{NS-1} \end{bmatrix}, \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ (E + p)v \\ \rho v Y_1 \\ \vdots \\ \rho v Y_{NS-1} \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{F}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + q_x \\ \rho D_{1m}(Y_1)_x \\ \vdots \\ \rho D_{NS-1m}(Y_{NS-1})_x \end{bmatrix}, \mathbf{G}_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + q_y \\ \rho D_{1m}(Y_1)_y \\ \vdots \\ \rho D_{NS-1m}(Y_{NS-1})_y \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{S} = [0 \ 0 \ 0 \ 0 \ \dot{\omega}_1 \ \dots \ \dot{\omega}_{NS-1}]^T \quad (2)$$

式(2)中 ρ 和 p 分别为混合物的密度和压力; u 和 v 分别 x 和 y 方向的速度; E 为单位体积的总能量,定义如下

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

对于多组分可燃气体, NS 为组分的数目, Y_i 为第 i 组分的质量分数,其中 $\sum_{i=1}^{NS} Y_i = 1$; D_{im} 和 $\dot{\omega}_i$ 分别为第 i 组分的质量扩散系数和质量生成率。

黏性项中的剪切应力 τ 和热流量 q 分别为

$$\begin{cases} \tau_{xx} = 2\mu u_x - \frac{2}{3}\mu(u_x + v_y) \\ \tau_{yy} = 2\mu v_y - \frac{2}{3}\mu(u_x + v_y) \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu(u_y + v_x); \\ q_x = kT_x + \rho \sum_{i=1}^{NS} h_i D_{im}(Y_i)_x \\ q_y = kT_y + \rho \sum_{i=1}^{NS} h_i D_{im}(Y_i)_y \end{cases} \quad (4)$$

式(4)中, T 为气体的温度, μ 为混合气体的黏性系数, k 为混合气体的热传导系数, h_i 为第 i 组分的比焓。

本文选用的 $H_2 + Air$ 化学反应模型为 11 组分

($H_2, H, O_2, O, OH, HO_2, H_2O_2, H_2O, N, N_2, N$), 23 个化学反应模型, 来自于 Chemkin 软件包^[11]。

2 数值计算方法

为了能够捕捉激波以及准确模拟驻定斜爆轰结构, 本文采用三阶精度的 ENO 格式^[12] 离散对流项, 二阶中心差分离散黏性项, 考虑迎风的影响, 采用修正的 Steger-Warming 方法^[13]。时间迭代采用三阶精度的 TVD Runge-Kutta 方法^[12]。

对于化学反应流动, 化学反应的特征时间一般远远小于流场的特征时间, 因此在求解化学反应流动方程时常常会遇到时间尺度差异过大而形成的刚性问题。采用点隐算法^[14] 解决计算中的刚性问题。

3 计算模型与边界条件

高超声速的可燃气体通过角度为 θ 的楔面, 形成斜激波, 经过斜激波压缩的气流能够达到较高的温度并发生放热反应, 并最终形成角度为 β 的斜爆轰波。为了计算的方便, 选取的计算域为图中双点划线围成的矩形区域(图 3), 并按照楔面的角度进行旋转。计算域大小: $0.02 \text{ m} \times 0.005 \text{ m}$, 初始气流为化学当量比的氢气与空气的混合气体, 初始压力 $p_0 = 0.4 \text{ atm}$, 初始温度 $T_0 = 300 \text{ K}$, 来流马赫数的范围 $7.5 \sim 8.5$, 楔面角的范围 $30^\circ \sim 35^\circ$ 。

入口边界取值来流条件, 出口边界为无扰动外插边界, 由于涉及无黏与有黏两种状态, 因此楔面分别采用滑移边界条件和无滑移边界条件(绝热边界)。由于需要计算边界层对斜爆轰波结构的影响, 因此对边界层进行局部加密, 最密的网格: $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ 。

4 数值结果验证

来流马赫数为 7.5 的可燃气体 ($2H_2 + O_2 + 4N_2$) 通过 25° 的楔面所形成的驻定斜爆轰波结构如图 4 所示。通过数值计算得到密度流场如图 4(b) 所示, 斜爆轰结构中包含: 斜激波, 斜爆轰波, 三波点, 滑移线, 横向激波和火焰面。与 Desbordes^[5] 得

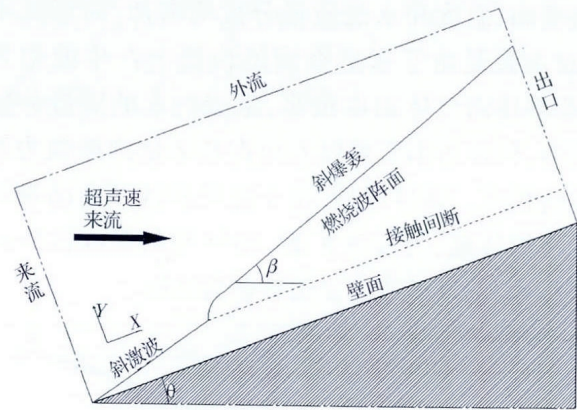
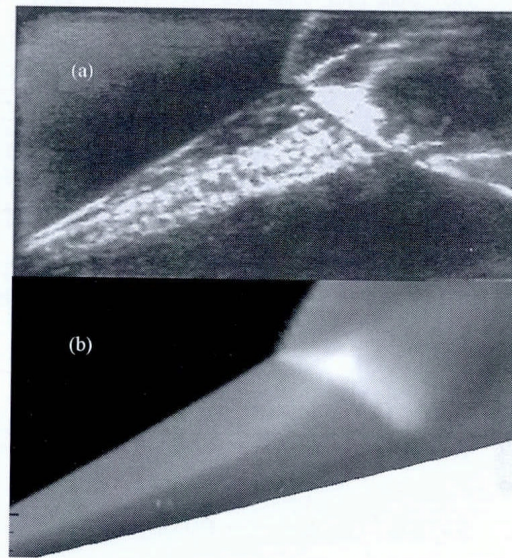


图 3 驻定斜爆轰的计算域示意图



(a) 实验纹影图片^[5]; (b) 数值密度流场

图 4 驻定斜爆轰结构

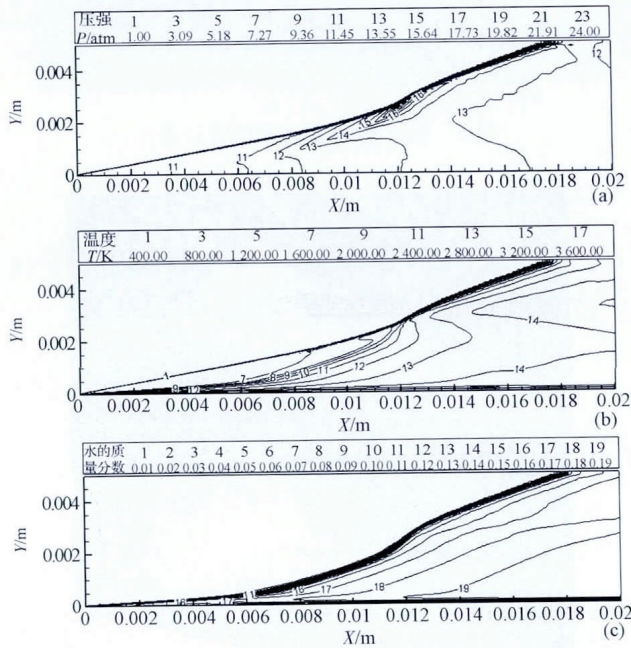
到驻定斜爆轰实验纹影图片(图 4(a)) 比较可知, 所有的结构都比较相似。因此, 所采用的数值方法能够有效地对斜爆轰波中复杂的波系结构进行模拟。

5 数值结果与讨论

5.1 驻定斜爆轰的流场结构

驻定斜爆轰流场结构的数值模拟所采用的初始条件如下: 楔面角 $\theta = 30^\circ$, 马赫数 $Ma_0 = 7.5$ 。图 5 为驻定斜爆轰流场图, a 为压强, b 为温度, c 为水的质量分数。由图 5 可知, 超声速的预混可燃气体通过楔面形成无化学反应的斜激波, 在斜激波波后, 主要的流体参数保持不变, 此区域为诱导区, 但

靠近壁面,温度和水的质分数均增加,而压力不变,这主要是由于靠近壁面的位置上产生的边界层,边界层内气体温度很高,生成的水的质量分数比较高,但压力不变可以看出在边界层内燃烧为等压燃烧模式。诱导区后,由于能量释放产生的爆燃波向上游传播,并发生汇聚,最终与斜激波波阵面相互作用,逐渐形成驻定的斜爆轰结构。

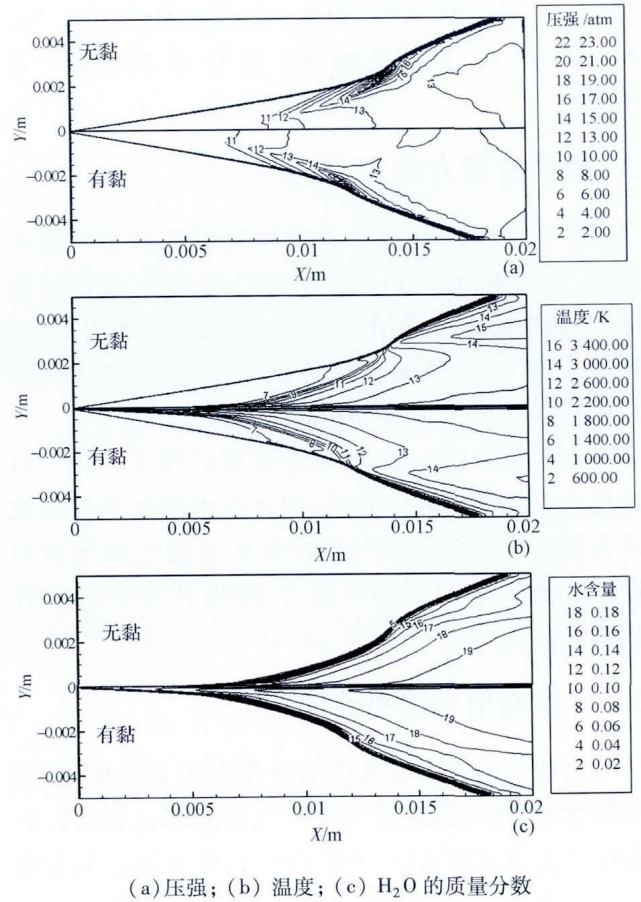


(a) 压强; (b) 温度; (c) H₂O 的质量分数
图5 驻定斜爆轰流场图

5.2 与无黏状态下流场结构比较

为了考察有黏和无黏状态下对驻定斜爆轰波的结构,数值模拟在两种状态下采用相同的初始条件和模型,其中初始条件为:楔面角 $\theta = 30^\circ$,马赫数 $Ma_0 = 7.5$ 。

图6为两种状态下的斜爆轰波流场图,图的上半部为无黏状态,下半部为有黏状态,a为压强流场,b为温度流场,c为水的质量分数流场。由图6(c)所知,黏性状态下,由于高温边界层的存在,水在楔面的前沿就会出现,这样诱导区变短,使得斜爆轰波提前发生,这从三波点的位置也可以看出,同时也可以发现两种状态下爆轰角也是有所变化的。而在主流区,两种状态下的斜爆轰结构基本相似。



(a) 压强; (b) 温度; (c) H₂O 的质量分数
图6 无黏状态与有黏状态下的驻定斜爆轰结构

通过改变不同的状态参数来比较两种状态下爆轰角和三波点位置的变化。计算参数为:马赫数的变化范围(7.5, 8.0, 8.5),楔面角的变化范围(30°, 32°, 35°)。一共9个算例,分别求得两种状态下爆轰角和三波点位置。计算结果如图7~图9。

图7为两种状态下斜爆轰角的变化趋势,马赫数越大,斜爆轰角越小;楔面角越大,斜爆轰角越小。由两种状态下的变化趋势可以看出,黏性状态下斜爆轰角小于无黏状态下的斜爆轰角,但总体相差不大。

图8为两种状态下三波点横坐标的变化趋势,黏性状态下三波点横坐标小于无黏状态下的三波点横坐标,这也就是说,黏性状态下斜爆轰提前发生。当马赫数为7.5时,两种状态下三波点横坐标相差较大,而马赫数为8.5时,两种状态下三波点横坐标相差较小。

图 9 为两种状态下三波点纵坐标的变化趋势,黏性状态下三波点纵坐标大于无黏状态下的三波点纵坐标,这主要是由于黏性状态下,有一薄的边界层存在,相当于使得三波点向上提升了一个边界层高度。

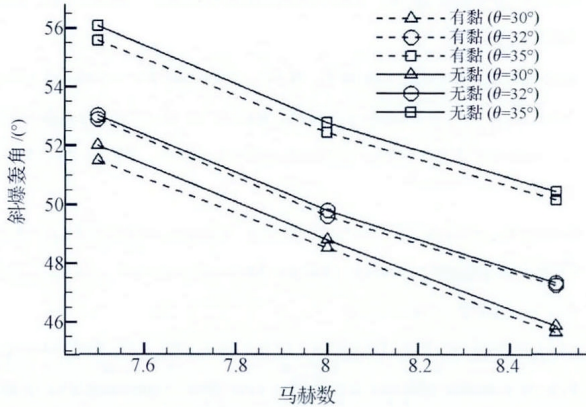


图 7 无粘状态与有粘状态下的斜爆轰角

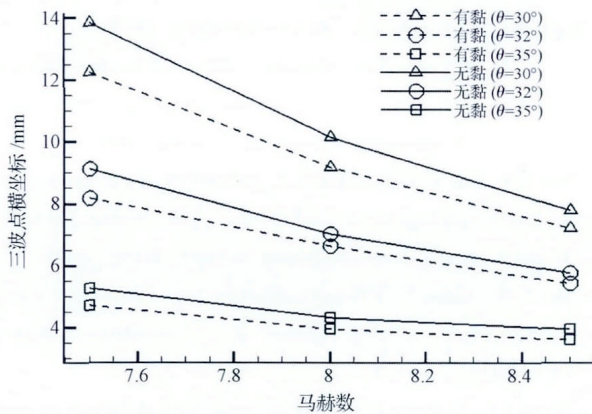


图 8 无粘状态与有粘状态下的三波点横坐标

5.3 驻定斜爆轰结构的稳定性

为了验证驻定斜爆轰结构的稳定性,在已经稳定的斜爆轰结构(初态为楔面角 $\theta = 30^\circ$, 马赫数 $Ma_0 = 7.5$, 黏性流场)中添加扰动,本文添加的两个方形扰动,宽度分别为 0.2 mm 和 0.45 mm,扰动区域设定氢气的质量分数为 0。

图 10 为添加扰动之后各个时刻的密度流场。在 6.4 μs 时,流场为稳定流场,在其中添加两个扰动;到 7.0 μs 时,扰动已经使得诱导区的流场发生变化;9.4 μs 时,扰动已经传播到三波点后方;到 18 μs 时,流场达到一种稳定的状态。比较 6.4 μs

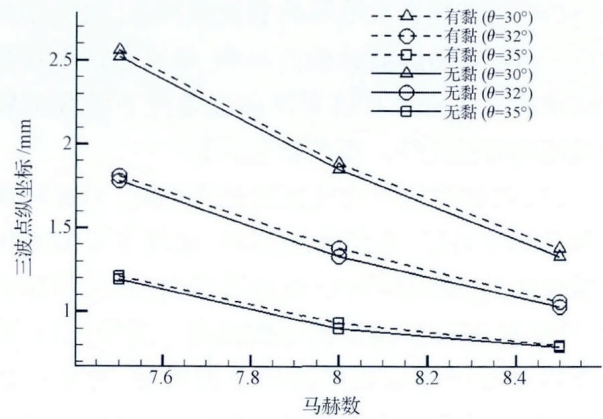


图 9 无黏状态与有黏状态下的三波点纵坐标

和 18 μs 两个时刻的流场图可以发现,斜爆轰波结构基本一致。以上分析说明:在边界层存在的条件下,驻定斜爆轰仍然具备很好的稳定性。

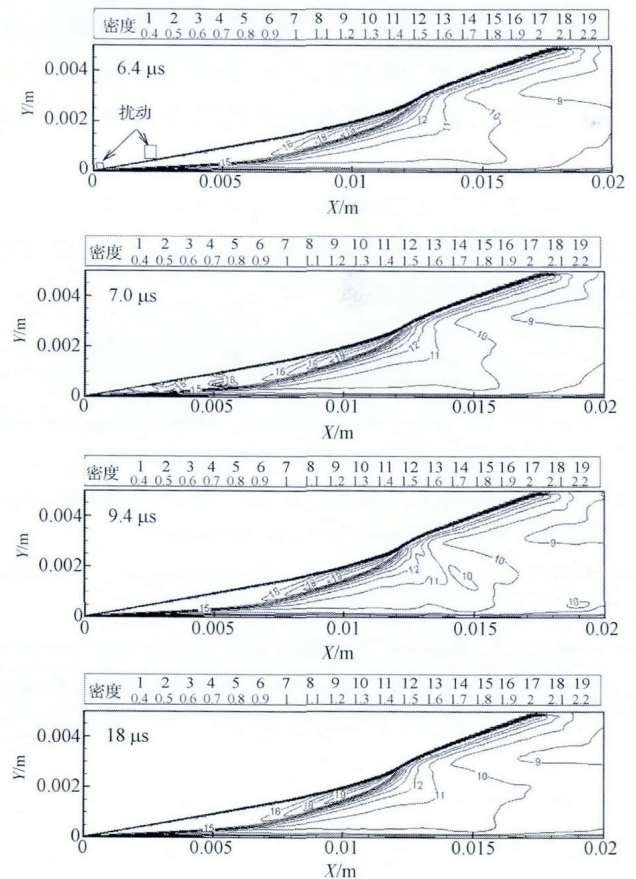


图 10 不同时刻斜爆轰密度流场

6 总结

本文利用数值方法模拟在无黏状态和有黏状

态下的驻定斜爆轰波的结构和流场特性,然后分析边界层对驻定斜爆轰结构的影响,最后通过添加数值扰动的方法研究在边界层存在条件下的驻定斜爆轰结构的稳定性。得到如下结论:

(1) 可燃的超声速气流通过楔面后,形成斜激波和薄的边界层,在斜激波波后,出现主要的流体参数保持不变的诱导区;在边界层内,发生等压燃烧,气体温度和水的分数较高。诱导区后,由于能量释放产生的爆燃波向上游传播,并发生汇聚,最终与斜激波波阵面相互作用,逐渐形成驻定的斜爆轰结构。

(2) 比较有黏状态与无黏状态下斜爆轰波的结构可知,主流区的结构基本相似,即:边界层对斜爆轰波的主流区域影响较小,有黏状态下比无黏状态多了薄的边界层。比较斜爆轰角和三波点的位置可知:与无黏状态相比,有黏状态下斜爆轰角变小,三波点靠近上游,横坐标减小,纵坐标增加,但变化均不是很大,黏性的影响仅仅存在于边界层中,对主流几乎没有影响。

(3) 在稳定的斜爆轰波流场中添加数值扰动,驻定斜爆轰波最终能恢复到稳定的状态,说明驻定斜爆轰结构是稳定的。

参 考 文 献

- 1 Pratt D T, Humphrey J W. Morphology of standing oblique detonation waves. *Propulsion and Power*, 1991; 7(5): 837—845
- 2 Li C, Kailasanath K, Oran E S. Detonation structures behind oblique shocks. *Physics of Fluids*, 1994; 6: 1600—1611
- 3 Lehr H F. Experiments in shock induced combustion. *Astronautica Acta*, 1972; 17(4&5): 589—597
- 4 Dabora E K, Desbordes D, Wagner H G. Oblique detonation at hypersonic velocities. Eds.: Borisov A A, Kuhl A L, Leyer J C, *et al.* Dynamics of Detonations and Explosions: Detonations, Progress in Astronautics and Aeronautics. Washington: AIAA, 1991; 133: 187—201
- 5 Gourara V C, Desbordes D A. Onset of oblique detonation waves: comparison between experimental and numerical results for Hydrogen-Air Mixtures. Proceedings of Twenty-Seventh Symposium (international) on Combustion. The Combustion Institute, Pittsburgh, 1998: 3023—3031
- 6 Kasahara J, Arai T, Chiba S, *et al.* Criticality for stabilized oblique detonation waves around spherical bodies in acetylene/oxygen/krypton mixture. Proceedings of Combustion Institute, 2002; 29, 2817—2824
- 7 Fusina G, Sisljan J P. Bernar parent. formation and stability of near Chapman Jouguet standing oblique detonation waves. AIAA, 2005; 43(7): 1592—1604
- 8 Choi Jeongyeol, Kim Dongwan, Jeung Inseuck *et al.* Cell-like structure of unstable oblique detonation wave from high-resolution numerical simulation. Proceeding of the Combustion Institute, 2007; 31(2): 2473—2480
- 9 Li C, Kailasanath K, Oran E S. Effects of boundary Layers on oblique detonation structures. AIAA—93—0450, 1993
- 10 Fusina G. Numerical investigation of oblique detonation wave for a scramjet combustor. Toronto: Graduate Department of Aerospace Science and Engineering, University of Toronto, 2003
- 11 Kee R J, Rupley F M, Miller J A. CHEMKIN—II: a fortran chemical kinetics package for the analysis of gas-phase chemical kinetics. Sandia National Laboratories Report SAND89—8009, 1990
- 12 Shu C W, Osher S. Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock capturing schemes II. *Computational Physics*, 1989; 83(1): 32—78
- 13 Steger J L, Warming R F. Flux vector splitting of the inviscid gasdynamic equations with application to finite-difference methods. *Computational Physics*, 1981; 40(2): 263—293
- 14 Yee H C, Shinn J L. Semi-implicit and fully implicit shock-capturing method for hyperbolic conservation laws with stiff terms. NASA TM-89415, 1987

Boundary Layer Effect on the Structure and Stability of Standing ODW

WANG Ai-feng¹, TENG Hong-hui², ZHAO Wei², JIANG Zong-lin²

(China Aviation Engine Establishment, Shuguang Xili, Chaoyang District¹, Beijing 100028, P. R. China;

Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics LHD, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences², Beijing 100190, P. R. China)

[Abstract] Aiming at the possible performance degradation of standing oblique detonation wave (ODW) engine caused by boundary layer effect on the structure and stability of standing ODW, the structure and stability of standing ODW under viscous and numerical disturbance condition were investigated by solving two-dimensional N-S (Navier-Stokes) equation taking into account hydrogen/Air element reaction model. It is found that hypersonic flow of premixed combustible gases around the wedge generates an oblique shock wave (OSW) and a thin boundary layer. Behind the OSW, there is an induction region, where main fluid properties remain nearly constant. In boundary layer, isobaric pressure combustion occurs, and the gas temperature and the mass fraction of H₂O are very high. Behind the induction region, the deflagration waves caused by energy release at the end of induction region, propagate upward, and converge into each other, finally, intersect with OSW front and gradually develop into the ODW. The existence of boundary layer shortens the induction length and causes an earlier onset of the ODW, whereas almost doesn't affect the main fluid region. In addition, the ODW angle is somewhat decreased and the triple point location is removed forward by the boundary layer. By introducing the numerical disturbance in the ODW fluid field, the standing ODW structure is verified to be stable.

[Key words] boundary layer standing ODW stability flow field structure hypersonic

(上接第 6780 页)

A Scheme Design and Implementation of Parking Detector in Intelligent Parking Lot System Based on Wireless Sensor Network Technology

HE Bin^{1,2}, JIANG Ling-ge¹

(Shanghai Jiaotong University¹, Shanghai 200240, P. R. China;

Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences², Shanghai 200050, P. R. China)

[Abstract] Some disadvantages are mainly analyzed, which of the current parking spaces and vehicle detection technology in the application. On this basis, a kind of intelligent parking lot system design scheme based on wireless sensor network technology is put forward. Here, the design ideas and working principle and test outcome are described in detail in the system of vehicles and parking detector. Finally, the actual case of the intelligent parking lot system put into commercial application is introduced.

[Key words] vehicle detector magnetic fluxgate wireless sensor network intelligent parking lot magnetic sensor