

文章编号: 1000-8055(2009)07-1556-08

Laval 型微喷管内气体流动的计算及分析

刘赵淼, 张 谭

(北京工业大学 机械工程及应用电子技术学院, 北京 100124)

摘 要: 基于连续介质模型模拟研究了喉部宽度为 $37\mu\text{m}$ 的二维 Laval 型微喷管内气体流动特性. 计算分析了落压比变化对流场结构的影响; 研究了前人文献中提到的“超声速环”现象, 发现其本质就是过膨胀状态下微喷管内形成的“马赫盘”, 并利用激波理论分析讨论了在微尺度下该现象的形成机理及产生条件; 在出口压力不变的情况下, 采用落压比界定出“超声速环”可能存在的范围; 讨论了落压比与激波对微喷管总压降的影响.

关 键 词: 微喷管; 流场; 马赫盘; 压降; 数值模拟

中图分类号: V211.3

文献标识码: A

Numerical investigation on gas flow in Laval micronozzle

LIU Zhao miao, ZHANG Tan

(College of Mechanical Engineering and Applied Electronics Technology,
Beijing University of Technology, Beijing 100124, China)

Abstract: Characteristics of gas flow in a 2-D Laval micronozzle with $37\mu\text{m}$ throat width were studied through numerical simulation based on continuum theory in this paper. Influences of pressure ratio on the configuration of the flow field were investigated in detail. The formation mechanism and requirement of supersonic annular phenomenon, whose essence is “Mach disk” formed in micronozzle under over dilation condition, were analyzed in micro-scale by shock wave theory. While the exit pressure remained unchanged, the possible existent range of supersonic annular phenomenon was judged, and the influence of pressure ratio and shock wave on total pressure drop in the micronozzle was discussed.

Key words: micronozzle; flow field; mach disk; pressure drop; numerical simulation

随着微电子机械系统(MEMS)技术的发展成熟和日益完善, 喷管的尺寸大幅度减小, 出现了毫米级乃至微米级的微喷管. 20 世纪 90 年代以来, 微喷管在微推进系统以及其他 MEMS 系统中有着越来越重要的应用价值. 在微型卫星的控制系统中, 利用数字阵列式的微型喷管构成的微推进器可以准确地对微型卫星进行定位, 并调整控制其空中姿态以达到稳定飞行^[1]; 在喷墨打印机的喷头上, 可以利用微喷管使墨粉在喷涂时具有

更高的速度, 从而提高打印效率^[2]. 与传统喷管相比, 微喷管的特征尺寸要小得多, 其内部的流动状态会发生剧烈的变化, 因此流动和换热问题也会更加复杂. 当前的实验方法无法对几十个微米尺度的微喷管内的高速流动进行精确测试, 所以数值模拟方法成为研究微喷管内流动的主要手段.

在数值研究中, 关于气体的流动模型通常采用经典气体动力学的连续介质模型或者稀薄气体动力学的分子运动模型. 为了区分两种模型的应

收稿日期: 2008-07-15; 修订日期: 2008-12-06

基金项目: 国家自然科学基金(10502002); 教育部留学回国人员科研启动基金; 北京市人事局留学回国人员择优资助项目

作者简介: 刘赵淼(1970-), 女, 吉林德惠人, 教授, 博士, 主要从事计算流体力学和微流体力学研究. E-mail: lzm@bjut.edu.cn

用范围, 科学界提出用无量纲参数 Knudsen 数 (Kn) 的取值范围来划分气体流动区域^[3]. 当 Knudsen 数较小时(一般不大于 0.001), 利用连续介质方法和直接模拟 Monte Carlo 方法 (DSMC) 模拟得到的结果非常相近^[4]. 目前, 对于微喷管的模拟研究主要集中在推进性能^[4-7]、流动与换热特性^[6, 8-10] 及外形设计^[11-12] 等几个方面. Rossi 等^[5] 设计制作了微喷管阵列, 并采用 Fluent 软件模拟计算了单个微喷管的推进性能. Bayt 等^[6] 用深度等离子刻蚀技术制作了微喷管, 并模拟分析了微喷管的推进性能, 得到了扩张角为 20° 的微喷管效率最高的结论. 刘明侯等^[4, 7] 采用连续介质方法与 DSMC 方法对二维微喷管的推进性能进行了研究. 唐飞等^[8] 和王沫然等^[9] 分别对三维和二维微喷管内的流动换热特性进行了实验与数值模拟的研究. 杨海威等^[11] 对 Choudhuri^[12] 的实验结果进行了 DSMC 法的数值模拟验证, 并对不同温度及入口压力下各形状微喷管的性能变化进行了分析.

由于微喷管的特征尺寸非常小, 其内部的流场受到表面效应、粘度效应、粗糙度等的影响较常规喷管要大得多, 因此其流态与常规喷管的流态是否具有 consistency 一直受到质疑. 为了验证在采用无滑移条件的连续介质方法下微喷管内部流场是否与常规喷管的内部流场具有一致性, 本文基于连续介质模型研究了喉部宽度为 $37\mu\text{m}$ 的二维 Laval 型微喷管内气体流动特性, 计算并分析了落压比变化对流场结构的影响; 研究了前人文献中提到的“超声速环”现象的本质, 并利用激波理论分析讨论了在微尺度下该现象的形成机理及相应的产生条件; 讨论了落压比与激波对微喷管总压降的影响.

1 计算模型

1.1 几何模型及网格划分

本文以文献[4]中喉部宽度为 $37\mu\text{m}$ 的二维 Laval 型喷管为基准建立几何模型. 该模型最早来自于 Bayt 等^[6] 用深度等离子刻蚀技术制作的微喷管, 因此该模型具有很高的可靠性. 模型的具体参数为: 进口宽度 $L_{\text{in}} = 70\mu\text{m}$, 出口宽度 $L_{\text{out}} = 138\mu\text{m}$, 喉部宽度 $L_t = 37\mu\text{m}$, 半收缩角为 $\theta_1 = 22.62^\circ$, 半扩张角为 $\theta_2 = 18.98^\circ$, 喉部采用圆角设计, 半径为 $R = 50\mu\text{m}$.

计算区域网格划分^[13] 为: 内流场 248×40 , 外

流场 40×40 . 为了保证模拟计算的精度, 靠近壁面部分的网格划分较密, 靠近对称轴部分和外流场出口的网格划分较疏(图 1).

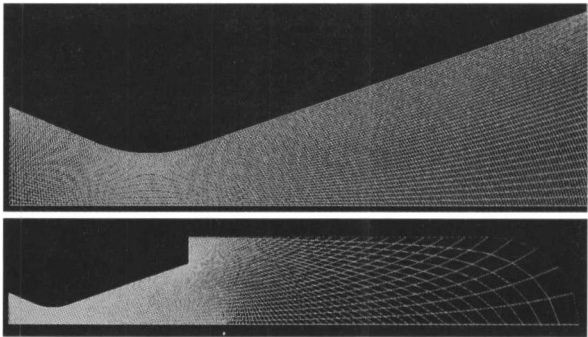


图 1 微喷管内、外流场计算网格图

Fig. 1 Computational grid of micronozzle's internal and external flow field

1.2 物理模型及基本方程

本文的物理模型采用连续介质模型. 一般来说, 可以用 Knudsen 数 (Kn) 或者 Reynolds 数 (Re) 来判断气体流动是否适合连续介质模型. 若采用 Knudsen 数判别, 则当 $Kn \leq 0.001$ 时, 可以采用无滑移边界条件的 Navier Stokes 方程来描述气体^[7]. 若采用 Reynolds 数判别, 则当在 $500 < Re < 10000$ 范围内可以采用 Navier Stokes 方程^[8].

本文中微喷管的喉部 Reynolds 数在 500 到 1000 之间, 喉部 Knudsen 数在 0.001 左右, 根据文献[7], 求解层流的 Navier-Stokes 方程即可. 但是, 层流模型无法对由于反压而产生的回流作用与逆压梯度进行准确估计, 因此, 本文将采用 RNG $k-\epsilon$ 湍流模型和耦合传热模型来求解气体流动.

先验证 RNG $k-\epsilon$ 湍流模型的合理性. 图 2 和图 3 分别给出了采用层流模型和 RNG $k-\epsilon$ 湍流模型所计算得到的落压比为 2.0 和 6.0 的微喷管内流场的马赫数图. 当 $NPR = 2.0$ 时, 采用两种模型得到的计算结果虽然从流场形态上看非常相似, 但是在数值上却有不小差异. 由层流模型计算得到的最大马赫数为 1.35, 由 RNG $k-\epsilon$ 湍流模型所计算得到的最大马赫数为 1.61, 而理论计算得到的马赫数为 1.52, 因此, 采用 RNG $k-\epsilon$ 湍流模型计算所得到的结果更接近理论解. 当 $NPR = 6.0$ 时, 采用层流模型计算得到的流场形态发生了剧烈变化, 已经与拟一维微喷管理论产生了很严重的差异, 而采用 RNG $k-\epsilon$ 湍流模型计算得到的流场形态则能够较好地吻合拟一维喷管理论.

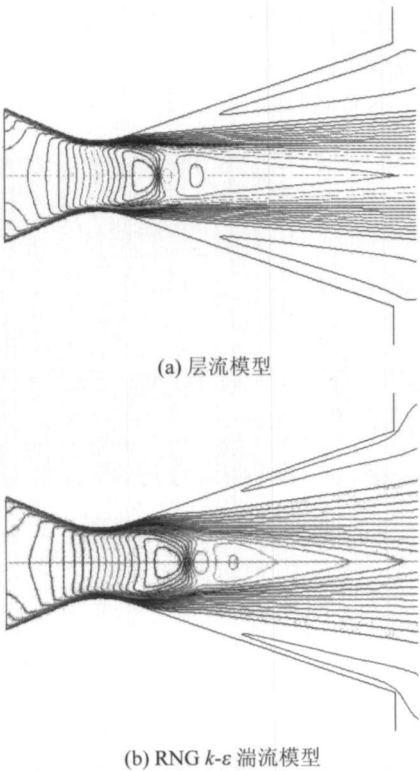


图 2 两种模型下微喷管内流场的等马赫线图
($NPR=2.0$)

Fig. 2 Mach number contours in micronozzle's internal flow field under two different models ($NPR=2.0$)

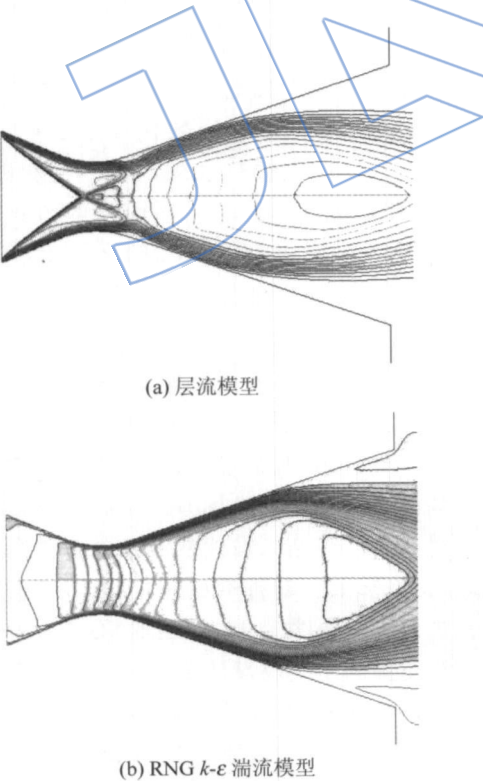


图 3 两种模型下微喷管内流场的等马赫线图
($NPR=6.0$)

Fig. 3 Mach number contours in micronozzle's internal flow field under two different models ($NPR=6.0$)

因此,采用 RNG $k-\epsilon$ 湍流模型具有合理性.

1.3 设置边界条件

工作介质为理想状态的 N_2 , 黏度采用 Sutherland 法则, 气体温度 300 K. 在处理壁面边界条件时, 采用标准壁面函数, 绝热无滑移边界条件.

2 计算结果分析

2.1 落压比对流场结构的影响

图 4 给出了不同落压比下微喷管内等马赫线图. 根据图 4 可以发现, 当落压比 $NPR < 1.47$ 时 (如图 4(a) 和 (b)), 微喷管内各处流动都是亚声速的, 此时喉部的速度是喷管内流场的最大值, 喷管内气体流态呈射流状, 这是因为扩张段壁面的粘性边界层无法承受足够大的逆压梯度, 与气流产生了明显的边界层分离现象, 分离的边界层相当于形成了一个壁面. 当 $NPR > 1.47$ (如图 4(c) ~ (f)) 时, 在微喷管喉部是声速流动, 而在微喷管的扩张段, 流动达到超声速, 这与拟一维 Laval 喷管理论非常吻合. 当 $1.47 < NPR < 15.0$ 时, 微喷管在过膨胀状态下工作. 当喷管的喉部速度到达声速后, 随着入口总压增大, 扩张段雷诺数增加, 气体的黏性作用开始减弱, 喷管的过膨胀程度不断减小, 所以正激波强度不断减弱, 激波/边界层干扰现象逐渐下降, 即边界层分离现象逐渐消失. 当 $NPR = 15.0$ 时, 微喷管内部的边界层分离现象消失, 有效地抑制了边界层分离导致的回流现象. 当落压比达到设计值 30.27 时 (如图 4(f)), 微喷管内流场流态良好, 喷管出口处的马赫数 $Ma = 2.745$ 为内流场的最大值, 与理论计算值 2.87 非常接近. 此时, 微喷管的有效面积达到 80% 以上. 而对于相同条件下形状类似的喷管的有效面积要达到 90% 以上. 这说明在微尺度下, 黏度效应对对于喷管的有效面积具有重要的影响.

图 5 给出了不同落压比下微喷管内压力分布云图. 可以看到在落压比 $NPR < 1.47$ 的亚声速流场内 (如图 5(a)), 压力的最小区域仅集中喉部的近壁面处; 随着 NPR 增大, 当 $NPR = 1.47$ 时 (如图 5(b)), 压力的最小区域扩大到了整个喉部, 这是由于在亚声速流场内, 气流通过喉部的速度最快, 从而使喉部靠近中线附近的区域产生低压区. 当 $NPR > 1.47$ 时, 微喷管的扩张段出现了超声速区 (如图 5(c) ~ (f)), 此时低压区集中在扩张段沿中线方向上, 并随 NPR 增大而向喉部下游移动. 这是因为在超声速流场内, 但是此时

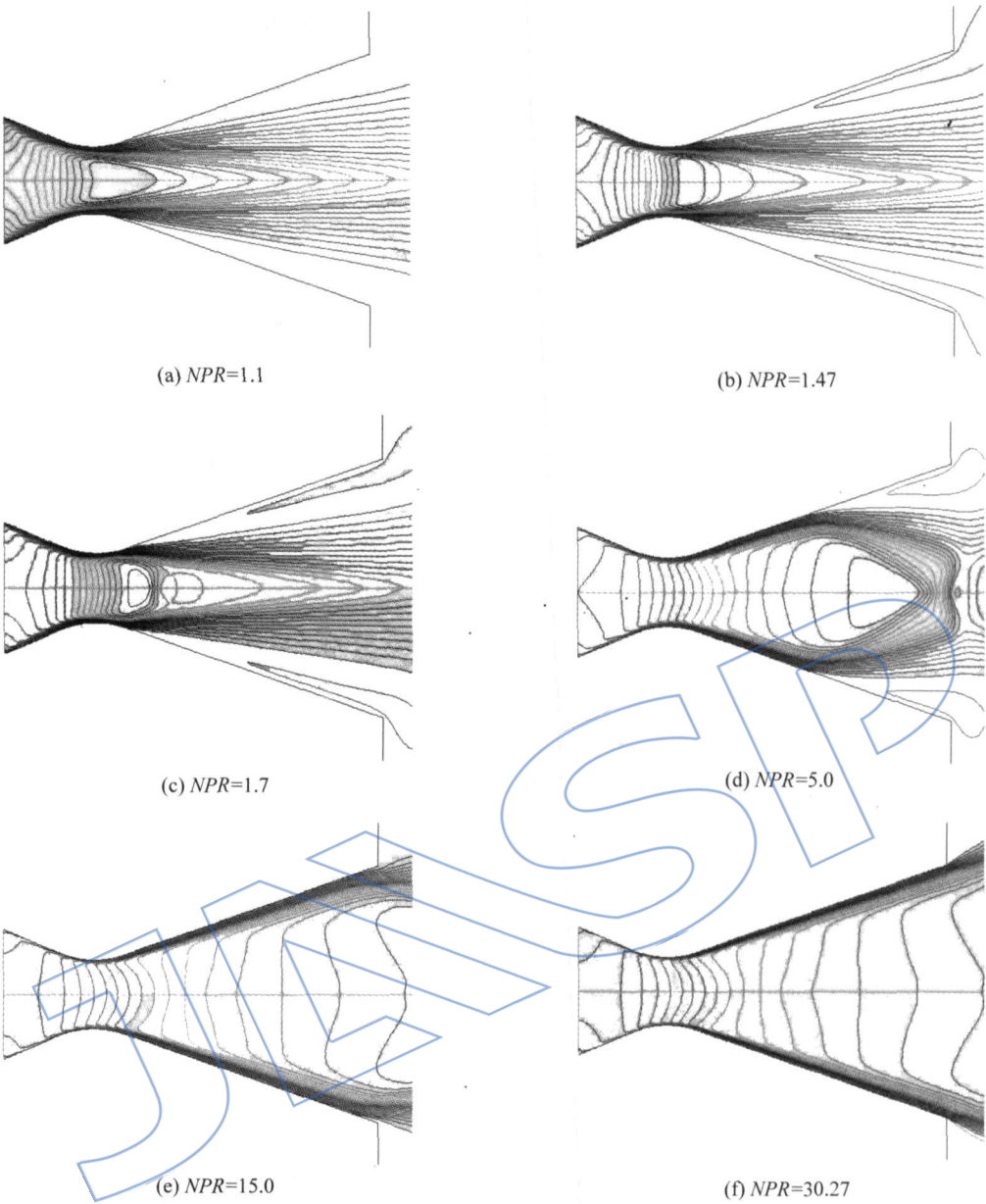


图 4 不同落压比下微喷管内等马赫线图

Fig. 4 Mach number contours for a 2 D micronozzle under different inlet pressure

气流的速度较亚声速流场内的速度要高得多, 所以沿中轴线方向上的压力就非常小, 甚至小于边界层内的压力, 因此, 喉部下游沿中线方向区域就成为了低压区. 当 NPR 足够大时(如图 5(e) 和 (f)), 微喷管内沿中线方向上出现了明显的正向压力梯度. 该压力梯度能够保证微喷管内的流动稳定, 同时能够增大微喷管喷射的有效面积.

从图 5(d) 中还可以观察到明显的激波现象. 图 6 给出了 NPR 从 1.5 到 7.0 的激波出现位置(喉部坐标为 0), 可以发现激波出现位置与压力比呈明显的线性关系. 当 $NPR=1.5$ 时, 激波出现在距离喉部非常近的地方, 可以近似地认为此

时激波出现在喉部, 因此, 1.5 可以被认为是确定激波是否出现的下临界落压比. 随着落压比增大, 激波出现的位置逐渐沿中线向喉部下游移动. 当 $NPR=6.0$ 时, 激波出现的位置在喷管的出口处, 因此, 可以认为 6.0 是确定激波是否出现的上临界入口压力. 所以, 在给环境反压给定为 0.050663 MPa 时, 激波出现的落压比范围大致为 1.5~6.0. 在 $NPR=7.0$ 时, 激波出现的位置在喷管的外流场区域. 特别要说明, 当 NPR 在某一范围时, 例如 $NPR=2.5$ 时, 喷管的内流场区域会出现多次激波.

图 7 和图 8 分别给出了不同落压比下出口处

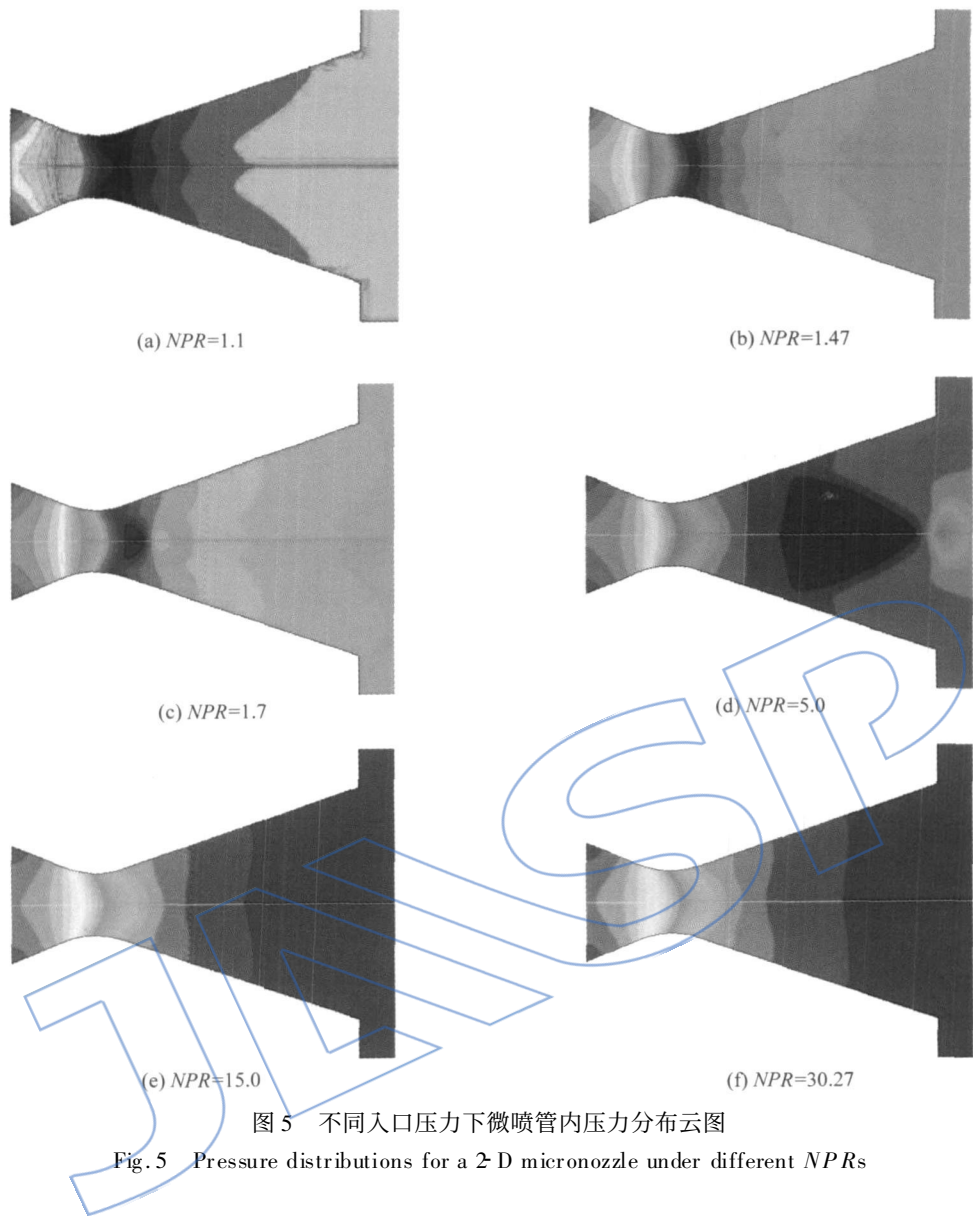


图 5 不同入口压力下微喷管内压力分布云图

Fig.5 Pressure distributions for a 2-D micronozzle under different NPRs

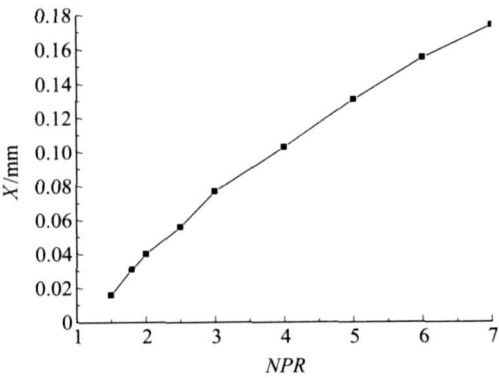


图 6 不同落压比下激波出现的位置
(喉部的坐标为 0)

Fig.6 Locations of shock wave under various NPRs
(set the coordinate of throat as 0)

的马赫数分布图和密度分布图. 在落压比不大时, 喷管的出口处会出现平稳气流, 马赫数和密度都从出口中心向壁面方向逐渐减小. 随着落压比增大, 内流场的激波逐渐向喷管下游移动直至消失, 出口处的马赫数达到最大; 落压比进一步增大, 例如 $NPR \geq 15$ 时, 出口处马赫数将保持恒值. 这表明落压比越大, 出口处马赫数越大, 越能抑制喷管内激波出现, 也越利于稳定喷管出口的气流, 从而提高喷管的推进性能. 喷管出口中心区的密度随着落压比增大而增大, 大致范围在 $0.5 \sim 1.8 \text{ kg/m}^3$; 而靠近壁面的气流密度变化很小. 可以注意到, 在落压比 $NPR=5.0$ 时, 出口处密度出现了突升, 其中心区域的最大密度达到了 1.4 kg/m^3 , 甚至高于 $NPR=15.0$ 时的喷管中心区密度, 原因就是喷管出口的激波导致了气流的质量壅塞.

图 9 给出了不同落压比下沿中线方向的压力

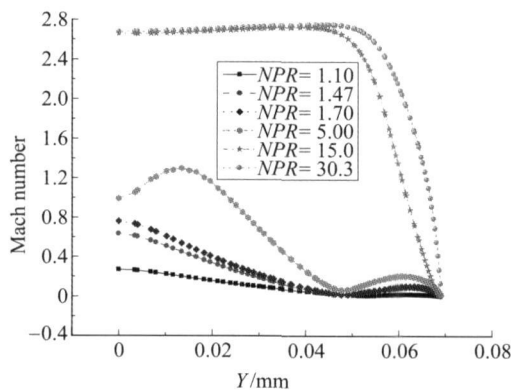


图 7 出口处马赫数分布图

Fig. 7 Mach number profiles at the exit plane under different NPRs

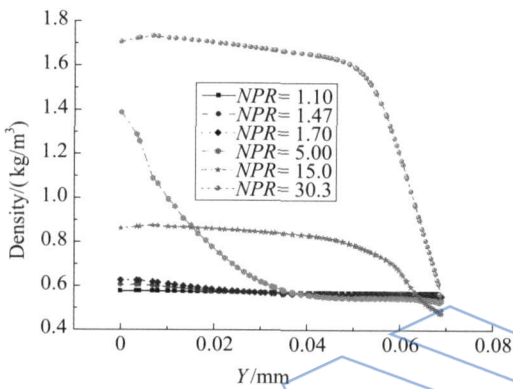


图 8 出口处密度分布图

Fig. 8 Density profiles along the symmetry axis under different NPR s

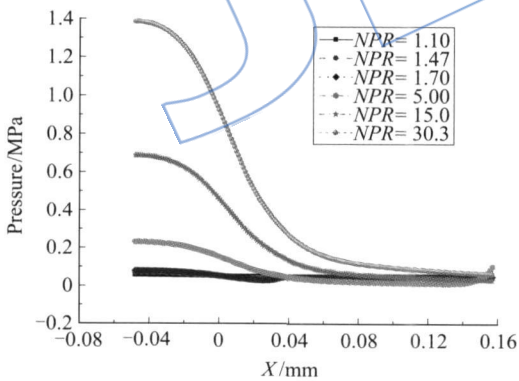


图 9 沿中线方向的压力分布图

Fig. 9 Pressure profiles along the symmetry axis under different inlet pressure

分布图. 根据图 9, 当落压比较小时, 如 $NPR \leq 1.7$ 时, 出口压力基本等于 0.05 MPa , 此时气体的黏性耗散对流动的影响不大, 喷管内的流动以层流为主. 随着微喷管内流动加速, 喷管内流动由等熵流动变成出现激波的非等熵流动, 沿中线方向的压力出现振荡. 例如当 $NPR = 5.0$ 时, 激波出

现在出口处附近, 出口处压力出现突升, 达到 0.1038 MPa , 要远远高于 0.05 MPa . 随着微喷管内流动进一步加速, 激波逐渐从出口处远离, 但是气体的粘性耗散仍造成一定的压力损失, 因此, 在高落压比时, 如 $NPR \geq 15.0$ 时, 出口处的压力要小于 0.05 MPa .

当 $NPR = 2.5$ 时, 可以观察到在喉部下游的中轴线上出现了一种现象——“超声速环”(如图 10). 这种超声速环从本质上来讲是由于连续激波的存在而引起的“马赫盘”现象. 气体在微喷管内的高速流动过程中, 由于黏性作用, 使得其在壁面附近形成了边界层, 此时的边界层内的气体流动为湍流. 边界层内的气体受到黏性作用, 速度迅速降低, 在壁面处时认为流体与固壁的相对速度为 0, 满足无滑移边界条件. 沿中线方向的气流也受到边界层流体及黏性作用的影响, 速度降低; 但是在其上游的气流仍以高速向下游冲击, 造成质量壅塞. 这样, 下游的低速气流就形成障碍, 导致上游气流受到压缩, 形成激波. 此时, 在边界层内就存在着超声速区和亚声速区, 而边界层外的流动属于超声速区. 由于激波只能在超声速流场中产生, 因此, 在激波产生时, 激波面后的高压力通过边界层内的亚声速区向上游传播至激波前区, 形成了逆向压力梯度. 逆向压力梯度的存在, 改变了边界层内的流场状态, 激波的形态也会因此发生改变, 在微喷管的中心出现了连续激波, 激波与激波之间就形成了二次马赫盘, 即所谓的“超声速环”. 文献[9-10]曾提到过“超声速环”现象的存在, 但是未对其本质进行分析.

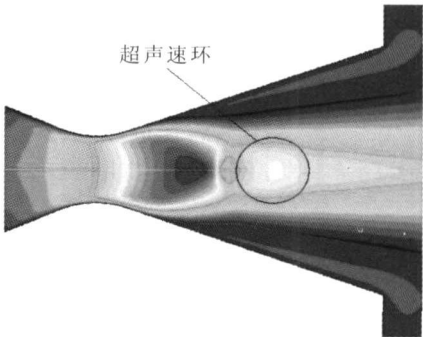


图 10 超声速环现象

Fig. 10 Supersonic annular phenomenon

根据图 4(b) 和 (e) 可以发现, 当 $NPR = 1.47$ 或 $NPR = 15.0$ 时无这样的“超声速环”出现. 因此, 推断“超声速环”与 NPR 有着密切的关系. 根据计算结果, 在给定环境反压为 0.050663 MPa 的情

况下,“超声速环”在微喷管内流场存在的 NPR 范围为 1.7~ 5.0. 而激波在微喷管内流场存在的 NPR 范围为 1.5~ 6.0. 所以, 激波出现是超声速环存在的必要条件, 二次激波的出现可以被认为是超声速环存在的充要条件.

2.2 落压比对总压降的影响

压降是由于气体流动的黏性耗散而产生能量损失, 从而引起出口总压低于入口总压的一种必然现象. 它是衡量喷管优劣的重要指标之一. 图 11 给出了落压比变化下微喷管的总压降值与压降比的曲线图.

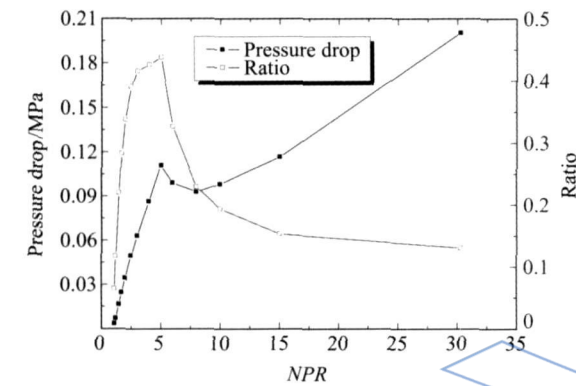


图 11 总压降、压降比与 NPR 的关系曲线图

Fig. 11 Pressure drops and ratios versus inlet pressure

如图 11, 微喷管的总压降与压降比随着落压比升高而逐渐增大. 其原因是, 除黏性耗散效应与稀薄效应之外, 流场受到激波/ 边界层干扰增强, 使得总压降与压降比突升. 当 $NPR=5.0$, 即激波位置在喷管的出口处前而超声速环的中心区域位于出口处时, 微喷管的总压降达到极大值 0.1108 MPa, 而压降比达到最大值 43.75%, 这说明微喷管出口的激波对总压降的影响非常明显. 随着落压比继续增大, 微喷管的总压降先减小再增大, 而压降比则逐渐减小. 当达到设计落压比 30.27 时, 压降比减至 13.07%. 特别地, 当 $NPR=8.0$ 时, 总压降减至极小值 0.0929 MPa 时, 由于微喷管内超声速环逐渐减弱、消失, 激波对于总压降的影响出现了一定程度的减缓, 因此压降比出现了一定程度的下降.

3 结 论

本文采用连续介质的方法研究了落压比变化对微喷管流场结构的影响, 及高速流场中“超声速环”的形成机理与本质, 并分析了激波对总压降情况的影响. 研究表明:

1) 增大落压比能有效地抑制激波/ 边界层干扰现象, 增加微喷管的有效面积, 提高微喷管的推性能. 在设计落压比下, 微喷管的有效面积能达到 80% 以上.

2) 微喷管内“超声速环”现象的本质是由于连续激波的作用而产生的二次马赫盘; 可以采用落压比来界定超声速环是否存在. 在给环境反压为 0.050663 MPa 的情况下, 超声速环存在的落压比范围是 1.7~ 5.0. 激波出现是超声速环存在的必要条件, 而二次激波的出现是超声速环存在的充要条件.

3) 激波对微喷管的总压降有着重要的影响. 当激波出现在喷管的出口处时, 总压降最大. 在微喷管的设计中应该考虑如何消除激波的影响.

4) 采用无滑移边界条件的连续介质方法所得到的微喷管内流场状态与常规喷管的流场状态具有一定的差异, 但是整体上具有相似性.

参考文献:

[1] Lewis D, Janson S, Cohen R, et al. Digital micropropulsion [J]. Sensors and Actuators A: Physical, 2000, 80 (2): 143-154.

[2] Lee S W, Kim H C, Keon K, et al. A monolithic inkjet print head, dome jet [C]// 14th IEEE Int Conf on Micro Electro Mechanical Systems. Switzerland, Interlaken: IEEE, 2001: 515-518.

[3] Gadelhak M. The fluid mechanics of microdevices—the freeman scholar lecture [J]. Journal of Fluids Engineering, 1999, 121: 5-33.

[4] 张先锋, 刘明侯, 张根桓, 等. 微喷管流场及其推力性能数值模拟[J]. 宇航学报, 2006, 27(4): 720-725.

ZHANG Xianfeng, LIU Minghou, ZHANG Genxuan, et al. Simulations of flow field and thrust performance in micro-nozzle [J]. Journal of Astronautics, 2006, 27(4): 720-725. (in Chinese)

[5] Rossi C, Do Conto T, Esteve D, et al. Design, fabrication and modeling of MEMS based microthrusters for space application [J]. Smart Materials and Structures, 2001, 10(6): 1156-1162.

[6] Bayt R L. Analysis, fabrication and testing of a MEMS fabricated micropropulsion system [D]. Cambridge, MA, USA: MIT, 1999.

[7] 刘明侯, 孙建威, 李志亮, 等. 微喷管数值模拟[J]. 工程热物理学报, 2005, 26(增刊): 199-202.

LIU Minghou, SUN Jianwei, LI Zhiliang, et al. Numerical study on micronozzles [J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2005, 26 (Supplement): 199-202. (in Chinese)

[8] 唐飞, 叶雄英, 周兆英. 微喷管内气体流动的三维数值模拟[J]. 清华大学学报(自然科学版), 2004, 44(11):

103-106.

TANG Fei, YE Xiongying, ZHOU Zhaoying. 3-D numerical simulation of gas flow in micronozzles [J]. Journal of Tsinghua University (Science and Technology), 2004, 44 (11): 103-106. (in Chinese)

[9] 王沫然, 李志信. 微喷管内流动和换热的数值模拟与分析 [J]. 微纳电子技术, 2003, (7-8): 61-64.

WANG Moran, LI Zhixin. Simulation and analysis for gas flow and heat transfer in micro nozzle [J]. Micronanoelectronic Technology, 2003, (7-8): 61-64. (in Chinese)

[10] 丁英涛, 谢君堂, 仲顺安. 微型喷管内气体流动的流量壅塞现象 [J]. 北京理工大学学报, 2006, 26 (12): 1086-1089.

DING Yingtao, XIE Juntang, ZHONG Shunan. Phenomenon of gas flow choking in micro nozzles [J]. Transactions of Beijing Institute of Technology, 2006, 26(12): 1086-1089. (in Chinese)

[11] 杨海威, 赵阳. 外形设计对微喷管性能的影响 [J]. 推进技术, 2007, 28(1): 68-72.

YANG Haiwei, ZHAO Yang. Effects of geometry design on micronozzle's performance [J]. Journal of Propulsion Technology, 2007, 28(1): 68-72. (in Chinese)

[12] Choudhuri A R, Baird B, Gollahalli S R, et al. Effects of geometry and ambient pressure on micronozzle flow [R]. AIAA Paper 2001-3331.

[13] Moñigo J A, Quesada J H, Requena F C. Slip model performance for underexpanded microscale rocket nozzle flows [J]. Journal of Thermal Science, 2007, 16(3): 223-230.

