

火箭基组合循环发动机引射过程准一维 分析方法研究*

陈 军, 白菡尘, 万 冰

(中国空气动力研究与发展中心 空天技术研究所 高超声速冲压发动机技术重点实验室, 四川 绵阳 621000)

摘 要: 为提高引射分析模型精度, 从引射过程的物理机制出发, 以速度差异导致的质量交换作为一、二次流掺混过程的控制因素, 以一次流动量覆盖整个法向截面时的参数剖面计算引射效果, 建立了引射过程分析方法, 并采用数值模拟和试验结果对方法进行了验证。结果表明: 一、二次流掺混过程的计算模型能反映法向截面上参数的变化趋势; 当一次流处于过膨胀状态和轻度欠膨胀状态时, 本方法计算的引射系数偏差在4.56%以内; 当一次流处于严重欠膨胀状态时, 在利用特征线法对截面静压进行校正以后, 偏差在6%以内; 以上精度均优于传统的Fabri模型。本方法还能准确地获得引射系统的临界背压, 因此更适用于RBCC发动机这种有背压的应用场景。

关键词: 火箭基组合循环发动机; 引射流动; 准一维方法; 验证; 引射比; 临界背压

中图分类号: V235.21 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2022) 08-200915-09

DOI: 10.13675/j.cnki.tjjs.200915

Quasi-One-Dimensional Method for Ejecting Process in RBCC Engine

CHEN Jun, BAI Han-chen, WAN Bing

(Science and Technology on Scramjet Laboratory, Aerospace Technology Institute, CARDC, Mianyang 621000, China)

Abstract: To improve the accuracy of ejecting model, a new method is established based on the mechanism of ejecting process. The mass exchange caused by velocity difference between the primary and the second flow is selected to be the control factor, and the parameter profile at the section where the momentum of the primary flow covers the whole normal cross-section is taken to calculate the ejecting process. CFD and experiment results are used to verify the method. The comparison shows that the parameter profile calculated by this new method is approximate to the CFD results. While the primary flow is over-expanded and slightly under-expanded, the error of the entrainment ratio calculated by this method is 4.56%. While the primary flow is deeply under-expanded, the error of the entrainment ratio is 6% with the correction of pressure at the normal cross-section by characteristic method. And the precision is higher than conventional Fabri mode. This new method can calculate the critical back pressure accurately, so it is applicative for the RBCC engine.

Key words: RBCC engine; Ejecting flow; Quasi-one-dimensional method; Verification; Entrainment ratio; Critical back pressure

* 收稿日期: 2020-11-17; 修订日期: 2020-12-31。

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金 (11702309); 高超声速冲压发动机技术重点实验室基金 (STS/MY-ZY-2017-002)。

通讯作者: 陈 军, 博士, 副研究员, 研究领域为高超声速冲压与复合冲压发动机工作过程研究。

引用格式: 陈 军, 白菡尘, 万 冰. 火箭基组合循环发动机引射过程准一维分析方法研究[J]. 推进技术, 2022, 43(8): 200915. (CHEN Jun, BAI Han-chen, WAN Bing. Quasi-One-Dimensional Method for Ejecting Process in RBCC Engine[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(8):200915.)

1 引言

火箭基组合循环发动机(Rocket Based Combined Cycle, RBCC)拟通过火箭发动机与双模态超燃冲压发动机的有机组合,实现潜在的低成本、高可靠性、可重复使用等优势^[1-4],有可能成为未来天地往返可重复使用运输系统备选动力系统之一,引射模态的性能关乎该动力系统工作的最低马赫数,得到了广泛的研究。

长期以来,引射过程机理问题得到了足够的重视,尤其是在普通引射器领域^[5],研究更为广泛和深入。由于应用背景有所差异,RBCC引射模态多采用等面积或者扩张型混合过程^[6]来兼容冲压发动机流道,而普通引射器为了提高效率而多采用等压混合,流道呈收缩、等面积、扩张的构型^[5];RBCC的引射模态在一、二次流混合过程中或者结束后还要组织二次燃烧,在指标上也更关注相对于纯火箭发动机的推力增益。但是在引射过程的机理上,RBCC引射模态和普通引射器并无区别。因此,RBCC引射模态的分析也通常是以在普通引射器研究中建立的准一维分析模型作为理论基础^[7-8]。

超声速引射器的现代经典理论是以等压面以及三种临界工况为主要假设建立的^[9](图1,以等面积混合为例),每种临界工况对应为在流道中三个不同位置形成声速截面。

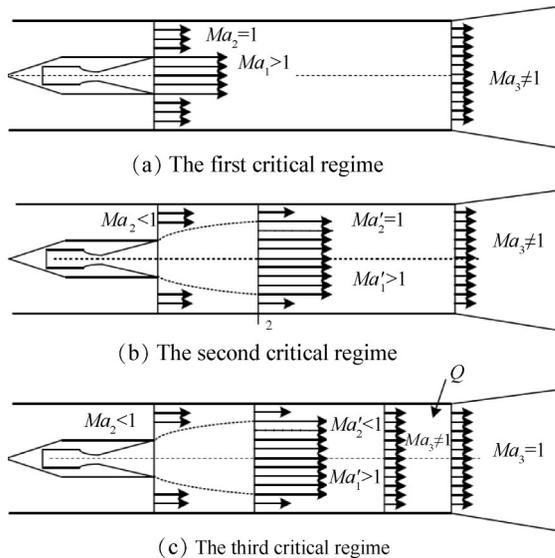


Fig. 1 Sketch of three critical regime in ejecting process^[9]

但 Fabri 等^[10-11]曾指出,对于采用等面积混合的引射器,在第二临界工况假设下,在二次流壅塞截面位置若一、二次流压力相等,并且流动无分离,一维

分析方法无法同时保证质量、动量和能量守恒。Aoki 等^[12]甚至专门建立了一种动量不守恒的分析方法,该方法采用超声速气流膨胀以及特征线来计算一二次流的分界面,二次流的动量变化不再作用于一次流,以此来保证二次流壅塞截面的压力平衡。为提高分析模型的准确性,文献^[13-14]在等压混合、第二临界工况的基础上推导了射流掺混的积分型计算关系式,解决了混合过程的速度剖面 and 温度剖面的积分,但是没有考虑有组分浓度剧烈变化时的情况。吕翔等^[15]通过数值模拟结果提出经验参数来修正引射分析模型。Nagaraja 等^[16]通过引入速度偏斜因子的方式来考虑一、二次流掺混后非均匀性的影响。

目前,尽管在引射过程方面开展了大量的研究工作,但是基于现代引射理论建立的分析方法还存在需要用经验参数、附加关系式来修正结果等,影响了分析模型的通用性。针对以上问题,本文基于引射过程的物理机制,通过质量交换关联一、二次流动的动量、组分和能量传递过程,构建混合过程的速度、组分和温度剖面,建立引射过程准一维分析方法,并利用数值模拟结果和文献^[12]的试验数据进行校验。

2 典型引射过程流场

首先结合 CFD 结果,分析典型引射过程流场。

2.1 数值模拟方法和条件

文献^[5]中数值模拟得到的流场波系图和纹影结果符合较好,本文采用该文献中使用的数值模拟策略,即采用耦合求解器、二阶迎风差分格式、 $k-\omega$ SST 两方程湍流模型。

为了能体现一次流和二次流的掺混过程,以便分析引射流场,一、二次流选用不同的组分,分别是氮气和氧气。表1是计算采用的入口条件。为了减少多种因素对引射过程的干扰,采用了最简单的二维型面(图2)。

Table 1 Flow parameter at inlets' exit plane

Flow	Gas	p_i /MPa	p /kPa	T_i /K	A /m ²
Primary	N ₂	9.0	60.0/300.0	3250	0.006
Secondary	O ₂	0.101325	101.3	300	0.030

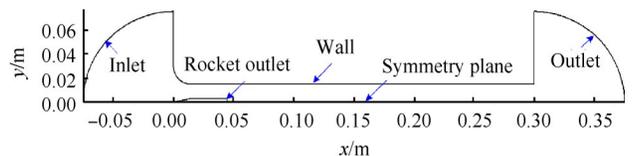


Fig. 2 Solution domain of the ejecting process

2.2 网格无关性验证

为验证网格无关性,采用4套网格进行了数值模拟,网格量和壁面底层网格高度以及获得的引射比结果见表2。结果显示,当网格量达到2.981万以后,获得的引射比十分接近,差异在千分之一的量级,说明此时算例具有很好的网格无关性。最终数值模拟采用Default网格,网格量9.1万。

Table 2 Grid information and CFD results

Name	Mesh size	Height of base grid/mm	Entrainment ratio	Deflection
Coarse 2	4860	0.50	1.5756	0.0122
Coarse 1	29810	0.05	1.5935	0.0009
Default	91260	0.02	1.5950	0.0000
Refine	199320	0.01	1.5941	0.0006

2.3 典型引射流场分析

2.3.1 一、二次流混合带来的非均匀性

图3是数值模拟得到的一次流静压为60kPa时引射流场的流向速度云图。数据显示,从一次流和二次流接触开始,由于存在速度差,在两股流动的交界面上开始出现粘性引起的混合层(一、二次流的混合区)。随着流动逐渐向下游发展,混合层逐渐增厚,最终在流向位置约0.13m左右,混合层发展至上壁面。之后,由于法向方向仍然存在速度梯度,粘性的作用会进一步将高速区的组分、动量和能量传递到低速区。

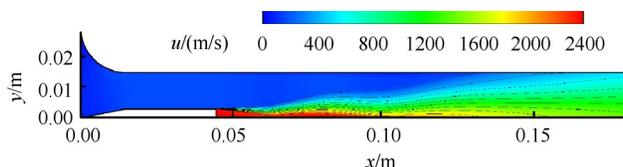


Fig. 3 X-velocity contours of the ejecting flowfield at $p_p=60\text{kPa}$

由引射流场进行分析,高速的一次流通过粘性将动量传递给低速的二次流区域流体,导致这部分流体的速度增大,离开原来的位置,上游的二次流在流体保持连续性的作用下向下游运动,填补原来流体的空间,进而形成了连续的二次流流动,达到了抽吸的效果。因此,粘性引起的一、二次流之间的能量交换是引射过程的原动力,这就是引射过程的物理机制。

通常采用的现代引射理论都假设一、二次流在等压面上游并不发生掺混,等压面上的一、二次流各自都是均匀的,这实际上是对一维方法难以处理掺

混过程的一种妥协。从图3中可以看到,一、二次流在接触时就开始发生掺混,因此即使出现等压面,该截面上的气流的温度、组分和速度都将是不均匀的,不能以一、二次流的流管来进行单独平均。特别是对应RBCC发动机的引射过程,一次流的温度和组分都与二次流(空气)差异较大,不考虑混合过程必然带来较大的误差。所以若要比较准确地对引射过程进行建模,那么必须对一、二次流的掺混过程或者掺混的结果进行描述。

2.3.2 欠膨胀工况一次流膨胀带来的非均匀性

图4是数值模拟得到的一次流静压为300kPa时引射流场的流向速度和压力云图。此时一次流出口压力和该位置二次流静压之比大于3,一次流处于欠膨胀状态,流场中的流向速度和静压在法向截面上都不均匀,如果采用等压面假设来处理,必定会带来动量计算的误差。

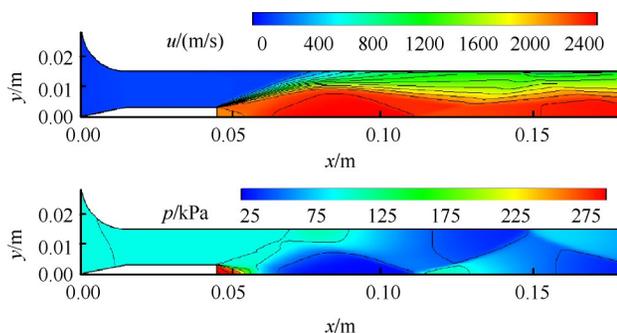


Fig. 4 X-velocity and pressure contours of the ejecting flowfield at $p_p=300\text{kPa}$

3 引射过程准一维理论分析模型

图5描述了上述CFD模拟流场反映的掺混过程中的速度变化。其中,截面1为一次流入口平面,截面2为二次流入口平面,一、二次流之间可能存在一定的间距,在图5以“Wall”表示。一、二次流从接触(M_1 点)开始就发生混合,混合区有一次流侧和二次流侧两条边界线,图中分别记为 M_1M_3' 和 M_1M_3'' ,在两条混合边界线以外,分别是完全的一次流和二次流。截面2-1为混合区上的一个中间过程截面,与上壁面, M_1M_3' , M_1M_3'' 和对称线分别交于 S_2 , M_2' , M_2'' 以及 P_2 点。二次流侧混合线 M_1M_3'' 在截面3处到达壁面,截面3与对称线的交点为 P_3 ,与壁面的交点为 S_3 , S_3 与 M_3'' 重合。截面4定义为混合完成截面,截面5为正激波后亚声速流动的截面。

接下来针对图5所示的等面积混合引射过程建立分析模型。

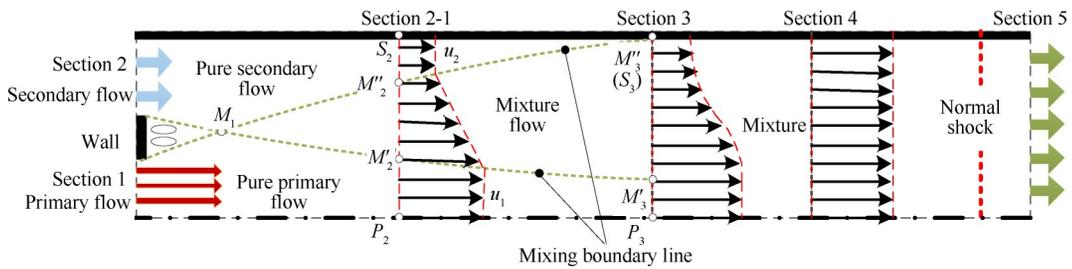


Fig. 5 Diagrammatic sketch of ejecting flowfield

3.1 简化假设

为简化分析过程,聚焦主要问题,提出以下假设:

(1)忽略一次流的法向动量,忽略二次流的摩擦力和附面层影响。

(2)一次流和二次流之间壁面(图5中“Wall”截面)的压力等于二次流的压力。

(3)在截面3,一次流过膨胀和轻度欠膨胀时法向无压力梯度(采用等压面假设),一次流处于高度欠膨胀工况时,一、二次流的掺混区(即图5中 M_3'/M_3'' 部分)存在法向压力梯度,而 M_3'/P_3 部分不存在法向压力梯度。

(4)在混合完成截面4上,气流参数均匀。

3.2 一、二次流掺混过程简化

要简化一、二次流的掺混过程,必须从气体引射过程的原动力即粘性入手。所谓粘性力^[17],即如果把速度看成单位质量的流体所具有的动量,则当存在速度梯度时,分子运动对动量的输运会表现为两层之间的相互作用力,见图6,当高速流层A中的分子进入到低速流层B时,它们所携带的比当地高的动量将表现为高速流层对低速流层向前的作用力,即粘性力。可见,气体的粘性实际上是通过质量交换来实现的动量传递,同时引起能量的输运。

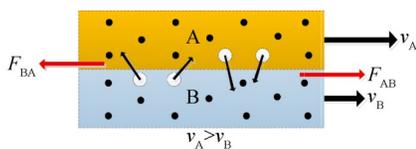


Fig. 6 Diagrammatic sketch of shear force and mass exchange between streams with different velocities

引射过程一、二次流之间的相互作用包括质量、动量和能量的交换。从粘性力的定义来看,动量和能量中有关速度的传递必然是由质量交换决定的。动量中还包括压力相关项,可以通过计算当地的压力来获得。能量中还包括热量相关项,热量的传递是通过对流、辐射和热传导来实现的,引射过程中

一、二次流相互作用是强掺混过程,对流占据主导地位,所以忽略掉辐射和热传导过程,此时一、二次流的掺混过程完全由质量交换过程决定。所以,解决本问题唯一需要确定的就是两个相邻微元流管之间的质量交换率。

图7给出了一、二次流的细分流管之间质量传递的示意图,其中 $S(n), M(n), P(n)$ 分别代表二次流、混合层、一次流部分。 p, u, Y, h_t 分别是流管的静压、 x 向速度、组分质量分数、单位总焓。由于是以质量交换为研究对象,以等流量的微小流管来划分网格最为方便。令一次流流量为 \dot{m}_p ,假设被引射的二次流流量为 \dot{m}_s ,将二次流流量等分为 n_1 份的微元,那么每份的流量为 \dot{m}_s/n_1 。同样地,将一次流 \dot{m}_p 也按每份流量为 \dot{m}_s/n_1 分为 n_2 份的微元,即 $n_2 = \dot{m}_p/(\dot{m}_s/n_1)$,见图7中Step 0。图7中Step 0的每个方格的高度代表质量流量,长度代表速度, $S(j)$ 代表二次流的第 j 个微元,范围为 $1 \sim n_1$; $P(k)$ 代表一次流的第 k 个微元,范围为 $1 \sim n_2$ 。通常情况下,一次流的第 n_2 个微元 $P(n_2)$ 的质量流量小于 \dot{m}_s/n_1 ,其余的一次流微元和二次流微元的质量流量均为 \dot{m}_s/n_1 。

在一、二次流还未开始混合时(图7中Step 0),只有一、二次流交界面上的 $S(n_1)$ 和 $P(1)$ 微元之间有速度差,两者之间的质量交换会引起动量的输运。假设高速流 $P(1)$ 微元和低速流 $S(n_1)$ 微元之间形成了质量交换,新形成的微元分别为 $M(2)$ (替代 $P(1)$ 微元)和 $M(1)$ (替代 $S(n_1)$ 微元),见图7中Step 1。依据每个微元流量相等的划分原则, $S(n_1)$ 微元从 $P(1)$ 微元接收了 \dot{m}_s/n_1 的高速度的流量,同时也向 $P(1)$ 微元传递了 \dot{m}_s/n_1 的低速度的流量,最终新形成的 $M(1)$ 微元的流量仍然为 $\dot{m}_{s(n_1)}$,但是 $M(1)$ 微元的动量、组分和能量均发生了变化(见式(1))。同样地, $P(1)$ 微元向 $S(n_1)$ 微元传递了 \dot{m}_s/n_1 的高速度的流量,同时也从 $S(n_1)$ 微元接收了 \dot{m}_s/n_1 的低速度的流量,最终新形成的 $M(2)$ 微元的流量仍然为 $\dot{m}_{p(1)}$,但是 $M(2)$ 微元的动量、组分和能量均发生了变化,见式(2)。

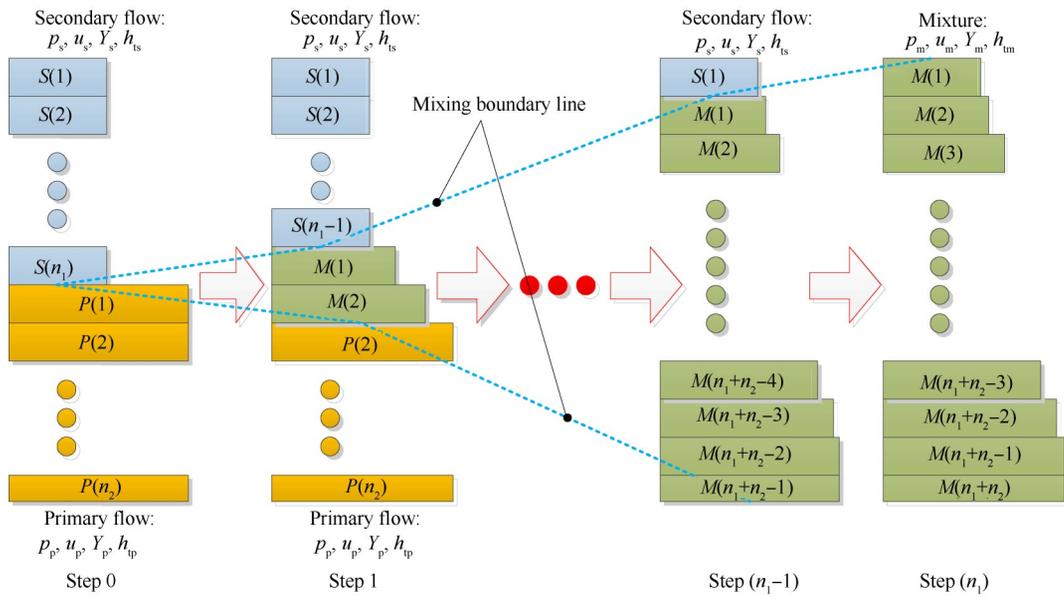


Fig. 7 Sketch of mass exchange process

对于新形成的微元 $M(1)$, 满足

$$\begin{aligned} \dot{m}_{M(1)} &= (1-r) \cdot \dot{m}_{S(n_1)} + r \cdot \dot{m}_{P(1)} = \dot{m}_{S(n_1)} \\ \dot{m}_{M(1)} \cdot u_{M(1)} &= (1-r) \cdot \dot{m}_{S(n_1)} \cdot u_{S(n_1)} + r \cdot \dot{m}_{P(1)} \cdot u_{P(1)} \\ \dot{m}_{M(1)} \cdot Y_{M(1),i} &= (1-r) \cdot \dot{m}_{S(n_1)} \cdot Y_{S(n_1),i} + r \cdot \dot{m}_{P(1)} \cdot Y_{P(1),i} \\ \dot{m}_{M(1)} \cdot h_{t,M(1)} &= (1-r) \cdot \dot{m}_{S(n_1)} \cdot h_{t,S(n_1)} + r \cdot \dot{m}_{P(1)} \cdot h_{t,P(1)} \end{aligned} \quad (1)$$

式中 u 是 x 向速度, Y 是组分质量分数, h_t 是单位总焓, 下标 i 代表微元中的第 i 种组分。

对于微元 $M(2)$, 满足

$$\begin{aligned} \dot{m}_{M(2)} &= r \cdot \dot{m}_{S(n_1)} + (1-r) \cdot \dot{m}_{P(1)} = \dot{m}_{P(1)} \\ \dot{m}_{M(2)} \cdot u_{M(2)} &= r \cdot \dot{m}_{S(n_1)} \cdot u_{S(n_1)} + (1-r) \cdot \dot{m}_{P(1)} \cdot u_{P(1)} \\ \dot{m}_{M(2)} \cdot Y_{M(2),i} &= r \cdot \dot{m}_{S(n_1)} \cdot Y_{S(n_1),i} + (1-r) \cdot \dot{m}_{P(1)} \cdot Y_{P(1),i} \\ \dot{m}_{M(2)} \cdot h_{t,M(2)} &= r \cdot \dot{m}_{S(n_1)} \cdot h_{t,S(n_1)} + (1-r) \cdot \dot{m}_{P(1)} \cdot h_{t,P(1)} \end{aligned} \quad (2)$$

作为简化的准一维分析方法, 本文假设 $r=1/2$ 。

当两个微元之间速度相同时不进行计算。接下来以此类推, 在下一轮计算时, 微元 $S(n_1-1)$ 和 $M(1)$ 之间、 $M(1)$ 和 $M(2)$ 之间、 $M(2)$ 和 $P(2)$ 之间均存在速度差, 继续应用以上算法进行计算。每轮计算对应实际流场中的一个截面, 就能模拟引射过程中一、二次流的掺混过程。

随着计算步数的推进, 一、二次流的掺混程度逐渐加深, 法向的参数剖面也会发生变化, 以一次流动量抵达壁面位置并引起壁面附近明显的速度变化 (本文中明显变化的阈值定为 1%) 时作为掺混过程计算的终点, 即图 5 中定义的截面 3。以该截面参数剖面来计算截面的质量流量、动量和能量, 通过守恒判据来对二次流流量 \dot{m}_s 进行迭代。

3.3 控制方程

3.3.1 近似设计工况

在一次流处于恰当膨胀、略有过膨胀和略有欠膨胀状态时, 截面 3 是一个等压面, 即

$$p_k = p_3 \quad (3)$$

式中, 下标 k 是截面 3 上的微元体序号。

式 (1), (2) 中高温条件下混合气体各组元的热力学参数由 Janaf 表的数据拟合公式计算。混合气体的焓、比热容、比热比、分子量和气体常数可以表示为

$$\begin{aligned} h &= \sum_{i=1}^s Y_i h_i, C_p = \sum_{i=1}^s Y_i C_{p,i}, \gamma = \frac{C_p}{C_p - R}, M = \sum_{i=1}^s N_i M_i, \\ R &= \frac{8314}{M} \end{aligned} \quad (4)$$

某流量微元的静压和总压之间满足等熵关系式

$$s(T) - R \ln(p) = s(T_1) - R \ln(p_1) = \text{const} \quad (5)$$

补充以下方程

$$\begin{aligned} p &= \rho RT \\ \dot{m} &= \rho u A \\ h_t &= h(T) + 0.5u^2 \end{aligned} \quad (6)$$

截面 3 的面积约束

$$A_1 + A_w + A_2 = \sum_{i=1}^{n_1+n_2} A_i \quad (7)$$

截面 3 的动量约束

$$\begin{aligned} \dot{m}_1 u_1 + p_1 A_1 + p_w A_w + \dot{m}_2 u_2 + p_2 A_2 + \\ \bar{p}_{2 \rightarrow 3} \Delta A_{1,2 \rightarrow 3} + f_{2 \rightarrow 3} = \sum_{k=1}^{n_1+n_2} (\dot{m}_k u_k + p_k A_k) \end{aligned} \quad (8)$$

式中 $f_{2 \rightarrow 3}$ 是该部分壁面产生的摩擦, 可采用 $f_{2 \rightarrow 3} =$

$(C_f \rho u^2 S_w)/2$, 其中 C_f 为壁面摩擦力系数, S_w 为湿面积, 本文忽略。 $\bar{p}_{2 \rightarrow 3} \Delta A_{1,2 \rightarrow 3}$ 是截面 1, 2 和截面 3 之间壁面压力产生的动量, 当混合流道是等面积流道时, 该项为 0; 当采用等压引射时, 假设截面 3 位于收缩流道末端, $\bar{p}_{2 \rightarrow 3} = p_2$, 则 $\bar{p}_{2 \rightarrow 3} \Delta A_{1,2 \rightarrow 3}$ 可以确定; 对于其他引射过程, 则需考虑参数与流向距离 x 之间的关系。

3.3.2 一次流过膨胀工况

一次流过膨胀时 ($p_1 < p_2$), 一次流出口将会产生激波, 对一次流总压产生影响, 进而对截面 3 的参数产生影响。图 8 给出了过膨胀工况下的引射过程简化示意图, 一次流在两道斜激波的作用下进行压缩, 之后的气流速度平行于轴线。

$$p_{11}'' = p_{11} \cdot \sigma(\gamma_1, Ma_1, \theta_1) \cdot \sigma(\gamma_1', Ma_1', \theta_1) \quad (9)$$

式中 $\sigma(\gamma_1, Ma_1, \theta_1)$ 是经过第一道斜激波后气流的总压恢复系数, $\sigma(\gamma_1', Ma_1', \theta_1)$ 是经过第二道斜激波后的气流总压恢复系数。只修正一次流的总压, 二次流总压保持不变。

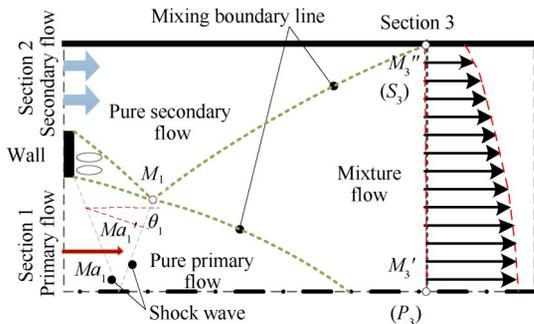


Fig. 8 Sketch of ejecting flowfield with over-expanded primary flow

同时, 还需通过迭代保证经过第二道斜激波后的一次流静压等于当地的二次流静压。

3.3.3 一次流欠膨胀工况

在一次流欠膨胀工况下 (图 9), 在截面 3 上, 一次流呈现强烈的非均匀特性 (见图 4), 对称面附近低压区与二次流侧高压区并存, 此时等压面假设不再适用, 需要考虑非等压的修正。这里给出在矩形构型下基于特征线方法的修正方法, 轴对称构型的可以做类似的处理。

图 9 中 $M_1 N_3$ 为欠膨胀一次流的自由膨胀边界线, 该边界由特征线法^[18] 给定。在截面 3 上, $M_3'' M_3'$ 区域为混合区, 假设这部分的压力相等; $M_3' P_3$ 之间的区域为完全一次流的简单膨胀区, 该部分流动参数由特征线法进行计算, 忽略掺混对简单膨胀区的影响。

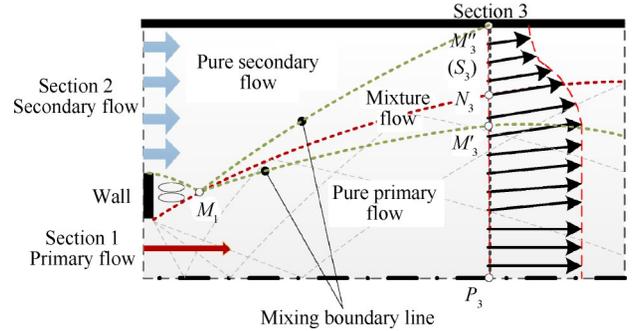


Fig. 9 Sketch of ejecting flowfield with extremely under-expanded primary flow

下标“p1”代表完全一次流, “m”代表混合区气流。则有以下公式

$$\dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \dot{m}_{p1} + \dot{m}_m \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \dot{m}_1 u_1 + p_1 A_1 + p_1 A_w + \dot{m}_2 u_2 + p_2 A_2 + \\ \bar{p}_{2 \rightarrow 3} \Delta A_{1,2 \rightarrow 3} + f_{2 \rightarrow 3} = \dot{m}_m u_m + p_m A_m + J_{p1} \\ \dot{m}_1 h_{t1} + \dot{m}_2 h_{t2} = \dot{m}_m h_{tm} + \dot{m}_{p1} h_{tp1} \end{aligned}$$

其中

$$\dot{m}_{p1} = \int_{P_3}^{M_3'} \rho u dA, J_{p1} = \int_{P_3}^{M_3'} (\rho u + p) dA \quad (11)$$

在计算总焓 h_t 时, 需要考虑法向速度的影响, 即

$$h_t = h(T) + 0.5(u^2 + v^2) \quad (12)$$

3.4 求解流程

图 10 是求解流程图。未参与混合的一次流和二次流的速度利用各自的总压与当地静压来计算, 利用式 (1), (2) 就可以计算出混合后微元的速度、组分和单位总焓, 再利用式 (4) 计算出微元的热力学参数, 利用单位总焓和速度, 就可以计算出静温, 继而换算出当地声速和马赫数, 以及每个微元所占的面积。当一次流高度欠膨胀时, 该步需要用特征线方法计算出完全一次流区域的流量和动量。之后, 用流道面积作为约束来迭代出当地静压, 再利用动量守恒判据, 二次迭代就可以确定二次流流量。

对于混合完成面 (截面 4) 及其正激波后的截面 5, 在假设气流参数均匀时, 依据流量、动量、能量守恒和等面积条件, 就能求解出该截面上的气流参数。截面 4 取超声速解, 截面 5 取亚声速解。

在给定构型尺寸时, 以第一临界工况下的二次流流量为迭代中二次流流量的上限。当二次流流量达到了该上限且仍然不满足动量守恒时, 跳出迭代, 以第一临界工况计算引射流量, 即给定二次流马赫数为 1, 根据二次流总压、总温和面积, 可求出二次流流量。

对于满足动量守恒的二次流流量, 在一次流流量减小到某一个临界点时, 计算得到的第 4 截面上的

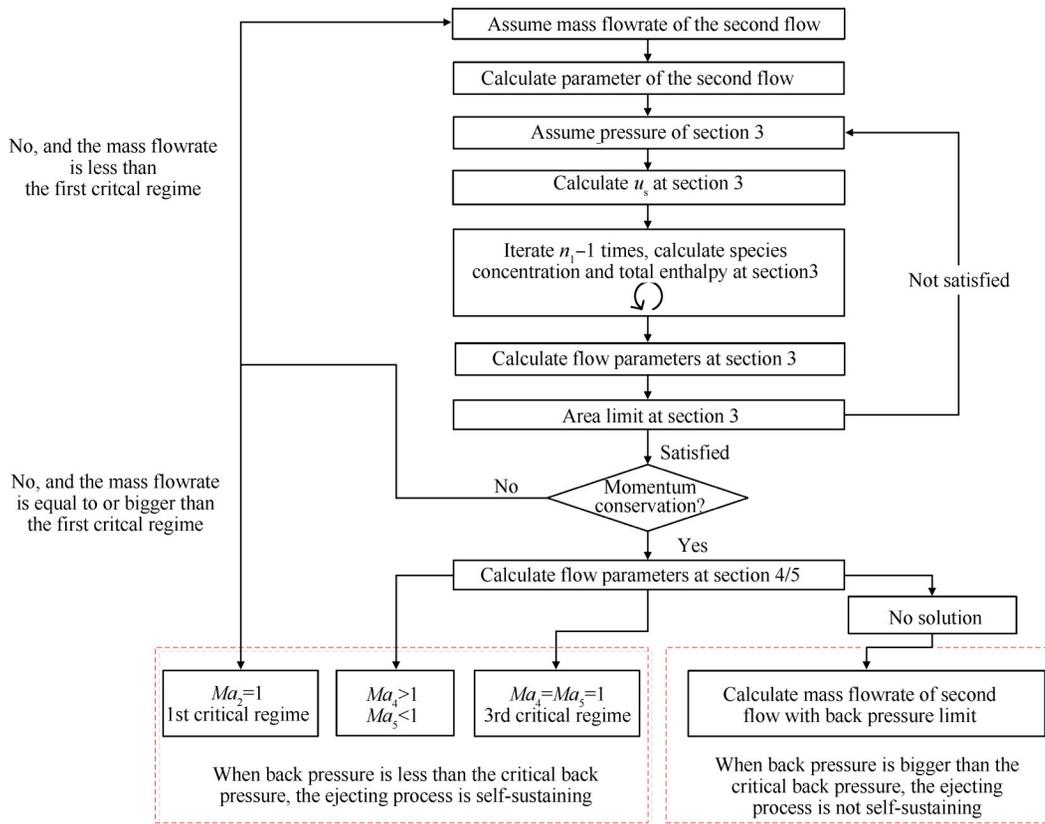


Fig. 10 Calculating flowchart

气流马赫数等于 1, 这就是第三临界工况。

当一次流流量继续减小, 截面 4 和 5 的流量、动量和能量守恒方程组无解, 代表该参数条件下引射效果必然受到下游出口条件的影响。此时的引射效果计算采用背压约束进行计算, 即给定截面 4 背压 p_4 , 结合式(4)~(6)即可求出 m_1 , 而不再需要利用式(1), (2)求解掺混过程。

式(1), (2)及其求解过程保证了质量守恒、能量(总焓)守恒, 同时也能保证组分的守恒。在迭代求解的过程中, 则分别满足了面积约束和动量守恒。由此可见, 本方法能确保不出现不守恒参数。同时, 每个微元的马赫数由当地速度和声速计算, 不需要判断应选择超声速还是亚声速解; 本方法根据引射效果判断引起系统工作在何种模态, 无需事先假设, 减少了人为干预。

4 模型验证

首先将该模型结果与数值模拟结果进行对比, 然后再与文献[12]给出的试验结果进行对比。

4.1 与数值模拟结果对比

4.1.1 对动量传递过程的验证

图 11 给出了数值模拟得到的截面 3 上的参数剖

面曲线和本方法得到的参数剖面曲线, 对比的参数包括马赫数 Ma , 以二次流总压无量纲化的静压 p , 密度 ρ , 一次流氮气的质量分数 Y_{N_2} , x 向速度 u 以及总温 T_t 。数据显示, 分析方法得到的参数剖面和数值模拟结果不仅在趋势上符合很好, 数值的差异也很小。由于一次流工作于过膨胀状态, 因此在截面 3 上, 数值模拟得到的压力剖面基本接近等压状态, 符合等压面假设。

总体来说, 本方法和数值模拟得到的气流参数在法向截面上的变化趋势是相符的, 本方法采用的

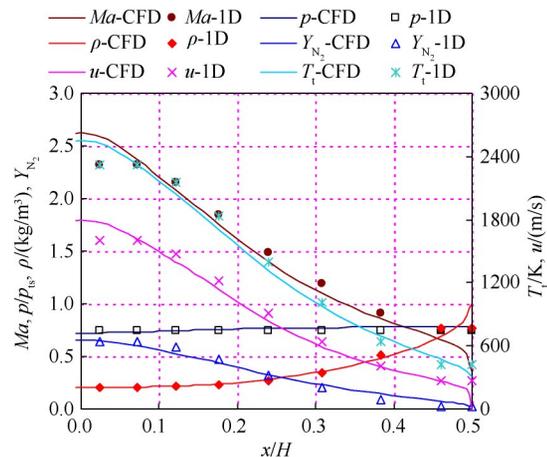


Fig. 11 Flow parameter profiles at section 3

动量传递计算方式基本能反映一、二次流掺混的过程,证明了本方法对动量传递过程计算的有效性。

4.1.2 对引射流量的验证

采用固定二次流参数和一次流总压(表1),变化一次流静压的方式,在更多状态下对比了数值模拟(图12中CFD)和本方法得到的引射比(图12中Mod-new)。作为对比,还给出了按照现代引射理论计算的结果(图12中Mod-Fabri)。数据显示,在整个分析参数范围内,本文建立的引射分析模型均有更好的精度,特别是在 p_p/p_{ts} 较大情况下,本模型误差持续减小,而Fabri模型的误差则变得更大。

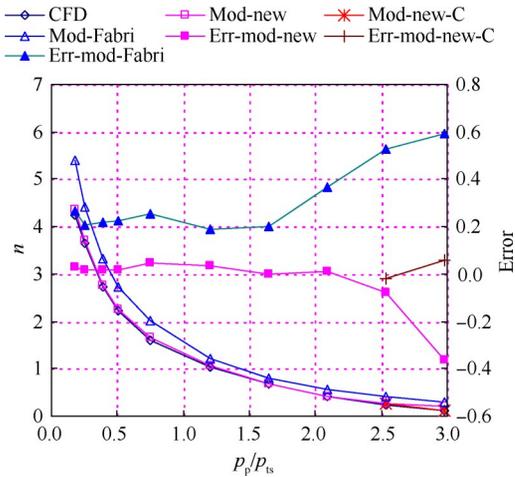


Fig. 12 Entrainment ratio vs pressure ratio of primary and second flow

其中,在 $p_p/p_{ts} < 2.09$ 时,本方法得到的引射比大于数值模拟结果,最大偏差出现在 $p_p/p_{ts} = 0.738$ 时,仅为4.56%。在 $p_p/p_{ts} = 2.53, 2.98$ 时,一次流处于欠膨胀状态,如果不采用特征线方法对截面3处一次流的非均匀性进行修正,仍假设截面3为等压面,则该假设不能反映一次流强烈的膨胀产生的法向压力梯度和速度梯度,动量计算误差增大,得到的引射比小于数值模拟结果,偏差分别为-8.09%和-36.19%;在使用特征线法修正之后(Mod-new-C),误差下降到-2.03%和5.77%。从引射流量的对比结果来看,对引射效果的估计结果和数值模拟差异较小。

4.1.3 对抵抗背压的验证

在前文算例的基础上,进行了引射过程抵抗背压能力的计算。入口参数见表1,计算结果见图13,图中纵坐标为背压与二次流总压的比值。

图中数据显示,数值模拟和本方法获得的临界背压分别为二次流总压的2.142倍和2.122倍,差异小于1%,可见本方法对抵抗背压能力的分析也较为准确。

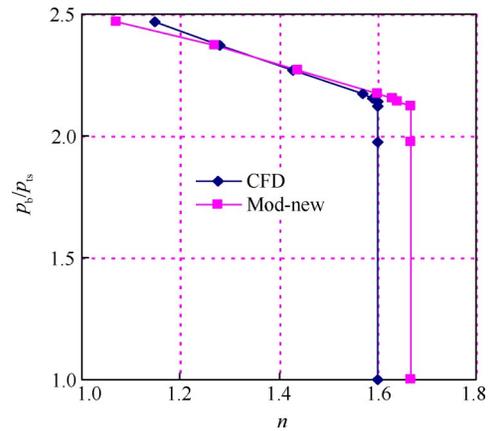


Fig. 13 Back pressure ratio vs entrainment ratio

4.2 与试验结果对比

文献[12]利用高压空气引射低压氮气,一、二次流的总温同是290K,一、二次流混合过程在等面积流道中完成。文献还详细地给出了流道的尺寸、一次流的马赫数、附面层厚度等。一次流和二次流的流量误差分别为 $\pm 0.3%$ 和 $\pm 0.5%$ 。该试验模型简单,给出的条件较为丰富,适合作为本方法的验证。采用文献中一次流马赫数2.4,二次流流道高度22mm,出口不节流的试验数据来验证分析方法,表3是文献中给出的部分试验参数。

Table 3 Flow parameters at inlets' exit plane

Flow	A/mm ²	Gas	Ma	$\delta_{0.99}$ /mm	p_{ts}/p_{ip}
Primary	25×50	Air	2.4	4.2	
Secondary	22×46	N ₂	-	-	0.05~0.20
Wall	188	-	-	-	

图14中给出了结果的对比,以及误差的分布。图中横坐标为二次流 p_{ts} 和一次流总压 p_{ip} 之比(按照原文献中的坐标给定)。数据显示,在整个对比的范

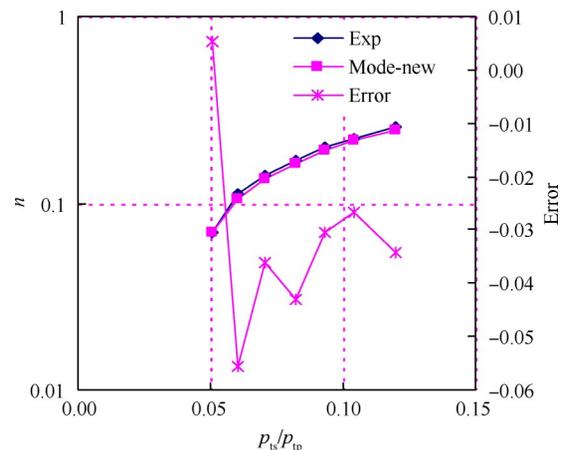


Fig. 14 Entrainment ratio vs total pressure ratio of primary and second flow

围内,当二次流和一次流总压比 $p_{is}/p_{ip}>0.08185$ (换算出的 $p_p/p_{is}<1.32$)时,本方法和试验测得的引射比的差异在 $\pm 4.3\%$ 以内。当 $p_{is}/p_{ip}<0.08185$ (换算出的 $p_p/p_{is}>1.32$)时,一次流欠膨胀程度较大,故采用了特征线法对截面3的动量进行校正,本方法和试验测得的引射比的差异在 5.6% 以内。

5 结论

通过本文研究,得到如下结论:

(1)在引射过程中,可以通过质量传递将组分、动量和能量扩散统一起来,实现对一、二次流掺混过程的简化。

(2)与数值模拟以及文献试验数据的对比表明,本文建立的等面积引射过程准一维分析模型在 $p_p/p_{is}<1.32$ 内时,与试验结果的差异在 4.3% 以内,在 $p_p/p_{is}<2.09$ 内时,与数值模拟的差异在 4.56% 以内,有较高的准确性,精度优于Fabri模型。

(3)当一次流处于欠膨胀状态时,等压面假设不能适用,应考虑一次流区的非均匀特性,本文采用特征线方法对此进行了修正,误差在 6% 以内。

(4)本方法能比较准确地获得临界背压的数据,更适用于RBCC发动机这种有背压的应用场景。

致谢:感谢国家自然科学基金青年科学基金和高超声速冲压发动机技术重点实验室基金的资助。

参考文献

- [1] Olds J R. A Conceptual Design for a Single-Stage-To-Orbit Space Station Service Vehicle [R]. IAF-ST-87-07, 1987.
- [2] 吕翔,何国强,刘佩进. RBCC飞行器爬升段轨迹设计方法[J]. 航空学报, 2010, 31(7): 1331-1337.
- [3] 吕翔,何国强,刘佩进,等. RBCC发动机性能分析模型改进方法研究[J]. 固体火箭技术, 2010, 33(4): 387-390.
- [4] 吕翔,刘佩进,何国强,等. 火箭引射模态下一次火箭流量优化方法研究[J]. 固体火箭技术, 2010, 33(6): 631-635.
- [5] 陈健. 超-超引射器内部流动过程研究[D]. 长沙: 国防科技大学, 2012.
- [6] 刘晓伟,刘昊,张蒙正. RBCC火箭对直扩通道抗反压能力的影响研究[J]. 火箭推进, 2015, 41(6): 7-10.
- [7] 王洪信,徐旭. 火箭基组合循环发动机性能迭代算法研究[J]. 火箭推进, 2015, 41(1): 56-62.
- [8] Heiser W H, Pratt D T, Deley D H. Hypersonic Air-breathing Propulsion[M]. Washington D C: American Institute of Aeronautics and Astronautics Inc, 1994.
- [9] 朱也夫 B C, 马卡伦 B C. 冲压与火箭—冲压发动机原理[M]. 刘兴洲等译. 北京: 国防工业出版社, 1984.
- [10] Fabri J, Siestrunk R. Supersonic Air Ejectors, Advances in Applied Mechanics [M]. New York: Academic Press, 1958.
- [11] Fabri J, Paulon J. Theory and Experiments on Supersonic Air-To-Air Ejectors [R]. NACA Technical Memorandum 1410, 1956.
- [12] Shigeki Aoki, Jongsun Lee, Goro Masuya, et al. Aerodynamic Experiment on an Ejector-Jet [J]. Journal of Propulsion and Power, 2005, 21(3): 496-503.
- [13] Chow W L, Addy A L. Interaction Between Primary and Secondary Streams of Supersonic Ejector Systems and Their Performance Characteristics [J]. AIAA Journal, 1964, 2(4): 686-695.
- [14] Korst H H, Chow W L. Non-Isoenergetic Turbulent ($Pr_t=1$) Jet Mixing Between Two Compressible Streams at Constant Pressure [R]. NASA CR-419, 1966.
- [15] 吕翔,郑思行,何国强,等. 火箭引射模态下主火箭总压与RBCC发动机的匹配性[J]. 固体火箭技术, 2015, 38(2): 179-184.
- [16] Nagaraja K S, David L Hammond, Graetch J E. One-Dimensional Compressible Ejector Flows [R]. AIAA 73-1184.
- [17] 陈懋章. 粘性流体动力学基础[M]. 北京: 高等教育出版社, 2004.
- [18] 易世和,赵玉新,何霖,等. 超声速与高超声速喷管设计[M]. 北京: 国防工业出版社, 2013.

(编辑:梅瑛)