

旋磁晶体界面上的非线性 TM 表面波*

王 奇 吴 中 王利强

(上海大学物理系, 上海 200436)

(1998 年 5 月 8 日收到; 1999 年 6 月 25 日收到修改稿)

研究微波激发下非线性反铁磁晶体与线性铁磁晶体交界面上 TM (Transverse Magnetic) 波的非线性行为. 理论分析表明, 非线性 TM 表面波存在频率通带和禁带, 通过调节导波功率可以实现通带和禁带之间的转换. 揭示了该导波系统可以激发后向表面波, 其群速度与相速度反向. 前向表面波和后向表面波的通带宽度一般可达到 10GHz 左右.

PACC: 7540G; 7550E; 4110H

1 引 言

近年来, 人们对介质波导中导波系统的非线性传播特性进行了深入的研究, 例如传播稳定性^[1, 2]、传输和色散特性^[3-5]等. 这些研究揭示了导波系统在界面上或薄膜内许多令人感兴趣的特点和应用前景^[6-9]. 虽然电介质中非线性的光波特性的研究已取得了重要进展, 但是有关旋磁材料中的非线性电磁波特性的研究文章还不是很多^[10-21]. 最近, Patton 研究小组对 YIG (yttrium iron garnet) 薄膜中的前向体波和后向体波孤子进行了研究. 研究表明, 在低传输损耗波带内, 所有频率的前向静磁体波都可以演化成孤子^[14]. 增大入射功率产生多峰结构^[15]. Boyle 等人利用 Lighthill 判据分析了 YIG 薄膜中空间静磁孤子生成传播的可能性, 理论结果很好地解释了实验现象.

本文研究反铁磁晶体与线性铁磁晶体交界面上 TM (Transverse Magnetic) 磁波的非线性传播行为. 反铁磁晶体 (如 FeF₂, MnF₂) 有效交换场约为 4×10^6 A/m, 大大超过其各向异性场 (约 8×10^5 A/m), 其共振频率位于红外区. 沿传播方向对铁磁晶体施加一静态饱和和偏置磁场, 使晶体内部的自旋取向一致, 使得自旋进动规律由统一的 Landau-Lifshitz 方程描述. 铁磁晶体的共振频率位于微波区. 几年前就有文章指出^[22] 这两种材料不同的电磁波频率响应会产生丰富的传播现象. 当电磁波在此界面上传播

时, 其传播和色散特性强烈地依赖于导波频率.

最近我们研究了反铁磁晶体与电介质组成的界面上的空间磁孤子的传播特性^[12], 其显著特点是存在频率通带和禁带, 且可以通过调节功率来实现通带和禁带之间的转换. 本文采用文献^[12]的处理方法来研究反铁磁晶体与铁磁晶体界面上 TM 表面波的非线性行为. 研究发现, 在微波频率区域, 电磁表面波表现出其独特的频率特性, 具有频率禁带和通带, 带宽是导波功率的函数. 揭示了在 $\epsilon_1 < \epsilon_2$ 情况下系统能激发后向表面波, 其群速度与相速度反向. 前向表面波与后向表面波的频率通带不重合.

2 基本关系

界面波导系统如图 1 所示. 电磁波沿 z 向传播, $x > 0$ 区域为半无限大的非线性反铁磁材料, 其介电常数和非线性磁导率分别为 ϵ_1 和 μ^{NL} ; $x < 0$ 区域是线性铁磁晶体, 其介电常数和磁导率分别为 ϵ_2 和 μ_2 . 沿 z 向给铁磁晶体外加一饱和和静态偏置磁场 H_0 . 两晶体易磁化轴皆沿 z 方向. μ^{NL} 是磁场强度的函数, 为一对角张量. 本文中非线性 TM 磁波所对应的张量为 $\mu^{NL}(\omega) = \mu_{yy}(\omega) = \mu^L(\omega) + \chi_{NL}(\omega) |h|^2$.

界面上 TM 波的电场和磁场分量具有下述形式:

$$E = (e_x \partial_y e_z) e^{+(skz - \omega t)}, \quad (1)$$

$$H = (0, h_y, \partial_x) e^{+(skz - \omega t)}, \quad (2)$$

* 国家自然科学基金 (批准号 69477020) 资助的课题.

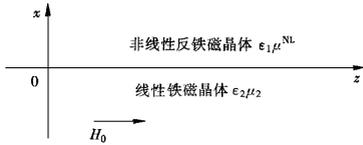


图1 单界面导波系统结构图(非线性 TM 表面波沿 z 方向传播)

式中 $s = \pm 1$, 分别代表电磁波沿 $+z$ 和 $-z$ 方向传播.

在反铁磁介质中, h_y 满足非线性波动方程^[12], 其解为

$$h_{y1} = \frac{k_1}{k_0} \sqrt{\frac{2}{\chi_{NL}\epsilon_1}} \operatorname{sech}[k_1(x - x_0)], \quad (3)$$

式中 x_0 为磁场峰值位置. $k_1^2 = k^2 - k_0^2\epsilon_0\mu^L(\omega)$, $\mu^L = 1 + \chi(\omega) = 1 + \frac{2\omega_{m1}\omega_A}{\omega_c^2 - \omega^2}$, $\omega_a = \gamma\mu_0 H_a$, $\omega_c = \sqrt{\omega_a^2 + 2\omega_a\omega_e}$, $\omega_e = \gamma\mu_0 H_e$ 以及 $\omega_{m1} = \gamma\mu_0 M_{10}$. 其中 H_a , H_e 以及 M_{10} 分别为各向异性场、交换场和反铁磁晶体的饱和磁化强度.

在线性铁磁介质中, 磁场 h_{y2} 具有如下形式:

$$h_{y2} = h_2 e^{k_2 x}, \quad (4)$$

式中 h_2 为 h_{y2} 在界面 $x = 0$ 处的磁场振幅. $k_2^2 = k^2 - k_0^2\epsilon_2\mu_2$, $\mu_2 = 1 + \frac{\omega_{m2}\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2}$, $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_0$, $\omega_{m2} = \gamma\mu_0 M_{20}$. 其中 H_0 , M_{20} 分别表示静态偏置场和材料的饱和磁化强度. 利用电磁场 \mathbf{H} 和 \mathbf{D} 满足的边界条件可得 h_2 的两种表达式

$$h_2 = \frac{k_1}{k_0} \sqrt{\frac{2}{\chi_{NL}\epsilon_1}} \operatorname{sech}(k_1 x_0), \quad (5)$$

$$h_2 = \frac{k_1^2}{k_0 k_2 \epsilon_1 \epsilon_2} \sqrt{\frac{2}{\chi_{NL}\epsilon_1}} \operatorname{sinh}(k_1 x_0) \operatorname{sech}^2(k_1 x_0). \quad (6)$$

此两式联立得到色散方程

$$k^2 = \frac{k_0^2 \epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1^2 - \epsilon_2^2} \left[\epsilon_1 \mu_2(\omega) - \epsilon_2 \mu^L(\omega) - \frac{1}{2} \epsilon_2 \chi_{NL} h_2^2 \right]. \quad (7)$$

反铁磁介质的共振频率 ω_c 位于红外区域而铁磁材料的共振频率 ω_0 位于微波区域. 红外电磁波入射时, 由于 $\omega \gg \omega_0$, ω_{m2} , $\mu_2 = 1 + \frac{\omega_{m2}\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \approx 1$, 故铁磁晶体的折射率不是频率的敏感函数, 铁磁晶体

等价于电介质, 这种情形我们已经在文献 [12] 中作过细致地研究; 当微波电磁波入射时, μ_2 对频率的变化较为敏感, 由于 $\omega_c^2 \gg \omega^2$, $\mu^L = 1 + \frac{2\omega_{m1}\omega_a}{\omega_c^2 - \omega^2} \approx 1 + \frac{2\omega_{m1}\omega_a}{\omega_c^2}$, 故 μ^{NL} 的线性部分 μ^L 近似为常数. 假设满

足不等式 $\left| \frac{\partial \chi_{NL}}{\partial \omega} \right| \ll \frac{\partial \mu^L}{\partial \omega}$, 则 $\chi_{NL}(\omega)$ 可看作为一常数. 这样非线性磁导率 μ^{NL} 就与频率无关. 本文研究微波频率入射下的导波特性, 即有 μ^L 为常数, μ^{NL} 与频率无关, μ_2 是频率的函数.

表面波要求 $k_1 > 0$ 以及 $k_2 > 0$, 即

$$k^2 > k_0^2 \epsilon_1 \mu^L, \quad (8)$$

$$k^2 > k_0^2 \epsilon_2 \mu_2(\omega), \quad (9)$$

即 k 存在一个最小值.

沿 z 方向的传输功率可由 Poynting 矢量沿 x 方向积分得到

$$P = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\mathbf{E} \times \mathbf{H})_z dx = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} e_x h_y dx \equiv P^L + P^{NL}, \quad (10)$$

其中 P^L 和 P^{NL} 分别为铁磁和反铁磁晶体内的传输功率, 具体是

$$P^L = \frac{kk_1^2}{2\epsilon_0\epsilon_1\epsilon_2\omega\chi_{NL}k_0^2k_2} \left[1 - \left(\frac{k_2\epsilon_1}{k_1\epsilon_2} \right)^2 \right], \quad (11)$$

$$P^{NL} = \frac{kk_1}{\epsilon_0\epsilon_1^2\omega\chi_{NL}k_0^2} \left(1 + \frac{k_2\epsilon_1}{k_1\epsilon_2} \right), \quad (12)$$

其中 P 是 $\chi_{NL}h_2^2$ 的函数, 且在一定范围内呈线性关系.

下面讨论 TM 波各场分量之间的关系. 由 Maxwell 方程可知磁场分量 h_y 满足

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} h_y = k^2 h_y - k_0^2 \epsilon_1 \mu^{NL} h_y. \quad (13)$$

对 (13) 式两边同乘以 $2 \frac{\partial}{\partial x} h_y$ 积分得

$$\frac{1}{k_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial x} h_y \right)^2 - (n_c^2 - \epsilon_1 \mu^L) h_y^2 + \frac{1}{2} \epsilon_1 \chi_{NL} h_y^4 = c, \quad (14)$$

式中 c 是积分常数. 考虑到当 $x \rightarrow \infty$ 时 $\frac{\partial}{\partial x} h_y \rightarrow 0$, 以及 $h_y \rightarrow 0$, 因此 $c = 0$. 由 Maxwell 方程组易得 e_z 与 h_y , e_x 与 e_z 之间的关系

$$c^2 \epsilon_0^2 \epsilon_1^2 e_z^2 - (n_c^2 - \epsilon_1 \mu^L) h_y^2 + \frac{1}{2} \epsilon_1 \chi_{NL} h_y^4 = 0, \quad (15)$$

$$c^2 e_z^2 - (n_e^2 - \epsilon_1 \mu^L) \omega e_x^2 + \frac{1}{2} \epsilon_0^2 \epsilon_1^3 \omega^4 \chi_{NL} e_x^4 = 0. \quad (16)$$

图 2 给出了它们的关系曲线. 从图中可知, 随着 e_x 变化范围的增加, e_z 和 h_y 的变换范围不断增大.

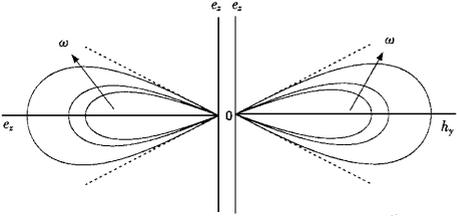


图 2 非线性 TM 表面波各场分量之间的关系曲线

3 频率特性

不难发现, 色散方程 (7) 决定了反铁磁晶体和铁磁晶体界面上非线性 TM 电磁波独特的频率特性.

3.1 $\epsilon_1 < \epsilon_2$ 的情况

由方程 (7) (8) 和 (9) 式可得非线性 TM 表面波的传播条件

$$\mu \chi(\omega) < \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right), \quad (17)$$

上式表明, 随着 $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2$ (功率) 的变化, 导波的频率范围随之变化.

$$1) \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 < \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \mu^L$$

即小功率情况. 由于 ω 需大于 ω_0 , 由方程 (17) 可得

$$\frac{\omega_{m2} \omega_0}{\omega^2 - \omega_0^2} > 1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right), \quad (18)$$

从中得导波频率范围满足下列不等式:

$$\omega_0 < \omega < \sqrt{\omega_0^2 + \frac{\omega_{m2} \omega_0}{1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right)}} \equiv \omega'. \quad (19)$$

很明显, 在这种情况下 (即 $\epsilon_1 < \epsilon_2$, $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 < \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \mu^L$), 非线性 TM 导波具有频率通带, 通带的上限频率 ω' 与传播功率有关. ω^2 的带宽为

$$(\Delta \omega^2)_p = \frac{\omega_{m2} \omega_0}{1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right)}. \quad (20)$$

方程 (20) 表明, 随着功率 $\left(\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right)$ 的增加, 通带增宽. 理论上当 $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2$ 接近 $\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \mu^L$ 时, 通带宽度最大; 当 $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \rightarrow 0$ 时, 带宽最窄. 应该指出: (19) 和 (20) 式并不表明 z 向表面波实际的通带宽度. 后面将从分析函数关系入手加以说明. 由于存在前向和后向两种表面波 (19) 式给出的宽度是前向和后向表面波频率宽度的近似和. 具体将在第 4 部分讨论.

$$2) \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 > \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \mu^L$$

这时, 由 (17) 式可知导波存在两个频率通带

$$\omega > \omega_0 \quad (21a)$$

$$\text{和 } \omega < \sqrt{\omega_0^2 - \frac{\omega_{m2} \omega_0}{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right) - 1}} \equiv \omega''. \quad (21b)$$

对应的 $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2$ 在如下范围内取值:

$$\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \mu^L < \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 < \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \left(1 + \frac{\omega_{m2}}{\omega_0} \right) - \mu^L. \quad (22)$$

(21a) 和 (21b) 式分别是表面磁波的高频通带和低频通带. 低频通带的上限 ω'' 是传播功率的函数. 两通带之间存在一频率禁带, ω^2 的禁带宽度是

$$(\Delta \omega^2)_s = \frac{\omega_{m2} \omega_0}{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right) - 1}. \quad (23)$$

显然, $\chi_{NL} h_2^2$ 的增加导致 ω'' 增大, 禁带变窄, 以致最终消失. 同样应该指出, 由于存在前向和后向两种磁波 (21) 和 (23) 式给出的通带并不是严格的通带和禁带范围, 第 4 部分将对其作出修正.

3.2 $\epsilon_1 > \epsilon_2$ 情况

联立方程 (7) (8) 和 (9) 式, 得到 $\epsilon_1 > \epsilon_2$ 情况下非线性 TM 表面波存在的传播条件

$$\mu \chi(\omega) > \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right). \quad (24)$$

由于 $\mu^L > 1$, $\epsilon_1 / \epsilon_2 > 1$, 故 μ_2 大于 1, 即 $\omega < \omega_0$. (24) 式给出下列频率通带

$$\omega''' \equiv \sqrt{\omega_0^2 - \frac{\omega_{m2} \omega_0}{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right) - 1}} < \omega < \omega_0, \quad (25)$$

ω^2 的宽度为

$$(\Delta\omega^2)_p = \frac{\omega_{m2}\omega_0}{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\left(\mu^L + \frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2\right) - 1} \quad (26)$$

对这里 $\epsilon_1 > \epsilon_2$ 情况, 色散关系表明不存在后向表面波, 故(25)式表示真正的前向表面波频率通带. 通带

下限 ω'' 是功率的函数. ω'' 随 $\frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2$ 的变化趋势由图 3 所示. $\frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2$ 的增加导致通带变窄, 直至消

失. 因此增加传播功率 ($\frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2$) 值, 当 $\frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2$ 接近或超过 $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \frac{\omega_{m2}\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} + \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} - \mu^L\right)$ 时, 一个原本处于

通带中的频率为 ω 的导波截止. 当 $\chi_{NL}h_2^2 \rightarrow 0$ 时, $(\Delta\omega^2)_p \rightarrow \omega_{m2}\omega_0 \left/ \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \mu^L - 1 \right) \right.$.

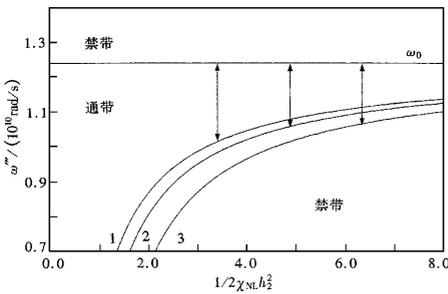


图 3 ω'' 随 $\frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2$ 的变化曲线 ϵ_1/ϵ_2 的取值分别为: 曲线 1 为 2.0, 曲线 2 为 1.8, 曲线 3 为 1.5

4 前向表面波与后向表面波

图 4 给出了 3.1 的 1) 情况下的色散和群速度曲线. 曲线表明, 波数 k 在 $\omega = \Omega(\chi_{NL}h_2^2)$ 处具有最小值. $\omega = \Omega(\chi_{NL}h_2^2)$ 将通带分为两部分, 分别对应后向表面波 ($\frac{d\omega}{dk} < 0$) 的通带 $\omega_0 < \omega < \Omega$ 和前向表面波 ($\frac{d\omega}{dk} > 0$) 的通带 $\Omega < \omega < \omega'$.

图 5 给出了 3.1 的 2) 情况下 $\omega > \omega_0$ 时的色散曲线. 其中 ω_0 为高频通带的下限频率. 曲线表明, 存在一个频率 $\Omega'(\chi_{NL}h_2^2)$, 使得波数 k 最小. $\Omega'(\chi_{NL}h_2^2)$ 将高频通带分为两部分: $\omega_0 < \omega < \Omega'$ 范围既是前向表面波的禁带又是后向表面波的通带; $\omega > \Omega'$ 范围既是前向表面波的通带又是后向表面波

的禁带.

为了确切表述导波的频率特性, 令 $\frac{dk}{d\omega} = 0$, 可得 $\Omega(\chi_{NL}h_2^2)$ 满足的方程

$$\Omega^4 - 2\omega_0^2\Omega^2 + \omega_0^4 = \frac{\omega_{m2}\omega_0^3}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\left(\mu^L + \frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2\right) - 1} \quad (27)$$

其解为

$$\Omega^2 = \omega_0^2 + \sqrt{\frac{\omega_{m2}\omega_0^3}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\left(\mu^L + \frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2\right) - 1}} \quad (28)$$

此处不考虑 $\omega < \omega_0$ 情况下的解. $\Omega(\chi_{NL}h_2^2)$ 具有与 (28) 式相同的形式. 因此前述的频率的通带和禁带应该作如下修正.

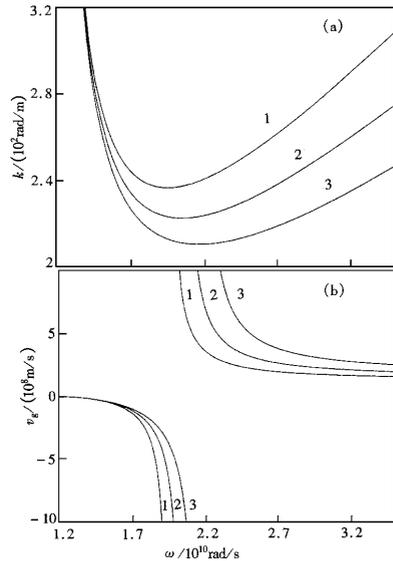


图 4 $\epsilon_1 < \epsilon_2$ 和 $\frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2 < \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \mu^L$ 情况下 (a) 色散曲线, $\frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2$ 值分别为: 曲线 1 为 0.40, 曲线 2 为 0.20, 曲线 3 为 0.05. (b) 群速度 V_g 随 ω 的变换曲线. $\frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2$ 取值与 (a) 相同

4.1 $\epsilon_1 < \epsilon_2$ 且 $\frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2 < \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \mu^L$ 情况

对前向表面波

$$\sqrt{\omega_0^2 + \omega_0 \sqrt{\frac{\omega_{m2}\omega_0^3}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\left(\mu^L + \frac{1}{2}\chi_{NL}h_2^2\right) - 1}}}$$

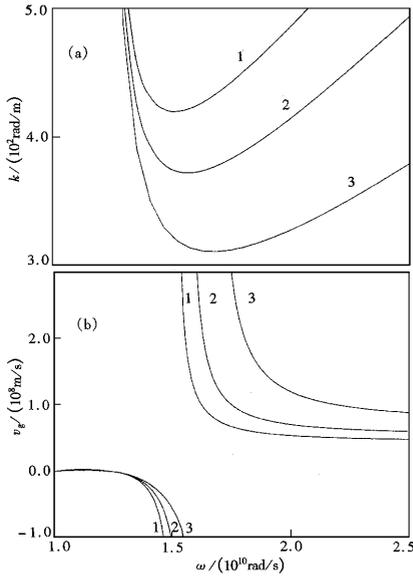


图 5 $\epsilon_1 < \epsilon_2$ 和 $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 > \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \mu^L$ 情况下 (a) 高频通带内导波的色散曲线, $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2$ 值分别为: 曲线 1 为 6.0, 曲线 2 为 4.0, 曲线 3 为 2.0. (b) 高频通带内导波的群速度 V_g 随 ω 的变化曲线. $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2$ 取值与 (a) 相同

$$\omega < \sqrt{\omega_0^2 + \frac{\omega_{m2}\omega_0}{1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right)}} \quad (29)$$

对后向表面波

$$\omega_0 < \omega < \sqrt{\omega_0^2 + \omega_0 \sqrt{\frac{\omega_{m2}\omega_0}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right) - 1}}} \quad (30)$$

频率带宽曲线由图 6 给出. 后向波的通带要比前向波的通带宽度窄得多. 前向波通带的上限与下限都是功率的函数, 且上限易受功率的影响. 若反铁磁材料、铁磁材料分别为 FeF_2 和 YIG 晶体, 取 $\epsilon_2/\epsilon_1 = 1.8$, $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 = 0.5$, 则前向波与后向波的通带宽度分别可达到 18.9GHz 和 15.3GHz. 对于原本处于禁带内频率为 ω 的前向表面波, 通过调节入射功率使 $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2$ 达到或超过临界值 $\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{\omega_{m2}\omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} + \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \mu^L \right)$ 时, 禁带收缩, 使频率 ω 移入通带内, 原

截止的波得以导通. 另外, 若给定 $\chi_{NL} h_2^2$ 值, 则 ϵ_1 与 ϵ_2 越接近, 通带宽度越宽.

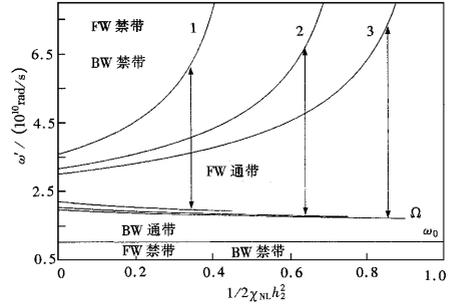


图 6 $\epsilon_1 < \epsilon_2$ 和 $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 < \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \mu^L$ 情况下, 前向表面波与后向表面波的带宽 ϵ_2/ϵ_1 取值分别为: 曲线 1 为 1.50, 曲线 2 为 1.80, 曲线 3 为 2.00

4.2 $\epsilon_1 < \epsilon_2$ 且 $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 > \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \mu^L$ 的情况

对前向表面波

$$\omega < \sqrt{\omega_0^2 - \frac{\omega_{m2}\omega_0}{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right) - 1}} \quad (31)$$

或

$$\omega > \sqrt{\omega_0^2 + \omega_0 \sqrt{\frac{\omega_{m2}\omega_0}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right) - 1}}} \quad (32)$$

对后向表面波

$$\omega_0 < \omega < \sqrt{\omega_0^2 + \omega_0 \sqrt{\frac{\omega_{m2}\omega_0}{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \left(\mu^L + \frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 \right) - 1}}} \quad (33)$$

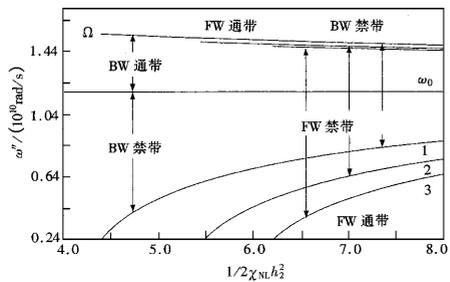


图 7 $\epsilon_1 < \epsilon_2$ 和 $\frac{1}{2} \chi_{NL} h_2^2 > \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} - \mu^L$ 情况下, 前向表面波与后向表面波的带宽 ϵ_2/ϵ_1 取值与图 6 相同

图 7 给出了前向波与后向表面波的通带和禁带曲线图. 后向表面波的带宽随功率的变化较小. 对于 FeF_2 与 YIG 构成的导波系统, 当 $\frac{1}{2}\chi_{\text{NL}}h_2^2 = 7.0$ 时, 前向波和后向波的禁带宽度分别达到 $(\Delta\omega)_{\text{FWS}} = 18.9\text{GHz}$ 和 $(\Delta\omega)_{\text{BWP}} = 22.0\text{GHz}$.

5 结 语

本文通过对反铁磁和铁磁晶体组成的单界面上非线性 TM 表面波传播特性的研究, 发现界面的传输响应特性与入射频率有关. 当红外波入射时, 铁磁晶体可近似为普通电介质, 该导波系统中的 TM 波的非线性行为已由文献 [12] 所揭示. 本文研究微波入射下 TM 波的非线性特性, 铁磁材料对微波入射频率较为敏感. 考虑到微波频率远离反铁磁晶体的共振频率, 故有 $\left|\frac{\partial\chi_{\text{NL}}}{\partial\omega}\right| \ll \frac{\partial\mu^{\text{L}}}{\partial\omega}$, 非线性磁化系数 $\chi_{\text{NL}}(\omega)$ 可近似为一常数, 这时反铁磁晶体的非线性磁化响应与频率无关.

本文界面导波系统不激发线性 TM 表面波, 但是支持非线性 TM 表面波的传播, 且具有频率通带与禁带. 调节入射功率可使频率在通带和禁带之间转换. 在 $\epsilon_1 < \epsilon_2$ 的情况下, 入射功率超过阈值功率后可能激发前向或后向表面波, 这具体取决于激发波的频率. 前向和后向表面波具有不相邻不重合的频率通带. 后者的通带宽度一般比前者略窄.

[1] A. Aceves, J. V. Moloney, A. C. Newell, *Phys. Rev.*, **A39** (1989) 1809.

- [2] H. T. Tran, Adrian Ankiewicz, *IEEE J. Quantum Electronics*, **28**(2) (1992) 488.
- [3] A. Aceves, P. Varatharajah, A. C. Newell, E. M. Wright, G. I. Stegeman, D. R. Heatey, *J. Opt. Soc. Am.*, **B7**(1990) 963.
- [4] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic, Boston, 1989).
- [5] H. A. Haus, *IEEE Spectrum*, **30**(1993) 48.
- [6] A. D. Boardman, T. Twardowski, E. M. Wright, *Opt. Commun.*, **74**(1990) 347.
- [7] A. D. Boardman, S. A. Nikitov, N. A. Waby, *Phys. Rev.*, **B14**, (1993) 13602.
- [8] P. Varatharajah, A. C. Newell, J. V. Moloney, A. Aceves, *Phys. Rev.*, **A42**(1990) 1767.
- [9] Zhigang Chen, Matthew Mitchell, Mordechai Segev, *Opt. Letts.*, **21**(10) (1996) 716.
- [10] Qi Wang, Jie-long Shi, Jia-shan Bao, *J. Appl. Phys.*, **77**(11) (1995) 5831.
- [11] A. D. Boardman, Qi Wang, S. A. Nikitov *et al.*, *IEEE Trans. Magn.*, **31**(1) (1994) 14.
- [12] Qi Wang, Ikuo Awai, *J. Appl. Phys.*, **83**(1) (1998) 382.
- [13] Qi Wang, Chun-fang Li, Jia-shan Bao, Ikuo Awai, A. D. Boardman *Jpn. J. Appl. Phys.*, **36**(11) (1997) 22.
- [14] Mincho A. Tsankov, Ming Chen, Carl E. Potton, *J. Appl. Phys.*, **76**(7) (1994) 4274.
- [15] Ming Chen, Mincho A. Tsankov, Jon M. Nash, Carl E. Potton, *Phys. Rev.*, **B49**(18) (1994) 12773.
- [16] J. W. Boyle, S. A. Nikitov, A. D. Boardman, J. G. Booth, K. Booth, *Phys. Rev.*, **B53**(18) (1996) 12173.
- [17] B. A. Kalinikos, N. G. Kovshikov, A. N. Slavin, *J. Appl. Phys.*, **69**(1991) 5712.
- [18] A. D. Boardman, S. A. Nikitov, N. Xie, H. Mehta, *J. Magn. Mater.*, **145**(1995) 357.
- [19] A. D. Boardman, S. A. Nikitov, Q. Wang, *IEEE Trans. Magn.*, **30**(1994) 1.
- [20] N. S. Almeida, D. L. Mills, *Phys. Rev.*, **B36**(1987) 2015.
- [21] S. Vukovich, S. N. Gavrilin, S. A. Nikitov, *Sov. Phys. JETP*, **71**(5) (1991) 964.
- [22] D. L. Mills, E. Burstein, *Rep. Prog. Phys.*, **37**(1994) 817.

NONLINEAR TM WAVES ON INTERFACE OF GYROMAGNETS

WANG QI WU ZHONG WANG LI-QIANG

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200436)

(Received 8 May 1998; revised manuscript received 25 June 1999)

ABSTRACT

The nonlinear behavior of transverse magnetic (TM) waves on the interface between an antiferromagnet and a ferromagnet is studied. The theoretical results show that for TM waves there exist frequency passbands and stopbands which can be switched into each other by varying the power. It is indicated that this surface waveguide may support backward surface waves, which have opposite group velocities to their phase velocities. The passbands width of forward and backward surface waves are about 10 GHz.

PACC: 7540G; 7550E; 4110H