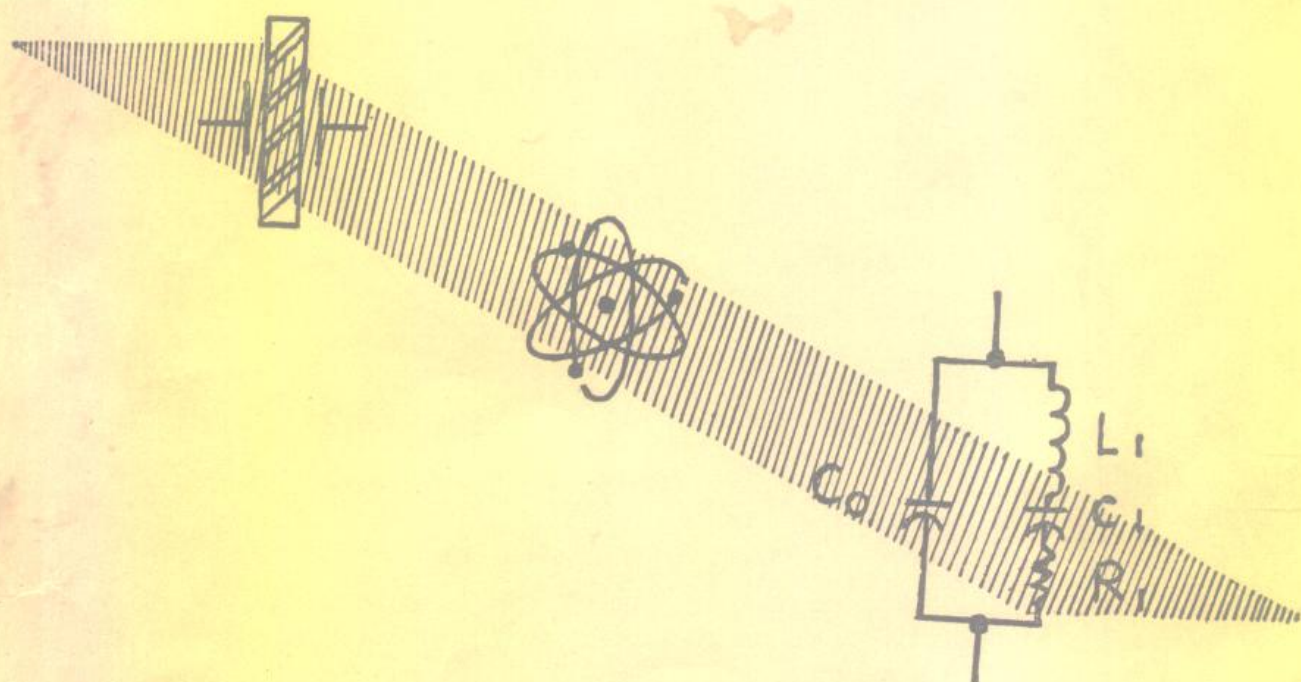


压电晶体及其应用

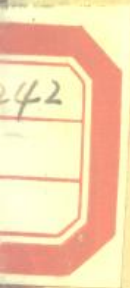
美国第30届频率控制年会论文选集

(二)

《压电晶体技术》编辑部主编



上海科学技术文献出版社



压电晶体及其应用
美国第30届频率控制年会论文选集

(二)

《压电晶体技术》编辑部 主编

*

上海科学技术文献出版社出版
(上海高安路六弄一号)

新华书店上海发行所发行
上海商务印刷厂印刷

*

开本 787×1092 1/16 印张 10.75 字数 269,000

1979年8月第1版 1979年8月第1次印刷

印数: 1—16,400

书号: 15192·44 定价: 1.35 元

73.73242
184

目 录

(二)

三、晶体滤波器和材料特性

1. 单片晶体滤波器的泛音模分析.....(1)
2. 混合集成的单片晶体滤波器.....(8)
3. 采用 ZnO 溅射薄膜电视用的声表面波视频中频滤波器(18)
4. 使用模拟式电荷耦合器件和声表面波器件的滤波.....(23)
5. 高压电耦合的新温度补偿材料.....(29)
6. 高频钽酸锂晶片的温度特性.....(33)

四、表面波器件

7. 声表面波器件制造方法与工艺的进展报告.....(46)
8. 声表面波谐振器和耦合谐振器的滤波器.....(55)
9. 两端对石英声表面波谐振器.....(62)
10. 表面声波频率合成器中的快速跳频.....(69)

五、频率的产生与测量

11. 具有现代技术水平的信号处理和相位噪声测量系统在设计方面的一些问题(75)
12. 适于空间应用的 5MHz 超稳定低功率石英晶体振荡器(83)
13. 精密振荡器在振动环境中的稳定度(88)
14. 一种采用数字补偿的小型高稳定度温度补偿晶体振荡器(97)
15. 压控晶体振荡器的设计(107)
16. 构成高分辨率频率合成的一种有效的硬件方法(120)
17. 原子钟长期特性的启发模型(126)
18. 远距离同步技术(132)
19. 双束高性能铯束管的性能(139)
20. 新型无源氢频率标准(146)
- 附录: 石英晶体振荡式电子手表(154)

1. 单片晶体滤波器的泛音模分析

H.F. Tiersten

【摘要】 以前有关能陷谐振器泛音模的论述已应用到两极点单片晶体滤波器中。在截止频率附近,基波和奇次泛音的厚度切变和厚度扭转耦合波的渐近色散关系同连接处的简单近似边界条件,都已在早期的谐振器论述中采用,现在应用于两极点单片晶体滤波器的分析。对厚度切变和厚度扭转的耦合方向予以考虑。在分析中包括压电刚性(Piezoelectric stiffening)电极质量负载和短路情况的影响。获得了两(网)孔器件。导纳矩阵集中参数表示式。对少数几何形状,给出了数字结果。

引 言

在最近的研究^[1,2]中,借助某些简化假设,三维线性压电方程已应用于分析旋转 Y 切石英的能陷谐振器,该能陷谐振器具有矩形电极、作泛音厚度切变和厚度扭转耦合振动。笔者认为,仅有的关于厚度切变和厚度扭转耦合振动的能陷谐振器的论述是 Meeker^[3]的,他采用的方程^[4]是从 Mindlin^[5]仅适用于基波厚度模的片方程(Plate equations)得到的。采用上述简化假设^[1,2],确定了电极区和非电极区在截止频率附近,有效的基波和奇次泛音厚度切变和厚度扭转耦合色散方程渐近表达式。另外,在电极区和无电极区之间的每个连接处,简单近似边界条件已确定。而且,在与电极区相邻的无电极区中连接线方向上取相同量级的波数,以便在连接处也能满足简单近似的连续条件。

上述分析可推广到工作于泛音模的二振子(element)单片晶体滤波器。渐近色散关系和连接处的简单近似边界条件,已使用于早期谐振器的论述^[1]中,现在用于2极点单片晶体滤波器分析。虽然,沿片的波数和衰减数小的情况下同电极和接近无电极区有关的所有方程能满足到第二阶,但在波数和衰减数同样小的条件下,同较次要边角区有关的方程仅能在几点上满足到第一阶。在分析中包括压电刚性、电极质量负载和短路情况的影响,而对两(网)孔器件,导纳矩阵可用集中参数来表示。另外,还介绍了以分析得到的某些数字结果。

初 步 考 虑

两振子单片晶体滤波器的剖面示意图与相关的笛卡尔坐标系一起示于图1中。根据小的压电耦合简化假设,略去相对小而又不重要的弹性常数,而且事实上在厚度切变模中沿 x_1 和 x_3 方向的波数或衰减数要比厚度方向的波数小得多。已证实^[2],满足到二阶小量的微分方程取参考文献[1](下文称为I)中分别由式(2.3)和(2.1)给出的形式。对于相同阶的近

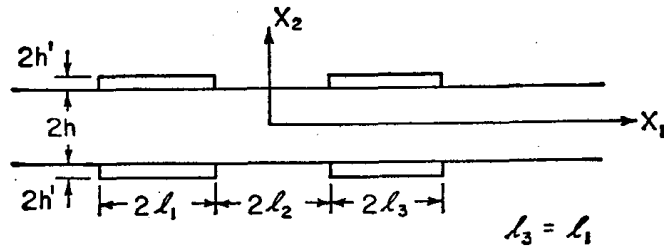


图1 单片晶体滤波器简图

似,适当项数的方程可取参考文献[1]式(2.4)*的形式。公式表明 T_{23} 和 T_{33} 对得到的该阶近似值来说可以忽略不计。而在片的主面上仍能满足的边界条件对无电极片来说可取 I 中式(2.5)的形式,对全电极片来说可取 I 中式(2.6)的形式。显然,本文使用的表示法规定在 I 中。

已证实^[2],对于无电极区晶片波来说, ξ 和 ν 的第二阶的典型渐近解可写成 I 中式(2.7)和(2.8~2.11)的全部形式。同样,对于电极区与短路电极的晶片波来说, $\bar{\xi}$ 和 $\bar{\nu}$ 的第二阶的典型渐近解可写成 I 中式(2.12)和(2.13)~(2.15)的形式。同时还证实^[2],为了对厚度切变和厚度扭转耦合振动的泛音截止频率附近的单片晶体滤波器或能陷谐振器进行的分析无电极区和电极区的解,分别可表示成下列形式:

$$\begin{aligned} u_1 &= B_1^{(1)} \sin \eta_1 x_2 e^{-i x_1} \cos \nu x_3 e^{i \omega t} \\ u_1 &= \bar{B}_1^{(1)} \sin \bar{\eta}_1 x_2 \cos \bar{\xi} x_1 \cos \bar{\nu} x_3 e^{i \omega t} \end{aligned} \quad (2.1)$$

在此, I 中的式(2.9)、(2.11)和(2.14)、(2.15)^[1,2]估计都可以分别满足。

经证实^[2],在晶片的电极和非电极区间的 x_1 连接面上,有 4 个现有的连续条件能得到满足,大约仅需用两个量

$$u_1, u_{1,1} \quad (2.2)$$

的连续性;而在 x_3 连接面上证明了如 I 中所述仅需用两个量

$$u_1, u_{1,3} \quad (2.3)$$

的连续性^[2]。正如引言中所指出^[6],显然因为 ξ 和 ν 都比 η 小,所以逐点满足 ξ 和 ν 中第一阶与边角还有关的所有方程比逐点满足 I 中式(2.9)和交界处的连续条件(2.2),(2.3)更合理, I 的(2.9)包括 ξ 和 ν 中零与第二阶各项(2.2)和(2.3)在 ξ 或 ν 中分别具有零与第一阶的条件,又作为积分条件。因此,在边角区内就不能使 I 的(2.9)满足,然而,在边角区和相邻区间的连接处却能使由(2.2)或(2.3)中任一个组成的连续条件逐点得到满足。这意味着在边角区内能使 ξ 和 ν 中第一阶的条件满足,这是因为在 I 的(2.9)中没有第一阶的项,而在边角区和相邻区间的连接处对 ξ 和 ν 中第一阶来说能使连续条件逐点得到满足。因此,当与所有别的区有关的所有方程对 ξ 和 ν 中第二阶能满足时,则与不重要边角区有关的所有方程对 ξ 和 ν 中第一阶来说就能得到满足。

单片晶体滤波器

单片晶体滤波器的剖面图和平面图分别示于图 1 和图 2。在两个非常接近的谐振点附近,假定较低的一个, N_T 次或 NS 次称为基频对称(在 x_1 处)模;而在其上边的一个,

* 编注:本文中(2.4~2.15)均未见到。

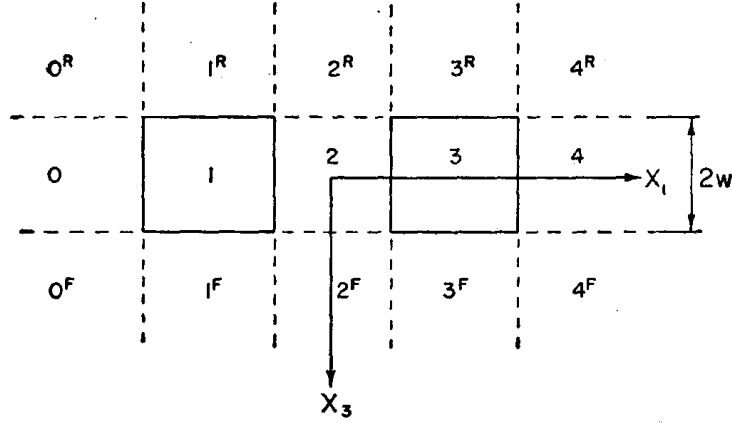


图2 单晶体滤波器平面图

$N(\tau+1)$ 次或 NA 次称为基频反对称(在 x_1 处)模而在其上边的一个, $N(\tau+1)$ 次或 NA 次称为基频仅对称(在 x_1 处)模, 那么与这两个模相对应的一系列解^[7]中的两项就支配着其余各项。这些解可以很精确地写成:

$$\begin{aligned} \bar{u}_1^{(P)} &= [H^{NS}\hat{u}_{1N}^{(P)S} + H^{NA}\hat{u}_{1N}^{(P)A}]e^{i\omega t} - (e_{26}V^{(P)}/c_{66}2h)e^{i\omega t}, \\ \bar{\varphi}^{(P)} &= (V^{(P)}X_2/2h)e^{i\omega t} + (e_{26}/\varepsilon_{22})[H^{NS}(\hat{u}_{1N}^{(P)S} - \hat{u}_{1N}^{(P)S}(h)X_2/h) \\ &\quad + H^{NA}(\hat{u}_{1N}^{(P)A} - \hat{u}_{1N}^{(P)A}(h)X_2/h)]e^{i\omega t}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$u_1^{(\alpha)} = [H^{NS}u_{1N}^{(\alpha)S} + H^{NA}u_{1N}^{(\alpha)A}]e^{i\omega t}, \quad \varphi^{(\alpha)} = (e_{26}/\varepsilon_{22})u_1^{(\alpha)}, \quad (3.2)$$

式中, $P=1, 3$ 表示两个电极区, α 表示其余无电极区; 对于对称模来说, $\hat{u}_{1N}^{(P)S}$ 、 $\hat{u}_{1N}^{(P)A}$ 、 $\hat{u}_{1N}^{(\alpha)S}$ 和 $u_{1N}^{(\alpha)A}$ 可写成下列表达式:

$$u_{1N}^{(0)S} = \sin \frac{N\pi}{2h} x_2 A_{1N}^{(4)S} e^{i\omega t} \cos \bar{\nu}_{NS} x_3 e^{i\omega t}, \quad N=1, 3, 5, \dots$$

$$\hat{u}_{1N}^{(1)S} = \sin \frac{N\pi}{2h} x_2 [\bar{A}_{1N}^{(3)S} \cos \bar{\xi}_{NS}(x_1 + l_2) - \bar{B}_{1N}^{(3)S} \sin \bar{\xi}_{NS}(x_1 + l_2)] \cos \bar{\nu}_{NS} x_3 e^{i\omega t},$$

$$u_{1N}^{(2)S} = \sin \frac{N\pi}{2h} x_2 A_{1N}^{(2)S} \cos h \bar{\xi}_{NS} x_1 \cos \bar{\nu}_{NS} x_3 e^{i\omega t},$$

$$\hat{u}_{1N}^{(3)S} = \sin \frac{N\pi}{2h} x_2 [\bar{A}_{1N}^{(3)S} \cos \bar{\xi}_{NS}(x_1 - l_2) + \bar{B}_{1N}^{(3)S} \sin \bar{\xi}_{NS}(x_1 - l_2)] \cos \bar{\nu}_{NS} x_3 e^{i\omega t},$$

$$u_{1N}^{(4)S} = \sin \frac{N\pi}{2h} x_2 A_{1N}^{(4)S} e^{-i\omega t} \cos \bar{\nu}_{NS} x_3 e^{i\omega t},$$

$$u_{1N}^{(0)FS} = I_N^S u_{1N}^{(0)S} \frac{e^{-\nu_{NS}(x_3-w)}}{\cos \nu_{NS} x_3},$$

$$\hat{u}_{1N}^{(1)FS} = I_N^S \hat{u}_{1N}^{(1)S} \frac{e^{-\nu_{NS}(x_3-w)}}{\cos \nu_{NS} x_3},$$

$$u_{1N}^{(2)FS} = I_N^S u_{1N}^{(2)S} \frac{e^{-\nu_{NS}(x_3-w)}}{\cos \nu_{NS} x_3},$$

$$\hat{u}_{1N}^{(3)FS} = I_N^S \hat{u}_{1N}^{(3)S} \frac{e^{-\nu_{NS}(x_3-w)}}{\cos \nu_{NS} x_3},$$

$$u_{1N}^{(4)FS} = I_N^S u_{1N}^{(4)S} \frac{e^{-\nu_{NS}(x_3-w)}}{\cos \nu_{NS} x_3},$$

$$\begin{aligned}
u_{1N}^{(0)RS} &= I_N^S u_{1N}^{(0)S} \frac{e^{\nu_{NS}(x_1+w)}}{\cos \nu_{NS} x_3}, \\
\hat{u}_{1N}^{(1)RS} &= I_N^S \hat{u}_{1N}^{(1)S} \frac{e^{\nu_{NS}(x_1+w)}}{\cos \nu_{NS} x_3}, \\
u_{1N}^{(2)RS} &= I_N^S u_{1N}^{(2)S} \frac{e^{\nu_{NS}(x_1+w)}}{\cos \nu_{NS} x_3}, \\
\hat{u}_{1N}^{(3)RS} &= I_N^S \hat{u}_{1N}^{(3)S} \frac{e^{\nu_{NS}(x_1+w)}}{\cos \nu_{NS} x_3}, \\
u_{1N}^{(4)RS} &= I_N^S u_{1N}^{(4)S} \frac{e^{\nu_{NS}(x_1+w)}}{\cos \nu_{NS} x_3},
\end{aligned} \tag{3.3}$$

而对反对称模来说, (3.3)₁₋₃ 可用下列各式代替:

$$\begin{aligned}
u_{1N}^{(0)A} &= -\sin \frac{N\pi}{2h} x_2 A_{1N}^{(4)A} e^{i\nu_{NA}(x_1+(l_1+2l_2))} \cos \bar{\nu}_{NA} x_3 e^{i\omega t}, \\
\hat{u}_{1N}^{(1)A} &= \sin \frac{N\pi}{2h} x_2 [-\bar{A}_{1N}^{(3)A} \cos \bar{\xi}_{NA}(x_1+l_2) + \bar{B}_{1N}^{(3)A} \sin \bar{\xi}_{NA}(x_1+l_2)] \cos \bar{\nu}_{NA} x_3 e^{i\omega t}, \\
u_{1N}^{(2)A} &= \sin \frac{N\pi}{2h} x_2 A_{1N}^{(2)A} \sin h\xi_{NA} x_1 \cos \bar{\nu}_{NA} x_3 e^{i\omega t},
\end{aligned} \tag{3.4}$$

在(3.3)的其余公式中, 把所有字母 S 都用字母 A 来代替。倘若,

$$\begin{aligned}
M_N \bar{\xi}^2 + C_{55} \bar{\nu}^2 - K_N \bar{\epsilon} &= 0, \quad M_N \xi^2 - C_{55} \bar{\nu}^2 + K_N \epsilon = 0, \\
-M_N \xi^2 + C_{55} \nu^2 + K_N \epsilon &= 0, \quad M_N \xi^2 + C_{55} \nu^2 + K_N \epsilon = 0,
\end{aligned} \tag{3.5}$$

则在(3.1)~(3.4)中给出的解能使微分方程和片的电极和非电极区各自主面上的边界条件得到满足。(3.5)各式如 I 所示, 为完整起见在此不妨重写如下:

$$M_N = \left[C_{11} + (C_{12} + C_{66})\tau + \frac{4(\bar{C}_{66} - C_{66})(C_{22}\tau + C_{12}) \cot nN\pi/2}{C_{22}N\pi n} \right], \tag{3.6}$$

$$\tau = (C_{12} + C_{66})/(\bar{C}_{66} - C_{22}), \quad \bar{C}_{66} = C_{66} + e_{26}^2/\epsilon_{22}, \tag{3.7}$$

$$\omega = \omega_N + \epsilon, \quad \bar{\omega} = \bar{\omega}_N + \bar{\epsilon}, \quad \omega_N = (N\pi/2h)(\bar{C}_{66}/\rho)^{\frac{1}{2}}, \tag{3.8}$$

$$\bar{\omega}_N = (N\pi/2h)(\bar{C}_{66}/\rho)^{\frac{1}{2}} [1 - (4K_{26}^2/N^2\pi^2) - R], \tag{3.9}$$

$$K_{26}^2 = e_{26}^2/\bar{C}_{66}\epsilon_{22}, \quad K_N = (\bar{C}_{66}\rho)^{\frac{1}{2}}N\pi/h, \quad R = 2\rho'h'/\rho h, \tag{3.10}$$

(3.5)₁是指电极区而言, (3.5)₂是指 0.2~4 区, (3.5)₃是指 1^F、3^F、1^R、3^R 区, 而(3.5)₄是指 0^F、2^F、4^F、0^R、2^R 和 4^R 的边角区。但是, 正如前面已述, 边角区的解是不能满足色散关系式(3.5)₄的, 因为式(3.5)₄包括衰减数小的 ξ 和 ν 中的二次项(但非传线性)。

在(3.1)~(3.4)中给出的解能满足(2.2)和(2.3)中各自的边界条件, 但对称模要求:

$$\tan 2\bar{\xi}l_2 = \frac{\xi\bar{\xi}(\cos h\xi l_2 + \sin h\xi l_2)}{(\xi^2 \cos h\xi l_2 - \xi^2 \sin h\xi l_2)}, \quad \tan \bar{\nu}w = \frac{\nu}{\bar{\nu}}, \tag{3.11}$$

而对于反对称模则要求:

$$\tan 2\bar{\xi}l_2 = \frac{\xi\bar{\xi}(\cos h\xi l_2 + \sin h\xi l_2)}{(\xi^2 \sin h\xi l_2 - \xi^2 \cos h\xi l_2)}, \quad \tan \bar{\nu}w = \frac{\nu}{\bar{\nu}}, \tag{3.12}$$

对称模的幅值比由下列各式得出:

$$\bar{A}_1^{(3)S}/A_1^{(2)S} = \cos h\xi_S l_2, \quad \bar{B}_1^{(3)S}/A_1^{(2)S} = (\xi_S/\bar{\xi}_S) \sin h\xi_S l_2,$$

$$\Gamma^S = \cos \bar{\nu}_S w,$$

$$A_1^{(4)S}/A_1^{(2)S} = \cos h\xi_S l_2 \cos 2\bar{\xi}_S l_3 + (\xi_S/\bar{\xi}_S) \sin h\xi_S l_2 \sin 2\bar{\xi}_S l_3, \quad (3.13)$$

而反对称模的幅值比则由下列各式得出:

$$\bar{A}_1^{(3)A}/A_1^{(2)A} = \sin h\xi_A l_2,$$

$$\bar{B}_1^{(3)A}/A_1^{(2)A} = (\xi_A/\bar{\xi}_A) \cos h\xi_A l_2,$$

$$\Gamma^A = \cos \bar{\nu}_A w,$$

$$A_1^{(4)A}/A_1^{(2)A} = \sin h\xi_A l_2 \cos 2\bar{\xi}_A l_3 + (\xi_A/\bar{\xi}_A) \cos h\xi_A l_2 \sin 2\bar{\xi}_A l_3. \quad (3.14)$$

如参考文献 2 所示, 我们从 (3.5)₁₋₃、(3.8) 和 (3.9) 可以得到:

$$\xi = [(K_N/M_N)\Delta_N - \bar{\xi}^2]^{\frac{1}{2}}, \quad \nu = [(K_N/C_{55})\Delta_N - \bar{\nu}^2]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.15)$$

式中,

$$\Delta_N = (N\pi/2h) (\bar{C}_{66}/\rho)^{\frac{1}{2}} [(4K_{26}^2/N^2\pi^2) + R] \quad (3.16)$$

显然, 式 (3.15) 适用于对称和反对称模。由式 (3.11)₁ 与 (3.15)₁ 以及式 (3.11)₂ 与 (3.15)₂ 组成适用于已给定 l_2 , l_3 和 w 的 $\bar{\xi}_S$ 和 $\bar{\nu}_S$ 的两个独立的超越方程式, 由它可以很容易地求得 x_1 和 x_3 的所有对称模式的解。任一模的本征频率即可由 (3.5)₁、(3.8)₂ 和 (3.9) 确定。同样, 由式 (3.12)₁ 与 (3.15)₁ 以及 (3.12)₂ 与 (3.15)₂ 组成适用于已给定 l_2 , l_3 和 w 的 $\bar{\xi}_A$ 和 $\bar{\nu}_A$ 的二个独立的超越方程式, 由它可以很容易地求得所有对于 x_1 反对称, 对于 x_3 对称的模式解。此外, 任一模的本征频率即可由 (3.5)₁、(3.8)₂ 和 (3.9) 确定。上述分析适用于谐振器相互耦合在厚度切变或 x_1 方向的情况。该分析也适用于谐振器间相互耦合在厚度扭转或 x_3 方向的情况, 而只须交换 (3.5) 和 (3.15) 中的 M_N 和 C_{55} 。基波和泛音模的一些计算结果列于表 1 之中。

对 (3.1) ~ (3.2) 中的对称 (在 x_1 方向) 模来说, 振幅系数 H^{NS} 所示如下:

$$H^{NS} = \frac{(-1)^{(N-1)/2} 4e_{26} F^{NS} (V^{(1)} + V^{(3)})}{C_{66}(1 - \omega_{NS}^2/\omega^2) N^2 \pi^2 L_{NS}}, \quad (3.17)$$

式中,

$$F^{NS} = \frac{2 \sin \bar{\nu}_{NS} w}{\bar{\nu}_{NS} \bar{\xi}_{NS}} [\bar{A}_{1N}^{(3)S} \sin 2\bar{\xi}_{NS} l_3 + \bar{B}_{1N}^{(3)S} (1 - \cos 2\bar{\xi}_{NS} l)], \quad (3.18)$$

$$\begin{aligned} L_{NS} = & \left[w + \frac{\sin 2\bar{\nu}_{NS} w}{2\bar{\nu}_{NS}} + \frac{\cos^2 \bar{\nu}_{NS} w}{\nu_{NS}} \right] \left[\frac{(A_{1N}^{(4)S})^2}{\xi_{NS}} + (\bar{A}_{1N}^{(3)S})^2 \left(2l_3 + \frac{\sin 4\bar{\xi}_{NS} l_3}{2\bar{\xi}_{NS}} \right) \right. \\ & + \frac{\bar{A}_{1N}^{(3)S} \bar{B}_{1N}^{(3)S}}{\bar{\xi}_{NS}} (1 - \cos 4\bar{\xi}_{NS} l_3) + (\bar{B}_{1N}^{(3)S})^2 \left(2l_3 - \frac{\sin 4\bar{\xi}_{NS} l_3}{2\bar{\xi}_{NS}} \right) \\ & \left. + (A_{1N}^{(2)S})^2 \left(\frac{\sin h2\xi_{NS} l_2}{2\xi_{NS}} + l_2 \right) \right] \end{aligned} \quad (3.19)$$

当然, 在作计算时我们令 $A_{1N}^{(2)S} = 1$ 。对反对称 (在 x_1 方向) 模来说, 振幅系数

$$H^{NA} = \frac{(-1)^{(N-1)/2} 4e_{26} F^{NA} (V^{(3)} - V^{(1)})}{C_{66}(1 - \omega_{NA}^2/\omega^2) N^2 \pi^2 L_{NA}}, \quad (3.20)$$

式中,

$$F^{NA} = \frac{2 \sin \bar{\nu}_{NA} w}{\bar{\nu}_{NA} \bar{\xi}_{NA}} [\bar{A}_{1N}^{(3)A} \sin 2\bar{\xi}_{NA} l_3 + \bar{B}_{1N}^{(3)A} (1 - \cos 2\bar{\xi}_{NA} l_3)], \quad (3.21)$$

$$L_{NA} = \left[w + \frac{\sin 2\bar{\nu}_{NA}w}{2\bar{\nu}_{NA}} + \frac{\cos^2 \bar{\nu}_{NA}w}{\nu_{NA}} \right] \left[\frac{(A_{1N}^{(4)A})^2}{\xi_{NA}} + (\bar{A}_{1N}^{(3)A})^2 \left(2l_3 + \frac{\sin 4\bar{\xi}_{NA}l_3}{2\xi_{NA}} \right) \right. \\ \left. + \frac{\bar{A}_{1N}^{(3)A}\bar{B}_{1N}^{(3)A}}{\xi_{NA}} (1 - \cos 4\bar{\xi}_{NA}l_3) + (\bar{B}_{1N}^{(3)A})^2 \left(2l_3 - \frac{\sin 4\bar{\xi}_{NA}l_3}{2\xi_{NA}} \right) \right. \\ \left. + (A_{1N}^{(2)A})^2 \left(\frac{\sin h2\xi_{NA}l_2}{2\xi_{NA}} - l_2 \right) \right], \quad (3.22)$$

在此,当然可令 $A_{1N}^{(2)A}=1$ 。通常,式(3.17)和(3.20)中 ω_{NS} 和 ω_{NA} 可用下列式子替代:

$$\hat{\omega}_{NS} = \omega_{NS} + i\omega_{NS}/2Q_N, \quad \hat{\omega}_{NA} = \omega_{NA} + i\omega_{NA}/2Q_N, \quad (3.23)$$

式中 Q_N 是 N 次厚度模时晶片的无载品质因数。

通过第 P 个电极的电流,可用(3.1)与(3.3)、(3.4)、(3.17)和(3.20)代入 I 的(2.2),然后再代入下式

$$I^{(P)} = - \int_{-W}^W \int_{l_1}^{-l_1+2l_3} \dot{D}_2^{(P)} dx_1 dx_3 \quad (3.24)$$

得到,在第二个积分 $P=1$ 是负限,而 $P=3$ 是正限。从(3.24)可得:

$$I^{(1)} = Y_{11}V^{(1)} + Y_{13}V^{(3)}, \quad I^{(3)} = Y_{31}V^{(1)} + Y_{33}V^{(3)}, \quad (3.25)$$

式中,

$$Y_{11} = Y_{33} = \frac{i\omega\varepsilon_{22}}{2h} \left[4wl_3(1 + \hat{K}_{26}^2) + \frac{8\hat{K}_{26}^2}{N^2\pi^2} \left(\frac{(F^{NS})^2}{[(\omega_{NS}^2/\omega^2) - 1]L_{NS}} + \frac{(F^{NA})^2}{[(\omega_{NA}^2/\omega^2) - 1]L_{NA}} \right) \right],$$

表 1

N	$2l_2$	R	$\frac{1}{2}(\omega_S + \omega_A)/2\pi$	$(\omega_A - \omega_S)/2\pi$	C_{1S}	C_{1A}	C_{1S}/C_{1A}
	in		kHz	kHz	fF	fF	
1	0.002	0.01	9925.90	34.68	7.90	7.01	1.127
1	0.002	0.02	9834.65	37.74	7.97	7.47	1.068
1	0.01	0.01	9927.29	26.28	7.72	7.30	1.057
1	0.01	0.02	9837.65	25.04	7.94	7.73	1.027
1	0.02	0.01	9928.12	18.68	7.59	7.55	1.006
1	0.02	0.02	9839.16	15.32	7.92	7.92	1.000
1	0.05	0.01	9928.65	6.69	7.52	7.79	0.966
1	0.05	0.02	9839.95	3.60	7.95	8.05	0.987
1	0.100	0.01	9928.66	1.20	7.60	7.73	0.983
1	0.100	0.02	9839.99	0.32	8.00	8.02	0.997
3	0.002	0.00333	29947.54	29.27	0.212	0.189	1.120
3	0.002	0.00667	29859.56	31.21	0.220	0.208	1.056
3	0.005	0.00333	29948.29	24.08	0.208	0.195	1.066
3	0.005	0.00667	29861.39	23.05	0.219	0.213	1.028
3	0.010	0.00333	29948.95	17.44	0.204	0.202	1.010
3	0.010	0.00667	29862.76	14.14	0.219	0.219	1.000
3	0.020	0.00333	29949.33	9.14	0.201	0.208	0.967
3	0.020	0.00667	29863.43	5.41	0.219	0.222	0.986

无电极厚度频率: $\omega_1/2\pi=10$ MHz

耦合: 厚度切变

$N=1$, $2l_3=2W=0.1$ 英寸, $C_0=1.558$ pF。

$N=3$, $2l_3=2W=0.05$ 英寸, $C_0=0.390$ pF。

$$Y_{13} = Y_{31} = \frac{i\omega\epsilon_{22}}{2h} \left[\frac{(F^{NS})^2}{[(\omega_{NS}^2/\omega^2) - 1]L_{NS}} - \frac{(F^{NA})^2}{[(\omega_{NA}^2/\omega^2) - 1]L_{NA}} \right] \quad (3.26)$$

电容 C_0 、 C_{NS} 和 C_{NA} 可用下列各式确定:

$$C_0 = 4wl\epsilon_{22}(1 + \hat{K}_{26}^2)/2h, \quad (3.27)$$

$$C_{NS} = 2\epsilon_{22}8\hat{K}_{26}^2(F^{NS})^2/N^2\pi^22hL_{NS}, \quad (3.28)$$

$$C_{NA} = 2\epsilon_{22}8\hat{K}_{26}^2(F^{NA})^2/N^2\pi^22hL_{NA}, \quad (3.29)$$

并分别称为静态电容以及对称动态电容和反对称动态电容。计算出的量值适用于从强耦合到弱耦合的范围, 都列于表 1 中。

参 考 文 献 (略)

2. 混合集成的单片晶体滤波器

Kazuo Okuno 和 Takaya Watanabe

【摘要】 各种通讯系统设备所取得的进展在滤波器方面的反映主要是尺寸变得更小,且具有高稳定度和高可靠性。

为满足这些要求,一种新的器件,混合集成的单片晶体滤波器(HIMF)得到了发展。混合集成单片晶体滤波器是由薄膜集中元件电路和在一片基片上以集成结构组合成的能陷谐振器所组成。本文一般的讨论了混合集成单片晶体滤波器以及关于它的设计和制造的一些问题。

技术用语:混合集成单片晶体滤波器,能陷谐振器,薄膜集中元件电路,螺旋型电感器,微条线,基片,熔融石英, Nd:YAG 激光,螺旋型振子, 100Mb/s PCM 同步接收滤波器

符号表

d_o, d_i, h_o : 外直径,内直径和螺旋电感器厚度,距离

W' : 螺旋宽度,距离

S^1 : 二个临近螺旋边间的距离,距离

n : 圈数

R_s : 条状导体的薄电阻,欧姆/平方(ohms/sq)

R : 螺旋电感器电阻,欧姆(ohms)

I_o : 长方型条的总长度,距离

r, d : 截面线的半径和长度,距离

L : 螺旋电感器的电感值,亨利(H)

Q : 螺旋电感器的质量因数

f_r : 螺旋电感器的自谐频率,赫(Hz)

C_d : 螺旋电感器的分布电容 法拉

μ : 导磁率,亨/米(H/m)

σ : 导电率,姆欧/米(mho/m)

ϵ_r : 介电常数、

ϵ_o : 自由空间的电容率,法拉/米

V_o : 光速,米/秒(m/s)

f : 频率,赫(Hz)

ω : 角频率

K : W'/h_o 函数的修正系数

K' : S'/W' 函数的修正系数

a, b, c : 长方型屏蔽壁的宽、长和高,距离

- C_a, C_b : 并联气隙电容和串联电容
 C_{te}, C_{tm} : 相等于电子和磁壁的电容, 法拉
 W : 微条线之宽 距离
 S : 微条线间的气隙空间 距离
 α : 测量最大的电容 C_{te} 或 C_{tm} 的系数因子
 h : 基片的厚度 距离

引言

在甚高频范围应用的滤波器可分为分布元件的, 如螺旋或螺状振子, 和应用压电元件, 如能陷谐振器或表面声波器件。属于第一范畴的滤波器, 它们的固有缺点是用在甚高频范围滤波器的尺寸太大。同样制造具有窄带和高稳定度也是困难的。

另一方面, 新的设计的滤波器鉴于它波长约是电磁波的 10^{-5} 数量级, 故元件是小型化的, 与体积尺寸无关的非常高的 Q 值, 频率温度特性好和老化特性稳定。

要获得这些优点, 用于滤波器的主要关键在于将压电元件与普通的电子电路相结合。新的器件——混合集成单片晶体滤波器就是为这一结合而发展起来的。HIMF 适应于现在的微波集成电路和超声工艺。HIMF 是在单一的基片上(熔融石英或陶瓷基片)集成了薄膜集中元件和能陷谐振器。特别是它们具有两个不同的集成结构组态:

- 1) 薄膜集中元件+能陷谐振器
- 2) 薄膜集中元件+表面声波器件

此处讨论的滤波器, 如图 1 所示, 是(1)型组态的滤波器。

本文论述的一些因素包括薄膜集中元件的设计和结构, 如螺旋电感器和微条线上的气隙电容, 能陷谐振器, 这些考虑包括在试验使用在 100 Mb/s PCM 系列作为同步接收滤波器的 HIMF 的设计和结构。

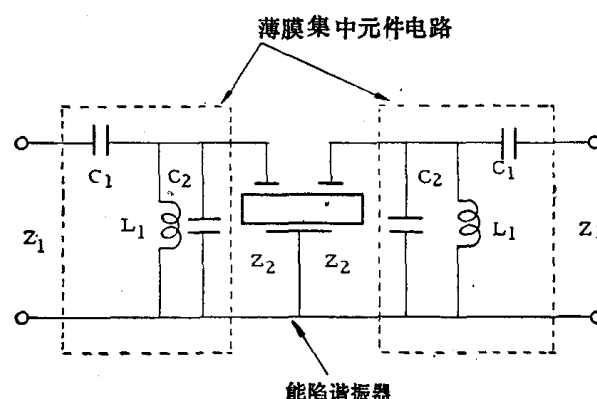


图 1 试验混合集成单片晶体滤波器的等效电路

集中元件

螺旋电感器

图 2 描述了在基片上一个简单的, 平面的螺旋电感器。 L , Q , f_r 和这一螺旋电感器的 (C_d) 可从下面公式计算。

$$L = A \frac{a_0^2 n^2}{8a_0 + 11l_0} + 0.2d \left(\ln \frac{2d}{r} - 1 \right) + 5.08 \times 10^{-3} l_0 A \left(\ln \frac{l_0}{W + h_0} + 1.193 + 0.2235 \frac{W' + h_0}{l_0} \right) \quad (1)$$

$$Q = \frac{\omega L}{R} = \frac{\omega L}{K K' R_s l \sqrt{2W'}} = \frac{4\pi L}{K K' l} \sqrt{\frac{f}{\pi \mu \sigma}} \quad (2)$$

螺旋电感器

$$f_r = \frac{V_0}{2\pi n(d_0 + d_i)} \quad (3)$$

$$C_0 = \frac{1}{(2\pi f_r)^2 L} \quad (4)$$

式中 l , C_0 , a_0 和 A 的值如下所

述:

$$l = 2\pi n a_0$$

$$C_0 = (d_0 - d_i) / 2$$

$$a_0 = (d_0 + d_i) / 4$$

$$A = 39.37007874 [\text{nH/mm}]$$

为了使上述的解释成立, d_0 应 $> 1.2d_i$, n 应是 1 或更大。在 (1) 式的第一项已给出螺旋电感器实际的尺寸。1 式的第二和第三项则用作截面的修正。修正系数 K 考虑了来自螺旋电感器角电流的拥挤。依据 Terman 公式, 图 3 给出了 K 与 W'/h_0 的关系式。

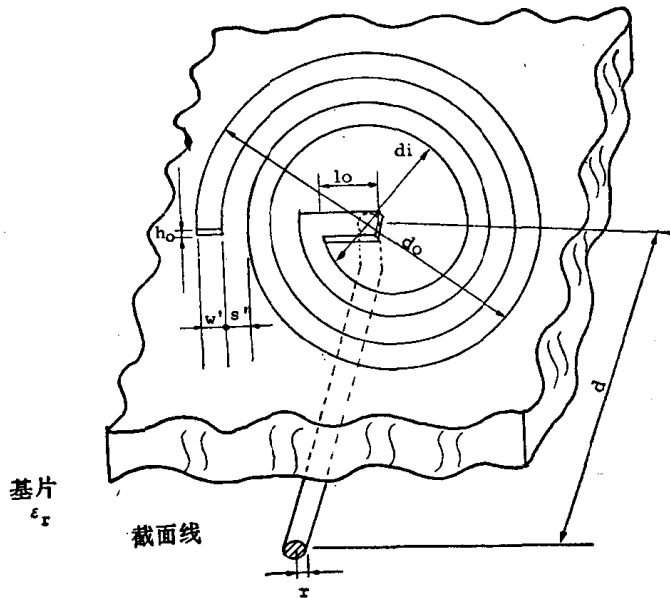


图2 基片上的螺旋电感器

图4是螺旋电感的 Q 值是作为 d_i/d_0 的函数, 而螺旋的电感 L 和长度则是常数。从这可看出, 若 $d_i/d_0 = 7/15$ 则 Q 是最佳值。为简化设计, 图5给出了螺旋电感器的设计图。

表1示出不同尺寸螺旋电感器一些测量的和计算的 $L'_{s\text{螺}}$ 。作为这一试验, 使用电子束加热的真空镀膜在熔融石英基片上的螺旋电感器的导体上蒸发镀上多层的金属。涂层底部

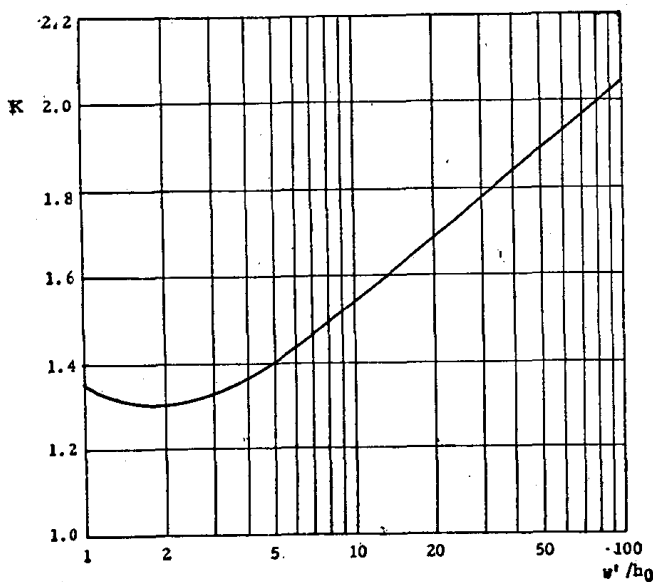


图3 作为 W'/h_0 函数的修正系数 K
(取自 Terman)

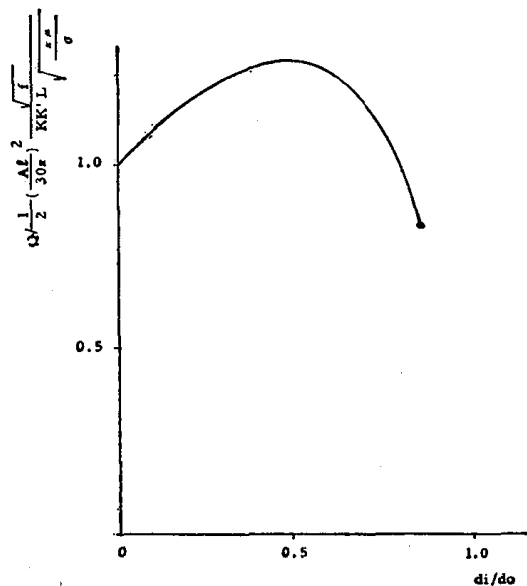


图4 在电感 L 和螺旋长度 l 为常数, 作为 d_i/d_0 函数时的螺旋电感器的 Q 值。

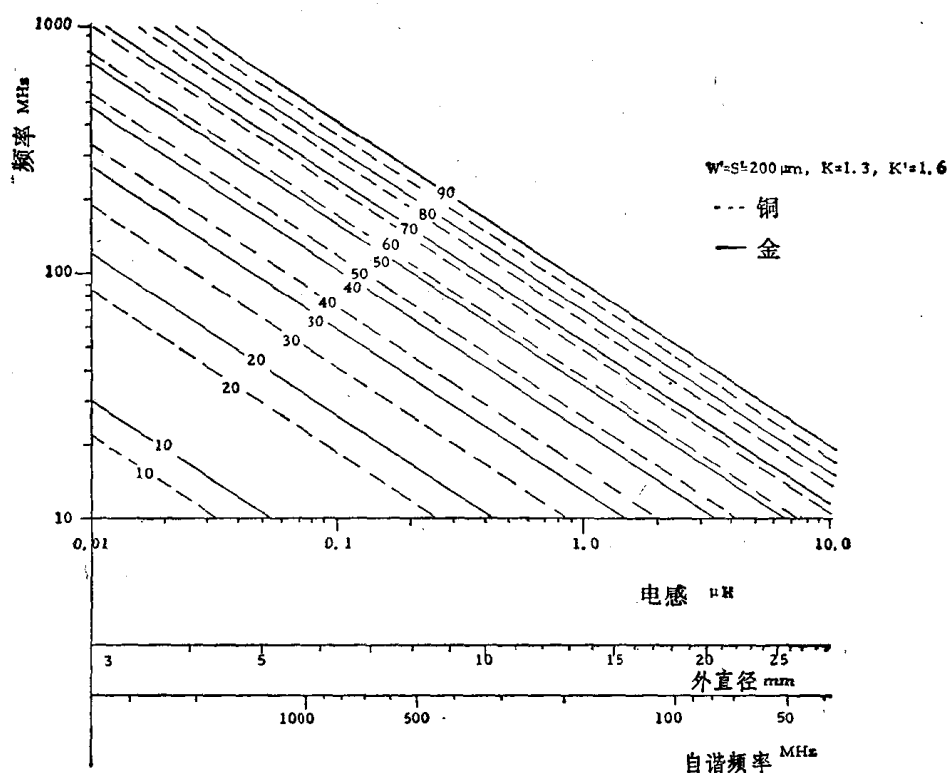


图5 在基片上 Q 和金属层作为参数, 频率 f 作为电感 L 的函数, 假设基片上介电常数为 $\epsilon_r=3.6$

表1 采用理论和试验获得的螺旋电感器电感值的比较

	尺寸				计算 (nH)	试验 (nH)
	n (圈数)	$W=S(\mu\text{m})$	d_o (mm)	d_i (mm)		
试样1	4	400	9.9	3.8	121.2	121.4
试样2	3.75	300	9.9	5.7	155.1	151.3
试样3	4	200	6.9	3.8	127.4	131.2

的金属(NiCr)约 $350\text{\AA}$ 厚。涂层上部的金属(Au)约 $7.5\mu\text{m}$ 厚。引人注意的是测量值非常接近于理论值, 其偏差仅在3%以内。

微条线的气隙电容

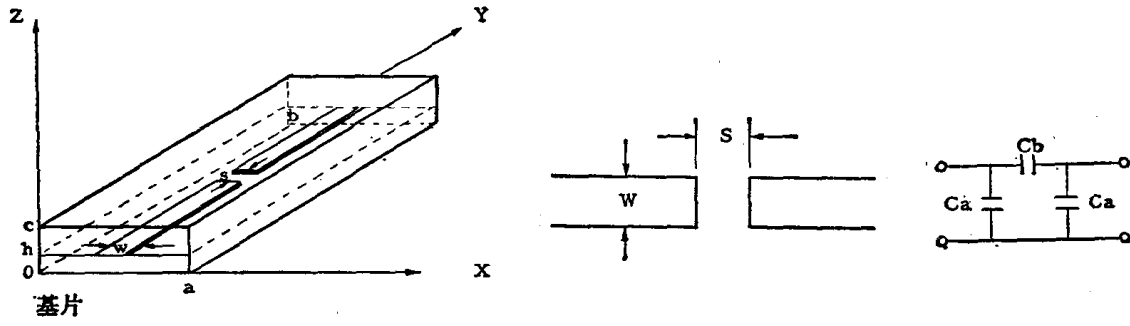
由于在微条线的气隙电容具有足够的分布电容来影响甚高频范围的混合集成单片滤波器的传输特性, 故头等重要的是设计非常精确的不连续性结构。

气隙解析图形示于图6。用等效 π 型电路示于图6(c)来代替气隙结构更适合, 因它能更好地说明等效 π 型电路参数的物理意义。并联气隙电容 C_a 可从条状导体边缘静电场分布的不规则效应中推导出来。串联电容 C_b 则由邻近的条状导体的耦合效应而引起的。

因而, 并联气隙电容 C_a 和串联电容 C_b 作为新的等效电路参数 C_{te} , C_{tm} 和 C_o 分别为:

$$C_a = \frac{C_{tm} - C_o}{2} \quad (5)$$

$$C_b = \frac{C_{te} - C_{tm}}{4} \quad (6)$$



(a) 具有坐标轴向的微条传输线上的气隙解析图

(b) 实际的结构

(c) 等效电路

图6 在微条传输线上的气隙

式中 C_0 表示长度为 $b-s$ 均匀的微条线上的线电容。

电容 C_{ie} , C_{im} 的变化稳定的相应于条状导体 $pi(X, Y, Z)$ 电荷分布的任意一次变化的表示式:

$$\frac{1}{C_{ii}} = \frac{\iint pi(X, Y, Z) Gi(X, Y, Z/X', Y', Z') pi(X', Y', Z') dv dv'}{\left(\iint pi(X, Y, Z) dv\right)^2}, \quad i=e, m \quad (7)$$

式中三维 Green 位函数 $Gi(X, Y, Z/X', Y', Z')$ 当 $y=0$ 或者 b 时, 电极壁 ($i=e$) 或磁壁 ($i=m$) 时则满足了边界条件, 是下述 Poisson 方程的解

$$Gi(X, Y, Z/X', Y', Z') = -\frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} \delta(X-X') \delta(Y-Y') \delta(Z-Z') \quad (8)$$

式中 $\delta(X-X')$ 是 Dirac 的 δ 函数。

用于薄型微条线时, 电荷的分布可采用下述公式,

$$pi(X, Y, Z) = pi'(X, Y) \delta(Z-h) \quad (9)$$

因此, 可从下述式子分别求得电容 C_{ie} , C_{im} 和 C_0 。

$$C_{ie} = \frac{25}{64} \epsilon_0 \cdot a \cdot b \left(\frac{b}{s}\right)^2 \left(1 - \frac{s}{b} + a \cdot \frac{h}{b}\right)^2 \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \frac{\gamma_{mn}}{P_m^2 R_n^2} \cdot \{\epsilon_r \cdot \coth(\gamma_{mn} \cdot c) + \coth[\gamma_{mn}(C-h)]\} \quad (10)$$

$$C_{im} = \frac{\frac{25}{32} a \cdot b \cdot \epsilon_0}{\frac{2}{\left(1 - \frac{s}{b} + a \cdot \frac{h}{b}\right)^2} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=2,4,\dots}^{\infty} \frac{P_m^2 Q_n^2}{\gamma_{mn} \{\epsilon_r \cdot \coth(\gamma_{mn} \cdot h) + \coth(\gamma_{mn}(C-h))\}} + \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \frac{P_m^2}{\gamma_{m0} \{\epsilon_r \cdot \coth(\gamma_{m0} \cdot h) + \coth(\gamma_{m0}(C-h))\}}} \quad (11)$$

$$C_0 = \frac{25}{32} \epsilon_0 \cdot a \cdot (b-s) \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \frac{\gamma_{m0}}{P_m^2} \{\epsilon_r \cdot \coth(\gamma_{m0} \cdot h) + \coth(\gamma_{m0}(C-h))\} \quad (12)$$

式中

$$\gamma_{mn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (13)$$

$$P_m = 2 \cdot \left(\frac{2a}{m\pi W} \right) \cdot \sin \left(\frac{m\pi W}{2a} \right) + 3 \left(\frac{2a}{m\pi W} \right) \cdot \cos \left(\frac{m\pi W}{2a} \right) - 6 \left(\frac{2a}{m\pi W} \right)^4 \cdot \cos \left(\frac{m\pi W}{2a} \right) - 6 \left(\frac{2a}{m\pi W} \right)^3 \cdot \sin \left(\frac{m\pi W}{2a} \right) + 6 \left(\frac{2a}{m\pi W} \right)^4 \quad (14)$$

式

$$Q_n = \frac{2b}{n\pi s} \cdot \sin \left(\frac{n\pi s}{2b} \right) + \alpha \cdot \left[\frac{2b}{n\pi s} \sin \left(\frac{n\pi s}{2b} \right) + \frac{2b}{n\pi h} \cdot \frac{2b}{n\pi s} \sin \left(\frac{n\pi h}{2b} \right) \cdot \sin \left\{ \frac{n\pi h}{2b} + \frac{n\pi s}{2b} \right\} \right] \quad (15)$$

$$R_n = \frac{2b}{n\pi s} \cdot \cos \left(\frac{n\pi s}{2b} \right) + \alpha \cdot \left[\frac{2b}{n\pi s} \cos \left(\frac{n\pi s}{2b} \right) - \frac{2b}{n\pi h} \cdot \frac{2b}{n\pi s} \cdot \sin \left(\frac{n\pi h}{2b} \right) \cdot \cos \left\{ \frac{n\pi h}{2b} + \frac{n\pi s}{2b} \right\} \right] \quad (16)$$

气隙等效电路参数的数字数据可借助于数字计算机和使用公式(5)(6)来计算上述的公式,很快就能得到。已计算的气隙电容器各参数示于图7。

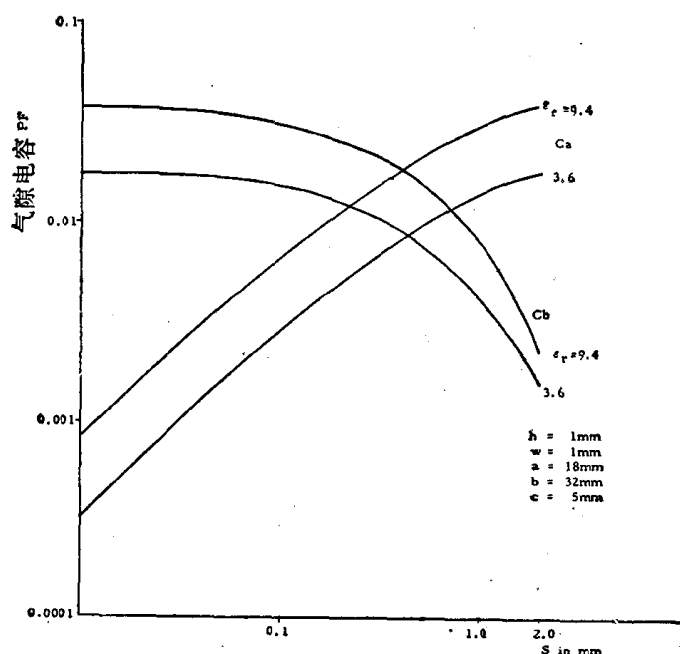


图7 作为微条传输线 S 函数的理论气隙电容器

能陷谐振器和基片

从系统要求来看,采用的滤波器特性应是具有中心频率为 97.728 MHz 二极点切比雪夫设计,它具有 1db 波动和 3db 22.5 KHz 带宽。在此结果基础上,片子的尺寸和能陷谐振器的电极尺寸是要选择的。使用压电方程和互作用的计算机分析(图8)来决定谐振器的间距。表2示出的是测量和计算参数值。

谐振器的频率是采用减少质量来调整的。这一工作是由 Nd:YAG 激光设备来完成的。调整的谐振器频率略低于所需的频率,故这一工序后使滤波器特性具有合适的中心频率和

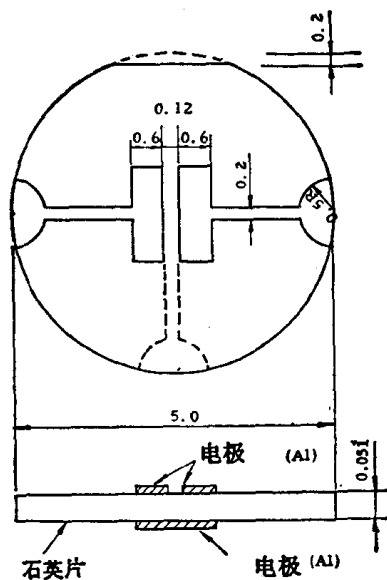


图8 石英片尺寸和试验性的能陷谐振器的电极尺寸

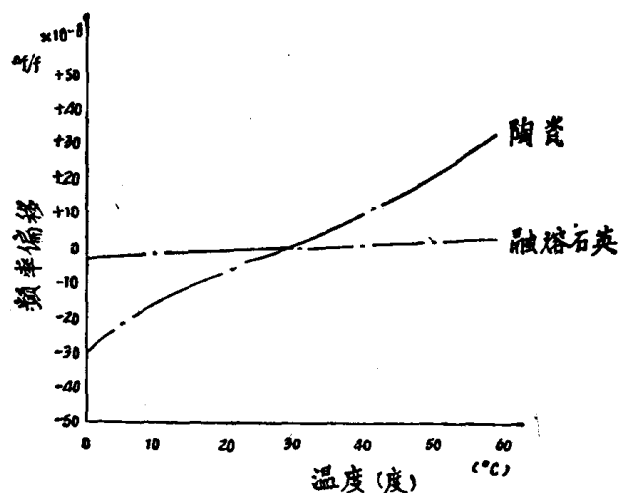


图9 熔融石英和陶瓷基片的能陷谐振器随温度的频率偏移。

带宽,但频率低 $1\sim 5\text{KHz}$ 。谐振频率的精度可调整到 $\pm 1\times 10^{-6}$ 范围以内。

表3给出了两个通用基片的特性。作为温度稳定度,基片的热膨胀系数对HIMF而言是个重要的因素。图9示出的是能陷谐振器装架在熔融石英和陶瓷基片上频率偏移与温度的关系。从中看出,熔融石英基片更为适用。

表2 能陷谐振器各参数

参 数	设 计	试 验
石 英 片 切 角	$35^{\circ}19'\pm 1'$	
腐 蚀 频 率	98.1MHz	
被 回 频 率	0.424% (1370Å 厚)	
被 膜 金 属	Al	
工 作 模 式	3次泛音 TT-模式	
等 效 电 感	5.24mH	5.62mH*
带 宽	22.5KHz	23.5KHz
Q		20,000

* 在对称模式(用IEC法测量)

表3 各种基片材料的特性

基片 特性 材料	热膨胀系数 ($10^{-6}/^{\circ}\text{C}$)	热导电性 (cal/cm/秒/度)	密 度 (g/cm ³)	介电常数 25°C, MHz	功率系数 (损耗角正切) 25°C MHz
熔融石英	0.56	0.0034	2.20	3.6	0.00002
陶 瓷 (99.5%Al ₂ O ₃)	7.1	0.088	3.67	9.4	0.0009