

# 铁氧体变极化效应最佳磁化场的研究\*

夏一维 李士根 蒋仁培  
(南京电子技术研究所, 南京)

**摘要** 本文将耦合波理论和变分原理用于探求铁氧体变极化效应的最佳磁化场, 并用计算机进行了数值计算, 画出了几种情况的最佳磁力线形状, 理论计算与实验结果基本相符。

**关键词** 铁氧体; 变极化效应; 最佳磁化场

## 一、前言

随着雷达技术的发展, 为了提高雷达的抗干扰能力, 并达到快速识别目标物理特性的目的, 有时需要用变极化的方式工作。应用微波铁氧体材料非互易特性做成的变极化器已有文献报道<sup>[1-6]</sup>。由于铁氧体的变极化效应与直流磁化场的分布密切相关, 因而磁化场最佳分布的探讨常是人们十分关心的问题。本文对铁氧体双模变极化器的最佳磁化场进行了理论推算, 得出了最佳磁化场的一些结果, 这对器件的设计有较大的实用意义。

## 二、理论分析

在边长为  $a$  的方波导中, 传播的基模是  $H_{10}$  和  $H_{01}$  模, 它们是一对简并的简正波。但在充有磁化铁氧体的方波导中, 这一对简并模有时会发生分裂, 呈现出不同的传播常数。若仅考虑正向传播, 则其耦合传输线方程组为:

$$\frac{dA_i^*}{dz} = \sum_j k_{ij} A_j^* \quad (1)$$

式中耦合系数为:

$$k_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{Z_{ij}}{\sqrt{Z_i Z_j}} + \sqrt{Z_i Z_j} Y_{ij} + \sqrt{\frac{Z_j}{Z_i}} T_{ij}^v + \sqrt{\frac{Z_i}{Z_j}} T_{ij}^l \right)$$

该耦合波方程组的求解问题可转化为本征方程来求解。从物理意义上看, 就是将原来的一组耦合波变换为相对应的一组孪生简正波。求解本征方程, 可得两孪生简正波的波型差相移为:

$$\Delta\gamma = [(\kappa_{11} - \kappa_{22})^2 + 4\kappa_{12}\kappa_{21}]^{1/2} \quad (2)$$

由耦合波理论<sup>[1-6]</sup>, 可求出横向磁化铁氧体全充满方波导时,  $H_{10}$  与  $H_{01}$  模的转移系

\* 1986年9月23日收到, 1987年7月25日修改定稿。

数, 阻抗系数和导纳系数分别为

$$\left. \begin{aligned} T_{lm}^v &= T_{ml}^i = j \frac{2\pi K}{a^3 \mu} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} [(1 - |l - m|) G_m(x_1, x_2) \\ &\quad + |l - m| G_l(x_1, x_2)] \times \sin \frac{\pi x_m}{a} \cdot \cos \frac{\pi x_l}{a} \cdot dx_1 dx_2 \\ Z_{lm} &= j \frac{2\omega \mu_0 K^2}{a^2 \mu} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} \left[ (1 - |l - m|) \frac{\mu^2}{2K^2} \right. \\ &\quad \left. - G_l(x_1, x_2) G_m(x_1, x_2) \cos \frac{\pi x_l}{a} \cdot \cos \frac{\pi x_m}{a} \right] dx_1 dx_2 \\ Y_{ll} &= j\omega \varepsilon \varepsilon_0 + \frac{\pi^2}{j\omega \mu \mu_0 a^2} = jY \\ &\quad l, m = 1, 2 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中  $G_1(x_1, x_2)$ ,  $G_2(x_1, x_2)$  为磁化场分布函数. 而波阻抗为

$$Z_l = \sqrt{\frac{Z_{ll}}{Y_{ll}}} = \left\{ \frac{\omega \mu \mu_0}{Y} \left[ 1 - \frac{2K^2}{a^2 \mu^2} \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} \left( G_l(x_1, x_2) \cdot \cos \frac{\pi x_l}{a} \right)^2 dx_1 dx_2 \right] \right\}^{1/2}, \quad (4)$$

$$l = 1, 2$$

将 (3) 和 (4) 式代入 (2) 式则:

$$\begin{aligned} \Delta \gamma &= \left\{ \frac{1}{4} \left[ j(Z_1 - Z_2)Y + \left( \frac{Z_{11}}{Z_1} - \frac{Z_{22}}{Z_2} \right) + 2(T_{11}^v - T_{22}^v) \right] \right. \\ &\quad \left. + \left[ \frac{Z_{12}}{\sqrt{Z_1 Z_2}} + \sqrt{\frac{Z_2}{Z_1}} T_{12}^v + \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} T_{12}^i \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (5) \end{aligned}$$

(5) 式中, 包含着非互易与互易两部分相移. 非互易耦合项反映了横向场与纵向场之间的耦合, 其特征为差相移式中张量磁导率的非对角分量  $K$  以一次幂出现. 互易耦合项反映了横向场与横向场之间的耦合, 其特征为差相移式中的  $K$  以平方项出现<sup>[6]</sup>. 当波在旋磁波导中传输时, 凡出现  $T_{ij} \approx 0$ , 便出现波型  $i$  和  $j$  之间的非互易波型差相移, 若  $i = j$ , 则为波型  $i$  的非互易相移; 凡出现  $Z_{ij} \approx 0$ , 便出现波型  $i$  和  $j$  之间的互易波型差相移, 若  $i = j$ , 则为波型  $i$  的互易相移. 下面针对非互易、互易和相结合的情况来加以讨论.

### 1. 设

$$Z_{11} = Z_{22}, \quad Z_{12} = 0 \quad (6)$$

由此可得  $Z_1 = Z_2$ , 从而 (5) 式简化为

$$\Delta \gamma = [(T_{11}^v - T_{22}^v)^2 + (T_{12}^v + T_{12}^i)^2]^{1/2} \quad (7)$$

此时式中仅存在非互易分量, 而前一项表征着非互易简正波的贡献, 后一项反映了非互易耦合波的贡献. 为了求出与 (7) 式极大值相对应的磁化场分布, 我们分两步进行计算.

(1) 非互易耦合波最佳磁化场分布 由 (3) 和 (7) 式的有关项得出

$$\begin{aligned} \Delta \gamma &= (T_{12}^v + T_{12}^i) \\ &= j(2\pi K/a^3 \mu) \sum_{l=1}^2 \sum_{m=1}^2 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} |l - m| \cdot G_l(x_1, x_2) \end{aligned}$$

$$\cdot \sin \frac{\pi x_2}{a} \cdot \cos \frac{\pi x_1}{a} dx_1 dx_2 \quad (8)$$

这是个泛函极值问题,根据变分原理  $\delta\{\Delta\gamma[G_1(x_1, x_2)]\} = 0$  得到

$$\sin \frac{\pi x_2}{a} \cdot \cos \frac{\pi x_1}{a} - [G_1(x_1, x_2)/G_2(x_1, x_2)] \cdot \sin \frac{\pi x_1}{a} \cdot \cos \frac{\pi x_2}{a} = 0 \quad (9)$$

从而解出磁力线的形状分布函数为

$$\left. \begin{aligned} G_1(x_1, x_2) &= \pm \frac{\sin \frac{\pi x_2}{a} \cdot \cos \frac{\pi x_1}{a}}{\left\{ \left[ \sin \frac{\pi x_2}{a} \cos \frac{\pi x_1}{a} \right]^2 + \left[ \sin \frac{\pi x_1}{a} \cos \frac{\pi x_2}{a} \right]^2 \right\}^{1/2}} \\ G_2(x_1, x_2) &= \pm \frac{\sin \frac{\pi x_1}{a} \cdot \cos \frac{\pi x_2}{a}}{\left\{ \left[ \sin \frac{\pi x_2}{a} \cos \frac{\pi x_1}{a} \right]^2 + \left[ \sin \frac{\pi x_1}{a} \cos \frac{\pi x_2}{a} \right]^2 \right\}^{1/2}} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

该表达式表明,形状分布函数具有下列关系

$$\left. \begin{aligned} G_1(x_1, x_2) &= G_1(-x_1, x_2); & G_1(x_1, x_2) &= -G_1(x_1, -x_2) \\ G_2(x_1, x_2) &= -G_2(-x_1, x_2); & G_2(x_1, x_2) &= G_2(x_1, -x_2) \\ G_1(x_1, x_2) &= G_2(x_2, x_1) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

即  $G_1(x_1, x_2)$  具有对  $x_1$  轴的偶对称性和对  $x_2$  轴的奇对称性; 而  $G_2(x_1, x_2)$  具有对  $x_1$  轴的奇对称性和对  $x_2$  轴的偶对称性; 且  $G_1(x_1, x_2)$  和  $G_2(x_1, x_2)$  又具有对  $x_1$  轴和  $x_2$  轴的旋转偶对称性。

上面得到的对称关系与由物理概念作定性分析的结果完全吻合。因而可推断,由(10)式表征的关系式正是最佳磁化场的磁力线形状分布函数,它使得  $H_{10}$  和  $H_{01}$  这对耦合波的耦合系数达到极大值。此外,具体的计算结果也验证了这一结论。所以,将(10)式代入(8)式可得其极大值为

$$\Delta\gamma = 4.26K/(\mu a) \quad (12)$$

由(10)式可推出与其对应的磁力线方程为(推导见附录):

$$\sin \frac{\pi x_1}{a} \cdot \sin \frac{\pi x_2}{a} + C = 0 \quad (13)$$

式中  $C$  为常数,曲线如图 1 所示。

(2) 非互易简正波最佳磁化场分布 由(3)和(7)式的有关项可导出

$$\begin{aligned} \Delta\gamma &= (T_{11}^V - T_{22}^V) \\ &= j(2\pi K/a^3\mu) \sum_{l=1}^2 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} (-1)^{l-1} \cdot G_l(x_1, x_2) \\ &\quad \cdot \sin \frac{\pi x_1}{a} \cos \frac{\pi x_2}{a} \cdot dx_1 dx_2 \end{aligned} \quad (14)$$

同样,由变分原理  $\delta\{\Delta\gamma[G_1(x_1, x_2)]\} = 0$  得到:

$$\sin \frac{2\pi x_1}{a} + [G_1(x_1, x_2)/G_2(x_1, x_2)] \cdot \sin \frac{2\pi x_2}{a} = 0 \quad (15)$$

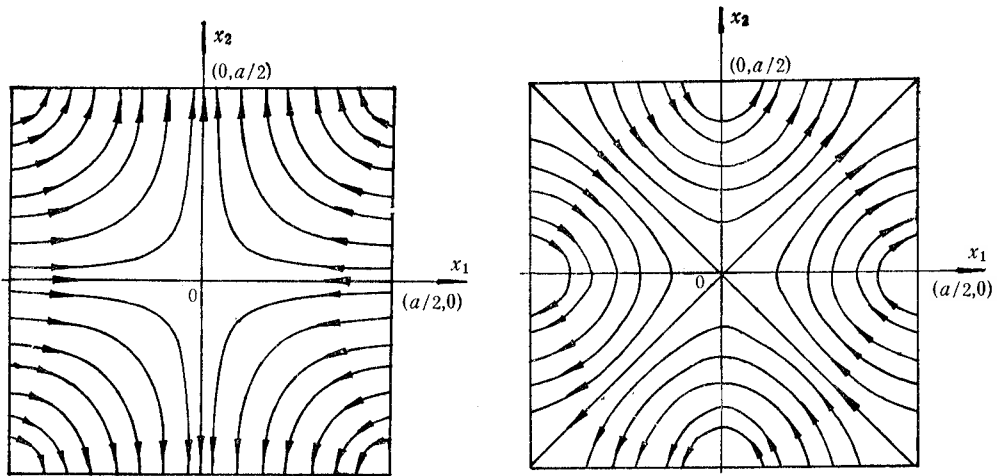


图1 非互易耦合波最佳磁化场磁力线分布图

图2 非互易简正波最佳磁化场磁力线分布图

从而解出磁力线的形状分布函数为

$$\left. \begin{aligned} G_1(x_1, x_2) &= \mp \frac{\sin \frac{2\pi x_1}{a}}{\left\{ \left[ \sin \frac{2\pi x_1}{a} \right]^2 + \left[ \sin \frac{2\pi x_2}{a} \right]^2 \right\}^{1/2}} \\ G_2(x_1, x_2) &= \pm \frac{\sin \frac{2\pi x_2}{a}}{\left\{ \left[ \sin \frac{2\pi x_1}{a} \right]^2 + \left[ \sin \frac{2\pi x_2}{a} \right]^2 \right\}^{1/2}} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

而  $G_1(x_1, x_2)$ ,  $G_2(x_1, x_2)$  分别满足下列关系

$$\left. \begin{aligned} G_1(-x_1, x_2) &= -G_1(x_1, x_2); \quad G_1(x_1, -x_2) = G_1(x_1, x_2) \\ G_2(-x_1, x_2) &= G_2(x_1, x_2); \quad G_2(x_1, -x_2) = -G_2(x_1, x_2) \\ G_1(x_1, x_2) &= -G_2(x_2, x_1) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

即  $G_1(x_1, x_2)$  具有对  $x_1$  轴的奇对称性和对  $x_2$  轴的偶对称性; 而  $G_2(x_1, x_2)$  具有对  $x_1$  轴的偶对称和对  $x_2$  轴的奇对称性; 且  $G_1(x_1, x_2)$  和  $G_2(x_1, x_2)$  又具有对  $x_1$  轴和  $x_2$  轴的旋转奇对称性。

与前类似, 可从物理上的定性分析与具体的计算结果推得, 由 (16) 式表示的关系式正是所研究状态下最佳磁化场的磁力线形状分布函数, 它使得  $H_{10}$  和  $H_{01}$  这对简正波的非互易波型差相移达到极大值

$$\Delta\gamma = 3.01K/\mu a \quad (18)$$

而对应的磁力线方程为

$$\cos \frac{2\pi x_1}{a} - \cos \frac{2\pi x_2}{a} + C = 0 \quad (19)$$

式中  $C$  为常数, 曲线如图 2 所示。

(3) 非互易耦合波和非互易简正波并存时的最佳磁化场分布 前面已对非互易波

的两种特殊情况分别作了探讨,得到了它们的最佳磁化场分布.在此基础上,可对更一般的,两者相组合的情形进行分析.从物理意义上看,该状态下的极值解不仅存在,而且必定与前述的两种形式的解有密切的关系.为此,以新的试探函数作为所讨论问题的形状分布函数,但它必须满足条件  $|G_l(x_1, x_2)| \leq 1, l = 1, 2$ . 因而假定它具有形式

$$G_1(x_1, x_2) = \pm \alpha \frac{\sin \frac{\pi x_2}{a} \cos \frac{\pi x_1}{a}}{\left\{ \left[ \sin \frac{\pi x_2}{a} \cos \frac{\pi x_1}{a} \right]^2 + \left[ \sin \frac{\pi x_1}{a} \cos \frac{\pi x_2}{a} \right]^2 \right\}^{1/2}} \mp (1 - \alpha) \frac{\sin \frac{2\pi x_1}{a}}{\left\{ \left[ \sin \frac{2\pi x_1}{a} \right]^2 + \left[ \cos \frac{2\pi x_2}{a} \right]^2 \right\}^{1/2}} \quad (20)$$

$$G_2^2(x_1, x_2) = 1 - G_1^2(x_1, x_2)$$

式中  $0 \leq \alpha \leq 1$ , 将其代入(7)式可以得到

$$\Delta \gamma = j(2\pi K/a^3 \mu) \left\{ \left[ \sum_{l=1}^2 \sum_{m=1}^2 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} |l-m| \cdot G_l(x_1, x_2) \cdot \sin \frac{\pi x_m}{a} \cos \frac{\pi x_l}{a} dx_1 dx_2 \right]^2 + \left[ \sum_{l=1}^2 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} (-1)^{l-1} \cdot G_l(x_1, x_2) \cdot \sin \frac{\pi x_l}{a} \cos \frac{\pi x_l}{a} dx_1 dx_2 \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (21)$$

显而易见,(21)式是以  $\alpha$  为参变量的方程式,用计算机进行数值求解得出:在  $\alpha = 1$  时,  $\Delta \gamma$  取得极大值,与其对应的最佳场的磁力线分布即为图 1 所示.

## 2. 设

$$T_{11}^y - T_{22}^y = 0, \sqrt{Z_2/Z_1} T_{12}^y + \sqrt{Z_1/Z_2} T_{21}^y = 0 \quad (22)$$

此时(5)式简化为

$$\Delta \gamma = \left\{ \frac{1}{4} \left[ j(Z_1 - Z_2)Y + \left( \frac{Z_{11}}{Z_1} - \frac{Z_{22}}{Z_2} \right) \right]^2 + \frac{Z_{12}^2}{Z_1 Z_2} \right\}^{1/2} \quad (23)$$

式中仅存在互易分量,且前一项表示互易简正波的贡献,后一项反映了互易耦合波的贡献.

在一般情况下,有  $K/\mu \ll 1, |G_l(x_1, x_2)| < 1$ , 故通常有

$$[(K/\mu) \cdot G_l(x_1, x_2)]^2 \ll 1 \quad (24)$$

从而(4)式近似为

$$Z_l = (\omega \mu \mu_0 / \beta_0^*) \cdot [(2-l) + (l-1) \sqrt{1 - (K/\mu)^2}], l = 1, 2 \quad (25)$$

式中  $\beta_0^* = [\omega^2 \epsilon \epsilon_0 \mu \mu_0 - (\pi/a)^2]^{1/2}$ . 下面采用与前类似的方法来讨论问题.

(1) 互易耦合波最佳磁化场分布 由(3)式和(23)式的有关项得出

$$\Delta \gamma = -j \frac{2\omega \mu_0 K^2}{\mu a^2 \sqrt{Z_1 Z_2}} \cdot \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} \prod_{l=1}^2 G_l(x_1, x_2) \cdot \cos \frac{\pi x_l}{a} \cdot dx_1 dx_2 \quad (26)$$

由变分原理  $\delta\{\Delta\gamma[G_1(x_1, x_2)]\} = 0$ , 物理概念以及计算结果表明, 对应于最佳磁化场的磁力线形状分布函数为

$$G_1(x_1, x_2) = -G_2(x_1, x_2) = \mp(1/\sqrt{2}) \quad (27)$$

磁力线方程为:

$$x_1 - x_2 = C \quad (28)$$

式中  $C$  为常数, 曲线如图 3 所示.

将(27)式代入(26)式可得其极大值为

$$\Delta\gamma = j\beta_0^*(4/\pi^2)[K^2/(\mu^2 - 0.25K^2)] \quad (29)$$

(2) 互易简正波最佳磁化场分布 由(3)式和(23)式的有关项得出

$$\begin{aligned} \Delta\gamma = \frac{j}{2} \left\{ (Z_1 - Z_2)Y + \frac{\omega\mu\mu_0}{a^2} \sum_{l=1}^2 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} (-1)^{l-1} \left[ \frac{1}{Z_l} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{2K^l}{\mu^2 Z_l} G_l^2(x_1, x_2) \cdot \cos_2 \frac{\pi x_l}{a} \right] dx_1 dx_2 \right\} \quad (30) \end{aligned}$$

由变分原理  $\delta\{\Delta\gamma[G_1(x_1, x_2)]\} = 0$ , 物理概念以及计算结果表明, 对应于最佳磁化场的磁力线形状分布函数为

$$G_1(x_1, x_2) = 0; G_2(x_1, x_2) = \pm 1 \quad (31)$$

磁力线方程为

$$x_1 = C \quad (32)$$

式中  $C$  为常数, 曲线如图 4 所示.

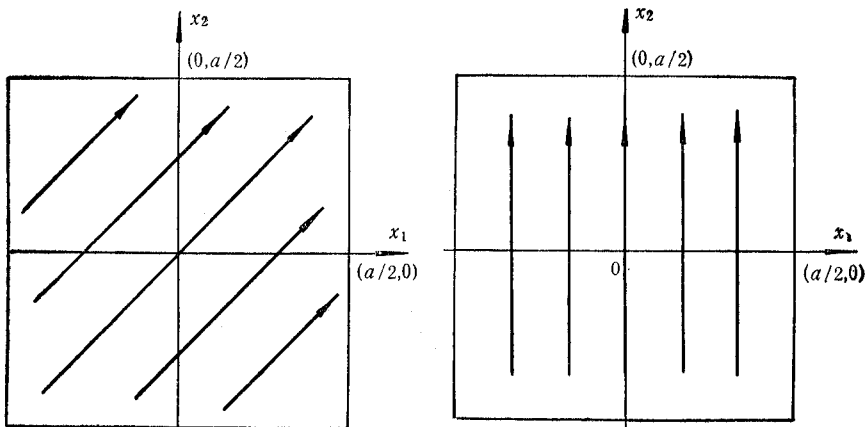


图3 互易耦合波最佳磁化场磁力线分布图 图4 互易简正波最佳磁化场磁力线分布图

将(31)式代入(30)式可得互易简正波的最大差相移为

$$\Delta\gamma = j\beta_0^*[1 - \sqrt{1 - (K/\mu)^2}] \approx j(\beta_0^*/2) \cdot (K/\mu)^2 \quad (33)$$

(3) 互易耦合波和互易简正波并存时的最佳磁化场分布 与前相仿, 我们假定

$$\left. \begin{aligned} G_1(x_1, x_2) &= \mp(1/\sqrt{2})\alpha \pm 0 \cdot (1-\alpha) \\ G_2^2(x_1, x_2) &= 1 - G_1^2(x_1, x_2) \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

式中  $0 \leq \alpha \leq 1$ , 将其代入(23)式可得

$$\Delta\gamma = j \frac{\omega\mu\mu_0}{2} \left\{ \left[ \frac{2(Z_1 - Z_2)}{Z_1^2} - G_1^2(x_1, x_2) \frac{K^2}{\mu^2} \cdot \frac{(Z_1 + Z_2)}{Z_1 Z_2} \right]^2 + \frac{256}{\pi^4 Z_1 Z_2} \cdot \frac{K^4}{\mu^4} \cdot G_1^2(x_1, x_2) \cdot G_2^2(x_1, x_2) \right\}^{1/2} \quad (35)$$

求解(35)式, 得到最佳磁化场下的磁力线形状分布函数为

$$G_1(x_1, x_2) = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{1 - \frac{64}{\pi^4}}{[(1 + \sqrt{1 - (K/\mu)^2})^2 / 4 \sqrt{1 - (K/\mu)^2}] - \frac{64}{\pi^4}} \right\}^{1/2} \quad (36)$$

$$G_2^2(x_1, x_2) = 1 - G_1^2(x_1, x_2)$$

由此可见, 形状分布函数是  $K/\mu$  的弱函数, 两者的关系曲线如图 5 所示. 在  $K/\mu$  小于 0.6 时, 它对形状分布函数的影响几乎可以忽略, 这也是实际问题中常遇到的情况. 图 6 反映了  $K/\mu$  与  $\Delta\gamma/\beta_0^*$  的曲线关系.

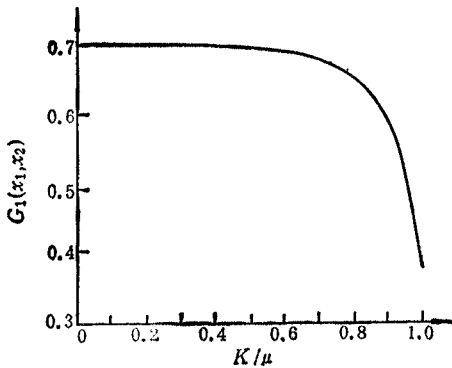


图 5 互易状态的形状分布函数  $G_1(x_1, x_2)$  与  $K/\mu$  的曲线关系

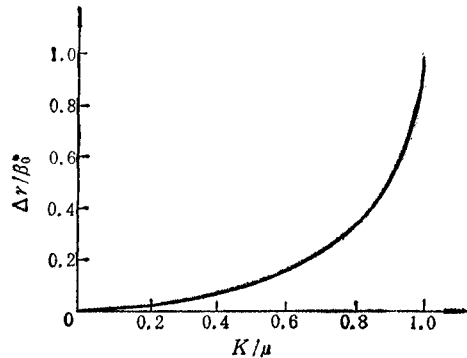


图 6  $K/\mu$  与  $\Delta\gamma/\beta_0^*$  的曲线关系

以上的讨论是基于区分非互易和互易相移为前提而进行的, 得到了各种情况下的最佳场分布. 下面则以耦合波和简正波作为考虑问题的出发点, 进一步对(5)式进行分析.

### 3. 耦合波最佳磁化场分布

在耦合波状态下, (2)式简化为

$$\Delta\gamma = j(2K/a^2\mu) \cdot \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} \left\{ \left( \frac{\pi}{a} \right) \sum_{l=1}^2 \sum_{m=1}^2 \left[ |l-m| \cdot \sqrt{\frac{Z_m}{Z_l}} \cdot G_l(x_1, x_2) \cdot \sin \frac{\pi x_m}{a} \cdot \cos \frac{\pi x_l}{a} \right] - (\omega\mu_0 K / \sqrt{Z_1 Z_2}) \prod_{i=1}^2 \left[ G_i(x_1, x_2) \cdot \cos \frac{\pi x_i}{a} \right] \right\} dx_1 dx_2 \quad (37)$$

同前, 假定该状态下形状分布函数为:

$$G_1(x_1, x_2) = \pm \alpha \frac{\sin \frac{\pi x_2}{a} \cdot \cos \frac{\pi x_1}{a}}{\left\{ \left[ \sin \frac{\pi x_2}{a} \cdot \cos \frac{\pi x_1}{a} \right]^2 + \left[ \sin \frac{\pi x_1}{a} \cos \frac{\pi x_2}{a} \right]^2 \right\}^{1/2}} \mp (1 - \alpha) \frac{1}{\sqrt{2}} \quad (38)$$

$$G_2^2(x_1, x_2) = 1 - G_1^2(x_1, x_2)$$

将其代入(37)式,用计算机进行数值求解,从而可获得最佳磁化场下的 $\alpha$ 值.计算结果表明,当 $\alpha = 1$ 时,(37)式取得极大值.故耦合波状态下的最佳磁化场分布即为前面讨论过的非互易耦合波的情形,磁力线分布如图1所示.这说明在耦合波状态的最佳磁化场分布下,互易分量的贡献为零,也就是说此时不存在横向场与纵向场之间的耦合.

#### 4. 简正波最佳磁化场分布

在简正波状态下,(2)式简化为

$$\Delta \gamma = (j/2) \cdot \left\{ (Z_1 - Z_2)Y + \sum_{l=1}^2 \int_{-a/2}^{a/2} \int_{-a/2}^{a/2} (-1)^{l-1} \left[ \omega \mu \mu_0 / Z_l a^2 \right. \right. \\ \cdot \left( 1 - \frac{2K^2}{\mu^2} \cdot G_l^2(x_1, x_2) \cdot \cos^2 \frac{\pi x_l}{a} \right) + \frac{2\pi K}{a^3 \mu} \cdot G_l(x_1, x_2) \\ \left. \left. \cdot \sin \frac{2\pi x_l}{a} \right] dx_1 dx_2 \right\} \quad (39)$$

假定该状态下的形状分布函数为

$$G_1(x_1, x_2) = \mp \alpha \frac{\sin \frac{2\pi x_1}{a}}{\left\{ \left[ \sin \frac{2\pi x_1}{a} \right]^2 + \left[ \sin \frac{2\pi x_2}{a} \right]^2 \right\}^{1/2}} \pm 0 \cdot (1 - \alpha) \quad (40)$$

$$G_2^2(x_1, x_2) = 1 - G_1^2(x_1, x_2)$$

由计算机数值计算结果表明,当 $\alpha = 1$ 时,(39)式取得极大值.故简正波状态下的最佳磁化场分布即为前面讨论过的非互易简正波的情况,磁力线分布如图2所示.这说明在简正波状态的最佳磁化场分布下,互易分量对差相移的贡献为零.

### 三、实验结果

按照求出的最佳磁化场模型,我们设计并研制了铁氧体双模变极化器,进行了模拟试验.器件的结构如图7所示.在具体研制过程中,我们考虑到:(1)外加直流磁化场应最大限度地逼近最佳磁化场,(2)受客观的实验条件限制,因而在实验中采用四中心磁化的方式来模拟求得的最佳磁化场分布<sup>[3,5,6,8]</sup>,理论计算表明这种模拟是完全可行的.

实验所用铁氧体材料的归一化饱和磁化强度 $P = 0.5$ ,矩形比 $S = 0.7$ , $a/\lambda_0 = 0.21$ ( $\lambda_0$ 为工作波长), $a = 0.011\text{m}$ ,在饱和磁化的剩磁态下, $K/\mu = 0.35$ ,从而由(18)式计算得出:单位长度上的波型差相移值为 $5500(^{\circ})/\text{m}$ ,而实验值为 $5100(^{\circ})/\text{m}$ ,两者基本吻合.器件的其它性能为:中心频率 $= 5.6\text{MHz}$ ,工作频宽 $\geq \pm 3.5\%$ ,驻波比 $\leq 1.35$ ,插



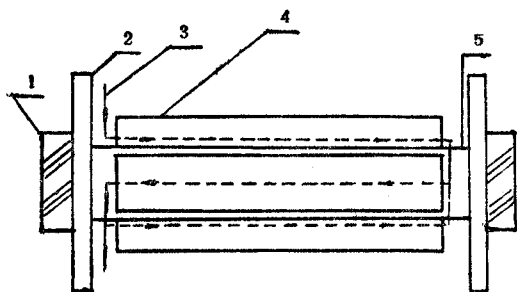


图7 通量激励式铁氧体双模变极化器结构图

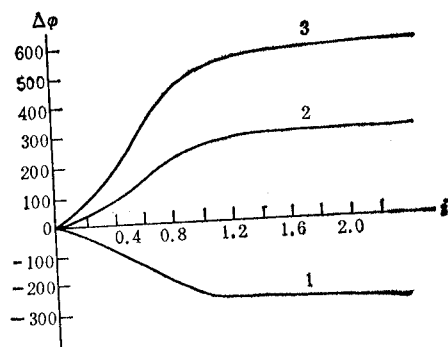


图8 铁氧体双模变极化器差相移与磁化电流的曲线关系

入损耗  $\leq 0.7\text{dB}$ , 椭圆度  $\leq 1.5\text{dB}$ , 正交隔离度  $\geq 20\text{dB}$ , 开关时间  $\leq 10\mu\text{s}$ , 可输出任意极化波. 若采用负饱和磁化剩磁态作为参考态, 其波形差相移与磁化电流的关系如图8所示. 利用这种变极化器还可研制功率分配器、精密可变衰减器和不等幅不等相的功率合成器等微波器件.

最后指出, 这里讨论的最佳磁化场, 对可变耦合器、调制器、开关等铁氧体双模器件同样具有实用意义.

#### 附录 磁力线方程的推导

从磁力线形状分布函数的定义可知:  $G_1(x_1, x_2)$ ,  $G_2(x_1, x_2)$  分别是磁力线切线方向单位矢量在  $-x_2$  和  $x_1$  方向的分量. 现设待求的磁力线方程为:

$$f(x_1, x_2) = 0 \quad (A-1)$$

则两者间存在关系

$$\left. \begin{aligned} G_1(x_1, x_2) &= -\frac{\partial f / \partial x_1}{\{(\partial f / \partial x_1)^2 + (\partial f / \partial x_2)^2\}^{1/2}} \\ G_2(x_1, x_2) &= \frac{\partial f / \partial x_2}{\{(\partial f / \partial x_1)^2 + (\partial f / \partial x_2)^2\}^{1/2}} \end{aligned} \right\} \quad (A-2)$$

从(A-2)式可得

$$\frac{G_1(x_1, x_2)}{G_2(x_1, x_2)} = -\frac{\partial f / \partial x_1}{\partial f / \partial x_2} \quad (A-3)$$

利用隐函数微商定义对(A-1)式偏微商可得

$$\partial f / \partial x_1 + (\partial f / \partial x_2) \cdot (dx_2 / dx_1) = 0 \quad (A-4)$$

用(A-3)式和已知的  $G_1(x_1, x_2)$ ,  $G_2(x_1, x_2)$  求解微分方程式(A-4), 即可获得所对应的磁力线方程.

#### 参 考 文 献

- [1] N. B. Sultan, *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-19** (1971), 348—357.
- [2] Ren Pei Jiang, Ku Zhu Wei, *IEEE Trans. on MAG*, **MAG-16** (1980) 1171—1173.
- [3] 徐燕生, 电子学报, 1979年, 第4期, 第49—56页.
- [4] 李士根, 电子科学, 1983年, 第3期, 第32—36页.

- [5] 蒋仁培,魏克珠,李士根,电子学报,1983年,第1期,第66—72页.
- [6] 李士根,现代雷达,1980年,第5期,第80—98页.
- [7] 黄宏嘉,微波原理(卷1,卷II),科学出版社,1963年及1964年.
- [8] 蒋仁培,魏克珠,微波铁氧体理论和技术,科学出版社,1984年.
- [9] 李士根,夏一维,现代雷达,1986年,第3期,第91—96页
- [10] 钱伟长,变分法及有限元(上册),科学出版社,1980年.
- [11] 王东进,磁化场型对旋磁效应的影响,南京电子技术研究所82级研究生毕业论文,1985年.

## RESEARCH ON OPTIMAL MAGNETIZED FIELD OF VARIABLE POLARIZATION EFFECT OF FERRITE

Xia Yiwei, Li Shigen, Jiang Renpei

*(Nanjing Research Institute of Electronic Technology, Nanjing)*

**ABSTRACT** The optimal magnetized field distributions of variable polarization effect of ferrite are studied by using the coupled-wave theory and variation principle. Several kinds of optimal shapes of magnetized field are given. The theoretical calculation are in good agreement with the experimental results.

**KEY WORDS** Ferrite; Variable polarization effect; Optimal magnetized field