

激光诱导荧光技术在高焓空气氮原子测量中的应用

罗杰, 马昊军*, 王国林, 肖学仁

中国空气动力研究与发展中心超高速空气动力研究所, 四川 绵阳 621000

摘要 高超声速飞行器再入大气层时, 受到激波的压缩和激波层内粘性阻滞作用, 周围绕流流场的空气温度在 4 000~15 000 K 之间, 使空气中的氧、氮分子发生离解, 从而出现高温气体效应, 形成高焓化学非平衡流。飞行器表面耐热材料基本都含有大量的碳元素, 通常情况下主要是氧原子与碳发生反应, 但在焓值大于 $18 \text{ MJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ 的情况下, 氮原子与飞行器表面碳反应的无量纲烧蚀因子 $BC_N > 0.1725$, 此时碳在高焓空气介质中的无量纲质量烧蚀因子 $BC_{\text{air}} > 0.345$, 因此, 碳的氮化烧蚀变得非常剧烈, 和氧化烧蚀相当; 同时离解的氮原子也会在飞行器表面发生催化复合反应放出大量的热, 使飞行器表面承受更多的热载荷。因此, 分析高焓化学非平衡流场中的氮原子具有现实意义。在地面模拟设备中建立高焓化学非平衡流场, 对氮原子进行测量技术, 可以很好的对其进行研究。双光子吸收激光诱导荧光(TALIF)技术作为一种非接触测量, 在不干扰流场环境的情况下, 可以直接获得氮原子的浓度分布。对流场氮原子激发荧光, 通过布置在风洞试验段外与流场和激光形成的平面呈垂直方向的 ICCD 获取到二维氮原子的荧光信号。为确保荧光图像的清晰及视场合适, 选择了 Nikon f=50 mm F/1.4 镜头作为前级收光设备。实验成像采用 50 次曝光的累计结果, 以消除气流扰动及激光能量抖动造成的不确定性。实验中, 在理论激发波长附件进行测试, 优化选择出 206.717 nm 作为正式实验中脉冲激光的最佳激发波长。在最佳激光波长条件下, 从小到大调整激发能量, 获得了该环境下的氮原子激发的非饱和线性区为 1.8 mJ 以下。正式实验过程中激光能量为 1.6 mJ, 处于线性区。对所获取的荧光图像进行处理, 提取激光中心线上的荧光强度进行分析, 发现无论是亚声速还是超声速, 荧光强度沿径向都呈驼峰状分布, 与之前氧原子测试结果比较, 发现流场中氮分子还未完全离解, 这符合实验风洞流场特性。

关键词 高焓化学非平衡流; 氮原子; 激光诱导荧光; 优化选择

中图分类号: O657.3 **文献标识码:** A **DOI:** 10.3964/j.issn.1000-0593(2021)07-2135-07

引言

飞行器在临近空间或大气层中以高超声速飞行时, 由于飞行器周围的气体受到剧烈的压缩从而形成激波层, 激波层内的气体因激波层的压缩加热而发生分子振动激发和离解、电离等物理化学过程^[1-2]。临近空间飞行器在整个再入过程中, 飞行器周围激波层内的高焓气体流动将经历三种状态, 即热化学非平衡状态、热力学平衡化学非平衡状态和热化学平衡状态。三种流动状态出现的区域由飞行器的再入轨道确定^[3-4]。

对于以大攻角、高超声速($M \approx 20$)、长时间滑翔(50 km)方式服役的临近空间高超声速飞行器, 绕飞行器的流动处于

严重的化学非平衡状态; 对于星际探测进入(火星探测器^[5])或返回(探月返回^[6])的高超声速航天器, 其以极高的速度进入/再入大气层时, 绕飞行器的流动处于严重的热化学非平衡状态。而飞行器表面耐热材料基本都含有大量的碳元素, 通常情况下主要是氧原子与碳发生反应, 但在焓值大于 $18 \text{ MJ} \cdot \text{kg}^{-1}$ 的情况下, 氮原子与飞行器表面碳反应的无量纲烧蚀因子 $BC_N > 0.1725$, 此时碳在高焓空气介质中的无量纲质量烧蚀因子 $BC_{\text{air}} > 0.345$ 。在这种情况下, 碳的氮化烧蚀变得非常剧烈, 和氧化烧蚀相当; 同时离解的氮原子也会在飞行器表面发生催化复合反应放出大量的热, 使飞行器表面承受更多的热载荷。在这个过程中, 离解的氮原子在飞行器表面会发生以下反应:

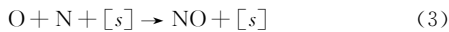
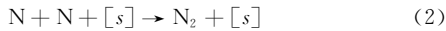


收稿日期: 2020-06-10, 修订日期: 2020-10-24

基金项目: 国家自然科学基金项目(11602289)资助

作者简介: 罗杰, 1983年生, 中国空气动力研究与发展中心超高速空气动力研究所工程师 e-mail: roger_ljon@163.com

* 通讯作者 e-mail: mahaajun82@163.com



式中, $[\text{s}]$ 为表面位置, 下标 s 为表面所含有的组分。

式(1)为碳的氮化反应, 式(2)和式(3)为表面气体原子的催化复合反应。这些反应都是伴随着大量热量产生的放热反应, 并且式(1)的反应还直接造成飞行器表面的质量损失, 这些都会对飞行器结构造成破坏。因此了解流场环境中氮原子的情况具有现实意义。

目前高温气体中原子组分诊断主要是采用光谱法进行测量。测试方法包括: 发射光谱法、吸收光谱法和荧光光谱法。由于在热力学平衡的条件下氮分子从 4 000 K 才开始离解为氮原子^[3], 根据玻尔兹曼分布推算, 此时氮原子中处于基态的粒子数大于 99%, 即使温度到达 10 000 K, 这个占比也大于 84%。而发射光谱法主要是通过探测处于高能级的粒子向下跃迁产生的自发辐射, 在所处的流场环境中, 可供探测的粒子数较少时, 导致流场中氮原子自身辐射强度不高, 很难获得强度较高的谱线。同样, 对于原子的吸收光谱法主要是通过原子的一个中间能态粒子吸收相应光子能量跃迁至更高能级, 从而造成光强度减弱以实现对原子浓度的反映, 当温度和压力不足够高的时候, 氮原子处于中间能态的粒子数量同样不会太多, 无法实现对激光的有效吸收, 即使通过复杂的放大运算也很难获得有效的信息。并且这两种方法都无法直接获得流场的空间分辨, 只能通过多方位多角度的测量后进行空间近似运算才能得到分辨率不高的空间分布。

而采用双光子激光诱导荧光(two-photon absorption laser-induced fluorescence, TALIF)测试技术对流场中氮原子进行测量, 所探测的对象正是占比数相当大的基态粒子, 因此只要是高超声速飞行器所服役环境所对应的模拟高焓气流场中, 就能够使用 TALIF 测试技术对氮原子进行测量。同时其不仅可以获得氮原子荧光, 还能够直接获得其在流场中的空间分布^[7], 这对于认识流场中氮原子的空间分布极其重要。基于以上原因, TALIF 是一种非常良好的高焓流场氮原子浓度测试技术。

目前有少数的国外学者利用 TALIF 进行氮原子测量的报道, 国内还没有相关的公开报道。本文所进行的高焓流场氮原子测量研究可以帮助进一步提高对高焓流场的理解, 为高超声速飞行器热防护系统设计和新型耐热材料研制及改进提供技术支持。

1 氮原子的 TALIF 原理

LIF 是以激光作为激发光源激发粒子后的发射光谱。对于 NO 和 OH 基使用单光子就能实现对能态的激发。但对于很多轻原子, 如 H, N, O, Cl 和 F 等, 其共振跃迁频率在真空紫外区域(VUV), 所以激发激光波长要处于真空紫外区域, 但在大气环境下, 190 nm 以下的紫外光被大气严重吸收。因此, 无法对这些原子进行单光子激发^[8-9]。

TALIF 技术可以有效的克服上述问题。在该过程中, 待测粒子通过吸收两个光子的能量, 使粒子从基态经历一个虚拟能级再跃迁至激发态, 激发态的粒子向下跃迁, 产生荧光

信号, 如图 1 所示。这样激光频率变为粒子共振跃迁频率的一半, 其波长也变为单光子吸收激光诱导荧光激发波长的两倍, 从而避开了真空紫外区域, 解决激光被大气严重吸收的问题。

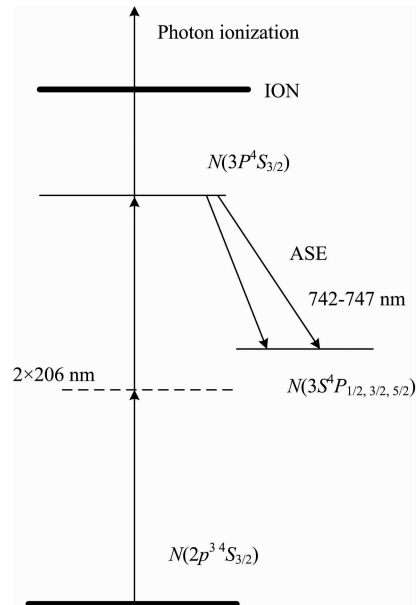


图 1 N-TALIF 原理图

Fig. 1 N-TALIF schematic diagram

在非饱和双光子激发的情况下, 荧光信号与原子基态浓度的关系可通过式(4)获得^[10-12]

$$S = \frac{\Omega}{4\pi} V_c \frac{1}{\eta(\hbar\omega)^2} \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \frac{E_L^2}{A_L^2} \int F^2(t) dt \sigma_{\omega}^{(2)} n_0 \quad (4)$$

式(4)中, S 为荧光信号, Ω 为收集立体角, V_c 为荧光收集体积, η 为探测器在对应荧光波长下的量子响应效率, \hbar 为普朗克常数除以 $2\pi(1.005 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s})$, ω 为激光波数, A_{21} 为爱因斯坦常数, Q_{21} 为猝灭系数, E_L 为激光能量, A_L 为激光束经过流场区域面积, $\int F^2(t) dt$ 为脉冲激光的时间剖面面积分, $\sigma_{\omega}^{(2)}$ 为吸收截面, n_0 为原子基态浓度。

2 实验部分

2.1 高焓流场环境

高频等离子体风洞采用感应加热的方式产生等离子体, 由于其流场纯净、运行时间长、气流焓值高并能呈现化学非平衡流动的特点, 常用于模拟再入流场的非平衡流场环境。其工作介质可以是氩气、空气、氧气、氮气、二氧化碳等。本文实验研究对象为空气。

实验采用出口直径为 80 mm 的喷管, 实验使用的开车参数和热流测试结果如表 1 所示, 其中驻点热流采用直径 50 mm 的平头测热模型在距离喷管出口 38 mm 的位置测量获得的。

2.2 激光诱导荧光测试系统

2.2.1 激光器系统

高焓流场 N-TALIF 系统由激光器、荧光成像系统、测

表 1 实验状态参数表
Table 1 Experiment condition parameter list

状态	1	2
流场条件	超声速	亚声速
功率/kW	229	230
流量/(g · s ⁻¹)	9.95	6.69
驻点压力/kPa	3.411	2.877
驻点热流/(W · cm ⁻²)	174.4	180.2
实验段静压/kPa	0.053	1.844
激光与喷管距离/mm	38	38

试光路及其他附属设备组成。

激光器主要由 Nd:YAG 激光器(Quantel YG981E/IR-10)、染料激光器(Quantel TDL+)和相应的倍频器、混频器组成。Nd:YAG 激光器脉冲重复频率 10 Hz、波长 1 064 nm、脉宽 10 ns 的脉冲激光(最大脉冲输出能量为 1.6 J),经二倍频,产生波长 532 nm 的泵浦光(最大脉冲输出能量为 800 mJ)。该实验所用染料产生的激光波长范围为 587~619 nm。将染料激光调谐至 620.151 nm,通过倍频晶体产生波长为 310.076 nm 的激光,再通过三倍频晶体,最终获得所需的波长为 206.717 nm、最大脉冲能量约为 2.4 mJ 的激发激光。

2.2.2 成像测试系统

荧光成像系统主要由 ICCD 相机(Andor DH334T-18F-73,像素 1 024×1 024,最小门宽 5 ns)、Nikon f=50 mm F/1.4 镜头、滤光片(中心波长为 745 nm,FMHW=10 nm)、控制计算机和图像采集软件组成。荧光成像系统与激光器同步及延时通过 DG645 完成。激光器所产生的激光通过 3 块紫外高反射率的镜片反射调整后,使其高度与气流中心线一致、传输路径与气流中心线垂直并保持水平进入流场(图 2)。在激光经过流场区域的正上方布置 ICCD 对荧光信号进行采集(图 3)。

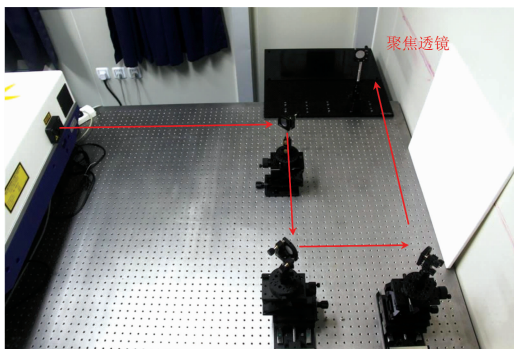


图 2 激光测试光路布置图
Fig. 2 Laser light path layout

2.2.3 测试系统的同步

激光诱导荧光测试系统所用激发激光为频率 10 Hz、脉宽 10 ns 的脉冲激光,必须保证荧光图像采集系统的采集时序与激发激光的脉冲时序同步,才能捕获到荧光。

测试系统的同步控制采用激光器的同步输出信号作为参考信号,经过数字延时控制器 DG645 对其进行延时和重置,

将其作为外部触发信号控制 ICCD 的门限时序,从而实现激发激光系统与荧光图像采集系统的时间同步。由于激光器稳定工作频率为 10 Hz,而 ICCD 在全画幅高增益条件下的最大图像采集频率为 4.8 Hz,为了保证二者能够实现稳定的时间同步又不影响 ICCD 的采集效果,为此需要进行时序统一,这时需使用到 DG645 自带的 Trigger prescaling 功能,将激光器 Q 开关的输出 TTL 电平接入 DG645,同时将对 ICCD 输出通道的 prescaler 设置为 5,这样到达 ICCD 的实际输出频率为 10 Hz/5=2 Hz,从而保证 ICCD 的采集频率小于其最大采集频率,保证不会出现 ICCD 荧光屏上信号未清空就进行下一次采集的情况发生。整个测试系统的同步时序示意如图 4 所示。

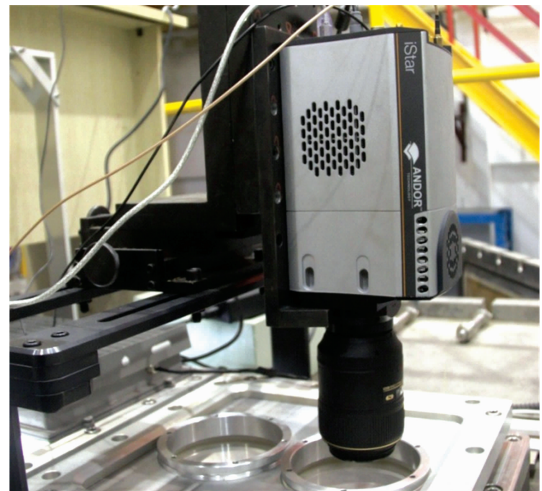


图 3 ICCD 布置图
Fig. 3 ICCD layout

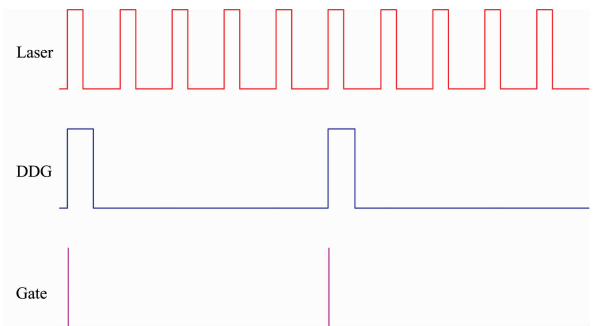


图 4 同步时序示意图
Fig. 4 Synchronization sequence diagram

在硬件时序同步的基础上,必须在 ICCD 图像采集软件中设置合理的门限延时和门限宽度,才能保证 ICCD 每一次曝光周期中均能捕获氮原子的荧光信号,如图 5 所示。已知通常情况下,氮原子荧光的寿命一般小于 40 ns,但为了保证获取的强度,需将门宽扩至荧光完全消失之后,因此 ICCD 的门限宽度必须大于 40 ns。门限延时必须与门限宽度相匹配,才能保证:门限打开的不会太早,不会采集到过多杂散光,同时当门限打开时荧光信号还未激发、当门限关闭时荧光信号还未结束。

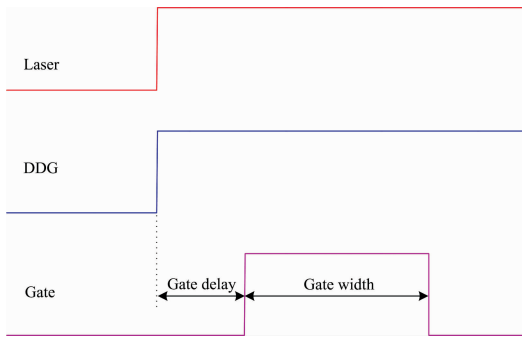


图 5 门限延时及宽度

Fig. 5 Gate delay and gate width

2.3 激光诱导荧光测试系统参数的优化

为了使荧光图像成像质量更高,以便于下一步数据分析的使用,需对激光器的输出参数进行优化。

2.3.1 激发激光波长优化选择

氮原子的激发波长有两个,206.7 和 211 nm,由于下一步要采用氩气进行标定,氮的激发波长为 204.1 nm,待标定组分与标定源的激发波长越接近标定的准确度越高,因此,选用 206.7 nm 作为氮原子的激发波长^[12-14],该激发波长对应的激发态为 $2p^3\ ^4S_{3/2} \rightarrow 3p^4\ ^4S_{3/2}$ 。

氮原子荧光采用激发电子能级跃迁的方式产生,其各电子能级之间的分立清晰,对应的波长也更为准确,激发波长的少量偏移就会造成荧光能量的急剧变化。因此,为了找到最优激发波长,在保证激光能量不变和流场状态不变的情况下,在理论值附近不断调整激发波长,对不同激发波长下的线激光激发荧光信号进行扫描。实验中波长计(Coherent Wavemaster)的测试范围为 380~1 100 nm,无法覆盖激光器输出的激发波长,因此测量激光器中染料激光的基频波长 λ_d ,以此作为参考,其与最终激发激光波长 λ 满足如式(5)对应关系

$$\lambda = \frac{\lambda_d}{3} \quad (5)$$

式(5)中, λ 为激发激光波长, nm; λ_d 为染料激光的基频波长, nm。

图 6 为荧光信号强度与染料基频波长的一阶高斯拟合曲线,染料波长在 620.145~620.156 nm 之间变化(对应激发激光波长为 206.715~206.719 nm),可以看出随着波长的变化,荧光信号强度的变化非常剧烈。因此,只有准确的激发激光波长才能获得较好的荧光强度。

通过将荧光信号与染料波长进行一阶高斯拟合,最终确定实验最佳激发激光对应的染料基频波长为 620.151 nm,对应的激发波长为 206.717 nm。

2.3.2 激发激光能量优化选择

TALIF 荧光强度在非饱和区内与激光能量平方成线性关系[参见式(4)]。而当 LIF 荧光强度进入饱和区,荧光强度与激光能量之间的关系呈随机分布,无法进行比较分析。因此为了准确的找到这个线性区域,在相同的流场状态和 2.3.1 节所述的最佳激发波长条件下,将激光能量从 0.2 mJ 逐步调整到最大输出能量 2.4 mJ,测试了不同激发能量下的

荧光强度。

图 7 为不同激光能量条件下的荧光强度测试结果,图中横坐标为激光脉冲能量的平方,图中各点为测试结果,由“×”标示的数据已经进入非线性响应区域,对“○”标示的数据进行线性拟合,可以看出激光脉冲能量在 0.2~1.8 mJ 时,荧光强度随激光能量平方的增大线性增加,随着激光能量继续增大,荧光强度进入非线性区,不再适合测量。

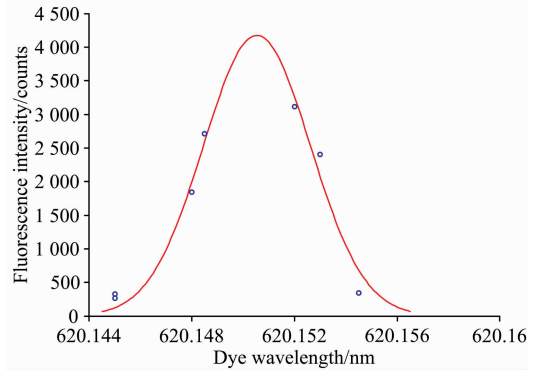


图 6 荧光强度随波长的变化

Fig. 6 Fluorescent intensity changing with wavelength

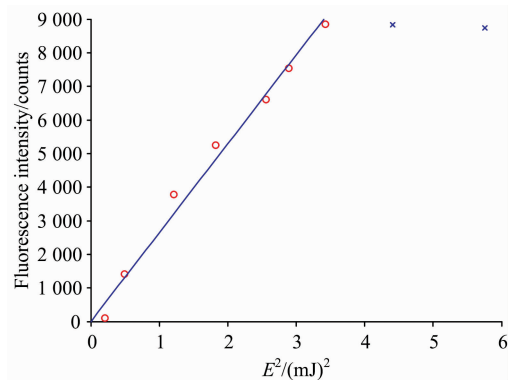


图 7 荧光强度随激光能量平方的变化

Fig. 7 Fluorescent intensity changing with quadrate of laser energy

3 结果及讨论

在正式实验时,ICCD 前端距离气流中心 1 230 mm 时,视场区域为 276 mm×276 mm。激发激光能量为 1.6 mJ。由于射流流场能够长时间保持稳定,为了降低采集时间内(纳秒量级)气流扰动和激光器能量输出轻微变化对荧光强度的影响,实验中 ICCD 采用多次曝光模式,通过连续曝光 50 次,同步捕获 50 次脉冲激光激发的荧光信号,将其累积结果作为图像输出,从而获得稳定、清晰、信噪比高的荧光图像。

图 8 为表 1 中状态 1 流场条件下的氮原子荧光图像,图中显示了 ICCD 各像素点接收到的光子数量(计数强度),其大小反映了荧光的强度,在测试系统未标定的情况下,本文以该光子计数强度作为荧光强度。提取荧光强度高于一定阈值的像素,对其坐标位置进行拟合,得到激光传输路径所在直线,即荧光的中心线位置,提取图 8 中该中心线位置的荧

光强度,如图 9 所示。从图 9 中可以看出,流场中心位置荧光强度最高,沿径向向外,其强度逐渐降低,在距中心约 ± 30 mm 处降到几乎为 0,而在之前的关于氧原子荧光测量中这个下降趋势一直持续到在距中心线约 ± 50 mm 的位置,并且在该两个位置各有一个小峰^[8],荧光出现这一偏差主要是由于氮分子的离解能较氧分子更高,相同温度条件下,氮原子的浓度较低。同时由于激光能量密度最高区域在流场偏右一侧,因此呈现出荧光强度并不十分对称,最高强度及分布较中心偏右的情况。

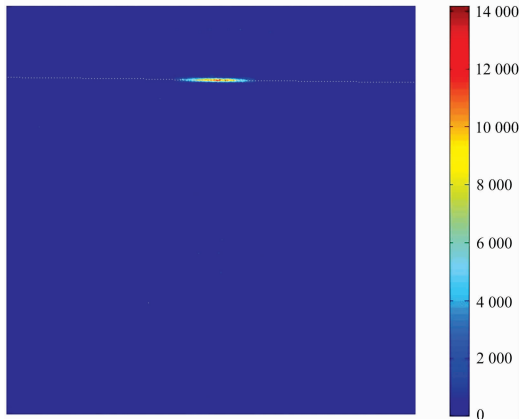


图 8 状态 1 的氮原子荧光图像

Fig. 8 Atom N fluorescent image of condition 1

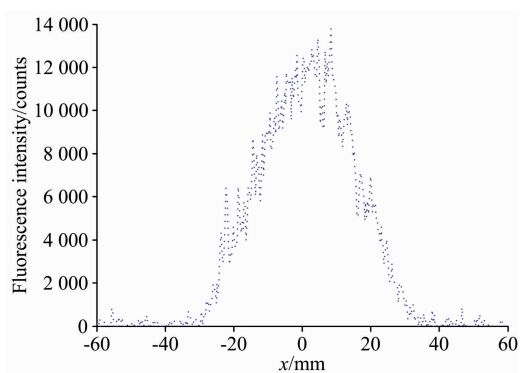


图 9 状态 1 的氮原子荧光中心线上荧光强度分布

Fig. 9 Atom N fluorescent intensity distribution on central line of condition 1

图 10 为表 1 中状态 2 流场条件下的氮原子荧光图像,图 11 为荧光中心线上的强度分布,可以看到荧光强度从中心线到两侧接近 ± 40 mm 处下降至接近于 0,说明状态 2 亚声速流场横截面高温区要比超声速宽一些,从表 1 可以看出两个状态的功率基本相同的情况下,超声速的流场区域较亚声速更加向轴线上压缩。在文献^[8]中亚声速状态的氧原子荧光强度分布沿激光中心线呈现一个从中心线到两侧接近 ± 40 mm 的平台,而图 11 中氮原子荧光呈现一个驼峰状分布。由于氮分子 4 000 K 开始离解,至 9 000 K 完全离解为氮原子,而氧分子 2 500 K 开始离解,至 4 000 K 已经完全离解为氧原子^[3],而在测试的流场截面上,存在一个从中心向外的

圆形区域空气中氧分子完全离解为氧原子的区域,该区域温度高于 4 000 K 但并没有超过 9 000 K,并且温度沿径向向外逐渐降低,在该区域氮分子部分离解为氮原子,但并没有完全离解,同时随温度的降低离解度降低,即氮原子浓度也逐渐降低。因此荧光信号呈现出氧原子荧光有中心平台区域^[8-9],而氮原子沿中心向外呈持续下降趋势,这是原子浓度分布与分子离解情况的直观反映。

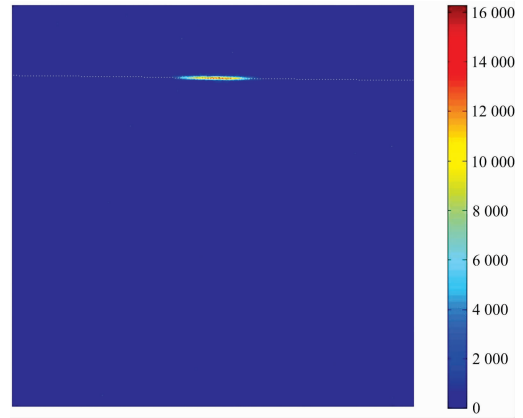


图 10 状态 2 的氮原子荧光图像

Fig. 10 Atom N fluorescent image of condition 2

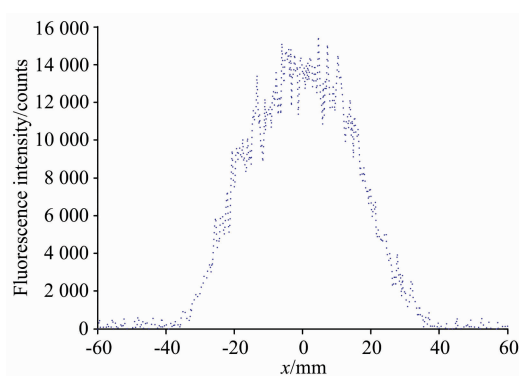


图 11 状态 2 的氮原子荧光中心线上荧光强度分布

Fig. 11 Atom N fluorescent intensity distribution on central line of condition 2

4 结 论

利用在高频等离子体风洞上建立的激光诱导荧光技术进行了高焓化学非平衡流场的氮原子测量,并得到以下结论:

(1) 基于未来拟采用氦气进行氮原子的定量标定,选择氮原子 $2p^3\ ^4S_{3/2} \rightarrow 3p\ ^4S_{3/2}$ 作为获得荧光的激发能态,并确定了在高频等离子体风洞高焓化学非平衡流场情况下 206.717 nm 为氮原子激发激光的最佳波长;

(2) 通过实验验证荧光强度存在饱和区,并给出了激发激光在 1.8 mJ 以下的线性区,在该线性区内,荧光强度与激光能量平方成线性关系。正式实验激发激光为 1.6 mJ,处于线性区内,以保证实验的准确性;

(3) 在荧光非饱和和线性区内,荧光强度与氮原子浓度呈线性相关,荧光信号能够直接明了的反映氮原子的相对浓

- 度, 无需进行更多的数据处理即可获得氮原子相对浓度的空间分布; (5) 将氧氮原子荧光进行比对分析, 可以定性获得测试区的温度分布趋势。
- (4) 通过对荧光强度趋势分析能够判断分子的离解情况;

References

- [1] Von Karman T. From Low Speed Aerodynamics to Astronautics. Oxford: Pergamon Press, 1963.
- [2] Anderson, John D Jr. Hypersonic and High temperature Gas Dynamics. New York: McGraw-Hill Book Company, 1988.
- [3] ZHANG Zhi-cheng, PAN Mei-lin, LIU Chu-ping(张志成, 潘梅林, 刘初平). Hypersonic Aerodynamic Thermal and Thermal Protection (高超声速气动热和热防护). Beijing: National Defense Industry Press(北京: 国防工业出版社), 2003.
- [4] LE Jia-ling, GAO Tie-suo, ZENG Xue-jun(乐嘉陵, 高铁锁, 曾学军). Reentry Physics(再入物理). Beijing: National Defense Industry Press(北京: 国防工业出版社), 2005.
- [5] Nathan D Jerred, Spencer Cooley, Robert C, et al. AIAA Conference, 2012, 5152.
- [6] Tomoaki Ishihara, Keisuke Sawada, Yousuke Ogino. AIAA Conference, 2012, 0285.
- [7] Meyers J M, Fletcher D G. 46th AIAA Plasma Dynamics and Lasers Conference, 2015, 2015.
- [8] LUO Jie, JIANG Gang, WANG Guo-lin, et al(罗杰, 蒋刚, 王国林, 等). Spectroscopy and Spectral Analysis(光谱学与光谱分析), 2017, 37(2): 481.
- [9] LUO Jie, JIANG Gang, WANG Guo-lin, et al(罗杰, 蒋刚, 王国林, 等). Journal of Experiments in Fluid Mechanics(实验流体力学), 2017, 41(1): 67.
- [10] Klochko A V, Lemainque J, Booth J P, et al. Plasma Sources Sci. Technol., 2015, 24: 025010.
- [11] Reuter S, Niemi K, Gathen V, et al. Plasma Sources Science Technology, 2009, 18(1): 015006.
- [12] Stefan Lohle, Christoph Eichhorn, Georg Herdrich. 41st AIAA Thermophysics Conference, 2009, 4242.
- [13] Ciprian Dumitrache, Arnaud Gallant, Gabi-Daniel Stancu, et al. AIAA Scitech 2019 Forum, 10.2514/6.2019-1507.
- [14] Johansen C, Lincoln D, Bathel B, et al. 17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 2014, 400.

Preliminary Study on Atom N in High-Enthalpy Flow Field

LUO Jie, MA Hao-jun*, WANG Guo-lin, XIAO Xue-ren

Hypervelocity Aerodynamics Institute of China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang 621000, China

Abstract When the hypersonic vehicle re-enters the atmosphere, it is subjected to the compression of the shock wave and the viscous blocking effect in the shock layer. The air temperature in the surrounding flow field is between 4 000~15 000 K, which causes oxygen and nitrogen molecules in the air to dissociate, resulting in high-temperature gas effect and the formation of high enthalpy chemical nonequilibrium flow. There are a large number of carbon elements in thermal protection materials on the surface of aircraft. Generally, the reaction between oxygen and carbon is the main reaction at high enthalpy. But when the enthalpy is greater than $18 \text{ mJ} \cdot \text{kg}^{-1}$, the dimensionless mass ablation factor for the reaction of nitrogen atoms with carbon on the aircraft surface is $BC_N > 0.1725$, and at the time, the dimensionless mass ablation factor of carbon in high enthalpy air is $BC_{\text{air}} > 0.345$; as a result, the nitriding ablation of carbon becomes very intense, which is equivalent to the oxidation ablation. Meanwhile, the dissociated nitrogen atoms also produce a large amount of heat in the catalytic reaction on the surface of the aircraft, which makes the aircraft surface withstand more thermodynamic impact. Therefore, the analysis of nitrogen atoms in high enthalpy chemical nonequilibrium flow field is of great practical significance. A high enthalpy chemical nonequilibrium flow field is established in ground simulation equipment, and nitrogen atoms can be well studied by measurement. Two-photon absorption laser-induced fluorescence (TALIF) technology, as a non-contact measurement, can directly obtain the concentration distribution without disturbing the flow field. Nitrogen atoms in the flow field are excited by a pulse laser, and two-dimensional nitrogen atom fluorescence signals are obtained through ICCD arranged outside a wind tunnel test section in a direction perpendicular to a plane formed by the flow field and the laser. In order to ensure the fluorescence image is clear and the field of view is appropriate, the Nikon f=50 mm F/1.4 lens is selected as the front stage light receiving device. Experimental imaging is the cumulative result of 50 exposures to eliminate the uncertainty caused by turbulence and laser energy jitter. By testing around the theoretical excitation wavelength, 206.717 nm is optimized as the best excitation wavelength in the formal experiment. At the condition of

the optimal laser wavelength, the laser energy is adjusted from small to large, and the unsaturated linear region for the nitrogen atom in this environment is less than 1.8 mJ. In the formal experiment, the laser energy is 1.6 mJ, which is in the linear region. Based on the analysis of the fluorescence intensity extracted along the laser centerline obtained from the fluorescence image, it was found that both the subsonic flow and the supersonic flow presented a hump-shaped distribution along the radial direction. Compared with the previous work of oxygen atoms, it was found that the nitrogen molecules in the flow field had not been completely dissociated, which was consistent with the flow field characteristics of the experimental wind tunnel.

Keywords High-enthalpy chemical non-equilibrium flow; Nitrogen atom; Laser-induced fluorescence; Optimization

* Corresponding author

(Received Jun. 10, 2020; accepted Oct. 24, 2020)

欢迎投稿

欢迎订阅

欢迎刊登广告

《光谱学与光谱分析》2021年征订启事

国内邮发代码：82-68

国外发行代码：M905

《光谱学与光谱分析》1981年创刊，国内统一刊号：CN 11-2200/O4，国际标准刊号：ISSN 1000-0593，CODEN码：GYGFED，国内外公开发刊，大16开本，332页，月刊；是中国科协主管，中国光学学会主办，钢铁研究总院、中国科学院物理研究所、北京大学、清华大学共同承办的学术性刊物。北京大学出版社出版，每期售价95元，全年1140元。刊登主要内容：激光光谱测量、红外、拉曼、紫外、可见光谱、发射光谱、吸收光谱、X射线荧光光谱、激光显微光谱、光谱化学分析、国内外光谱化学分析领域内的最新研究成果、开创性研究论文、学科发展前沿和最新进展、综合评述、研究简报、问题讨论、书刊评述。

《光谱学与光谱分析》适用于冶金、地质、机械、环境保护、国防、天文、医药、农林、化学化工、商检等各领域的科学研究单位、高等院校、制造厂家、从事光谱学与光谱分析的研究人员、高校有关专业的师生、管理干部。

《光谱学与光谱分析》为我国首批自然科学核心期刊，中国科协优秀科技期刊，中国科协择优支持基础性、高科技学术期刊，中国科技论文统计源刊，“中国科学引文数据库”，“中国物理文摘”，“中国学术期刊文摘”，同时被国内外的CJCR, CNKI, CSCD, SCI, AA, CA, Ei, AJ, PJK, MEDLINE, Scopus等文献机构收录。根据中国科学技术信息研究所发布信息，中国科技期刊物理类影响因子、引文量及综合评价总分《光谱学与光谱分析》都居前几位。欢迎国内外厂商在《光谱学与光谱分析》发布广告（广告经营许可证：京海市监广登字20170260号）。

《光谱学与光谱分析》的主编为高松院士。

欢迎新老客户到全国各地邮局订阅，若有漏订者可直接与《光谱学与光谱分析》期刊社联系。

联系地址：北京市海淀区学院南路76号（南院），

《光谱学与光谱分析》期刊社

邮政编码：100081

联系电话：010-62181070, 62182998

电子信箱：chnghpxygpfx@vip.sina.com

修改稿专用邮箱：gp2008@vip.sina.com

网 址：<http://www.gpxygpfx.com>

