

文章编号: 1000-8055(2008)09-1568-05

脉冲式燃烧风洞起动特性数值研究

张小庆¹, 乐嘉陵²

(1. 西南交通大学 机械工程学院, 成都 610031;

2. 中国空气动力研究与发展中心, 绵阳 621000)

摘 要: 利用计算流体力学软件 Fluent, 采用隐式双时间步方法模拟非定常过程, 控制方程的离散采用二阶迎风格式, 湍流模型选择剪切应力输运 (SST) $k-\omega$ 模型, 并求解组分扩散方程, 对脉冲式燃烧风洞的起动过程进行了数值模拟, 分析了喷管起动时流场结构的变化情况和自由射流区超声速流场的建立过程. 计算结果为改进风洞起动特性提供了一定的参考依据.

关 键 词: 脉冲式燃烧风洞; 起动过程; 数值模拟; 喷管; 扩压器

中图分类号: V211.3

文献标识码: A

Numerical study on the starting characteristics of the pulse combustion wind tunnel

ZHANG Xiao-qing¹, LE Jia-ling²

(1. School of Mechanical Engineering, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610031, China;

2. China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China)

Abstract: The starting process of the pulse combustion wind tunnel is unsteady and very complex. It couldn't be investigated by use of the experimental method in existence. In this paper, the starting process was simulated by the Fluent computational fluid dynamics (CFD) code. The current version of this code employs dual-time formulation, second order upwind interpolation scheme, shear stress transport (SST) $k-\omega$ turbulence model, and species transport equation. The transient flow structure during nozzle starting process and the establishing process of supersonic flow in the free jet region were analyzed. The results provide a reference for the improvement of the starting characteristics of the pulse combustion wind tunnel.

Key words: pulse combustion wind tunnel; starting process; numerical simulation; nozzle; diffuser

脉冲式燃烧风洞是进行超燃冲压发动机研究的重要地面设备. 脉冲式燃烧风洞主要由高压气源、加热器、喷管、试验段、扩压器和真空箱组成^[1], 其高焓气流主要由混合气体在加热器中燃烧获得. 试验时, 随着高压气体在加热器的前室中混合燃烧, 前室的压力逐渐升高, 当压力上升至一定值时, 前室与后室之间的铝膜片瞬间打开, 高温高压气体向下游流动, 流经喷管和扩压器, 进入真

空箱, 逐步建立超声速流场. 与连续风洞不同, 脉冲式风洞的有效运行时间很短, 其要求风洞的起动时间尽可能短, 并且建立试验气流所需的气体质量尽可能少. 在国外, 对激波风洞的起动过程进行了详细的研究^[2-5], 但由于激波风洞不存在扩压器, 其起动过程主要是指喷管超声速流场的建立过程. 本文所要研究的起动过程是指从铝膜片打开瞬间开始, 至自由射流区超声速流场建立的这

收稿日期: 2007-09-17; 修订日期: 2008-02-18

作者简介: 张小庆(1981-), 男, 河南商丘人, 博士生, 主要研究方向为流体机械.

段时间历程,此过程中涉及到激波、湍流、附面层产生发展以及它们之间的相互作用,是一个非常复杂的瞬态过程,并且利用现有的试验手段很难进行详细的研究,因此本文利用数值方法对脉冲式燃烧风洞的整个超声速流场的建立过程进行研究,探索起动过程的规律和特性.

1 数值求解方法及验证

本文采用计算流体力学软件 Fluent 进行数值模拟.在 Fluent 软件中,采用有限体积法求解二维轴对称雷诺平均 N-S 方程,求解器选择隐式耦合的二阶迎风格式;非稳态过程采用双时间步计算格式,非定常时间项采用一阶隐式格式;湍流模型采用 SST $k-\omega$ 模型.由于起动时燃烧室前室组分与其下游组分不同,在数值计算中选取组分输运方程来模拟组分扩散.数值方法的细节见文献[6].

为了验证所采用的数值方法对计算非稳态起动过程的适用性,本文对澳大利亚昆士兰大学 T4 激波风洞的马赫 8 轴对称喷管的起动过程^[3-5]进行了数值模拟.此喷管的计算几何形状如图 1 所示,数值模拟时从喷管喉道开始计算,此处的来流马赫数设为 1.05,计算初始状态为压力 100 Pa 的静止流场.由于 T4 激波风洞采用自由活塞驱动方式,其喷管的来流压力和温度是随时间变化的,因此在数值计算中采用 Fluent 软件的用户自定义函数(UDF)功能来模拟随时间变化的来流条件.

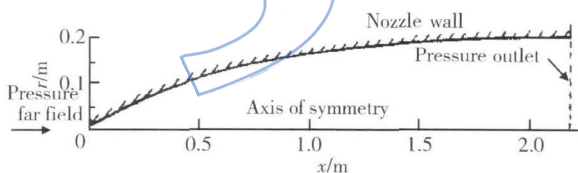


图 1 喷管计算几何形状

Fig.1 Geometry of the nozzle for the numerical calculation

图 2 是喷管内 $x=1.8\text{ m}$, $r=7.5\text{ mm}$ 处皮托压力时间历程曲线.从图中可以看出数值结果的皮托压力峰值要稍微大于实验值,并且从峰值处迅速衰减,这由于试验测量中皮托管的测压频响不够,造成时间的滞后,但从 0.9 ms 后计算和测量结果的变化趋势基本一致.图 3 是喷管起动后在 $x=1.8\text{ m}$ 截面处的皮托压分布,可以看出数值计算值与实验值基本一致,且数值计算和实验测量得出的附面层厚度相同.由以上计算结果可以得出:本文所采用的数值方法适用于非定常过

程的模拟,能够捕捉到起动过程中流场结构的变化情况,具有较高的激波分辨率,并且所采用的湍流模型可以比较准确的预估附面层厚度,因此,利用此数值方法可以对脉冲式燃烧风洞的非定常起动过程进行模拟.

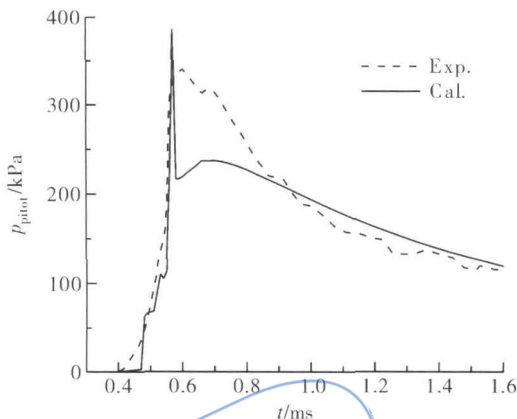


图 2 皮托压时间历程曲线($x=1.8\text{ m}$, $r=7.5\text{ mm}$)

Fig.2 Pitot pressure time history at point of $x=1.8\text{ m}$, $r=7.5\text{ mm}$

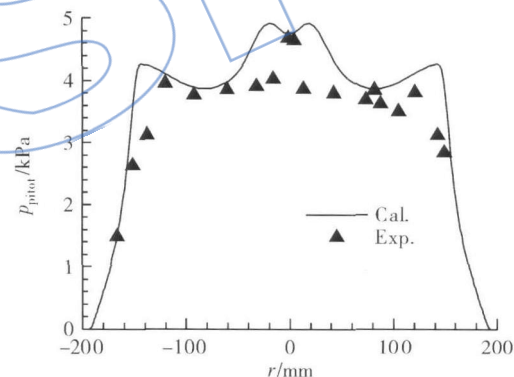


图 3 $x=1.8\text{ m}$ 截面上皮托压分布曲线

Fig.3 Pitot pressure distribution along the plane of $x=1.8\text{ m}$

2 风洞起动过程数值研究

2.1 计算模型、网格及边界条件

脉冲式燃烧风洞的结构简图如图 4 所示.数值计算区域是从加热器的前室至真空箱,计算网格采用结构网格,网格数为 11.5×10^4 .前室的来流边界条件设为压力远场(Pressure far field),具体参数为:静压 5 MPa,静温 1 650 K,组分质量百分比含量:氧 21%,水 23%,氮 56%;其余边界设为绝热壁.

数值模拟从破膜瞬间开始起算,此时前室为燃烧后高温高压气体,其它部分为低压抽空状态.

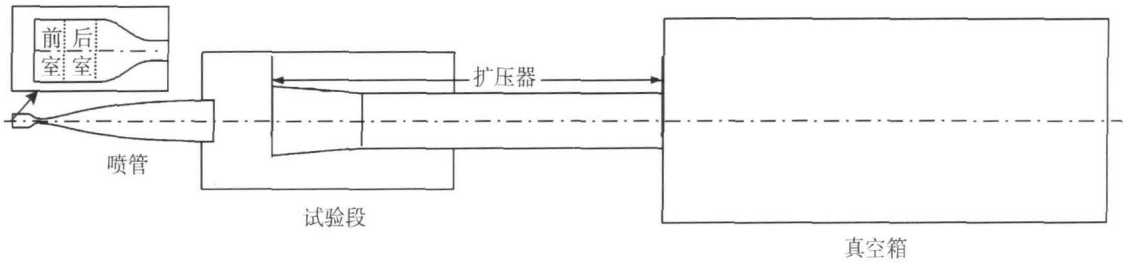


图 4 风洞结构简图

Fig. 4 Configuration of the tunnel

初始状态参数由表 1 给出.

表 1 初始状态参数

Table 1 Initialization parameter

位置	压力/	温度/	组份(质量百分比)		
	MPa	K	O ₂	H ₂ O	N ₂
前室	5	1 650	21 %	23 %	56 %
后室及下游部分	0.001	300	23 %	0	77 %

2.2 喷管起动过程分析

在膜片打开后,高温高压气流形成一道起动激波流向喷管.由于喷管截面的变化,起动激波在喷管内传播速度也是变化的图 5 给出了喷管超声速流场的建立过程,图 6 是喷管起动过程中轴线上静压的变化曲线.从两图中可以看出,在膜片打开以后,伴随着起动激波的形成,在膜片位置处将出现一道膨胀波向前室上游传播,并使扫过的区域压力降低,这道膨胀波可由图 6 中 0.1 ms 时刻后室和前室压力值的降低反映出来.随着时间的推移,起动激波到达喉道位置后,由于喉道面积较小,将会在此处产生反射.从喷管喉道处反射回来

的这道波向上游传播,使经过区域的压力升高,这可以从图 6 中 0.2 ms 和 0.5 ms 时刻的压力曲线可以看出.这道反射波逐渐传播到前室,使前室和后室内的压力值稳定在与来流压力($p_0 = 5\text{ MPa}$)相同的大小(图 6 中 1.0 ms 时的压力曲线).

起动激波经过喷管喉道后沿着喷管扩张壁面向下游流动,并且图 6 中的压力曲线显示起动激波经过后存在一段高压区域.紧邻高压区的诱导气流随着喷管截面积的增加而膨胀加速,形成超声速流场,在这种情况下,气流随喷管截面的扩张而膨胀加速与下游起动激波后的高背压相矛盾,使得在两者之间形成了二次激波.随着喷管起动的进行,起动激波后的高压区逐步增大,并且与二次激波一同向喷管下游传播,这样超声速区得到发展,二次激波也随之加强,并在轴线附近形成马赫盘(图 7).另外,图 8 给出了 1.0 ms 时轴线上水含量的分布曲线,图中显示出在水的含量在起动激波后的高压区急剧下降,这说明此处为接触间断面.

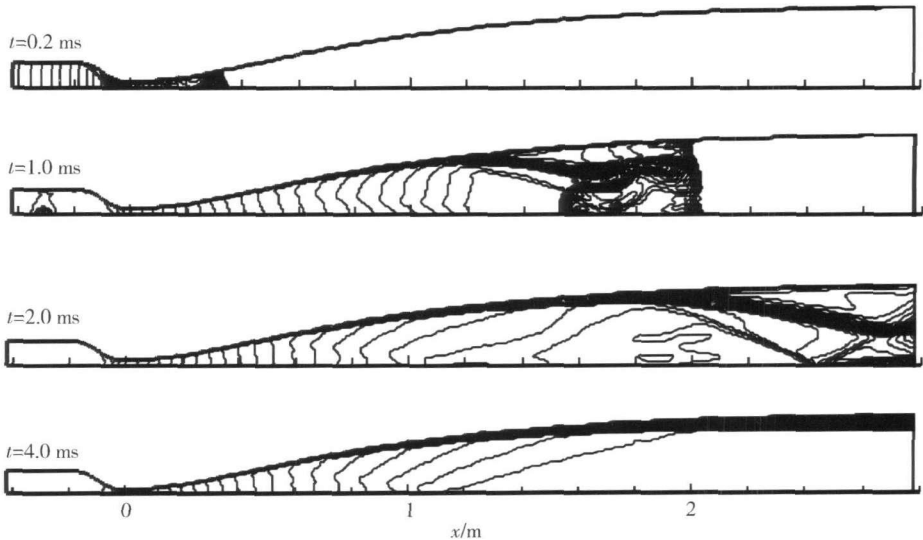


图 5 喷管起动过程中马赫数等值线图

Fig. 5 Mach number contour at the nozzle start process

起动激波继续往下游传播,在起动时间约 1.5 ms 时,起动激波流出喷管,随之在 2.5 ms 时接触间断面也流出喷管,但此时喷管尚未完全起动.图 9 是喷管出口马赫数分布随时间的变化,可以看出随着喷管出口流场的调整,直到约 4.0 ms 时喷管才完全起动,此时喷管出口超声速流场完全建立.

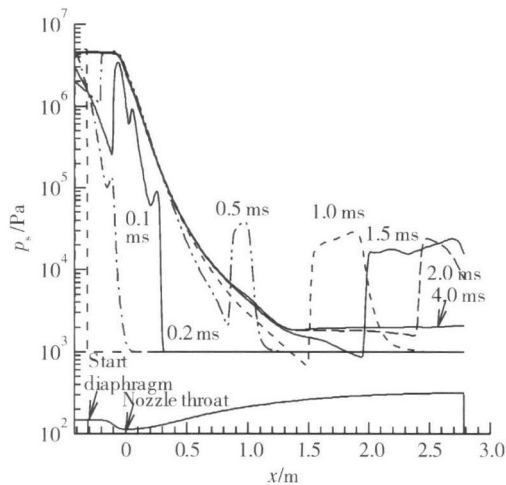


图 6 喷管轴线压力分布
Fig. 6 Pressure distributions along the nozzle axis

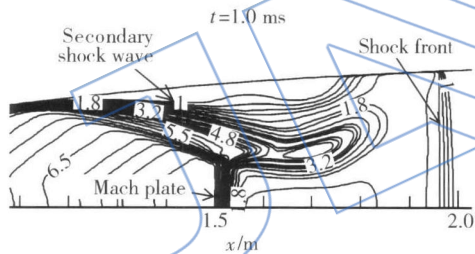


图 7 马赫数等值线 (1.0 ms)
Fig. 7 Mach number contour (1.0 ms)

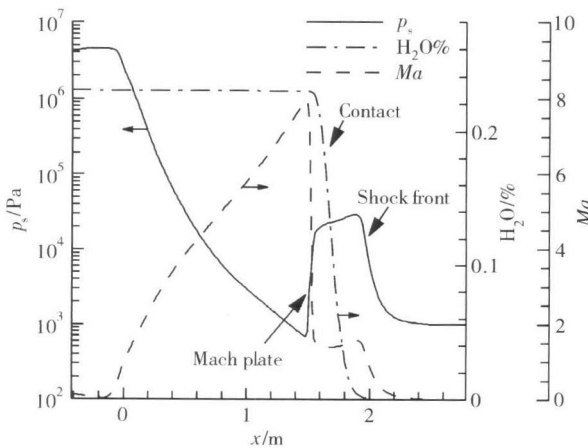


图 8 轴线上压力、水组分和马赫数分布 (1.0 ms)
Fig. 8 Distributions along the nozzle axis (1.0 ms)

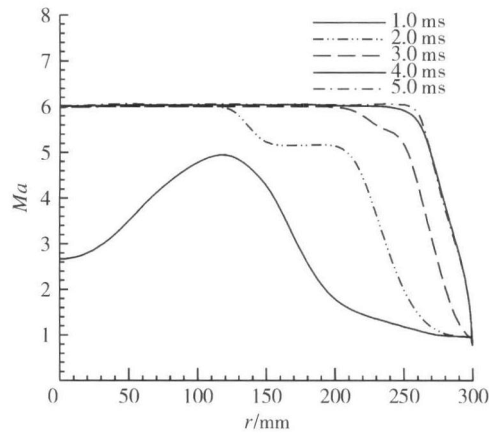


图 9 喷管出口马赫数分布
Fig. 9 Mach number distributions at the nozzle exit

2.3 扩压器起动过程分析

在破膜后约 1.5 ms 时,起动激波流出喷管,进入喷管出口和扩压器入口之间的自由射流区.由于试验段的初始压力很低,起动激波及其后的气流在自由射流区在向下游推进的同时会产生沿径向的膨胀加速流动.在到达扩压器入口位置时,径向膨胀的气流超出扩压器收集锥的尺寸,在扩压器入口产生溢流,一部分气流进入试验段中(图 10).溢流气流在进入试验段后继续向低压区流动,并在试验段下壁面处产生反射.此时,起动激波进入扩压器内并继续向下游流动;跟随在起动激波后的超声速气流在自由射流区内进一步膨胀加速,随后一小部分溢流进试验段,其余部分进入扩压器收集锥内.

一段时间后,从试验段下壁面反射回来的气流传至喷管出口,并且试验段溢流气体的逐渐增多,这些都将使自由射流区外围的压力升高.外围压力的升高将会抑制自由射流区内气流的径向膨胀,使溢流气流逐渐消失,这样喷管出口气流将全部流入扩压器内,并在自由射流区内建立超声速流场.当自由射流区的超声速流场建立后,高速主流会产生附加引射作用,使试验段内的溢流气体跟随高速主流进入扩压器内,这样试验段内的气体量逐步减少,试验段流动马赫数逐渐降低(图 11);试验段内压力经过调整,最后稳定在喷管出口压力大小(图 12).

随着时间的推移,起动激波和其后的高压区通过扩压器流进真空箱内,但此刻扩压器并没有完全起动.高压区进入真空箱后,扩压器出口保持比较低的被压,随后其内部流动将充分发展:入口处产生的斜激波在扩压器等直段中反射并与附面

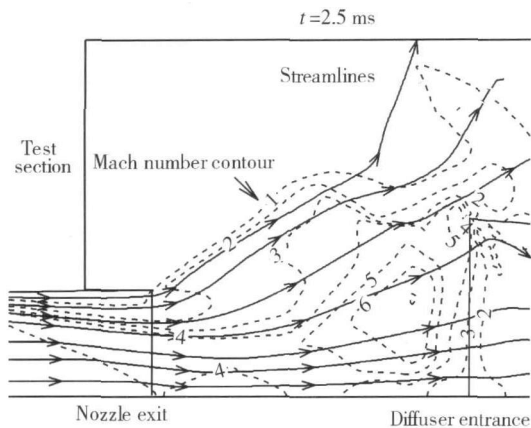


图 10 自由射流区流线图
Fig. 10 Streamlines in the free-jet region

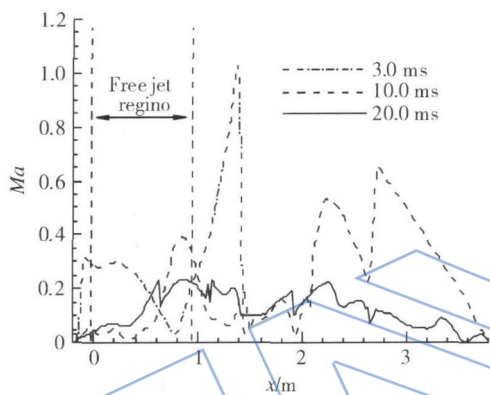


图 11 试验段壁面马赫数分布
Fig. 11 Distribution of Mach number on the test section wall

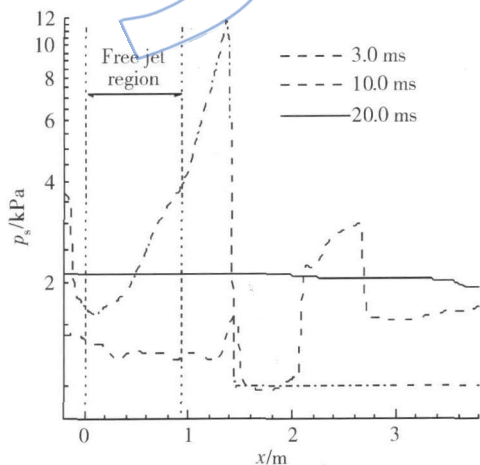


图 12 试验段壁面压力分布
Fig. 12 Distribution of static pressure on the test section wall

层相互作用形成斜激波串^[7]结构,这样扩压器就进入了正常工作状态,完成了起动过程,整个起动过程耗时约为 20 ms.

3 结 论

1) 利用流体力学软件 Fluent 提供的双时间步方法可以对风洞起动过程进行数值模拟,并且可以捕捉到起动过程中复杂的流场结构(二次激波、马赫盘、斜激串等)的产生和变化过程.

2) 自由射流区超声速主流建立时间约占整个风洞起动时间的 80 %,这是因为起动时气流在自由射流区产生溢流,使试验段内压力产生波动影响流场的建立,并且扩压器的结构尺寸影响自由射流区内的流场结构,两者的共同作用影响自由射流区内超声速流场的建立过程.如果希望缩短风洞起动时间可以从减少起动时溢流进试验段的气体量和改进扩压器结构尺寸两方面入手.

参考文献:

[1] 乐嘉陵,刘伟雄,贺伟,等. 脉冲燃烧风洞及其在火箭和超燃发动机研究中的应用[J]. 实验流体力学, 2005, 19(1): 1-10.
LE Jialing, LIU Weixiong, HE Wei, et al. Impulse combustion wind tunnel and its application in rocket and scramjet research[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2005, 19(1): 1-10. (in Chinese)

[2] Yang G W, Hu Z M, Jiang Z. Starting nozzle flow simulation using K-G two-equation turbulence model [C]// Jiang Z ed. Proceedings of the 24th International Symposium on Shock Waves. Beijing: Springer, 2004:1175-1180.

[3] Jacobs P A. Numerical simulation of transient hypervelocity flow in an expansion tube [R]. NASA-CR-189615, 1992.

[4] Jacobs P A. Simulation of transient flow in a shock tunnel and a high Mach number nozzle [R]. NASA-CR-187606, 1991.

[5] Jacobs P A. Transient, hypervelocity flow in an axisymmetric nozzle [R]. NASA-CR-187496, 1991.

[6] Fluent Inc. Fluent version user's guide [M]. Lebanon, U S A: [s. n.] 2005.

[7] 李桦,范晓楠,丁猛. 超声速扩压器中激波串结构的数值模拟[J]. 国防科技大学学报, 2002, 24(1): 18-21.
LI Hua, FAN Xiaoqiang, DING Meng. Numerical simulation of the shock train structure in the supersonic diffuser[J]. Journal of National University of Defense Technology, 2002, 24(1): 18-21. (in Chinese)