

文章编号: 1000-8055(2003) 04-0570-04

圆锥形谐振管的谐振性能研究

童晓艳, 梁国柱, 张国舟
(北京航空航天大学 宇航学院, 北京 100083)

摘要: 在液体火箭发动机气动谐振点火技术中, 圆锥形谐振管因气体谐振加热温度高、加热速度快而受到重视。文中利用 Whitham 规则, 从理论上分析了在圆锥形管中振荡气体的压强和温度特性。因为圆锥形谐振管对激波有增强作用, 所以在相同条件下, 圆锥形谐振管中气体压强的振荡幅度和加热温度、速度都要高于圆柱形谐振管, 因而圆锥形谐振管加热性能比圆柱形谐振管好。

关键词: 航空、航天推进系统; 谐振管; 激波加热; 液体火箭发动机; 点火

中图分类号: V434

文献标识码: A

Investigation of Resonance Characteristics of Conical Resonance Tube

TONG Xiao-yan, LANG Guo-zhu, ZHANG Guo-zhou

(Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: Because the gas at the end of a conical resonance tube can be heated to a higher temperature more quickly than at the end of a cylindrical resonance tube, researchers pay more attention to the conical resonance tube in the engineering field of the gas-dynamic resonance ignition technique of liquid propellant rocket engine. By using Whitham rule, this paper analyzes the characteristics of pressure and temperature of the oscillating gas in the conical resonance tube theoretically and explains why the conical resonance tube can reach higher temperatures than the cylindrical resonance tube. Because the conical resonance tube can enhance shock waves, the gas at the end of the conical resonance tube has higher pressure oscillation amplitudes and higher temperatures and heating rates than that at the end of the cylindrical resonance tube.

Key words: aerospace propulsion system; resonance tube; shock wave heating;
liquid propellant rocket engine; ignition

1 引言

气动谐振点火是利用气动谐振加热效应点燃非自燃燃料的一种新型点火方式, 主要应用于液体火箭发动机的点火过程。人们在实验中发现, 圆锥形谐振管对气体的谐振加热速度和温度都要比圆柱形谐振管高, 所以在工程中多采用圆锥形或

圆锥形变形形式的谐振管进行气体的谐振加热和点火。对于这一现象的产生原因, 国内外的研究者都还没有给出理论上的解释。对于圆柱形谐振管, 已有较多的理论分析, 如 Wilson^[1]、Shapiro^[2,3] 分别采用弱激波理论得出了管中气体可以达到的最高温度表达式, 文献[4, 5]对圆柱管中激波振荡加热过程进行了分析, 得到了气体最高温度的计算

收稿日期: 2002-08-12; 修订日期: 2002-11-30

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(59906001)

作者简介: 童晓艳(1975-), 女, 湖北荆门人, 北京航空航天大学宇航学院博士生, 主要从事气动谐振点火技术研究。

公式。本文运用 Whitham 规则^[6,7],研究了圆锥形谐振管的加热性能,分析了圆锥形谐振管中气体加热温度高和加热速度快的原因。

2 圆锥形谐振管中气体的加热温度

圆锥形谐振管是一端封闭,另一端开口,中空部分形状为圆锥形的管子。设锥形谐振管的开口端横截面积较大,而封闭端的横截面积较小。将锥形谐振管在欠膨胀喷流中同轴放置,横截面积较大的一端作为气流的入口端,记为 $G-G$,其横截面积为 A_0 ,管底最小截面记为 $H-H$,其横截面积为 A ,令 $A_0 = nA$ ($n > 1$),参见图1。如果谐振管在喷流中的位置适当,在谐振管管口将出现较强的激波,激波会运动到谐振管的底部并被反射再逐渐移出谐振管。激波运动到管口时,又会有一系列膨胀波从管口开始向管底运动,到达管底后被固壁反射再向管口运动,直至全部移出管口,这样激波与膨胀波分别从管口向管底运动并被管底反射再移动到管口,完成一次谐振循环。此后,激波将再进入管中并向管底运动,开始下一个谐振循环。在此,为了简便起见,将一系列膨胀波简化为用一道膨胀波表示。谐振管中的气体在激波与膨胀波的作用下,温度会升高然后又降低。如果气体温度升高的量大于降低的量,若干次谐振循环累计起来,管中气体温度会逐步升高,最终形成气动谐振管较大的加热效应。将管中入射激波前的气体状态记为1,入射激波后管中的气体状态记为2,反射激波后管中的气体状态记为4。管中的初始状态为 $p_1, \rho_1, T_1, u_1 = 0$ 激波从管底反射后 $u_4 = 0$ 。

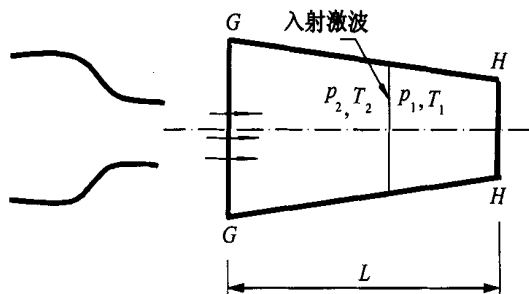


图1 圆锥形谐振管的参数与气流进入的状态

Fig. 1 Parameters in conical resonance tube

由于在气动谐振加热中所用锥形管的半锥角一般较小,可近似假定气体在锥形管中流动时,流动参数在同一截面上是均匀的,只在流动方向发生缓慢变化,并假设管中激波面与膨胀波面都是

与谐振管的轴线垂直的平面,忽略接触面上激波的反射等情形。

假设锥形管是由若干长度无限短的圆柱形管拼接而成,对于理想气体在入射激波前后有:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2\right] \left[\frac{2\gamma}{\gamma-1} Ma^2 - 1\right]}{\frac{(\gamma+1)^2}{2(\gamma-1)} Ma^2} \quad (1)$$

其中: Ma 为入射激波的马赫数, γ 为气体的比热比。由于 $d(T_2/T_1)/dMa > 0$, 所以在 γ 不变时, T_2/T_1 是 Ma 的单增函数,即随着 Ma 的增加, T_2/T_1 单调增加。

当谐振管的横截面积变化时,根据 Whitham 规则, $\gamma = 1.4$ 时,有^[8]:

$$\frac{A}{A_0} = \left(\frac{Ma_0^2 - 1}{Ma^2 - 1}\right)^{1/K} \quad (2)$$

其中, K 是常数约为 0.41, $Ma = U/c_1$ 是激波在截面积为 A 处的马赫数, U 为激波的运动速度, Ma_0 是激波在截面积 A_0 处的马赫数。从公式(2)可得:

$$Ma^2 = \frac{(Ma_0^2 - 1)}{(A/A_0)^K} + 1 = n^K (Ma_0^2 - 1) + 1 \quad (3)$$

于是若 $n > 1$, 因为 $Ma_0 \geq 1$, 所以 $Ma \geq Ma_0$, 即激波在收缩的锥形管中是加速运动的,所以锥形管中气体的振荡频率比圆柱形管中的高。由公式(1)可知,随着激波的加速,波后气体温度越来越高,即入射激波经过后, $T_{2H} > T_{2G}$,而对于圆柱形谐振管,有 $T_{2H} = T_{2G}$ 。

若有一圆柱形谐振管,其长度与气流的入口面积均与圆锥形谐振管的相同,在相同的气流条件下,通过管口的激波均为 Ma_0 ,那么入射激波经过后,在两种谐振管的管底处有:

$$\frac{(T_2/T_1)_{\text{锥}}}{(T_2/T_1)_{\text{柱}}} = \frac{T_{2\text{锥}}}{T_{2\text{柱}}} = \frac{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma^2\right] \left[\frac{2\gamma}{\gamma-1} Ma^2 - 1\right]}{\left[1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_0^2\right] \left[\frac{2\gamma}{\gamma-1} Ma_0^2 - 1\right]} \times \frac{Ma_0^2}{Ma^2} > 1 \quad (4)$$

若 $\gamma = 1.4$, $K = 0.41$, $n = 10$, $Ma_0 = 1.7$ 则 $T_{2\text{锥}}/T_{2\text{柱}} = 1.4$ 。在锥形谐振管中,第一个入射激波经过后,从管口至管底气体的温度是逐渐升高的。激波被管底反射而向管口移动时,其速度是逐渐减小的,因此 T_4/T_2 是逐渐减小的。反射激波经

过后,波后气体温度会继续升高,但管底气体温度上升的比管口多。可见,与圆柱形谐振管相比较,锥形谐振管较大地增加了管底气体的加热温度。图2为在相同的气流条件下,长度与入口截面相同的圆柱形与圆锥形谐振管在第一个激波经过后,管中理想气体的温度沿轴线分布的示意图,图中曲线的台阶面处为管内外气流接触面的位置。

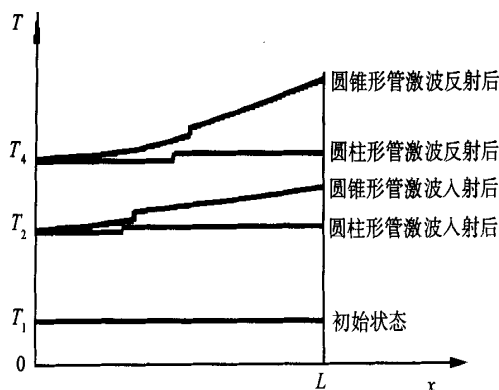


图2 第一个激波入射和反射管中气体的温度分布示意图

Fig. 2 Gas temperature distributions after the first shock wave incidence and reflection

从前面的分析可知,气流参数在锥形谐振管的不同截面上是不同的。利用气动谐振现象进行加热或点火时,关心管中气体的加热温度,而圆锥形谐振管底部气体被加热达到的温度最高。

3 谐振管底部气体所能达到的最高温度

设管外喷流的滞止压强、滞止温度为 p_0, T_0 , 当入射激波经过锥形谐振管的管口 G-G 截面时,激波前后压强比与柱形管相同,有^[5]:

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{G-G} = \frac{\gamma(\gamma+1)}{8} \times \left[\frac{\frac{2}{\gamma-1} \frac{T_0}{T_1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right) + \frac{\frac{2}{\gamma-1} \frac{T_0}{T_1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right) + \left(\frac{4}{\gamma+1}\right)^2}{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right]^2$$

而当入射激波运动到管底时,利用前面由 Whitham 规则导出的公式,进一步可得:

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{H-H} = n^k \cdot \frac{\gamma(\gamma+1)}{8} \times \left[\frac{\frac{2}{\gamma-1} \frac{T_0}{T_1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right) + \frac{\frac{2}{\gamma-1} \frac{T_0}{T_1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right) + \left(\frac{4}{\gamma+1}\right)^2}{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \right]^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} + \frac{2\gamma(1-n^k)}{\gamma+1} \quad (5)$$

因为 $\gamma > 1$, 可以证明 $\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{H-H} > \left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{G-G}$ 。

由激波理论,反射激波后气体的压强、温度与管中初始压强、温度之间有:

$$\frac{p_4}{p_1} = \frac{(3\gamma-1) \frac{p_2}{p_1} - (\gamma-1)}{(\gamma+1) \frac{p_1}{p_2} + (\gamma+1)} \quad (6)$$

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{(\gamma+1) + (\gamma-1) \frac{p_2}{p_1}}{(\gamma+1) + (\gamma-1) \frac{p_1}{p_2}} \times \frac{(\gamma+1) + (\gamma-1) \frac{p_4}{p_2}}{(\gamma+1) + (\gamma-1) \frac{p_2}{p_4}} \quad (7)$$

管中的气体经过膨胀以后:

$$\frac{T_1^{(2)}}{T_4} = \left(\frac{p_1^{(2)}}{p_4}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (8)$$

式中的上标(2)表示第二个谐振循环,它的初始状态即第一个谐振循环的末了状态。若假设每一个谐振循环结束时,管内外气体接触面恢复到谐振管的管口,经历无数次谐振循环后:

$$\frac{T_4}{T_0} = \frac{T_1}{T_0} \frac{p_0}{p_1} \quad (9)$$

由以上公式所计算出的锥形谐振管管底气体温度 T_4 与喷流滞止温度 T_0 的比值,随谐振循环次数变化曲线如图3所示(假设锥形谐振管的入口与管底面积之比 n 为10, $T_1/T_0 = 1$, $\gamma = 1.4$, 圆柱形管与圆锥形管入口截面相同)。从图中可以看出:在谐振的初始阶段,圆锥形谐振管底部气体的温度上升速率比圆柱形谐振管快,这对于气动谐振加热和点火都是有利的。

一般情形下,谐振管中的气体都是亚声速流动,临界状态 $\frac{p_0}{p_2} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$ 是管中气体所能达到的最高速度状态,此时的加热效应也最大。临界状态时有^[5]:

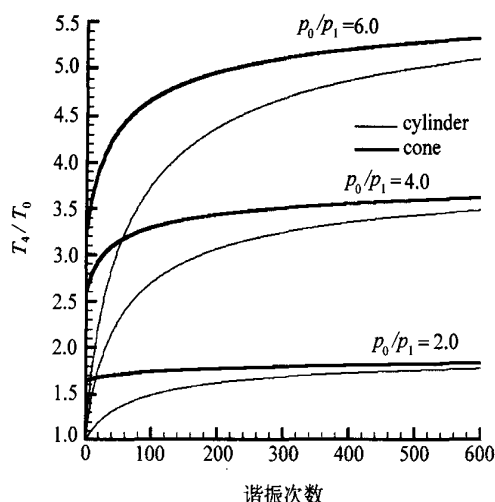


图3 谐振管底部气体温度与谐振次数的关系曲线

Fig. 3 Curves of relationship between gas temperature at the end of the resonance tube and the resonance cycle times

$$\left(\frac{p_0}{p_1}\right)_{cr} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left\{ \frac{\gamma(\gamma+1)}{8} \times \left[\frac{2}{\gamma+1} \frac{T_0}{T} + \frac{2}{\gamma+1} \frac{T_0}{T} + \left(\frac{4}{\gamma+1} \right)^2 \right]^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right\}^2$$

$$\left(\frac{T_4}{T_0}\right)_{cr}^{(\infty)} = \frac{T_1}{T_0} \left(\frac{p_0}{p_1}\right)_{cr} = \frac{T_{max}}{T_0} \quad (10)$$

相应地 当 $\frac{T_0}{T_1} = 1$ 时, 若 $\gamma = 1.4$, $\frac{T_{max}}{T_0} \approx 6$;

若 $\gamma = 1.67$, $\frac{T_{max}}{T_0} \approx 7$

4 谐振管底部气体的压强振荡

在入射激波的前后, 有:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\gamma M a^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (11)$$

当 γ 不变时, p_2/p_1 随着 Ma 的增加而增加。

当激波在谐振管底被反射后有公式(6), 显然, Ma 的增加使得 p_4/p_1 增加得更多。将公式(5)代入式

(6) 就可得到锥形管底部气体的压强比值与来流气流参数的关系式。由于锥形管对激波的增强作用, 激波进入锥形管后马赫数不断增加, 管底压强在激波反射后也上升至最大, 与相同来流条件的圆柱形管相比, 管底气体压强上升得更多。

5 结 论

在一定的假设条件下, 本文通过理论分析, 得出如下结论:

(1) 若 $T_1/T_0 = 1$, $\gamma = 1.4$, 圆锥形谐振管底部气体所能达到的气动谐振加热温度是管中气体初温的6倍。

(2) 在气流状态相同, 谐振管的入口面积和长度相同时: 圆锥形谐振管底部气体压强振荡的幅度高于圆柱形管中的压强振荡幅度; 在一个谐振周期中, 锥形管底部气体的温升大于柱形管底部气体的温升; 锥形管中气体的加热速率高于圆柱形管中气体的加热速率。因而圆锥形谐振管表现出比圆柱形谐振管更快更好的加热性能。

参考文献:

- [1] Wilson J, Resler E L. A Mechanism of Resonance Tubes[J]. Journal of the Aerospace Sciences, 1959: 461-462.
- [2] Shapiro A H. Shock Waves and Dissipation in a Resonance Tube[J]. Journal of the Aerospace Sciences, 1959: 684-685.
- [3] Shapiro A H. On the Maximum Attainable Temperature in Resonance Tubes[J]. Journal of the Aero/Space Sciences, January, 1960: 66-67.
- [4] Kessaev J. Ignition of Non-hypergolic Propellants[A]. Proceedings of the 3rd International Symposium on Space Propulsion[C]. Beijing: China, 1997.
- [5] 梁国柱, 张国舟, 程显辰, 等. 液体火箭发动机气动谐振点火初步研究[J]. 推进技术, 1999, 20(4): 13-16.
- [6] Whitham G B. A New Approach to Shock Dynamics, Part I Two-Dimensional Problems[J]. J. Fluid Mech., 1957, 2: 145-171.
- [7] Whitham G B. A New Approach to Shock Dynamics, Part II Three-Dimensional Problems[J]. J. Fluid Mech., 1959, 5: 369-386.
- [8] 王继海. 二维非定常流和激波[M]. 北京: 科学出版社, 1994.