



受侧向膨胀弱约束边界影响的爆轰波传播特性数值研究

刘 劭,翁春生,肖 强*

(南京理工大学 瞬态物理国家重点实验室,江苏 南京 210016)

摘要:为研究受到侧向膨胀弱约束边界影响的爆轰波在窄直通道内的传播特性,以 $H_2/O_2/Ar$ 混合气为燃料,采用 48 步详细化学反应机理,对爆轰波的侧向膨胀过程进行了二维数值模拟。研究了侧向膨胀弱约束气体种类、温度以及可燃预混气高度对爆轰波传播速度和波面结构的影响。研究表明:使用氩气或者已燃产物作为弱约束气体不会对爆轰波的侧向膨胀程度和波面结构产生明显影响。当弱约束气体温度为 1 000 K、1 500 K 和 2 000 K 时,在已燃产物内传播的激波的速度大于爆轰波的波速,由此产生一道由激波指向爆轰波的诱导激波,该诱导激波会导致爆轰波的速度增加。弱约束气体温度从 300 K 升至 500 K,不会对爆轰波的传播特性产生影响。可燃预混气高度越高,爆轰波速度亏损越小。存在使得爆轰波免于熄灭的最小可燃预混气高度,且这一临界值会因弱约束气体温度的升高而降低,当弱约束气体温度为 300 K 时爆轰波的无量纲临界传播尺寸 $h/\lambda > 0.13$ 。研究结果对揭示爆轰波的侧向膨胀损失机理具有重要的意义。

关键词:爆轰波;侧向膨胀;速度亏损;波面结构;可燃预混气高度

中图分类号:V231;TJ011.1+1 **文献标志码:**A **文章编号:**1004-499X(2024)04-0021-09

Numerical Study on the Propagation Characteristics of Detonation Waves Affected by Weakly Constrained Boundary Effects Induced by Lateral Expansion

LIU Shao, WENG Chunsheng, XIAO Qiang*

(National Key Laboratory of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: To investigate the propagation characteristics of detonation waves influenced by lateral expansion with weakly constrained boundaries in a narrow straight channel, a two-dimensional numerical simulation was conducted using $H_2/O_2/Ar$ mixture as the fuel and a detailed chemical reaction mechanism consisting of 48 steps. The study examined the effects of type of weakly constrained gas, temperature, and height of combustible premixed gas on the propagation speed and wave structure of the detonation wave. It is found that using argon or products of combustion as weakly constrained gases has no significant impact on the lateral expansion extent and wave structure of the detonation wave. When the temperature of the weakly constrained gas is 1 000 K, 1 500 K, and 2 000 K, the shock wave propagating within the products of combustion exceeds the detonation wave speed, resulting in the generation of an induced shock wave pointing towards the detonation wave. This induced shock wave leads to an increase in the velocity of the detonation wave. Increasing the temperature of the weakly constrained gas from 300 K to 500 K has no effect on the propagation characteristics of the detonation wave. Higher heights of combustible premixed gas results in less loss of velocity for the detonation wave, and there exists a

minimum combustible premixed gas height that prevents the detonation wave from extinguishing. When the temperature of the weakly constrained gas is 300 K, the dimensionless critical propagation size of the detonation wave $h/\lambda > 0.13$. The findings of this study are of significant importance for understanding the mechanisms of lateral expansion losses in detonation waves.

Key words: detonation wave; lateral expansion; speed loss; wave structure; height of combustible gas

爆轰波是由激波与化学反应强烈耦合的超声速燃烧波,相比于等压燃烧,爆轰燃烧具有更高的热循环效率和释热速率。旋转爆轰发动机(rotating detonation engine, RDE)^[1-4]作为一种基于爆轰燃烧的新型动力装置,具有燃烧效率高、结构简单、工作范围宽等诸多优势,是当前航空航天推进领域的研究热点和前沿。RDE内旋转爆轰波传播时,一侧受到固壁面的约束,另一侧受到爆轰波上一个燃烧周期产生的高温燃气的弱约束,该弱约束边界会使爆轰波波后化学反应区发生侧向膨胀,从而产生爆轰波波速和峰值压力的亏损,甚至会使爆轰波失稳熄灭,影响到发动机的正常工作^[5-8]。

为研究侧向膨胀造成的爆轰波速度和压力亏损问题,SOMMER^[9]首先提出了塑料薄膜隔离爆轰波和惰性气体的方法,观察了爆轰波的波面结构。DABORA等^[10]基于薄膜隔离惰性气体的方法,采用氢氧混合气为燃料,氮气为惰性气体,分别在不同尺寸直爆轰通道内进行了实验。研究表明,爆轰波的传播速度取决于爆轰通道的宽度、气体燃料反应区长度以及燃料与惰性气体的密度比值,当波速衰减达到8%~10%时,爆轰波会发生解耦。ADAMS^[11]采取类似的实验设计,使用氦气作为形成弱约束边界的惰性气体,观察到激波在惰性气体中的传播速度超过了在可燃气体中的传播速度,并且燃烧室内产生了一道由惰性气体到可燃气体的横向激波。他们认为这种现象是惰性气体中的声阻抗比小于可燃气体中的声阻抗比导致的。HOUIM等^[12]对爆轰波在受弱约束的直通道中的传播进行了二维数值模拟,探究了惰性气体和反应物气体中不同声阻抗比对爆轰波传播的影响。RUDY等^[13]在方形燃烧室中研究可燃预混气高度对爆轰波传播的影响时,发现对于浓度均匀的可燃气预混气,爆轰波能稳定传播的条件是可燃预混气高度大于胞格尺寸的三倍($h/\lambda > 3$, h 为可燃预混气高度, λ 为胞格尺寸)。而GRUNE等^[14]使用均匀氢氧混合物在带弱约束的直通道里进行爆燃转爆轰实验时,发现只

有当 $h > 13\lambda$ 时,爆轰波才能成功起爆以及稳定传播。国内的周朱林等^[15-16]基于同样的手段,通过理论推导、实验验证和数值计算等方法研究了侧向膨胀对爆轰波传播特性的影响,结果表明波前预混气高度越高、预混气活性越强,由侧向膨胀导致的爆轰波速度和压力亏损越小。WANG等^[17]用乙烯为燃料,研究了富氧空气条件下侧向膨胀对爆轰波胞格结构的影响,并得出爆轰波稳定传播的条件为 $h/\lambda > 2$ 。

需要指出的是,上述研究均采用了常温惰性气体来构建爆轰波侧向膨胀的弱约束边界,但这一构建方法不足以模拟实际RDE中侧向燃烧锋面与爆轰波的相互作用。其原因之一是侧向燃烧锋面的温度会影响到爆轰波的传播特性^[18],另一方面,实际RDE燃烧室中爆轰波的传播受到燃烧产物的弱约束,而现有的研究大多使用惰性气体构建爆轰波侧向膨胀的弱约束边界,缺乏使用燃烧产物作为弱约束边界的研究。

因此,本文使用详细化学反应机理,对以 $H_2/O_2/Ar$ 预混气为燃料的爆轰波侧向膨胀过程进行数值模拟研究,分别在窄直爆轰通道内使用常温惰性气体和不同温度已燃产物构建爆轰波传播的侧向膨胀弱约束边界,分析在不同种类弱约束边界影响下,爆轰波的速度亏损和波面结构,重点关注特定工况下爆轰波的临界传播条件。

1 数值计算模型

1.1 控制方程与计算方法

本文基于RANS(Reynolds-averaged Navier-Stokes)方法计算爆轰波在窄直爆轰通道内的侧向膨胀问题。RANS方程在笛卡尔坐标系下表示为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho \overline{u'_i u'_j}) \quad (2)$$

τ_{ij} 为应力张量,其表达式为

$$\tau_{ij} = \left[\mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \quad (3)$$

式中: ρ 为密度, t 为时间, p 为静压, u_i 为 i 方向的雷诺平均速度, u'_i 为波动速度, μ 为动力黏度, δ_{ij} 为克罗内克张量。为提高计算准确度, 使用 RNG $k-\varepsilon$ 湍流模型封闭方程组, 该两方程模型需额外求解湍动能 k 和湍流耗散率 ε , 其具体形式如下:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_k \mu_{\text{eff}} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \varepsilon u_i)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\varepsilon \mu_{\text{eff}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) + C_1 \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_3 G_b) - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (5)$$

式中: G_k 是层流温度梯度产生的湍流动能, G_b 是浮力产生的湍流动能, Y_M 是在可压缩湍流中过渡的扩散而产生的波动, α_k 和 α_ε 分别是 k 方程和 ε 方程的湍流普朗特数, C_1 、 C_2 、 C_3 为常量。

本文使用商业软件 Ansys Fluent 对受侧向膨胀弱约束边界影响的爆轰波流场进行计算, 并使用基于密度基的隐式求解器对 RANS 方程进行求解。使用二阶迎风格式离散对流项, 物理通量采用 AUSM 格式进行分解, 时间项通过二阶隐式格式进行离散。

选择氩气稀释的当量比为 1 的氢氧混合物作为燃料, 其中 $\text{H}_2:\text{O}_2:\text{Ar}$ 体积比为 2:1:7。燃烧模型采用有限速率模型, 为提高模拟准确度, 使用 9 组分 (H_2 、 O_2 、 OH 、 H_2O 、 H 、 O 、 HO_2 、 H_2O_2 、 Ar) 48 步反应机理^[19]。化学反应速率采用 Arrhenius 公式计算:

$$k' = AT^b \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \quad (6)$$

式中: A 为指前因子, T 为温度, b 为温度指数, E_a 为活化能, R 为理想气体常数。

1.2 计算模型与初始条件

图 1 给出了笛卡尔坐标系下爆轰燃烧室的二维计算模型示意图。计算域由 3 部分构成: 爆轰波起爆区域 AEHD, 爆轰波稳定传播区域 EFGH 以及爆轰波侧向膨胀测试区 FBCG。AB 段长度为 200 mm, AD 段长度为 50 mm, AE 段长度为 5 mm, EF 长度为 45 mm。燃烧室外壁面均为采用无滑移绝热边界条件的固壁面。燃烧室内部壁面 FG 为可关闭绝热壁面, 用于防止燃烧室内部不同区域气体互相掺混。内部壁面 MN 为可移动、可关闭的壁面, 用于调节侧向膨胀段爆轰波传播的可燃预

混气高度, 即 GM 的高度。所有壁面均采用标准壁面函数。坐标原点位于 A 点, 中心轴线方向指向 B。



图 1 计算模型示意图

Fig. 1 Schematic of the computational model

计算初始条件为: 燃烧室 AFGD 和 MNCG 区域均填充 $\text{H}_2:\text{O}_2:\text{Ar}$ 体积比为 2:1:7 的可燃预混气, 预混气温度为 300 K, 压力为 20 kPa。阴影区域 AEHD 的温度设置为 3 000 K, 压力设置为 1 MPa。FBNM 区域填充惰性气体或者不同温度的燃烧产物, 填充压力为 20 kPa。

初始状态下, 壁面 MN 和壁面 FG 均设置为固壁面, 即处于关闭状态, MN 的位置由计算工况确定。爆轰波在 AEHD 区域起爆, 之后从左向右传播, 待爆轰波传播至壁面 GF 时, 将 GF 和 MN 由固壁面更改为 Interior 内部界面, 使得爆轰波能够继续往右传播进入侧向膨胀段, 并在观测段与已燃产物相互作用, 以此形成爆轰波侧向膨胀的弱约束边界条件。

1.3 模型验证

为验证计算结果的可靠性, 本文分别选取 0.1 mm、0.25 mm、0.5 mm 3 种尺寸的四边形结构化网格进行爆轰波的数值计算。在中心轴线上距离左壁面 25 mm 处设置压力监测点, 图 2 为 3 种网格尺寸下监测点处压力随时间的变化曲线。可以看到, 3 种网格尺寸均能有效捕捉到爆轰波, 且峰值压力相当, 其中最大峰值压力与最小峰值压力差值仅为 3%。另一方面, 0.1 mm 网格尺寸和 0.25 mm 网格尺寸下, 燃烧内压力突变位置一致, 但 0.5 mm 网格尺寸由于分辨比较低, 计算得到的压力突变位置较为靠前。综合考虑计算量和计算精度, 选择 0.25 mm 网格尺寸进行本文的后续研究。

为验证数值模型的准确性, 选取 0.25 mm 网格尺寸进行爆轰波的数值计算, 监测燃烧室 0 ~ 0.05 m 范围内中心轴线上各点压力随时间的变化。图 3 为 $t=0.01$ ms、 $t=0.02$ ms 和 $t=0.03$ ms 时轴线上各点压力。可以看出, 在该工况下爆轰波的传播速度和峰值压力都趋于稳定, 且爆轰波传播的平均速度为 1 656 m/s。使用 NASA CEA 软

件^[20]计算相同工况下爆轰波的理论 Chapman-Jouguet(C-J)速度 D_{CJ} 为 1 647 m/s。计算值与理论值的相对误差仅为 0.5%,表明本文的计算结果具有较高的准确性和可靠性。

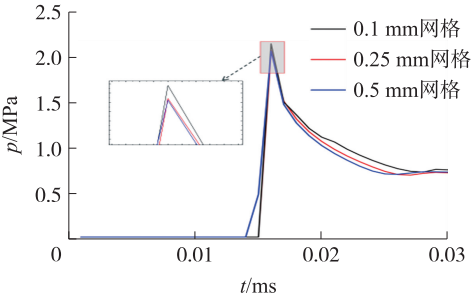


图 2 监测点处压力变化曲线

Fig. 2 Pressure variation curve at monitoring point with different grid sizes

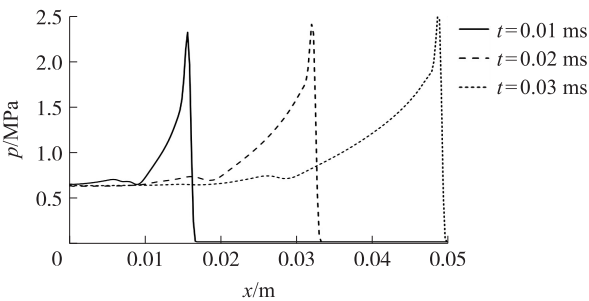


图 3 中心轴线上各点压力随时间的变化图
Fig. 3 Pressure variation curve along the central axis over time

2 结果与讨论

2.1 弱约束气体种类对爆轰波传播特性的影响

图 4 为使用氩气作为侧向膨胀弱约束气体时,爆轰波传播过程中的温度云图。

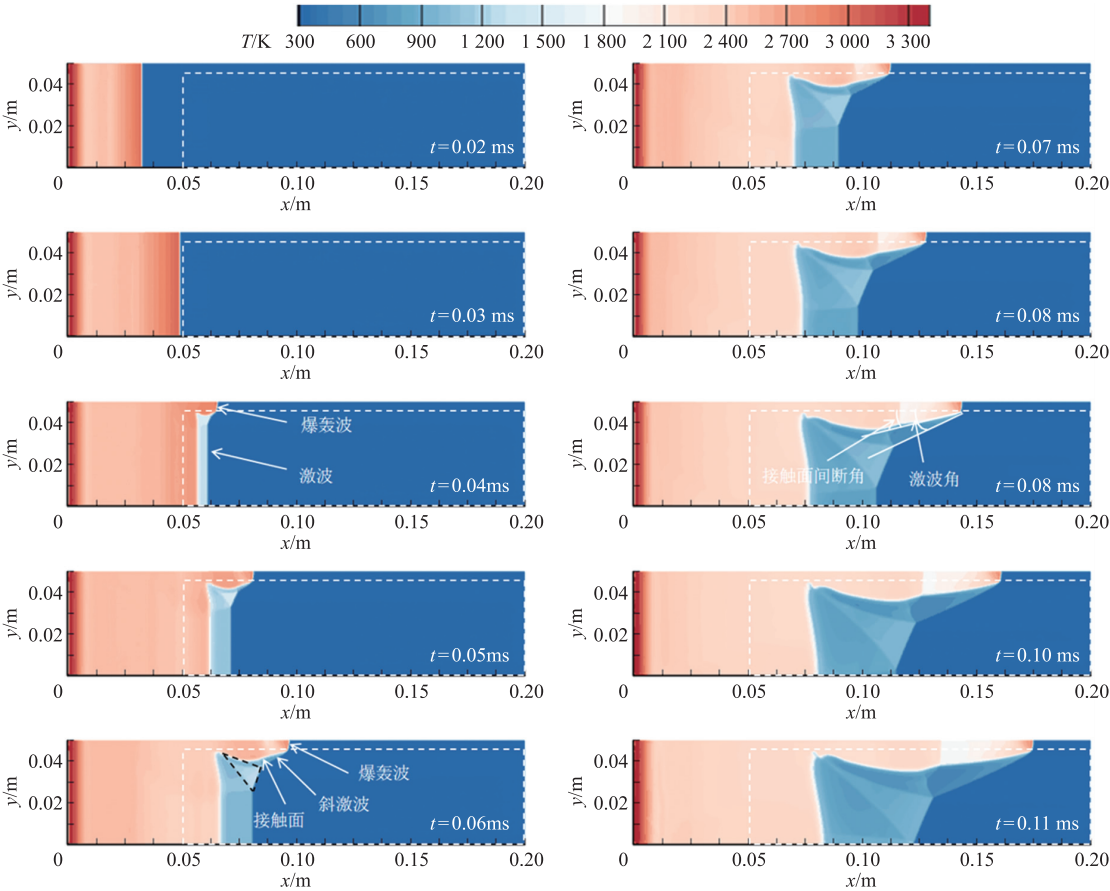


图 4 爆轰波传播过程中的温度云图

Fig. 4 Temperature contour at different time

其中,白色线框内为惰性气体填充区域,其余部分则填充预混燃料,为防止惰性气体与预混燃料相互扩散,初始状态白色线框处使用固壁面边界条件。 $t=0$ 时刻,燃烧室最左侧高温高压区点火,爆轰波成

功起爆并从左向右传播,在 $x=0\sim0.05$ m 范围内逐步发展至稳定状态,稳定后的爆轰波波速为 1 656 m/s,对应工况下的 C-J 速度为 1 647 m/s,仿真结果与理论值的误差仅为 0.5%。当爆轰波传播

至 $x=0.05\text{ m}$ 处时,将白色线框处的壁面打开,使得爆轰波能够继续向右传播,并与惰性气体相互作用产生侧向膨胀。当爆轰波进入到侧向膨胀区域后,在燃烧室上部可燃预混气填充区域继续传播,而由于惰性气体区域缺乏燃料,下半部分的爆轰波解耦,仅剩一道激波跟随爆轰波传播,如 $t=0.04\text{ ms}$ 时的温度云图所示。随后,爆轰波化学反应区内气流向惰性气体区域侧向扩张和膨胀,造成爆轰波传播速度和峰值压力的亏损^[17],波头在靠近惰性气体一侧的传播滞后于靠近壁面的一侧,说明爆轰波的速度亏损由下至上传播。同时,爆轰波波面结构变形,形成爆轰波-斜激波-接触面的复合结构,如 $t=0.06\text{ ms}$ 的温度云图所示。其中,接触面为爆轰波反应区内气流与惰性气体的分界面,爆轰波波头与惰性气体内传播的激波通过斜激波连接,在斜激波和惰性气体内激波的共同影响下,形成了黑色线框所围成的局部高压区。此外,该波面复合结构包含激波角和接触面间断角,如 $t=0.08\text{ ms}$ 的温度云图所示,这两个角度的大小可以反映爆轰波侧向膨胀的程度,通过该角度可进一步计算爆轰波的速度亏损^[10]。

表 1 不同弱约束边界下爆轰波的平均传播速度

Table 1 Average propagation velocity of detonations under different weakly constrained boundaries

	$T/$ K	$D_{\text{CJ}}/$ ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	$D_0/$ ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	$D_1/$ ($\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$)	$D_1/D_{\text{CJ}}/$ %
Ar	300	1 647	1 655	1 556	94.47
爆轰产物	300	1 647	1 653	1 558	94.59

图 5 所示为弱约束气体分别为氩气和爆轰产物时,爆轰波传播速度 D 与理论 C-J 速度 D_{CJ} 的比值随横向位移 x 的变化情况。爆轰产物为计算工况下预混气经爆轰燃烧后产生的组分,主要成分为体积比为 1:7 的水和氩气混合物,惰性气体和爆轰产物的温度均为 300 K。

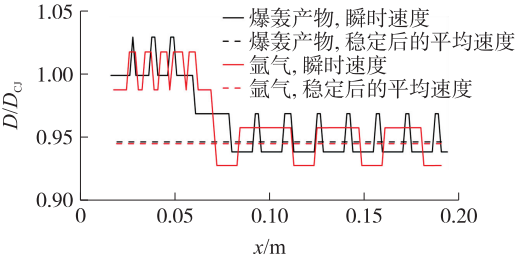


图 5 不同弱约束边界下爆轰波的传播速度

Fig. 5 Propagation velocity of detonations under different weakly constrained boundaries

图 4 中黑色实线和红色实线分别表示已燃产物和氩气作为侧向膨胀弱约束气体时,爆轰波传播的瞬时速度沿 x 轴的变化。其中,瞬时速度根据靠近上壁面处点的数据由飞行时间法确定,即依据相邻两个时刻爆轰波传播的距离求得爆轰波在这个时间段内的平均速度,并将此速度作为后一个时刻的瞬时速度,测量时间间隔为 0.001 ms 。由图可知,窄直爆轰通道内起爆了稳定传播的爆轰波,在 $x=0.05\text{ m}$ 时,爆轰波开始与弱约束气体接触并产生侧向膨胀,速度逐渐衰减,传播一定距离后,爆轰波速度再次趋于稳定。由于爆轰波结构的内在不稳定性,爆轰波的瞬时速度出现了小幅度周期性震荡。分别计算不同弱约束条件下爆轰波受损失前的稳定传播平均速度 D_0 和损失后的稳定传播平均速度 D_1 ,计算结果见表 1,并将损失后的数据绘制在图 5 中。可以看出,使用氩气和已燃产物作为侧向膨胀弱约束气体时,爆轰波亏损后的稳定传播速度 D_1 分别为 C-J 理论速度的 94.47% 和 94.59%,数值仅相差 0.12%,说明分别使用氩气或已燃产物作为侧向弱约束气体不会对爆轰波的速度亏损产生明显影响。

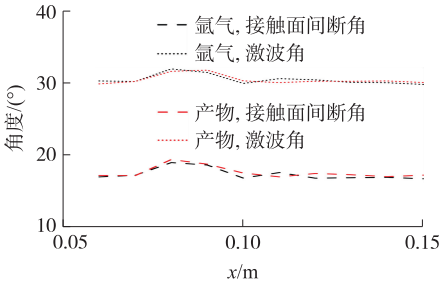


图 6 不同弱约束边界下爆轰波的激波角和接触面间断角

Fig. 6 Shock wave angle and interface deflection angle of detonation under different weakly constrained boundaries

为获得爆轰波在不同弱约束边界气体影响下的侧向膨胀程度,计算了爆轰波的激波角角度和接触面间断角角度在 x 轴上的分布,如图 6 所示。可以看出,爆轰波的激波角和接触面间断角具有相同的变化趋势,均是先增加再减小,最后趋于稳定,且当波头传播至 $x=0.08\text{ m}$ 时激波角和接触面间断角最大,即在这一位置爆轰波侧向膨胀损失的程度达到最大,这一结果与图 5 的爆轰波速度曲线的变化趋势一致。此外,当爆轰波波头传递至 $x=0.08\text{ m}$ 时,爆轰波的波面结构如图 7 所示。图中结果表明,使用氩气和已燃产物作为弱约束气体时,爆轰波的侧向膨胀程度一致,且具有相同的波面结构。

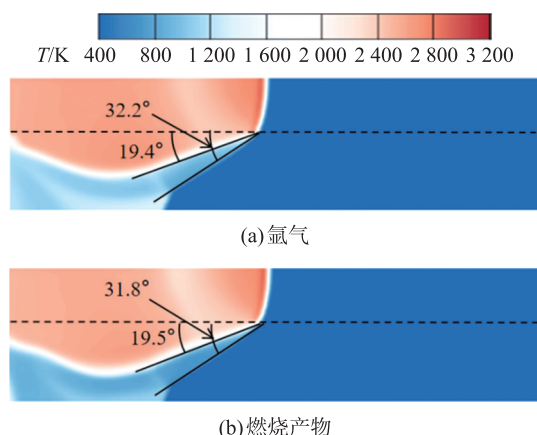


图7 不同弱约束边界下爆轰波的波面结构

Fig. 7 Structure of detonation waves under different weakly constrained boundaries

2.2 弱约束气体温度对爆轰波传播特性的影响

图8为可燃预混气高度为5 mm时,爆轰波的瞬时传播速度随 x 轴的变化情况。爆轰波由左向右传播,在 $x=0.05$ m处与侧向已燃产物接触并发生侧向膨胀。当已燃产物温度为1 000 K时,其侧向膨胀衰减过程中的温度如图9所示。

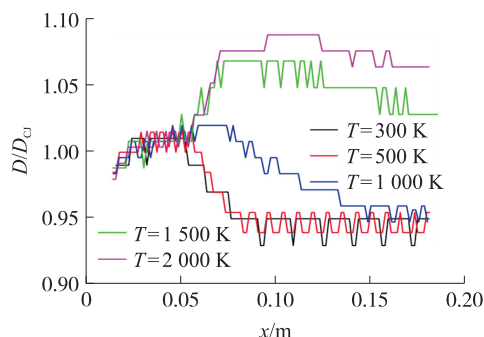


图8 不同弱约束气体温度下爆轰波的速度变化

Fig. 8 Velocity variation of detonation at different weakly confined gas temperatures

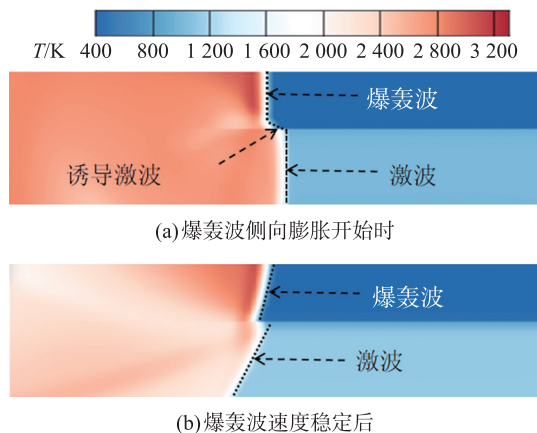


图9 弱约束气体为1 000 K时爆轰波的波面结构图

Fig. 9 Structure of the detonation at $T=1\,000\text{ K}$

由图9(a)可知,在弱约束气体温度为1 000 K的工况,当侧向膨胀刚开始时,爆轰波的传播速度落后于在已燃产物中传播的激波的速度,这是由于已燃产物中具有较高的当地声速。此外,产生了一道由已燃产物中的激波连接至爆轰波波头的诱导激波,该诱导激波会先于爆轰波传播并在爆轰波上游产生局部高温高压区,使得爆轰波传播至该区域时速度增加,且增加后的爆轰波最大速度大于在已燃产物中传播的激波的速度,如图9(b)所示。之后,随着爆轰波波后化学反应区气流向已燃产物区域的扩张和膨胀,爆轰波的速度逐渐衰减,直至速度稳定,此时侧向膨胀导致的速度衰减大于诱导激波产生的波速增加。因此爆轰波的速度出现了先增大后减小,最后趋于稳定的现象。

对于已燃产物温度为2 000 K的工况,其速度变化如图7中的红色曲线所示。可以看到,当爆轰波侧向膨胀开始后,速度急剧增加,最高达到了 $1.087D_{CJ}$,随后速度小幅度降低,最终速度趋于稳定,稳定后的速度仍然大于C-J速度,其波面结构变化见图10。

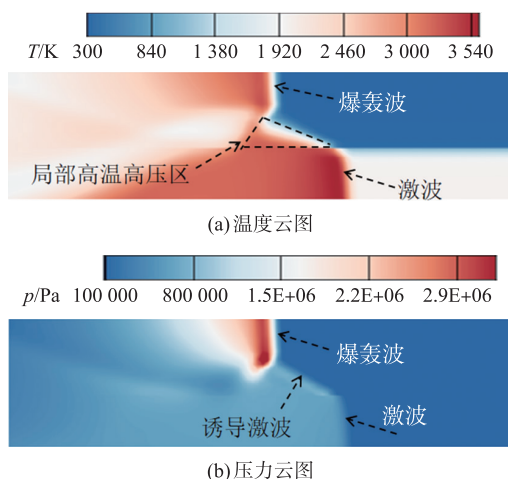


图10 弱约束气体为2 000 K时爆轰波的波面结构图

Fig. 10 Structure of the detonation at $T=2\,000\text{ K}$

由图10(a)可知,燃烧室的下半部分,即已燃产物区域,有一道先于爆轰波传播的激波,同时有一道从该激波的顶部指向爆轰波的诱导激波产生。随着激波的传播,已燃产物中没有能量传递给激波,因此激波会逐渐衰减,但是由于爆轰波下端没有固壁面约束,会向下扩张和拉伸,进入到已燃气体区域,从而维持激波的传播,使得激波传播速度一直快于爆轰波。该工况下得到的爆轰波波面结构与HOUIM等^[12]使用3 500 K惰性气体研究爆轰波侧向膨胀问

题时得到的波面结构较为一致。对于图 10(b) 所示的压力云图,可发现诱导激波扫过的可燃预混气区域形成了局部的三角形高压区。受此影响,爆轰波靠近诱导激波一侧的传播速度大于靠近壁面一侧的传播速度,且该速度增量会由下至上传递,使得在顶部测得的爆轰波传播速度逐渐增加。

此外,弱约束气体温度为 1 000~2 000 K 时,受侧向膨胀弱约束的爆轰波具有相似的波面结构,但已燃产物温度越高,已燃产物内激波的传递速度越大。这是因为温度越高,当地声速越高,初始马赫数相同或相近条件下激波传播速度越快。

图 8 中当已燃产物温度为 300 K 和 500 K 时,爆轰波在与已燃产物接触后,速度立刻发生衰减,传播一段距离后,速度趋于稳定。且弱约束气体温度从 300 K 升至 500 K 没有对爆轰波的速度衰减产生明显影响。这是因为在这 2 个工况下,爆轰波仅因侧向膨胀产生速度衰减,缺乏诱导激波对爆轰波的加速作用,而爆轰波波后化学反应区气流的扩张和膨胀程度受温度影响较小。

表 2 为弱约束气体温度分别为 300 K 和 500 K 时,爆轰波速度稳定后波面接触面间断角 θ 和激波角 δ 的大小,表中 h 为不可燃预混气高度。可知,2 工况下爆轰波的激波角和接触面间断角大小基本一致,说明爆轰波的侧向膨胀程度一致。

表 2 300 K 和 500 K 时爆轰波接触面间断角大小
Table 2 Interface deflection angle at $T=300\text{ K}$ and $T=500\text{ K}$

气体	T/K	h/mm	$\theta/(\text{^\circ})$	$\delta/(\text{^\circ})$
爆轰产物	300	5	20.2	33.2
爆轰产物	500	5	19.7	33.6

2.3 爆轰波的临界传播条件

图 11 为弱约束气体温度分别为 500 K 和 2 000 K 时,爆轰波在不同可燃预混气高度 h 下传播的速度变化情况。由图 11(a) 可知,对于弱约束气体温度为 500 K 的工况,爆轰波在发生侧向膨胀后速度先降低,之后趋于稳定,可燃预混气的高度越低,爆轰波稳定后的速度越小,爆轰波的速度损失越大,这一结论与 RUDY 等^[13]的研究结果一致。

对于弱约束气体温度为 2 000 K 的工况,不同可燃预混气高度下爆轰波的传播速度如图 11(b) 所示。在侧向膨胀发生后,爆轰波的速度先增加,随后减小并趋于稳定,最终稳定的速度仍然随着可燃预混气高度的降低而降低。此外,在爆轰波进入侧向

膨胀区域后,可燃预混气的高度越低,爆轰波的速度增长越快,这是因为不可燃预混气高度较低时,诱导激波产生的速度增量能更快的传递到爆轰波的上端。

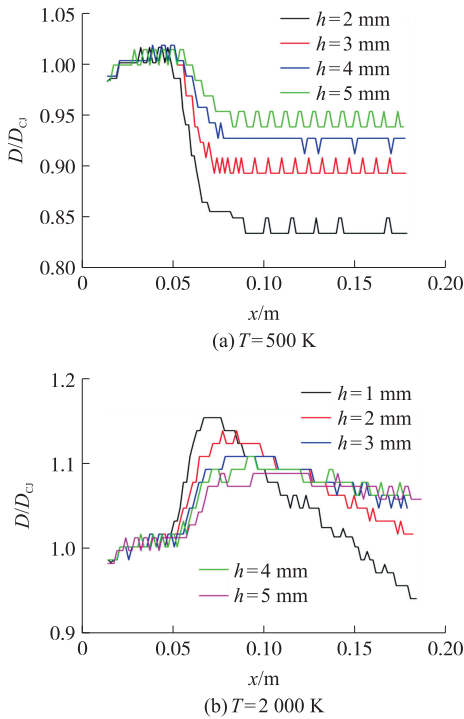


图 11 不同可燃预混气高度下爆轰波的传播速度图
Fig. 11 Detonation velocity at different combustible premixed gas heights

另一方面,已有研究结果表明^[21-23],受侧向膨胀弱约束的爆轰波存在最小可燃预混气高度 $h_{\min}$,当可燃预混气的高度 $h>h_{\min}$ 时,爆轰波才能够稳定传播。图 12 所示为不同温度下爆轰波速度亏损随可燃预混气高度的变化图。

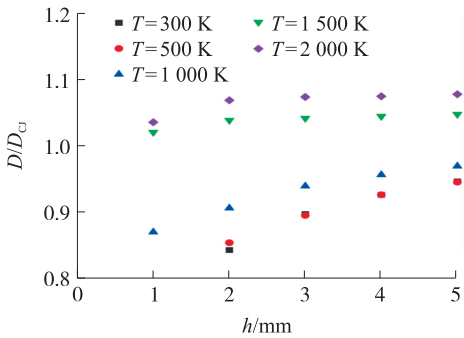


图 12 不同温度及不同可燃预混气高度下爆轰波的速度亏损
Fig. 12 Velocity deficit at different temperatures and different combustible premixed gas heights
可以看出,弱约束气体温度相同时,可燃预混气高度越高,爆轰波的速度亏损越低;可燃预混气温度

高度相同时,弱约束气体温度越高,爆轰波的速度损失越低。对于弱约束气体为 300 K 和 500 K 的工况,当可燃预混气高度为 1 mm 时,爆轰波均因侧向膨胀而熄灭,说明这两个温度条件下爆轰波的最小可燃预混气高度 $h_{\min}$ 在 1~2 mm 之间,而当弱约束气体温度为 1 000 K、1 500 K 和 2 000 K 时,爆轰波在 $h=1$ mm 的情况下仍能稳定传播。即侧向膨胀弱约束气体温度越高,爆轰波的最小可燃预混气高度越低,抵抗损失的能力越强。

表 3 不同预混气及初始条件下爆轰波的无量纲临界传播尺寸

Table 3 Dimensionless critical propagation dimensions of detonations under different premixed gases and initial conditions

作者	预混气体	P_0/kPa	T_0/K	h/l	h/λ
REYNAUD ^[18]	$\text{H}_2:\text{O}_2=2:1$	101	295	1 653.4	20
RUDY 等 ^[13]	$\text{H}_2:\text{O}_2:\text{N}_2=2:1:3.76$	105	283	156.9	3
周朱林等 ^[16]	$\text{H}_2:\text{O}_2:\text{N}_2=2:1:3.76$	101	300	156.9	3
WANG 等 ^[17]	$\text{C}_2\text{H}_4:\text{O}_2:\text{N}_2=1:4:6$	98	288	56.8	2
本文	$\text{H}_2:\text{O}_2:\text{Ar}=2:1:7$	20	300	3.8	0.13

此外,根据 XIAO 等^[25]的研究结果,当选用初始压力为 20 kPa 的 H_2 、 O_2 、Ar 体积比为 2:1:7 的混合气作为燃料起爆时,爆轰波的胞格尺寸为 15.7 mm,即在温度为 300 K 的条件下,本文爆轰波的无量纲临界传播尺寸 $h/\lambda>0.13$ 。而 RUDY 等^[13]和周朱林等^[16]使用当量比为 1 的氢气空气混合气为燃料得到的爆轰波无量纲临界传播尺寸 $h/\lambda>3$,REYNAUD 等^[18]使用当量比为 1 的氢气氧气为燃料得到的爆轰波无量纲临界传播尺寸 $h/\lambda>20$ 。可以看出,通过实验手段得到的爆轰波无量纲临界传播极限比较接近,而采用数值方法计算得到的爆轰波无量纲传播极限差别较大,分析其原因可能与化学反应机理的选择有关。REYNAUD 等^[18]使用单步化学反应机理,得到的无量纲临界传播尺寸 $h/\lambda>20$,而本文使用了 9 组分 48 步反应机理得到的无量纲临界传播尺寸 $h/\lambda>0.13$ 。因此,未来的研究可以着眼于不同化学反应机理对爆轰波传播极限的影响。

3 结论

本文通过数值方法,使用 $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{Ar}$ 混合气作为燃料,研究了受侧向膨胀弱约束边界条件影响的爆轰波在窄直爆轰腔内的传播特性。得到了如下结论:

①当弱约束气体温度和可燃预混气高度固定时,分别使用氩气和已燃产物作为爆轰波侧向膨胀的弱约束边界不会改变爆轰波的侧向膨胀程度和速度损失。

进一步地,使用爆轰波化学反应诱导区长度 l 和爆轰波胞格尺寸 λ 对爆轰波临界传播尺寸进行无量纲化处理。使用 SDtoolbox^[24] 计算本文工况下形成的爆轰波的诱导区长度,得到爆轰波的无量纲临界传播尺寸 $h/l>3.8$ 。与其他研究者的结果对比见表 3,可见不同工况下的无量纲临界传播尺寸 h/l 数值具有较大的差异,分布在 56.8~1 653.4 之间。因此,化学反应诱导区长度不适合用于对爆轰波临界传播尺寸进行无量纲化。

②使用 1 000 K、1 500 K 和 2 000 K 已燃产物作为侧向膨胀弱约束边界时,燃烧室下方已燃产物中激波传播的速度大于爆轰波的波速,由此产生一道由该激波指向爆轰波的诱导激波,诱导激波的运动会在靠近分界面的可燃预混气区域中形成局部的高压区。爆轰波下端经过高压区时速度增加,并且该速度增量会由下至上传递。

③当已燃产物温度为 1 000 K 时,诱导激波产生的速度增量小于侧向膨胀带来的速度损失,因此爆轰波稳定后的速度存在亏损。当已燃产物温度为 2 000 K 时,诱导激波产生的速度增量大于侧向膨胀带来的速度损失,因此爆轰波稳定后的速度会增加。

④当弱约束气体温度从 300 K 升至 500 K,爆轰波的速度亏损和波面结构不会发生明显变化。这是因为此时的爆轰波不受诱导激波的影响,而侧向膨胀程度在这两个工况下较为一致。

⑤可燃预混气的高度越高,爆轰波经侧向膨胀后的速度损失越低。存在使得爆轰波免于熄灭的最小可燃预混气高度,且该临界高度会随弱约束气体温度的升高而降低。用爆轰波胞格尺寸对临界高度进行无量纲化后得到 300 K 条件下爆轰波的临界传播尺寸 $h/\lambda>0.13$ 。

参考文献

[1] 范玮,鲁唯,王可. 脉冲爆震火箭发动机应用基础研究进展[J]. 实验流体力学,2019,33(1):1-13.
FANG Wei,LU Wei,WANG Ke. Progress in the basic application

- issues of the pulse detonation rocket engine [J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2019, 33 (1): 1–13. (in Chinese)
- [2] 魏良锴,肖强,翁春生. 火箭式旋转爆轰发动机推进性能的理论预测研究[J]. 弹道学报,2023,35(3):8–17.
WEI Liangkai, XIAO Qiang, WENG Chunsheng. Predicative study on propulsion performance of rocket rotating detonation engine[J]. Journal of Ballistics, 2023, 35(3): 8–17. (in Chinese)
- [3] 褚驰,翁春生,武郁文,等. 基于预爆轰点火方式的连续旋转爆轰发动机起爆过程分析[J]. 弹道学报,2021,33(1):1–10.
CHU Chi, WENG Chunsheng, WU Yuwen, et al. Analysis of initiation process of continuous rotating detonation engine based on pre-detonation ignition[J]. Journal of Ballistics, 2021, 33(1): 1–10. (in Chinese)
- [4] 王健平,张树杰,姚松. 连续爆轰发动机的研究进展[J]. 宇航总体技术,2019,3(2):1–11.
WANG Jianping, ZHANG Shujie, YAO Song. Progress of continuous detonation engines [J]. Astronautical Systems Engineering Technology, 2019, 3(2): 1–11. (in Chinese)
- [5] SCHWER D, KAILASANATH K. Numerical investigation of the physics of rotating detonation engines [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33(1): 2195–2202.
- [6] SCHWER D, KAILASANATH K. Fluid dynamics of rotating detonation engines with hydrogen and hydrocarbon fuels [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34(1): 1991–1998.
- [7] UEMURA Y, HAYASHI A K, ASAHARA M, et al. Transverse wave generation mechanism in rotating detonation[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34(1): 1981–1989.
- [8] FUJII J, KUMAZAWA Y, MATSUO A, et al. Numerical investigation on detonation velocity in rotating detonation engine chamber [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2017, 36(1): 2665–2672.
- [9] SOMMERS W P. The interaction of a detonation wave with an inert boundary[D]. Michigan: University of Michigan, 1961.
- [10] DABORA E K, NICHOLLS J A, MORRISON R B. The influence of a compressible boundary on the propagation of gaseous detonations[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 1965, 10(1): 817–830.
- [11] ADAMS T. Experimental investigation of the interaction of a detonation wave with a boundary gas [C]//9th Propulsion Conference. New York: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1973: 1196–1203.
- [12] HOUIM R W, FIEVISOHN R T. The influence of acoustic impedance on gaseous layered detonations bounded by an inert gas[J]. Combustion and Flame, 2017, 179: 185–198.
- [13] RUDY W, KUZNETSOV W, POROWSKI R, et al. Critical conditions of hydrogen-air detonation in partially confined geometry[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34(2): 1965–1972.
- [14] GRUNE J, SEMPET K, HABERSTROH H, et al. Experimental investigation of hydrogen-air deflagrations and detonations in semi-confined flat layers[J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2013, 26(2): 317–323.
- [15] 周朱林,刘卫东,刘世杰,等. 受侧向膨胀影响的爆震波传播过程研究[J]. 推进技术,2013,34(5):713–720.
ZHOU Zhulin, LIU Weidong, LIU Shijie, et al. Investigation on propagation process of detonation wave influenced by lateral expansion[J]. Journal of Propulsion Technology, 2013, 34(5): 713–720. (in Chinese)
- [16] 周朱林,刘卫东,刘世杰,等. 基于侧向膨胀影响爆震波的自持机理[J]. 航空动力学报,2013,28(9):1967–1974.
ZHOU Zhulin, LIU Weidong, LIU Shijie, et al. Self-sustaining mechanism of detonation wave influenced by lateral expansion[J]. Journal of Aerospace Power, 2013, 28(9): 1967–1974. (in Chinese)
- [17] WANG Z, WANG K, ZHAO M, et al. Experimental investigation on the propagation characteristics of detonations in a semi-confined straight channel [J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2021, 123: 110–129.
- [18] REYNAUD M, TAILEB S, CHINNAYYA A. Computation of the mean hydrodynamic structure of gaseous detonations with losses[J]. Shock Waves, 2020, 30(6): 645–669.
- [19] ORAN E S, WEBER J W, STEFANIW E I, et al. A numerical study of a two-dimensional H_2-O_2-Ar detonation using a detailed chemical reaction model[J]. Combustion and Flame, 1998, 1(2): 147–163.
- [20] GORDON S. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions [J]. Rocket Performance Incident Reflected Shocks and Chapman-Jouguet Detonations, 1971, 273(1): 123–135.
- [21] RANKIN B A, RICHARDSON D R, CASWELL A W, et al. Chemiluminescence imaging of an optically accessible non-premixed rotating detonation engine[J]. Combustion and Flame, 2017, 176: 12–22.
- [22] ANAND V, GEORGE A S, DRISCOLL R, et al. Investigation of rotating detonation combustor operation with H_2 -air mixtures[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2016, 41(2): 1281–1292.
- [23] GEORGE A S, DRISCOLL R, ANAND V, et al. On the existence and multiplicity of rotating detonations[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2017, 36(2): 2691–2698.
- [24] National Aeronautics and Space Administration. The GALCIT Rocket Research Project: FM2018-1 [R]. BROWNE: NASA Jet Propulsion Laboratory, 2018.
- [25] XIAO Q, RADULESCU M I. Role of instability on the limits of laterally strained detonation waves[J]. Combustion and Flame, 2020, 220: 410–428.