旋转爆震火箭发动机推进性能分析 *

朱亦圆1,王 可2,3,范 玮2

(1. 浙江科技学院 能源与环境系统工程系,浙江 杭州 310023;2. 西北工业大学 动力与能源学院,陕西 西安 710072;3. 西北工业大学 陕西省航空动力系统热科学重点实验室,陕西 西安 710129)

摘 要:针对旋转爆震发动机 (Rotating Detonation Engine, RDE) 燃烧室简化二维流场,采用流场 分区,建立了一种适用于RDE工作特性的性能分析模型,可快速准确地估算RDE的推进性能。模型考 虑了燃烧室内气流膨胀过程中的气流角度匹配,可准确描述存在单个爆震波时的基本流场结构特征,包 括爆震波倾斜角度、斜激波角度、滑移线角度等,结果与已有文献的研究结果一致性较高。根据模型流 场中所取控制体的进出口参数,可得理想膨胀状态下RDE的推进性能,估算结果与已有性能估算模型 吻合较好,与已有实验数值偏差为8%。经验证推导,模型亦可用于多波模态。采用该性能分析模型对 比研究了不同反应物当量比、进气总压和总温下火箭式RDE的推进性能。研究表明,性能分析模型可 准确反映RDE燃烧室的非稳态流场特征,且可快速准确地估算RDE的推进性能,为RDE推进性能的评 估提供了简便可靠的方法。

关键词: 旋转爆震发动机; 性能分析模型; 流场结构; 理想膨胀; 推进性能 中图分类号: V231.2 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2024) 02-2208055-12 DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 2208055

1 引 言

旋转爆震发动机(Rotating Detonation Engine, RDE)是一种基于爆震燃烧的新型概念发动机^[1-2]。 RDE的燃烧室通常为环形,燃料和氧化剂分别从一 端连续喷入燃烧室,在燃烧室头部建立沿周向旋转 传播的爆震波,高温高压产物膨胀后经喷管排出产 生推力。RDE不仅具有释热速率快、熵增小、循环热 效率高等优点^[3-4],且在燃烧室内建立爆震波的来流 条件并不严苛,单次点火后即可连续工作^[2]。近年 来,RDE逐渐成为新概念航空航天推进领域国内外 学者的研究热点^[5-6],已有不少数值^[7-8]和实验^[9-10]研 究的成果。

为准确快速地估算 RDE 的推进性能、深化理解 RDE 的流场特性与工作过程,建立简单可靠的性能 分析模型是重要且必要的手段之一。然而,由于爆 震波周期性旋转传播,燃烧室流场具有强烈的非稳态特性,给估算 RDE 的性能带来了巨大挑战。因而,如何建立合理有效的 RDE 性能分析模型以获得准确的推进性能,一直是研究人员致力于解决的主要问题之一。

开展热力循环分析能够充分地理解RDE工作时的功热转换过程,是估算RDE性能的方式之一。然而,热力学模型必须是一维的,与物理模型无关,故已有的一些经典爆震循环模型,例如等容循环模型(或Humphrey循环模型)、Fickett-Jacobs循环模型(F-J循环模型)和基于Zeldovich-von Neumann-Doring爆震波结构的循环模型(简称基于ZND结构的循环模型)等^[11],无法直接应用于RDE热力循环分析。

针对 RDE 燃烧室流场非均一性, Nordeen 等^[12-14] 根据高阶数值模拟获得的二维燃烧室流场结果, 通 过追踪旋转坐标系下燃烧产物沿着流线的热力学状

- 作者简介:朱亦圆,博士,讲师,研究领域为旋转爆震发动机推进性能。
- 通讯作者:王 可,博士,教授,研究领域为爆震燃烧及其应用。E-mail: wangk@nwpu.edu.cn
- **引用格式:**朱亦圆,王 可,范 玮.旋转爆震火箭发动机推进性能分析[J].推进技术,2024,45(2):2208055. (ZHU Y Y, WANG K, FAN W. Propulsive performance analysis of rotating detonation rocket engine [J]. Journal of Propulsion Technology, 2024, 45(2):2208055.)

^{*} 收稿日期: 2022-08-19;修订日期: 2023-02-09。

基金项目:国家自然科学基金(52176133; 51876179);陕西省创新能力支撑计划项目(2021KJXX-93);国防科技重点实验室基金(6142704180101)。

态变化,发现爆震产物流线构成的热力循环与传统 基于ZND结构的循环模型非常相似;随后,他们应用 叶轮机械中速度三角形的分解方法和转子焓的概 念,改进了传统基于ZND结构的循环模型,提出了准 一维的 RDE 燃烧室热力学模型,并与数值模拟结果 符合较好。然而,该模型仅考虑反应物经爆震燃烧 后直接膨胀排出燃烧室的流动过程,未考虑喷注过 程和非等熵膨胀等引起的熵增。Kaemming等^[15]沿用 了该模型中对数值流场流线热力学状态进行追踪的 方式,将燃烧室内气体的复杂流动归纳为四种主要 的热力学过程,即仅参与爆震燃烧的循环、爆震燃烧 后经过斜激波的循环、仅参与缓燃燃烧的循环以及 缓燃燃烧后经过斜激波的循环;他们针对不同的热 力学过程分别建立热力循环,详细分析了燃烧室内 的损失机制,并指出燃烧室内的缓燃燃烧过程,以及 喷注器与燃烧室内非稳态流场的相互作用对整体推 进性能的影响较大。随后,他们又针对冲压旋转爆 震发动机的性能损失展开分析,针对 RDE 燃烧室中 的损失机制展开论证,如非稳态流场、斜激波、非轴 向流动、喷管喉部流场畸变等;他们指出,即使将所 有损失都计算在内,与传统冲压发动机相比,来流小 于Ma5时,冲压式RDE在热力循环方面均具有优 势^[16]。Braun 等^[17]采用Nordeen 等的模型估计了燃烧 室出口的平均速度,并以RDE各部件的平均参数开 展了吸气式 RDE 循环分析,验证了 RDE 单独作为动 力装置或以组合发动机的形式的潜力和可行性;此 外,他们还结合热力学第一定律和㶲理论,分析了 RDE的性能损失来源^[18]。此外,Zhang等^[19]以RDE燃 烧室平均出口轴向马赫数等于声速为前提,估算了 燃烧室的推进性能,结果与数值模拟结果吻合较好。

然而,上述一维或准一维性能估算模型,忽略了 RDE燃烧室的具体流场结构,难以反映旋转爆震波 的传播机制与 RDE独特的工作方式;采用平均参数 进行性能评估,忽略了 RDE 非稳态的工作特性对推 进性能的影响。与脉冲爆震发动机燃烧室中爆震波 的传播方式不同,通常 RDE燃烧室中的爆震波在燃 烧室轴线方向无固壁约束(根据喷注结构的不同,燃 烧室头部喷注端面可能为固壁边界),故波后产物会 发生侧向膨胀(单侧或双侧),燃烧室内流场参数具 有强烈的空间分布非均一性。1979年,Sichel和Foster^[20]针对一侧是固壁、另一侧为惰性气体边界的二 维平面爆震简化流场提出了冲量模型。模型建立在 旋转坐标系下,将爆震波附近的流场划分为四个区 域,分别根据给定边界条件和气体动力学关系确定 不同区域气流的状态参数。他们指出,在爆震波后 产物发生膨胀、压力不断衰减的过程中,膨胀产生的 膨胀波在固壁一侧反射,仅在距离波面1长度的范围 内压力较高,范围超过1后,产物压力已衰减至与初 始环境压力大致相等。因此,对波后距离为1区域内 的压力进行积分,得到波后气体在固壁一侧产生的 冲量。Shepherd等^[21]将该模型应用于 RDE 性能估 算,得到类似PDE中的推力壁模型,即对燃烧室头部 端面的压力分布进行积分,获得推进性能参数。Kawashima 等^[22]将 Endo 等^[23]推导的 PDE 中单次爆震压 力衰减模型应用于RDE燃烧室头部爆震波后燃烧产 物的压力衰减过程,得到了RDE的性能分析模型,可 快速估算推进性能并与数值计算结果吻合较好。 Mizener 等^[24]将流场分区模型应用至旋转爆震燃烧 室,并采用喷管喉部壅塞模型求解旋转坐标系下的 波后流场膨胀过程,得到了低阶RDE性能估算模型, 分析了推力、比冲、扭矩、平均出口气流角等参数随入 口条件和燃烧室尺寸的变化。然而,该性能分析模型 未考虑爆震波倾斜角和波后气流膨胀过程的角度匹 配问题。Fievisohn等^[25-27]借鉴流场分区思想,采用特 征线法求解爆震波后压力衰减过程的方法,将特征线 求解法推广至简化的二维燃烧室全域流场并得到 RDE 的推进性能,求解结果与数值模拟结果符合较 好,证明了特征线法以较低的计算成本亦能获得有效 的性能预测,但计算过程易出现奇点导致程序报错。

综上所述,流场分区法可基本反映 RDE 燃烧室 内爆震波的传播过程和流场特征,准确计算各分区 的分布和状态参数,对后续估算推进性能有重要影 响。然而,已有分析模型或忽略了膨胀区域的角度 匹配过程,或采用特征线法求解全域流场使计算过 程复杂化,不便于快速估算推进性能。图1为Schwer 等^[13]采用高阶数值模拟方法得到的旋转坐标系下 RDE 燃烧室二维流场。图中爆震波波后产物发生膨 胀时,区域 M 处出现了许多膨胀波,波后气流最终平 行于波前反应物累积区域的边界(黑色虚线为旋转 坐标系下的流线)。因此,本文基于该二维数值模拟 流场结果,提出了一种新的波后产物膨胀模型,采用 流场分区计算的方式,求解燃烧室的流场结构,发展 一种更为完善的 RDE 性能分析模型,可快速准确地 估算 RDE 的推进性能。

2 模型建立

2.1 模型简化与基本假设

RDE燃烧室内存在复杂的波系结构,流动呈明



Fig. 1 Contour of stagnation enthalpy in the two-dimensional RDE chamber flowfiled^[13]

显的非稳态特性,故在建立 RDE 推进性能分析模型 时,需对实际燃烧室的三维流场进行简化。若环形 燃烧室径向高度较小,以其一条母线展开得到的二 维流场足以反映燃烧室内流场的基本流动结构,并 在展开具体模型推导前作以下基本假设:

(1)燃烧室高度较小,忽略径向方向的流场差异 和曲率的影响,等效为二维流场。

(2)燃料和氧化剂为理想气体且充分混合,燃烧 室内仅考虑单个爆震波,进行C-J爆震燃烧过程且其 强度和高度不随时间变化,不考虑激波的反射、相交 等过程,且波面和滑移线均简化为直线。

(3)喷注过程中,爆震波后气体压力高于喷注压 力时喷注过程堵塞,压力恢复后,燃料和氧化剂以当 地声速匀速喷注,不考虑高压产物向上游的回流。

(4)不考虑反应物接触高温产物发生的缓燃燃烧过程,忽略气体黏性、侧向膨胀等引起的爆震波强度亏损,产物的膨胀过程为绝能等熵流动。

Kaemming等^[16]指出,冲压式 RDE 的性能损失主 要为不完全燃烧、进气道的进口畸变和发动机动力 学损失,故上述假设条件下,冲压模式结果大约偏高 15%,火箭模式大约偏高9%。

爆震波在燃烧室头部高速旋转,绝对坐标系下 燃烧室内流场气流流动呈强烈的非稳态特性。根据 爆震波旋转的周期性,将坐标系固定于爆震波波面, 可将原非稳态流场转化为稳态流场。利用伽利略坐 标变换得到绝对坐标系下和相对坐标系下速度的关 系,变化坐标系前后速度分解示意图如图2所示,图 中 u_x 为旋转坐标系速度,v为绝对速度,w为相对速 度, θ_{det} 为爆震波倾斜的角度,下标 un 为未燃气体,bu 为已燃气体,in 为燃烧室进口,Dw为爆震波。在此前 提下,将简化的二维燃烧室流场分为六个区域,如 图3所示: I 区为爆震波前反应物累积层; II 区为临

近爆震波后的气流区域,在相对坐标系下,此处气流 以声速传播;Ⅲ区为波后产物膨胀加速区域,产生膨 胀波扇:本次爆震燃烧的产物在Ⅳ区和Ⅴ区中进一 步膨胀,并在恢复喷注点附近出现多条膨胀波,即为 Ⅳ区; V区不仅为本次爆震燃烧产物膨胀流动区域, 亦为下一循环流场内斜激波前气流,由于燃烧产物 与 I 区内的反应物之间无相互掺混过程,故该区域 的气流方向与 [区气流一致,结合图2的速度分解图 可知,形成的接触面与爆震波波面垂直;Ⅵ区为临近 斜激波后的区域,该区域气流与Ⅲ区气流具有相同 的静压与速度方向,但速度大小一般不相同,且两者 之间会形成一道滑移线。因此,可将 VI 区气流视为 流体壁面,Ⅱ区气流于爆震波最高点位置向外凸的 流体壁面一侧(Ⅵ区)发生普朗特-迈耶膨胀,进入 Ⅲ区。需要说明的是,由旋转爆震波传播的周期特 性和假设(2)可知,每一轮爆震循环中流场各区域参 数均保持不变,即下一轮爆震波经过时,本次循环爆 震产物由V区经过斜激波进入下一轮循环流场内的 Ⅵ区,该Ⅵ区与本次循环流场内Ⅵ区的状态参数 相等。



Fig. 2 Velocity components under different coordinates

2.2 燃烧室流场求解

燃烧室简化二维流场内各区域的气动参数相互 联系,在模型推导过程中,以下标t表示气流的总参 数,以下标 I~W区分六个区域各自的气流参数。由



爆震波前后动量守恒可知, I 和 Ⅱ 区气流参数满足 式(1),其中,对于C-J爆震产物相对爆震波以声速传 播,即Ma₁=1.0。

$$\frac{p_{\parallel}}{p_{\parallel}} = \frac{1 + \gamma_{\rm in} M a_{\perp}^2}{1 + \gamma_{\rm c} M a_{\parallel}^2} \tag{1}$$

式中*p*为压力,γ为气体比热比,下标 in 表示进口参数,c为燃烧室内的参数,γ_i取1.4,γ_c取1.25。

爆震波后气流经过普朗特-迈耶膨胀后,偏转角 δ_m可由式(2)确定。

$$\delta_{\mathbb{II}} = \nu \left(Ma_{\mathbb{II}} \right) - \nu \left(Ma_{\mathbb{II}} \right) = \sqrt{\frac{\gamma_{\mathbb{II}} + 1}{\gamma_{\mathbb{II}} - 1}} \cdot \arctan \sqrt{\frac{\gamma_{\mathbb{II}} - 1}{\gamma_{\mathbb{II}} + 1}} \left(Ma_{\mathbb{III}}^2 - 1 \right) - (2)$$
$$\arctan \sqrt{Ma_{\mathbb{III}}^2 - 1}$$

由于普朗特-迈耶膨胀过程绝能等熵,则气流膨 胀前后的静压为

$$\frac{p_{III}}{p_{II}} = \left[\frac{\frac{\gamma_{e}+1}{2}}{1+\frac{(\gamma_{e}-1)}{2}Ma_{III}^{2}}\right]^{\frac{\gamma_{II}}{\gamma_{II}-1}}$$
(3)

Ⅲ区与WI区为滑移线两侧区域,两区气流速度 不同但气流方向和静压相等,即

$$p_{\rm III} = p_{\rm IV} \tag{4}$$

Sichel 等^[20]研究二维平面爆震波发生侧向膨胀时指出,以空气作为氧化剂时,碳氢燃料爆震燃烧后产物的压力衰减过程与燃料种类无关,压力衰减过程可由式(5)确定,即

$$\frac{p}{p_{\rm II}} \propto \frac{x}{h} = \xi \tag{5}$$

式中x为与爆震波的距离,h为爆震波的高度, ξ 为无量纲距离。

在此基础上,Shepherd等^[21]的研究表明,旋转爆 震燃烧室喷注面上的压力衰减关系同样满足式(5)。 需要指出,当氧化剂分别为空气和纯氧时,压力衰减 率有所差异。此外,多数研究表明波后气流压力满足 指数型衰减形式^[15,21,28],故简化模型中采用指数型衰 减函数拟合爆震波后气体压力的恢复过程,见式(6)。

$$\frac{p}{p_{\parallel}} = e^{-\kappa_{\rm Dw}\frac{x}{h}} = e^{-\kappa_{\rm Dw}\xi}$$
(6)

式中KDw为爆震波波后压力衰减指数。

根据文献[29]中燃烧室喷注面压力的衰减曲 线,氧化剂为纯氧时,拟合得到 κ_{Dw} =0.6382,氧化剂为 空气时, κ_{Dw} =0.8272。当压力恢复至 $p_{t,in}$ 时(即 $p=p_{t,in}$), 燃料和氧化剂重新开始喷注。需要指出,Bykovskii 等^[30]研究表明,旋转爆震波稳定传播的临界高度与 胞格尺寸相关。所建模型并非用以判定爆震波传播 的条件,而是建立一种可快捷准确地估算 RDE 推进 性能的方法,故模型中认为求解过程中爆震波前反 应物的累积高度均满足稳定传播的临界值。

V区和W区分别为斜激波两侧区域,由气体动 力学可知,气流经过斜激波后的偏转角为

$$\delta_{\rm osw} = \tan^{-1} \left[2 \cot\theta \, \frac{M a_{\rm v}^2 \sin^2\beta - 1}{M a_{\rm v}^2 \big(\gamma_{\rm c} + \cos 2\beta \big) + 2} \right] \quad (7)$$

式中β为斜激波的激波角。

根据图3的几何关系可得

$$\delta_{\rm III} = \delta_{\rm osw} \tag{8}$$

及两区间的静压比

$$\frac{p_{\rm M}}{p_{\rm v}} = 1 + \frac{2\gamma_{\rm e}}{\gamma_{\rm e} + 1} \left(Ma_{\rm v}^2 \sin^2\beta - 1 \right) \tag{9}$$

波后气流在Ⅳ区进一步膨胀,形成膨胀波扇,进 入V区。气流发生的偏转可由式(10)确定。

$$\delta_{v} = \nu \left(Ma_{v} \right) - \nu \left(Ma_{W} \right) = \sqrt{\frac{\gamma_{e} + 1}{\gamma_{e} - 1}} \cdot \arctan \sqrt{\frac{\gamma_{e} - 1}{\gamma_{e} + 1}} \left(Ma_{v}^{2} - 1 \right) - \arctan \sqrt{Ma_{v}^{2} - 1} - (10)$$
$$\sqrt{\frac{\gamma_{e} + 1}{\gamma_{e} - 1}} \cdot \arctan \sqrt{\frac{\gamma_{e} - 1}{\gamma_{e} + 1}} \left(Ma_{\mathbb{II}}^{2} - 1 \right) - \arctan \sqrt{Ma_{W}^{2} - 1}$$
$$\arctan \sqrt{Ma_{W}^{2} - 1}$$

膨胀过程均绝能等熵,故Ⅲ,V区域间的压力均 满足式(3)(将压力和马赫数换为相应区域的数值)。 并且,Ⅲ~V区内气流膨胀过程是连续的,则Ⅳ区内 气流速度的水平夹角介于Ⅲ区和Ⅴ区气流的夹角之 间,得

$$\delta_{\rm III} = k \cdot \delta_{\rm V} \tag{11}$$

斜激波后气流的衰减过程与爆震波后压力恢复过 程相似,采用式(12)所示的指数型衰减函数进行拟合。

$$\frac{p}{p_{\rm III}} = {\rm e}^{-\kappa_{\rm max}\xi} \tag{12}$$

式中Kosw为斜激波波后压力的衰减指数。

Yokoo 等^[31]实验研究表明,燃烧室长度对 RDE 推 进性能的影响较小,Stechmann 等^[28]的 RDE 性能分析 模型中设置燃烧室长度与爆震波的高度相等,故将 控制体长度定为与爆震波高度相当。控制体的选取 如图 4 红色线框所示,其四条边界分别为:进口阻塞 边界 *L*_{bl},爆震波波面 *L*_{Dw},下边界 *L*_{out}以及反应物-产物 接触面 *L*_{cs}。此外,为便于分析,记燃烧室入口流通边 界 *L*_{unbl}。将爆震波高度作为基准,以各边界长度与之 相比得到的无量纲长度来进行性能模型分析。由流 场内几何关系得到各边界的无量纲长度如式(13)~ 式(16)所示。

$$l_{\rm bl} = \frac{L_{\rm bl}}{h} = \frac{\ln\left(\frac{p_{\rm t,in}}{p_{\rm II}}\right)}{-\kappa_{\rm Dw}}$$
(13)

$$l_{\text{unbl}} = \frac{L_{\text{unbl}}}{h} = \frac{1}{\sin \theta_{\text{det}} \cdot \cos \theta_{\text{det}}}$$
(14)

$$l_{\rm out} = l_{\rm bl} + l_{\rm unbl} \tag{15}$$

$$l_{\rm Dw} = \frac{L_{\rm Dw}}{h} = \frac{1}{\cos\theta_{\rm det}} \tag{16}$$

下边界L_{out}中III区和IV区所占无量纲长度为

$$l_{1} = \frac{L_{\text{III}} + L_{\text{IV}}}{h} = \tan \theta_{\text{det}} + l_{\text{bl}} + \frac{1}{\tan \left[\arcsin \left(\frac{1}{Ma_{\text{V}}} \right) + \theta_{\text{det}} \right]}$$
(17)

波后气流进一步膨胀后,流出区域的无量纲长度为 $l_2 = l_{out} - l_1$ (18)

在相对坐标系下,定义流入控制体方向为正,流 出为负,连续方程的微分形式为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) = 0 \tag{19}$$

式中 ρ为密度, υ为速度矢量。

控制体中的四条边界的流动状态,可知边界 L_{bl} 为爆震波后堵塞区域,质量流量为0, I 区与 V 区分 别为反应物与产物区域,气流方向相互平行,两者间 无质量交换,故将连续方程积分后化简得到下式, 控制体内流量由爆震波波面 L_{Dw}流入,经下边界 L_{out} 流出。

$$\oint_{L_{\rm bl}L_{\rm C_s}L_{\rm out}L_{\rm Dw}} \rho \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n} \cdot \mathrm{d}l = \dot{m}_{L_{\rm Dw}} - \dot{m}_{L_{\rm out}} = 0 \qquad (20)$$

在绝对坐标下,气流喷注沿燃烧室轴线方向,无 周向动量,燃烧室在工作过程中亦不受任何周向外 力影响,故由周向动量守恒(或动量矩守恒)知,下边 界L_{out}上气流的周向动量与进口边界相等,即

$$\int_{0}^{\frac{L_{\text{est}}}{h}} \rho v_z v_\theta \mathrm{d}l = 0 \tag{21}$$

式中v₂为轴向速度,v_e为绝对坐标系下的周向速度。

实际上,模型 I~Ⅲ区以及V, NI区间压比、马赫 数、偏转角等参数的关系与Sichel和Foster模型一致, 引入波后气体的膨胀偏转模型以匹配流场气流的速 度和流动方向,整个流场各区气流的状态参数相互 联系。根据式(2)~式(12),当斜激波后Ⅲ区的压力 衰减过程确定时,即确定衰减指数 κ_{osw} ,由 Ma_{II} 与斜激 波角度β可求解全流场。模型的整个求解过程如图5 所示。

输入参数为燃烧室进口的总温、总压和当量比, 根据NASA CEA程序确定爆震波后产物的状态参数, 由图2速度分解的关系式可确定 θ_{det} 。预先给定 δ_{III} ,



2208055-5

估算 Ma_v 的初值 $Ma_{v_{0,0}}$,由式(2),(3),(7)确定斜激 波波后压力 p_{vi} 和激波角 β ,再根据斜激波前后气流的 偏转角 δ_{osw} ,激波角 β 确定波前马赫数 $Ma_{v_{1,i}}$ 。若 $Ma_{v_{1,i}} = Ma_{v_{0,i}}$ 存在一定差异,则重新估算 $Ma_{v_{0,i+1}}$,重 复迭代过程,直至 $Ma_{v_{1,i}} = Ma_{v_{0,i}}$ 的差异小于误差限 ε_1 ,判定 $Ma_{v_{1,i}}$ 收敛,此处 ε_1 设为 10⁻⁶。根据质量守 恒,可得斜激波后的压力衰减关系,确定参数 κ_{osw} ,控 制体下边界 L_{out} 压力及其它状态参数的分布随之确 定。将边界 L_{out} 的周向速度转化为地面坐标下相应 数值,验证该边界的周向动量守恒,设置误差限 ε_2 为 10⁻⁴,周向动量误差小于 ε_2 时,满足收敛条件;否则, 重新估算 δ_{ui} 进行迭代求解。模型求解过程中,具体 输入参数、主要中间参数、中间迭代参数以及输出参 数见表 1。



Fig. 5 Calculation flowchat of the model

 Table 1
 Parameters in the calculation utilizing the current model

Input parameter	$p_{\mathrm{t,in}}, T_{\mathrm{t,in}}, \varphi$
Intermediate variables	$\theta_{\rm det},v_{\rm in},v_{\rm Dw},\rho_{\rm I},p_{\rm I},T_{\rm I},\rho_{\rm II}$, $p_{\rm II}$, $T_{\rm II}$
Iteration parameters	δ_{III} , Ma_{V}
Output parameters	$ ho$, p , T , v_z in area III to $\mathbb N$

2.3 推进性能

尽管上述模型的求解过程均在相对坐标系下进

行,但参考系仅具有周向速度,相对坐标系和绝对坐标系下具有相同的轴向速度,即v₂相同。根据来流条件和出口边界L_{out}的气流参数,得到推力为

$$F = \delta_{\rm c} \cdot h \int_{0}^{\frac{L_{\rm out}}{h}} \left(\rho v_z^2 + p - p_0 \right) \mathrm{d}l - \dot{m}_{\rm in} \cdot v_0 \qquad (22)$$

式中 p_0 和 v_0 分别为发动机来流的压力和速度, δ_e 为燃烧室径向高度。

混合物比冲的定义为

$$I_{\rm sp} = \frac{F}{\dot{m}_e g} \tag{23}$$

式中 I_{sp}为混合物比冲; m_e为出口边界的流量; g为重力加速度, 取值 9.8 m/s²。

由流量守恒得

$$\dot{m}_{e} = \rho_{1} \cdot l_{Dw} \cdot h \cdot v_{Dw} \cdot \delta_{e} = \frac{\rho_{1} \cdot h \cdot v_{Dw} \cdot \delta_{e}}{\cos \theta_{det}}$$
(24)

将式(22),(24)代入式(23)中,化简得

$$I_{\rm sp} = \frac{\cos\theta_{\rm det} \cdot \int_{0}^{\frac{L_{\rm eff}}{\hbar}} \left(\rho v_z^2 + p - p_0\right) \mathrm{d}l}{\rho_1 \cdot v_{\rm Dw} \cdot g} - \frac{v_0}{g} \quad (25)$$

在火箭模式下,可得混合物比冲的表达式为

$$I_{\rm sp} = \frac{\cos\theta_{\rm det} \cdot \int_{0}^{\frac{\nu_{\rm sp}}{\hbar}} \left(\rho v_z^2 + p - p_0\right) \mathrm{d}l}{\rho_1 \cdot v_{\rm Dw} \cdot g}$$
(26)

燃料比冲为

$$I_{\rm spf} = \frac{F}{\dot{m}_{\rm e}\omega_{\rm f}g} = \frac{I_{\rm sp}}{\omega_{\rm f}} = \frac{I_{\rm sp}\left[\varphi\left(\frac{\dot{m}_{\rm f}}{\dot{m}_{\rm o}}\right)_{\rm st} + 1\right]}{\varphi\left(\frac{\dot{m}_{\rm f}}{\dot{m}_{\rm o}}\right)_{\rm st}} \qquad (27)$$

式中 $\omega_{\rm f}$ 为燃料质量分数, φ 为当量比,下标 st表示化学恰当比。

2.4 多波模态拓展

上述模型推导过程,均是在假设燃烧室内仅存 在单个爆震波的基础上进行的。然而,研究表明,在 不同燃烧室尺寸和供给条件下,燃烧室内会出现多 个稳定同向传播的爆震波^[32-36]。为得到多波模态下 的推进性能估算模型,在2.1节的基础上,针对多波 模态下的流场提出以下假设:

(1)爆震波的高度、强度相同,且周向均布。

(2)各个爆震波自身波系结构不受其它爆震波 的影响,斜激波、滑移线等不相交。

若燃烧室内存在n个爆震波,总供给流量为m_e, 单个爆震波消耗反应物的质量为

$$\dot{m}_{e,i} = \frac{\dot{m}_e}{n} \tag{28}$$

式中*i*代表第*i*个爆震波。

由上述假设可知,各爆震波强度参数相同且流 场互不影响,则就单个爆震波而言,图 3 中 I ~ V 区 之间气流的压力与马赫数的关系依然满足 2.2 节中 的关系式。此外,根据多波模态的流场结构,前一个 爆震波流场中 V 区即为后一个爆震波流场中斜激波 的波前气流。各爆震波的强度相等,故 V_i, VI_{i+1}区间 的压力关系亦与 2.2 节流场相同。综上所述,多波模 态下,相当于将燃烧室沿周向 n 等分,每一份包含一 个爆震波,形成的流场结构与单波模态流场相同。 每一份中的流场均可单独获取与图 4 相同的控制 体,连续方程由式(20)变为

$$\oint_{(L_{ul}L_{c,L_{uu}L_{bw}})_{i}} \rho \boldsymbol{v} \cdot \boldsymbol{n} \cdot \mathrm{d}l = \frac{\dot{m}_{e}}{n} - (29)$$
$$\left(\dot{m}_{L_{uu}}\right)_{i} = \left(\dot{m}_{L_{bw}}\right)_{i} - \left(\dot{m}_{L_{uu}}\right)_{i} = 0$$

同样,周向动量守恒关系式(21)不变。由2.2节 的求解方法可得燃烧室流场,推力为

$$F = \sum_{i=1}^{n} \left(\delta_{c} \cdot h \int_{0}^{\frac{L_{\text{min}}}{h}} \left(\rho v_{z}^{2} + p - p_{0} \right) dl \right)_{i} - \dot{m}_{\text{in}} \cdot v_{0}$$

$$F = n \cdot \left(\delta_{c} \cdot h \int_{0}^{\frac{L_{\text{min}}}{h}} \left(\rho v_{z}^{2} + p - p_{0} \right) dl \right)_{i} - \dot{m}_{\text{in}} \cdot v_{0} \quad (30)$$

$$F = n \cdot \delta_{c} \cdot h \cdot \left(\int_{0}^{\frac{L_{\text{min}}}{h}} \left(\rho v_{z}^{2} + p - p_{0} \right) dl \right)_{\text{CV}} - \dot{m}_{\text{in}} \cdot v_{0}$$

式中下标 CV 表示包含单个爆震波的控制体(Control volume)。

由流量守恒将式(28)化为

$$\dot{m}_{e} = \sum_{i=1}^{n} \left(\rho_{I} \cdot l_{D_{W}} \cdot h \cdot v_{D_{W}} \cdot \delta_{c} \right) = n \cdot \rho_{I} \cdot \delta_{c} \left(\frac{h \cdot v_{D_{W}}}{\cos \theta_{det}} \right)_{CV}$$
(31)

将式(30),(31)代入式(23)中,可得混合物比冲的表达式为

$$I_{\rm sp} = \frac{F}{\dot{m}_{\rm e}g} = \frac{n \cdot \delta_{\rm c} \cdot h \cdot \left(\int_{0}^{\frac{L_{\rm esc}}{h}} \left(\rho v_{z}^{2} + p - p_{0}\right) dl\right)_{\rm CV}}{n \cdot \rho_{\rm l} \cdot \delta_{\rm c} \left(\frac{h \cdot v_{\rm Dw}}{\cos \theta_{\rm det}}\right)_{\rm CV} \cdot g} - \frac{v_{0}}{g}$$
(32)

化简得

$$I_{\rm sp} = \frac{\cos\theta_{\rm det} \cdot \left(\int_{0}^{\frac{L_{\rm est}}{h}} \left(\rho v_z^2 + p - p_0\right) \mathrm{d}l\right)_{\rm CV}}{\rho_1 \cdot v_{\rm Dw} \cdot g} - \frac{v_0}{g} \quad (33)$$

比较式(25),(33),可以看出多波模态下得到的 混合物比冲表达式与单波模态形式相同,表明简化 的性能分析模型适用于多波模态。然而,需要指出, 该结论建立在上述假设的基础上,实际中多波模态 下燃烧室的流场更加多变,爆震波、斜激波、反射激 波等间的相互作用更为复杂,各个爆震波的强弱亦 存在差异,故多波模态下的流场不可视为单波模态 的简单叠加,模型估算多波模态下的推进性能的偏 差会大于单波模态。Tsuboi等^[37]数值研究中指出, RDE 的数值模拟中单波模态下的混合物比冲比双波 模态高 10%。

2.5 模型验证

2.5.1 流场结构对比

燃烧室二维流场的结构决定了性能分析模型中 控制体出口边界气流的状态参数,故所得流场结构 可直接影响性能估算结果的准确性。表2为模型所 得流场结构的特征角度与已有研究数据的对比结 果,表中, φ 为反应物的当量比, β_0 为斜激波与水平线 的夹角, δ_0 为滑移线与水平线的夹角。文献[38]中的 数据为实验测量结果,文献[24]中的数据为模型估 算结果,文献[29]中的数据为数值计算结果(角度根 据云图测量得到)。对比可知,简化模型结果与文献

Table 2	Comparison of the	characteristics of the	flowfield cal	culated by the	e simplified	model and t	he results of	previous s	tudies
---------	-------------------	------------------------	---------------	----------------	--------------	-------------	---------------	------------	--------

No.	Fuel/oxidizer		arphi	$eta_0/(\degree)$	$\delta_0/(\circ)$	$\theta_{\rm det}^{}/(^{\circ})$
1	H ₂ /air	Ref. [38]	1.26	57±16	29±15	14±9
		This model		61.2	43.6	5.3
2	II / '	Ref. [24]	1.0	62.2	40.7	6.9
	H ₂ /air	This model		60.5	43.0	5.3
3	${\rm H_{2}/O_{2}}$	Ref. [29]	1.0	61.0	37.0	7.0
		This model	1.0	61.0	43.4	4.9
4	C_2H_4/air	Ref. [29]	1.0	65.6	44.9	10.0
		This model	1.0	61.7	44.0	4.9
5	C_2H_4/O_2	Ref. [29]	1.0	70.0	49.8	7.5
		This model	1.0	67.4	47.2	3.9

[29]和文献[24]数据较接近。因实验测量本身存在 较大误差,模型估算值与之存在一定偏差,但未超过 文献[38]所得数据的误差范围。

2.5.2 性能估算对比

Zhang 等^[19]在进气总压为 0.5 MPa, 背压为常压 的条件下开展了 H₂/air 的 RDE 三维数值研究, 得到了 RDE 推进性能随进口总温的变化。图 6 给出了性能 模型估算结果与其数值模拟结果的对比。可以看 出,估算结果随进气总温的变化趋势与数值模拟一 致, 均随进气总温的升高而降低, 且两者的最大偏差 为 3.9%, 结果吻合较好。



Fig. 6 Specific impulses obtained by the current model and the numerical study of Zhang et al^[19]

图 7 为以 H₂/air 为反应物的性能模型估算结果与 实验和已有模型结果的对比。美国空军实验室的 Fotia 等^[39] 实验结果表明, RDE 的比冲与 Schauer 等^[40] PDE 实验结果具有较好的一致性, 两者的实验 结果如图 7 所示。此外, 图 7 还给出了 Shepherd 等^[21] 提出的两种性能估算模型结果, 即模型 A(推力壁模 型)和模型 B(轴流声速模型), 在相同条件下的性能 估算结果。他们指出, 模型 B 与上述 Fotia 等的实验 结果相差 10%。与已有性能模型结果对比可知, 提出 的性能估算模型获得的燃料比冲与Shepherd等的模型B较接近。与实验数据对比可知,当量比高于0.8时,模型估算结果略高,误差约为8%。原因在于,为了简化实际工作时燃烧室的复杂流场,模型估算结果建立在前述假设的基础上,如忽略了掺混损失、燃烧不完全、非理想膨胀、激波损失、热损失等因素,且膨胀过程均为绝能等熵过程,故所得的性能估算模型可视为RDE推进性能的上限,其估算结果高于实验数值。



Fig. 7 Comparison between the estimations and the experimental and estimated results in previous studies

3 模型估算结果

火箭模态下,反应物的喷注压力为0.5 MPa,喷注 总温为300 K时,不同燃料/氧化剂的混合物比冲和 燃料比冲随当量比的变化如图8所示。以氢气为燃 料时,混合物比冲均随着当量比的增加而增加,但曲 线斜率逐渐减小。以乙烯为燃料时,存在最佳当量 比使混合物比冲达到最大值:氧化剂为空气时,最大 混合物比冲对应的当量比为1.6;氧化剂为氧气时,最 大混合物比冲对应的当量比为2.4,均在富油区域。

固定反应物的当量比为1.0,喷注总温300K,不





2208055-8

同种类反应物的混合物比冲和燃料比冲随喷注总压 的变化如图9所示。可以看出,随着喷注总压升高, 混合物比冲和燃料比冲均呈增大趋势。原因在于, 在较高喷注总压下,爆震波强度增大,波前后气流的 压比、温比均增大,气流的做功能力增强。此外,较 低喷注总压下,比冲曲线的斜率较大,随着喷注总压 升高,斜率逐渐减小。然而,需要指出,模型计算过 程中,未考虑燃料和氧化剂喷注及掺混过程的损失, 但 RDE 的工作过程中反应物的喷注损失必然存在, 故发展低总压损失、高效率掺混的喷注结构,有利于 提高 RDE 的推进性能。 固定燃料和氧化剂的当量比1.0,喷注总压 0.5 MPa,几种反应物的混合物比冲和燃料比冲随喷 注总温的变化如图10所示。随着反应物总温升高, 混合物比冲和燃料比冲均呈现下降趋势。由2.5.2节 可知,该变化趋势与Zhang等^[19]的数值研究结果一 致,亦与Mizener等^[24]的模型估算结果相符。原因在 于,反应物温度较高时,爆震波前后气流的压比、温 比下降,降低了推进性能。此外,RDE工作过程中, 较高的温度会造成进口严重的热壅塞,进一步降低 推进性能。综上所述,RDE燃烧室进口反应物的总 温过高不利于获得较高的推进性能。





4 结 论

采用流场分区思想求解简化的二维 RDE 燃烧 室,通过分析已有高阶数值模拟结果中的流场特征, 引入了一种波后产物膨胀模型以匹配膨胀后的气流 角度,更准确地描述简化流场的结构特征,进而发展 了对应的性能估算模型,可简便有效地估算 RDE 的 推进性能,主要结论如下:

(1)简化的二维燃烧室流场可用于分析 RDE 燃

烧室流场的特征结构,如爆震波倾斜角、斜激波角、 滑移线角度,所得流场特征参数与实验、数值模拟和 模型分析结果一致。

(2)根据控制体进出口状态参数的分布,发展了 理想膨胀状态下的RDE性能估算模型,估算结果与已 有性能估算模型吻合,与已有实验结果的误差为8%。

(3)将性能估算模型由单波模态向多波模态进行了拓展,得到了相同的比冲表达式,表明该模型同样适用于多波模态。

(4)发展的性能估算模型可方便快速获得 RDE 的推进性能上限,基于该性能模型对比分析了不同 反应物种类、不同当量比、不同进口总压和总温下火 箭式 RDE 的推进性能。

致 谢:感谢国家自然科学基金、陕西省创新能力支撑 计划项目和国防科技重点实验室基金的资助。

参考文献

- [1] WOLAŃSKI P. Detonative propulsion [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34(1): 125-158.
- LUFK, BRAUNEM. Rotating detonation wave propulsion: experimental challenges, modeling, and engine concepts[J]. Journal of Propulsion and Power, 2014, 30 (5): 1125-1142.
- [3] 严传俊,范 玮. 燃烧学[M]. 西安: 西北工业大学出版社, 2005.
- [4] 严传俊,范 玮,郑龙席.脉冲爆震发动机原理及关 键技术[M].西安:西北工业大学出版社,2005.
- [5] RANKIN B A, FOTIA M L, NAPLES A G, et al. Overview of performance, application, and analysis of rotating detonation engine technologies[J]. Journal of Propulsion and Power, 2017, 33(1): 131-143.
- [6] 王 兵,谢峤峰,闻浩诚,等.爆震发动机研究进展
 [J].推进技术,2021,42(4):721-737.(WANG B, XIE Q F, WEN H C, et al. Research progress of detonation engines[J]. Journal of Propulsion Technology, 2021, 42(4):721-737.)
- YAO S, TANG X, LUAN M, et al. Numerical study of hollow rotating detonation engine with different fuel injection area ratios [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2017, 36(2): 2649-2655.
- [8] 马 虎,张义宁,杨成龙,等.燃料分布对旋转爆震 波传播特性影响[J].航空动力学报,2019,34(3): 513-520.
- [9] 王致程,严 宇,王 可,等. 燃烧室宽度对煤油旋转爆震波传播模态的影响[J]. 推进技术, 2021, 42
 (4): 842-850. (WANG Z C, YAN Y, WANG K, et al. Effects of combustor width on propagation modes of rotating detonation waves utilizing liquid kerosene[J]. Journal of Propulsion Technology, 2021, 42(4): 842-850.)
- [10] 王 超,刘卫东,刘世杰,等.吸气式连续旋转爆震 与来流相互作用[J]. 航空学报,2016,37(5):1411-1418.
- [11] VUTTHIVITHAYARAK R, BRAUN E M, LU F K. On thermodynamic cycles for detonation engines[C]. Heidelberg: 28th International Symposium on Shock Waves, 2012.
- [12] NORDEEN C, SCHWER D, SCHAUER F, et al. Energy transfer in a rotating detonation engine [C]. Califor-

nia: 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 2011.

- [13] NORDEEN C, SCHWER D, SCHAUER F, et al. Thermodynamic modeling of a rotating detonation engine [C].
 Florida: 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, 2011.
- [14] NORDEEN C, SCHWER D, SCHAUER F, et al. Thermodynamic model of a rotating detonation engine[J]. Combustion, Explosion, and Shock Waves, 2014, 50 (5) : 568-577.
- [15] KAEMMING T A, FOTIA M L, HOKE J, et al. Thermodynamic modeling of a rotating detonation engine through a reduced-order approach [J]. Journal of Propulsion and Power, 2017, 33(5): 1170-1178.
- [16] KAEMMING T A, FOTIA M L, HOKE J, et al. Quantification of the loss mechanisms of a ram rotating detonation engine[C]. Orlando: AIAA SciTech 2020 Forum, 2020.
- BRAUN E M, LU F K, WILSON D R, et al. Airbreathing rotating detonation wave engine cycle analysis [J]. Aerospace Science and Technology, 2013, 27(1): 201-208.
- [18] BRAUN E M, LU F K, WILSON D R, et al. Detonation engine performance comparison using first and second law analyses [C]. Nashville: 46th AIAA/ASME/SAE/ ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, 2010.
- [19] ZHANG S, MA J, WANG J. Theoretical and numerical investigation on total pressure gain in rotating detonation engine[J]. AIAA Journal, 2020, 58(11): 4866-4877.
- [20] SICHEL M, FOSTER J. The ground impulse generated by a plane fuel-air explosion with side relief[J]. Gasdynamics of Explosions and Reactive Systems. Acta Astronautica, 1979, 6(3/4): 243-256.
- [21] SHEPHERD J E, KASAHARA J. Analytical models for the thrust of a rotating detonation engine [R]. GALCIT Report FM2017.001, 2017.
- [22] KAWASHIMA R, FUNAKI I, FUJII J, et al. A quasione-dimensional analytic model of rotating detonation combustors[R]. arXiv preprint arXiv: 1712.02915, 2017.
- [23] ENDO T, KASAHARA J, MATSUO A, et al. Pressure history at the thrust wall of a simplified pulse detonation engine[J]. AIAA Journal, 2004, 42(9): 1921–1930.
- [24] MIZENER A R, LU F K. Low-order parametric analysis of a rotating detonation engine in rocket mode[J]. Journal of Propulsion and Power, 2017, 33(6): 1543-1554.
- [25] FIEVISOHN R T, YU K H. Method of characteristics analysis of the internal flowfield in a rotating detonation engine[C]. Kissimmee: 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting, 2015.
- [26] FIEVISOHN R T, YU K H. Quasi-steady modeling of ro-

tating detonation engine flowfields [C]. Glasgow: 20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 2015.

- [27] FIEVISOHN R T, YU K H. Steady-state analysis of rotating detonation engine flowfields with the method of characteristics [J]. Journal of Propulsion and Power, 2017, 33(1): 89-99.
- [28] STECHMANN D P, HEISTER S D, HARROUN A J. Rotating detonation engine performance model for rocket applications [J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2019, 56(3): 887-898.
- [29] SCHWER D, KAILASANATH K. Fluid dynamics of rotating detonation engines with hydrogen and hydrocarbon fuels[J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34(2): 1991-1998.
- [30] BYKOVSKII F A, ZHDAN S A, VEDERNIKOV E F. Continuous spin detonations [J]. Journal of Propulsion and Power, 2006, 22(6): 1204-1216.
- [31] YOKOO R, GOTO K, KASAHARA J, et al. Experimental study of internal flow structures in cylindrical rotating detonation engines [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2021, 38(3): 3759-3768.
- [32] YAO S, LIU M, WANG J. Numerical investigation of spontaneous formation of multiple detonation wave fronts in rotating detonation engine [J]. Combustion Science and Technology, 2015, 187(12): 1867-1878.
- [33] ZHAO M, CLEARY M J, ZHANG H. Combustion mode and wave multiplicity in rotating detonative combustion with separate reactant injection [J]. Combustion and

Flame, 2021, 225: 291-304.

- [34] PENG H, LIU W, LIU S, et al. Hydrogen-air, ethylene-air, and methane-air continuous rotating detonation in the hollow chamber[J]. Energy, 2020, 211: 118598.
- [35] YI T H, LOU J, TURANGAN C, et al. Propulsive performance of a continuously rotating detonation engine [J].
 Journal of Propulsion and Power, 2011, 27(1): 171-181.
- [36] 范良忠,史 强,林 伟,等. 氢氧旋转爆震传播特 性研究[J]. 推进技术, 2022, 43(11): 210605. (FAN L Z, SHI Q, LIN W, et al. Propagation characteristics of hydrogen/oxygen rotating detonation [J]. Journal of Propulsion Technology, 2022, 43(11): 210605.)
- [37] TSUBOI N, ETO S, HAYASHI A K, et al. Front cellular structure and thrust performance on hydrogen-oxygen rotating detonation engine [J]. Journal of Propulsion and Power, 2017, 33(1): 100-111.
- [38] NAPLES A, HOKE J, KARNESKY J, et al. Flowfield characterization of a rotating detonation engine [C]. Texas: 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting, 2013.
- [39] FOTIA M, SCHAUER F, HOKE J. Experimental study of performance scaling in rotating detonation engines operated on hydrogen and gaseous hydrocarbon fuel [C]. Glasgow: 20th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference, 2015.
- [40] SCHAUER F, STUTRUD J, BRADLEY R. Detonation initiation studies and performance results for pulsed detonation engine applications [C]. Reno: 39th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, 2001.

(编辑:梅 瑛)

Propulsive performance analysis of rotating detonation rocket engine

ZHU Yiyuan¹, WANG Ke^{2,3}, FAN Wei²

(1. Department of Energy and Environment System Engineering, Zhejiang University of Science and Technology, Hangzhou 310023, China;

2. School of Power and Energy, Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710072, China;

3. Shaanxi Key Laboratory of Thermal Sciences in Aeroengine System, Northwestern Polytechnical University,

Xi'an 710129, China)

Abstract: In order to analyze the propulsive performance of the rotating detonation engine (RDE), a performance analysis model has been developed and established for the operating characteristics according to the simplified two-dimensional flowfield. The model can describe the flowfield structure in the combustion chamber including the inclined angle of detonation wave, the angle of oblique shock wave and the angle of slip line for the single wave mode, which takes into account the flow angle matching during the expansion process in the combustion chamber. The results of the flowfield structure are consistent with previous studies. Based on the inlet and outlet parameters of the control volume extracted in the flowfield, the propulsive performances of RDE under the ideal expansion state can be obtained directly. The results of the propulsive performance are in good agreement with the estimations of previous models and the deviation to the existing experimental results is 8%. Furthermore, it is confirmed that this model can be used for the multi-wave modes as well. The propulsive performances of the rocket RDE under different equivalence ratios, the inlet total pressures, and total temperatures are estimated utilizing this model. The study shows that the current model is able to reveal the characteristics of the unsteady flowfield in the RDE chamber, which provides an effective way to estimate the RDE propulsive performance quickly and reliably.

Key words: Rotating detonation engine; Performance analysis model; Flowfield structure; Ideal expansion; Propulsive performance

Received: 2022-08-19; **Revised**: 2023-02-09.

Foundation items: National Natural Science Foundation of China (52176133;51876179); Innovation Capability Support Program of Shaanxi Province (2021KJXX-93); National Defense Science and Technology Foundation of Key Laboratory (6142704180101). DOI: 10.13675/j.cnki. tjjs. 2208055

Corresponding author: WANG Ke, E-mail: wangk@nwpu.edu.cn