

文章编号: 1672-9897(2006)02-0036-06

# 强激波阵面的非平衡结构研究

张若凌<sup>1</sup>, 乐嘉陵<sup>1</sup>, 王 苏<sup>2</sup>, 崔季平<sup>2</sup>

(1. 中国空气动力研究与发展中心, 四川 绵阳 621000; 2. 中国科学院力学研究所, 北京 100080)

**摘要:** 利用测量强激波波后  $N_2^+$  第一负系 (0,0) 带和 (1,2) 带的辐射, 对强激波后振动温度历程的测量过程进行了探索, 并利用 Langmuir 探针技术, 在低密度激波管中对强激波后电子数密度历程进行了测量。测量和计算结果进行了对比。结果表明:  $N_2^+$   $B^2 \ \sigma$  态的激发比振动能的激发更快; 实验测得的振动温度有明显的周期性振荡; 在激波速度 7.65~7.85km/s,  $p_1 = 1.33\text{Pa}$ 、实验段内径 0.8m 下, 实验有效时间只有约 6.5 $\mu\text{s}$ , 实验中的电子数密度不能达到峰值。在约 10 倍波前自由程的实验有效区域内, 电子数密度的测量值与计算值吻合很好。

**关键词:** 强激波; 激波管实验; 振动温度; 电子数密度

**中图分类号:** O536; O354.4      **文献标识码:** A

## Research of nonequilibrium structure of strong shock front

ZHANG Ruo-ling<sup>1</sup>, LE Jia-ling<sup>1</sup>, WANG Su<sup>2</sup>, CUI Ji-ping<sup>2</sup>

(1. China Aerodynamics Research and Development Center, Mianyang Sichuan 621000, China; 2. Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract:** The vibrational temperature and electron number density behind strong shock waves were measured in shock tubes, and the results were compared with those of theoretical calculation. The vibrational temperature was derived by measuring the radiation of (0,0) and (1,2) bands of  $N_2^+$  first negative system. According to the experimental results, the electronic energy of  $N_2^+$  can be excited faster than its vibrational energy, and there are periodic fluctuations in the measured vibrational temperature. In the measurement of electron number density behind strong shock waves ( $p_1 = 1.33\text{Pa}$ ,  $V_s = 7.65 \sim 7.85\text{km/s}$ ) in a low density shock tube (0.8m), the effective test time was only about 6.5 $\mu\text{s}$ , so the electron number density could not reach the peak in such a short time. The agreement between measurement and calculation are good during the effective test region, which is about 10 times freestream mean-free-molecular path.

**Key words:** strong shock wave; shock tube test; vibrational temperature; electron number density

## 0 引言

在激波波头里发生的分子激发和弛豫过程,很大程度上决定了高超声速再入飞行器周围的流场和辐射场。在一些飞行条件下,绕流场的非平衡效应有着强烈的影响,采用准确的计算模型有着实际的重要意义。因此,进行深入的强激波阵面非平衡结构的研

究,有着重要的理论和应用价值。

1964年 R. A. Allen<sup>[1]</sup>在激波管中,通过测量波后气体的辐射,得到了强激波后  $N_2^+$  的转动、振动温度和  $N_2$  的电子温度。实验气体为压强 133Pa 的纯氮气,激波速度  $V_s = 6.4 \sim 6.9\text{km/s}$ 。Park<sup>[2]</sup>利用多温度模型详细分析了这个实验结果,发现实验测得的振动温度弛豫时间远远大于理论计算,并且实验测得的振

收稿日期: 2005-10-09; 修订日期: 2005-12-02

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19889209)

作者简介: 张若凌(1973-),男,湖北钟祥人,助理研究员。研究方向:高超声速空气动力学,超燃冲压发动机。

动温度单调上升,而理论上有一个最大值。S. P. Sharma 和 W. Gillespie<sup>[3]</sup>利用更先进的实验仪器和数据处理技术重复了这个实验,于 1990 年发表了新的不同结果。他们利用  $N_2(2+)$  光谱得到了波后几个点的振动温度和转动温度。根据他们得到的结果,波后的振动温度和理论计算符合得要好些,但是转动温度的测量结果显示,转动和平动间达到平衡的时间较长,以至于通常认为二者处于平衡的假设在一定区域内不成立。

上个世纪 60 年代初期 Lin 等人<sup>[4,5]</sup>对空气介质里强激波阵面的电离结构进行了实验和计算研究,在激波速度小于 7km/s 下实验测量了波后电子数密度峰值和电离距离。1969 年 Wilson<sup>[6]</sup>测量研究了激波速度大于 9km/s 时的电离结构。Park<sup>[7]</sup>总结了激波速度在 2~13km/s 范围内已有的波后电子密度实验,并进行了计算比较。已经确定高温空气发生的 3 类电离过程,决定着强激波电离距离的行为:(1) 激波速度小于 7km/s 时,复合电离反应过程(如  $N + O \rightarrow NO^+ + e$ )起主导作用,激波速度增大时电离距离变小;(2) 激波速度在 8~9.5km/s 之间时,电荷交换反应(如  $NO^+ + O \rightarrow NO + O^+$ )和复合电离反应一起决定电离距离,激波速度增大时电离距离增大;(3) 激波速度大于 10km/s 时,电子冲击电离(如  $N + e \rightarrow N^+ + e + e$ )起重要作用,电离距离随激波速度增大而变小。也就是说,电离距离随激波强度的变化在 7km/s 和 10km/s 的附近出现两个转折。

高超声速流动的热化学现象非常复杂,经过多年的研究已经取得了重大进展,并得到广泛应用。目前的高超声速热化学非平衡流动计算,大多采用 Park 的多温度模型<sup>[2]</sup>,得到了很多和实验符合很好的结果。从前文可以看出,关于强激波阵面的非平衡结构研究,仍然需要进行确认和补充实验。如波后振动温度的历程需要进行确认实验;已有关于波后电离结构的研究,缺乏激波速度在 7~9km/s 之间的数据,这个速度区间是在电离距离随激波强度变化的第一个转折附近。

笔者对强激波阵面的非平衡温度和电离结构进行了激波管实验研究。首先,利用激波管测量强激波后振动温度的历程,对强激波后振动温度历程的测量过程进行探索。然后,利用 Langmuir 探针(静电探针)技术,在低密度激波管中对强激波后电子数密度历程进行测量,激波速度在 7.65~7.85km/s 之间,并进行测量和计算结果的对比。

## 1 强激波后振动温度历程的测量与计算比较

在自由度内部平衡的情况下,强激波后气体发射光谱(化学发光除外)的强度分布,一方面和分子(或原子)总数有关,另一方面和某个(些)自由度的温度有关。合理地利用发射光谱的强度和强度分布,可以得到转动温度、振动温度、电子激发温度以及组分含量等物理量。

振动温度的测量实验在 CARDC 超高速研究所的高温激波管上完成。激波管实验段为 132mm × 132mm 的方管。两台 0.5m 单色仪和两只光电倍增管(R456),对称地放在激波管两侧,分别测量波后  $N_2^+$  第一负系(0,0)带(带头波长 391.44nm)和(1,2)带(带头波长 423.65nm)通过光学窗口(K9 玻璃)的辐射,并避开 CN 的紫外光(CNV)干扰。单色仪线色散率 1.66nm/mm,入缝 50 $\mu$ m,出缝 1mm,光谱分辨率可达 0.1nm,可以认为测量的是整个带的辐射。由于激波管实验段较细,为提高光强从而提高信号幅度,使有效光学窗口直径为 5mm,这很大程度上降低了空间分辨率。Sharma 和 Gillespie 的实验利用了像增强器,因此可以达到较高的空间分辨率。光学窗口距离管子尾部 128cm。高压段气体为  $H_2$  和  $O_2$  的混合气体,燃烧驱动低压段工作气体。低压段工作(实验)气体为纯  $N_2$ ,纯度超过 99.9%,压强为 100~300Pa,激波速度为 5.0~6km/s,环境温度为 283.5K。实验中,利用 Langmuir 探针来测量实验的有效时间。

详细的实验原理及数据处理方法见文献[8],这里只简单说明一下实验原理。在振动模式内分子的能态遵从玻耳兹曼分布时, $N_2^+$  第一负系(0,0)带和(1,2)带强度的比值为

$$\text{ratio} = \frac{I_{(0,0)}}{I_{(1,2)}} = e^{-[G(0) - G(1)]/kT_v} \cdot \frac{4}{4} \cdot \frac{q_{(0,0)}}{q_{(1,2)}} \quad (1)$$

其中: $g_0 = 0$ ,  $g_1 = 1$ ,  $G(0) = 1099.475/\text{cm}$ ,  $G(1) = 3577.605/\text{cm}$ ,  $q_{(0,0)} = 0.6481$ ,  $q_{(1,2)} = 0.2889$ ,  $g_{(0,0)} = 25566.05/\text{cm}$ ,  $g_{(1,2)} = 23620.5/\text{cm}$ 。通过实验得到(0,0)带和(1,2)带的辐射强度比值,代入(1)式就可得到波后  $N_2^+$  振动温度  $T_v$ 。

实验测量采用的是线性响应系统,标定是不需要的<sup>[8]</sup>。在实验有效时间内气体可以达到平衡态,平衡温度值可以通过简单的理论计算得到,其数值可以用

来作为标定基准。这样做的好处是可以避免标定过程带来的误差。得到振动温度的计算方法为

$$\frac{\text{ratio}}{\text{ratio}_{\text{eq}}} = \frac{e^{[G(0) - G(1)]/kT_v}}{e^{[G(0) - G(1)]/kT_{\text{eq}}}} \quad (2)$$

计算时,  $T_{\text{eq}}$  取理论计算值,  $\text{ratio}_{\text{eq}}$  一般取在波后 2500 ~ 3000 个波前自由程处的 ratio。

利用  $N_2^+$  第一负系 (0,0) 带的辐射测量结果来计算  $N_2^+$  的电子温度。得到电子温度的方法为

$$\frac{I_{(0,0)}}{I_{(0,0),\text{eq}}} = \frac{N_2^+ e^{-36800/T_{e,B}}}{N_{2,\text{eq}} e^{-36800/T_{\text{eq}}}} \quad (3)$$

通过上式, 代入计算出的  $N_2^+$  密度值, 可以求出  $N_2^+$  的电子温度  $T_{e,B}$ 。R. A. Allen 在利用  $N_2$  第一正系 (1+) 的光谱求电子激发温度时, 采用的公式形式和 (3) 式一样, 并认为  $N_2$  的密度在整个测量过程中为常数。

得到的  $N_2^+$  第一负系 (0,0) 和 (1,2) 带信号及 Langmuir 探针信号如图 1~3 所示。由于原始信号有热噪声, 并且有相对零点的漂移, 在求比值 ratio 前, 对原始信号作光滑和平移处理。光滑和平移处理属于纯粹的数学过程, 可能会改变信号的物理性质。图 2 的原始信号经光滑和平移处理之后的信号及比值在图 4 中显示, 比较图 4 和图 2 可以看出所作的光滑和平移处理没有造成信号物理性质的改变。

温度测量的典型结果在图 5~7 中显示。在图 5~7 中, 理论值是利用求解一维强正激波波后非平衡流动的计算方法得到的, 采用的是三温度优先离解模型<sup>[8]</sup>。如图所示, 实验测得的振动温度单调上升, 而理论上有一个最大值。实验测量的是波后  $N_2^+$  的振动温度, 而在计算里认为所有分子的振动温度相同,

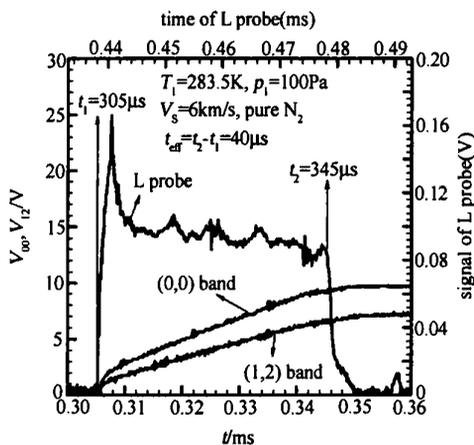


图1 实验典型原始信号 ( $p_1 = 100\text{Pa}$ )  
Fig. 1 Typical original signal ( $p_1 = 100\text{Pa}$ )

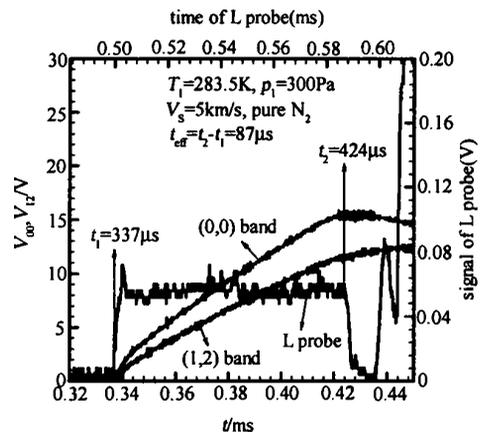


图3 实验典型原始信号 ( $p_1 = 300\text{Pa}$ )  
Fig. 3 Typical original signal ( $p_1 = 300\text{Pa}$ )

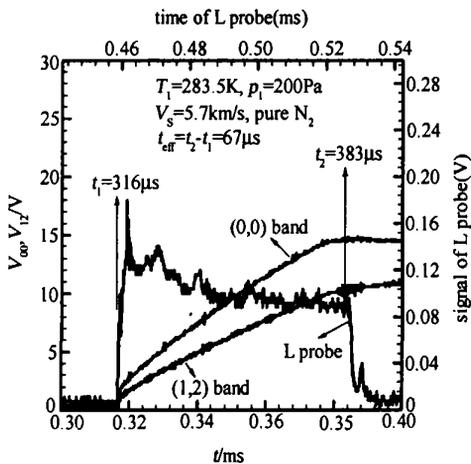


图2 实验典型原始信号 ( $p_1 = 200\text{Pa}$ )  
Fig. 2 Typical original signal ( $p_1 = 200\text{Pa}$ )

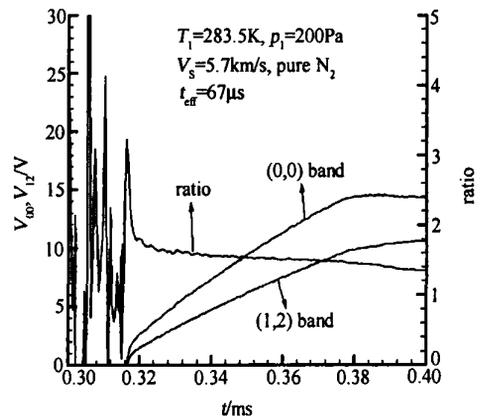


图4 经平移和平滑处理后信号及比值  
Fig. 4 Processed signal data and their ratio

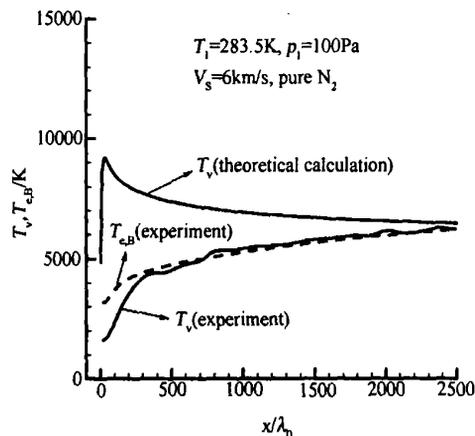


图 5 典型测量结果 ( $\lambda_0 = 63.4\mu\text{m}$ )

Fig. 5 Typical measurement result ( $\lambda_0 = 63.4\mu\text{m}$ )

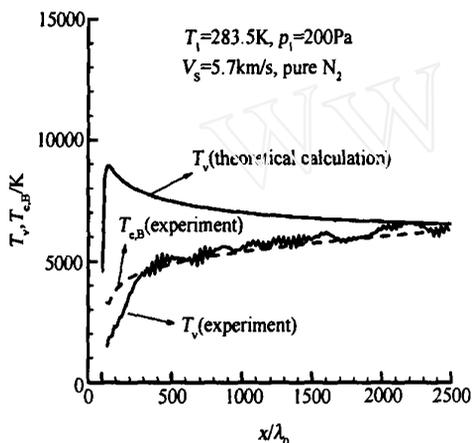


图 6 典型测量结果 ( $\lambda_0 = 31.7\mu\text{m}$ )

Fig. 6 Typical measurement result ( $\lambda_0 = 31.7\mu\text{m}$ )

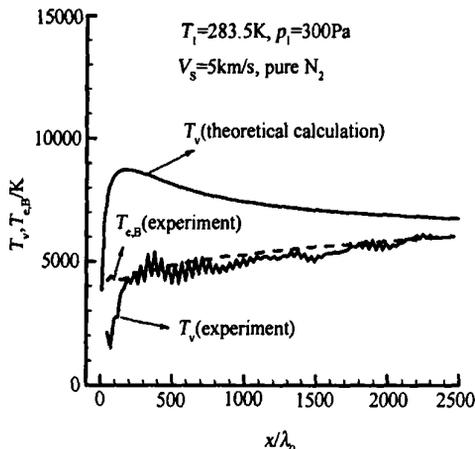


图 7 典型测量结果 (波前分子自由程  $\lambda_0 = 21.1\mu\text{m}$ )

Fig. 7 Typical measurement result ( $\lambda_0 = 21.1\mu\text{m}$ )

笔者认为实验结果说明  $\text{N}_2^+$  分子的振动激发速率非常缓慢,不满足所有分子的振动温度相同的假设。

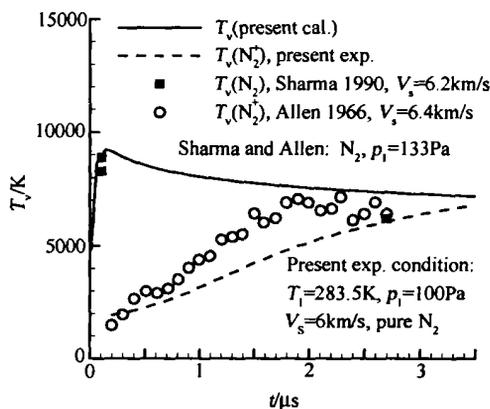


图 8 典型测量与国外文献结果的比较

Fig. 8 Comparison of measurements

Allen、Sharma 及笔者的测量结果比较在图 8 中显示,在非平衡区笔者得到的振动温度历程的大致趋势和文献[1]是一致的。

从  $\text{N}_2^+$  的振动温度  $T_v$  及电子温度  $T_{e,B}$  的测量结果可以看出,  $\text{N}_2^+ \text{B}^2_{\text{u}}$  态的激发比振动能的激发更快,实验测得的振动温度有明显的周期性振荡(图 5~7)。文献[9]对观测物理量的周期性振荡曾作简单讨论,给出了可能的解释。

根据国外和笔者的实验结果,可以说  $\text{N}_2$  与  $\text{N}_2^+$  之间振动能的交换很慢。对于造成  $\text{N}_2$  与  $\text{N}_2^+$  之间振动能交换很慢的机制,理论上仍然没有具体的解释。通过本实验的结果,可以看出  $\text{N}_2^+$  的  $\text{B}^2_{\text{u}}$  态的电子能会有比振动能更快的激发速度。定量地比较二者的快慢,需要更精确的测量。

## 2 强激波后电子数密度的测量与计算比较

强激波波后气体受激波压缩加热,波后气体由于高温会发生电离,并在一定区域内经历非平衡电离过程。计算得到的电离距离,对于采用的物理-化学模型比较敏感。在文献[7]中, Park 的计算结果清晰地显示了不同的反应速率常数,会给出不同的波后电子数密度分布轮廓。因此强激波阵面气体电离特性的测量有着重要意义。

实验在中科院力学所 LHD 低密度激波管上进行。激波管驱动段长 1.6m、内径 22cm,低压段长 16m、内径 0.8m。为了避免杂质干扰,选用高纯氮气和氧气(纯度 > 99.999%)配制的空气为实验气体,氮气和氧气的体积比为 4:1,实验压强  $p_1 = 1.33\text{Pa}$ 。由

于低压段初始压强很低,采用分子涡轮泵为低压段抽气,以减小激波管管壁吸附杂质的影响。可以实现极限真空小于  $1.33 \times 10^{-3}$  Pa,关闭分子涡轮泵后,系统能在极限真空维持 10min 以上。

采用 Langmuir 静电探针监测波后 2 区离子数密度的变化。静电探针为圆柱型,用不锈钢丝制成,负压偏置,  $V_p = 9V$ ,长  $l_p = 1cm$ ,半径  $r_p = 0.25mm$ ,安装在距离低压段尾盖 2m 处的管中心位置,探针轴向与气体流动方向一致。采样电阻阻值  $R_s = 100$ 。

在实验条件下,探针在接近自由分子流条件下工作,对气流状态没有明显扰动。根据 Langmuir 探针理论分析<sup>[10]</sup>,可以得到

$$n_e = 9.42 \times 10^{15} T_e^{-1/2} j_i \quad (4)$$

其中  $n_e$  的单位是  $cm^{-3}$ ,电流密度  $j_i$  的单位是  $A/cm^2$ 。利用测量得到的电流密度  $j_i$  和计算得到的电子温度  $T_e$  (K),代入(4)式即可得到电子数密度  $n_e$ 。

实验测得的低压段压强  $p_1 = 1.33Pa$  的波后电子数密度以及计算结果在图 9 ~ 10 中显示。计算的激波速度为 7.65km/s,激波马赫数  $M_s = 22$ 。实验中 3 次运行的激波速度分别为 7.65km/s、7.85km/s 和 7.85km/s。由于球模型驻点线和正激波波后流动的物理量是近似相等的<sup>[8]</sup>,因此利用球模型绕流的计算方法来计算同样的自由流条件绕球的流动,把驻点线上物理量的数值当成正激波波后物理量的数值(这样可以考虑气体的粘性效应)。在计算中,采用三温度优先离解模型,球的半径取为  $R_n = 2m$ ,保证在脱体激波波后有适当的距离。为了减小物面条件的影响,在计算中采用了绝热和非催化物面条件。

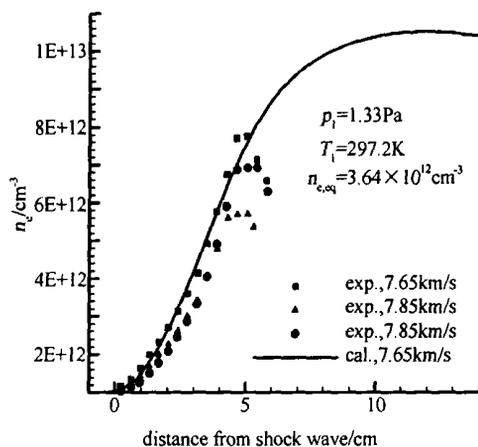


图 9 强激波后电子数密度分布(空气)

Fig. 9 Distribution of electron number density(air)

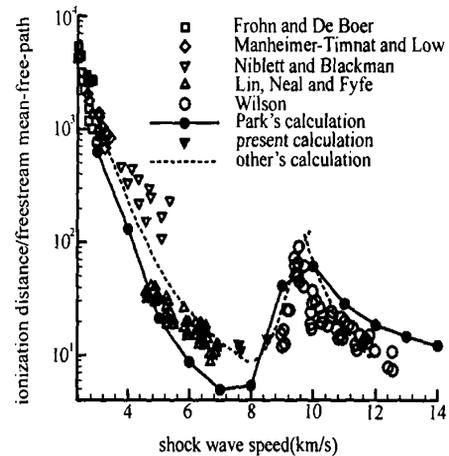


图 10 电离距离随激波速度的变化(空气)

Fig. 10 Ionization distance vs shock wave speed(air)

从图 9 可以看出,实验和计算的结果符合很好。实验的电子数密度在波后约 5cm 处陡然下降,是波后驱动气体的到来引起。这说明在如此低的低压段压强下,实验有效时间只有约  $6.5\mu s$ 。在如此短的有效时间内,实验中的电子数密度不能达到峰值。在约 10 倍波前自由程的实验有效区域内,电子数密度的测量值与计算值吻合很好。

图 10 显示的是波后电离距离随激波速度的变化,其中,除了笔者给出的 3 个计算点外,其他数据引自文献[2,7]。笔者的计算结果和 Park 在文献[2]中引用的计算结果(图中的虚线)符合得较好。

### 3 结束语

对强激波阵面的非平衡温度和电离结构进行了激波管实验研究。在激波管中测量了强激波波后  $N_2^+$  第一负系(0,0)带和(1,2)带通过光学窗口的辐射,对强激波后振动温度历程的测量过程进行了探索。利用 Langmuir 探针(静电探针)技术,在低密度激波管中对强激波波后电子数密度历程进行了测量,并进行了测量和计算结果的对比。

结果表明: $N_2^+ B^2 \sigma^+$  态的激发比振动能的激发更快;实验测得的振动温度有明显的周期性振荡;在激波速度 7.65 ~ 7.85km/s、 $p_1 = 1.33Pa$  的低压段压强、实验段内径 0.8m 下,实验有效时间只有约  $6.5\mu s$ ,实验中的电子数密度不能达到峰值。在约 10 倍波前自由程的实验有效区域内,电子数密度的测量值与计算值吻合很好。

(下转第 49 页)

### 3 结 论

通过上述分析,可以得出如下结论:

(1) 非烧蚀钝锥模型及尾迹的红外辐射主要集中在模型头身部区域,尾迹辐射很小;

(2) 在相同实验条件下,模型 A 产生的红外辐射强于模型 B 产生的红外辐射。

#### 参考文献:

[1] PRIMICH R I, STEINBERG M. A broad survey of freeflight

range measurements from the flow about spheres and cones [R]. AD427050, TR63-224.

- [2] RICHARD A H. The application of light gas gun facilities for hypervelocity aerophysics research [R]. AIAA 92-3998.
- [3] 吴继宗,叶关荣. 光辐射测量[M]. 北京:机械工业出版社,1989.
- [4] 车念曾等. 辐射度学和光度学[M]. 北京:北京理工大学出版社,1990.
- [5] 葛学真,赵成修,竺乃宜,等. 弹道靶红外辐射测量[J]. 流体力学实验与测量,2002,16(1):74~79.

(上接第 40 页)

#### 参考文献:

- [1] ALLEN R A. Nonequilibrium shock front rotational, vibrational and electronic temperature measurements [R]. NASA CR-205 (also AVCO RR-186), 1964.
- [2] PARK C. Nonequilibrium hypersonic aerothermodynamics [M]. New York: John Wiley & Sons, 1990.
- [3] SHARMA S P, GILLESPIE W. Nonequilibrium and equilibrium shock front radiation measurements [R]. AIAA 90-0139, 1990.
- [4] LIN S C, NEAL R A, and FYFE W I. Rate of ionization behind shock waves in air, I experiment results [J]. Physice of Fluids, 1962, 5(12):1633.
- [5] LIN S C, Teare J D. Rate of ionization behind shock waves in

air, theoretical interpretation [J]. Physice of Fluids, 1963, 6(10):355.

- [6] WILSON J F. Ionization rate of air behind high speed shock waves [J]. Physice of Fluids, 1966, 9(10):1913.
- [7] PARK C. Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions, I: earth entries [J]. J. Thermophysics and Heat Transfer, 1993, 7(3):383.
- [8] 张若凌. 高超声速非平衡流动的计算和实验研究[D]. [博士学位论文]. 中国空气动力研究与发展中心研究生部,2004.
- [9] GAYDON A G, HURLE I R. The shock tube in high-temperature chemical physics [M]. London: Chapman and Hall Ltd., 1963.
- [10] SONIN AIN A. Free-molecule Langmuir probe and its use in flowfield studies [J]. AIAA J., 1966, 4(9):1588.

(上接第 44 页)

- [5] 罗世彬,罗文彩,丁猛,等. 超燃冲压发动机二维进气道多级多目标优化设计方法[J]. 国防科技大学学报,2004,26(3):1~6.
- [6] 徐旭,蔡国飙. 超燃冲压发动机二维进气道优化设计方法研究[J]. 推进技术,2001,22(6):468~472.

- [7] 陈兵,徐旭,蔡国飙. 二维超燃冲压发动机尾喷管优化设计[J]. 推进技术,2002,23(5):433~437.
- [8] 黄志澄. 空天飞机喷管的气动设计[J]. 气动实验与测量控制,1993,7(4):1~10.
- [9] 乐嘉陵,刘陵. 高超声速飞行器的炭氢燃料双模态超燃冲压方案研究[J]. 流体力学实验与测量,1997,11(2):1~13.