

斜向磁化的 YIG 波导中静磁波传播特性

武保剑 刘公强

(上海交通大学应用物理系, 上海 200240)

(1999 年 6 月 10 日收到)

分析了斜向静磁场作用下磁光薄膜波导中传播的静磁正向体波特性, 计算了 YIG 薄膜波导中静磁波传播常数以及与磁光耦合系数相联系的动态磁化强度对静磁波模数、频率和斜向场等的依赖关系. 计算表明: 静磁波频率 f 及模数 m 越大、磁场 H_1 及其偏角 θ 越小, 静磁波传播常数 K , 越大; 零模静磁体波的(动态磁化强度)振幅远大于高模数的静磁体波振幅. 在适当的静磁体波频率范围内, 斜向偏置磁场可提高静磁体波的振幅, 进而可以改善静磁波与导波光的相互作用特性和提高导波光的衍射效率.

PACC: 7590; 4110H; 7530D; 4280L

1 引 言

静磁波是自旋波的长波部分, 也是一种在磁性介质波导中传播的微波电磁波. 其传播速度比光速低几个数量级, 通过改变偏置磁场控制静磁波的传播速度, 可以制成多种延迟线. 与表面声波相比, 静磁波具有许多优点, 如传播损耗小、载波频率范围大等. 静磁波还可与导波光发生作用, 导致导波光的模式转换或衍射效应. 利用这一原理可做成频谱分析器、光调制器和光偏转器等新型磁光波导器件^[1], 并可望在光通讯、光信息处理和激光雷达等领域获得广泛应用. 然而, 目前较低的模式转换和衍射效率阻碍了这类新型器件的实用化. 人们发现采用斜向偏置磁场方法, 可使这类磁光器件的 Bragg 衍射效率明显提高^[2,3]. 在适当的斜向静磁场作用下, 磁光波导中可激发和传播静磁正向体波(MSFVW)或静磁表面波^[4]. 由于用静磁体波比用静磁表面波激发导波光的 Bragg 衍射效应, 有频带宽、非线性效应小和易于增加光衍射的动态范围等优点, 所以本文只讨论斜向场作用下磁光薄膜波导中传播的静磁正向体波特性. 另外, 导波光的 Bragg 衍射效率与静磁波动态磁化强度振幅密切相关, 静磁波波矢影响导波光衍射方向^[3]. 因此, 分析磁光波导中静磁体波的传播特性, 有助于研究静磁波与导波光的相互作用, 从而进一步提高导波光衍射效率.

2 磁光薄膜中的动态磁化强度

将 GGG 衬底上外延生长的 YIG 薄膜置于自由空间, 从而组成三层介质波导结构, 如图 1 所示. 内静磁偏场 H_1 在 xoz 平面内, 偏离 z 轴 θ 角; 微带线变换器紧贴 YIG 薄膜表面, 用于激发沿 y 轴方向传播的静磁波(在 x 方向分布均匀). H_1 为外加磁场、磁晶各向

异性等效场以及退磁场的矢量和。

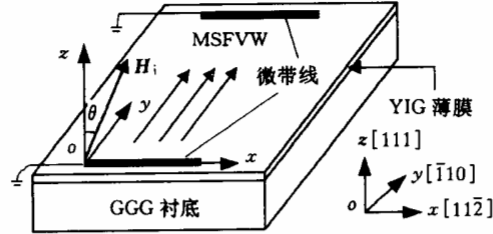


图1 置于自由空间的 YIG 薄膜波导结构

根据磁性薄膜中磁化强度矢量 M 的运动方程和边界条件,在静磁近似下(忽略麦氏方程中的推迟项)可得薄膜内静磁波的传播方程^[4].静磁体波与导波光相互作用时导波光的模式转换效率和衍射效率可用如下三个磁光耦合系数表示^[3]:

$$\kappa = \frac{k_0}{2\sqrt{\epsilon_r}} f_1 M_{0x},$$

$$\kappa_1 = \frac{k_0}{4\sqrt{\epsilon_r}} f_1 |m_x|,$$

$$\kappa_2 = \frac{k_0 M_s}{4\sqrt{\epsilon_r}} \left[2f_{44} \cos \theta + \frac{1}{3} \Delta f (2 \cos \theta + \sqrt{2} \sin \theta) \right] \cdot |m_y|,$$

其中 k_0 为入射导波光的波数, ϵ_r 为磁性薄膜的相对介电常数, f_1 , f_{44} 和 Δf 为磁光系数^[5], m_x 和 m_y 为与磁光耦合系数相联系的动态磁化强度,可由静磁波传播方程^[4]并结合光导波的模式转换理论^[6]的推导过程得到,

$$m_x = Q \cos \theta [(\omega_0 \beta \sin \theta - s\omega) T(e^{\beta |K_s| d} - 1) - (\omega_0 \beta \sin \theta + s\omega)(1 - e^{-\beta |K_s| d})] e^{-iK_s y}, \quad (1a)$$

$$m_y = iQ [(\omega_0 - s\omega \beta \sin \theta) T(e^{\beta |K_s| d} - 1) + (s\omega + \omega_0 \beta \sin \theta)(1 - e^{-\beta |K_s| d})] e^{-iK_s y}, \quad (1b)$$

式中略去了时间因子 $e^{i\omega t}$. $\omega = 2\pi f$; f 和 K_s 分别为静磁波频率和传播常数; $s = K_y / |K_s|$ = ± 1 分别对应于沿 y 轴正向和反向传播的静磁波;

$$Q = \frac{4\pi^2 s G_s \omega_m}{\beta |K_s| d (\beta^2 |K_s|^2 d^2 + 4\pi^2) (\omega_0^2 - \omega^2)},$$

$$\omega_0 = \gamma H_i,$$

$$\omega_m = \gamma M_s,$$

其中 M_s 和 γ 分别为饱和磁化强度和旋磁比,

$$G_s = \frac{\bar{J}(K_s) e^{\beta |K_s| d}}{4s\beta d(a_2 - 1)},$$

$$\bar{J}(K_s) = \int_{-\infty}^{+\infty} J(y) e^{iK_s y} dy,$$

其中 $J(y)$ 为电流分布函数; 对于静磁体波, $\beta = \sqrt{\frac{\mu_{22}}{\mu_{33}}}$ 为纯虚数, $T = \frac{\alpha_2 + 1}{\alpha_1 - 1}$,

$$\alpha_1 = \mu_{33}\beta - s\mu_{23},$$

$$\alpha_2 = \mu_{33}\beta + s\mu_{23},$$

$$\mu_{22} = 1 + \frac{\omega_0\omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2},$$

$$\mu_{23} = \frac{\omega\omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \sin \theta,$$

$$\mu_{33} = 1 + \frac{\omega_0\omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \sin^2 \theta;$$

传播常数 K_s 满足

$$|K_s| = \frac{1}{|\beta|d} \left[m\pi + \arctan \frac{2\mu_{33}|\beta|}{\mu_{33}^2|\beta|^2 + \mu_{23}^2 - 1} \right], \quad (2)$$

式中 m 为模数, d 为磁性薄膜厚度. 显然, κ_1 和 κ_2 分别与动态磁化强度 m_x 和 m_y 的振幅成正比.

3 计算及讨论

由(2)式知, 静磁体波的传播常数是斜向场偏角 θ 的偶函数且与静磁体波传播方向、电流分布等无关, 因此在分析传播常数 K_s 的变化时只需讨论 $\theta \geq 0$ 情形即可. 图 2 给出了不同频率和斜向场时 YIG 薄膜波导中零模 ($m=0$) 静磁体波的传播常数, YIG 薄膜厚度 $d = 6.8 \mu\text{m}$, 饱和磁化强度 $M_s = \frac{1750}{4\pi} \text{ kA/m}$. 计算表明, 薄膜波导中要传播一定频率的零模静磁体波, 斜向偏置磁场必须处于适当的范围内, 既要满足静磁体波的带宽条件^[4] $\omega_0(\omega_0 + \omega_m \sin^2 \theta) < \omega^2 < \omega_0(\omega_0 + \omega_m)$, 又要保证 K_s 存在. 例如, YIG 波导中要传播 $f = 2.5 \text{ GHz}$ 的零模静磁体波, 当磁场 $H_i = 44 \text{ kA/m}$ 时其偏角应大于 4° (见图 2). 由图 2 与(2)式知, 在静磁体波范围内, 当静磁体波频率 f 及模数 m 越大、磁场 H_i 及其偏角 θ 越小时, 静磁体波传播常数 K_s 越大.

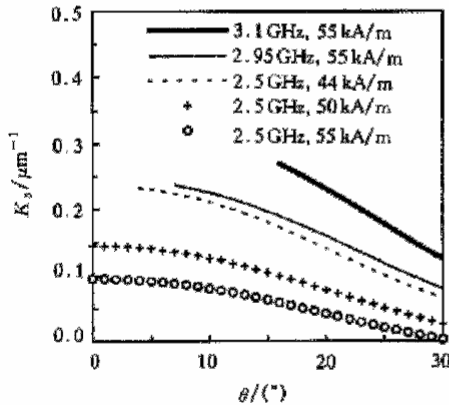


图 2 零模静磁体波的传播常数曲线

根据(1)式计算可知, $|\theta| < 90^\circ$ 时, 正向传播 ($s=1$) 的静磁体波与反向传播 ($s=-1$) 的静磁体波具有相反的相位. 本文具体计算了 $f = 2.5 \text{ GHz}$, $H_i = 55 \text{ kA/m}$ 时 YIG 薄膜波导中沿 y 轴正向传播 ($s=1$) 的静磁体波动态磁化强度振幅, 如图 3 所示. 计算中, 微带线宽度 $w = 20 \mu\text{m}$, 线电流密度振幅 $J_0 = 2.66 \text{ mA}/\mu\text{m}$, $d = 6.8 \mu\text{m}$. 由计算可知, $m = 2$ 时, $|m_x|$

$\approx |m_y|$, 此时的 $|m_x|$ 在曲线图中没有画出; $m = 4$ 时, $|m_x|, |m_y| < 12 \text{ A/m}$. 由图 3 可看出, $m \neq 0$ 时的 $|m_x|$ 和 $|m_y|$ 远小于 $m = 0$ 时的 $|m_x|$ 和 $|m_y|$, 因此, 在讨论静磁体波与导波光相互作用时应主要考虑零模静磁波对导波光模式转换或衍射效率的影响. 由 $m = 0$ 时的 $|m_x|$ 和 $|m_y|$ 曲线可知, 静磁波对磁场偏角 θ 是非互易的, 从而也导致了静磁波与导波光相互作用时导波光衍射效率的非互易性^[2]. 与垂直磁化时相比, 适当倾斜静磁场可使静磁体波振幅提高, 这是斜向场能够使导波光衍射效率明显增加的一个重要因素, 这一点在掺 Bi 的 YIG 波导中体现得更明显^[3].

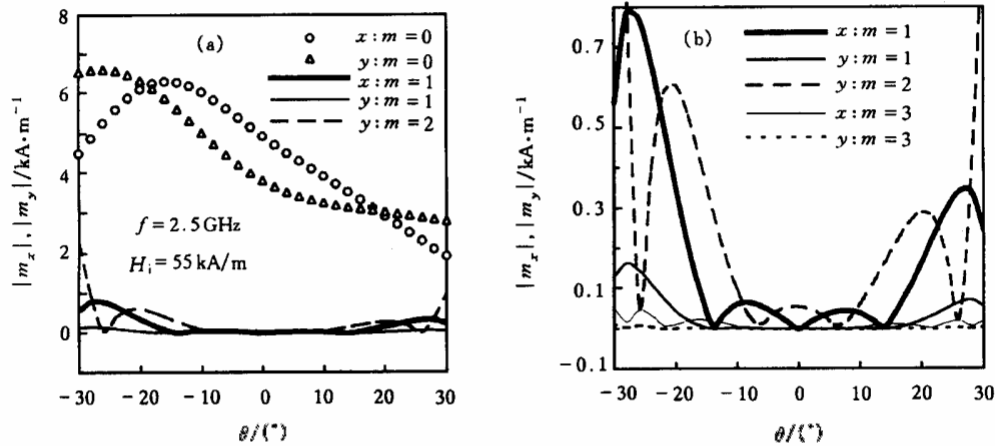


图 3 不同模数情况下 m_x 和 m_y 的振幅曲线(图例中的 x, y 表示相应分量)

由(1)式可知, 同时改变 s 和 θ 的符号, 静磁波动态磁化强度的振幅保持不变. 因此, $s = -1$ 与 $s = 1$ 两种情形下的静磁波动态磁化强度振幅曲线以 $\theta = 0^\circ$ 为轴相互对称.

最后应该指出, 静磁体波振幅除与静磁波模数、斜向偏场以及电流分布等有关外, 还与静磁波频率密切相关. 在适当的静磁体波频率范围内, 采用斜向偏置磁场可提高静磁体波的振幅, 进而在静磁波与导波光相互作用情形下可以提高导波光的衍射效率.

4 结 论

静磁体波的传播常数不但与静磁波模数和频率有关(色散关系), 还与静磁偏场的大小和倾斜角有关. 薄膜波导中要传播确定频率的零模静磁体波, 斜向偏置磁场必须处于适当的范围内. 在一定的静磁体波频率范围内, 适当的斜向偏置磁场可使静磁体波振幅增加, 从而可改善这类基于静磁体的磁光波导器件的衍射特性.

[1] C. S. Tsai, D. Young, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **38**(1990), 560.
 [2] O. V. Kolokolitsev, Y. A. Gaidai, V. I. Zaets, Proc. of 1995 European Integrated Optics Conference(Delft, Netherlands, 1995), pp. 221—223.
 [3] B. J. Wu, G. Q. Liu, *Chinese Physics Letters*, **16**(1999), 288.

- [4] 武保剑、刘公强, 第六届全国磁学理论讨论会暨全国青年磁学理论讨论会论文集(济南, 1998), 第 49—52 页 [B. J. Wu, G. Q. Liu, Proc. of the Sixth National Conference & National Youth Conference on Magnetism Theory (Jinan, China, 1998), pp. 49—52 (in Chinese)].
- [5] M. Torfeh, L. Courtois, L. Smoczynski *et al.*, *Physica*, **89B**(1977), 255.
- [6] 刘公强、C. S. Tsai, 物理学报, **47**(1998), 1213 [G. Q. Liu, C. S. Tsai, *Acta Physica Sinica*, **47**(1998), 1213 (in Chinese)].

PROPERTIES OF MAGNETOSTATIC WAVE PROPAGATING IN YIG WAVEGUIDE UNDER INCLINED MAGNETIZATION

WU BAO-JIAN LIU GONG-QIANG

(Department of Applied Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240)

(Received 10 June 1999)

ABSTRACT

The characteristics of magnetostatic forward volume waves (MSFVWs) propagating in magneto-optical (MO) film waveguide under inclined bias magnetic field are analyzed. The dependences of MSFVW propagation constant and dynamic magnetization related to the MO coupling coefficients on mode number, frequency and inclined bias magnetic field are calculated in detail. It is shown that the greater the MSFVW frequency f and the mode number m as well as the less bias magnetic field H_i and inclination θ , the greater MSFVW propagation constant K_s is; the amplitude of zero-mode MSFVWs is much greater than that of high-mode MSFVWs. In an appropriate frequency range, MSFVW amplitude can be increased under an inclined bias magnetic field, and then the diffraction efficiency of guided optical waves with MSFVWs is improved.

PACC: 7590; 4110H; 7530D; 4280L