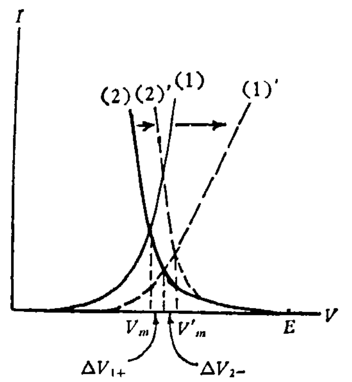

图 11　硅磁敏二极管互补电路工作曲线和输出电压

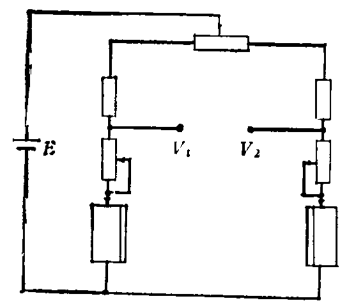

图 12　差分电路输出电压 $V_1 - V_2$ 补偿方法

电阻(见图 12),总可以使输出电压 $V_1 - V_2 = 0$.由此可见，硅磁敏二极管和差分式补偿电路同其它两种补偿电路相比,具有灵敏度高、稳定性好等优点.

参　考　文　献

[1]　新井、山田，電子材料，**12** (1971), 61.

[2]　山田敏之,特許公報，昭 45-24062.

[3]　И. М. Викулин и др., *ФТП*, **9**-12 (1975), 2360.

[4]　Э. И. Каракушан и др., *ФТТ*, **3** (1961), 677, 2031.

[5]　Е. И. Гамолин и др., *ФТП* **9**-8 (1975), 1465.

[6]　Г. А. Егиазарян и др., *ФТП*, **9**-7 (1975), 1252.

[7]　I. I. Munteanu, *Rev. Roum. Phys.*, **18**-3(1973), 323.

[8]　片岡照栄,電子材料，1 (1973), 70.

[9]　Э. И. Каракушан и др., *ФТП*, **9**-8 (1975), 1441.

[10]　黄得星,电子科学技术，1978 年,第 2 期,第 35 页.

微波段金属表面问题的基本理论和测量

黄　志　洵

(中国计量科学研究院)

微波元件的质量和精度，极大地取决于金属表面的加工和镀覆状况．衡量微波段金属表面损耗的主要参数有：表面电阻 R_m(或 R_f)、趋肤深度 τ 和 Q 深度 δ_Q、表面有效电导率 σ_{eff} 等．它们不取决于微波元件的尺寸,又包括在微波电参数的主要公式中,因而是表征金属表面损耗的良好参数．

确定金属材料的复表面阻抗是重要的．这一工作在微波段有多方面的应用．例如,改进谐振腔的 Q 值,减小传输波导的损耗,提高标准截止衰减器的精确度,改进反射标准的质量等．此外，可以研究金属表面氧化层的影响（例如铜放在空气中时氧化层厚度的增加与时间的平方根成正比,它降低腔体 Q 值,增大波导损耗)．因而,对微波表面问题应给予足够的重视．

一、单层平面金属的表面阻抗

可以把金属看成为具有复介电常数的介质,即

$$\varepsilon_c = \varepsilon + \frac{\sigma}{j\omega} = \varepsilon\left(1 + \frac{\sigma}{j\omega\varepsilon}\right),$$

式中 σ 是电导率，ω 是角频率，ε 是介电常数 ($\varepsilon = \varepsilon_r\varepsilon_0$).上述关系式是根据麦克斯韦方程式得到的．$\sigma \gg \omega\varepsilon$ 的材料叫良导体，一般金属都满足．$\sigma \approx \omega\varepsilon$ 只发生在很高的频段，例如紫外光频率．金属的介电常数有很大的虚部．

在导体中,均匀平面波的传播常数为

$$\gamma_c = j\omega\sqrt{\mu\varepsilon_c}\,.$$

波在导体内的衰减将由下述因子决定:

$$e^{-\gamma_c z} = e^{-(\alpha_c + j\beta_c)z} = e^{-\alpha_c z}e^{-j\beta_c z},$$

这里 z 代表波传播方向的坐标轴．

均匀平面波的本征阻抗（电场强度与磁场强度之比)为

$$Z_m = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon_c}} = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon\left(1 + \dfrac{\sigma}{j\omega\varepsilon}\right)}},$$

式中 μ 是导磁率 ($\mu = \mu_r\mu_0$).

厚度为 d 的平面金属，表面阻抗是 $Z_m \operatorname{cth} \gamma_c d$, 故归一化表面阻抗为

$$Z_f = \frac{Z_m}{Z_0}\operatorname{cth}\gamma_c d, \tag{1}$$

式中 Z_0 是空气波阻抗($Z_0=\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$)。把 $Z_m, Z_0, \gamma_c, \varepsilon_c$ 代入，整理后可得

$$Z_f = \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r - i(\sigma/\omega\varepsilon_0)}}\operatorname{cth}\left[j\omega d\sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon+(\sigma/j\omega)}}\right]. \tag{2}$$

这是个比较全面的公式。根据数学，当变量 x 小时，$\operatorname{cth} x \approx \frac{1}{x}$；故可证明在 $\gamma_c d$ 小时，有

$$Z_f \approx \frac{Z_m}{Z_0}\frac{1}{\gamma_c d} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\frac{1}{\varepsilon_c}\frac{1}{j\omega d}. \tag{3}$$

对于良导体，$\frac{1}{\varepsilon_c}\approx\frac{j\omega}{\sigma}$，故得

$$Z_f \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\frac{1}{\sigma d}. \tag{4}$$

当 $\gamma_c d$ 大时，有

$$\operatorname{cth}\gamma_c d = \frac{e^{\gamma_c d}+e^{-\gamma_c d}}{e^{\gamma_c d}-e^{-\gamma_c d}} \approx 1,$$

因而有

$$Z_f \approx \frac{Z_m}{Z_0}. \tag{5}$$

二、趋肤深度

把 ε_c 代入 γ_c，得

$$\gamma_c = j\sqrt{\omega^2\mu\varepsilon\left(1+\frac{\sigma}{j\omega\varepsilon}\right)}.$$

对良导体 ($\sigma\gg\omega\varepsilon$)，得

$$\gamma_c \approx j\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{j}} = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}(1+j).$$

因而，$e^{-\gamma_c z}$ 的实部为

$$e^{-\alpha_c z} = e^{-\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}z}.$$

取它为 $1/e$，并规定这时 $z=\tau$，则得

$$\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}\tau = 1,$$

故得

$$\tau \approx \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} = \frac{1}{\sqrt{\pi\mu\sigma f}}, \tag{6}$$

式中近似号说明：这个趋肤深度公式只对良导体适用。

因此，可以把 γ_c 的形状改写为

$$\gamma_c \approx \sqrt{j\omega\mu\sigma} = (1+j)\sqrt{\pi f\mu\sigma} = \frac{1+j}{\tau},$$

因而当 $\gamma_c d$ 较大时，有

$$Z_f \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\sqrt{\frac{\pi f\mu}{\sigma}}(1+j). \tag{7}$$

令

$$R_f = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\sqrt{\frac{\pi f\mu}{\sigma}} = \frac{\pi\mu_r\tau}{\lambda}, \tag{8}$$

则得

$$Z_f \approx R_f(1+j) = \frac{\pi\mu_r\tau}{\lambda}(1+j), \tag{9}$$

式中 λ 是波长。

在 $d\gg\tau$ 的条件下，取 $\operatorname{cth}\gamma_c d\approx 1$，总是没有问题的。表 1 给出的计算，可以看到 (9) 式的应用范围很宽。只有在频率很低时(比 1 兆赫还低得多)，才需要用 (2) 式。但那已不是超高频(更不是微波)的范围了。

表 1　$\operatorname{cth}|\gamma_c d|$ 的计算值

实例	金属厚度	趋肤深度	比值	$\|\gamma_c d\|$	$\operatorname{cth}\|\gamma_c d\|$	与1的偏差
No.	d(mm)	τ(mm)	d/τ			(%)
1	2	0.08	25	35	1	0
2	1	0.5	2	2.8	1.0074	0.74
3	0.5	0.5	1	1.4	1.125	12.5

图 1 表示 Z_f 与 f 关系的函数图象。可以看到，在大的频率范围内，Z_f 的实部、虚部都与 f 成正比。拐点频率 f_s 是若干千赫的数量级，因而在我们的问题中，差不多可不考虑。

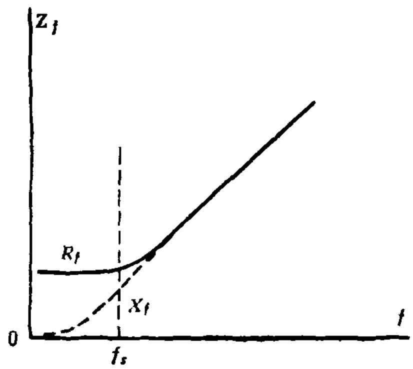

图　1

频率越高，趋肤深度越小，这是众所周知的。表 2 是黄铜 (H62) 的计算值。可见，在频率高达 50 GHz 时，τ 值低达 0.6 μm，这时表面的加工光洁度和镀覆状况有决定性意义。

表 2　黄铜趋肤深度计算值

频率 f (MHz)	5	30	50000
趋肤深度 τ (μm)	60	24.5	0.6

电导率增加时，τ 也减小．图 2 绘出定性的关系曲线．

但是，公式(6)仅仅是近似式．从理论上的严格完整出发，应该了解在对 $\sigma/\omega\epsilon$ 比值不作规定时，趋肤深度的计算公式为

$$\tau = \frac{1}{\omega\sqrt{\frac{\mu\epsilon}{2}\left(\sqrt{1+\left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2}-1\right)}}. \quad (10)$$

用此式可以进行准确的计算．

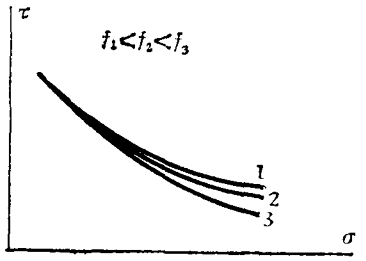

图　2

鉴于在许多精密的高频、超高频、微波仪器中，确定趋肤深度的值具有重要意义，国外曾经提出过直接测量趋肤深度的技术．所建议的装置是一种双同轴线系统，内部包含一段薄壁金属管(可以透过高频能量)．τ 的测量精度可达 3%．

三、表面阻抗在分析中的应用

均匀平面波的本征阻抗又可写成

$$Z_m = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon+\frac{\sigma}{j\omega}}} = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma+j\omega\epsilon}}.$$

对良导体，$\sigma \gg \omega\epsilon$，故得

$$Z_m \approx \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}}\, e^{j\frac{\pi}{4}}. \quad (11)$$

故归一化表面阻抗为

$$Z_f = \frac{Z_m}{Z_0} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}}\, e^{j\frac{\pi}{4}}\left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{-1/2}. \quad (12)$$

σ 越大，Z_f 越小．只要是良导体，表面阻抗小．

理想的导体 $\sigma=\infty$，介电常数虚部也是 ∞，表面的电场切线方向分量为零，导体内部电场为零．对于良导体，这种观点不完全正确．Леонтович[1] 曾提出良导体的近似边界条件，它近似地描写一般金属表面切向场(电场和磁场)的比例关系，即

$$E_c = H_c \times n\sqrt{\frac{\omega\mu}{\sigma}}\, e^{j\frac{\pi}{4}}.$$

在表面为平面时，这一条件可写成[1)]

$$\frac{E_x}{H_y} = Z_m,$$

$$\frac{E_y}{H_x} = -Z_m.$$

尽管对于良导体，Z_m 很小，但这一条件显然可使理论计算的精确度提高一步，比按理想导体考虑问题好多了，虽然它还不很准确．可以看到，Леонтович 条件已暗含了表面阻抗的概念，Z_m 即是这一条件中的比例常数．由于这一条件的帮助，人们处理的已是实际导体而非理想导体．电磁场在导体表面集中的现象叫普通趋肤效应，σ 很大（τ 很小）的时候叫强趋肤效应．Леонтович 条件是在强趋肤效应时产生的．它的应用要满足好几个条件，其中一个是

$$\tau \ll r.$$

这里 r 是表面的曲率半径．因此，要求曲率不大(r 大)，这时才可以把导体表面邻近的波看成平面波．

对 Z_m，Z_f 的计算，是判定 Леонтович 条件能否运用的依据，也是判定表面阻抗微扰法能否运用的依据．因此，电导率的高低具有决定性意义．以波导为例，理想导电壁波导中的电波和磁波是简正波，未与其它波发生耦合．如果波导壁不是理想导电，则会引起寄生波，发生波的耦合．波导中的场可写作

$$\Psi = M_0 + \sum_{i=1}^{\infty} \tau_i M_i,$$

其中 M_0 是主模，M_i 是寄生模，τ_i 是耦合系数．τ_i 与表面阻抗有关．表面阻抗越小，τ_i 越小，M_0 模越稳定．

非理想导电壁圆波导中的波传播，从原理上讲可以用解麦克斯韦方程组，导出 Carson-Mead-Shelkunoff 方程[2]后严格求解，实际上数学困难非常大[2)]．表面阻抗微扰法严格性稍差，但简便易行．这一方法的条件也是良导体（σ 很大）．最早，Barrow[3] 用来解 E_{0n} 波；以后，Karbowiak[4]，Лошаков[5]，林为干[6] 解了截止频率以上的情况；本文作者[7]解了截止频率以下的情况(圆形波导中 E_{0n}，H_{1n} 波)．这些实践都证明表面阻抗微扰法是成功的，比切向场连续条件等方法更方便、灵活，精确度也好．

基本问题是解传播常数．当波沿 z 正向在理想导电壁波导中传播时，场分量正比于 $e^{j\omega t-\gamma_0 z}$(传播常数 γ_0 是纯虚数)；波在非理想导电壁波导中传播时，正比于 $e^{j\omega t-\gamma z}$（γ 有实部）．把 γ 看成由于微扰效应的结果，即

$$\gamma = \gamma_0 + \delta\gamma,$$

其中 $\delta\gamma$ 决定于截止系数的微扰量：

$$\delta h = h - h_0 = h - \frac{2\pi}{\lambda_c},$$

1）取直角坐标系统（x, y, z），z 为正向．

2）用数字电子计算机有可能针对具体的高精度设计解这个超越方程（CMS 方程）．

式中 λ_c 是截止波长，由波导横截面尺寸决定，δh 由 Z_f 决定 (Z_f 越大，δh 越大)。δh 实际上是由趋肤电流所引起 ($\sigma\neq\infty$、$\tau\neq0$)。这样就看清了表面阻抗微扰法的物理本质。

这一方法也要利用 Леонтович 条件。对非各向同性表面，圆波导理论要按极座标分开表面阻抗 Z_z 和 Z_φ。取各向同性表面，则 $Z_z = Z_\varphi = Z$；假定 Леонтович 条件成立，则 $Z_z = Z_\varphi = Z_f$。这样做带来误差，但很小。

四、双层平面介质的表面阻抗

这是实际中常遇到的情况，例如底金属上镀有另一层金属，或者底金属上有氧化物，甚至抛光剂没有去干净等，都可按这种情况考虑。

假定覆盖层厚度为 d，底金属为无限大厚度 (图 3)。又规定覆盖层的趋肤深度为 τ_1，表面电阻为 R_{m1}，底金属的表面电阻为 R_{m2}，合成材料的表面阻抗为 Z。那么，可以证明：

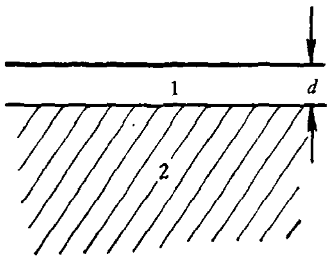

图 3

$$Z = R_{m1}(1 + j) \times \frac{\mathrm{sh}(1 + j)a + K\,\mathrm{ch}(1 + j)a}{\mathrm{ch}(1 + j)a + K\,\mathrm{sh}(1 + j)a}, \qquad (13)$$

式中 $a = d/\tau_1$，$K = R_{m2}/R_{m1}$。取 Z 的实部，得

$$R_eZ = R_{m1} \times \frac{(K^2 + 1)\mathrm{sh}2a + 2K\mathrm{ch}2a + (K^2 - 1)\sin 2a}{(K^2 + 1)\mathrm{ch}2a + 2K\mathrm{sh}2a - (K^2 - 1)\cos 2a}. \qquad (14)$$

图 4 是在 3.3 GHz 下，用谐振腔法测得的复铜钢样品的表面电阻与镀复时间的关系，说明上式与实验相符。

由于 $R_{m1} = \sqrt{\dfrac{\pi f \mu_1}{\sigma_1}}$，$R_{m2} = \sqrt{\dfrac{\pi f \mu_2}{\sigma_2}}$，故得

$$K = \sqrt{\frac{\sigma_1\mu_2}{\sigma_2\mu_1}}. \qquad (15)$$

如果底金属及覆盖层均无磁性，则有

$$K \approx \sqrt{\frac{\sigma_1}{\sigma_2}}. \qquad (16)$$

这时，可作以下讨论：

1. $\sigma_1 = 0$

底金属表面盖有绝缘物层，可视为此种情况。这

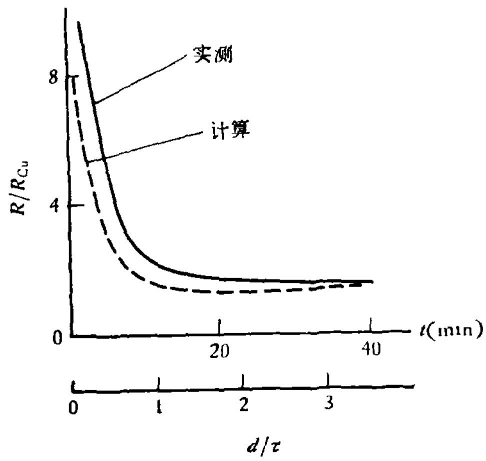

图 4

时有

$$Z = R_{m1}(1 + j)\,\mathrm{th}\,(1 + j)a. \qquad (17)$$

2. $\sigma_1 \approx \sigma_2$

覆盖层是镀覆金属层，而这金属与底金属电导率相近，这时有

$$Z = R_{m1}(1 + j). \qquad (18)$$

3. $\sqrt{\sigma_1/\sigma_2} = 0.5—0.9$

这是实用上关心的范围。这种情况不能用简化公式，只能用原来的复杂公式计算。

谐振腔是一个实例，这种微波元件常常用于物理学的测量 (例如测真空中光速)。设 ω_a 是正常模式 a 的角频率，ω 表示复数谐振频率；ω 的实部是衰减振荡的频率，由下式给出：

$$R_e\omega = \omega_a\left[1 - \frac{1}{2Q}\left(\frac{X}{R}\right)\right],$$

其中 Q 是腔体质量因数，R, X 是腔表面阻抗的实部、虚部。显然，只有在 $R = X$ 时，才得

$$R_e\omega = \omega_a\left[1 - \frac{1}{2Q}\right].$$

如果 $R\neq X$，使用第二个式子来修正频率，就会发生误差。图 5 给出 $(X/R) - 1$ 与 $\sqrt{\sigma_1/\sigma_2}$ 的关系曲线，参变数(百分数)是测得的表面电阻与从基本材料预计的表面电阻的差值。此图说明：若 $\sigma_1\ll\sigma_2$，$(X/R) - 1$ 至少大于 0.2。因此，$X = R$ 的假定，将引起 2×10^{-6} 的频率误差 (设 $Q\approx10^5$)。为减小这项误差，应进行独立的试验以测量 X/R。否则，光速测量的精度不可能好于 2×10^{-6}。这个例子说明：科学工作者如果希望做成功高精度的实验，就必须研究实验设备中一切精细之处，包括表面问题在内。

另外，当覆盖层的电导率变差，以致位移电流很可观 ($\omega\varepsilon_1/\sigma_1$ 可与 1 比拟) 时，应采用下式：

$$Z = R_{m2}g\,\frac{g\,\mathrm{sh}\,x + (1 + j)\mathrm{ch}\,x}{g\,\mathrm{ch}\,x + (1 + j)\mathrm{sh}\,x}. \qquad (19)$$

式中

$$g = k\frac{\sqrt{\mu_1/\sigma_1}}{R_{s2}\sqrt{1-jp}},$$

$$x = j\sqrt{\mu\epsilon_1}\frac{2\pi}{\lambda_0}d\sqrt{1-jp},$$

$$p = \frac{\sigma_1}{\omega\epsilon_1},$$

而 k 是一个常数.

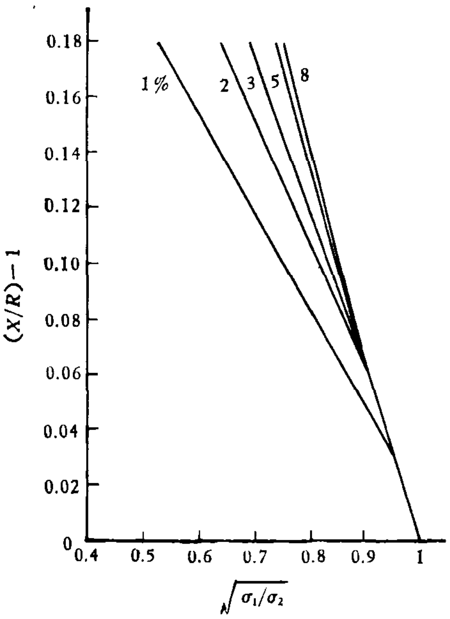

图 5

因此,g, x 是由 μ_1, ϵ_1, σ_1, ω 决定的复变函数,计算很不简单. 但是,在 $d \ll \lambda_0$ 的条件下(通常都满足这个条件),如果 p 不大,则可取

$$R_eZ \approx R_{m2}\left[1 + R_{m2}\frac{d}{30\lambda}\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\mu_1}}\right]. \qquad (20)$$

图 6 是一个实例, 是对应于薄层介质或半导电体涂覆在铜表面上的情况.

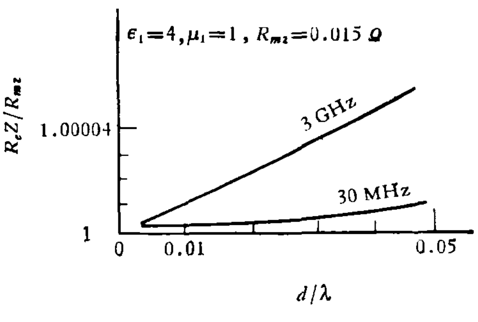

图 6

五、表面 Q 深度

表面趋肤深度 τ 的定义,对于无磁性(或弱磁性)的金属材料, 是很适用的. 但是, 如果材料带有磁性($\mu_r \neq 1$),趋肤深度在物理上讲还会有所增大. 体现在许多精密元件的理论计算公式中的现象是: 趋肤深度常常不以 τ 这个单独的因子出现, 而是以 $\mu_r\tau$ 的形式出现. 对于 $\mu_r \approx 1$ 的材料(例如铜、黄铜), 这是无所谓的. 然而,对于 $\mu_r \neq 1$ 的材料(例如弱磁性不锈钢), τ 的增大可达二十多倍,是相当可观的. 这时,对表面问题的考虑,显然很不相同.

为了在理论上估计这种影响,定义一个新的参量:

$$S^* = \frac{2Z_m}{\omega\mu_0} = \sqrt{\frac{j2\mu}{\mu_0}}\,\tau_0, \qquad (21)$$

式中 $\tau_0 \approx 1/\sqrt{\pi\mu_0 f\sigma}$, 代入上式可得

$$S^* = \sqrt{j2}\,\frac{\mu}{\mu_0}\tau = (1+j)\mu_r\tau$$

式中 $\tau \approx 1/\sqrt{\pi\mu f\sigma}$,取 $S_Q = R_eS^*$, 则得

$$S_Q = \mu_r\tau. \qquad (22)$$

S_Q 被称为"表面 Q 深度", 它等于材料的相对导磁率与表面趋肤深度的乘积. 它是一个可以测量的量. 对于经典的趋肤深度定义而言, 这在理论上是一个发展.

近年来人们常常用弱磁性不锈钢制造精密的微波元件(如谐振腔、精密截止波导等). 这种材料容易精加工,不要电镀就可使用, 效果很好. 它的 τ 值较小 (30 MHz 时为 13.5 μm, 而黄铜在同一频率时 $\tau \approx$ 24.5 μm),但 S_Q 值较大 (不锈钢 $\mu_r \approx 25.7$、黄铜 $\mu_r \approx$ 1). μ_r 可能是频率的函数,这个问题在国内外研究都很不够.

六、金属电导率

为了得到金属电导率,似乎查查手册就可以了. 实际上不这么简单,即使是金属的直流电导率,也受多种因素的影响. 主要因素有:

1. 温度

温度为 t(℃) 的直流电导率为

$$\sigma_t = \sigma_0[1 + a(t-t_0) + b(t-t_0)^2 + \cdots]^{-1}, \qquad (23)$$

式中 σ_0 是 t_0(℃) 时的电导率, a, b 是系数.

2. 品种和纯度

手册给出的常常是纯金属的电导率. 实际材料未必纯,应用值常与手册不同. 例如,铜的手册值为 $\sigma_0 = (5.7—5.9)\times 10^7(\Omega\cdot m)^{-1}$, 测量值为 $(4.5—5.5)\times 10^7(\Omega\cdot m)^{-1}$; 银的手册值为 $\sigma_0 = (6.14—6.17)\times 10^7(\Omega\cdot m)^{-1}$.

测量值为$4.79\times10^7(\Omega\cdot m)^{-1}$，黄铜的$\sigma_0$值，实际常取$(1.35—1.57)\times10^7(\Omega\cdot m)^{-1}$。

3. *加工*

加工后由于金属内部晶格缺陷引起的电子散射，以及导电电子数改变，都会引起电导率的改变。例如，钻孔后电导率可变化10%。

4. *表面光洁度*

表面光洁度不良时，高频电流路径显著增大(图7)。这就加大了表面损耗，减小了表面电导率。这种现象在微波段十分明显。

图 7

规定表面不平度的均方偏差为

$$H_{CK}=\sqrt{\frac{\sum(r-\bar{r})}{n}},$$

式中r是某个几何量的测量值，n为测量点数，$\bar{r}$为平均值。对于微波段金属表面问题，理论分析要以比值H_{CK}/τ为基础。根据τ的定义，显然有

$$\frac{H_{CK}}{\tau}\propto\sqrt{f}. \qquad (24)$$

这就说明，频率越高，越要考虑表面不平的影响。影响的程度，决定于加工痕迹的方向、形状、深浅。理论分析必须先作出假设(沟槽纹路方向垂直或平行，纹路断面为三角波或矩形波)。分析表明，在$H_{CK}/\tau=0.4—0.8$时，相对损耗因数与H_{CK}/τ成正比增加；在H_{CK}/τ值大时，相对损耗因数趋于恒定。但是，沟槽方向与电流垂直时，损耗比平行时增大很多。

为了估计表面光洁度影响，取

$$\sigma=\frac{\sigma_t}{\alpha'}, \qquad (25)$$

α'是大于1的数(即相对损耗因数)，因而$\sigma<\sigma_t$。当$H_{CK}/\tau=0—2$，$\alpha'=0—1.8$。另外，当$H_{CK}/\tau=0.4—0.8$，有下列关系式成立：

$$\frac{\sigma}{\sigma_t}\propto f^{-1/2}, \qquad (26)$$

如果光洁度不高(▽6—▽7)，频率也不高($f<50$ MHz)，$H_{CK}/\tau\approx0.02$。这个值很小，这时α'引起的电导率降低，不超过1%。但在微波频率上，情况就发生了很大的变化。

七、表面有效电导率

表面有效电导率用σ_{eff}表示，它又称为视在电导率。根据前面的叙述，它比直流电导率低，已无疑问。这个参数主要用来估计高频率的影响。

究竟会降低多少呢？这决定于频率高低、材料种类、镀覆性质等因素。表3给出的数据可供参考。

表3 有效电导率($f=9$GHz, $t=22$℃)

材料及涂覆情况	直流电导率 $\sigma_t(\Omega\cdot cm)^{-1}$	有效电导率 $\sigma_{eff}(\Omega\cdot cm)^{-1}$	降低率(%)
银镀在铜或黄铜表面	6.135×10^{-7}	$(5.263—5.376)\times10^{-7}$	12—14
银镀在股钢表面*	6.135×10^{-7}	5.051×10^{-7}	18

* 股钢热膨胀系数小于黄铜或铝的1/10，常用作谐振腔。

还有的试验在9 GHz进行，发现银的有效电导率比直流值低28%。这些数据可作为厘米波段研究工作的参考。在毫米波，由于τ更小，有效电导率可能为直流值的一半。

镀金波导也有类似问题存在，即衰减的实测值可能比理论值大2—4倍。因此，在精密的测量技术中，建议不要用镀金波导。

参 考 文 献

[1] М. А. Леонтович, Исследования по Распространению Радиоволн, Сборник Второй, Изд. АН СССР, 1948.
[2] J. R. Carson et al., *B. S. T. J.*, **15**(1936), 310—333.
[3] W. L. Barrow, *Proc. IRE.*, **24**(1936), 1298—1328.
[4] A. E. Karbowiak, *Proc. IEEE.*, **102**(1955), 698—708.
[5] Л. Н. Лошаков, *Радиотехника*, **11-9** (1956), 8—11.
[6] 林为干，科学记录，**1-2** (1957), 27—31.
[7] 黄志洵，无线电计量，2 (1975), 13—20.