

各向异性磁介质中的静磁交换模

李 义 兵 李少平¹⁾

华中理工大学固体电子学系

1988 年 10 月 6 日收到

继作者对 Damon 和 Easbach (简称 DE) 理论在长波部分的修正, 本文探讨了 DE 理论在短波部分的适应性, 研究了具有单轴各向异性 and 弱交换作用的偶极自旋模式, 给出了临界角的表达式, 并分析了频率-波矢空间的实际图象。所得结果与铁磁共振的频谱实验结果较好地符合。

一、引 言

自从 Damon 和 Easbach^[1] 采用静磁近似对铁磁各向同性薄膜平行磁化的研究工作发表以来, 静磁波得到了广泛的应用。鉴于 DE 理论忽略了延时效应和交换作用, 理论与实验结果有出入^[2]。作者曾采用严格的电磁方法分析了电磁波在铁磁体内的传输问题^[3], 除发现与 DE 表面模相似的模外, 还发现了一些新的模式。当波长较短时, 延时效应可以忽略, 但交换作用却必须考虑。对此, 很多学者进行了深入的研究^[4-12], 引人注目的是 Dewames 和 Wofram (简称 DWW) 的工作。本文将 DWW 理论推广到各向异性介质的情况, 给出了包括各向异性在内的微分方程。采用近似方法, 求得了垂直膜面的波矢解。当把交换作用看成微扰时, 在这种弱交换作用下, 求得了体波与表面波的临界角, 得到了修正的频率-波矢关系的立体图。铁磁共振波谱实验的一些结果证实了我们的工作。

二、偶极交换作用下静磁波微分方程

假定外加磁场平行膜面, 对于板块样品, 如图 1 所示, 沿 z 方向为垂直膜面的方向, 厚度为 d , 各向异性轴为 z 轴, 外加磁场方向沿 x 方向。假定外加磁场为 H_e , 自旋模式为麦克斯韦方程与磁化矢量运动方程的联立解

$$\nabla \times \mathbf{h} = \nabla \cdot (\mathbf{h} + 4\pi\mathbf{m}) = 0, \quad (1)$$

$$d\mathbf{M}/dt = -\gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_i). \quad (2)$$

其中 $\mathbf{H}_i = \mathbf{H}_e + \mathbf{h} + \mathbf{H}_a + D\nabla^2\mathbf{m}_i$,

$$\mathbf{M} = (M_0 + m_x)\mathbf{x} + m_y\mathbf{y} + m_z\mathbf{z},$$

$$\mathbf{H}_a = 2K_u/M_z\mathbf{z}.$$

1) 现在 Pennsylvania 州立大学材料实验室工作。

K_u 为单轴各向异性常数, H_u 代表有效各向异性场. 当 $K_u > 0$ 时, 为易轴各向异性; $K_u < 0$ 时, 为易面各向异性. D 为交换作用常数. h, m 为磁场和磁化矢量的交流分量. 引入静磁近似

$$h = -\nabla\phi \quad (3)$$

由(1)至(3)式可以推得如下方程:

$$\partial^2\phi/\partial x^2 + u_{22}\partial^2\phi/\partial y^2 + u_{33}\partial^2\phi/\partial z^2 = 0. \quad (4)$$

其中

$$\begin{aligned} u_{22} &= 1 + \frac{Q_k + Q_a}{Q_k[Q_k + Q_a] - Q^2}, \\ u_{33} &= 1 + \frac{Q_k}{Q_k(Q_k + Q_a) - Q^2}, \\ Q_k &= Q_H + d(k_x^2 + k_z^2/u_{33} + u_{22}/u_{33} \cdot k_y^2), \\ d &= D/4\pi M_s, \quad Q = \omega/\gamma 4\pi M_s, \quad Q_a = H_a/4\pi M_s, \\ Q_H &= H/4\pi M_s. \end{aligned}$$

假定 $\phi \sim \exp i(k_x x + k_y y + k_z z)$ 代入(4)式, 可以得到

$$[Q_k(Q_k + Q_a + 1) - Q^2][k_x^2 + k_y^2 + k_z^2] - Q_k k_x^2 + Q_a k_y^2 = 0 \quad (5)$$

方程(5)中 $Q_k = Q_H + d(k_x^2 + k_z^2/u_{33} + u_{22}/u_{33} k_y^2)$, 零级频率-波矢方程为

$$k_x^2 + k_z^2/u_{33} + u_{22}/u_{33} k_y^2 = 0.$$

高级波矢解的求解采用微扰方法. 设

$$k_x^2 + k_z^2/u_{33} + u_{22}/u_{33} \cdot k_y^2 = \delta,$$

δ 为一小量, 代入(5)式中, 忽略高阶小量, 可以求得

$$k_z = \pm 1[k_x^2/u_{33} + u_{22}/u_{33} \cdot k_y^2 + d(Ek_x^2 + Fk_x^2 k_y^2 + Gk_y^4)]^{1/2} \quad (6)$$

其中

$$E = -\frac{RQ_H^2}{P^3}; \quad F = \frac{Q_H Q_a R}{P^3}; \quad G = -\frac{Q_a R}{P^3},$$

$$R = Q_a + Q_H + 1,$$

$$P = Q_H + (Q_a + 1)Q_H - Q - dk_x^2.$$

由(6)式可以看出, 在弱交换作用时, 体波与表面波的临界角发生改变, 采用电磁边界条件, 可以得到如下静磁波色散关系^[3]:

$$\text{cth}|k_z|d = \frac{k_x^2 + k_y^2 + |k_z|^2 \mu_{33} - \text{Im} \mu_{32} k_y^2}{2|k_x|u_{33}(k_x^2 + k_y^2)^{1/2}}. \quad (7)$$

其中

$$\mu_{32} = -\frac{-iQ}{Q_k[Q_k + Q_a] - Q^2}.$$

k_z 由(6)式给出, $\text{Im} \mu_{32}$ 代表 μ_{32} 的虚部. 如仅考虑 k_y 对交换作用的贡献, 可以得到如下色散曲线:

$$Q^2 = [AB + 4\pi A] + (1 + Q_a)[2 + 2|\alpha| \text{cth}(|\beta|d)]^{-1} + d\Gamma k_y^2. \quad (8)$$

其中 $\beta = k_y \alpha$,

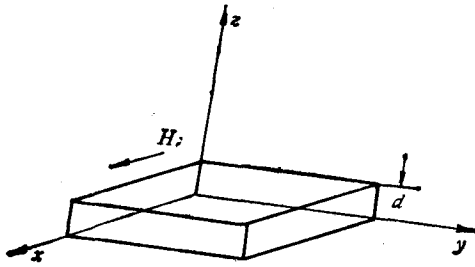


图1 平行磁化薄板样品 厚度为 d ,
单轴各向异性轴沿 z 轴

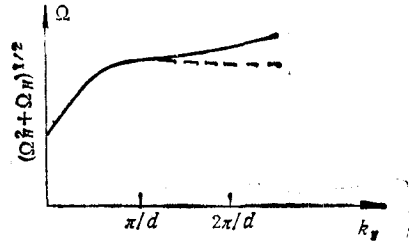


图2 沿 y 轴传播的色散曲线实线对应(8)式;
虚线为 DE 理论结果

$$\alpha = [-\mu_{22}/u_{33} - dGk_y^2]^{1/2},$$

$$\Gamma = \frac{2G(1 + Q_s)(2 + 2|\alpha|\operatorname{cth}(|\beta|d)^{-1})}{A + [1 + Q_s][2 + 2|\alpha|\operatorname{cth}(|\beta|d)^{-1}]^{-1}},$$

$$A = Q_H, B = Q_H + Q_s.$$

图2示出了方程(8)的色散曲线,并与 DE 表面波的曲线进行了比较。

在 DE 理论中,临界角定义为表面波与

体波交叠处的位置,在 DE 理论中,有

$$\tan \varphi_c = (4\pi/Q_H)^{1/2}.$$

其中 φ_c 代表临界角,从(7)式可以得到

$$\tan^2 \varphi_c = \frac{4\pi}{Q_H} (1 + dGk_y^2) + \frac{Q_s}{Q_H} \times (1 + 2dGk_y^2) + 2dGk_y^2. \quad (9)$$

由(9)式可以看出,与 DE 理论比较,临界角减小。各向异性与交换能的耦合修正了表面波曲面,比之 DE 表面波,曲面将更快地下降。

图3示出了表面波频散 $\Omega-k_x, k_y$ 的曲面立体图。

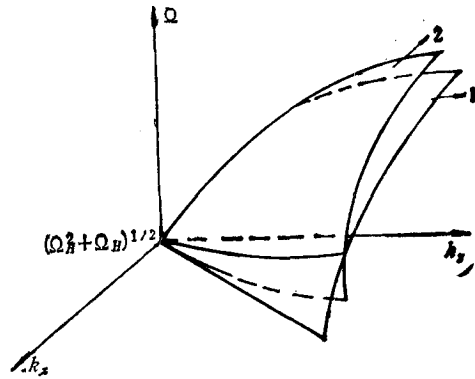


图3 表面波频散的曲面立体图 曲线1为
DE 表面波; 曲线2由(7)式可以得到

三、实验与理论的比较

单晶 YIG 薄膜外延生长在 GGG (111) 定向基体上,样品大小为 $1.20 \text{ mm} \times 1.72 \text{ mm}$, $d = 5.7 \mu\text{m}$, 频率 $f = 9.9 \text{ GHz}$, $T = 297 \text{ K}$, 膜厚由分光光度计测得,采用铁磁共振波谱仪,测得的部分实验结果如图4所示。图中横坐标的 n 代表 $k_y = n\pi/ly$, $k_x = \pi/l_x$, 纵坐标的磁场数值表示产生铁磁共振时外加磁场的数值,即对应铁磁共振吸收波谱的峰值。对实验结果,我们采用了两种拟合,一种是不考虑交换作用,各向异性的情况,即 DE 理论的结果,另一种是考虑交换作用,各向异性的情况,对应方程(7)的结果。我们发现后一种情况下理论与实验的结果更为符合。拟合过程中,采用了如下参数:

$$4\pi M_s = 1750 \text{ Gs}, H_p = -100 \text{ Oe}, g = 2.00, d = 2.60 \times 10^{-11}.$$

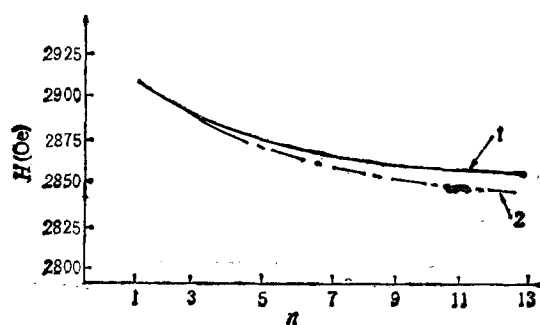


图4 铁磁共振波谱的实验与理论比较 ×为实验结果;曲线1为 DE 理论对应的曲线;
曲线2为由考虑交换作用和单轴各向异性得到的结果

四、讨 论

由图3我们发现,临界角与 k 的大小有关,随着 k 的增大,临界角变小,这与光散射得到临界角比 DE 理论小的结果是一致的^[2]。图3所得曲面的形状还有待实验的进一步证实。

工作中得到何华辉教授、李兴教教授和周世昌副教授的指教,李少平还有幸得到 C. E. Patton 教授的指教和鼓励,在此一并致谢。

- [1] R. W. Damon and J. R. Easbach, *J. Phys. Chem. Solids*, 19(1960), 308.
- [2] P. Kabos, C. E. Patton and W. D. Wilber, *Phys. Rev. Lett.*, 53(1984), 1962.
- [3] Li Yibing, Li Shaoping and He Huahui, *J. Phys. C*, 21(1988), 2369.
- [4] R. E. Dewames and T. Wolfram, *Phys. Rev. Lett.*, 23(1971), 1445.
- [5] T. Wolfram and R. E. Dewames, *Phys. Rev.*, B1(1970), 4358.
- [6] R. E. Dewames and T. Wolfram, *J. Appl. Phys.*, 41(1970), 987.
- [7] R. E. Camely and D. L. Mills, *Phys. Rev.*, B18(1978), 4821.
- [8] R. E. Camely and D. L. Mills, *J. Appl. Phys.*, 50(1979), 7779.
- [9] R. E. Camley, T. S. Rahman and D. L. Mills, *Phys. Rev.*, B23(1981), 1226.
- [10] W. Schile, *Solid State Commun.*, 11(1972), 615.
- [11] P. A. Grunberg, *Prog. Surf. Sci.*, 18(1985), 1.
- [12] J. Barak and S. H. Bhagat, *J. Appl. Phys.*, 59(1986), 2521.
- [13] Zhou Shichang, Li Shaoping, Li Yibing and He Huahui, MMM conference, FP-07, USA (1986).

MAGNETO-EXCHANGE MODES IN ANISOTROPIC MEDIA

LI YI-BING LI SHAO-PING

Department of Solid State Electronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan

(Received 6 October 1988)

ABSTRACT

This paper presents an investigation of dipole spin modes in an anisotropic medium with uniaxial anisotropy and a weak exchange effect. The critical angle between surface wave and volume wave is given according to the new circumstance and the real ω vs k figure in space is analysed. The experimental results of single crystal YIG FMR spectra agree well with our calculation.