

# 等离子体低目标特征技术原理( II )\*

王 龙<sup>1 †</sup> 张海峰<sup>2</sup> 邵福球<sup>2</sup>

(1 中国科学院物理研究所 北京 100080)

(2 国防科学技术大学 长沙 410073)

## 4 大气等离子体基本过程

在本节中,我们考虑等离子体产生后的演化过程.至于如何产生等离子体,不在本节研究范围之内.这等离子体是指由电子、负离子和正离子组成的等离子体.离子一般是大气离子,也可能是其他种类的工作气体(如惰性气体).

### 4.1 碰撞频率

因为等离子体中粒子间的碰撞频率对于我们的课题非常重要,我们在这里简要介绍一下.用硬球模型可得到电子与大气分子的碰撞频率为<sup>[4]</sup>

$$\nu_{em} = 1.6 \times 10^{11} \left( \frac{n_m}{2.5 \times 10^{19}/\text{cm}^3} \right) \sqrt{\frac{T}{300}}, \quad (4)$$

用这一公式得到的电子温度为 300K 在地面大气的碰撞频率为  $1.7 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$ . 这是一个近似的公式,特别在低能有很大偏离. Itikawa 详细研究了这一碰撞频率<sup>[45]</sup>. 他得到的一些典型结果见表 1.

表 1 电子和气体分子碰撞频率  $\nu_{em}/n_m$  ( $10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ )

$T_e/\text{K}$	300	500	1000
$\text{N}_2$	0.59	0.96	1.80
$\text{O}_2$	0.29	0.44	0.80
He	0.76	1.00	1.50
Ar	0.22	0.15	0.09

由这一表计算的 300K 电子在地面大气的碰撞频率为  $1.4 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$  和硬球模型结果接近.

在  $T_e \gg T_i$  时,电子和离子的碰撞频率为<sup>[4]</sup>

$$\nu_{ei} = \frac{5.5 n_i}{T_e^{3/2}} \left( \ln \frac{280 T_e}{n_i^{1/3}} + \frac{1}{3} \ln \frac{T_i}{T_e} \right). \quad (5)$$

用这些公式计算 60km 以下的大气,当电子温度在 1eV 以下时,电子与大气分子的碰撞频率为  $10^7$ — $10^{11} \text{ s}^{-1}$ . 当离子密度在  $10^{10}$ — $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , 温度 300K 时电子与离子的碰撞频率为  $10^5$ — $10^7 \text{ s}^{-1}$ , 与高度无关. 所以总的碰撞频率为  $10^7$ — $10^{11} \text{ s}^{-1}$ , 相应的各向

同性弛豫时间为  $10^{-8}$ — $10^{-12} \text{ s}$ .

### 4.2 能量弛豫过程

等离子体的初始电子分布函数依赖于电离的方式. 某些电离方式所产生的电子分布可能是高度非各向同性和非 Maxwell 的. 这样的分布会因与中性粒子碰撞而很快弛豫到各向同性.

电子分布趋于 Maxwell 分布的时间尺度取决于电子-电子碰撞频率

$$\nu_{ee} = 5.6 \times 10^7 \frac{n_e / (10^{10}/\text{cm}^3)}{(T_e/300)^3}. \quad (6)$$

对于  $10^{10}$ — $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  的电子密度而言, 相应的碰撞频率为  $10^5$ — $10^7 \text{ s}^{-1}$ , 相应的弛豫时间为  $10^{-6}$ — $10^{-8} \text{ s}$ .

电子温度弛豫到分子温度的特征时间取决于电子和分子间的能量弛豫时间. Ginzburg 得到了一个电子温度的演化方程<sup>[4]</sup>:

$$\frac{dT_e}{dt} + \alpha(T_e) \nu_{em}(T_e)(T_e - T_m) = 0, \quad (7)$$

其中  $\alpha(T_e)$  是每次碰撞的电子能量损失份额, 对于空气而言, 当电子温度在 0.5eV 以下时约为  $1 \times 10^{-3}$ , 在 1eV 时达到  $1 \times 10^{-2}$ . 但在低能段 1—2eV, 碰撞频率随电子温度几乎线性增加, 所以弛豫过程随温度降低而减慢. 对于地面大气密度, 在 1eV 时弛豫时间为  $10^{-9} \text{ s}$ , 在 0.5eV 时为  $10^{-8} \text{ s}$ , 在 0.2eV 时为  $10^{-7} \text{ s}$ .

电子温度较高时, 能量损失的主要通道是与中性粒子的非弹性碰撞. 在 5eV 以上时, 主要过程是分子的电离和电子态的激发, 对于大气参数, 典型的能量弛豫时间为

$$\tau_{in} = 3 \times 10^{-12} \frac{1}{n_m / (2.5 \times 10^{19}/\text{cm}^3)}, \quad (8)$$

在 5eV 以下时, 主要是振动态的激发, 弛豫时间为

$$\tau_{in} = 3.4 \times 10^{-12} \frac{1}{n_m / (2.5 \times 10^{19}/\text{cm}^3)},$$

\* 2003-02-26 收到初稿 2003-05-27 修回

† 通讯联系人. E-mail wanglong@aphy.iphf.ac.cn

$$2\text{eV} < T_e < 5\text{eV} \quad (9)$$

$$\tau_{in} = 10^{-9} \frac{1}{n_m / (2.5 \times 10^{19} / \text{cm}^3)}$$

$$0.4\text{eV} < T_e < 2\text{eV} \quad (10)$$

### 4.3 大气化学过程

涉及电离的大气化学过程很复杂,可大致分类如下:

表2 主要大气化学反应过程

电子-离子复合	分解复合	$O_2^+ + e \rightarrow O + O$ $N_2^+ + e \rightarrow N + N$
	三体复合	$O_2^+ + e + e \rightarrow O_2 + e$ $N_2^+ + e + e \rightarrow N_2 + e$
	辐射复合	$O_2^+ + e \rightarrow O_2 + h\nu$ $O^+ + e \rightarrow O + h\nu$
电子附着	三体附着	$O_2 + O_2 + e \rightarrow O_2^- + O_2$ $O_2 + N_2 + e \rightarrow O_2^- + N_2$
	分解附着	$O_3 + e \rightarrow O^- + O_2$ $O_2 + e \rightarrow O^- + O$
	辐射附着	$O_2 + e \rightarrow O_2^- + h\nu$
脱附	二体脱附	$O_2^- + N_2 \rightarrow O_2 + N_2 + e$ $O_2^- + O_2^* \rightarrow O_2 + O_2 + e$
	结合脱附	$O^- + O \rightarrow O_2 + e$
	光脱附	$O_2^- + h\nu \rightarrow O_2 + e$
离子复合		$N_2^+ + O_2^- \rightarrow N_2 + O_2$ $N^+ + O^- \rightarrow N + O$
电荷交换		$N_2^+ + O_2 \rightarrow N_2 + O_2^+$ $N_2^+ + O \rightarrow NO^+ + N$
中性粒子反应		$O + O + N_2 \rightarrow O_2 + N_2$ $O_3 + O(^1D) \rightarrow O_2 + O + O$ $N_2O + O(^1D) \rightarrow N_2 + O + O$

表2中所列的仅是涉及氧和氮两种元素的一些代表性基本过程.如果考虑到其他常见元素及各种激发态及团簇,过程极为复杂.这些反应的速率应正比于参加反应的粒子密度.这个比例系数称为速率系数.例如,氧分子的三体附着反应,其反应速率为  $kn_e n_m^2$ .其中  $k$  为速率系数,  $n_e$ 、 $n_m$  分别为电子和氧分子密度.对于不同反应,速率系数可一般表示为  $k = \alpha (T/300)^\beta \exp(-\gamma/T)$ ,其中包含  $\alpha$ 、 $\beta$ 、 $\gamma$  三个参数,  $T$  一般为参加反应的电子的温度,如无电子参加反应,则为重粒子的温度.

以 Vidmar 最初的大气化学模拟程序为例<sup>[46]</sup>.他计算了 44 种组分,340 种反应.这些组分分类

表如下:

表3 大气化学计算程序主要组分

中性粒子	正离子	电子和负离子
H, He, N, O	$N^+$ , $N_2^+$ , $N_4^+$	e
$N_2$ , $O_2$ , NO, OH	$O^+$ , $O_2^+$ , $O_4^+$	$O^-$ , $O_2^-$ , $O_3^-$ , $O_4^-$
$O_3$	$He^+$ , $He_2^+$	$O_2^- \cdot H_2O$
$CO_2$ , $H_2O$ , $N_2O$ , $NO_2$	$H_2O^+$ , $H_3O^+$	$CO_3^-$ , $CO_4^-$
$He(^3S_1)$	$NO^+$	$CO_3^- \cdot H_2O$ , $CO_4^- \cdot H_2O$
$O(^1S)$ , $O(^1D)$	$O_2^+ \cdot H_2O$	
$N(^2P_0)$ , $N(^2D_0)$	$H_3O^+ \cdot H_2O$	
$O_2(^1\Delta_g)$	$H_3O^+ \cdot OH$	
$O_2(^b^1\Sigma_g^+)$		

所模拟的反应,则包括负离子反应 134 种,正离子反应 75 种,中性粒子反应 33 种,正离子-电子复合 29 种,两体正离子-负离子复合 7 种,三体离子复合 62 种.

Vidmar 的计算结果以电子寿命表示.所谓电子寿命是当源项消失后,电子密度的衰减时间常数.图 13 为在大气中产生的不同等离子体密度的电子寿命作为高度的函数.我们可以看到,不同电子密度的曲线在低高度时都趋于一条接近直线的曲线.这意味着电子寿命与电子密度无关,其物理意义是当电子密度较大气粒子密度少得多时,三体附着起着主要作用.因为三体反应速率正比于氧分子密度的平方,所以这曲线的斜率大致为 2.在地面大气环境,对于我们所关心的电子密度( $10^{10}$ — $10^{12} \text{cm}^{-3}$ )电子的寿命只有  $10^{-7}$ — $10^{-8}$  s.

当相对电子密度增加时,二体附着逐渐超过三体过程.而二体附着仅和氧分子密度成正比.而且,当电子密度进一步增加时,电子和离子的复合率会增加.这样的复合与中性粒子密度无关,而且三体复合 e-e-i 率和电子密度平方成正比.所以当电子密度增加时,其寿命变得与大气密度无关.在 60km 高空,对于我们所关心的电子密度,电子密度随高度的变化正属于这种情形.

我们再归纳一下,在使用大气为工作气体时,随高度变化,按照电子寿命和所需产生等离子体的功率的定标,可分为三个区域:

$$\text{I, 底层 } \sigma_e \propto \frac{1}{n_0^2} P \propto n_e n_0^2;$$

$$\text{II, 中层 } \sigma_e \propto \frac{1}{n_0} P \propto n_e n_0;$$

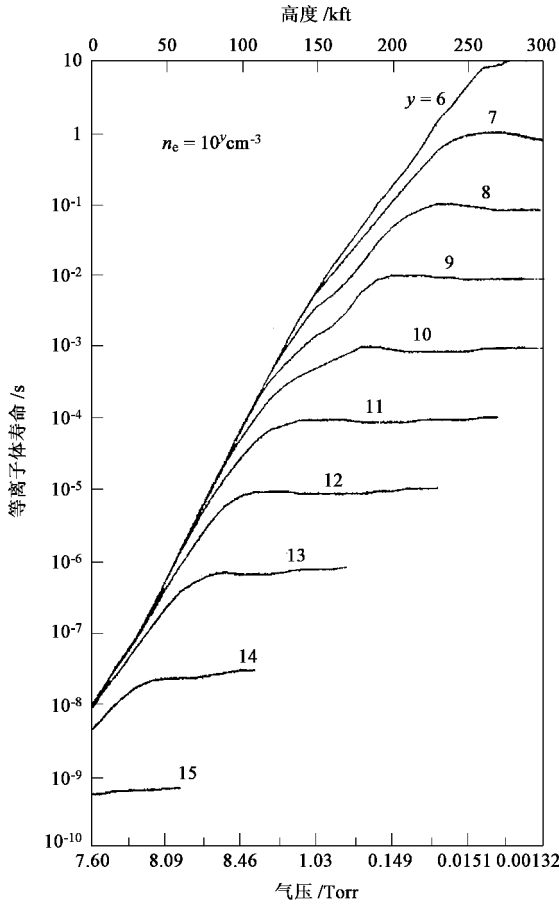


图 13 不同电子密度时,空气中产生的等离子体的寿命作为气压或高度的函数(200 kft ≈ 60 km)

$$\text{III, 高层, } \tau_e \propto \frac{1}{n_e n_i} P \propto n_e^2 n_i.$$

这三个区域划分还和所要求的电子密度有关. 它们在电子密度 - 高度平面上的分布如图 14 所示. 当然实际上存在中间区域. 图 14 对我们估计功率消耗是有用的.

因为电子在氧分子上的附着对电子温度起着决定性的影响,我们可以期望更换工作气体会在很大程度上改变电子寿命. 图 15 给出了掺杂了 1ppm 空气的氮气的结果. 可以看到,在地面高度电子寿命比大气的结果提高了 4 个量级. 这是因为氮不会形成负离子. 在几十 km 高空则与大气的结果差不多. 使用氮气当然会节省功率,但在大气环境下难于保持纯度,少许大气成分杂质就会起很大影响. 这是我们选择氮气为工作气体时必须考虑的事.

从这个例子可以看到,一个通用的大气化学模拟程序即使是非常简化的,也是极端复杂的. 但在具体问题中,只有几种主要过程决定了关键参数. 所以对于具体问题而言,一个更加简化的模型对于估计

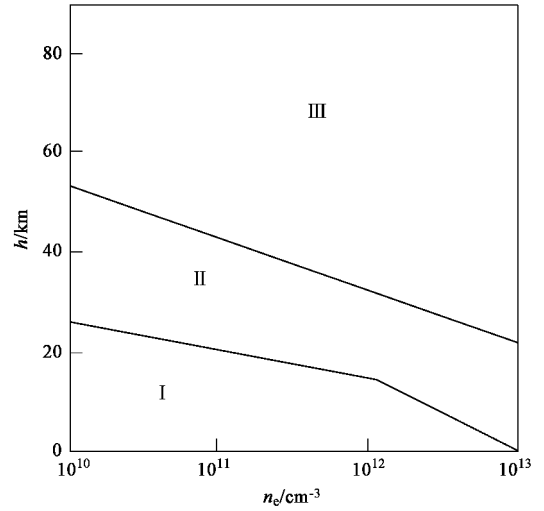


图 14 电子寿命或维持等离子体所需功率在电子密度 - 高度平面上的定标区域

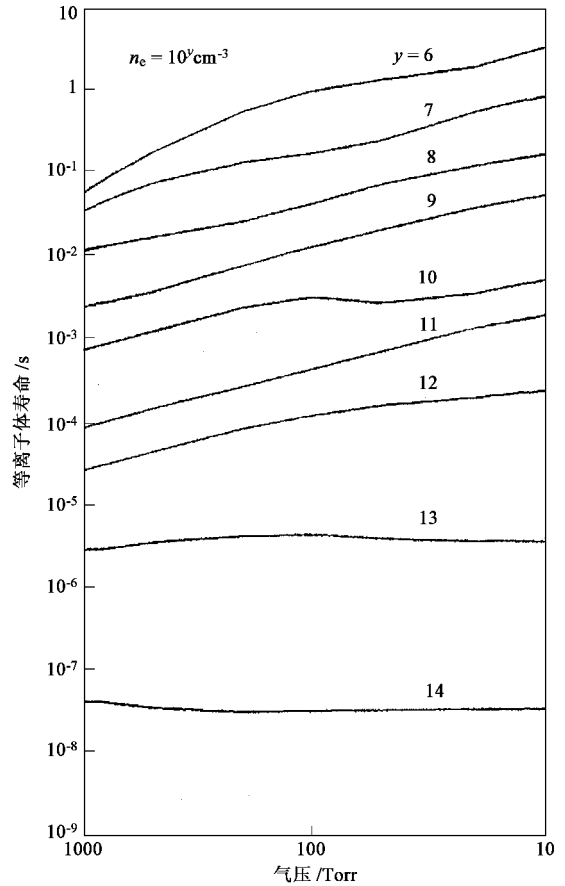


图 15 不同电子密度时,含百万分之一空气的氮气中产生的等离子体的寿命作为气压的函数

参数是非常必要的.

#### 4.4 等离子体和气流的相互作用

以上物理和化学过程均属零维研究的结果,或者说,属于一种静态模型. 或许一种局部作用的设计

容许等离子体处于封闭的容器中,但一般应考虑开放环境.再者在用于飞行器时,必须考虑到飞行器是在高速运动,而等离子体是覆盖在飞行器表面这一基本事实.

考虑到大气环境下的扩散和气流影响,等离子体的电子密度的发展可用以下简化方程描述:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = (\nu_i - \nu_a - \alpha_r n_e) n_e + D \nabla^2 n_e - V \cdot \nabla n_e, \quad (11)$$

其中  $\nu_i$  为电离速率,  $\nu_a$  为三体附着率,  $\alpha_r$  为复合率,  $D$  为相应的扩散系数,  $V$  为气体流动速度. 式中第一项在稳态时为零,第二项为化学反应项,即上一节所述的内容. 括号内第二、三项均各只考虑一种反应,一般应为多项求和. 第三项为扩散项. 在低层大气,可用经典的弱电离扩散系数;在高层大气,应以双极扩散为主. 第四项为气流项. 由飞行器边界层的流体动力学方程决定气流速度. 对于等离子体的其他成分,包括正负离子、中性粒子及团簇,也应列出相应的方程. 当然在有些情况下,尚须计及动量和能量方程以及物态方程. 很多情况应做稳定性分析.

涉及这方面的研究的文献相当少见. 等离子体和气流的相互作用的实验研究须有风洞这样的设备. Roth 等在风洞内研究了沿面放电对附近气流的影响<sup>[47]</sup>. 他们将放电电极放入低速风洞,在电极上面用细管喷出四氯化钛气体,这一气体与空气中水汽作用生成可视的二氧化钛随气流运动,用普通相机即可照出流线图. 用皮托 (pitot) 管测气体流速. 他们得到了电极附近的气流速度轮廓,研究了阻力和电极结构的关系,并用质量输运和涡旋结构解释这些现象. 他们认为涡旋是一种类似有质动力的“顺电场力”引起的. 从这个例子可以看到等离子体和气流的相互作用是很复杂的.

另一项研究用两种适用于稀疏带电流体的模拟程序研究等离子体对飞行器空气动力学的影响<sup>[48]</sup>.

对于我们所研究的三分量等离子体,大量负离子的存在可能产生一些新的物理过程,例如可形成类似于激波的波前<sup>[49]</sup>.

在等离子体和气流相互作用问题上,还有一个课题,就是等离子体从等离子体发生器喷出问题. 这也是一种可能的技术方案. 一般来说,这一方案首选的是热等离子体从喷嘴喷出. 如果喷嘴足够小,内外压强比大于 2.1,喷嘴处局部流速为声速,流出后绝热膨胀. 这个问题在气体动力学早已解决,但涉及等离子体还是新问题. Engeln 等<sup>[50]</sup>用激光荧光光谱法

探测速度分布,研究了 Ar/H 超声膨胀热等离子体的流体动力学及与背景气体的相互作用(图 16).

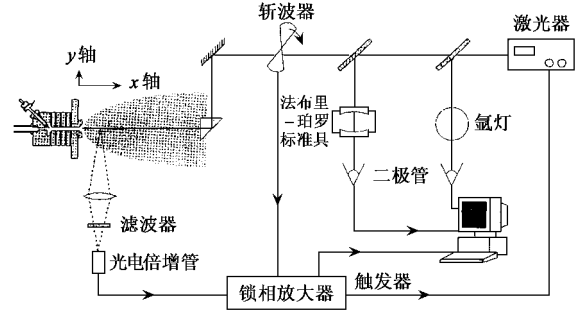


图 16 使用激光荧光光谱探测喷出等离子体速度分布

#### 4.5 中性粒子加热

我们以上只考虑了带电粒子在中性粒子背景上的演化.未考虑电离过程对中性粒子的影响.现在我们只考虑中性粒子的加热问题.我们假设,使气体电离的功率最终加热了中性粒子,而忽略其他能量损失(如辐射),而中性粒子的能量损失则全部通过粒子扩散而不计热导.如前所述,维持  $10^{12} \text{cm}^{-3}$  密度等离子体需功率  $p$  约为  $10 \text{W/cm}^3$ . 取中性气体湍流扩散系数上限  $D = 10^4 \text{cm}^2/\text{s}$ . 在稳态时,应有方程

$$p = k T_N D \frac{n_N}{L^2}, \quad (12)$$

其中  $T_N$ ,  $n_N$  分别为中性粒子温度和密度,  $L$  为等离子体的特征尺寸. 以地面大气密度代入,加热后的中性粒子温度为 400K 左右,应该考虑加热后的膨胀引起密度降低,因而碰撞频率也相应降低,影响对电磁波的吸收. 但在下一节我们将看到,在地面附近的大气,带电粒子与中性粒子的碰撞过于频繁,影响等离子体的电导率,对吸收电磁波并不利,所以在地面附近,中性粒子的加热对吸收电磁波是正面效应. 至于 60km 的高空,中性粒子的加热更要考虑,对吸收电磁波的影响要具体计算. 这时其他能量损失机制要考虑.

总的来说,中性粒子必须作为等离子体的一个分量计及到整个方程组中. 中性粒子不能只看作等离子体的背景是大气等离子体的特点.

## 5 电磁波在等离子体中的传播和吸收

关于电磁波在等离子体中的传播,已经广泛深入研究,特别是 Ginzburg 的书已就各种具体情况详尽研究. 但以往的研究主要针对电磁波在电离层中的传播. 就低目标特征技术而言,尚有一些特点区别于电离层. 首先是如前所述,我们处理的是厘米波和

分米波,而出于消耗功率的考虑,人工产生的等离子体的厚度不会远远大于波长。也就是说,在考虑电磁波传播问题时,准光学近似一般不成立,而以往许多公式都是从准光学近似出发的。例如,关于反射的菲涅耳公式在这里一般不成立,不应随便使用这些可能不成立的公式。我们的情况类似于近场光学。其次,在大气特别是低层大气层环境下,正负离子的寿命远远大于电子寿命。在有些情况下似应考虑离子电导对电磁波传播的作用。

### 5.1 波动方程

当介质性质不随时间变化时,一般的电场分量的波动方程为

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = 0, \quad (13)$$

其中  $\mathbf{E}$  为电场,  $\mathbf{D}$  为电位移,  $\mathbf{j}$  为自由电流。在解瞬态问题时,我们须解这样的含时间的方程。这又分两种情况。一是入射电磁波的振幅随时间变化或脉冲运行,变化的时间尺度或脉冲宽度可与电磁波的周期相比。例如最近出现的所谓阿秒( $10^{-18}$  s)激光,一个激光脉冲只含几个波长。我们所讨论的电磁波段,这个时间尺度应为纳秒以下。第二种情况是入射电磁波仍为定态,但等离子体介质随时间快速变化。例如对于突然产生的等离子体,与之作用的电磁波会发生频率上移现象<sup>[51]</sup>。这一效应也是值得注意的。

但我们所研究的课题在绝大多数情况下可以只考虑定态电磁波,即波场以  $e^{-i\omega t}$  的形式振荡,而振幅不随时间改变。从 Maxwell 方程组可得定态电磁波的电场分量的波动方程,在各向同性情况下可写为

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon' \mathbf{E} = 0, \quad (14)$$

其中复介电常数  $\varepsilon' = \varepsilon - i \frac{4\pi}{\omega} \sigma$ ,  $\varepsilon = n^2 = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$ ,  $\sigma$  为电导率。磁场分量也有波动方程。在这两个波动方程中,可视方便解其中一个,然后从 Maxwell 方程得到另一个。

### 5.2 均匀各向同性介质

在均匀介质中的平面电磁波的波动方程可化为

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon' \mathbf{E} = 0, \quad (15)$$

其中  $\varepsilon'$  为常量。它的解是  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - k r)}$ ,  $k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon'}$ 。

当考虑电子所受到的碰撞时,

$$\varepsilon' = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_e^2} - i \frac{\nu_e}{\omega} \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_e^2}, \quad (16)$$

折射率为复折射率,可分为实虚两部分。因为其实部

决定传播性质,反射点处于  $\omega_p = \sqrt{\omega^2 + \nu_e^2}$ ,而不再是  $\omega_p = \omega$ 。等离子体的折射率  $N = \sqrt{\varepsilon'} = N_r - i N_i$ 。用入射电磁波频率和等离子体参数表示  $N$  的实部和虚部是很复杂的式子。我们考虑一些极限情况。

首先,弱碰撞情况  $\nu_e \ll \omega_p, \omega$ , 低密度情况  $\omega > \omega_p$ , 得到近似公式

$$N_r = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}, N_i = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \frac{\omega_p^2}{2\omega(\omega^2 - \omega_p^2)} \nu_e, \quad (17)$$

折射率的实部几乎与碰撞频率无关,虚部与碰撞频率成正比。

高密度情况  $\omega < \omega_p$ , 得到近似公式

$$N_r = \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1} \frac{\omega_p^2}{2\omega(\omega_p^2 - \omega^2)} \nu_e, N_i = \sqrt{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1}. \quad (18)$$

折射率的实部与碰撞频率有关,不再为零。说明碰撞开始影响波的传播。虚部几乎和碰撞无关,波的衰减主要由于截止而不是由于碰撞。

强碰撞情形  $\nu_e \gg \omega_p, \omega$ , 这时的公式形式和密度无关:

$$N_r = 1, N_i = \frac{\omega_p^2}{2\omega\nu_e}. \quad (19)$$

由于碰撞很强,电导率很低,已不影响波的传播,波的吸收也随碰撞频率增强而减小,接近于绝缘体的情况。相应的波矢虚部  $k_i \propto 1/\nu_e$  与入射波频率无关。从这角度来说,等离子体对波的吸收是宽频带的。从(19)式第2个公式可得到使入射电磁波衰减 35dB 所需的等离子体厚度的简单公式:

$$d = 2 \times 10^{-2} \mu(T_0/T_N) \sqrt{T_e/n_e}, \quad (20)$$

其中  $\mu$  (Torr) 为背景气压,  $T_0 = 300$  K,  $T_N$  为中性气体温度,  $T_e$  (eV) 为电子温度,  $n_e$  ( $10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ) 为电子密度。

既然碰撞频率很低和很高时对波的吸收都弱,我们判断存在一个碰撞频率使吸收达到最高值。计算结果是:当  $\omega_p < \frac{2}{\sqrt{3}} \omega = 1.1547\omega$  时存在  $n_i$  极大值在

$$\nu_e = \omega \sqrt{\frac{3\omega_p^2 - 4\omega^2}{\omega_p^2 - 4\omega^2}} \quad (21)$$

处。当  $\omega_p > 1.1547\omega$  时,  $N_i$  不存在极大值,因为在这样的参数下  $N_i$  是一个随  $\nu_e$  递减的函数。从波的吸收角度出发,我们希望  $N_i$  尽量大,上式所决定的碰撞频率的值和  $\omega_p, \omega$  量级相近。一些计算结果如图 17 所示。

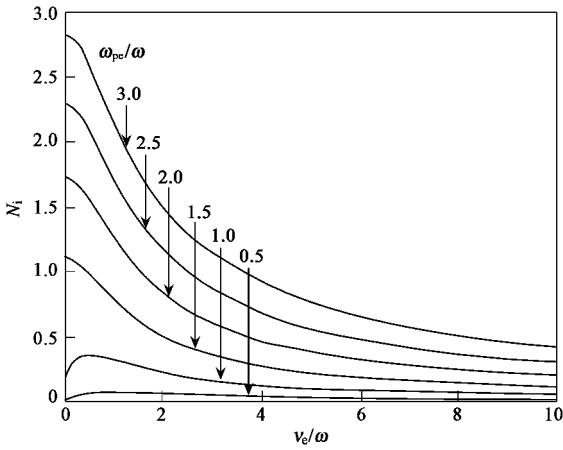


图 17 不同归一化等离子体频率  $\omega_{pe}/\omega$  时, 折射率虚部  $N_i$  随归一化碰撞频率  $\nu_e/\omega$  的变化曲线

以上已计算在我们所关心的大气环境下电子与分子和离子的总碰撞频率为  $10^7-10^{11} \text{ s}^{-1}$ . 和电磁波频率及相应的等离子体临界频率  $10^9-10^{10} \text{ s}^{-1}$  比较, 在地面附近碰撞频率远高于后两频率, 匹配条件不好. 在 25—40km 高空碰撞频率和入射电磁波频率匹配. 在更高的高度, 碰撞频率小于电磁波频率.

### 5.3 离子分量的作用

在地表大气环境下, 电子碰撞频率远远超过最佳值, 上述理想的频率匹配难于实现. 在这种情况下, 我们可研究离子分量的作用. 如上所述, 在大气环境下, 即使实现了很高密度的等离子体, 它的密度也远远低于大气中的中性粒子密度. 电子不但与中性粒子弹性碰撞, 而且非常容易附着于中性粒子形成负离子, 主要是氧的负离子. 在通常的大气里, 负离子要比电子大几个量级. 在人工产生的大气等离子体中, 负离子也应是负电荷的主要载体, 因为其寿命远远大于电子. 当然还存在大约同样数目的正离子. 离子质量远远大于电子(氧离子的质量约为电子质量的 60000 倍), 从电磁波所获得的能量低, 但离子密度大, 碰撞频率低, 可能接近最佳值.

考虑离子和离子以及分子的碰撞, 在地面附近离子碰撞率为  $4 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ . 所以在地面附近总有  $\nu_e \gg \omega \gg \nu_i$ . 介电常数的实部和电导率可近似为(其中下标  $i$  表示相应于离子的物理量):

$$\epsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e \nu_e^2} - \frac{4\pi e^2 n_i}{m_i \omega^2}, \quad (22)$$

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_e} + \frac{e^2 n_i \nu_i}{m_i \omega^2} \quad (23)$$

(文献 [3] 认为这一近似在电离层 D 区也成立, 系指相对于通讯所用的频率较低电磁波) 从这近似式

来看, 只有当  $\frac{n_i}{n_e} \approx \frac{m_i \omega^2}{m_e \nu_e^2}$  时, 离子碰撞才对  $\epsilon$  有影响, 这大概要求这一比值为  $10^2$  量级. 而当  $\frac{n_i}{n_e} \approx$

$\frac{m_i \omega^2}{m_e \nu_e \nu_i}$  时, 离子碰撞才对  $\sigma$  有影响, 这大概要求这一比值为  $10^4$  量级. 在地面高度附近, 第一个要求可能达到, 第二个要求也许不能达到. 所以在这一情况下, 精确计算波的传播须计及离子分量的贡献, 但其对电磁波吸收的贡献可以忽略. 但是, 如果我们采取一些特殊的措施增加离子密度, 也许能使其吸收电磁波达到可与电子分量的贡献同等的程度.

5.4 非均匀等离子体

实际的等离子体都是空间非均匀的, 特别是开放于大气的等离子体更是如此. 在研究波的吸收问题时, 可采用一维模型. 这时当平面波垂直入射时, 波动方程特别简单:

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon'(\omega, z) E = 0, \quad (24)$$

其中  $z$  为波传播方向, 也是介电常数  $\epsilon'$  发生变化的方向. 在 Ginzburg 的书<sup>[4]</sup>中详尽地分析了这个方程. 他指出, 当  $\epsilon'$  随  $z$  缓慢变化时, 可用准光学近似. 准光学近似的解没有反射, 可将波场分解为两方向传播的波的叠加. 如前面所说, 在我们的情况下, 准光学近似一般是不成立的.

有些情况方程有解析解.  $\epsilon'$  为线性轮廓时, 先考虑无碰撞情况,  $z=0$  为等离子体真空界面,  $z=z_1$  处为截止层(图 18).

$$\epsilon = 1 - \frac{4\pi e^2 n_e(z)}{m_e \omega^2} = 1 - \frac{z}{z_1}, \quad (25)$$

作变量变换

$$\zeta = \left(\frac{\omega^2}{c^2 z_1}\right)^{1/3} (z - z_1) = -\left(\frac{\omega}{c z_1}\right)^{2/3} \epsilon(z), \quad (26)$$

方程变为

$$\frac{d^2 E}{d\zeta^2} - \zeta E = 0. \quad (27)$$

它有两个相互独立的解  $A_i(\zeta)$  和  $B_i(\zeta)$ , 称为 Airy 函数(图 19), 是  $1/3$  阶的 Bessel 函数. 其中解  $B_i(\zeta)$  在  $\zeta \rightarrow \infty$  是发散的, 不符合边条件. 只有  $A_i(\zeta)$  是解.  $A_i(\zeta)$  在零点附近可表示为级数<sup>[52]</sup>. 实变数图形  $A_i(\zeta)$  在  $\zeta > 0$  处急剧衰减, 相应于波的截止, 在  $\zeta < 0$  处振荡, 是驻波结构, 其在反射点附近振幅最大(群速度小), 空间周期最宽(相速度大). 这样待决

定的仅是  $A_1(\zeta)$  前面的一个常系数. 这个系数是一个复数, 其相位部分决定时间相位. 由于无吸收, 在真空区是等幅驻波, 用边条件  $E, dE/dz$  连续可确定这一常系数. 文献 [4] 假设边界处  $|\zeta| \gg 0$  使用准光学近似确定这一常数, 还须另外计算边界处的反射系数. 这一处理方法在我们的问题中不适用.

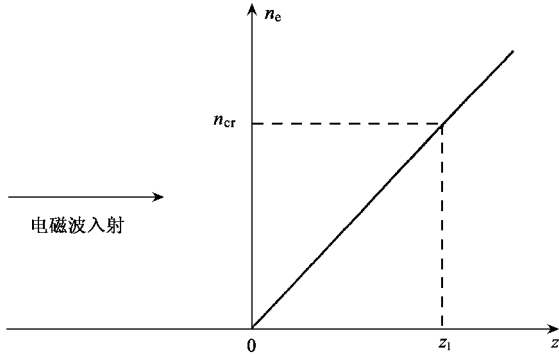


图 18 线性电子密度轮廓

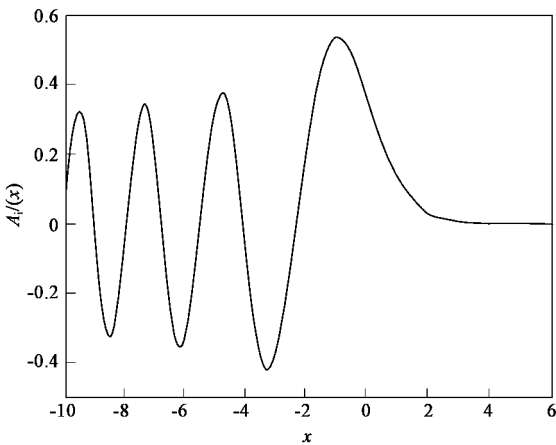


图 19 Airy 函数  $A_1(x)$

存在碰撞吸收时可作类似的变数变换. 这时, Airy 函数是复数. 说明同一时间不同地点的位相不同, 不再是驻波. 这个解的复数常系数仍有待边条件决定. 在真空区, 反射波的振幅和位相待定. 所以从两个边条件可决定两个复振幅, 并得到复振幅反射系数<sup>[5]</sup>.

还有很多人使用的 Epstein 密度轮廓<sup>[5]</sup>. 这种轮廓实际上是一类轮廓, 它们都没有锐边界, 存在解析解. 相应的方程是超几何方程. 其中的一种为以下表示:

$$n_e = \frac{n_{e0}}{1 + \exp(-z/\sigma)}, \quad (28)$$

这是一个密度从 0 到  $n_{e0}$  的阶梯. 过渡层宽度约为

$2\sigma$  [图 20(a)]. 我们只给出垂直入射时的功率反射率

$$R = \left| \frac{1-n}{1+n} \right|^2 \left| \frac{\Gamma[1+ik\sigma(n+1)]}{\Gamma[1+ik\sigma(n-1)]} \right|^4, \quad (29)$$

其中  $n$  为复折射率,  $k$  为真空波数,  $\Gamma$  为  $\Gamma$  函数. 这一 Epstein 轮廓和上述线性轮廓都适用于厚等离子体层. 另一 Epstein 轮廓为  $\sec h^2$  轮廓 [图 20(b)], 表为

$$n_e = \frac{n_{e0} \exp(-z/\sigma)}{[1 + \exp(-z/\sigma)]^2} = \frac{n_{e0}}{4} \sec^2 h^2\left(\frac{z}{2\sigma}\right), \quad (30)$$

其峰值在  $z=0$ ,  $z = \pm \infty$  皆趋于零, 半宽度为  $\sigma$ . 这一轮廓适用于透射率高(薄等离子体或低密度)情形. 其功率反射率为

$$R = \frac{1}{\pi^2} \left| \Gamma\left(2ik\sigma - \gamma + \frac{1}{2}\right) \Gamma\left(2ik\sigma + \gamma + \frac{1}{2}\right) \cos\pi\gamma \right|^2 \quad (31)$$

其中

$$\gamma = \frac{1}{2} \sqrt{1 + 16k^2 \sigma^2 (n^2 - 1)}. \quad (32)$$

对于 Epstein 轮廓, 应找一些碰撞频率很高时的近似公式.

当然, 实际的等离子体可能根本不是线性轮廓,

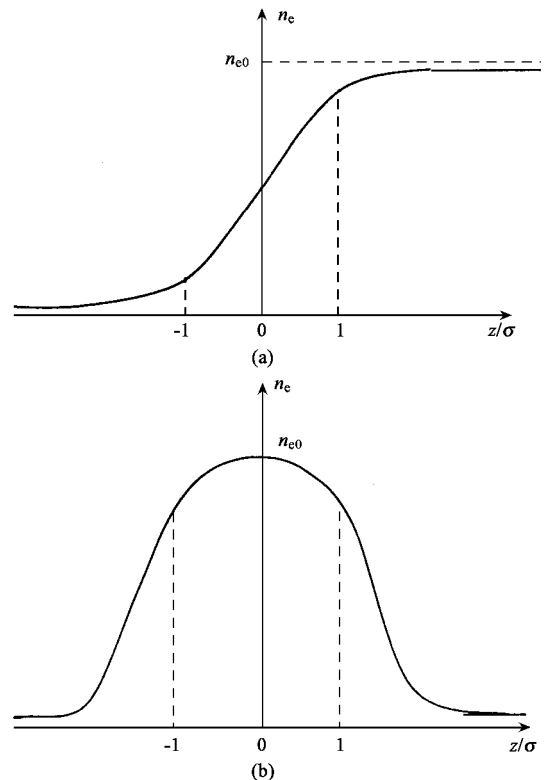


图 20 两种 Epstein 电子密度分布轮廓

也不一定能用 Epstein 轮廓表述. 在一般情况下, 只能采用数值解. 即使是存在解析解的情况, 有时用数值解也是方便的. 数值解法的困难在于没有任何确定的边界值, 包括一次微商值. 这是因为, 在真空区域, 场由入射波和反射波构成. 入射波是给定的, 而反射波的振幅和位相都是待定的, 所以场在任何空间点的数值和微商都不知道. 除去方程外, 我们所能利用的就是边界处的连续条件, 或在无穷远处振幅为零(一个界面时)的条件. 我们将有专文讨论这个问题<sup>[53]</sup>. 为了避免这一边条件的困难, 还可将问题化为初值问题. 即解含时间的波动方程, 初条件是平面电磁波入射<sup>[54]</sup>.

### 5.5 反常能量吸收

上述通过电子振动和碰撞而产生的电磁波能量吸收过程为正常吸收, 除此以外的所有能量吸收过程为反常吸收. 反常吸收可以是线性的也可以是非线性的. 从电磁波到静电波的直接转换是线性的. 当  $p$  偏振的电磁波倾斜入射到非均匀等离子体中时, 会在临界密度处产生一个强的纵向即平行于密度梯度的强电场振荡分量. 而垂直入射的电磁波也会在同一地点产生这样的纵向强电场. 其原因就是上述的临界密度处局部群速度为零. 这一场分量可以激发以同一频率振荡的纵向静电波. 这个波的相速是电子热运动的量级, 因此可通过朗道阻尼将能量传递给电子, 生成快速电子.

这一线性转换过程<sup>[55]</sup>使反射点附近( $\omega = \omega_p$ )的电场振幅增大一个系数  $\pi(\frac{\omega L}{3v_e})^{2/3}$ , 其中  $L$  为电子密度梯度的特征长度,  $v_e$  为电子热速度. 在等离子体隐身情况下, 如设  $L = 10\text{cm}$ , 这个因子约为  $10^2 - 10^3$ . 电场放大的原因也不难理解, 就是静电波在临界密度附近的群速度也为零. 波电场既然加强, 吸收也相应增强. 在强碰撞情形下, 这一效应应有所减弱.

非线性的过程种类繁多, 如受激拉曼散射, 受激 Brillouin 散射, 参量衰变不稳定性等. 这些过程在激光等离子体和电离层实验中很重要, 但在飞行器隐身的情况下, 由于波的功率很弱, 所造成的影响似可忽略. 然而在隐身等离子体中, 气体动力学湍流所产生的反常吸收, 似应予以研究.

### 5.6 磁化等离子体

Laroussi<sup>[56]</sup>计算了磁化等离子体对电磁波的吸收. 他假设异常波的垂直入射, 等离子体密度抛物线分布, 使用平板分层模型, 计算了波在层间界面的反射和在每层内的吸收. 如上所述, 这种准光学近似不

适用于我们所讨论的课题. 孙爱萍等<sup>[17]</sup>也讨论了异常波的垂直入射, 使用均匀平板模型, 特别强调了高杂波的共振吸收.

他们所讨论的, 也是事实上所能实现的, 必须是人为所加的磁场, 而不可能是地球磁场. 这是因为地球磁场太弱, 对于我们所考虑的电磁波频率和空间尺度来说不会对波的传播发生可观察到的影响. 只有当带电粒子的回旋频率可以和入射电磁波的频率相比时, 磁场才起作用. 处于磁场  $B$  ( $G_s$ ) 中的电子的回旋频率为  $f_{ce} = 2.8 \times 10^6 B$ , 对于我们所考虑的 2—18GHz 的电磁波来说, 相应的磁场为 716—7728G ( $1G_s = 10^{-4}T$ ), 其下限在技术上还是可以达到的. 相应的离子回旋频率要低得多, 或者说, 若产生可与电磁波频率比较的离子回旋频率, 所需磁场还要强得多. 所以在通常的磁场条件下, 磁场对离子分量的作用可以忽略. 至于磁场位形则取决于产生磁场的方法. 这一磁场可以是覆盖在飞行器表面的比较均匀的场, 就像通电的螺线管在外面产生的场一样. 对于这样一类的场, 可近似认为电磁波垂直场入射. 但更现实的可能是永久磁体产生的多极场. 对于这样复杂的场位形, 电磁波的传播当然也很复杂.

首先考虑均匀磁化等离子体中平面电磁波的传播. 由于传播介质是非各向同性的, 传播特征与传播方向有关. 对于平行磁场传播的波, 可分解为两个独立的分量, 为右圆偏振波和左圆偏振波. 由于和电子回旋运动耦合, 它们的色散关系不同因而传播速度也不同. 其中右偏振波由于和电子回旋运动同向, 当电磁波频率接近电子回旋频率时会发生共振吸收.

在我们的问题中可能更重要的情形是垂直磁场传播的波. 这样的波可分解为寻常波(O模)和异常波(X模)两线偏振独立分量. 寻常波的电分量平行外磁场振动, 磁场对其运动没有影响, 所以寻常波的色散关系和非磁化等离子体中的色散关系一样; 而异常波由于电分量垂直磁场振动, 色散关系受磁场影响.

先不考虑碰撞的影响. X模存在一个截止频率满足:

$$(\omega_{pe}^2 - \omega^2)^2 = \omega_{ce}^2 \omega^2, \quad (33)$$

以及一个共振频率

$$\omega_{uh}^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2 \quad (34)$$

称为高杂波频率. 在 CMA 图上, 它们的位置如图 21 所示. 其横轴是  $\omega_{pe}^2/\omega^2$ , 与电子密度成正比, 纵轴是  $\omega_{ce}^2/\omega^2$ , 与磁场平方成正比. 在高杂波共振和截止曲线间的阴影区域是 X 模不能传播的. 垂直入射的



X 模电磁波在一个电子密度和磁场都不均匀的等离子体中的传播轨迹,一定是从原点附近向右上方发展的.它首先达到截止区域而被反射,因而不能达到共振区.这是托卡马克的电子回旋波加热研究中的可近性问题.当入射电磁波不完全垂直于磁场时,这一结论仍然成立<sup>[57]</sup>.所以,这是利用磁场的共振吸收来吸收垂直入射电磁波方案的主要困难.

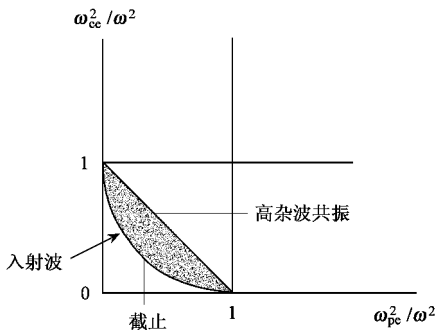


图 21 CMA 图(阴影区域 X 波不能传播)

一个解决办法是利用二次谐波共振.这时  $\omega_{ce} = \omega/2$ ,从截止方程可知须有  $\omega_{pe}^2 < \omega^2/2 = 2\omega_{ce}^2$ ,波才能达到共振区.利用二次谐波的优势是磁场低,因而成本也低.此外以上分析都是从准光学近似(或称 WKB 法)角度出发的.如果考虑到在等离子体和磁场参数的变化尺度可与电磁波长相比时产生的隧道效应,结果可能有所不同.对于复杂的磁场位形,实验研究比较可取.

使用磁化等离子体的另一条件是电子的碰撞频率须小于电子回旋频率.否则磁场将不起作用.但这一条件在低层大气不能满足.在高层大气磁场不仅影响电磁波的传播和吸收,而且会产生等离子体的约束.这个作用一般是正面的.当然也要考虑对空气动力学的影响.

总的来说,利用电子回旋共振或高杂共振可能是一种吸收电磁波的方案.但其细节尚须进一步阐明.而且,入射电磁波偏振方向是不能选择的.平均只有一半的能量按磁化等离子体模型吸收;另一半大致与无磁情况近似.虽然存在使微波偏振方向改变的技术,但在入射微波频率和偏振传播方向均不确定的情况下很难实施.

## 6 结论

本文主要总结可以见到的有关文献,列举出涉及到飞行器低目标特征技术的研究课题,其中多数是文献总结,少数可能是本文首次提出,但远不是完备的.本文尚不能概括另一些有关课题.而这些课题

绝不能说是无关紧要的,例如:等离子体的红外辐射和吸收;放射性同位素产生等离子体;飞行器产生的激波和等离子体的相互作用;等离子体接触飞行器表面产生的鞘对电磁波吸收的影响;飞行器本身的带电问题及产生的影响;电磁波绕射效应<sup>[58]</sup>;防御微波定向能武器问题;等等.

此外,在本文的讨论中,为了简单,只考虑了电磁波垂直入射情形.详尽的研究应计及斜入射情形.

即使在我们前面所初步讨论的内容中,我们也可看到飞行器低目标特征技术是一项多学科的综合技术,其中每一方面都不是独立的,而是相互作用的.在这项研究中,应注意其强的应用背景,过分理想的理论和计算模型的实际意义是很有限的.

飞行器等离子体低目标特征技术的基本问题仍是达到一定密度和一定覆盖面积的等离子体的产生.虽然原则上存在这样的技术,但用于大气环境下仍然具有一定困难.在物理上,我们所见的有关文献主要涉及静态问题,即零维的.等离子体和高速流的相互作用是当前必须解决的关键问题.

致谢 感谢与邱孝明教授、庄洪春教授、胡希伟教授、俞昌旋教授、康宁教授、常文蔚教授的有益讨论,感谢他们及梁荣庆教授、黄建国博士所提供的资料.

## 参 考 文 献

- [ 45 ] Itikawa Y. Phys. Fluids ,1973 ,16 :831
- [ 46 ] Vidmar R J. SRI Final Rep. For AFOSR/NP Contract F49620 -85 -K -0013 ,1990
- [ 47 ] Roth J R ,Sherman D M ,Wilkinson SP. AIAA Journal 2000 ,38 :1166
- [ 48 ] Gallis MA ,Prasad R ,Harvey J K. AIAA98 -2566( 1998 )
- [ 49 ] Kaganovich I D. Phys. Plasmas ,2001 ,8 :2540
- [ 50 ] Engeln R ,Mazouffre S *et al.* Plasma Sources Sci. Technol. ,2001 ,10 :595
- [ 51 ] Kalluri D K ,Goteti V R ,J. Appl. Phys. ,1992 ,72 :4575
- [ 52 ] Abramowitz M ,Atagun I A. Handbook of Mathematical Functions with Formulas ,Graphs ,and Mathematical Tables. National Bureau of Standards ,1964
- [ 53 ] Zhang H F ,Shao F Q ,Wang L. Plasma Science & Technology ,2003 5 :1773
- [ 54 ] 胡希伟,第十届全国等离子体科学技术会议文集,长沙,2001[ Hu X W. In : 10th National Symposium on Plasma Science&Technology ,Changsha 2001( in Chinese )]
- [ 55 ] Kim H C *et al.* Phys. Rev. Let. ,1974 ,33 :886
- [ 56 ] Laroussi M. IEEE Trans. Plasma Sci. ,1993 ,21 :366
- [ 57 ] Cairns R A. Radiofrequency Heating of Plasmas. Bristol ,Philadelphia and New York : Adam Hilger ,1991
- [ 58 ] Lunow W ,Tutter M. Plasma Phys. ,1997 ,9 :97

( 全文完 )