

介质加载对微波铁氧体器件性能的影响*

李士根

(南京电子技术研究所,南京)

摘要 本文应用耦合波理论对微波铁氧体器件的三种介质加载方式进行了计算,得出了一些定量的结果,这对我们深入理解微波铁氧体器件的介质加载机理具有一定的意义

关键词 微波;微波铁氧体器件,耦合波理论;耦合系数;介质加载

一、前言

微波铁氧体器件的介质加载效应,在一定程度上能使铁氧体器件的性能得到很大改善.对这种介质加载机理的解释,有两种不同的理论,一种是 M. T. Weiss 的场集中效应;另一种是 А. л. миказляв 的场移效应^[1].尽管这两种理论对某些器件能作一些定性的说明,但具体的理论计算比较少见,有时很难作出确切的结论.

本文首次应用耦合波理论对微波铁氧体器件的三种介质加载方式进行计算,得出了这三类加载介质的定量计算公式.由计算可知,微波铁氧体器件的介质加载主要是由于主型波的自耦合系数上升,引起耦合量增大的缘故.因此,将微波铁氧体器件的介质加载效应看成是场集中效应较为妥切.

二、耦合波方程中的耦合系数

在横向磁化时,微波铁氧体的张量磁导率一般可写成为^[2]

$$[\mu] = \begin{bmatrix} \mu & 0 & -j\kappa G_1 \\ 0 & \mu & -j\kappa G_2 \\ j\kappa G_1 & j\kappa G_2 & \mu \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中, G_1 和 G_2 是与直流磁化场分布有关的坐标的函数,称为直流磁化场的场形分布函数.

在边长为 $a \times b$ 的矩形波导中,输入主模 H_{10} 波的 Hertz 函数为

$$\Pi_{10}^* = \sqrt{\frac{2a}{b}} \frac{1}{\pi} \cos \frac{\pi}{a} x \quad (2)$$

则由耦合波理论计算得出 H_{10} 波的阻抗系数、转移系数和导纳系数分别为^[3]

* 1986年10月3日收到,1987年4月1日修改定稿.

$$\left. \begin{aligned} Z_{(*10)(*10)} &= j\omega\mu_0\mu - \frac{2j\omega\mu_0k^2}{ab\mu} \int_0^a \left(G_1 \sin \frac{\pi}{a} x \right)^2 ds \\ T_{(*10)(*10)}^V &= T_{(*10)(*10)}^I = -\frac{2j\kappa}{a^2 b\mu} \int_0^a G_1 \sin \frac{\pi}{a} x ds \\ Y_{(*10)(*10)} &= \frac{1}{j\omega\mu_0\mu} \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 + \frac{2j\omega\epsilon_0}{ab} \int_0^a \epsilon \sin^2 \frac{\pi}{a} x ds \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中,积分是分别对铁氧体和介质区域进行的。对正向传输的波,若仅考虑两个波型 i 和 k ,则有下述耦合波方程组

$$\left. \begin{aligned} \frac{dV_i}{dz} &= -Z_{ik}I_k - Z_{ii}I_i - T_{ik}^V V_k - T_{ii}^V V_i \\ \frac{dI_i}{dz} &= -T_{ik}^I I_k - T_{ii}^I I_i - Y_{ik}V_k - Y_{ii}V_i \\ \frac{dV_k}{dz} &= -Z_{kk}I_k - Z_{ki}I_i - T_{kk}^V V_k - T_{ki}^V V_i \\ \frac{dI_k}{dz} &= -T_{kk}^I I_k - T_{ki}^I I_i - Y_{kk}V_k - Y_{ki}V_i \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

我们设

$$\left. \begin{aligned} V_i &= \sqrt{Z_i} A_i & V_k &= \sqrt{Z_k} A_k \\ I_i &= A_i / \sqrt{Z_i} & I_k &= A_k / \sqrt{Z_k} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中, Z_i 和 Z_k 分别是波型 i 和 k 的特性阻抗。

将(5)式代入(4)式并分别求几何平均值,有

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA_i}{dz} &= -\frac{1}{2} \left[\frac{Z_{ik}}{\sqrt{Z_i Z_k}} + Y_{ik} \sqrt{Z_i Z_k} + T_{ik}^V \sqrt{\frac{Z_k}{Z_i}} + T_{ik}^I \sqrt{\frac{Z_i}{Z_k}} \right] A_k \\ &\quad - \frac{1}{2} \left[\frac{Z_{ii}}{Z_i} + Y_{ii} Z_i + T_{ii}^V + T_{ii}^I \right] A_i \\ \frac{dA_k}{dz} &= -\frac{1}{2} \left[\frac{Z_{kk}}{Z_k} + Y_{kk} Z_k + T_{kk}^V + T_{kk}^I \right] A_k - \frac{1}{2} \left[\frac{Z_{ki}}{\sqrt{Z_k Z_i}} \right. \\ &\quad \left. + Y_{ki} \sqrt{Z_k Z_i} + T_{ki}^V \sqrt{\frac{Z_i}{Z_k}} + T_{ki}^I \sqrt{\frac{Z_k}{Z_i}} \right] A_i \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

令

$$\left. \begin{aligned} K_{ii} &= \frac{1}{2} \left(\frac{Z_{ii}}{Z_i} + Y_{ii} Z_i + T_{ii}^V + T_{ii}^I \right) \\ K_{ik} &= \frac{1}{2} \left(\frac{Z_{ik}}{\sqrt{Z_i Z_k}} + Y_{ik} \sqrt{Z_i Z_k} + T_{ik}^V \sqrt{\frac{Z_k}{Z_i}} + T_{ik}^I \sqrt{\frac{Z_i}{Z_k}} \right) \\ K_{ki} &= \frac{1}{2} \left(\frac{Z_{ki}}{\sqrt{Z_k Z_i}} + Y_{ki} \sqrt{Z_k Z_i} + T_{ki}^V \sqrt{\frac{Z_i}{Z_k}} + T_{ki}^I \sqrt{\frac{Z_k}{Z_i}} \right) \\ K_{kk} &= \frac{1}{2} \left(\frac{Z_{kk}}{Z_k} + Y_{kk} Z_k + T_{kk}^V + T_{kk}^I \right) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

由此耦合波方程组(6)即简化成为

$$\left. \begin{aligned} \frac{dA_i}{dz} &= -K_{ii}A_i - K_{ik}A_k \\ \frac{dA_k}{dz} &= -K_{ki}A_i - K_{kk}A_k \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

任意两个波型 i 和 j 之间耦合系数的通式即为

$$K_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{Z_{ij}}{\sqrt{Z_i Z_j}} + Y_{ij} \sqrt{Z_i Z_j} + T_{ij}^V \sqrt{\frac{Z_j}{Z_i}} + T_{ij}^I \sqrt{\frac{Z_i}{Z_j}} \right] \quad (9)$$

主模 H_{10} 与其它模次之间的耦合系数为

$$\left. \begin{aligned} K_{(*10)(*10)} &= \frac{1}{2} \left[\frac{Z_{(*10)(*10)}}{Z_{10}^*} + Y_{(*10)(*10)} Z_{10}^* + T_{(*10)(*10)}^V + T_{(*10)(*10)}^I \right] \\ K_{(*mn)(rs)} &= \frac{1}{2} \left[\frac{Z_{(*mn)(rs)}}{\sqrt{Z_{mn}^* Z_{rs}}} + Y_{(*mn)(rs)} \sqrt{Z_{mn}^* Z_{rs}} \right. \\ &\quad \left. + T_{(*mn)(rs)}^V \sqrt{\frac{Z_{rs}}{Z_{mn}^*}} + T_{(*mn)(rs)}^I \sqrt{\frac{Z_{mn}^*}{Z_{rs}}} \right] \\ K_{(rs)(*mn)} &= \frac{1}{2} \left[\frac{Z_{(rs)(*mn)}}{\sqrt{Z_{rs} Z_{mn}^*}} + Y_{(rs)(*mn)} \sqrt{Z_{rs} Z_{mn}^*} \right. \\ &\quad \left. + T_{(rs)(*mn)}^V \sqrt{\frac{Z_{mn}^*}{Z_{rs}}} + T_{(rs)(*mn)}^I \sqrt{\frac{Z_{rs}}{Z_{mn}^*}} \right] \\ K_{(*mn)(*pq)} &= \frac{1}{2} \left[\frac{Z_{(*mn)(*pq)}}{\sqrt{Z_{mn}^* Z_{pq}^*}} + Y_{(*mn)(*pq)} \sqrt{Z_{mn}^* Z_{pq}^*} \right. \\ &\quad \left. + T_{(*mn)(*pq)}^V \sqrt{\frac{Z_{pq}^*}{Z_{mn}^*}} + T_{(*mn)(*pq)}^I \sqrt{\frac{Z_{mn}^*}{Z_{pq}^*}} \right] \\ K_{(rs)(pq)} &= \frac{1}{2} \left[\frac{Z_{(rs)(pq)}}{\sqrt{Z_{rs} Z_{pq}}} + Y_{(rs)(pq)} \sqrt{Z_{rs} Z_{pq}} \right. \\ &\quad \left. + T_{(rs)(pq)}^V \sqrt{\frac{Z_{pq}}{Z_{rs}}} + T_{(rs)(pq)}^I \sqrt{\frac{Z_{rs}}{Z_{pq}}} \right] \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

式中,带“*”者为磁波;不带“*”者为电波;

$$\begin{aligned} Z_{rs} &= \beta_{rs} / \omega \epsilon_0 \epsilon; & \beta_{rs} &= (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu - \chi_{rs}^2)^{1/2}; & \chi_{rs} &= \{\pi^2 [(r/a)^2 + (s/b)^2]\}^{1/2} \\ Z_{pq} &= \beta_{pq} / \omega \epsilon_0 \epsilon; & \beta_{pq} &= (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu - \chi_{pq}^2)^{1/2}; & \chi_{pq} &= \{\pi^2 [(p/a)^2 + (q/b)^2]\}^{1/2} \\ Z_{10}^* &= \omega \mu_0 \mu / \beta_{10}^*; & \beta_{10}^* &= (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu - \pi^2 / a^2)^{1/2}; \\ Z_{mn}^* &= \omega \mu_0 \mu / \beta_{mn}^*; & \beta_{mn}^* &= (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu - \chi_{mn}^{*2})^{1/2}; & \chi_{mn}^* &= \{\pi^2 [(m/a)^2 + (n/b)^2]\}^{1/2} \\ Z_{pq}^* &= \omega \mu_0 \mu / \beta_{pq}^*; & \beta_{pq}^* &= (\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu - \chi_{pq}^{*2})^{1/2}; & \chi_{pq}^* &= \{\pi^2 [(p/a)^2 + (q/b)^2]\}^{1/2}. \end{aligned}$$

三、加载效应的计算

微波铁氧体器件中常用的介质加载效应主要有三种方式,即场移式隔离器应用的 E 面加载法,四端波导差相移式环行器-隔离器应用的 H 面加载法和谐振式隔离器应用的旁载法。现在我们分别来进行计算。

1. E 面加载法

在场移式隔离器中,为了提高优值,可采用 E 面加载法,如图 1 所示。

若铁氧体样品的尺寸为 $t_f \times w_f$, 与波导窄壁的距离为 δ_f , 相对介电常数为 ϵ_f ; 加载介质的尺寸为 $t_d \times w_d$, 相对介电常数为 ϵ_d , 则由(3)式得

$$\left. \begin{aligned} Z_{(*10)(*10)} &= j\omega\mu_0\mu - \frac{j\omega\mu_0\kappa^2}{ab\mu} w_f \left[t_f - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi t_f}{a} \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - t_f) \right] \\ Y_{(*10)(*10)} &= \frac{1}{j\omega\mu_0\mu} \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 + \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_d}{ab} w_d \left[t_d - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} t_d \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - 2t_f - t_d) \right] + \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_f}{ab} w_f \left[t_f - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} t_f \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - t_f) \right] \\ T_{(*10)(*10)}^y &= T_{(*10)(*10)}^l = \frac{j\kappa}{ab\mu} w_f \sin \frac{\pi}{a} t_f \sin \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - t_f) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

将(11)式代入(10)式即得

$$\begin{aligned} K_{(*10)(*10)} &= \frac{1}{2} \left\{ j\beta_{10}^* + \frac{1}{j\beta_{10}^*} \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 - \frac{j}{ab} \left(\frac{\omega^2\epsilon_0\mu_0\epsilon_f\mu}{\beta_{10}^*} - \frac{\beta_{10}^*\kappa^2}{\mu^2} \right) w_f \left[t_f - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} t_f \times \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - t_f) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{j\omega^2\epsilon_0\mu_0\epsilon_d\mu}{ab\beta_{10}^*} w_d \left[t_d - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} t_d \times \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - 2t_f - t_d) \right] + \frac{2j\kappa w_f}{ab\mu} \sin \frac{\pi}{a} t_f \sin \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - t_f) \right\} \quad (12) \end{aligned}$$

式中, $\beta_{10}^* = \sqrt{\omega^2\epsilon_0\mu_0 - (\pi/a)^2}$

在有耗情况下,有

$$\mu = \mu' - j\mu''; \quad \kappa = \kappa' - j\kappa''$$

将其代入(12)式得到

$$K_{(*10)(*10)} = K'_{(*10)(*10)} - jK''_{(*10)(*10)}$$

式中, $K'_{(*10)(*10)}$ 是衰减常数; $K''_{(*10)(*10)}$ 是相位常数。

$$\left. \begin{aligned} K'_{(*10)(*10)} &= \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{\omega^2\epsilon_0\mu_0\epsilon_f\mu''}{ab\beta_{10}^*} - \frac{2\beta_{10}^*\mu'\kappa'(\mu'\kappa'' - \mu''\kappa')}{ab(\mu'^2 + \mu''^2)^2} \right] w_f \right. \\ &\quad \times \left[t_f - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} t_f \times \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - t_f) \right] \\ &\quad \left. + \frac{\omega^2\epsilon_0\mu_0\epsilon_d\mu''}{ab\beta_{10}^*} w_d \left[t_d - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} t_d \times \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - 2t_f - t_d) \right] + \frac{2(\mu'\kappa'' - \mu''\kappa')}{ab(\mu'^2 + \mu''^2)} \right. \\ &\quad \left. \times w_f \sin \frac{\pi}{a} t_f \sin \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - t_f) \right\} \\ K''_{(*10)(*10)} &= \frac{1}{2} \left\{ \beta_{10}^* - \frac{1}{\beta_{10}^*} \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 + \frac{1}{ab} \left(\frac{\omega^2\epsilon_0\mu_0\epsilon_f\mu'}{\beta_{10}^*} - \frac{\beta_{10}^*\kappa'^2}{\mu'^2} \right) w_f \left[t_f - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} t_f \times \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - t_f) \right] \right\} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_d \mu'}{ab \beta_{10}^*} w_d \left[t_d - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} t_d \right. \\
 & \times \left. \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - 2t_f - t_d) \right] \\
 & + \left. \frac{2\kappa'}{ab\mu'} w_f \sin \frac{\pi}{a} t_f \sin \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - t_f) \right\}
 \end{aligned}$$

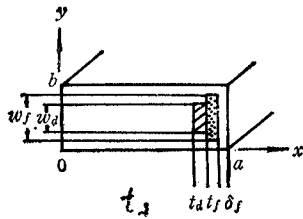


图 1 场移式隔离器中的 E 面加载法

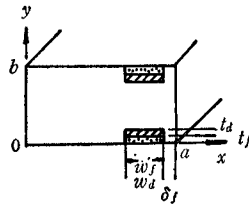


图 2 四端波导差相移式环形器-隔离器中移相器段的 H 面加载法

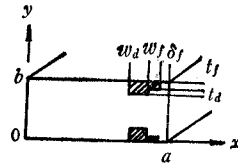


图 3 谐振式隔离器的旁载法

很明显,加载后主模 H_{10} 波的自耦合系数升高,耦合量增大,因而可以改善器件的性能。

当考虑主模 H_{10} 波为强耦合的情况时,有

$$\frac{dA_{10}^*}{dz} = -K_{(*10)(*10)} A_{10}^*$$

由此解得

$$A_{10}^* = e^{-K'_{(*10)(*10)} z} \cdot e^{iK''_{(*10)(*10)} z}$$

故有主模 H_{10} 波的传输损耗为

$$\alpha = 86.86 \log (\exp (-2K'_{(*10)(*10)} z)) (\text{dB})$$

其传输相位为

$$\phi = 57.3 \times 2 K''_{(*10)(*10)} z (\text{度})$$

2. H 面加载法

在四端波导差相移式环形器-隔离器中,为了提高移相器段的相移量,有时采用 H 面加载的方法,如图 2 所示。

同样由(3)式得出

$$\begin{aligned}
 K'_{(*10)(*10)} = & \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_f \mu''}{\beta_{10}^*} - \frac{2\beta_{10}^* \mu' \kappa' (\mu' \kappa'' - \mu'' \kappa')}{(\mu'^2 + \mu''^2)^2} \right] \frac{2t_f}{ab} \left[w_f \right. \right. \\
 & - \left. \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} w_f \times \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - w_f) \right] \\
 & + \frac{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_d \mu''}{ab \beta_{10}^*} 2t_d \left[w_d - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} w_d \right. \\
 & \times \left. \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_d - w_d) \right] \\
 & + \left. \frac{4(\mu' \kappa'' - \mu'' \kappa')}{ab(\mu'^2 + \mu''^2)} t_f \sin \frac{\pi}{a} w_f \sin \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - w_f) \right\} \\
 K''_{(*10)(*10)} = & \frac{1}{2} \left\{ \beta_{10}^* - \frac{1}{\beta_{10}^*} \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 + \frac{2}{ab} \left(\frac{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_f \mu'}{\beta_{10}^*} - \frac{\beta_{10}^* \kappa'^2}{\mu'^2} \right) t_f \left[w_f \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} w_f \times \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - w_f) \right] \right. \\
 & + \left. \frac{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_d \mu'}{ab \beta_{10}^*} 2t_d \left[w_d - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} w_d \right. \right. \\
 & \times \left. \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_d - w_d) \right] \\
 & + \left. \frac{4(\mu' \kappa'' - \mu'' \kappa')}{ab(\mu'^2 + \mu''^2)} t_f \sin \frac{\pi}{a} w_f \sin \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - w_f) \right\}
 \end{aligned} \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} & - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} w_f \times \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - w_f) \Big] \\ & + \frac{2\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 \epsilon_d \mu'}{ab\beta_{10}^*} t_d \left[w_d - \frac{a}{\pi} \sin \frac{\pi}{a} w_d \right. \\ & \times \left. \cos \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_d - w_d) \right] \\ & + \left. \frac{4\kappa'}{ab\mu'} t_f \sin \frac{\pi}{a} w_f \sin \frac{\pi}{a} (2a - 2\delta_f - w_f) \right\} \end{aligned} \right\}$$

3. 旁载法

在谐振式隔离器中,为增加正反损耗的比值,有时采用旁载法,如图3所示。在此情况下, H_{10} 波的自耦合系数同(14)式。

由上可见,介质加载效应主要是由于主模 H_{10} 波耦合系数升高而引起耦合量加大的缘故,所以它是由场型集中所造成的结果。

四、实验结果

1. E 面加载法

我们制做了一只五厘米场移式隔离器,它的实验参数为 $a = 0.04355$ m; $b = 0.02215$ m, $w_f = 0.016$ m; $t_f = 0.005$ m; $\delta_f = 0.002$ m; $\epsilon_f = 9$; $\mu' = 0.90$; $\kappa' = 0.60$; $\mu'' \simeq \kappa'' = 0.001$; $w_d = 0.010$ m; $t_d = 0.0012$ m; $\epsilon_d = 2$, 由(13)式计算的结果见表1。传播常数与频率的关系曲线如图4。

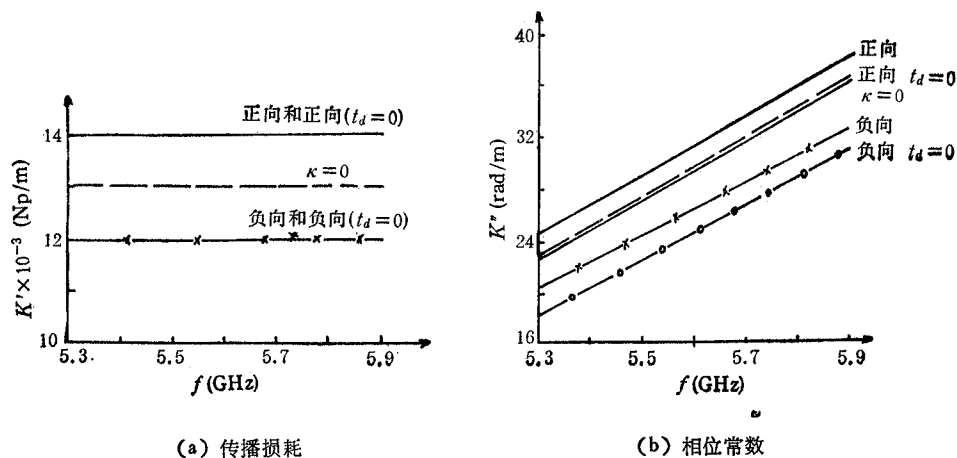


图4 场移式隔离器E面加载法的传播常数与频率的关系曲线

由图可见,介质加载对场移式隔离器的传输损耗影响并不大,但它对相位常数的影响却很大,在频率5.3到5.9 GHz的范围内,一般可增大5~10%左右,且随工作频率的升高而上升。这可看成是等效介电常数上升的缘故,是场集中造成的结果。由此可形成正反向不同的传播现象,这就是场移效应。实验场移式隔离器测试的性能如图5。

2. H 面加载法

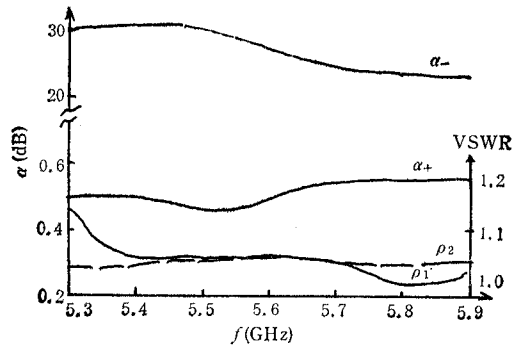


图 5 实验场移式隔离器的性能

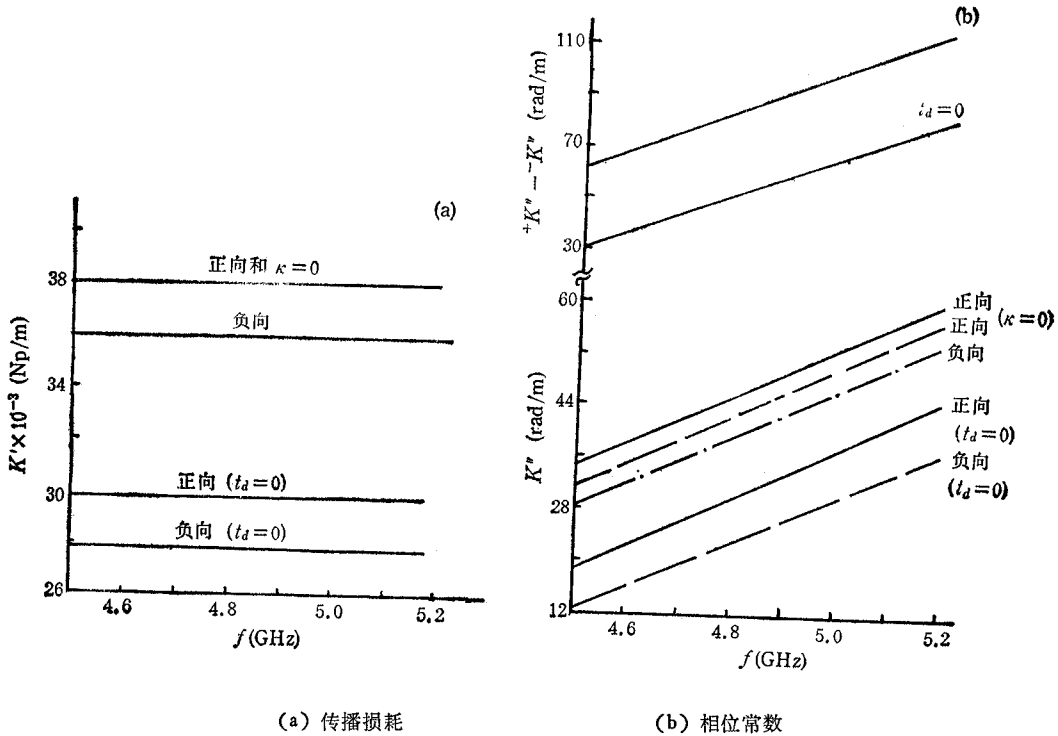


图 6 四端波导差相移式环行器-隔离器移相器段的传播常数与频率的关系曲线

由参考文献 [4], 四端波导差相移式环行器-隔离器移相器段的实验参数为 $a = 0.04755 \text{ m}$; $b = 0.02215 \text{ m}$; $w_j = w_d = 0.01 \text{ m}$; $t_j = t_d = 0.003 \text{ m}$; $\epsilon_j = 13.5$; $\delta_j = \delta_d = 0.03455 \text{ m}$; $\epsilon_d = 4.5$; $\mu' = 0.87$; $\kappa' = 0.45$; $\mu'' = \kappa'' = 0.001$, 由(14)式计算得传播常数与频率的关系曲线如图 6. 实验差相移式环行器-隔离器测试的性能如图 7. 由图可见, 理论计算值和实验值是比较吻合的.

3. 旁载法

由参考文献[1], 谐振式隔离器的实验参数为 $a = 0.072 \text{ m}$; $b = 0.034 \text{ m}$; $w_j = 0.011$

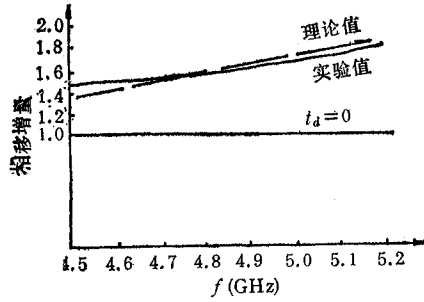
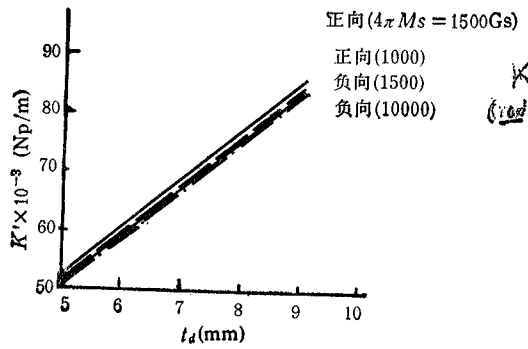
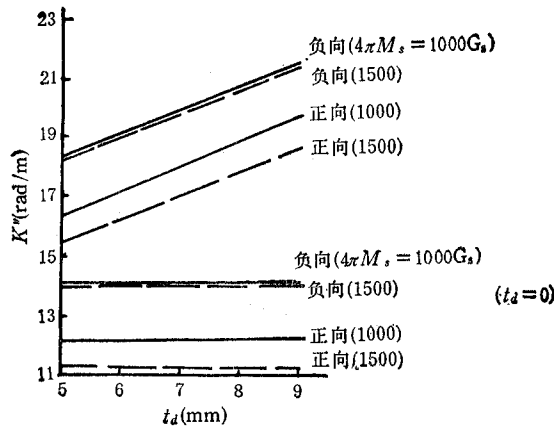


图 7 四段波导差相移式环形器-隔离器中移相器的实验性能



(a) 传播损耗



(b) 相位常数

图 8 谐振式隔离器旁载法的传播常数与加载介质片厚度的关系曲线

$$m; t_f = 0.0024 \text{ m}; l_f = 0.18 \text{ m}; \delta_f = 0.012 \text{ m}; \kappa' = \begin{cases} 1.4 \\ 0.93 \end{cases}; \mu' = 0.90; \epsilon_f = 15; \mu'' = \kappa'' = 0.001; \omega_d = 0.012 \text{ m}; t_d = 0.007 \text{ m}; \epsilon_d = 10; l_d = 0.12 \text{ m}; \omega = 2\pi \times 3.0 \times 10^9$$

表 1 场移式隔离器 E 面加载法传播常数与频率的关系

f (GHz)	5.3	5.4	5.5	5.6	5.7	5.8	5.9
正向 $^+K'$ (Np/m)	0.014	0.014	0.014	0.014	0.014	0.014	0.014
$K'(\kappa = 0)$ (Np/m)	0.013	0.013	0.013	0.013	0.013	0.013	0.014
正向 $^+K'(t_d = 0)$ (Np/m)	0.012	0.013	0.012	0.013	0.013	0.012	0.012
负向 $^-K'$ (Np/m)	0.012	0.012	0.012	0.012	0.012	0.012	0.013
负向 $^-K'(t_d = 0)$ (Np/m)	0.010	0.010	0.010	0.010	0.011	0.012	0.012
正向 $^+K''$ (rad/m)	25.07	27.46	29.77	32.01	34.19	36.31	38.39
$K''(\kappa = 0)$ (rad/m)	23.05	25.46	27.78	30.03	32.22	34.35	36.43
正向 $^+K''(t_d = 0)$ (rad/m)	23.29	25.67	27.97	30.20	32.37	34.48	36.53
负向 $^-K''$ (rad/m)	20.35	22.74	25.05	27.30	29.47	31.60	33.67
负向 $^-K''(t_d = 0)$ (rad/m)	18.57	20.95	23.26	25.48	27.65	29.76	31.81

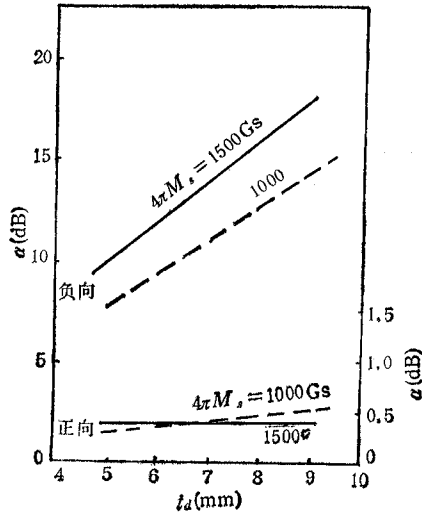


图 9 谐振式隔离器的实验性能

rad/m, 由(14)式计算得传播常数与加载介质片厚度的关系曲线如图 8。由图可见, 旁载介质片可使相位常数增大, 这样可使谐振式隔离器的性能大为改观。实验谐振式隔离器的测试性能如图 9。

五、结 语

在介质加载的情况下, 微波铁氧体器件的性能在一定程度上会有所改善, 这是由于系统主模的耦合系数升高而造成的, 它可看成是等效介电常数上升而形成场型集中的缘故, 这对提高微波铁氧体器件的性能具有一定的好处。

参 考 文 献

- [1] 张熙, 肖定山, 10 cm 高功率铁氧体隔离器, 第一次全国磁学及磁性材料专业学术会议论文选集, 江苏无锡, 1963, 第 144—145 页。
- [2] 蒋仁培, 魏克珠, 微波铁氧体理论与技术, 科学出版社, 1984 年, 第 156 页。
- [3] 蒋仁培, 魏克珠, 李士根, 电子学报, 1983 年, 第 1 期, 第 66—72 页。
- [4] 温俊鼎, 电子学报, 1984 年, 第 1 期, 第 116—118 页。
- [5] 李士根, 现代雷达, 1982 年, 第 5 期, 第 80—98 页。
- [6] 李士根, 电子科学, 1984 年, 第 3 期, 第 46—51 页。
- [7] 黄宏嘉, 微波原理(1), 科学出版社, 1963 年。
- [8] 蒋仁培, 李士根, 电子学报, 1982 年第 6 期, 第 51—57 页。

EFFECTS OF THE LOADING DIELECTRIC ON THE PROPERTIES OF MICROWAVE FERRITE DEVICES

Li Shigen

(Nanjing Research Institute of Electronic Technology, Nanjing)

ABSTRACT Effects of the loading dielectric on the properties of microwave ferrite devices are calculated by means of coupling-wave theory. Some quantitative results are obtained. These are helpful to acquire a better understanding of dielectric-loaded mechanism for microwave ferrite devices.

KEY WORDS Microwave; Microwave ferrite device; Coupling-wave theory; Coupling coefficient; Dielectric loaded