

# 线性和非线性静磁表面波能流的 受控偏转特性\*

王奇 A. D. Boardman\*\* 鲍家善 蔡英时

(上海科学技术大学物理系, 上海, 201800)

(\*\*Department of physics, Salford University Salford M54WT, UK)

**摘要** 针对波矢  $\vec{k}$  与外偏置磁场  $\vec{H}_0$  成任意角度的静磁表面波提出了传播截止角的概念, 给出了依赖于强度的非线性色散方程, 研究揭示了线性和非线性静磁表面波能流方向受  $\vec{H}_0$  方向控制在  $0\sim 90^\circ$  范围内可调的特性.

**关键词** 铁磁膜波导, 静磁表面波

## 引言

近年来, 由于优质低耗和较大面积的 YIG 铁磁膜的制作成功, 使得有关铁磁膜波导中静磁波和光波传播特性的研究再度成为热点<sup>[1~3]</sup>.

按外偏置场  $\vec{H}_0$  相对于膜层的取向, 静磁波分为三大类: 表面波, 后向体波和前向体波. 前两类波的激发要求  $\vec{H}_0$  平行于膜层表面. 在一定的范围内波矢  $\vec{k}$  与  $\vec{H}_0$  的相对取向可以是任意的, 但当  $\vec{k}_0$  不与  $\vec{H}_0$  正交时, 薄膜的非线性磁化响应变得非常复杂, 至今为止, 对非线性静磁表面波 (MSSW) 的研究大多取  $\vec{k}\perp\vec{H}_0$ <sup>[4--6]</sup>. 本文通过对在任意方向上传播的线性 MSSW 色散关系的分析, 引入了传播截止角的概念. 这个概念对实验中确定波矢  $\vec{k}$  的有效传播方向有重要意义. 本文给出了传播截止角与频率、 $\vec{H}_0$  以及饱和磁化强度的关系. 证明了原 Damon 和 Eshbach 定义的临界角<sup>[7]</sup>实际上是一个特殊的传播截止角. 在  $\vec{H}_0$  作用下, 膜层的铁磁特性各向异性, 由张量磁导率表征. MSSW 的色散特性强烈地依赖于传播方向, 导致其能流  $\vec{S}$  方向与波矢  $\vec{k}$  方向的偏离. 当  $\vec{k}\perp\vec{H}_0$  时,  $\vec{S}$  与  $\vec{k}$  同向; 反之,  $\vec{S}$  与  $\vec{k}$  不同向, 两者间的夹角  $\varphi$  与  $\vec{k}$  和  $\vec{H}_0$  之间的角度有关. 文献 [8] 曾研究过此问题, 但由于结果是在给定  $|\vec{k}|$  值情况下获得的, 较难在实验上验证. 本文借助传播截止角的概念对 MSSW 能流偏转角  $\varphi$  受  $\vec{H}_0$  方向控制的问题作了细致分析. 并在文献 [9] 的基础上从非线性 MSSW 的色散关系出发研究了功率对  $\varphi$  角的影响, 揭示了 MSSW 的传播特性.

\* 高技术专家委员会及国家自然科学基金资助项目

本文 1993 年 9 月 21 日收到, 修改稿 1994 年 1 月 4 日收到

## 1 MSSW 的色散关系

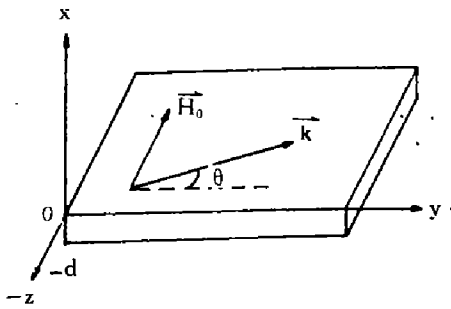


图 1 铁磁薄膜中外偏置场  $\vec{H}_0$  与 MSSW 波矢的相对取向  
Fig. 1 Configuration of  $\vec{H}_0$  against  $\vec{k}$  in the ferromagnetic film

铁磁膜波导如图 1 所示. MSSW 在二维无限大的  $yoz$  平面内传播, 波矢  $\vec{k}$  与  $y$  轴的交角为  $\theta$ , 膜层厚度为  $d$ . 外偏置场  $\vec{H}_0$  沿  $z$  向施加, 使膜层达到磁饱和. 在静磁条件下  $\nabla \times \vec{h} = 0$ , 引入静磁标势  $\psi$  使得  $\vec{h} = \nabla \psi$ . 这样可以通过研究相应的  $\psi$  来研究 MSSW 的行为. 在铁磁膜的内部和外部,  $\psi$  分别满足下列方程<sup>[7]</sup>

$$\mu_1 \left( \frac{\partial^2 \psi^i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi^i}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \psi^i}{\partial z^2} = 0, \quad (1)$$

$$\nabla^2 \psi^e = 0; \quad (2)$$

在膜层上下表面  $x=0, -d$  处, 磁场强度切向连续和磁感应强度法向连续, 磁标势  $\psi$  满足边界条件

$$\psi^i = \psi^e, \quad (3)$$

$$\mu_1 \frac{\partial \psi^i}{\partial x} - i\mu_2 \frac{\partial \psi^i}{\partial y} = \frac{\partial \psi^e}{\partial x}; \quad (4)$$

式中上角标  $i$  和  $e$  分别表示膜层内和膜层外. 其中

$$\begin{cases} \mu_1 = 1 + \frac{\omega_H \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2}, \\ \mu_2 = \frac{\omega \omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2} \end{cases} \quad (5)$$

是张量磁导率矩阵元,  $\omega_H = \mu_0 \gamma H_0$ ,  $\omega_M = \mu_0 \gamma M_0$ ;  $\mu_0$ 、 $\gamma$  和  $M_0$  分别是真空磁导率、旋磁比和饱和磁化强度绝对值.

求解式 (1) 和式 (2), 应用边界条件式 (3) 和式 (4) 可得线性 MSSW 的色散关系为

$$e^{2ksd} = \frac{\left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} - \frac{1}{s} \right) \left( \mu_1 - \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} - \frac{1}{s} \right)}{\left( \mu_1 - \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} + \frac{1}{s} \right) \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} + \frac{1}{s} \right)}, \quad (6)$$

其中

$$s = (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta / \mu_1)^{\frac{1}{2}}.$$

显然,  $\theta$  经  $-\theta$  替换后式 (6) 保持不变. 如果将 MSSW 的传播方向反转, 即  $\vec{k}$  变成  $-\vec{k}$ , 则  $\pm\theta$  变成  $\pi \pm \theta$ , 色散方程式 (6) 仍保持不变. 这说明它的传播常数、相速度和群速度在  $-\theta$  与  $\theta$  方向、 $+\theta$  与  $\pi + \theta$  方向及  $-\theta$  与  $\pi - \theta$  方向上分别相同.

理论和实验表明, 较小的微波注入功率 ( $< 10 \text{ mW/mm}$ ) 会在铁磁膜中激发起宏观非线性效应<sup>[2,3]</sup>, 包括静磁孤子和自旋波孤子的形成和传播. 在文献 [5] 中, 我们用微扰理论将膜层中的磁场强度和磁化强度展开成各阶小量之和, 由 Landau-Lifshitz 方程和 Maxwell 方程联立, 首次导出了  $\vec{k} \perp \vec{H}_0$  时非线性 MSSW 的色散方程, 并在文献 [10] 中进一步证明铁磁膜对在任意方向上传播的 MSSW 的非线性磁化响应都不能有效地激发非线性二阶直流磁场和二次谐波场, 从而简化了对铁磁膜的三阶非线性磁化强度的理论处理. 在此基础上我们在文献 [9] 中将文献 [5] 的结果推广到  $\vec{k}$  与  $\vec{H}_0$  成任意角度的情况. 此时非线性 MSSW 的色散关系为

$$\begin{aligned} & \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} + \frac{1}{s} \right) \left( \mu_1 - \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} + \frac{1}{s} \right) e^{ksd} \\ & - \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} - \frac{1}{s} \right) \left( \mu_1 - \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} - \frac{1}{s} \right) e^{-ksd} = \Gamma, \end{aligned} \quad (7)$$

式 (7) 中  $\Gamma$  是非线性项, 它是 MSSW 传播功率和方向角  $\theta$  的函数:

$$\begin{aligned} \Gamma = & -F_1 \left( \mu_1 - \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} + \frac{1}{s} \right) e^{ksd} + F_2 \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} - \frac{1}{s} \right) e^{-ksd} \\ & + F_3 \left( \mu_1 - \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} - \frac{1}{s} \right) - F_4 \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} + \frac{1}{s} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

式 (8) 中  $F_i$  ( $i=1 \sim 4$ ) 是非线性系数, 具体为:

$$F_1 = \mu_1 L_1 - \left( 3\mu_1 - \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} - \frac{1}{s} \right) L_3 + \left( 3\mu_1 + \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} + \frac{1}{s} \right) L_4 + \frac{L_5}{ks}, \quad (9)$$

$$F_2 = \mu_2 L_2, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} F_3 = & \left[ \mu_1 - \left( \mu_1 + \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} - \frac{1}{s} \right) ksd \right] L_1 e^{-ksd} - \left( 3\mu_1 - \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} + \frac{1}{s} \right) L_3 e^{3ksd} \\ & + \left( 3\mu_1 + \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} - \frac{1}{s} \right) L_4 e^{-3ksd} + \frac{L_6}{ks}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$F_4 = \left[ \mu_1 - \left( \mu_1 - \mu_2 \frac{\cos \theta}{s} + \frac{1}{s} \right) ksd \right] L_2 e^{ksd}, \quad (12)$$

其中  $L_i$  ( $i=1 \sim 6$ ) 是又一组非线性系数, 它们正比于 MSSW 的传播功率<sup>[9]</sup>.

上述铁磁膜波导中 MSSW 的传播总功率可通过 Poynting 矢量  $\langle \vec{S} \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}(\vec{e} \times \vec{h})$  在  $x$  方向上的积分而获得

$$\begin{aligned} P = & \frac{1}{4} \mu_0 \omega k |\psi(-d)|^2 + \frac{1}{4} \mu_0 \omega k |\psi(0)|^2 \\ & + \frac{1}{4} \mu_0 \omega k |A|^2 \left\{ \mu_1 \left( e^{2kd} - \alpha^2 e^{-2kd} - 4\alpha kd + \alpha^2 - 1 \right) \right. \\ & \left. + \mu_2 \left( e^{2kd} + \alpha^2 e^{-2kd} - \alpha^2 - 1 \right) \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

式 (13) 中  $A$  是 MSSW 的振幅; 系数  $\alpha$  可由边界条件确定.

## 2 MSSW 的传播截止角

将式 (5) 代入式 (6), 经重新组合得

$$\begin{aligned} & \left\{ \omega_M^2 \left( \omega_H^2 - \omega^2 \frac{\cos^2 \theta}{s^2} \right) + \left( 1 + \frac{1}{s} \right) (\omega_H^2 - \omega^2) \left[ 2\omega_H \omega_M \right. \right. \\ & \left. \left. + \left( 1 + \frac{1}{s} \right) (\omega_H^2 - \omega^2) \right] \right\} - \left\{ \omega_M^2 \left( \omega_H^2 - \omega^2 \frac{\cos^2 \theta}{s^2} \right) \right. \\ & \left. + \left( 1 - \frac{1}{s} \right) (\omega_H^2 - \omega^2) \left[ 2\omega_H \omega_M + \left( 1 - \frac{1}{s} \right) (\omega_H^2 - \omega^2) \right] \right\} e^{-2ksd} = 0, \end{aligned} \quad (14)$$

可见 MSSW 的频带宽度是方向角  $\theta$  的函数. 在给定  $\omega_H$  和  $\omega_M$  时, 频率的上下限可在  $k=0$  和  $k=\infty$  的极限条件下得到.

$k \rightarrow 0$  时, 式 (14) 蜕化为

$$\begin{aligned} & \left( 1 + \frac{1}{s} \right) \left[ 2\omega_H \omega_M + \left( 1 + \frac{1}{s} \right) (\omega_H^2 - \omega^2) \right] \\ & = \left( 1 - \frac{1}{s} \right) \left[ 2\omega_H \omega_M + \left( 1 - \frac{1}{s} \right) (\omega_H^2 - \omega^2) \right], \end{aligned} \quad (15)$$

经化简得  $\omega$  的最小值

$$\omega_{\min} = (\omega_H^2 + \omega_H \omega_M)^{\frac{1}{2}}, \quad (16)$$

它是 MSSW 的频率下限, 与方向角  $\theta$  无关.

$k \rightarrow \infty$  时, 式 (14) 化为

$$\left[ \omega_H \omega_M + \left( 1 + \frac{1}{s} \right) (\omega_H^2 - \omega^2) \right]^2 = \omega^2 \omega_M^2 \frac{\cos^2 \theta}{s^2}, \quad (17)$$

$\omega$  有两个解, 但只有一个是物理上可取的, 即

$$\omega_{\max} = \left[ \omega_H \left( 1 + \frac{1}{2} \tan^2 \theta \right) + \frac{1}{2} \omega_M \right] \cos \theta, \quad (18)$$

或者, 取另外形式

$$\omega_{\max} = \frac{(\omega_H + \omega_M) \cos^2 \theta + \omega_H}{2 \cos \theta}, \quad (19)$$

它是 MSSW 的频率上限, 强烈地依赖于方向角  $\theta$ .

把式 (16) 和式 (18) 结合起来即得 MSSW 的频率范围为:

$$(\omega_H^2 + \omega_H \omega_M)^{\frac{1}{2}} \leq \omega \leq \left[ \omega_H \left( 1 + \frac{1}{2} \tan^2 \theta \right) + \frac{1}{2} \omega_M \right] \cos \theta, \quad (20)$$

它给出了 MSSW 频带宽度与方向角  $\theta$  的直接关系 (还未见有文献报道过).  $\theta$  的绝对值越大, MSSW 的频带越窄. 当  $\theta=0$  时,

$$(\omega_H^2 + \omega_H \omega_M)^{\frac{1}{2}} \leq \omega \leq \omega_H + \frac{1}{2} \omega_M, \quad (21)$$

这个结果与  $\vec{k} \perp \vec{H}_0$  情况下 MSSW 的频率范围完全一致<sup>[7]</sup>.

对于一个满足式 (20) 的给定  $\omega$  的 MSSW, 如果增大其传播方向角  $\theta$ , 使  $\theta$  超过一个  $\theta_{\text{cut}}$  角度, 这个角度满足

$$\omega = \left[ \omega_H \left( 1 + \frac{1}{2} \tan^2 \theta_{\text{cut}} \right) \right] \cos \theta_{\text{cut}}, \quad (22)$$

那么, 此时 MSSW 不再满足色散关系式 (6), 变成系统的非本征模而被截止. 所以  $\theta_{\text{cut}}$  可被称作传播截止角, 它是频率为  $\omega$  的 MSSW 的最大传播方向角.  $\theta_{\text{cut}} = \theta_{\text{cut}}(\omega)$ , 频率越高  $|\theta_{\text{cut}}|$  越小. Damon 和 Eshbach<sup>[7]</sup> (DE) 曾定义 MSSW 的传播临界角  $\theta_c = \theta_c(\omega_H, \omega_M)$ , 这里可证明 DE 的  $\theta_c$  是一个特殊的  $\theta_{\text{cut}}$  角——MSSW 频率下限的  $\theta_{\text{cut}}$  角: 当  $\omega$  取式 (16) 频率下限时, 由式 (22) 解出  $\theta_{\text{cut}}(\omega_{\text{min}})$  满足:

$$\tan[\theta_{\text{cut}}(\omega_{\text{min}})] = \sqrt{\omega_M / \omega_H}, \quad (23)$$

它与 DE 的  $\theta_c$  满足的方程完全相同. 根据式 (14), 图 2 给出了  $\theta$  由零变到  $\theta_{\text{cut}}(\omega)$  时, 波数  $k$  的曲线, 虚线是  $k$  的截止线. 1~5 对应  $\omega/\omega_M = 0.825, 0.815, 0.783, 0.741$  和  $0.699$ .  $H_0 = 570$  Oe,  $4\pi M_0 = 1750$  G,  $d = 10$   $\mu\text{m}$ .

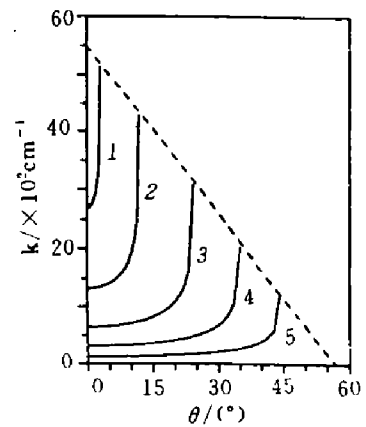


图 2 MSSW 波数  $k$  对方向角  $\theta$  的依赖关系

Fig. 2 Dependence of wave-number  $k$  of MSSW upon angle  $\theta$

### 3 能流偏转的基本方程

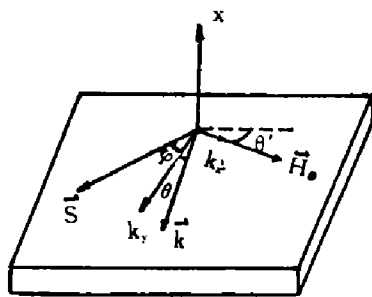


图 3 外偏场  $\vec{H}_0$ , 波矢  $\vec{k}$  和能流  $\vec{S}$  的相对取向

Fig. 3 Relative orientations of the internal magnetic bias field  $\vec{H}_0$ , wave-vector  $\vec{k}$  and energy flow vector  $\vec{S}$

图 3 给出了膜层平面内偏置场  $\vec{H}_0$ 、波矢  $\vec{k}$ 、能流  $\vec{S}$ , 旋转角  $\theta'$  和偏转角  $\varphi$  之间的相对取向. 由于材料的各向异性,  $\vec{H}_0$  与  $\vec{k}$  不正交时  $\vec{S}$  与波矢  $\vec{k}$  不同向. 两者之间存在的夹角  $\varphi$  就是 MSSW 群速度与相速度之间的夹角. 为方便计, 取  $z$  轴与  $\vec{H}_0$  方向一致. 经极坐标过渡变换, MSSW 的群速度可表示为

$$\vec{v}_g = \frac{\vec{k}}{k} \frac{\partial \omega}{\partial k} + \frac{1}{k^2} \frac{\partial \omega}{\partial \theta'} (k_y \vec{e}_z - k_z \vec{e}_y), \quad (24)$$

式 (24) 中  $k_y = k \cos \theta'$ ,  $k_z = k \sin \theta'$ , 偏转角  $\varphi$  可通过下列恒等式引入

$$\frac{\vec{k}}{k} \cdot \vec{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = |\vec{v}_g| \cos \varphi, \quad (25)$$

$$\frac{\vec{k}}{k} \times \vec{v}_g = -\frac{1}{k} \frac{\partial \omega}{\partial \theta'} \vec{e}_x = -|\vec{v}_g| \sin \varphi \vec{e}_x; \quad (26)$$

式 (24~26) 中  $\vec{e}_x$ 、 $\vec{e}_y$ 、 $\vec{e}_z$  分别为  $x$ 、 $y$ 、 $z$  坐标方向的单位矢量. 式 (26) 与 (25) 两式相除得

$$\tan \varphi = \frac{1}{k} \frac{\partial \omega / \partial \theta'}{\partial \omega / \partial k}, \quad (27)$$

色散关系通常可表示成  $F(k, \omega, \theta) = 0$  的形式, 因为  $\omega = \omega(k, \theta)$ , 故有

$$\frac{\partial \omega}{\partial k} = -\frac{\partial F}{\partial k} / \frac{\partial F}{\partial \omega}, \quad \frac{\partial \omega}{\partial \theta} = -\frac{\partial F}{\partial \theta} / \frac{\partial F}{\partial \omega}, \quad (28)$$

由此, 并考虑到  $\theta' = -\theta$ , 式 (27) 可化为

$$\tan \varphi = -\frac{1}{k} \frac{\partial F(k, \omega, \theta) / \partial \theta}{\partial F(k, \omega, \theta) / \partial k} \equiv -\frac{1}{k} \frac{F_\theta}{F_k}, \quad (29)$$

式 (29) 中  $F_\theta = \partial F / \partial \theta$ ,  $F_k = \partial F / \partial k$ . 显然, 在保持波矢  $\vec{k}$  方向不变的情况下可通过变化偏置场  $\vec{H}_0$  的方向 ( $\theta'$  角) 来达到控制  $\varphi$  角, 即控制能流传播方向的目的.

#### 4 线性 MSSW 的能流受控偏转

将色散方程 (6) 改写成  $F(k, \omega, \theta) = 0$  的一般形式, 并分别对  $k$  和  $\theta$  求导, 代入式 (29) 可得

$$\tan \varphi = \frac{\sin 2\theta}{2s^2} \left(1 - \frac{1}{\mu_1}\right) + \frac{G_3 e^{ksd} + G_4 e^{-ksd}}{ksd(G_1 e^{ksd} + G_2 e^{-ksd})} \equiv -\frac{F_\theta}{kF_k}, \quad (30)$$

其中

$$G_{1,2} = \omega_H^2 \omega_M^2 - \omega^2 \omega_M^2 \frac{\cos^2 \theta}{s^2} + \left(1 \pm \frac{1}{s}\right) (\omega_H^2 - \omega^2) \left[2\omega_H \omega_M + \left(1 \pm \frac{1}{s}\right) (\omega_H^2 - \omega^2)\right], \quad (31)$$

$$G_{3,4} = \omega^2 \omega_M^2 \xi + 2\eta \left(1 \pm \frac{1}{s}\right) (\omega_H^2 - \omega^2)^2 + 2\eta \omega_H \omega_M + (\omega_H^2 - \omega^2); \quad (32)$$

并有

$$\xi = -\frac{\sin 2\theta}{s^2} \left[1 + \frac{\cos^2 \theta}{s^2} \left(\frac{1}{\mu_1} - 1\right)\right], \quad (33)$$

$$\eta = -\frac{\sin 2\theta}{2s^3} \left(\frac{1}{\mu_1} - 1\right). \quad (34)$$

当  $\vec{k}$  沿反方向偏转, 即  $\theta$  变为  $-\theta$  时,  $G_{1,2}$  不变,  $\xi$  和  $\eta$  变号,  $G_{3,4}$  也变号. 这时式 (30) 等号右端整体变号, 但绝对值不变. 因此  $\varphi$  角变成  $-\varphi$  角, 即能流偏转以  $y$  轴为对称轴. 图 4 曲线表明, 当  $\theta = \theta_{\text{cut}}(\omega)$  时,  $\varphi = \pi/2$ , 因为这时  $F_k = 0$ . 图 5 给出了 MSSW 的  $\varphi$  角随  $\theta$  变化的曲线族, 标数 1~5 的频率与图 2 中相同, 标数 6 对应  $\omega/\omega_M = 0.658$ . 分析式 (29) 和这曲线族可得 MSSW 能流偏转方向受外偏场  $\vec{H}_0$  方向控制的特点有:

- (1) MSSW 具有传播截止角  $\theta_{\text{cut}}(\omega)$ , 传播需满足条件  $\frac{k_z}{k_y} \leq \tan \theta_{\text{cut}}(\omega)$ ;  $\omega$  越大,  $\theta_{\text{cut}}(\omega)$  越小.

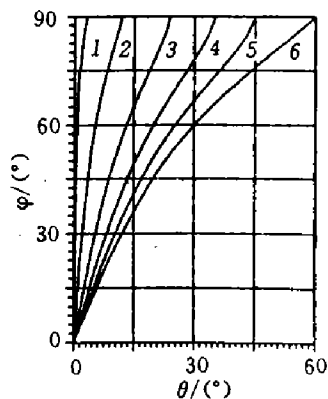
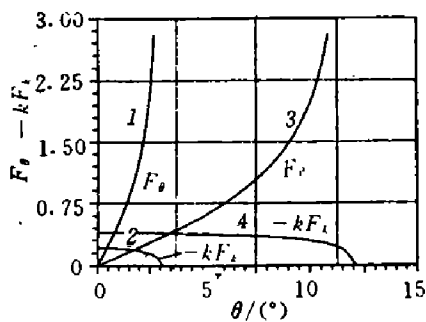


图 4  $F_\theta$  和  $-kF_k$  对于  $\theta$  角的依赖关系

1, 2— $\omega/\omega_M=0.825$ , 3, 4— $\omega/\omega_M=0.815$

Fig. 4 Dependence of  $F_\theta$  and  $-kF_k$  upon angle  $\theta$

图 5 能流偏转角  $\varphi$  随  $\theta$  角的变化关系

Fig. 5 Variations of angle  $\varphi$  with angle  $\theta$

(2) 外偏场  $\vec{H}_0$  在  $0 \sim \theta_{cut}(\omega)$  区间变化时, 能流偏转角  $\varphi(\omega, \theta)$  在  $0 \sim 90^\circ$  范围内变化.  $\varphi(\omega, \theta)$  随  $\theta$  的增大而单调增大.

(3)  $\theta=0$  时,  $\varphi(\omega, 0)=0$ , 能流  $\vec{S}$  与波矢  $\vec{k}$  同向.  $\theta=\theta_{cut}(\omega)$  时  $\varphi(\omega, \theta_{cut})=90^\circ$ , 能流  $\vec{S}$  与波矢  $\vec{k}$  正交.

(4)  $\theta$  值给定时, MSSW 的频率越高, 能流偏转角  $\varphi$  越大.

(5)  $\varphi(\omega, \theta)=-\varphi(\omega, -\theta)$ , 能流偏转角  $\varphi$  的大小由  $\vec{H}_0$  的旋转角  $\theta$  决定,  $\varphi$  角的方向与  $\theta$  的方向一致.

### 5 非线性 MSSW 的能流受控偏转

基本关系式 (29) 对非线性 MSSW 仍然成立. 将色散关系式 (7) 写成  $F(k, \omega, \theta)=0$  的一般形式, 分别对  $k$  和  $\theta$  求导后代入式 (29) 得

$$\tan \varphi = -\frac{1}{k} \frac{F_\theta^L + F_\theta^{NL}}{F_k^L + F_k^{NL}}, \tag{35}$$

式 (35) 中  $F_\theta^L + F_\theta^{NL} = \partial F(k, \omega, \theta)/\partial \theta$ ,  $F_k^L + F_k^{NL} = \partial F(k, \omega, \theta)/\partial k$ . 角标  $L$  和  $NL$  分别表示导数中的线性和非线性部分. 显然  $F_\theta^L$  和  $F_k^L$  分别与式 (30) 中的  $F_\theta$  和  $F_k$  相等, 而  $F_\theta^{NL} = -\partial \Gamma / \partial \theta$ ,  $F_k^{NL} = -\partial \Gamma / \partial k$ ,  $\Gamma$  由式 (8) 给出.

$F_\theta^{NL}$  和  $F_k^{NL}$  的表达式很复杂, 为了节省篇幅, 本文仅以图 6 中  $F_\theta^L$  和  $F_k^{NL}$  曲线来说明问题. 考虑到  $\Gamma$  对色散关系的影响主要发生在高频端, 作图时取  $\frac{\omega}{\omega_M} = 0.815$  和  $0.825$ . 显然在  $\theta$  变化的整个区间内  $F_\theta^L \gg F_k^{NL}$ ,  $F_\theta^{NL}$  可被忽略. 由图 7 可知: (1) 在数值上  $-kF_k^L$  和  $-kF_k^{NL}$  可以比拟, (2) 在符号上  $-kF_k^L$  与  $-kF_k^{NL}$  反号, 因此,  $F_k^L$  和  $F_k^{NL}$  的相对大小

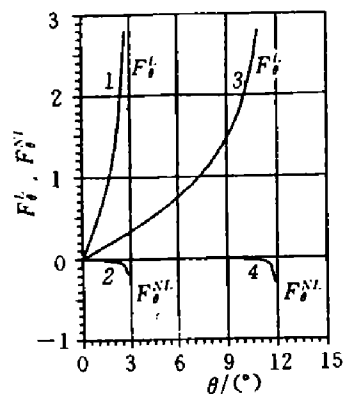


图 6  $F_\theta^L$  和  $F_\theta^{NL}$  对于  $\theta$  角的依赖关系

Fig. 6 Dependence of  $F_\theta^L$  and  $F_\theta^{NL}$  upon angle  $\theta$

对能流偏转方向有重要影响. 图 7(a)  $\frac{\omega}{\omega_M} = 0.815$ ,  $|F_k^L| > |F_k^{NL}|$ ,  $-k(F_k^L + F_k^{NL}) \geq 0$ . 考虑到  $F_\theta^L + F_\theta^{NL} > 0$ , 由式 (35) 可得  $\theta > 0$  时,  $\varphi > 0$ . 这时  $F_k^{NL}$  的影响是使  $\theta_{cut}(\omega)$  减小, 如图  $\theta_{cut}^{NL} - \theta_{cut} = \Delta\theta < 0$ . 但图 7(b) 表明, 当  $\frac{\omega}{\omega_M} = 0.825$  时,  $|F_k^L| < |F_k^{NL}|$ ,  $-k(F_k^L + F_k^{NL}) < 0$ , 考虑到  $F_\theta^L + F_\theta^{NL} > 0$ , 由式 (35) 得  $\theta > 0$  时,  $\varphi < 0$ . (见图 8 中的曲线 1). 它说明高频端的 MSSW 受自身传播功率的影响, 能流偏转方向与  $\vec{H}_0$  的旋转方向相反. 图 8 中其它频率的 MSSW 在  $P = 50 \text{ mW/mm}$  时, 仍保持  $|F_k^L| > |F_k^{NL}|$ , 所以  $\theta > 0$  时仍有  $\varphi > 0$ .  $\varphi$  和  $\theta_{cut}(\omega)$  受功率影响的主要特点由图 9 给出, 曲线 1 的 3 条分支分别对应功率  $P = 0, 50$  和  $100 \text{ mW/mm}$ . 显然传播功率使  $\theta_{cut}(\omega)$  减小, 频率越高, 功率越大,  $\theta_{cut}(\omega)$  的减小量越大.

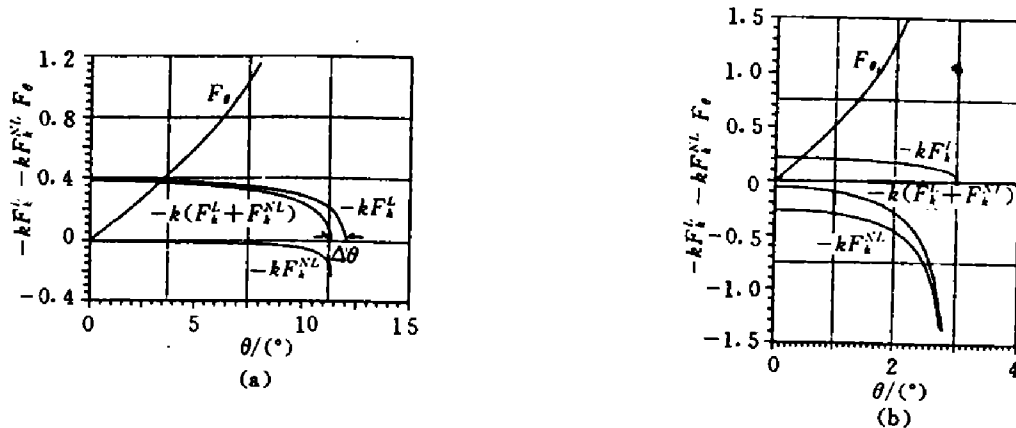


图 7  $-kF_k^L$ 、 $-kF_k^{NL}$  和  $F_\theta$  随  $\theta$  角的变化关系  
(a)  $\omega/\omega_M = 0.815$ , (b)  $\omega/\omega_M = 0.825$

Fig. 7 Variations of  $-kF_k^L$ 、 $-kF_k^{NL}$  and  $F_\theta$  with angle  $\theta$

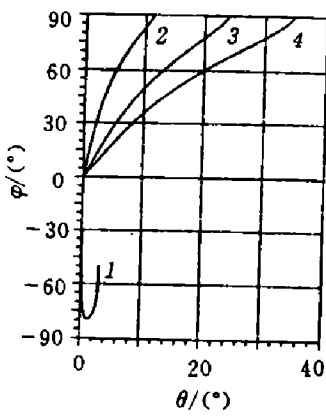


图 8 能流偏转角  $\varphi$  随  $\theta$  角的变化关系  
1:  $\omega/\omega_M = 0.825$ , 2:  $\omega/\omega_M = 0.815$ , 3:  $\omega/\omega_M = 0.783$ , 4:  $\omega/\omega_M = 0.741$ ,  $P = 50 \text{ mW/mm}$   
Fig. 8 Variations of angle  $\varphi$  with angle  $\theta$

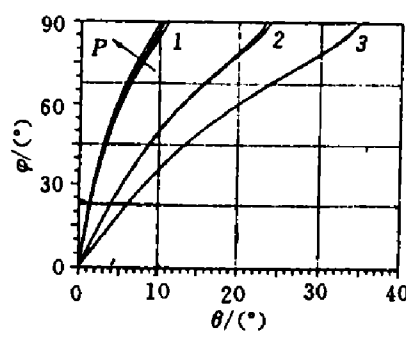


图 9 能流偏转角  $\varphi$  随  $\theta$  角的变化关系  
1:  $\omega/\omega_M = 0.815$ , 2:  $\omega/\omega_M = 0.783$ , 3:  $\omega/\omega_M = 0.741$   
Fig. 9 Variations of angle  $\varphi$  with angle  $\theta$

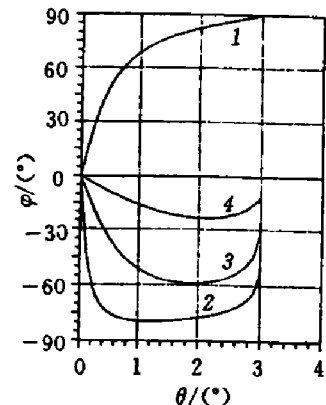


图 10 能流偏转角  $\varphi$  随  $\theta$  角的变化关系,  $\omega/\omega_M = 0.825$   
Fig. 10 Variations of angle  $\varphi$  with angle  $\theta$  for  $\omega/\omega_M = 0.825$



作为理论分析, 我们对  $\omega/\omega_M=0.825$  的  $\varphi\sim\theta$  曲线 (即图 9 中的曲线 1) 继续加大功率, 得到图 10, 其中曲线 1~4 分别对应  $P=0, 50, 100$  和  $150\text{ mW/mm}$ . 随着  $P$  的增加,  $F_\theta^{NL}$  和  $F_k^{NL}$ , 尤其是  $F_k^{NL}$  在式 (35) 中具有越来越大的贡献, 使得  $|\varphi|$  值不断减小. 由图 10 可见, 这时传播功率并不影响 MSSW 的传播截止角  $\theta_{\text{cut}}$ .

## 6 结语

理论分析表明, MSSW 频率远离上限时传播功率对能流方向的影响很小,  $\vec{H}_0$  较小的方向变化可使 MSSW 能流方向在  $0\sim 90^\circ$  的大范围内获得调节. 铁磁膜的这种在大范围内准线性地调节能流方向的特性是其它材料所不具备的, 它为微波扫描, 无触点开关和信号多端转换系统等器件的研制提供了新的思路和途径.

### 参考文献

- 1 Gasperis P De, Marcelli R, Miccoli G. *J. Appl. Phys.*, 1988, **63**:3335
- 2 Kalinikos B A, Kovshikov N G, Slavin A N. *Phys. Rev.*, 1990, **B42**:8658
- 3 Kalinikos B A, Kovshikov N G, Slavin A N. *J. Appl. Phys.*, 1991, **69**:5712
- 4 Gasperis P De, Marcelli R, Miccoli G. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**:481
- 5 Boardman A D, 鲍家善, 王 奇, 等. *物理学报*, 1991, **40**:1703
- 6 Tsutsumi M, Sakaguchi Y, Kumagai N. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 1977, **MTT-25**:224
- 7 Damon R W, Eshbach J R. *J. Phys. Chem. Solids*, 1961, **19**:308
- 8 Pizzarello P A, Collins J H, Coerver L E. *J. Appl. Phys.*, 1970, **41**:1016
- 9 王 奇, 鲍家善, 蔡英时, 等. *物理学报*, 1993, **42**:2005
- 10 王 奇, Boardman A D, 鲍家善, 等. *中国科学 A 辑*, 1994, **24**(2):160

## DIRECTION CHARACTERISTICS OF TUNABLE ENERGY FLOW OF LINEAR AND NONLINEAR MAGNETOSTATIC SURFACE WAVES ON FERROMAGNETIC FILMS\*

Wang Qi A. D. Boardman\*\* Bao Jiashan Cai Yingshi

(Department of Physics, Shanghai University of Science and Technology, Shanghai 201800, China)

(\* Department of physics, Salford University Salford M54WT, UK)

**Abstract** A concept of propagation cut-off angle of magnetostatic surface wave (MSSW) is put forward and formulated. The nonlinear dispersion relation of MSSW is given and the new characteristics of the tunable energy flow direction of linear and nonlinear MSSW are presented in this paper.

**Key words** ferromagnetic film waveguide, magnetostatic surface wave.

\*The project supported jointly by the National High Technology Specialists Commission and the National Natural Science Foundation of China