

## 空气正激波后电子浓度的测量

崔季平 何宇中 范秉诚

(中国科学院力学研究所)

**提要** 用改进了的磁探针和离子采集器,在  $\phi 800$  毫米低密度激波管中,测量了空气正激波后的电子浓度,得到了与 Кузнецов, Hilsenrath 等人的平衡理论计算一致的结果. 在大  $Ma$ , 数、低密度下,实验结果表现出有“过剩”的电子浓度,这与林绍基等人的结果是一致的.

空气在高温下的电离程度,一般采用统计热力学方法计算得到. 如 Предводителев<sup>[1]</sup>, Кузнецов<sup>[2]</sup>, Hilsenrath<sup>[3]</sup> 等人所著的,现在为人们常用的表格,都属于这类计算. 他们的计算精度则多依赖于所用的原子、分子常数的精确性. 从实验角度,用激波管方法进行波后电子浓度测量,来考察这些计算的实用性,也已经有了一些工作,如林绍基<sup>[4]</sup>, Баженова<sup>[5]</sup>, DeBoer<sup>[6]</sup> 和 Locke<sup>[7]</sup> 等.

本文报道我们采用磁探针和离子采集器在  $\phi 800$  毫米低密度激波管上测得的结果. 我们的磁探针是将林绍基<sup>[8]</sup>的磁探针原理推广,做了三方面改进: (1) 用细的尼龙(或玻璃)管,装入对置永久磁铁和拾取线圈,插入激波管内使用. 由于磁场局限于小的范围内,从而提高了分辨能力; (2) 在较低的密度下,采用较强的永久磁铁,以致使电子迴旋频率大于或可比于碰撞频率,出现了霍尔电流不能忽略的情形; (3) 用铝作校正得到正常电导下探针的基本参数(灵敏度与空间分辨能力)和探针的响应特性. 同时,借助探针的磁场分布特性及磁迴旋频率作用的电导率理论,求出强磁场低碰撞频率下的磁探针响应特性来.

对电导率为  $\sigma_0$  的半无穷导体,以速度  $u$  掠过探针(中心位置于  $x$  点), 探针给出的感应电势  $V$  可写为

$$V(x-s) = u\sigma_0 g(x-s) \quad (1)$$

其中  $s$  为导体表面的位置,函数  $g(x-s)$  与磁场分布、几何形状有关. 用金属(已知电导率与速度)作校正,可以将其定出. 实测得知,它呈一种正态分布函数的形式:

$$g(x-s) = \frac{A^*}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left[ \frac{\sqrt{2}(x-s)}{b} \right]^2} \quad (2)$$

其中  $A^*$  与  $b$  为标定出的探针常数,表征它的灵敏度与分辨距离.

对导电气体,在迴旋频率不能忽略时,将空间磁场分布与电导率的表达式一起考虑,得到响应函数中心点的值应为

本文于 1982 年 7 月 1 日收到.

$$g_B(0) = g(0) \left( \frac{\nu}{\omega_{b_0}} \right) \left( \frac{\pi}{2} - \text{tg}^{-1} \frac{\nu}{\omega_{b_0}} \right) \quad (3)$$

其中  $\nu$  为碰撞频率,  $\omega_{b_0}$  为探针表面中心处磁场强度对应的迴旋频率.  $g_B$  的两翼比较复杂, 它将随  $\frac{\nu}{\omega_{b_0}}$  的减小变得比正态分布函数下降得更为缓慢与平坦. 在  $\omega_{b_0}$  比  $\nu$  大很多时, 可以写成

$$g_B(x-s) = \begin{cases} g(0) \frac{\nu}{\omega_{b_0}} \left( \frac{\pi}{2} - \text{tg}^{-1} \frac{\nu}{\omega_{b_0}} \right) & |x-s| < b_H \\ 0 & |x-s| > b_H \end{cases} \quad (4)$$

其中  $b_H$  为探针磁场的有效宽度, 根据实测取  $b_H = 2b$ . (4) 式中  $\text{tg}^{-1} \frac{\nu}{\omega_{b_0}}$  在  $\frac{\nu}{\omega_{b_0}}$  小时, 可以略去. 应用正常电导下的电导率表示式<sup>[8]</sup>

$$\sigma_0 = 0.850 \frac{n_e e^2}{m_e \nu} \quad (5)$$

其中  $n_e$  为电子浓度.  $h_e$  在波后缓变, 则有

$$V(x) = 0.850 \frac{\sqrt{\pi} b_H e^2 u}{\sqrt{2} \omega_{b_0} m_e} A^* \frac{dn_e}{dt} \quad (6)$$

其中  $A^*$  为一个与  $D$  有关的, 可以用正常电导之金属标定的常数. 在实验中感生电动势可直接记录后用数字积分求  $n_e$ , 或者用积分器直接转换. 磁探针技术的详细内容另有报道<sup>[9]</sup>.

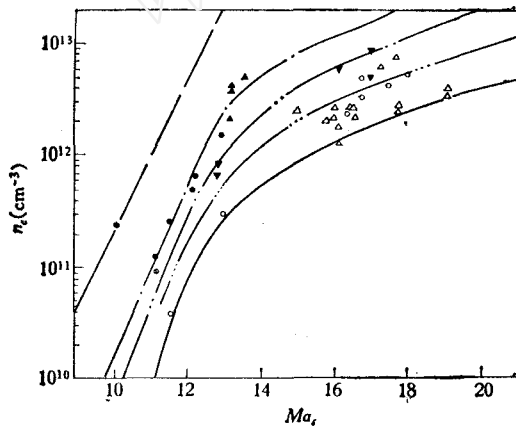


图1 电子浓度  $n_e$ - $Ma_s$  曲线

$P_1$  托

- |                  |                      |         |
|------------------|----------------------|---------|
| $\triangle$      | $1.9 \times 10^{-2}$ | 磁探针     |
| $\circ$          | $3.8 \times 10^{-2}$ | 离子采集器   |
| $\triangle$      | $7.6 \times 10^{-2}$ | 磁探针     |
| $\nabla$         | $1.3 \times 10^{-1}$ | 磁探针     |
| $\blacktriangle$ | $1.3 \times 10^{-1}$ | 磁探针     |
| $\bullet$        | $9.1 \times 10^{-1}$ | 离子采集器   |
| $\star$          | $9.1 \times 10^{-1}$ | 磁探针     |
| ---              | 1                    |         |
| ----             | $3.8 \times 10^{-2}$ | 取自文献[1] |
| -----            | $7.6 \times 10^{-2}$ |         |
| .....            | $1.3 \times 10^{-1}$ |         |
| ————             | $1.9 \times 10^{-2}$ |         |

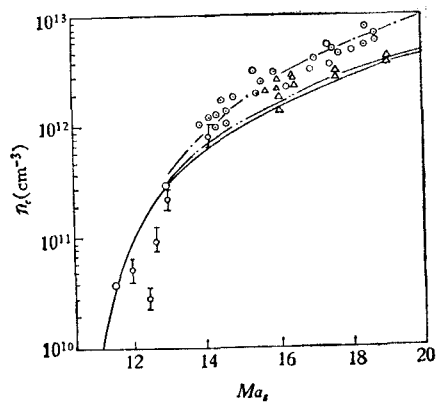


图 2

- |             |   |                              |
|-------------|---|------------------------------|
| $\circ$     | 林绍基等 <sup>[6]</sup>                                       | $P_1 = 2.0 \times 10^{-2}$ 托 |
| $\square$   | Locke 等 <sup>[7]</sup>                                    |                              |
| $\triangle$ | 本文磁探针   | $P_1 = 1.9 \times 10^{-2}$ 托 |
| $\circ$     | 本文离子采集器   |                              |
| ---         | 林绍基 电子“过剩”理论 <sup>[6]</sup>                               |                              |
| -----       | Кузнецов 平衡 <sup>[2]</sup> 与 Hilsenrath 平衡 <sup>[3]</sup> |                              |
| ————        | Предводителев <sup>[1]</sup>                              |                              |

本实验用的离子采集器用玻璃制成. 玻璃管前端拔成一外半张角约  $15^\circ$  的中空尖锥. 尖锥顶部有一边缘尖锐的小孔, 孔径 0.1 毫米, 对本实验激波后气流, 其克努曾数大于 1 或近于 1, 此采集器的作用如同一个 Kantrowitz-Grey 撇取器<sup>[10]</sup>. 采集器内壁镀银作为收集电极, 一般加对地  $-22.5\text{V}$  电压, 电子在入口处受负电位排斥, 只有离子与中性分子进入. 离子进入后被电极吸收, 其作用有如法拉第筒, 接收之离子流经由源随器输出. 按自由分子流理论<sup>[11]</sup>, 离子进样流可写成

$$I_i = \frac{eAn_i\bar{c}}{4} [e^{-s^2} + \sqrt{\pi}S(1 + \text{erf}S)] \quad (7)$$

其中  $A$  为入口截面,  $\bar{c}$  为离子平均热运动速度,  $n_i$  为离子浓度,  $S = u/\bar{c}$ ,  $u$  为流体整体运动速度.  $S$  大时, (7) 式可化为

$$I_i = eAn_iu \quad (8)$$

这也正是我们当前的实验所满足的.

本采集器与 DeBoer<sup>[6]</sup> 的不同在于文献 [6] 中为连续流进样, 本方法为分子流进样. 详细内容另作报道.

本实验激波管抽真空达  $5 \times 10^{-4}$  托, 管体漏率小于  $5 \times 10^{-5}$  托. 使用的空气是用 99.9% 纯度的  $\text{N}_2$  和 99.6% 纯度的  $\text{O}_2$ , 在一标准容器中配成. 从停止抽气到充气破膜用不多于 5 分钟的时间. 激波速度由五通道微秒计时器记录, 误差小于 2%.

在激波马赫数 10 到 19 范围内, 起始压力  $P_1$  由  $10^{-2}$  托至 1 托范围内进行了波后电子浓度的测定, 实测结果标绘于图 1 中. 图中的理论曲线是自 Предводителев 的表转算成的平衡电子浓度. 在图 2 中单独列出了在  $2 \times 10^{-2}$  托下, 我们的实验点、林绍基等人的实验点和 Locke 的实验点. 曲线则为用 Предводителев<sup>[1]</sup>, Кузнецов<sup>[2]</sup> 和 Hilsenrath<sup>[3]</sup> 的平衡计算, 与林绍基的非平衡电子“过剩”的理论结果. 可以指出, 文献 [1—3] 的平衡计算结果无大差别<sup>1)</sup>, 但电子“过剩”的非平衡计算则给出较大的电子浓度, 而且得到其本人的实验证实. 本实验在  $Ma_s = 16$  附近的实验结果确实表现出有过剩电子浓度, 但总的说来, 比林绍基等人的测定值低. 在图 3 中列出了较高起始密度的结果. 本文的结果在这个范围内与理论预期也是一致的, 并且与 DeBoer 更低马赫数下测的结果相衔接.

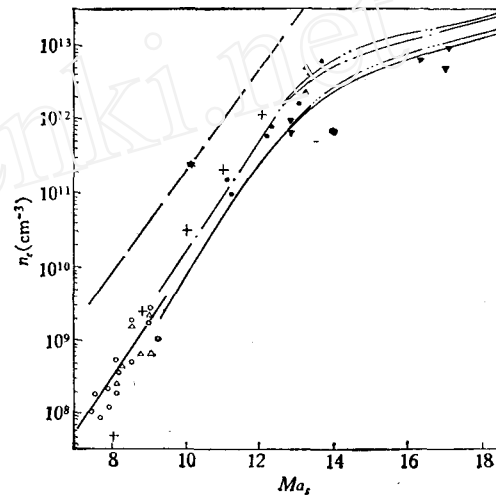


图 3

$P_1$ (托)	
+ $7.6 \times 10^{-1}$	Баженова
x $1.0 \times 10^{-1}$	DeBoer
● 本文 $1.3 \times 10^{-1}$	离子采集器
▲ 本文 $1.3 \times 10^{-1}$	磁探针
▼ 本文 $7.6 \times 10^{-2}$	磁探针
★ 本文 $9.1 \times 10^{-1}$	磁探针
— [2][3] 1.0	— [2][3] $7.6 \times 10^{-2}$
- · - [1] $1.3 \times 10^{-1}$	— [1]
- · - [2][3] $1.3 \times 10^{-1}$	— [6] $1.0 \times 10^{-1}$

1) Предводителев 的表给出的电子浓度稍偏低, 原因是他使用的 NO 电离势为 9.5eV, 比现在通行的 9.25eV 稍高.

Баженова 的测量结果<sup>[5]</sup>则偏低半个量级左右。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] Предводителев, А. С. и др. Таблицы термодинамических Функций воздуха, АН СССР Москва(1962).
- [ 2 ] Кузнецов, Н. М., Термодинамические Функции и ударный Адиабаты Воздуха при Высоких Температурах, машиностроение Москва (1965).
- [ 3 ] Hilsenrath, J. H. and Klein, M., AEDC-TR-65-28 (1965).
- [ 4 ] Lin, S. C., et al., *Phys. Fluids*, 5 (1962), 1633. *Phys. Fluids*, 6 (1963), 355.
- [ 5 ] Баженова, Т. В. Физическая Газодинамика и Свойства газов при Высоких температурах, АН СССР Москва Изд. <Наука> (1964), 17.
- [ 6 ] DeBoer, P. C. T., *Rev. Sci. Instr.*, 37 (1966), 755.
- [ 7 ] Locke, E. et al., *AIAA J.*, 5(1967), 1350.
- [ 8 ] Lin, S. C., et al. *JAP*, 26(1955), 95.
- [ 9 ] 何宇中, 崔季平, 范秉诚, 核聚变与等离子体物理, 2, 2(1982).
- [ 10 ] Kantrowitz, A., et al., *Rev. Sci. Instr.*, 22 (1951), 328.
- [ 11 ] Patterson, G. N., *Molecular Flow of Gases*, John Wiley & Sons, Inc., New York (1956), 165.

## THE MEASUREMENT OF ELECTRON DENSITY BEHIND NORMAL SHOCK WAVES IN AIR

Cui Jiping He Yuzhong Fan Bingcheng

(*Institute of Mechanics, Academia Sinica*)

### Abstract

The electron density behind the incident shock Waves in a  $\phi 800$  mm low density shock tube in measured by a magnetic probe and an ion collector. The magnetic probe is improved. so it can still be used when both the Lamor frequency and the collision frequency of electron have to be considered, and can be used to measure the electron density directly when the characteristic Lamor frequency is larger than the collision frequency. The ion collector is working at the free molecular region. It is made of glass tube and shaped into cone type with a small hole at the top as a Kantrowitz-Grey's skimmer. The inside of the glass cone is coated by a thin silver layer. Which works as a collected electrode. The electron density is measured from shock Mach number  $Ma_s = 10$  to 19 and initial pressure  $P_1 = 10^{-2}$  torr to 1 torr. The results agree with the equilibrium calculation given by Кузнецов and Hilsenrath et al. The "Over-shoot" of electron density at high shock Mach number and low initial pressure is observed as pointed by Lin et al.