# 超燃冲压发动机燃烧状态诊断-吸收光谱法

金熠1\*, 晁建宇1, 翟超1, 纪锋2, 卢洪波2

(1.中国科学技术大学, 合肥 230027;2.中国航天空气动力技术研究院, 北京 100074)

**摘要:**本文使用可调谐二极管激光吸收光谱(Tunable Diode Laser Absorption Specctroscopy, TDLAS),对超燃冲压发动机燃烧流场参数进行测量,并进行参数重建,以此判断超燃冲压发动机燃烧状态。通过这一方案,可以实现对流场参数非接触式的精准定量测量,解决了传统方法中接触式设备影响流场,不易精准定量测量的问题。通过该方法,在 FD-21 风洞中 开展超燃冲压发动机的点火和燃烧试验,以发动机尾喷管出口为测量截面,构建了以燃烧产物水蒸气为吸收组分的 TDLAS 测量系统,对流场参数进行了测量。吸收光谱信号的峰值吸收率表征了发动机燃烧室内的点火和燃烧过程,同时实现了尾喷气流静温和水蒸气分压的定量测量。

关键词: 可调谐二极管激光吸收光谱; 超燃冲压发动机; 燃烧诊断

## 1 引言

自由活塞高焓脉冲风洞可用于模拟高超声速流动,是高超声速空气动力学和高温气体动 力学研究中的主要地面试验设备之一。经过近几十年的发展,其在不同的场景中获得了广泛 的应用,例如高超声速飞行器面临的复杂气动热力学和气动光学问题的研究<sup>III</sup>、超燃冲压发 动机试验<sup>[2,3]</sup>和自由飞试验等。超燃冲压发动机是一种随着飞行器以高超声速飞行,燃料在 超声速气流中组织燃烧的冲压发动机,其在高超声速导弹、空天飞机和以火箭基组合循环 (Rocket Based Combined Cycle, RBCC)推进系统为动力的天地往返运输器等高超声速飞 行器中均有着广泛的应用。如何增强燃料的混合、实现可靠点火并维持燃烧室内稳定的燃烧 是超燃冲压发动机研究中的关键问题之一<sup>[4,5]</sup>,而有效地获得发动机内外流的参数是上述研 究的前提。

随着超燃冲压发动机研究的不断深入,多种流动显示和测量技术已成功应用于相关实验中。取样探针对超声速流动进行冻结<sup>[6]</sup>(探针头部结构如图1.1所示),通过取样管道将气流 样本输送到取样管中,然后利用色谱等方法对气流的组分进行分析。该方法简单易用,但无 法对气流进行原位测量,同时测量的参数局限于气体组分。压力传感器<sup>[7]</sup>可对发动机壁面的 压力进行定量测量(如图1.2(a)所示,在超燃冲压发动机内流道壁面上布置一系列压力传 感器以监测沿程压力),总温探针可对流场的总温进行测量。此类接触式测量设备会对流场 造成干扰,无法工作于极端高温环境中,且局限于对流场参数的点测量,无法获得流场参数 详细的空间分布信息。高速摄影、纹影<sup>[8]</sup>(如图 1.3 所示,纹影显示了超燃冲压发动机燃烧 室内的流场结构)等技术可用于观测激波等流动结构,但难以实现对流场参数的定量测量。

TDLAS 技术具有非接触的优点,可工作于超然冲压发动机的高温环境中,对流场参数 进行原位测量。在发动机试验中,TDLAS 技术可以实现燃烧产物的直接测量<sup>[9,10]</sup>,判断发 动机是否点火及燃烧状态<sup>[11,12]</sup>。这种直接测量方法,能够在第一时间对流场情况进行响应。 此外,TDLAS 测量技术能实现 10 kHz 以上的测量频率,在超燃冲压发动机试验研究中具有 显著的优势。





图 1.2 超燃冲压发动机燃烧室纹影图像[8]

# 2 TDLAS 技术原理

## 2.1 吸收光谱基本原理

当激光穿过待测气体介质时,透射光强因为气体分子吸收光子而发生衰减(如图 2.1 所示)。激光的吸收率可由 Beer-Lambert 定律描述:

$$-\ln\left(\frac{I_{t}}{I_{0}}\right) = \int_{0}^{L} P(x) \cdot X(x) \cdot S[T(x)] \cdot \varphi(v) dx \qquad (2.1)$$

线强度与温度的关系为:

图 2.1 吸收光谱测量原理示意图

在 Beer-Lambert 定律中,吸收光谱的线型函数  $\varphi(v)$  描绘了光谱吸收率在频率轴上的分 布形式。根据普朗克关系,理论上每一跃迁对应于唯一的频率,也就是说吸收光谱谱线应该 只存在于频率轴上的某一坐标处,而在频率轴的其它任何位置处均没有分布,但实验结果表 明实际情况并非如此。吸收谱线的吸收率并不只是存在于某一个特定频率处,而是在频率轴 上具有一定形式的分布,即吸收率曲线具有一定的展宽。这种光谱展宽的形成主要来源于两

种机制的贡献,即均匀加宽和非均匀加宽。发生跃迁后的分子处于激发态,但激发态无法一 直维持,所有被激发的分子存在一个平均寿命,从而引起吸收谱线的均匀加宽。均匀加宽又 分为自然加宽和碰撞加宽两种类型。由于总体吸收线型的展宽中自然加宽的贡献占比很小, 所以通常可以不予考虑。吸收组分分子与其周围的介质分子发生碰撞,导致其激发态的维持 时间变短,形成了碰撞加宽。非均匀加宽来自于气体分子的热运动引起的多普勒频移效应。 按照谱线展宽产生机制的区别,吸收谱线的线型可分为三类。

#### 1) 高斯 (Gauss) 线型

气体分子不断地热运动会引发多普勒频移效应,从而使得吸收线型具有一定的频率分布。 这种加宽机制被称为多普勒加宽,对应的吸收谱线线型称为高斯线型。高斯线型可由高斯函数描述:

$$\varphi_D(\nu) = \frac{2}{\Delta \nu_D} \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \exp\left[-4\ln 2\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_D}\right)^2\right]$$
(2.3)

其中,  $\Delta \nu_{D}$ 为高斯线型的半高宽, 简称高斯半宽, 其与温度的关系为:

$$\Delta v_D = v_0 \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{mc^2}} = 7.1623 \times 10^{-7} v_0 \sqrt{\frac{T}{M}}$$
(2.4)

由式(2.3)和式(2.4)可知,对于某一指定的吸收谱线,其高斯线型完全决定于待测 气体的温度,温度越高,谱线的高斯半宽越大。这为流场参数的计算提供了一种途径。由高 斯半宽与温度的关系可知高斯线型适用于温度高而压力低的待测气体。

#### 2) 洛仑兹(Lorentz)线型

碰撞加宽机制作用下产生的吸收线型称为洛伦兹线型,可用洛仑兹函数进行描述:

$$\varphi_{L}(v) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\frac{\Delta v_{L}}{2}}{\left(v - v_{0} - \Delta v_{s}\right)^{2} + \left(\frac{\Delta v_{L}}{2}\right)^{2}}$$
(2.5)

其中, Δν<sub>L</sub>为洛伦兹线型的半高宽,简称洛伦兹半宽,Δν<sub>s</sub>为压力导致的谱线中心的 频移量,简称压力频移。吸收分子发生的碰撞可分为两类:吸收分子之间的碰撞、吸收分子 与非吸收分子之间的碰撞。同时考虑两种碰撞的作用,洛伦兹半宽和压力频移可分别表示为:

$$\Delta v_L = \left(\frac{P}{P_0}\right) \sum_j X_j 2\gamma_j \tag{2.6}$$

$$\Delta v_s = \left(\frac{P}{P_0}\right) \sum_j X_j \delta_j \tag{2.7}$$

 $\gamma_{j}$ 和 $\delta_{j}$ 均只依赖于待测气体的温度,二者与温度的关系分别为:

$$\gamma_{j}(T) = \gamma_{j}(T_{0}) \left(\frac{T_{0}}{T}\right)^{n_{j}}$$

$$(2.8)$$

$$\delta_{j}(T) = \delta_{j}(T_{0}) \left(\frac{T_{0}}{T}\right)^{m_{j}}$$

$$(2.9)$$

Lorentz 基于双分子碰撞模型给出了吸收分子的碰撞加宽模型,相应的洛伦兹半宽可表示为:

$$\Delta v_{L} = 2\Delta v_{self} \left(\frac{P}{P_{0}}\right) \left(\frac{T_{0}}{T}\right)^{n_{self}} \cdot X_{self} + 2\Delta v_{foreign} \left(\frac{P}{P_{0}}\right) \left(\frac{T_{0}}{T}\right)^{n_{foreign}} \cdot X_{foreign}$$
(2.10)

其中参考条件下的吸收组分展宽 $\Delta v_{self}$ 、参考条件下的非吸收组分展宽 $\Delta v_{foreign}$ 以及温度展宽系数 $n_{foreign}$ 可在 HITRAN 光谱数据库<sup>[13]</sup>中查找。 $X_{self}$ 为吸收组分的摩尔分数, $X_{foreign}$ 为非吸收组分的摩尔分数。其中吸收组分的温度展宽系数 $n_{self}$ 是一个经验常数,HITRAN 光谱数据库中没有这一数据,通常取经验值 0.75<sup>[14]</sup>。从式(2.10)可以看出,洛伦兹半宽与待测气体的压力成正相关,与待测气体的温度成负相关,因此洛仑兹线型适用于温度低而压力高的待测气体。一般在压力大于 0.1atm 的情况下,则认为洛伦兹线型不可忽略。

### 3) 福伊特 (Voigt) 线型

由以上分析可知,对于温度高而压力低的待测气体,多普勒加宽机制占主导,其吸收线型可由高斯线型近似描述;对于温度低而压力高的待测气体,多普勒加宽机制则处于次要地位,吸收线型可由洛仑兹线型近似描述。但是对于大多数情况而言,这两种加宽机制是同时存在的,且均不可忽略,吸收线型的展宽不能认为来自单一展宽机制的贡献,此时的吸收线型称为福伊特线型,线型函数可通过对两种线型的线型函数做卷积计算得到:

$$\varphi_{V}(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_{D}(u)\varphi_{L}(v-u)du \qquad (2.11)$$

$$\Rightarrow y = \frac{2\sqrt{\ln 2u}}{\Delta v_D}, \quad a = \frac{\sqrt{\ln 2\Delta v_L}}{\Delta v_D}, \quad w = \frac{2\sqrt{\ln 2}(v - v_0)}{\Delta v_D}, \quad \text{则 Voigt 线型可表示为:}$$

$$\varphi_V(v) = \frac{2}{\Delta v_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2)}{a^2 + (w - y)^2} dy$$

$$(2.12)$$

其中,系数*a*表示洛伦兹半宽与高斯半宽之间的相对大小,可用于度量福伊特线型与两种线型的接近程度。系数*a*越小,越接近于高斯线型;系数*a*越大,则越接近于洛伦兹线型。尽管福伊特线型具有较为普遍的适用性,但卷积形式的线型函数无法直接用于实际的测量中,需要使用近似的解析表达式来对其进行描述。学者们提出了福伊特线型的若干近似表达式,其中Whitting等<sup>[15]</sup>于1968年给出的近似公式被公认为较为准确且便于计算,其形式如下:

$$\frac{\varphi_{V}(v)}{\varphi_{V}(v_{0})} = \left(1 - \frac{\Delta v_{L}}{\Delta v_{V}}\right) \cdot \exp\left[-4\ln 2\left(\frac{v - v_{0}}{\Delta v_{V}}\right)^{2}\right] + \frac{\Delta v_{L}}{\Delta v_{V}} \cdot \frac{1}{4 \cdot \left(\frac{v - v_{0}}{\Delta v_{V}}\right)^{2} + 1} + 0.016 \cdot \left(1 - \frac{\Delta v_{L}}{\Delta v_{V}}\right) \cdot \frac{\Delta v_{L}}{\Delta v_{V}} \cdot \left\{\exp\left[-0.4\left(\frac{v - v_{0}}{\Delta v_{V}}\right)^{2.25}\right] - \frac{10}{\left(\frac{v - v_{0}}{\Delta v_{V}}\right)^{2.25} + 10}\right\}$$

$$(2.13)$$

其中, $\Delta v_v$ 为福伊特线型的半高宽,简称福伊特半宽。结合 Olivero 等和 Mayinger 给出的 经验公式可对  $\Delta v_v$  进行快速计算:

$$\Delta v_V = 0.5346 \Delta v_L + \sqrt{0.2166 \Delta v_L^2 + \Delta v_D^2}$$
(2.14)

式(2.14)经归一化处理即得到归一化的线型函数:

$$\varphi(v) = \frac{\varphi'_{V}(v)}{\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi'_{V}(v) dv}$$
(2.15)

在温度 T = 800K, 压力 P = 0.08atm, 含量 X = 10% (在空气中), 光程 L = 1cm 的条件 下, 对 NO 的 1900.52cm<sup>-1</sup>吸收谱线进行仿真计算,得到三种线型对应的吸收率曲线如图 2.2 所示,三种谱线均关于中心频率对称。



图 2.2 三种吸收线型对应的吸收率仿真

### 2.2 TDLAS 测量流场参数的原理

基于 TDLAS 技术的测量方法按所使用的激光信号的不同主要分为固定波长法、直接吸收法和波长调制法三种类型。

固定波长法中,激光器的输出波长刚好位于所选吸收线的中心频率处,实际操作中可通 过设定激光器控制器的温度和电流为恒定值来实现。利用实验测得的谱线峰值吸收率反演出 流场参数。该方法测量系统简单,但容易受到背景光干扰,且其吸收峰位置易受激光器波长 漂移、速度漂移的影响。

直接吸收法利用锯齿波信号调制激光器的输出波长,使得激光器输出的激光扫过整个吸收线型所在的波长范围。通过对吸收信号的处理得到吸收率曲线,利用吸收率曲线与温度和 吸收组分的浓度等流场参数的关系来对流场参数进行反演。直接吸收法在以下两种情况下存 在一定的测量误差:(1)弱吸收时,由于积分吸收率受基线拟合影响大,测量误差会增大; (2)在高压下,吸收线型展宽过大,使得基线拟合区域受到吸收干扰,影响积分吸收率的 计算,增大测量误差。

波长调制法克服了直接吸收法的上述两个困难。它是在直接吸收法的基础上,对锯齿波 叠加一个高频正弦信号作为激光器的调制信号。通过检波得到光强信号的二次谐波,利用二 次谐波与流场中温度和组分含量的关系得到流场参数。这种方法不需要整个吸收线型,也不 用拟合基线,只需要中心频率处的谐波幅值,因此较直接吸收法而言,更适合弱吸收和高压 下的测量。

本文根据实验环境与实验条件,采用直接吸收法进行测量。

# 3 测量方案设计

### 3.1 风洞平台

以中国航天空气动力技术研究院的 FD-21 风洞为试验平台,该风洞采用自由活塞驱动, 是一座大尺寸的高焓激波风洞。如图所示,其主要结构可大致分为四个部分:活塞压缩器、 激波管、喷管和试验段(包括试验舱及其附带的真空罐)。

风洞运行时,高压储气室的高压空气推动重活塞在压缩管内高速运动;活塞压缩驱动气体(惰性气体)使其压力升高,当驱动气体达到设定的压力阈值后,用于隔绝压缩管段与激 波管段气体的主膜片瞬间破裂,同时产生一道入射激波、膨胀波和接触面(驱动气体与被驱 动气体之间的界面),跟随驱动气体冲进激波管段。入射激波往喷管一侧运动,在激波管段 的末端处发生反射,产生高温高压的驻室气体,使得夹在激波管段和喷管之间的第二道膜片 破裂,激波管末端处的驻室气体流入喷管内,经过喷管膨胀、加速,最终产生所需要的试验 气流。FD-21风洞实物如错误!未找到引用源。所示。以FD-21风洞为试验平台,开展超 燃冲压发动机的点火试验<sup>[16]</sup>。



图 3.1 FD-21 风洞结构示意图[17]

## 3.2 超燃冲压发动机

试验中使用的二元超燃冲压发动机如图所示,主要分为曲面压缩进气道、隔离段、燃烧 室和尾喷管四个部分。其中进气道的核心功能是捕获空气,同时对其进行压缩以提高气流静 压;隔离段用于容纳激波串,减少进气道和燃烧室之间的相互干扰;气流与燃料在燃烧室内 进行掺混和燃烧;燃烧产生的高温、高压燃气在尾喷管内发生膨胀和加速,最终喷出,产生 推力。隔离段采用等直设计,燃烧室和尾喷管均为单面扩张,扩张角分别为 2°和 15°。超燃 冲压发动机总长为 1400mm。在唇口上游的支板和燃烧室壁面上设计有直径 1mm 的喷注孔, 氢气燃料可经喷注孔喷注到发动机内流道中。支板上共有 3 个喷注孔,喷注方向与当地的气 流方向近似平行;燃烧室内共有 6 个倾斜的喷住孔,喷注方向与当地气流方向成 30°夹角。 模型内的氢气储存罐作为气源,气源的开闭由电磁阀实现控制。试验过程中,来流进入发动 机内流道前即开始喷注氢气。



图 3.2 超燃冲压发动机结构图

### 3.3 TDLAS 测量系统

在风洞试验舱内的超燃冲压发动机上布置了测量光路,整个 TDLAS 硬件系统的其余部 分则位于试验舱外,如图所示。测量截面位于超燃冲压发动机的尾喷管上,与尾喷管的出口 截面平行,距离出口 65mm (如图中 K-K 视图所示)。水平方向和竖直方向各两条光束,相 互正交,将光束所在的测量截面离散成 2×2 的空间网格。其中竖直方向上的光束从左至右 分别命名为 V1 和 V2, 光程为 104.15mm; 水平方向上的光束从上到下分别命名为 H1 和 H2, 光程为 96mm。采用时分复用的方法,信号发生器(Tektronix AFG3000C,信号频率范围 1µHz ~25MHz)生成两路相位相差180°的半锯齿波输入激光控制器(ILX Lightwave LDC-3724C, 电流范围 0~200mA, 控制精度±0.1mA, 设定值分辨率 4µA; 温度控制范围-100.0℃~199.9℃, 控制精度±0.2℃,设定值分辨率 0.1℃,1hr 短时稳定性<0.004℃,24hr 长时稳定性<0.01℃), 分别控制两个不同中心波长的可调谐二极管激光器(其中一个为 NEL NLK1E5EAAA,中心 波长为 1392nm;另一个为 NEL NLK1B5EAAA,中心波长为 1343.3nm。驱动电流范围 0~ 150mA,工作温度在室温附近,带尾纤输出),输出的激光经2×4光纤耦合器后分成4路光 束。入射激光通过单模光纤传输,经准直器(Thorlabs FC240FC-C, 焦距 8.13mm, 涂层波 段 1050~1620nm, 经准直后光束直径 1.5mm, 发散角 0.065°) 准直后进入待测区域; 透射 激光被准直器收集,通过多模光纤传输,经准直器汇聚后被光电探测器(Thorlabs PDA05CF2, 探测波段 800~1700nm,峰值响应1590nm。有效探测直径0.5mm,探测信号带宽可达150MHz, 输出噪声 2mVrms,最大输出电压 5V,工作温度 10℃~50℃)接收,信号由数据采集系统 (基于 LabView 平台编写)采集。试验中,燃烧可能导致超燃冲压发动机壁面温度过高, 为防止光纤与高温的壁面接触而损坏,在测量位置处加装了保护罩,将光纤绑在保护罩内的

铁钩上。发动机通过上表面上的挂钩悬挂于风洞试验舱内。

试验前利用标准具(原理同法布里-珀罗干涉仪)对激光器输出激光的频率-时间关系进行标定,标定系统如图所示。激光器输出的激光经准直器准直后,入射到标准具(Thorlabs SA200-12B,自由光谱区间为 0.05cm-1)中,出射后被光电探测器(Thorlabs PDA05CF2)接收,最终信号由示波器(Tektronix MDO3014)采集和记录。



图 3.3 实验系统示意图



图 3.4 频率-时间关系标定系统

根据估算,待测流场静温为1000~2000K,压力约为0.4atm,水蒸气含量约为5%,吸收光程约为10cm。以氢气的燃烧产物水蒸气为吸收组分,选用的两条谱线的中心频率分别为7185.60cm-1和7444.36cm-1,对应的中心波长分别为1391.67nm和1343.3nm。

表1 列	f用谱线的	主要光计	普参数
------	-------	------	-----

$\sim$	中心频率	参考线强度	低能级能量
$ \land \land$	$v_0 /  \mathrm{cm}^{-1}$	$S(T_0)$ /cm <sup>-2</sup> · atm <sup>-1</sup>	<i>E</i> " /cm <sup>-1</sup>
$\sim$	7185.60	7.91×10 <sup>-22</sup>	1045.06
$\sim$	7444.36	4.66×10 <sup>-23</sup>	1796

4 结果分析

为表征超燃冲压发动机的点火过程,实现对发动机喷管气流参数的测量,共设置了 3 次不同工况的试验,试验工况如表 2 所示。3 次试验中均喷注了氢燃料,其中工况 1 和工况 2 的试验气体为空气,半锯齿波的扫描频率(即流场参数的测量频率 fm)分别为 5kHz 和 15kHz;工况 3 的试验气体为 N<sub>2</sub>,燃烧室内不会发生燃烧,作为对照试验,测量频率为 5kHz。试验中,信号采样率均为 10MHz。

工况	试验气体	测量频率 fm/kHz
1	空气	5
2	空气	15
3	$N_2$	5

表2 试验工况

### 4.1 燃烧过程的表征

如果超燃冲压发动机的燃烧室内发生了燃烧,则测量位置处的温度、压力等流场参数发 生相应的变化,这会反映在吸收光谱信号中,因此可提取光谱信号的峰值吸收率对发动机的 燃烧过程进行定性的分析。提取 1391.67nm 谱线的吸收信号的峰值吸收率对发动机的点火、 燃烧过程进行分析。

不同工况下由V1光束测得的吸收信号的的峰值吸收率如图所示。当试验气体为N2时, 峰值吸收率基本不超过0.005,由其余三条光束测得的峰值吸收率呈现出同样的趋势(见图)。 该工况下燃烧室没有燃烧,光谱信号的峰值吸收率可能来源于测量系统的噪声和发动机振动 导致的信号畸变等因素的贡献。对比试验气体为空气和试验气体为N2工况下的峰值吸收率, 说明在试验气体为空气的工况下在测量截面内捕捉到了水蒸气的吸收光谱信号,表明发动机 燃烧室内氢燃料和空气发生了燃烧。

试验气体为空气,测量频率 fm = 15kHz 的工况下各光束的峰值吸收率随时间的演变过 程如图所示,四条光束的峰值吸收率同样整体上呈现出一致的趋势,且在数值上接近。0~ 10ms,峰值吸收率在 0.003 左右,且较为平稳; 11ms ~ 19ms,峰值吸收率出现两次峰值, 整体上呈现逐渐爬升的趋势; 19~30ms峰值吸收率保持较为平稳的状态。

根据峰值吸收率的演变趋势,可将发动机燃烧室内的燃烧过程大致划分为三个不同的阶段,即:点火前、点火后燃烧阶段和稳定燃烧阶段。点火成功后,燃烧不充分或间断,在峰 值吸收率上表现为缓慢爬升或出现若干峰值;之后进入稳定燃烧阶段,峰值吸收率维持在一 个较高的水平。



/ms
图 3.7 试验气体为 N<sub>2</sub>, f<sub>m</sub> = 5kHz 的工况下各光束的峰值吸收率

20

15

25

30

40

10



图 3.8 试验气体为空气, fm = 15kHz 的工况下各光束的峰值吸收率

# 4.2 发动机燃烧流场参数

0 0

对于试验气体为空气的工况,尾喷管上测量截面处的气流属于温度高而压力低的情况, 吸收光谱线型的两种展宽机制中多普勒加宽占主导地位,吸收线型可近似为高斯线型,因此 可利用高斯半宽来计算测量截面内的线平均温度和线平均水蒸气分压。

针对试验气体为空气,测量频率 fm = 15kHz 的工况,计算稳定燃烧阶段测量截面内的

流场参数。

根据高斯线型拟合获得的多普勒展宽计算线平均流场参数,得到的稳定燃烧阶段的线平均温度和线平均水蒸气分压分别如图和图所示,可见由四条光束测得的温度和水蒸气分压均 较平稳且在数值上较为接近。



图 3.9 试验气体为空气,测量频率 fm = 15kHz 工况稳定燃烧阶段的线平均温度





对于试验气体为空气,测量频率 fm = 15kHz 工况稳定燃烧阶段计算其线平均温度和线 平均水蒸气分压的时均值,结果如表 3 所示。

表 3 稳定燃烧阶段的线平均温度和线平均水蒸气分压的时均值

				_
	光束	T/K	PX/Pa	_
$\overline{\mathcal{N}}$	V1	1091	233	
	V2	1111	267	
$\sim$	H1	1131	284	
· ·	H2	1094	285	

# 5 总结

本文使用可调谐二极管激光吸收光谱(Tunable Diode Laser Absorption Specctroscopy, TDLAS),对超燃冲压发动机燃烧流场参数进行测量,并进行参数重建,以此判断超燃冲压 发动机燃烧状态。在风洞试验现场搭建起燃烧场诊断系统,通过三种不同的工况,获得了超 燃冲压发动机模型燃烧室截面内的流场参数,成功的反映了整个燃烧的过程,实现了对流场 参数的时间分辨测量。

#### 参考文献:

- [1]冉锐,田照阳,石磊.临近空间大气静压静温突变对冲压进气道流动特性影响机理研究[J]. 空天技术,2023,(01):115-131.
- [2]陈端毓,田维平,董新刚等.固体火箭超燃冲压发动机点火燃烧过程实验研究[J/OL].推进技术,2023:1-11.
- [3]陈皓, 郭明明, 田野等. 超燃冲压发动机燃烧室流场超分辨率重建[J/OL]. 推进技术, 2023: 1-15.
- [4]Ning H, Wu J, Ma L, et al. Chemical kinetic modeling and shock tube study of methyl propanoate decomposition[J]. Combustion and Flame, 2017, 184: 30-40.
- [5]Cassady S J, Choudhary R, Pinkowski N H, et al. The thermal decomposition of ethane[J]. Fuel, 2020, 268: 117409.
- [6]刘洪凯, 张杰, 冯大强,等. 超燃冲压发动机燃气取样探针设计与试验验证[J]. 燃气涡轮试验与研究, 2018, 31(5): 57-62.
- [7]姚轩宇, 王春, 喻江,等. JF12 激波风洞高 Mach 数超燃冲压发动机实验研究[J]. 气体物理, 2019, 4(5): 25-31.
- [8]Deng W, Le J, Yang S, et al. Ethylene Fueled Scramjet Combustion Experiments[J]. Modern Applied Science, 2013, 7(5): 51-59.
- [9]Bowman C T, Hanson R K. Shock tube measurements of rate coefficients of elementary gas reactions[J]. Journal of Physical Chemistry, 1979, 83(6): 757-763.
- [10]林贞彬, 郭大华, 竺乃宜,等. JF-10 氢氧爆轰驱动激波风洞自由流的测量和诊断[J]. 流体 力学实验与测量, 2000, 14(3): 12-17.

[11]Lyle K H, Jeffries J B, Hanson R K. Diode-laser sensor for air-mass flux 1: design and wind

tunnel validation[J]. AIAA Journal, 2007, 45(9): 2204-2212.

- [12]Li F, Yu X, Cai W, et al. Uncertainty in velocity measurement based on diode-laser absorption in nonuniform flows[J]. Applied Optics, 2012, 51(20): 4788-4797.
- [13]Ieg A, Lsr A, Rjh A, et al. The HITRAN2020 molecular spectroscopic database[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2022, 277: 107949.
- [14]GOLDENSTEIN C S, MILLER V A, MITCHELL SPEARRIN R, et al. SpectraPlot.com: Integrated spectroscopic modeling of atomic and molecular gases[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 2017, 200: 249-257.
- [15]Whiting E E. An empirical approximation to the Voigt profile[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 1968, 8(6): 1379-1384.
- [16]林键, 卢洪波, 王瑞庭,等. FD-21 风洞冲压发动机 Ma10 流场与乙烯燃烧建立过程[J]. 力 学学报, 2023, 55(8):1788-1799
- [17]卢洪波, 陈星, 曾宪政,等. FD-21 风洞 Ma=10 高超声速推进试验技术探索[J]. 气体物理, 2022, 7(2): 1-12.