

双楔面诱导斜爆轰波起爆特性研究

张宇航¹, 杨鹏飞², 滕宏辉¹

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 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190

摘要: 斜爆轰波发动机具有高效的热循环效率, 可望用于高超声速推进系统。然而, 目前研究的主要是比较理想的单楔面诱导斜爆轰, 双楔面甚至更复杂的几何结构诱导的斜爆轰波特性, 还有待于进一步的研究。本文采用二维 Euler 方程和两步诱导-放热总包反应模型开展数值研究, 对比单楔面诱导和双楔面诱导对斜爆轰波起爆、驻定以及流场结构的影响。为便于与单楔面诱导斜爆轰波相对比, 保证所采用的两道尖楔的转变角度之和与单楔面角度相等, 并定义第二道楔面起始位置到爆轰波起始位置为起爆区长度。结果表明, 对于单楔面诱导的斜爆轰波, 随着楔面角增加, 斜爆轰波形态上倾向于从突变结构向平滑结构变化。对于双楔诱导的斜爆轰波, 同侧激波相交可能形成膨胀波减小波后温度减小诱导反应的速率, 依据第一道楔面是否发生放热反应, 起爆区长度的变化表现为两种不同的趋势。第一道楔面角都较小时, 双楔面起爆会抑制诱导反应的进行, 使得起爆区长度增加; 当楔面角度增加到临界值时, 第一道楔面发生放热反应则会使得起爆区长度减小。斜激波和斜爆轰波衔接处存在的压缩波、膨胀波以及激波使得起爆区末端化学反应面呈现出多种不同的形态。

关键词: 斜爆轰波, 两步反应, 激波相互作用, 诱导机制, 起爆长度

1 引言

爆轰波是由前导激波压缩快速释热并能自持超声速传播的燃烧波^[1], 其燃烧过程近似等容, 热循环效率高, 使其在高超声速推进中具有广阔的应用前景。其中利用斜爆轰波组织燃烧的冲压发动机^[2-4]尤其适合于高速飞行, 引起了广泛的关于斜爆轰波基础和理论研究^[5-8]。驻定在楔面上的斜爆轰波结构最早由Li^[9,10]提出, 这种典型的结果主要是由无反应的斜激波、斜爆轰波波面以及连接两者的三波点组成, 之后由Viguier^[11]实验证实。对于斜激波-斜爆轰波(OSW-ODW)过渡区结构的类型在以往研究中已有详细描述^[12-14], 主要分为突变型和光滑型。后续开展的工作主要集中在来流马赫数、楔面角度和热力学状态参数等条件下更复杂的波系结构^[15-18]。除此之外, 研究人员^[13,19-24]还发现斜爆轰波具有爆轰波内在不稳定性, 波面上会产生复杂的三波点结构, 其在一定程度上影响爆轰燃烧稳定性。进一步地考虑斜爆轰波的实际应用, 研究人员给出了变来流情况下爆轰波燃烧特性, 例如斜爆轰波迟滞现象^[25]以及爆轰波不同类型的结构之间转变过程^[26]。

以往的大多数研究都是使用半无限的钝楔或者尖楔来诱导斜爆轰波, 目前研究的主要是比较理想的单楔面诱导斜爆轰, 双楔面甚至更复杂的几何结构诱导的斜爆轰波特性, 还有待于进一步的研究。早期研究中, Ghorbanian^[27]理论分析了多楔面诱导斜爆轰波的各种结构的特征, 并通过极曲线分析了不同的楔面诱导斜爆轰波与扰动相互作用的情况。Papalexandris^[13]发现通过改变膨胀波扰动的位置发现有斜爆轰波的熄爆的现象。膨胀波在脱体斜爆轰波中的研究^[28,29], 揭示了斜爆轰波不稳定燃烧的区域以及波系结构。膨胀波扰动过驱斜爆轰波、准C-J斜爆轰波的研究^[30]也都相继开展。对于更复杂的扰动结构, 比如通过在楔面壁面上添加台阶形成膨胀波-压缩波, 也能起到控制爆轰波起爆的作用^[31]。探索不同的扰动诱导斜爆轰波可以加深对斜爆轰波起爆机制、以及斜爆轰波结构变化的理解。

本研究主要针对双楔面诱导斜爆轰波, 进一步探讨单楔面诱导和双楔面诱导对斜爆轰波起爆、驻定以及流场结构的影响。本文采用诱导-放热两步反应模型开展数值模拟, 通过在不同位置加入第二道楔面角 θ 压缩波, 探讨了低马赫数时 $M_0 = 7.0$ 单楔和双楔的斜爆轰波, 双楔诱导斜爆轰波起爆时, 因为第一道楔角和第二道楔角 $\theta_1-\theta_2$ 的组合, 产生两种不同诱导机制。这两种机制可得到两种典型的化学反应放热结构。为便于与单楔面诱导斜爆轰波相对比, 保证所采用的两道尖楔的转变角度之和与单楔面角度相等, 并定义第二道楔面起始位置到爆轰波起始位置为起爆区长度。相比于单楔诱导斜爆轰波的起爆距离, 两种机制下, 一种起到促进作用, 缩短了起爆距离, 另一种则相反。并采用极曲线分析多楔组合的激波关系, 探讨两道楔角 $\theta_1-\theta_2$ 的组合激波动力学特性以及化学反应放热对起爆的影响。

2 数学模型与控制方程

典型的双楔面诱导斜爆轰波示意图如图 1 所示，首先超声速来流经由楔面诱导产生斜激波，由斜激波对波后燃料加热，达到一定温度的混合气体发生化学反应放热进一步生成斜爆轰波，此时由于楔面转角的出现，产生同侧激波相交的情况，经过不同的激波压缩，气体分子满足点火条件后开始发生化学反应，并产生驻定的爆轰波。

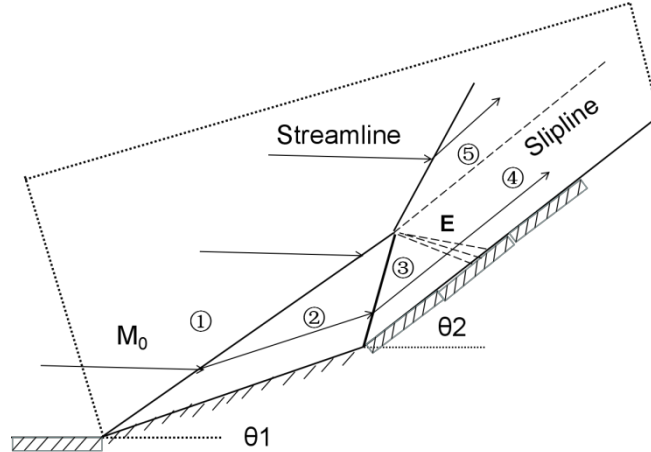


图 1 双楔楔面斜爆轰波数值示意图

以往关于二维斜爆轰的研究认为^[14-16]，粘性对爆轰波起爆特性较小，可以忽略。采用欧拉方程，以及理想气体状态方程，其中控制方程如下所示：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p)}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial[u(\rho e + p)]}{\partial x} + \frac{\partial[v(\rho e + p)]}{\partial y} = 0$$

其中理想气体状态方程为：

$$e = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)} + \frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} - q$$

$$T = \frac{p}{\rho}$$

变量 ρ 、 u 、 v 、 p 、 e 和 q 分别是密度、 x 方向速度分量、 y 方向速度分量、压力、单位质量总能和化学反应放热量。变量均采用无量纲形式（下标 1 代表波后气流参数，下标 0 代表波前气流参数）：

$$p = \frac{p_1}{p_0}, \rho = \frac{\rho_1}{\rho_0}, T = \frac{T_1}{T_0}, u = \frac{u_1}{\sqrt{RT_0}}$$

本文选用 Ng 等^[32]在早期支链反应模型基础上改进的两步诱导-放热反应模型，第一步反应代表的

是诱导区或点火过程，第二步代表的是放热过程。其具体形式如下：

$$\frac{\partial(\rho\xi)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\xi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\xi)}{\partial y} = H(1-\xi)\rho k_I \exp\left[E_I\left(\frac{1}{T_S} - \frac{1}{T}\right)\right]$$

$$\frac{\partial(\rho\lambda)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u\lambda)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v\lambda)}{\partial y} = [1-H(1-\xi)](1-\lambda)\rho k_R \exp\left[-\frac{E_R}{T}\right]$$

其中 ξ 是诱导区反应过程变量， λ 是放热区反应过程变量， $H(1-\xi)$ 是一个阶跃函数：

$$H(1-\xi) = \begin{cases} 1, & \text{if } 0 < \xi \leq 1 \\ 0, & \text{if } \xi \leq 0 \end{cases}$$

k_I 是诱导区的化学反应速率常数，一般可以通过调整 k_I 使得诱导区的长度为无量纲的单位长度，本文取 $k_I = -U_{vm}$ ， U_{vm} 是CJ爆轰波中激波前沿的速度。 k_R 是放热反应区的化学反应速率，通过改变 k_R 的值来改变诱导区长度与反应区长度比值，这里取 $k_R = 1.0$ 。 E_I 和 E_R 分别是诱导区和放热反应区的活化能，两者均采用 T_S 来进行无量纲化。 T_S 是气流穿过前导激波后的温度，采用 T_0 来进行无量纲化。放热量 Q 、比热比 γ 以及诱导区、反应区活化能 ε_I 和 ε_R ，取值分别为 $Q = 25$ ， $\gamma = 1.2$ ， $E_I = 4.0 T_S$ ， $E_R = 1.0 T_S$ ， Q 对应的 $M_{CJ} = 4.50$ ，激波后温度 $T_S = 2.991$ 。本文采用的数值格式为AUSMPW+^[33]。

3 结果和讨论

3.1 斜爆轰波流场

图 2 给出了马赫数 $M_0 = 7.0$ 时，不同的楔面角分别为 $\theta = 15^\circ$ 、 20° 、 25° 和 $\theta = 30^\circ$ 时诱导斜爆轰波温度流场。当楔面角 $\theta = 15^\circ$ 时，斜激波和斜爆轰波波阵面 OSW-ODW 主要以突变型过渡为主如图 2(a) 所示，三波点下方产生复杂的波系结构而向下游延伸出的激波经过壁面反射；但是当 $\theta = 20^\circ$ 时其斜爆轰波波角有小幅降低，而波面结构也变为平滑过渡如图 2(b) 所示，并且可以看到诱导区长度减小，爆轰波温度梯度相比 $\theta = 15^\circ$ 时要小。随着楔角进一步增加， $\theta = 25^\circ$ 和 30° 时如图 2(c) 和 2(d)，诱导区长度减小，波面更加光滑。随着楔面角的增加，斜爆轰波波面由突变向光滑结构过渡在以往研究中已有描述。在相同马赫数下，提高楔角，通过斜激波关系可知，实际上增加了斜激波后的气体温度，高温诱导斜爆轰波一方面缩短诱导区长度，另一方面，由于化学反应是阿伦尼乌斯形式，化学反应指数 $\text{Exp}(1/T)$ 强烈依赖温度，高温诱导下使得温度梯度对化学反应影响减小，所以对于单楔面诱导斜爆轰波，增加楔面角的影响相似于增加马赫数：斜爆轰波波角降低，诱导区减短，燃烧更加稳定。

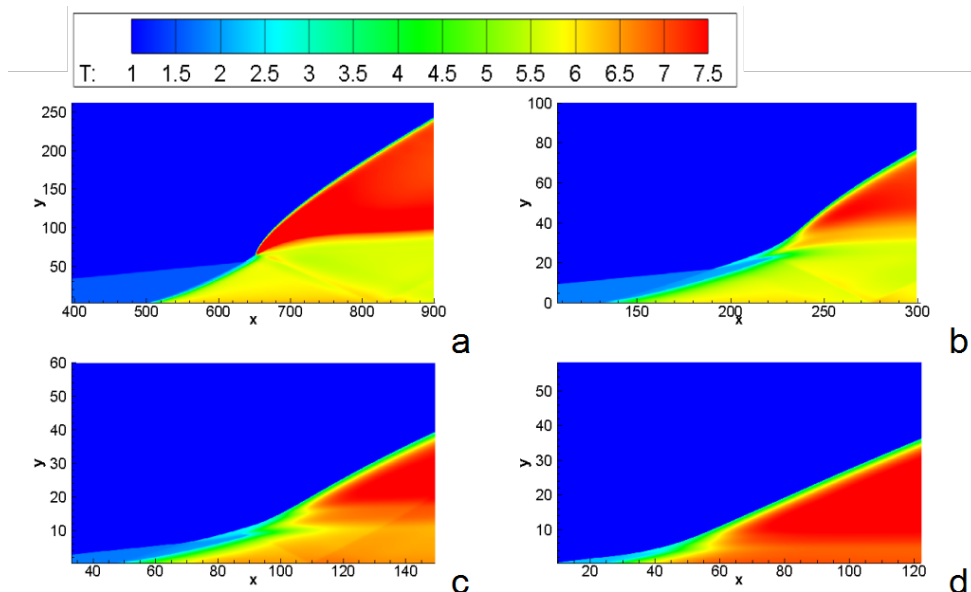


图 2 $M_0 = 7.0$ 不同来流角度斜爆轰波温度流场: $\theta=15^\circ$ (a)、 $\theta=20^\circ$ (b)、 $\theta=25^\circ$ (c)和 $\theta=30^\circ$ (d)

3.2 双楔诱导斜爆轰波

以往研究中,斜爆轰波通常是由单楔面诱导产生,通过对双楔诱导斜爆轰波,有利于加深对斜爆轰波起爆机理的认识,以便为工程运用探索和寻找更有效的燃烧室设计思路。为了研究双楔对斜爆轰波起爆特性的影响,本研究研究 $X=40$ 时为第二道楔面位置和双楔角组合 $\theta_1-\theta_2$ 对斜爆轰波起爆的影响,首先默认第二道楔面角一样,即 $\theta_1 = 15^\circ、20^\circ、25^\circ$ 和 27° , $\theta_2 = 30^\circ$ 时的流场结构。图 3 所示为 $M_0 = 7$ 时,在不同角度组合的双楔诱导斜爆轰波温度流场。首先四个流场 OSW-ODW 波面过渡都是平滑型。当双楔组合为 $15^\circ-30^\circ$ 时如图 3(a)所示,可以看到由第一道楔面诱导斜激波与第二道楔面诱导斜激波相交,并产生一条明显的滑移线。通过激波关系可知,经过两个区域的熵增和温度增加是不一样的,斜激波相交后的三波点附近的参数并不一致,随后滑移线两侧压力必须匹配。可以明显看到,化学反应首先是滑移线上方开始,同时由于化学反应放热导致滑移线有一定程度的向下弯曲;随后,下方在一定的诱导距离下开始起爆。实际上,对于壁面诱导区长度而言,双楔起爆诱导区长度远小于单楔 15° 时的诱导区长度,很容易理解。随着第一道楔角的增加如图 3(b)所示,第一道斜激波波后温度有所增加,滑移线下方的诱导区长度进一步减小,整个爆轰波结构并没太大变化。进一步增加 $\theta_1=25^\circ$ 和 27° 如图 3(c)和 3(d),可以斜激波温度增加,下游斜激波下方的反应带与前两者不一样,整体而言其流场属于比较常见光滑过渡结构。

表 1 斜爆轰波起爆参数

degree	单楔			双楔	
	Lind	Ldet1		Lind	Ldet2
15°	450	620	15-30	93	83
20°	121	215	20-30	72	60
25°	39	86	25-30	42	44
30°	15	46	27-30	29	30

为了比较同是 30° 楔角时,单楔与双楔对斜爆轰波起爆特性的影响,本文中定义单楔起爆距离 $Ldet1$ 为斜激波起点到波面上化学放热梯度最大点的距离;双楔起爆距离 $Ldet2$ 认为是从第二道楔面起($\theta_2 = 30^\circ$,第二道楔面默认在 $X=40$ 处),到爆轰波波面上温度梯度最大的位置的距离。表格 1 为单楔和双楔诱导斜爆轰波的诱导区长度 $Lind$ 、起爆距离 $Ldet$,通过表 1 可知,单楔诱导斜爆轰波 $Lind$ 随着 θ_1 增加而减小,起爆距离也一样;而双楔随着第一个楔角 θ_1 增加,诱导区长度和起爆距离也一样减少。但是如果将双楔的起爆距离与单楔 30° 比较,则可知当 θ_1 小于 25° 时双楔起爆具 $Ldet2$ 大于单楔 $Ldet1$;当 $\theta_1 = 25^\circ$ 时,两者起爆距离比较接近;当 $\theta_1 = 27^\circ$ 时起爆距离 $Ldet2$ 则小于单楔 $Ldet1$ 。

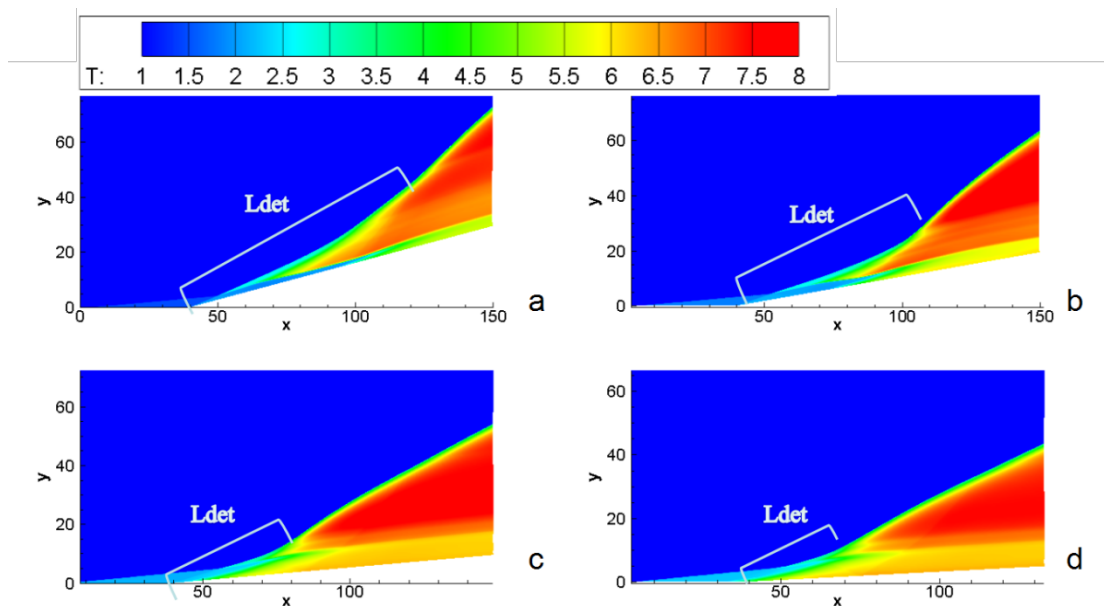


图 3 $M_0 = 7$ 不同角度组合 $\theta_1-\theta_2$ 的双楔诱导斜爆轰波温度流场:

3.3 双楔诱导机制讨论

通常情况下相比于多楔诱导斜激波,单楔诱导斜激波波后气体熵增更高,温度增加比多楔要高,更高的波后温度有利于起爆,所以理论上单楔诱导斜激波更有利于点火,起爆距离应该是单楔的最短。通过 3.2 节表格 1 和图 3 可知双楔诱导斜爆轰波与单楔起爆的起爆距离相比,双楔起爆距离的变化原因需要进一步探讨。为了了解双楔起爆过程,单楔/双楔诱导斜爆轰波壁面温度分布如图 4 所示,经过单道激波压缩后温度高于多道激波压缩,可以看到单楔 30° 激波后温度是最高的,而对于双楔角诱导起爆,角度组合 $\theta_1-\theta_2$, θ_1 越小, $X=40$ 位置后方的双激波压缩后的气体温度也越低。并且可以看到 15° -30° 和 20° -30° 的双楔角组合在第二道激波压缩时有明显的降温,这主要源于激波相交为了压力匹配而出现的膨胀波的降温作用。当 25° -30° 时,双激波压缩后温度与 27° -30° 第一道激波压缩后的温度相当,在第二道斜激波压缩的过程中没出现明显的降温,此时 27° -30° 已经发生化学反应(起爆位置小于第二道楔面位置 $X = 40$),通过化学反应放热进一步增加了温度。

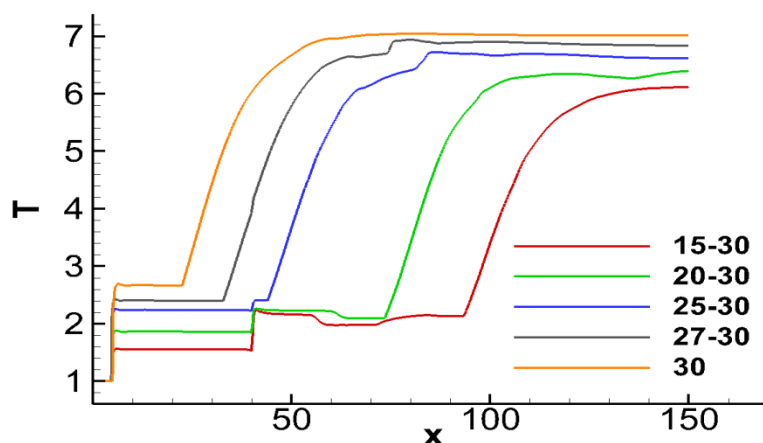


图 4 $M_0 = 7$ 单楔/双楔诱导斜爆轰波壁面温度分布

经过壁面温度分布,可知各种双楔角度的组合起爆特性不同可能是受到化学反应放热与多激波相互作用影响。受益于诱导-放热两步反应,可通过明确反应进程了解化学反应进行过程,有利于分析各种组合情况下激波关系与化学反应放热的主次关系。如图 5 所示,其中黑线代表放热化学进程,上游的黑线是放热反应进程 $ld=0.05$ 代表化学反应放热开始,下游黑线为放热反应进程 $=0.95$ 预示放热反应即将结束,它们之间则是主要的放热过程。从图 3 上可以明显看到,双楔诱导斜爆轰波起爆距离逐渐缩短。随着第一道楔角的增加 $\theta_1 = 15^\circ$ 、 20° 、 25° 和 27° ,经过斜激波压缩后的气体温度逐渐增加,起爆距离缩短。但如果对比单楔起爆距离 L_{det1} 与双楔起爆距离 L_{det2} ,可以发现对于双楔诱导起爆斜爆轰,存在两种典型的化学反应面,并且这两种情况下起爆距离是不一样的,其中当 $L_{det2} > L_{det1}$ 时,可认为这种角度组合是抑制起爆的如图 5(b)所示;相反,当 $L_{det2} < L_{det1}$ 时,可认为这种角度组合是促进起爆如图 5(c)所示。双楔诱导斜爆轰波两种典型结构表明,双激波压缩后气流温度比单楔要低,同时同侧激波相交可能形成膨胀波减小波后温度减小诱导反应的速率,依据第一道楔面是否发生放热反应,起爆区长度的变化表现为两种不同的趋势。第一道楔面角都较小时,双楔面起爆方式会抑制诱导反应的进行,使得起爆区长度增加;当楔面角度增加到临界值时,单楔与双楔起爆距离相当,此时双楔近似与单楔等价,即满足起爆距离相等,相当于第一道楔面不存在;当楔面角继续增加,第一道楔面发生放热反应则会使得起爆区长度减小。

通常情况下,保证同一流情况单激波压缩后气流的熵增、温度增加以及动能损失比多道激波压缩后的气流参数要高,所以单激波诱导斜爆轰波更有利于点火;但是如果能保证点火的前提下,双楔起爆可能有利于缩短起爆距离。双楔临界角度的确定有利于将双楔降阶为单楔处理,也就是说面对多楔面诱导方式以及更复杂流动,也许可以建立一种简单的与单楔面诱导斜爆轰波的特殊对应关系。这种情况下

双楔不仅可以实现起爆，同时动能损失要比单楔诱导起爆的损失小。

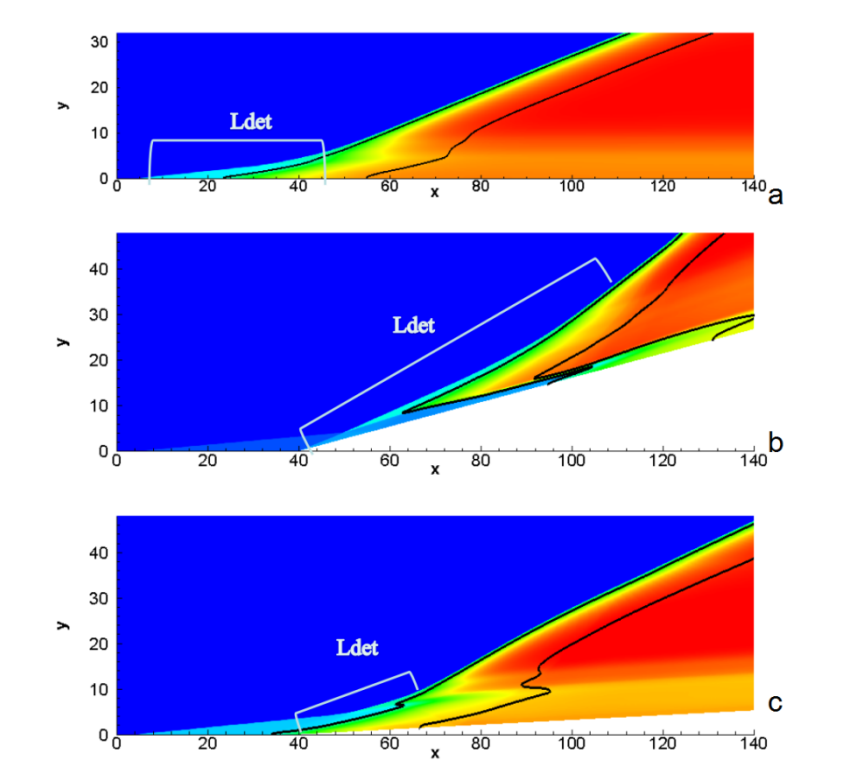


图 5 $M_0 = 7$ 不同 θ_1 双楔诱导斜爆轰起爆距离示意图，黑代表放热反应进程 $ld=0.5$ 和 0.95
单楔 30° (a); 双楔 $15^\circ-30^\circ$ (b); 双楔 $27^\circ-30^\circ$ (c)

3.4 同侧激波相交

在 3.3 小节中，同侧激波相交可能产生不同的波后参数，特别是 $15^\circ-30^\circ$ 以及 $20^\circ-30^\circ$ 时由激波关系可能出现膨胀波的情况。对此，本小节将深入学习关于同侧激波相交带来的激波关系与化学反应放热的耦合作用。关于同侧激波相交比较明显、实用的方法是激波级线分析，图 6(a) 为带化学反应的单楔爆轰波级线，图 6(b) 为没有化学反应的双楔激波级线。从图上可以看到当前来流 $M = 7$ 时以及气体比热比 $\gamma=1.2$ 时对应的爆轰波脱体角 39° 附近，而斜激波脱体角则在 53° 。双楔对应的则是同侧相交激波极曲线，从图上可以看到首先来流经过第一道楔面，在激波作用下形成第一条激波极线，在楔角 $\theta_1=15^\circ$ 时，则将此状态作为新的来流，并在第二道楔面的压缩下形成第二条激波极线。可以看到第二条极线的压力总是大于第一条的，为了满足压力匹配关系所以三区压力 P_3 必须通过膨胀波降低压力最后相交于第一条经过来流的激波极线。通过同侧激波极线关系，清楚的展示了双楔诱导斜激波存在膨胀波。

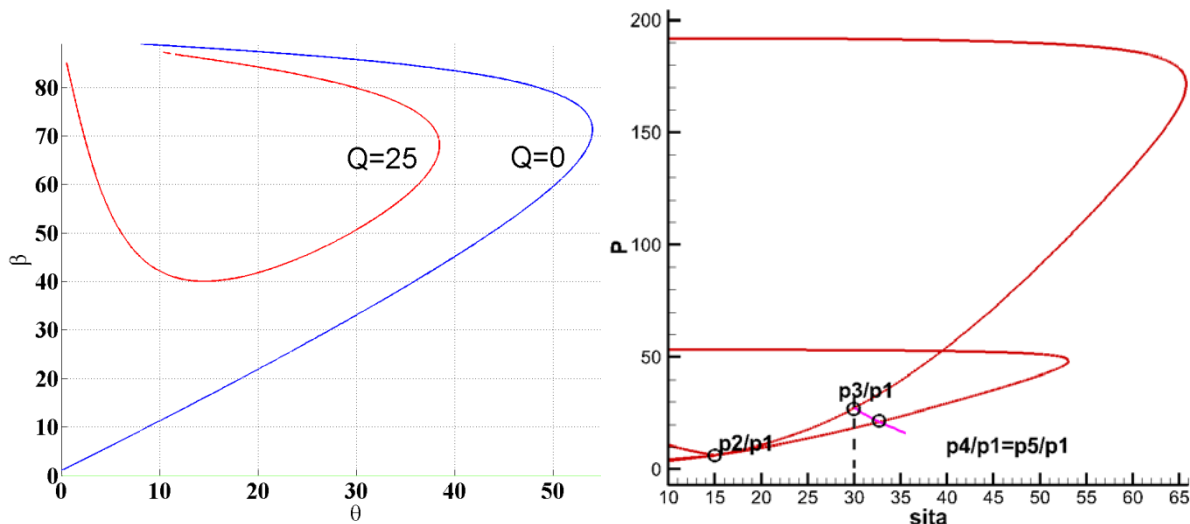


图 6 $M_0 = 7.0$ 极线图 单楔爆轰波极线(a); 双楔激波极线图(b)

同侧激波相交可能产生不同的波后参数出现膨胀波的情况, 通过数值分析 θ_1 - θ_2 组合 15° - 20° 、 15° - 25° 、 15° - 33° 、 15° - 35° , 进一步理解激波动力学与化学反应放热间的耦合作用。图 7 为不同 θ_2 双楔诱导斜爆轰波温度场, 黑线依旧代表放热区间。首先从图 7(a)看到 15° - 20° 爆轰波结构是光滑过渡, 但爆轰波角较高; 进一步增加 θ_2 角度, $\theta_2=25^\circ$ 时, 爆轰波依旧保持光滑过渡, 但可以看到爆轰波角的明显降低, 通常情况下单楔诱导斜爆轰波的楔面角抬升有利于 OSW-ODW 波面形成光滑过渡结构; 增加 θ_2 角度见图 3(a), 15° - 30° 时依旧保持光滑过渡; 但是继续增加第二道楔角 θ_2 时, 斜爆轰波波面转为突变结构如图 7(c); 为了确定这种现象是物理的, 在满足爆轰波脱体角小于 38° 情况下, 进一步增加角度 $\theta_2=35^\circ$ 时如图 7(d), 斜爆轰波依旧保持突变结构。这种现象说明单楔中的楔面角判定不能解释该问题, 从图上看到, 4 个流场反应面都属于抑制起爆类型, 它们的主要特征是在第二道楔面才开始起爆。滑移线可以近似当做壁面处理, 4 个流场的反应面均是以滑移线上端作为主要起爆区, 上游放热反应 $Id=0.05$ 对应的曲线并没有明显的区别, 但是下游放热反应 $Id=0.95$ 对应的曲线却有所不同, 也就是说同侧激波相交形成的激波动力学关系与化学反应放热相互耦合形成不同的爆轰波特征。

为了解释双楔诱导斜爆轰波光滑结构向突变结构转变的原因, 双楔 15° - 20° 和 15° - 35° 壁面以及滑移线的压力分布如图 8 所示, 实线代表壁面压力分布, 虚线则代表滑移线压力分布。对于滑移线可近似当做壁面处理, 所以滑移线上方可看做一个斜爆轰波区, 壁面和滑移线的压力分布可以看做是两个起爆区的特性。黑线为双楔角 15° - 20° 时的压力分布, 首先可看到实线壁面压力经过两道激波压缩, 随后在 $X=65$ 附近由于压力匹配受到膨胀波影响, 存在一段压力下降的区域, 继续向下游移动后, 下端爆轰波开始起爆并释放化学能, 随着能量的释放以及膨胀波作用, 后续曲线表现出回落的趋势。黑色虚线代表的滑移线上压力分布, 由于同侧激波相交, 滑移线上方的参数则是来流与第二道激波相交后波后参数, 同时可以看到 $X=(95-170)$ 区间里, 虚线和实线的压力时相同的, 之后气体开始起爆并早于壁面, 与表 2 分析是一致的, 再往下游也是类似壁面压力分布特征, 表现出压力的回落。红线为双楔角 15° - 35° 时的压力分布, 首先起来也是经过两道激波压缩, 但是由于第二道楔角为 35° , 所以其波后压力也高达 $P=38$, 远远高于 15° - 20° 的波后压力, 随后由于较大的楔角变化将会产生较强的膨胀波, 可以看到特别大的压降, 此时没有像 15° - 20° 一样存在一个较长的诱导阶段, 而是在第一个波谷时便结束诱导反应并开始放热, 则可以看到 $X=60$ 附近开始放热, 从图 7(d) 也可以看到放热反应的开始, 随后下游产生压力的回落, 不同的是当 $X=90$ 附近出现了更高的压力峰, 这主要是由于 15° - 35° 流场是突变型结构, 通过三波点连接的上端的斜激波与爆轰波以及产生的反射激波相交于滑移线所致。以前研究^[34]认为爆轰波压力与诱导激波的压力比可以近似看做是判断斜爆轰波结构是平滑型还是突变型的准则。在本算例中因为双楔诱导斜爆轰波, 所以爆轰波压力与 2 区斜激波压力比可当做一个判定条件。对于 15° - 20° 对应的爆轰波压力与诱导激波的压力 $P_{detonation} / P_{shock} = 40/6.23 \approx 6.42$, 对于 15° - 35° 对应的爆轰波压力与诱导激波的压力 $P_{detonation} / P_{shock} = 52/6.23 \approx 8.35$ 。对于同侧激波相交的情况, 在第一道楔角时, 随着第二道楔角的增加, 其波后压力会逐渐增加, 由于 4 区和 5 区的压力匹配, 不但压力更高了, 而且产生的膨胀波也更强。对于 3、4 区之间产生的膨胀波主要抑制了滑移线下端爆轰波的起爆, 而 5 区对应滑移线上方的区域, 随着楔角的增加, 有利于上端的起爆, 更高的压力有形成突变型斜爆轰波结构的趋势。

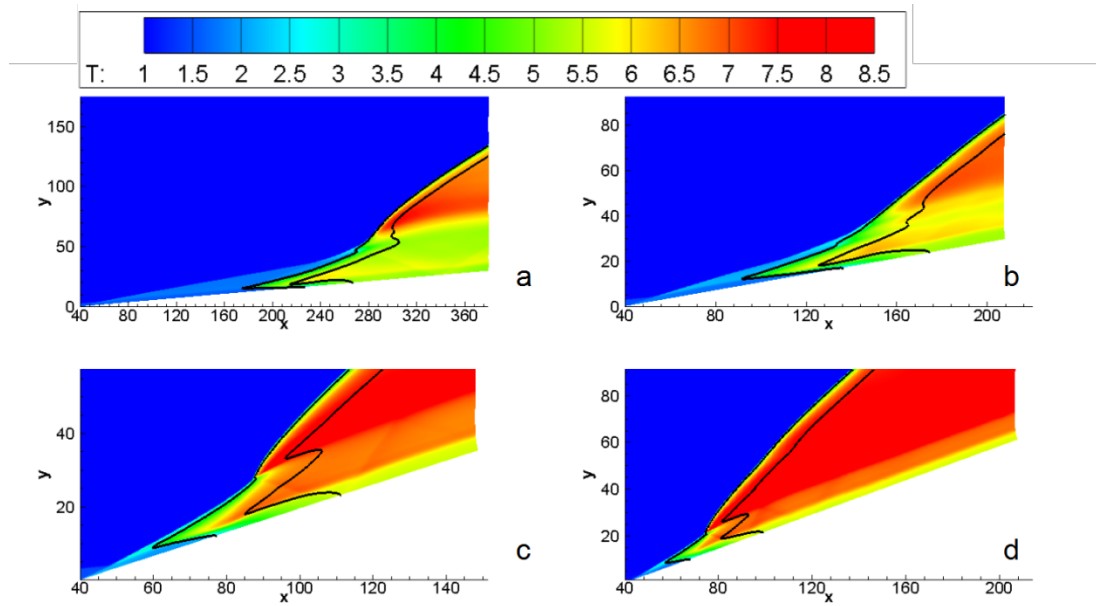


图7 不同 θ_2 双楔诱导斜爆轰波温度场, 黑代表放热反应进程 $Id=0.5$ 和 0.95
 双楔 $15^\circ-20^\circ$ (a); 双楔 $15^\circ-25^\circ$ (b); 双楔 $15^\circ-33^\circ$ (c); 双楔 $15^\circ-35^\circ$ (d)

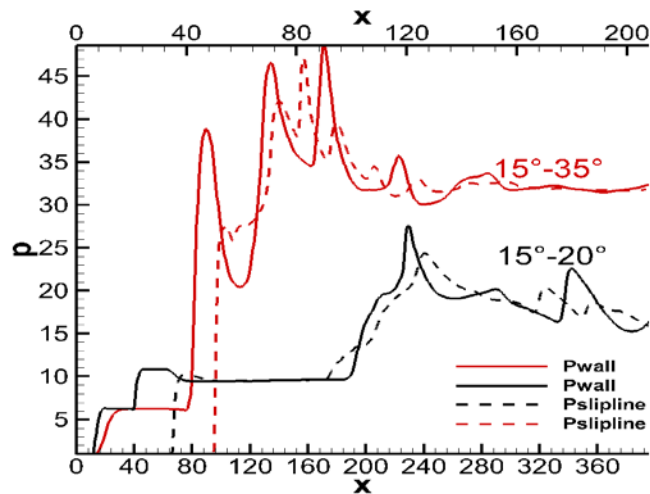


图8 双楔 $15^\circ-20^\circ$ 和 $15^\circ-35^\circ$ 壁面以及滑移线的压力分布

4 总结

文采用二维 Euler 方程和两步诱导-放热总包反应模型开展数值研究, 对比单楔面诱导和双楔面诱导对斜爆轰波起爆、驻定以及流场结构的影响。通过数值结果和激波极线分析化学反应放热的影响以及同侧激波相交的激波动力学特征。

为便于与单楔面诱导斜爆轰波相对比, 保证所采用的两道尖楔的转变角度之和与单楔面角度相等, 并定义第二道楔面起始位置到爆轰波起始位置为起爆区长度。结果表明, 对于单楔面诱导的斜爆轰波, 随着楔面角增加, 斜爆轰波形态上倾向于从突变结构向平滑结构变化。对于双楔诱导的斜爆轰波, 同侧激波相交可能形成膨胀波减小波后温度减小诱导反应的速率, 依据第一道楔面是否发生放热反应, 起爆区长度的变化表现为两种不同的趋势。第一道楔面角都较小时, 双楔面起爆会抑制诱导反应的进行, 使得起爆区长度增加; 当楔面角度增加到临界值时, 第一道楔面发生放热反应则会使得起爆区长度减小。斜激波和斜爆轰波衔接处存在的压缩波、膨胀波以及激波使得起爆区末端化学反应面呈现出多种不同的形态。

为了加深同侧激波相交产生膨胀波影响的理解, 固定第一道楔面角度, 随着第二道楔面角的增加, 由激波关系产生更强的膨胀波, 但由于起爆机制不同, 双楔角诱导斜爆轰波的形态与单楔诱导斜爆轰波

不一致。随着楔面角的增加,单楔诱导斜爆轰波形态倾向于向光滑结构转变;相反,对于双楔诱导斜爆轰波,第二道楔角的增加会使斜爆轰波波面结构由光滑结构向突变结构转变,这种现象主要源于同侧激波相交的激波动力学特性与化学反应放热的耦合。

致谢

感谢国家自然科学基金项目对本研究的支持(资助号: 11822202; 91641130)。

参考文献

-
- [1] Li C, Kailasanath K, Oran E S. "Detonation structures behind oblique shocks". *Physics of Fluids*, 1994, 6(4):1600-1611.
 - [2] Menees, G. P., Adelman, H. G., Cambier, J. and Bowles, J. V., "Wave combustors for trans-atmospheric vehicles", *Journal of Propulsion and Power*, 1992, 8(3): 709-713
 - [3] Roy, G. D., Frolov, S. M., Borisov, A. A. and Netzer, D. W., "Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective", *Progress in Energy and Combustion Science*, 2004, 30(6): 545-672
 - [4] Wolanski, P., "Detonative propulsion," *Proceedings of the Combustion Institute*, 2013, 34(11): 125-158.
 - [5] Gross, R. A., "Oblique detonation waves," *AIAA J.* 1963, 1: 1225-1227.
 - [6] Pratt, D. T., Humphrey, J. W. and Glenn, D. E., "Morphology of standing oblique detonation waves," *Journal of Propulsion and Power*, 1991, 7(5): 837-845.
 - [7] Ashford, S. A. and Emanuel, G., "Wave angle for oblique detonation waves," *Shock Waves*, Vol. 3, No. 4, 1994, pp. 327, 329.
 - [8] Emanuel, G. and Tuckness, D. G., "Steady, Oblique, Detonation Waves," *Shock Waves*, 2004, 13(6): 445-451.
 - [9] Li, C., Kailasanath, K. and Oran, E. S., "Detonation structures behind oblique shocks," *Physics of Fluids*. 1994, 6(4): 1600-1611.
 - [10] Li, C., Kailasanath, K. and Oran, E. S., "Effects of boundary layers on oblique-detonation structures," *AIAA Paper* 1993-0450.
 - [11] Viguier, C., Figueira da Silva, L., Desbordes, D. and Deshaies, B., "Onset of oblique detonation waves: comparison between experimental and numerical results for hydrogen-air mixture," *Proceedings of the Combustion Institute*. 1996, 26(2): 3023-3031.
 - [12] Figueira da Silva, L. and Deshaies, B., "Stabilization of an oblique detonation wave by a wedge: a parametric numerical study," *Combustion and Flame*. 2000, 121: 152-166.
 - [13] Papalexandris, M. V., "A numerical study of wedge-induced detonations," *Combustion and Flame*. 2000, 120(4): 526-538.
 - [14] Teng, H. H. and Jiang, Z. L., "On the transition pattern of the oblique detonation structure," *Journal of Fluid Mechanics*, 2012, 713: 659-669.
 - [15] Choi, J. Y., Shin, E. J. R. and Jeung, I. S., "Unstable combustion induced by oblique shock waves at the non-attaching condition of the oblique detonation wave," *Proceedings of the Combustion Institute*. 2009, 32(2): 2387-2396.
 - [16] Teng, H. H., Zhang, Y. N. and Jiang, Z. L., "Numerical investigation on the induction zone structure of the oblique detonation waves," *Computers and Fluids*. 2014, 95: 127-131.
 - [17] Liu, Y., Wu, D., Yao, S. B. and Wang, J. P., "Analytical and Numerical Investigations of Wedge-Induced Oblique Detonation Waves at Low Inflow Mach Number," *Combustion Science and Technology*. 2015, 187(6): 843-856.
 - [18] Liu, Y., Liu, Y. S., Wu, D. and Wang, J. P., "Structure of an oblique detonation wave induced by a wedge," *Shock Waves*, 2016, 26(2): 161-168.
 - [19] Grismer, M. J. and Powers, J. M., "Numerical predictions of oblique detonation stability boundaries," *Shock Waves*, 1996,

6(3): 147-156.

- [20] Choi, J. Y., Kim, D. W., Jeung, I. S., Ma, F. and Yang, V., "Cell-like structure of unstable oblique detonation wave from high-resolution numerical simulation," *Proceedings of the Combustion Institute*. 2007, 31(2): 2473-2480.
- [21] Gui, M. Y., Fan, B. C. and Dong, G., "Periodic oscillation and fine structure of wedge-induced oblique detonation waves," *Acta Mechanica Sinica*. 2011, 27(6): 922-928.
- [22] Verreault, J., Higgins, A. J. and Stowe, R. A., "Formation of transverse waves in oblique detonations," *Proceedings of the Combustion Institute*. 2013, 34(2): 1913-1920.
- [23] Teng, H. H., Jiang, Z. L. and Ng, H. D., "Numerical study on unstable surfaces of oblique detonations", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 744, 2014, pp. 111, 128.
- [24] Teng, H. H., Ng, H. D., Li, K., Luo, C. T. and Jiang, Z. L., "Evolution of cellular structures on oblique detonation surfaces," *Combustion and Flame*. 2015, 162(2): 470-477.
- [25] Yu Liu, Lan Wang, Baoguo Xiao, Zhihui Yan, Chao Wang. Hysteresis phenomenon of the oblique detonation wave. *Combustion and Flame* 192 (2018) 170–179
- [26] Y. Zhang, P. Yang, H. Teng, H.D. Ng, C. Wen. Transition between different initiation structures of wedge-induced oblique detonations. *AIAA Journal*. 2018, 56: 4016-4023.
- [27] K Ghorbanian, J. D. Sterling. Influence of formation processes on oblique detonation wave stabilization[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1996, 12(3):509-517.
- [28] Choi JY, Shin EJ, Jeung IS. Unstable combustion induced by oblique shock waves at the non-attaching condition of the oblique detonation wave. *Proceedings of the Combustion Institute*. 2009, 32(2): 2387-2396.
- [29] Bhatrai B, Tang H, Formation of near-Chapman–Jouguet oblique detonation wave over a dual-angle ramp, *Aerospace Science and Technology*. 2017; 63: 1–8.
- [30] Liu Y, Han X, Yao X, Wang J, A numerical investigation of the prompt oblique detonation wave sustained by a finite-length wedge, *Shock Waves* 2016; 26(6): 729–739.
- [31] Qin Q, Zhang X. A novel method for trigger location control of the oblique detonation wave by a modified wedge. *Combustion and Flame*. 2018, 197: 65–77.
- [32] Ng H D, Radulescu M I, Higgins A J, et al. Numerical investigation of the instability for one-dimensional Chapman–Jouguet detonations with chain-branching kinetics. *Combustion Theory and Modelling*, 2005, 9(3): 385-401.
- [33] Kim K H, Kim C, Rho O H. Methods for the Accurate Computations of Hypersonic Flows: I. AUSMPW+Scheme. *Journal of Computational Physics*, 2001, 174(1):38-80.
- [34] Miao S, Zhou J, Liu S, et al. Formation mechanisms and characteristics of transition patterns in oblique detonations[J]. *Acta Astronautica*, 2018, 142:121-129.