

# 光控介质谐振器的频率调谐\*

郭开周 杨荣生 陈增圭

(中国科学院电子学研究所, 北京)

**摘要** 本文对置于金属屏蔽中介质基片上的叠片式介质谐振器进行了分析; 给出了光控频率调谐的线性理论公式和叠片式介质谐振器的谐振频率公式。这些公式可用于光控介质谐振器振荡器的理论计算和频率稳定度极高的叠片式介质谐振器的工程设计。

**关键词** 光控微波; 介质谐振器振荡器; 叠片式结构; 光控频率调谐; 频率稳定度

## 1. 引言

近十年来, 人们对光控微波器件和线路的研究兴趣一直在增长。这是由于光控微波器件具有许多优点, 可用于开关、限幅、移相、锁相、振荡器调谐和放大器增益控制等方面<sup>[1]</sup>。

光控介质谐振器振荡器(光控 DRO) 已取得光控 15MHz 和调频 (FM)130MHz 的结果<sup>[2]</sup>。光控 DRO 采用的叠片式介质谐振器 (DR) 结构已早有报道<sup>[3]</sup>。本文通过分析, 得出了金属屏蔽中的叠片式 DR 的谐振频率的计算公式, 并用微扰法进一步导出了光控频率的表达式。文中还给出了有关的理论计算曲线。

## 2. 系统的谐振频率

系统分为 8 个区域, 在通常的 DR 上增加一层介质, 其介电常数为  $\epsilon_{top}$ , 见图 1。这里采用文献[4]对分区的编号, 后增的两个区域编为 7, 8 区。一般情况下,  $\epsilon_{top} = \epsilon'_{top} - j\epsilon''_{top}$ 。在光控 DRO 中, 光敏介质层是一片低损耗的高暗电阻材料。无光照时,  $\epsilon_{top}$  的虚部可以忽略; 有光照时, 由于光控 DRO 要求的光照强度很低, 产生的等离子体频率很低,  $\epsilon_{top}$  的虚部也可以忽略。与损耗有关的  $Q$  值问题, 不在这里讨论。假设所有都是各向同性的线性介质, 忽略介质损耗和金属壁上的损耗, 系统中只存在  $TE_{01s}$  模。各区域的场分量  $H_{z1} \sim H_{z6}$  见文献[4], 后增的两个区域的场分量  $H_{z7}, H_{z8}$  的表达式视  $\epsilon_{top}$  的大小分为两种情况。

(1)  $\epsilon_{top}$  较小的情况

$$\left. \begin{aligned} H_{z7} &= 2H_0 A_9 J_0(k_r r) \{ \text{ch}[\alpha_\xi(z - H/2)] + A_{92} \text{sh}[\alpha_\xi(z - H/2)] \} \\ H_{z8} &= 2H_0 A_{101} K_0(k_a r) \{ \text{ch}[\alpha_\xi(z - H/2)] + A_{102} \text{sh}[\alpha_\xi(z - H/2)] \} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中各符号的意义请参看文献[4, 5]。

各区传播常数和分布系数见文献[4, 5]。由于引入 7, 8 区, 新的系数为

$$\alpha_\xi^2 = k_r^2 - \epsilon_{top} (\omega_r / c)^2 \quad (2)$$

1990 年 5 月 7 日收到, 1991 年 1 月 15 日修改定稿。

\* 国家自然科学基金资助课题

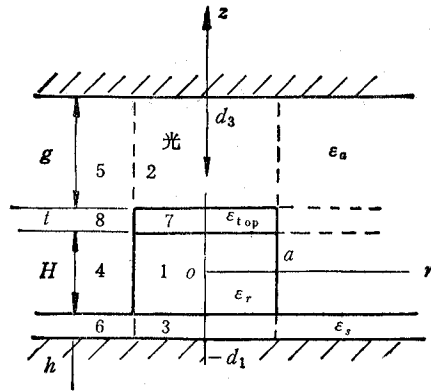


图1 介质谐振器系统分为8个区域 1区介电常数为  $\epsilon_r$ ; 2,4,5,8区为  $\epsilon_a$ ; 3,6区为  $\epsilon_s$ ; 7区为  $\epsilon_{top}$ ;  $d_1 = h + H/2$ ;  $d_3 = g + t + H/2$

各区域场在边界匹配,由此可求出各系数如下:

$$\left. \begin{aligned}
 A_{21} = A_{65} &= [\alpha_s - \beta \cdot \tan(\beta(H/2)) \text{th}(\alpha, h)] / [\alpha_s \tan(\beta H/2) + \beta \cdot \text{th}(\alpha, h)] \\
 A_{41} &= [\cos \beta(\beta H/2) - A_{21} \sin(\beta H/2)] / [2e^{-\alpha_s d_1} \cdot \text{sh}(\alpha, h)] \\
 A_{51} &= J_0(k_r a) / [K_0(k_a a)] \\
 A_{91} &= [\cos(\beta H/2) + A_{21} \cdot \sin[\beta(H/2)]] / 2 \\
 A_{92} = A_{102} &= \frac{\beta}{\alpha_s} \frac{A_{21} - \tan(\beta H/2)}{1 + A_{21} \cdot \tan(\beta H/2)} = \frac{\alpha_a + \alpha_s \cdot \text{th}(\alpha_s t) \cdot \text{th}(\alpha_a g)}{\alpha_s \cdot \text{th}(\alpha_a g) + \alpha_a \cdot \text{th}(\alpha_s t)} \\
 A_{31} &= A_{91} [\text{ch}(\alpha_s t) + A_{92} \text{sh}(\alpha_s t)] / [e^{-\alpha_a d_3} \cdot \text{sh}(\alpha_a g)] \\
 A_{71} &= A_{41} \cdot A_{51} \\
 A_{81} &= A_{31} \cdot A_{51} \\
 A_{101} &= A_{91} \cdot A_{51}
 \end{aligned} \right\} (3)$$

各系数的意义请参看文献[4,5].

对于  $TE_{01(t+\beta)}$  模,特征方程表示为

$$\beta H = \arctan \left[ \frac{\beta[\alpha_s - \alpha_s \cdot A_{92} \cdot \text{th}(\alpha, h)]}{\beta^2 \cdot \text{th}(\alpha, h) + \alpha_s \cdot \alpha_s \cdot A_{92}} \right] + s\pi, \quad s = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

(2)  $\epsilon_{top}$  较大的情况 7, 8区场改写为

$$\left. \begin{aligned}
 H_{x7} &= 2H_0 A_{91} J_0(k_r r) \{ \cos[\beta_t(z - H/2)] + A_{92} \sin[\beta_t(z - H/2)] \} \\
 H_{x8} &= 2H_0 A_{101} K_0(k_a r) \{ \cos[\beta_t(z - H/2)] + A_{102} \sin[\beta_t(z - H/2)] \}
 \end{aligned} \right\} (5)$$

式中

$$\beta_t^2 = \epsilon_{top} (\omega_r / c)^2 - k^2 \quad (6)$$

三个系数变为

$$\left. \begin{aligned}
 A_{92} = A_{102} &= \frac{\beta}{\beta_t} \frac{A_{21} - \tan(\beta H/2)}{1 + A_{21} \cdot \tan(\beta H/2)} = \frac{\alpha_a - \beta_t \cdot \tan(\beta_t t) \cdot \text{th}(\alpha_a g)}{\beta_t \cdot \text{th}(\alpha_a g) + \alpha_a \cdot \tan(\beta_t t)} \\
 A_{31} &= \frac{A_{91} \{ \cos(\beta_t t) + A_{92} \cdot \sin(\beta_t t) \}}{e^{-\alpha_a d_3} \cdot \text{sh}(\alpha_a g)}
 \end{aligned} \right\} (7)$$

其余系数同(3)式.此情况下的特征方程为

$$\begin{aligned} & \tan(\beta H) \{ \beta^2 \cdot \beta_t \cdot \text{th}(\alpha_a g) \cdot \text{th}(\alpha_s h) - \alpha_a \cdot \alpha_s \cdot \beta_t \} \\ & + \tan(\beta H) \cdot \tan(\beta_t t) \{ \alpha_a \cdot \beta^2 \cdot \text{th}(\alpha_s h) + \alpha_s \cdot \beta_t^2 \cdot \text{th}(\alpha_a g) \} \\ & + \tan(\beta_t t) \{ \beta \cdot \beta_t^2 \cdot \text{th}(\alpha_a g) \cdot \text{th}(\alpha_s h) - \alpha_a \cdot \alpha_s \cdot \beta \} \\ & = \beta \cdot \beta_t \{ \alpha_a \cdot \text{th}(\alpha_s h) + \alpha_s \cdot \text{th}(\alpha_a g) \} \end{aligned} \quad (8)$$

(8)式可改写为如下形式:

$$\beta H + \beta_t t = f(\varepsilon_r, \varepsilon_s, \varepsilon_a, \varepsilon_{\text{top}}, a, H, g, t, h) + s\pi, \quad s = 0, 1, 2, \dots \quad (9)$$

由于文献[3]对所介绍的叠片式结构 DR 没有给出全部尺寸、参数和实测的谐振频率,我们目前尚无实验数据,因此不能直接验证本文公式的计算精度。但是我们知道,叠片式结构中顶层介质片厚度为零 ( $t = 0$ ),或两片材料的介电常数相等 ( $\varepsilon_{\text{top}} = \varepsilon_s$ )时,情况蜕化为通常的单一材料的 DR。采用本文的公式,对大量实验结果加以计算,发现对于  $\text{TE}_{010}$  模的谐振频率,计算值平均高出 2.8%。这是由介质边界条件的复杂性带来的理论误差,详见表 1。为了工程设计的需要,对计算值乘以 0.972 将有很高的精度。

表 1

文献	$a(\text{mm})$	$H(\text{mm})$	$h(\text{mm})$	$g(\text{mm})$	$\varepsilon_r$	$\varepsilon_s$	$\varepsilon_a$	$f_r$ 实验值 (GHz)	$f_r^*$ 计算值 (GHz)	$f_r^{**} = 0.972$ $f_r^*$ (GHz)
[4]	7.0	7.5	.8	11.0	35.0	2.54	1	4.0	4.129568	4.01394
[6]	3.05	2.4	.7874	4.6126	38.9	2.5	1	9.37	9.648054	9.377909
[7]	2.79	2.24	.635	2.2	29.8	10.0	1	11.68	11.98542	11.64983
	2.0	1.71	.635	8.0	103.0	10.0	1	8.4	8.726657	8.48231
	2.43	1.81	.635	8.0	35.2	10.0	1	12.4	12.87937	12.51875
	2.25	2.92	1.0	16.58	38.0	9.6	1	10.7	11.10675	10.79576
	2.23	2.86	1.0	16.64	38.0	9.6	1	10.99	11.23334	10.91881
[8]	3.03	4.22	.7	3.9795	36.2	9.5	1	8.27	8.461984	8.225048
	3.015	3.04	.7	5.1376	36.2	9.5	1	9.09	9.32952	9.068294
	3.01	2.14	.7	6.0562	36.2	9.5	1	10.20	10.50732	10.21311
	3.97	2.1	.7	6.09	36.2	9.5	1	8.81	9.111762	8.856633

叠片式结构 DR 系统的谐振频率的计算曲线绘于图 2。当然,  $\varepsilon_{\text{top}}$  大于  $\varepsilon_s$  的情况也是可以计算的。

### 3. 光控频率特性

由于光照,在半导体材料中产生的自由载流子浓度<sup>[2]</sup>

$$n(z) = (1 - R)I_0\gamma\alpha\langle\tau\rangle\exp[-\alpha(H/2 + t - z)], \quad H/2 \leq z \leq H/2 + t \quad (10)$$

其中  $I_0$  为光子流密度,  $\gamma$  为量子效率,  $\alpha$  为吸收系数,  $\langle\tau\rangle$  为平均电子寿命,  $R$  为光束在光敏层表面的反射系数。

在  $E_{07}$  作用下载流子产生的电流密度

$$\begin{aligned} J_{07}(r, z) &= \sigma E_{07} = n(z)q\mu_e E_{07} \\ &= (1 - R)I_0\gamma\alpha\langle\tau\rangle q\mu_e E_{07} \exp[-\alpha(H/2 + t - z)] \end{aligned} \quad (11)$$

其中  $\sigma$  为电导率,  $E_{07}$  为 7 区中的电场(由麦克斯韦方程求出),  $q$  为单个载流子的电荷量

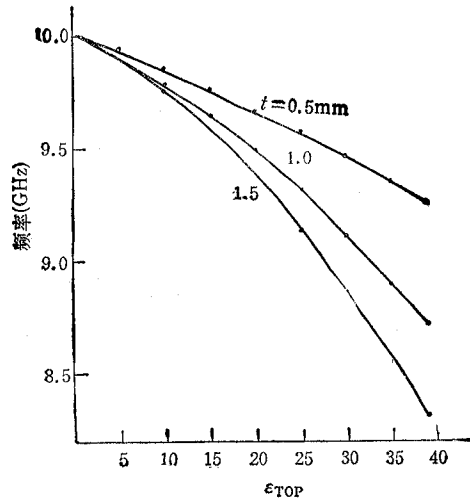


图2 叠片式结构介质谐振器频率与介电常数  $\varepsilon_{top}$  的关系(以厚度  $t$  为参变量)

$\varepsilon_r = 38.9$ ,  $\varepsilon_a = 1$ ,  $\varepsilon_s = 2.5$ ,  $a = 3.05 \text{ mm}$ ,  $H = 2.0 \text{ mm}$ ,  $h = 0.7874 \text{ mm}$ ,  $g = 3.6126 \text{ mm}$

(这里为电子),  $\mu_c$  为载流子漂移迁移率.

等效表面电流

$$k_\theta(r) = \int_{H/2}^{H/2+t} J_\theta(r, z) dz \quad (12)$$

(1)  $\varepsilon_{top}$  较小的情况

$$k_\theta(r) = (1 - R) I_0 \gamma \alpha \langle \tau \rangle q \mu_c (-j\omega_r \mu_0 / k_r) 2H_0 A_{91} J_1(k_r r) \\ \times [1/(\alpha^2 - \alpha_s^2)] \{(\alpha - A_{92} \alpha_s) [\text{ch}(\alpha_s t) - e^{-\alpha t}] - (\alpha_s - A_{92} \alpha) \text{sh}(\alpha_s t)\} \quad (13)$$

这一方位角向的电流密度将引起磁场径向分量不连续, 从而使系统中场分布发生变化, 产生频移. 由于光致载流子的浓度离开光敏层表面向内部按指数衰减, 可以假设  $k_\theta(r)$  发生在表面. 同时认为  $k_\theta(r)$  只对光敏层上方的储能产生影响. 由微扰法可知, 此时频率的变化为<sup>[9]</sup>

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{-\Delta \int_V (\mu_0 H' \cdot H + \varepsilon E' \cdot E) dv}{\int_V (\mu_0 H' \cdot H + \varepsilon E' \cdot E) dv} \approx \frac{\int_V \mu_0 \Delta H \cdot H dv}{W_T} \quad (14)$$

其中  $H'$ ,  $E'$  为微扰后的场,  $W_T$  为系统的总储能, 可用积分求出.

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{\mu_0^2 \pi H_0^2}{W_T} A \omega_r \frac{a^2}{k_r^2} \{J_1^2(k_r a) - J_0(k_r a) J_2(k_r a)\} A_{31} \cdot A_{91} e^{-\alpha_a d_3} \\ \times \frac{(1 - R) I_0 \gamma \alpha \langle \tau \rangle q \mu_c \text{sh}(\alpha_s g)}{\alpha^2 - \alpha_s^2} \{(\alpha_r - A_{92} \alpha_s) [\text{ch}(\alpha_s t) - e^{-\alpha t}] \\ - (\alpha_s - A_{92} \alpha) \text{sh}(\alpha_s t)\} \quad (15)$$

光子流密度

$$I_0 = P / (h' \nu S) \quad (16)$$

其中  $h'$  为普朗克常数,  $\nu$  为入射光频率,  $P$  为入射光功率,  $S$  为均匀照射光斑的面积.

(2)  $\epsilon_{top}$  较大的情况 导出的光致频率变化公式为

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx \frac{\mu_0^2 \pi H_0^2}{W_T} 4\omega_r \frac{a^2}{k^2} \{J_1^2(k_r a) - J_0(k_r a)J_2(k_r a)\} A_{31} \cdot A_{91} e^{-a_0 d_3} \times \frac{(1-R)I_0 \gamma \alpha \langle \tau \rangle q \mu_c \cdot \text{sh}(\alpha_0 g) \{(\alpha - A_{92} \beta_r) [\cos(\beta_r t) - e^{-\alpha t}] + (\beta_r + A_{92} \alpha) \sin(\beta_r t)\}}{\alpha^2 + \beta_r^2} \quad (17)$$

文献[2]没有给出具体尺寸和参量。我们针对该文的频率  $f_r = 10.2\text{GHz}$  设想了一个 DR 系统, 光敏材料为硅, 尺寸和参量见图 3 和图 4。假设光束均匀照射到整个光敏层表面 ( $S = \pi a^2$ ); 光束 100% 透入光敏层内部, 即反射系数  $R = 0$ ; 量子效率  $\nu = 1$ ; 载流子漂移迁移率  $\mu_c = 135000\text{mm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。图 3 给出了光控频移与光敏层厚度的关系曲线, 以吸收系数  $\alpha$  为参变量。可以看到, 在所给出的数值范围内,  $\alpha$  变化产生的影响很小。 $\alpha$  对自由载流子浓度有正、反相消的作用, 这从(10)式也可以看到。频移随光敏层厚度  $t$  变厚而降低, 这是因为  $t$  越厚其表面距 DR 就越远, 表面形成的环状电流密度就越小, 因此影响就越弱。

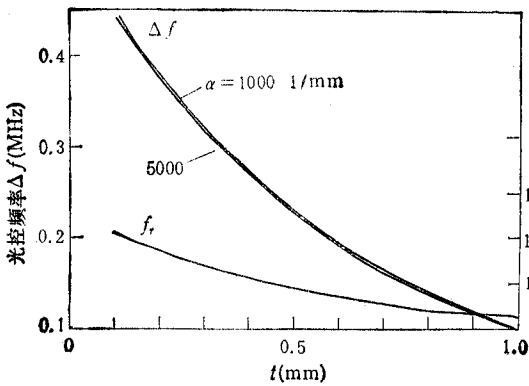


图 3 光控频移与光敏层厚度的关系 (以吸收系数  $\alpha$  为参变量; 图中也给出了无光照时谐振频率与光敏层厚度的关系)

$\epsilon_r = 38.9, \epsilon_0 = 1, \epsilon_s = 2.5, \epsilon_{top} = 11.6, a = 2.77\text{mm}, H = 2.2\text{mm}, h = 0.7874\text{mm}, g = 4\text{mm}, R = 0, P = 5\text{mW}, \lambda = 0.63\mu\text{m}, \gamma = 1, \langle \tau \rangle = 0.25\mu\text{s}, \mu_c = 135000\text{mm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$

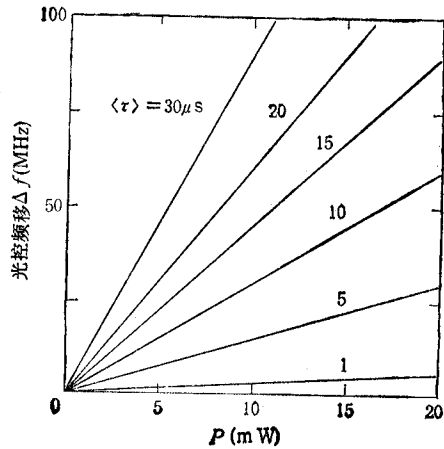


图 4 光控频移与入射光功率的关系 (以光敏材料的平均电子寿命  $\langle \tau \rangle$  为参变量)  $\alpha = 1000\text{ 1/mm}, t = 0.2\text{mm}$ , 其余参量与图 3 同

图 4 给出了光控频移与入射光功率  $P$  的关系曲线, 以平均电子寿命  $\langle \tau \rangle$  为参变量。这是一束过原点的直线族。光控频移随入射光功率或平均电子寿命增加而线性增加。(10), (16)式联合(15), (17)式已显示了这一点。

文献[2]报道用波长  $\lambda = 0.63\mu\text{m}$ , 功率  $P = 5\text{mW}$  的光照射, 产生了  $0.4\text{MHz}$  的频移; 用波长  $\lambda = 0.85\mu\text{m}$ , 功率  $P = 1\text{mW}$  的光照射, 产生了  $0.5\text{MHz}$  的频移。图 3, 图 4 所给计算值, 在数量级上与文献[2]报道的实验数据是相符的。

我们在这里仅讨论了均匀光照的情况, 对于  $\text{TE}_{01s}$  模来说, 介质谐振器圆心轴附近的

场极微弱,把入射光设计成一定尺寸的环形,将会在一定入射功率的情况下,大大提高有用的光子流密度,从而大大提高光控的灵敏度<sup>[5,2]</sup>。在实验研究中尽量降低反射系数 $R$ ,提高量子效率 $\gamma$ 和载流子迁移率 $\mu_c$ 也将会是很有效益的,这些参数与频移直接相关,可以从有关公式看出。

#### 4. 结语

本文关于光控 DR 的光控频移的线性理论计算,与已报道的实验值在量级上是吻合的。文中的讨论指出,选择合适的光敏材料(如高的平均电子寿命 $\langle\tau\rangle$ ,高的载流子迁移率 $\mu_c$ ,高的量子效率 $\gamma$ 和低的表面反射系数 $R$ ),合理设计光束形状尺寸,提高有用的光子流密度以及采用较薄的光敏层,对于提高光控 DR 的光控频移性能是十分有意义的。

文中导出的有关频率计算公式,对于频率温度稳定性能极高的叠片式 DR 的工程 designs 有实际价值。

### 参 考 文 献

- [1] R. D. Esman, et al., *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-37**(1989)10, 1512—1518.
- [2] P. R. Herczfeld, et al., *RCA Rev.*, **46**(1985)12, 528—551.
- [3] C. Tsironis, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-33**(1985)4, 310—314.
- [4] P. Guillon, et al., *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-33**(1985)3, 222—226.
- [5] 郭开周, L. A. Trinogga, *电子科学学刊*, **12**(1990)4, 385—392.
- [6] K. Z. Guo, L. A. Trinogga, *The Modes Problem of DR-Metal Shielding System*, (Research Report) Leeds Polytechnic, Dept. of Elec. and Comm. Eng., U. K., Feb. (1988).
- [7] 王文章, 王蕴仪, *南京工学院学报*, **17**(1987)1, 79—85.
- [8] 廖继红, 孙诗英, *微带基片上介质谐振器的数值分析——谐振频率, 场分量及与微带线间耦合系数的计算*, 1989 年全国微波会议论文集, 成都, 1989 年, 第 453—457 页.
- [9] R. F. Harrington, *Time-Harmonic Electromagnetic Fields*, McGraw-Hill, Inc., New York, (1961)

## OPTICALLY CONTROLLED FREQUENCY TUNING OF DIELECTRIC RESONATOR

Guo Kaizhou Yang Rongsheng Chen Zenggui

(Institute of Electronics, Academia Sinica, Beijing)

**Abstract** The formulas for optically controlled frequency tuning and resonance frequency of dielectric resonator (DR) are presented. The formulas can be applied to design the stacked DR with high frequency stability.

**Key words** Optically controlled microwave; Dielectric resonator oscillator (DRO); Stacked structure; Optically controlled frequency tuning; Frequency stability