

外应力场下双层铁磁薄膜中的铁磁共振性质*

荣建红¹⁾ 云国宏^{1) 2)}

1) 内蒙古大学理工学院物理系, 呼和浩特 010021)

2) 内蒙古师范大学物理与电子信息学院, 呼和浩特 010022)

(2006 年 12 月 24 日收到, 2007 年 1 月 30 日收到修改稿)

用铁磁共振方法得到了双层铁磁薄膜的色散关系解析表达式, 发现共振场依赖于层间耦合强度和应力场. 假定层间为反铁磁性耦合, 且铁磁层 A 有较强的平面内各向异性. 随着外磁场的增强, 铁磁层 B 中的磁化强度突然由最初的反平行转为平行, 从而导致色散曲线的阶跃, 并且发现光学模阶跃幅度比声学模大. 随着应力场的增强, B 层中磁化强度反转所需的外磁场减弱. 此外, 在不同的交换耦合强度和应力场下, 光学模共振场对外磁场方向的依赖性较强.

关键词: 双层铁磁薄膜, 界面相互作用, 应力各向异性场, 铁磁共振

PACC: 7650, 7550R, 7570

1. 引 言

自在 Fe/Cr 多层膜中发现了巨磁电阻(GMR)效应^[1]以来, GMR 效应的研究已成为凝聚态物理和材料科学领域中的一个研究热点. 尤其在自旋阀结构^[2,3]中得到广泛应用后, 进一步激发了人们对磁性多层膜浓厚的研究兴趣. 为了清楚地了解薄膜材料各方面性能, 研究多层膜层间耦合效应与薄膜的厚度、磁学性能之间的内在关联, 对提高自旋阀的巨磁电阻效应、磁灵敏性等具有重要的意义.

众所周知, 在自旋阀结构中, 其灵敏性完全取决于两铁磁层间的相互作用, 因而层间耦合问题是研究各种人造磁性多层薄膜特性的关键因素. 常见的耦合问题主要集中在铁磁/反铁磁^[4-13]和铁磁/铁磁双层薄膜^[14-19]等结构上. 对前者的研究发现界面粗糙度、织构、层间互扩散和晶粒尺寸以及界面处的化学反应等因素都会对交换偏置有影响. 而对后者的讨论则偏向于界面相互作用、中间层材料以及厚度和外磁场的影响等方面. 但是, 上述研究中大都忽略了薄膜中的应力效应, 而在实际应用中应力对材料的性能有较大的影响^[20,21], 严重时会导致材料的断

裂、脱落, 从而缩短其使用寿命. 最近, 国内一些作者^[9,10]对薄膜应力问题进行了初步研究, 采用铁磁/反铁磁双层膜系统, 但所得结论与我们有所不同, 见文献[11].

实验上研究多层膜系统的技术手段很多, 其中由于铁磁共振(FMR)技术可以提供磁有序系统有关磁交换作用十分重要的信息而被广泛应用. 本文采用铁磁共振方法推导出了体系色散关系解析表达式, 着重研究了共振频率和共振场在不同的交换耦合强度和应力各向异性场(强度)情况下对外磁场及其方位角的依赖关系.

2. 物理模型

考虑两层铁磁性材料通过中间非磁层耦合而成的体系, 假定 $x-y$ 平面位于薄膜平面内, z 轴垂直于薄膜平面. M_A, M_B, t_A, t_B 分别为两层铁磁层的磁化强度和厚度. 磁化强度 M_A 由角度 θ_A 和 φ_A 决定, 磁化强度 M_B 由角度 θ_B 和 φ_B 决定. 考虑薄膜中的单轴各向异性、应力各向异性以及界面耦合相互作用, 应力的方向由 θ^σ 和 φ^σ 决定, 从而单位体积内的自由能为

* 教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号: NECT-05-0272), 教育部科学技术研究重点项目(批准号: 206024)和国家自然科学基金(批准号: 10147203)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: ghyun@imu.edu.cn or jhron502@163.com

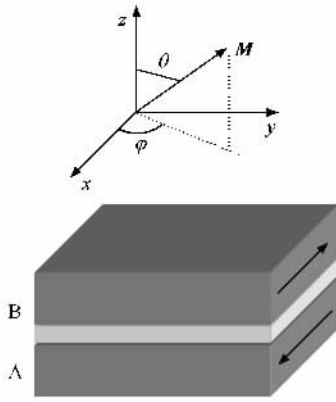


图 1 双层铁磁薄膜结构示意图

$$E = t_i \left\{ -M_i H \left[\sin\theta^H \sin\theta_i \cos(\varphi^H - \varphi_i) + \cos\theta^H \cos\theta_i \right] + K_{\text{eff}i} \sin^2\theta_i - K_{\text{up}i} \sin^2\theta_i \cos^2\varphi_i - \frac{3}{2} \lambda_i \sigma_i \times \left[\sin\theta^{\sigma} \sin\theta_i \cos(\varphi^{\sigma} - \varphi_i) + \cos\theta^{\sigma} \cos\theta_i \right]^2 \right\} - J \left[\sin\theta_A \sin\theta_B \cos(\varphi_A - \varphi_B) + \cos\theta_A \cos\theta_B \right] \quad (1)$$

其中, $i = A, B$, 第一项为磁化强度和外磁场相互作用的塞曼能, 第二项 $K_{\text{eff}i}$ 为两层铁磁材料有效磁晶各向异性常数, 定义为 $K_{\text{eff}i} = K_{\text{ui}} - 2\pi M_i^2$, 包括形状各向异性和平面外单轴各向异性, K_{ui} 是相应的各向异性常数. 第三项是平面内单轴磁晶各向异性能. 第四项为应力能(与文献[9, 10]的表示不同), λ_i 为磁致伸缩系数($\lambda_A = \lambda_B = \lambda$), σ_i 为应力强度($\sigma_A = \sigma_B = \sigma$), 最后一项为两铁磁层界面处的相互作用能, J 为相互作用常数, $J > 0$ 代表层间铁磁性耦合, $J < 0$ 代表层间反铁磁性耦合. 本文考虑层间为反铁磁性耦合.

根据平衡方程, 即 $\frac{\partial E}{\partial \theta_i} = 0, \frac{\partial E}{\partial \varphi_i} = 0$, 发现 $\theta^H = \theta^{\sigma} = \theta_A = \theta_B = \frac{\pi}{2}$ 是这个方程的解, 此时磁化强度 M_i 和应力 σ_i 均位于薄膜平面内, 且 φ_i 由下面两个方程决定:

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi_A} = t_A \left\{ -M_A H \sin(\varphi^H - \varphi_A) + K_{\text{up}A} \sin 2\varphi_A \right.$$

$$\left. - 3\lambda\sigma \sin(\varphi^{\sigma} - \varphi_A) \cos(\varphi^{\sigma} - \varphi_A) \right\} + J \sin(\varphi_A - \varphi_B), \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial \varphi_B} = t_B \left\{ -M_B H \sin(\varphi^H - \varphi_B) + K_{\text{up}B} \sin 2\varphi_B - 3\lambda\sigma \sin(\varphi^{\sigma} - \varphi_B) \cos(\varphi^{\sigma} - \varphi_B) \right\} - J \sin(\varphi_A - \varphi_B). \quad (3)$$

若铁磁层 A 中的平面内磁晶各向异性强于 B 层, 且易轴沿 x 轴, 即 $H_{\text{KA}} = \frac{2K_{\text{up}A}}{M_A} \gg H_{\text{KB}} = \frac{2K_{\text{up}B}}{M_B}$. 为了计算方便, 固定外磁场 H 方向沿 x 轴, 强度逐渐减弱, 则 A 层中的磁化强度 M_A 始终沿易轴方向, 即 $\varphi_A = 0$. B 层中的磁化强度 M_B 可能由于界面相互作用 J 而远离场方向, 最终趋向于与 M_A 反平行. 将 $\varphi_A = 0$ 代入方程(3)得到关于 φ_B 的方程

$$H \sin\varphi_B + \frac{1}{2} H_{\text{KB}} \sin 2\varphi_B - \frac{3}{2} H_{\sigma} \sin(\varphi^{\sigma} - \varphi_B) + \frac{J}{t_B M_B} \sin\varphi_B = 0, \quad (4)$$

$H_{\text{KA}}, H_{\text{KB}}$ 为平面各向异性场, $H_{\sigma} = \frac{\lambda\sigma}{M}$ 为应力各向异性场, 解方程(4)得到

$$\varphi_B = 0^{\circ}, \quad (H > H_{\text{sat}}), \quad (5a),$$

$$\cos\varphi_B = -\frac{t_B M_B H + J}{t_B M_B H_{\text{KB}} - 3H_{\sigma}}, \quad (H_{\text{crit}} < H < H_{\text{sat}}), \quad (5b),$$

$$\varphi_B = 180^{\circ}, \quad (H < H_{\text{crit}}), \quad (5c)$$

这里 H_{sat} 代表饱和场, 当外磁场大于饱和场时, 磁化强度 M_A 和 M_B 相互平行且沿着外磁场方向. H_{crit} 代表临界场, 当外磁场小于临界场时, 磁化强度 M_A 和 M_B 反平行排列. H_{sat} 和 H_{crit} 可由能量最小条件得到

$$H_{\text{sat}} = -\frac{J}{t_B M_B} - H_{\text{KB}} + 3H_{\sigma}, \quad (6)$$

$$H_{\text{crit}} = -\frac{J}{t_B M_B} + H_{\text{KB}} - 3H_{\sigma}. \quad (7)$$

此外, 利用 Geshev 所使用方法^[4, 5], 可求得以上所描述体系的色散关系, 即可由 4×4 矩阵的解得到.

$$\begin{bmatrix} E_{\theta_A \theta_A} & E_{\theta_A \varphi_A} + iz_A & E_{\theta_A \theta_B} & E_{\theta_A \varphi_B} \\ E_{\theta_A \varphi_A} - iz_A & E_{\varphi_A \varphi_A} & E_{\theta_B \varphi_A} & E_{\varphi_A \varphi_B} \\ E_{\theta_A \theta_B} & E_{\theta_B \varphi_A} & E_{\theta_B \theta_B} & E_{\theta_B \varphi_B} + iz_B \\ E_{\theta_A \varphi_B} & E_{\varphi_A \varphi_B} & E_{\theta_B \varphi_B} - iz_B & E_{\varphi_B \varphi_B} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta\theta_A \\ \Delta\varphi_A \\ \Delta\theta_B \\ \Delta\varphi_B \end{bmatrix} = 0, \quad (8)$$

其中 $z_A = t_A M_A \sin \theta_A \frac{\omega}{\gamma_A}$, $z_B = t_B M_B \sin \theta_B \frac{\omega}{\gamma_B}$, ω 为共振频率, γ_i 为旋磁比.

解(8)式要求矩阵行列式等于零,于是得到关于 ω 的四次方程

$$\omega^4 - \left(\frac{E_{\theta_A \theta_A} E_{\varphi_A \varphi_A} \gamma_A^2}{t_A^2 M_A^2 \sin^2 \theta_A} + \frac{E_{\theta_B \theta_B} E_{\varphi_B \varphi_B} \gamma_B^2}{t_B^2 M_B^2 \sin^2 \theta_B} + \frac{2E_{\theta_A \theta_B} E_{\varphi_A \varphi_B} \gamma_B \gamma_A}{t_A M_A \sin \theta_A t_B M_B \sin \theta_B} \right) \omega^2 + \frac{(E_{\theta_A \theta_A} E_{\theta_B \theta_B} - E_{\theta_A \theta_B}^2)(E_{\varphi_A \varphi_A} E_{\varphi_B \varphi_B} - E_{\varphi_A \varphi_B}^2) \gamma_A^2 \gamma_B^2}{t_A^2 M_A^2 \sin^2 \theta_A t_B^2 M_B^2 \sin^2 \theta_B} = 0, \quad (9)$$

其中 $E_{\theta_i \theta_i}$, $E_{\varphi_i \varphi_i}$ 分别为方程(1)对 θ_i 和 φ_i 的二阶导数.

本文考虑 $\gamma_A = \gamma_B = \gamma$, 即色散关系方程(9)式可简化为如下形式:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^4 - \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 A(H) + B(H) = 0, \quad (10)$$

这里

$$A(H) = [H \cos(\varphi^H - \varphi_A) + a_1] \times [H \cos(\varphi^H - \varphi_A) + a_2] + [H \cos(\varphi^H - \varphi_B) + a_3] \times [H \cos(\varphi^H - \varphi_B) + a_4] + \frac{2J^2 \cos(\varphi_A - \varphi_B)}{t_A M_A t_B M_B}, \quad (11)$$

$$B(H) = \left\{ [H \cos(\varphi^H - \varphi_A) + a_1] \times [H \cos(\varphi^H - \varphi_B) + a_3] - \frac{J^2}{t_A M_A t_B M_B} \right\} \times \left\{ [H \cos(\varphi^H - \varphi_A) + a_2] \times [H \cos(\varphi^H - \varphi_B) + a_4] - \frac{J^2 \cos^2(\varphi_A - \varphi_B)}{t_A M_A t_B M_B} \right\}, \quad (12)$$

其中 a_1, a_2, a_3, a_4 分别为

$$a_1 = -H_{\text{keffA}} + H_A \cos^2 \varphi_A + 3H_\sigma \cos^2(\varphi^\sigma - \varphi_A) + \frac{J}{t_A M_A} \cos(\varphi_A - \varphi_B), \quad (13)$$

$$a_2 = H_A \cos 2\varphi_A - 3H_\sigma \cos(\varphi^\sigma - \varphi_A) \times [\sin^2(\varphi^\sigma - \varphi_A) - \cos(\varphi^\sigma - \varphi_A)] + \frac{J}{t_A M_A} \cos(\varphi_A - \varphi_B), \quad (14)$$

$$a_3 = -H_{\text{keffB}} + H_B \cos^2 \varphi_B + 3H_\sigma \cos^2(\varphi^\sigma - \varphi_B) + \frac{J}{t_B M_B} \cos(\varphi_A - \varphi_B), \quad (15)$$

$$a_4 = H_B \cos 2\varphi_B - 3H_\sigma \cos(\varphi^\sigma - \varphi_B) \times [\sin^2(\varphi^\sigma - \varphi_B) - \cos(\varphi^\sigma - \varphi_B)] + \frac{J}{t_B M_B} \cos(\varphi_A - \varphi_B). \quad (16)$$

3. 结果分析与讨论

我们选取参数 $\varphi^\sigma = 90^\circ$, $J(10^{-3} \text{ J/m}^2)$ 和 $H_\sigma(10^6/4\pi \text{ A/m})$ 参数值分别为 0, -0.3, -0.5, -1.0 和 0, 0.03, 0.05, 0.1. 其他参数见表 1.

表 1 两层铁磁薄膜中对应的磁参数

参数取值	A 层	B 层
$4\pi M(10^6 \text{ A/m})$	10	6
$H_{\text{keff}}(10^6/4\pi \text{ A/m})$	-10	-6
$H_K(10^6/4\pi \text{ A/m})$	5	0.5
$(\gamma/2\pi)(4\pi \text{ MHznm/A})$	2.8	2.8
t/nm	50	10

若此时的外磁场在 $x-y$ 平面内转动, 两铁磁层磁化强度由(2)和(3)式确定. 图 2 给出共振场随外磁场方向角 φ^H 的变化关系($\sigma = 0$). 对于层间反铁磁性耦合, 共振场高而频率低的支称为光学模, 描述两铁磁层磁化强度异相位进动; 共振场低而频率高的支称为声学模, 描述两铁磁层磁化强度同相位进动. 当层间为铁磁性耦合时, 上述情况刚好相反^[15]. 当 $J = 0$, 即两层铁磁薄膜相互独立, 未发生耦合, 其铁磁共振行为由两个独立的铁磁层的色散关系决定. 两层中铁磁共振场均呈明显的对称性, 表现出单轴各向异性. 对于不同强度的层间耦合 $J(J < 0)$, 铁磁共振曲线有很大的变化. 随着层间耦合强度 $|J|$ 的增大, 在整个变化区域内, 光学模共振场逐步增强, 即共振曲线向上移动, 表明随着界面相互作用的增强, 光学模越来越不易发生共振, 而声学模的变

化主要表现在外磁场沿 x 轴和 y 轴附近,随着交换耦合强度 $|J|$ 的增强,共振场均向上移动,即层间耦合强度越强越不易共振,其他区域共振曲线却基本不发生任何移动,这说明除了 x 轴和 y 轴,层间耦合强度的变化对其他方向的共振场均不影响.

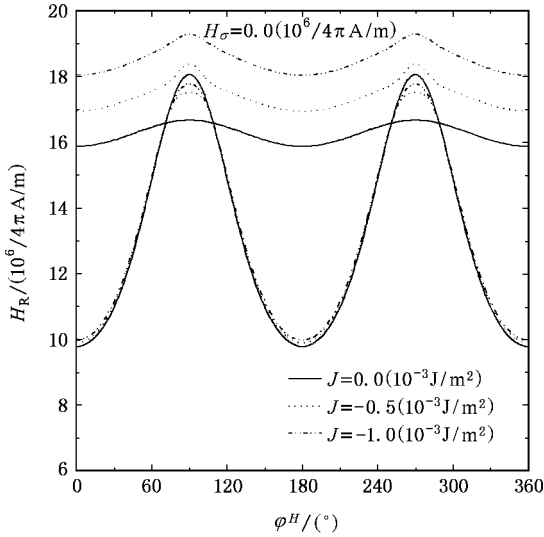


图 2 不同耦合强度下共振场随外磁场方向角的关系(上支光学模;下支声学模)

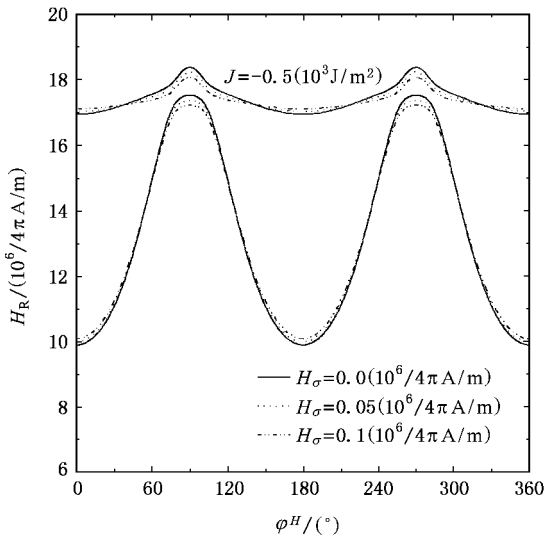


图 3 不同应力场下共振场随外磁场方向角的关系(上支光学模;下支声学模)

保持层间交换耦合强度 J 不变,图 3 描绘了体系在不同应力场 H_σ 情况下,共振场随外磁场方向角的变化关系.当不考虑应力各向异性场时,两条曲线均呈现对称性,表现出明显的单轴各向异性.随着应力场的增大,光学模变化较为明显,当外磁场方向

偏离 x 轴方向,即 $\varphi^H < 30^\circ$ 和 $150^\circ < \varphi^H < 210^\circ$ 和 $\varphi^H > 300^\circ$ 时,共振场随应力场的增强而增大,越来越不容易发生共振.而当外磁场方向 $30^\circ < \varphi^H < 150^\circ$ 和 $210^\circ < \varphi^H < 330^\circ$ 时,共振场随应力强度的增强而减弱,曲线仍然对称.对于声学模,在 x 轴附近较小区域内,共振场随应力场的增强而增大,而在 y 轴附近较小区域内,共振场随应力场的增强而减小,这表明应力场阻碍了 x 轴方向的磁化,却促进了 y 轴方向的磁化.

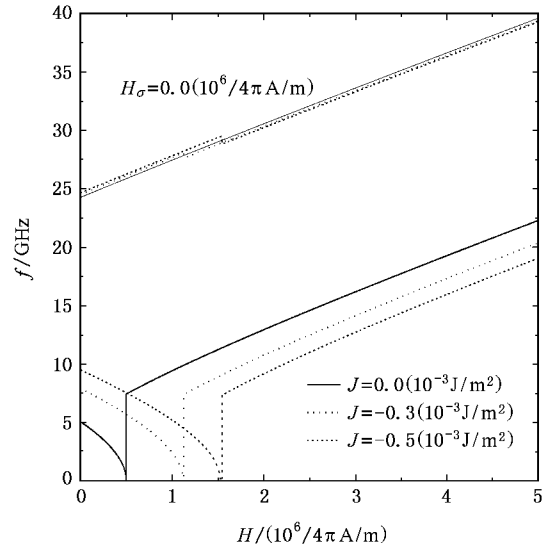


图 4 不同耦合强度下共振频率随外磁场的关系(上支声学模;下支光学模)

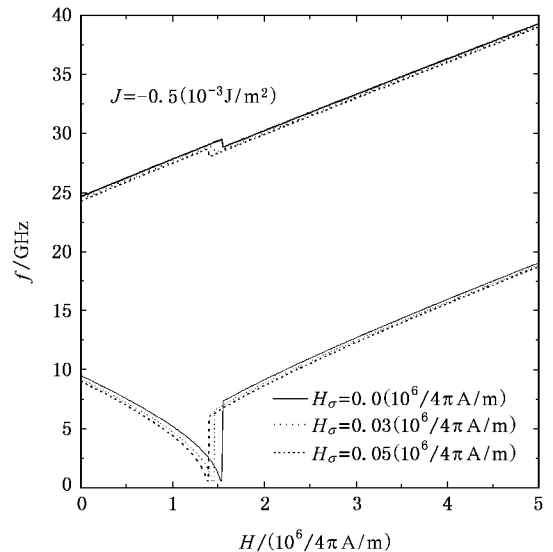


图 5 不同应力场下共振频率随外磁场的关系(上支声学模;下支光学模)

若外磁场方向沿着 x 轴,不同层间耦合强度下

共振频率随外磁场强度的变化关系如图 4 所示. 对于不同的层间耦合强度, 磁化强度 M_B 均突然由反平行排列 $\varphi_B = 180^\circ$ 跳跃到平行排列 $\varphi_B = 0^\circ$. 原因在于 (5) (6) 和 (7) 式, 由于这里考虑的两铁磁层间为反铁磁性耦合, 即 $J < 0$, 结果发现 H_{crit} 要比 H_{sat} 大, 所以当外磁场 H 值在 H_{sat} 和 H_{crit} 之间时, $\varphi_B = 180^\circ$ 和 $\varphi_B = 0^\circ$ 均为平衡方程的解. 当外磁场 H 从 0 逐步增强达到一特定值, $\varphi_B = 180^\circ$ 保持到磁场为 H_{crit} , 此刻磁化强度 M_B 突然反向, 从 $\varphi_B = 180^\circ$ 跳跃到与磁化强度 M_A 平行, 即 $\varphi_B = 0^\circ$. 这种突然的反向, 从而导致色散曲线的阶跃. 对于耦合强度为零的情况, 声学模几乎是完全线性的. 不同的层间耦合强度下, 光学模的跳跃频率分别为 7.19 GHz, 7.09 GHz, 7.06 GHz; 声学模的跳跃频率较小, 分别为 0.003 GHz, 0.44 GHz, 0.70 GHz. 当外磁场 $H > H_{crit}$ 时, 两支模几乎均呈线性增加, 且随着界面耦合强度的增强共振频率向低值方向移动, 即耦合强度越强越不容易发生共振. 当外磁场 $H < H_{crit}$ 时, 随着层间耦合强度的增强共振频率却向高值方向移动, 即易发生共振, 而且临界场逐渐增大.

图 5 给出界面耦合强度一定, 不同应力场情况下, 共振频率随外磁场的变化关系. 当 $\sigma = 0$ 时, 所得结论与 Layadi 工作^[19]一致. 光学模阶跃较声学模明显, 无论在强场区域还是弱场区域, 声学模和光学模共振频率均随着应力场的增强而向低值方向移动, 表明应力场阻碍了薄膜的磁化. 此外, 随着应力场的增强, B 层磁化强度反转时的临界场逐渐降低.

4. 结 论

本文重点讨论了双层铁磁薄膜中层间相互作用

和应力各向异性场对薄膜性质的影响. 得到共振场随外磁场方向 φ^H 的变化关系, 以及共振频率随外磁场强度 H 的变化关系. 结果发现: 不考虑应力时, 不同的界面耦合强度下, 光学模的共振场变化较明显, 且耦合强度越强越不易共振. 声学模的共振场的变化仅表现在 x 轴和 y 轴附近, 随着层间耦合强度的增强, x 轴附近和 y 轴附近共振场均向高场区移动; 当考虑应力场而固定层间耦合强度时, 光学模比声学模变化复杂, 随着应力场的增强, $\varphi^H < 30^\circ$ 和 $150^\circ < \varphi^H < 210^\circ$ 和 $\varphi^H > 330^\circ$ 时, 共振场向上移动, 即此方向内不容易共振, 而 $30^\circ < \varphi^H < 150^\circ$ 和 $210^\circ < \varphi^H < 330^\circ$ 时, 共振场向下移动, 即在此范围内容易共振. 对于声学模而言, 当外磁场方向沿 x 轴时, 共振场随着应力场强度的增强而增强, 但是当外磁场沿 y 轴方向时, 共振场则随应力场的增强而减小, 其他方向共振场不发生移动. 同样共振频率随外磁场强度变化时, 也存在两支模, 光学模变化较声学模明显, 而且当外磁场 $H < H_{crit}$ 时, 两层铁磁薄膜中的磁化强度反平行排列, 随着外磁场的逐步增强, B 层中的磁化强度突然由反平行跳跃为平行排列, 当外磁场继续增强时, 两支模共振频率几乎均呈线性增加. 耦合强度增强时, 临界场增强. 而应力场增强时, 光学模和声学模的共振频率在整个磁场范围内均向下移动, 且 B 层中的磁化强度反转所需外磁场减弱. 以上结果均表明层间耦合强度越强, 越不易发生共振. 外磁场方向与应力场方向一致时, 应力场越强, 越容易共振.

- [1] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Nruyen Van Dau F, Petroff F, Eitenne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472
- [2] Schwieger S, Kienert J, Nolting W 2005 *Phys. Rev. B* **71** 174441
- [3] Rodríguez-Suárez R L, Rezende S M, Azevedo A 2005 *Phys. Rev. B* **71** 224406
- [4] Geshev J, Pereira L G, Schmidh J E 2001 *Phys. Rev. B* **64** 184411
- [5] Geshev J, Pereira L G, Schmidh J E 2002 *Phys. Rev. B* **320** 169
- [6] Layadi A 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 1429
- [7] Zhou S M, Li Y H, Song J T 2002 *Acta phys. Sin.* **51** 917 (in Chinese) [周仕明、李印合、宋金涛 2002 物理学报 **51** 917]

- [8] Jiang H W, Li M H, Wang A L, Zheng W 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1232 (in Chinese) [姜宏伟、李明华、王艾玲、郑 鹤 2004 物理学报 **53** 1232]
- [9] Pan J, Tao Y C, Hu J G 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3032 (in Chinese) [潘 靖、陶永春、胡经国 2006 物理学报 **55** 3032]
- [10] Pan J, Ma M, Zhou L, Hu J G 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 897 (in Chinese) [潘 靖、马 梅、周 岚、胡经国 2006 物理学报 **55** 897]
- [11] Rong J H, Yun G H, Narsu B, Sprung D W L 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 083901

- [12] Ni J ,Cai J W ,Zhao J G ,Yan S S ,Mei L M ,Zhu S F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3920 (in Chinese) [倪 经、蔡建旺、赵见高、颜世申、梅良模、朱世富 2004 物理学报 **53** 3920]
- [13] Hu J G ,Stamps R L 2006 *Chin. Phys.* **15** 1595
- [14] Zhang A G ,Wang Y J ,Han X F ,Zhan W S 2004 *Chin. Phys.* **13** 2153
- [15] Layadi A ,Artman J O 1990 *J. Magn. Magn. Mate.* **92** 143
- [16] Bruno P ,Chappert C 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 1602
- [17] Zhang Z ,Zhou L ,Wigen P E ,Ounadiela K 1994 *Phys. Rev. B* **50** 6094
- [18] Rezende S M ,Chesman C ,Lucena M A ,Azevedo A 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 958
- [19] Layadi A 2004 *Phys. Rev. B* **69** 144431
- [20] Sander D ,Ouazi S ,Enders A ,Gutjahr-Löser Th ,Stepanyuk V S ,Bazhanov D I ,Kirschner 2002 *J. Phys. : Condens Matter* **14** 4165
- [21] Padhan P ,Perllier W ,Mercey B 2004 *Phys. Rev. B* **70** 184419

Ferromagnetic resonance in ferromagnetic bilayer films under the stress anisotropy^{*}

Rong Jian-Hong¹⁾ Yun Guo-Hong^{1 2)†}

¹ *Department of Physics ,Inner Mongolia University ,Hohhot 010021 ,China)*

² *College of Physics and Electronic Information , Inner Mongolia Normal University , Hohhot 010022 , China)*

(Received 24 December 2006 ; revised manuscript received 30 January 2007)

Abstract

The ferromagnetic resonance (FMR) technique has been used to investigate the properties of ferromagnetic/nonmagnetic /ferromagnetic systems. We derived the FMR dispersion relation , taking into account the competition between the indirect interlayer coupling and stress anisotropy. In this case ,one of the layers A has a strong in-plane anisotropy compared with the coupling strength and the in-plane anisotropy of the other layer B. As the applied field increases ,magnetization of layer B may suddenly switch from the antiparallel configuration to the saturated state. The discontinuities are more important for the optical than for the acoustic modes. For the optical mode ,the effect of interlayer coupling and stress anisotropy on the H_R vs φ^H curves is more apparent.

Keywords : ferromagnetic bilayer films , stress anisotropy , interlayer coupling , ferromagnetic resonance

PACC : 7650 , 7550R , 7570

^{*} Project supported by the Program for New Century Excellent Talents of Chinese Ministry of Education (NCET-05-0272) ,the Key Project of Chinese Ministry of Education (Grant No. 206024) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10147203).

[†] E-mail : ghyun@imu.edu.cn or jhrong502@163.com