

# 障碍物交错阵列内气体爆燃转爆轰研究\*

李敏<sup>1,2</sup>, 肖华华<sup>1</sup>

(1.中国科学技术大学火灾科学国家重点实验室, 安徽 合肥 230027;

2.特种焊接技术安徽省重点实验室, 安徽 淮南 232063)

**摘要:** 气体爆燃转爆轰 (Deflagration-to-Detonation Transition, DDT) 研究对于工业爆炸预防、爆轰推进技术研发等领域具有重要意义。障碍物交错阵列是气体燃爆场景可能涉及的一类典型障碍物布局, 其存在通常可显著促进 DDT 发生。鉴于目前对障碍物交错阵列内 DDT 现象的认识不足, 采用高精度算法和动态自适应网格求解完全可压缩反应性 Navier-Stokes 方程, 对不同障碍物间距条件下方形障碍物交错阵列内预混氢-空气 DDT 引发过程进行数值模拟研究。结果表明: 减小障碍物间距有利于在火焰加速前期增加火焰面积、后期增强激波压缩未燃气体, 从而缩短 DDT 时间和距离。不过, 当障碍物间距减小至一阈值时会出现结巴式爆轰, 使 DDT 距离增加。DDT 主要由障碍物前壁反射激波与火焰相互作用引起。爆轰绕过障碍物时发生局部解耦, 然后在与壁面或来自障碍物另一侧的激波和失效爆轰波碰撞时可能引发爆轰再起爆。若障碍物间距太小, 激波强度随爆轰解耦衰减严重, 易导致爆轰失效。方形障碍物交错阵列比圆形更易引发 DDT, 因前者可在垂直和平行于火焰传播方向产生反射激波, 有助于激波作用于火焰和未燃气体。

**关键词:** 爆燃转爆轰; 火焰加速; 激波; 障碍物阵列; 氢气

中图分类号: O381

国标学科代码: 13035

文献标识码: A

## Study on deflagration-to-detonation transition in a staggered array of obstacles

LI Min<sup>1,2</sup>, XIAO Huahua<sup>1</sup>

(1. State Key Laboratory of Fire Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, Anhui, China;

2. Anhui Province Key Laboratory of Special Welding Technology, Huainan 232063, Anhui, China)

**Abstract:** Study on gas deflagration-to-detonation transition (DDT) is of great significance for industrial explosion prevention and detonation propulsion technology research and development. Staggered array of obstacles is a typical obstacle layout that may be involved in the gas ignition and explosion scenario. Its existence usually significantly promotes the occurrence of DDT. In view of the lack of understanding of DDT in staggered array of obstacles, high-precision algorithm and dynamic adaptive grid were applied to solve the two-dimensional, fully compressible reactivity Navier-Stokes equations coupled with a calibrated chemical-diffusive model. Numerical investigation on the initiation process of DDT of premixed hydrogen and air in staggered array of square obstacles under different obstacle spacings was carried out. The results showed that decreasing obstacle spacing is beneficial to increase flame surface area in the early stage of flame acceleration and enhance compression of unburned gas by shock wave in the later stage, thus shortening DDT run-up time and distance. However, when the obstacle spacing is reduced to a threshold value, stuttering detonation occurs and the DDT run-up distance increases. For the occurrence of DDT, it is mainly

\*收稿日期: 2024-08-13; 修回日期: 2025-02-09;

基金项目: 国家自然科学基金 (12302449); 安徽省自然科学基金 (2308085QE170); 特种焊接技术安徽省重点实验室开放基金 (2023SW1002);

第一作者: 李敏 (1988-), 男, 博士, 副研究员. E-mail: lim2010@ustc.edu.cn;

通信作者: 肖华华 (1984-), 男, 博士, 教授. E-mail: xiaoh@ustc.edu.cn.

caused by the interaction between the flame and the shock wave reflected from the front wall of obstacle. The detonation partially decouples when it diffracts around an obstacle. Detonation re-initiation may be triggered when the decoupled detonation collides with a wall or with the shock wave or failure detonation wave from the other side of the obstacle. If the obstacle spacing is too small, the shock wave intensity decays seriously during detonation decoupling. This can easily lead to detonation failure. In addition, shock waves can be reflected off the staggered array of square obstacles in the vertical and parallel directions to the flame propagation direction, which help shock waves to act on the flame and unburned gas mixture. Therefore, DDT is more likely to be initiated in the staggered array of square obstacles than that of circular obstacles.

**Keywords:** deflagration-to-detonation transition; flame acceleration; shock wave; obstacle array; hydrogen

预混可燃性气体被点燃之后首先发生慢速爆燃, 在火焰固有不稳定性特别是在外界扰动下会引起火焰传播速度加快, 火焰速度可能超过未燃气体声速进入快速爆燃状态, 在适当的条件下可形成超音速燃烧波, 即发生爆燃转爆轰 (Deflagration-to-detonation Transition, DDT)<sup>[1-3]</sup>。一方面, 即使是在常压条件下发生 DDT, 爆轰波传播速度和超压也可分别高达 2000 m/s 和 20 bar<sup>[4]</sup>, 能够对周围结构造成严重破坏, 甚至可能引发灾难性事故。实际上, 在发生可燃气体爆炸事故的实际场景中往往存在障碍物, 而障碍物的存在通常能够显著促进火焰加速, 进而引发 DDT。另一方面, 脉冲爆轰发动机<sup>[5]</sup>具有明显的热力学和结构方面优势, 被看作是 21 世纪新型航空航天飞行器动力装置, 但此类发动机运行需要在尽可能短的距离内引发爆轰, 目前认为利用障碍物扰动促进 DDT 是最常用的方法之一<sup>[6]</sup>。因此, 开展含有障碍物条件下的气相 DDT 研究对于工业爆炸预防、爆轰推进技术研发等工程应用领域具有重要意义<sup>[7]</sup>。

目前, 国内外学者针对障碍物内气相 DDT 现象开展了大量研究, 所采用的障碍物形式主要是沿火焰传播方向按一定间距布置多个孔板<sup>[8-10]</sup>或围栏式障碍物<sup>[1, 11-13]</sup>。这些障碍物形式的优点在于结构简单, 同时便于通过改变障碍物的阻塞率和间距实现对火焰传播扰动程度的控制。另外, 近些年来, 关于流体障碍物对 DDT 影响的研究也越来越多<sup>[14-16]</sup>。不过, 还需引起关注的是: 在可燃性气体燃爆实际场景中可能存在成群的管道、储罐、建筑物立柱等柱形障碍物阵列结构, 有必要专门针对柱形障碍物阵列内的气相 DDT 行为开展研究。

关于柱形障碍物阵列内气相 DDT 的研究尚比较少。Ogawa 等<sup>[17]</sup>采用计算流体力学二维数值模拟方法研究了圆柱阵列排布方向与火焰传播方向之间的夹角对氢-空气火焰加速与 DDT 的影响, 发现障碍物尾迹夹带火焰是导致火焰初期加速的主要机制, 夹角为 0 时火焰加速最快; 随着夹角变化, 障碍物尾迹中漏斗形未燃区的产生逐渐成为主导因素, 激波-火焰相互作用是造成火焰后期加速的主要原因; DDT 时间和位置均受该夹角影响显著, 当夹角为 0 时未发生爆轰。并且, Ogawa 等<sup>[18]</sup>还采用同样的数值模拟方法考察了开敞空间内方形障碍物交错阵列内预混氢-空气火焰加速和 DDT, 结果表明火焰加速和 DDT 均与火焰传播方向密切相关, 因为火焰在不同传播方向上受障碍物阻挡程度存在差异。Pinos 和 Ciccirelli<sup>[19]</sup>采用实验手段探究了氢-空气火焰在含有圆柱阵列的方形管道内的传播行为, 指出障碍物阻塞率对火焰加速影响很大, 在交错型和对齐型圆柱阵列内初期火焰加速区别很小, 但在后期交错型阵列更有利于火焰加速。Xiao 和 Oran<sup>[20]</sup>通过引入理想化数值模型, 揭示了圆柱对齐阵列内爆轰起爆机制, 认为激波汇聚对 DDT 的发生起重要作用, 并且他们还专门针对圆柱对齐阵列考察了障碍物形状对火焰加速和 DDT 的影响, 发现方形障碍物比圆形和三角形更有利于火焰加速以及在更短时间内引发 DDT<sup>[21]</sup>。Li 和 Xiao 针对圆形障碍物阵列开展数值模拟, 发现障碍物阵列交错布置具有比对齐布置更快的火焰加速<sup>[22]</sup>, 进而围绕交错型障碍物阵列深入研究了纵向和横向障碍物间距对 DDT 的影响, 结果显示如果横向障碍物间距太小可能导致不发生 DDT, 当纵向障碍物间距减小到一定值会出现 DDT 距离增加<sup>[23, 24]</sup>。此外, Chao 和 Lee<sup>[6]</sup>利用安装有交错型圆柱障碍物阵列的方形管道, 研究了不同可燃性气体、障碍物阻塞比条件下高速爆燃的传播机制, 但没有关注 DDT。

从上述研究现状可知，障碍物阵列对预混气体 DDT 的引发具有重要影响，交错型障碍物阵列比对齐型更有利于火焰加速及其向爆轰转变，故从爆轰事故预防和爆轰工程利用角度考虑，尤其需要重视交错型障碍物阵列对气体燃爆的影响。不过，现有的研究主要集中在圆形障碍物，对于交错布置的方形障碍物扰动下气体 DDT 现象的认识不足。因此，本文采用数值模拟方法研究不同障碍物间距条件下方形障碍物交错阵列内 DDT 引发过程，揭示障碍物间距对 DDT 发生时间和距离的影响规律及其机制，并将方形和圆形障碍物交错阵列内的 DDT 时间与距离进行了对比和分析。

## 1 数值模拟方法

### 1.1 物理模型

本文主要关注障碍物阵列间隙内的气体爆燃转爆轰行为，采用二维物理模型模拟内设方形障碍物交错阵列的管道，如图 1 所示，管道高度为 76.4 mm，长高比为 16。管道右侧开口，其他侧均为封闭壁面，障碍物间隙内充满当量比为 1 的氢气/空气预混气体，初始温度和压力分别为 293 K 和 1 atm。以管道中心轴线为参照对称布置方形障碍物阵列，障碍物边长  $d$  为 12.7 mm，最左侧障碍物与管道左端壁面之间距离为 6.45 mm，障碍物在管道高度方向上的总高度为 38.1 mm（即阻塞率为 0.5），在管道轴向上的间距  $S$  取值包括  $1.2d$ 、 $1.5d$ 、 $2d$ 、 $3d$ 、 $6d$ ，点火源位于管道左端壁面的中心位置。

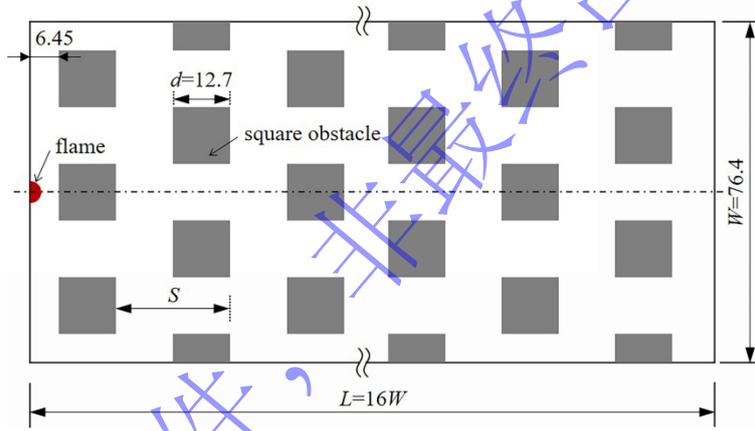


图 1 计算域示意图（单位：mm）

Fig.1 Computational zone (unit: mm)

### 1.2 控制方程

在数值模拟中，对二维完全可压缩的 Navier-Stokes 方程进行求解，包含质量、能量和组分方程：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho \vec{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) + \nabla p = \nabla \cdot \hat{\tau} \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot ((\rho E + p) \vec{u}) = \nabla \cdot (\vec{u} \cdot \hat{\tau}) + \nabla \cdot (K \nabla T) - \rho q \dot{\omega} \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\rho Y)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho Y \vec{u}) = \nabla \cdot (\rho D \nabla Y) + \rho \dot{\omega} \quad (4)$$

$$p = \frac{\rho R T}{M} \quad (5)$$

式中,  $\rho$  为密度,  $t$  为时间,  $\vec{u}$  为速度,  $p$  为压强,  $K$  为热导率,  $T$  为温度,  $q$  为化学能释放,  $\dot{\omega}$  为化学反应速率,  $Y$  为反应物的质量分数,  $D$  为质量扩散率,  $M$  为分之量,  $R$  为普适气体常数。粘性应力张量的定义为

$$\hat{\tau} = \rho\nu\left((\nabla\vec{u}) - (\nabla\vec{u})^{Tr} - \frac{2}{3}(\nabla\cdot\vec{u})I\right) \quad (6)$$

其中,  $\nu$  为运动黏度,  $I$  为单位张量,  $Tr$  为矩阵变换。比总能的计算公式如下:

$$E = \frac{\rho}{(\gamma-1)\rho} + \frac{1}{2}(\vec{u}\cdot\vec{u}) \quad (7)$$

式中,  $\gamma$  为比热比。

预混氢-空气燃烧过程通过采用一个经校准的单步化学-扩散模型进行模拟, 前人测试验证结果表明该模型可准确计算火焰加速、DDT 和爆轰等现象<sup>[25, 26]</sup>。反应速率为:

$$\dot{\omega} = \frac{dY}{dt} = -A\rho Y \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \quad (8)$$

式中,  $E_a$  为活化能,  $A$  为指前因子。热扩散系数  $k$ 、质量扩散系数  $D$  和运动黏度  $\mu$  均为温度的函数<sup>[25, 26]</sup>:

$$k = \frac{k_0 T^{0.7}}{\rho}, D = \frac{D_0 T^{0.7}}{\rho}, \mu = \frac{\mu_0 T^{0.7}}{\rho} \quad (9)$$

其中  $k_0$ 、 $D_0$ 、 $\mu_0$  为输运系数。化学-扩散模型的输入参数和燃烧特性参数详见文献<sup>[22]</sup>。

### 1.3 数值方法

采用三阶 WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) 格式<sup>[27]</sup>结合 HLLC (Harten-Lax-van Leer Contact) 通量<sup>[28]</sup>求解控制方程。通过二阶 Runge-Kutta 方法<sup>[29]</sup>进行时间积分。在计算过程中, 使用动态自适应网格技术对重要区域(如火焰面、边界层、压力波等)进行局部网格细化。采用隐式大涡模拟 (Implicit Large Eddy Simulation, ILES)<sup>[30]</sup>方法模拟火焰传播过程中的湍流流动, 该方法对重要尺度进行直接求解, 网格尺度以下的能量耗散通过算法进行处理, 可足够准确地计算燃烧爆炸中的湍流, 而不需要借助含有经验参数的特别模型<sup>[31, 32]</sup>。在开展本文研究之前, 我们进行了网格独立性测试, 障碍物在管道轴向上的间距  $S=2d$ , 所采用管道尺寸、阻塞率、气体初始条件均与本文相同, 因已有的实验只考虑了圆形障碍物, 故在该测试中障碍物形状为圆形, 结果表明火焰加速和爆轰起爆在最小网格尺寸 1/268 cm 和最大网格尺寸 2.39 mm 条件下收敛<sup>[20]</sup>。因此, 本文采用的最大网格尺寸为 2.39 mm, 最小网格尺寸为 37.3  $\mu\text{m}$ 。点火源为半径等于 1 mm 的半圆形已燃区域, 如图 1 所示。计算域的右端边界采用非反射边界条件, 其余三个边界均采用无滑移等温壁面条件。为了验证数值模拟方法的可靠性, 我们曾经基于前人实验<sup>[19]</sup>开展了实验验证, 该实验采用的障碍物形状为圆形, 在轴向上障碍物间距  $S=2d$ , 管道尺寸、障碍物布置方式、气体初始条件均与本文第 1.1 节所述一致, 结果显示利用该数值模拟方法不仅能够再现实际含有障碍物阵列的通道中的火焰加速和 DDT 关键特征, 而且计算得到的火焰前锋位置、火焰传播速度均与实验测量结果高度吻合<sup>[22]</sup>, 这说明本文所采取的数值模拟方法可以对所考虑的工况进行很好地预测。

## 2 结果与讨论

### 2.1 障碍物间距的影响

图 2 显示了不同障碍物间距下火焰到达位置和传播速度随时间的变化关系。图 2a 标记了 DDT 发生时间以及相应的火焰前锋位置。可以看出, 点火之后大约 0.8 ms 内不同障碍物间距下火焰传播速度的变化几乎一致。此后, 障碍物间距对火焰速度产生显著影响。尽管火焰速度剧烈振荡, 但从总体上看, 在 DDT 发生之前, 障碍物间距越小, 火焰加速越快。DDT 时间随障碍物间距增加而增加, 不

过  $S=1.2d$  条件下的 DDT 距离比  $S=1.5d$  稍长, 当  $S \geq 1.5d$  时, 障碍物间距越大, DDT 距离越长。如图 2b 所示, 在  $S=1.5d \sim 6d$  范围内, 火焰加速最终导致准爆轰, 爆轰波传播速度随障碍物间距减小而下降。当  $S=1.2d$  时, 发生 DDT 之后火焰以接近 CJ 爆轰速度 ( $V_{CJ}$ ) 传播一段时间, 然后火焰速度突然下降至  $0.3V_{CJ}$  左右, 稍后又突然加速至接近  $V_{CJ}$ , 此过程反复出现, 这种爆轰传播模式通常被称为结巴式爆轰, 在 Lee 等<sup>[33]</sup>、潘振华等<sup>[34]</sup>和颜秉健等<sup>[35]</sup>开展的圆形管道或狭缝内预混气体爆轰波传播实验中也测得。结巴式爆轰是爆轰波临近失效时出现的一种传播模式, 其发生受空间结构尺寸、预混气体性质、初始压力等诸多因素影响, 目前尚未对其形成机制达成统一认识, 本文将对交错圆形障碍物阵列内结巴式爆轰产生机制进行初步探讨。

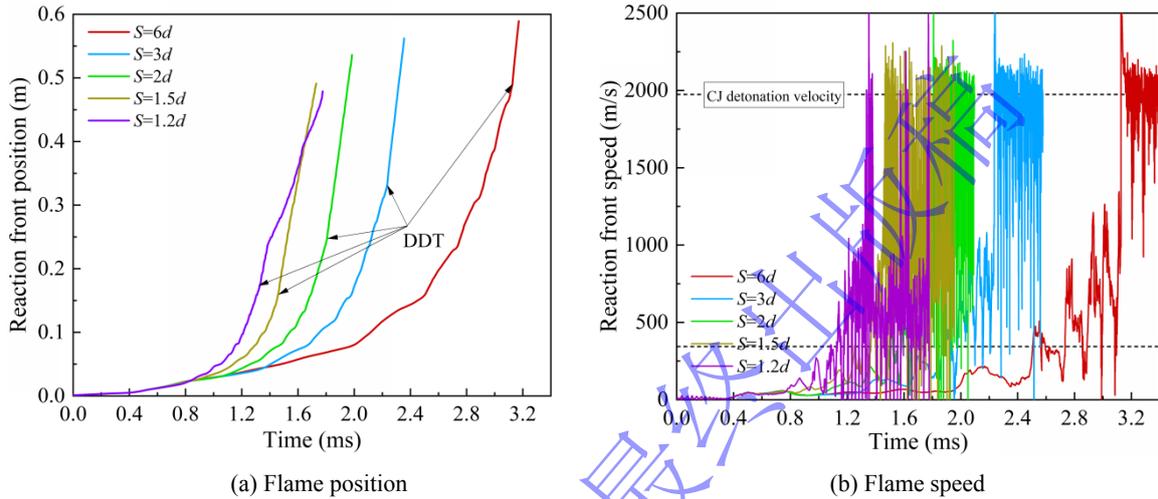


图 2 火焰位置 (a) 和传播速度 (b) 随时间变化

Fig.2 Flame position (a) and propagation speed (b) as a function of time

图 3 所示为火焰面积和总热释放速率随时间的变化关系。如图 3a 所示, 火焰面积随时间推移呈现先增加后减小至趋于稳定的趋势。在火焰传播初期, 障碍物间距对火焰面积无明显影响, 约在  $0.8 \text{ ms}$  之后, 火焰面积的增加随障碍物间距减小而加快, 这与火焰速度随时间变化趋势 (图 2b) 相吻合。以火焰面积首次开始大幅度减小的时刻为分界线, 可将火焰加速过程划分成两个阶段: 第一阶段火焰加速是由火焰面积增加从而使总热释放速率上升所导致 (如图 3b 所示), 涉及火焰与涡旋、压缩波、激波之间相互作用; 第二阶段, 火焰加速主要取决于激波对未燃气体的压缩效应<sup>[17]</sup>, 激波压缩导致未燃气体温度和压力上升, 进而反应速率得到提高, 同时火焰前锋后方的未燃气体混合物很快燃烧, 火焰面积下降, 总热释放速率仍保持较高水平。

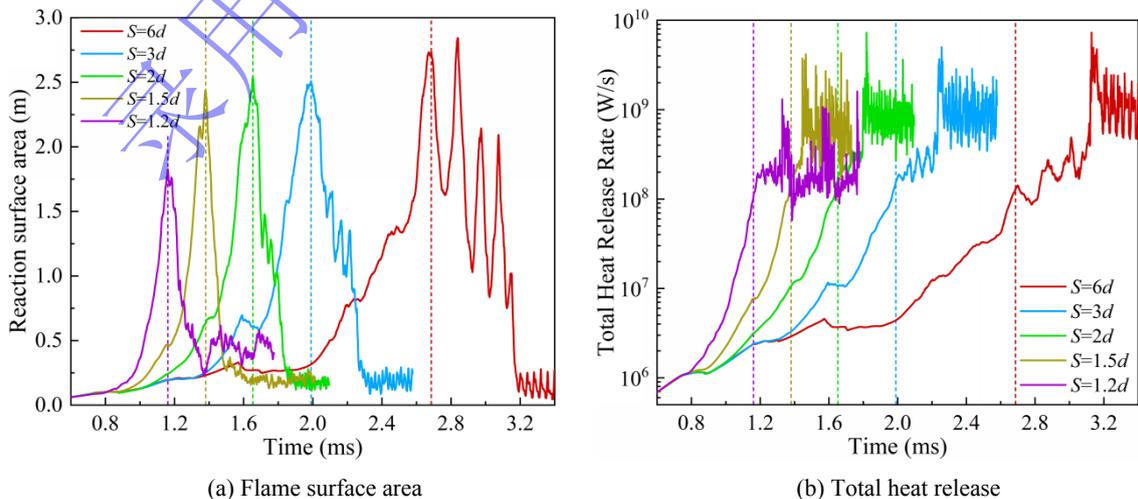


图 3 火焰表面积 (a) 和总热释放速率 (b) 随时间变化

Fig.3 Flame surface area (a) and total heat release (b) as a function of time

## 2.2 爆轰的引发与传播过程

通过温度云图能够清楚地展现火焰传播过程中火焰结构变化，相应地未燃气体流动、压力波演化等动力学特征可从纹影图像查看。下面以  $S=2d$  为例阐明交错型方形障碍物阵列内火焰加速与 DDT 的基本过程与机制。首先图 4 所示为加速传播过程，初始火焰位于管道左端壁面的中间位置，燃烧产物热膨胀驱动未燃气体流动，火焰在障碍物和管道壁面的阻碍和约束下发生变形，火焰面积随之增大，热释放速率上升，进而导致火焰传播速度加快。如 0.945 ms 所示，火焰前锋到达第 1 和第 2 列障碍物之间，在障碍物背面涡旋作用下发生弯曲。随着火焰继续传播，火焰前方未燃气体流动速度逐渐增加，障碍物附近产生涡旋的强度变得更高，如 1.305 ms 所示，火焰拉伸和卷曲更严重，这进一步促使火焰加速传播。随着火焰加速，在火焰前方会出现一系列明显的压缩波，如 1.549 ms 纹影图所示。前驱压缩波对未燃气体具有压缩和加热作用，使其后方压缩波的传播速度更快，从而能够追赶上前驱压缩波。经过多个压缩波叠加过程，将会形成激波。如 1.631ms 所示，激波与障碍物、管道壁面碰撞之后发生反射或衍射。反射激波与火焰相互作用会引起显著的火焰不稳定性，增大火焰面积，同时激波对未燃气体具有强压缩效应，增强反应速率，从而进一步促进火焰加速。

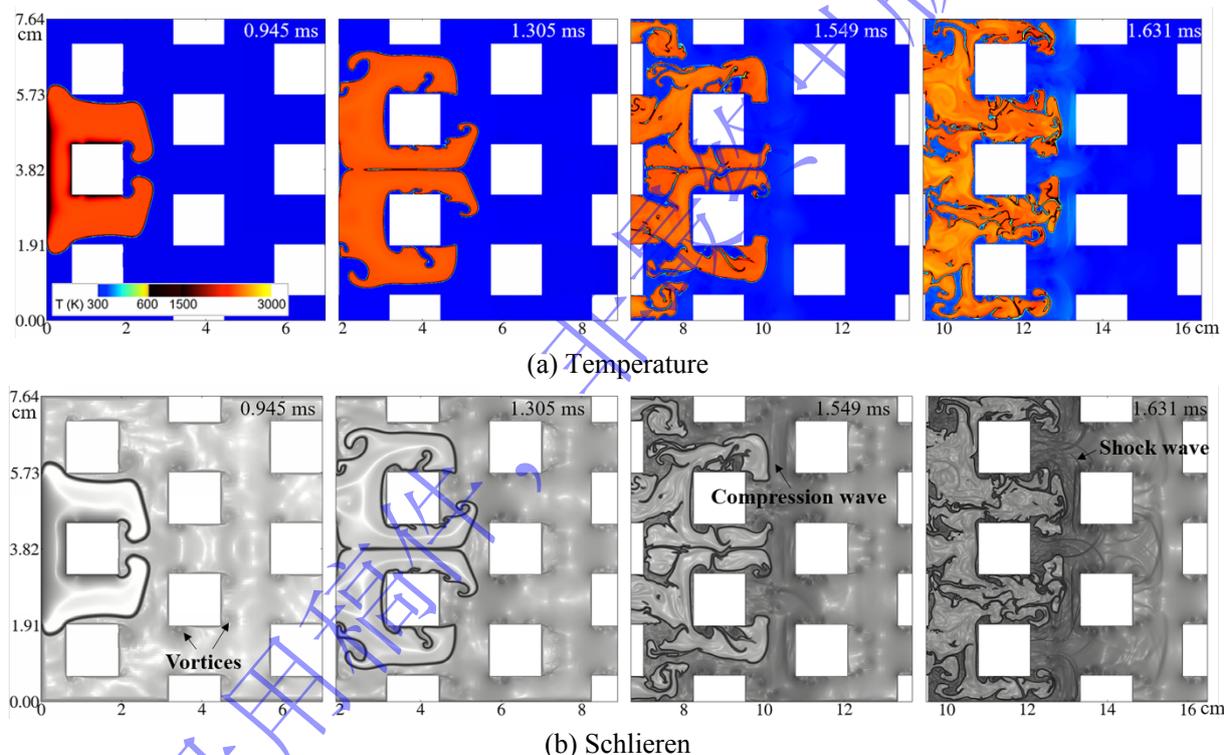


图 4 温度场 (a) 和纹影场 (b) 显示火焰加速过程

Fig.4 Temperature (a) and schlieren (b) showing flame acceleration process

图 5 通过温度云图和压力云图展示了方形障碍物阵列内的 DDT 过程。火焰遇到障碍物时沿障碍物两侧通道向右传播，形成两个火焰锋面 (Flame, F)。在障碍物后面，火焰锋面与涡旋产生相互作用，并逐渐靠近。如 1.792 ms 所示，激波在障碍物前壁发生了反射。反射激波 (Reflected Shock, RS) 向左传播，当接近火焰前锋时造成火焰减速，并使其出现明显凹陷。随着时间推移，在障碍物前壁附近的火焰发生汇聚并与反射激波碰撞，在 1.8 ms 出现了第一次局部爆炸 (Local Explosion 1, LE1)。爆炸从障碍物两侧通道传播，不过仅下侧通道产生了第一次局部爆轰 (Local Detonation 1, LD1)。如 1.82 ms 所示，爆轰波绕过下一障碍物时在其上侧通道发生解耦 (Decoupling, DC)，形成分离的前导激波和火焰面，而下侧通道内的爆轰波继续向右传播。同时可看到在另一障碍物前壁位置产生了第 2 次局部爆炸 (LE2)。此局部爆炸产生强激波，在障碍物下侧与解耦的爆轰碰撞，引

发第 2 次局部爆轰 (LD2)，在障碍物上侧通道内与管道上壁面反射激波碰撞，造成第 3 次局部爆轰 (LD3)，如 1.826 ms 所示。由此可知，爆轰在衍射时容易发生解耦 (如 1.82 ms)，但在附近激波碰撞下可能会发生再次起爆 (如 1.826 ms)，这种爆轰解耦和再起爆过程在爆轰波穿越障碍物阵列时反复发生，导致火焰速度剧烈振荡。

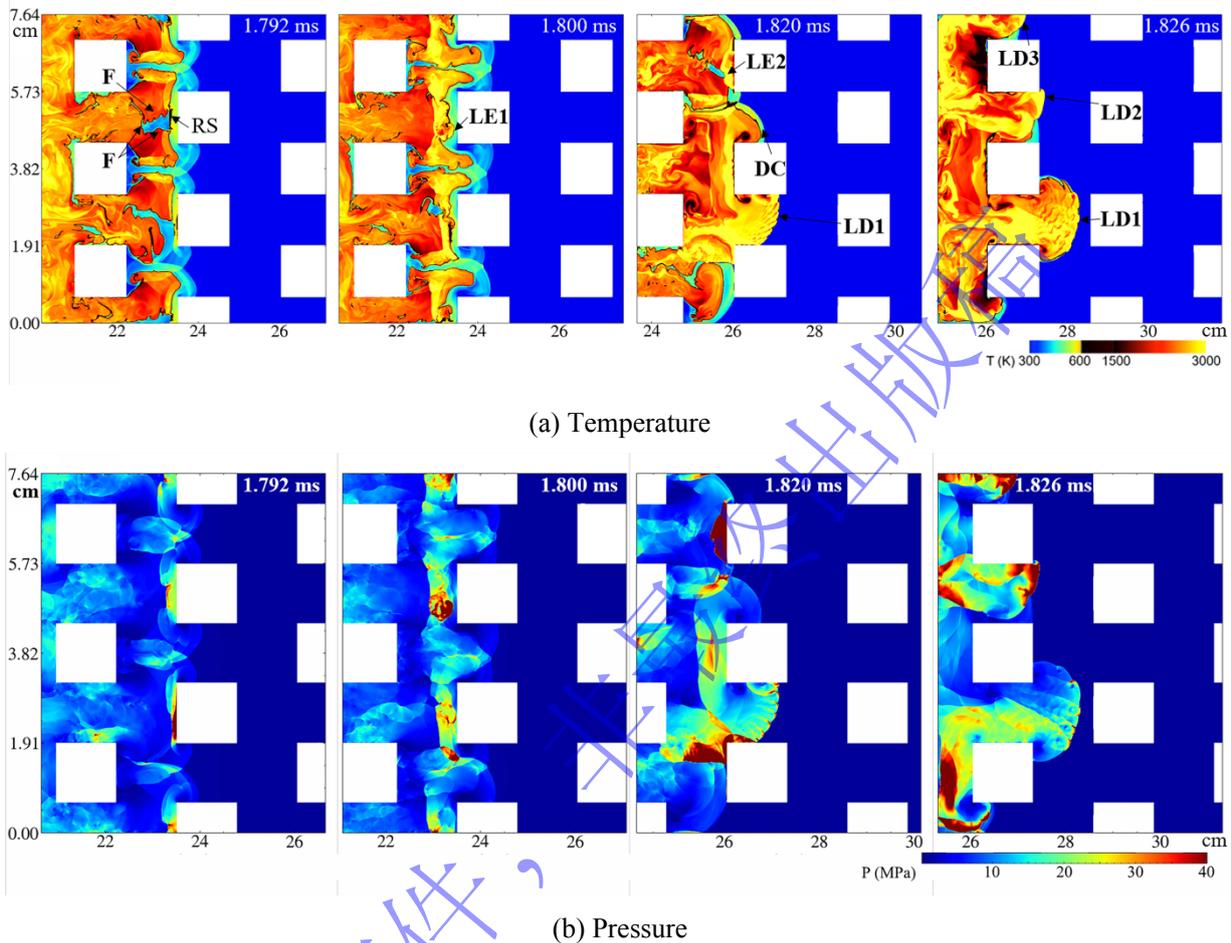


图 5 温度场 (a) 和压力场 (b) 显示 DDT 过程

Fig.5 Temperature (a) and pressure (b) showing DDT process

从第 2.1 节可知，一般来说，减小障碍物间距会使单位长度内产生火焰扰动的次数增加，有利于 DDT。但如果障碍物间距过小 (如  $S=1.2d$ )，则会出现结巴式爆轰。图 6 通过一系列温度云图显示了  $S=1.2d$  条件下的爆轰传播过程。点火后 1.326 ms，各通道内火焰前锋的轴向位置比较接近。火焰从障碍物上下两侧绕过，在其背面发生碰撞，其中一个火焰尖端在相邻火焰的前导激波作用下出现温度明显升高。随着火焰向右传播，前导激波从右侧障碍物表面反射后作用于该高温未燃气体区域，导致局部爆炸。爆炸产生强激波，同时向障碍物上下两侧通道传播，下侧激波与左侧障碍物表面碰撞引起第一次局部爆轰 (LD1)，如 1.335 ms 所示，上侧激波与火焰碰撞并在障碍物反射激波作用下引发 LD2，如 1.346 ms 所示。LD1 绕过下游障碍物时演变成了两个失效的爆轰波，然后分别与 LD2 和管道下壁面发生碰撞，引起第三次和第四次局部爆轰 (LD3 和 LD4)。LD3 和 LD4 衍射后在下一障碍物间隙内相互碰撞，导致第五次局部爆轰 (LD5)。LD5 进入靠近管道下壁的间隙后很快便和管道下壁碰撞，形成第六次局部爆轰 (LD6)，如 1.378 ms 所示。LD6 在衍射时解耦，此时各通道内火焰前锋的轴向位置差别较大，如 1.392 ms 所示，火焰前锋越接近管道下壁，其位置越靠前，这导致已解耦的爆轰无法与来自相邻通道的激波或爆轰波碰撞，进而引发下一次局部爆轰。不过，LD6 失效

后传播速度下降，靠近管道上壁的火焰逐渐追赶上靠近管道下壁的火焰，如 1.434 ms 所示。0.131 ms 后终于产生了第七次局部爆轰（LD7），其形成过程与 LD1 相似。

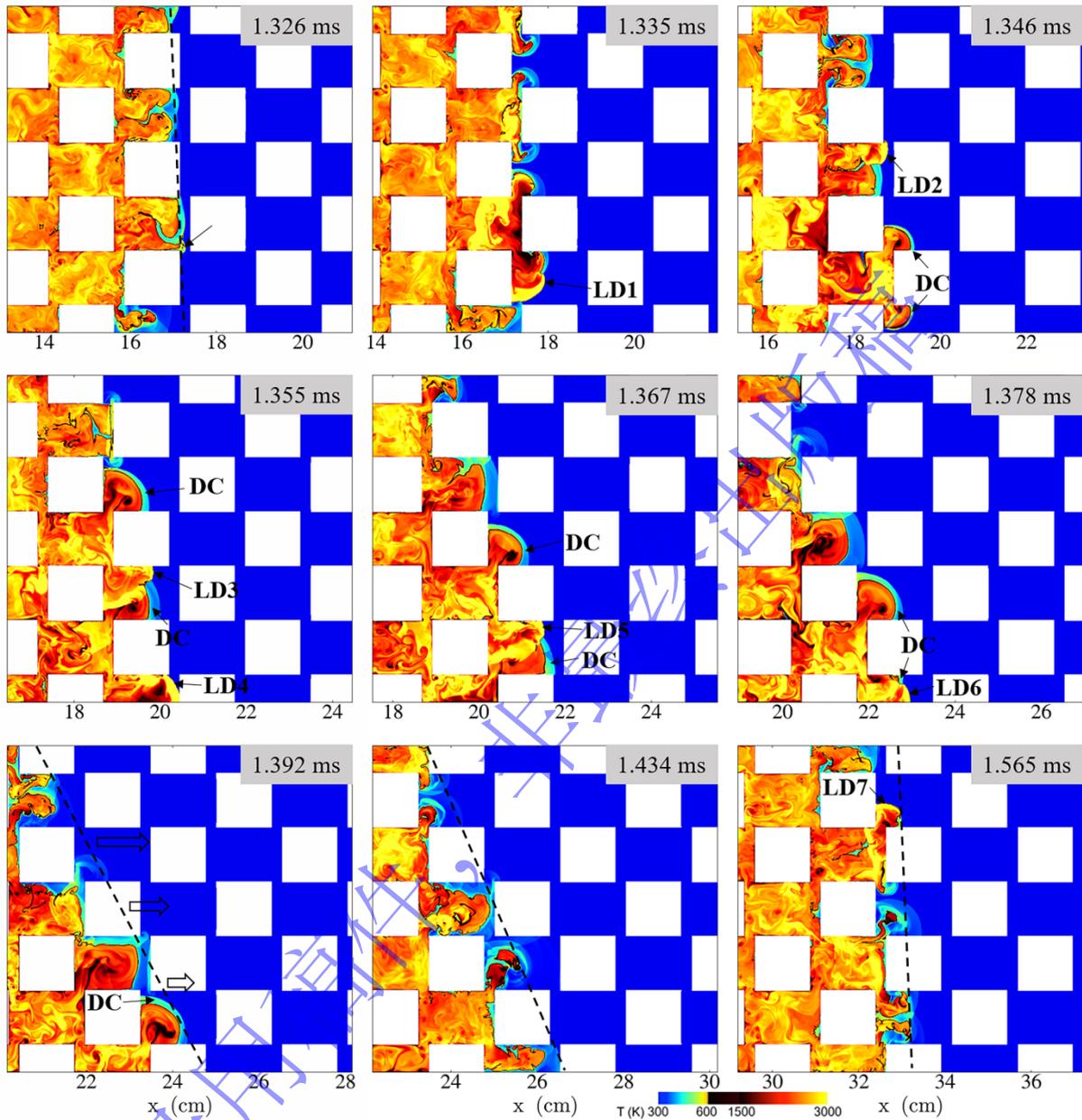


图 6 温度场显示爆轰传播过程

Fig.6 Temperature field showing the propagation of detonation

从上述爆轰引发和传播过程可知，DDT 的发生主要是由障碍物前壁反射激波与火焰相互作用引起，爆轰在绕过障碍物时会在障碍物背面发生局部解耦，在与壁面或者来自障碍物另一侧的激波或失效爆轰波碰撞时可能引发爆轰再起爆。如果障碍物间距太小，爆轰衍射时激波强度衰减严重，爆轰再起爆对碰撞的依赖程度更高。由于爆轰传播速度比较快，其位置越来越领先，以至于在某次解耦后不能与附近激波发生碰撞导致爆轰失效，不过在一段时间后，当障碍物前壁能够形成强烈的激波-火焰相互作用时又会出现新的爆轰，这种间歇性的爆轰传播和失效即结巴式爆轰的产生机制。

### 2.3 与圆形障碍物比较

图 7 对方形与圆形障碍物阵列不同障碍物间距下火焰前锋位置随时间的变化进行比较，图中不同障碍物间距利用不同颜色的曲线区分，实线和虚线分别表示方形和圆形障碍物阵列。由图可见，大约

在 0.8 ms 之前，障碍物形状和间距对火焰传播速度均无明显影响。在 0.8 ms 之后，不同障碍物间距条件下，方形障碍物阵列内的火焰加速均比圆形障碍物阵列内的快。不过，当  $S=1.2d$  时，在发生 DDT 之后，方形障碍物阵列内出现结巴式爆轰，而圆形障碍物阵列内形成的是准爆轰，前者的传播速度明显比后者小。

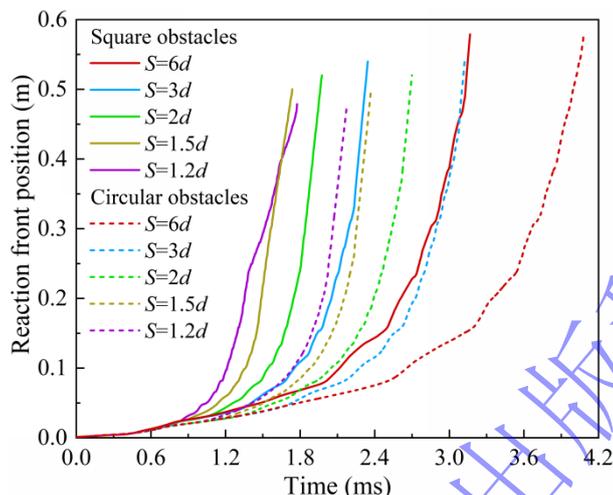


图 7 方形与圆形障碍物阵列不同障碍物间距下火焰位置随时间变化

Fig.7 Flame position as a function of time in square and circular obstacle array under different obstacle spacings

DDT 发生时间和距离是 DDT 的重要特征参数，图 8 对不同障碍物间距条件下方形和圆形障碍物阵列内预混氢气空气 DDT 时间和距离进行了对比。可以观察到，在两种不同形状障碍物阵列内，DDT 时间和距离基本上均随障碍物间距增加而增加。值得特别关注的是当障碍物间距减小至一定程度（如  $S=1.2d$ ）时可能引发结巴式爆轰，导致 DDT 距离不减反增。此外，方形障碍物阵列内 DDT 时间和距离值均比圆形障碍物阵列内的大。这些结果说明通常可认为方形障碍物交错阵列比圆形障碍物交错阵列更有利于 DDT，其应用安全风险更高。但若从抑制爆轰传播的角度考虑，采用密集分布的方形障碍物交错阵列可能比圆形的更有优势，这是由于前者可通过减小障碍物间距导致结巴式爆轰的产生。

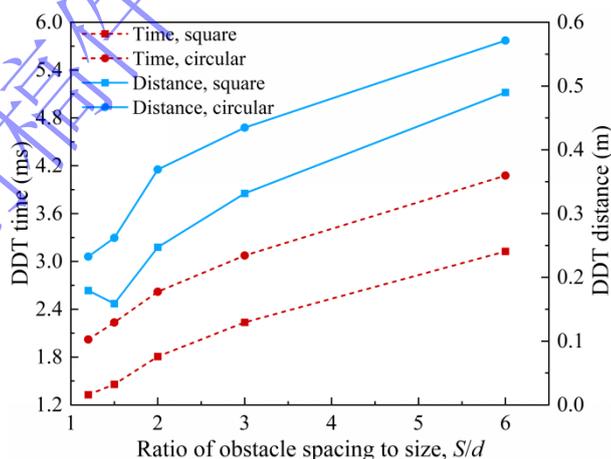


图 8 方形与圆形障碍物阵列不同障碍物间距下的 DDT 时间与距离

Fig.8 DDT time and distance in square and circular obstacle array under different obstacle spacings

为了探讨方形和圆形障碍物阵列内 DDT 时间和距离存在差异的原因，图 9 以  $S=1.2d$  为例比较了这两种条件下火焰速度和面积随传播时间的变化趋势。如第 2.2 节所述，在 DDT 之前火焰加速经历分别由火焰面积增加和激波压缩未燃气体主控的两个阶段。从图 9 可以看出，在火焰加速第一阶段，与圆形障碍物阵列相比，方形障碍物阵列内火焰面积增加速率更高，进而产生更快的火焰加速，从而

为在较短时间和距离内引发 DDT 创造了有利条件。在火焰加速第二阶段，方形障碍物阵列内火焰面积下降速率比圆形的更快，这意味着方形障碍物阵列内激波的作用更强，进一步促进了火焰加速和 DDT 的发生。

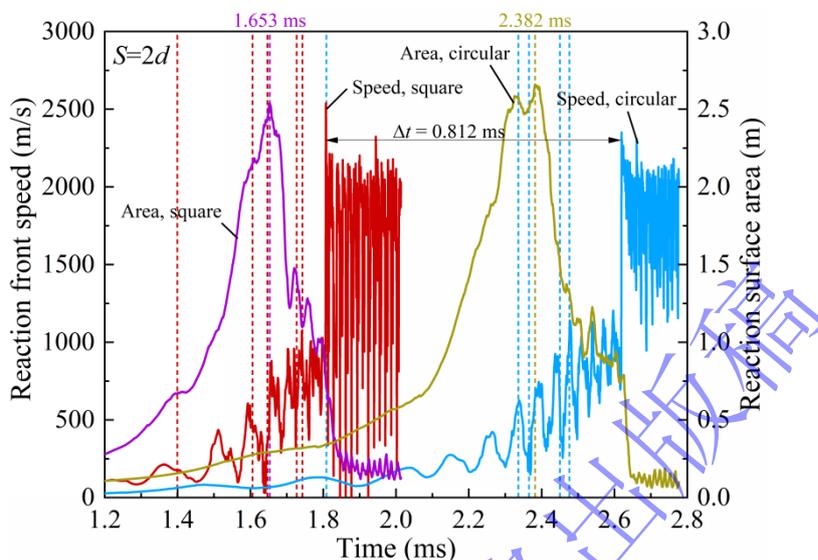
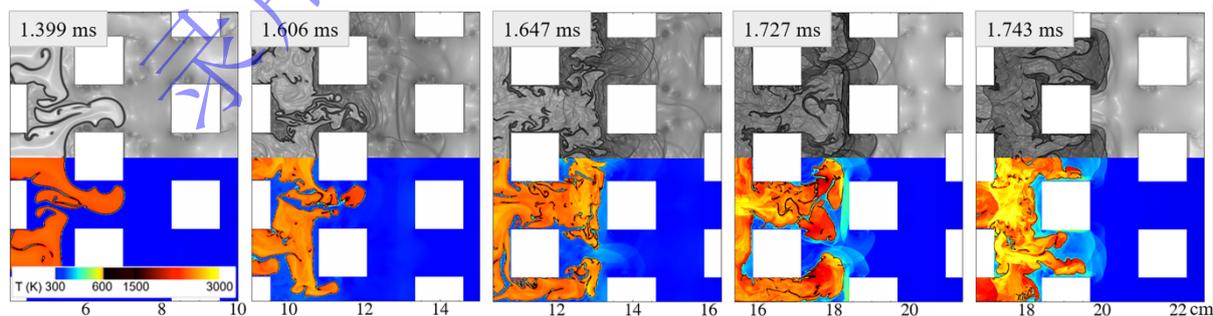


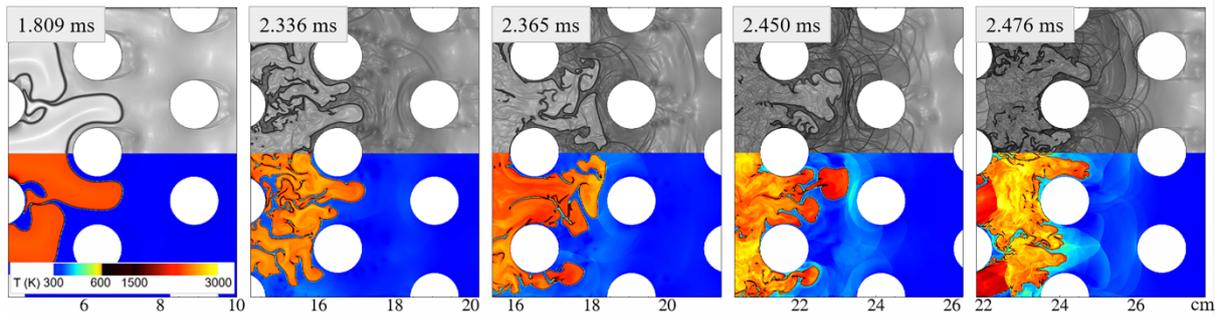
图 9 方形和圆形障碍物阵列内火焰速度和表面积随时间变化

Fig.9 Flame speed and surface area as a function of time in the square and circular obstacle array

图 10 展示了方形和圆形障碍物阵列条件下火焰加速第一阶段内三个时刻、第二阶段内两个时刻的温度图与纹影图，在图 9 中利用虚线对各个时刻进行了标记，红色和蓝色虚线分别代表方形和圆形障碍物条件。在火焰加速的第一阶段，如图 10a 和 10b 所示，方形障碍物阵列 1.399 ms 和圆形障碍物阵列 1.809 ms 时火焰到达位置相同，但前者比后者更有利于产生涡旋，使火焰面积增加，方形障碍物阵列内的火焰面积是圆形障碍物阵列的 1.94 倍。如图 10b 所示，激波从圆形障碍物凸形壁面反射呈发散态，不利于形成强激波。然而，如图 10a 的 1.606 ms 和 1.647 ms 所示，激波碰撞方形障碍物的侧壁和前壁，沿垂直和平行于火焰传播方向发生反射，更有利于与火焰发生相互作用，火焰面积增加更迅速。方形和圆形障碍物阵列内火焰面积峰值分别为 2.539 m 和 2.660 m，从点火时刻至达到火焰面积峰值，平均火焰面积增加速率分别为 1536 m/s 和 1167 m/s，前者比后者高 31.6%。进入火焰加速第二阶段，激波强度提高，方形障碍物进一步发挥对激波反射的优势，反射激波从火焰前方（1.727 ms）或侧边（1.743 ms）对火焰面附近的未燃气体进行强压缩，促进火焰加速进而导致 DDT。



(a) Array of square obstacles



(b) Array of circular obstacles

图 10 方形和圆形障碍物阵列内火焰传播比较

Fig.10 Comparison of flame propagation in array of square and circular obstacles

### 3 结论

针对在不同障碍物间距条件下方形障碍物交错阵列内预混氢-空气点火燃烧引发 DDT 过程进行数值模拟研究,重点揭示了方形障碍物交错阵列内气体 DDT 的规律和机制,主要得到了以下结论:

(1) 减小方形障碍物交错阵列的障碍物间距,有利于在火焰加速前期增加火焰面积、后期增强激波对未燃气体压缩,从而使火焰加速更快,DDT 发生的时间和距离缩短,不过当障碍物间距减小至某一阈值时,会出现结巴式爆轰,DDT 距离随之增加。

(2) 方形障碍物交错阵列内 DDT 的发生主要由从障碍物前壁反射的激波与火焰发生相互作用引起。爆轰绕过障碍物时会发生局部解耦,爆轰解耦之后在与壁面或来自障碍物另一侧的激波和失效爆轰波发生碰撞时可能引发爆轰再起爆。但如果障碍物间距太小,爆轰解耦时激波强度严重衰减,容易产生爆轰失效,导致结巴式爆轰。

(3) 如果方形障碍物交错阵列不因障碍物纵向间距太小而导致结巴式爆轰,那么方形障碍物交错阵列比圆形更有利于 DDT 引发,燃爆安全风险更高,因为在方形障碍物交错阵列内激波可在垂直和平行于火焰传播方向上发生反射,有助于反射激波与火焰相互作用以及反射激波压缩未燃气体,为火焰加速和 DDT 创造有利条件。不过,若逐渐减小障碍物纵向间距,可能会使方形障碍物交错阵列内产生结巴式爆轰,这在一定程度上能够起到抑制爆轰传播的效果。

致谢 本论文的数值计算得到了中国科学技术大学超级计算中心的计算资源支持。

### 参考文献

- [1] CICCARELLI G, DOROFEEV S. Flame acceleration and transition to detonation in ducts [J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2008, 34(4): 499-550. DOI: 10.1016/j.pecs.2007.11.002.
- [2] CHAO J, LEE J H S. The propagation mechanism of high speed turbulent deflagrations [J]. Shock Waves, 2003, 12(4): 277-289. DOI: 10.1007/s00193-002-0161-2.
- [3] 归明月, 张镭滢, 崔皓, 等. 与爆轰相关的湍流燃烧[J]. 空气动力学学报, 2020, 38(03): 515-531. DOI: 10.7638/kqdlxxb-2020.0066.
- [4] GUI M Y, ZHANG L Y, CUI H, et al. Turbulence combustion related with detonation [J]. Acta Aerodynamica Sinica, 2020, 38(03): 515-531. DOI: 10.7638/kqdlxxb-2020.0066.
- [4] BJERKETVEDT D, BAKKE J R, van WINGERDEN K. Gas explosion handbook [J]. Journal of Hazardous Materials, 1997, 52(1): 1-150. DOI: 10.1016/S0304-3894(97)81620-2.

- [5] ROY G D, FROLOV S M, BORISOV A A, et al. Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective [J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2004, 30(6): 545-672. DOI: 10.1016/j.pecs.2004.05.001.
- [6] LI J L, FAN W, YAN C J, et al. Performance enhancement of a pulse detonation rocket engine [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2011, 33(2): 2243-2254. DOI: 10.1016/j.proci.2010.07.048.
- [7] 韩文虎, 张博, 王成. 气相爆轰波起爆与传播机理研究进展[J]. *爆炸与冲击*, 2021, 41(12): 65-96. DOI: 10.11883/bzyej-2021-0398.
- HAN W H, ZHANG B, WANG C. Progress in studying mechanisms of initiation and propagation for gaseous detonations [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2021, 41(12): 65-96. DOI: 10.11883/bzyej-2021-0398.
- [8] WANG C, DONG X, CAO J, et al. Experimental investigation of flame acceleration and deflagration-to-detonation transition characteristics using coal gas and air mixture [J]. *Combustion Science and Technology*, 2015, 187(11): 1805-1820. DOI: 10.1080/00102202.2015.1059332.
- [9] CROSS M, CICCARELLI G. DDT and detonation propagation limits in an obstacle filled tube [J]. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 2015, 36: 380-386. DOI: 10.1016/j.jlp.2014.11.020.
- [10] 余立新, 孙文超, 吴承康. 氢/空气火焰在半开口有障碍管道中的传播特性[J]. *燃烧科学与技术*, 2002, 8(1): 27-30. DOI: 10.3321/j.issn:1006-8740.2002.01.007.
- YU L X, SUN W C, WU C K. Flame propagation of H<sub>2</sub>-air in a semi-open obstructed tube [J]. *Journal of Combustion Science and Technology*, 2002, 8(1): 27-30. DOI: 10.3321/j.issn:1006-8740.2002.01.007.
- [11] WANG C J, WEN J X. Numerical simulation of flame acceleration and deflagration-to-detonation transition in hydrogen-air mixtures with concentration gradients [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2017, 42(11): 7657-7663. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2016.06.107.
- [12] NI J, PAN J, QUAYE E K, et al. Numerical simulation of hydrogen-air flame acceleration and detonation initiation in tubes equipped with arc obstacles of different chord lengths [J]. *Acta Astronautica*, 2020, 177: 192-201. DOI: 10.1016/j.actaastro.2020.07.025.
- [13] TEODORCZYK A, DROBNIAK P, DABKOWSKI A. Fast turbulent deflagration and DDT of hydrogen-air mixtures in small obstructed channel [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2009, 34(14): 5887-5893. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2008.11.120.
- [14] 王永佳, 范玮, 李舒欣, 等. 流体障碍物对爆震燃烧起爆性能影响的实验研究[J]. *推进技术*, 2017, 38(3): 646-652. DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2017.03.021.
- WANG Y J, FAN W, LI S X, et al. Experimental study for effects of fluidic obstacles on detonation initiation performance [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2017, 38(3): 646-652. DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.2017.03.021.
- [15] WANG J, ZHAO X, FAN L, et al. Effects of the quantity and arrangement of reactive jet obstacles on flame acceleration and transition to detonation: A numerical study [J]. *Aerospace science and technology*, 2023, 137: 108269. DOI: 10.1016/j.ast.2023.108269.
- [16] CHENG J, ZHANG B, LIU H, et al. Experimental study on the effects of different fluidic jets on the acceleration of deflagration prior its transition to detonation [J]. *Aerospace Science and Technology*, 2020, 106: 106203. DOI: 10.1016/j.ast.2020.106203.
- [17] OGAWA T, ORAN E S, GAMEZO V N. Numerical study on flame acceleration and DDT in an inclined array of cylinders using an AMR technique [J]. *Computers & Fluids*, 2013, 85: 63-70. DOI: 10.1016/j.compfluid.2012.09.029.
- [18] OGAWA T, GAMEZO V N, ORAN E S. Flame acceleration and transition to detonation in an array of square obstacles [J]. *Journal of Loss Prevention in the Process Industries*, 2013, 26(2): 355-362. DOI: 10.1016/j.jlp.2011.12.009.
- [19] PINOS T, CICCARELLI G. Combustion wave propagation through a bank of cross-flow cylinders [J]. *Combustion and Flame*, 2015, 162(9): 3254-3262. DOI: 10.1016/j.combustflame.2015.05.013.

- [20] XIAO H, ORAN E S. Shock focusing and detonation initiation at a flame front [J]. *Combustion and Flame*, 2019, 203: 397-406. DOI: 10.1016/j.combustflame.2019.02.012.
- [21] XIAO H, ORAN E S. Flame acceleration and deflagration-to-detonation transition in hydrogen-air mixture in a channel with an array of obstacles of different shapes [J]. *Combustion and Flame*, 2020, 220: 378-393. DOI: 10.1016/j.combustflame.2020.07.013.
- [22] LI M, LIU D, SHEN T, et al. Effects of obstacle layout and blockage ratio on flame acceleration and DDT in hydrogen-air mixture in a channel with an array of obstacles [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2022, 47(8): 5650-5662. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2021.11.178.
- [23] LI M, XIAO H. A study of the occurrence of DDT in an array of obstacles: Combined effects of longitudinal and transverse obstacle spacings [J]. *Fuel*, 2024, 357: 129813. DOI: 10.1016/j.fuel.2023.129813.
- [24] LI M, XIAO H. Influence of longitudinal obstacle spacing on the deflagration-to-detonation transition through a bank of obstacles in a hydrogen-air mixture [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2023, 48(38): 14449-14463. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2022.12.323.
- [25] KAPLAN C R, OZGEN A, ORAN E S. Chemical-diffusive models for flame acceleration and transition-to-detonation: genetic algorithm and optimisation procedure [J]. *Combustion Theory and Modelling*, 2019, 23(1): 67-86. DOI: 10.1080/13647830.2018.1481228.
- [26] KESSLER D A, GAMEZO V N, ORAN E S. Simulations of flame acceleration and deflagration-to-detonation transitions in methane-air systems [J]. *Combustion and flame*, 2010, 157(11): 2063-2077. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.04.011.
- [27] TAYLOR E M, WU M, MARTIN P. Optimization of nonlinear error for weighted essentially non-oscillatory methods in direct numerical simulations of compressible turbulence [J]. *Journal of Computational Physics*, 2007, 223(1): 384-397. DOI: 10.1016/j.jcp.2006.09.010.
- [28] BATTEN P, LESCHZINER M A, GOLDBERG U C. Average-state jacobians and implicit methods for compressible viscous and turbulent flows [J]. *Journal of computational physics*, 1997, 137(1): 38-78. DOI: 10.1006/jcph.1997.5793.
- [29] HOUIM R W, KUO K K. A low-dissipation and time-accurate method for compressible multi-component flow with variable specific heat ratios [J]. *Journal of Computational Physics*, 2011, 230(23): 8527-8553. DOI: 10.1016/j.jcp.2011.07.031.
- [30] GRINSTEIN F F, MARGOLIN L G, RIDER W J. *Implicit large eddy simulation* [M]. New York: Cambridge, 2007.
- [31] ORAN E S. Understanding explosions – From catastrophic accidents to creation of the universe [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2015, 35(1): 1-35. DOI: 10.1016/j.proci.2014.08.019.
- [32] BORIS J P, GRINSTEIN F F, ORAN E S, et al. New insights into large eddy simulation [J]. *Fluid Dynamics Research*, 1992, 10(4-6): 199-228. DOI: 10.1016/0169-5983(92)90023-P.
- [33] LEE J J, DUPRE G, KNYSTAUTAS R, et al. Doppler interferometry study of unstable detonations [J]. *Shock waves*, 1995, 5(3): 175-181. DOI: 10.1007/bf01435525.
- [34] 潘振华, 张彭岗, 朱跃进, 等. 狭缝内乙烯/氧气预混气体爆轰几何极限的实验 [J]. *航空动力学报*, 2016, 31(06): 1297-1302.
- PAN Z H, ZHANG P G, ZHU Y J, et al. Experiment on geometrical limits of gaseous detonation of ethylene/oxygen mixtures in narrow gaps [J]. *Journal of Aerospace Power*, 2016, 31(06): 1297-1302. DOI: 10.13224/j.cnki.jasp.2016.06.003.
- [35] 颜秉健, 张博, 高远, 等. 气相爆轰波近失效状态的传播模式 [J]. *爆炸与冲击*, 2018, 38(06): 1435-1440. DOI: 10.11883/bzycj-2017-0167.
- YAN B J, ZHANG B, GAO Y, et al. Investigation of the propagation modes for gaseous detonation at near-limit condition [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2018, 38(06): 1435-1440. DOI: 10.11883/bzycj-2017-0167.

(责任编辑 爆炸与冲击)