

基于相干反斯托克斯拉曼散射的等离子体流场 热力学非平衡特性表征方法研究

杨文斌¹, 张华磊^{1, 2}, 齐新华^{1, *}, 车庆丰¹, 周江宁¹, 白冰^{1, 3}, 陈爽¹, 母金河¹

1. 中国空气动力研究与发展中心 设备设计与测试技术研究所, 绵阳 621000

2. 空军航空大学, 长春 130012

3. 黑龙江工程学院 光电子及激光技术重点实验室, 哈尔滨 150001

摘要: 温度是流体最基本的参数之一, 其测量精度直接影响到高超声速飞行器气动力、气动热及热防护等性能的预测准确性。本文基于相干反斯托克斯拉曼散射 (Coherent Anti-Stokes Raman Scattering, CARS) 技术的基本原理, 开发了面向非平衡流场的 CARS 光谱计算及振转温度反演算法, 并在 1000~2300 K 的静态环境下对其准确性进行了实验验证。搭建了基于微波等离子体的非平衡流场实验装置, 获取了不同压强、气体流量及组分下等离子体流场的振动、转动温度信息。结果显示, 在实验条件范围内: 振动温度随压强的增大而降低, 随 N₂ 体积流量和 Ar 体积分数的增大均呈现先增大后降低的趋势; 转动温度随压强的增大而降低, 随 N₂ 体积流量的增大呈现先增大后降低的趋势, 随 Ar 体积分数的增大而增大; 非平衡度随压强的增大而增大 (但变化率随压强的增大而减小), 随 N₂ 体积流量的增大呈现先降低后增大的趋势, 随 Ar 体积分数的增大而降低。

关键词: 相干反斯托克斯拉曼散射; 热力学非平衡; 等离子体流场; 振动温度; 转动温度

中图分类号: O433; V211.71

文献标识码: A

Characterization of thermodynamic non-equilibrium of plasma flow using coherent anti-Stokes Raman scattering

YANG Wenbin¹, ZHANG Hualei^{1, 2}, QI Xinhua^{1, *}, CHE Qingfeng¹, ZHOU Jiangning¹,
BAI Bing^{1, 3}, CHEN Shuang¹, MU Jinhe¹

1. Facility Design and Instrumentation Institute,

China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China

2. Aviation University of Air Force, Changchun 130012, China

3. Key Laboratory of Optoelectronics and Laser Technology,

Heilongjiang Institute of Technology, Harbin 150001, China

Abstract: Temperature is considered to be one of the most concerned parameters to quantitatively describe flow characteristics, of which the measurement accuracy directly affects the prediction of aerodynamic, aerothermal and thermal protection performance of hypersonic vehicles. Based on the principles of Coherent Anti-Stokes Raman Scattering (CARS), a CARS spectral computation and vib-rotational temperature inversion program is proposed for characterizing the thermodynamic non-equilibrium properties of the high-temperature gas flow field. And corresponding accuracy from 1000 K to 2300 K is verified in a static environment. A non-equilibrium microwave plasma flow is built and its vibrational temperature and rotational

收稿日期: 2024-08-06; 修回日期: 2024-10-21; 录用日期: 2024-10-24

基金项目: 国家自然科学基金项目 (12202478)

* 通信作者 E-mail: qxh_78@sina.com

引用格式: 杨文斌, 张华磊, 齐新华, 等. 基于相干反斯托克斯拉曼散射的等离子体流场热力学非平衡特性表征方法研究 [J]. 实验流体力学, 2026, 40(3): 79-87.

YANG W B, ZHANG H L, QI X H, et al. Characterization of thermodynamic non-equilibrium of plasma flow using coherent anti-Stokes Raman scattering[J]. Journal of Experiments in Fluid Mechanics, 2026, 40(3): 79-87.

temperature with different pressures, N_2 volumetric flow rate, and compositions are obtained by using the developed program. The results show that within the range of experimental conditions, with pressure increasing, the vibrational temperature and rotational temperature decrease, while the thermodynamic non-equilibrium degree increases but corresponding increase rate decreases. With N_2 volumetric flow rate increasing, the vibrational temperature and rotational temperature first increase and then decrease, while the thermodynamic non-equilibrium degree exhibits an opposite trend. With Ar volume fraction increasing, the vibrational temperature first increases and then decreases, and the rotational temperature increases, while the thermodynamic non-equilibrium degree decreases.

Keywords: coherent anti-Stokes Raman scattering; thermodynamic non-equilibrium; plasma flow; vibrational temperature; rotational temperature

0 引言

温度是流体最基本的参数之一,其测量精度直接影响到高超声速飞行器气动力、气动热及热防护等性能的预测准确性^[1-4]。目前高超声速飞行器的研制严重依赖于地面风洞实验。在地面实验中,由于气体流出喷管后速度急剧上升以及存在振动能量冻结效应,流场本身会产生很强的振动-转动非平衡现象,导致地面实验环境与实际飞行环境存在差异。除化学反应冻结和振动冻结外,转动冻结现象也会影响实验结果^[5-6]。因此,流场温度的准确定量测量和热力学非平衡特性的准确表征,是评估天地差异、保证高超声速飞行器地面实验有效性的基础,直接影响高超声速飞行器烧蚀等问题研究和热防护等性能设计^[7-8]。

相干反斯托克斯拉曼散射(Coherent Anti-Stokes Raman Scattering, CARS)技术^[9-16]因其相干激发的特点,只在特定方向上存在 CARS 信号,具有信号指向性好、信噪比高、可测参数多、时空分辨率高、可实现瞬态测量等优势,在高温非平衡流场测量方面具有很大的应用潜力。ONERA(法国国家宇航研究局)和 DLR(德国宇航中心)基于纳秒(ns)CARS 技术,在 L2K(实验总焓 7.3 MJ/kg,总温 3910 K)和 L3K(实验总焓 10.1 MJ/kg,总温 5100 K)电弧加热风洞上,实现了对自由流、二维模型诱导的激波层和再入飞船模型表面不同距离处 N_2 分子振动温度 T_v 和转动温度 T_r 的测量,实现了对振动-转动非平衡和转动能级非平衡的表征,揭示了振动温度和转动温度(简称“振转温度”)在激波作用下从非平衡状态到平衡状态的演化规律^[9-11]。日本千叶大学(Chiba University)基于纳秒 CARS 技术结合 BOXCARs 相位匹配方法,实现了对极高速(4.0~5.8 km/s)强激

波后非平衡流场中 N_2 分子基态振动-转动温度的空间分布测量。研究^[12-13]发现,在 4 km/s 来流条件下,激波前 N_2 分子基态的振动能级和转动能级间近似处于热平衡状态($T_r = T_v = 5000 \sim 7000$ K),而在 5.8 km/s 来流条件下则显示出强烈的非平衡特性($T_r \approx 13000$ K、 $T_v \approx 6000$ K)。美国阿诺德工程发展中心联合普林斯顿大学利用飞秒(fs)CARS 技术,在 9 号风洞上实现了马赫数 14($T_v = 1250 \sim 1300$ K, $T_r = 55$ K $\pm$ 5 K)和马赫数 18($T_v = 1250 \sim 1300$ K, $T_r = 35$ K $\pm$ 5 K)条件下自由来流振动温度和转动温度的单脉冲测量^[14-15]。相关结果表明,在高超声速条件下,由于振动能冻结,振动温度和转动温度处于非平衡状态。俄亥俄州立大学(Ohio State University)基于皮秒(ps)CARS 技术实现了对高超声速(马赫数 5)流场及圆柱体产生的弓形激波后振动温度和转动温度的测量^[16]。在国内,CARS 技术主要应用于超燃冲压发动机^[17-18]和航空发动机^[19-20]燃烧流场的温度测量,在高温非平衡流场测量方面还未见相关报道,其主要原因在于 CARS 技术原理和光谱计算复杂,技术门槛较高,且测量对象复杂、实验设备尺度大,现场实施难度高。

本文针对高超声速飞行器风洞实验中对流场振动温度和转动温度的定量测量需求,开发了面向非平衡流场的 CARS 光谱计算及振转温度反演算法,搭建了 CARS 振转温度测量系统及非平衡等离子体流场环境,并开展了非平衡等离子体流场振转温度测量实验,研究了压强、体积流量和气体组分对等离子体振转温度和非平衡度的影响。

1 理论基础

1.1 非平衡流场 CARS 光谱计算

CARS 基于三阶非线性光学效应,利用泵浦光

和斯托克斯光(频率分别为 ω_1 和 ω_2)对目标分子进行相干激发,然后利用探测光(频率为 ω_3)进行探测,得到 CARS 信号(频率为 ω_4)。CARS 过程的能级跃迁如图 1 所示,图中 ω_R 为分子的拉曼跃迁频率, v_a 和 v_b 分别为低能态和高能态的振动量子数, J_a 和 J_b 分别为低能态和高能态的转动量子数。对于双原子分子, CARS 信号强度由式(1)计算^[18, 21]:

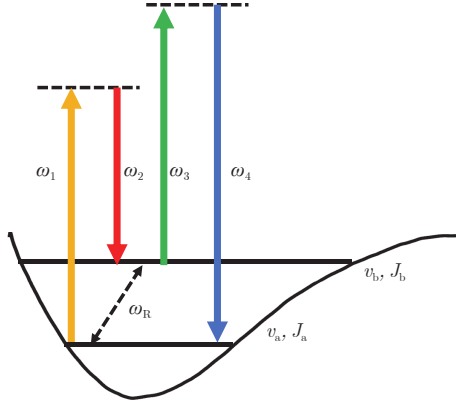


图 1 CARS 物理过程示意图
Fig. 1 Schematic diagram of the CARS

$$I_4 = \frac{\mu^2 \omega_4^2}{n_1 n_2 n_3 n_4} \left| \chi_R^{(3)} + \chi_{NR} \right|^2 I_1 I_2 I_3 L^2 \frac{\sin^2(\Delta k L / 2)}{(\Delta k L / 2)^2} \quad (1)$$

式中: μ 为磁导率; n_1 、 n_2 、 n_3 、 n_4 分别为介质在频率 ω_1 、 ω_2 、 ω_3 、 ω_4 处的折射率; I_1 、 I_2 、 I_3 、 I_4 依次为泵浦光、斯托克斯光、探测光和 CARS 光的光强; $\chi_R^{(3)}$ 和 χ_{NR} 分别为三阶非线性极化率的共振和非共振部分; Δk 为波矢失配量; L 为相干长度,即三阶非线性极化相互作用的有效长度。在不存在单光子电子共振的条件下, $\chi_R^{(3)}$ 可近似为:

$$\chi_R^{(3)} = \sum_J \frac{8\pi^2 \epsilon_0 c^4 (N_a - N_b)}{\hbar \omega_J^2 (\omega_J - \omega_1 + \omega_2 - i\Gamma_J)} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_J \quad (2)$$

式中: J 为转动量子数; ϵ_0 为真空中的介电常数; c 为光速; N_a 和 N_b 分别为低能态和高能态的粒子数密度; $\hbar$ 为约化普朗克常数; ω_J 、 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_J$ 和 Γ_J 分别为转动量子数 J 对应的跃迁频率、微分拉曼散射截面和拉曼线宽; i 为虚数单位。拉曼线宽依赖于温度,可由 MEG 模型计算。在低气体密度条件下, Q 支谱线线宽由各转动态 j 的自展宽线宽决定,即碰撞弛豫矩阵的对角元 γ_{jj} 。由转动态 i 向上跃迁至转动态 j ($i < j$) 的弛豫速率 γ_{ji} 为^[22]:

$$\gamma_{ji} = N_g A_0 f(T) \left(\frac{T_0}{T} \right)^{B_0} \left(\frac{1 + a E_i / kT \delta}{1 + a E_i / kT} \right)^2 e^{-\frac{\beta \Delta E_{i,j}}{kT}} \quad (3a)$$

$$f(T) = \frac{1 - e^{-m}}{1 - e^{-mT/T_0}} \quad (3b)$$

式中: T_0 为参考温度,取 295 K; T 为温度; E_i 为转动态 i 的能量; $\Delta E_{i,j}$ 为转动态 i 与 j 的能级差; N_g 为气体数密度; k 为玻尔兹曼常数; A_0 、 B_0 、 a 、 δ 、 β 、 m 为模型常数。向下跃迁速率可基于微观可逆性计算:

$$\gamma_{ij} = \frac{2J_i + 1}{2J_j + 1} \cdot \gamma_{ji} \cdot e^{\frac{\Delta E_{i,j}}{kT}} \quad (4)$$

式中: J_i 、 J_j 分别为转动态 i 、 j 的转动量子数。碰撞弛豫矩阵的对角元 γ_{jj} , 即自展宽线宽,可通过对所有与转动态 j 相关的碰撞跃迁求和得到:

$$\gamma_{jj} = \sum_{i \neq j} (\gamma_{ji} + \gamma_{ij}) \quad (5)$$

低能态和高能态粒子数密度服从玻尔兹曼分布:

$$N_{v,J} = \frac{N_T}{Q_v \cdot Q_J} I_J \cdot (2J + 1) \cdot e^{-\frac{1}{k} \cdot \left[\frac{G(v)}{T_v} + \frac{F(v,J)}{T_r} \right]} \quad (6)$$

式中: $N_{v,J}$ 为处于振动量子数 v 、转动量子数 J 上的粒子数密度; N_T 为总粒子数密度; Q_v 为振动配分函数; Q_J 为转动配分函数; I_J 为核自旋统计权重因子; $G(v)$ 为分子的振动项值; $F(v, J)$ 为分子的转动项值。

综上所述, CARS 光谱分布与气体温度有关,通过最小化实测 CARS 光谱 I_m 与理论光谱 I_{th} 的偏差,即可得到流场温度。

1.2 非平衡流场振转温度反演算法

实际测量中, CARS 光谱是流场参数(温度、压力、组分)和仪器参数(激光线型、探测仪器展宽等)共同作用的结果,因此在反演流场温度时,需要综合考虑上述因素以及测量过程中的误差和噪声干扰。考虑到 CARS 光谱特征及不同跃迁带对温度的敏感程度,采用 χ^2 作为多参数优化的目标函数:

$$\chi^2 = \sum_{q=1}^{N'} \frac{\{I_m(\lambda_q) - [b \cdot I_{th}(\lambda_q - \Delta\lambda; T_v, T_r) * G(\lambda_q) + \Delta I]\}^2}{I_m(\lambda_q)} \quad (7)$$

式中: λ_q 为第 q 个采样点的波长; N' 为光谱数据的总采样点数; $G(\lambda_q)$ 为与光谱仪器和激光器线宽相关的线型函数; b 、 $\Delta\lambda$ 和 ΔI 为自由参数,用于修正理论计算误差和测量误差。基于 CARS 理论及多参数优化算法,开发了面向非平衡流场测量的 CARS 光谱计算及振转温度反演算法,流程如图 2 所示。目标函数最优化过程采用模拟退火算法^[23]。该算法具有快速全局优化能力,在搜索过程中不仅接受优化解,还能

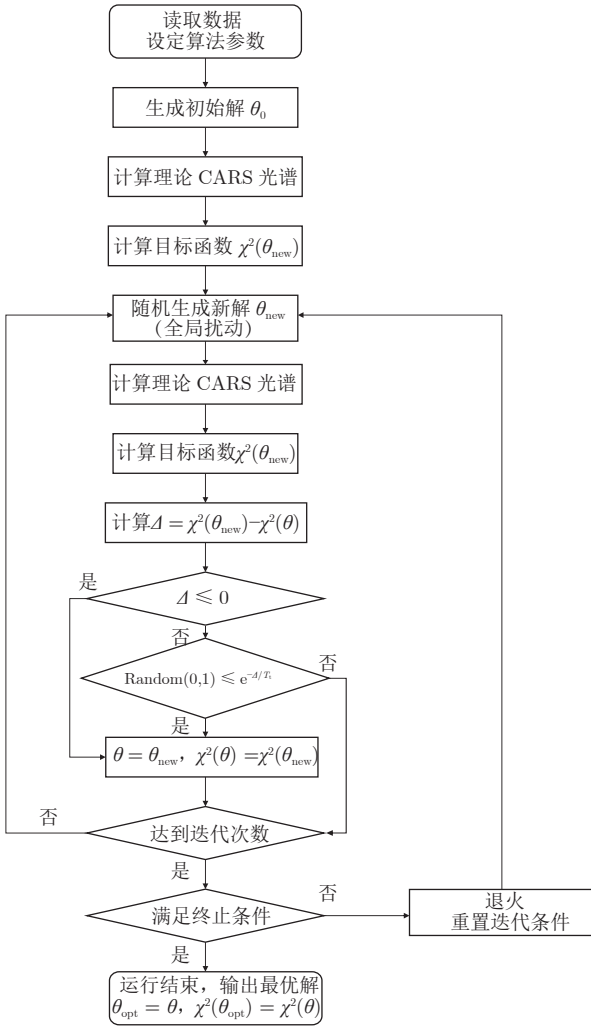


图2 CARS 光谱计算和拟合过程示意图

Fig. 2 Flow diagram of CARS spectrum calculation and fitting program

依据 Metropolis 准则以一定概率接受恶化解, 从而跳出局部最优, 尽可能找到全局最优解 θ_{opt} 。基于模拟退火算法的 CARS 光谱拟合及振转温度反演方法主要流程如下:

1) 初始化: 设定退火温度 T_t 、温度衰减速率 α ($0 < \alpha < 1$) 和迭代次数 M ; 给定初始解 θ_0 ($b_0, \Delta\lambda_0, \Delta I_0, T_{v0}, T_{r0}$), 计算理论 CARS 光谱 $I_{th}(\theta_0)$ 和目标函数 $\chi^2(\theta_0)$ 。

2) 在当前解 θ 的领域 $[\theta - \delta, \theta + \delta]$ 内随机生成新解 θ_{new} , 计算 CARS 光谱 $I_{th}(\theta_{new})$ 和目标函数 $\chi^2(\theta_{new})$ 。

3) 计算目标函数增量 $\Delta = \chi^2(\theta_{new}) - \chi^2(\theta)$, 并依据 Metropolis 准则判断是否用新解 θ_{new} 替换当前解 θ 。Metropolis 准则如下:

$$P_t = \begin{cases} 1, & \Delta < 0 \\ e^{-\Delta/T_t}, & \Delta \geq 0 \end{cases} \quad (8)$$

式中, P_t 为转移概率。若 $\Delta < 0$, 则接受新解; 若 $\Delta \geq 0$, 则产生一个在 $[0, 1]$ 区间的随机数 r , 当 $r < e^{-\Delta/T_t}$ 时接受新解。

4) 重复步骤 2 和 3, 直至达到迭代次数 M 。

5) 进行退火操作 $T_t = \alpha T_t$, 重复步骤 2~5, 直至满足结束条件。

1.3 测量结果评价方法

为定量评价 CARS 光谱拟合的效果和振转温度测量结果的不确定度, 采用均方根误差 R_{MSE} 和校正拟合优度 R_{adj}^2 描述 CARS 光谱拟合效果, 利用标准不确定度 u_A 描述振转温度测量结果的不确定度:

$$R_{MSE} = \left\{ \frac{1}{N'} \sum_{q=1}^{N'} [I_m(\lambda_q) - S_{CARS}(\lambda_q)]^2 \right\}^{1/2} \quad (9)$$

$$R_{adj}^2 = 1 - \frac{N' - 1}{N' - p} \frac{\sum_{q=1}^{N'} [I_m(\lambda_q) - S_{CARS}(\lambda_q)]^2}{\sum_{q=1}^{N'} [I_m(\lambda_q) - \bar{I}_m]^2} \quad (10)$$

$$u_A = s/\sqrt{K} \quad (11)$$

式中: S_{CARS} 为 1.2 节所得最优解对应的理论 CARS 光谱; $\bar{I}_m$ 为实测 CARS 光谱 I_m 的均值; p 为拟合参数个数; s 为多次测量的标准差; K 为测量次数。

2 实验及装置

非平衡等离子体流场振转温度 CARS 测量实验布局如图 3(a) 所示。等离子体发生器采用微波等离子体源, 微波频率在 2400~2500 MHz 范围内可调。CARS 测量系统的聚焦光路和收集光路分别置于等离子体两侧, 焦点位于腔内等离子体炬出口中心处。激发的 CARS 信号经收集光路滤除泵浦/探测光和斯托克斯光后, 由光纤传输至光谱仪。等离子体装置上方搭建有辐射光谱收集光路, 收集到的辐射光经光纤传输至光纤光谱仪。腔体配有真空泵和压力计, 腔内最低压力可达 30 Pa。

CARS 测温系统如图 3(c) 所示 (详细描述见文献 [18])。泵浦/探测光中心波长为 532 nm, 光谱呈高斯线型, 线宽不高于 1 cm^{-1} ; 斯托克斯光中心波长为 607 nm, 线宽不低于 100 cm^{-1} 。泵浦/探测光与斯托克斯光采用 USED 相位匹配方式 (各光束空间位置如图 3(b) 所示) 聚焦于等离子体流场, 激发 N_2 分子产生 CARS 信号。根据聚焦光斑尺寸, 可估计测点的空间分辨率约为 $500 \text{ } \mu\text{m}$ 。光谱测量系统

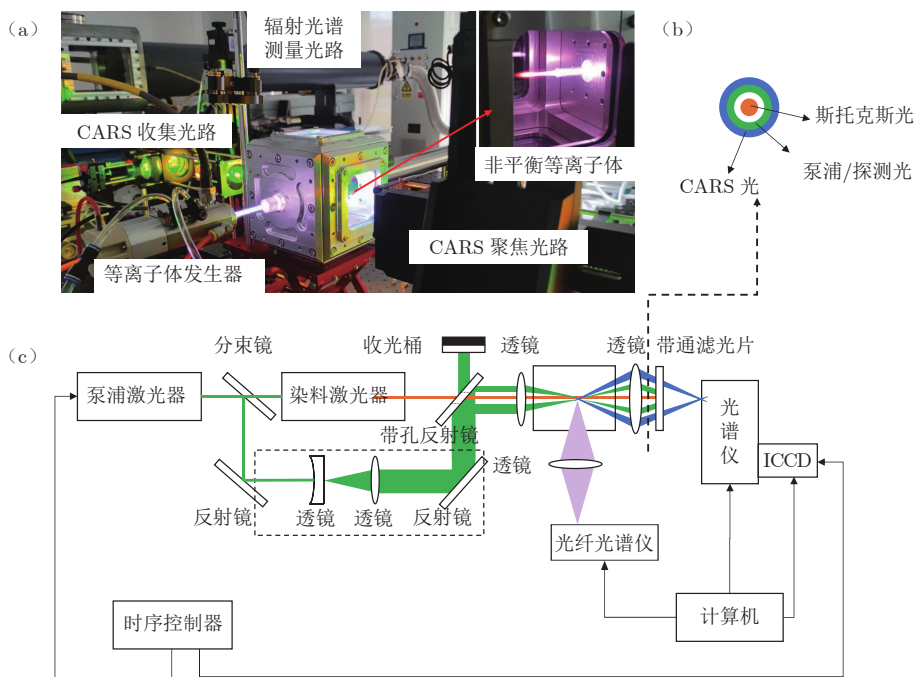


图 3 非平衡等离子体振转温度 CARS 测量实验

Fig. 3 Experiment on the vibrational-rotational temperature measurement of non-equilibrium plasma via CARS

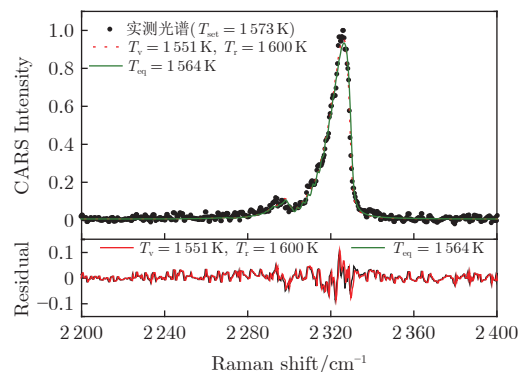
由光谱仪和 ICCD(增强型电荷耦合器件)组成。光谱仪光栅刻线密度为 1200 线/mm, 焦距 550 mm, 入口狭缝宽度 100 μm ; ICCD 积分时间 $t_w = 100 \text{ ns}$ 。光谱采集系统的展宽函数为 Voigt 线型, 半高全宽为 4.5 cm^{-1} 。光谱采集系统的波长和光谱响应分别利用汞氩标准光源和钨钨标准光源进行标定。

3 实验结果与分析

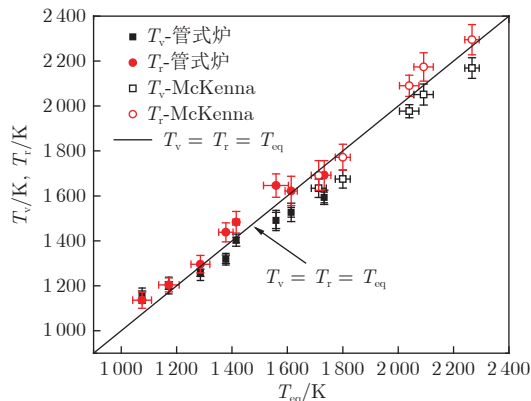
3.1 CARS 技术验证

为了验证技术可行性及所开发算法的准确性, 基于高温管式炉和 McKenna 层流燃烧器开展了验证实验。其中, 高温管式炉用于开展 1000~1700 K 范围内的振转温度测量, McKenna 层流燃烧器用于构建 1700~2300 K 范围内的高温环境(具体描述见文献 [18], 工况设定参考 DLR 公开数据 [24])。实测光谱及振转温度测量结果如图 4 所示。图 4(a)为高温管式炉设定温度 $T_{\text{set}} = 1573 \text{ K}$ 时的实测光谱, 以及分别基于平衡假设($T_v = T_r = T_{\text{eq}}$, 即 T_v 和 T_r 用统一的平衡温度 T_{eq} 代替)和非平衡假设的拟合结果。在平衡假设下, 拟合结果为 $T_{\text{eq}} = 1564 \text{ K}$ 、 $R_{\text{MSE}} = 0.0159$ 、 $R_{\text{adj}}^2 = 0.9888$; 在非平衡假设下, 结果为 $T_v = 1551 \text{ K}$ 、 $T_r = 1600 \text{ K}$ 、 $R_{\text{MSE}} = 0.0166$ 、 $R_{\text{adj}}^2 = 0.9878$ 。可见, 在热平衡环境中, 平衡和非平衡假设下的温度反演结果均与实测光谱吻合良好, 两者得到的温度

值也具有较好的一致性。图 4(b)为宽温度范围内基于平衡和非平衡假设的温度反演结果, 横坐标 T_{eq}



(a) 实测CARS光谱及拟合结果



(b) 宽范围CARS测温结果

图 4 实测 CARS 光谱及振转温度测量结果

Fig. 4 Experimental CARS spectra and vibrational-rotational temperatures

为热平衡假设下的温度测量结果(误差棒为 20 次测量结果的标准差), T_{eq} 测量值与管式炉设定值、McKenna 参考值的最大对比误差分别为 3.94% 和 1.53%; 纵坐标为本文开发的算法反演得到的振动温度 T_v 和转动温度 T_r , 黑色直线表示横坐标与纵坐标相等, 即测量结果越接近黑色直线表明 T_v 、 T_r 与 T_{eq} 越接近, 测量结果的准确性越高。结果表明 T_v 测量重复性(20 次测量结果标准差与均值之比)和对比误差(与 T_{eq} 进行对比)最大值分别为 2.69% 和 7.53%, 转动温度 T_r 的测量重复性和对比误差最大值分别为 4.01% 和 5.67%。需要指出的是, 从图 4(b) 结果来看, 似乎存在转动温度 T_r 较振动温度 T_v 偏高的系统偏差, 其原因可能在于拟合实测 CARS 光谱过程中第一个振动峰在目标函数中权重最大, 目标函数最小化过程中会优先拟合第一个振动峰($v: 1 \rightarrow 0$, 约 2330 cm^{-1}); 而第二个振动峰($v: 2 \rightarrow 1$, 约 2300 cm^{-1})权重较小, 导致第二个振动峰的拟合结果偏差较大, 当拟合值小于实测值时将导致最终拟合得到的振动温度偏低, 而转动温度是通过拟合整个转动谱带得到, 因此转动温度的拟合结果可靠性更高, 最终导致了转动温度 T_r 与平衡温度 T_{eq} 较为接近, 而振动温度 T_v 整体偏低的现象。

3.2 非平衡等离子体流场振转温度测量

基于搭建的 CARS 测温系统及所开发的光谱计算与振转温度反演算法, 开展了非平衡等离子体流场振转温度测量实验(每个实验条件下测量 10 次, 计算其均值和标准差), 研究了压强、 N_2 流量以及 Ar 流量(本文流量指体积流量)对振转温度和非平衡度的影响。实验中等离子体环境参数如表 1 所示。

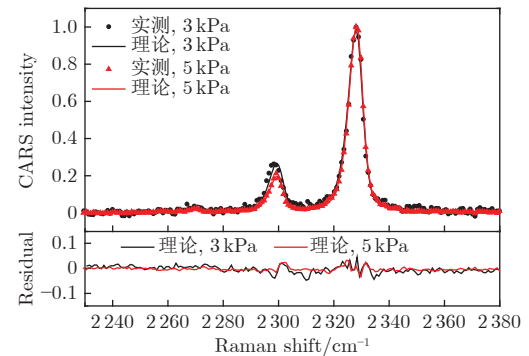
表 1 微波等离子体参数
Table 1 Parameters of microwave plasma

工况	频率/MHz	功率/W	压强/kPa	流量/(L·min ⁻¹)	实验气体
1	2450	160	1~5	2	N_2
2	2450	160	3	0.5~3.0	N_2
3	2450	160	3	2	N_2, Ar

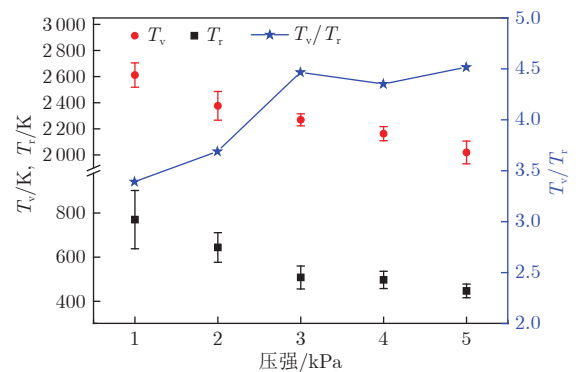
不同压强下实测 CARS 光谱及振转温度反演结果如图 5 所示, 实验参数对应表 1 工况 1。图 5(a) 为不同压强下归一化实测 CARS 光谱及拟合结果。3 kPa 时, 实测光谱与拟合光谱的 $R_{MSE} = 0.0104$ 、 $R_{adj}^2 = 0.9856$, 振动温度 $T_v = 2308 \text{ K}$ 、转动温度 $T_r = 529 \text{ K}$; 5 kPa 时, $R_{MSE} = 0.0069$ 、 $R_{adj}^2 = 0.9975$, $T_v = 2035 \text{ K}$ 、 $T_r = 464 \text{ K}$ 。与 3 kPa 时相比, 5 kPa

下第二($v: 2 \rightarrow 1$)和第三振动峰($v: 3 \rightarrow 2$, 约 2270 cm^{-1})的强度因振动温度降低而减弱, 第一振动峰($v: 1 \rightarrow 0$)的宽度虽然因转动温度降低而略微收窄, 但变化不大。此外, 5 kPa 时振转温度的降低和压强的增大使 CARS 信号增强、信噪比提高, 因此具有更低的拟合残差(R_{MSE})和更高的拟合优度(R_{adj}^2)。图 5(b) 为振转温度随腔内压强的变化关系。根据多次测量统计结果, 振动温度和转动温度的最大标准不确定度分别为 35 和 42 K, 最大相对标准不确定度分别为 1.46% 和 5.42%。结果表明, 在微波功率和流量一定的条件下, 振动温度和转动温度均与压强成反比, 即均随压强的增大而降低。当压强从 1 kPa 增至 5 kPa 时, 振动温度从 2612 K 降至 2019 K, 转动温度从 770 K 降至 447 K。通常用振动温度与转动温度的比值 θ ($\theta = T_v/T_r$, θ 越大表明等离子体越偏离热力学平衡态, $\theta = 1$ 时为热平衡态)表征热力学非平衡度。可以看出, 非平衡度随压强增大而增大, 即压强越高, 流场越偏离热力学平衡态。当压强从 1 kPa 增至 5 kPa 时, 非平衡度由 3.39 增至 4.52。

不同 N_2 流量下实测 CARS 光谱及振转温度反



(a) 实测 CARS 光谱及拟合结果

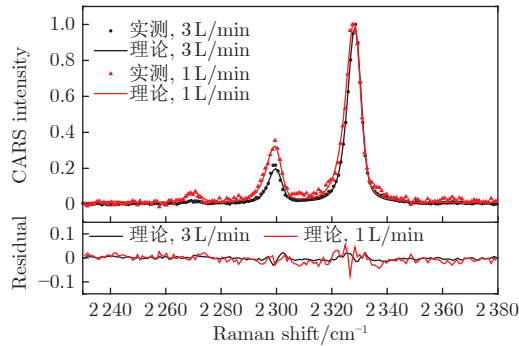


(b) 振转温度及非平衡度

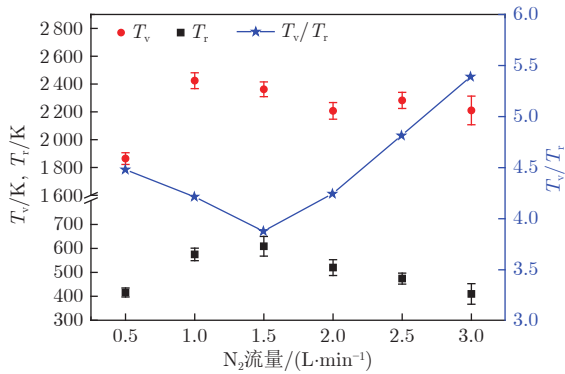
图 5 不同压强下的实测 CARS 光谱、振转温度及非平衡度

Fig. 5 The experimental CARS spectra, vibrational-rotational temperatures and thermal non-equilibrium degree with different pressure

演结果如图 6 所示, 实验参数对应表 1 工况 2。图 6 (a) 为不同 N_2 流量下的归一化实测光谱及拟合结果。 N_2 流量为 1 L/min 时, $R_{MSE} = 0.0170$ 、 $R_{adj}^2 = 0.9904$, $T_v = 2449$ K、 $T_r = 558$ K; N_2 流量为 3 L/min 时, $R_{MSE} = 0.0076$ 、 $R_{adj}^2 = 0.9978$, $T_v = 2060$ K、 $T_r = 410$ K。与 1 L/min 流量相比, 3 L/min 流量时因振动温度降低, 第二和第三振动峰强度减弱, 第一振动峰宽度则因转动温度降低而明显变窄; 同时, 由于振转温度降低使 CARS 信号增强、信噪比提高, 因而具有更低的 R_{MSE} 和更高的 R_{adj}^2 。图 6(b) 为振转温度随 N_2 流量的变化关系。多次测量统计得到振动温度和转动温度的最大标准不确定度分别为 33 和 14 K, 最大相对标准不确定度分别为 1.47% 和 3.32%。结果表明, 在微波功率和压强一定的条件下, 振动温度和转动温度均随 N_2 流量的增大呈先升高后降低的趋势。当 N_2 流量从 0.5 L/min 增至 1 L/min 时, 振动温度从 1864 K 快速升至 2424 K; 当 N_2 流量继续从 1 L/min 增至 3 L/min 时, 振动温度缓慢降至 2210 K。转动温度随 N_2 流量的增大从 416 K 升至 609 K 后降至 410 K, 其下降发生在



(a) 实测CARS光谱及拟合结果

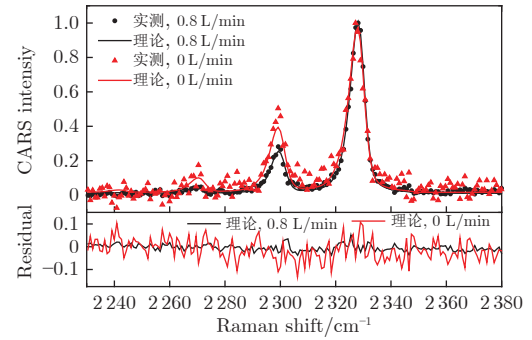


(b) 振转温度及非平衡度

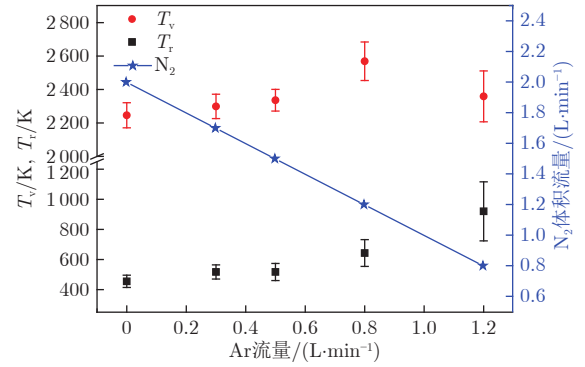
图 6 不同 N_2 流量下的实测 CARS 光谱、振转温度及非平衡度Fig. 6 The experimental CARS spectra, vibrational-rotational temperatures and thermal non-equilibrium degree with different N_2 flow rates

1.5 L/min 之后, 略滞后于振动温度的变化。热力学非平衡度 ($\theta = T_v/T_r$) 随 N_2 流量的增大呈先降低后升高的趋势: N_2 流量从 0.5 L/min 增至 1.5 L/min 时, 非平衡度从 4.48 降至 3.88, 随后随流量增大而升至 5.39, 非平衡度的最小值点与转动温度的最大值点基本一致, 均出现在 N_2 流量为 1.5 L/min 时。

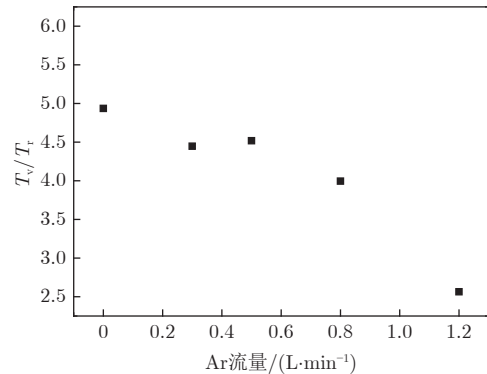
不同 Ar 流量下实测 CARS 光谱及振转温度反演结果如图 7 所示, 实验参数对应表 1 工况 3, 实验气体为 N_2 和 Ar 的混合气, 总体积流量保持 2 L/min 不变。图 7(a) 为不同 Ar 流量下的归一化实测光谱及拟合结果。Ar 流量为 0 时, $R_{MSE} = 0.0148$ 、



(a) 实测CARS光谱及拟合结果



(b) 振转温度



(c) 非平衡度

图 7 不同 Ar 流量下的实测 CARS 光谱、振转温度及非平衡度

Fig. 7 The experimental CARS spectra, vibrational-rotational temperatures and thermal non-equilibrium degree with different Ar flow rates

$R_{\text{adj}}^2 = 0.9922$, $T_v = 2234$ K, $T_r = 517$ K; Ar 流量为 0.8 L/min 时, $R_{\text{MSE}} = 0.0479$, $R_{\text{adj}}^2 = 0.9225$, $T_v = 2703$ K, $T_r = 616$ K。相较于无 Ar(即 N_2 流量 2 L/min)时的光谱, Ar 流量为 0.8 L/min(N_2 流量为 1.2 L/min)时, 振动温度更高, 第二和第三振动峰强度增强, 转动温度更高, 第一振动峰明显展宽。但在相同仪器参数(激光能量、ICCD 增益、狭缝宽度、单次采样累加次数等)下, Ar 的加入使 CARS 信号强度降低、信噪比变差, 这既源于 N_2 浓度降低, 也与振动和转动温度升高有关。图 7(b)为不同 Ar 流量下对应的 N_2 流量及振转温度。多次测量统计得到振动温度和转动温度的最大标准不确定度分别为 48 和 62 K, 最大相对标准不确定度分别为 2.04% 和 6.74%。结果显示, 振动温度随 Ar 流量的增大呈先升高后降低的趋势: Ar 流量从 0 L/min 增至 0.8 L/min 时, 振动温度从 2246 K 升至 2569 K, 随后随 Ar 流量增大而降至 2359 K; 转动温度则在所测工况范围内与 Ar 流量成正比, 当 Ar 流量从 0 L/min 增至 1.2 L/min 时, 转动温度从 455 K 升至 920 K。热力学非平衡度($\theta = T_v/T_r$)随 Ar 流量的变化关系如图 7(c)所示, 可以看到, 非平衡度随 Ar 流量的增大而减小。当 Ar 流量从 0 L/min 增至 1.2 L/min 时, 非平衡度从 4.94 降至 2.56, 表明增大 Ar 含量可使流场更趋近于热力学平衡态。

4 结 论

本文搭建了非平衡等离子体流场振转温度 CARS 测量系统, 开发了非平衡环境下 CARS 光谱计算及振转温度反演算法, 开展了不同压强、 N_2 流量和 Ar 流量下的非平衡等离子体流场振转温度测量实验, 验证了 CARS 技术用于非平衡等离子体流场振转温度测量的可行性。结果表明:

1) 在相同微波功率和气体流量条件下, 振转温度均与压强成反比, 即均随压强的增大而降低; 非平衡度则随压强的增大而增大, 但其变化率随压强的增大而减小。

2) 在相同微波功率和压强条件下, 随 N_2 流量的增大, 振转温度均呈先升高后降低的趋势, 而非平衡度则呈先降低后升高的趋势。

3) 在相同微波功率、气体压强和总流量条件下, 振动温度随 Ar 流量的增大呈先升高后降低的趋势, 转动温度在所测实验条件范围内与 Ar 流量成正比, 非平衡度则随 Ar 流量的增大而减小。

参考文献:

- [1] 姜宗林, 李进平, 胡宗民, 等. 高超声速飞行复现风洞理论与方法[J]. *力学学报*, 2018, 50(6): 1283-1291.
JIANG Z L, LI J P, HU Z M, et al. Shock tunnel theory and methods for duplicating hypersonic flight conditions[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2018, 50(6): 1283-1291.
doi: 10.6052/0459-1879-18-238
- [2] KNISELY C P, ZHONG X L. Impact of vibrational nonequilibrium on the supersonic mode in hypersonic boundary layers[J]. *AIAA Journal*, 2020, 58(4): 1704-1714.
doi: 10.2514/1.j058758
- [3] CHEN X L, WANG L, FU S. Secondary instability of the hypersonic high-enthalpy boundary layers with thermal-chemical nonequilibrium effects[J]. *Physics of Fluids*, 2021, 33(3): 034132.
doi: 10.1063/5.0045184
- [4] LI W J, HUANG J, ZHANG Z W, et al. A model for thermal protection ablative material with local thermal nonequilibrium and thermal radiation mechanisms[J]. *Acta Astronautica*, 2021, 183: 101-111.
doi: 10.1016/j.actaastro.2021.03.001
- [5] PARK C. Hypersonic aerothermodynamics: past, present and future[J]. *International Journal of Aeronautical and Space Sciences*, 2013, 14(1): 1-10.
doi: 10.5139/IJASS.2013.14.1.1
- [6] HOLDEN M, WADHAMS T, MACLEAN M, et al. Review of basic research and development programs conducted in the LENS facilities in hypersonic flows[C]//Proceedings of the 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 2012.
doi: 10.2514/6.2012-469
- [7] PARK C. Stagnation-region heating environment of the Galileo probe[J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2009, 23(3): 417-424.
doi: 10.2514/1.38712
- [8] MATSUYAMA S, OHNISHI N, SASOH A, et al. Numerical simulation of Galileo probe entry flowfield with radiation and ablation[J]. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2005, 19(1): 28-35.
doi: 10.2514/1.10264
- [9] GRISCH F, BOUCHARDY P, JOLY V, et al. Coherent anti-stokes Raman scattering measurements and computational modeling of nonequilibrium flow[J]. *AIAA Journal*, 2000, 38(9): 1669-1675.
doi: 10.2514/2.1152
- [10] KIM M K, ESSER B, KOCH U, et al. Numerical and experimental study of high enthalpy flows in a hypersonic plasma wind tunnel: L3K[C]//Proc of the Proceedings of the 42nd AIAA Thermophysics Conference. 2011.
doi: 10.2514/6.2011-3777
- [11] GÜLHAN A, ESSER B, KOCH U, et al. Characterization of high-enthalpy-flow environment for ablation material tests using advanced diagnostics[J]. *AIAA Journal*, 2018, 56(3): 1072-1084.
doi: 10.2514/1.j056312
- [12] SAKURAI K, OSADA T, NIINOMI S, et al. High-speed

- visualization of total radiation and CARS measurement of vibrational/rotational temperatures behind hypervelocity shock waves of 5 km/s[J]. *Journal of JSEM*, 2010, 10: 85-89. doi: [10.11395/jjsem.10.s85](https://doi.org/10.11395/jjsem.10.s85)
- [13] VENIGALLA H B, NIINOMI S, OGURO M, et al. The spatial distribution of ro/vibrational temperatures for nitrogen molecules behind hypervelocity shock waves by CARS measurement[J]. *Journal of JSEM*, 2012, 12: 46-50. doi: [10.11395/jjsem.12.s46](https://doi.org/10.11395/jjsem.12.s46)
- [14] DOGARIU A, DOGARIU L E, SMITH M S, et al. Single shot temperature measurements using coherent anti-Stokes Raman scattering in Mach 14 flow at the hypervelocity AEDC tunnel 9[C]//Proceedings of the AIAA Scitech 2019 Forum. 2019. doi: [10.2514/6.2019-1089](https://doi.org/10.2514/6.2019-1089)
- [15] DOGARIU A, DOGARIU L E, SMITH M S, et al. Velocity and temperature measurements in Mach 18 nitrogen flow at tunnel 9[C]//Proceedings of the AIAA Scitech 2021 Forum. 2021. doi: [10.2514/6.2021-0020](https://doi.org/10.2514/6.2021-0020)
- [16] MONTELLO A, NISHIHARA M, RICH J W, et al. Picosecond USED-CARS for simultaneous rotational/translational and vibrational temperature measurement of nitrogen in a nonequilibrium Mach 5 flow[C]//Proceedings of the 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. 2012. doi: [10.2514/6.2012-239](https://doi.org/10.2514/6.2012-239)
- [17] 杨文斌, 齐新华, 李猛, 等. 超燃冲压发动机燃烧室出口温度场分布 CARS 测量[J]. *推进技术*, 2022, 43(9): 210190. doi: [10.13675/j.cnki.tjjs.210190](https://doi.org/10.13675/j.cnki.tjjs.210190)
- YANG W B, QI X H, LI M, et al. Outlet temperature measurements of scramjet combustor using Coherent Anti-Stokes Raman scattering[J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(9): 210190. doi: [10.13675/j.cnki.tjjs.210190](https://doi.org/10.13675/j.cnki.tjjs.210190)
- [18] 杨文斌, 齐新华, 王林森, 等. 基于 CARS 技术的超燃冲压发动机点火过程温度测量[J]. *气体物理*, 2020, 5(2): 8-13. doi: [10.19527/j.cnki.2096-1642.0800](https://doi.org/10.19527/j.cnki.2096-1642.0800)
- YANG W B, QI X H, WANG L S, et al. Temperature measurement based on CARS in scramjet ignition process[J]. *Physics of Gases*, 2020, 5(2): 8-13. doi: [10.19527/j.cnki.2096-1642.0800](https://doi.org/10.19527/j.cnki.2096-1642.0800)
- [19] HUANG A, XU Z Y, DENG H, et al. High-pressure gas temperature sensing for exit plane of aero-engine combustor using tunable diode laser absorption spectroscopy[J]. *Microwave and Optical Technology Letters*, 2024, 66(1): 1-9. doi: [10.1002/mop.33897](https://doi.org/10.1002/mop.33897)
- [20] HU Z Y, LIU J R, YE J F, et al. Laser-based measurements of temperature, species, and velocity in engine combustor [C]//Proc of the 2nd International Symposium on Laser Interaction with Matter. 2013. doi: [10.1117/12.2011241](https://doi.org/10.1117/12.2011241)
- [21] 张虎. 基于 CARS 的火焰温度测量技术研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2009.
- ZHANG H. Study on flame temperature measurement based on CARS[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2009.
- [22] DEDIC C E. Hybrid fs/ps coherent anti-Stokes Raman scattering for multiparameter measurements of combustion and nonequilibrium[D]. Ames: Iowa State University, 2017.
- [23] 赵松原. 模拟退火结合正交分解算法的气动外形最优化设计[D]. 南京: 南京航空航天大学, 2006.
- ZHAO S Y. Research on optimum aerodynamic design using simulated annealing algorithm and POD[D]. NanJing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2006.
- [24] WEIGAND P, LÜCKERATH R, MEIER W. Documentation of flat premixed laminar CH₄/air standard flames: temperatures and species concentrations[J/OL]. <http://www.dlr.de/VT/Datenarchiv>, 2003.



作者简介:

杨文斌(1991—), 男, 云南大理人, 博士, 副研究员。研究方向: 面向高温和非平衡流场的非接触测量技术研究, 光谱诊断。

E-mail: wbyang91@163.com

(编辑: 秦虹)