文章编号:0258-1825(2009)增刊-0001-08

强激波阵面的非平衡特性研究

乐嘉陵[1],张若凌[1],王苏[2],崔季平[2]
(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 100190)

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进行了测量;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;在弹道靶中进行了激波脱体距离的测量研究。测量和计算结果进行了对比,结果表明:$N_2^+ B^2\Sigma_u^+$ 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;在激波速度7.65km/s~7.85km/s、p_1=1.33Pa、实验段内径0.8m下,实验有效时间只有约6.5μs,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。激波脱体距离的测量误差约为5%,是目前国内精度最高的结果。

关键词:强激波;振动温度;电子数密度;激波脱体距离
中图分类号:V211.7,V211.3 **文献标识码**:A

0 引 言

在激波波头里发生的分子的激发和弛豫过程,在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[1]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1mmHg的纯氮气,激波速度 V_S=6.4km/s~6.9km/s。Park[2]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,并且实验测得的振动温度单调上升,而理论上有一个最大值。S.P. Sharma和W. Gillespie[3]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年发表了新的不同的结果。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。

上个世纪六十年代初期Lin等人[4,5]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Wison[6]测量研究了激波速度大于9km/s时的电离结构。Park[7]总结了激波速度在2km/s~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三类电离过程,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8km/s~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。

进行详细的激波脱体距离的实验和计算对比研究,对于检验物理-化学模型有重要的意义,Park[8]认为是一种重要的难度适中的CFD验证方法。

早在上个世纪六十年代,R. K. Lobb[9]就已经对

* 收稿日期:2008-05-31;修订日期:2009-01-05.
作者简介:乐嘉陵(1936-),男,浙江镇海人,硕士,研究员。研究方向:空气动力学.

万方数据

球模型激波脱体距离进行了大量的实验研究，得到了多种实验条件下的球模型激波脱体距离。1992 年，S. G. Rock、G. V. Candler 和 H. G. Hornung[10] 利用在自由活塞激波风洞里得到的干涉照片，研究了 CO_2 的离解反应动力学。结果表明，Park 的反应模型比 McKenzie 的更准确。上世纪 90 年代，日本 Tohoku 大学的弹道靶实验进行得较多，曾利用弹道靶测得的激波脱体距离，研究了化学－振动耦合模型[11,12]。结果表明，采用 Park 模型，在有的情形下计算出的激波脱体距离比实验小 10% 左右，计算给出的激波脱体距离对于反应控制温度和振动能量源项均不敏感。他们的工作，对于理解中等高超声速区域（马赫数在 8－15 之间，速度 2.5km/s－4.5km/s）的热化学过程，有着重要意义。

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[2]。从前文可以看出，关于强激波阵面的非平衡结构研究，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 7km/s～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点附近。

笔者对强激波阵面的非平衡温度、电离结构和激波脱体距离进行了实验研究。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 7.65km/s～7.85km/s 之间，并进行测量和计算结果的对比。最后在 CARDC 弹道靶中进行了激波脱体距离的测量和计算对比研究，圆球模型直径 12mm，飞行速度 5.538km/s。

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）的强度分布和分子（或原子）总数有关，并且和某个（些）自由度的温度有关。利用发射光谱的强度及其分布，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。

振动温度测量实验中，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 3914.4Å）和（1,2）带（带头波长 4236.5Å）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 16.6Å/mm，入缝 50μm，出缝 1mm，光谱分辨率可达 1Å，可认为测量的是整个带的辐射。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 Φ5mm，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，因此能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 100Pa～300Pa，激波速度为 5.0km/s～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。

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

$$ratio \equiv \frac{I_{(0,0)}}{I_{(1,2)}} = e^{-[G_v(v_0)-G_v(v_1)]/kT_v} \cdot \frac{v_{(0,0)}^4}{v_{(1,2)}^4} \cdot \frac{q_{(0,0)}}{q_{(1,2)}} \quad (1)$$

其中：$v_0=0, v_1=1, G_v(0)=1099.475\text{cm}^{-1}$，

$G_v(1)=3577.605\text{cm}^{-1}, q_{(0,0)}=0.6481$，

$q_{(1,2)}=0.2889, v_{(0,0)}=25566.05\text{cm}^{-1}$，

$v_{(1,2)}=23620.5\text{cm}^{-1}$。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。详细的实验原理及数据处理方法见文献[13]。

实验测量采用的是线性响应系统，标定是不需要的[13]。在实验有效时间内气体可以达到平衡态，计算得到的平衡温度值可以用来作为标定基准，避免标定过程带来的误差。振动温度的计算方法为

$$\frac{ratio}{ratio_{eq}} = \frac{e^{[G_v(v_0)-G_v(v_1)]/kT_v}}{e^{[G_v(v_0)-G_v(v_1)]/kT_{eq}}} \quad (2)$$

计算时，T_{eq} 取理论计算值，$ratio_{eq}$ 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

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

通过上式，代入计算出的 N_2^+ 密度值，可以求出

万方数据

N_2^+的电子温度 $T_{e,B}$。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,并且 N_2 的密度在整个测量过程中为常数。

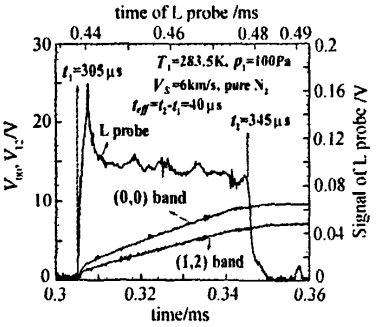


图1　实验典型原始信号(p_1 = 100Pa)

Fig. 1　Typical signals of experiment(p_1 = 100Pa)

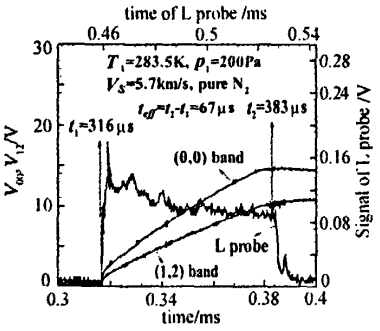


图2　实验典型原始信号(p_1 = 200Pa)

Fig. 2　Typical signals of experiment(p_1 = 200Pa)

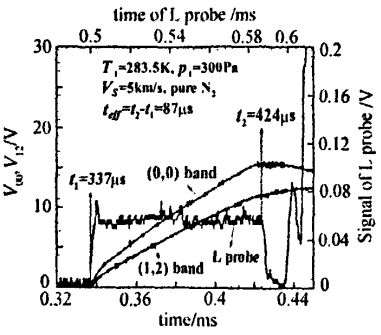


图3　实验典型原始信号(p_1 = 300Pa)

Fig. 3　Typical signals of experiment(p1 = 300Pa)

N_2^+第一负系(0,0)和(1,2)带信号及 Langmuir 探针信号如图1~图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。

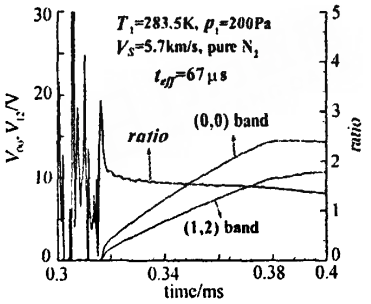


图4　经平移和平滑处理后信号及比值

Fig. 4　Two processed signals and their ratio

温度测量的典型结果在图5~图7中显示,其中理论值是利用求解一维强正激波波后非平衡流动得到的,采用的是三温度优先离解模型[13]。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,计算中所有分子的振动温度相同。笔者认为实验结果说明 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。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。

在图5~图7中振动温度有周期性振荡。Bradley[14]曾简单讨论过波后物理量的振荡,给出了两种可能的解释:激波沿管子运动时,由激波速度的振荡引起;或者在波后,一些横向(和流动方向垂直)的波叠加到气体的运动上。

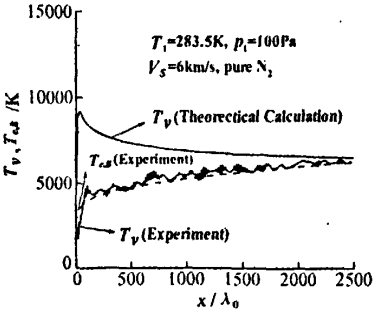


图5　典型测量结果(λ_0 = 63.4μm)

Fig. 5　Typical results of experiment(λ_0 = 63.4μm)

万方数据

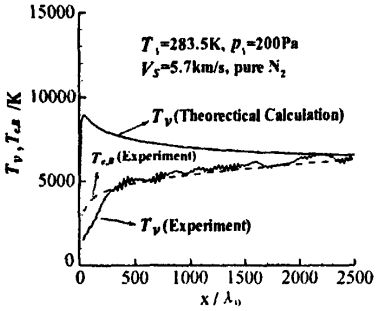


图6 典型测量结果(λ_0 =31.7μm)

Fig.6 Typical results of experiment(λ_0 =31.7μm)

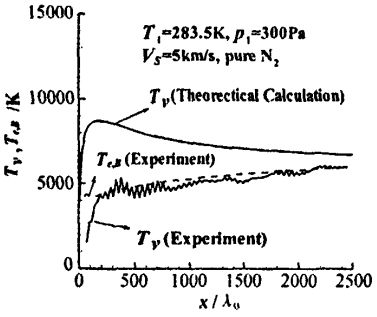


图7 典型测量结果(λ_0 =21.1μm)

Fig.7 Typical results of experiment(λ_0 =21.1μm)

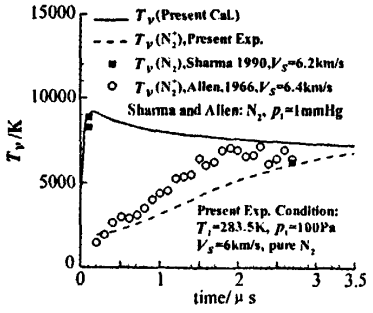


图8 测量与国外文献结果的比较

Fig.8 Comparisons with other's results

根据国外和笔者的实验结果,可以说 N_2 与 N_2^+ 之间振动能的交换很慢,对此理论上仍然没有具体的解释。此外,通过本实验结果可以看出 N_2^+ 的 $B^2\Sigma_u^+$ 态的电子能比振动能激发得更快。

2 强激波后电子数密度研究

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 = 1.33Pa (0.01mmHg)。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 $<10^{-5}$ mmHg,关闭分子涡轮泵后,系统能在极限真空维持 10 分钟以上。

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 = 100Ω。

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[15],可以得到

$$n_e = 9.42\times10^{15} T_e^{-1/2} j_i \tag{4}$$

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),带入(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 - 图 10 中显示。计算的激波速度为 7.65km/s,激波马赫数 M_S = 22。实验中三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[13],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。为了减小边界条件的影响,在

万方数据

计算中采用了绝热和非催化物面条件。

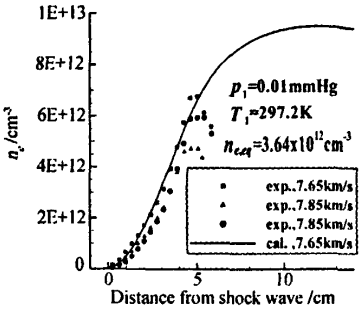


图 9　强激波后电子数密度分布(空气)

Fig. 9　Electron density behind strong shock(air)

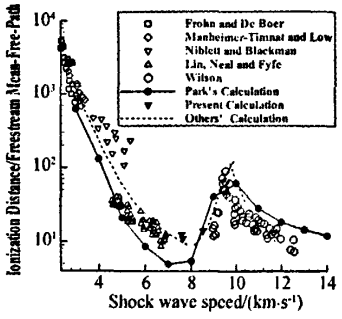


图 10　电离距离随激波速度的变化(空气)

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

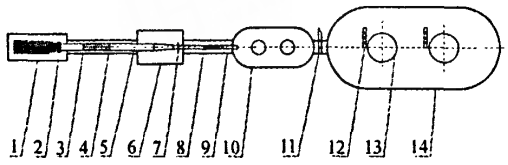
从图 9 可以看出,实验和计算的结果符合很好。实验的电子数密度在波后约 5cm 处陡然下降,是波后驱动气体的到来引起。这说明在如此低的低压段压强下,实验有效时间只有约 6.5μs。在如此短的有效时间内,实验中的电子数密度不能达到峰值。在约 10 倍波前自由程的实验有效区域内,电子数密度的测量值与计算值吻合很好。

图 10 显示的是波后电离距离随激波速度的变化,其中,除了笔者给出的三个计算点外,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　激波脱体距离的实验与计算研究

如图 11 所示,弹道靶由二级轻气炮和靶室构成。二级轻气炮由火药室、压缩管、高压段和发射管组成。火药点火推动活塞压缩压缩管内的轻气体(氢气),达到极高的温度和压力。这些高温、高压的轻气体在高压段破膜后膨胀,并推动发射管内的弹丸加速运动,使模型达到一定的发射速度。由于轻质气体的极限膨胀速度很高,所以二级轻气炮可以实现超高速发射。

利用弹道靶和阴影仪可得到模型自由飞行的阴影照片,从而获得激波脱体距离。计算出的激波脱体距离对于所采用的物理 - 化学模型比较敏感,因此进行详细的激波脱体距离的实验和计算对比研究,对于检验物理 - 化学模型有重要意义,Park[70]认为是一种重要的难度适中的 CFD 验证方法。



1—火药室;2—低压大膜片;3—活塞;4—压缩管;
5—轻气体;6—高压段;7—高压小膜片;
8—模型及弹托、底托;9—发射管;10—膨胀段;11—快速阀;
12—激光探测器;13—阴影仪照相窗口;14—靶室

图 11　二级轻气炮弹道靶示意图

Fig. 11　Illustration of the ballistic range

由于地面飞行实验的模型尺寸不能很大,激波脱体距离的实验和计算对比,对于实验中光源的脉冲工作时间要求很高。譬如说,直径 10mm 的圆球在飞行速度为 5km/s 时,此时激波脱体距离 ~0.5mm。如果光源的脉冲工作时间为 10ns,则在此时间内模型的飞行距离为 0.05mm,激波脱体距离的测量误差达到 10%。

本实验在 CARDC 的气动物理靶中进行。该弹道靶的二级轻气炮总长 37.5m,靶室直径 0.6m,靶室长度 24.4m,测试段总长为 9m。实验中,圆球模型直径 D = 12mm,靶室内空气的压强 p_0 = 9.9mmHg,模型飞行速度 V = 5.538km/s,室温 T_0 = 289.5K。脉冲激光器为 Nd - YAG,型号为 SAGA PRO230/10,输出激光波长 532nm,脉冲能量 1320mJ。实验时脉冲工作时间 5ns,激波脱体距离的测量误差约为 5%。实验时脉冲工作时间和 Tohoku 大学[12]的一样,因而获得的激波脱体距离的测量精度不低于国外水平,在国内目前精度最高。

采用不同的振动 - 离解耦合模型来计算流场,结合阴影照片,来进行物理 - 化学模型的参数研究。具体地说,采用两温度模型,分别比较优先离解和非优先离解模型,二者差别只在振动能量源项中。对优先离解模型,c 分别取 0.5 和 0.3。对于分子离解反应,

万方数据

控制温度为 $T_q = T^{1-\alpha}T_v^{\alpha}$，$\alpha = 0.3$[13]。自由流温度 $T_\infty = 289.5$K，压强 $p_\infty = 9.9$mmHg。计算物面条件为等温和全催化，$T_W = 800$K。

实验和计算阴影图的比较结果见图 12 - 图 14，图 15 是两种计算模型的阴影图比较。从图 12 - 图 15 可以看出，三个计算结果的差别以及计算和实验的差别都比较微小。通过图 15 右侧的局部放大图可以看出，非优先离解模型给出的激波脱体距离最小。

图 16 是三种计算模型的驻点线密度分布的比较。可以看出，激波脱体距离约为 $0.085R_n$，非优先离解模型和优先离解模型给出的密度分布，其轮廓外缘位置差别约为 5%，和实验测量误差一样。要更明显地显示不同模型的差别、更清楚地判断模型的优劣，需要加大模型尺寸、降低靶室密度，并缩短光源的脉冲工作时间。在弹道靶中可以进行激波脱体距离、激波形状、密度和辐射等物理量的测量，对于检验计算模型的准确性有重要意义，文献提到 NASA 曾考虑过建设大尺寸的弹道靶[8]。

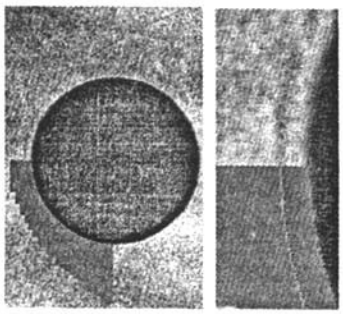


图 12 实验与计算阴影图比较(右侧为局部放大)
非优先离解模型 上:实验;下:计算
Fig. 12 Shadowgraphs of experiment and calculation, using nPD model

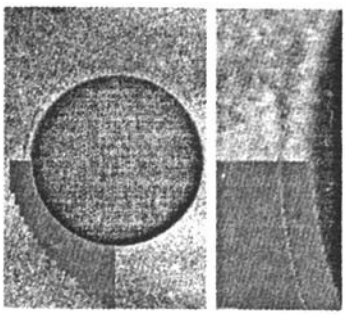


图 13 实验与计算阴影图比较(右侧为局部放大)
优先离解模型 $c = 0.5$ 上:实验;下:计算
Fig. 13 Shadowgraphs of experiment and calculation, using PD model with $c = 0.5$

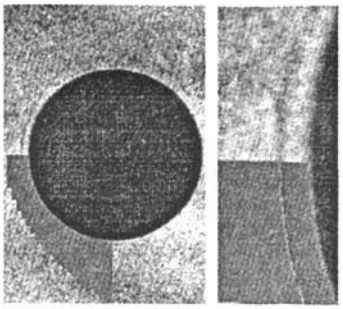


图 14 实验与计算阴影图比较(右侧为局部放大)
优先离解模型 $c = 0.3$ 上:实验;下:计算
Fig. 14 Shadowgraphs of experiment and calculation, using PD model with $c = 0.3$

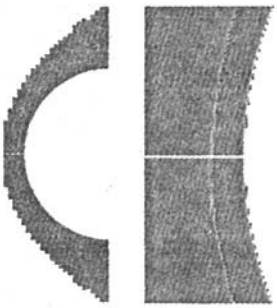


图 15 计算阴影图比较(右侧为局部放大)
上:非优先离解模型 下:优先离解模型，$c = 0.5$
Fig. 15 Shadowgraphs of calculations, using nPD model and PD model with $c = 0.5$

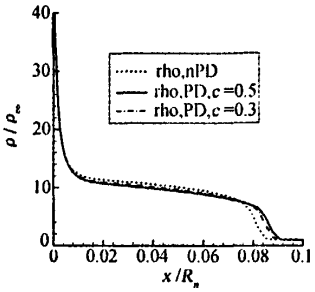


图 16 驻点线密度分布比较
Fig. 16 Comparison of density along stagnation line

4 结束语

对强激波阵面的非平衡温度和电离结构进行了

万方数据

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。最后在CARDC弹道靶中进行了激波脱体距离的测量和计算对比研究,圆球模型直径12mm,飞行速度5.538km/s。

结果表明:N_2^+ $B^2\Sigma_u^+$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;在激波速度7.65km/s~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6.5μs,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。激波脱体距离的测量误差约为5%,是目前国内精度最高的结果。

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):1633-1648.

[5] LIN S C, Teare J D. Rate of ionization behind shock waves in air, Ⅱ theoretical interpretation[J]. *Physice of Fluids*, 1963, 6(10): 355-375.

[6] WILSON J F. Ionization rate of air behind high speed shock waves[J]. *Physice of Fluids*, 1966, 9(10):1913-1921.

[7] PARK C. Review of chemical-kinetic problems of future NASA missions, I: earth entries[J]. *J. Thermophysics and Heat Transfer*, 1993, 7(3):385-398.

[8] PARK CHUL. Validation of CFD codes for real-gas regime [R]. AIAA 97-2530, 1997.

[9] LOBB R K. Experimental measurement of shock detachment distance on spheres fired in air at hyper velocities. The high temperature aspects of hypersonic flow[A]. Proc AGARD-NATO Specialist's Meeting[C], Belgium, pp. 519-527, 1962.

[10] ROCK S G, CANDLER G V, HORNUNG H G. Analysis of thermo-chemical nonequilibrium models for carbon dioxide flows[R]. AIAA 92-2852, 1992.

[11] FURUDATE, MICHIKO, SUZUKI, TOSHIYUKI. Vibration-dissociation coupling effects on shock standoff distances [R]. AIAA 2000-2499, June 2000.

[12] NONAKA S, TAKAYAMA K. Overview of ballistic range program at tohoku university[R]. AIAA 98-2604, 1998.

[13] 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年3月.

[14] BRADLEY, JOHN N. Shock waves in chemistry and physics [M]. Methuen & Co. LTD., London, John Wiley & Sons Inc., New York, 1962.

[15] SONIN AIN A. Free-molecule Langmuir probe and its use in flowfield studies[J]. *AIAA J.*, 1966, 4(9):1588-1596.

万方数据

The research of nonequilibrium characteristics of strong shock front

LE Jia - ling[1], ZHANG Ruo - ling[1], WANG Su[2], CUI Jing - ping[2]

(1. *China Aerodynamics Research and Development Center*, *Mianyang* 621000, *China*;
2. *Institute of Mechanics*, *Chinese Academy of Sciences*, *Beijing* 100190, *China*)

Abstracts: The vibrational temperature and electron number density behind strong shock waves were measured in shock tubes, and the shock stand - off distance was measured in a ballistic range. The results were compared with those of theoretical calculations. 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 densitiy behind strong shock waves ($p_1 = 0.01$mmHg, $V_S = 7.65 \sim 7.85$km/s) in a low density shock tube ($\Phi 0.8$m), the effective test time was only about 6.5μs, so the electron number densitiy could not reach the peak in such a short time. The agreement between measurement and calculation are good during the effective test region, which length is about 10 times of freestream mean - free - molecular path. The resolution of shock stand - off distance measurement is 5%, which is the best in China at present.

Key words: strong shock wave; vibrational temperature; electron number densitiy; shock stand - off distance

万方数据