

斜向静磁场中的薄膜磁光效应和 静磁波传播特性^{*}

刘公强

(上海交通大学应用物理系, 上海 200030)

Chen S. Tsai

(Department of Electrical and Computer Engineering, Institute for Surface and Interface Science,

University of California, Irvine, 92697 U. S. A.)

(1997 年 5 月 12 日收到)

理论计算表明, 与垂直静磁场情形相比, 斜向静磁场可以明显增强磁性薄膜波导中的法拉第效应, 同时会引起静磁波共振频率和带宽等许多静磁波特性的变化. 合理利用这些变化特性, 可望大幅度提高导波光的衍射效率, 改善磁光波导器件的特性.

PACC: 7530D; 7820L; 4280L; 7865

1 引 言

静磁波与导波光的相互作用, 可以导致导波光的模式转换和衍射效应. 基于这一原理可以做成频谱分析器、光调制器和光偏转器等各种新型磁光波导器件^[1], 这类器件可望在光通信、光信息处理和激光雷达等领域获得广泛应用. 因此, 研制新型磁光 Bragg 波导器件已成为当前十分引入瞩目的课题.

然而, 迄今为止这类磁光波导器件还存在许多问题尚待解决, 其中带根本性的问题是目前 TM-TE 模式转换效率或衍射效率还较低^[1], 这是阻碍其实用化的主要障碍. 人们通过用高比法拉第旋转的 Bi:YIG 磁光薄膜来代替 YIG 薄膜, 在一定程度上使衍射效率有所提高^[2]. 但随之而来的问题是: (1) 随着掺 Bi 量的增加, 薄膜的光吸收损耗亦随之增大, 导致器件损耗大幅度上升. (2) 通常 Bi:YIG 薄膜的铁磁共振线宽 ΔH 较 YIG 薄膜为大, 这将对提高器件带宽不利. 因此, 为了进一步提高衍射效率, 还需另辟蹊径.

我们知道, 导波光的衍射效应来源于磁性薄膜波导中的静磁波与光导波的相互作用. 应用静磁体波激发导波光的 Bragg 衍射效应较之用静磁表面波激发有很多优点. 例如带宽更宽、非线性效应较小、易于增加光衍射的动态范围等. 但静磁体波必须用垂直薄膜平面方向的静磁场来产生, 这就无法充分利用磁性薄膜固有的法拉第效应来参与并增强静磁波与导波光的相互作用. 如在垂直静磁波传播方向的平面内将静磁场适当倾斜一个角

^{*} 美国 The Office of Naval Research 和上海市自然科学基金资助的课题.

度,则可明显增强沿光传播方向上的磁光效应.

本文计算了在斜向静磁场作用下磁性薄膜波导中的磁光效应和静磁波传播特性.计算表明,采用斜向静磁场可以达到明显提高薄膜磁光效应等性质的目的.关于斜向静磁场可以提高导波光 Bragg 衍射效率的理论计算将另文发表.

2 理 论

2.1 磁光介质中的介电系数张量

在磁光介质中,介电系数张量元的形式^[3]为

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^{(0)} + \epsilon_{ij}^{(1)} + \epsilon_{ij}^{(2)} = \epsilon_0 (\epsilon_r \delta_{ij} + i f_1 e_{ijk} M_k + f_{ijkl} M_k M_l), \quad (1)$$

式中 M_k, M_l 为磁化强度 M 的 k, l 分量, ϵ_r 为相对介电常数, f_1 为一级磁光系数,在本文中主要与法拉第效应相联系. f_{ijkl} 为二级磁光系数,在本文中与 M_k, M_l 一起体现 Cotton-Mouton 效应. δ_{ij} 为 Kronecker 符号, e_{ijk} 为三阶反对称交换系数 (antisymmetric alternate index of third order). f_{ijkl} 值与晶体指向有关,在立方晶系中, f_{ijkl} 可简化成用三个独立分量 f_{11}, f_{12} 和 f_{44} 来表示

$$f_{ijkl} = f_{12} \delta_{ij} \delta_{kl} + f_{44} (\delta_{il} \delta_{kj} + \delta_{ik} \delta_{lj}) + \Delta f \delta_{kl} \delta_{ij} \delta_{jk}, \quad (2)$$

式中 $\Delta f = f_{11} - f_{12} - 2f_{44}$.

在直角坐标系中, (1) 式中与磁光效应有关的介电系数张量元可表示为

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon_{11} &= \epsilon_0 \left[f_{12} M^2 + 2 f_{44} M_x^2 + \frac{1}{3} \Delta f \left(\frac{1}{2} M^2 + \frac{1}{2} M_z^2 + M_x^2 - \sqrt{2} M_x M_z \right) \right], \\ \Delta \epsilon_{22} &= \epsilon_0 \left[f_{12} M^2 + 2 f_{44} M_y^2 + \frac{1}{3} \Delta f \left(\frac{1}{2} M^2 + \frac{1}{2} M_z^2 + M_y^2 + \sqrt{2} M_x M_z \right) \right], \\ \Delta \epsilon_{33} &= \epsilon_0 \left[f_{12} M^2 + 2 f_{44} M_z^2 + \frac{1}{3} \Delta f M^2 \right], \\ \Delta \epsilon_{12} &= (\Delta \epsilon_{21})^* = \epsilon_0 \left[i f_1 M_z + 2 f_{44} M_x M_y + \frac{1}{6} \Delta f (4 M_x M_y + 2 \sqrt{2} M_y M_z) \right], \\ \Delta \epsilon_{13} &= (\Delta \epsilon_{31})^* = \epsilon_0 \left[-i f_1 M_y + 2 f_{44} M_x M_z + \frac{1}{6} \Delta f (4 M_x M_z + \sqrt{2} M_y^2 - \sqrt{2} M_x^2) \right], \\ \Delta \epsilon_{23} &= (\Delta \epsilon_{32})^* = \epsilon_0 \left[i f_1 M_x + 2 f_{44} M_y M_z + \frac{1}{6} \Delta f (4 M_y M_z + 2 \sqrt{2} M_x M_y) \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

当内静磁场 (以下简称静磁场) H_i 处在 xz 平面内, 则 $M_x, M_z \gg M_y$, 忽略二级小量, 由 (3) 式可得

$$\Delta \epsilon = \epsilon_0 \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} \end{bmatrix} + \epsilon_0 \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} & B_{13} \\ B_{21} & B_{22} & B_{23} \\ B_{31} & B_{32} & B_{33} \end{bmatrix} + \epsilon_0 \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中

$$\begin{aligned} A_{11} &= A_{22} = A_{33} = 0, \\ A_{12} &= -A_{21} = i f_1 (M_{0z} + m_z), \end{aligned}$$

$$A_{13} = -A_{31} = -i f_1 m_y,$$

$$A_{23} = -A_{32} = i f_1 (M_{0x} + m_x);$$

$$B_{11} = f_{12} M_0^2 + 2 f_{44} M_{0x}^2 + \frac{1}{6} \Delta f (M_0^2 + M_{0z}^2 + 2 M_{0x}^2 - 2 \sqrt{2} M_{0x} M_{0z}),$$

$$B_{12} = B_{21} = 0,$$

$$B_{13} = B_{31} = 2 f_{44} M_{0x} M_{0z} + \frac{1}{6} \Delta f (4 M_{0x} M_{0z} - \sqrt{2} M_{0x}^2),$$

$$B_{22} = f_{12} M_0^2 + \frac{1}{6} \Delta f (M_0^2 + M_{0z}^2 + 2 \sqrt{2} M_{0z} M_{0x}),$$

$$B_{23} = B_{32} = 0,$$

$$B_{33} = \left(f_{12} + \frac{1}{3} \Delta f \right) M_0^2 + 2 f_{44} M_{0z}^2;$$

$$C_{11} = 4 f_{44} M_{0x} m_x + \frac{1}{3} \Delta f (M_{0z} m_z + 2 M_{0x} m_x - \sqrt{2} M_{0x} m_z - \sqrt{2} M_{0z} m_x),$$

$$C_{12} = C_{21} = \left[2 f_{44} M_{0x} + \frac{1}{3} \Delta f (2 M_{0x} + \sqrt{2} M_{0z}) \right] m_y,$$

$$C_{13} = C_{31} = 2 f_{44} (M_{0x} m_z + M_{0z} m_x) + \frac{1}{3} \Delta f (2 M_{0x} m_z + 2 M_{0z} m_x - \sqrt{2} M_{0x} m_x),$$

$$C_{22} = \frac{1}{3} \Delta f (M_{0z} m_z + \sqrt{2} M_{0z} m_x + \sqrt{2} M_{0x} m_z),$$

$$C_{23} = C_{32} = \left[2 f_{44} M_{0z} + \frac{1}{3} \Delta f (2 M_{0z} + \sqrt{2} M_{0x}) \right] m_y,$$

$$C_{33} = 4 f_{44} M_{0z} m_z.$$

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} = \sum_i (\mathbf{M}_{0i} + \mathbf{m}_i), i = x, y, z, \mathbf{M}_0 \text{ 为静态磁化强度, } \mathbf{m} \text{ 为动态磁化强度.}$$

(4)式等号右边第一项为与静态和动态法拉第效应有关的介电系数微扰,第二项为与静态Cotton-Mouton效应有关的介电系数微扰,第三项为与动态 Cotton-Mouton 效应有关的介电系数微扰.显然,与垂直薄膜平面的静磁场(图 1 中的 z 方向)相比,由于斜向场的

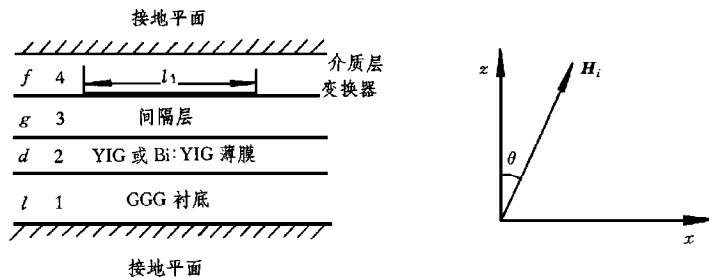


图 1 四层介质波导

存在, $\Delta \epsilon_{ij}$ 各对角分量和非对角分量发生了明显的变化.特别是与法拉第效应相联系的 $\Delta \epsilon_{23}$ 或 $\Delta \epsilon_{32}$ 有了显著的增大,其增量 $i f_1 M_{0x} = i f_1 M_0 \sin \theta$ 随 θ 而增大.

2.2 在石榴石薄膜波导中的静磁波激发与传播

图1所示的是一个四层结构的介质波导^[4]. 第一层为顺磁性的钆镓石榴石 $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (GGG) 衬底; 第二层为液相外延在 GGG 晶体上的亚铁磁性钇铁石榴石 $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ (YIG) 或掺铋钇铁石榴石 $(\text{Bi}_x\text{Y}_{3-x})(\text{RE}_y\text{Fe}_{5-y})\text{O}_{12}$ (Bi: YIG, RE 为稀土等掺杂元素) 薄膜; 第三层为间隔层 (lift-off space), 此层厚度 g 的变化可使 rf 电磁波与静磁波之间的耦合变成可调; 第四层为介质层, 激发静磁波的变换器 (transducer) 在其上面. 石榴石薄膜平面在 xy 平面内, 薄膜内的静磁场 $\mathbf{H}_i$ 方向在 xz 平面内, 偏离薄膜平面法向 (z 方向) θ 角,

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_d = H_i \sin \theta \mathbf{i} + H_i \cos \theta \mathbf{k}, \quad (5)$$

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_i + \mathbf{h}, \quad (6)$$

式中 $\mathbf{H}_0$ 为外加静磁场, $\mathbf{H}_a$ 为磁晶各向异性场, $\mathbf{H}_d$ 为退磁场, $\mathbf{h}$ 为交变磁场, $\mathbf{H}$ 为薄膜内的总有效场, 在 $\mathbf{H}$ 作用下, 磁性薄膜中的电子自旋将产生进动. 无阻尼情况下的磁化强度运动方程为

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}. \quad (7)$$

式中 γ 为旋磁比. 将 (5), (6) 式代入上式, 考虑到 $M_0 \gg |m|$, 可得

$$\mathbf{m} = \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{h} = \begin{bmatrix} -\frac{\omega_0 \omega_1 \cos^2 \theta}{\Omega^2 - \omega_0^2} & -i \frac{\omega_1 \Omega}{\Omega^2 - \omega_0^2} \cos \theta & \frac{\omega_0 \omega_1}{\Omega^2 - \omega_0^2} \sin \theta \cos \theta \\ i \frac{\omega_1 \Omega}{\Omega^2 - \omega_0^2} \cos \theta & -\frac{\omega_0 \omega_1}{\Omega^2 - \omega_0^2} & -i \frac{\omega_1 \Omega}{\Omega^2 - \omega_0^2} \sin \theta \\ \frac{\omega_0 \omega_1}{\Omega^2 - \omega_0^2} \sin \theta \cos \theta & i \frac{\omega_1 \Omega}{\Omega^2 - \omega_0^2} \sin \theta & -\frac{\omega_0 \omega_1}{\Omega^2 - \omega_0^2} \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \\ h_z \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中 Ω 为静磁波角频率, $\omega_0 \equiv \gamma H_i$, $\omega_1 \equiv \gamma M_0$. $\boldsymbol{\chi}$ 为张量磁化率, 与介质张量磁导率 $\boldsymbol{\mu}$ 的关系为

$$\boldsymbol{\mu} = \mathbf{1} + \boldsymbol{\chi}. \quad (9)$$

在斜向静磁场情况下, $\boldsymbol{\mu}$ 为磁场倾斜角 θ 的函数.

在磁性薄膜中, 通常静磁波波长远小于电磁波波长, 静磁波所满足的麦克斯韦方程中的推迟作用项 $\frac{\partial \mathbf{d}}{\partial t}$ 可以忽略不计 (静磁近似), 因此有

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0, \quad (10a)$$

$$\nabla \times \mathbf{e} = -\frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t}, \quad (10b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad (10c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{d} = 0, \quad (10d)$$

式中交变磁感应强度 $\mathbf{b}$ 为

$$\mathbf{b} = \mu_0 (\mathbf{h} + \mathbf{m}) \equiv \mu_0 \boldsymbol{\mu}_r \cdot \mathbf{h}. \quad (11)$$

交变电位移矢量 $\mathbf{d}$ 为

$$\mathbf{d} = \epsilon_0 \mathbf{e}_r \cdot \mathbf{e}. \quad (12)$$

设静磁波沿 y 方向传播, 在波导中传播的 TE 和 TM 波分别具有如下特性,

$$e_y = e_z = h_x = 0, \quad (13)$$

$$e_x = h_y = h_z = 0. \quad (14)$$

由于 $\mathbf{h}$ 满足(10a)式, 故可找到一个势函数 Ψ , 满足

$$\mathbf{h} = \nabla \Psi. \quad (15)$$

由此可得如下势函数 Ψ_j 的具体形式:

$$\Psi_j = (A_j e^{a_j z} + B_j e^{-a_j z}) e^{-iKy} \quad a_j > 0, \quad j = 1, 2, 3, 4. \quad (16)$$

式中省略了时间因子 $e^{i\omega t}$, $j=1, 2, 3, 4$ 表示图 1 中的四层介质, K 为静磁波波数.

根据(10)–(16)式, 可以求得 TE 波的分量为^[5]

$$h_{y_j} = -iK(A_j e^{a_j z} + B_j e^{-a_j z}) e^{-iKy}, \quad (17)$$

$$h_{z_j} = a_j(A_j e^{a_j z} - B_j e^{-a_j z}) e^{-iKy} \quad j = 1, 2, 3, 4,$$

$$b_{y_j} = -i\mu_0 K(A_j e^{a_j z} + B_j e^{-a_j z}) e^{-iKy}, \quad (18)$$

$$b_{z_j} = \mu_0 a_j(A_j e^{a_j z} - B_j e^{-a_j z}) e^{-iKy} \quad j = 1, 3, 4,$$

$$b_{x_2} = \mu_0 [-i\mu_{12} K(A_2 e^{a_2 z} + B_2 e^{-a_2 z}) + \mu_{13} a_2(A_2 e^{a_2 z} - B_2 e^{-a_2 z})] e^{-iKy},$$

$$b_{y_2} = \mu_0 [-i\mu_{22} K(A_2 e^{a_2 z} + B_2 e^{-a_2 z}) + \mu_{23} a_2(A_2 e^{a_2 z} - B_2 e^{-a_2 z})] e^{-iKy}, \quad (19)$$

$$b_{z_2} = \mu_0 [i\mu_{23} K(A_2 e^{a_2 z} + B_2 e^{-a_2 z}) + \mu_{33} a_2(A_2 e^{a_2 z} - B_2 e^{-a_2 z})] e^{-iKy},$$

$$e_{x_j} = -\mu_0 \Omega \frac{K}{a_j} (A_j e^{a_j z} - B_j e^{-a_j z}) e^{-iKy} \quad j = 1, 3, 4, \quad (20a)$$

$$e_{x_j} = -\mu_0 \Omega \frac{a_j}{K} (A_j e^{a_j z} - B_j e^{-a_j z}) e^{-iKy} \quad j = 1, 3, 4, \quad (20b)$$

$$e_{x_2} = -\mu_0 \Omega \left[\mu_{22} \frac{K}{a_2} (A_2 e^{a_2 z} - B_2 e^{-a_2 z}) + i\mu_{23} (A_2 e^{a_2 z} + B_2 e^{-a_2 z}) \right] e^{-iKy}, \quad (21a)$$

$$e_{x_2} = -\mu_0 \Omega \left[\mu_{33} \frac{a_2}{K} (A_2 e^{a_2 z} - B_2 e^{-a_2 z}) + i\mu_{23} (A_2 e^{a_2 z} + B_2 e^{-a_2 z}) \right] e^{-iKy}. \quad (21b)$$

由(20)和(21)式可得

$$a_j = |K|, \quad (22)$$

$$a_2 = \sqrt{\frac{\mu_{22}}{\mu_{33}}} |K| = \beta |K|. \quad (23)$$

(17)–(21)式中的系数 A_j, B_j 可通过如下边界条件求得:

$$b_z = 0 \quad \text{当 } z = -(d + l), \quad (24)$$

$$h_y, b_z \text{ 连续} \quad \text{当 } z = -d, \quad (25)$$

$$h_y, b_z \text{ 连续} \quad \text{当 } z = 0, \quad (26)$$

$$b_z \text{ 连续} \quad \text{当 } z = g, \quad (27)$$

$$b_z = 0 \quad \text{当 } z = g + f, \quad (28)$$

$$h_{y\beta} - h_{y\beta} = J(y) \quad \text{当 } z = g, \quad (29)$$

式中 $J(y)$ 为电流分布函数, 将(24)–(29)式代入(17)–(21)式可得系数 A_j, B_j 的表达式为

$$A_1 = \frac{i \tilde{J}(K)(1+T)e^{(\beta+1)|K|d}}{2\pi KF(K)(1+e^{-2|K|l})}, \quad (30)$$

$$B_1 = \frac{i \tilde{J}(K)(1+T)e^{(\beta-1)|K|d}}{2\pi KF(K)(1+e^{2|K|l})},$$

$$A_2 = \frac{i \tilde{J}(K) T e^{2\beta|K|d}}{2\pi KF(K)}, \quad (31)$$

$$B_2 = \frac{i \tilde{J}(K)}{2\pi KF(K)},$$

$$A_3 = \frac{i \tilde{J}(K) U e^{\beta|K|d}}{4\pi KF(K)}, \quad (32)$$

$$B_3 = \frac{i \tilde{J}(K) V e^{\beta|K|d}}{2\pi KF(K)},$$

$$A_4 = \frac{i \tilde{J}(K) e^{\beta|K|d}}{4\pi KF(K)(e^{2|K|f}-1)} (V e^{-2|K|g} - U), \quad (33)$$

$$B_4 = \frac{i \tilde{J}(K) e^{\beta|K|d}}{4\pi KF(K)(1-e^{-2|K|f})} (V - U e^{2|K|g}).$$

上述诸式中

$$T = \frac{\alpha_2 + \tanh|K|l}{\alpha_1 - \tanh|K|l}, \quad (34)$$

$$\alpha_1 = \mu_{33}\beta + is\mu_{23}, \quad (35)$$

$$\alpha_2 = \mu_{33}\beta - is\mu_{23} \quad s = K/|K|,$$

$$U = (1 + \alpha_1) T e^{\beta|K|d} + (1 - \alpha_2) e^{-\beta|K|d}, \quad (36)$$

$$V = (1 - \alpha_1) T e^{\beta|K|d} + (1 + \alpha_2) e^{-\beta|K|d},$$

$$\tilde{J}(K) = \int_{-\infty}^{\infty} J(y) e^{iKy} dy, \quad (37)$$

$$F(K) = \frac{e^{\beta|K|d}}{2} [V e^{-|K|g} (\coth|K|f - 1) - U e^{|K|g} (\coth|K|f + 1)]. \quad (38)$$

将各系数表达式代入(17)–(19)式, 并对 K 从 $-\infty$ 到 $+\infty$ 积分. 考虑到 $\tilde{J}(K) \Big|_{K \rightarrow +\infty}^{K \rightarrow -\infty} \rightarrow 0$, 可知这些积分方程沿无限大上、下两个半圆积分的结果趋于零. 注意到在函数 $F_T(K)$ 的两个为零处.

$$F_T(K_s) = 0 \quad s = -1, 1, \quad (39)$$

还存在留数, 结果可得

$$h_{y_1}^{(s)} = \frac{i G_s (T_s + 1) \cosh|K_s|(l + d + z)}{\cosh|K_s|l} e^{-iK_s y},$$

$$b_{z_1}^{(s)} = \frac{-s\mu_0 G_s (T_s + 1) \sinh |K_s| (l + d + z)}{\cosh |K_s| l} e^{-iK_s y} \quad (40)$$

$$h_{y_2}^{(s)} = i G_s (T_s e^{\beta |K_s| (d+z)} + e^{-\beta |K_s| (d+z)}) e^{-iK_s y}, \quad (41)$$

$$b_{z_2}^{(s)} = -s\mu_0 G_s (\alpha_1 T_s e^{\beta |K_s| (d+z)} - \alpha_2 e^{-\beta |K_s| (d+z)}) e^{-iK_s y},$$

$$h_{y_3}^{(s)} = \frac{i G_s}{2} (U_s e^{|K_s| z} + V_s e^{-|K_s| z}) e^{-iK_s y}, \quad (42)$$

$$b_{z_3}^{(s)} = \frac{-s\mu_0 G_s}{2} (U_s e^{|K_s| z} - V_s e^{-|K_s| z}) e^{-iK_s y},$$

$$h_{y_4}^{(s)} = \frac{-i G_s \cosh |K_s| (g + f - z)}{2 \sinh |K_s| f} (U_s e^{|K_s| g} - V_s e^{-|K_s| g}) e^{-iK_s y}, \quad (43)$$

$$b_{z_4}^{(s)} = \frac{-s\mu_0 G_s \sinh |K_s| (g + f - z)}{2 \sinh |K_s| f} (U_s e^{|K_s| g} - V_s e^{-|K_s| g}) e^{-iK_s y},$$

式中

$$F_T(K) = e^{-2\beta |K| d} F(K), \quad (44)$$

$$G_s = \tilde{J}(K_s) e^{-\beta |K_s| d} / F_T^{(1)}(K_s), \quad (45)$$

$$T_s = (\alpha_2 + \tanh |K_s| l) / (\alpha_1 - \tanh |K_s| l), \quad (46)$$

$$F_T^{(1)}(K_s) = \left[\frac{\partial}{\partial K} F_T(K) \right]_{K=K_s}. \quad (47)$$

U_s, V_s 分别是(36)式中将 T, K 换成 T_s, K_s 后的表达式。

为简明计,下面将(40)–(43)式中的所有 U_s, V_s, K_s 仍写成 $U, V, K, h_{y_j}^{(s)}, b_{z_j}^{(s)}$ 简写成 h_{y_j}, b_{z_j} ,但需注意下面的 U, V, h_{y_j}, b_{z_j} 均是指 $K=K_s$ 时的情形。

静磁波功率 P 为

$$P = \frac{l_1}{2} \int_{-(l+d)}^{f+g} e_x h_z^* dz, \quad (48)$$

式中 l_1 为变换器的孔径.根据(10b), (11), (18), (19)和(40)–(43)式可得

$$P = -\frac{\mu_0 s \Omega l_1 G_s^2}{2 |K|^2} \tilde{A}, \quad (49)$$

$$\begin{aligned} \tilde{A} = & \frac{(T+1)^2}{4 \cosh^2 |K| l} (\sinh 2 |K| l - 2 |K| l) + \frac{(U e^{|K| g} - V e^{-|K| g})^2}{16 \sinh^2 |K| f} (\sinh 2 |K| f - 2 |K| f) \\ & + \frac{1}{8} [U^2 (e^{2|K| g} - 1) - V^2 (e^{-2|K| g} - 1) - 4 UV |K| g] \\ & + \frac{1}{2} [\alpha_1 T^2 (e^{2\beta |K| d} - 1) - \alpha_2 (e^{-2\beta |K| d} - 1) - 4 \mu_{33} \beta^2 |K| T d]. \end{aligned} \quad (50)$$

在自由空间,图 1 中的 $l \rightarrow \infty, f \rightarrow \infty, U=0$,由上两式可得静磁波功率 P_f 为

$$P_f = -\frac{\mu_0 s \Omega l_1 G_s^2}{2 |K|^2} \tilde{A}_f, \quad (51)$$

式中

$$\tilde{A}_f = -2\beta^2 \mu_{33} |K| Td. \quad (52)$$

根据(8), (11), (40)–(43)和(49)式, 并注意到 $h_x = 0$, 可以求得磁性薄膜中静磁波的交变磁化强度 m 为

$$m_{x_2} = P^{\frac{1}{2}} \left[C_{x_2} e^{\beta |K| (d+z)} + D_{x_2} e^{-\beta |K| (d+z)} \right] e^{-iKy}, \quad (53)$$

$$m_{y_2} = P^{\frac{1}{2}} \left[C_{y_2} e^{\beta |K| (d+z)} + D_{y_2} e^{-\beta |K| (d+z)} \right] e^{-iKy}, \quad (54)$$

$$m_{z_2} = P^{\frac{1}{2}} \left[C_{z_2} e^{\beta |K| (d+z)} + D_{z_2} e^{-\beta |K| (d+z)} \right] e^{-iKy}, \quad (55)$$

式中各系数分别为

$$\begin{aligned} C_{x_2} &= \frac{\omega_1 \cos \theta (\Omega - s\omega_0 \alpha_1 \sin \theta) T \left(\frac{-2|K|^2}{\mu_0 s\Omega_1 \tilde{A}} \right)^{\frac{1}{2}}}{\Omega^2 - \omega_0^2 - \omega_0 \omega_1 \sin^2 \theta} = \cos \theta (\Omega - s\omega_0 \alpha_1 \sin \theta) \tilde{T} \tilde{B}, \\ D_{x_2} &= \cos \theta (\Omega + s\omega_0 \alpha_2 \sin \theta) \tilde{B}, \\ C_{y_2} &= i(s\Omega \alpha_1 \sin \theta - \omega_0 - \omega_1 \sin^2 \theta) \tilde{T} \tilde{B}, \\ D_{y_2} &= -i(\omega_0 + s\Omega \alpha_2 \sin \theta + \omega_1 \sin^2 \theta) \tilde{B}, \\ C_{z_2} &= \sin \theta (s\omega_0 \alpha_1 \sin \theta - \Omega) \tilde{T} \tilde{B} = -\tan \theta \cdot C_{x_2}, \\ D_{z_2} &= -\sin \theta (\Omega + s\omega_0 \alpha_2 \sin \theta) \tilde{B} = -\tan \theta \cdot D_{x_2}. \end{aligned} \quad (56)$$

3 讨 论

与垂直静磁场情形相比, 在斜向静磁场作用下, 薄膜磁光效应和静磁波传播特性发生了显著变化, 主要表现在如下几个方面:

1) 如图1所示, 内静磁场 H_i 在 xz 平面内倾斜 θ 角以后, 将产生磁化强度的 M_{0x} 分量, $M_{0x} = M_0 \sin \theta$, 从而导致磁性薄膜波导中法拉第磁光效应的增强, 且随 θ 增大而增强.

由文献[6]知, 在磁性薄膜波导中, 沿 y 方向传播的静磁波与沿 x 方向传播的光导波相互作用, 可产生光导波的衍射效应. 在相匹配情况下, 衍射效率 $\eta^{\pm} = \sin^2(\kappa \pm \kappa_1 \mp \kappa_2) x_0$, $\kappa/\kappa_1 = 2M_{0x}/|m_x^{(0)}| = 2M_0 \sin \theta/|m_x^{(0)}|$. 通常 $M_0 \gg m_x^{(0)}$, 因此只要适当倾斜静磁场, 使 x 方向的法拉第磁光效应增强, 从而可以显著提高光导波的衍射效应. 以 YIG 薄膜波导为例, $M_0 = (1750/4\pi) \times 10^{-4}$ T, $m_x^{(0)} < (100/4\pi) \times 10^{-4}$ T, 垂直静磁场时, $\kappa = 0$; 静磁场只要倾斜 $\theta = 1.64^\circ$, 便可得 $\kappa > \kappa_1$, 即相当于静磁波振幅 $m_x^{(0)}$ 增加了一倍多. YIG 的 $\kappa_1 < 10^\circ/\text{cm}$, 且明显大于 κ_2 , $x_0 \approx 1$ cm. 不难看出, 此时衍射效率 $\eta^{\pm}$ 可以提高一倍以上. 考虑到 YIG 薄膜存在损耗等因素, 实际 $\eta^{\pm}$ 会较理论值小一些.

2) 根据(16)式中系数 a_j 的特性可知, 静磁体波的带宽为 $\omega_0(\omega_0 + \omega_1 \sin^2 \theta) < \Omega^2 < \omega_0(\omega_0 + \omega_1)$. 由此可见, $\theta = 0$ 时带宽最宽, 随着 $|\theta|$ 的增加, 带宽逐步下降. 但共振角频率 $\Omega^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_1 \sin^2 \theta)$ 随 $|\theta|$ 上升而增加, 因此可以通过适当调节静磁波频率和带宽之间的关系来适应不同磁光波导器件的不同需要.

- 3) θ 较小时, m_{x_2} 和 m_{y_2} 近似为 θ 的偶函数.
 4) 斜向静磁场导致 $m_z \neq 0$, 但为一小量, 且随 $\theta \rightarrow 0$ 而趋于零.

4 结 论

在斜向静磁场作用下, 磁性薄膜的法拉第磁光效应随倾斜角 $|\theta|$ 而增强, 静磁波特性亦发生了一些变化. 利用这些特性变化, 可望显著提高光导波的衍射效应, 改善磁光波导器件的有关性质, 为促进这类器件的实用化提供了一条有效途径.

- [1] C. S. Tsai, D. Young, *IEEE, Trans. Microwave Theory Tech.*, **38**(1990), 560.
 [2] D. Young, C. S. Tsai, *Appl. Phys. Lett.*, **55**(1989), 2242.
 [3] M. Torfeh, L. Courtois, L. Smoczynski *et al.*, *Physica*, **89B**(1977), 255.
 [4] Y. Pu, C. S. Tsai, *International Jour. of High-Speed Electronics*, **2**(1991), 185.
 [5] I. J. Weinberg, J. C. Sethares, Magnetostatic Wave Transducers with Variable Coupling, RADC-TR-78-205 In-House Report Sept., 1978.
 [6] Liu Gong-qiang C. S. Tsai, *Acta Physica Sinica*, **47**(1998), (in Chinese), to be published.

MAGNETOOPTIC EFFECTS AND PROPERTIES OF MAGNETOSTATIC WAVE PROPAGATION IN YIG-GGG WAVEGUIDE UNDER INCLINED BIAS MAGNETIC FIELD *

LIU GONG-QIANG

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200030)

CHEN S. TSAI

(Department of Electrical and Computer Engineering, Institute for Surface and Interface Science,
University of California, Irvine, 92697 U. S. A.)

(Received 12 May 1997)

ABSTRACT

It is shown by calculation that, in contrast to the usual situation of a perpendicular bias magnetic field, an inclined bias magnetic field enhances Faraday effect, and leads to modification to the properties such as the resonant frequency and the bandwidth of magnetostatic wave in magnetic waveguide. Making appropriate use of such properties, it is possible to greatly increase the magnetooptic (MO) Bragg diffraction efficiency and to improve the characteristics of guided-wave MO Bragg devices.

PACC: 7530D; 7820L; 4280L; 7865

* Project supported by the Office of Naval Research(U. S. A.) and the Natural Science Foundation of Shanghai, China.