

外应力场下铁磁/反铁磁双层膜系统中的自旋波*

潘 靖¹⁾ 周 岚¹⁾ 陶永春²⁾ 胡经国^{1)†}

1) 扬州大学物理科学与技术学院, 扬州 225002)

2) 南京师范大学物理科学与技术学院, 南京 210097)

(2006 年 1 月 24 日收到, 2006 年 11 月 6 日收到修改稿)

采用自由能极小的方法研究了铁磁/反铁磁双层膜系统在外应力场下的一致进动自旋波性质, 即铁磁共振现象. 本模型中铁磁层很薄可看成单畴结构, 但具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性; 而反铁磁层仅具有单轴磁晶各向异性, 但其厚度趋于半无穷. 推导出了该系统的铁磁共振频率和频谱宽度的解析式. 结果表明, 外应力场和界面交换耦合或反铁磁磁强度仅在弱磁场下对系统的铁磁共振有影响, 且系统的铁磁共振行为按磁场强度可分为两支, 其区分弱磁场和强磁场的临界场依赖于外应力场的方向. 另一方面, 应力场方向的改变可借助于反铁磁层磁畴变化对铁磁层磁晶各向异性轴有影响.

关键词: 铁磁/反铁磁双层膜, 界面耦合强度, 铁磁共振, 应力场

PACC: 7530D, 7550R, 7650, 7570

1. 引 言

铁磁/反铁磁层间交换耦合作用可使铁磁/反铁磁双层膜的磁滞回线沿磁场方向偏离原点, 其偏离量被称之为交换偏置, 它可以模拟成迭加在外加场中的交换异性场 H_E . 这种现象最早是 Meiklejohn 和 Bean 在 Co-CoO 铁磁/反铁磁混合系统中发现的^[1,2]. 如今铁磁/反铁磁双层膜在工业技术上有着广泛的应用, 如用在基于自旋阀结构的高密度磁性记录读取头等器件中^[3-5].

目前, 实验上在铁磁/反铁磁双层膜系统中已经发现了很多有趣的物理现象; 同时也有多种方法来探测其交换偏置等^[6]. 其中最基本的方法是磁滞回线法, 另外还有交流磁化法以及铁磁共振法等, 但其理论研究尚不能很好地建立以揭示铁磁/反铁磁双层膜系统中出现交换偏置、矫顽场增强等现象的微观物理机理^[7-10]. 对铁磁/反铁磁双层膜系统中的磁学现象研究亦多限于单轴磁晶各向异性的薄层^[11-21].

铁磁共振法是获取磁晶各向异性以及磁弛豫等信息的直接手段. 迄今对铁磁/反铁磁双层膜中铁磁共振现象的理论研究已有很多报道. 如在

Layadi 模型中^[11], 设反铁磁层非常薄, 其反铁磁层的能量被忽略, 且反铁磁层对铁磁层的钉扎作用仅考虑在有效交换场 H_E 中, 所以其结果比较粗糙. 而在 X_i 的模型中^[12,13], 反铁磁层的能量和动态钉扎作用均被考虑了, 但铁磁薄层只考虑单轴磁晶各向异性, 同时, 反铁磁层厚度有限, 导致解析计算困难, 仅有数值结果. 文献 [14,17] 曾扩展了他们的模型, 既考虑有效交换耦合场又计入了反铁磁层的影响, 包括反铁磁层的能量和动态钉扎作用, 给出了相应的铁磁共振解析形式. 但是, 上述模型均未考虑应力场的作用. 最近文献 [22] 报道了在 TiO_2 衬底上生长出的 CrO_2 薄膜其磁晶各向异性(甚至其易轴的改变)是其膜厚的函数. 他们将其缘由归咎于 CrO_2 的磁晶各向异性与由于晶格失配产生的应力场而诱发的磁晶各向异性之竞争的结果. 事实上, 由于普遍存在着样品制备的非均匀性以及外应力作用等, 因此讨论应力场下的磁共振性质是非常有意义的. 文献 [20] 虽然讨论了应力场的作用, 但文中忽略了反铁磁层的能量, 所以它未能反映反铁磁层对系统的影响.

本文基于系统的平衡能量, 采用 Smith 和 Beljers 理论研究了铁磁/反铁磁双层膜系统在外应力场下的铁磁共振现象. 本模型中铁磁层很薄可看成单畴

* 国家自然科学基金(批准号: 10347118)和江苏省高校自然科学基金(批准号: 2006KJB140133)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: panjing_yz@163.com

结构,但具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性,而反铁磁层仅具有单轴磁晶各向异性,但其厚度趋于半无穷,给出了共振频率和频谱宽度的解析表达式,并着重研究了应力场以及反铁磁层对共振频率和频谱宽度的影响。

2. 模型与解析结果

对铁磁/反铁磁双层膜,我们假定其界面为非补偿界面,并定义界面为 $x-y$ 平面, z 轴则垂直于其界面。外加磁场 H 和外加应力场处于薄层界面内,与 x 轴的夹角分别是 β 和 φ 。角 α 定义为反铁磁层的磁化方向(易轴)和 x 轴在 $x-y$ 平面内的夹角。角 α 由系统的自由能最小确定,结果发现它和反铁磁层的畴壁能以及铁磁与反铁磁层界面处交换耦合常数密切相关。它体现了反铁磁层对铁磁层磁化的钉扎作用,即影响着铁磁层的磁化方向。我们称角 α 为钉扎角,是体现反铁磁层对铁磁层磁化钉扎作用强度的量度之一^[17]。铁磁层是厚度为 t_F 的简单立方晶格薄层,其 $[001]$ 方向沿着 z 轴,具有立方磁晶各向异性和单轴磁晶各向异性。而反铁磁层只考虑单轴磁晶各向异性,其厚度为 t_{AF} ,它远大于其畴壁厚度,可认为无穷厚。

基于以上的假设和讨论,采用球坐标系, θ , ϕ 分别代表磁化方向与 z 轴夹角的极角和与 x 轴夹角的方位角。铁磁/反铁磁双层膜单位面积上的总能量可以写为

$$\begin{aligned}
 E = & -\frac{3}{2}\lambda\sigma\cos^2(\varphi-\phi)+2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}(1-\cos\alpha) \\
 & -J_1\sin\theta\cos(\alpha-\phi)+K_{\text{uef}}t_F\sin^2\theta \\
 & +K_{\text{up}}t_F\sin^2\theta\sin^2\phi \\
 & +\frac{K_1}{4}t_F(\sin^22\theta+\sin^4\theta\sin^22\phi) \\
 & +\frac{K_2}{16}t_F\sin^2\theta\sin^22\theta\sin^2\phi \\
 & -MHt_F\sin\theta\cos(\beta-\phi), \quad (1)
 \end{aligned}$$

式中第 1 项为应力能^[22],第 2 项为反铁磁层的体积能,第 3 项为界面上的铁磁反铁磁的交换耦合能,其余为铁磁层的磁晶各向异性能,第 4 项为单轴磁晶各向异性能,第 5 项为平面内单轴磁晶各向异性能,第 6,7 项代表立方磁晶各向异性能,最后一项是铁磁层在外加磁场 H 中的塞曼能;其中 K_{uef} 为有效磁晶各向异性常数,它定义为 $K_u-2\pi M^2$, K_u 是单轴磁晶各向异性常数, $\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$ 为反铁磁层的畴壁能,

K_{up} 为 $x-y$ 等面内的单轴磁晶各向异性能; M 为反铁磁层饱和磁化强度, K_1 , K_2 分别为第一、第二磁晶各向异性常数。

在平衡态时,自由能最小,我们发现 $\theta=90^\circ$ 是这个平衡方程的一个解,这意味着铁磁层的饱和磁化强度 M 处于薄层内。系统平衡态时的能量为

$$\begin{aligned}
 E = & -\frac{3}{2}\lambda\sigma\cos^2(\varphi-\phi)+2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}(1-\cos\alpha) \\
 & -J_1\cos(\alpha-\phi)+K_{\text{uef}}t_F+K_{\text{up}}t_F\sin^2\phi \\
 & +\frac{K_1}{4}t_F\sin^22\phi-MHt_F\cos(\beta-\phi), \quad (2)
 \end{aligned}$$

ϕ 和 α 由下列方程确定:

$$\begin{aligned}
 & -\frac{3}{2}\lambda\sigma\sin2(\varphi-\phi)-J_1\sin(\alpha-\phi) \\
 & +K_{\text{up}}t_F\sin2\phi+\frac{K_1}{2}t_F\sin4\phi \\
 & -MHt_F\sin(\beta-\phi)=0, \quad (3)
 \end{aligned}$$

$$2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}\sin\alpha+J_1\sin(\alpha-\phi)=0, \quad (4)$$

定义参数 $H_E=\frac{J_1}{Mt_F}$, $H_\lambda=\frac{\lambda\sigma}{Mt_F}$, $H_{\text{uef}}=\frac{2K_{\text{uef}}}{M}$, $H_A=\frac{2K_{\text{up}}}{M}$, $g=\frac{J_1}{2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}$,其中 H_E 为有效交换场, H_λ 为应力场 g 为无量纲量,称为界面耦合调节强度,它反映了界面耦合强度与反铁磁层磁强度之比,则得到系统平衡态时的能量为

$$\begin{aligned}
 \frac{E}{Mt_F} = & -\frac{3}{2}H_\lambda\cos^2(\varphi-\phi)+\frac{1}{2}H_{\text{uef}}+\frac{1}{2}H_A\sin^2\phi \\
 & +\frac{1}{8}H_{K_1}\sin^22\phi-H\cos(\beta-\phi) \\
 & +\frac{H_E}{g}(1-\sqrt{g^2+1+2g\cos\phi}). \quad (5)
 \end{aligned}$$

铁磁共振法是获取磁系统磁晶各向异性以及磁弛豫等信息的有效手段之一。根据文献^[23]得系统的铁磁共振频率为

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2=\frac{1}{M^2t_F^2\sin^2\theta}(E_{\theta\theta}E_{\phi\phi}-E_{\theta\phi}^2), \quad (6)$$

其中 ω 是共振频率, γ 是回旋比,将方程(1)代入(6)式得

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = & \left[H\cos(\beta-\phi)+H_E\frac{\cos\phi+g}{\sqrt{1+2g\cos\phi+g^2}} \right. \\
 & \left. +H_A\cos2\phi+H_{K_1}\cos4\phi+3H_\lambda\cos2(\varphi-\phi) \right] \\
 & \times \left[H\cos(\beta-\phi)-H_{\text{uef}} \right. \\
 & \left. +H_E\frac{\cos\phi+g}{\sqrt{1+2g\cos\phi+g^2}} \right]
 \end{aligned}$$

$$-H_{\lambda} \sin^2 \phi + H_{K_1} \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\phi \right) + \frac{1}{4} H_{K_2} \sin^2 2\phi \Big]. \quad (7)$$

其中 $H_{K_2} = \frac{2K_2}{M}$.

共振谱宽度是铁磁共振模式的一个重要特征,它反映了铁磁共振的衰减性质.铁磁共振的频谱宽度由两个因素决定:一个是材料的磁阻尼,它是决定谱宽的内在因素,反映了磁性物质的基本特征;另一个因素是薄层样品中磁晶各向异性传播的分散性导致的磁场不均匀,两个因素中,前者是普遍存在的且更重要.其频谱宽度为^[24]

$$\Delta\omega = \frac{k\gamma}{M t_F} \left(E_{\theta\theta} + \frac{E_{\phi\phi}}{\sin^2 \theta} \right), \quad (8)$$

将方程(1)代入(8)式得

$$\begin{aligned} \Delta\omega = & k\gamma \left[2H \cos(\beta - \phi) - H_{\text{uef}} \right. \\ & + 2H_E \frac{\cos\phi + g}{\sqrt{1 + 2g\cos\phi + g^2}} + H_{\lambda} (\cos 2\phi - \sin^2 \phi) \\ & + H_{K_1} \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\phi + \cos 4\phi \right) \\ & \left. + \frac{1}{4} H_{K_2} \sin^2 2\phi + 3H_{\lambda} \cos \mathcal{A}(\varphi - \phi) \right]. \quad (9) \end{aligned}$$

3. 分析与讨论

从前面的推导可以发现该体系的铁磁共振性质依赖于外加磁场 H 和外加应力场 σ 的大小、方向以及界面耦合强度.本文着重讨论不同应力场、不同反铁磁层磁强度下铁磁/反铁磁双层膜系统的铁磁

共振及频谱宽度的动态行为.数值计算中按如下取值 $4\pi M = 10 \text{ MA/m}$, $H_{\text{uef}} = -10 \text{ MA/m}$, $H_{\lambda} = 0.005 \text{ MA/m}$, $H_{K_1} = -0.5 \text{ MA/m}$, $H_{K_2} = -0.1 \text{ MA/m}$.

图1为不同的外应力场 H_{λ} 和界面耦合调节强度 g 下共振频率和频谱宽度随外加磁场 H 变化的关系.结果发现:其铁磁共振曲线被分为两支,我们将共振频率和频谱宽度极小处的磁场作为区分强场和弱场的临界场 H_{cr} .从图1(a)中看出,在大于临界场的强外磁场状态下,共振频率随外磁场的增大而非线性增大,但不随外应力场 H_{λ} 和界面调节强度 g 发生变化;另一方面,在小于临界场的弱外磁场状态下,共振频率随外磁场的增大而非线性减小,且随应力场 H_{λ} 和界面耦合调节强度 g 的增大而增大.其中,应力场对共振频率的影响要比界面耦合强度或反铁磁磁强度对其影响更为显著.从图1(b)中可见,频谱宽度随外加磁场 H 的变化情况与图1(a)中共振频率随外磁场变化的情况类似,但在强场状态时,其频谱宽度随外磁场的增大而线性增大.进一步地研究发现其临界场不依赖于外应力场的大小,但决定于外应力场的方向.

图2给出了不同的外应力场 H_{λ} 和界面耦合调节强度 g 情况下共振频率和频谱宽度随外磁场方向 β 变化的关系.我们知道,共振场的峰值或谷值对应着磁晶各向异性的易轴或难轴.从图中可见,外应力场和界面耦合越大或反铁磁磁强度越小,曲线的峰值和谷值之偏差越大,但外应力场对其改变更为明显.磁化在易轴、难轴各自两个方向也出现明显的不对称,即 $\beta = 180^\circ$ 比 $\beta = 0^\circ$ 难磁化而 $\beta = 45^\circ$ 比

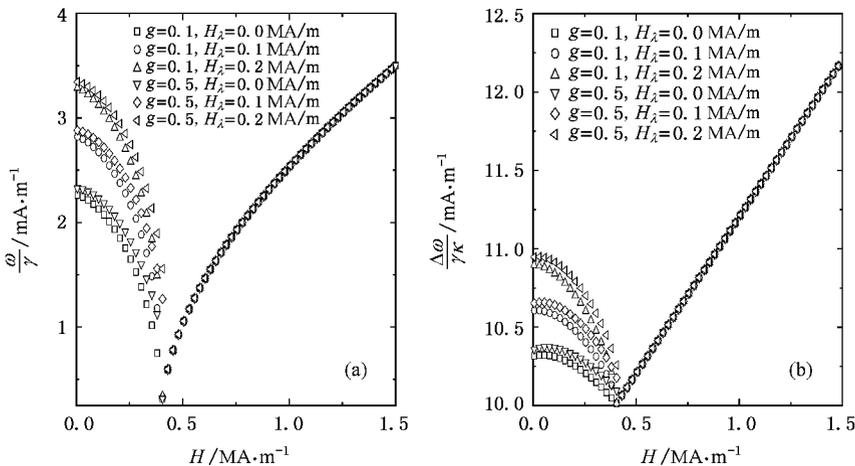


图1 不同外应力场大小下系统的铁磁共振随外加磁场大小变化的关系 (a)共振频率随外加磁场大小变化的关系 (b)频谱宽度随外加磁场大小变化的关系,图中 $H_E = 0.1 \text{ MA/m}$, $\varphi = 45^\circ$

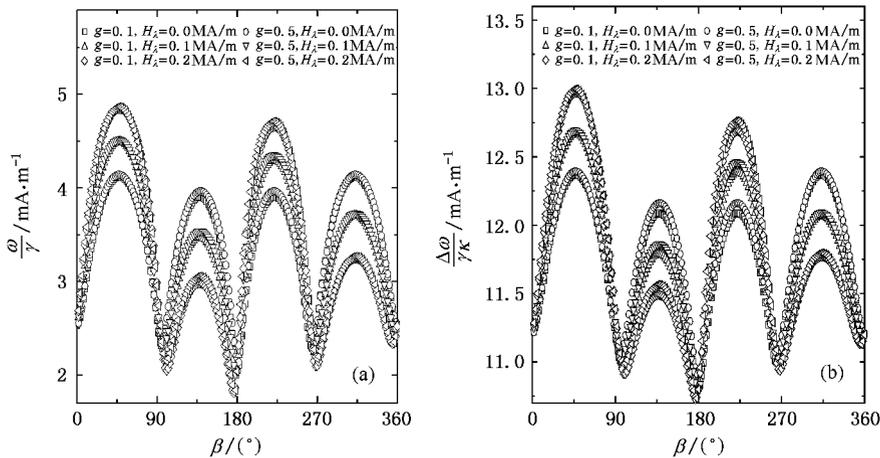


图 2 不同外应力场大小下系统铁磁共振随外磁场方向变化的关系 (a)共振频率随外磁场方向变化的关系 (b) 频谱宽度随外磁场方向变化的关系 图中 $H = 1.0 \text{ MA/m}$, $H_E = 0.1 \text{ MA/m}$, $\varphi = 45^\circ$

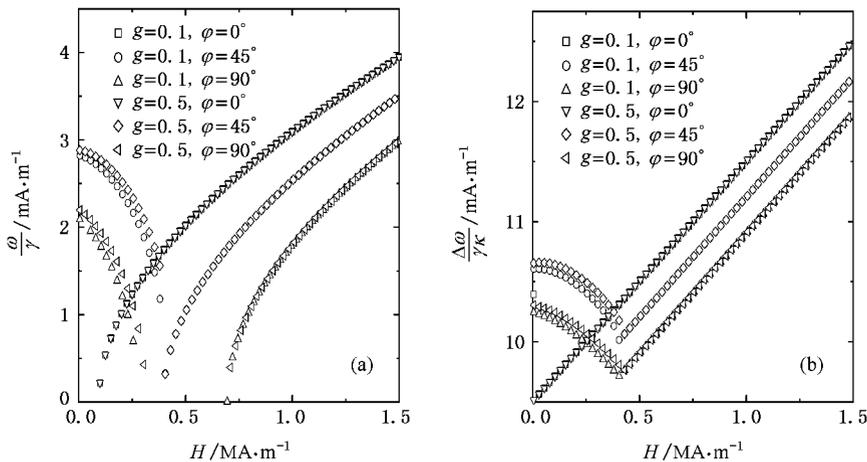


图 3 不同外应力场方向下系统的铁磁共振随外磁场大小变化的关系 (a)共振频率随外磁场方向变化的关系 (b) 频谱宽度随外磁场方向变化的关系 图中 $H_E = 0.1 \text{ MA/m}$, $H_A = 0.1 \text{ MA/m}$

$\beta = 225^\circ$ 易磁化,其中 $\beta = 180^\circ$ 方向最难磁化,而 $\beta = 45^\circ$ 方向磁化最易发生.这种不对称性称为单向磁晶各向异性,表现在实验上可观察到交换偏置现象.

图 3 为不同的应力场方向 φ 和界面耦合调节强度 g 情况下共振频率和频谱宽度随外磁场大小变化的关系.从图 3(a)中发现,在大的应力场角度下,临界场附近其共振曲线不连续,且其临界场的大小也随着应力场角的增大而增大.在大于临界场的强磁场状态下,共振频率不随界面耦合调节度 g 发生变化,但在同一外场下,共振频率随应力场角的增大而减小;在小于临界场的弱磁场状态下,共振频率随外磁场的增大而减小,且其共振频率既依赖于界面耦合调节强度 g 也取决于应力场的方向 φ .图 3(b)

描述了其相应频谱宽度与外磁场大小的关系.在弱磁场下其行为和图 3(a)相仿,但在强磁场下其行为已线性化.

图 4 给出了不同外应力场下共振频率和频谱宽度随外磁场方向变化的关系.从图 4(a)中可见,界面耦合调节强度的改变仅对系统的单向磁晶各向异性有影响,然而,应力场方向的改变不仅对系统的单向磁晶各向异性有较大的影响,而且对系统的磁晶各向异性方向有微小的影响.它表明系统的交换偏置不仅强烈地依赖于外应力场的方向,而且,借助于反铁磁层磁畴的变化(由钉扎角 α 表征),应力场方向的改变能对铁磁层的磁晶各向异性轴有小的影响.该结论证实了文献 [22] 的结果.

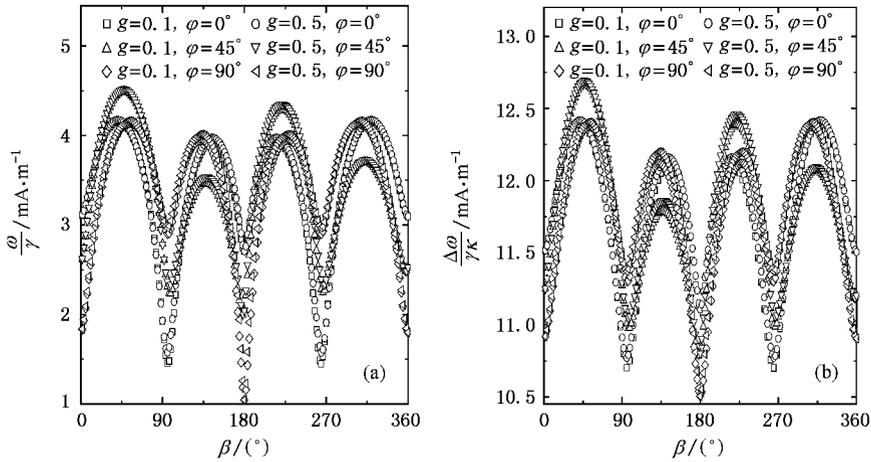


图 4 不同外应力场方向下系统铁磁共振随外磁场方向变化的关系 (a) 共振频率随外磁场方向变化的关系 (b) 频谱宽度随外磁场方向变化的关系, 图中 $H = 1.0 \text{ MA/m}$, $H_E = 0.1 \text{ MA/m}$, $H_A = 0.1 \text{ MA/m}$

4. 小 结

我们研究了由薄的铁磁层和近似为半无限厚的反铁磁层组成的双层膜系统在外应力场下铁磁共振的行为. 结果表明: 该系统的铁磁共振随外磁场变化的行为按磁场强度分为两支, 而区分其不同行为的临界场的大小与外应力场的大小无关但同其方向

相关, 且应力场和界面调节强度仅对弱磁场状态下的共振谱有影响. 同时发现: 界面耦合强度、反铁磁层磁强度以及应力场包括其大小和方向等均能导致铁磁共振谱的非线性移动, 其中应力场方向对共振谱的影响最为显著. 而且, 应力场方向的改变可借助于反铁磁层磁畴的变化对铁磁层磁晶各向异性轴有小的影响.

[1] Meiklejohn W H, Bean C P 1956 *Phys. Rev.* **102** 1413
 [2] Meiklejohn W H, Bean C P 1957 *Phys. Rev.* **105** 904
 [3] Dieny B 1994 *J. Magn. Magn. Mater* **136** 335
 [4] Heim D E, Fontana Jr R E, Tsang C 1994 *IEEE Trans Magn.* **30** 316
 [5] Daughton J M, Chen Y J 1993 *IEEE Trans Magn.* **29** 2705
 [6] Zhou S M, Li H Y, Song J T 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 917 (in Chinese) [周仕明、李合印、宋金涛 2002 物理学报 **51** 917]
 [7] Noges J, Schuller I K 1999 *J. Magn. Magn. Mater* **192** 203
 [8] Berkowitz A E, Takano K 1999 *J. Magn. Magn. Mater* **200** 552
 [9] Kiwi M 2001 *J. Magn. Magn. Mater* **234** 584
 [10] Xiong C M, Sun J R, Wang D J, Liu G J, Zhang H W, Shen B G 2005 *Chin. Phys.* **14** 604
 [11] Layadi A 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 1429
 [12] Xi H, Robert M W, Sergio M R 1999 *Phys. Rev. B* **60** 14837
 [13] Xi H, Robert M W 2000 *Phys. Rev. B* **61** 80
 [14] 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]

[15] Hu J G, Jin G J, Hu A, Ma Y Q 2004 *Eur. Phys. J. B* **40** 265
 [16] Hu J G, Jin G J, Ma Y Q 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 2529; *Commun. Theor. Phys.* **40** 507
 [17] Hu J G, Jin G J, Ma Y Q 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 2180; *J. Appl. Phys.* **92** 1009
 [18] Hu J G, Jin G J, Ma Y Q 2002 *Phys. Stat. Sol. (a)* **191** 330
 [19] Hu J G, Stamps R L 2006 *Chin. Phys.* **15** 1595
 [20] 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]
 [21] Wu G G, Wu D P, Zheng K H, Wei F L, Yang Z, Kamzn A S 2005 *Chin. Phys.* **14** 1238
 [22] Miao G, Xiao G, Gupta A 2005 *Phys. Rev. B* **71** 094418
 [23] Morrish A H 1980 *The Physical Principles of Magnetism* (New York: Krieger)
 [24] Vonsovskii S V 1964 *Ferromagnetic Resonance* (Washington D. C.: U. S. Dept. of Commerce)

Spin waves in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers under the stress field^{*}

Pan Jing¹⁾ Zhou Lan¹⁾ Tao Yong-Chun²⁾ Hu Jing-Guo^{1)†}

¹ *College of Physics Science and Technology, Yangzhou University, Yangzhou 225002, China*

² *College of Physics Science and Technology, Nanjing Normal University, Nanjing 210097, China*

(Received 24 January 2006 ; revised manuscript received 6 November 2006)

Abstract

Using a method of free energy minimization, the spin wave, namely the ferromagnetic resonance, of ferromagnetic (FM) antiferromagnetic (AFM) bilayers under the stress field has been investigated. The thin FM film is taken to be a single crystal with cubic or uniaxial magnetocrystalline anisotropy, while the thickness of AFM layer is semi-infinite and has single uniaxial magnetocrystalline anisotropy. Numerical calculation shows that stress field and the interface coupling strength will affect the behavior of FM resonance only under low magnetic field, and there are two branches of FMR modes at the critical field, which distinguishes between the weak and strong external field. The critical field depends on the direction of stress field. On the other hand, the change of the direction of the stress field can weakly affect magnetocrystalline anisotropies axis of FM layer.

Keywords : FM/AFM bilayers, interface coupling strength, FM resonance, stress field

PACC : 7530D, 7550R, 7650, 7570

^{*} Project supported by the National Natural Sciences Foundation of China (Grant No. 10347118) and Natural Science Foundation of College of Jiangsu Province (Grant No. 2006KJB140133).

[†] Corresponding author. E-mail panjing_yz@163.com