

载流子影响下铁磁膜中静磁孤子的存在性分析

郁黎明 王 奇

(上海大学理学院 物理系, 上海 200436)

(1998 年 7 月 6 日收到, 2000 年 6 月 14 日收到修改稿)

铁磁膜近邻存在半导体载流子的影响下, 静磁表面波在一定频率范围内与外加恒磁场相垂直的传播方向上能演化成静磁孤子, 而且静磁表面波群速在一定频率范围会改变运动方向成为反向波, 其大小受载流子浓度的影响.

关键词: 静磁孤子, 载流子, 铁磁膜, 静磁表面波

PACC: 7540G, 7550E, 4110H

1 引 言

近年来, 旋磁介质中电磁波的非线性传播行为已成为理论和实验探索的热点课题. 受光纤中光孤子理论研究和实际应用的启发与激励, 对旋磁材料中磁孤子和静磁孤子传播特性的研究已有重要进展. 由于旋磁波导介面条件的约束和相互匹配自由度的增加, 使得在不很高的功率注入下能激发起非线性波. 理论分析表明: 铁磁膜中静磁波孤子有可能在 10 cm 的传播距离内演化生成^[1], 对于简单的铁磁 (Ferromagnet) 膜波导, 静磁表面波在其可能传播的方向上都不能演化成磁孤子. 最近, Patton 研究小组对 YIG 膜层中的前向体波和后向体波的分析表明: 在低传输损耗频带内, 所有频率的前向静磁体波都可以演化成孤子^[2], 增大入射功率会产生多峰结构^[3]. Boyle 等人利用 Lighthill 判据分析了 YIG 薄膜中空间静磁孤子的生成、传播的可能性, 理论结果很好地解释了实验现象.

铁磁膜中的表面静磁波受半导体载流子能量的补充会得到增益, 原因是静磁波中的磁场分量通过霍尔效应驱动了载流子运动, 而运动载流子的磁场影响了铁磁晶体中自旋的进动^[4]. 在相位匹配的情况下, 磁场能量能有效地转换为静磁波的能量, 补偿材料引起的损耗. 本文研究了在载流子影响下铁磁膜中静磁表面波 (MSSW) 的传播特性, 并对静磁孤子的存在性进行了分析.

2 载流子存在时静磁表面波的色散关系

我们考虑的结构如图 1 所示.

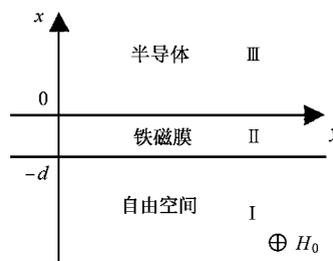


图 1 结构示意图

$x < -d$ 区域为自由空间; $-d \leq x \leq 0$ 区域为铁磁膜; $x > 0$ 空间为半导体. 静磁波沿 y 轴方向传播, 一恒磁场沿正 z 向 (如图) 或负 z 向施加. 在区域 II 将忽略交换相互作用. 在区域 III, 只有一种浓度不变的载流子存在, 其碰撞频率远大于激发频率和扩散频率. 所加的静电场能使载流子沿着静磁波相速行进方向漂移. 在这些假设下, 求得铁磁膜中静磁表面波的色散关系应是复数形式. 但当假定 $k^2 \gg \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_s$ 和 $\nu_c \gg \omega, kv_0$ 时, 可以有近似的、较为简单的实数形式的色散关系^[4]:

$$\beta = \frac{\sigma \mu_0}{2\alpha d} (v_0 - v_p) \frac{(\omega - \omega_1)(\omega + \omega_1)}{(\omega_2 - \sigma\omega)\omega_m}, \quad (1)$$

其中 $\omega_1 = \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_m)}$, $\omega_2 = \omega_0 + \frac{\omega_m}{2}$ 分别是铁磁膜 DE 模表面波频率的上下限; $v_p = \omega/\beta$, $\sigma = ne^2/m\nu_c$ 为电导率, v_0 为载流子漂移速度, ν_c 为碰撞

频率 ω , m 为载流子有效质量, n 为载流子浓度, e 为载流子电荷, ϵ_s 为晶格有效介电常数, α 为放大因子, 此处 $\beta > 0$.

解方程(1)得

$$\beta_{1,2} = \frac{v_0}{\phi(\omega, \alpha, \sigma)} \pm \frac{1}{\phi(\omega, \alpha, \sigma)} \sqrt{v_0^2 - 2\phi(\omega, \alpha, \sigma)\omega}, \quad (2)$$

其中 $\phi(\omega, \alpha, \sigma) = \frac{4\alpha d(\omega_2 - s\omega)\omega_m}{\sigma\mu_0[\omega^2 - \omega_1^2]}$. (3)

令 $y(\omega, \alpha, \sigma) = (v_0)^2 - 2 \cdot \phi(\omega, \alpha, \sigma) \cdot \omega$, (4)
因 $\beta_{1,2}$ 为实数, 所以 $y(\omega, \alpha, \sigma)$ 必须大于等于零.

取 $M_0 = 1750 \times 10^3$ (A/m), $d = 10 \times 10^{-6}$ (m), $H_0 = 500 \times 10^3 / 4 \cdot \pi$ (A/m), $v_0 = 5 \times 10^5$ (m/s), $\gamma_1 = 2.21 \times 10^5$ (rad/s \cdot A \cdot m⁻¹), $\omega_m = \gamma_1 \cdot M_0$ (rad/s), $\omega_0 = \gamma_1 \cdot H_0$ (rad/s), $\alpha = 1 \times 10^2$, $\sigma = 1 \times 10^3$, $\sigma_1 = 2 \times 10^3$ (S/m). 下面分别考虑 $s = \pm 1$ 对固定的 α 值, 用计算机制作函数 $y(\omega, \alpha, \sigma)$ 随 ω 的变化图, 以确定 ω 的取值范围.

1. 取 $s = 1$, 即 H_0 沿 $+z$ 向施加
根据图2曲线分析方程(2)可得 $\beta - \omega$ 的关系在整个 ω 变化范围是不连续的, 有三个区域:

- 1) $0 < \omega < [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$, β_1, β_2 为实数;
- 2) $[\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2} < \omega < \omega_x$, β_1, β_2 为复数 (因为 $y(\omega, \sigma) < 0$);
- 3) $\omega > \omega_x$, β_1, β_2 为实数, 其中对 $\beta_1, \omega \neq \omega_0 + \omega_m/2$.

ω_x 是与电导率 σ 大小有关, 并使 $y(\omega, \sigma) = 0$ 的频率. 图2(a)显示, 当 σ 较大时 $y(\omega, \sigma)$ 值反而较小, 这是因为 $y(\omega, \sigma)$ 函数在此频段中有 $\phi(\omega, \alpha, \sigma) < 0$ 之故.

2. 取 $s = -1$, 即 H_0 沿 $-z$ 向施加

结合图3曲线分析方程(2)可见, 当 $s = -1$ 时, β 仅在频率 $0 < \omega < [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ 区域有解. 说明, 当有载流子影响时铁磁膜中静磁表面波传播特性与外场 H_0 施加方向有关, 不具有互易性.

β 有实际意义的区域仅限在低频区 $0 < \omega <$

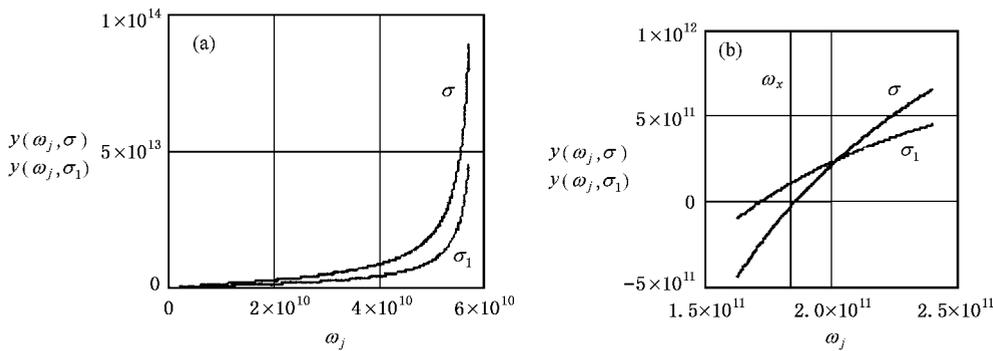


图2 $s = 1$ 时 $y(\omega, \alpha) - \omega$ 的关系曲线

(a) $0 < \omega < [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ 时 $y(\omega, \sigma) > 0$ (b) $\omega < \omega_x$ 时 $y(\omega, \sigma) < 0$; $\omega > \omega_x$ 时 $y(\omega, \sigma) > 0$

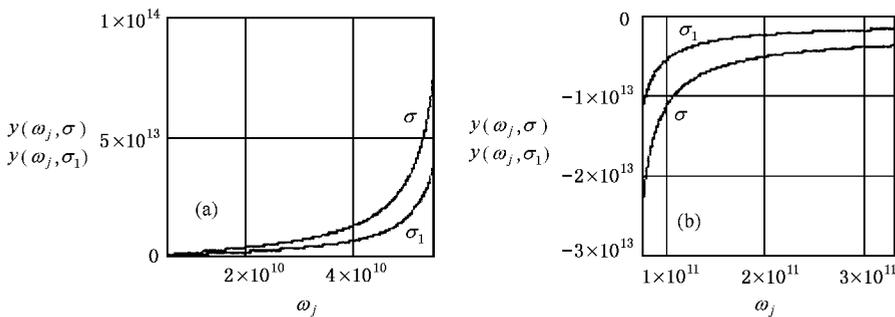


图3 $s = -1$ 时 $y(\omega, \alpha) - \omega$ 的关系曲线

(a) $0 < \omega < [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ 时 $y(\omega, \sigma) > 0$ (b) $\omega > [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ 时 $y(\omega, \sigma) < 0$

$[\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ 对 $s = \pm 1$ 都成立, 高频区 $\omega > \omega_x$ 仅对 $s = 1$ 成立.

当 $s = 1$ 时, 在低频区 β_1, β_2 随 ω 的变化见图 4. $\beta_1 - \omega$ 的关系是一个蛋形, 其中 $\beta_1 - \omega$ 的关系是负的, $\beta_2 - \omega$ 的关系是正的. 根据前面约定, 只有 $\beta_2 - \omega$ 的关系符合要求. β_2 的值与 α, σ, v_0 大小有关, 这可以从方程 (4) 式和图 4 看出. β_2 绝对值先增加, 到达极大后再减少, 说明其群速度的传播方向在这个区域随频率不断变化. 此时, 原来判别静磁表面波传播方向的判据 $n \times h_0$ 在此不再成立. $s = -1$ 时也有类似的图形. $s = 1$ 时, 高频区 β_1, β_2 随 ω 的变化见图 5、图 6. 图 5(b) 表明当 $\omega_0 + \omega_m/2 < \omega$ 时, $\beta_1 - \omega$ 曲线为负值, 根据假定此 β_1 应舍去.

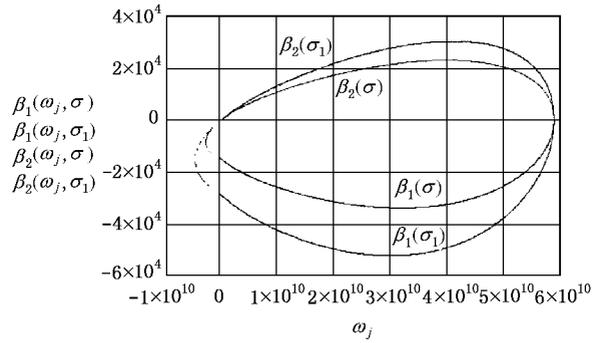
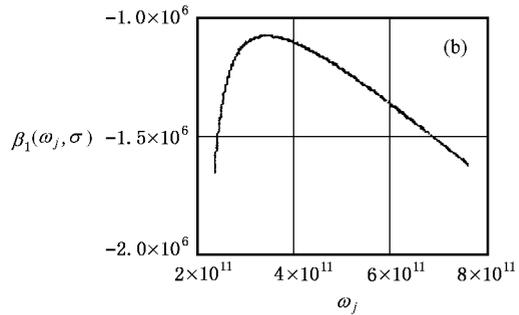
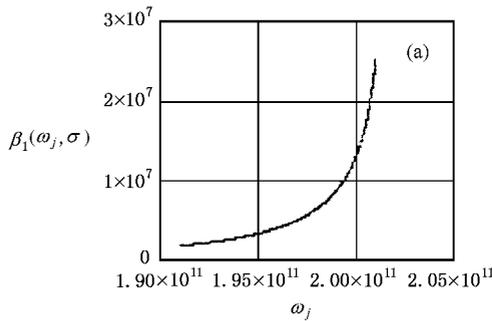


图 4 $0 < \omega < [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ 低频区 β_1, β_2 随 ω 的变化



(a) $\omega_x < \omega < \omega_0 + \omega_m/2$ (b) $\omega > \omega_0 + \omega_m/2$

图 5 $s = 1$ 高频区 $\beta_1 - \omega$ 曲线

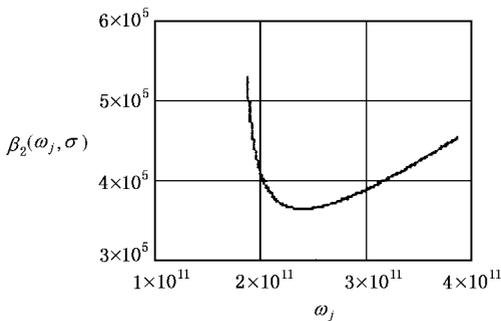


图 6 $\omega > \omega_x$ 时 $\beta_2 - \omega$ 曲线

综上所述, 在载流子影响下铁磁膜中静磁表面波色散关系有效区间为:

对 $s = 1$, 在 $0 < \omega < [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ 频段, $\beta_2 - \omega$ 关系存在;

在 $\omega_x < \omega$ 频段, $\beta_2 - \omega$ 关系存在;

在 $\omega_x < \omega < \omega_0 + \omega_m/2$ 频段, $\beta_1 - \omega$ 关系存在.

对 $s = -1$, 仅在 $0 < \omega < [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ 频段, $\beta_2 - \omega$ 关系存在.

3 线性群色散

载流子影响下铁磁膜静磁表面波的线性群速度色散, 可由方程 (4) 求解 $\beta_{1,2}$ 对 ω 的二阶导数得到. 因只要了解 $\beta_{1,2}$ 对 ω 的二阶导数的符号, 为简洁起见, 这里只给出用数学计算软件 MathCAD 制作的 $\beta_{1,2}$ 对 ω 的二阶导数随 ω 的变化图. $s = \pm 1$ 时 ($\partial^2 \beta_2 / \partial \omega^2$) - ω 的变化见图 7, $s = 1$ 时 ($\partial \beta_1 / \partial \omega$) - ω 关系曲线见图 8, 高频区 $s = 1$ 时 ($\partial^2 \beta_2 / \partial \omega^2$) - ω 关系曲线见图 9.

图 7—图 9 曲线表明, $s = \pm 1$ 时, 在 $0 < \omega < [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ 频段 ($\partial^2 \beta_2 / \partial \omega^2$) < 0 , $s = 1$ 时, 在 $\omega > \omega_x$ 频段 ($\partial^2 \beta_2 / \partial \omega^2$) > 0 , 其中在 $\omega_x < \omega < \omega_0 + \omega_m/2$ 区域 ($\partial^2 \beta_1 / \partial \omega^2$) > 0 .

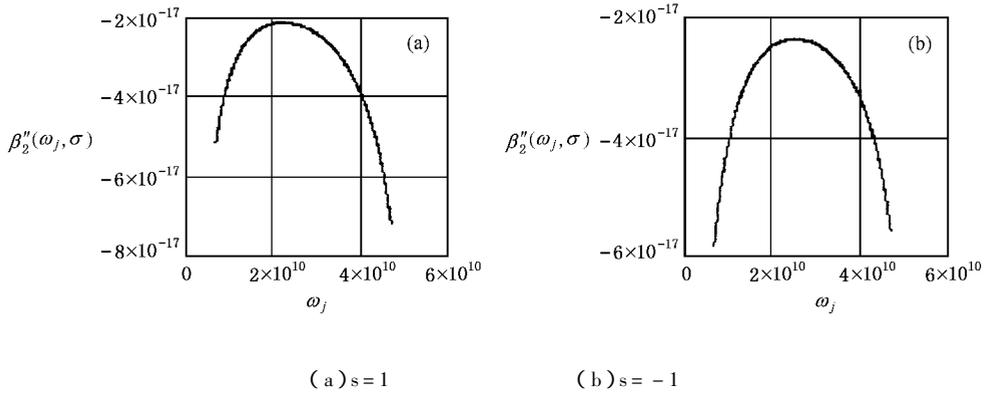


图 7 当 $0 < \omega < [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ 时 $(\partial^2 \beta_2 / \partial \omega^2) - \omega$ 的关系曲线

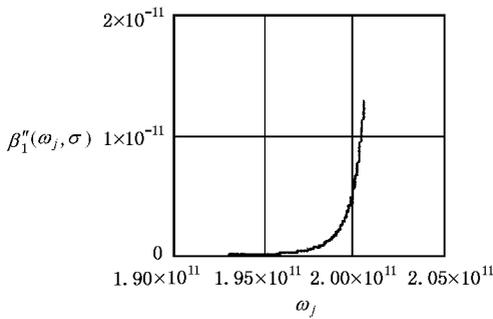


图 8 $s = 1, \omega_x < \omega < \omega_0 + \omega_m/2$ 区域 $(\partial^2 \beta_1 / \partial \omega^2) - \omega$ 的关系曲线

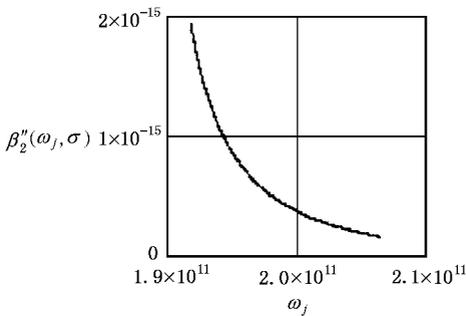


图 9 $s = 1, \omega_x < \omega$ 区域 $(\partial^2 \beta_2 / \partial \omega^2) - \omega$ 的关系曲线

4 静磁包络孤子的存在可能性分析

静磁包络孤子存在的必要条件是满足 Lighthill 判据^[51]：

$$\left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}\right)_{\omega_0} \cdot \left(\frac{\partial^2 k}{\partial |A|^2}\right) < 0. \quad (5)$$

前一因子为线性群色散, 后一因子是非线性频移. 判据要求, 两种效应产生的啁啾必须有可能抵消(本

文中 $k = \beta$).

$(\partial^2 k / \partial \omega^2)$ 这一项上面已求出. $(\partial^2 k / \partial |A|^2)$ 这一项可以用文献 [1] 的方法求出, 但那将很复杂. 这里我们采用文献 [6] 所用的 Zvezdin 和 Popkov 的简化方法来计算铁磁膜的非线性频移.

这里同样假定铁磁膜单轴方向与 z 轴重合, 磁化强度略偏离平衡态, 这时磁化强度的 z 分量可以表为

$$M_z \cong M_0 \left[1 - \frac{|m_x|^2 + |m_y|^2}{2M_0^2} \right], \quad (6)$$

其中, M_0 是饱和磁化强度, m_x, m_y 是交流分量. 当 $\beta d \ll 1$ 时,

$$M_z \approx M_0 (1 - |A'|^2), \quad (7)$$

把 M_z 代入色用方程 (2) 式, 取代所有含 M_0 的表达式, 得含有 $|A'|^2$ 的色散关系:

$$\begin{aligned} \beta(\omega, \sigma, A) &= \frac{v_0}{\phi(\omega, \sigma, A)} \\ &\pm \frac{1}{\phi(\omega, \sigma, A)} \sqrt{v_0^2 - 2\phi(\omega, \sigma, A)\omega} \quad (8) \end{aligned}$$

$$\xi(\sigma, A) = \frac{\sigma \mu_0}{4\alpha d \omega_2 (1 - A)},$$

$$\phi(\omega, \sigma, A) = \frac{\omega_1 + \frac{\omega_2(1-A)}{2} - s\omega}{\xi(\sigma, A)[\omega^2 - \omega_1(\omega_1 + \omega_2)(1-A)]},$$

其中 $A = |A'|^2$. 从 (8) 式可求出 $(\partial \beta / \partial |A'|^2)$. 函数 $(\partial \beta / \partial |A'|^2)$ 随 ω 的变化如图 10—图 12.

由图 7—图 12 曲线可作出判断, 满足 Lighthill 条件的静磁表面波只有 β_2 , 其孤子存在区为

当 $s = 1$, 即 H_0 沿 $+z$ 向施加时, 在 $0 < \omega < \omega_a$ 的低频区和 $\omega > \omega_x$ 的高频区; 当 $s = -1$, 即 H_0 沿 $-z$ 向施加时, 在 $0 < \omega < \omega_b$ 的低频区. 其中 $\omega_a \neq \omega_b$, 且 $\omega_a, \omega_b < [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$.

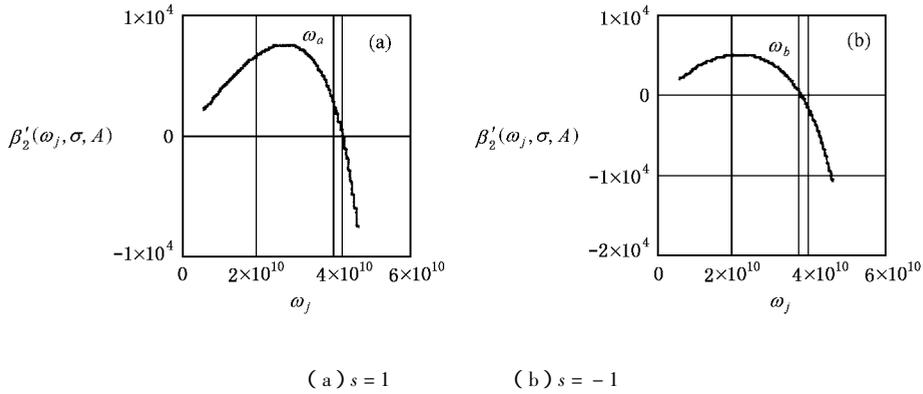


图 10 当 $0 < \omega < [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ 时 $(\partial\beta_2/\partial |A|^2) - \omega$ 的关系曲线

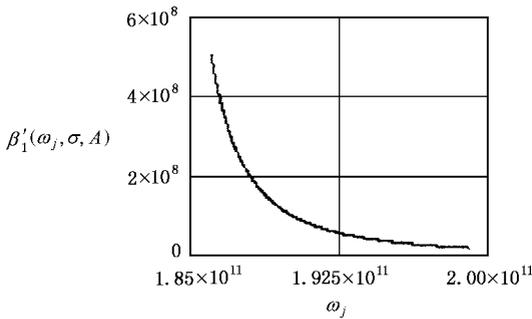


图 11 $s = 1$ $\omega_x < \omega < \omega_0 + \omega_m/2$ 区域 $(\partial\beta_1/\partial |A|^2) - \omega$ 的关系曲线

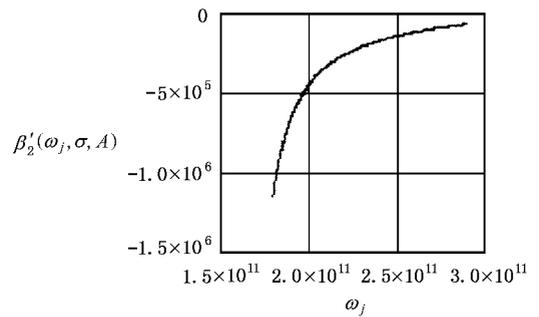


图 12 $s = 1$ $\omega_x < \omega$ 区域 $(\partial\beta_2/\partial |A|^2) - \omega$ 的关系曲线

5 结 论

铁磁膜在半导体载流子影响下,静磁表面波在与外加恒磁场相垂直的方向,其传播特性有了很大的变化.

1. 静磁表面波在整个频率范围内不再连续.

2. 判断静磁表面波传播方向的判据 $n \times H_0$ 在一定的频率范围不再成立. 这时静磁表面波的群速会因半导体载流子的影响而改变运动方向,成为反向波. 其大小受载流子浓度的控制.

3. 受载流子影响时,铁磁膜静磁表面波传播特性与外加恒磁场 H_0 施加的方向有关,不具有传播的

互易性.

4. 铁磁膜在半导体载流子影响下,当外加恒磁场 H_0 沿 $+z$ 轴向施加时,在 $0 < \omega < \omega_a$ 的低频区和 $\omega_x < \omega$ 的高频区能形成静磁包络亮孤子,而当外加恒磁场 H_0 沿 $-z$ 轴向施加时,仅在 $0 < \omega < \omega_b$ 区域能形成静磁包络亮孤子.

其中 $\omega_a \neq \omega_b$, 且 $\omega_a, \omega_b < [\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$; $[\omega_0(\omega_0 + \omega_m)]^{1/2}$ 为没有载流子影响时铁磁膜静磁表面波传输模(DE模)的传播频率下限.

为了避免问题的复杂性,使得解析分析得以进行,本文没有考虑表面电流和表面电荷、铁磁膜本征损耗带来的影响. 计及表面电流的分析结果将另文给出.

[1] A. D. Boardman, Qi Wang, S. A. Nikitov, J. Shen, W. Chen, D. Mills, J. S. Bao, *IEEE Trans. Magn.*, **30**(1)(1994), 14.

[2] M. A. Tsankov, M. Chen, C. E. Patton, *J. Appl. Phys.*, **76**(7) (1994) A274.

- [3] M. Chen , M. A. Tsankov , Jon M. Nash , C. E. Patton , *Phys. Rev.* , **B49**(18)(1994) ,12773. [5] M. J. Lighthill , *J. Inst. Maths Applics.* **1**(1965) 269.
- [4] Ikko Awai , Ken-ichi Ohtsuki , Jun-ichi Ikenoue , *Japaness Journal of Applied Physics* **15**(7)(1976) ,1297. [6] A. D. Boardman , *Physical Review* , **B18**(1993)(II) ,13602.

ANALYSIS OF THE EXISTENCE OF MAGNETOSTATIC SOLITONS IN FERROMAGNETIC FILMS UNDER THE INFLUENCE OF CARRIERS

YU LI-MING WANG QI

(*Department of Physics , College of Pure Science , Shanghai University , Shanghai 200436 ,China*)

(Received 6 July 1998 ; revised manuscript received 14 June 2000)

ABSTRACT

Under the influence of semiconductor carriers , within certain frequencies , along the direction of propagation perpendicular to the external magnetic field , magnetostatic surface wave can develop into magnetostatic solitons , with the group velocity and phase velocity being opposite to each other , and the magnitude of the velocity changes with the carriers density .

Keywords : magnetostatic solitons , carriers , ferromagnetic film , magnetostatic surface wave

PACC : 7540G , 7550E , 4110H