微小尺度封闭空间内火焰传播特性和动力学研究

霍杰鹏^{1,2,3,4}, 赵黛青^{1,2,3*}, 苏航^{1,2,3,4}, 蒋利桥^{1,2,3}, 汪小憨^{1,2,3}

1. 中国科学院可再生能源重点实验室, 广州 510640;

2. 中国科学院广州能源研究所, 广州 510640;

3. 广东省新能源和可再生能源研究开发与应用重点实验室, 广州 510640;

4. 中国科学院大学, 北京 100049

* E-mail: zhaodq@ms.giec.ac.cn

收稿日期: 2020-03-11; 接受日期: 2020-07-20; 网络版发表日期: 2020-09-16

国家重点基础研究发展计划(编号: 2014CB239601)和国家自然科学基金(批准号: 51336010)资助项目

摘要 微小封闭空间内火焰传播速度是决定微型发动机输出功率及热功转换效率的一个关键因素. 为了在接近真实微小型发动机状况下研究其火焰传播特性, 本文针对微小燃烧室压缩终止时的点火燃烧过程, 研制了一个狭缝间距在2.0~5.0 mm可调且可视的圆盘型封闭定容燃烧室, 获得了火焰在狭缝中传播速度随预混气当量比和燃烧室间距的变化规律. 通过构建狭缝内传播的一维非绝热动力学模型, 探究了影响火焰传播的关键物理参数及作用机理. 通过二维数值计算模拟了狭缝内火焰传播过程和火焰面形态, 实验结果表明, 火焰传播速度对间距变化高度敏感, 且呈非线性. 理论模型和数值计算发现壁面散热速率、燃料热释放率以及火焰面拉伸强度对封闭腔内火焰的传播起了决定性作用, 并发现对不同燃料都普遍存在一个最佳狭缝间距, 在这个间距下火焰传播速度最快. 最佳间距的存在主要取决于火焰面拉伸强度, 最佳间距大小受壁面散热和壁面剪切应力的共同影响. 本研究结果可为微小型燃烧室设计和火焰传播特性研究提供数据支撑和理论基础.

关键词 微小尺度燃烧, 层流火焰, 定容燃烧, 壁面热损失, 火焰拉伸

1 引言

基于燃料燃烧的微小型发动机具有高能量密度、长续航时间等优势, 能够满足无人机、微型机器人等智能装备的供能需求. 然而, 目前国内外开发的多款微小型动力装置仍存在能量转换效率需进一步改善的问题^[1~4], 是提高热功转换效率^[5]的最大瓶颈. 因此, 对以郎肯循环为理想循环的微型发动机, 提高微小尺度(特征尺寸为毫米量级)封闭空间内火焰传播速度, 使

燃料在尽可能短的时间内完成, 以趋近于定容燃烧过程, 是提高微燃烧室内燃烧效率的关键.

对比常规尺度, 火焰在微小尺度下特殊的传播特性受到广泛关注^[6~13]. 由于狭小空间内流动区域受壁面切应力强烈影响, 火焰在传播过程中会产生明显的拉伸和变形. Gamezo和Oran^[6]指出, 当圆管管径与火焰的厚度之比小于20时, 即管径小于~2 mm时, 火焰面都是手指状向外传播, 不会出现郁金香火焰形态. 火焰面由于被拉伸, 增大的火焰面面积可使整体燃烧速率

引用格式: 霍杰鹏, 赵黛青, 苏航, 等. 微小尺度封闭空间内火焰传播特性和动力学研究. 中国科学: 技术科学, 2020, 50: 1329–1338

Huo J P, Zhao D Q, Su H, et al. Flame propagation characteristics and dynamics in micro-scale confined spaces (in Chinese). Sci Sin Tech, 2020, 50: 1329–1338, doi: 10.1360/SST-2020-0090

提高, 加速火焰面移动. 有实验^[7,8]发现, 特征尺寸的缩小, 有利于提高火焰的传播速度. 火焰面在更小的通道内受到强烈的拉伸被认为是主要原因^[9,10]. 此外, 预混气的当量比也是影响火焰传播速度的一个重要因素. Ju和Xu^[11]比较了内径2~5 mm开口圆管内甲烷、丙烷/空气火焰的传播, 发现存在快火焰(约30 cm/s)和慢火焰(约1 mm/s)两种火焰传播速度, 前者出现在预混气当量比在0.8以上时, 火焰传播速度随管径减小而迅速降低; 后者为当量比低于0.8时, 在火焰与壁面之间热交换的作用下, 火焰传播速度几乎不受管径影响.

可见, 当尺度缩小至毫米量级, 火焰传播速度对边界条件和混合物特性的变化是高度敏感的. 目前大部分微尺度燃烧的研究是基于一端开口的狭窄通道或管道内进行^[12,13], 火焰在近似定压的条件下传播. 对于微小型发动机的封闭燃烧室, 火焰传播距离受端部空间制约, 同时传播过程经历空间内压力和温度的上升, 工况参数对火焰传播特性的影响机制可能更为复杂. 目前, 针对封闭的微尺度燃烧室内火焰传播特性的实验图像和数据相当缺乏, 而相关的数值模拟^[14,15]和理论研究^[16]则一般关注火焰面形态和不稳定性的发展, 较少考察通道大小和散热的影响. 燃烧反应、流动以及壁面与气体热交换三者复杂耦合作用下, 微小尺度封闭空间内火焰传播特性和机理尚未完全清楚.

本文抽提出微型发动机燃烧室压缩终止时的点火燃烧过程, 建立了一个狭缝间距在2.0~5.0 mm可调且可视化的圆盘形定容封闭燃烧室. 通过该装置考察壁面热损失和受限空间内流体流动对火焰传播的影响, 获得火焰传播速度随不同预混气当量比和燃烧室间距的变化规律. 然后通过构建通道内火焰传播的数学模型, 辨识影响火焰传播特性的关键物理参数及作用. 最后, 通过二维的数值模拟验证动力学模型及分析火焰面形态的精细变化, 旨在揭示封闭微通道内火焰传播特性的形成机理.

2 实验方法与结果

2.1 实验装置

微小尺度封闭燃烧室是利用上下两块石英玻璃盖板构成了一个封闭圆盘内腔, 内腔直径为150.0 mm, 其中下盖板开有一个圆形通道(内径约3.0 mm)作为点火电极通道和进排气通道. 点火电极由双孔陶瓷管以及

钨丝组成. 上下石英玻璃盖板的间距, 即狭缝间距 H 通过调整垫片厚度进行调节, 共进行了三次间距下的火焰传播实验, 分别是 $H=2, 3$ 和5 mm. 实验装置及结构尺寸如图1所示.

实验系统如图2所示, 燃料及空气由质量流量计(MKS-GE50A, 误差0.1%)控制进入气体混合器, 保证在进入燃烧室之前两者得到充分混合. 而且流量计在实验前已使用皂膜流量计进行标定, 保证精度满足实验要求. 点火系统采用高压感应线圈放电的电火花点火方式, 放电时间控制在0.2 ms内. 实验采用正丁烷/空气混合物作为反应物, 考察的当量比 ϕ 范围为1.0~1.8. 在点火前, 保证燃烧室内预混气初始压力为0.1 MPa, 初始温度约为300 K. 点火后, 中心处形成的火核沿径向向外传播. 瞬时火焰图像通过高速摄像机(MEMRECAM HX-6)拍摄得到. 单次实验结束后, 使用真空泵将腔内燃烧产物排空, 然后打开进气阀, 通入

图1 圆盘形微小尺度封闭燃烧装置结构图

Figure 1 The structure of the disc shaped micro-scale closed combustion chamber.

图2 实验系统示意图

Figure 2 The schematic of the experimental system.

预混气, 再次使用真空泵排空, 如此操作重复30次, 保证上一次实验燃烧产生的产物和热量被充分带走. 更详细的实验操作方法介绍可见前期发表的论文^[17], 本文不再重复描述.

由于火焰面近似为一个圆环, 本文用与某时刻火焰环具有相同面积的圆的半径作为该时刻的火焰传播半径 r_f , 则火焰面传播速度为 $u_f = dr_f/dt$.

2.2 实验结果与讨论

2.2.1 狭缝间距对火焰传播速度的影响

同一化学当量比($\phi=1.0$), 不同狭缝间距 H 条件下的瞬态火焰面形态, 如图3所示. 可以明显观察到火焰亮度随着 H 的增大而增强, 在 $H=2.0$ mm时最弱, 且从火焰传播的初始阶段到结束, 环内部的亮度均与环外部相当. 由于环内部是燃烧产物, 环外部为未燃气体, 因此可以推断 $H=2.0$ mm时, 已燃气体温度迅速下降, 意味着该间距下壁面散热速率非常高. 对比 $H=5.0$ mm, 火焰环内部亮度总体随燃烧的进行而升高, 在瞬时火焰面, 越往圆盘中心处其亮度越低, 表明已燃区域的温度往中心区下降, 壁面散热的影响不可忽略.

图4给出了三个间距条件下 r_f 随时间的变化. 发现 $H=2.0$ mm时, 火焰传播最慢, 而 $H=3.0$ mm时 r_f 比 $H=5.0$ mm时要略快. 表明火焰传播速度并不随着间距增大而单调增大, 而是先增大后减小. 考虑到散热损失的影响会随着间距减小(空间变小)而增大, 因此其对火焰传播的抑制作用应是随间距减小而单调增大. 然

而间距在2.0~5.0 mm之间的 $H=3.0$ mm工况却能获得最大的火焰传播速度, 说明在微小定容空间内壁面热损失并不是影响火焰传播速度的唯一因素. 本文认为大比表面积的微尺度通道内速度边界层对火焰传播的影响会凸显出来, 火焰面的拉伸变形应该是影响火焰传播的另一个因素, 需要通过数值模拟和解析进一步讨论.

2.2.2 当量比对火焰传播速度的影响

由于火焰在初始传播阶段可能会受到火花塞点火能量波动的影响, 以及在传播末阶段会受到外缘封闭边界的影响而产生不均匀, 此处以 $20\text{ mm} < r_f < 55\text{ mm}$ 内的平均速度 u_{av} 作为衡量燃烧室内火焰传播的快慢. 图5对比了三个间距下 u_{av} 随不同当量比的变化. 在三个间距下当量比对火焰传播速度的影响都相同, 火焰传播最快的工况出现在 $\phi=1.1\sim 1.2$ 之间, 这主要是因为烷烃/空气混合物的层流火焰速度以及绝热火焰温度的最大值都是稍偏向富燃. 另外, 当 ϕ 达1.3后, 火焰传播速度明显降低. 一个原因是当量比向富燃料侧继续增大, 混合物的层流火焰速度和绝热火焰温度下降, 再者, 反应物燃烧释热速率降低, 壁面散热对火焰传播的抑制作用相对变强, 也使得火焰传播变慢, 甚至熄灭.

图5是三个间距的狭缝间火焰传播速度随当量比的变化关系, 结果表明, 在不同当量比下, $H=3.0$ mm的火焰传播速度最快, 表明燃料热值等性质不会改变间

图3 不同狭缝间距 H 下火焰面形态随时间的发展($\phi=1.0$)

Figure 3 The time histories of the flame front for different gap widths H ($\phi=1.0$).

图4 三个间距条件下 r_f 随时间的变化($\varphi=1.0$)

Figure 4 The time histories of r_f for three different gap widths ($\varphi=1.0$).

图5 三个间距下 u_{av} 随不同当量比的变化

Figure 5 The variation of u_{av} with respect to different equivalence ratios for three different gap widths.

距对狭缝中火焰传播速度的影响规律, 即存在一个最佳的狭缝间距使火焰传播最快。

3 圆盘形封闭狭缝内火焰传播动力学模型

为进一步探究圆盘形狭缝封闭空间内火焰传播物理过程的发生机理, 本文构建了考虑壁面散热的封闭空间内一维平面火焰传播的数学模型, 用于辨识和聚焦影响火焰传播特性的关键物理参数。

3.1 数学模型

在目前实验工况下, 封闭狭缝定容弹内的火焰传播速度一般小于10 m/s, 对应的流体的马赫数 $Ma \ll 1$,

因此压力波扰动的传播速度相对很快, 视整个通道内的瞬时压力为均匀分布。此外可忽略黏性耗散, 省去动量守恒方程。

对方程组中的物理参数进行无量纲化, 是分析物理参数变化对火焰传播特性影响的有效手段。这里, 令 $\tilde{P} = P/P_0$, $\tilde{T} = T/T_0$, $\tilde{Y} = Y/Y_0$, $\tilde{\rho} = \rho/\rho_0$, $\tilde{r} = r/R$, $\tilde{t} = s_L t/R$, $\tilde{u} = u/s_L$, 标识符“~”表示该物理量是无量纲的, 下标“0”表示初始状态。则整个火焰传播过程可用以下无量纲守恒方程描述:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial(\tilde{\rho} \tilde{u})}{\partial \tilde{r}} + \frac{\tilde{\rho} \tilde{u}}{\tilde{r}} = 0, \quad (1)$$

$$\tilde{\rho} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\rho} \tilde{u} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{r}} = \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{d\tilde{P}}{d\tilde{t}} + \frac{\sigma}{\tilde{r}} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\tilde{r} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{r}} \right) + \frac{q\tilde{\omega}}{\sigma} - \kappa(\tilde{T}-1), \quad (2)$$

$$\tilde{\rho} \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial \tilde{t}} + \tilde{\rho} \tilde{u} \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial \tilde{r}} = \frac{\sigma}{\tilde{r} Le} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\tilde{r} \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial \tilde{r}} \right) - \frac{\tilde{\omega}}{\sigma}, \quad (3)$$

$$\tilde{\rho} \tilde{T} = \tilde{P}. \quad (4)$$

式(1)~(4)分别为无量纲的质量守恒方程、能量守恒方程、组分守恒方程和理想气体状态方程的圆柱坐标形式。其中, γ 和 Le 分别是绝热指数($\gamma=c_p/c_v$)和刘易斯数(Lewis number)。刘易斯数 Le 表示热扩散和质量扩散比的一个无量纲数, 用于衡量对流过程中传热和传质各自作用的相对大小, 因此有 $Le=D_{th}/D=\lambda/(\rho_0 c_p D)$ 。另外, σ 为火焰厚度 l_f 和圆盘半径 R 之比, 因此 $\sigma \ll 1$ 。火焰厚度定义为热扩散系数 D_{th} 和层流火焰速度 s_L 之比, 即 $\sigma=D_{th}/s_L$ 。此外, q 为无量纲热释率, 表征可燃混合物的热值大小, 表达式为 $q=QY_0/(c_p T_0)$, 其中 Q 为单位质量混合物热值。对于化学当量比的正丁烷/空气混合物, $q=6.58$ 。

壁面散热近似为狭缝中心平面处的高温气体向低温壁面的轴向导热过程^[18]。因此在式(2)最右端的散热项中无量纲散热系数 κ , 表达式为

$$\kappa = \frac{4\lambda_b R}{H^2 \rho_0 c_p s_L}, \quad (5)$$

式中, λ_b 为已燃气体的导热系数。知道边界条件为:

$$\text{当 } \tilde{r}=0 \text{ 和 } \tilde{r}=1 \text{ 时, } \tilde{u} = \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial \tilde{r}} = \frac{\partial \tilde{T}}{\partial \tilde{r}} = 0.$$

假设火焰面是一个无限薄的突跃面, 火焰面前后满足Rankine-Hugoniot突变关系, 即 $[\tilde{\rho}(\tilde{u}-\tilde{u}_f)]=0$

和 $[\tilde{T}] = q$. 其中无量纲速度 $\tilde{u}_f$ 为无量纲火焰面的位移速度, 即 $\tilde{u}_f = d\tilde{r}_f/dt$, $\tilde{r}_f = \tilde{r}_f(\tilde{t})$ 为瞬时火焰位置. 火焰算子 $[\cdot]$ 表示中括号内的物理量在火焰面前后处的值相减.

整个空间被火焰面分隔成已燃区($0 \leq \tilde{r} < \tilde{r}_f$)和未燃区($\tilde{r}_f < \tilde{r} \leq 1$)两个区间, 两区间内反应速率 $\omega=0$. 由于 $\sigma \ll 1$, 式(2)中含有 σ 的项可省去. 结合边界条件, 可得空间内的速度分布为

$$\tilde{u} = \begin{cases} -\frac{1}{\tilde{P}} \left(\frac{1}{\gamma} \frac{d\tilde{P}}{d\tilde{t}} \frac{\tilde{r}}{2} + \frac{\kappa}{\tilde{r}} \tilde{L} \right), & 0 \leq \tilde{r} < \tilde{r}_f, \\ \frac{1}{\gamma \tilde{P}} \frac{d\tilde{P}}{d\tilde{t}} \frac{1-\tilde{r}^2}{2\tilde{r}}, & \tilde{r}_f < \tilde{r} \leq 1, \end{cases} \quad (6)$$

式中, $\tilde{L} = \tilde{L}(\tilde{r})$ 为半径加权的温差, 即

$$\tilde{L}(\tilde{r}) = \int_0^{\tilde{r}} r(\tilde{T} - 1) dr. \quad (7)$$

对于未燃区, 考虑到混合物受火焰面压缩而上升的温度很小, 未燃区的散热量可忽略, 因此未燃气体沿流线的熵是不变的, 联合式(1)和边界条件可求得未燃区的密度、温度为

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_+ &= \tilde{P}^{1/\gamma}, \\ \tilde{T}_+ &= \tilde{P}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}. \end{aligned} \quad (8)$$

将 $\tilde{r} = \tilde{r}_f$ 代入式(6)可得火焰面两侧的速度 $\tilde{u}_f$ 和 $\tilde{u}_{f+}$, 其中下标“-”表示左侧已燃区, “+”表示右侧未燃区. 再利用关系式 $[\tilde{T}] = q$ 和 $[\tilde{p}(\tilde{u} - \tilde{u}_f)] = 0$, 可得瞬时火焰位置 $\tilde{r}_f$ 的表达式:

$$\tilde{r}_f = \left(1 - \frac{\tilde{P}_e - \tilde{P}_\kappa - \tilde{P}}{\tilde{P}_e - 1} \tilde{P}^{-1/\gamma} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

式中, $\tilde{P}_e = 1 + \gamma q$ 为绝热条件下腔内混合物完成整个燃烧过程后的压力, 大小为9.75. $\tilde{P}_\kappa$ 为火焰传播过程中的壁面散热量, 也是火焰传播过程中由于壁面热损失而导致的压降, 大小为

$$\tilde{P}_\kappa = 2\kappa \int_0^{\tilde{t}_f} \tilde{L}(\tilde{r}_f) d\tilde{t} = 2\kappa \int_0^{\tilde{t}_f} \int_0^{\tilde{r}_f} r(\tilde{T} - 1) dr d\tilde{t}, \quad (10)$$

式中, $\tilde{t}_f$ 为火焰传播至 $\tilde{r}_f$ 位置时所需的无量纲时间. 另外对式(6)两端同时积分, 可得

$$\frac{d\tilde{P}}{d\tilde{t}} = 2\gamma q \tilde{r}_f \tilde{M} - 2\gamma \kappa \tilde{L}(\tilde{r}_f), \quad (11)$$

式中, $\tilde{M}$ 为无量纲的可燃气体质量消耗速率, 根据文献[19], $\tilde{M}$ 的表达式为

$$\tilde{M} = \tilde{P}^{1/2} \left(\frac{\tilde{T}_f}{\tilde{T}_a} \right)^{3/2} \exp \left[\frac{\beta_0}{2} \left(\frac{1}{\tilde{T}_a} - \frac{1}{\tilde{T}_f} \right) \right], \quad (12)$$

式中, 火焰面温度 $\tilde{T}_f = \tilde{T}_f = q + \tilde{P}^{(\gamma-1)/\gamma}$, β_0 为无量纲活化能, 即 $\beta_0 = E/(R_c T_0)$. 对于正丁烷氧化反应, 其活化能 $E=125.6 \text{ kJ/mol}$ [20], 对应的 $\beta_0=50.4$. 将式(7)、(9)和(12)代入式(11), 通过求解 $\tilde{P}$, 可获得一维狭缝封闭空间内火焰传播模型中其他物理量的解. 由于 $\tilde{P}_\kappa$ 等参数的非线性, 难以直接获得式(10)的解析解, 因此本文是利用显式迭代的数值方法求解该微分方程.

3.2 结果与讨论

图6(a)是 $\varphi=1.0$ 条件下, $H=2.0 \text{ mm}$ 时燃烧室内温度在不同时刻的径向分布. 图内物理量均为无量纲值, 且各曲线按次序对应的火焰面位置相同, 分别为 $\tilde{r}_f=0.1 \sim 0.9$, 间距为0.1. 可见 $H=2.0 \text{ mm}$ 时已燃区温度梯度很大, 燃烧室中心($\tilde{r}_f=0$)温度迅速下降, 当 $\tilde{r}_f=0.7$ 时燃烧室中心温度已接近室温($\tilde{T} \approx 1$). 由于高温已燃气体的热膨胀是推动火焰面移动和加速的一个主要因素[7], 已燃区气体的迅速冷却, 使 $\tilde{r}_f > 0.5$ 后, 火焰面前锋流场速度明显下降, 如图6(b)所示. 因此, $H=2.0 \text{ mm}$ 时火焰传播速度很慢, 与研究结果相符.

作为对比, 图7给出了 $H=5.0 \text{ mm}$ 时燃烧室内气体温度和速度在不同时刻的径向分布. 该间距下温度变化较小, 火焰前锋气体速度较高, 表明壁面散热的影响随间距的增大而减小. 另外, 需要说明的是, 在本模型中, 由于火焰面位移的过程类似“活塞”一样对未燃气体进行压缩, 因此可发现未燃区温度随时间小幅升高. 但由于幅度很小, 未燃区的壁面散热是可以忽略的, 燃烧室内的热量主要通过已燃区被带走. 尤其是靠近火焰面的区域, 气体与壁面的热交换量最大.

整个燃烧过程完成后, $\tilde{P}_\kappa$ 与绝热条件下腔内压力 $\tilde{P}_e$ 的比值($\tilde{P}_\kappa/\tilde{P}_e$)可视为壁面散热效率. 对于 $H=2.0 \text{ mm}$ 时, 计算得 $\tilde{P}_\kappa=6.58$, 表明燃烧结束后, 67.5%的燃烧释热通过壁面散失掉; 而对于 $H=5.0 \text{ mm}$, 则仅损失了15.6%的

图6 $H=2.0$ mm时燃烧室内气体温度和速度在不同时刻的径向分布(图内物理量均为无量纲值). (a) $\tilde{T}$; (b) $\tilde{u}$

Figure 6 The time profiles of (a) the temperatures and (b) the velocities of the gases in the combustion chamber along the radial direction for $H=2.0$ mm (the quantities in the figure are in dimensionless form). (a) $\tilde{T}$; (b) $\tilde{u}$.

图7 $H=5.0$ mm时燃烧室内气体温度和速度在不同时刻的径向分布(图内物理量均为无量纲值). (a) $\tilde{T}$; (b) $\tilde{u}$

Figure 7 The time profiles of (a) the temperatures and (b) the velocities of the gases in the combustion chamber along the radial direction for $H=5.0$ mm (the quantities in the figure are in dimensionless form). (a) $\tilde{T}$; (b) $\tilde{u}$.

燃烧释热, 散热效率远小于2.0 mm间距. 因此如图8所示, $H=2.0$ mm时的腔内最终压力 $\tilde{p}$ 仅为3.17, 而对于 $H=5.0$ mm, 则到达8.05. 式(5)表明, κ 增大(H 减小)会让相同 $\tilde{r}_f$ 下的燃烧室压力更低, 意味着已燃气体中大量热膨胀的能量通过壁面散失, 难以推动火焰面的加速移动. 比较三个间距下的 $\tilde{u}_f$ 可知, 火焰传播速度随着 H 的减小趋向于减小, 其最小值趋向于混合物的层流燃烧速度($\tilde{u}_f=1$), 如图8所示. 若间距进一步减小, 散热量接近甚至超过产热量, 会出现火焰振荡等不稳定燃烧现象^[21,22].

降低壁面散热系数 κ 值和提高 q 值, 是提高火焰传播速度比较有效的途径. 可以通过提高反应物密度(如

图8 不同间距下 $\tilde{u}_f$ 与 $\tilde{p}$ 随 $\tilde{r}_f$ 的变化关系

Figure 8 The variation of $\tilde{u}_f$ and $\tilde{p}$ with respect to $\tilde{r}_f$ for different gap widths.

增大初始压力), 提高反应物的层流火焰速度和热值(如掺氢气或氧气)等来加快微小通道内的火焰传播.

需要指出的是, 本模型主要分析不同间距导致的散热变化对一维火焰传播的影响机制, 模型中的火焰是假设为无拉伸的, 即平面火焰. 实际火焰在狭缝中传播时, 由于壁面剪切应力的作用、流场的不均匀性等, 真实火焰存在拉伸和变形. 关于这个因素的影响, 下面通过二维的数值模拟进行详细讨论和分析.

4 火焰传播过程的二维非稳态数值模拟

本节通过二维非稳态数值模拟, 主要关注火焰面在圆盘形狭缝封闭空间内传播时的具体结构和形态发展, 以及火焰面的变形、拉伸对火焰传播速度的影响规律.

4.1 数值方法

由于圆盘形狭缝通道内的火焰传播具有良好的轴对称性, 本文选用二维轴对称旋转的物理模型对其火焰传播过程进行非稳态数值模拟. 物理模型如图9所示, 计算域为圆盘径向截面的一半, 宽为狭缝高度的二分之一. 阴影表示的计算域使用结构化网格进行划分, 网格大小为 $50\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$, 计算的时间步长为 $2.0 \times 10^{-6}\ \text{s}$. 根据网格无关性验证, 该网格大小能够满足捕捉动态火焰面的要求. 假设火焰零时刻在圆盘中心($0.4\ \text{mm}$ 宽)已经建立, 然后向外传播, 和实验一样, 定义某个时刻下对称轴上面温度梯度最大值的位置为火焰锋面位置 r_f . 选用化学当量比的正丁烷/空气混合物作为反应物, 初始条件为常温常压, 即 $T_0=300\ \text{K}$, $P_0=0.1\ \text{MPa}$.

由于在毫米级尺度下, 通道内的流动状态一般为层流, 因此本文选用层流模型进行计算. 本文计算结果也表现为通道内流体的雷诺数 $Re < 500$, 符合层流模

图9 物理模型与边界条件

Figure 9 The physical model and boundary conditions.

型的选择. 考虑壁面散热, 采用了定温边界作为固壁的边界条件, 壁面温度与 T_0 同为 $300\ \text{K}$. 采用了丁烷的一步反应燃烧动力学, 如下式表示:

$$\begin{aligned} \omega & (\text{kmol}/(\text{m}^3\text{s})) \\ &= 9.841 \times 10^9 \exp[(1.256 \times 10^8 \text{J}/\text{kmol}) / RT] C_{\text{C}_4\text{H}_{10}}^{0.15} C_{\text{O}_2}^{1.6}, \end{aligned} \quad (14)$$

式中, R 为气体常数, $C_{\text{C}_4\text{H}_{10}}$ 和 C_{O_2} 分别为正丁烷和氧气的浓度, 单位为 kmol/m^3 .

4.2 模拟结果与讨论

图10比较了实验测量和模拟计算分别获得的火焰面位置随时间的变化. 可以发现前两者在趋势上吻合良好, 同样显示在间距为 $3.0\ \text{mm}$ 时, 火焰在微小定容燃烧器内是传播最快的. 此外可见, 间距为 $2.0\ \text{mm}$ 时, 火焰传播至约 $1/2$ 半径时出现了转折, 火焰速度突然变慢, 大概为 $56\ \text{cm/s}$, 接近正丁烷/空气混合物在常压下的层流火焰速度($40.8\ \text{cm/s}$). 需要说明的是, 该间距下实验与模拟结果的偏差主要来源于前期火焰传播阶段, 可能是由于小间距下火焰向火花塞散热的影响增强, 导致模拟预测的前期火焰速度偏大. 与文献[10]中绝热条件下的模拟结果相比, 考虑了壁面散热后, 模拟获得的间距和火焰传播快慢的关系与实验结果更为一致, 表明设置壁面为定温是合理的. 这主要是因为微小空间内燃料燃烧所释放的热量很小, 而壁面材料的

图10 实验测量和模拟计算分别获得的 r_f 随 t 的变化

Figure 10 Time histories of r_f obtained by experiments and numerical simulations respectively.

比热容比气体的大得多, 因此整个燃烧过程结束后, 壁面温度的上升可以忽略。

图11给出了 $H=2.0$, 3.0 和 5.0 mm下的火焰面形态随时间的变化。由于间距越小, 壁面剪切应力对火焰面的拉伸、变形影响越大, 可见在火焰传播初期, 2.0 mm时火焰面被拉伸得最强烈, 而 $H=5.0$ mm时火焰面在主流区是比较平坦的, 拉伸主要存在于近壁面处, 这导致 $H=5.0$ mm时火焰面的拉伸程度最小。因此, 其火焰比 $H=3.0$ mm时要慢一些。然而, $H=2.0$ mm时, 火焰面的拉伸变形程度逐渐变弱, 大约传播至 $1/2$ 圆盘半径时, 火焰面已趋近于平面火焰, 这是该间距下火焰传播减速的原因。

火焰传播速度与火焰面被拉伸的程度相关, 因此可参考我们早前的研究中^[10]定义的表征火焰面拉伸强度的无量纲参数 ε 来考察火焰面面积与火焰传播速度之间的关系, 如下式:

$$\varepsilon = \frac{A_f}{2\pi r_f H} = \frac{2}{H} \int_{r_w}^{r_f} \frac{r}{r_f} \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dr}\right)^2} dr, \quad (15)$$

式中, A_f 为拉伸火焰面的表面积。因此 ε 越大意味着在同一 r_f 下, 火焰面面积越大, 火焰面消耗燃料的速率也越大。

图12是间距 $H=3.0$ mm下狭缝内火焰传播进程中火焰面拉伸强度 ε 的沿程变化, 图中实线代表绝热条件下的模拟结果, 虚线代表考虑壁面散热条件下的模拟结果。由于壁面散热的影响, 狭缝中的燃烧反应减弱, 火焰传播速度变慢, 在相同半径位置处, 火焰面拉伸强度比绝热条件下的数据明显减小, 狭缝间距对火焰传播速度的影响规律和最佳间距向间距增大的方向移动, 表现为绝热条件下的最佳间距为 0.8 ^[8], 小于实验获得的结果, 而考虑了壁面散热影响后, 得到的最佳间距

为 $H=3$ mm, 符合实验结果, 也说明微小尺度通道内的燃烧模拟, 合理的设置壁面条件很重要。

可见, 微小封闭空间内间距与火焰传播速度的关系是非线性的。普遍会存在一个火焰传播最快的最佳间距, 这个间距的尺寸受壁面散热和壁面剪切应力的共同影响。当间距小于该最佳间距时, 热损失对火焰传播速度的影响占主导, 间距增加, 热损失降低, 火焰传播速度增加。当间距大于该最佳间距时, 热损失虽然进一步降低, 但由于火焰面在主流区变得平坦, 火焰面的拉伸程度变小, 即火焰面面积变小, 导致火焰传播速度降低。因此在这个间距范围, 火焰面的拉伸对火焰传播速度的影响占主导, 这个影响的大小可以用一个火焰面拉伸强度 ε 来表征。

5 结论

本文通过圆盘型狭缝燃烧器中火焰传播特性的实验和数值研究, 获得了不同当量比预混合火焰在狭缝中传播的火焰面动态现象, 探究了微尺度通道内的火焰传播特性、规律和形成机理, 得到如下结论。

(1) 实验发现, 在 $2.0\sim 5.0$ mm间距的狭缝内, 当量比的变化对火焰传播有较大影响, 当量比为 $1.1\sim 1.2$ 时, 火焰传播速度最快。对于同一种燃料, 狭缝间距对火焰传播速度的影响并非间距越小, 火焰传播速度越慢, 而是存在一个最佳间距, 大于或小于这个间距, 火焰传播速度都变慢。

(2) 本文构建了考虑壁面散热影响的圆盘状狭缝内一维火焰传播动力学模型, 从物理量传递的解析确认了由燃气向壁面的散热对狭缝内的火焰传播速度影响显著, 散热主要发生在已燃部分, 狭缝间距越小, 相对于释热量的散热量占比越大, 使得火焰传播速度变

图11 不同 H 条件下的火焰面形态随时间的发展
Figure 11 The flame shape evolution with time for different H .

图 12 $H=3.0$ mm 时 ε 分别在等温边界和绝热边界条件下随 r_f 的变化关系

Figure 12 The variation of ε with respect to r_f for $H=3.0$ mm in adiabatic and isothermal condition respectively.

慢, 完全燃烧需要的时间变长, 这是实际微型发动机的热力循环偏离理想循环的重要原因之一。

(3) 通过绝热壁面和散热壁面条件下的狭缝内火焰传播过程二维非稳态数值模拟, 获得了不同间距下, 火焰传播过程中火焰面形态的变化, 都证实了存在一个最佳间距, 在这个间距下火焰传播速度最快。用火焰面拉伸强度来表征火焰面形态变化的结果表明在最佳间距的狭缝内, 火焰面的拉伸强度最大, 形成了较其他间距都要大的火焰面比表面积, 促进了燃烧。与绝热条件相比, 考虑壁面散热时, 火焰面形状在不同间距狭缝中沿半径变化的规律相同, 但是向间距增大一方移动, 最佳间距由绝热条件下的 $H=0.8$ mm 变为 3.0 mm, 这个模拟结果与实验值相符合。

(4) 对于微小尺度通道内的火焰传播和燃烧, 本文认为, 由于大比表面积的特征, 壁面散热不仅增大了热损失, 使热效率减低, 同时使火焰传播速度减慢, 从微型发动机需要尽可能实现定容燃烧角度看, 需要减少壁面散热。综合传热以及壁面剪切力造成火焰变形的双重影响, 本文揭示了出现最佳狭缝尺度存在的机理, 并给出了优化微通道结构设计的重要参数。

参考文献

- 1 Fernandez-Pello A C. Micropower generation using combustion: Issues and approaches. *Proc Combust Inst*, 2002, 29: 883–899
- 2 Ju Y, Maruta K. Microscale combustion: Technology development and fundamental research. *Prog Energy Combust Sci*, 2011, 37: 669–715
- 3 Li X, Yang H L, Jiang L Q, et al. Fundamental studies on micro combustion for micro energy and power systems. *Adv New Renew Energy*, 2019, 7: 60–74 [李星, 杨浩林, 蒋利桥, 等. 微型能源动力装置及微尺度燃烧研究. *新能源进展*, 2019, 7: 60–74]
- 4 Xu J H, Xia C, Huang G P, et al. Analysis on the performance of micro swing rotor engine. *Sci Sin Tech*, 2017, 47: 596–604 [徐健华, 夏晨, 黄国平, 等. 微型旋转摆式发动机性能影响因素分析. *中国科学: 技术科学*, 2017, 47: 596–604]
- 5 Shi B, Yu H, Zhang J. The effects of the various factors and the engine size on micro internal combustion swing engine (MICSE). *Appl Therm Eng*, 2018, 144: 262–268
- 6 Gamezo V N, Oran E S. Flame acceleration in narrow channels: Applications for micropropulsion in low-gravity environments. *AIAA J*, 2006, 44: 329–336
- 7 Wu M H, Wang C Y. Reaction propagation modes in millimeter-scale tubes for ethylene/oxygen mixtures. *Proc Combust Inst*, 2011, 33: 2287–2293
- 8 Wu M H, Kuo W C. Accelerative expansion and DDT of stoichiometric ethylene/oxygen flame rings in micro-gaps. *Proc Combust Inst*, 2013, 34: 2017–2024
- 9 Akkerman V, Bychkov V, Petchenko A, et al. Accelerating flames in cylindrical tubes with nonslip at the walls. *Combust Flame*, 2006, 145: 206–219
- 10 Huo J, Su H, Jiang L, et al. Numerical study on the propagation of premixed flames in confined narrow disc-shape chambers. *Combust Sci Tech*, 2019, 191: 1380–1404
- 11 Ju Y, Xu B O. Effects of channel width and Lewis number on the multiple flame regimes and propagation limits in mesoscale. *Combust Sci Tech*, 2006, 178: 1723–1753
- 12 Fan A W, Yuan Z L. Comparison of combustible limits of H_2 /air flames in square and circular micro tubes. *J Central South University (Sci Technol)*, 2019, 50: 214–219 [范爱武, 袁自立. 微小圆管和方管中 H_2 /空气燃烧极限的比较与分析. *中南大学学报(自然科学版)*, 2019, 50: 214–219]

- 214–219]
- 13 Wang Y, Cha Z Q, Zhang Y, et al. Effects of external wall heating on flame propagation characteristics of premixed methane/air in micro-planar combustor. *J Thermal Sci Technol*, 2020, 19: 98–102 [王宇, 查正乾, 张倚, 等. 微通道壁面加热对甲烷空气预混火焰传播特性的影响. *热科学与技术*, 2020, 19: 98–102]
 - 14 Karlin V, Makhviladze G, Roberts J, et al. Effect of Lewis number on flame front fragmentation in narrow closed channels. *Combust Flame*, 2000, 120: 173–187
 - 15 Daou J, Matalon M. Influence of conductive heat-losses on the propagation of premixed flames in channels. *Combust Flame*, 2002, 128: 321–339
 - 16 Matalon M, Metzener P. The propagation of premixed flames in closed tubes. *J Fluid Mech*, 1997, 336: 331–350
 - 17 Jiang L, Su H, Huo J, et al. Experimental study on propane/air flame propagation characteristics in a disc-like gap chamber. *Combust Sci Tech*, 2019, 191: 1168–1183
 - 18 Spalding D B. A theory of inflammability limits and flame-quenching. *Proc R Soc Lond A*, 1957, 240: 83–100
 - 19 McGreevy J L, Matalon M. Lewis number effect on the propagation of premixed flames in closed tubes. *Combust Flame*, 1992, 91: 213–225
 - 20 Westbrook C K, Dryer F L. Simplified reaction mechanisms for the oxidation of hydrocarbon fuels in flames. *Combust Sci Tech*, 1981, 27: 31–43
 - 21 Gan Y H, Luo Y L, Feng Q Y, et al. Effect of heat loss on micro flame stability in confined space. *Trans Chin Soc Agr Mach*, 2014, 45: 37–41 [甘云华, 罗燕来, 冯清颖, 等. 受限空间下散热对微火焰稳定性的影响. *农业机械学报*, 2014, 45: 37–41]
 - 22 Fan Y, Suzuki Y, Kasagi N. Quenching mechanism study of oscillating flame in micro channels using phase-locked OH-PLIF. *Proc Combust Inst*, 2011, 33: 3267–3273

Flame propagation characteristics and dynamics in micro-scale confined spaces

HUO JiePeng^{1,2,3,4}, ZHAO DaiQing^{1,2,3}, SU Hang^{1,2,3,4}, JIANG LiQiao^{1,2,3} & WANG XiaoHan^{1,2,3}

¹ CAS Key Laboratory of Renewable Energy, Guangzhou 510640, China;

² Guangzhou Institute of Energy Conversion, Chinese Academy of Sciences, Guangzhou 510640, China;

³ Guangdong Provincial Key Laboratory of New and Renewable Energy Research and Development, Guangzhou 510640, China;

⁴ University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

The flame propagation velocity in micro-scale combustion chambers is dominant in determining the output performance and energy transfer efficiency of a miniature power device. A disc-shape combustion chamber with a gap height that can be adjusted from 2.0 to 5.0 mm is developed to simulate the constant volume combustion of a micro-scale engine. The effects of equivalence ratio and the gap height on the flame front propagation velocity are determined. The physical insights of the mechanism and controlling parameters are provided by constructing a 1D non-adiabatic flame dynamics model. The 2D numerical simulation describes the flame propagation process and shows the development of flame front morphology. Experimental results indicate that the flame propagation velocity is highly sensitive and nonlinear to the gap height. The theoretical model and numerical simulations show that the heat loss rate and heat release rate due to combustion and flame stretch intensity determine the flame propagation behavior in a closed chamber. An appropriate gap height for fast propagation is deduced as a general principle. Such appropriate gap height is caused by the flame stretch intensity, and it is determined by the combined effect of heat loss and shear from the wall. This study can provide data support and theoretical basis for the design of micro-combustion chambers and for further research on flame propagation characteristics.

micro-scale combustion, laminar flame, constant-volume combustion, heat loss to the wall, flame stretch

doi: [10.1360/SST-2020-0090](https://doi.org/10.1360/SST-2020-0090)