

壁温对隔离段激波串振荡的影响

苏伟仪, 王 赫, 陈 云, 张堃元

(南京航空航天大学 能源与动力学院 江苏省航空动力系统重点实验室, 南京 210016)

摘 要: 为了探索存在换热条件下超燃冲压发动机隔离段内部的复杂流动机理,采用2阶精度的非定常数值模拟程序研究了壁温对隔离段内部激波串振荡特性的影响。结果表明:压力振荡曲线与激波串前缘位置之间存在紧密关系。此外,随着壁温升高,隔离段壁面压力振荡的频率减小、振幅增加。研究还发现,隔离段压力振荡标准差最大值位于激波串前缘激波及其与上下壁面边界层相互作用的位置,而湍动能最大值则分布在分离区后侧剪切层区域内。

关 键 词: 超燃冲压发动机; 隔离段; 激波串振荡; 壁温; 非定常模拟; 频谱特性

中图分类号: V231.1

文献标志码: A

Effects of wall temperature on pseudo-shock oscillations in isolator

SU Weiyi, WANG He, CHEN Yun, ZHANG Kunyuan

(Jiangsu Province Key Laboratory of Aerospace Power System,
College of Energy and Power Engineering, Nanjing University of Aeronautics and
Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: To explore the complex flow mechanism in the scramjet isolator under different wall heat transfer, the effects of wall temperatures on the oscillation characteristics of pseudo-shock in the scramjet isolator were investigated with a two-order accuracy unsteady computational fluid dynamics code. The numerical results show that there is a close relationship between the wall pressure histories and the maximum upstream and downstream locations of the shock-train leading-edge. Moreover, it shows that the fluctuating pressure amplitudes increase and frequencies decrease with the wall temperature. The maximum value of wall pressure standard deviation occurs at the place where the shock-train leading-edge shocks/boundary layer interact. However, the maximum values of kinetic energy are mainly in the shear layer region of the separation bubble.

Key words: scramjet; isolator; pseudo-shock oscillation; wall temperature; unsteady simulation; spectral characteristics

隔离段^[1-2]是双模态超燃冲压发动机^[3]连接高超声速进气道和燃烧室的重要部件,它是进气道-燃烧室相互作用的主要场所,其作用是隔离燃烧室对高超进气道的干扰,同时实现不同工作模

态之间的调节与转换。

从流动机理层面讲,起到隔离燃烧室对进气道的影响、实现工作模态转变的真正媒介是激波串,它是隔离段内流在燃烧室反压作用下所形成

收稿日期: 2015-11-03

基金项目: 国家自然科学基金(11102087,11572155); 中央高校基本科研业务费专项资金(NS2015018)

作者简介: 苏伟仪(1979—),男,副教授,博士,主要从事高超声速进气道空气动力学、等离子体流动控制等方面研究。

引用格式: 苏伟仪,王赫,陈云,等. 壁温对隔离段激波串振荡的影响[J]. 航空动力学报,2017,32(7):1605-1612. SU Weiyi, WANG He, CHEN Yun, et al. Effects of wall temperature on pseudo-shock oscillations in isolator[J]. Journal of Aerospace Power, 2017, 32(7): 1605-1612.

的多波系、多分离涡的复杂流动系统^[2-3]。从物理现象上看,几乎所有形式的进气道不起动均表现为激波串被推出进气道唇口。因此,揭示各种因素对激波串运动特性的影响至关重要。

壁温是影响隔离段激波串特性的重要参数之一。从当前实验模拟技术方面看,地面实验和高空飞行实验之间存在较大差异^[4-10]。连续式风洞实验^[6-7]多在冷流条件下进行,吹风时间长但无法模拟来流总温的影响。脉冲式风洞^[8-9]虽然能模拟来流总温,但吹风时间短,不能考核壁面长时间受气动加热升温对激波串的影响。很明显,准确预测这种天地差异对高超声速推进系统的影响非常重要。然而,目前鲜有能准确预估壁温对激波串影响的理论方法。

从发动机总体设计的角度讲,超燃冲压发动机隔离段也可采用再生冷却^[11-13]来控制壁温从而提高发动机总体性能。因此,壁温是一个可控的发动机循环参数,研究壁温对隔离段激波串特性乃至整个发动机性能的影响非常关键。

基于上述原因,国内外越来越重视壁温对超燃冲压发动机进气道-隔离段激波串特性的影响,近年来先后开展了一些初步的风洞实验和数值模拟^[10,14]。然而,这些研究主要集中在壁温对激波串稳态特性的影响方面,即假设激波串位置、形态是固定不动的。

事实上,研究已经发现^[15-19],隔离段中的激波串只有在较低的燃烧室反压下才能保持稳定,当燃烧室反压超过某个值时,即使来流和燃烧室反压均为稳态,在进气道起动状态下隔离段内部的激波串依然会呈现出强烈的非定常振荡现象。

激波串振荡能带来许多恶劣的影响。首先,激波串振荡容易导致激波串被推出进气道喉道而发生不起动^[20]。其次,强烈振荡的激波串不仅会直接影响燃烧室的燃烧组织和火焰的稳定,当流场振荡频率与飞行器壁板结构的固有振荡频率接近时,还会造成飞行器壁板共振,甚至导致疲劳破坏。再次,激波串振荡容易带来气动噪声,从而影响载人高超声速飞行器的舒适性。

因此,研究壁温对激波串振荡特性的影响具有重要的工程背景和基础研究价值。迄今国内外鲜有壁温对激波串非定常振荡影响的公开研究报道。

为此,本文拟采用经过验证的非定常数值模拟程序研究壁温对隔离段激波串振荡及其频谱特

性的影响,探索激波串振荡的产生机制。

1 物理模型和计算方法

1.1 物理模型

本文选取二维等直隔离段为物理模型。为了与项目组现有的实验条件相同,隔离段前增加了风洞喷管,其中风洞喷管采用项目组成熟的二维特征线程序设计。

隔离段及喷管的计算网格如图 1 所示,图中 x, y 为模型尺寸坐标,全长 $L=369\text{ mm}$,喷管长度 $L_n=69\text{ mm}$,喷管进口高度 $H_n=13\text{ mm}$ 。隔离段长 $L_{iso}=300\text{ mm}$,隔离段进口高度 $H_{iso}=15\text{ mm}$ 。

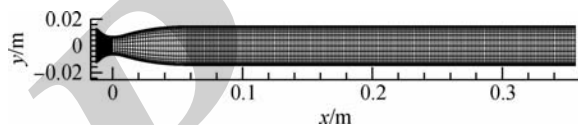


图 1 喷管-隔离段模型的计算网格

Fig. 1 Computational mesh of nozzle-isolator model

1.2 计算方法

控制方程采用守恒形式的雷诺时均 Navier-Stokes 方程

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z} = \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}_v}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{H}_v}{\partial z} \quad (1)$$

对超声速分离流动,激波等间断的捕捉非常重要,因此,控制方程(式(1))的空间无黏通量采用 Harten, van Leer 和 Einfeldt 等发展的 HLLC (Harten-Lax-van Leer and Einfeldt, HLLC) 格式离散,时间项则采用 2 阶精度、双时间步、LU-SGS (lower-upper symmetric Gauss-Seidel) 隐式推进。为了提高计算精度,求解界面上无黏通量时,原始变量由 3 阶 MUSCL (monotonic upstream-centered scheme for conservation laws) 插值得到。具体算法本文不再赘述,相关算法的详细介绍可参考文献[17]。

湍流采用 SST (shear stress transport) $k-\omega$ 模型。为了捕捉壁面附近的流动,近壁面网格高度为 0.001 mm ,以满足采用 SST $k-\omega$ 湍流模型时近壁面网格 y^+ 在 1.0 以下的要求。

1.3 边界条件

对图 1 所示的喷管-隔离段模型,喷管入口采用压力进口条件,隔离段出口为压力出口边界条件,壁面采用无滑移、无穿透、等温壁面条件。

喷管进口参数根据实验条件选取,其中总压

为 370 kPa,静压为 34.6 kPa,总温为 300 K,隔离段进口马赫数为 2.2。

2 计算结果

本文作者已在文献[15]中验证了程序计算反压下进气道激波振荡的准确性,本文不再另作验证。

本文进行了 $p_b/p_0 = 2.6, 2.9, 3.5, 3.6$ 和 $T_w = 150, 250, 280, 500, 700$ K 时,绝热壁等不同反压、不同壁温下激波串振荡的非定常数值模拟(其中 p_0 为来流静压),根据大量非定常数据分析激波串振荡机理。

2.1 压力时变曲线与激波串振荡之间的关联性

压力时变曲线是分析激波串振荡最直接的数据,为此,首先分析了隔离段激波串前缘位置与压力时变曲线之间的关联性。图 2 给出了 $p_b/p_0 = 2.9, T_w = 500$ K 时下壁面 $x = 0.31$ m 处压力时变曲线,图 3 给出了图 2 中动态压力处于峰谷值时的马赫数等值线分布。

从图 3 可以看出,反压 $p_b/p_0 = 2.9, T_w = 500$ K 时激波串并不对称,而是偏向上壁面,在上壁面形成大面积分离区及相关低速区。从一个周期来看,激波串前缘在上壁面 $x = 225$ mm 和 $x = 240$ mm 之间来回振荡。

当压力时变曲线达到峰值(图 2 中点 1、点 5)时,对应时刻的激波串前缘振荡到振荡区域的最上游位置。当压力时变曲线达到最小值(图 2 中点 2)时,对应时刻激波串前缘位于振荡区域的最下游。壁面压力时变曲线由峰值往谷值变化时,说明激波串及其前缘正向下游运动,而壁面压力时变曲线由谷值变化到峰值时,表明激波串及其前缘正向上游运动。

因此,根据壁面压力时变曲线的变化趋势可以大体判断激波串及其前缘运动的趋势。

图 4 给出了位于上壁面低速区的监测点压力的时变曲线。与图 2 中下壁面时变曲线波形杂乱相比,上壁面激波串内部的压力时变曲线呈较规则的周期性振荡。

从 $x = 0.31$ m 处动态压力曲线的振幅上看,下壁面压力振荡的振幅约为 $0.425 p_0$,而上壁面压力振幅为 $0.225 p_0$ 。相对而言,激波串偏向的那一侧压力振荡幅值较小。

上下壁面压力时变曲线的这种典型差异可以用来辨识激波串的偏向。图 3 中激波串偏向上壁面,形成厚附面层及分离区。由于附面层内部亚

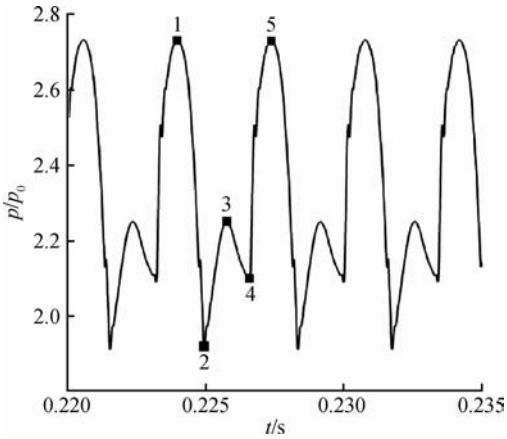


图 2 下壁面 $x = 310$ mm 处压力时变关系
($T_w = 500$ K, $p_b/p_0 = 2.9$)

Fig. 2 Time histories of bottom wall pressure at $x = 310$ mm ($T_w = 500$ K, $p_b/p_0 = 2.9$)

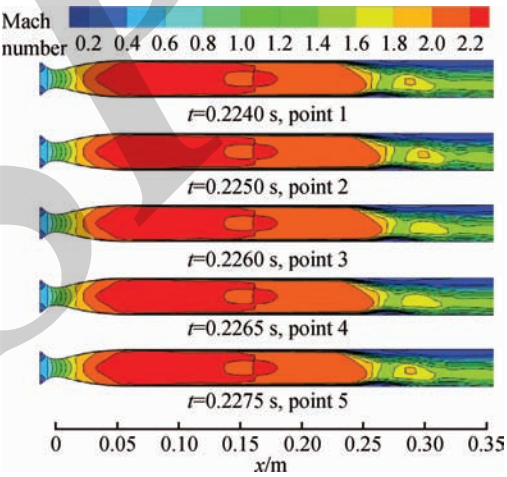


图 3 不同时刻马赫数等值线分布
($T_w = 500$ K, $p_b/p_0 = 2.9$)

Fig. 3 Mach number contours at different times
($T_w = 500$ K, $p_b/p_0 = 2.9$)

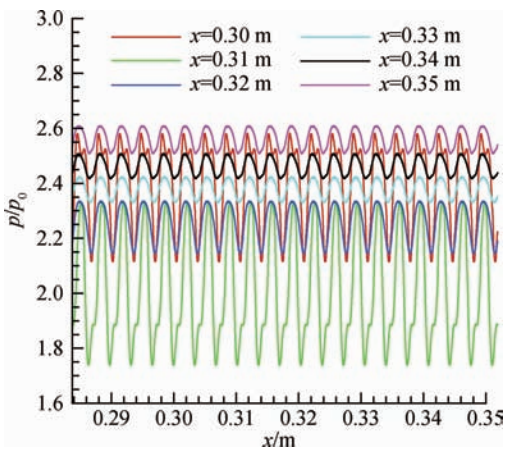


图 4 上壁面压力时变关系($T_w = 500$ K, $p_b/p_0 = 2.9$)

Fig. 4 Time histories of top wall pressure
($T_w = 500$ K, $p_b/p_0 = 2.9$)

声速区域流场下游信息可以逆流前传,因此,此部分区域内部的压力时变曲线高度相关,其压力时变曲线呈现出非常规则的周期性振荡特征。

相对而言,图 3 中下壁面不仅受到前方来流的影响,上壁面激波串振荡时源自激波串前缘的激波会不断入射到下壁面,并形成相对较小的分离区,下壁面由此而受到上壁面激波串振荡的影响。由于下壁面受到的影响因素较多,其壁面压力时变曲线的波形比较复杂。

其他反压和壁温下激波串前缘位置与壁面压力时变曲线的关联性与上述情况类似,在此不再赘述。

2.2 壁温对隔离段激波串前缘位置的影响

壁温会影响激波串的长度,当激波串发生振荡时其长度随时间是不不断变化的,激波串长度的变化可以通过激波串前缘位置来表征。图 5 给出了 $p_b/p_0=2.9$, $T_w=250\text{ K}$ 时上壁面压力时变曲线与隔离段马赫数等值线之间的对比。与 $T_w=500\text{ K}$ 时相比,激波串前缘位置与动态压力时变曲线之间的关联性是类似的,只是此时激波串前缘的振荡幅度很小。

在来流、出口等所有边界条件均为定常情况下激波串的振荡属于自激振荡。对比 $T_w=250\text{ K}$ 和 $T_w=500\text{ K}$ 的上壁面压力振荡来看,前者振幅约为 $0.05 p_0$,而后者约为 $0.225 p_0$ 。尽管壁面压力振荡的振幅均较小,但明显可以看出壁温导致壁面压力振荡加剧。

图 6 给出了不同壁温下,激波串振荡到最上游位置时下壁面静压的分布。可以看出,总体上, $T_w=500\text{ K}$ 和 $T_w=700\text{ K}$ 时激波串前缘(图中压力急剧升高的点)较绝热壁和 $T_w=250\text{ K}$ 时更靠近上游。

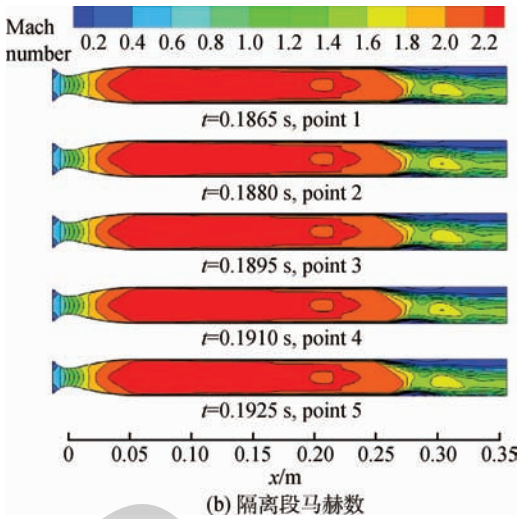


图 5 激波串结构和压力时变曲线之间的关系
($T_w=250\text{ K}$, $p_b/p_0=2.9$)

Fig. 5 Relations between the pseudo-shock structure and the time histories of pressure
($T_w=250\text{ K}$, $p_b/p_0=2.9$)

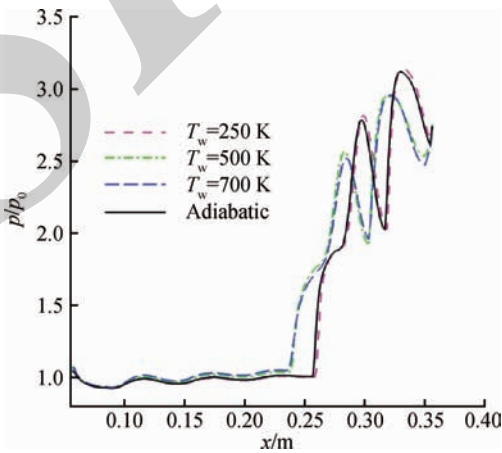
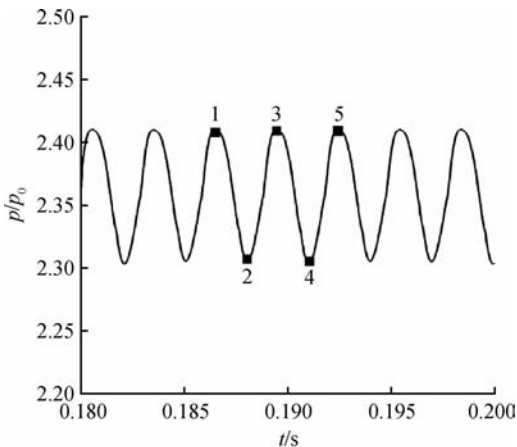


图 6 激波串振荡到最上游时下壁面压力分布

Fig. 6 Bottom wall pressure distributions as the pseudo-shock oscillation are travelling to the maximum upstream positions

由于激波串偏向上壁面(图 3),上壁面激波串前缘更靠前。因此,本文以上壁面激波串前缘位置作为激波串长度的衡量标准。在此基础上,激波串长度定义为上壁面激波串前缘位置到隔离段出口之间的距离。

又由于在激波串振荡过程中,激波串长度和其前缘位置随时间是不不断变化的,表 1 给出了激波串振荡至最上游和最下游时激波串长度 L_u 和 L_d 随壁温的变化关系。可以看出,其他条件相同时,壁温越高, L_u 和 L_d 数值越大,说明激波串长度更长、其前缘位置越靠近上游。



(a) 上壁面压力, $x=310\text{ mm}$

表 1 激波串长度与壁温关系

Table 1 Relations between the length of pseudo-shock and the wall temperature

T_w/K	L_d/mm	L_u/mm
150	97	100
250	107	108
绝热壁温	110	111
500	114	129
700	125	130

2.3 壁温对隔离段压力振荡时域特性的影响

壁面压力振荡是激波串振荡最直观的表现。图 7 给出了上壁面典型监测点压力时变的波形图。可以看出,随着壁温增加,壁面压力振荡的振幅增大。

动态压力标准差是表征振荡压力偏离其平均值的物理参数,为直观比较不同壁温下压力振幅沿壁面的变化规律,分析了各位置动态压力数据的标准差

$$\sigma_i(t) = \sqrt{\frac{\sum_{k=1}^N [p_i(t_k) - \mu_i(t)]^2}{n}} \quad (2)$$

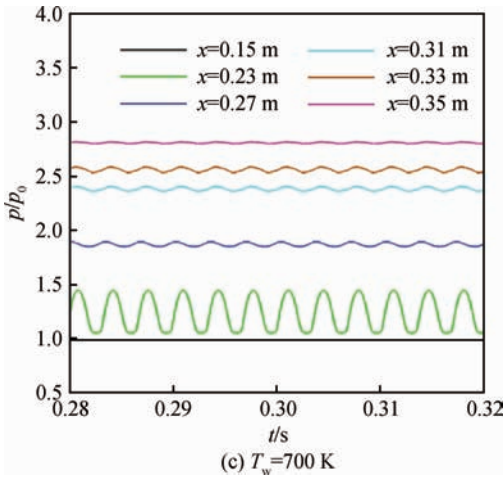


图 7 上壁面压力时变曲线

Fig. 7 Time histories of pressure on the top wall

图 8 给出了不同壁温时下壁面各点压力振荡标准差的分布图,其中,数据分析的时间窗口长度为 0.32 s。可以看出,绝热壁的振荡压力标准差分布与 $T_w=250\text{ K}$ 时较接近。同时,随着壁温的增加,相同观测点处振荡压力的标准差总体趋势

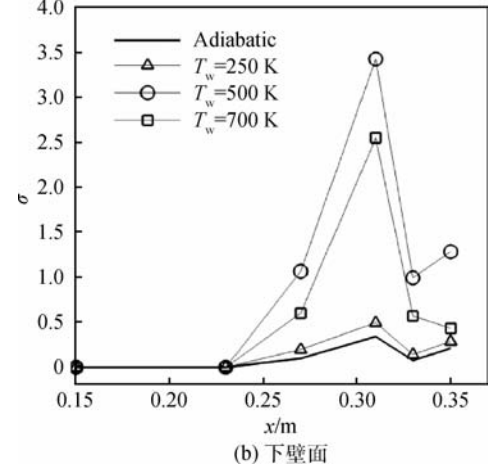
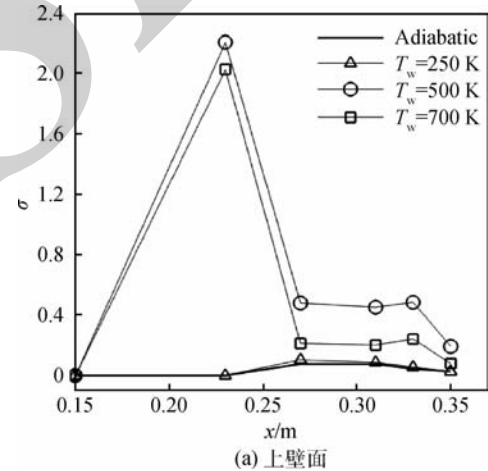


图 8 壁面动态压力的标准差分布

Fig. 8 Standard deviation distributions of transient pressures on the wall

上逐渐变大,特别是当壁温达到 500 K 时,壁面压力的标准差达到最大值。这就表明随着壁温的增加,激波串开始变得不稳定,发生剧烈的周期性振荡。但 $T_w=700\text{ K}$ 时激波串内各点压力振荡的标准差比 $T_w=500\text{ K}$ 时的小。因此,流场振荡随着壁温并不是线性增加的。

此外,图 8 中动态压力标准差 σ 在上壁面 $x=0.23\text{ m}$ 达到最大值,从图 3 可以发现该位置非常接近激波串的前缘位置。下壁面压力标准差的最大值出现在 $x=0.31\text{ m}$ 处,该处在上壁面激波串前缘激波与下壁面的交点附近。这些特征对激波串前缘的探测技术具有重要的参考价值。

2.4 壁温对隔离段压力振荡频谱特性的影响

为了分析激波串振荡的频谱特性,对大量非定常压力数据进行了快速傅里叶变换(fast Fourier transformation, FFT)。

图 9 给出了不同壁温时上壁面各监测点动态压力数据的频谱密度分布图。可以发现,壁温一定时隔离段不同位置压力振荡的主频率基本相同。

此外,激波串振荡的主频率随着壁温的升高而降低,在 $T_w=250\text{ K}$ 和 300 K 时,激波振荡的主频率在 340 Hz 左右,而当 $T_w=500\text{ K}$ 时主频率为 293 Hz,此后温度继续升高,激波振荡的主频率变化不大。

本文带设备喷管的隔离段模型的几何结构较复杂,分析其声学振荡频率比较困难。为了简化,忽略设备喷管,仅仅选取后面的等直隔离段进行振荡模式分析。存在反压的等直隔离段相当于在出口放置一个局部堵塞的堵锥,其出口介于完全封闭和完全开口之间。因此,其振荡频率原则上应该处于经典的开口-封闭和开口-开口等直管道频率之间。

假设声波为平面波,则经典的开口-完全封闭和开口-开口等直管道的声学振荡频率分别为

$$f_{oc} = \frac{(2n-1)c}{4L} \tag{3}$$

$$f_{oo} = \frac{(2n-1)c}{2L} \tag{4}$$

式(3)、式(4)中 n 为振荡模态的阶次, c 为声速, L 为等直管长度。采用开口-完全封闭等直管模型时的振荡频率为 216.7 Hz,而采用开口-开口等直管模型时的振荡频率为 433.4 Hz。因此,此时振荡频率介于开口-开口等直管和开口-完全封闭等直管振荡频率之间,非定常数值模拟结果在定性上与声学振荡理论相符。

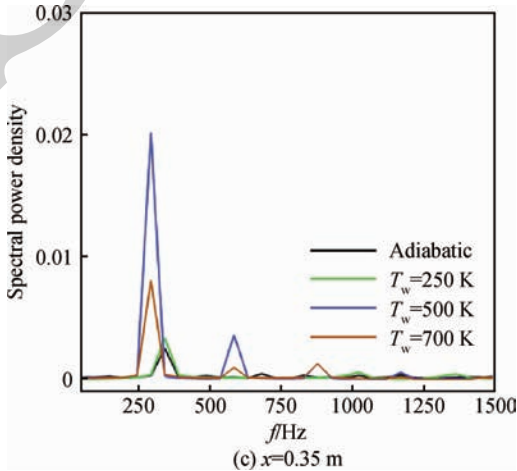
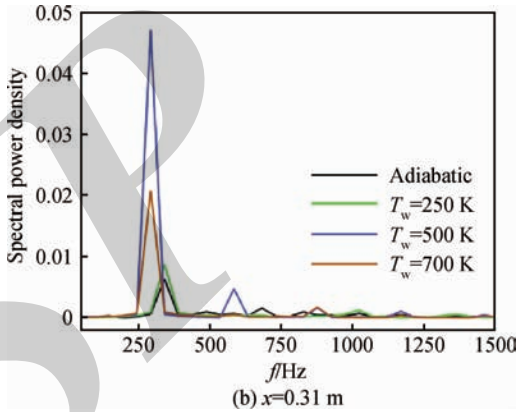
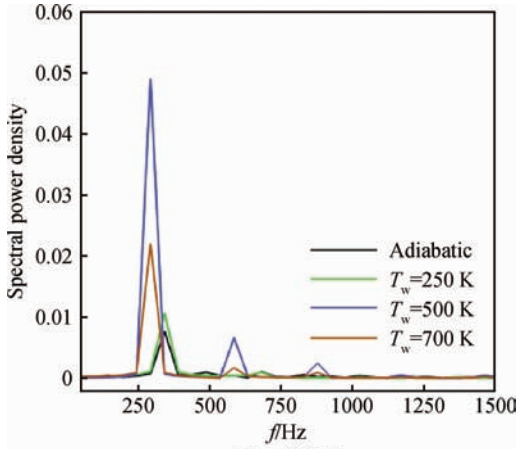


图 9 上壁面压力功率谱密度分布
Fig. 9 Spectral power density distributions of top wall pressure

从频谱密度的大小来看, $T_w=500\text{ K}$ 时激波串振荡的压力频谱密度最大, $T_w=700\text{ K}$ 时有所降低。

图 10 给出了不同壁温时下壁面 $x=0.31\text{ m}$ 处动态压力数据的频谱密度分布。可以发现, $T_w=500\text{ K}$ 时频谱密度的峰值远远大于 $T_w=250\text{ K}$ 时的频谱密度峰值。同时,与 $T_w=700\text{ K}$ 时的频谱密度图相比,尽管主振荡频率的峰值相当,但 $T_w=500\text{ K}$ 壁温的压力频谱图中存在多峰现象。

说明 500 K 壁温时高阶声振模式被激发,其原因是 1 阶声振能量高,能量从低阶向高阶传递时所导致,并造成了波形畸变现象。这也从另外一个层面说明了壁温变化时隔离段的激波串振荡不仅受燃烧室反压的影响,同时由于存在热声耦合现象,壁温对振荡的影响不可忽略。

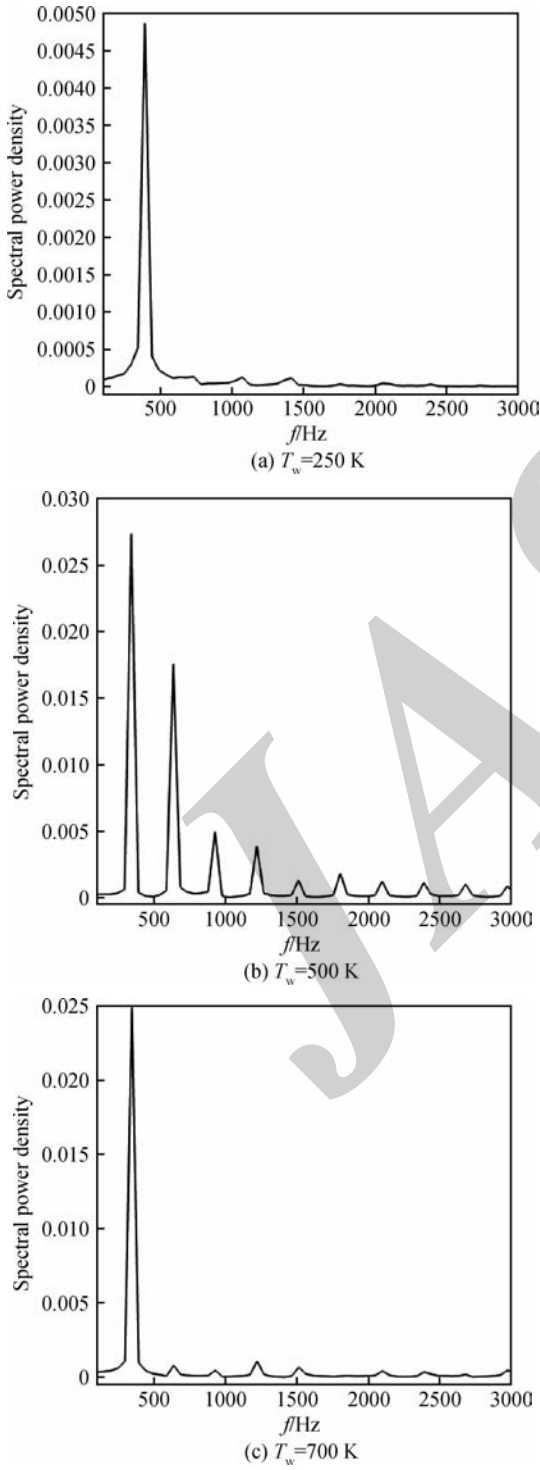


图 10 下壁面压力频功率密度分布

Fig. 10 Spectral power densities distributions of bottom wall pressure

2.5 激波串振荡时隔离段内的湍动能分析

长期以来,人们对隔离段激波串自激振荡产生的根源存在诸多解释,但迄今尚无定论。湍动能是表征速度脉动强弱的物理量,本文希望能从湍动能角度揭示激波串振荡的产生机制。

图 11 给出了 $T_w=700\text{ K}$, $p_b/p_0=2.9$ 时,壁面压力时变曲线中波谷 $t=62.5\text{ ms}$ 和波峰 $t=64\text{ ms}$ 时刻对应的湍动能分布。可以看出,湍动能最大区域并不在分离点,而是主要集中在分离区后侧的剪切层内。在壁面附近和中心流区,湍动能迅速衰减。因此,从非定常模拟的湍动能空间分布来看,激波串前缘激波后分离区剪切层的湍流脉动有可能是导致激波串失去稳定性、并发生振荡的主要诱因,而激波串的来回振荡将振荡能量进一步传递到中心流区。

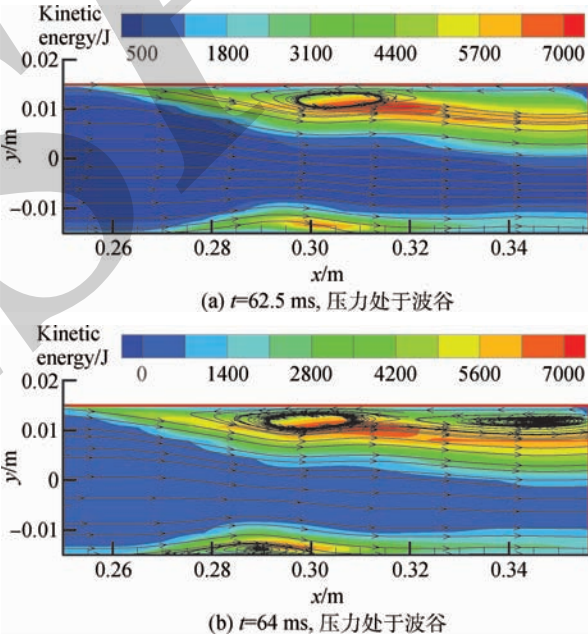
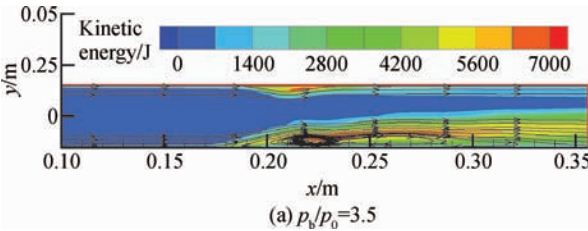


图 11 湍动能等值线分布 ($T_w=700\text{ K}$, $p_b/p_0=2.9$)

Fig. 11 Distributions of turbulent kinetic energy ($T_w=700\text{ K}$, $p_b/p_0=2.9$)

为了证实这一设想,进一步分析了 $p_b/p_0=3.5$ 和 3.6 下的湍动能的等值线分布。图 12 给出了不同反压下湍动能的等值线分布。可以看出,湍动能的最大值区依然位于分离区后侧的剪切层区。



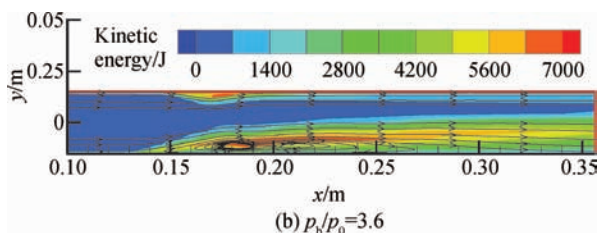


图12 不同反压下端动能分布 ($T_w = 700\text{ K}$)

Fig. 12 Distributions of turbulent kinetic energy under different back pressures ($T_w = 700\text{ K}$)

对比图11和图12,可以发现,随着反压的增加,隔离段激波串结构还发生了很大变化。 $p_b/p_0 = 2.9$ 时激波串偏向向上壁面,而 $p_b/p_0 = 3.5$ 和3.6时激波串偏向向下壁面。但无论哪种结构,高端动能均分布在分离区后侧的剪切层内。因此,分离区后剪切层的强湍流脉动有可能是激波串自激振荡源头。

3 结 论

本文对在不同壁温、不同反压下的二维隔离段进行了数值模拟,得出以下结论:

1) 在激波串各监测点动态压力曲线上,峰值出现时刻激波串前缘振荡到最上游位移处,谷值出现时刻激波串前缘振荡到最下游位移处;动态压力时变曲线从峰值到谷值变化时,激波串前缘从上游向下游运动。动态压力时变曲线从谷值变化到峰值时,激波串前缘从下游向上游运动。

2) 激波串振荡时,壁温能影响激波串振荡的位移和压力振荡的振幅与频率,随着壁温增加,激波串压力脉动幅值增大、频率降低。

3) 高端动能主要位于激波/边界层相互作用所产生的分离区后侧剪切区内。

参考文献:

- [1] PRATT D T, HEISE W H. Isolator-combustor interaction in a dual mode scramjet engine[R]. AIAA 93-0358, 1993.
- [2] LI J, ZHANG L W, CHOI J Y, et al. Ignition transients in a scramjet engine with air throttling: Part 1 nonreacting flow[J]. Journal of Propulsion and Power, 2014, 30(2): 438-448.
- [3] LI J, ZHANG L W, CHOI J Y, et al. Ignition transients in a scramjet engine with air throttling: Part 2 reacting flow[J]. Journal of Propulsion and Power, 2015, 31(1): 79-88.
- [4] CARROLL B F, DUTTON J C. Turbulence phenomena in a multiple normal shock wave/turbulent boundary-layer interaction[J]. AIAA Journal, 1992, 30(1): 43-48.
- [5] CURRANT E T, STULL F E. The utilization of supersonic combustion ramjet systems at low Mach numbers[R]. Air Force Aero Propulsion Laboratory Research and Technology Division Technical Documentary Report, RTD-

TDR-63-4097, 1964.

- [6] ANDERS J B, ANDERSON W K. Transonic similarity theory applied to a supercritical airfoil in heavy gas[J]. Journal of Aircraft, 1999, 36(6): 957-964.
- [7] ROBERT A K. Evolution and development of cryogenic wind tunnels[R]. AIAA-2005-457, 2005.
- [8] 张小庆, 乐嘉陵. 脉冲式燃烧风洞起动特性数值研究[J]. 航空动力学报, 2008, 23(9): 1568-1571.
ZHANG Xiaoqing, LE Jialing. Numerical study on the starting characteristics of the pulse combustion wind tunnel[J]. Journal of Aerospace Power, 2008, 23(9): 1568-1571. (in Chinese)
- [9] 乐嘉陵. 吸气式高超声速技术研究进展[J]. 推进技术, 2010, 31(6): 641-649.
LE Jialing. Progress in airbreathing hypersonic technology [J]. Journal of Propulsion Technology, 2010, 31(6): 641-649. (in Chinese)
- [10] LIN K C, TAM C J, EKLUND D R, et al. Effects of temperature and heat transfer on shock train structures inside constant-area isolators[R]. AIAA-2006-817, 2006.
- [11] 蒋劲, 张若凌. 再生冷却超燃冲压发动机传热计算分析与试验[J]. 推进技术, 2012, 33(3): 443-449.
JIANG Jin, ZHANG Ruoling. Thermal analysis and experiment validation of regenerative cooling scramjet[J]. Journal of Propulsion Technology, 2012, 33(3): 443-449. (in Chinese)
- [12] ZHANG S L, QIN J, BAO W, et al. Numerical analysis of supersonic film cooling in supersonic flow in hypersonic inlet with isolator[J]. Advances in Mechanical Engineering, 2014, 6(1): 1-9.
- [13] HOMBSCH M, OLIVER H. Film cooling in laminar and turbulent supersonic flows[J]. Journal of Spacecraft and Rockets, 2013, 50(4): 742-753.
- [14] FISCHER C, OLIVIER H. Experimental investigation of wall and total temperature influence on a shock train[J]. AIAA Journal, 2014, 52(4): 757-766.
- [15] IKUIT T, MTSUO K, NAGAI M, et al. Oscillation phenomena of pseudo-shock waves[J]. Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers, 1974, 17(112): 1278-1285.
- [16] Yamane R, Kondo E, Tomita Y, et al. Vibration of pseudo-shock in straight duct[J]. Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers, 1984, 27(229): 1385-1398.
- [17] SU Wei, ZHANG Kunyuan. Back-pressure effects on the hypersonic inlet-isolator pseudo shock motions[J]. Journal of Propulsion and Power, 2013, 29(6): 1391-1399.
- [18] CHEN Z, YI S H, AHMED N A, et al. Transient behavior of shock train with and without controlling[J]. Experimental Thermal and Fluid Science, 2015, 66(1): 79-96.
- [19] BYUN J R, PARK C, KWON O J, et al. Experimental study of combustor-isolator interactions in a dual-combustion ramjet[J]. Journal of Propulsion and Power, 2015, 31(2): 592-603.
- [20] HUTCHINS K E, AKELLA M R, CLEMENS N T, et al. Experimental identification of transient dynamics for supersonic inlet unstart[J]. Journal of Propulsion and Power, 2014, 30(6): 1605-1612.

(编辑:王碧珺)