

当量比对连续旋转爆轰燃烧室特性的影响

祁磊, 赵宁波, 郑洪涛, 孟庆洋, 李智明
(哈尔滨工程大学 动力与能源工程学院, 哈尔滨 150001)

摘 要: 为了探究当量比对甲烷-空气连续旋转爆轰燃烧室(CRDC)特性的影响,利用二维可压缩欧拉方程对 CRDC 进行了数值研究,分析了爆轰波的发展过程和贫燃熄火过程,对比了不同工况下 CRDC 特性参数的变化情况。结果表明:CRDC 起爆后燃烧场在由不稳定状态到相对稳定状态的过程中发生了 2 次碰撞,当进气当量比较低时,CRDC 未能完全发生 2 次碰撞过程就已经熄爆。随着进气当量比的降低,爆轰波传播速度、轴向平均速度、出口平均温度、出口平均总压均呈下降趋势;增压比随当量比降低而减小的根本原因在于旋转爆轰燃烧过程和等压燃烧过程的熵增差减小,使吉布斯自由能增量差减小。CRDC 的燃料驻留时间处于亚毫秒量级,燃烧热效率保持在 99% 以上。

关 键 词: 旋转爆轰; 当量比; 熄火; 增压比; 熵; 吉布斯自由能

中图分类号: V231; O381

文献标志码: A

Influence of equivalence ratio on characteristics of continuously rotating detonation combustor

QI Lei, ZHAO Ningbo, ZHENG Hongtao,
MENG Qingyang, LI Zhiming

(College of Power and Energy Engineering,
Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

Abstract: Based on two-dimensional compressible Euler equation, a series of numerical studies were conducted to investigate the effect of equivalence ratio on continuously rotating detonation combustor (CRDC) using methane-air mixture. The developing process and lean-burn extinction process of detonation wave were researched, and the influence of inlet equivalence ratio on performance parameters was analyzed in detail. Results showed that, after ignition, two collisions happened in the developing progress of CRDC from the unstable state to the relatively stable state. Extinction happened in CRDC without happening of two collisions when the inlet equivalence ratio was too low. With the decrease of inlet equivalence ratio, the detonation wave propagation velocity, axial average velocity, outlet average temperature and outlet average total pressure all showed a downtrend. The fundamental reason for the downtrend of the pressurization ratio was that the decrease of entropy increase difference between the rotating detonation combustion process and the isobaric combustion process resulted in the decrease of the Gibbs free energy increment. The fuel residence time was at

收稿日期: 2017-07-18

基金项目: 中央高校基本科研业务费专项资金(HEUCFJ170304, HEUCFP201719)

作者简介: 祁磊(1990—),男,博士生,研究方向为爆轰燃烧推进技术。

通讯作者: 赵宁波(1987—),男,讲师,博士,研究方向为爆轰燃烧推进技术。E-mail:zhaoningboheu@126.com

引用格式: 祁磊,赵宁波,郑洪涛,等. 当量比对连续旋转爆轰燃烧室特性的影响[J]. 航空动力学报,2018,33(11):2703-2713. QI Lei, ZHAO Ningbo, ZHENG Hongtao, et al. Influence of equivalence ratio on characteristics of continuously rotating detonation combustor[J]. Journal of Aerospace Power, 2018, 33(11): 2703-2713.

sub-millisecond level and the thermal efficiency was kept more than 99%.

Key words: rotating detonation; equivalence ratio; extinction; pressurization ratio; entropy; Gibbs free energy

燃烧室是动力装置最核心的部件之一,当前大部分动力机械的燃烧方式都基于等压燃烧。等压燃烧过程中熵增极大,使燃烧后工质的做功能力急剧下降,爆轰燃烧近似于定容燃烧,与等压燃烧相比,过程中熵增较小,且利用气态燃料时,排放小,放热快,效率高,成为动力推进发展中的一个重要研究方向。

当前国内外研究的爆轰推进系统主要有3种形式:驻定爆轰燃烧、脉冲爆轰燃烧和连续旋转爆轰燃烧,与前两者相比,连续旋转爆轰燃烧由于其一次点火持续传播和宽泛工作范围的优势,吸引了极高的关注度。1990年,俄罗斯拉夫连季耶夫流体力学院(LIH)的Zhdan等^[1-2]开展了CRDC的数值模拟,利用2D周期性区域进行模拟,忽略3D及黏性效应,此后国内外众多学者对于爆轰流场的细致结构和流场特性进行一系列研究。Schwer等^[3]开展了氢气-空气CRDC二维数值模拟的研究,对不同尺寸,总压、背压条件下的燃烧室流场及性能参数进行了系统性的分析,发现高压进气时轴向长度对CRDC的性能影响不大,但是随着轴周比(CRDC,轴向长度和周向长度的比例)的增大,燃烧室性能参数变得不稳定。在此基础上,对含不同进气结构模型的CRDC开展了研究^[4],为燃烧室头部设计提供了参考。Takayuki等^[5]对爆轰燃烧室的特性以及能够维持稳定工作的影响因素进行了分析,发现当燃烧室的喷注压力由2.6 MPa增加到7.1 MPa时,发动机的比冲也逐渐增加,最终可以达到440 s左右。Roy等^[6]利用化学反应器网络(CRN)对旋转爆轰燃烧场进行了分区,并与CFD数值模拟结果进行了对比,发现CRN方式能更准确地预测CRDC的排放、分析详细的热力学过程,为CRDC的设计过程提供了一个更快的迭代方式。Yi等^[7-9]采用一步化学反应模型开展了有关氢气-空气CRDC的二维和三维数值模拟研究,分别研究了总温、总压、喷注面积比、燃烧室轴向长度等因素对CRDC性能的影响。国内方面,邵业涛等^[10]基于利用单步化学反应模型研究了氢气-空气爆轰波传播从旋转爆轰模态转变为驻定爆轰模态的变化情况,发现随着进气速度的增加,爆轰波逐渐从垂直于壁面到平行于壁面,当来流速度超过CJ(Chap-

man-Jouguet)速度时,爆轰波变化为垂直于燃料来流方向,旋转模式转变为驻定模式。武丹等^[11]对当量比为1的氢气-氧气二维CRDC进行了数值模拟,发现对于无壁面效应的二维爆轰燃烧,黏性和热传导对爆轰燃烧流场的基本结构和参数产生基本不会产生影响。孙健等^[12]采用单步化学反应模型,对当量比为1的氢气-空气二维CRDC进行了数值模拟,系统研究了燃烧室轴向长度对CRDC性能的影响,发现在发动机推力中,动量推力占主要部分;在计算范围内,发动机比冲为5410~5566 s,轴向长度对发动机比冲影响较小。

爆轰燃烧相对于等压燃烧有众多优势,若将CRDC应用于燃气轮机,整机循环热效率将会有显著提高,然而船舶和地面燃气轮机多以天然气和柴油为燃料。当前国内外关于爆轰燃烧的研究集中于氢气-空气等小胞格混合气,甲烷-空气混合气爆轰胞格尺寸更大,使得CRDC的直径和环缝宽度更大,对起爆和掺混条件要求更高,对计算成本、时间的耗费也更大,因此相关研究较少,为数不多有关甲烷气体爆轰的研究多为缓燃转爆轰研究^[13-14]以及爆轰胞格研究^[15-17],缺少对甲烷-空气CRDC系统性的特性分析。此外,对于甲烷-空气混合气在当量比为1时,燃烧室出口总温超过2300 K,这是燃气轮机涡轮叶片无法接受的,若降低当量比CRDC极易发生不稳定现象。因此,本文对不同进气当量比下甲烷-空气CRDC进行了数值研究,分析了旋转爆轰波自持传播的发展过程和贫燃熄火过程,对比了不同工况下CRDC特性参数的变化情况,并从热力学角度分析了不同进气当量比条件下CRDC增压特性差异的根本原因,为甲烷-空气CRDC的设计提供了理论依据。

1 计算模型及方法

1.1 计算模型

CRDC的三维几何模型如图1所示,根据某微型燃气轮机燃烧室的尺寸设计得到的原型CRDC的外径为274.8 mm,内径为234.8 mm,环缝宽20 mm,轴向尺寸为100 mm。考虑三维CRDC模型计算量过大的问题,目前国内外很多研究机构均采用二维简化模型对CRDC进行数

值模拟,并验证了简化的二维数值模拟方法的合理性^[18-19]。因此,本文也采用了简化的二维 CRDC 模型进行数值模拟,将三维 CRDC 在中径的圆柱面上沿母线展开,形成如图 2 所示,在 xy 坐标系下的矩形计算域,周向尺寸 $l=800\text{ mm}$,轴向尺寸 $L=100\text{ mm}$ 。

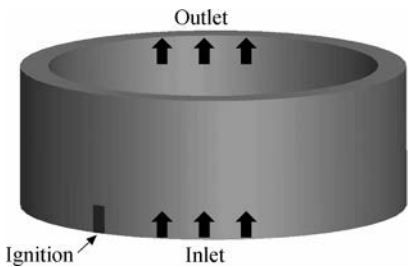


图 1 CRDC 三维几何模型

Fig. 1 Three-dimensional geometrical model of CRDC

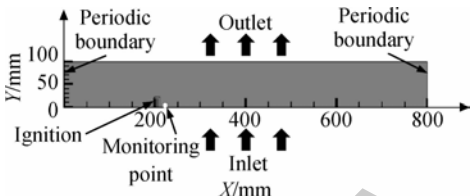


图 2 CRDC 二维计算域

Fig. 2 Two-dimensional calculation field of CRDC

1.2 数值计算方法

利用 Fluent 计算流体软件,以甲烷和空气为反应物,基于可压缩理想气体,采用密度基求解二维非稳态欧拉方程,为了能够更清晰地观察到爆轰波的存在状态,利用矢通量分裂法对物理通量进行分解^[20],对流项利用 3 阶迎风格式进行离

散,时间项利用具有 2 阶精度的 4 步龙格-库塔法进行离散。化学反应模型选用了层流有限速率模型,反应速率常数通过阿累尼乌斯公式进行计算。

1.3 边界条件

在如图 2 所示的矩形计算域中:

- 1) 左右边界为周期边界。
- 2) 下边界为质量流量进口边界,利用 UDF (用户自定义函数) 自定义该动态过程,实现收缩喷管进口在不同入流压力下工质的不同喷注情况;来流预混气总压和总温分别为 0.5 MPa 和 300 K 。
- 3) 上边界为压力出口边界,背压为 0.1 MPa 。

1.4 点火方式

本文采用了一维 CJ 起爆方式,点火区域模拟了热射流起爆方式中起爆管出口爆轰波进入 CRDC 时的流动状态,更接近实验中的点火条件。

2 模型验证

以尺寸为 $800\text{ mm}\times100\text{ mm}$ 的二维矩形为计算域,在入流总压 $p_{\text{in}}=0.5\text{ MPa}$ 、入流总温 $T_{\text{in}}=300\text{ K}$ 、进气当量比 $\varphi=1$ 的条件下,分析了网格尺度 Δx 从 2.0 mm 变化到 0.5 mm ,时间尺度 Δt 从 $0.5\text{ }\mu\text{s}$ 变化到 $0.1\text{ }\mu\text{s}$ 时的甲烷-空气 CRDC 的流场参数。采用爆轰波的传播周期 t_{rot} 、入口平均质量流量 $\bar{G}_{\text{in}}$ 和出口平均总压 $\bar{p}_{\text{t,out}}$ 作为宏观判断依据,采用 CRDC 进口处监测点静压 p_s 的变化作为细节判断依据,监测点坐标 $(215,1)$,对甲烷-空气 CRDC 数值模拟进行了网格独立性和时间步独立性验证。表 1 和表 2 列出了每种情况下的数

表 1 网格独立性验证(时间步长为 $0.2\text{ }\mu\text{s}$)

Table 1 Grid size independence validation (time step is $0.2\text{ }\mu\text{s}$)

$\Delta x/\text{mm}$	$t_{\text{rot}}/\mu\text{s}$	$\Delta t_{\text{rot}}/\mu\text{s}$	$\bar{G}_{\text{in}}/(\text{kg/s}\cdot\text{m}^2)$	$\Delta\bar{G}_{\text{in}}/(\text{kg/s}\cdot\text{m}^2)$	$\bar{p}_{\text{t,out}}/\text{MPa}$	$\Delta\bar{p}_{\text{t,out}}/\text{MPa}$
2	449.8		577.9		1.4164	
1	446.7	-3.1	582.4	4.5	1.4286	0.0122
0.5	445.9	-0.8	581.9	-0.5	1.4423	0.0137

表 2 时间步长独立性验证(网格尺度为 1 mm)

Table 2 Time step independence validation (grid size is 1 mm)

$\Delta t/\mu\text{s}$	$t_{\text{rot}}/\mu\text{s}$	$\Delta t_{\text{rot}}/\mu\text{s}$	$\bar{G}_{\text{in}}/(\text{kg/s}\cdot\text{m}^2)$	$\Delta\bar{G}_{\text{in}}/(\text{kg/s}\cdot\text{m}^2)$	$\bar{p}_{\text{t,out}}/\text{MPa}$	$\Delta\bar{p}_{\text{t,out}}/\text{MPa}$
0.5	453.0		578.8		1.4228	
0.2	446.7	-6.3	582.4	3.6	1.4286	0.0060
0.1	442.1	-4.6	581.2	-1.2	1.4417	0.0131

值模拟结果,表中含“ Δ ”的项分别表示各量的变化量。根据不同网格尺度下的模拟结果发现,当网格尺度为 2.0 mm,时间步长为 0.5 μ s 时,数值结果已经独立。但是结合图 3 关于监测点坐标静压 p_s 的变化情况,发现只有当网格尺度达到 1.0 mm,时间尺度达到 0.2 μ s 时,误差才可以接受,所以本文采用的网格尺度和时间尺度分别为 1.0 mm 和 0.2 μ s。

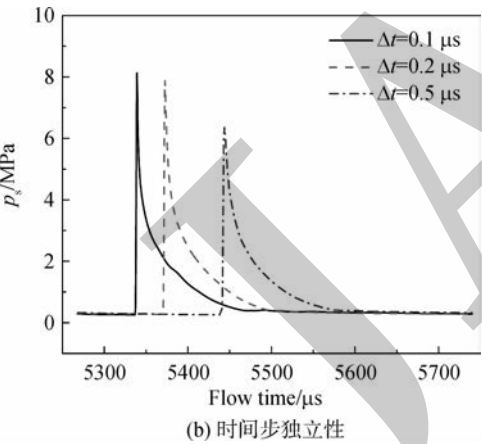
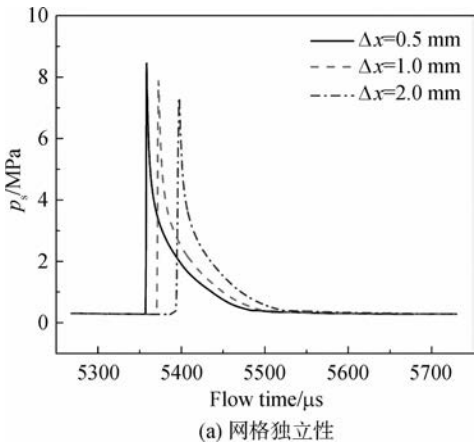


图 3 不同网格尺度和时间步长下的压力分布
Fig. 3 Pressure distribution at different grid sizes and time steps

为了验证数值模型的可靠性,将数值模拟的甲烷-空气 CRDC 流场温度云图与 Schwer 数值模拟氢气-空气 CRDC 流场结构^[21]以及 Bykovskii 实验中观测到的乙炔-氧气 CRDC 流场结构^[22]进行了对比,分别如图 4(a)、图 4(b)、图 4(c)所示。其中 A 为爆轰波, B 为斜激波, C 为滑移线, D 为爆轰产物膨胀区域, E 为新鲜预混气体与上一循环燃烧产物的接触间断面, F 为阻塞段, G 为新鲜预混气。通过对比可知本文计算结果与美国空军研究院的数值模拟结果以及俄罗斯

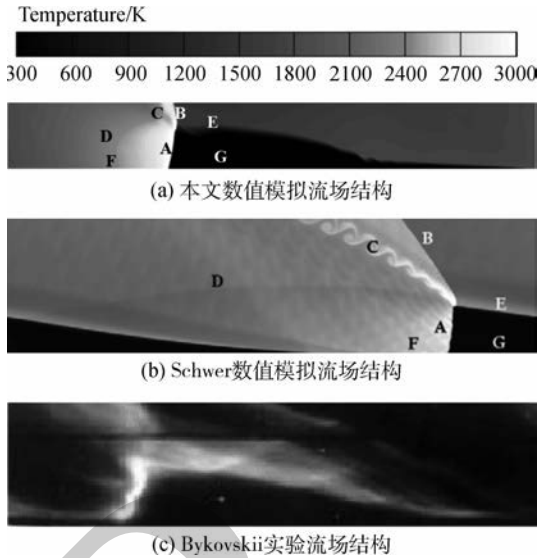


图 4 模型验证对比图
Fig. 4 Comparing chart for model verification

LIH 的实验结果所揭示的内部流场结构定性一致,只是由于本文计算模型轴向尺寸较小,因此斜激波长度较短。

图 5 为进口监测点处的静压变化曲线。从图中可以看出监测点的静压呈周期性变化,通过监测点处静压的变化可以得出 CRDC 中爆轰波的传播周期为 446.6 μ s,爆轰波周向传播速度为 1791.3 m/s。利用 CEA 程序计算的该工况下 CJ 理论速度为 1824.1 m/s,数值模拟结果与 CJ 理论值相比爆轰波速度亏损仅为 1.79%。

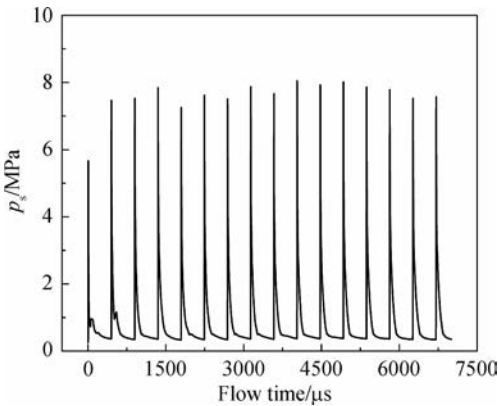


图 5 监测点静压变化图
Fig. 5 Variation of static pressure at the monitoring point

3 计算结果分析

3.1 爆轰波的发展过程及贫燃熄火过程分析

图 6 为 $\varphi=1$ 时 CRDC 起爆后流场发展过程

的温度阴影图。如图 6(a) 所示, $t=0\ \mu\text{s}$ 时, 原型 CRDC 通过热射流起爆管起爆, 方向向右。起爆后燃烧室内形成两组相反方向的火焰锋面和压力锋面, 如图 6(b) 所示: 在爆轰波传播方向上, 前导激波和爆轰火焰锋面耦合在一起; 在相反方向上由于初始起爆区域的高温高压出现了速度较小的弱压力波①和缓燃火焰锋面②, 两者不能耦合。由于缓燃火焰锋面推进速度较慢, 且火焰锋面后压力逐渐减小, 新鲜预混气将逐渐进入燃烧室。如图 6(c) 所示, $t=340\ \mu\text{s}$ 时, 爆轰波先遭遇弱压力波, 第 1 次碰撞发生, 燃烧场进入不稳定状态。如图 6(d) 所示, $t=380\ \mu\text{s}$ 时, 爆轰波将遭遇缓燃火焰锋面, 第 2 次碰撞发生, 由于此时 CRDC 中仅有部分区域已经进入新鲜预混气, 会有一部分爆轰波由于缺乏燃料供应退化为斜激波。如图 6(e) 所示, 在两次碰撞后, CRDC 的流场参数特性参数虽然还在剧烈振荡, 但流场结构形式已经初步形成。如图 6(f) 所示, 在 $t=5\ 800\ \mu\text{s}$ 时, CRDC 流场已经进入一个相对稳定的状态。

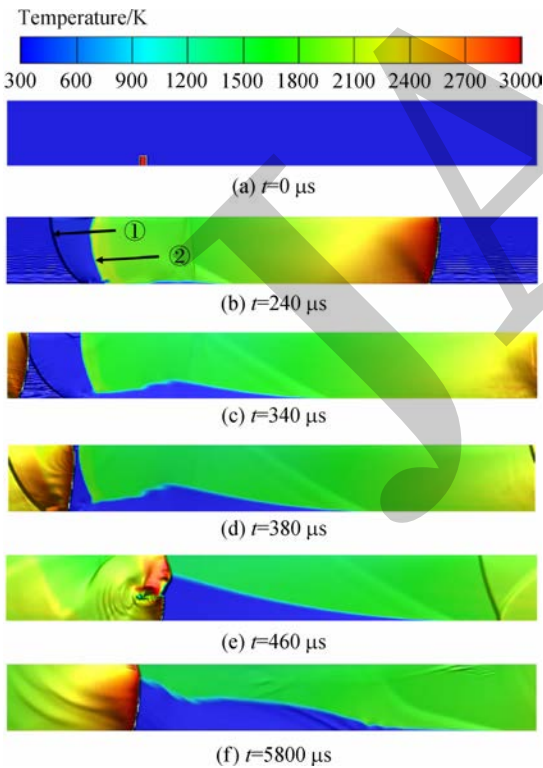


图 6 $\varphi=1$ 时 CRDC 发展过程温度阴影图
Fig. 6 Temperature shadowgraph of developing progress in CRDC at $\varphi=1$

图 7 给出了原型 CRDC 的出口平均总压和入口平均质量流量随时间的变化过程。从图中可以看出在 $t=5\ 800\ \mu\text{s}$ 后, CRDC 已经进入了一个

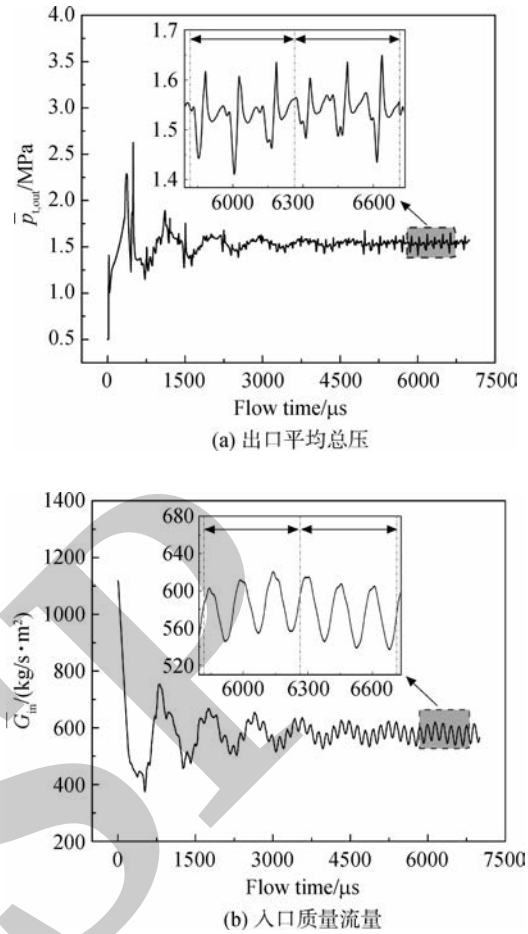


图 7 $\varphi=1$ 时 CRDC 出口平均总压和入口质量流量的变化

Fig. 7 Variation of $\bar{G}_{in}$ and $\bar{p}_{t,out}$ in CRDC at $\varphi=1$

相对稳定的状态, 虽然此时每个周期内出口参数都有波动, 但整体的波动状态保持平稳, 变化趋势也近似相同, 且振幅偏差在误差允许的范围内。因此本文选择了 $t=5\ 800\ \mu\text{s}$ 后的两个连续周期, 通过对这两个周期内每个时间步下的参数进行加权平均求解, 获取该工况下 CRDC 的流场特性参数以及性能参数。

此外, 在文中第 3.2 节对不同工况下 CRDC 流场特性参数和性能参数的计算中, 由于进气当量比不同导致爆轰波传播周期不同, 因此参数平均求解选择的周期时间起始点不同, 但仍然遵照“整体波动状态保持平稳, 每个周期内的变化趋势近似相同, 振幅偏差在误差允许的范围内”这一原则, 在 CRDC 已经进入了一个相对稳定的状态后, 利用连续两个周期内每个时间步的参数加权平均求解得出 CRDC 的入口质量流量、出口平均总压、出口平均总温、出口平均静温以及轴向平均速度等参数。

本文将 CRDC 的进气当量比逐渐降低, 探究

贫燃条件下当量比对 CRDC 的影响。发现 $\varphi = 0.7$ 时,爆轰波仅发生一次碰撞后就发生解耦,CRDC 出现熄爆现象。图 8 对比了 $\varphi = 0.7$ 和 0.75 时,爆轰波传播过程的温度阴影图。当 $t = 400\text{ }\mu\text{s}$ 时,如图 8(a)所示,在 $\varphi = 0.7$ 的 CRDC 中,前爆轰波与弱压力波已发生碰撞,由于当量比较低,爆轰燃烧释放的热量较小,爆轰波在不稳定的流场中不能自持传播,前导激波和爆轰火焰锋面耦合处已经呈现混乱状态,爆轰波后泰勒稀疏波也处于一个混乱的状态,此时前导激波峰值压力为 3.17 MPa ,爆轰火焰锋面峰值温度仅为 2118 K ,爆轰波前沿最大反应速率仅为 $329\text{ kmol}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$;而在如图 8(b)所示 $\varphi = 0.75$ 的

CRDC 中,爆轰波保持稳定传播,且峰值温度达到 2718 K ,峰值压力达到 8.66 MPa ,爆轰波阵面上的平均反应速率已经超过 $10^5\text{ kmol}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$ 。当 $t = 450\text{ }\mu\text{s}$ 时,如图 8(c)所示,在 $\varphi = 0.7$ 的 CRDC 中,爆轰波并未能与缓燃火焰锋面接触,前导激波与爆轰火焰锋面已经开始解耦;而在如图 8(d)所示 $\varphi = 0.75$ 的 CRDC 中,爆轰波继续向右传播,已经缓燃火焰锋面发生碰撞。当 $t = 600\text{ }\mu\text{s}$ 时,如图 8(e)所示,在 $\varphi = 0.7$ 的 CRDC 中,前导激波和爆轰火焰锋面已经完全解耦,火焰逐渐向出口方向移动,CRDC 彻底熄爆;此时在如图 8(f)所示 $\varphi = 0.75$ 的 CRDC 中,爆轰波已经可以自持传播,并逐渐向相对稳定的状态发展。

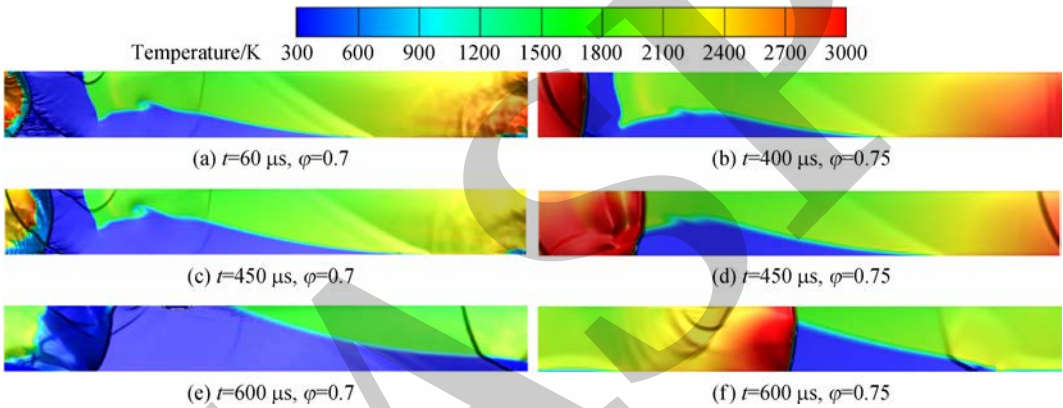


图 8 $\varphi = 0.7$ 和 $\varphi = 0.75$ 时 CRDC 的熄火过程
Fig. 8 Extinction progress of CRDC at $\varphi = 0.7$ and $\varphi = 0.75$

将 CRDC 进气当量比继续降低,发现当 $\varphi = 0.6$ 时,燃烧场内并未发生碰撞过程,CRDC 直接出现了熄爆现象。图 9 为 $\varphi = 0.6$ 时 CRDC 熄火过程的温度阴影图。当 $t = 60\text{ }\mu\text{s}$ 时,如图 9(a)所示,由于此时进气当量比过低,工质经爆轰燃烧后产生的能量较小,而进口处的来流混合气已经达到声速,爆轰波无法实现自持传播,前导激波和爆轰火焰锋面已经有解耦趋势。当 $t = 120\text{ }\mu\text{s}$ 时,前导激波和爆轰火焰锋面已经完全解耦,爆轰火焰锋面已经退化成为缓燃火焰锋面。当 $t = 260\text{ }\mu\text{s}$ 时,缓燃火焰锋面已经移动到 CRDC 出口,来流工质已经不能参与燃烧,此时燃烧室内最高温度仅为 1256 K ,CRDC 即将熄火。CRDC 贫燃熄火过程与入口处的进气条件以及 CRDC 的尺寸、结构形式息息相关,由于本文的计算过程采用甲烷-空气单步反应机理,因此仅通过爆轰波的解耦状态对 CRDC 的熄火过程进行分析,并未深入研究 CRDC 的熄火极限问题。

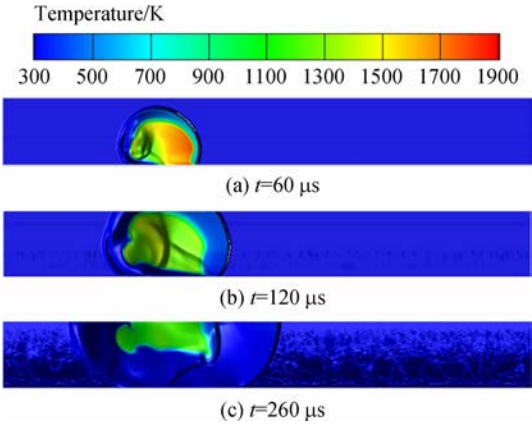


图 9 $\varphi = 0.6$ 时 CRDC 的熄火过程
Fig. 9 Extinction progress of CRDC at $\varphi = 0.6$

3.2 不同进气当量比条件下 CRDC 流动特性参数及性能参数的变化分析

通过文中第 3.1 节的分析,本文对 $\varphi = 0.75 \sim 1$ 条件下 CRDC 的燃烧场进行了数值模拟研究。图 10 给出了不同工况下爆轰波的传播周

期 t_{rot} 和传播速度 v_{rot} 的变化情况。可以看出,随着 φ 降低,爆轰波的传播速度即周向方向的速度逐渐降低,当 $\varphi=1$ 时,爆轰波传播速度为 1791.3 m/s,而当 φ 下降至 0.75 时,爆轰波传播速度已经下降至 1613.3 m/s,衰减了 9.94%。在本文计算的工况下,爆轰波传播速度和 CJ 理论爆轰波速度误差均在 5% 内。此外,在本文的计算工况下,CRDC 的流量变化并不明显,均在 (590 ± 10) kg/s $\cdot$ m² 范围内。

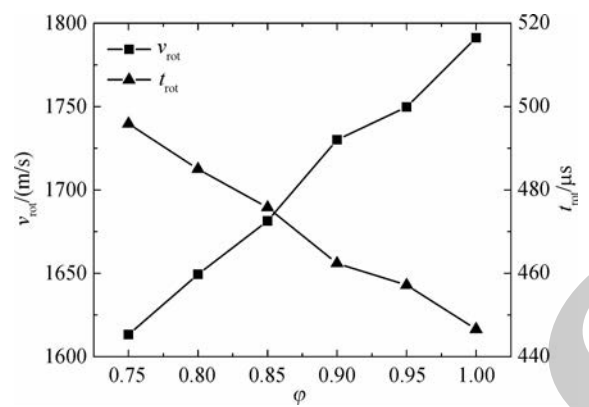


图 10 不同工况下爆轰波传播周期和传播速度的变化
Fig. 10 Variation of t_{rot} and v_{rot} in different cases

燃料驻留时间的计算方法如式(1)所示

$$t_{\text{axi}} = L / \bar{v}_y \tag{1}$$

爆轰波阵面上化学反应时间的计算方法如式(2)所示

$$t_{\text{che}} = c_{\text{CH}_4} / R_m \tag{2}$$

其中 t_{axi} 表示工质在 CRDC 的驻留时间, t_{che} 表示爆轰波阵面上的化学反应时间, $\bar{v}_y$ 表示 CRDC 中工质的轴向平均速度, c_{CH_4} 表示甲烷的浓度, R_m 表示爆轰波阵面上的化学反应速率。

图 11 给出了不同工况下 CRDC 中工质的轴向平均速度和燃料驻留时间的变化情况,可以看出随着 φ 的减小,CRDC 中工质的轴向平均速度逐渐减小,因而燃料驻留时间逐渐增大。当 $\varphi=1$ 时,燃料驻留时间仅为 232.24 μs ,当 φ 下降至 0.75 时,燃料驻留时间增大到 266.50 μs 。分析原因由于 φ 降低,爆轰燃烧释放的能量减小,爆轰波后燃烧产物的膨胀做功能力减小,导致工质向 CRDC 下游传播的能力减小,因而整个流场中的工质轴向平均速度减小,最终导致燃料驻留时间的增加。传统燃烧室中燃料驻留时间为毫秒量级,而 CRDC 中燃料驻留时间处于亚毫秒量级,因此 CRDC 在排放上必然有一定优势。与此同时,燃料驻留时间和爆轰波阵面上的化学反应时

间影响了 CRDC 的燃烧热效率,燃料驻留时间越长,爆轰波阵面上的化学反应越快,燃烧热效率越大。图 12 给出了某一时刻在不同工况下爆轰波阵面上的化学反应时间变化情况,由于爆轰波阵面上的化学反应速率已经超过了 10^5 kmol/(m³ $\cdot$ s),使得所有工况下的化学反应时间均在 1~1.5 μs 之间,虽然略大于氢气-空气 CRDC 的化学反应时间^[23],但和传统燃烧室相比仍然优势明显。综合以上两点因素考虑,CRDC 的燃烧热效率还需要进一步计算。

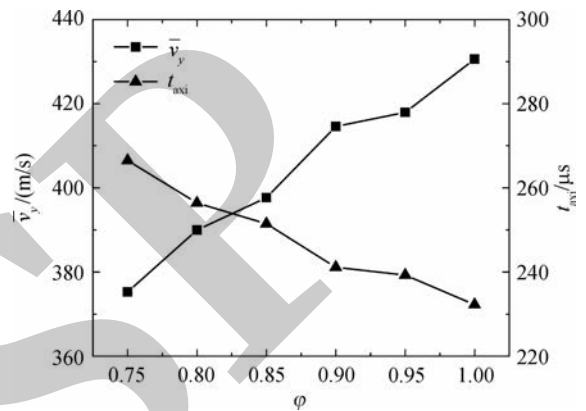


图 11 不同工况下轴向平均速度和燃料驻留时间的变化
Fig. 11 Variation of $\bar{v}_y$ and t_{axi} in different cases

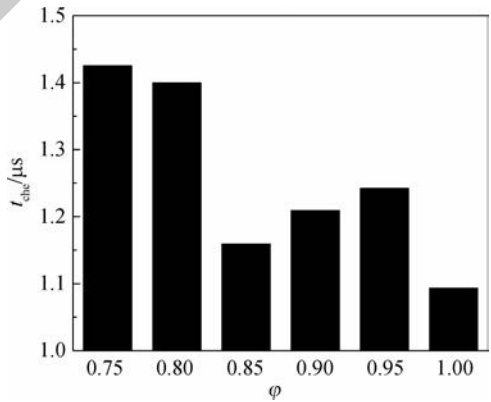


图 12 不同工况下爆轰波阵面上化学反应时间的变化
Fig. 12 Variation of t_{che} in different cases

热效率 η_r 是燃烧室的一个关键指标,当前基于等压燃烧的燃烧室效率已经超过 99%,计算方法如式(3)所示

$$\eta_r = \frac{\bar{H}_{\text{t,out}} - \bar{H}_{\text{t,in}}}{Q_{\text{in}}} \tag{3}$$

其中 $H_{\text{t,in}}$ 和 $H_{\text{t,out}}$ 分别表示 CRDC 进、出口的平均总焓, Q_{in} 为燃料的放热量。

为计算不同工况下 CRDC 的效率变化情况,本文首先考察了 CRDC 出口平均温度的变化情

况,如图 13 所示,随着 φ 的降低,CRDC 的出口平均总温 $T_{t,out}$ 和出口平均静温 $T_{s,out}$ 均逐渐下降。当 φ 下降至 0.75 时,出口平均总温和平均静温分别下降至 1931K 和 1653K,已经进入了涡轮叶片能够承受的范围。在 Aspen Plus 8.0 软件中利用 CRDC 进、出口平均总温的数据经过变比热计算得出进出口总焓值,最终计算出不同工况下 CRDC 燃烧热效率的变化情况,如图 14 所示。当 $\varphi \geq 0.9$ 时,CRDC 的燃烧热效率变化不大,均在 99.6% 左右; φ 继续降低,发现燃烧热效率出现下降趋势,当 $\varphi=0.75$ 时,燃烧热效率降低至 99%。

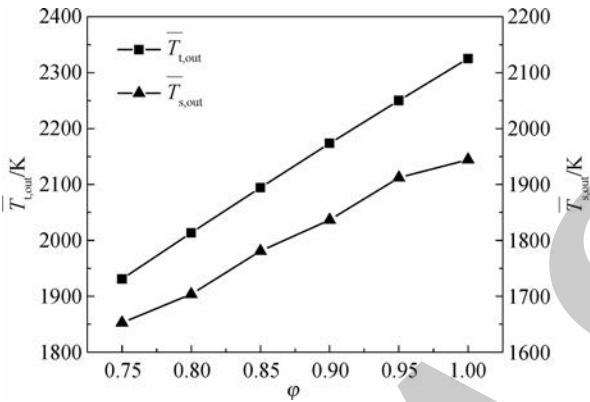


图 13 不同工况下 CRDC 出口平均温度的变化
Fig. 13 Variation of $\bar{T}_{t,out}$ and $\bar{T}_{s,out}$ in different cases

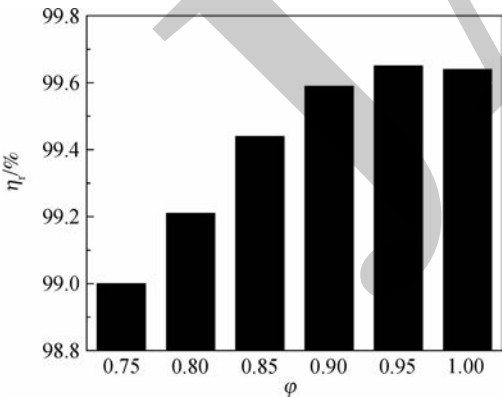


图 14 不同工况下 CRDC 燃烧热效率的变化
Fig. 14 Variation of η_t in different cases

此外,从图 13 中还可以明显看出,随着 φ 的降低,CRDC 出口平均总温和出口平均静温的差值逐渐减小,由前文中已经发现 CRDC 轴向平均速度随着 φ 的降低而减小,也可以间接认为 CRDC 出口轴向速度也随 φ 的降低而减小,与此同时,出口周向速度即爆轰波周向传播速度也有着同样的趋势,因此出口工质动能逐渐减小,由于

燃烧热效率始终高于 99%,出口平均总温和理论值差距很小,最终导致了出口平均静温呈现图中的变化趋势。

影响 CRDC 出口工质做功能力的因素主要有两个,即出口平均总温和出口平均总压。由于本文计算的不同工况下 CRDC 的燃烧热效率均保持在 99% 以上,因此 CRDC 出口平均总温和相同工况下等压燃烧的终点总温差距很小,所以影响 CRDC 出口工质做功能力的主要因素是出口平均总压。

增压比 π 为出口平均总压与燃料入流总压之比,如式(4)所示,是考察爆轰燃烧室性能的一个关键参数。

$$\pi = \bar{p}_{t,out} / p_{in} \tag{4}$$

图 15 为不同工况下 CRDC 的出口平均总压和增压比变化情况。从图中可以看出,随着 φ 降低,CRDC 增压比明显减小,当 $\varphi=1$ 时,CRDC 的增压比为 3.0257,当 $\varphi=0.75$ 时,CRDC 增压比已经减小至 2.6646,减小了 11.9%。CRDC 的增压特性是其固有特性,也是其相对于传统燃烧室最重要的优势特性,增压比减小直接导致了工质出口做功能力的减小,进而影响动力机械的整机效率。

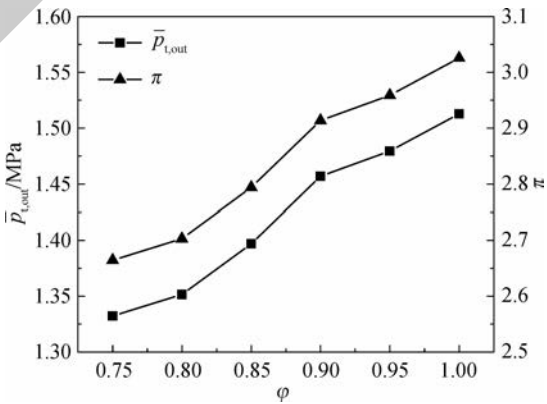


图 15 不同工况下 CRDC 出口平均总压和增压比的变化
Fig. 15 Variation of $\bar{p}_{t,out}$ and π in different cases

为探究本文不同计算工况下 CRDC 增压特性差异的根本原因,本文从热力学角度,对比等压燃烧和旋转爆轰燃烧,分析研究了不同进气当量比条件下 CRDC 出口工质与等压燃烧终点工质做功能力差异的变化。本文通过 Aspen Plus 8.0 软件对燃烧始末点工质的熵和吉布斯自由能进行了变比热容计算,通过燃烧过程中熵和吉布斯自由能的变化量化分析了 CRDC 增压能力的来

源以及不同工况下 CRDC 增压特性差异的原因。图 16 给出了不同工况下旋转爆轰燃烧过程和等压燃烧过程的熵增 ΔS 和吉布斯自由能增量 ΔG 的变化情况(其中下标 crdc 表示旋转爆轰燃烧,下标 iso 表示等压燃烧)。熵增在热力学上表示系统总能量中可用部分的减少量,从图 16(a)中可以看出,随着 φ 的降低,旋转爆轰燃烧过程和等压燃烧过程的熵增均减小,且旋转爆轰燃烧过程的熵增始终小于等压燃烧过程的熵增。自由能表示在热力过程中系统减少的内能可以转化为对外做功的部分,即做功潜力,本文利用吉布斯自由能更直观地表示燃烧室出口工质的做功能力。从图 16(b)中可以看出,旋转爆轰燃烧过程和等压燃烧过程均为吉布斯自由能减小的过程,工质经历燃烧过程后做功能力均减小,但等压燃烧过程减小的幅度更大,即旋转爆轰燃烧过程后工质做功能力更强。图 16(c)给出了旋转爆轰燃烧过程和等压燃烧过程熵增差 $\Delta(\Delta S)$ 和吉布斯自由能增量差 $\Delta(\Delta G)$ 的变化情况。可以看出,随着 φ 的降低,旋转爆轰燃烧过程和等压燃烧过程的熵增差以及吉布斯自由能增量差均呈下降趋势,即 CRDC 出口工质做功能力逐渐向等压燃烧终点工

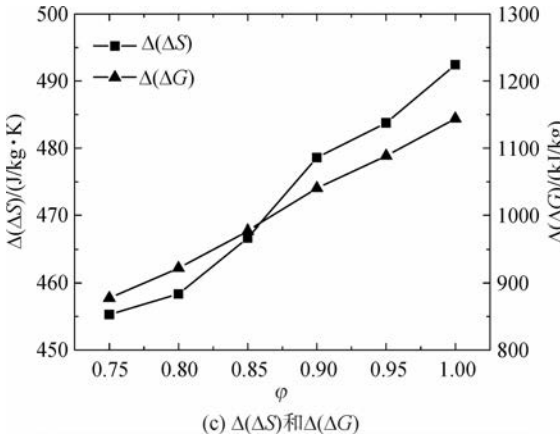


图 16 不同当量比条件下旋转爆轰燃烧过程和等压燃烧过程的熵增和吉布斯自由能增量的变化

Fig. 16 Variation of ΔS and ΔG in rotating detonation process and isobaric combustion process at different φ

质做功能力趋近。当 $\varphi=1$ 时,两者的熵增差和吉布斯自由能增量差分别为 492.41 J/kg · K 和 1143.74 kJ/kg,当进气当量比下降至 0.75 时,两者的熵增差和吉布斯自由能差已经减小至 455.29 J/kg · K 和 877.37 kJ/kg,分别相差 7.54% 和 23.2%。由于在相同进气当量比的条件下,两者的出口平均总温差距很小,因此 CRDC 出口工质的做功能力和等压燃烧终点工质做功能力的差异最终体现在 CRDC 的增压特性上。

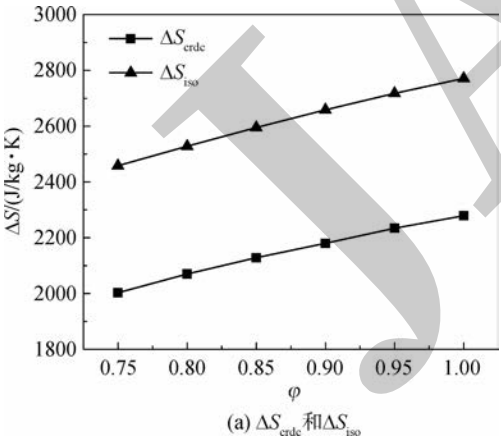
燃烧热强度是指单位时间、单位体积内或单位燃烧截面上的燃烧空间中燃料能释放出的总热量,当以单位体积计算时也称容积热负荷 Q_v ,计算公式为

$$Q_v = \frac{\bar{G}_{in} \omega_{CH_4,r} Q_u \eta_f}{V} \quad (5)$$

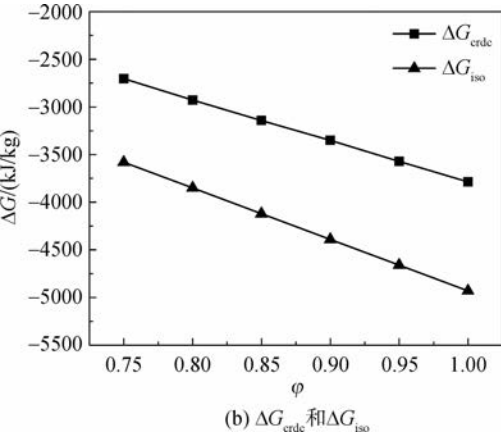
其中 $\omega_{CH_4,r}$ 为反应甲烷的质量分数, Q_u 为甲烷低位发热值, V 为燃烧室体积。

容积热负荷反应了燃烧室的结构紧凑性,燃烧室一个关键的性能指标。图 17 给出了不同工况下 CRDC 容积热负荷的变化,可以看出 CRDC 的容积热负荷均处于 10^{10} W/m³ 量级,且在 $\varphi=0.1$ 时达到最大值为 1.48×10^{10} W/m³,比传统燃烧室高 1~3 个数量级,大大提高了燃烧室的结构紧凑性。随着进气当量比的降低,反应热逐渐减小,容积热负荷逐渐减小,当 $\varphi=0.75$ 时,容积热负荷降低至 1.15×10^{10} W/m³。

在 CRDC 出口温度过高的问题上,目前考虑两种解决方式:一是降低进气当量比,但当量比过低时 CRDC 增压比较低,且流场很不稳定,极易



(a) ΔS_{crdc} 和 ΔS_{iso}



(b) ΔG_{crdc} 和 ΔG_{iso}

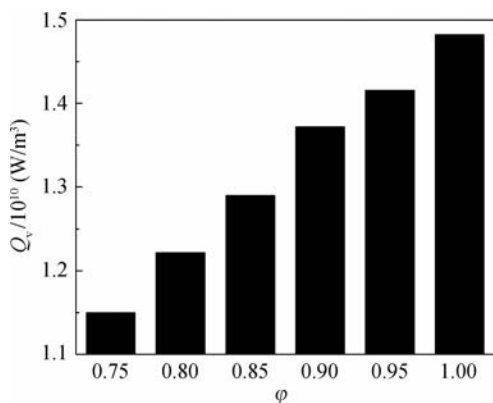


图 17 不同工况下 CRDC 容积热负荷的变化

Fig. 17 Variation of Q_v in different cases

发生熄爆现象;二是在 CRDC 出口处添加尾部掺混结构,将冷却气体引入降低出口温度,这种方式对冷却空气的状态有着极高的要求,若冷却空气压力过低,将不能引入掺混结构,若冷却气体压力过高,则造成做功能力的浪费。通过对两种方式的比较也可以发现,若增加尾部掺混结构,低当量比工况在涡轮进口处的最终增压比未必会小于高当量比工况,这与参与掺混的冷却空气的参数息息相关,针对这一问题的研究亟待开展,从而为 CRDC 在燃气轮机上的应用奠定理论基础。

4 结 论

通过以上分析,本文得到的主要结论如下:

1) 甲烷-空气 CRDC 起爆后燃烧场由不稳定状态逐渐发展进入相对稳定的状态,在这一过程中爆轰波发生了两次碰撞;在进气当量比降低至 0.7 时,爆轰波和弱压力波碰撞后解耦;在进气当量比降低至 0.6 时,爆轰波未发生碰撞直接解耦。

2) 随着进气当量比的降低,CRDC 的爆轰波传播速度、轴向平均速度、出口平均温度、出口平均总压和增压比均呈下降趋势。

3) CRDC 增压特性产生的根本原因:和等压燃烧相比,旋转爆轰燃烧过程熵增更小,使吉布斯自由能增量更大,即出口工质做功能力更强;随着进气当量比的降低,旋转爆轰燃烧过程和等压燃烧过程的熵增差减小,使吉布斯自由能增量差减小,最终导致 CRDC 增压特性的减小。

4) CRDC 的燃料驻留时间处于亚毫秒量级,爆轰波阵面上化学反应时间在 $1 \sim 1.5 \mu s$ 左右;燃烧热效率保持在 99% 以上,但随着进气当量比的降低有下降的趋势;容积热负荷处于 $10^{10} W/m^3$ 量级。

参考文献:

- [1] ZHDAN S A, MARDASHEV A M, MITROFANOV V V. Calculation of the flow of spin detonation in an annular chamber[J]. Combustion Explosion and Shock Waves, 1990, 26(2): 210-214.
- [2] ZHDAN S A, BYKOVSKII F A, VEDERNIKOV E F. Mathematical modeling of a rotating detonation wave in a hydrogen-oxygen mixture[J]. Combustion Explosion and Shock Waves, 2007, 43(4): 449-459.
- [3] SCHWER D, KAILASANATH K. Numerical study of the effects of engine size on rotating detonation engines[R]. AIAA-2011-0581, 2008.
- [4] SCHWER D, KAILASANATH K. Feedback into mixture plenums in rotating detonation engines[R]. AIAA-2012-0617, 2012.
- [5] TAKAYUKI Y, HAYASHI A K, EISUKE Y. Detonation limit thresholds in H_2/O_2 rotating detonation engine[J]. Combustion Science and Technology, 2010, 182(11/12): 1901-1914.
- [6] ROY A, FERGUSON D. A physics based reactor network model of a rotating detonation engine combustor[R]. ASME Paper 2015-GT-44055, 2000.
- [7] YI T H, TURANGAN C, LOU J. A three-dimensional numerical study of rotational detonation in an annular chamber[R]. AIAA-2009-0634, 2009.
- [8] YI T H, LOU J, TURANGAN C. Effect of nozzle shapes on the performance of continuously rotating detonation engine[R]. AIAA-2010-0152, 2010.
- [9] YI T H, LOU J, TURANGAN C. Propulsive performance of a continuously rotating detonation engine[J]. Journal of Propulsion and Power, 2011, 27(1): 171-181.
- [10] SHAO Yetao, LIU Meng, WANG Jianping. Numerical investigation of rotating detonation engine propulsive performance[J]. Combustion Science and Technology, 2010, 182(11/12): 1586-1597.
- [11] 武丹, 王健平. 粘性及热传导对于爆轰波的影响[J]. 应用力学学报, 2012, 29(6): 630-635.
WU Dan, WANG Jianping. Influences of viscosity and thermal conductivity on detonation waves[J]. Chinese Journal of Applied Mechanics, 2012, 29(6): 630-635. (in Chinese)
- [12] 孙健, 周进, 林志勇, 等. 燃烧室轴向长度对旋转爆轰发动机性能的影响[J]. 航空动力学报, 2016, 31(9): 2080-2086.
SUN Jian, ZHOU Jin, LIN Zhiyong, et al. Influence of chamber length on rotating detonation engine performance[J]. Journal of Aerospace Power, 2016, 31(9): 2080-2086. (in Chinese)
- [13] 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.

[14] JR R K Z, GAMEZO V N, SAPKO M J, et al. Methane-air detonation experiments at NIOSH Lake Lynn Laboratory [J]. Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 2013, 26(2): 295-301.

[15] VASIL'EV A A. Characteristics of combustion and detonation of methane-coal mixtures [J]. Combustion Explosion and Shock Waves, 2013, 49(4): 424-434.

[16] TEODORCZYK A, POROWSKI R. Cellular structure of detonation wave in hydrogen-methane-air mixtures [J]. Journal of Power Technologies, 2011, 91(5): 378-382.

[17] KESSLER D A, GAMEZO V N, ORAN E S. Multilevel detonation cell structures in methane-air mixtures [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33(2): 2211-2218.

[18] WU Dan, LIU Yan, LIU Yusi, et al. Numerical investigations of the restabilization of hydrogen-air rotating detonation engines [J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2014, 39(28): 15803-15809.

[19] BYKOVSKII F A, POLOZOV S V, VEDERNIKOV E F. Continuous spin detonation of hydrogen-oxygen mixtures; I annular cylindrical combustors [J]. Combustion, Explosion, and Shock Waves, 2008, 44(2): 150-162.

[20] UEMURA Y, HAYASHI A K, ASAHARA M, et al. Transverse wave generation mechanism in rotating detonation [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 334(2): 1981-1988.

[21] SCHWER D, KAILASANATH K. Numerical investigation of the physics of rotating detonation engines [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33(2): 2195-2202.

[22] BYKOVSKII F A, VEDERNIKOV E F. Continuous detonation of a subsonic flow of a propellant [J]. Combustion, Explosion, and Shock Waves, 2003, 39(3): 323-334.

[23] 刘倩, 郑洪涛, 李智明, 等. 连续旋转爆轰燃烧室的性能 [J]. 航空动力学报, 2015, 30(6): 1328-1336.

LIU Qian, ZHENG Hongtao, LI Zhiming, et al. Performance of continuous rotating detonation combustor [J]. Journal of Aerospace Power, 2015, 30(6): 1328-1336. (in Chinese)

(编辑:王碧琚)