

电感耦合氩等离子体中的碰撞 截面和输运系数

黄 矛

(北京大学分校物理系)

刘 克 玲

(中国科学院化工冶金研究所)

1986年5月22日收到

提 要

本文计算了电感耦合氩等离子体中各碰撞截面及电导、热导、扩散和粘滞系数。指出热导在能量传递中起着重要作用，双极扩散则会造成冷等离子体区拥有比局部热平衡值大得多的电子密度。更重要的是，计算表明：三体复合和超弹性碰撞会导致冷等离子体区出现大量的高能电子，这种电子速度分布对 Maxwell 分布的偏离对作为发射光谱光源的等离子体的激发性质有着特殊的重要意义。

一、引 言

近十年来，以氩为工作气体的电感耦合等离子体在原子发射光谱学中占有越来越重要的地位。由于该等离子体作为发射光谱的激发光源具有灵敏度高、动态范围大、精密度高、谱线间干扰小等优点^[1]，它已广泛应用于微量分析、多元素分析，特别是用在不同元素含量差别甚大的光谱定量分析中。但这种激发光源还有局限性^[2]，有待改进^[3]。不少作者对这种光源的激发性质和机制进行了探讨，提出多种模型^[4-9]。从物理学的角度看，电感耦合等离子体是一种部份电离气体，它是在高频负载线圈激励下流动气体在大气压下放电而形成的。电子因其质量小，在高频场中将被有效地加速。频繁的弹性碰撞使电子将获得的动能很快地传递给离子和原子。至于非弹性碰撞，则有电子碰撞激发、电子碰撞电离、超弹性碰撞和三体复合等。与光子有关的过程有光电离、辐射复合、光吸收、自发辐射和韧致辐射等。

本文将对上述各过程的碰撞截面或反应系数进行计算，并应用所得结果进一步计算对电感耦合等离子体中能量传递和粒子数平衡起重要作用的输运系数，即电导、热导和双极扩散系数。最后将讨论非局部热平衡状态、高能电子成份及对 Maxwell 分布的偏离。

二、碰撞现象和碰撞截面

1. 带电粒子间的碰撞 电感耦合等离子体与其它等离子体一样，带电粒子的静电场

会受到周围带电粒子的屏蔽,失去库仑场的长程性. 为证明这一点只须看德拜长度 λ_D 为半径的球内包含的电子数 N_D 是否远大于 1. 因为

$$\lambda_D = \left(\frac{kT_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

故

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_e = \frac{4}{3} \pi \left(\frac{kT_e}{4\pi n_e e^2} \right)^{3/2} n_e, \quad (2)$$

式中 k 为 Boltzmann 常数, T_e 为电子温度, n_e 为电子密度, e 为电子的电荷. 不少作者对电感耦合等离子体的电子密度和温度进行过测量和理论计算^[19-16]. 本文将借用两个典型区域的数据,即在耦合线圈以上 6mm^[10] 和以下 14mm^[9] 进行计算,结果分别示于图 1 和图 2. 全文附图中将以实线和点划线分别表示上述二高度处的计算结果. 按 (1) 式和 (2) 式的计算表明,所有的区域中 N_D 都远大于 1. 为了计算碰撞截面,我们引进库仑对数 $\ln A$, 其中 A 可表示为

$$A \equiv \frac{\lambda_D}{b_0}. \quad (3)$$

式中 b_0 为带电粒子发生 90° 散射时的碰撞参数,其值可由 (4) 式定出

$$b_0 = \frac{Ze^2}{3kT}, \quad (4)$$

式中 Z 为离子的电荷数. 对于只考虑一次电离的等离子体,当条件 $\ln A \gg 1$ 成立时,带电粒子间的碰撞截面与库仑对数成正比,与粒子质量无关^[17]. 计算表明电感耦合等离子体的库仑对数值都在 5 左右,于是可利用 Kihara 等人较精确的结果^[18],即

$$\begin{aligned} Q_{ee} = Q_{ii} = Q_{ei} \\ = 6\pi b_0^2 (\ln A - 1.37), \end{aligned} \quad (5)$$

式中 Q_{ee} , Q_{ei} 和 Q_{ii} 分别表示电子与电子、电子与离子以及离子与离子间的碰撞截面. (5) 式成立的条件是 $A \gg 1$, 当然完全满足. 图 3 是按 (5) 式计算得到的带电粒子间的碰撞截面.

2. 离子与原子的碰撞截面 氩离子与氩原子之间的碰撞截面随温度的变化很缓慢^[17,19],我们将实验值归纳为

$$\begin{aligned} Q_{in} = 1.34 \times 10^{-14} - 4.7 \\ \times 10^{-19} T (\text{cm}^2), \end{aligned} \quad (6)$$

式中温度 T 的单位为 K. 按 (6) 式算得的离子与原子的碰撞截面示于图 4.

3. 电子与原子的碰撞截面 为了计算方便,我们将 Golden^[20] 及 Frost 等人^[21] 提供

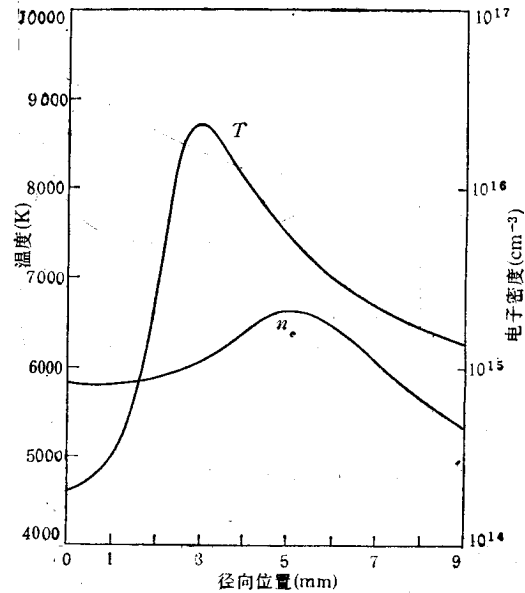


图 1 负载线圈以上 6mm 处电子密度和温度的径向分布

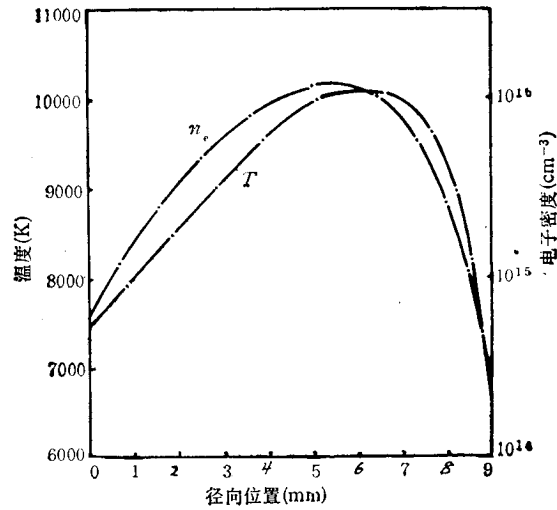


图2 负载线圈以下14mm处电子数密度和温度的径向分布

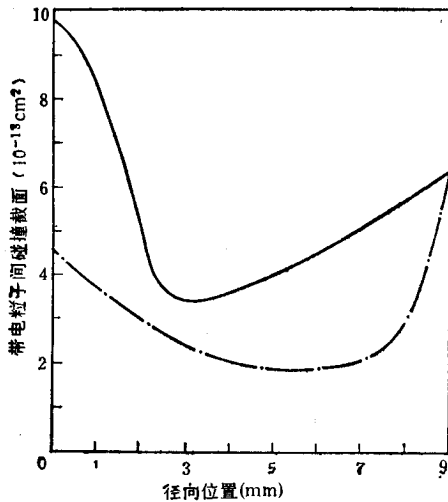


图3 带电粒子间的碰撞截面

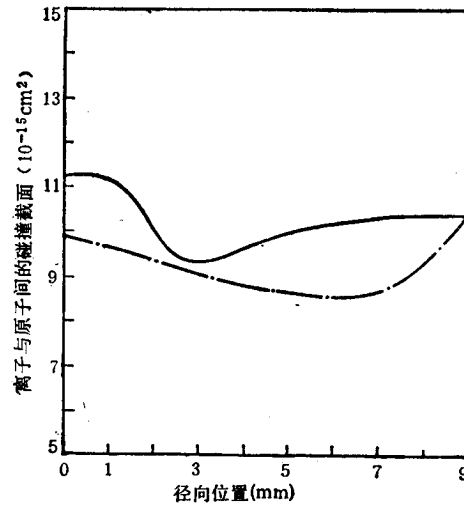


图4 铯离子与铯原子的碰撞截面

的数据归纳为下列多项式:

$$Q_{en} = aT^3 + bT^2 + cT + d(\text{cm}^2), \quad (7)$$

式中 Q_{en} 为电子与铯原子的碰撞截面。 a, b, c, d 分别为 -2.1×10^{-28} , 6.3×10^{-24} , -3.7×10^{-20} 和 8×10^{-17} 。温度 T 的单位为 K。图5为计算结果。

4. 中性原子间的碰撞截面 我们用与(6)式相似的表达式来计算铯原子间的碰撞截面 $Q_{nn}^{[17,19]}$

$$Q_{nn} = 4.2 \times 10^{-15} - 2.4 \times 10^{-19}T(\text{cm}^2), \quad (8)$$

式中温度 T 的单位为 K。按(8)式的计算结果示于图6。

至此,我们的计算只限于弹性碰撞。下面考虑几种非弹性碰撞过程和几种辐射过程。

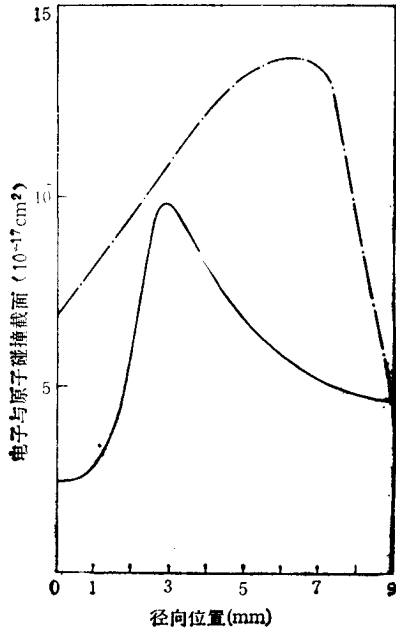


图5 电子与氩原子的碰撞截面

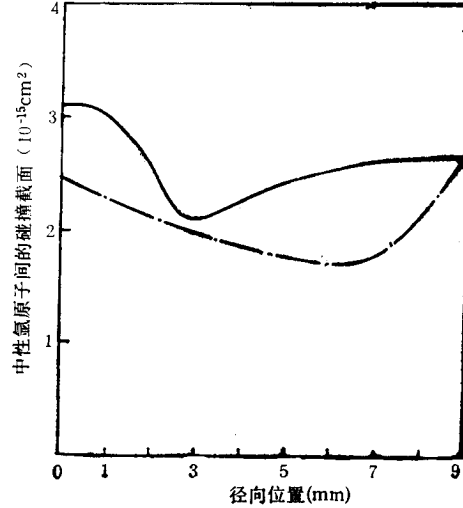


图6 中性氩原子间的碰撞截面

5. 韧致辐射 韧致辐射功率密度 P_b 可写为^[22]

$$P_b = 1.43 \times 10^{-34} Z^2 n_e n_i T_e^{1/2} \bar{g}_{ff} \text{ (Wcm}^{-3}\text{)}, \quad (9)$$

式中 Z 为离子的电荷数, n_i 为离子数密度 (cm^{-3}), T_e 为电子温度 (K), \bar{g}_{ff} 为平均 G 因子, 其数值是 1 的量级^[23]. 取 $Z = 1$, $n_i = n_e$, 并忽略电子温度与 T 的差别, 按 (9) 式的计算表明韧致辐射的功率密度很小 ($\ll 1 \text{ Wcm}^{-3}$).

6. 光电离和辐射复合 氩原子光电离截面 Q_A 的实验值为^[24]

$$Q_A \approx 3.5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2, \quad (10)$$

辐射复合截面 Q_r 与 Q_A 联系如下^[17]:

$$Q_r = \frac{g_1}{2g_1^+} \frac{(h\nu)^2}{m_e c^2} \frac{Q_A}{\epsilon}, \quad (11)$$

式中 g_1 和 g_1^+ 分别为氩原子基态和氩离子基态的简并数, m_e 为电子质量, c 为光速, ϵ 为电子与离子复合前的动能, $h\nu$ 为复合过程中释放的光子能量. 故辐射功率密度 P_r 为

$$P_r = n_e \bar{v}_e Q_r n_i h\nu. \quad (12)$$

以电子的平均热动能代替 (11) 式中的 ϵ , 则算得的功率密度在负载线圈内的高温高密度区接近 30 Wcm^{-3} . 但从 (10) 式可知, 复合辐射在 0.03 cm 内就大部份被吸收.

7. 共振线辐射和共振吸收 氩原子共振线的辐射功率密度 I_r 可由下式计算:

$$I_r = n_n \frac{g_2}{g_1} \exp(-\epsilon_{12}/T_e) A_{21} h\nu_{12}, \quad (13)$$

式中 n_n 为氩原子密度, g_2 为氩原子共振能级的简并数, ϵ_{12} 为共振能级的激发能, h 为 Planck 常数, A_{21} 为共振能级至基态的 Einstein 自发跃迁系数, 其值可由下式计算^[17].

$$A_{21} \approx 7.5 \times 10^{-38} \nu_{12}^3 \text{ (s}^{-1}\text{)}, \quad (14)$$

式中 ν_{12} 为共振线频率 (s^{-1})。计算表明^[25], 共振线辐射功率随温度的升高而增加很快。当温度达到 10000K 时, 共振线辐射功率密度已超过每立方厘米一万瓦。如果这种辐射都能跑出等离子体, 则千瓦级的耦合功率不足以维持放电。事实上等离子体对这种辐射有强烈的吸收。共振线的吸收截面 Q_ν 可表示为

$$Q_\nu = e^2 f_{12} \phi(\nu) / (4 \epsilon_0 m_e c), \quad (15)$$

式中 ϵ_0 为自由空间的介电常数, f_{12} 为共振线的振子强度, $\phi(\nu)$ 为共振线的谱线形状函数, 即

$$\phi(\nu) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma/4\pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\gamma/4\pi)^2}, \quad (16)$$

式中 γ 为取决于线宽的参数。利用 Wiese 等人提供的 f_{12} 的数据^[25], 并取 $\gamma \simeq A_{21}$ ^[27], 从 (15) 和 (16) 式可估算, Q_ν 在共振线中心处的数值为 10^{-12} 至 10^{-11}cm^2 的量级。由于电感耦合氩等离子体的基态氩原子密度一般不小于 10^{18}cm^{-3} , 故共振辐射中心线在离发射中心 10^{-6} 至 10^{-5}mm 的范围内就大部份吸收了。实验上测得的总辐射功率损失为 10W 的量级^[26], 其中线辐射的贡献估计为 1%。当然共振辐射线带来的损失还要小于此数。实验测量结果与我们的计算相符。

8. 碰撞电离和三体复合 这两个过程共同导致电子密度的变化速率可表示为^[9]

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha(n_e n_c^{LTE} - n_e^2), \quad (17)$$

其中 n_c^{LTE} 是由 Saha 公式确定的电子密度值, α 为复合系数, 有实验数据^[27], 也可按经验公式求得^[9]。

三、电感耦合氩等离子体的输运系数

1. 电导率 电导率 σ 可表示为^[17]

$$\sigma = n_e e^2 / (m_e \bar{\nu}_{eH}), \quad (18)$$

式中 $\bar{\nu}_{eH}$ 为电子与重粒子即原子和离子的平均碰撞频率, 故 (18) 式可写成

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e (n_n Q_{en} + n_i Q_{ei}) \bar{v}_e}. \quad (19)$$

图 7 即按 (19) 式计算的电导率在两个高度下随径向位置的变化。可见等离子体内部的电导率极不均匀, 温度较高的部位有较高的电导率。

2. 热导系数 热导系数 λ 可表示为^[17]

$$\lambda = \lambda_e + \lambda_i + \lambda_n, \quad (20)$$

式中 λ_e , λ_i 和 λ_n 分别为电子、离子和原子对热导的贡献部份, 并可按如下公式计算

$$\lambda_e = n_e \lambda_e^* / \left(n_e + n_i \sqrt{2} + n_n \frac{Q_{en}}{Q_{ee}} \right), \quad (21)$$

$$\lambda_i = n_i \lambda_i^* / \left(n_i + n_e \sqrt{2m_e/m_i} + n_n \frac{Q_{in}}{Q_{ii}} \right), \quad (22)$$

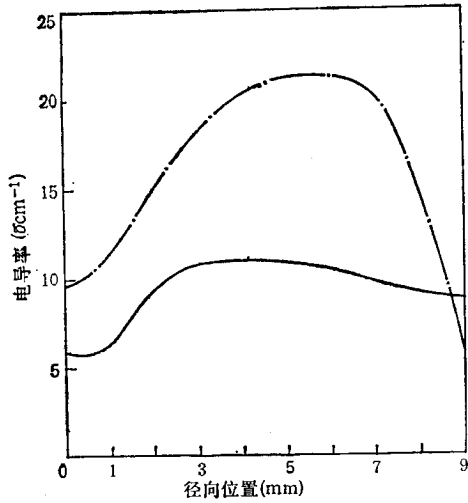


图 7 电感耦合氩等离子体的电导率的径向变化

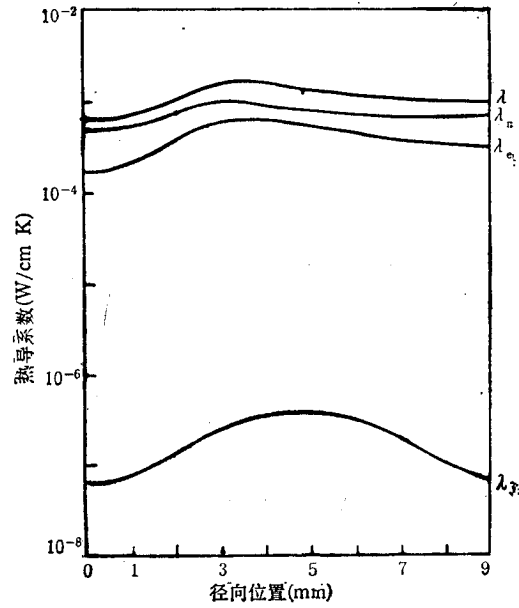


图 8 负载线圈以上 6mm 处热导系数的径向分布

$$\lambda_n = n_n \lambda_n^* / \left(n_n + n_e \sqrt{2m_e/m_n} \frac{Q_{en}}{Q_{nn}} + n_i \frac{Q_{in}}{Q_{nn}} \right), \quad (23)$$

式中

$$\lambda_e^* = k \bar{v}_e / (\sqrt{2} Q_{ee}), \quad (24)$$

$$\lambda_i^* = k \bar{v}_i / (\sqrt{2} Q_{ii}), \quad (25)$$

$$\lambda_n^* = k \bar{v}_n / (\sqrt{2} Q_{nn}), \quad (26)$$

分别为纯电子、离子和原子气体的热导。\$\bar{v}_e\$、\$\bar{v}_i\$ 和 \$\bar{v}_n\$ 分别为电子、离子和原子的平均热速度。图 8 是按方程 (20)–(26) 计算的 \$\lambda_e\$、\$\lambda_i\$、\$\lambda_n\$ 及等离子体热导 \$\lambda\$ 在高度为 6mm 处的径向分布。线圈以下 14mm 处热导分布与图 8 很接近, 只是数值上稍有提高。

3. 双极扩散系数 双极扩散系数 \$D_a\$ 可表为^[17]

$$D_a = \frac{2kT_e}{e} \frac{\mu_e \mu_i}{\mu_e + \mu_i}, \quad (27)$$

式中 \$\mu_e\$ 和 \$\mu_i\$ 分别为电子和离子的迁移率, 并可按下列方程计算:

$$\mu_e = \frac{e}{m_e \bar{v}_{eH}}, \quad (28)$$

$$\mu_i = \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\bar{v}_{en}}{\bar{v}_{eH}} \mu_{in} + \frac{\rho_i}{\rho} \mu_{ie}, \quad (29)$$

式中 \$\rho_n\$、\$\rho_i\$ 和 \$\rho\$ 分别为等离子体中原子、离子和总的质量密度, \$\bar{v}_{eH}\$ 为电子与原子单位体积的碰撞频率, 而 \$\mu_{in}\$ 和 \$\mu_{ie}\$ 分别定义为

$$\mu_{iu} = \frac{e}{m_{iu} \bar{\gamma}_{iu}}, \quad (30)$$

$$\mu_{ic} = \frac{e}{m_i \bar{\gamma}_{cH}}, \quad (31)$$

式中 m_{in} 为离子和原子的折合质量, $\bar{\gamma}_{in}$ 为离子与原子单位体积的碰撞频率, (28) 和 (29) 式可写成

$$\mu_c = \frac{e}{m_e \bar{v}_c (n_c Q_{ci} + n_n Q_{cn})}, \quad (32)$$

$$\mu_i = \frac{e [(2n_n Q_{cn} / \bar{v}_n Q_{in}) + n_c / \bar{v}_c]}{(n_n + n_c)(n_n Q_{cn} + n_c Q_{ci}) m_i}. \quad (33)$$

计算表明, 不论在哪个高度和径向位置, μ_c 都比 μ_i 大四到五个量级. 所以 (27) 式可写成

$$D_a = \frac{2kT_c}{e} \mu_i. \quad (34)$$

图 9 为按 (34) 式计算的双极扩散系数.

4. 粘滞系数 粘滞系数 η 可写为^[17]

$$\eta = \eta_c + \eta_i + \eta_n, \quad (35)$$

式中 η_c , η_i 和 η_n 分别为电子、离子和原子对粘滞系数的贡献部份. 原子的贡献部份可写为

$$\eta_n = \frac{n_n m_n \bar{v}_n}{2 \sqrt{2} Q_{nn} [(n_c \sqrt{2m_e/m_i} Q_{cn}/Q_{nn}) + (n_i Q_{in}/Q_{nn}) + n_n]}. \quad (36)$$

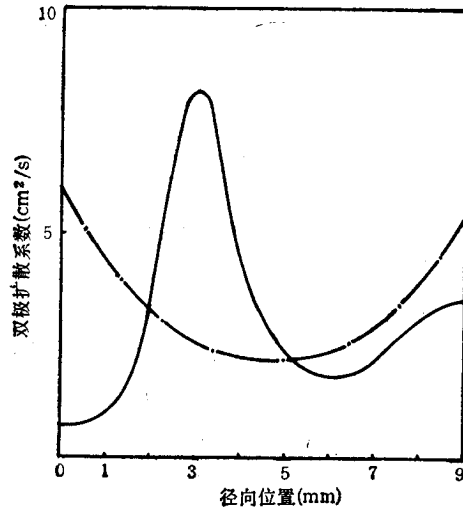


图 9 双极扩散系数在两个高度的径向分布

电子和离子的贡献部份也有类似的方程. 计算指出, 电感耦合氩等离子体的粘滞系数主要取决于中性原子, 电子和离子的贡献可忽略. 即

$$\eta \simeq \eta_n. \quad (37)$$

四、讨 论

从以上的计算可知, 电感耦合氩等离子体的电导在空间上是极不均匀的, 特别是在负

载线圈的内部区域更是如此,在那里存在着所谓热环,其电子温度和密度都远远超出其它区域.热环有较高的电导率,因而有较高的加热效率.但大的温度梯度使较冷的等离子体区能通过热导从热等离子体区获得能量.本文计算的热导值表明,电感耦合氩等离子体中的温度梯度能引起每平方厘米几十瓦的热流.正是这个热流将热等离子体区从高频功率耦合得到的能量及时转移给冷等离子体区.

双极扩散过程对粒子输运有着关键性的影响.为说明这个问题,我们不妨先看等离子体处于局部热平衡下的电子密度分布应是怎样的.为此我们利用图 1 和图 2 中的温度数据,并按 Saha 公式

$$\frac{n_e^2}{n_1} = \left(\frac{2\pi m_e k T}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2g_1^+}{g_1} e^{-\epsilon_1/(kT_e)} \quad (38)$$

来计算热平衡电子密度.(38)式中 n_1 为基态氩原子数密度.图 10 中虚线是这样计算得到的局部热平衡电子密度分布,而实线和点划线则分别为图 1 和图 2 提供的密度数据.可见在等离子体的中心和边缘区域,电子密度可以比局部热平衡规定的数值大得多.这些“多余”的电子就是通过双极扩散过程从密度高的热等离子体区跑过来的.

双极扩散造成的电子密度对局部热平衡值的偏离又会导致冷等离子体区三体复合的速率远远大于碰撞电离的速率(见(17)式),故电子密度有减小的趋势,也就是说等离子体有向局部热平衡靠拢的趋势.但另一方面,三体复合过程中,一个电子得到另一个电子在复合中释放的能量而变成高能电子.如果这种高能电子的产生率不能与碰撞电离中高能电子的损失率相平衡,则电子的速度分布函数有可能对 Maxwell 分布有明显的偏离.

当 $n_e \gg n_e^{TE}$ 时,从(17)式可知,三体复合引起的高能电子的产生率近似可用 αn_e^2 来估算.以图 1 中处于高度为 6mm,靠近等离子体轴线的温度和电子密度 $T=5000\text{K}$ 和 $n_e=8.2 \times 10^{14}\text{cm}^{-3}$ 为例,相应的 α 约为 $2.4 \times 10^{-10}\text{cm}^3\text{s}^{-1}$,故 αn_e^2 约为 $1.6 \times 10^{20}\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$;除三体复合外,超弹性碰撞也能产生高能电子,此时电子与处于激发态的原子相碰,原子返回基态,释放的能量直接传给电子,而不发光,故又称为无辐射跃迁.这样产生的高能电子的速率为 $n_e n_2^2 s_1$,其中 n_2 为激发态原子密度, s_1 可按下式计算^[17]:

$$s_1 = \int_0^\infty f(v_e) v_e Q^{2 \rightarrow 1}(v_e) 4\pi v_e^2 dv_e, \quad (39)$$

式中 $f(v_e)$ 为电子速度分布函数, $Q^{2 \rightarrow 1}(v_e)$ 为超弹性碰撞截面.为估算 s_1 ,可利用其逆过程,即碰撞激发,其速率为 $n_e n_1 s^2$; s^2 可按下式算出

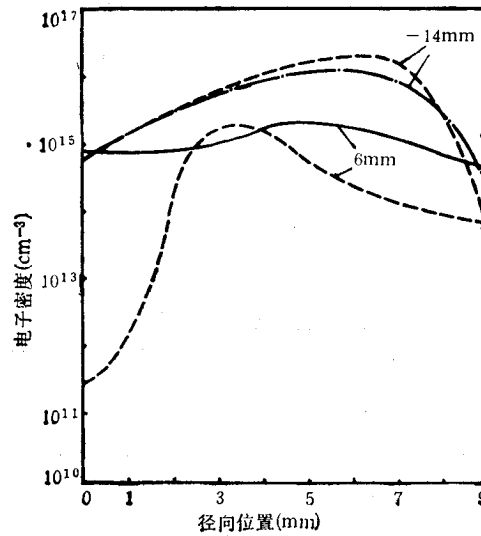


图 10 电子密度对其局部热平衡值的偏离

$$1s^2 = \int_{\sqrt{2\varepsilon_{12}/m_e}}^{\infty} f(v_e) v_e Q^{1 \rightarrow 2}(v_e) 4\pi v_e^2 dv_e, \quad (40)$$

式中 ε_{12} 为激发能, $Q^{1 \rightarrow 2}(v_e)$ 为碰撞激发截面. 2s_1 和 $1s^2$ 有如下关系:

$$\frac{1s^2}{^2s_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\varepsilon_{12}/kT_e}, \quad (41)$$

式中 g_2 为激发态的简并数. 对于 $T_e = 5000\text{K}$, 有 $1s^2/2s_1 \approx 10^{-11}$. 取

$$Q^{1 \rightarrow 2}(v_e) \approx 10^{-16} \text{cm}^2 [17, 28],$$

并采用 n_2 的实验数据^[29], 超弹性碰撞频率估算约为 10^{18} 至 $10^{19} \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ 的量级. 所以三体复合和超弹性碰撞合在一起产生的高能电子速率为 $10^{20} \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-3}$ 的量级. 高能电子通过碰撞将能量传递给低能电子. 设高能电子的能量为氩原子的电离能, 即考虑高能电子是三体复合至基态而产生的, 其寿命为 τ , 则高能电子的损失率为

$$\frac{dn_{eH}}{dt} = -\frac{n_{eH}}{\tau}, \quad (42)$$

式中 n_{eH} 为高能电子密度, $\tau \approx 1/\gamma$; γ 为高能电子与其它电子的碰撞频率. 仍用

$$n_e \approx 8.2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3},$$

$T = 5000\text{K}$ 的数据, 则 γ 估算为 $3 \times 10^8 \text{s}^{-1}$. 高能电子的密度可根据其产生率和损失率达到平衡的条件来定, 即令 (42) 式左边为 $10^{20} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$, 这样得到 $n_{eH} \approx 10^{12} \text{cm}^{-3}$ 的量级. 三体复合至基态产生的高能电子具有至少 15.8eV 的能量. 对处于 5000K 的局部热平衡的氩等离子体, 其电子密度按 Saha 公式算出为 $1.36 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$. 这样的电子密度和温度在 Maxwell 分布下连一个电子具有 15.8eV 能量的机会都没有. 即使电子密度为 $8.2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$, 也只有量级为 1cm^{-3} 的电子具有 15.8eV 以上的能量. 从上面的估算可知, 双极扩散和三体复合以及超弹性碰撞过程使处于温度较低的等离子体区域具有数量可观的高能电子, 从而使电子的速度分布函数对 Maxwell 分布有较明显的偏离. 对于原子发射光谱的激发光源来说, 这种非平衡过程造成的分布函数的偏离无疑是有利的, 因为大量的电子通过对从中间较冷通道而来的样品原子的碰撞, 使之有效地电离和激发, 这样就形成了电感耦合氩等离子体的重要激发机构. 应该指出, 这些高能电子也可能将处于基态的氩原子激发至亚稳态, 而这些处于亚稳态的氩原子与样品原子碰撞时将能量转移, 使之电离和激发. 这个过程与 Boumans 模型^[5]是一致的, 而且解释了等离子体中大量亚稳态氩原子产生的原因.

参 考 文 献

- [1] P. W. J. M. Boumans, *ICP Information Newsletter*, 5(4) (1979), 181.
- [2] J. P. Robin, *Prog. Analyt. Atom. Spectrosc.*, 5(1982), 79—110.
- [3] R. M. Barnes, *Journal of Testing and Evaluation. JTEVA*, 12(4) (1984), 194—202.
- [4] J. M. Mermet, *C. R. Acad. Sci.*, 281B (1975), 273.
- [5] P. W. J. M. Boumans and F. J. de Boer, *Spectrochim. Acta*, 32B (1977), 365—395.
- [6] M. W. Blades and G. M. Hieftje, *Spectrochim. Acta*, 37B (1982), 191—197.
- [7] M. W. Blades, *Spectrochim. Acta*, 37B (1982), 869—879.
- [8] R. J. Lovett, *Spectrochim. Acta*, 37B (1982), 969—985.
- [9] F. Aeschbach, *Spectrochim. Acta*, 37B (1982), 987—998.
- [10] G. R. Körnblum, *Spectrochim. Acta*, 29B (1974), 260.
- [11] D. J. Kalnicky, R. N. Kniseley and V. A. Fassel, *Spectrochim. Acta*, 30B (1975), 511—595.

- [12] R. M. Barnes and S. Nikdel, *J. Appl. Phys.*, **47**(1976), 3929—3934.
- [13] G. R. Kornblum and L. de Galan, *Spectrochim. Acta*, **32B** (1977), 71—96.
- [14] D. J. Kalnicky, V. A. Fassel and R. N. Kniseley, *Appl. Spectrosc.*, **31**(1977), 137—150.
- [15] J. Jarosz, J. M. Mermet and P. J. Robin, *Spectrochim. Acta*, **33B** (1978), 55—78.
- [16] J. F. Alder, R. M. Bombelka and G. F. Kirkbright, *Spectrochim. Acta*, **35B** (1980), 163—175.
- [17] M. Mitchner and C. H. Kruger, *Partially Ionized Gases*, Wiley, New York, (1973).
- [18] T. Kihara, O. Aono and Y. Itikawa, *J. Phys. Soc. Jap.*, **18**(1963), 1043.
- [19] R. N. Varney, *Phys. Rev.*, **88**(1952), 363.
- [20] D. E. Golden, *Phys. Rev.*, **151** (1966), 48.
- [21] L. S. Frost and A. V. Phelps, *Phys. Rev.*, **136**(1964), 1538.
- [22] G. Bekefi, *Radiation Process in Plasmas*, Wiley, New York, (1966).
- [23] J. Greene, *Astrophys. Jour.*, **130**(1959), 693.
- [24] H. S. W. Massey, *Electronic and Ionic Impact Phenomena II* Clarendon Press, Oxford, (1969).
- [25] W. L. Wiese, M. W. Smith and B. M. Miles, *Atomic Transition Probabilities, Vol II, Sodium Through Calcium*, NSRDS-NBSZZ, CODEN: NSRDA, Washington, (1969).
- [26] R. A. M. Ripson and L. de Galan, *Spectrochim. Acta*, **38B** (1983), 707.
- [27] E. Hinnov and J. G. Hirschberg, *Phys. Rev.*, **125**(1962), 795.
- [28] S. C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, Technology Press of M. I. T. Cambridge, Massachusetts, (1959).
- [29] Y. Nojiri, K. Tanabe, H. Uchida, H. Haraguchi, K. Fuwa and J. D. Winefordner, *Spectrochim. Acta*, **38B**(1983), 61.

COLLISION CROSS SECTIONS AND TRANSPORT COEFFICIENTS IN AN INDUCTIVELY COUPLED ARGON PLASMA

HUANG MAO

(Department of Physics, The Branch School of Peking University)

LIU KE-LING

(Institute of Chemical Metallurgy, Academia Sinica)

Abstract

Collision cross sections as well as electrical conductivity, thermal conductivity, diffusion coefficients and viscosity coefficients of an inductively coupled argon plasma are calculated. The results indicate that thermal conduction process plays an important role in energy transfer, while ambipolar diffusion leads to a much higher electron density in the cool plasma regions as compared with the value predicted by local thermal equilibrium. More significantly, both three body recombination and superelastic collision give rise to the creation of a large number of energetic electrons in the cool plasma regions. Such a deviation of electron velocity distribution from a Maxwellian may have a special significance for excitation mechanism of the plasma used as an emission spectroscopic source.