

溅射制备的 Co/V 多层膜微观结构特征与 铁磁共振研究

吴 静 杜 军[†] 鹿 牧 赵晓宁 徐惠平 翟宏如

(南京大学物理系, 现代分析中心, 固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

张庶元 张裕恒

(中国科学技术大学结构分析中心, 合肥 230026)

夏 慧

(冶金工业部有色金属研究总院, 北京 100088)

(1998 年 1 月 24 日收到; 1998 年 5 月 13 日收到修改稿)

研究了用射频磁控溅射方法制备的 $[\text{Co}(1.5 \text{ nm})/\text{V}(d_V)]_{20}$ ($0.5 \text{ nm} \leq d_V \leq 4 \text{ nm}$) 多层膜的结构和磁性. 用 X 射线衍射、透射电子显微镜、高分辨率透射电子显微镜等手段对其结构的分析, 表明它们层状周期结构良好, 沿膜的生长方向具有 fcc Co(111) 和 bcc V(110) 织构, 且是由小的柱状晶粒构成的多晶薄膜. 界面一定程度的合金化, 使其成为成分调制周期结构, 也是它们的一个结构特征. 由其铁磁共振谱计算得到较小的 g 因子和 $4\pi M_{\text{eff}}$ 值, 表明多层膜界面存在一定程度的合金化. 对于 V 层厚度小于 2.2 nm 的多层膜, 观测到自旋波共振谱, 并作了分析. 计算了层间耦合常数, 说明 Co 层之间存在较弱的层间交换耦合作用.

PACC: 7570; 7650; 0780

1 引 言

近年来, 由磁性层和非磁层交替生长构成的多层膜的层间耦合和与之相关的巨磁电阻等现象引起了人们极大的兴趣^[1-3]. 已知在稀释 Co-V 合金中由杂质散射引起的自旋相关剩余电阻的不对称散射因子 $\alpha \cong 1$ ^[4], 根据有关理论^[5], Co/V 多层膜的巨磁电阻可能很小. 然而, V 有很大的顺磁磁化率, 在磁性多层膜中有可能获得较大的诱导磁矩, 从而导致层间耦合. 但 V 很活泼, 在制备过程中很难控制, 所以文献报道的 Co/V 多层膜的结构和磁性质不尽一致^[5-7]. 目前还未见关于它们的微结构与磁性质之间关系的报道.

众所周知, 磁化曲线、铁磁共振和自旋波共振是研究多层膜^[8,9] (包括三明治结构^[10-12], 基本磁性和层间耦合的有效手段. 本文用 X 射线衍射(XRD)和透射电子显微镜(TEM)等手段研究了溅射制备的 Co/V 多层膜的微结构, 用铁磁共振等手段研究了多层膜的磁性^[13], 并试图解释它们的微结构与磁性质之间的关系.

[†] 通讯联系人.

2 实验过程

用射频磁控溅射仪在水冷衬底上制备 $[\text{Co}(1.5\text{ nm})/\text{V}(d_{\text{V}})]_{20}$ ($0.5\text{ nm} \leq d_{\text{V}} \leq 4\text{ nm}$) 多层膜, 衬底是表面有一层氧化层的 Si(111) 片. 背景气压低于 $6.6 \times 10^{-5}\text{ Pa}$. 在沉积过程中, Ar(99.999%) 气压保持在 $6.6 \times 10^{-1}\text{ Pa}$. Co 和 V 的沉积速率分别为 0.09 和 0.02 nm/s. 通过计算机控制沉积速率和衬底暴露在靶上方的时间, 以实现预先设计的各层厚度.

按常规方法^[14]制备了适合 TEM 和高分辨率透射电子显微镜(HRTEM)观测的断面样品. 将沉积有膜的硅片切割成宽约 1 mm 的长条. 取两个长条, 在膜面上各涂上一层薄薄环氧树脂胶(由德国制造的 M-BOND 610 ADHESIVE 和 M-BOND 600/610 CUR-ING AGENT 配制)后对粘, 放入夹具中夹紧, 然后在烘箱内烘烤 24 h, 使环氧树脂固化. 从夹具中取出固化好的样品, 用松香把它固定在模具上, 使对粘缝垂直于模具表面, 再对其进行手工研磨. 首先用 800 号水磨砂纸预磨一面, 用 1200 号水磨砂纸和研磨膏抛光, 然后翻面. 用 800 号水磨砂纸磨另一面, 磨至样品厚度约为 120 μm . 再用 1200 号水磨砂纸和研磨膏抛光, 使样品的厚度减至 50 μm 以下. 将薄片粘在铜网上进行离子薄化.

离子薄化时间一般为 10 h 左右, 典型工作条件为工作电压为 4 kV, 工作电流为 0.5—1.0 mA, 离子束入射角为 15° .

TEM 和 HRTEM 观测分别用工作电压为 200 kV 的 JEM-200CXS 型 TEM 和 JEOL-2010 型 HRTEM. 采用日本理学公司制造的 D/Max-RB 型转靶 XRD 仪测试多层膜结构. 铁磁共振实验用 ER200D-SRC 型电子顺磁共振(EPR)谱仪进行, 微波场频率固定为 9.778 GHz, 静磁场自动扫描, 其方向可以从平行膜面连续变化到垂直膜面. 用振动样品磁强计测量 M-H 回线, 外加磁场为 $(0-1.6) \times 10^6\text{ A/m}$, 沿平行于膜面方向. 所有测量都在室温下进行.

3 实验结果

3.1 结构表征

图 1 为样品 1 的 $[\text{Co}(1.5\text{ nm})/\text{V}(1.8\text{ nm})]_{20}$ 多层膜的小角(LAXD)和大角(HAXD) XRD 图. (a)是小角衍射图, 在对数坐标上可看到一级和二级衍射峰, 表明多层膜具有良好的周期性. 计算得出的调制周期与设计的周期符合很好. 二级峰较模糊, 我们认为由以下因素所致: (1)在周期表中 Co 和 V 原子序数相近, 原子散射因子差别不大; (2)Co 子层和 V 子层之间的界面不很清晰. (b)是大角衍射图, 只看到一个较宽的主峰, 我们认为 Co/V 多层膜中 Co 晶格和 V 晶格都存在一定程度的应变, 此峰是 bcc V(110)和 fcc Co(111)衍射峰叠加的结果. 样品 2 的 $[\text{Co}(1.5\text{ nm})/\text{V}(2.2\text{ nm})]_{20}$ 多层膜的 XRD 结果与之相似.

图 2 为样品 2 的 $[\text{Co}(1.5\text{ nm})/\text{V}(2.2\text{ nm})]_{20}$ 多层膜断面 TEM 明场像. 可看到有良好的周期层状结构, 在有些区域出现小的波动, 可能由于衬底的不平整及溅射状态的张落所致. 我们在衬底上最先生长的是 Co 层, 所以从图 2 可以确定“亮条纹”是 Co 层, “暗条

纹”是 V 层. 显然, 与设定的 Co 层和 V 层厚度相比较, “表观”的 Co 层厚度较设定值薄, 相反“表观”的 V 层厚度明显增加. 原因将在下面讨论.

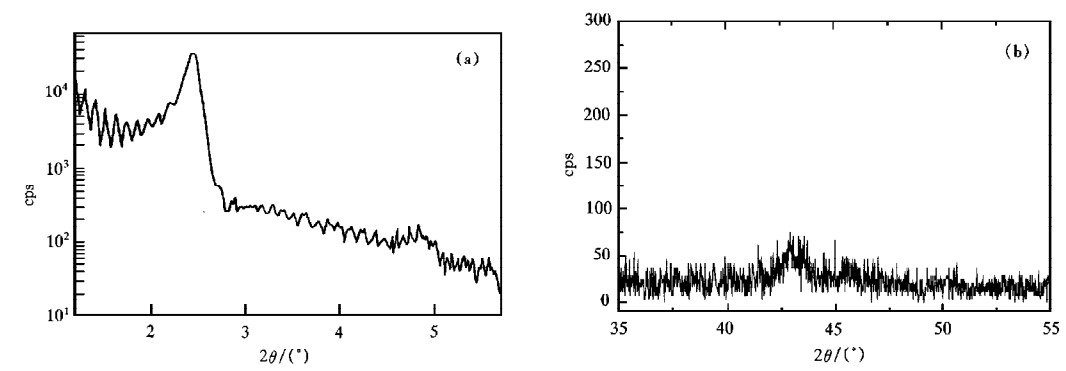


图 1 $[\text{Co}(1.5\text{ nm})/\text{V}(1.8\text{ nm})]_{20}$ 多层膜的小角(a)和大角(b)XRD 图

为了得到有关 Co/V 多层膜的微结构及其界面更多更清楚的信息, 我们进行了 HRTEM 观测. 图 3 为样品 2 的剖面 HRTEM 图. 从图 3 可看出: (1) Co/V 多层膜是多晶膜, 晶粒横向尺度约为 5 nm; (2) 晶面条纹间距约为 0.210 nm. (3) 在有些区域, 其法向平行于膜面法向(膜面法向如箭头所示)的晶面可以跨越几个周期也不改变其取向, 说明我们溅射的 Co/V 多层膜呈岛状生长, 生长具有一定的外延性. 虽然 HRTEM 图的衬度对比度较 TEM 的差, 仍可以看到 Co 层厚度(亮部分)比设定的 Co 层厚度明显减小.

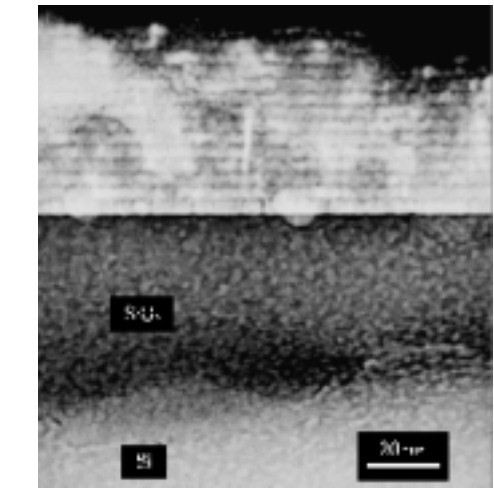


图 2 $[\text{Co}(1.5\text{ nm})/\text{V}(2.2\text{ nm})]_{20}$ 多层膜断面低分辨率电子显微镜图

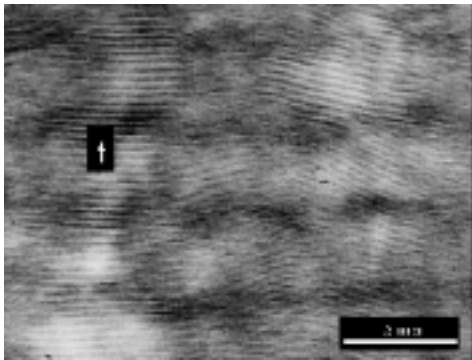


图 3 $[\text{Co}(1.5\text{ nm})/\text{V}(2.2\text{ nm})]_{20}$ 多层膜断面 HRTEM 图

Co-V 的合金相图表明 Co 与 V 可以形成三种金属间化合物: Co_3V , CoV 和 CoV_3 ^[15]. 用 XRD 公式可以算出对应于 Co_3V 与 CoV 衍射图中最强峰的晶面间距^[16]均介于 fcc Co (111) 与 bcc V (110) 晶面间距之间, 且 fcc Co (111) 和 bcc V (110) 有相近的晶面间距 (0.205 和 0.214 nm). 所以我们认为在溅射过程中, 由于原子之间相互扩散而易于导致界

面合金化,使得 Co/V 多层膜成为富 Co 层和富 V 层组成的成分调制周期膜.从 TEM 和 HRTEM 图均可看到,与所设定的 Co 层和 V 层厚度相比,“表观”的 Co 层厚度明显减小,“表观”的 V 层厚度明显增大,这可能是由于 V 与各种 Co-V 合金混合物的 TEM 和 HRTEM 衬度差小于 V 与 Co 的衬度差所致,因此我们认为界面存在一定程度合金化.

从上面的结构特征及分析表明:我们溅射的 Co/V 多层膜层状周期结构是好的,但层间原子相互扩散导致界面一定程度的合金化,使得多层膜是由富 Co 子层和富 V 子层构成的成分调制周期膜.该多层膜是由横向尺度较小的柱状晶粒组成的多晶膜,沿膜生长方向有一定的 fcc Co(111)和 bcc V(110)织构.

3.2 铁磁共振测量

为了研究其磁学性质,我们做了所有样品的铁磁共振实验.图 4 为样品 1 的 [Co(1.5 nm)/V(1.8 nm)]₂₀ 多层膜在外磁场垂直和平行于膜面时的铁磁共振谱.当外磁场平行于

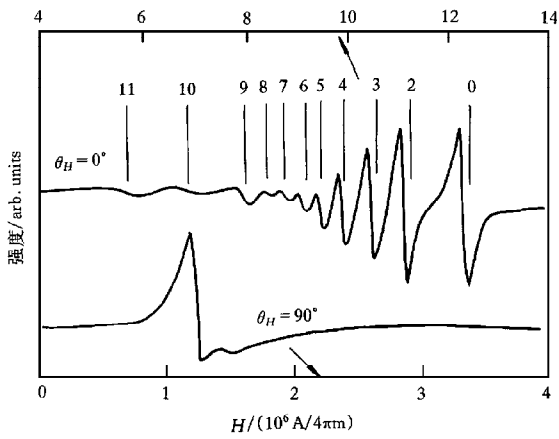


图 4 [Co(1.5 nm)/V(1.8 nm)]₂₀ 多层膜外磁场垂直和平行于膜面时的铁磁共振谱

膜面 ($\theta_H = 90^\circ$) 时,出现两个共振峰,一个较强,一个非常弱,相应的共振场分别为 H_1 和 H_2 , $H_1 < H_2$.当静磁场方向从面内改变到面法向方向(亦即 θ_H 减小)时,两个共振场 H_1 和 H_2 随之增加,但 H_1 增加得更快一些.当达到第一个临界角,即 $\theta_H = \theta_{1,c} \cong 10^\circ$,两个共振峰合二为一, $H_1 = H_2$;当 θ_H 进一步减小时,又出现两个共振峰,但此时它们的位置颠倒了,即 $H_1 > H_2$.当到达第二个临界角,即 $\theta_H = \theta_{2,c} \approx 6^\circ$,出现多个共振峰.在外磁场垂直于膜面时,铁磁共振谱出现了十多个共振峰.这一系列所有样品的铁磁共振谱随 θ_H 的变化情况列于表 1.在大的 θ_H 和外磁场平行于膜面时,出现两个共振峰.仅当 $\theta_H < \theta_{2,c}$,

表 1 一系列 Co/V 多层膜铁磁共振谱的变化行为

d_V/nm	$\theta_H = 90^\circ$	$\theta_H = \theta_{1,c}$	$\theta_H = \theta_{2,c}$	$\theta_H = 0^\circ$
≤ 0.8	两个共振峰	存在	存在	多个共振峰
$0.8-2.2$	一个强峰和一个弱峰	存在	存在	多个共振峰
> 2.2	一个强峰	不存在	不存在	一个强峰,有时在高场还出现几个弱峰

且 d_V 小于某个临界值 ($d_{V,c} \cong 2.2 \text{ nm}$), 出现多个共振峰.

4 讨 论

4.1 铁磁共振和自旋波共振理论

Kittel 给出了磁化强度均匀分布的单层磁性薄膜的铁磁共振条件^[17]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left[H \cos(\theta_0 - \theta_H) - 4\pi M_{\text{eff}} \cos 2\theta_0 + \frac{2A}{M_s} k_n^2 \right] \times \left[H \cos(\theta_0 - \theta_H) - 4\pi M_{\text{eff}} \cos^2 \theta_0 + \frac{2A}{M_s} k_n^2 \right], \quad (1)$$

式中 ω 为微波角频率; γ 为回旋磁比, $\gamma = g \frac{1}{2mc}$, g 为回旋磁因子; θ_0 和 θ_H 分别为 M_s 和 H 与膜面法线的夹角; A 为交换常数; $k_n^2 = \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2$, l 为支持自旋波传播的磁性层厚度; 整数 n 为自旋波的模数. 当 $k_n = 0$, 方程(1)代表磁化强度矢量一致进动的共振条件, 即在整个膜中, 磁矩进动的振幅和位相皆相同. 当 $k_n \neq 0$, 方程(1)代表非一致进动即自旋波共振的条件. Kittel 模型是薄膜体内磁化强度均匀分布仅在表面存在自旋钉扎. 在这一模型下, 薄膜只有奇次自旋波模被激发, 共振场与模数 n 的平方成反比, 其强度则按 n^{-2} 规律衰减. 还有几种模型^[18-20]解释不同单层磁性薄膜的自旋波共振谱的特征. 如 Portis 的体不均匀 (VI) 模型^[19]. 这个模型简单地假设体内磁化强度呈中心对称的抛物线型分布. 按照这个模型, 在均匀交变磁场中, 薄膜自旋波共振谱只有偶次模能够激发; 对于低次模, 自旋波模数与其共振场的位置是线性关系; 高次模则呈现平方律的特点. 对于磁化强度不均匀分布和表面部分钉扎的薄膜, 奇次模和偶次模都能观测到.

对于多层膜体系, 其复杂的结构和分布不均匀的磁化强度, 使得自旋进动的本征模式和共振条件更加复杂, 导致解释铁磁共振数据的困难和不确定性. 就我们所知, 多层膜体系, 尤其是铁磁/非磁多层膜体系的自旋波共振理论还不完善. van Staple 等人^[8]提出的铁磁/弱铁磁多层膜的自旋波共振模式可近似推广到铁磁/非磁多层膜体系^[21]. 每一磁性子层的色散关系仍与单层膜相同. 当层间交换作用使磁性子层之间互相耦合时, 多层膜中将出现具有全波矢 K 的集体自旋波模. 由 K 和 k 的关系^[8]及 K 和 k 均较小的条件, 得

$$K = k \sqrt{1 + 2A/lA_g}. \quad (2)$$

以 K 代替(1)式的 k , 当外磁场垂直膜面时, 多层膜的自旋波色散关系为

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\text{res}} - 4\pi M_{\text{eff}} - \frac{2A}{M_s} \frac{1}{1 + 2A/lA_g} K^2, \quad (3)$$

A 为单位长度的层内交换耦合常数; A_g 为单位面积的层间交换耦合常数; K 可由边界条件定出. 对于理想的钉扎边界和理想的表面自由边界情况, K 都可写成这种形式: $NKl = m\pi$, m 为一个整数. 所以自旋波谱应满足 n^2 规律. 如果边界条件在上面所述两种情形之间, H_{res} 与 n 的关系变得复杂, 不再满足简单的 n^2 规律.

Wigen 等人提出另一个较简单的模型^[22]. 该模型把多层膜等效成单层膜, 每一磁性

子层按照近一致进动的模式进动,而相邻磁子层的进动幅度不同,通过层间耦合形成耦合的自旋波模式.把(1)式的交换耦合常数 A 换成有效层间耦合常数 A_{eff} .该模型只适用于:磁性子层非常薄,层间耦合远小于层内耦合.类似于方程(3),磁场垂直膜面时多层膜的自旋波色散关系为

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_{\text{res}} - 4\pi M_{\text{eff}} - \frac{2A_{\text{eff}}}{M_s} \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2, \quad (4)$$

式中 L 为整个多层膜的厚度.

4.2 Co/V 多层膜中一致进动铁磁共振的拟合

对于磁化强度矢量一致进动模,当磁场垂直和平行于膜面时,由(1)式得共振条件为

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)_{\perp} = H_{\perp} - 4\pi M_{\text{eff}}, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)_{\parallel}^2 = H_{\parallel} (H_{\parallel} + 4\pi M_{\text{eff}}). \quad (6)$$

根据测量得 $H_{\perp}$ 和 $H_{\parallel}$ 及微波频率 ω , 可以确定 g 因子和 $4\pi M_{\text{eff}}$. 对于样品 $[\text{Co}(1.5 \text{ nm})/\text{V}(1.8 \text{ nm})]_{20}$ 多层膜, 在所有 θ_H 角度, 仅看到一个明显的峰. 用一致进动模式能很好地拟合, 得出 $g=2.00$, $4\pi M_{\text{eff}}=8.8 \times 10^6 \text{ A/m}$. 另一个共振峰太弱, 其共振场位置难以精确确定, 因而很难拟合. 对于这一系列的其他样品, g 因子在 2.06 和 1.98 之间变化.

可以看到, 从铁磁共振数据计算出的 g 和 $4\pi M_{\text{eff}}$ 值明显地比大块 Co 的 g 和 $4\pi M_{\text{eff}}$ ($g=2.22$, $4\pi M_{\text{eff}}=1.8 \times 10^7 \text{ A/m}$) 小得多. 一个简单的计算表明 Co 与 V 合金中 d 层电子的平均数在大多数情况下不超过 5, 因此 g 值小于 $2^{[23]}$. 另外, 顺磁共振证明, 化合物中 V^{2+} 和 V^{3+} 的 g 因子总是小于 $2^{[24]}$. 所以这也支持我们的观点, Co 层和 V 层的界面有一定程度的合金化. 界面合金化的 Co/V 多层膜的 g 因子较小, 甚至小于 2.

对于图 4 中外磁场平行于膜面时 ($\theta_H=90^\circ$) 出现的弱峰, 我们认为它是磁性很弱或体积百分比很小的磁性层界面相的贡献. 我们制备的 Co 层较厚的 $[\text{Co}(2.0 \text{ nm})/\text{V}(2.4 \text{ nm})]_{20}$ 多层膜, 它的铁磁共振谱随 θ_H 的变化行为与样品 1 较类似, 当外磁场平行于膜面时, 出现两个强度相当的共振峰^[13], 经拟合确定它们都是一致进动峰, 分别对应于磁性层体相和界面相.

4.3 Co/V 多层膜自旋波谱的分析

对上述 Co 层较厚的 $[\text{Co}(2.0 \text{ nm})/\text{V}(2.4 \text{ nm})]_{20}$ 多层膜的铁磁共振谱的分析还表明, 当 $\theta_H < \theta_{2,c}$ 和 $\theta_H=0^\circ$ 时, 出现多个共振吸收峰, 对于磁性层体相出现了 $n \neq 0$ 的自旋波共振吸收峰; 而对于磁性层界面相仅出现 $n=0$ 的一个一致进动峰, 并未出现自旋波共振吸收峰^[13]. 类似地, 本文的样品 1 仅当 $\theta_H < \theta_{2,c}$ 时才出现多个峰, 且仅有一个峰经拟合可确定是对应于磁性层体相的一致进动峰, 其他峰则是对应于该相的单一成分的自旋波共振吸收峰, 其中 $n=1$ 的自旋波共振峰难以确定, 可能与界面相的干扰有关. 图 5 为 $[\text{Co}(1.5 \text{ nm})/\text{V}(1.8 \text{ nm})]_{20}$ 多层膜外磁场垂直于膜面时自旋波共振场 H_{eff} 与 n 的关系. 从图 5 可看到, 当 n 小于 6 时, H_{eff} 与 n 成线性关系, 如内插图(a)所示; 当 n 大于 8 时, H_{eff} 与

n^2 成线性关系, 如内插图(b)所示. n 包括奇数和偶数.

Co/V 多层膜是这样堆砌的: 最底层是 Co 层, 沉积在 Si 衬底的氧化层上, 最上层也是 Co 层, 暴露在大气中, 所以可以假设底层 Co 层没有被严重氧化, 满足未钉扎或部分钉扎的边界条件^[21]. 而最上层 Co 层严重氧化, 表面氧化层一般为反铁磁性的, 从而引起自旋钉扎^[25]. 依照 Stapele 的模型, 得 $NKl = (n + 1/2)\pi$, 所以自旋波谱应满足 $(n + 1/2)^2$ 规律. 近似地, 对于高次模, 应满足 n^2 规律. 我们的结果与之相似, 高次模满足 n^2 规律. 但是 H_{eff} 与 n 的整个复杂关系, 不完全符合 $(n + 1/2)^2$ 规律. 我们认为, 由于 Co/V 多层膜界面合金化效应导致磁性子层中不均匀的磁化强度分布, 所以每个磁性子层的磁化强度不能认为是常数, 因而不能简单地按 Stapele 和 Wigen 的模型来精确拟合. 此外, 自旋波共振峰强度的衰减不是按照 n^{-2} 或 n^{-1} 规律, 这可能也与多层膜中磁化强度的复杂分布有关. 为了能更好地拟合该实验结果, 需要引进磁化强度在整个多层膜中的分布函数. 这个问题较复杂, 有待于进一步研究.

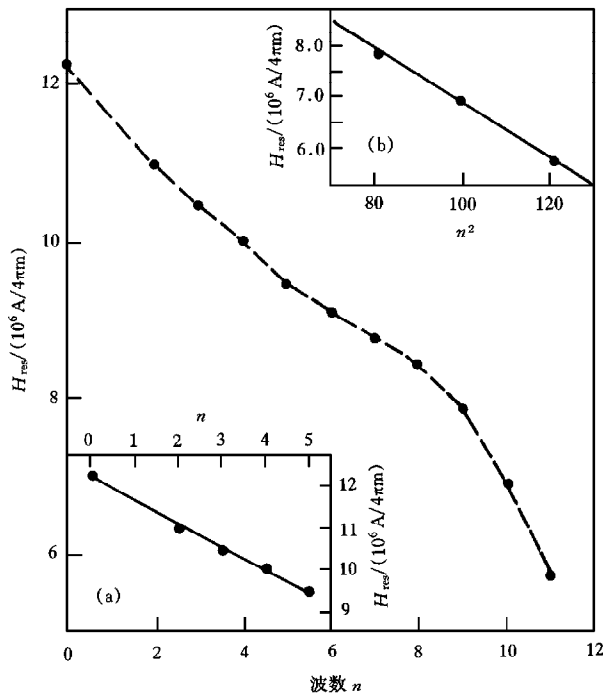


图5 $[\text{Co}(1.5\text{nm})/\text{V}(1.8\text{nm})]_{20}$ 多层膜自旋波共振场 H_{res} 与模数 n 的关系曲线 ●为实验值; —为拟合值

可用这些铁磁共振数据来估算层间耦合常数. 对于 Portis 的 VI 模型^[19], 曾有这样的实验结果, 即根据线性区和平方区算出的 A 值是一致的^[26], 所以可从 Co/V 多层膜 SWR 谱的平方律部分来估算 A_g . 我们用磁性子层的平均磁化强度代替方程(3)的 M_s , 其值在室温下用 VSM 测量约为 10^6 A/m . 方程(3)层内交换耦合常数近似用大块 Co 的 A 值代替, $A_{\text{Co}} = 2.85 \times 10^{-11} \text{ J/m}$. 根据方程(3), 可推导出层间交换耦合常数 $A_g = 3.3 \times 10^{-4}$

J/m^2 . 它比 fcc Co(111) 的交换常数 ($A_g = 0.203 \text{ J/m}^2$) 小两个数量级, 也比 Co/Cu 多层膜体系的层间耦合常数 ($A_g = 1.58 \times 10^{-2} \text{ J/cm}^2$)^[21] 小得多. 由此可见 Co/V 多层膜层间耦合较弱. 同时, 因为 Co 子层厚度很薄, 可依照 Wigen 的模型计算有效交换常数 A_{eff} . 按照方程(4), 我们得到 $A_{\text{eff}} = 1.19 \times 10^{-12} \text{ J/m}$, 这个值比上面提到的大块 Co 的交换常数小, 这也表明在 Co/V 多层膜通过中间层 V 层的层间耦合作用较弱.

5 结 论

XRD 表明我们溅射制备的 Co/V 多层膜周期结构良好, 沿膜的生长方向具有 fcc Co (111) 和 bcc V(110) 结构. TEM 和 HRTEM 断面观测及铁磁共振测量都表明 Co/V 多层膜中存在一定程度的原子互扩散及界面合金化. 用多层膜的铁磁共振及自旋波共振理论分析了 Co/V 多层膜的铁磁共振谱, 发现合金化使其 g 因子及磁化强度大大减小, 且当 V 层厚度较小时, 多层膜中存在较弱的层间耦合.

- [1] P. Grunberg *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 244.
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **61**(1998), 2472.
- [3] S. S. P. Parkin, N. More, K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 2304.
- [4] I. A. Campbell, A. Fert, "Transport Properties of Ferromagnets" in *Ferromagnetic Materials*, Vol. 3, ed. by E. P. Wohlfarth (North Holland Publishing Co., Amsterdam 1982), p. 747.
- [5] S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(1991), 3598.
- [6] A. Bounouth, B. Bartenlian *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, **156**(1996), 233.
- [7] R. Krishnan *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, **159**(1996), 175.
- [8] R. P. van Staple, F. J. A. M. Greidanus, J. W. Smith, *J. Appl. Phys.*, **57**(1985), 1282.
- [9] P. E. Wigen, Z. Zhang, *Brazilian Journal of Physics*, **22**(1992), 267.
- [10] B. Heinrich, S. T. Purcell, J. R. Dutcher *et al.*, *Phys. Rev.*, **B38**(1988), 12879.
- [11] J. J. Krebs, P. Lubitz, A. Chaiken *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **67**(1990), 5929.
- [12] Q. Y. Jin, H. R. Zhai, Y. B. Xu *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.*, **140-144**(1995), 1985.
- [13] J. Du, L. N. Tong, Y. X. Sui *et al.*, *Z. Phys.*, **B104**(1997), 387.
- [14] S. B. Newcombe, C. S. Baxter, E. G. Bithell, *Inst. Phys. Conf. Ser. No. 93*, Vol. 1(1988), p. 43.
- [15] *Binary Alloy Phase Diagrams*, Vol. 1, ed. by T. B. Massalski *et al.* (American Society for Metals, Metals Park, Ohio, 1987).
- [16] *Powder Diffraction File*, ed. by L. G. Berry *et al.* (Published by Joint Committee in Powder Diffraction Standards, 1974).
- [17] C. Kittel, *Phys. Rev.*, **110**(1959), 1295.
- [18] H. Puszkarski, *Surf. Sci.*, **9**(1979), 191.
- [19] A. M. Portis, *Appl. Phys. Lett.*, **2**(1963), 69.
- [20] K. M. Qian *et al.*, *Acta Physica Sinica*, **32**(1983), 1547 (in Chinese).
- [21] Z. J. Wang, S. Mitsudo, K. Watanabe *et al.*, submitted to *J. Magn. Magn. Mater.*, **176**(1997), 127.
- [22] P. E. Wigen, Z. Zhang, S. Iwata *et al.*, *J. Magn. Soc. Jpn.*, **15**(1991), 33.
- [23] C. Kittel, *Phys. Rev.*, **76**(1949), 743.
- [24] S. A. Altshuler, B. M. Kozyrov (Eds.), *Electron Paramagnetic Resonance in Compounds of Transition Elements*, 2nd revision edited (Wiley, New York/Toronto 1982).

[25] C. W. Searle, A. H. Morrish, *Physica*, **29**(1963), 1219.

[26] J. Dubowik, S. Kalma, *J. Magn. Magn. Mater.*, **121**(1993), 513.

STUDY ON MICROSTRUCTURAL CHARACTERIZATION AND FERROMAGNETIC RESONANCE IN SPUTTERED Co/V MULTILAYERS

WU JING DU JUN LU MU ZHAO XIAO-NING XU HUI-PING ZHAI HONG-RU

(Center of Materials Analysis, State Key Laboratory of Solid State Microstructures,

Nanjing University, Nanjing 210093)

ZHANG SHU-YUAN ZHANG YU-HENG

(Center of Structure Analysis, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

XIA HUI

(General Research Institute for Nonferrous Metals, Ministry of Metallurgical Industry, Beijing 100088)

(Received 24 January 1998; revised manuscript received 13 May 1998)

ABSTRACT

The structure and magnetic properties of a series of rf sputtered $[\text{Co}(1.5 \text{ nm})/\text{V}(d_{\text{V}})]_{20}$ ($0.5 \text{ nm} \leq d_{\text{V}} \leq 4 \text{ nm}$) multilayers have been studied. The multilayers structure is found by X-ray diffraction, cross-section transmission electron microscopy, and high-resolution transmission electron microscopy to be polycrystalline with small individual columnar grains and has fairly strong fcc Co(111) and bcc V(110) texture in the film growth direction. The structural characterizations also show composition-modulated structure and severely alloyed effect. Ferromagnetic resonance measurements show relatively small g factors and $4\pi M_{\text{eff}}$ values, which also indicates that multilayers are severely alloyed. Complicated spin wave resonance spectra were observed and analyzed. The evaluated small interlayer coupling constant shows the effect of weak exchange coupling between Co layers across V spacers.

PACC: 7570; 7650; 0780