

外应力场下铁磁/反铁磁双层膜系统的铁磁共振性质的铁磁共振性质*

潘 靖 马 梅 周 岚 胡经国†

(扬州大学物理科学与技术学院, 扬州 225002)

(2005 年 5 月 8 日收到, 2005 年 6 月 15 日收到修改稿)

从系统能量出发, 采用 Smith 和 Beljers 理论方法研究了铁磁/反铁磁双层膜系统在外应力场下的铁磁共振现象. 本模型中铁磁薄层具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性, 而反铁磁层非常薄因而其能量可忽略. 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: 外应力场仅在低磁场下对具有立方磁晶各向异性系统的铁磁共振有影响, 且区分弱磁场和强磁场的临界场依赖于外应力场的方向.

关键词: 铁磁/反铁磁双层膜, 交换偏置, 铁磁共振, 应力场

PACC: 7650, 7550R, 7570

1. 引 言

自从 1956 年 Meiklejohn 和 Bean^[1]在 Cd(铁磁)/CoO(反铁磁)混合系统中发现交换偏置以来, 特别是 Dieny^[2]在设计的以铁磁/反铁磁双层膜为基础的自旋阀中发现有增强的磁电阻以后, 铁磁/反铁磁双层膜在磁传感器、磁记录读出头和随机存储器以及无接触磁控元件等方面得到了广泛地应用. 为了提高它的性能, 研究铁磁/反铁磁双层膜的物理性质显得非常重要, 并已经成为当今凝聚态物理中的研究热点之一.

目前, 实验上已经发现在铁磁/反铁磁双层膜中除了有交换偏置外, 常伴有矫顽场的增强、铁磁共振的非线性移动以及周期内能量耗损等^[3-6]. 理论上虽然已有很大的进展, 但还未能很清楚地认识其物理根源. 因此, 人们采用了多种实验方法对铁磁/反铁磁双层膜系统进行研究^[7-9], 以便能更全面完整地了解它的物理现象, 揭示其物理原因. 其中铁磁共振法是获得磁晶各向异性、磁弛豫以及薄膜中磁化强度分布等信息的有效手段^[10-15], 而磁弛豫等与外

应力密切相关^[16,17]. 为此, 本文研究了铁磁/反铁磁双层膜系统在外应力场下有或无交换异性时铁磁共振的动态行为.

这里铁磁/反铁磁系统是由一个具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性的铁磁薄层和一个非常薄的反铁磁层组成. 本文推导出了共振频率和频谱宽度的解析表达式, 并着重研究了它们与外应力场以及外磁场之间的关系.

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 轴垂直于界面, 铁磁层是具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性的薄层, 且具有各向同性的磁滞伸缩. 反铁磁层非常薄, 其能量可忽略, 但对铁磁层的作用被考虑在有效交换场 H_E 中, 并设它沿着 x 轴方向.

基于以上假设, 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 x 轴夹角的方位角, 设外应力 σ 与 x 轴的夹角为 α , 外磁场 H 与 x 轴的夹角为 β , 则系统的自由能为

* 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: 2003KJB140153)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: hujgyz@263.net

$$\begin{aligned}
 E = & -\frac{3}{2}\lambda\sigma\cos^2(\alpha - \phi) + K_{\text{ueff}}\sin^2\theta + K_{\text{up}}\sin^2\theta\sin^2\phi \\
 & + \frac{K_1}{4}(\sin^22\theta + \sin^4\theta\sin^22\phi) \\
 & + \frac{K_2}{16}\sin^2\theta\sin^22\theta\sin^22\phi - MH_E\sin\theta\cos\phi \\
 & - MH\sin\theta\cos(\beta - \phi), \quad (1)
 \end{aligned}$$

式中第一项为应力能,第二项为单轴磁晶各向异性能,第三项为平面内单轴磁晶各向异性能,第四、五项为立方磁晶各向异性能,第六项为界面交换作用能,最后一项为塞曼能。 K_{ueff} 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, M 为铁磁层饱和磁化强度, H_E 为有效交换场, k_{up} 为 x - y 平面内的单轴磁晶各向异性常数, K_1 , K_2 分别为第一、第二磁晶各向异性常数。

在平衡态中,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,系统平衡态的能量为

$$\begin{aligned}
 \frac{E}{M} = & -\frac{3}{2}H_\lambda\cos^2(\alpha - \phi) + \frac{1}{2}H_{\text{ueff}} + \frac{1}{2}H_\Lambda\sin^2\phi \\
 & + \frac{H_{K_1}}{8}\sin^22\phi - H_E\cos\phi - H\cos(\beta - \phi), \quad (2)
 \end{aligned}$$

角 ϕ 由下列方程确定:

$$\begin{aligned}
 -\frac{3}{2}H_\lambda\sin2(\alpha - \phi) + \frac{1}{2}H_\Lambda\sin2\phi \\
 + \frac{H_{K_1}}{4}\sin4\phi + H_E\sin\phi - H\sin(\beta - \phi) = 0, \quad (3)
 \end{aligned}$$

其中参数 $H_\lambda = \frac{\lambda\sigma}{M}$, $H_{\text{ueff}} = \frac{2K_{\text{ueff}}}{M}$, $H_{K_1} = \frac{2K_1}{M}$, $H_\Lambda = \frac{2K_{\text{up}}}{M}$.

根据 Smith 和 Beljers 理论方法,其标准铁磁共振的条件为^[16]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2\sin^2\theta}(E_{\theta\theta}E_{\phi\phi} - E_{\theta\phi}^2), \quad (4)$$

其中 ω 是共振频率, γ 是回旋比,将方程(1)代入(4)式得

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = & \left[H\cos(\beta - \phi) - H_{\text{ueff}} - H_\Lambda\sin^2\phi \right. \\
 & \left. + H_E\cos\phi + H_{K_1}\left(1 - \frac{1}{2}\sin^22\phi\right) + \frac{H_{K_2}}{4}\sin^22\phi \right] \\
 & \times \left[H\cos(\beta - \phi) + 3H_\lambda\cos2(\alpha - \phi) \right. \\
 & \left. + H_\Lambda\cos2\phi + H_E\cos\phi + H_{K_1}\cos4\phi \right]. \quad (5)
 \end{aligned}$$

$$\text{其中 } H_{\text{ueff}} = \frac{2K_{\text{ueff}}}{M}, H_{K_2} = \frac{2K_2}{M}.$$

谱宽是铁磁共振模式的一个重要特征,它反映了系统铁磁共振的衰减性质.系统铁磁共振的频谱宽度由两个因素决定:一个是材料的阻尼,它是决定谱宽的内在因素,反映了物质的基本特征;另一个因素是由于薄层样品中磁晶各向异性传播的发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为重要.其频谱宽度为^[17]

$$\Delta\omega = \frac{k\gamma}{M}\left(E_{\theta\theta} + \frac{E_{\phi\phi}}{\sin^2\theta}\right), \quad (6)$$

将方程(1)代入(6)式得

$$\begin{aligned}
 \Delta\omega = & \alpha\gamma\left[2H\cos(\beta - \phi) + 3H_\lambda\cos2(\alpha - \phi) - H_{\text{ueff}} \right. \\
 & \left. + 2H_E\cos\phi + H_\Lambda(\cos\phi - \sin^2\phi) \right. \\
 & \left. + H_{K_1}\left(1 - \frac{1}{2}\sin^22\phi + \cos4\phi\right) + \frac{H_{K_2}}{4}\sin^22\phi \right]. \quad (7)
 \end{aligned}$$

3. 分析与讨论

利用方程(5)和(7)式我们可以数值讨论铁磁/反铁磁双层膜系统在外应力场下铁磁共振频率及频谱宽度的动态行为,这里所有的数值计算按如下取值: $4\pi M = 10\text{MA/m}$, $H_{\text{ueff}} = -10\text{MA/m}$, $H_\Lambda = 0.005\text{MA/m}$, $H_{K_1} = -0.5\text{MA/m}$, $H_{K_2} = -0.1\text{MA/m}$.

图 1 描述了在交换场($H_E = 0.1\text{MA/m}$)和应力场方向($\alpha = 90^\circ$)以及外磁场方向($\beta = 0^\circ$)一定的情况下,应力场大小不同时共振频率随外磁场变化的关系.从图 1(a)中发现共振频率随外磁场的依赖关系可分为两个不同特征,我们把区分不同特征的外磁场称为临界场 H_{crit} .当外磁场大于临界场时系统的共振频率随外磁场的增大而增大但不随应力场发生任何变化,而当外磁场小于临界场时,共振频率随外磁场的增加而减小,且在相同的外磁场下,应力场越大,共振频率越小.更为重要的是其临界场不随应力场的大小变化.

图 1(b)中铁磁层仅为单轴磁晶各向异性,发现共振频率随外磁场的增大而增大,但不随应力场的变化而发生任何改变.因此,可通过测量不同应力场下铁磁共振曲线,辨别铁磁膜是否存在立方磁晶各向异性.

图 2 描述了在交换场($H_E = 0.1\text{MA/m}$)和应力场方向($\alpha = 90^\circ$)以及外磁场方向($\beta = 0^\circ$)一定的情况

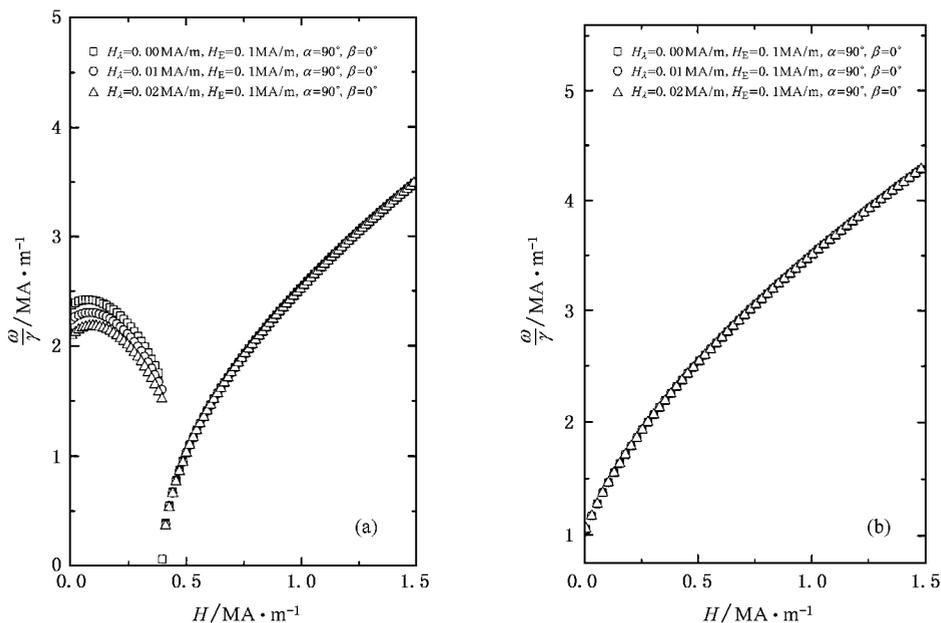


图 1 不同应力场下共振频率随外磁场大小变化的关系 (a) 铁磁层具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性 (b) 铁磁层仅具有单轴磁晶各向异性

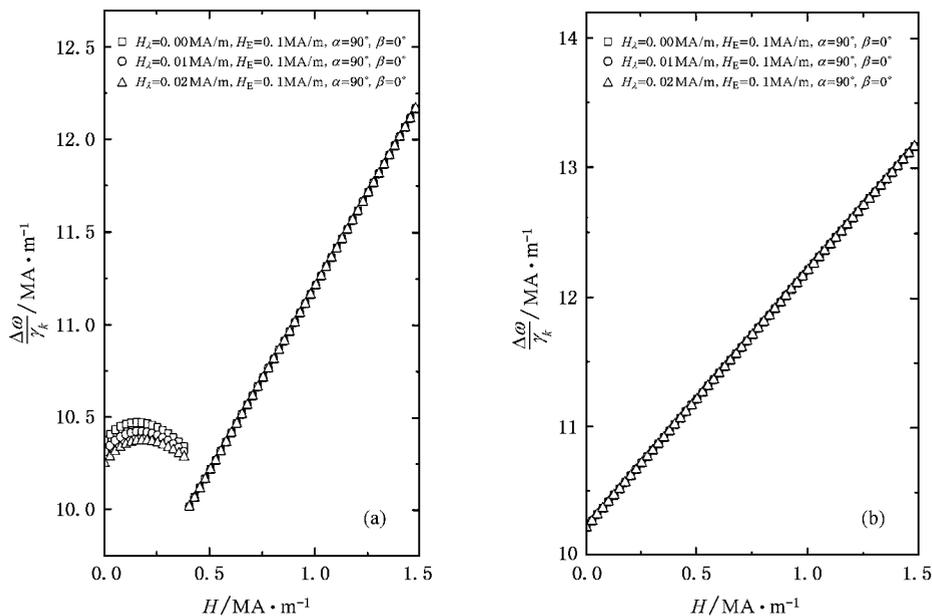


图 2 不同应力场下频谱宽度随外磁场大小变化的关系 (a) 铁磁层具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性 (b) 铁磁层仅具有单轴磁晶各向异性

下,应力场大小不同时频谱宽度随外磁场变化的关系.从图 2(a)中可以看出当外磁场大于临界场时,系统的频谱宽度随外磁场线性增大但不随应力场发生任何变化,在小于临界场时,系统在相同的外磁场下,应力场越大,频谱宽度越小.

图 2(b)中铁磁层仅为单轴磁晶各向异性,频谱

宽度随外磁场的增大而线性增大,但不随应力场的变化而发生任何改变.

图 3 描述了应力场方向($\alpha = 90^\circ$)和外磁场方向($\beta = 0^\circ$)一定而应力场大小不同的情况下,没有交换场($H_E = 0.0\text{MA/m}$)和存在交换场($H_E = 0.1\text{MA/m}$)时共振频率随外磁场变化的关系.从图 3(a)中可以

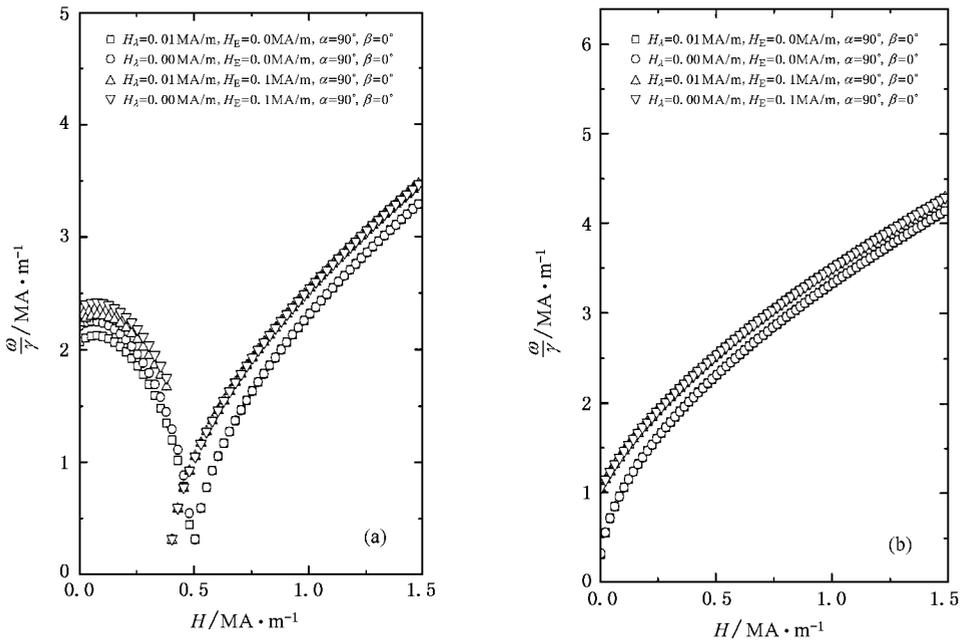


图 3 共振频率随外磁场大小变化的关系 (a) 铁磁层具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性 (b) 铁磁层仅具有单轴磁晶各向异性

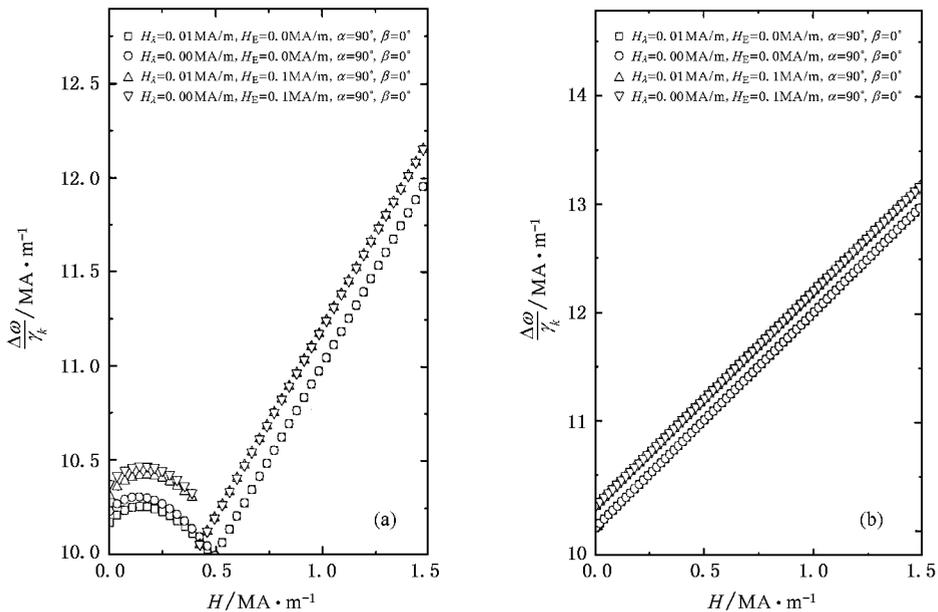


图 4 频谱宽度随外磁场大小变化的关系 (a) 铁磁层具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性 (b) 铁磁层仅具有单轴磁晶各向异性

发现它们间临界场的偏移量正好是 $H_{E'} = 0.1 \text{ MA/m}$ 。从图中还可以看出无交换场时曲线是连续的, 有交换场时曲线出现了跳跃, 且在相同的外磁场下交换场越大共振频率越大。当外磁场大于临界场时系统的共振频率随外磁场的增大而增大但不随应力场发

生任何变化, 在小于临界场的弱场状态时, 共振频率随外磁场的增加而减小, 在相同的外磁场下, 应力场越大, 共振频率越小。

图 3 (b) 中铁磁层仅为单轴磁晶各向异性, 结果表明共振频率随外磁场增大而增大但不随应力场发

生任何变化,且在相同外磁场情况下交换场越大共振频率越大.

图 4 描述了应力场方向($\alpha = 90^\circ$)和外磁场方向($\beta = 0^\circ$)一定而应力场大小不同的情况下,没有交换场($H_E = 0.0\text{MA/m}$)和存在交换场($H_E = 0.1\text{MA/m}$)时频谱宽度随外磁场变化的关系.图 4(a)表明它们临界场的偏移量也正好是 $H_E = 0.1\text{MA/m}$. 频谱宽度

与外磁场的关系曲线和它们各自共振频率与外磁场的关系曲线类似.但当外磁场大于临界场时其变化曲线已线性化了.

图 4(b)中铁磁层仅为单轴磁晶各向异性,发现频谱宽度随外磁场增大而线性增大,但不随应力场发生任何变化.在相同外磁场下,交换场越大频谱宽度越大.

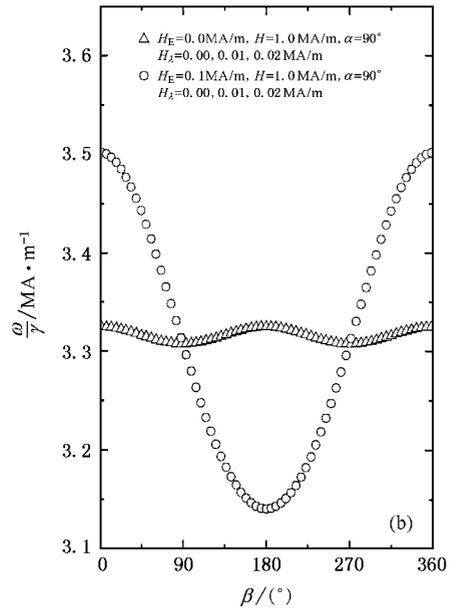
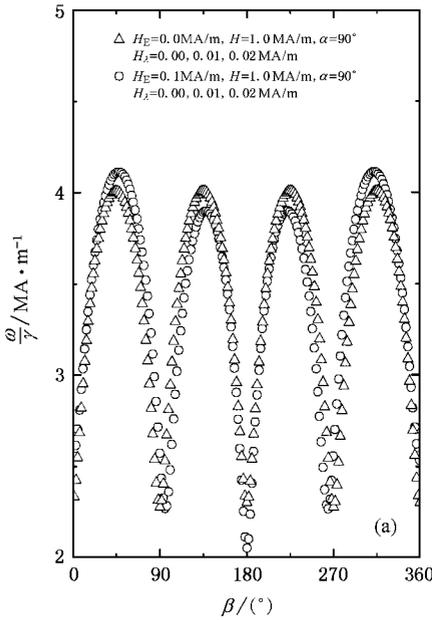


图 5 不同应力场下共振频率随外磁场方向变化的关系 (a)铁磁层具有单轴磁晶各向异性和立方磁晶各向异性 (b)铁磁层仅具有单轴磁晶各向异性

图 5 描述了外磁场大小($H = 1.0\text{MA/m}$)和应力场方向($\alpha = 90^\circ$)一定,应力场大小(分别为 $H_\lambda = 0.00, 0.01$ 及 0.02MA/m)不同的情况下,没有交换场和存在交换场时共振频率随外磁场方向变化的关系,发现系统的共振频率不随应力场发生任何变化但交换场对其有影响.图 5(a)中可以看出没有交换场时,各处的峰或谷值相等,当存在交换场时,各处的峰或谷值不再相同,特别在 $\beta = 180^\circ$ 处共振曲线的谷值比 $\beta = 0^\circ$ 处的谷值减小明显,它表明在 $\beta = 180^\circ$ 方向比 $\beta = 0^\circ$ 方向更难磁化.

图 5(b)反映了铁磁层仅为单轴磁晶各向异性时的情况,发现没有交换场时共振频率随外磁场方向变化的幅度很小但符合余弦变化规律;存在交换场时外磁场方向在 $\beta = 0^\circ, \beta = 180^\circ$ 时其峰值与谷值之间的偏离拉大,它清楚地表明交换场具有单向易轴性,即 $\beta = 0^\circ$ 处难磁化, $\beta = 180^\circ$ 处易磁化.进一步研究发现样品制备后应力场不改变其系统的磁化易

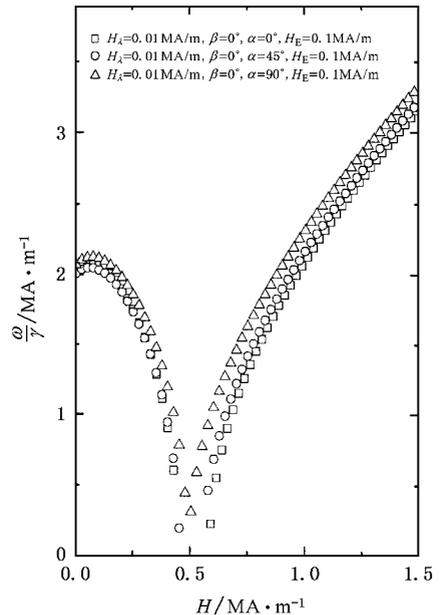


图 6 不同应力场方向下共振频率随外磁场大小变化的关系

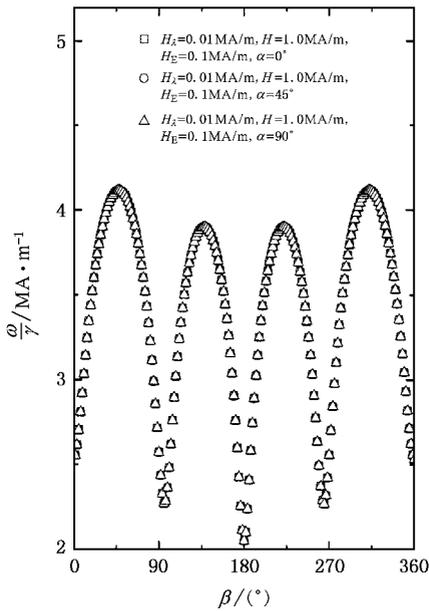


图 7 不同应力场方向下共振频率与外磁场方向变化的关系

轴,即磁化易轴是样品内禀性质,外磁场能探测其易轴取向。

为便于比较,我们还讨论了应力场方向对铁磁共振的影响,如图 6,7 所示。

从图 6 和 7 中可以看出,临界场与应力场方向相关,但其共振频率随外磁场大小变化的曲线走向几乎是类同的,而且应力场方向的改变不影响磁晶各向异性,也不影响单向异性,这说明一旦样品制备完成,磁晶各向异性及单向异性便成为了样品的固有性质。

总之,本文研究了外应力场下铁磁/反铁磁双层膜系统的铁磁共振性质,结果表明外应力场仅在弱磁场下对具有立方磁晶各向异性系统的铁磁共振有影响。因此,通过系统弱磁场下的铁磁共振谱的测量可以分辨其是否具有立方磁晶各向异性。另一方面,区分弱磁场和强磁场的临界场依赖于外应力场的方向。

- [1] Meiklejohn W H , Bean C P 1956 *Phys. Rev.* **102** 1413
- [2] Dieny B 1994 *J. Magn. Magn. Mat.* **136** 335
- [3] Berkowitz A E , Takano K 1999 *J. Magn. Magn. Mat.* **200** 552
- [4] Noges J , Schuller I K 1999 *J. Magn. Magn. Mat.* **192** 203
- [5] Kiwi M 2001 *J. Magn. Magn. Mat.* **234** 584
- [6] Zhao T Y , Shan Z S , Shen B G , Zhao J G 1998 *Chin. Phys.* **7** 613
- [7] Xia G Q , Zhou S M , Wang S Y , Chen L Y 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 200 (in Chinese) [夏国强、周仕明、王松有、陈良尧 1999 物理学报 **48** 200]
- [8] 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]
- [9] 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]
- [10] Scott J C 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 3681
- [11] Layadi A , Cain W C , Lee J W , Artman J O 1987 *IEEE Trans. Magn.* **MAG 23** 293
- [12] Speriosu V S , Parkin S S , Wills C H 1987 *IEEE Trans. Magn.* **MAG 23** 299
- [13] Hu J G , Jin G J , Ma Y Q 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 2529
- [14] Hu J G , Jin G J , Ma Y Q 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 1009
- [15] Hu J G , Jin G J , Ma Y Q 2004 *J. Appl. Phys.* **91** 2180
- [16] Morrish A H 1980 *The Physical Principles of Magnetism* (New York : Krieger)
- [17] Vonsovskii S V 1964 *Ferromagnetic Resonance* (Washington D C : U S Dept. of Commerce)
- [18] Layadi A 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 1429

Ferromagnetic resonance in ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers under the stress field^{*}

Pan Jing Ma Mei Zhou Lan Hu Jing-Guo[†]

(College of Physics Science and Technology , Yangzhou University , Yangzhou 225002 , China)

(Received 8 May 2005 ; revised manuscript received 15 June 2005)

Abstract

Using a method based on the system energy described by Smith and Beljers , the ferromagnetic resonance in ferromagnetic (FM)/Antiferromagnetic (AFM) bilayers under the stress field is studied. The thin FM film is taken to be a single crystal with cubic and uniaxial magnetocrystalline anisotropies , while the thickness of AFM layer is thin enough for its energy to be neglected. Numerical calculations show that the stress field will affect resonance curve only under weak magnetic field , and the critical field strength which distinguishes the weak from the strong external field depends on the direction of the stress field only .

Keywords : FM/AFM bilayers , exchange bias , FM resonance , stress field

PACC : 7650 , 7550R , 7570

^{*} Project supported by the National Natural Sciences Foundation of China (Grant. No.10347118) and the Natural Science Foundation of College of Jiangsu Province (Grant. No.2003KJB140153).

[†] Corresponding author. E-mail : hujgyz@263.net