

真空磁场热处理温度对不同厚度的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜畴结构及磁性的影响*

刘文姝¹⁾ 高润亮¹⁾ 冯红梅¹⁾ 刘悦悦¹⁾
黄怡¹⁾ 王建波¹⁾²⁾ 刘青芳^{1)†}

1) (兰州大学, 磁学与磁性材料教育部重点实验室, 兰州 730000)

2) (兰州大学, 特殊功能材料与结构设计教育部重点实验室, 兰州 730000)

(2019年12月21日收到; 2020年2月6日收到修改稿)

利用射频磁控共溅射方法, 在 Si 衬底上制备了 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜, 并且研究了膜厚以及真空磁场热处理温度对畴结构和磁性的影响. X 射线衍射结果表明热处理后的薄膜晶粒长大, 扫描电子显微镜结果发现不同热处理温度下薄膜表现出不同的形貌特征. 热处理前后的薄膜面内归一化磁滞回线结果显示, 经过热处理的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜条纹畴形成的临界厚度降低, 未热处理的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜在膜厚为 210 nm 时出现条纹畴结构, 而经过 300 °C 热处理的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜在膜厚为 105 nm 就出现了条纹畴结构. 高频磁谱的结果表明, 随着热处理温度的增加, $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜的共振峰会有小范围的移动.

关键词: 条纹畴, $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$, 热处理

PACS: 75.60.-d, 75.60.Nt, 07.79.Pk

DOI: 10.7498/aps.69.20191942

1 引言

近年来, 磁性薄膜广泛应用于磁记录^[1,2]、滤波器^[3]等高频电子器件中. 随着人们生活质量不断提高, 对电子器件的要求也越来越高, 特别是其工作频率, 相应地, 对应用于其中的软磁材料的共振频率也提出了更高的要求, 根据 Kittel 方程^[4], 制备具有高面内各向异性场 H_k ^[5,6] 的薄膜是提高软磁薄膜共振频率的有效方法. 在实验中一般可以通过倾斜溅射^[7,8]、磁场热处理等方法诱导面内单轴各向异性, 从而提高共振频率. 然而, 高的面内单轴各向异性的存在不可避免地导致器件具有方向局限性, 这大大地限制了软磁薄膜在微波器件中的应用. 研究表明, 具有条纹畴结构的薄膜在动态情况

下具有转动各向异性, 从而可以解决高频电子器件方向性的问题. 条纹畴的形成是各向异性能、退磁能、交换作用能和畴壁能相互竞争达到能量最小时形成的畴结构^[9], 在这种畴结构中, 薄膜的磁矩周期性向上或向下排列, 并且与膜面有一个夹角^[10,11]. 当施加一个足够大的外磁场时, 条纹畴的方向就会重新取向. 坡莫合金是人们最早研究条纹畴结构的体系之一^[12-14], Ben Youssef 等^[15]详细研究了厚度对条纹畴高频性能的影响. 接着许多研究者研究了 Co^[16], FeCo^[17], CoZr^[18], FeCoHf^[19], FeCoAlON^[20]等磁性较强的体系中的条纹畴结构. 与这些磁性强的体系相比, 磁性比较弱的 Ni 基合金磁性薄膜关于条纹畴的研究较少. Ni 具有较大的磁致伸缩系数, 导致磁矩进动过程中阻尼较大, 不利于高频方向的应用. 将少量的 Cu 掺杂到 Ni 薄膜中有利于

* 国家自然科学基金 (批准号: 51771086) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liuqf@lzu.edu.cn

降低其磁致伸缩系数,从而有利于高频性能的提高. 本文利用射频磁控共溅射方法制备了一系列不同厚度的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜,并对其进行不同温度的真空磁场热处理,发现热处理后薄膜出现条纹畴结构的临界厚度变小,并可在小范围内对共振频率进行调控.

2 实验方法

本文采用射频磁控共溅射方法在 $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ 的 $\text{Si}(100)$ 衬底上制备了一系列不同厚度的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜(图 1). 实验中使用的靶材是纯度为 99.9% 的纯 Ni 靶,在 Ni 靶表面均匀贴上铜片进行共溅射,采用倾斜角度为 25° 的样品托进行斜溅射. 溅射过程中,系统本底真空值为 $4.7 \times 10^{-5}\text{ Pa}$,溅射气体使用的是高纯 Ar 气,溅射气压为 0.5 Pa,溅射功率是 100 W. 实验中通过控制沉积时间改变薄膜的厚度,溅射沉积速率为 0.104 nm/s,其中 52 nm 的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜溅射时间为 500 s. 薄膜制备完成后,将样品分成两组,一组直接测试,另外一组进行真空磁场热处理之后进行测试,磁场强度为 4000 Oe ($1\text{ Oe} = 1/4\pi \times 10^{-3}\text{ A/m}$). 热处理温度为 $300\text{ }^\circ\text{C}$ 和 $400\text{ }^\circ\text{C}$. 热处理时真空优于 $3 \times 10^{-5}\text{ Pa}$,保温 30 min 后自然冷却.

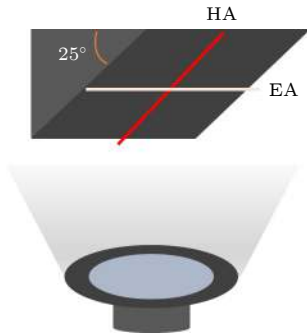


图 1 斜溅射制备磁性薄膜示意图 (HA, 难轴方向)

Fig. 1. Schematic diagram of oblique sputtering for preparing magnetic films (HA, hard axis).

利用 X 射线衍射仪 (XRD)、扫描电子显微镜 (SEM) 和振动样品磁强计 (VSM) 分别测试了所制备薄膜的结构、形貌和静态磁性,使用 X 射线反射法测试膜厚. 使用能量色散谱 (EDS) 确定薄膜的成分. 使用磁力显微镜 (MFM) 观察了薄膜表面的磁畴结构,在测试 MFM 图像时,先在薄膜面内易轴 (EA) 方向施加约为 2000 Oe 的磁场,使条纹方

向沿面内加场方向,将磁场退掉后测试 MFM 图像. 采用矢量网络分析仪 (PNA E8363B) 和单端短路微带线法测试样品的高频磁谱,测试频率范围为 $100\text{ MHz} - 9\text{ GHz}$. 以上所有测量均在室温进行.

3 实验结果与分析

图 2(a)—(c) 分别为未经热处理的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜在不同厚度下的 MFM 图像. 实验中,在膜厚为 52, 105 和 157 nm 的薄膜中未观察到明显的条纹畴结构,图 2(a) 仅显示了 105 nm 时的情况. 当膜厚达到 210 nm 时薄膜中出现了条纹畴结构,畴宽约为 150 nm,随着膜厚的增加,条纹畴结构更加明显,如图 2(c) 所示,畴宽增加,约为 180 nm. 图 2(d) 为不同厚度的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜的面内归一化磁滞回线,测试方向为薄膜 EA 方向. 可以看出,随着膜厚的增加,出现条纹畴结构后,面内磁滞回线的 M_r/M_s 急剧下降. 在较薄的薄膜中 M_r/M_s 较大,也未观察到条纹畴结构,说明比较薄的薄膜中磁矩更趋向于在面内排列. 而当薄膜较厚时,会有一部分磁矩偏离膜面,从而在面外会有一个垂直分量^[10]. 可以用 Q 来表示磁矩偏离膜面的情况:

$$Q = K_p / (2\pi M_s^2), \quad (1)$$

其中 K_p 是垂直各向异性常数, M_s 是饱和磁化强度. Q 是垂直各向异性性能和退磁能的比值,当 $Q < 1$ 时,薄膜中的磁矩趋向于在面内排列. 当 $Q > 1$ 时,超过临界厚度 t_c ,薄膜中磁矩排列与面内具有一定的夹角,产生在面外交替的垂直分量,当畴壁能大于退磁能,会形成磁矩在面外交替排列的条纹畴,相邻条纹间畴壁处的磁矩呈现螺旋排列,相邻条纹畴磁矩交替向上或向下排列,当退磁能大于畴壁能时,磁矩只能在面内排列,不能形成条纹畴^[21-24]. 当薄膜厚度增加到一个临界值时,垂直于膜面排列的磁矩增加,磁滞回线结果表现为 M_r/M_s 减小,实验中发现厚度达到 210 nm 时出现明显的条纹畴结构,这一结果与文献^[25]报道类似,因此,我们猜测未热处理的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜出现条纹畴的临界厚度在 157—210 nm 之间.

图 3 是厚度 105 nm 的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜在不同热处理温度下的 XRD 图谱和相应的 SEM 形貌图. 从图 3(a) 可以看出,热处理前后的样品均出现了 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 合金 (111) 面的衍射峰,其 $2\theta \approx 44.5^\circ$,

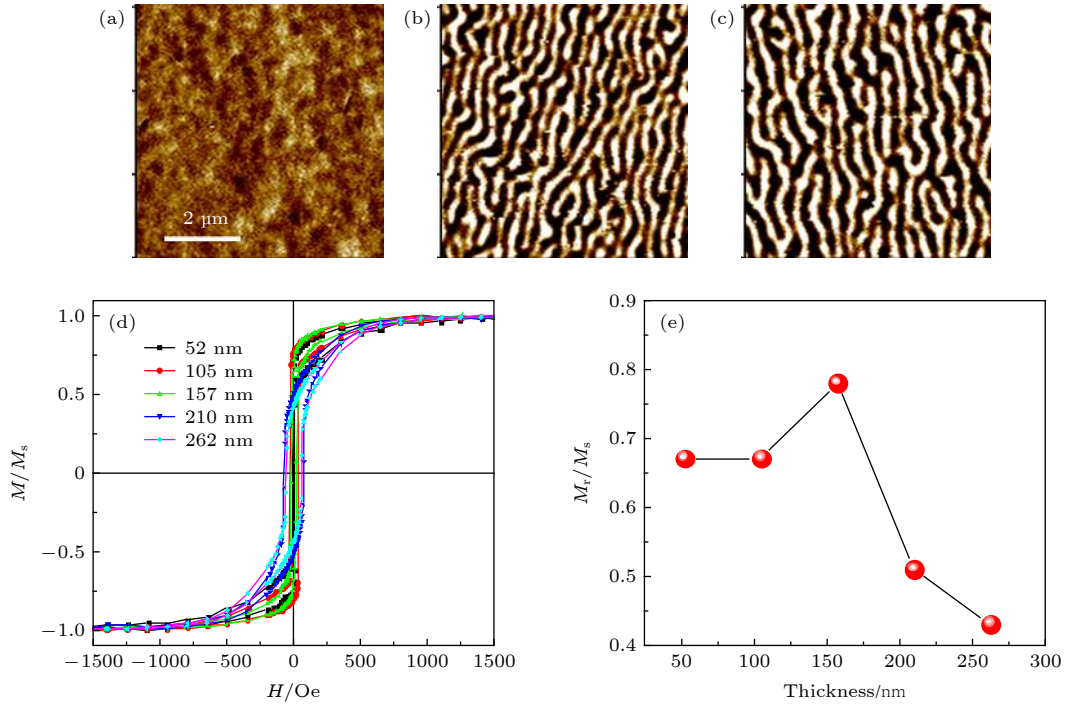


图 2 未进行热处理的膜厚为 (a) 105 nm, (b) 210 nm 和 (c) 262 nm 的 Ni₈₈Cu₁₂ 薄膜的 MFM 图像; (d) 不同厚度 Ni₈₈Cu₁₂ 薄膜的面内归一化磁滞回线; (e) 薄膜的 M_r/M_s 随薄膜厚度的变化

Fig. 2. The MFM images of (a) 105 nm, (b) 210 nm and (c) 262 nm-thick Ni₈₈Cu₁₂ films before heat treatment; (d) in-plane normalized hysteresis loop of Ni₈₈Cu₁₂; (e) remanence ratio vs. film thickness.

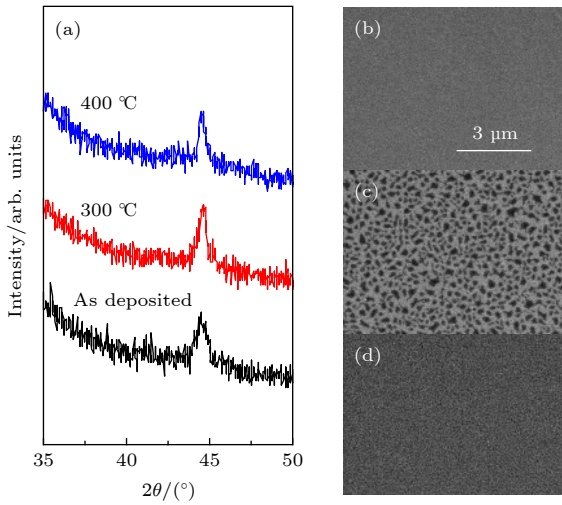


图 3 (a) 厚度为 105 nm 的 Ni₈₈Cu₁₂ 薄膜热处理前后的 XRD 图谱; 厚度为 105 nm 的 Ni₈₈Cu₁₂ 薄膜在 (b) 热处理前、(c) 300 °C 热处理后和 (d) 400 °C 热处理后的 SEM 形貌图
Fig. 3. (a) XRD pattern of 105 nm-thick Ni₈₈Cu₁₂ film before and after heat treatment; the SEM surface morphology of 105 nm-thick Ni₈₈Cu₁₂ films (b) before heat treatment, (c) after 300 °C heat treatment, and (d) after 400 °C heat treatment.

根据谢乐公式^[26], 利用主衍射峰的半高宽, 估算出热处理前样品的晶粒尺寸约为 11 nm, 400 °C 热处理后晶粒长大, 约为 16 nm. 在热处理前, 薄膜表

面十分致密, 经过 300 °C 热处理后表面形貌发生了变化, 400 °C 热处理后薄膜表面形貌与 300 °C 相比变得更为致密. 我们猜测表面形貌的变化是因为薄膜 300 °C 热处理后晶粒长大, 与周围的晶粒固溶, 因而在成核点附近的晶粒长大, 从而形成岛状; 而 400 °C 热处理后晶粒进一步长大, 覆盖晶粒间的空隙, 形成相对致密的表层.

图 4(a) 是厚度为 105 nm 的 Ni₈₈Cu₁₂ 薄膜在热处理前后的归一化磁滞回线, 可以看出, 热处理后薄膜的饱和场 H_s 发生了变化, 由 300 °C 时的 745 Oe 变为 400 °C 的 1350 Oe, 热处理温度升高, H_s 变大, 并且随着 H_s 的变大, M_r/M_s 从 300 °C 的 0.52 减小至 400 °C 的 0.24. 除了 52 nm 的 Ni₈₈Cu₁₂ 薄膜之外, 其他厚度的薄膜经过热处理后都呈现出典型条纹畴结构的磁滞回线^[12], MFM 结果也观察到明显的条纹畴结构. 随着热处理温度的升高, 条纹畴变得越明显, 如图 4(d) 所示. 而热处理前的磁滞回线是没有条纹畴特征的回线, MFM 测试的结果也没有观察到条纹畴结构, 如图 4(b) 所示. 值得一提的是, 在 300 °C 热处理后薄膜出现了条纹畴结构, 而热处理前薄膜厚度增加至 210 nm 才出现条纹畴结构, 这表明 300 °C 热处理会降低 Ni₈₈Cu₁₂

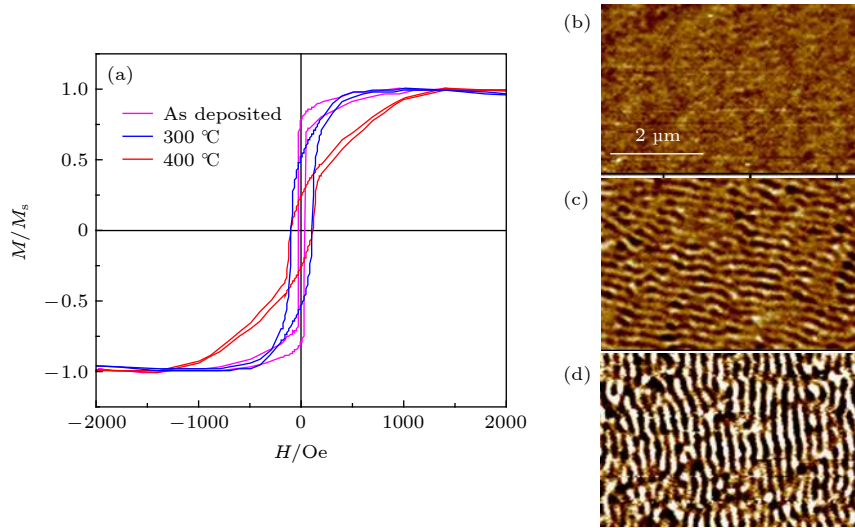


图 4 (a) 厚度为 105 nm 的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜在热处理前后的归一化磁滞回线; (b) 厚度为 105 nm 的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜在热处理前、(c) 300 °C 热处理后和 (d) 400 °C 热处理后的 MFM 图像

Fig. 4. (a) In-plane normalized hysteresis loop of 105 nm-thick $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ film before and after heat treatment; The MFM images of 105 nm-thick $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ films (b) before heat treatment, (c) after 300 °C heat treatment, and (d) after 400 °C heat treatment.

薄膜出现条纹畴的临界厚度. 300 °C 热处理后条纹畴出现的临界厚度在 52—105 nm 之间. 除了厚度为 52 nm 的薄膜外, 其他厚度的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜的 H_s 和 M_r/M_s 也表现出类似的性质. 这是因为热处理后, 52 nm 厚度的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜仍未达到条纹畴出现的临界厚度, 所以没有观测到条纹畴结构.

300 °C 热处理后 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜的临界厚度降低, 主要是垂直各向异性常数 K_p 的增加所致, 可以根据饱和场 H_s 和临界厚度 t_c 的关系式^[27] 进行说明:

$$H_s \approx K_p \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+Q}} \frac{t_c}{t} \right), \quad (2)$$

其中 t 是 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜的厚度. 热处理前, 厚度为 105 nm 的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜并没有出现条纹畴结构, M_r/M_s 较大, 为 0.78, 即薄膜面外排列的磁矩很少, $Q < 1$, 临界厚度推测在 157—210 nm 之间. 而厚度为 105 nm 的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜经过 300 °C 的热处理后, 出现了明显的条纹畴结构, 说明薄膜面外排列的磁矩增加, 此时的 $Q > 1$, 临界厚度明显减小至 105 nm 以下, 而经过热处理后 H_s 有明显的增加, 因此, 可以根据 (2) 式推测出 K_p 增大, 从而导致条纹畴的出现. 由此, 可以得到 300 °C 热处理会降低 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜出现条纹畴的临界厚度. 300 °C 热处理后条纹畴出现的临界厚度在 52—105 nm 之间.

图 5 给出了厚度为 105 nm 的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜样

品热处理前后的磁谱图, 可知薄膜在经过热处理后共振峰线宽变窄. 热处理前 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜的自然共振频率约为 2.1 GHz, 在 300 °C 热处理后减小至 1.95 GHz, 在 400 °C 热处理后又增长至 2.0 GHz. 根据 Kittel^[4] 方程:

$$f_r = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{H_k(H_k + 4\pi M_s)}, \quad (3)$$

其中, γ 是旋磁比, $4\pi M_s$ 是饱和磁化强度, H_k 是各向异性场. 在热处理前薄膜具有弱各向异性, 通过磁滞回线面积法计算可得, 厚度为 105 nm 的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜具有 28 Oe 的面内单轴各向异性场, 经过热处理后薄膜面内单轴各向异性几乎消失. 因此薄膜在热处理前自然共振频率较高, 热处理后面内单轴各向异性几乎消失, 影响样品共振频率的因素主要是 $4\pi M_s$, 300 °C 热处理的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜与未热处理的薄膜相比 $4\pi M_s$ 下降, 为 $3.01 \times 10^5 \text{ A/m}$, 而 400 °C 热处理后 $4\pi M_s$ 增加, 为 $5.9 \times 10^5 \text{ A/m}$. 因此共振频率随着 $4\pi M_s$ 变化而变化. 由此, 可通过调节热处理温度来小范围调控共振频率. 另外热处理后薄膜的共振峰线宽变窄, 这可能是由于热处理后薄膜内部应力得到释放, 薄膜内部结构不均匀和磁无序现象减少, 导致阻尼变小, 从而导致热处理后薄膜的共振峰变窄, 这一点与文献 [28—30] 结果类似. 经过热处理后的薄膜共振峰变窄, 则可以通过热处理温度的不同对薄膜的高频性能进行调节.

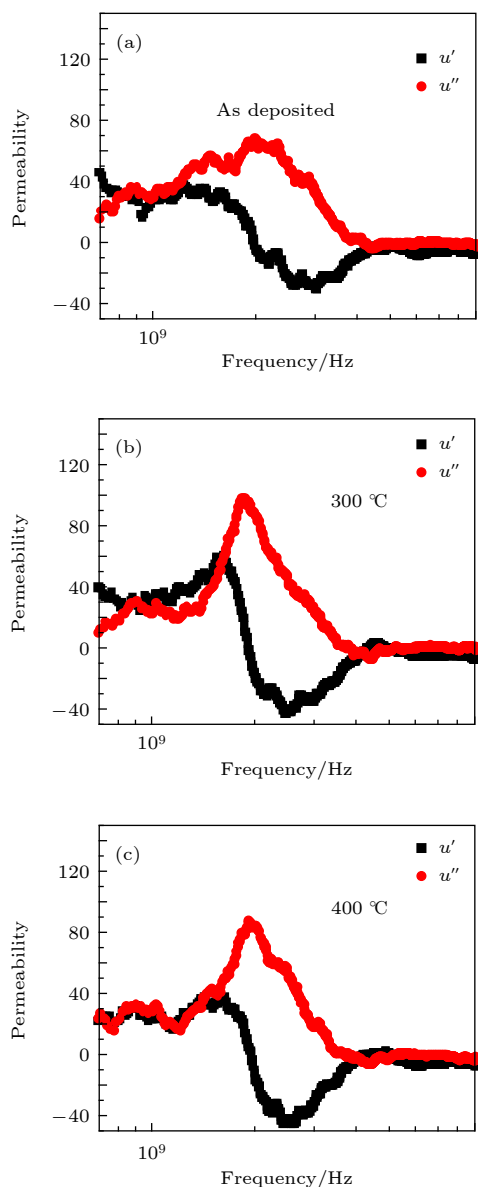


图 5 厚度为 105 nm 的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜热处理前后磁谱
 Fig. 5. Permeability spectra of 105 nm-thick $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ film before and after heat treatment.

4 结 论

利用射频磁控共溅射方法制备了一系列不同厚度的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜, 对制备态的薄膜, 当厚度达到 210 nm 时出现明显的条纹畴结构. 不同厚度的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜热处理后晶粒长大, 并且随着热处理温度的不同呈现出不同的形貌; 厚度为 105 nm 的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$ 薄膜经过热处理后剩磁比 M_r/M_s 下降, 饱和场 H_s 增加, 导致 K_p 增加, 进而热处理后条纹畴出现的临界厚度降低. 热处理前后的 $\text{Ni}_{88}\text{Cu}_{12}$

薄膜磁谱测试表明, 经过热处理后的样品共振峰变窄, 可以小范围调控共振频率.

参考文献

- [1] Lekas M, Davies R, Sturcken N 2018 *IEEE Magn. Lett.* **10** 1
- [2] Greaves S, Kanai Y 2018 *IEEE Trans. Magn.* **55** 1
- [3] Feng H, Zhu Z, Liu W, Li X, Xie H, Liu Q, Wang J 2019 *J. Mater. Sci.* **54** 14189
- [4] Kittel C 1948 *Phys. Rev.* **73** 155
- [5] Phuoc N N, Ong C K 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 485002
- [6] Li J C, Zhan Q F, Pan M J, Liu L P, Yang H L, Xie Y L, Xie S H, Li R W 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 217501 (in Chinese) [李金财, 詹清峰, 潘民杰, 刘鲁萍, 杨华礼, 谢亚丽, 谢淑红, 李润伟 2016 *物理学报* **65** 217501]
- [7] Ziberi B, Frost F, Höche T, Rauschenbach B 2005 *Phys. Rev. B* **72** 235310
- [8] Zhou C, You M, Ding L, Feng C, Xu M, Wang S 2019 *Appl. Phys. A* **125** 174
- [9] Spain R 1965 *Appl. Phys. Lett.* **6** 8
- [10] Cao D, Wang Z, Feng E, Wei J, Wang J, Liu Q 2013 *J. Alloys Compd.* **581** 66
- [11] Wei J, Zhu Z, Feng H, Du J, Liu Q, Wang J 2015 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48** 465001
- [12] Prosen R J, Holmen J O, Gran B E 1961 *J. Appl. Phys.* **32** S91
- [13] Iwata T, Prosen R J, Gran B E 1966 *J. Appl. Phys.* **37** 1285
- [14] Amos N, Fernandez R, Ikkawi R, Lee E, Lavrenov A, Litvinov I K D, Khizroev S 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 07E732
- [15] Ben Youssef J, Vukadinovic N, Billet D, Labrune M 2004 *Phys. Rev. B* **69** 174402
- [16] Brandenburg J, Hühne R, Schultz L, Neu V 2009 *Phys. Rev. B* **79** 054429
- [17] Vladyslav A, Vas'ko, Rantschler J O, Kief M T 2004 *IEEE Trans. Magn.* **40** 2335
- [18] Zou P, Yu W, Bain J A 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 7830
- [19] Phuoc N N, Ong C K 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 023901
- [20] Wang R, Zheng F, Luo F L, Lou Y F, Wang Y, Cao J W, Bai J M, Wei F L, Kamzin A S 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 217503 (in Chinese) [王锐, 郑富, 罗飞龙, 娄元付, 王颖, 曹江伟, 白建民, 魏福林, 阿谢卡姆津 2013 *物理学报* **62** 217503]
- [21] Cao D, Pan L, Cheng X, Wang Z, Feng H, Zhu Z, Xu J, Li Q, Li S, Wang J, Liu Q 2018 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51** 025001
- [22] Leva E S, Valente R C, Tabares F M, Mansilla M V 2010 *Phys. Rev. B* **82** 144410
- [23] Tu Y O 1981 *J. Appl. Phys.* **52** 3130
- [24] Debonte W J 1975 *IEEE Trans. Magn.* **11** 3
- [25] Zheng F, Chen Z P, Ma Y N, Zhou J 2017 *J. Magn. Mater. Devices* **48** 19701 (in Chinese) [郑富, 陈治鹏, 马亚楠, 周俊 2017 *磁性材料及器件* **48** 19701]
- [26] Patterson A L 1939 *Phys. Rev.* **56** 978
- [27] Soh W T, Phuoc N N, Tan C Y, Ong C K 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 053908
- [28] Sultan M, Singh R 2010 *JPCS* **200** 072090
- [29] Shah L R, Fan X, Kou X, Wang W G, Zhang Y P, Lou J, Sun N X, Xiao J Q 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 09D909
- [30] Bhoi B, Venkataramani N, Aiyar R, Prasad S, Kostylev M 2018 *IEEE Trans. Magn.* **54** 2801205

Influence of magnetic annealing temperature on microstructure and magnetic properties of NiCu alloy film*

Liu Wen-Shu¹⁾ Gao Run-Liang¹⁾ Feng Hong-Mei¹⁾ Liu Yue-Yue¹⁾
Huang Yi¹⁾ Wang Jian-Bo¹⁾²⁾ Liu Qing-Fang^{1)†}

1) (*Key Laboratory of Magnetism and Magnetic Materials, Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

2) (*Key Laboratory of Special Function Materials and Structural Design, Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

(Received 21 December 2019; revised manuscript received 6 February 2020)

Abstract

In this paper, Ni₈₈Cu₁₂ thin films are prepared on Si substrates by radio-frequency magnetron co-sputtering. The effects of film thickness and heat treatment on domain structure and magnetic properties are studied. The Ni₈₈Cu₁₂ films with thickness less than 210 nm show weak in-plane anisotropy. After the vacuum magnetic field heat treatment, the crystal grains of all films grow, and the in-plane anisotropy extents of Ni₈₈Cu₁₂ films with thickness less than 210 nm become weaker. The films have different morphological characteristics at different heat treatment temperatures. The surface of the film is very dense before heat treatment. After heat treatment at 300 °C, it forms island shape due to the solid solution between the grains. Compared with the grains on the surface of the heat-treated film at 300 °C, the grains grow further after being heat-treated at 400 °C. Grown grains cover the gaps between the grains, which makes the film surface flat. The results of in-plane normalized hysteresis loop of the films show that the critical thickness of the stripe domains decreases after heat treatment. The stripe domain structure appears in the 210-nm-thick films without being heat-treated. For the film with the heat treatment, its remanence ratio M_r/M_s decreases, and the saturation field H_s increases, and thus leading the perpendicular anisotropy constant K_p to increase. Therefore, the thickness of the stripe domain in the film after being heat-treated decreases. Compared with the films after being heat-treated, the 105-nm-thick as-prepared Ni₈₈Cu₁₂ film has a maximum natural resonance frequency of 2.1 GHz, which is attributed to the uniaxial anisotropy of the as-prepared Ni₈₈Cu₁₂ film. The saturation magnetization of the 300 °C-treated 105-nm-thick film decreases to 3.01×10^5 A/m. However, the saturation magnetization decreases to 5.9×10^5 A/m after heat treatment at 400 °C. Moreover, the ferromagnetic resonance peak of the film narrows after being treated at 300 °C, and the resonance frequency decreases to 1.95 GHz.

Keywords: stripe domain, Ni₈₈Cu₁₂, heat treatment

PACS: 75.60.-d, 75.60.Nt, 07.79.Pk

DOI: 10.7498/aps.69.20191942

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51771086).

† Corresponding author. E-mail: liuqf@lzu.edu.cn