

第 3 章 金属多层薄膜的巨磁阻器件

3.1 交换耦合金属多层薄膜

自从 Baibich 等^[1]和 Binasch 等^[2]发现 Fe/Cr 多层膜中的巨磁阻效应以来，人们对巨磁阻效应进行了许多研究，巨磁阻效应源于磁性层间通过非磁层的层间反铁磁性耦合^[3]。巨磁阻效应不仅在基础物理方面很有意义，在应用方面也具有很大的吸引力，这是因为这些金属多层膜表现出了比传统磁性薄膜（诸如 NiFe）更大的磁阻率，另外采用这类金属多层薄膜的磁阻传感器已得到研究并且近期已经得到商业化。本章讨论交换耦合的物理学、巨磁阻效应的机理、磁阻性能对多层膜结构的依赖性和磁阻率的热稳定性。

3.1.1 金属多层薄膜中的层间耦合

巨磁阻的机理可以这样解释：在反平行磁化的情况下，导电电子在非磁性膜和磁性膜的界面受到自旋相关散射，平行磁化时则没有，如图 3.1 所示。结果多层薄膜的电阻在反平行磁化时为高阻，平行磁化时为低阻。反平行磁化是

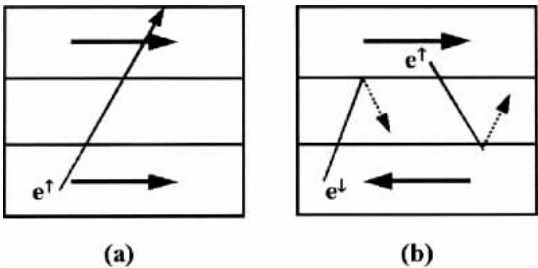


图 3.1 多层薄膜中的自旋相关电子散射的图示：(a)平行磁化；(b)反平行磁化

由磁性层间通过非磁层的交换耦合而实现的。Parkin 等报道了磁阻率和层间交换耦合 J , 表明在 $[\text{Co}/\text{Ru}]$ 、 $[\text{Co}/\text{Cr}]$ 和 $[\text{Fe}/\text{Cr}]$ 多层薄膜中存在依赖于非磁层厚度的类 RKKY 振荡^[4], 在 4.2K, 15kOe 外加磁场的条件下, 在 Co/Cu 多层薄膜中获得了很大的磁阻率(115%)^[5]。

对于点缺陷的 RKKY 耦合, J 如下:

$$J \propto \{2k_F R \cos(2k_F R) - \sin(2k_F R)\} / R^4 \quad (3.1)$$

多层膜中的第 i 层和第 j 层间的层间交换耦合 J_{ij} 可由式(3.1)积分得到^[7]:

$$J_{ij} \propto \sin(2k_F R) / R^2 \quad (3.2)$$

层间耦合的强度与磁性层的距离的平方成比例下降, 并且以 π/k_F 的振荡周期减小。

图 3.2 为溅射法制备的 $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{15}\text{Co}_5(3)/\text{Cu}(t)/\text{Co}(3)/\text{Cu}(t)]$ 多层膜的磁阻率与 Cu 膜厚度 t 的相关性^[8], 括号中的数值为膜厚, 单位为 nm。可以看到, 磁阻率在 $t=0.9, 2, 3.1$ 和 4.2nm 处取得最大值, 周期为 1.1nm , 这些值比 π/k_F 预估的值要小。这一现象的原因将在后面讨论。当反铁磁性层间耦合占主导时, 磁阻率获得最大值。这可以通过图 3.3 所示的多层薄膜的磁化曲线来理解。饱和场 H_s 看起来随 t 振荡, 交换耦合 J 在 $t=1.4\text{nm}$ 时为铁磁性, 在 $t=0.9\text{nm}$ 和 2.0nm 时为反铁磁性, 此时, 在零场下, 磁性层的自旋方向几乎为反

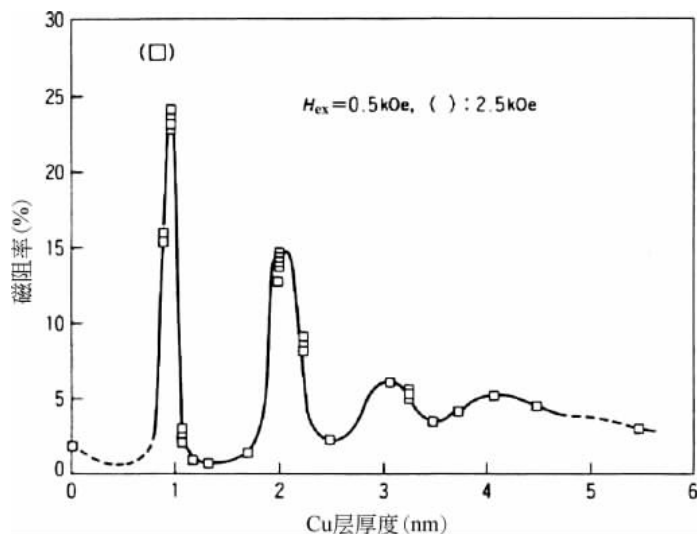


图 3.2 $[\text{NiFeCo}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Cu}]$ 多层膜中的磁阻率与 Cu 膜厚度的相关性

平行。观察到的反平行磁化时的剩磁主要来源于 NiFeCo 薄膜和 Co 薄膜间的磁化强度的差异。文献[9]还测量了 [NiFeCo/Cu/Co/Cu] 多层薄膜的铁磁共振(FMR),也观察到了共振场随 Cu 薄膜厚度的类 RKKY 振荡。

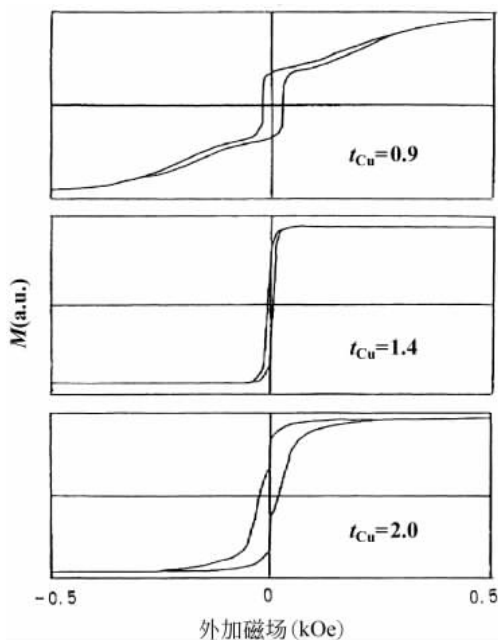


图 3.3 $t=0.9, 1.4$ 和 2.0nm 时, [NiFeCo/Cu/Co/Cu] 多层膜的磁化曲线

多层膜的磁化强度曲线可以通过使系统总能量 E 最小得到, 能量公式如下:

$$E = \sum M_i H_i \cos(\theta_i) - \sum K_i \cos A_i (\theta_i - \phi_i) + \sum J_{ij} \cos(\theta_i - \theta_j) \quad (3.3)$$

其中, θ_i 为 M_i 磁化方向的角度, θ_i 和 A_i 分别是第 i 磁性层的易轴的角度和磁晶各向异性 K_i 对称轴的数量。 J_{ij} 为第 i 和第 j 磁性层间通过非磁层的交换耦合。图 3.4 为用式(3.3)计算得到的由 NiFeCo 和 Co 层通过 Cu 层的反铁磁耦合的磁化曲线^[10]。图 3.3 所示的 $t=2.0$ 时的磁化曲线可通过图 3.4 所示的计算的磁化曲线得到定性解释。

其他多层膜, 例如 [NiCo/Cu]、[NiCo/Cu/Co/Cu]、[Co/Cu] 和 [NiFeCo/Cu], 也显示了磁阻率随 Cu 膜厚度 t 的类 RKKY 振荡, 第一个最大值出现在 $t=0.9\text{nm}$ 时, 第二个最大值出现在 $t=2.0\text{nm}$ 时。图 3.5 给出了 [Ni₈₀Fe₁₅Co₅(3)/

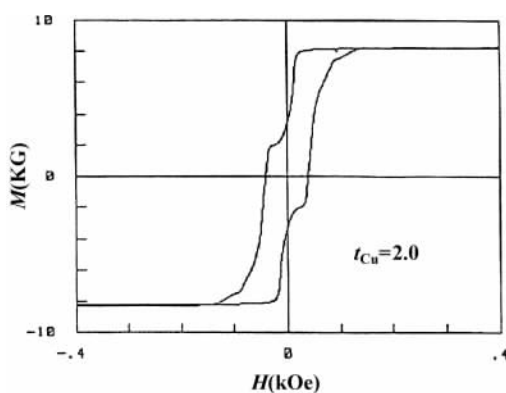


图 3.4 计算得到的不同磁化强度的磁性膜组成的多层膜的磁化曲线

Cu(t)]多层膜在 $t=0.9$ 、 1.4 、 2.0 和 2.3 nm 时的磁化曲线。饱和磁场 H_s 随着厚度 t 振荡,并且在 $t=0.9$ 和 2.0 nm 时取得最大值,此时反铁磁耦合占主导;在 $t=1.4$ 和 2.3 nm 处取最小值,此时铁磁耦合占主导。在这个例子中,磁性层有相同的磁化强度,因此,对于 $t=0.9$ 和 2.0 nm 的多层膜,剩磁为零。

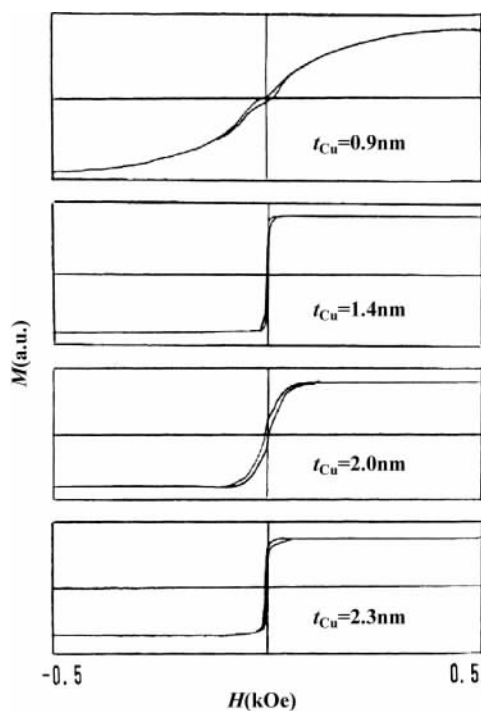


图 3.5 $t=0.9$ 、 1.4 、 2.0 和 2.3 nm 时, [NiFeCo/Cu(t)] 多层膜的磁化曲线

3.1.2 金属多层膜的磁阻性能

金属多层膜由通过非磁性层反铁磁性交换耦合的磁性层组成,表现出巨磁阻效应。在本书中,磁阻率 $\Delta R/R$ 被定义为

$$\Delta R/R = (R_{\max} - R_{\min})/R_{\min} \times 100(\%) \quad (3.4)$$

这里, $R_{\max}$ 和 $R_{\min}$ 分别为电阻的最大值和最小值。当磁性层在零场附近由于反铁磁性交换耦合取反平行磁化时,电阻为最大值;当磁性层在磁场 H ($H > H_s$ (饱和场)) 的作用下取平行磁化时,电阻取最小值,如图 3.6 所示。当磁晶各向异性性能 K 很小,可忽略不计时, H_s 与 J 的关系为^[12]

$$H_s \propto J/(M_s D_m) \quad (3.5)$$

其中, D_m 和 M_s 分别为磁性层的厚度和磁化强度。因此, H_s 与 J 成比例,并且显示出如图 3.3 和图 3.5 所示的类 RKKY 振荡。

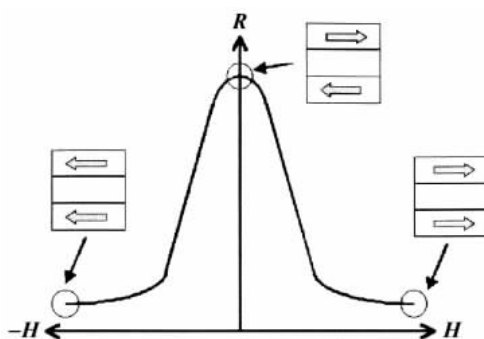


图 3.6 交换耦合多层薄膜的自旋方向和磁阻曲线

多层膜的磁阻曲线也可由式(3.3)计算。Folkerts^[13]研究了由两磁性层通过非磁层反铁磁耦合组成的多层膜的相图和磁阻曲线。现在,让我们考虑一个简单的例子,两个磁性层磁化强度 M 和厚度都相等,外磁场 H 作用于薄膜面内,系统的总能量为

$$E = -(1/2)HM(\cos\phi_1 + \cos\phi_2) - J_{AF}\cos(\phi_2 - \phi_1) + E_K \quad (3.6)$$

其中, ϕ_1 和 ϕ_2 为 H 和 M 的夹角, E_K 为各向异性性能。当为单轴面内各向异性时, E_K 为

$$H \perp K_U \quad E_K = (1/2)K_U(\cos^2\phi_1 + \cos^2\phi_2) \quad (3.7)$$

$$H//K_U \quad E_K = (1/2)K_U(\sin^2 \phi_1 + \sin^2 \phi_2) \quad (3.8)$$

在保证 $\partial E/\partial \phi_1 = 0$ 和 $\partial E/\partial \phi_2 = 0$ 的条件下,使 E 取最小值,就可以得到稳定的状态。 $H \perp K_U$ 时的磁相和能量为

$$(a) \quad \phi_1 = \phi_2 = 0$$

$$E = K_U(1 - 2h + p) \quad (3.9)$$

$$(b) \quad \phi_1 = \phi_2 \text{ 且 } \cos \phi_1 = h/(2p+1)$$

$$E = K_U(-h \cos \phi_1 - p) \quad (3.10)$$

$$(c) \quad \phi_1 = \phi_2 = \pi$$

$$E = K_U(1 + 2h + p) \quad (3.11)$$

其中, $h = HM/2K_U$, $p = -J_{AF}/K_U$ 。图 3.7 为这种状态的磁相图。这种情况下磁相之间的转变很简单,当 h 分别等于 $2p+1$ 和 $-(2p+1)$ 时,发生 (a) $\leftrightarrow$ (b) 和 (b) $\leftrightarrow$ (c) 两种转变。因此,这种情况下的饱和场 H_s 为

$$H_s = -4J_{AF}/M + H_K, \quad (H_K = 2K_U/M) \quad (3.12)$$

如果 K_U 小到可忽略时,方程(3.10)变成方程(3.5)。

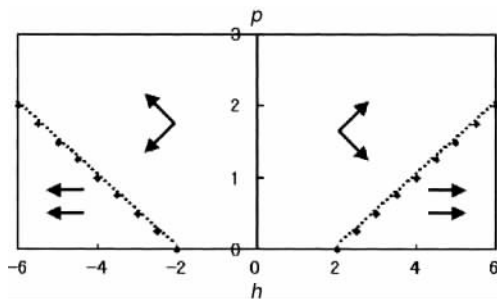


图 3.7 $H \perp K_U$ 状态的磁相图

当 $H//K_U$ 时,磁相和能量为^[13,14]

$$(a) \quad \phi_1 = \phi_2 = 0$$

$$E = K_U(-2h + p) \quad (3.13)$$

$$(b) \quad \phi_1 = -\phi_2 \text{ 且 } \cos \phi_1 = h/(2p-1) > 0$$

$$E = K_U(1 - p - h \cos \phi_1) \quad (3.14)$$

$$(c) \quad \phi_1 = 0, \phi_2 = \pi$$

$$E = K_U(-p) \quad (3.15)$$

(d) $\phi_1 = -\phi_2$ 且 $\cos\phi_1 = h/(2p-1) < 0$

$$E = K_U(1 - p - h\cos\phi_1) \quad (3.16)$$

(e) $\phi_1 = \phi_2 = \pi$

$$E = K_U(2h + p) \quad (3.17)$$

这种情况下,磁相之间不是简单的转变,这种情况下的巨磁阻薄膜有时表现出一种独有的磁电阻曲线,如图 3.8 所示。将此磁电阻曲线与由式(3.11)计算出的曲线进行比较,可以发现是定性符合的^[14]。

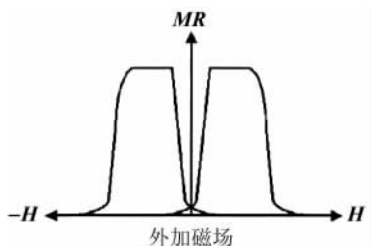


图 3.8 $H//K_U$ 结构时的磁阻曲线

一般来说,由于 H_s 与 J 和 K 有如式(3.10)所示的关系,因此,只要 K 值不是很小,则巨磁阻薄膜的 H_s 值就比较大。例如,由于 Co 层的 K 值较大,则 $[\text{Co}/\text{Cu}]$ 多层膜有较大的 H_s 值 ($3 \sim 10 \text{ kOe}$)^[5,15]。从应用的观点出发,我们希望多层膜的 H_s 较小从而表现出低场巨磁阻效应。为此,广泛研究了由小 K 值和小磁弹性 λ 的磁性层组成的多层膜^[8,9]。人们发现诸如 $[\text{NiFeCo}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Cu}]$ ^[8,10] 和 $[\text{NiFeCo}/\text{Cu}]$ ^[8,11] 等富 Ni 的 NiFeCo 薄膜的多层膜显示出低场巨磁阻。 $[\text{M}(=\text{Co}, \text{Fe}, \text{Ni})/\text{Cu}(t)]$ 多层膜显示出随 Cu 层厚度 t 的类 RKKY 振荡,第一和第二磁电阻峰值分别出现在 $t=0.9$ 和 $t=2.0$ 处。图 3.9 给出了 $t=0.9$ 和 $t=2.0$ 时 $[\text{NiFeCo}(3)/\text{Cu}(t)/\text{Co}(3)/\text{Cu}(t)]$ 的磁阻曲线,这与图 3.2 所示的第一和第二磁电阻峰一致。第一峰的磁阻率比第二峰的磁阻率大,但是,根据由式(3.3)给出的 J ,第一峰的 H_s 比第二峰的大得多。因此,把第二磁阻峰用于需要低场巨磁阻的应用中会比较有利。

研究者对磁性层的磁阻率与其组分的依赖关系进行了实验和理论研究。Miyazaki 等对这些结果进行了总结,如图 3.10 所示。在图中,用实线表示 $[\text{Fe-Co-Ni}/\text{Cu}]$ 多层膜的第 1 电阻峰磁阻率的实验结果,以此为标准与图中虚线所示的 Inoue 等^[17] 计算的结果进行比较。实验值的磁阻率在电子序数为

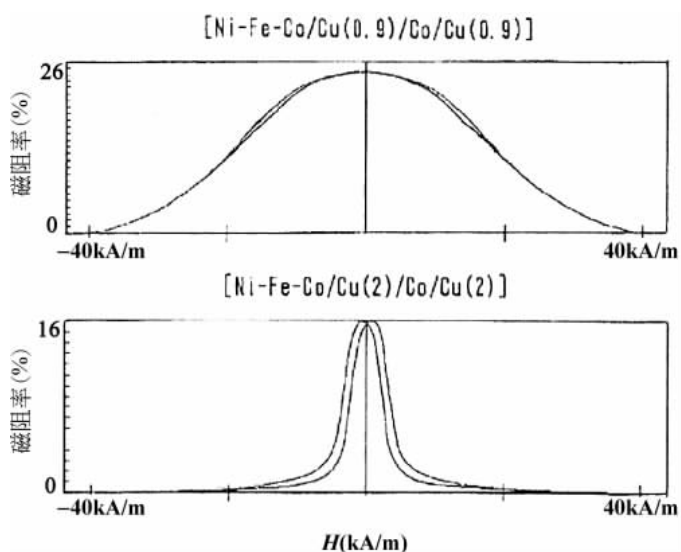


图 3.9 $t=0.9$ 和 $t=2.0$ 时 $[\text{NiFeCo}(3)/\text{Cu}(t)/\text{Co}(3)/\text{Cu}(t)]$ 多层膜的磁阻曲线

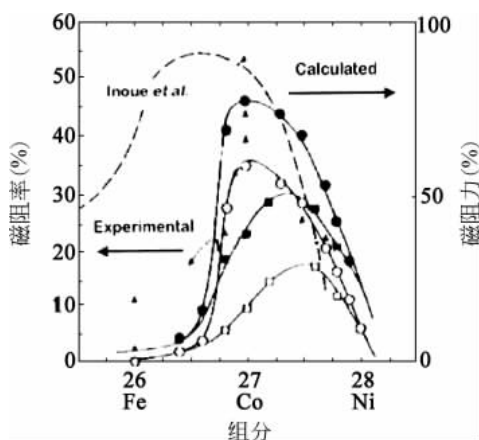


图 3.10 $[\text{Fe-Co-Ni}/\text{Cu}]$ 多层膜的磁阻率与组分的依赖关系^[16]

27 时取最大值,这与理论计算结果定性上是一致的,虽然理论计算只考虑了界面散射。实际上,磁阻率与界面散射、体散射、膜厚度和导电电子的平均自由程有关。但是,自旋相关散射对巨磁阻效应的贡献在 Co/Cu 界面处比在 Ni/Cu 界面处大得多。这可以从 $\text{Ni}(\text{Fe})$ 层和 Cu 层间插入薄 Co 膜增加磁阻率[见图 3.24]的结果来理解。 Co 层中的体散射的自旋非对称因子比 Ni 层中的大。

一般来说,只要层结构是相同的,那么由富 Co 磁性层组成的多层膜比由富 Ni 磁性层组成的多层膜会表现出更大的磁阻率。

3.1.3 磁阻性能对薄膜结构的依赖性

金属多层薄膜通常由溅射或者蒸发制备。多层薄膜具有清晰连续而且界面光滑的层结构是很重要的,这样的层结构会由于在磁性层和非磁层界面处的磁性散射而表现出巨磁阻效应,如图 3.1 所示。一般来说,和蒸发方法相比,溅射方法更适合制备平坦连续的层状结构,这是由于被溅射的原子具有足够的能量来迁移,从而有利于层状结构的生长。而蒸发方法的原子能量较小,容易形成岛状结构。图 3.11 为用溅射方法制备的 $[\text{NiFeCo}/\text{Cu}(0.9)/\text{Co}/\text{Cu}(0.9)]$ 多层薄膜的断面 TEM 图,该结构具有如图 3.2 和图 3.9 所示的第一磁阻峰。可以看到,即使 Cu 层很薄(如 0.9nm),薄膜仍具有清晰且连续的层状结构。图 3.12 为 $[\text{NiFeCo}/\text{Cu}(0.9)/\text{Co}/\text{Cu}(0.9)]$ 薄膜的小角度 XRD 谱图,箭头表示计算出的卫星峰的位置。对所设计结构用 step 模型^[18]计算得到的位置可以发现清晰的卫星峰,这一事实验证了层状结构的人工周期。

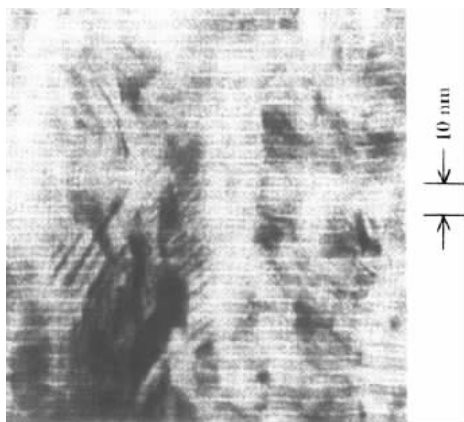


图 3.11 $[\text{NiFeCo}/\text{Cu}(0.9)/\text{Co}/\text{Cu}(0.9)]$ 多层薄膜的断面透射电镜(TEM)图

由溅射方法制备的多层薄膜显示出清晰的层状结构。但是由蒸发方法制备的多层薄膜显示出不同的结构。图 3.13 为由蒸发方法制备的 $[\text{Co}/\text{Cu}]$ 多层薄膜的断面透射电镜图(TEM)。蒸发方法制备的 $[\text{Co}/\text{Cu}]$ 多层薄膜具有薄层的堆垛结构,这是由岛状生长导致的。图 3.14 为蒸发方法制备的 $[\text{Co}/\text{Cu}]$ 多层

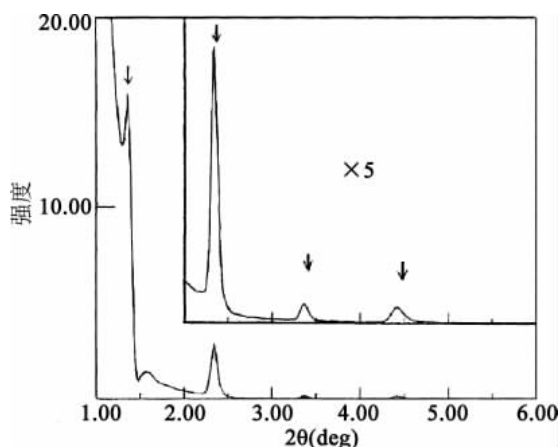


图 3.12 $[\text{NiFeCo}/\text{Cu}(0.9)/\text{Co}/\text{Cu}(0.9)]$ 薄膜的小角 XRD 谱图

薄膜和溅射方法制备的 $[\text{Co}/\text{Cu}]$ 多层薄膜的磁阻率对 Cu 层厚度的依赖关系。两种方法制备的多层膜都显示出巨磁阻的第二个峰,但是只有溅射方法制备的多层膜在 Cu 层厚度为 0.9nm 时显示出第一磁阻峰。这可能是由于溅射方法制备的多层膜和蒸发方法制备的多层膜的结构差异造成的,因为蒸发方法制备的多层膜的堆垛结构会引起磁性层间通过非磁性层的所谓“橘皮”(orange peel)耦合^[19]。对于薄的隔离层,比如对于第一磁阻峰所需的 0.9nm 的 Cu 膜来说,奈尔(Neel)型铁磁耦合占主导地位。图 3.15 为这些薄膜的结构示意图。溅射的入射能量高,有利于原子在薄膜表面的迁移,导致层状结构生长。而蒸发的入射能量低,造成岛状结构的形成。但是,人们认为蒸发方法制备的薄膜中界面处的互扩散比溅射制备的薄膜中的小,这也是由于入射能量不同所致。



图 3.13 蒸发方法制备的 $[\text{Co}(2)/\text{Cu}(2.3)]$ 薄膜的断面透射电镜图(TEM)

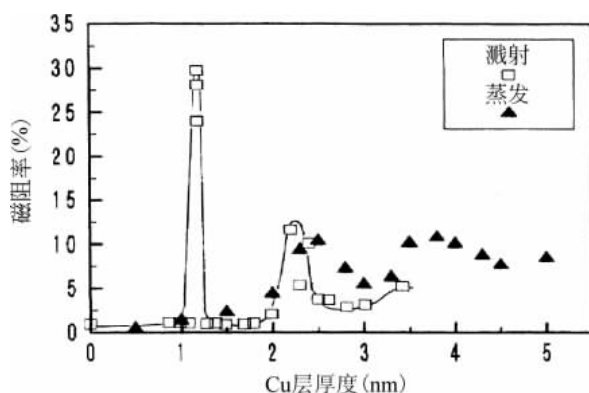
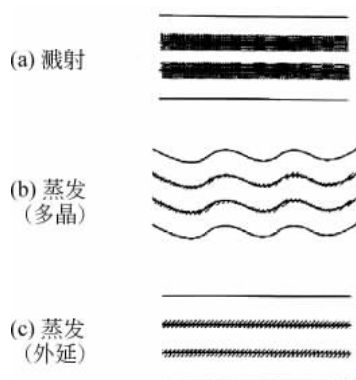


图 3.14 磁阻率对[Co/Cu]多层膜中的 Cu 膜厚度的依赖关系

图 3.15 薄膜结构示意图: (a)溅射方法制备的薄膜; (b)蒸发方法制备的薄膜;
(c)外延生长薄膜

如图 3.15 所示,用分子束外延方法的外延生长薄膜,由于入射能小,而且外延方法本身能够有效抑制岛状结构的形成,因此可以形成互扩散很小的理想层状结构。人们研究了用分子束外延方法在 Si(100)/Cu 和 Si(111)/Ag/Cu 基底上制备[NiFe/Cu]多层膜^[20],其中 Cu 和 Ag/Cu 被用作缓冲层。图 3.16 为在 Si(100)上制备的薄膜的 RHEED 图样,图(a)为在沿 $\langle 110 \rangle$ 方向 Si(100)面上的图样,图(b)为沉积 100nm Cu 缓冲层之后的图样,图(c)为制备[$\text{Cu}(1\text{nm})/\text{NiFe}(3\text{nm})$]^[20]多层膜之后的图样。图 3.17 为在 Si(100)基底上制备的多层薄膜的 XRD 谱图。图 3.18 为生长在 Si(111)基片上薄膜的 RHEED 图样,图(a)为沿 $\langle 111 \rangle$ 方向 Si(111)面的图样,图(b)为沉积 7.6nm Ag 缓冲层之

后的图样,图(c)为在 100°C 下退火之后的图样,图(d)为沉积 50nm Cu 缓冲层的图样,图(e)为 200°C 下退火之后的图样,图(f)为制备 $\text{Si}/\text{Ag}/\text{Cu}[\text{NiFe}(3\text{nm})/\text{Cu}(0.9\text{nm})]^{20}$ 多层膜之后的图样。图 3.19 为在 $\text{Si}(111)$ 上制备的多层薄膜的 XRD 谱图。薄膜的外延生长可以通过 RHEED 图样确认。两种情况下都观察到了条纹图样,这肯定了外延薄膜形成了平坦的表面。可以在 $\text{Si}(100)$ 和 $\text{Si}(111)$ 上制备的 $[\text{NiFe}/\text{Cu}]$ 多层膜的 XRD 谱图中分别观察到清晰的 (100) 和 (111) 峰。在 $\text{Si}(100)$ 和 $\text{Si}(111)$ 上制备的薄膜,其叠层方向分别是 $\text{Si}(100)/\text{Cu}(100)/[\text{NiFe}/\text{Cu}](100)$ 和 $\text{Si}(111)/\text{Ag}(111)/\text{Cu}(111)/[\text{NiFe}/\text{Cu}](111)$ 。薄膜平面的方向分别为 $\text{Si}\langle 011\rangle/\text{Cu}\langle 001\rangle/[\text{NiFe}/\text{Cu}]\langle 001\rangle$ 和 $\text{Si}\langle 011\rangle/\text{Ag}\langle 011\rangle/\text{Cu}\langle 011\rangle/[\text{NiFe}/\text{Cu}]\langle 011\rangle^{[20]}$ 。

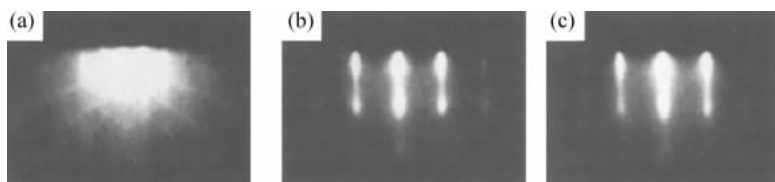


图 3.16 在 $\text{Si}(100)$ 上制备的薄膜的 RHEED 图样: (a) 沿着 $\langle 011\rangle$ 方向 $\text{Si}(100)$ 面; (b) $\text{Si}/\text{Cu}(100\text{nm})$; (c) $\text{Si}/\text{Cu}/[\text{Cu}(1\text{nm})/\text{NiFe}(3\text{nm})]^{20}$

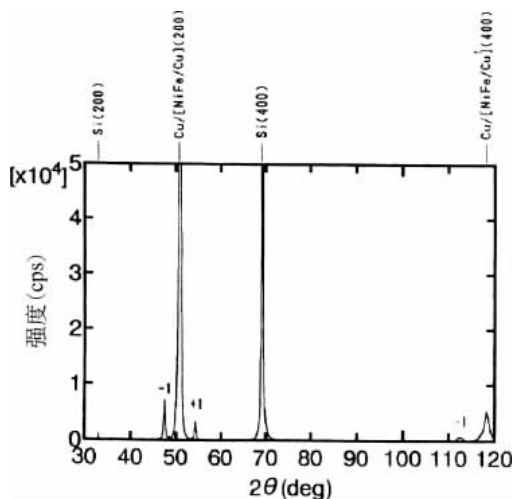


图 3.17 $\text{Si}(100)/\text{Cu}/[\text{NiFe}/\text{Cu}]$ 外延薄膜的 XRD 谱图

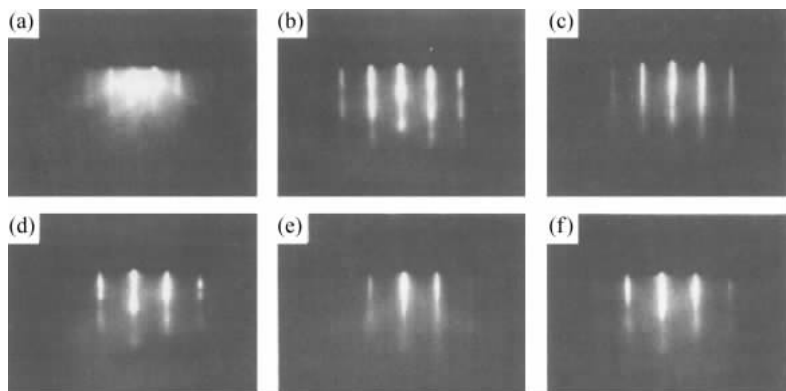


图 3.18 在 Si(111) 上制备的薄膜的 RHEED 图样: (a) 沿 $\langle 111 \rangle$ 方向 Si(111) 面; (b) Si/Ag (7.6 nm); (c) 100°C 下退火之后; (d) Si/Ag/Cu (50 nm); (e) 200°C 下退火之后; (f) Si/Ag/Cu[NiFe(3 nm)/Cu(0.9 nm)]²⁰

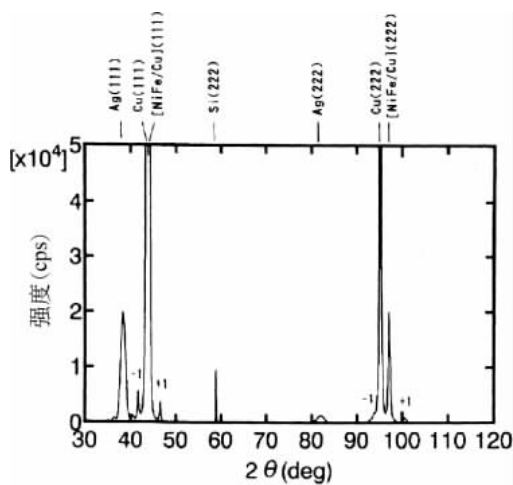


图 3.19 Si/Ag/Cu[NiFe/Cu] 外延薄膜的 XRD 谱图

用这些外延薄膜研究了磁阻性能对晶向的依赖性。图 3.20 和图 3.21 给出了(100)方向和(111)方向[NiFe/Cu]外延膜的磁电阻对 Cu 层厚度 t 的依赖性。两种薄膜都能观察到类 RKKY 振荡。(100)方向的薄膜显示出一个长

($\sim 1.1\text{nm}$)和一个短的振荡周期($0.4\sim 0.5\text{nm}$),而(111)方向的薄膜则只显示出一个长的振荡周期($\sim 1.1\text{nm}$)。这些结果与 Bruno 等^[21]的理论一致,根据该理论可以通过非磁性层费密面上的相对距离 q 预测振荡周期 λ 。图 3.22 给出了平行于(110)面的 Cu 的费密面的截面。如果叠层方向垂直于(100)面,那么如图 3.22 所示,在“狗骨轨道”就存在 q_1 和 q_2 。两个周期分别由公式 $\lambda_1 = 2\pi/q_1$ 和 $\lambda_2 = 2\pi/q_2$ 计算得到。如果堆垛方向垂直于(111)面,那么就只存在如图 3.22 所示的 q_1 ,其周期可由公式 $\lambda_1 = 2\pi/q_1$ 计算得到。振荡周期的理论计算结果^[22]也列在表 3.1 中以便于比较。对于(100)和(111)方向的外延薄膜 $[\text{NiFe}(3)/\text{Cu}(0.9)]^{20}$ 的第一磁阻峰,饱和场 H_s 和层间交换耦合 J 也列在表 3.2 中。(100)方向蒸发方法制备的外延薄膜的饱和场 H_s 和层间交换耦合 J 比(111)方向的小得多,并且这些值与溅射方法制备的多层薄膜基本相同。(100)方向生长的外延薄膜在 $t=1.6$ 和 2.5nm 时出现了新的磁阻峰,这是在溅射方法制备的薄膜中观察不到的,人们认为这些新的峰与表 3.1 所列的短周期相对应。图 3.20 所示的磁阻率相当小,但这是由 100nm 厚的 Cu 缓冲层的分流效应导致的。如图 3.23 所示,减小缓冲层厚度可以得到更大的磁阻率。具有较薄缓冲层的 $[\text{NiFe}/\text{Cu}]$ 外延薄膜的磁阻率比溅射方法制备的 $[\text{NiFe}/\text{Cu}]$ 薄膜的要大。因此,正如图 3.15 所展示的,外延多层薄膜被认为比溅射方法制备的薄膜具有更好的层状结构。

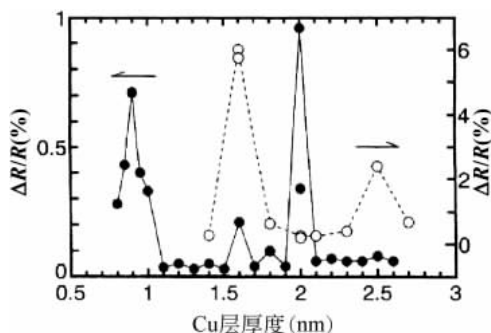


图 3.20 磁阻率与 Cu 层厚度 t 的关系: ●代表 $\text{Si}(100)/\text{Cu}(100\text{nm})/[\text{NiFe}(3\text{nm})/\text{Cu}(t)]^{20}$, ○代表 $\text{Si}(100)/\text{Cu}(50\text{nm})/[\text{NiFe}(1\text{nm})/\text{Cu}(t)]^{50}$

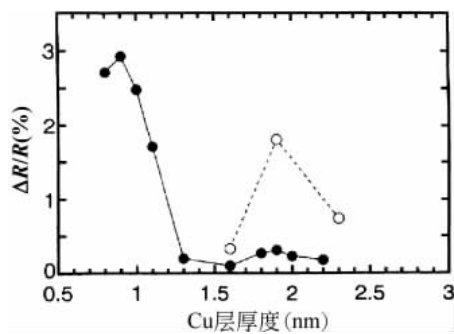


图 3.21 Si(111)/Ag(7.6nm)/Cu(50nm)/[NiFe(d)/Cu(t)]^N 多层膜的磁阻率对 Cu 层厚度 t 的依赖关系: ●代表 $N=20, d=3$; ○代表 $N=50, d=1$

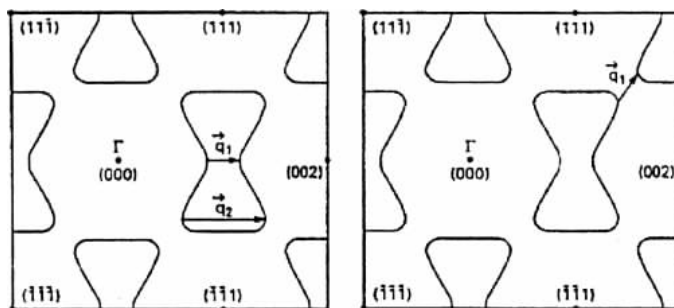


图 3.22 平行于(110)面的 Cu 费密面的截面图

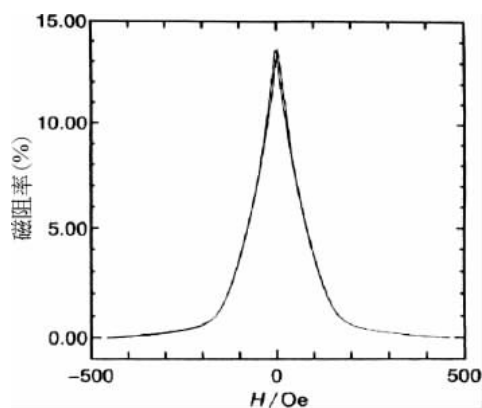


图 3.23 Si(111)/Cu(5nm)/[NiFe(1)/Cu(1.6nm)]的磁阻曲线

表 3.1 Cu 隔离层情况下测量得到的峰位和计算得到的振荡周期

	测量峰的位置	计算得到的周期
(100)	0.9nm, 1.6nm, 2.0nm, 2.5nm	1.06nm, 0.46nm
(111)	0.9nm, 1.9nm	0.94nm

表 3.2 外延生长的 $[\text{NiFe}(3)/\text{Cu}(0.9)]^{20}$ 薄膜的 H_s 和 J

	$H_s(\text{kOe})$	$J(\text{erg}/\text{cm}^2)$
(100)	~ 0.3	$\sim 1.8 \times 10^{-2}$
(111)	~ 2.5	$\sim 1.5 \times 10^{-1}$

3.1.4 磁阻率的热稳定性

对于把巨磁阻薄膜实际应用于磁阻传感器来说,研究薄膜磁阻率的热稳定性很重要的。用溅射方法制备 $[\text{NiFeCo}(3)/\text{Cu}(t)]$ 和 $[\text{NiFeCo}(3)/\text{Cu}(t)/\text{Co}(3)/\text{Cu}(t)]$ 多层薄膜。Cu 的厚度 t 定为 0.9nm 和 2.0nm,分别对应于第一和第二磁阻峰。将薄膜在真空中退火,在室温下测量磁阻的性质。图 3.24 和图 3.25 给出了室温下在 2.5kOe 外加磁场下磁阻率与退火温度的关系。Cu 层厚度为 2.0nm 的薄膜比 Cu 层厚度为 0.9nm 的薄膜表现出更好的热稳定性。为了研究这些多层薄膜的结构变化,进行了小角度 XRD 测试。对于所有多层薄膜,在高于 225℃ 下退火后,都观察到对应于人工周期的衍射峰强度的减小和

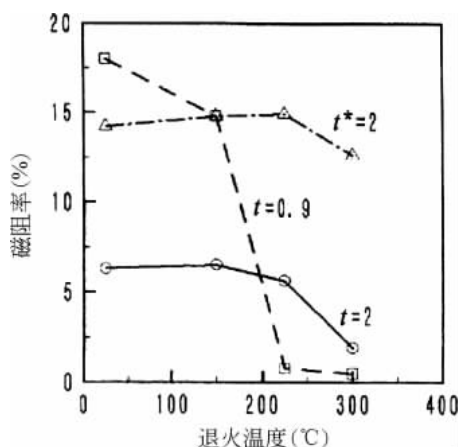


图 3.24 $[\text{NiFeCo}/\text{Cu}(t)]^{40}$ 和 $[\text{Co}(0.4)/\text{NiFeCo}/\text{Co}(0.4)/\text{Cu}(t^*)]^{40}$ 多层薄膜的磁阻率对退火温度的依赖关系

向着大角度方向的峰的偏移。因此,在高于 225°C 下退火造成人工周期约 3% 的退化和减小^[23]。图 3.24 和图 3.25 中所示的磁阻率下降,对于 Cu 层厚度 $t=0.9\text{nm}$ 的薄膜,可用上述结构变化来解释,但是对于 Cu 层厚度 $t=2.0\text{nm}$ 的薄膜,其磁阻率下降无法用上述结构变化来解释。因此,Cu 层厚度为 0.9nm 薄膜中巨磁电阻效应对结构变化比 Cu 层厚度为 2.0nm 的薄膜要敏感。

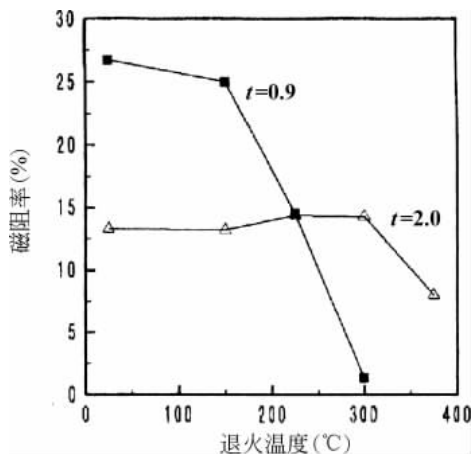


图 3.25 $[\text{NiFeCo}/\text{Cu}(t)/\text{Co}/\text{Cu}(t)]^{20}$ 多层薄膜的磁阻率对退火温度的依赖关系

当 Cu 层厚度相同时,含 Co 层薄膜(例如 $[\text{NiFeCo}/\text{Cu}(t)/\text{Co}/\text{Cu}(t)]$)的磁阻率比不含 Co 层薄膜(如 $[\text{NiFeCo}/\text{Cu}(t)]$)的磁阻率的热稳定性要好。如图 3.24 所示,在 NiFeCo 和 Cu 层间插入薄 Co 层可以有效提高磁阻率和热稳定性。这些结果表明 Co/Cu 界面的热稳定性比 Ni/Cu 界面的要好。Cu 在 Co 中的固溶度低于在 Ni 中的固溶度。这可能是导致含 Co/Cu 界面的多层膜和含 Ni/Cu 界面的多层膜之间磁阻性能的热稳定性存在差异的原因。事实上, $[\text{Co}/\text{Cu}]$ 溅射的多层膜的磁阻率直到 375°C 都是热稳定的^[24],如图 3.26 所示。退火之后,溅射的 $[\text{Co}/\text{Cu}]$ 的磁阻率会增大,但是蒸发的 $[\text{Co}/\text{Cu}]$ 的磁阻率则不具有这种趋势。如图 3.15 所示,在制备薄膜时,溅射的 $[\text{Co}/\text{Cu}]$ 薄膜的界面被认为存在一个互扩散区域。由于 Cu 在 Co 中的固溶度低,在 375°C 以下的温度退火就可能造成界面处 Cu 从 Co 中析出,从而减小了互扩散区域,导致界面质量的改善。但是,对于蒸发的 $[\text{Co}/\text{Cu}]$ 薄膜,互扩散区域很小,如图 3.15 所示。因此,我们认为对于蒸发方法制备的薄膜,通过退火对界面质量的改善很小。蒸发方法制备的薄膜的磁阻率比溅射方法制备的薄膜要小,这可能是由于岛状

生长导致蒸发薄膜界面很粗糙,如图 3.15 所示。但是,正如 3.1.3 节所提及的,蒸发外延生长(如分子束外延)制备的薄膜具有好的界面,因此可以获得更大的磁阻率。

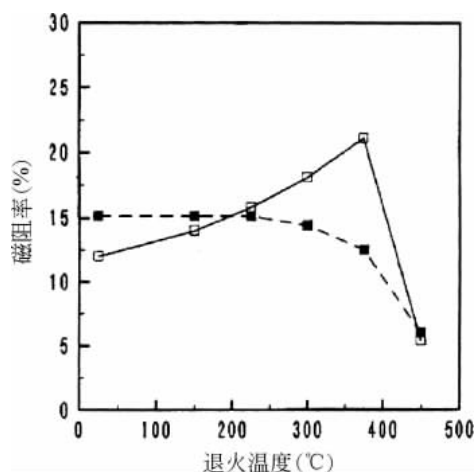


图 3.26 退火温度与[Co/Cu]多层膜磁阻率的关系: □表示薄膜是用溅射方法制备;
■表示薄膜是用蒸发方法制备

3.2 磁传感器

如 3.1.2 节所述,由[NiFeCo/Cu]或者[NiFeCo/Cu/Co/Cu]多层膜组成的巨磁阻薄膜在小的外加磁场下表现出较大的磁阻率。图 3.27 给出了[NiFeCo/Cu]多层膜的第一($t=0.9\text{nm}$)和第二($t=2.0\text{nm}$)磁阻峰的磁阻曲线。第一峰比第二峰表现出更大的磁阻率,但是,如 3.1.4 节所述,其饱和场 H_s 比第二峰要大,并且热稳定性也不如第二峰高。因此,实际应用中采用具有第二磁阻峰的薄膜。 NiFe 薄膜被用于传统的磁阻传感器,但是其磁阻率仅为约 $2\%\sim 2.5\%$ 。具有更大磁阻率($\sim 10\%$)的巨磁阻薄膜制作的磁阻传感器可以表现出比传统传感器更高的输出。实用巨磁阻薄膜的另一个优点是薄膜表现出的是各向同性磁阻性,而不是像传统的被称为各向异性磁阻薄膜的单层薄膜(如 NiFe)表现出各向异性磁阻性能。

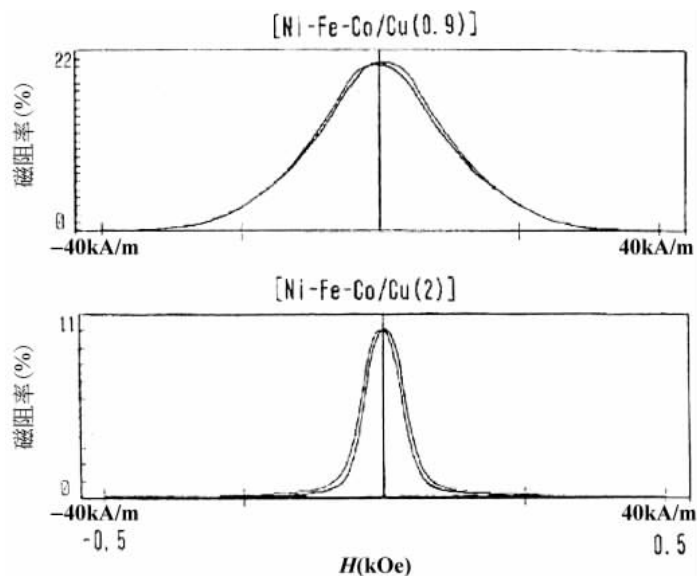


图 3.27 $t=0.9$ 和 $t=2.0\text{nm}$ $[\text{NiFeCo/Cu}]$ 的磁电阻曲线

3.2.1 静态特性

如图 3.28 所示,把巨磁阻薄膜或者各向异性磁阻薄膜排成折线形图形,就制成了磁阻传感器,图中, L 和 W 为折线的长度和宽度。通过增加长宽(L/W)比可以获得更高的输出。但是,当电流 I 沿着平行于磁场(如图中所示的 $H_{//}$ 方向)的方向流动时,各向异性薄膜并不显示任何磁阻效应。因此,用各向异性薄膜制作的磁阻传感器要设计成电流方向垂直于被测磁场(如图中所示的 $H_{\perp}$)。但是,这种结构会降低各向异性传感器的灵敏度,因为退磁场会随着长宽比(L/W)的增加而增加。因此,对于各向异性传感器,同时实现高输出和高灵敏度是很困难的。而巨磁阻薄膜可以实现这一目标,因为巨磁阻薄膜具有各向同性的磁阻性能。设计这样巨磁阻传感器,通过折线形图案使之具有大的长宽比,同时电流方向平行于被测磁场。对于这种结构,可以通过增加长宽比 L/W 同时增加巨磁阻传感器的输出和灵敏度。

将图 3.27 所示的 $[\text{NiFeCo/Cu}(2\text{nm})]^{30}$ 多层膜组成的巨磁阻薄膜和 NiFe 薄膜设计成折线图形,制作成磁阻传感器。首先研究磁阻传感器的静态特性。图 3.29 为制作的各向异性磁阻传感器和巨磁电阻传感器在 $I//H$ 和 $I\perp H$ 情况

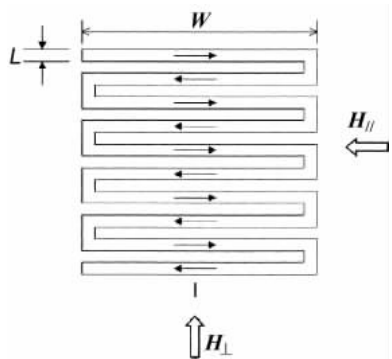


图 3.28 折线形图案磁电阻传感器

下的磁阻特性。我们发现 $I//H$ 时的巨磁阻传感器表现出比 $I\perp H$ 时各向异性传感器更高的输出和灵敏度。 $I//H$ 情况下各向异性磁电阻传感器没有输出。对于巨磁阻传感器而言, $I//H$ 和 $I\perp H$ 时的输出差不多相同,但是, $I//H$ 情况下的灵敏度比 $I\perp H$ 灵敏度高,这是由退磁场的差异所导致的。

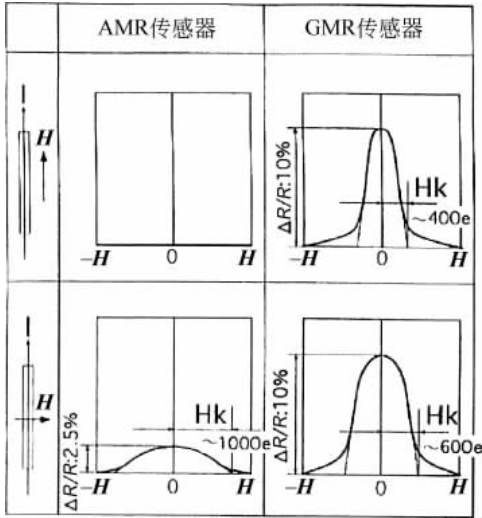


图 3.29 $I//H$ 和 $I\perp H$ 情形下各向异性磁阻传感器和巨磁阻传感器的磁阻曲线

3.2.2 动态特性

如图 3.30 所示,采用装有间距为 $300\mu\text{m}$ 的磁化转子的主动轮马达来研究所制作的巨磁阻传感器的动态特性。这种主动轮马达用于磁带录像机,其中的磁阻传感器用于转速控制。由于马达的直径是随着录像机的尺寸减小而减小的,这就要求磁阻传感器具有高的输出和高的灵敏度,来匹配较小间距的主导轮马达。磁电阻传感器放置在基底上,与马达相隔一个空气间隙正对。由于信号输出强依赖于空隙长度并且余量很小,因此传统磁阻传感器的装配需要进行手工调整。

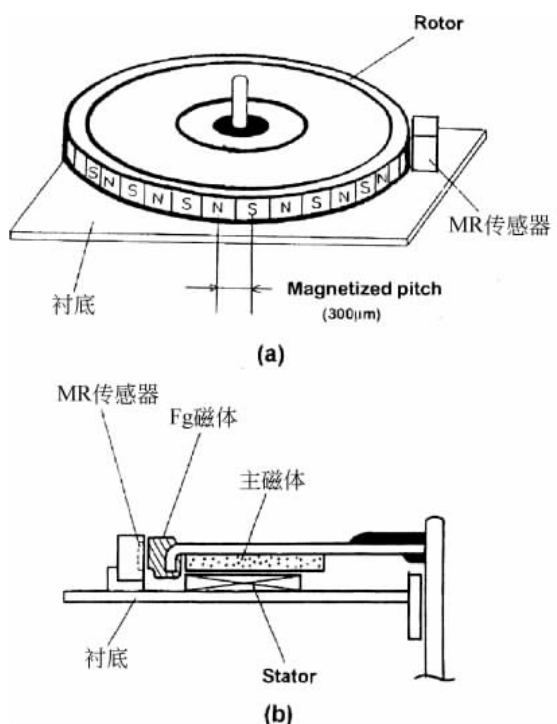


图 3.30 装有磁阻传感器的主导轮马达的示意图: (a) 总体图; (b) 截面图

图 3.31 为巨磁阻传感器和各向异性磁阻传感器的输出电压对空气间隙长度的依赖关系。在全部的空气间隙长度范围内,巨磁阻传感器表现出比传统各向异性传感器高 $2\sim 3$ 倍的输出。在满足输出电压高于 40mV 的条件下,和各

向异性传感器相比较,巨磁阻传感器的空气间隙要长 2 倍。空气间隙余量的增大使得用机器人装配巨磁阻传感器成为可能。图 3.32 为调制噪声的幅度与空气间隙长度的关系。巨磁阻传感器的调制噪声在宽的空气间隙长度范围内保持小的幅度,而各向异性磁阻传感器的调制噪声幅度随空气间隙长度的增加而增加。

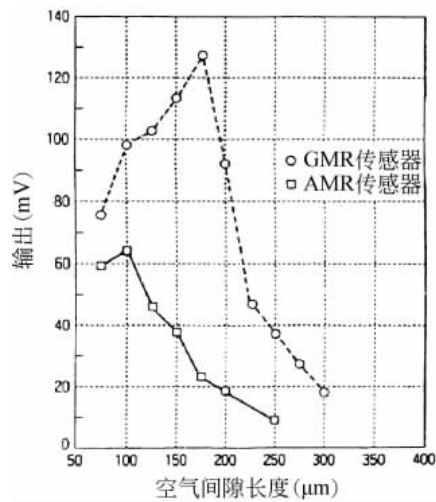


图 3.31 输出电压与空隙长度的关系

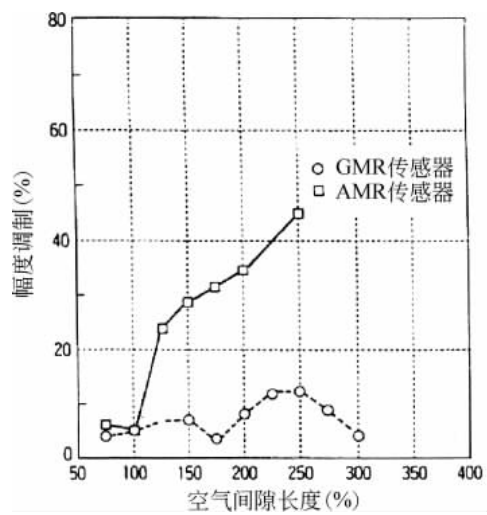


图 3.32 调制幅度与空气间隙长度的关系

如图 3.33 所示,由于主磁体的漏磁通的方向几乎与转子的信号磁通的方向垂直,因此调制噪声是由主磁体的杂散场造成的。各向异性磁阻传感器只能探测磁场 H 的 X 分量,输出与 $|H|X/(X^2+Y^2)^{1/2}$ 成比例。由于巨磁阻效应是各向同性的,巨磁阻传感器可以探测整个磁场强度 H 。这就是为什么由主磁体引起的调制噪声只在各向异性磁阻传感器上观察到,而在巨磁阻传感器上则观察不到。当空气间隙长度较小时,磁阻传感器与磁转子之间的距离 D_s 小于磁阻传感器与主磁体的距离 D_N ,但是当空气间隙长度变大时, D_s 与 D_N 的差变小。对于各向异性磁阻传感器来说,认为 S/N 之比是 D_s/D_N 的函数,所以调制噪声随着空气间隙长度的增加而增加。因此,相对于各向异性磁阻传感器来说,巨磁阻传感器显示出更高的灵敏度、更大的输出和更小的噪声。

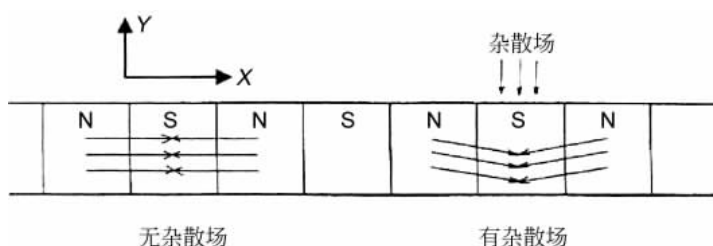


图 3.33 磁阻传感器附近的磁通方向的示意图

参考文献

- [1] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich and J. Chazelas : *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [2] G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach and W. Zinn : *Phys. Rev.* **B39**, 4828 (1989).
- [3] N. Hosoito, S. Araki, K. Mibu and T. Shinjo : *J. Phys. Soc. Jpn.* **59**, 1925 (1989).
- [4] S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche : *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990).
- [5] S. S. P. Parkin, Z. G. Li, and D. J. Smith : *Appl. Phys. Lett.* **58**, 2710 (1991).
- [6] M. A. Rudermann and C. Kittel : *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957).
- [7] W. Baltensperger and J. S. Helman : *Appl. Phys. Lett.* **57**, 2954 (1990).
- [8] H. Sakakima and M. Satomi : *J. Magn. Magn. Mater.* **121**, 374 (1993).
- [9] H. Watanabe, E. Hirota, A. Okada, K. Hamada, I. Ishida, H. Sakakima, and M. Satomi : *J. Phys. Soc. Jpn.* **63**, 762 (1994).
- [10] H. Sakakima and M. Satomi : *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, L484 (1992).
- [11] M. Jimbo, T. Kanda, S. Goto, S. Tsunashima and S. Uchiyama : *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 1348 (1992).

-
- [12] A. P. Malozemoff : *J. Appl. Phys.* **63**, 3874 (1988).
 - [13] W. Folkerts : *J. Magn. Magn. Mater.* **94**, 302 (1991).
 - [14] H. Sakakima, M. Satomi, K. Onaka, and S. Yamamoto : *J. Magn. Magn. Mater.* **145**, L268 (1995).
 - [15] Y. Saito, K. Inomata : *Jpn. J. Appl. Phys.* **30**, L1733 (1991).
 - [16] H. Kubota and T. Miyazaki : *J. Magn. Soc. Jpn.* **18**, 335 (1994).
 - [17] J. Inoue, A. Oguri and S. Maekawa : *J. Magn. Magn. Mater.* **104-107**, 1883 (1992).
 - [18] Y. Fujii, T. Ohnishi, T. Ishihara, Y. Yamada, K. Kawaguchi, N. Nakayama and T. Shinjo : *J. Phys. Soc. Jpn.* **55**, 251 (1986).
 - [19] L. Neel : *C. R. Acad. Sci.* **255**, 1676 (1962).
 - [20] Y. Kawawake, H. Sakakima, Y. Irie and M. Satomi : *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, L1598 (1994).
 - [21] P. Bruno and C. Chappert : *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1602 (1991).
 - [22] M. T. Johnson, R. Coehoorn, J. J. de Vries, N. W. E. McGee, J. aan de Stegge, and P. J. H. Bloemen : *Phys. Rev. Lett.* **69**, 969 (1992).
 - [23] M. Satomi and H. Sakakima : *J. Magn. Magn. Mat.* **126**, 504 (1993).
 - [24] H. Sakakima, M. Satomi, Y. Irie, and Y. Kawawake : *Trans. Mat. Res. Soc. Jpn.* **15B**, 1083 (1994).
 - [25] K. Onaka, H. Sakakima, S. Yamamoto, S. Maekawa, M. Satomi and M. Okamoto : *National Tech. Rep.* **42**, 465 (1996).