

具有横向磁晶各向异性的钴纳米线的微波吸收性能*

陈文兵 韩满贵† 邓龙江

(电子科技大学电子薄膜与集成器件国家重点实验室, 成都 610054)

(2010年3月8日收到; 2010年4月21日收到修改稿)

使用电化学脉冲沉积法制备了磁晶各向异性易磁化方向(c 轴)垂直纳米线长轴方向的钴纳米线. 受到磁晶各向异性、静磁相互作用等因素与形状各向异性相互竞争的结果, 纳米线阵列的磁滞回线显示出较弱的磁各向异性. 此外, 在2—18 GHz频率范围内, 纳米线/石蜡复合材料的介电色散谱的虚部在5 GHz处有一个主峰, 在10 GHz附近有一个较弱的峰; 德拜弛豫特性和材料的电导率对这两个峰的形成均有贡献. 同时, 其磁导率色散谱的虚部在频率为6.1 GHz处有一个主峰, 在10 GHz以上有两个较微弱的峰. 前一个峰源于自然共振机理, 可利用 Landau - Lifshitz - Gilbert 方程拟合; 而后两个峰则归结于涡流效应. 对复合材料的厚度加以调整, 其微波反射损耗值可低于 -20 dB, 表明此材料可以作为一种新型的微波吸收剂.

关键词: 钴纳米线, 介电色散谱, 磁导率色散谱, 微波吸收剂

PACS: 75.75.-a, 77.22.Ch, 75.40.Gb, 75.60.Jk

1. 引言

随着无线通信和雷达系统等技术向高频段发展, 在GHz频段的电磁干扰已经成为一个不可忽视的问题. 微波吸收材料能解决这个问题^[1,2]. 然而, 受到 Snoek 极限的约束, 传统的吸波材料如尖晶石铁氧体仅能工作于MHz频率范围, 因而探索新型纳米吸波材料如纳米磁性薄膜、纳米颗粒和纳米线在GHz频段的应用在近年来受到了广泛关注^[3-11].

磁性金属纳米线作为GHz频段的吸波材料有以下优点: 首先, 纳米线的尺寸通常小于其趋肤深度, 保证了对涡流效应的抑制和对电磁波的吸收; 其次, 纳米线的吸波频率可以通过调节其形状, 材料和磁化状态而改变, 这使得纳米线吸波材料可有效地工作在一个较宽的频段^[12]. 钴纳米线便是这样一种材料: 改变制备实验条件, 其易磁化轴和晶体结构也能随之改变^[13-16].

本文采用一种脉冲电化学沉积方法, 在氧化铝模板中制备了 c 轴垂直纳米线轴向方向的钴纳米线. 随后将模板中释放出的纳米线与石蜡均匀混

合, 研究了其在2—18 GHz范围内的介电色散谱, 磁导率色散谱和微波吸收性能.

2. 实验方法

实验中的钴纳米线是在商用氧化铝模板(Whatman®)中沉积的. 所用电解液由100 g/L $\text{CoSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ + 30 g/L H_3BO_3 , 溶液pH值为3.0. 沉积过程采用三电位系统进行电化学沉积, 采用两个沉积电位交替进行实验: -1.5 V(5 s)和-0.4 V(1 s)(采用Ag/AgCl电极作为参比电极).

对得到的一维钴纳米线阵列我们利用X射线粉晶衍射仪(XRD, Cu $K\alpha$)进行了表征. 纳米线阵列的静态磁性能由振动样品磁强计(VSM)测得. 然后, 用NaOH溶液将氧化铝模板溶解. 纳米线的形貌由扫描电子显微镜(SEM)表征. 将分散的纳米线和石蜡按照1:1的重量比均匀混合, 压制成外径7 mm, 内径3 mm的小环. 纳米线在石蜡中随机取向. 使用矢量网络分析仪(Agilent 8720)对小环的介电色散谱和磁导率色散谱在2—18 GHz范围内进行了测量.

* 国家自然科学基金(批准号: 60701016)及国家自然科学基金委员会与英国皇家学会国际合作项目(批准号: 60911130130)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: mangui@gmail.com

3. 结果和讨论

图 1(a), (b), (c) 给出的是钴纳米线的 SEM 测试结果. 从图 1(a) 中可以看出, 纳米线的直径约

为 200 nm, 在阵列中的纳米线之间的间距为 50—100 nm. 图 1(b) 显示, 氧化铝模板部分溶解后, 纳米线仍能保持阵列的形状, 其长度在 6 μm 左右. 同时, 图 1(c) 显示, 当模板被 NaOH 溶液充分溶解后, 单根纳米线可从阵列中分离出来.

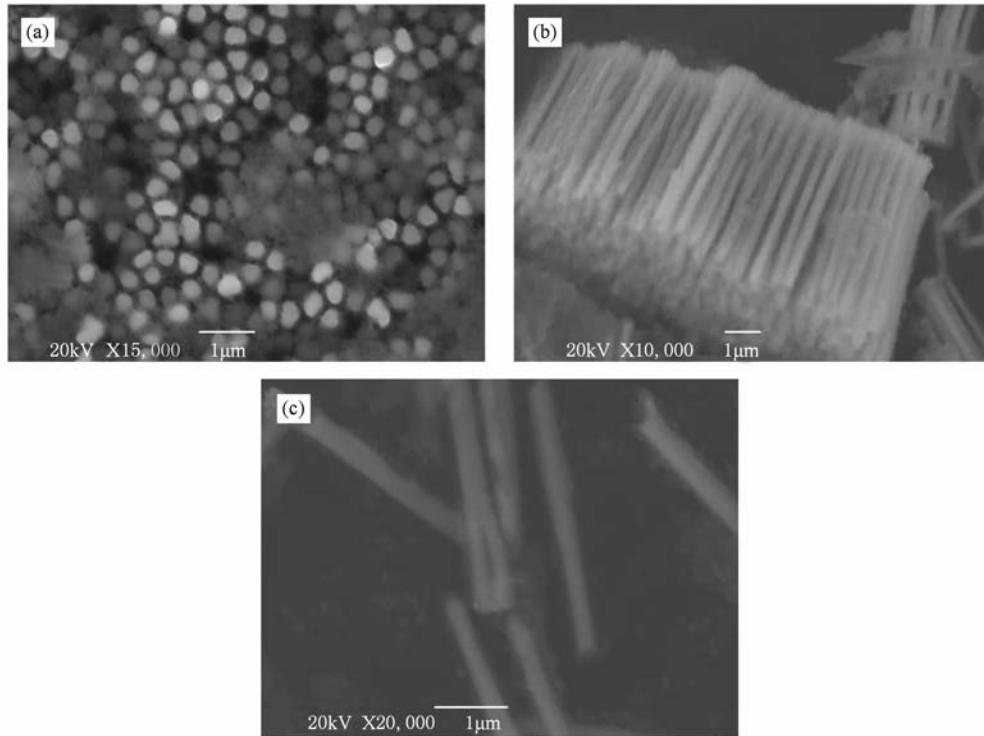


图 1 钴纳米线 SEM 测试结果 (a) 纳米线阵列表面; (b) 模板部分溶解后的纳米线; (c) 模板全部溶解后得到的分散的纳米线

图 2 中的 XRD 测试结果仅显示出 Co 的 hcp 结构的峰: 一个非常强的衍射峰 (110) 和两个较弱的峰 (100) 和 (002). 对 hcp 的 Co 来讲, $[002]$ 晶轴是其磁晶各向异性易磁化方向 (c 轴), $[100]$ 和 $[110]$ 则是其难磁化方向. (002) 峰很弱而 (110) 峰很强, 表明晶粒的 $[002]$ 方向和纳米线长度一致的情况很

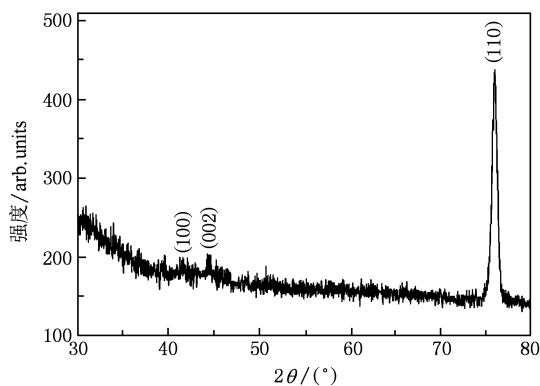


图 2 纳米线阵列的 XRD 测试结果

少^[17]. 总地来看, 这种晶体的择优生长表明纳米线的 c 轴垂直于纳米线长度方向^[17,18].

图 3 显示的是处于氧化铝模板中的钴纳米线阵列的磁滞回线. 从图中可以看到, 纳米线的易磁化方向垂直于纳米线长轴, 其磁滞回线显示出较弱的磁各向异性. 众所周知纳米线的形状各向异性倾向于使得磁矩沿长轴排列并导致其易磁化方向平行于轴向. 然而, 图 3 中的结果表明, 除了形状各向异性, 其他因素也在影响纳米线的磁性能. 一种因素便是磁晶各向异性. XRD 测试结果表明钴纳米线的 c 轴垂直于纳米线长轴方向, 而 hcp 结构的钴其沿 c 轴的磁晶各向异性在数量级上可与形状各向异性相提并论^[19]. 另一种因素可能源于阵列中纳米线之间的静磁相互作用. 静磁相互作用也会导致磁矩沿垂直于纳米线长轴的方向取向, 最终与形状各向异性竞争^[20]. 考虑到纳米线之间的间距小于纳米线的直径, 这种相互作用是不能忽略的. 在磁晶各向异

性与静磁相互作用之和比纳米线的形状各向异性大的时候,就出现了易磁化轴垂直于纳米线长轴的情况,如图3所示.

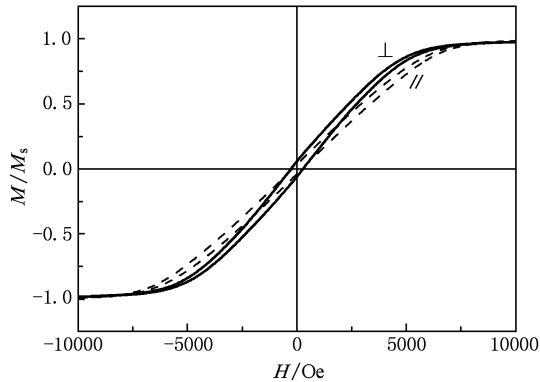


图3 纳米线阵列的磁滞回线(外加磁场 H 取平行(//)和垂直($\perp$)于纳米线长轴两个方向)

我们利用微磁学模拟软件 OOMMF 对磁晶各向异性在磁滞回线中的作用作了进一步分析^[21]. 为排除纳米线之间的静磁相互作用,这里仅模拟了单根钴纳米线. 纳米线的直径为 200 nm, 长度为 2 μm . 模拟时的单元格大小为 5 nm $\times$ 5 nm $\times$ 10 nm, 阻尼系数 α 为 0.5, 并将 Z 轴设为纳米线长轴方向. 外加磁场沿 Z 轴方向, 取值为 -10000 Oe $\sim$ +10000 Oe (1 Oe = 79.5775 A/m). 钴纳米线的参数为 OOMMF 软件默认设置: 饱和磁化强度 $M_s = 14 \times 10^5$ A/m, 交换常数 $A = 30 \times 10^{-12}$ J/m, 磁晶各向异性常数 $K_1 = 4.5 \times 10^5$ J/m³. 模拟时改变磁晶各向异性常数的方向, 使其与纳米线长轴方向分别成 0°, 45°, 90° 角, 观察相应的纳米线反磁化过程. 图4显示的 OOMMF 模拟的磁滞回线结果. 从图中可见, 当磁晶各向异性常数的方向与纳米线长轴方向平行和成 45° 角时, 磁滞回线的矩形度、矫顽力和剩磁比都较

大. 当磁晶各向异性常数的方向与纳米线长轴方向垂直时, 磁滞回线的矩形度、矫顽力和剩磁比的值则急剧减小; 这种情况和图3中的实验结果是比较接近的, 这说明前面对 XRD 图谱和磁滞回线的分析也是正确的.

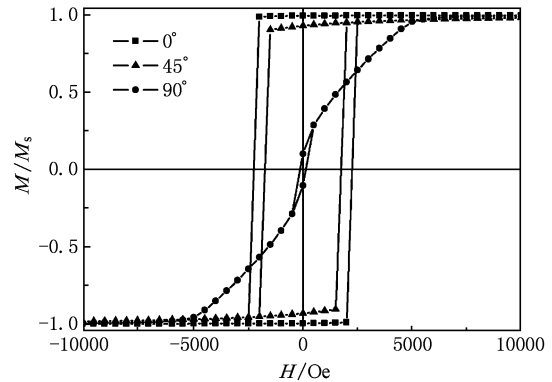


图4 OOMMF 模拟的单根纳米线的磁滞回线(磁晶各向异性常数与纳米线长轴方向分别成 0°, 45°, 90° 角)

纳米线的反磁化机理大致可以分成一致反转和非一致反转两种^[22]. 一致反转的纳米线在整个反磁化过程中始终保持单畴结构, 且磁矩瞬间反向; 非一致反转的纳米线在反磁化过程中会出现多畴结构, 磁矩则是逐渐反向. 从图4中的情况来看, 磁晶各向异性常数的方向与纳米线长轴方向平行和成 45° 角时, 纳米线的反磁化过程属于一致反转; 当磁晶各向异性常数的方向与纳米线长轴方向垂直时, 纳米线的反磁化过程则属于非一致反转. 外加磁场为 -2000 Oe 时, 与图4中三种磁滞回线对应的磁畴结构显示在图5中, 其中图5(a), (b) 为单畴“花形”的演变结构, 而图5(c) 则为多畴的“S形”磁畴.

纳米线/石蜡复合材料的微波吸收性能主要由

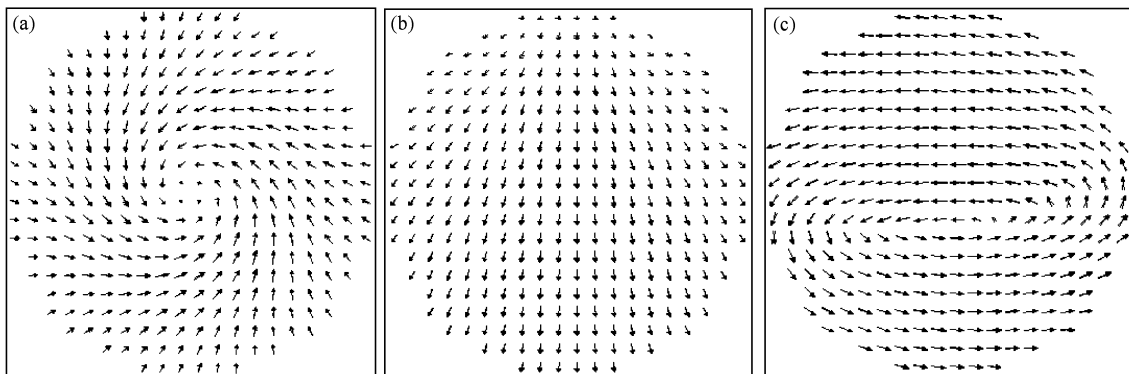


图5 磁晶各向异性常数与纳米线长轴方向的夹角不同时, 外磁场为 -2000 Oe 时纳米线底部的磁畴结构分别成(a)0°; (b)45°; (c)90°

其介电色散谱和磁导率色散谱决定. 图 6(a) 显示的是 2—18 GHz 范围内的介电色散谱 ($\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$). 介电色散谱的虚部 ε'' 在频率 $f = 5$ GHz 附近有一个明显的峰 I, 在 10 GHz 附近有一个较小的峰 II. 与此同时, 介电色散谱的实部 ε' 的值在 3—6.5 GHz 和 9—11 GHz 处明显下降. 材料的介电色散谱一般遵循 Cole-Cole 模型^[23]; 此模型仅考虑介电色散谱的德拜特性, ε'' 可由下式描述:

$$\varepsilon'' = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \times \frac{(\omega\tau)^{1-\alpha} \cos(\pi\alpha/2)}{1 + 2(\omega\tau)^{1-\alpha} \sin(\pi\alpha/2) + (\omega\tau)^{2-2\alpha}}, \quad (1)$$

其中, ε_s 是静态介电常数, ε_∞ 是频率趋于无穷大时的介电常数, $\omega = 2\pi f$ 是角频率, τ 是弛豫时间, α 是弛豫时间分布常数. 然而, 峰 I 和 II 都不能用方程 (1) 较好的拟合. 这可能意味着, 其他介电弛豫机理

如导电电子的移动和纳米线/石蜡界面电荷极化也可能影响到纳米线/石蜡复合材料的介电色散谱^[24]. 加入一项式子反映电子和电荷产生的电导率对介电色散谱的影响, ε'' 可表示为

$$\varepsilon'' = (\varepsilon_s - \varepsilon_\infty) \times \frac{(\omega\tau)^{1-\alpha} \cos(\pi\alpha/2)}{1 + 2(\omega\tau)^{1-\alpha} \sin(\pi\alpha/2) + (\omega\tau)^{2-2\alpha}} + \frac{\sigma_1 + \sigma_2\omega}{\varepsilon_0\omega}, \quad (2)$$

其中 ε_0 是自由空间的介电常数, σ_1 和 σ_2 是和钴纳米线相关的电导率. 此时, 峰 I 和 II 都可用方程 (2) 较好的拟合, 验证了我们前面的分析. 模拟参数见表 1, 结果见图 6(a) 中的实线. 从表 1 中可以看到, 同一种介电弛豫机理对峰 I 和 II 的影响却不一样.

表 1 $\varepsilon'' \sim f$ 曲线的拟合参数

	ε_s	ε_∞	α	τ/s	$\sigma_1/S \cdot m^{-1}$	$\sigma_2/S \cdot m^{-1}$
峰 I	10.26	0.05	0.02	3.12×10^{-11}	0.18	-4.40×10^{-11}
峰 II	28.60	9.78×10^3	0.00	1.07×10^{-13}	-4.00	1.29×10^{-10}

图 6(b) 是纳米线/石蜡复合材料的磁导率色散谱 ($\mu = \mu' - i\mu''$). 磁导率的实部 μ' 先在 2—5.5 GHz 频率范围内上升, 然后在 5.5—6.9 GHz 范围内下降, 最终在 12.3—13.5 GHz 和 14.8—16.5 GHz 范围内出现小幅波动. 相应的磁导率的虚部 μ'' 在频率为 6.1 GHz 左右有一个显著的吸收峰, 在 12 和 16 GHz 处出现两个较弱的吸收峰. 一般来讲, 磁损耗可归结为磁滞损耗, 畴壁位移, 涡流损耗和自然共振^[25]. 在施加的外加微波场较弱的情况下, 磁滞损耗可以忽略; 而畴壁位移引起的损耗仅发生在 MHz 频段, 不在 GHz 频段. 现在考虑涡流损耗和自然共振. 如果磁损耗仅来源于涡流损耗, 那么当频率发生变化时, $C = \mu''\mu'^{-2}f^{-1}$ 的值应为一不变的常数^[26]. 图 7(a) 显示当频率 f 低于 10 GHz 时, C 的值变化较大; 当频率 f 大于 10 GHz 时, C 的值近似为一常数. 因此, μ'' 在 12 GHz 和 16 GHz 处的吸收峰由涡流损耗引起, 在 6.1 GHz 的吸收峰则不是由涡流损耗引起. 换句话说, μ'' 在 6.1 GHz 的峰源于自然共振机理.

源于自然共振的磁导率色散谱可由 Landau - Lifshitz - Gilbert (LLG) 方程拟合^[25]. 如前所述, 钴纳米线的磁晶各向异性易磁化方向 (c 轴) 垂直纳米线轴向方向, 因此我们采用图 7(b) 中的坐标轴, 将

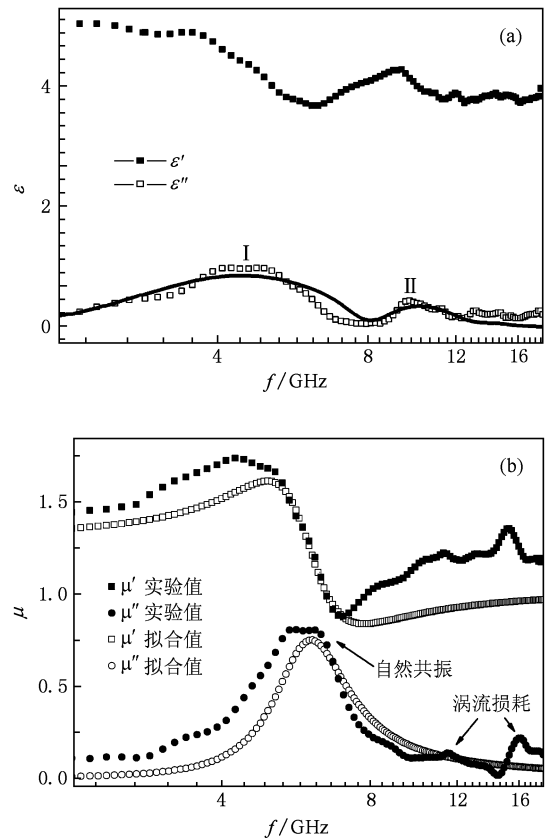


图 6 (a) 纳米线/石蜡复合材料的介电色散谱 (实线为拟合曲线); (b) 纳米线/石蜡复合材料的磁导率色散谱 (空心符号表示的曲线为拟合值)

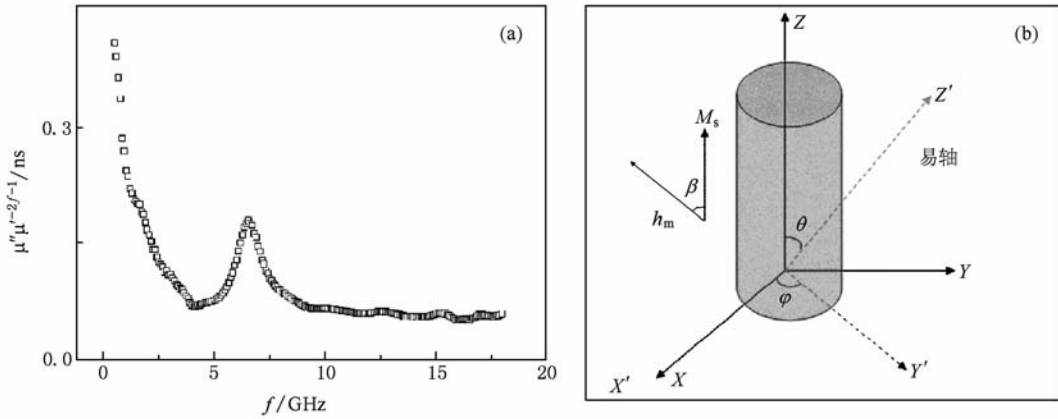


图7 (a) $C = \mu''\mu'^{-2}f^{-1}$ 的值随着频率的变化, (b)用于求解 LLG 方程的坐标系 (XYZ) 和用于求 K_1 等效退磁因子张量 N_{eff} 的极坐标系 ($X'Y'Z'$) (h_m 为微波场, M_s 为沿纳米线轴向的磁化强度; 两者之间的夹角 β ($0 \leq \beta \leq 180^\circ$) 随机取值, 用于计入纳米线在石蜡中的随机分布)

磁晶各向异性常数 (K_1) 的作用视为一等效退磁因子张量 N_{eff} ,

$$N_{eff} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & N_k \sin^2 \theta & -N_k \sin \theta \cos \theta \\ 0 & -N_k \sin \theta \cos \theta & N_k \cos^2 \theta \end{bmatrix},$$

$$N_k = -\frac{2K_1}{\mu_0 M_s^2}. \quad (3)$$

当 K_1 垂直纳米线轴向时, $\theta = 90^\circ$. 计入纳米线的形状各向异性, 便可通过求解 LLG 方程获得磁导率的实部和虚部随频率变化的函数, 考虑到纳米线在石蜡中随机分布, 对求得的函数取平均, 即有

$$\mu' = 1 + \frac{2}{3}\mu_i \frac{\omega_m \omega_y [\omega_x \omega_y - (1 + \alpha^2) \omega^2] + \alpha^2 \omega^2 \omega_m (\omega_x + \omega_y)}{[\omega_x \omega_y - (1 + \alpha^2) \omega^2]^2 + \alpha^2 \omega^2 (\omega_x + \omega_y)^2}, \quad (4)$$

$$\mu'' = \frac{2}{3}\mu_i \frac{\alpha \omega \omega_m \omega_y (\omega_x + \omega_y) - \alpha \omega \omega_m [\omega_x \omega_y - (1 + \alpha^2) \omega^2]}{[\omega_x \omega_y - (1 + \alpha^2) \omega^2]^2 + \alpha^2 \omega^2 (\omega_x + \omega_y)^2}, \quad (5)$$

$$\omega_m = \gamma M_s, \omega_x = (N_x - N_z) \omega_m, \omega_y = (N_y + N_k - N_z) \omega_m, \quad (6)$$

其中 μ_0 为真空磁导率, γ ($2.21 \times 10^5 \text{ mA}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) 为旋磁比, $\omega = 2\pi f$ (为角频率, α 为阻尼系数, μ_i 为幅度系数, M_s 为饱和磁化强度, N_x, N_y, N_z 是沿 X, Y, Z 方向的形状退磁因子. 取钴纳米线的饱和磁化强度 M_s 为 $14 \times 10^5 \text{ A/m}$ ^[27], 利用方程 (5) 对 $\mu''-f$ 曲线进行了拟合, 拟合所得参数用于计算 $\mu'-f$ (曲线). 拟合结果见图 6(b). 出现最佳拟合结果时, 共振频率 $f_{res} = 6.1 \text{ GHz}$, $K_1 = 5.794 \times 10^5 \text{ J/m}^3$, $\alpha = 0.086$, $\mu_i = 0.237$. 基特尔方程可用于评价此拟合结果, K_1 垂直纳米线轴向时的基特尔方程是^[27]

$$f_{res} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{[(N_x - N_z)M_s - H_k](N_x - N_z)M_s}, \quad (7)$$

其中 $H_k = 2K_1/\mu_0 M_s$ 是有效磁晶各向异性场. 根据基特尔方程计算的共振频率为 6.05 GHz , 与实验值

和拟合结果符合.

根据传输线理论, 钴纳米线/石蜡复合材料的微波吸收性能可由其反射损耗 (RL) 值评估^[2], 计算方程如下:

$$RL = 20 \log \left| \frac{Z_{in} - Z_0}{Z_{in} + Z_0} \right|, \quad (8)$$

$$Z_{in} = Z_0 \sqrt{\mu/\epsilon} \tanh(jd(2\pi f/c) \sqrt{\mu\epsilon}), \quad (9)$$

其中 Z_0 是自由空间的阻抗, Z_{in} 是材料与空气界面的特征输入阻抗, μ 和 ϵ 是实验测得的复数磁导率和介电常数. c 是光速, d 是吸波材料的厚度. 计算结果显示于图 6. 总的来讲, 材料的反射损耗主要源于介电损耗和磁损耗^[28], 图 8 中的插图给出了这二者的损耗角正切值. 从图中可见, 在大多数频段内, 介电损耗角正切值 ($\text{tg}\delta_e = \epsilon''/\epsilon'$) 小于磁损耗角正切

值($\text{tg}\delta_M = \mu''/\mu'$),表明磁损耗对材料的反射损耗贡献更多. 和文献[3—5]中报道的材料吸波性能明显不同的是,图8中的反射损耗峰的位置基本不随着材料的厚度而移动. 这可能是由于 ε'' 和 μ'' 主要吸收峰的位置接近(图6),电磁参数相互耦合,造成了电磁波能量在特定频率范围的吸收. 反映在反射损耗的值上,就是其峰值位置不随材料厚度的增加而变化. 这种实验现象,在空心的钴纳米线/石蜡复合材料上也出现过^[29]. 另外,图8显示,随着材料的厚度增加,材料的反射损耗值也增加,吸波性能增强. 厚

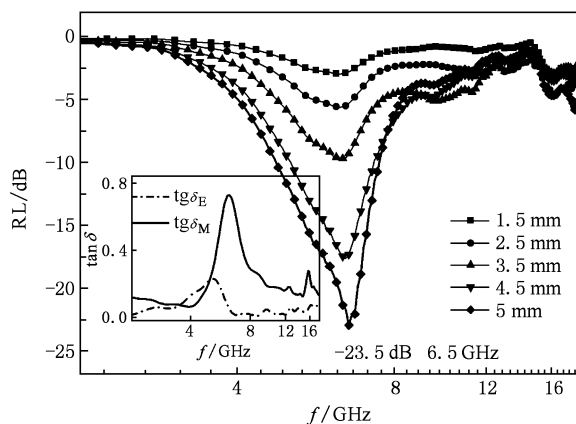


图8 钴纳米线/石蜡复合材料的微波吸收性能(插图为其介电损耗角正切值($\text{tg}\delta_E = \varepsilon''/\varepsilon'$)和磁损耗角正切值($\text{tg}\delta_M = \mu''/\mu'$))

度为5 mm的样品在频率为6.5 GHz处显示出-23.5 dB的反射损耗值. 值得一提的是,在这个频段附近,涡流损耗也受到了抑制. 对吸波材料而言, $RL = -20$ dB意味着99%的电磁波吸收^[41]. 因此,钴纳米线/石蜡复合材料作为微波吸收剂有望在GHz频段得到应用.

4. 结 论

本文使用电化学法在氧化铝模板中制备了c轴垂直纳米线轴向方向的钴纳米线,纳米线阵列的磁滞回线显示出较弱的各向异性. 对纳米线/石蜡复合材料在2—18 GHz频率范围内的介电色散谱研究结果发现,该复合材料的介电色散谱在5 GHz处有一个主峰,在10 GHz附近有一个较弱的峰;德拜弛豫特性和材料的电导率对这两个峰的形成均有贡献. 同时,复合材料的磁导率色散谱在频率为6.1 GHz处有一个主峰,在10 GHz以上有两个较微弱的峰. 前一个峰源于自然共振机理,可利用Landau - Lifshitz - Gilbert方程拟合;而后两个峰则归结于涡流效应. 对复合材料的厚度加以调整,其微波反射损耗值可低于-20 dB,表明该材料可以作为一种新型的微波吸收剂.

- [1] Yan J F, Zhang Z Y, You T G, Zhao W, Yun J N, Zhang F C 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4552
- [2] Han M G, Ou Y, Liang D F, Deng L J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1601
- [3] Liu X G, Geng D Y, Meng H, Shang P J, Zhang Z D 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 173117
- [4] Zhang X F, Dong X L, Huang H, Liu Y Y, Wang W N, Zhu X G, Lv B, Lei J P, Lee C G 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 053115
- [5] Liu Q L, Zhang D, Fan T X 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 013110
- [6] Dong X L, Zhang X F, Huang H, Zuo F 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 013127
- [7] Ma Q, Jiang J J, Bie S W, Du G, Feng Z K, He H H 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 6577 (in Chinese)[马强、江建军、别少伟、杜刚、冯则坤、何华辉 2008 物理学报 **57** 6577]
- [8] Zhao D L, Zeng X W, Shen Z M 2005 *Acta. Phys. Sin.* **54** 3878 (in Chinese)[赵东林、曾宪伟、沈曾民 2005 物理学报 **54** 3878]
- [9] Ma Q, Jiang J J, Bie S W, Tian B, Liang P, He H H 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2063
- [10] Han Z, Li D, Wang H, Liu X G, Li J, Geng D Y, Zhang Z D 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 023114
- [11] Gong Y X, Zhen L, Jiang J T, Xu C Y, Shao W Z 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 064302
- [12] Encinas A, Vila L, Darques M, George J M, Piroux L 2007 *Nanotechnology* **18** 065705
- [13] Darques M, Encinas A, Vila L, Piroux L 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 1411
- [14] Darques M, Piroux L, Encinas A, Bayle-Guillemaud P, Popa A, Ebels U 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 072508
- [15] Zhang J, Jones G A, Shen T H, Donnelly S E, Li G H 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 054310
- [16] Ursache A, Goldbach J T, Russell T P, Tuominen M T 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 10J322
- [17] Han X H, Liu Q F, Wang J B, Li S L, Ren Y, Liu R L, Li F S 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 095005
- [18] Li D D, Thompson R S, Bergmann G, Lu J G 2008 *Adv. Mater.* **20** 4575
- [19] Qunadjela K, Ferré R, Louail L, George J M, Maurice J L, Piroux L, Dubois S 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 5455
- [20] Encinas-Oropesa A, Demand M, Piroux L, Huynen I, Ebels U 2001 *Phys. Rev. B* **63** 104415
- [21] <http://math.nist.gov/oommf>

- [22] Xu D W, Gao H, Xue D S 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 7274 (in Chinese) [徐东伟、高 华、薛德胜 2007 物理学报 **56** 7274]
- [23] Deng L J, Han M G 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 023119
- [24] Jiang M J, Dang Z M, Bozlar M, Miomandre F, Bai J 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 084902
- [25] Liao S B 1998 *Ferromagnetism* (Beijing: Science Press) pp6—139 (in Chinese) [廖绍彬 1998 铁磁学(北京: 科学出版社) 第6—139 页]
- [26] Wu M Z, Zhang Y D, Hui S, Xiao T D, Ge S H, Hines W A, Budnick J I, Taylor G W 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 4404
- [27] Goglio G, Pignard S, Radulescu A, Piraux L, Huynen I, Vanhoenacker D, Vorst A V 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 1769
- [28] Cao J W, Huang Y H, Zhang Y, Liao Q L, Deng Z Q 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 3641 (in Chinese) [曹佳伟、黄运华、张跃、廖庆亮、邓战强 2008 物理学报 **57** 3641]
- [29] Shi X L, Cao M S, Yuan J, Fang X Y 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 163108

Microwave absorbing properties of cobalt nanowires with transverse magnetocrystalline anisotropy^{*}

Chen Wen-Bing Han Man-Gui[†] Deng Long-Jiang

(State Key Laboratory of Electronic Thin Films and Integrated Devices, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 8 March 2009; revised manuscript received 21 April 2010)

Abstract

Cobalt nanowires with c-axis perpendicular to the axial direction have been fabricated by the pulsed electrodeposition method. The hysteresis loops of the cobalt nanowire array show little anisotropy due to the competition between shape anisotropy and factors such as magnetocrystalline anisotropy and magnetostatic interaction. The permittivity and permeability dispersion spectra of the nanowire/paraffin composite were measured in the frequency range of 2—18 GHz. It was found that the imaginary part of the permittivity spectra shows a strong peak around 5 GHz and a weak peak around 10 GHz, which are contributed by the Debye relaxation and the conductivity of the nanowires. In the meantime, the imaginary part of the permeability spectra for the nanowire/paraffin composite samples exhibits a strong absorption peak at 6.1 GHz and two minor peaks above 10 GHz. The peak at 6.1 GHz is attributed to the natural resonance mechanism and the other two peaks are due to eddy current effect. The permeability spectra attributed to natural resonance are fitted using the Landau – Lifshitz – Gilbert equation. Calculation based on the Kittel equation substantiates our fitting results. The electromagnetic wave reflection loss of the nanowire/paraffin composite sample is lower than -20 dB when the thickness of the nanowire/paraffin composite has been adjusted, suggesting that the cobalt nanowire composites can find application as a novel type of microwave absorbers.

Keywords: cobalt nanowire, permittivity dispersion spectra, permeability dispersion spectra, microwave absorber

PACS: 75.75.-a, 77.22.Ch, 75.40.Gb, 75.60.Jk

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60701016) and NSFC-the Royal Society of United Kingdom international jointed project (Grant No. 60911130130).

[†] Corresponding author. E-mail: mangui@gmail.com