

高频感应放电的理论分析

陈允明

(中国科学院力学研究所)

提要 本文利用拟渠道模型得到简明的分析表达式,求出了放电特性曲线;定义了高频振荡器的输出特性曲线,并作了计算;且由槽路参数将上述两曲线联系起来,定出工作点。为此可预先对任一种气体及高频机判断放电能否维持;可以讨论对工程实践至关重要的阻抗匹配问题以及功率放大规律;并指出 π 网络适用于氢等离子体而且得到实验证实。

大气压下有流动的高频感应放电自1961年首次实现^[1]以来,由于气氛可控、无电极污染,已得到不少工业应用(制造钛白、光导纤维、氮化硼)。理论方面国外在放电柱对称及忽略气体流动的简化下,对于给定的磁场强度 H_1 求得了数值解^[2,3]、逐步近似解^[4]以及计入气体流动的数值解^[5]。但是实际问题中 H_1 预先并不知道,因此他们无法讨论等离子体与高频振荡器之间的阻抗匹配。渠道模型理论^[6]求出了分析解,但误差大,有些结论(频率太高放电将不能维持)定性上都是错误的。

本文 1) 利用拟渠道模型得到简明的分析表达式,求出了放电特性曲线。2) 定义了高频振荡器的输出特性曲线,并作了计算。3) 由槽路参数将上述两曲线联系起来,定出工作点。这样就可以预先对任何一种气体及高频机判断放电能否维持;可以讨论对工程实践至关重要的阻抗匹配问题以及功率放大规律。一来对过去经验给以解释,二来返回来指导实践,指出 π 网络适用于氢等离子体而且得到实验证实。这些都是过去国内外未解决的问题。

一、高频等离子体的拟渠道模型理论

取柱坐标,假设放电轴对称,沿 z 方向无限长。我们将放电管内分为两个区域,分界位置 r_1 是未知的。1) 内部放电区($0 \leq r \leq r_1$): 其中高频磁场感生环向电流,其欧姆加热维持等离子体。假设此区域内导电率 $\sigma = \bar{\sigma}$ 为一常数,但是温度 T 和热传导系数 λ 仍为变量。即仅将 $\sigma(T)$ 用一阶梯函数来近似。2) 外部传热区($r_1 \leq r \leq R_w$): 放电释放的热量通过此区域,由于传导及对流传至管外。根据实验资料^[11],弧心有逆向气流,随 r 增大而逐渐过渡为顺向气流。所以弧附近($r_1 \leq r \leq R$)流速不大,主要是热传导,外层($R \leq r \leq R_w$)内对流才起主要作用。一般辐射散热约占总能量的10%,初步研究可以略去。

基本方程如下: 1) 电磁感应方程,设磁场只有 z 分量且分布与 θ 无关, $H_z = R \times$

($H e^{i\omega t}$), R 表示取实部, ω 为频率. 由 $-\frac{\partial H_z}{\partial r} = \sigma E_\theta$, $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\theta) = -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t}$ (E_θ 为电场强度、 μ 为导磁率) 得到

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 H}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial r} - i\omega\mu\sigma H &= 0 \quad (0 \leq r \leq r_1) \\ r = r_1 \text{ 处 } H &= H_1 \quad (\text{实数}) \end{aligned} \right\}$$

求出

$$H = H_1 \frac{\text{ber}\left(\sqrt{2} \frac{r}{\Delta}\right) + i \text{bei}\left(\sqrt{2} \frac{r}{\Delta}\right)}{\text{ber}\left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta}\right) + i \text{bei}\left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta}\right)}$$

其中 $\Delta = \sqrt{2/(\mu\omega\sigma)}$ 为趋肤深度, $\text{ber}(x)$ 及 $\text{bei}(x)$ 为 $J_0(\sqrt{-i}x)$ 的实部和虚部. 因为热学参量的特征时间 ($R^2 \rho c_p / \lambda$) 为毫秒量级故欧姆加热应当用它在在一个振荡周期 (微秒量级) 内的平均值 $\overline{\sigma E_\theta^2} = \frac{\omega}{2\pi} \int_{t_0}^{t_0 + \frac{2\pi}{\omega}} \sigma E_\theta^2 dt$, 因此单位长弧柱发热量由热处理基本方程给出 (L 为弧柱长度)

$$\left. \begin{aligned} \frac{W}{L} &= \int_0^{r_1} 2\pi r \overline{\sigma E_\theta^2} dr = \frac{\pi}{\sigma} H_1^2 \frac{r_1}{\Delta} F\left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta}\right) \\ F(x) &= \sqrt{2} \frac{\text{ber}x \text{ber}'x + \text{beix} \text{bei}'x}{(\text{ber}x)^2 + (\text{beix})^2} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

2) 传热方程: 引入热势 $dS = \lambda dT$, S 的方向导板就给出那个方向上的热传导热流. 在内部放电区有

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dS}{dr} \right) + \overline{\sigma E_\theta^2} = 0 \quad (0 \leq r \leq r_1)$$

积分一次得到

$$\begin{aligned} r \frac{dS}{dr} &= \int_0^r E_\theta \frac{\partial H_z}{\partial r} r dr = r \overline{E_\theta H_z} + \int_0^r H_z \frac{\partial (r E_\theta)}{\partial r} dr \\ &= -\frac{r}{\sigma} H_z \frac{\partial H_z}{\partial r} + \int_0^r \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mu}{2} H_z^2 \right) r dr \end{aligned}$$

因为是周期振荡右端第二项为零: $\frac{\omega}{2\pi} \int_{t_0}^{t_0 + \frac{2\pi}{\omega}} \frac{\partial}{\partial t} f dt = \frac{\omega}{2\pi} \left[f\left(t_0 + \frac{2\pi}{\omega}\right) - f(t_0) \right] = 0$. 在振荡周期 (微秒) 内 σ 看作不变化可拿出平均符号外. 再积分一次, 注意

$$\overline{H^2(r_1)} = H_1^2 \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} \cos^2 \omega t dt = H_1^2 / 2,$$

得到

$$\int_{S_1}^{S_0} \sigma dS = \frac{\overline{H^2(r_1)}}{2} \left[1 - \frac{\overline{H^2(0)}}{\overline{H^2(r_1)}} \right] = \frac{H_1^2}{4} \left[1 - \frac{1}{\text{ber}^2\left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta}\right) + \text{bei}^2\left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta}\right)} \right] \quad (2)$$

其中 S_0 为 $r = 0$ 处 S 值, S_1 为电弧边界 r_1 处即 $\sigma = 0$ 处 S 值. 让积分上限为变量 S 就

得到 S (及温度) 分布。将外部传热区再分为热传导区 ($r_1 \leq r \leq R$) 及对流区 ($R \leq r \leq R_w$)。在对流区中设对流传热量为常数 c_1 以近似估计其影响

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dS}{dr} \right) &= 0 & (r_1 \leq r \leq R) \\ \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d\tilde{S}}{dr} \right) &= \rho V_x c_p \frac{\partial T}{\partial r} = c_1 & (R \leq r \leq R_w) \\ r = r_1 \text{ 处 } S &= S_1; \quad r = R_w \text{ 处 } \tilde{S} = 0 \\ r = R \text{ 处 } S &= \tilde{S}, \quad \frac{dS}{dr} = \frac{d\tilde{S}}{dr} \end{aligned} \right\}$$

求得

$$\left(r \frac{dS}{dr} \right)_{r=r_1} = \{ S_1 - c_1 [(R_w^2 R^2)/4 - R^2 \ln(R_w/R)/2] \} / \ln(R_w/r_1)$$

其中 c_1 与气流情况有关。实际上往往采用大气量气膜冷却, 可认为绝大部分热量由气流带走(尾焰携带热量), 相比之下可忽略向壁面的热传导, 即可近似认为 $r = R_w$ 处 $\frac{d\tilde{S}}{dr} \approx 0$ 成立, 由此可定 c_1 , 这时只剩与灯具结构有关的常数 $\phi = R_w/R$ 。另一方面 $r = r_1$ 处热流值也应等于弧柱之发热量(能量平衡)

$$\frac{W}{L} = 2\pi \left[r \frac{dS}{dr} \right]_{r_1} = \frac{2\pi S_1}{\ln(R_w/r_1)} \left[1 + \frac{1}{\frac{2 \ln(R_w/r_1)}{1 - 2 \ln \phi / (\phi^2 - 1)} - 1} \right] \quad (3)$$

显然右端第二项反映了对流传热的影响。对于另一极端情况, 小气量时只剩第一项。

这样一来我们共有五个未知数: $H_1, \frac{W}{L}, r_1, S_0$ 和 $\bar{\sigma}$, 只有三个方程(1)–(3), 振荡器输出曲线能给出一个方程, 还缺少一个方程。这是由于我们假设了 $\sigma = \bar{\sigma}$, 实际上 σ 是 T 的函数。 $\bar{\sigma}$ 应为 σ 的某一中值, 其准确值应使式(1)准确成立。

注意到在式(2)推导中, σ 取真实值或近似值 $\bar{\sigma}$, 结果都一样, 我们作下述基本假设

$$\int_{S_1}^{S_0} \bar{\sigma} dS = \bar{\sigma} (S_0 - S_1) = \int_{S_1}^{S_0} \sigma dS \quad (4)$$

假设 $\bar{\sigma}$ 等于 σ 对于热势 S 在放电半径变化范围内的平均值, 即用另一中值来代替式(1)的中值 $\bar{\sigma}$ (参见讨论 7)。

二、近似求解放电特性曲线

上述 $\sigma(T)$, $\lambda(T)$ 和 $\sigma(S)$ 都是物性函数, 对各种气体 $\sigma(S)$ 都近似一直线, 至少在不大的温度范围内是如此^[6-9]。为简化计算我们假设^[7]

$$\sigma = A^2(S - S_1) \quad (5)$$

其中 A^2 及 S_1 的选取应满足两个条件: 式(5)与物性函数 $\sigma(S)$ 在某一参考点 T_{00} 相重合 $\sigma_{00} = A^2(S_{00} - S_1)$, 并且曲线下所围面积相等 $\int_{S_1}^{S_{00}} \sigma dS = \int_{S_1}^{S_{00}} A^2(S - S_1) dS$ 。由此得 $A^2 = \sigma_{00}^2 / (2 \int_{S_1}^{S_{00}} \sigma dS)$, $S_1 = S_{00} - 2 \int_{S_1}^{S_{00}} \sigma dS / \sigma_{00}$ 。氧、氮、氢气的 A^2 和 S_1 值见表 1

表 1

	$T_{00}^{\circ}\text{K}$	$\sigma_{00} \frac{1}{\text{欧米}}$	$\int \sigma ds \left(\frac{\text{安}}{\text{米}}\right)^2$	S_{00} 瓦/米	A^2 1/伏 ²	S_1 瓦/米
O_2	9000	1300	1.78×10^6	8710	0.5	6000
	10000	2400	5.78×10^6	11070	0.5	6250
N_2	9000	2200	1.13×10^7	21000	0.22	11000
H_2	9000	4700	2.28×10^8	52170	0.485	42480

计算表明,结果与参考点的选取关系不大。顺便指出,文献[8,9]中应用的简化关系式 $\sigma = A^2 S$ (及其结果)只适用于氩气等单原子气体。

最后由式(1)一式(4)化得

$$\frac{W}{LH_1} = \frac{4\pi\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta} F\left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta}\right)}{A \sqrt{1 - \frac{1}{\text{ber}^2\left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta}\right) + \text{bei}^2\left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta}\right)}}} \quad (6)$$

$$\mu\omega R_w^2 H_1 \left[\ln(\mu\omega R_w^2 H_1) + \ln \frac{\pi F\left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta}\right)}{2 \frac{r_1}{\Delta} \cdot \frac{W}{LH_1}} \right] = \frac{4\pi(\mu\omega R_w^2 S_1)}{\frac{W}{LH_1}} \times \left[1 + \frac{1}{\frac{2[\ln(R_w/\Delta) - \ln(r_1/\Delta)] - 1}{1 - 2 \ln \phi / (\phi^2 - 1)}} \right] \quad (7)$$

$$\left(\frac{\Delta}{R_w}\right)^2 = 2 \frac{W}{LH_1} / \left[\pi(\mu\omega R_w^2 H_1) \frac{r_1}{\Delta} F\left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta}\right) \right] \quad (8)$$

$$\mu\omega R_w^2 S_0 = \mu\omega R_w^2 S_1 + \frac{4}{A^2} \left(\frac{R_w}{\Delta}\right)^2 \quad (9)$$

给定 $\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta}$ 的一系列数值,由式(6)算出 $\frac{W}{LH_1}$,由(7)式用牛顿法求 $\mu\omega R_w^2 H_1$,再由式(8)、(9)求 σ 及 S_0 。注意 ω 及 R_w 以 ωR_w^2 形式出现。计算结果表为 $\mu\omega R_w^2 H_1 \sim \frac{W}{\mu\omega R_w^2 H_1 L}$ 曲线(见图1、图2)。此即放电特性曲线。物理意义如下: $\mu\omega R_w^2 H_1 \sim \pi R_w^2 \frac{\partial B_z}{\partial t} \sim \pi R_w^2 \nabla \times \mathbf{E} \sim \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}$ 即感应电动势,或称为环电压。 $\frac{W}{L} / (\mu\omega R_w^2 H_1)$ 即环电流。计算表明各种气体的放电曲线的最低点都出现在 $\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta} = 2.5$ 到 3 之间,它将曲线分为左右两半。对于不同的 ωR_w^2 曲线左半支都落在同一条下降的曲线上,即环电流上升时环电压下降,这正是通常的电弧特性。右半支 $\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta} > 3$,环电流上升时环电压也上升,这是趋肤效应的结果,环电流上升时虽然温度上升、 σ 上升,然而由于趋肤效应流过电流的截面减小了,总的效果使环电压随环电流上升。这种特性是有利于放电的稳定的。

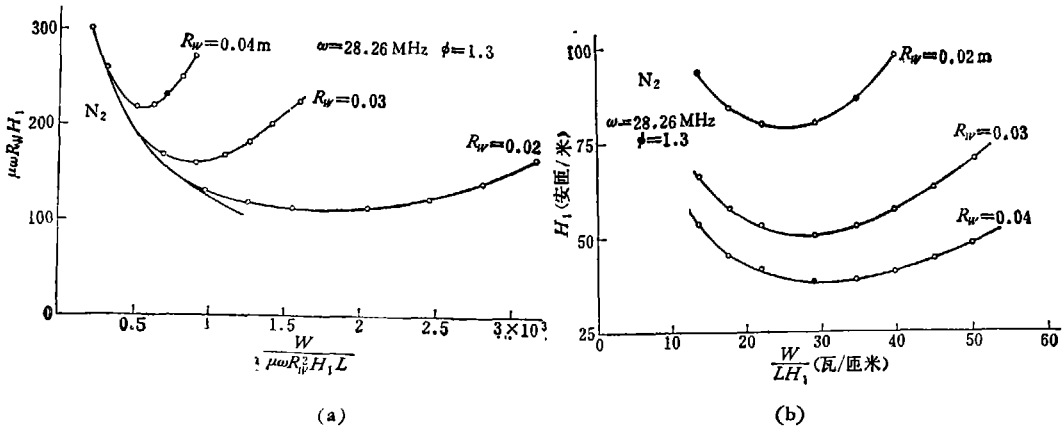


图 1

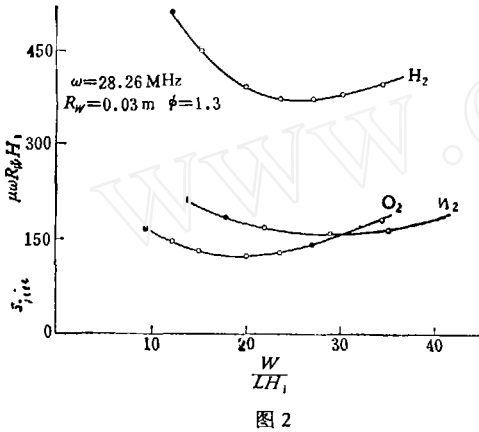


图 2

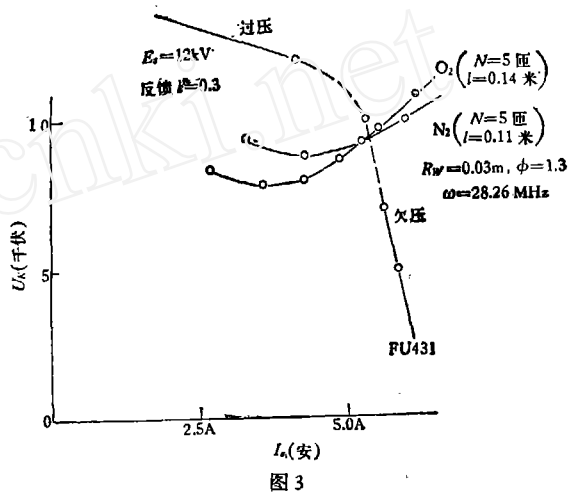


图 3

三、高频振荡器的输出特性曲线

我们将高频振荡器设计工况的计算方法^[10]加以推广，对于各种非匹配负载计算槽路 U_K 及一次谐波电流 I_{a_1} 。对于给定的反馈系数 k 及板压 E_0 ，可任给 U_K 而计算 I_{a_1} 。既可用图解法也可用分析法，例如由 $-\cos \theta_a = (E_g + DE_0 - E_{g0}) / [(k - D)U_K]$ 及 $I_{a_1} = S^*(k - D)U_K \gamma_1(\theta_a)$ 求 I_{a_1} ，其中 S^* ， D ， E_{g0} 可查知， E_g 给定，符号见 [10]。这样求得 I_{a_1} 随 U_K 而变的曲线，定义它为输出特性曲线，它也可由输出功率 P_{-} 随等效阻抗 R 的变化曲线（可由书上查得）换算得到（因为 $P_{-} = \frac{1}{2} U_K I_{a_1}$ ， $R = U_K / I_{a_1}$ ）。计算发现它可近似简化为连接下述三点的折线： $(U_{K_{opp}}, I_{a_{opp}})$ 即输出功率最大的设计工况，及 $(0, I_{a_{opp}})$ ， $(1.2 U_{K_{opp}}, 0)$ 。可见它与直流电路中饱和电抗器的输出特性很相似，由此可以解释为什么高频感应放电时不需要饱和电抗器。

四、计算工作点

最后我们根据振荡回路参数来建立上述两曲线之间的联系。在槽路电容 C_K 两端的

交流电压(槽压) U_K 与流经电容的振荡电流 I_K 满足欧姆定律 $I_K = i\omega C_K U_K$. 另一方面, 等离子体外加磁场 H_1 由流经工作线圈的谐振电流 (近似等于 I_K) 决定 $H_1 = k_0 N I_K / l$, 其中 l 及 N 为线圈的长度及匝数, k_0 为计及漏磁的系数. 此外, 等离子体吸收的功率 $\frac{W}{L}$ 应近似等于振荡输出功率: $k_1 \frac{W}{L} = \frac{1}{2} U_K I_{a_1}$, 其中 k_1 为计及槽路欧姆损失之系数, k_0 及 k_1 的计算见附录. 最后得到

$$U_K = \frac{l}{k_0 N \omega C_K} H_1 \quad (10)$$

$$I_{a_1} = 2 k_0 k_1 N \omega C_K \frac{L}{l} \frac{W}{L H_1} \quad (11)$$

由式 (10)、(11) 可将放电曲线 $H_1 \sim \frac{W}{L H_1}$ 换算到 $U_K \sim I_{a_1}$ 平面上去, 它与输出特性曲线的交点就决定了工作点, 既确定了等离子体参数 $(H_1, \frac{W}{L}, S_0)$ 也确定了振荡器工作状态 (欠压或过压). 对氧、氮气的计算结果见图 3. 理论与实验的比较见表 2.

表 2

		U_K 千伏	I_{a_1} 安	$U_K I_{a_1} / 2$ 千瓦	W 千瓦	$T_0 \cdot 10^3 K$
N_2 $R_w = 0.03,$ $l = 0.11 \omega =$ $25M FU431$	理论	9.3	5.3	25	20	8.5
	实验	10	5.6	27	22	8.0
O_2 $R_w = 0.03$ $l = 0.14 \omega =$ $27M FU431$	理论	9.3	5.3	25	19	9.5
	实验	9.6	5.6	23	19	8.5
H_2 $R_w = 0.03,$ $l = 0.10 \omega =$ $21.3 M FU 433$ $E_a = 10$ 千伏	理论	9.3	13.4	62	51	9.4
	实验	8.5	13.6	56	52	—

其中 W 由交点的 H_1 及 W/LH_1 计算.

五、讨 论

1) 放电的稳定性. 放电特性曲线与振荡器输出曲线一般有两个交点; 其中右交点才满足稳定条件, 因而是可以实现的. 放电的稳定条件是: 交点处输出曲线的斜率应小于放电曲线的斜率. 由此可见, 放电曲线的左半支只能工作于欠压状态, 而右半支既能工作于欠压又能工作于高效率的过压状态——趋肤效应保证了放电的稳定性. 因此为使振荡器效率高, 应满足 $\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta} \geq 3$. 2) 维持放电的最低条件. 对任何气体令 $\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta} = 2.5$ 或 3, 可由式 (6)、(7) 求出放电曲线的最低点 $(H_1, \frac{W}{LH_1})_{\min}$, 这就是维持放电的最低条件;

与振荡器相连时它必须位于输出曲线拐点 ($U_{Kop}, I_{a,op}$) 的左下方, 否则曲线没有交点, 放电不能维持. 3) 气体种类对放电的影响. 由式 (6)、(7) 可见对 $(H_1, \frac{W}{LH_1})_{\min}$ 的影响主要来自 A^2 及 S_1 , 后两者又取决于气体输运性质 $\lambda(T)$ 及 $\sigma(T)$. S_1 越大 (λ 越大) 即电弧散热量越大, 放电曲线越往上移; A^2 越小 (开始导电的温度越高) 即放电必须维持的温度越高, 则 $\frac{W}{LH_1}$ 越大, 放电曲线越向右上方移. 二者都使维持放电的功率及安匝数提高. 一般气体的 $\sigma(T)$ 差别不大, 而 λ 近似反比于原子量, 氢气 λ 最大, 维持氢弧也最难 (图 2). 4) 频率及灯具半径 R_w 的影响. 当 ωR_w^2 增大时放电曲线下移, 即放电可在较低的功率及安匝数下维持. 由讨论 1, 2 可知, 最佳频率为 $\mu\omega\bar{\sigma}r_1^2 = 9$. 5) 阻抗匹配. 阻抗匹配就是调整槽路参数使工作点 (交点) 落在输出曲线的转折点或弱过压区. 由式 (10)、(11) 可见, 增大 l 及减小 N 都将使放电曲线在 U_K-I_a 平面上向上方或左上方移动, 从而使工作点向过压方向变动, 否则反之. 这正是我们由实验总结的规律 (和根据热处理经验的判断正相反!). 变化槽路电容 (1000p 改为 500p), 改变槽路结构 (改为 π 网络), 计算结果都与实验一致. 由于氢的放电曲线与氧的相比, $\frac{W}{LH_1}$ 相同, 而 H_1 却高出三倍左右, 所以功率 $\frac{W}{L}$ 应增加三倍, 槽路电容 (它决定振荡电流以及安匝数) 也应增加三倍左右, 这时为了频率不下降就应使用 π 网络振荡回路, 串联上第二个槽路电容 C_2 使 $\omega = 1/\sqrt{L \frac{C_K C_2}{C_K + C_2}}$. 6) 放大规律. 当高频机放大功率或换用其它型号振荡管时, 需相应改变槽路参数. 选择 C_K, N, l 等使交点约在 $\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta} = 3$ 附近即可, 调机时再细调以达阻抗匹配. 7) 关于本文基本假设式 (4). 在本文完成后看到文献 [12], 其中对氩、氮、氢三种等离子体用数值方法求解了麦克斯韦方程及能量方程. 在整理数据时发现全部数据落在由本文方程 (1) 所表示曲线上, 只要方程中 σ 取为常数 $\frac{1}{2} \sigma_{\max}$, 而且等离子体半径 r_1 取在 σ 剧烈下降处 ($\sigma \approx 0$ 处). 而这两点恰好与本文基本假设一致: 以 $\sigma = A^2 (S_0 - S_1)$ 代入 $\bar{\sigma} = \int \sigma dS / (S_0 - S_1) = \frac{1}{2} A^2 (S_0 - S_1) = \frac{1}{2} \sigma(S_0) = \frac{1}{2} \sigma_{\max}$, 而且 $r = r_1$ 处 $\sigma = A^2 (S_1 - S_1) = 0$. 因此他们的结果从数值计算上证明了本文所作基本假设 (在假设 (4) 下可用方程 (1) 计算 W/L) 是合理的. 上述各点讨论都与我们的实验符合.

工作中得到谈镐生教授及本组各位同志热情帮助, 谨致谢意.

附 录

系数 k_0 及 k_1 之计算. 实际上线圈及电弧均为有限长, 必须引入 k , $H_1 = k_0 N I_K / l$. 利用单匝线圈的磁场强度公式

$$\frac{H_z(r, z)}{H_z(0, 0)} = \frac{R}{\pi \sqrt{(R-r)^2 + z^2}} \left[K(p) + \frac{R^2 - r^2 - z^2}{(R-r)^2 + z^2} E(p) \right]$$

$$H_z(0, 0) = \frac{1}{2R} I_K$$

其中 R 为螺管半径, $p^2 = 4Rr / [(R-r)^2 + z^2]$, $K(p)$ 及 $E(p)$ 为第一类第二类椭圆积分. 先算出每匝

线圈的贡献,再相加就可得出 N 匝线圈在某点 (r, z) 的总磁场。我们选取 N 个取样点,例如取在每匝线圈截面的中点,取其磁场强度的平均值为 H_1 ,由此可算出 k_0 的数值,一般 $k_0 \approx 0.5$ 。至于 k_1 ,按定义

$$k_1 = \frac{\frac{1}{2} U_K I_{a1}}{W} = \frac{W + W_{cu} + \dots}{W},$$

铜线圈的欧姆损失 W_{cu} 为

$$\frac{W_{cu}}{W} = \sqrt{\frac{\bar{\sigma}}{\sigma_{cu}}} \frac{l(N2\pi R + T)}{2\pi^2 k_0^2 r_1 d_c N^2 F\left(\sqrt{2} \frac{r_1}{\Delta}\right)}$$

d_c 为线圈管直径, T 为引线长度,本文例子中 $W_{cu}/W \approx 0.14$,一般 $k_1 \approx 1.2-1.3$ 。

参 考 文 献

- [1] Reed, T. B., *J. Appl. Phys.*, **32**(1961), 821.
- [2] Pridmore-Brown, D. C., *J. Appl. Phys.*, **41**(1970), 3621.
- [3] Eckert, H. U., Pridmore-Brown, D. C., *J. Appl. Phys.*, **42**(1971), 5051.
- [4] Груздев, В. А., Ровинский, Р. Е., Соболев, А. П., *ЖПМТФ* (1967), 143.
- [5] Boulos, M. I., *Trans. IEEE*, PS-4(1976), 28.
- [6] Freeman, M. P., Chase, J. D., *J. Appl. Phys.*, **39**(1963), 180.
- [7] Maecker, H., *Z. für Physik*, **157**(1960), 1.
- [8] Eckert, H. U., *J. Appl. Phys.*, **41**(1970), 3523.
- [9] Eckert, H. U., *J. Appl. Phys.*, **48**(1977), 1467.
- [10] 冯秉栓, 无线电发送设备.
- [11] Eckert, H. U. *High Temperature Science*, **6**(1974).
- [12] Walsh, B. W., Stokes, A. D., *Chem. Eng. Sci.*, **27**(1972), 511.

THEORETICAL ANALYSIS OF THE HIGH FREQUENCY INDUCTION PLASMA AND ITS IMPEDANCE MATCHING

Chen Yun-ming

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

The HF discharge characteristic $\mu\omega R^2 H_1 \sim W/\mu\omega R^2 H_1 L$ is given in concise form by a quasichannel model, and then transformed onto the $(U_k \sim I_{a1})$ plane by relations deduced from oscillatory circuit. Its intersection point with the newly introduced characteristic of the HF generator $U_k \sim I_{a1}$ determines the actual working condition. Then follow the discussions of the impedance matching, the scaling law and the influence of gas properties. It is the first time in the literature to give an analysis of impedance matching entirely on theoretical ground. The results are in fair agreement with experiments, and the prediction about pure hydrogen plasma is also confirmed in practice.