

斜向静磁场中光导波模式转换与衍射理论^{*}

刘公强

(上海交通大学应用物理系, 上海 200030)

C. S. TSAI

(Department of Electrical and Computer Engineering, Institute for Surface and Interface Science,
University of California, Irvine, 92697 USA)

(1997 年 5 月 12 日收到)

应用经典场论和耦合模理论计算了斜向静磁场作用下, 磁性薄膜波导中静磁波与导波光的相互作用. 计算结果表明, 与垂直静磁场情形相比, 斜向静磁场时的相匹配条件有所变化, 由于磁性薄膜波导中法拉第磁光效应增强等因素, 导波光的 Bragg 衍射效率得以显著增加. 这有利于应用 YIG 等低损耗磁性薄膜做成高衍射效率的磁光波导器件, 亦有利于降低 Bi:YIG 等高比法拉第旋转的磁光薄膜波导器件的体积和损耗. 此外, 理论指出的在斜向静磁场条件下所具有的一些磁光特性与实验结果亦符合得很好.

PACC: 7890; 7820L; 4280L; 7530D

1 引 言

静磁波和导波光的相互作用, 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]. 与声光器件相比^[2], 它具有许多优点: 通过调整直流磁场, 可以获得高至一个数量级的频率可调范围, 且在此频率范围内可以直接进行射频信号处理; 由于静磁波比声表面波传播速度高一至三个数量级, 因而可以得到很高的调制/开关和扫描速度. 此外, 利用相对简单的变换器(transducer), 即可获得很大的磁光带宽. 因此, 研制新型磁光 Bragg 波导器件已成为当前十分引人瞩目的课题.

迄今为止, 这类磁光波导器件还未实用化. 其中最大的障碍是目前 TM-TE 模式转换效率或衍射效率还较低, 导致器件损耗太大^[1]. 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^[3]. 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, 这将降低器件的带宽, 无助于器件的实用化.

应用静磁体波激发导波光的 Bragg 衍射效率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

^{*} 美国 Office of Naval Research 基金资助的课题.

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场与导波光的相互作用.理论计算表明^[4],如在垂直静磁场传播方向的平面内,将静磁场适当倾斜一个角度,则可明显增加沿光传播方向上的磁光效应.本文的理论计算进一步表明,由于斜向静磁场增强了法拉第磁光效应等因素,导波光 Bragg 衍射可望获得大幅度提高.显然,沿导波光方向上磁光效应的增强,亦将为衍射效率 η 带来非互易等特性,这亦被理论分析和实验结果所证实.

2 理 论

2.1 磁光介质中介电系数张量元和静磁波的传播特性

由文献[4]可知,在图 1 所示的斜向静磁场情况下,磁光介质中介电系数张量的 $\Delta\epsilon_{32}$ 和 $\Delta\epsilon_{23}$ 分量分别为

$$\Delta\epsilon_{32} = (\Delta\epsilon_{23})^* = \epsilon_0 \left\{ -if_1(M_{0x} + m_x) + \left[2f_{44}M_{0z} + \frac{1}{3}\Delta f(2M_{0z} + \sqrt{2}M_{0x}) \right] m_y \right\}. \quad (1)$$

在磁性薄膜波导中传播的静磁波的交变磁化强度 $\mathbf{m}$ 为

$$\begin{aligned} m_x &= P^{1/2} [C_x e^{\beta|K|(d+z)} + D_x e^{-\beta|K|(d+z)}] e^{-iKy}, \\ m_y &= P^{1/2} [C_y e^{\beta|K|(d+z)} + D_y e^{-\beta|K|(d+z)}] e^{-iKy}, \\ m_z &= P^{1/2} [C_z e^{\beta|K|(d+z)} + D_z e^{-\beta|K|(d+z)}] e^{-iKy}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 P 和 K 分别为静磁波功率和波数, β 为与介电系数张量对角元有关的量, C_i, D_i ($i = x, y, z$) 为与内静磁场 H_i 、静磁波角频率 Ω 有关的系数,因此, C_i, D_i 和 β 均与静磁场倾斜角 θ 有关.这表明静磁波的带宽和振幅等传播特性会随静磁场倾斜角 θ 而变.

2.2 静磁场与导波光的相互作用

下面讨论自由空间情形的静磁场与导波光的相互作用(如图 1).图 1 中 n_1, n_2 和 n_3

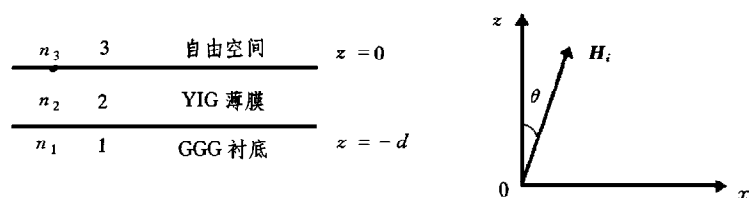


图 1 表面为自由空间的 YIG-GGG 波导

分别为 GGG 基片、YIG 薄膜和自由空间的折射率.计算所得主要结果基本上适用于多层介质结构情形.

1) 无微扰情形

在亚铁磁性石榴石薄膜中, 存在 TE 和 TM 两种光波导模, 其分量分别为 E_y , H_x , H_z 和 H_y , E_x , E_z . 假设沿薄膜横向是无限而均匀的, $\frac{\partial}{\partial y} = 0$, TE 模遵循如下波动方程^[5]:

$$\nabla^2 E_y = \frac{n_j^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2} \quad j = 1, 2, 3, \quad (3)$$

式中 E_y 可取如下形式:

$$E_y(x, z, t) = \epsilon_y(z) \exp[i(\omega_E t - \beta_E x)], \quad (4)$$

式中 ω_E , β_E 分别为 TE 模的角频率和传播常数. 设横向函数 $\epsilon_y(z)$ 为如下形式:

$$\epsilon_y(z) = \begin{cases} C e^{-qz} & \infty > z \geq 0, \\ C \left[\cos(hz) - \frac{q}{h} \sin(hz) \right] & -d \leq z \leq 0, \\ C \left[\cos(hd) + \frac{q}{h} \sin(hd) \right] e^{p(z+d)} & -\infty < z \leq -d. \end{cases} \quad (5)$$

将(5)式代入(3)式, 可得

$$\begin{aligned} h &= (n_2^2 k_0^2 - \beta_E^2)^{1/2}, \\ q &= (\beta_E^2 - n_3^2 k_0^2)^{1/2}, \\ p &= (\beta_E^2 - n_1^2 k_0^2)^{1/2}, \\ k_0 &= \frac{\omega_E}{c} = \frac{\beta_E}{n}. \end{aligned} \quad (6)$$

由于 TE 模的 E_x , $E_z = 0$, 根据麦克斯韦方程及(4)和(5)式, 并注意到 $z = -d$ 处 H_x 连续, 不难求得

$$\tan(hd) = \frac{q + p}{h \left(1 - \frac{pq}{h^2} \right)}. \quad (7)$$

由(6)和(7)式可得 TE 模的 m 个本征值 β_E .

由归一化条件和 $\epsilon_y^{(m)}(z)$ 的正交性可得

$$\int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_y^{(l)}(z) \epsilon_y^{(m)}(z) dz = \frac{2 \mu_0 \omega_E}{\beta_{Em}} \delta_{l, m}. \quad (8)$$

将(5)式代入(8)式, 可得

$$C_m = 2 h_m \left[\frac{\mu_0 \omega_E}{|\beta_{Em}| (d + 1/q_m + 1/p_m) (h_m^2 + q_m^2)} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

同理可得 TM 模各场分量以及其他各量为

$$H_y(x, z, t) = \tilde{H}_y(z) \exp[i(\omega_M t - \beta_M x)], \quad (10)$$

$$E_z(x, z, t) = -\frac{i}{\epsilon_0 \epsilon_r \omega_M} \frac{\partial H_y}{\partial x} = -\frac{\beta_M}{\epsilon_0 \epsilon_r \omega_M} H_y, \quad (11)$$

$$E_x(x, z, t) = \frac{i}{\epsilon_0 \epsilon_r \omega_M} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (12)$$

$$\tilde{H}_y(z) = \begin{cases} -C \left[\frac{h}{q} \cos(hd) + \sin(hd) \right] e^{p'(z+d)} & z \leq -d, \\ C \left[-\frac{h}{q} \cos(hz) + \sin(hz) \right] & -d \leq z \leq 0, \\ -\frac{h}{q'} C e^{-qz} & z \geq 0, \end{cases} \quad (13)$$

$$\tan(hd) = \frac{h(p' + q')}{h^2 - p'q'}, \quad p' = \frac{n_2^2}{n_1^2} p, \quad q' = \frac{n_2^2}{n_3^2} q, \quad (14)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{[\tilde{H}_y^{(m)}(z)]^2}{n_i^2(z)} dz = \frac{2\epsilon_0 \omega_M}{\beta_{Mm}} \quad n_i^2 = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_0} = \epsilon_{r_i}, \quad (15)$$

$$C_m = 2 \sqrt{\frac{\epsilon_0 \omega_M}{\beta_{Mm}}} \left[\frac{q'^2 + h^2}{q'^2} \left(\frac{d}{n_2^2} + \frac{q'^2 + h^2}{q'^2 + h^2} \frac{1}{n_3^2 q} + \frac{p'^2 + h^2}{p'^2 + h^2} \frac{1}{n_1^2 p} \right) \right]^{-1/2}, \quad (16)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_z^{(l)}(z) \epsilon_z^{(m)}(z) dz \cong \frac{2\beta_{Mm}}{\epsilon_0 \epsilon_r \omega_M} \delta_{l,m}, \quad (17)$$

式中 ω_M , β_M 分别为 TM 模的角频率和波数.

2) 微扰情形

存在静磁波情况下, 磁光薄膜波导介质中将产生一附加电极化强度 $\Delta \mathbf{p}$, 因此波动方程变为

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} - \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta \mathbf{e} \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (18)$$

式中电容率 $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, 在光频范围内磁导率 $\mu = \mu_0 \mu_r \cong \mu_0$.

设入射导波光为 TM 波, 衍射导波光为 TE 波, 两者电场横向分量 E_x 和 E_y 分别为

$$E_x(x, y, z, t) = \sum_l \frac{1}{2} A(x) \epsilon_z(z) \exp[i(\omega_M t - \beta_M x)] + \text{c.c.}, \quad (19)$$

$$E_y(x, y, z, t) = \sum_l \frac{1}{2} B(x) \epsilon_y(z) \exp[i(\omega_E t - \beta_E x)] + \text{c.c.}, \quad (20)$$

式中 $A(x)$, $B(x)$, $\epsilon_z(z)$ 和 $\epsilon_y(z)$ 分别为 TM 和 TE 模的复振幅和归一化横向分量函数, c.c. 为复共轭. 将(19)和(20)式代入(18)式, 且假设 $A(x)$, $B(x)$ 沿 x 方向的变化十分缓慢, 从而可以忽略二次微分项, 结果得

$$\sum_l \left[-i\beta_M \frac{\partial A(x)}{\partial x} \epsilon_z(z) + \frac{1}{2} A(x) \frac{\partial^2 \epsilon_z(z)}{\partial z^2} \right] \exp[i(\omega_M t - \beta_M x)] + \text{c.c.} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\Delta \mathbf{e} \cdot \mathbf{E})_x, \quad (21)$$

$$\sum_l \left[-i\beta_E \frac{\partial B(x)}{\partial x} \epsilon_y(z) + \frac{1}{2} B(x) \frac{\partial^2 \epsilon_y(z)}{\partial z^2} \right] \exp[i(\omega_E t - \beta_E x)] + \text{c.c.} = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\Delta \mathbf{e} \cdot \mathbf{E})_y. \quad (22)$$

设薄膜波导很薄, 因而只能传输 TM_0 和 TE_0 模, 此时将(21)和(22)式分别乘以 $\epsilon_z^{(0)}(z)^*$ 和 $\epsilon_y^{(0)}(z)^*$, 并在 $(-\infty, \infty)$ 区间积分, 注意到归一化条件, 由此可得

$$\frac{\partial A^{(0)}(x)}{\partial x} \exp[i(\omega_M t - \beta_{M0} x)] = -i \frac{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \omega_M \omega_E^2}{4 \beta_{M0}^2} B^{(0)}(x) \exp[i(\omega_E t - \beta_{M0} x)]$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \Delta \epsilon_{32} \epsilon_y^{(0)}(z) \epsilon_z^{(0)*}(z) dz, \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B^{(0)}(x)}{\partial x} \exp[i(\omega_E t - \beta_{E0} x)] = & -i \frac{\omega_M^2}{4\omega_E} A^{(0)}(x) \exp[i(\omega_M t - \beta_{M0} x)] \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \Delta \epsilon_{23} \epsilon_z^{(0)}(z) \epsilon_y^{(0)*}(z) dz, \end{aligned} \quad (24)$$

通常导波光限制在石榴石薄膜内传播,故 $q_0, p_0 \gg h_0, q'_0, p'_0 \gg h_0$,

$$\begin{aligned} \epsilon_y^{(0)}(z) & \rightarrow \sqrt{\frac{4\mu_0\omega_E}{\beta_{E0}d}} \sin \frac{\pi z}{d} \\ \tilde{H}_y^{(0)}(z) & \rightarrow \sqrt{\frac{4\epsilon_0\epsilon_r\omega_M}{\beta_{M0}d}} \sin \frac{\pi z}{d} \end{aligned} \quad -d \leq z \leq 0. \quad (25)$$

将(1),(2),(10),(11)式以及(25)式代入(23)和(24)式,注意到 $\beta_{M0} \cong \beta_{E0} \cong k_0 n_2, \omega_M \cong \omega_E \cong \omega$,可得

$$\frac{\partial A^{(0)}(x)}{\partial x} = -\frac{ik_0}{2\epsilon_0\sqrt{\epsilon_r}} B^{(0)}(x) \Delta \epsilon_{32}^{(0)} \exp[i((\omega_E - \omega_M)t - (\beta_{E0} - \beta_{M0})x)], \quad (26)$$

$$\frac{\partial B^{(0)}(x)}{\partial x} = -\frac{ik_0}{2\epsilon_0\sqrt{\epsilon_r}} A^{(0)}(x) \Delta \epsilon_{23}^{(0)} \exp[i((\omega_M - \omega_E)t - (\beta_{M0} - \beta_{E0})x)], \quad (27)$$

式中

$$\Delta \epsilon_{32}^{(0)} = \epsilon_0 \left\{ -if_1(M_{0x} + m_x^{(0)}) + \left[2f_{44}M_{0z} + \frac{1}{3}\Delta f(2M_{0z} + \sqrt{2}M_{0x}) \right] m_y^{(0)} \right\} = \Delta \epsilon_{23}^{(0)*}, \quad (28)$$

$$\begin{aligned} m_x^{(0)} &= \frac{4\pi^2}{\beta|K|d(\beta^2|K|^2d^2 + 4\pi^2)} P^{1/2}[(1 - e^{\beta|K|d})C_{x_2} + (e^{-\beta|K|d} - 1)D_{x_2}]e^{-iKy} \\ &= |m_x^{(0)}|e^{-iKy}, \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} m_y^{(0)} &= \frac{4\pi^2}{\beta|K|d(\beta^2|K|^2d^2 + 4\pi^2)} P^{1/2}[(1 - e^{\beta|K|d})C_{y_2} + (e^{-\beta|K|d} - 1)D_{y_2}]e^{-iKy} \\ &= |m_y^{(0)}|e^{-iKy}. \end{aligned} \quad (30)$$

(29)和(30)式可改写成如下形式:

$$m_x^{(0)} = \frac{1}{2} |m_x^{(0)}| [e^{i(\Omega t - Ky)} + e^{-i(\Omega t - Ky)}], \quad (31)$$

$$m_y^{(0)} = -\frac{i}{2} |m_y^{(0)}| [e^{i(\Omega t - Ky)} - e^{-i(\Omega t - Ky)}]. \quad (32)$$

令

$$\begin{aligned} \kappa &= \frac{k_0}{2\sqrt{\epsilon_r}} f_1 M_{0x}, \\ \kappa_1 &= \frac{k_0}{4\sqrt{\epsilon_r}} f_1 |m_x^{(0)}|, \\ \kappa_2 &= \frac{k_0}{4\sqrt{\epsilon_r}} \left[2f_{44}M_{0z} + \frac{1}{3}\Delta f(2M_{0z} + \sqrt{2}M_{0x}) \right] |m_y^{(0)}|, \end{aligned} \quad (33)$$

根据(28)和(31)–(33)式,(26)和(27)式可写为

$$\frac{dA^{\pm}(x)}{dx} = \{-\kappa \exp[i[(\omega_E - \omega_M)t - \Delta_1 x]] - (\kappa_1 \mp \kappa_2) \times \exp[i[(\omega_E - \omega_M \mp \Omega)t - \Delta_2 \cdot r]]\} B^{\pm}(x), \quad (34)$$

$$\frac{dB^{\pm}(x)}{dx} = \{\kappa \exp[-i[(\omega_E - \omega_M)t - \Delta_1 x]] + (\kappa_1 \mp \kappa_2) \times \exp[-i[(\omega_E - \omega_M \mp \Omega)t - \Delta_2 \cdot r]]\} A^{\pm}(x), \quad (35)$$

等号右端的“+”和“-”分别对应于反斯托克斯和斯托克斯相互作用,而

$$\begin{aligned} \Delta_1 &= \beta_{E0} - \beta_{M0}, \\ \Delta_2 &= \beta_{E0} - \beta_{M0} \mp \mathbf{K}. \end{aligned} \quad (36)$$

设入射波为 TM_0 波,其初始条件为

$$A^{\pm}(0) = A_0, \quad B^{\pm}(0) = 0, \quad \text{当 } x = 0, \quad (37)$$

根据(37)式,略去时间因子,可得联立方程(34)和(35)的解为

$$\begin{aligned} A^{\pm}(x) &= A_0 \exp\left(-i \frac{\kappa \Delta_1 \pm \kappa_a \Delta_{2x}}{\kappa \pm \kappa_a} x\right) \left[\cos \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\kappa \Delta_1 \pm \kappa_a \Delta_{2x}}{\kappa \pm \kappa_a}\right)^2 + 4(\kappa \pm \kappa_a)^2} x \right. \\ &\quad \left. + i \frac{\frac{\kappa \Delta_1 + \kappa_a \Delta_{2x}}{\kappa \pm \kappa_a}}{\sqrt{\left(\frac{\kappa \Delta_1 + \kappa_a \Delta_{2x}}{\kappa \pm \kappa_a}\right)^2 + 4(\kappa \pm \kappa_a)^2}} \sin \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\kappa \Delta_1 + \kappa_a \Delta_{2x}}{\kappa \pm \kappa_a}\right)^2 + 4(\kappa \pm \kappa_a)^2} x \right], \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} B^{\pm}(x) &= A_0 \frac{2(\kappa \pm \kappa_a)}{\sqrt{\left(\frac{\kappa \Delta_1 + \kappa_a \Delta_{2x}}{\kappa \pm \kappa_a}\right)^2 + 4(\kappa \pm \kappa_a)^2}} \exp\left(i \frac{\kappa \Delta_1 + \kappa_a \Delta_{2x}}{\kappa \pm \kappa_a} x\right) \\ &\quad \times \sin \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\kappa \Delta_1 + \kappa_a \Delta_{2x}}{\kappa \pm \kappa_a}\right)^2 + 4(\kappa \pm \kappa_a)^2} x, \end{aligned}$$

式中 κ_a 为

$$\kappa_a = \kappa_{1y} \mp \kappa_{2y} \cong (\kappa_1 \mp \kappa_2) \cos \Delta_{2y} y, \quad (39)$$

Δ_{2x} , Δ_{2y} 分别为 Δ_2 的 x , y 分量.

TM_0 - TE_0 模式转换(衍射)效率 $\eta^{\pm}$ 为输出端 $x = x_0$ 处 TE_0 模强度 $|B^{\pm}(x_0)|^2$ 与输入端 $x=0$ 处入射 TM_0 模强度 A_0^2 之比

$$\eta^{\pm} = \frac{4(\kappa \pm \kappa_a)^2}{\left(\frac{\kappa \Delta_1 + \kappa_a \Delta_{2x}}{\kappa \pm \kappa_a}\right)^2 + 4(\kappa \pm \kappa_a)^2} \sin^2 \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\kappa \Delta_1 + \kappa_a \Delta_{2x}}{\kappa \pm \kappa_a}\right)^2 + 4(\kappa \pm \kappa_a)^2} x_0. \quad (40)$$

相匹配条件为

$$\kappa \Delta_1 \pm (\kappa_1 \mp \kappa_2) \Delta_{2x} \cos \Delta_{2y} y = 0. \quad (41)$$

此时最大转换(衍射)效率 $\eta_{\max}^{\pm}$ 为

$$\eta_{\max}^{\pm} = 1. \quad (42)$$

3 讨 论

光与具有磁矩的物质相互作用会产生磁激发光散射,这是一种十分复杂的物理现象.磁激发光散射包括 Raman 散射、(导波)光衍射,广义地还包括各种磁光效应.这些不同的磁光现象之间相互联系,又往往相互渗透.静磁波是一种特殊的电磁波,因此它具有电磁性,可以与导波光相互作用.当相互作用在磁光物质中进行时,法拉第效应、Cotton-Mouton 效应等磁光效应又将不可避免地参与其中,从而产生和增强导波光衍射这一引人注目的物理现象.在某些特定条件下,磁光效应可以扮演十分重要的角色.本文所研究的斜向静磁场情形下静磁波与导波光的相互作用现象,即属此类复杂的物理过程.

在斜向静磁场作用下静磁波与导波光相互作用与垂直静磁场情形相比,有许多明显不同的特点:

1) 由相匹配条件可知,对应于斜向静磁场情形的静磁波波数较垂直静磁场情形的大, $K > K_{\perp}$. 随着斜向静磁场 $|\theta|$ 的增大,对应的 K 亦增大,因此导波光的衍射角亦相应地增大.

2) 根据(2), (33)和(40)式可知, $\text{TM}_0\text{-TE}_0$ 模式转换(衍射)效率 $\eta^{\pm}$ 与静磁波波矢 $\mathbf{K}$ 方向无关.

3) 在 YIG 薄膜等磁性波导中, $|\theta|$ 较小时, κ 明显大于 κ_1, κ_2 , 故 κ 的符号变化将显著改变 $\eta^{\pm}$ 的大小, κ 是 $\mathbf{M}_{0x}$ 或内静磁场 $\mathbf{H}_i$ 的奇函数,因此 $\mathbf{M}_{0x}$ 或 $\mathbf{H}_i$ 方向改变时, $\eta^{\pm}$ 的大小是不相等的,即 $\eta^{\pm}$ 具有非互易特性. 2) 和 3) 两个特性已被实验所证实^[6].

4) 斜向内静磁场 $\mathbf{H}_i$ 产生了 $\mathbf{M}_{0x}$ 分量,导致法拉第磁光效应的增强,从而提高了磁性薄膜波导中 $\text{TM}_0\text{-TE}_0$ 模式转换(衍射)效率 $\eta^{\pm}$. 仔细分析(40)式,不难看出, $\eta^{\pm}$ 随 $\mathbf{H}_i$ 的倾角 θ 而变.

当然,随 $|\theta|$ 的增大,静磁波带宽将逐步下降,但是静磁波共振角频率 $\Omega^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_1 \sin^2 \theta)$ 随 $|\theta|$ 增大而升高,因此可以通过适当提高静磁波角频率来弥补因 $|\theta|$ 增大而引起的静磁波带宽下降^[4],从而基本上不会影响磁光波导器件的使用范围.

5) YIG 磁性薄膜的比法拉第旋转 θ_F (或磁光系数 f_1) 较之 Bi:YIG 薄膜小很多. 故 YIG 磁性薄膜中 $\text{TM}_0\text{-TE}_0$ 模式转换(衍射)效率 $\eta^{\pm}$ 不可能很高,因此,人们通常用 Bi:YIG 薄膜作光波导来显著提高 $\eta^{\pm}$. 但 Bi:YIG 薄膜的光损耗和静磁波传播损耗均大于 YIG 薄膜,且随 Bi 含量递增,制约了 Bi:YIG 薄膜的实用性. 如采用斜向静磁场方法,则可望应用 YIG 薄膜或含少量 Bi 的 YIG 薄膜来制成高 $\eta^{\pm}$ 、低损耗的各种磁光波导器件.

为了进一步阐明 4) 和 5) 两个特性,现以 YIG 薄膜为例具体说明之. 对于光波长 $\lambda_0 = 1.30 \mu\text{m}$ 的导波光, $k_0 \cong 4.83 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$, YIG 的各磁光系数分别为: $f_1 = 2.44 \times 10^{-9} (\text{A/m})^{-1}$, $f_{11} - f_{12} = 8.76 \times 10^{-15} (\text{A/m})^{-2}$, $f_{44} = 5.84 \times 10^{-15} (\text{A/m})^{-2}$, $\Delta f = -2.92 \times 10^{-15} (\text{A/m})^{-2}$, 饱和磁化强度 $M_s = \frac{1750}{4\pi} \times 10^3 \text{ A/m}$, $\sqrt{\epsilon_r} \approx 2.2$, 一般静磁波

$|m_x|, |m_y| \leq \frac{10^5}{4\pi} \text{ A/m}$. 通常要求 YIG 磁光波导器件在相匹配条件下使用, 此时由 (40) 式得

$$\eta^{\pm} = \sin^2(\kappa \pm \kappa_1 \mp \kappa_2) x_0. \quad (43)$$

设输入和输出变换器之间的距离 $x_0 = 1 \text{ cm}$, 下面分两种情形讨论: (1) $\theta = 0$, 即垂直静磁场情形. 此时 $M_{0x} = 0$, 从而 $\kappa = 0$, 将上述数据代入 (33) 和 (43) 式, 可得 $\kappa_1 \leq 6.11^\circ/\text{cm}$, $\kappa_2 \leq 3.40^\circ/\text{cm}$, $\eta^+ \cong 0.22\%$ (对应于反斯托克斯相互作用), $\eta^- \cong 2.73\%$ (对应于斯托克斯相互作用). 显然, 在垂直静磁场情形下, YIG 磁光波导中的导波光衍射效率 $\eta^{\pm}$ 很低. (2) $\theta \neq 0$, 即斜向静磁场情形. 假设 $\theta = 15.88^\circ$ (反斯托克斯相互作用) 或 14.67° , 代入 (33) 式, 得 $\kappa = 87.29^\circ/\text{cm}$ 或 $\kappa = 80.49^\circ/\text{cm}$. 将 κ, κ_1 和 κ_2 等参数代入 (43) 式, 可得 $\eta^+, \eta^- \approx 100\%$. 由此可见, 静磁场适当倾斜以后, 转换 (衍射) 效率 $\eta^{\pm}$ 可以获得大幅度提高. 计及薄膜损耗以后, 上述数据将有所变化, 但是 YIG 薄膜在 $\lambda_0 = 1.30 \mu\text{m}$ 处光吸收系数很小, 其变化不会很大.

4 结 论

在斜向静磁场情况下, 磁性薄膜的法拉第磁光效应随倾斜角 θ 而增强, 从而导致由静磁波激发的导波光 $\text{TM}_0\text{-TE}_0$ 模式转换 (衍射) 效率 $\eta^{\pm}$ 显著增加. 因此, 利用倾斜静磁场方法, 可望采用 YIG 薄膜等低损耗磁性薄膜波导材料来获得很高的模式转换 (衍射) 效率 $\eta^{\pm}$, 或可降低用 Bi:YIG 薄膜等高比法拉第旋转材料做成的磁光器件的体积和损耗.

- [1] C. S. Tsai, D. Young, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **38**(1990), 560.
- [2] C. S. Tsai, *IEEE Trans. Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, **39**(1992), 529.
- [3] D. Young, C. S. Tsai, *Appl. Phys. Lett.*, **55**(1989), 2242.
- [4] Liu Gong-qiang, C. S. Tsai, *Acta Physica Sinica*, **47**(1998), 997 (in Chinese).
- [5] A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-9**(1973), 919.
- [6] O. V. Kolololtsev, Y. A. Gaidai, V. I. Zaets, *Proc. of 1995 European Integrated Optics Conference*, Delft, Netherlands, April 3-6, 1995, pp. 221-223.

THEORY OF GUIDED-WAVE MAGNETOOPTIC BRAGG DIFFRACTION IN YIG-GGG WAVEGUIDE UNDER INCLINED BIAS MAGNETIC FIELD *

LIU GONG-QIANG

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

C. S. TSAI

(*Department of Electrical and Computer Engineering, Institute for Surface and Interface Science,
University of California, Irvine, 92697 USA*)

(Received 12 May 1997)

ABSTRACT

A theoretical Treatment is presented on the propagation characteristics of magnetostatic forward volume waves and related guided-wave magnetooptic (MO) Bragg diffraction in an YIG-GGG waveguide under an inclined bias magnetic field. It is found that, in contrast to the usual situation of a perpendicular bias magnetic field, an inclined bias magnetic field leads to the modification to the phase matching condition and, as a result of increased Faraday effect etc., facilitates enhancement of MO Bragg diffraction efficiency. Such an efficiency enhancement enables utilization of low-propagation loss materials such as the pure YIG for construction of viable guided-wave MO Bragg devices. The theoretical predictions are in good agreement with the experimental results.

PACC: 7890; 7820L; 4280L; 7530D

* Project supported by the Foundation of the Office of Naval Research U.S.A.