

单滴燃料超临界特性实验研究的新方法

张蒙正¹, 徐胜利²

(1.西安航天动力研究所, 陕西 西安 710100; 2.中国科学技术大学近代力学系 安徽 合肥 230026)

摘 要: 简述了超临界流体概念, 超临界条件下单滴燃料蒸发和燃烧实验的研究进展。讨论了活塞驱动器技术研究单滴燃料超临界特性的新方法, 简要介绍了活塞驱动器状态参数计算、流场显示、压力及温度测量的方法, 指出了活塞驱动器研究单滴燃料超临界特性存在的问题。

关键词: 单滴燃料; 超临界流体; 活塞驱动器; 流场显示

中图分类号: V439-34 **文献标识码:** A **文章编号:** 1672-9374 (2011) 01-0007-11

New method of experimental study on supercritical characteristic of single droplet fuel

ZHANG Meng-zheng¹, XU Sheng-li²

(1. Xi'an Aerospace Propulsion Institute, Xi'an 710100, China

2. Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract: The supercritical fluid concept and progress of experimental study on evaporation and combustion of a fuel drop suspended in the supercritical environment are described in this paper. The piston driver which could compress gas to arrive a homogeneous high pressure and high temperature is introduced to study the fuel drop behavior in sub- and supercritical environment. The principle of the piston driver and final state estimation of the compressed gas are discussed. Cinematography, shadowgraph and planar laser induced fluorescence (PLIF) are briefly introduced for flow-field visualization and OH-PLIF imaging. Tunable diode laser absorption system (TDLAS) was utilized for temperature measurement. In contrast to drop imaging, the technologies of pressure and temperature measurements are adopted to identify the sub-, trans- and supercritical environment. The shortcomings of piston driver are also discussed.

Keywords: fuel drop; supercritical fluid; piston driver; flow-field display

收稿日期: 2010-10-13; 修回日期: 2010-12-06

基金项目: 国防基础科研项目

作者简介: 张蒙正 (1964—), 男, 研究员, 研究领域为液体动力装置的喷雾与燃烧

0 引言

超临界状态 (supercritical state) 是指流体的压力和温度均大于其临界压力 (p_c) 和临界温度 (T_c), 对应无量纲压力 ($p_r = p/p_c$) 和无量纲温度 ($T_r = T/T_c$) 均大于 1。此时, 流体又称超临界流体^[1] (supercritical fluid)。超临界环境是指流体所处的环境压力和温度均大于其临界压力和临界温度。流体临界点是指 p - T 相图中“蒸汽/液体共存”点。图 1 是纯净物的相图 (p - T 曲线图), 表明: 临界点是液相和气相边界的高温极限。在临界点, 气相和液相边界消失, 出现无表面张力的单相和均匀超临界流体。图 1 中, 三相点 (triple point) 上侧最左边的虚线为水的反常行为 (临界点 647 K、22.064 MPa)。当接近临界温度时, 气相和液相参数接近。超过临界点, 流体蒸发潜热 (或蒸发焓) 降为 0。当超临界流体温度高于临界温度, 即使提高压力也不能形成液体, 但足够高的压力可使其变为固体。图 1 还表明: 临界点是临界等温线的拐点, 满足 $\left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_T = \left(\frac{\partial^2 p}{\partial V^2}\right)_T = 0$ 。

在临界点附近, 当压力或温度变化很小时, 会导致流体密度和溶解度变化很大。因此, 可对超临界流体参数进行“精细调节”。当温度不变, 超临界流体溶解度随流体密度和压力增大而增大, 但随温度变化更复杂些。当密度不变, 超临界流体溶解度随温度升高而升高。当接近临界点时, 微小的温度升高会导致密度急剧下降。因此, 随着温度升高, 溶解度出现先下降后上升。超临界流体参数介于气体和液体之间, 具有较低的粘性系数和较高的质量扩散系数, 表 1 给出了大致的气体、液体和超临界流体物性参数。和熔点、沸点等参数类似, 不同物质临界参数相差较大, 表 2 给出了常见纯净物的超临界流体参数。需要指出的是: 大多文献给出的均是纯净物临界参数, 混合物临界参数较少。超临界流体是互溶的, 当混合物超过临界点也呈单相状态, 可由各组元临界温度算术平均值计算混合物临界点参数, 即

$T_c = \sum_{i=1}^{ns} X_i T_{i,c}$, 其中, X_i , $T_{i,c}$, T_c 为第 i 组元摩尔百分数和临界温度、混合物临界温度, ns 为总的组元数。有时, 为提高精度, 也可采用状态方程计算临界点参数。

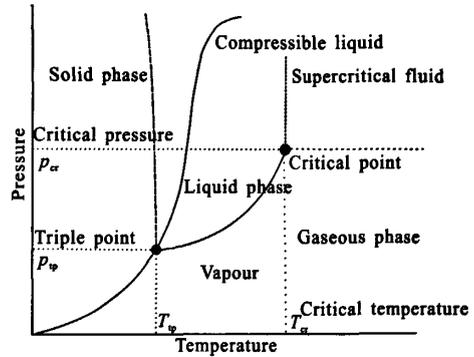


图 1 超临界流体 p - T 相图

Fig. 1 p - T phase diagram of supercritical fluid

表 1 气体、液体和超临界流体物性参数比较

Tab. 1 Property parameters of gas, liquid and supercritical fluid

	密度 / ($\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$)	粘性系数 ($10^{-3} \text{Pa} \cdot \text{s}$)	质量扩散系 数 / ($10^{-3} \text{m}^2/\text{s}$)	热传导系数 / ($10^{-3} \text{W}/\text{m} \cdot \text{K}$)
气体	0.6 ~ 2.0	1 ~ 3	1000 ~ 4000	1
超临界 流体	300 ~ 900	1 ~ 9	20 ~ 700	1 ~ 100
液体	700 ~ 1600	200 ~ 300	0.2 ~ 2.0	100

由表 1 知, 燃料物性参数在超临界条件下有很大变化。目前, 高压补燃循环液氧煤油发动机和部分高压、可贮存推进剂液体火箭发动机燃烧室的温度和压力均超过所用燃料的临界点。某些情况下, 燃料是在近临界、超临界状态或者处于超临界环境下雾化和燃烧的。为揭示超临界环境下燃料射流破碎、雾化、蒸发、混合和燃烧相关现象, 需开展精细实验观察, 并获得可靠的图像和数据。进行燃料超临界雾化和燃烧行为实验研究, 需要产生高温、高压和静止的气体环境。相对而言, 产生均匀高温条件要比高压条件更为困难, 除了燃烧加热方法外, 常用的产生高温气体环境方法有平面反射激波 (激波管、shock tube)

和活塞等熵压缩 (活塞驱动器, piston driver), 后者属于新的快压机构 (rapid compression machinery)。本文简要介绍其工作原理, 探讨其在燃料超临界特性研究中的应用问题。

表 2 几种纯净物超临界压力和温度

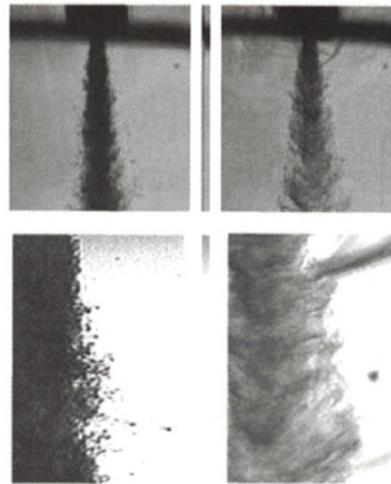
Tab. 2 Supercritical pressure and temperature of some pure species

species	p_c/MPa	T_c/K
water	22.064	647.0
Air	3.766	132.5
Nitrogen	3.39	126.2
Oxygen	5.043	154.6
Hydrogen	1.313	33.2
Helium	0.227	5.2
Nitromethane	5.87	588.0
n-Butane	3.784	425.1
n-Pentane	3.364	469.7
n-Hexane	3.010	507.7
n-Heptane	2.76	540.3
n-Octane	2.493	568.9
Iso-octane	2.57	543.9
n-Nonane	2.29	594.6
n-Decane	2.104	617.7
n-Dodecane	1.824	658.2
n-Hexadecane	1.57	722.0
Methanol	8.092	512.6
Ethanol	6.137	513.9
1-Propanol	5.170	536.8
Methyl iodine	7.366	528.0
Aniline	5.24	503.0
Light oil	1.5	743.0
Freon-13	3.87	302.0
Refrigerant 113	3.38	487.0
Sulfur hexafluoride	3.77	318.7

1 燃料超临界特性实验研究简述

已有大量文献研究了单滴 / 射流和多个单滴 / 射流在亚临界、跨临界和超临界环境下的蒸发和

燃烧行为^[2]。图 2 给出了 LN_2 喷入室温气态 N_2 的射流阴影照片^[3], 表明: 亚临界条件下(图 2(a)), LN_2 射流和常见的射流柱破碎是相似的, 射流柱表面呈现不规则的表面波和清晰的气液边界, 剪切导致射流出现剥落并产生液滴; 超临界环境下 ((图 2 (b)), LN_2 射流呈现明显的扩张型, 类似“丝状”, 扩散范围也增大, 射流表面未出现液滴和表面波, 其状态既非气体又非液体。

(a) $p_c=0.91$, $Re=75281$ (b) $p_c=2.71$, $Re=42830$ 图 2 液 N_2 喷入亚、超临界室温 N_2 照片

(下图为上图的局部放大图)

Fig. 2 LN_2 injected into sub- and supercritical room temperature (bottom two pictures are magnified-pictures of top ones)

就理解单滴燃料在超临界状态或者超临界环境中出现现象的物理机理而言, 研究单滴蒸发要优于燃烧现象。Brzustauski^[4]研究了初始粒径 3 mm 的苯胺液滴在 O_2/N_2 环境中的蒸发现象。结果表明: 低压时, 液体的蒸发满足 d^2 定律, 但浮力随压力升高而增大 (环境气体密度增加), 尚难确定是热力学 (蒸发常数) 还是流体力学 (浮力), 或者两者联合产生的影响。对 p_r 为 1.05、 O_2 和 N_2 中环境中、粒径为 2~2.5 mm 苯胺液滴, 变化 T_r (最大为 1.54), 结果与 d^2 定律不符。当 p_r 增大且有火焰时, 还会出现不同的外貌。当 p_r 为 0.56, 火焰不透明状 (烟粒生成), 无法辨清

液滴边界；当 p_r 增大到 1.05，液滴完全淹没在火焰中。这两种燃烧现象尚难以解释。Natarajan^[5]研究了戊烷在 O_2/N_2 、 O_2/He 环境中的蒸发和燃烧现象，注重于燃烧现象的观察和推导与传质、传热相关的 Nusselt 数的关系式，还比较了 p_r 为 0.44 和 1.26 的戊烷液滴（粒径 1.2 mm）燃烧数据。当 p_r 较高，液滴界面模糊，呈非球形形状，不再是液滴而呈流体状，液滴尾迹区变短、近尾迹区变得模糊；对中等和高压情况，蒸发模型（ d^2 定律）不再有效，燃料的燃烧现象也不具有重复性，未探测到高压液滴的热膨胀，燃烧液滴蒸发速率和 d^2 定律变化相关。Savery^[6]研究了水、氟利昂和庚烷液滴在高压（ p_r 最高达 3.7）条件下的蒸发现象。发现，对 p_r 为 1.8 和室温条件，准定常理论不再成立，氟利昂液滴温度会持续上升；当 p_r 为 1.5~1.8，与临界温度相关的氟利昂液滴温度也稳定升高，这表明液滴不再是液体，其温度不受沸点限制。Matlosz^[7]研究了温度为 548 K， p_r 为 0.23~3.73，粒径分别为 0.72~0.71 mm 和 1.42~1.78 mm 的正己烷液滴在 N_2 或 Ar 环境中的蒸发特性，给出了粒径和温度随时间变化的关系。发现液滴温度随压力升高而增大，但未达到亚临界时的定常状态。该非定常过程伴随液滴的快速蒸发，两种浴气实验结果定性相符。Sato^[8]研究了粒径 1 mm、在 N_2 中悬挂的庚烷液滴的高压蒸发和燃烧特性，给出了 T_r 为 0.5~1.4 由 d^2 定律计算的蒸发常数。结果表明：当 T_r 为 0.8，蒸发常数在 p_r 附近达到最小值，此后，随压力单调上升。经过温度临界点后，蒸发常数急剧上升。文中未能给出物理解释，但提出超过压力临界值后，蒸发常数达到最大值，该最大值是通过降低压力、提高温度得到的。Harstad 研究了 LOX/ H_2 系统^[9]，针对 N_2 的庚烷液滴蒸发，Sato^[8]和 Morin^[10]研究发现：当 $T_r < 1$ ，蒸发时间在临界压力附近达到最大值。当 $T_r > 1$ ，蒸发时间随压力升高而下降。这里需要指出的是：受浮力作用，常压和重力场的液滴燃烧数据都很难解释。原因是需要对数据进行浮力修正，浮力在高压和重力场中会变得更严重。在 p_r 高达 10.1 MPa 自然对流中，Canada^[11]对粒径为 6.31~19 mm 多孔球的酒精和苯胺液滴进

行了研究。当 p_r 为 3~6 MPa，苯胺液滴生成的碳积聚在多孔球中，只得到靠近临界点的数据。在临界点附近，有量纲的苯胺液滴燃烧速率随压力升高而急剧增大，然后变得平缓。Kadota 和 Hiroyasu^[12]重复了该实验。虽然酒精燃烧速率随压强增加而增加，但是数据太分散，很难给出明确的趋势或得到增强后的速率。当采用对流校正后，燃烧速率似乎和压力无关。作者将此归结为焓升高和蒸发热减小的补偿效应。因此，燃烧速率增大可看作对流而非动力学效应，该推测未得到数据的验证或排除。苯胺液滴表面温度随压力急剧上升，但是，碳烟生成流场不透明，未得到经过临界点后的液滴数据。在超临界条件下，酒精液滴数据是可靠的，观察到温度随压力升高而上升缓慢。引入最终温度，即蒸发过程结束时的温度，由靠近拐点的测量温度决定。Kodota 和 Hiroyasu^[12]还观察了 p_r 为 1.5~2.7、不同燃料（癸烷、十二烷、庚烷、十六烷和异辛烷、轻油）液滴等燃烧特性，并记录了液滴表面温度的变化，结果证实了 Savery^[6]早期重力场中的单滴纯蒸发观察。随着压力升高，随时间变化的液滴温度达不到定常状态，并出现了拐点。当 $p_r > 1$ ，液滴温度仍随压力增大而增大。Kadota 和 Hiroyasu^[12]发现最终温度随 p_r 上升而上升，达到超临界后保持不变。所有燃料液滴寿命（定义为火焰出现到消失）随 p_r 增大（到临界点）而快速下降。达到临界点后，液滴寿命下降变缓，作者将这些归咎于浮力的影响，将随 p_r 变化的液滴寿命和燃烧速率分为三个区域：1) 当 $p_r < 0.3$ ，随压力增大，液滴寿命减小和燃烧速率增大按照类指数率上升。该结果与文献[9]和文献[13]研究结果类似；2) 当 $0.3 < p_r < 1.0$ 。液滴寿命快速下降伴随着燃烧速率常数明显增大，但函数形式与 1) 不同；3) 在超临界区，燃烧寿命随压力升高而略有下降，但液滴速率常数却显著增大，这表明燃烧寿命和蒸发速率有差别。

Sato^[14]发现 p_r 为 1.5 的异辛烷燃烧速率随压力升高而下降，该结果和上述超临界实验结果是矛盾的。Sato^[14]与 Kadota 和 Hiroyasu^[12]的研究均是基于实验观察，对现象的物理解释也是基于已有的亚临界关系。Sato^[14]还研究了其他碳氢燃料

(庚烷、葵烷、十六烷、甲醇、乙醇) 并得到了类似结论, 即经过临界压力后, 燃烧速率常数随压力升高而降低。Sato^[8]还观察到液滴寿命经过临界点后会有略有上升, 这也和 Kadota and Hiroyasu^[12]的实验结果也有些矛盾。一般而言, 最小燃烧时间和混合物 O₂ 含量无关, 但该值会随 O₂ 含量减小而自然增大。Sato^[8,14]、Kadota 和 Hiroyasu^[12]的实验条件相同, 甚至燃料也相同, 尚不能解释造成这种差别的原因。

单滴或射流流场图像是获得蒸发和燃烧速率数据的基础。亚、超临界状态的单滴或射流, 超临界环境下的蒸发和燃烧流场均会产生很大的密度梯度, 常用的观察、记录和分析仪器为高速摄影、阴影和瞬态 Raman 散射。高速摄影主要用于记录和观察高速变化过程, 阴影测量可定性了解单滴或射流超临界蒸发和燃烧特征^[15], 连续和瞬态 Raman 散射测量可得到流场密度分布^[16-19]。

目前, 单滴燃料超临界蒸发和燃烧特性已进行了大量研究, 取得了一些成果, 主要包括: 1) 超临界流体兼具液体和气体某些物性参数, 为单相流体, 而非气液两相流; 2) 超临界流体无表面张力和蒸发潜热, 不存在雾化问题, 也无清晰的气液边界。而亚临界流体表面张力是物性和温度的函数; 3) 超临界流体换热特性有很大变化, 换热系数会出现突增现象; 4) 超临界流体定压比热在跨临界点附近变化大, 相图的临界点可认为是奇点; 5) 超临界流体溶解度增大。要说明的是: 相对于蒸发现象, 火焰自发光或碳的生成导致单

滴碳氢燃料超临界燃烧边界变得模糊, 燃烧放热改变了单滴局部温度场, 加上复杂的燃料高温氧化机理。因此, 目前还不能从已有单滴燃料超临界燃烧数据得到规律性的认识, 有些实验结果甚至是相互矛盾的。

2 超临界特性的活塞驱动器实验技术

激波管和活塞驱动器 (piston driver) 均是可产生均匀、高温和高压气体的实验装置。激波管操作简单, 状态参数变化范围宽, 缺点是实验时间短 (一般为几个 ms)。活塞驱动器实验时间较长 (几百 ms 到 1 s 量级)、压力和温度变化范围大, 缺点是活塞在压缩终点附近会发生回弹, 导致被压缩气体压力和温度有所降低。通常, 活塞需要加装止退装置。图 3 (a) 和 (b) 分别给出了激波管和活塞驱动器的工作原理。在激波管中, 反射激波和人射激波会诱导边界层发生相互作用, 引起壁面处反射激波分叉, 从而影响气流均匀性, 加之入射激波后气流速度较高, 实验时间也短 (几个 ms), 因而, 用于燃料超临界行为研究会产生诸多问题。就活塞驱动器而言, 在压缩过程中, 活塞速度远小于被压缩气体声速, 可近似认为是等熵压缩。自由活塞 (free piston driver) 实验时间约为几百 ms。若活塞采用止退装置, 实验时间可延长到 s 量级。因此, 活塞驱动器是一种新的快压机构, 被压缩气体温度和压力快速同步上升, 可用于燃料超临界行为研究。

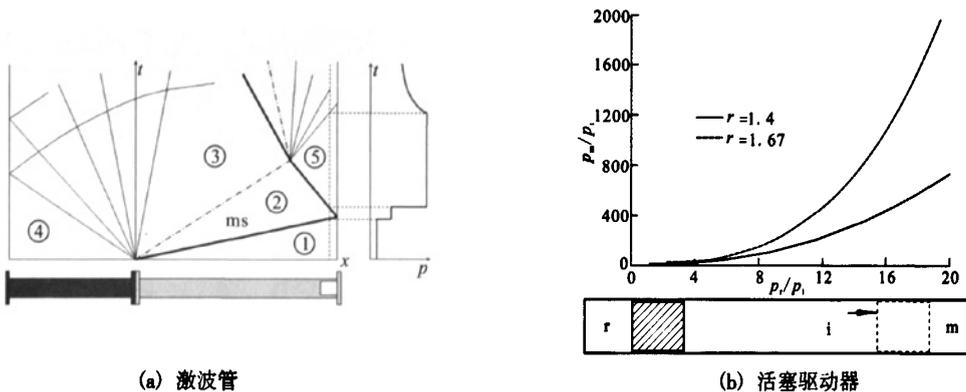


图 3 激波管和活塞驱动器工作原理示意图
Fig. 3 Working principles of shock tube and piston driver

2.1 活塞驱动器技术的原理

在活塞的压缩过程中 (i→m) (参考图 3 (b)), 接近等底压 p_r 的高压空气 “r” 推动重活塞向右运动, 将压缩管气体由初态 “i” 绝热等熵压缩至终态 “m”, 得到所需温度、压力、近似静止的气体。假设: 1) 高压气罐为无限大气源, p_r 近似恒定; 2) 活塞速度远小于被压缩气体声速 a_i , 忽略被压缩气体速度和产生的波系。根据活塞压缩过程中的能量守恒, 可确定被压缩气体终态参数。则有: 受压缩气体内能增加为

$$\frac{p_m V_m - p_i V_i}{\gamma - 1} \quad (1)$$

驱动活塞的高压空气等压做功为

$$p_r (V_i - V_m) \quad (2)$$

由能量守恒得

$$p_r (V_i - V_m) = \frac{1}{2} m_p v_p^2 + \frac{p_m V_m - p_i V_i}{\gamma} \quad (3)$$

由 (3) 式看出, 当采用重质量活塞 m_p , v_p 很小, 可忽略 $\frac{1}{2} m_p v_p^2$, 将 (3) 式整理并简化

$$\frac{p_r}{p_i} = \frac{\frac{p_m V_m}{p_i V_i} - 1}{(\gamma - 1) \left(1 - \frac{V_m}{V_i} \right)} \quad (4)$$

当认为 i→m 为等熵压缩过程, 有

$$p_m V_m^\gamma = p_i V_i^\gamma \quad (5)$$

式中: γ 为比热比。由 (4) 式和 (5) 式得

$$\frac{p_r}{p_i} = \frac{\left(\frac{p_m}{p_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1}{(\gamma-1) \left(1 - \left(\frac{p_m}{p_i} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \right)} = \frac{\lambda^{\gamma-1}}{(\gamma-1)(1-\lambda^{-1})} \quad (6)$$

式中: $\lambda = V/V_m$ 为气体的体积压缩比。(6) 式表明了被压缩气体终态压力 p_m 和高压空气压力 p_r 之间的关系。对选定的 V_m/V_i 由等熵关系得

$$\frac{V_m}{V_i} = \frac{1}{\lambda} = \left(\frac{p_m}{p_i} \right)^{-\frac{1}{\gamma}} \quad (7)$$

结合理想气体状态方程, 有

$$\frac{T_m}{T_i} = \frac{p_m V_m}{p_i V_i} = \left(\frac{p_m}{p_i} \right) \left(\frac{V_m}{V_i} \right) = \left(\frac{p_m}{p_i} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (8)$$

图 4 给出了不同 p_i 对应的 p_m 和 T_m 曲线, 图 5 给出了不同 p_i 对应的 T_m 和 p_r 曲线。可见, 由较小的 p_i 可到较高的 p_m 和 T_m , 这就是活塞驱动器的工作原理。

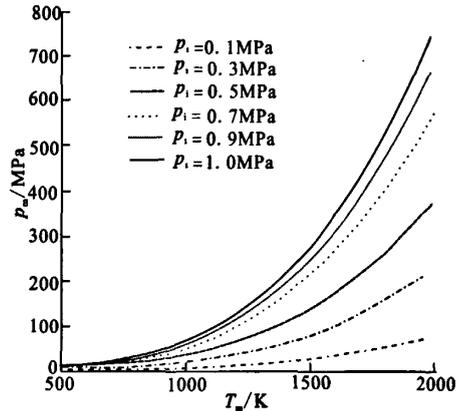


图 4 不同 p_i 对应的 p_m 随 T_m 变化曲线 ($\gamma=1.4$)

Fig.4 Variation of p_m corresponding to different p_i with T_m

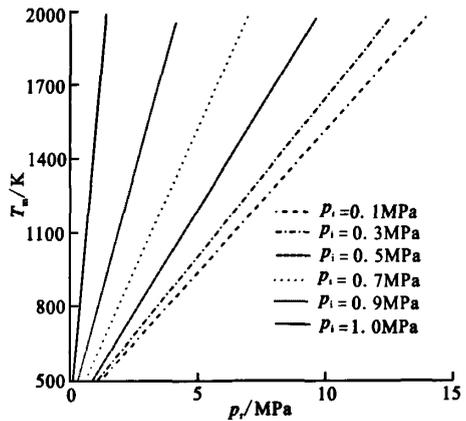


图 5 不同 p_i 对应的 T_m 随 p_i 变化曲线 ($\gamma=1.4$)

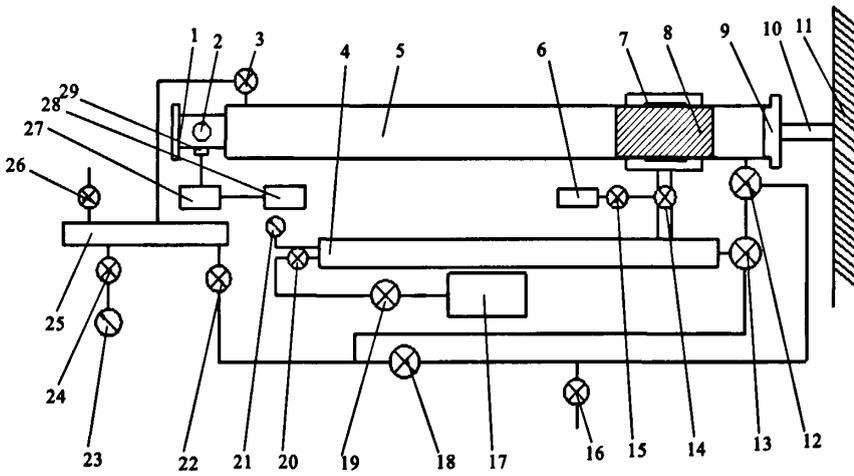
Fig.5 Variation of T_m corresponding to different p_i with p_i

2.2 系统和实验方法

图 6 给出了活塞驱动器示意图, 主要包括压缩管、气路控制系统、气源和支承系统。实验前, 先将单滴燃料悬挂于实验段, 由气路控制系统将预定初压的空气充入压缩管内, 然后将重活塞 (几到几百 kg) 放入压缩管中, 装入平衡活塞

并由液压系统提供支承。用空压机将高压气罐充满高压空气 (p_i)。实验中, 高压空气经球阀 (受电磁阀控制) 充入到充气腔。此时, 活塞仅受径向压力作用而处于静止状态。经过阀门, 在平衡活塞和重活塞之间充入高压空气, 使活塞左向运动并扫过充气腔。受高压气罐中高压空气的作用, 活塞在压缩管加速向左运动, 并将压缩管预先充入的空气压至实验段。平衡活塞用于消除重活塞右向运动时产生的动量。气路控制系统由配气柱和多个阀门组成, 可实现压缩管充气和抽

真空, 并将实验完成后位于左端的活塞压回至有段充气腔。气源系统主要由高压气罐、空压机组成, 并与气路控制系统配合。支撑系统主要由液压系统和支承组成, 可缓冲平衡活塞产生的后坐力。实验中, 可测量实验段气体的压力和温度。采用时间同步控制系统触发高速摄影、高速纹影或可调谐二极管激光器吸收系统 (Tunable Diode Laser Absorption System, 简称 TDLAS), 得到液滴蒸发或燃烧过程的流场高速摄影、纹影图像或光谱分布。



1-实验段; 2-观察窗; 4-高压气罐; 5-压缩管; 6、17-空压机; 7-充气腔; 8-重活塞; 9-平衡活塞;
10-液压系统; 11-支撑端; 14-气动阀; 3、12、13、15、16、18、19、20、22、24、26-阀门;
21-压力表; 23-真空计; 25-配气柱; 27-电压放大器; 28-示波器; 29-压阻传感器

图 6 实验系统示意图

Fig. 6 Schematic of experimental system

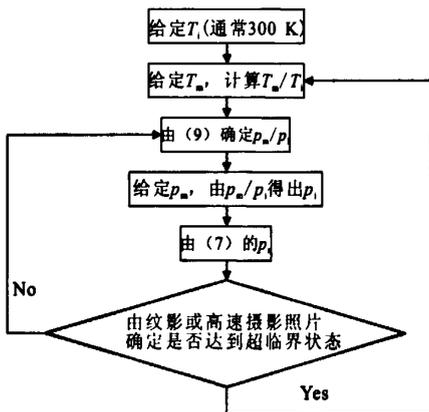


图 7 确定超临界实验状态参数逻辑图

Fig. 7 Route sketch to determine thermodynamic state

图 7 给出了确定燃料超临界实验气体状态参数的思路。简要地说, 就是由被压缩气体终态“m”确定初态“i”和 p_{r0} 。具体地, 根据 T_m 和 T_i , 由(8)式确定 p_m/p_i , 然后依据 p_m 确定 p_i , 再由(6)式确定 p_{r0} 。其中, “m”态和 $p-T$ 曲线状态点相对应。实验中, 先保持 T_m 不变, 选择不同 p_m , 可得到不同 p_i 和 p_{r0} 。由纹影或高速摄影照片确定是否达到超临界状态。然后再改变 T_m 进入下一轮实验。要说明的是: 当相邻两个 T_m 或 p_m 出现亚临界“1”或超临界状态“2”时, 为了精确地确定状态点, 采用简单平均法重复实验, 即 $T_m = (T_1 + T_2) / 2$ 或 $p_m = (p_1 + p_2) / 2$, 以精确地确定实

验状态点。当 p_r 不变, 改变 p_i 可得到不同 p_m 。适当调节活塞质量和 p_r , 可得到 p_m 为 1 ~ 15 MPa、 T_m 为 300 ~ 2000 K、实验时间为 1 s 量级的高温、高压静止气体实验环境。

2.3 参数测量技术

带止退装置的重活塞驱动器实验时间可达约 1 s, 而燃料超临界行为需测量的参数包括压力、温度、流场信息等, 通常要求测量仪器具备快速和准确的特性。

1) 压力和温度

压力测量相对简单, 可采用在实验段壁面布置压阻传感器, 得到活塞压缩运动过程中的 $p-T$ 曲线。由 $p-T$ 可判断实验段压力变化和活塞运动状态。温度的直接测量较为困难, 热电偶难以达到 ms 量级响应时间, 可采用 TDLAS 测量温度, 其原理是基于吸收光谱的 Beer-Lambert 定律, TDLAS 测量系统动态响应时间至少为 2 kHz。

2) 流场显示

采用高速 (拍摄速率 100 kHz)、高分辨率 (1024 × 1024 像素) CCD 相机进行流场显示 (高速摄影 / 纹影), 给出燃料雾化和点火流场密度和密度梯度场分布, 获得液滴直径随时间演化过程。分别采用白光和激光光源, 以适合无自发光的雾化过程和有自发光点火过程, 根据不同温度和压力的实验照片, 获得液滴直径随时间变化过程和亚、超临界转换过程的演化图像。再基于得到的数据和图像, 寻找燃料单滴发生亚、超临界行为的压力和温度条件。要说明的是: CCD 相机拍摄速率和分辨率对分辨液滴边界有重要影响。

3) 温度和气体浓度诊断

可以以水汽作为示踪分子, 采用 TDLAS 测量点火后的温度分布。以 NO 为示踪剂, 采用 PLIF 测量浓度的定量和半定量分布。进行燃烧特性研究时, 需要配置燃气成份测量仪器, 这主要是使用基于分子或者原子辐射的光学诊断技术。此外, 先进的光谱测量和成像方法也可以得到不同时刻流场图像和特征组元发射的光谱, 提供发射和吸收光谱分析。

4) 时间同步控制

实验中, 需对活塞运动、实验段压力和温度测量系统 (PLIF 和 TDLAS)、高速摄影 / 纹影进行时间同步控制。可利用活塞前向运动扫过管壁光传感器产生信号, 经整理后送入多通道时间延时器 (精度 2 μ s), 输出多路不同延时 TTL 电平, 控制 PLIF 的 YAG 激光器和 DG535 (4 通道), DG535 ICCD 相机增益和快门开关, 由实验确定精确的延时时间。高速摄影 / 纹影 CCD 相机可用 TTL 信号触发。作为例子, 图 8 给出了气相爆轰波阵面 OH-PLIF 荧光照片, 清楚地反应了波阵面的横波结构, 该图验证了气相爆轰波阵面存在横波结构。图 9 给出了 OH-PLIF 分布图像, 左侧为反射激波阵面和燃烧区, ICCD 相机曝光时间为 1 μ s, 对应的反射激波传播距离约 0.4 mm。图 9 表明: 在温度较高的反射激波后气流中, 可看出有较强热辐射的反射激波阵面位置。反射激波阵面上、下壁面略呈弧形, 这是反射激波和人射激波诱导的边界层相互作用引起的。靠近火焰面的诱导区出现了不规则的火核。随着时间推进, 火核会发展成持续燃烧的火焰阵面, 自点火位置是随机分布的。

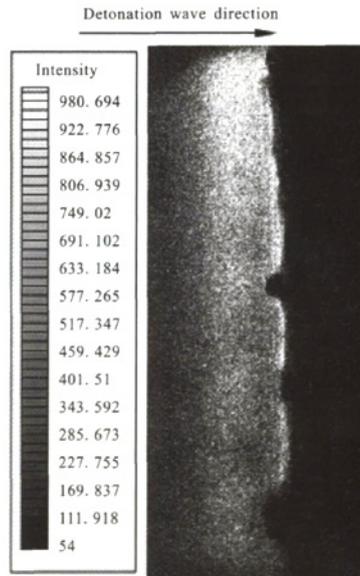


图 8 爆轰波阵面 OH 荧光分布
(初压 45.33 kPa、 $2H_2+O_2+10Ar$)

Fig. 8 OH fluorescence distribution of Detonation wave front

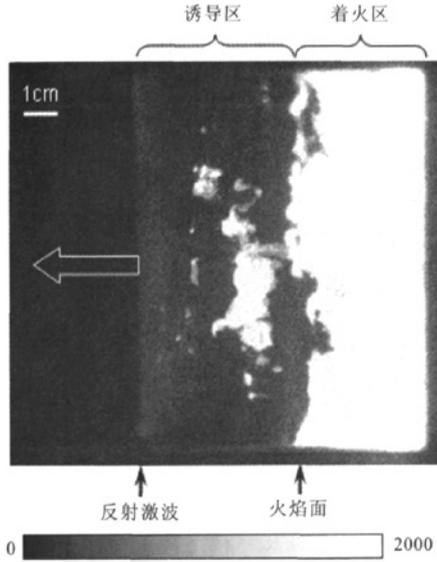


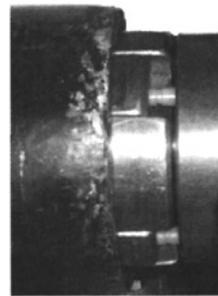
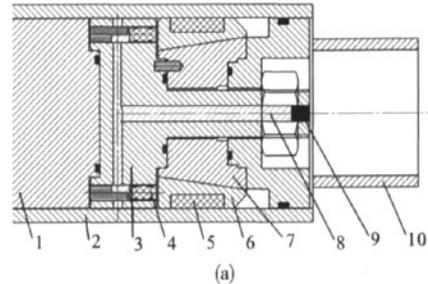
图 9 煤油点火流场自发光谱图像
($p=0.1\text{ MPa}$, $T=1620\text{ K}$)

Fig. 9 Image for spontaneous spectrum of paraffin ignition flow field

3 面临的问题

图 10 给出了重活塞驱动器止退装置示意图和照片。如图 10 (a) 所示, 止退装置包括压缩管、止退座、柱塞、橡胶片、楔块、止退套、液压油、小活塞。当活塞右行时, 被压缩气体压力升高, 推动小活塞左行并压缩液压油, 挤压楔块运动, 橡胶片和压缩管内壁面接触并产生摩擦力, 阻止活塞回弹 (左向运动)。要说明的是: 当压力小于 100 MPa, 液体近似为不可压介质, 因此, 与压缩性较大的气体相比, 该止退装置有较好的时间响应特性。目前, 已经在压缩管末端对止退装置动作进行了实验验证, 图 10 (b) 给出了止退装置部分结构的照片。图 11 给出了有 / 无止退装置的实验段气体 $p-T$ 曲线。图中, d 为小活塞上游的孔径 d , $d=5\text{ mm}$ 、 3 mm 、 2 mm 、 0.4 mm 和 0 mm 。 d 不同, 液压油所受压力和楔块加速度 (与响应时间对应) 也不同。 $d=0$ 相当于无止退装置。初步实验表明: 未加装止退装置的活塞为自由活塞, 在压缩终点会快速回弹, 时间为 28 ms , 加速度高达 10000 g 量级。采用特殊

设计的止退装置, 活塞在压缩终点近似被止住回弹, 压力近似为恒定值。但尚需改进止退装置, 使之在高压时也能有效地阻止活塞回弹。



1 - 重活塞; 2 - 压缩管; 3 - 止退座; 4 - 柱塞; 5 - 橡胶片; 6 - 楔块; 7 - 止退套; 8 - 液压油; 9 - 小活塞; 10 - 实验段

图 10 止退装置示意图和照片

Fig. 10 Schematic and picture of backstop device

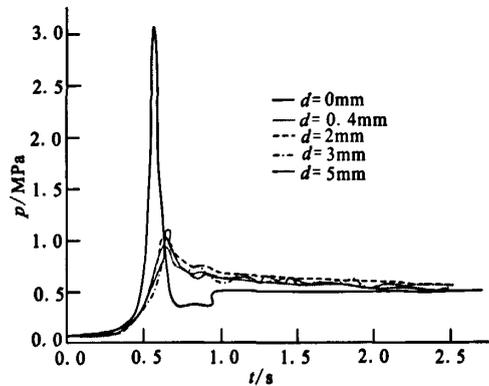


图 11 有 / 无止退装置实验段气体 $p-T$ 曲线
($p=0.1\text{ MPa}$, $T=1620\text{ K}$)

Fig. 11 $p-T$ curves of gas with and without backstop device in experiment stage ($p=0.1\text{ MPa}$, $T=1620\text{ K}$)

重活塞驱动器的主要难点在于:

- 1) 实验段的 $p-T$ 是关联的, 且满足等熵关

系。从图6看出,需进行多次实验才能找到临界点,实验工作量较大、重复性要求高;

2)需抑制活塞在压缩终点后退。当压缩终态压力(>10 MPa)较高时,活塞会回弹并降低气体压力和温度,减少了实验时间。活塞回弹加速度和活塞质量、初态和终态压力以及高压气体压力相关。因此,需在活塞上加装止退装置,以阻止活塞后退;

3)在特定的温度和压力条件下,由不同时刻粒径数据可得到单滴燃料超临界蒸发和燃烧速率特性。在超临界条件下,液滴是气态或被气态包覆。当有燃烧时,火焰会包覆液滴,因此,得到高精度的粒径数据的前提是记录仪器必须有高的图像分辨率。

4 结束语

重活塞驱动器可提供均匀的高温、高压静止气体环境,适合单滴燃料超临界特性研究。在实验段填充惰性气体,记录实验时实验段的压力、温度和液滴边界变化,可间接得到液滴蒸发速率。在此基础上,对不同压力和温度的实验结果进行对比分析,得到液滴直径与环境压力和温度的相关性,从而可以得到燃料的蒸发特性。在实验段需充入氧化剂,与上述方法类似,采用TDLAS测量水气温度,利用PLIF测量流场温度和组分浓度,利用高速摄影和高速纹影得到燃烧流场等图像,可得到压力、温度和水气、NO浓度分布,由液滴和火焰边界间接计算得到粒径和燃烧速率随时间变化,对比分析不同工况实验结果,可得到燃烧速率和粒径等与压力和温度的相关性。实验技术的难点在于如何获得均匀的高温、高压实验气体环境。目前,实验研究表明:结合高速摄影和高速纹影、基于光谱的典型组元温度和浓度测量,重活塞驱动器为燃料超临界特定研究提供了新途径,低压状态的活塞止退问题已经得到较好的解决,但高压气体导致的活塞回弹仍需止退技术、摩擦块的材料等方面作进一步的研究。

参考文献:

- [1] Wikipedia. Supercritical_fluid [M/OL]. [2011-01-26]. <http://en.wikipedia.org>.
- [2] BELLAN J. Supercritical (and subcritical) fluid behavior and modeling: drops, streams, shear and mixing layers, jets and sprays [J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2004, 26:329-366.
- [3] OSCHWALD M, SMITH J J, BRANAM R, et al. Injection of fluids into a supercritical environment [J]. *Combustion Science and Technology*, 2006, 178: 49-58.
- [4] BRZUSTOWSKI T A, NATARAJAN R. Combustion of aniline droplets at high pressure [J]. *Can. J. Chem. Engng.*, 1966, 44: 194-201.
- [5] NATARAJAN R, BRZUSTOWSKI T A. Some new observations on combustion of hydrocarbon droplets at elevated pressures [J]. *Combustion Science and Technology*, 1970, 2: 259-269.
- [6] SAVERY C W. Experimental study of the vapouration of droplet in a heated air at high pressure, NASA CR7254 [R]. USA: NASA, 1969.
- [7] MATLOSZ R L, LEIPZIGEN S, TORDA T P. Investigation of liquid drop evaporation in a high temperature and high pressure environment [J]. *Int. heat Mass Transfer*. 1972, 15: 831-852.
- [8] SATO J. Studies on droplet evaporation and combustion in a high pressure, AIAA 93-0813[R]. USA: AIAA, 1993.
- [9] HARSTAD K, BELLAN J. Isolated fluid oxygen drop behavior in fluid hydrogen at rocket chamber pressures [J]. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1998, 41: 3537-3550.
- [10] MORIN C, CHESNAU X, GOKALP I. Studies on the influence of pressure and evaporation of n-heptane droplets, ILASS-Europe [R]. [S. l.]: [s. n.], 1999.
- [11] CANADA G S, FAETH G M. Burning rates at fuel droplet in high pressure [C]// 14th international symposium on combustion. Canada: [s. n.], 1973, 1345-1354.
- [12] KODATA T, HIROYASU H. Combustion of a fuel droplet in supercritical gaseous environments [J]. *International Symposium On Combustion*, 1981, 18: 275-282.
- [13] CHAUVEAU C, CHESNAU X, GOKALP I. High pressure vaporization and burning of methanol droplets in reduced gravity, AIAA 94-0430 [R]. USA: AIAA, 1994.

(下转第45页)

忽略循环次数不足的影响, 从表 2 中的计算结果以及误差值可以看出, 对于真实氢泵叶轮结构, 本文的计算程序仍具有良好的计算精度, 从而表明了本文计算程序在工程应用上具有通用性和实用价值。

4 结论

本文将循环对称结构的振动方程归结为块循环矩阵的广义特征值问题, 从数学上进行降阶, 并自行编写了循环对称结构振动特性有限元分析程序, 对两个叶-盘系统进行了振动特性分析。通过与有限元通用分析软件 ANSYS 模态分析结果的对比, 表明了本文的计算程序具有良好的工程计算精度, 具有工程实用价值。

参考文献:

- [1] 张锦, 刘晓平. 叶轮机振动模态分析理论及数值方法 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2001.
 [2] 饶寿期. 有限元法和边界元法基础 [M]. 北京: 北京航空

航天大学出版社, 1990.

- [3] 王勳成. 有限单元法 [M]. 北京: 清华大学出版社, 2003.
 [4] 胡海岩, 程德林. 循环对称结构振动分析的广义模态综合法 [J]. 振动与冲击, 1986 (4): 1-7.
 [5] 骆天舒, 戴韧. 向心透平叶轮振动频率的有限元分析 [J]. 上海理工大学学报, 2004, 26 (2): 117-120.
 [6] 张锦, 刘晓平. 叶轮机振动模态分析理论及数值方法 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2001.
 [7] 叶先磊, 史亚杰. ANSYS 工程分析软件应用实例 [M]. 北京: 清华大学出版社, 2003.
 [8] 王相平, 徐鹤山. 有限元计算中的叶片边界条件的选取 [J]. 航空发动机, 1998 (4): 43-57.
 [9] 史治宇, 王鑫伟, 严俊. 动力涡轮叶片的静态特性分析 [J]. 工程力学, 2001 (Suppl.): 632-635.
 [10] 苏建河, 尤军锋. ANSYS 程序优化技术在固体火箭发动机设计中的应用 [J]. 固体火箭技术, 2006, 29 (5): 337-340.
 [11] 李永兵, 匡波, 张中伟, 等. 低温推进剂输送系统循环预冷非稳态数值模拟研究 [J]. 低温工程, 2009 (1): 8-10.
 [12] 梁权伟. 混流式转轮静强度和振动特性分析 [J]. 清华大学学报, 2003, 43 (12): 1649-1652.
 [13] 高春山. 用有限元法分析轴流式通风机叶片的振动特性 [J]. 风机技术, 1997 (1): 31-33.

(编辑: 陈红霞)

(上接第 16 页)

- [14] SATO J, TSUE M, NIWA M, et al. Effects of natural convection on high-pressure droplet combustion [J]. Combust Flame 1990, 82: 142-150.
 [15] MAYER W, TAMURAT H. Propellant injection in a liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket engine [J]. J. of Propulsion and Power, 1996, 12 (6): 1127-1147.
 [16] DECKER M, SCHIK A, MEIER U E, et al. Quantitative Raman imaging investigations of mixing phenomena in high-pressure cryogenic jets [J]. Applied Optics, 1998, 37 (24): 5620-5627.
 [17] OSCHWALD M, SCHIK A. Supercritical nitrogen free jet

investigated by spontaneous Raman scattering [J]. Experiments in Fluids, 1999 (27): 497-506.

- [18] MAYER W, TELAAR J, BRANAM R, et al. Raman measurements of cryogenic injection at supercritical pressure [J]. J. of Heat and Mass Transfer, 2003, 39: 709-719.
 [19] CHEHROUDI B, COHN R, TALLEY D, et al. Raman scattering measurements in the initial region of sub-and supercritical jets, AIAA 2000-3392 [R]. USA: AIAA, 2000.

(编辑: 马杰)