

垂直磁各向异性自旋阀结构中的铁磁共振*

王日兴[†] 肖运昌 赵婧莉

(湖南文理学院电气与信息工程学院, 常德 415000)

(2014年7月23日收到; 2014年9月4日收到修改稿)

本文在理论上研究了垂直磁各向异性自旋阀结构中磁场激发和调节的铁磁共振. 通过线性展开包含自旋转移矩项的 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程, 获得了磁场激发和调节的铁磁共振谱. 给出了共振线宽、共振频率和共振磁场随直流电流密度大小和方向以及直流磁场的变化关系. 通过调节直流电流密度的大小和方向, 系统的有效阻尼可以达到最小.

关键词: 自旋阀, 自旋转移矩, 垂直磁各向异性, 铁磁共振

PACS: 76.50.+g, 72.25.-b, 75.70.Cn

DOI: 10.7498/aps.63.217601

1 引言

自从理论上预测了自旋阀结构中的自旋转移效应以来^[1,2], 由于其在数据存储和微波激发中的应用前景, 对它的研究备受关注. 自旋转移效应是因为传导电子自旋和局域磁矩之间的交换耦合以及角动量守恒所引起. 与磁场产生的力矩相比较, 电流产生的自旋转移矩具有快速、准确等优点. 因此在一定程度上可以减小器件的复杂性, 并且自旋转移矩可以激发多种多样的静态和动态的磁性状态以及产生丰富的磁动力学. 例如: 自旋转移矩可以驱动磁矩翻转^[3-7]、激发自旋波^[8]、产生混沌^[9,10]和激发铁磁共振^[11-18]等.

铁磁共振现象的首次预言是在1935年, Landau 与 Lifshitz 在提出 Landau-Lifshitz 运动方程的同时还指出了发生铁磁共振现象的必然性. 随着超高频技术的发展, 1946年, Griffiths 在测量铁磁金属的磁导率实验中, 第一次在实验中观测到了铁磁共振现象^[19]. 随后, Kittel 对铁磁共振现象做出了理论解释^[20]. 从此以后, 科学工作者就开始在不同的材料中研究铁磁共振, 例如: 超薄的磁性多层膜^[21]. 近年来, 随着自旋阀和磁性隧道结在信息存储和数据处理方面的巨大应用, 铁磁共振技术成为了研究磁性多层膜磁特性的一种强有力工

具. 薄膜的许多磁性质都可以通过铁磁共振技术来获得. 例如磁矩^[11]、朗德因子^[11,12]、磁晶各向异性^[11-13]、弛豫机制中的自旋泵浦效应^[14,15]、层间交换耦合^[16,17]、自旋扩散^[18]等等. 因此研究磁性多层膜中的铁磁共振现象与磁场和电流的关系显得非常有意义. 特别是由于与具有平行磁各向异性的自旋阀结构相比, 具有垂直磁各向异性的自旋阀结构具有更大的磁电阻率、更好的热稳定性^[22-25]并且能够导致快速的磁矩翻转^[26-28]. 因此研究垂直磁各向异性磁性多层膜中的铁磁共振现象具有重要的意义, 能为垂直磁记录材料的研究在实验和应用中提供理论支撑^[29].

本论文将对垂直磁各向异性自旋阀结构中磁场驱动和调节的铁磁共振进行理论的研究. 通过对包含自旋转移矩项的 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程线性化, 获得了磁导率的表达式, 通过使用这些表达式, 研究了自旋极化电流的大小和方向以及直流磁场的大小对铁磁共振的影响.

2 理论模型和线性化展开

本文所研究的自旋阀结构模型如图1所示. 最上面的钉扎层和最下面的自由层被中间的非金属层隔开. 定义多层膜的膜面为 $x-y$ 平面, z 轴垂直

* 国家自然科学基金专项基金 (批准号: 11347132) 和湖南文理学院博士启动基金 (批准号: 13102009, 10133004) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: wangrixing1982@sina.com

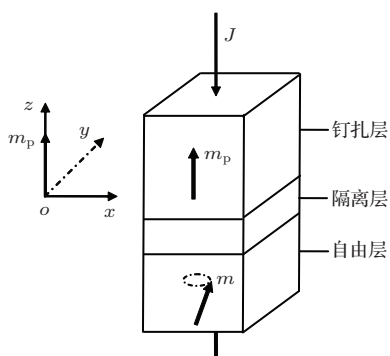


图1 垂直磁各向异性自旋阀结构示意图和坐标系

于膜面. 自由层和钉扎层的磁各向异性方向都垂直于膜面, 即都沿 z 轴方向. 当沿垂直于膜面方向施加电流时, 由于传导电子自旋和局域磁矩之间的相互作用以及角动量守恒, 在钉扎层中被自旋极化的电流将会给自由层的磁矩产生自旋转移矩. 自由层磁矩的动力学行为可以用一个包含自旋转移矩项的 LLG 方程来描述

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} + \gamma a_J \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{e}_z), \quad (1)$$

式中, γ 为旋磁比, \mathbf{m} 为自由层磁矩的单位矢量, α 为 Gilbert 阻尼常量. 有效场包括各向异性场、退磁场和外磁场. 其表达式为: $\mathbf{H}_{\text{eff}} = (H_k M_z / M_s - 4\pi M_z) \mathbf{e}_z + \mathbf{H}$, H_k 为各向异性场, \mathbf{e}_z 为沿 z 方向的单位向量. 外磁场 $\mathbf{H} = (h_x, h_y, H_z + h_z)$. 其中, H_z 为沿 z 方向的直流磁场, $\mathbf{h} = (h_x, h_y, h_z) = h_0 \mathbf{e}^{i\omega t}$ 为交变磁场. 自旋转移矩系数 $a_J = \hbar g J / (2e M_s d)$. 其中 \hbar 为普朗克常量, g 用来衡量自旋转移矩的不对称性, 与自由层磁矩和钉扎层磁矩之间的夹角有关, 其表达式为 $g = 1 / [-4 + (3 + \mathbf{m} \cdot \mathbf{m}_p)(1 + P)^3 / (4P^{3/2})]$, 其中 P 为自旋极化率. J 为电流密度, 定义电流从钉扎层流向自由层时 J 取正值, 从自由层流向钉扎层时 J 取负值. e 为基本电荷, M_s 为自由层的饱和磁化强度, d 为自由层的厚度. 将 (1) 式迭代一次, 可以得到方便计算的另一表达式

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{m}}{dt} = & -\gamma_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \gamma_0 \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \\ & + \gamma_0 a_J \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{e}_z) \\ & - \gamma_0 \alpha a_J (\mathbf{m} \times \mathbf{e}_z), \end{aligned} \quad (2)$$

其中, $\gamma_0 = \gamma / (1 + \alpha^2)$. 当电流较小且没有交变磁场时, 磁矩将稳定在 z 方向. 如果施加一个交变磁场, 磁矩将对此平衡方向有一小的偏离, 可以用下

面的式子来表示:

$$\mathbf{m} = \mathbf{e}_z + \delta\mathbf{m} e^{i\omega t}, \quad (3)$$

其中, $\delta\mathbf{m}$ 为交变磁场所产生的磁化强度, 为一个少量. 将 (3) 式代入 (2) 式, 考虑到 $\delta\mathbf{m}$ 和 \mathbf{h} 都为少量, 因此只保留它们的一次项. 方程 (2) 可以写成三个分量的形式

$$\begin{aligned} & (i\omega + \gamma_0 \alpha H - \gamma_0 a_J) \delta m_x \\ & + (\gamma_0 H + \gamma_0 \alpha a_J) \delta m_y \\ & = \gamma_0 h_y + \gamma_0 \alpha h_x, \\ & - (\gamma_0 H + \gamma_0 \alpha a_J) \delta m_x \\ & + (i\omega + \gamma_0 \alpha H - \gamma_0 a_J) \delta m_y \\ & = -\gamma_0 h_x + \gamma_0 \alpha h_y, \\ & i\omega \delta m_z = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

式中, $H = H_z + H_k - 4\pi M_s$.

交变磁感应强度可表示为

$$\mathbf{b} = \mu_0 (\mathbf{h} + \delta\mathbf{m}) = \mu_0 \mu_{ij} \mathbf{h}, \quad (5)$$

其中, μ_0 为真空磁导率, μ_{ij} 为相对磁导率. 解方程 (4) 并将其结果代入 (5) 式, 可以得到

$$\begin{aligned} b_x &= \mu_0 (\mu h_x - i\kappa h_y), \\ b_y &= \mu_0 (i\kappa h_x + \mu h_y), \\ b_z &= \mu_0 h_z. \end{aligned} \quad (6)$$

由于 h_x 不仅对 δm_x 产生作用, 而且对 δm_y 也产生作用. 同样, h_y 不仅对 δm_y 产生作用, 而且也会对 δm_x 产生作用. 因此, 磁导率 μ_{ij} 为一张量

$$\mu_{ij} = \begin{bmatrix} \mu & -i\kappa & 0 \\ i\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

由于自由层磁矩在进动的过程中沿 x 方向和 y 方向的相位差 90° , 因此, 张量磁导率 μ_{ij} 的非对角元素中有一表示相位的 i . $\mu = \mu' - i\mu''$, $\kappa = \kappa' - i\kappa''$, 两个都为复数. μ 和 κ 的实部为铁磁介质在恒定磁场中的磁导率, 它决定磁性材料中储存的磁能. 而虚部则反映了磁性材料的磁损耗, 其表达式分别为

$$\begin{aligned} \mu' &= 1 + \frac{1}{D} \left\{ \gamma_0^2 H [\gamma_0^2 (H^2 + a_J^2) - \omega^2] \right. \\ &\quad \left. + 2\alpha \gamma_0^2 \omega^2 (\alpha H - a_J) \right\}, \\ \kappa' &= -\frac{1}{D} \left\{ 2\gamma_0^3 a_J \omega (\alpha H - a_J) \right. \\ &\quad \left. + \omega \gamma_0 [\gamma_0^2 (H^2 + a_J^2) - \omega^2] \right\}, \\ \mu'' &= \frac{1}{D} \left\{ \gamma_0 \alpha \omega (\gamma_0^2 H^2 + \omega^2) \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\gamma_0^3 a_J \omega (2H + \alpha a_J) \Big\}, \\
 \kappa'' = & -\frac{1}{D} \Big\{ 2\gamma_0^2 \omega^2 (\alpha H - a_J) \\
 & -\gamma_0^2 a_J [\gamma_0^2 (H^2 + a_J^2) - \omega^2] \Big\}, \\
 D = & [\gamma_0^2 (H^2 + a_J^2) - \omega^2]^2 \\
 & + 4\omega^2 \gamma_0^2 (\alpha H - a_J)^2.
 \end{aligned} \quad (8)$$

3 结果与讨论

如果铁磁介质处在直流磁场和交变磁场的共同作用下, 当改变直流磁场或微波频率时, 在某一条件下, 铁磁体会出现一个最大的磁能损耗, 也就是进动的磁矩会对微波能量产生一个强烈的吸收, 这时磁导率的虚部最大, 这就是共振吸收现象. 下面我们将以 $[\text{Co}/\text{Ni}] \times 4$ 多层膜为例^[22], 以(8)式为基础, 研究直流磁场和微波频率调节的铁磁共振. 相关的材料参数为: 旋磁比 $\gamma = 1.75 \times 10^7 \text{ Oe}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ($1 \text{ Oe} = 79.5775 \text{ A/m}$), 饱和磁矩 $M_s = 650 \text{ G}$ ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), 各向异性场 $H_k = 10154 \text{ Oe}$, 阻尼系数 $\alpha = 0.1$, 自旋极化率 $P = 0.35$, 自由层的厚度 $d = 3 \text{ nm}$.

3.1 频率调节的铁磁共振

在图2中, 我们给出了直流磁场为 500 Oe 时, 不同直流电流密度对应下, μ'' 和 κ'' 随频率的变化关系. 从图2可以看出, 当直流电流密度从 $-0.06 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 到 $0.06 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 逐渐增加时, 共振曲线变得越来越尖锐. 计算发现当直流电流密度大于 $0.09 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 时, 共振曲线又随直流电流密度的增加开始变得平坦. 从图2(a)中左边两插图之下面的插图中也可以得出此结论, 当电流密度从负值到正值逐渐增加时, 共振线宽越来越小. 当直流电流密度等于 $0.09 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 时, 共振线宽最小. 但是当直流电流密度超过 $0.09 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 时, 共振线宽随直流电流密度的增加而增加. 这是因为共振线宽与有效阻尼有关. 在我们讨论的模型中, 由于钉扎层磁矩方向和自由层易磁化轴方向方向相同, 因此自旋转移矩方向和阻尼矩方向共线. 依赖电流方向的不同, 自旋转移矩起着阻尼矩和反阻尼矩的双重作用. 当电流为负(即电流从自由层流向钉扎层)时, 自旋转移矩方向和阻尼矩方向相同. 此时自旋转移

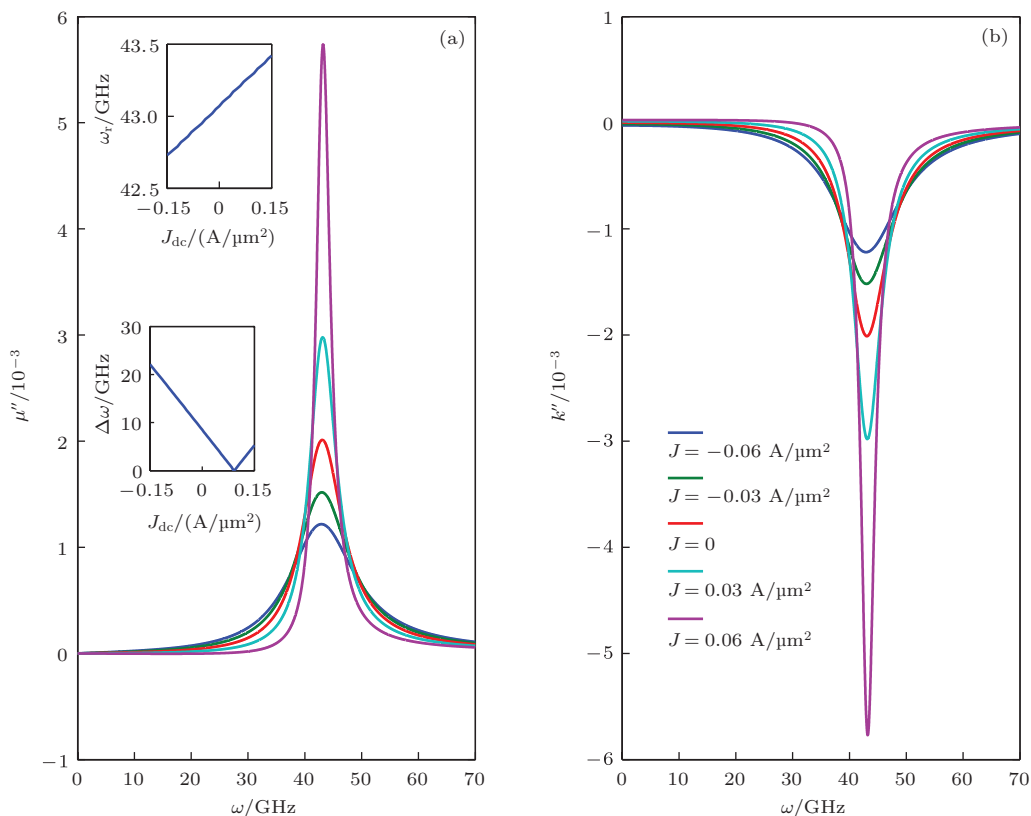


图2 (网刊彩色) 不同直流电流密度(从 $-0.06 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 到 $0.06 \text{ A}/\mu\text{m}^2$) 对应的频率调节的铁磁共振曲线 (a) 和 (b) 分别为 μ'' 和 κ'' 随频率的变化关系. (a) 中的插图分别为共振频率 ω_r 和共振线宽 $\Delta\omega$ 随直流电流密度的变化关系

矩的作用仅仅是增加了有效阻尼,从而驱动自由层磁矩更快地朝有效场方向运动.而当电流为正(即电流从钉扎层流向自由层)时,自旋转移矩方向和阻尼矩方向相反.当自旋转移矩完全抵消阻尼矩时,有效阻尼为零.此时,共振曲线最尖锐,共振线宽最小(共振峰最大).因此,我们可以通过调节直流电流密度来控制有效阻尼.共振频率也可以通过直流电流密度来调节.图2(a)中左边两插图之上的插图表明:共振频率随正的直流电流密度的增

加而增加,随负的直流电流密度的增加而减小.

图3给出了直流电流密度为 $0.05 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 时,不同直流磁场对应下, μ'' 和 κ'' 随频率的变化关系.从图可见,随着外磁场的增加,共振峰变得越来越小.从图3(a)中两插图之下的插图也可以看出,共振线宽随直流磁场的增加而增加.直流磁场不仅影响共振峰的大小,而且可以通过调节磁场大小来改变共振频率.图3(a)中两插图之上的插图表明共振频率随直流磁场的增加而增加.

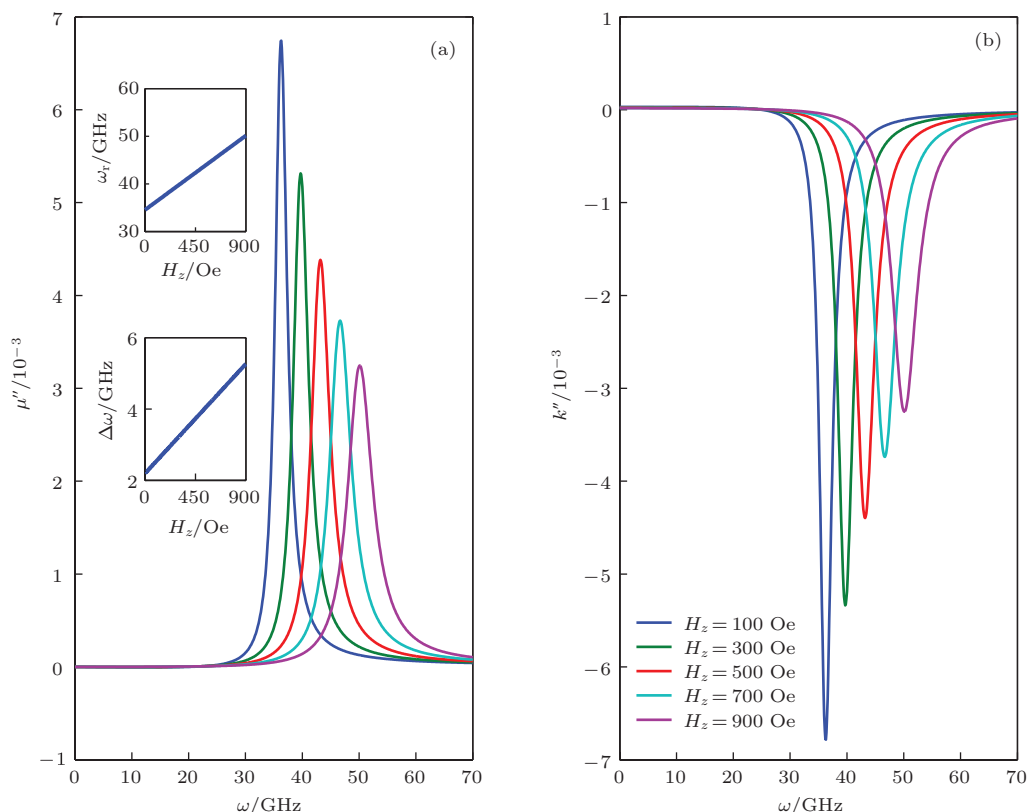


图3 (网刊彩色) 不同直流磁场对应的频率调节的铁磁共振曲线 (a), (b) 分别为 μ'' 和 κ'' 随频率的变化关系, 从左到右五条曲线分别对应直流磁场的大小为 $H_z = 100 \text{ Oe}$, $H_z = 300 \text{ Oe}$, $H_z = 500 \text{ Oe}$, $H_z = 700 \text{ Oe}$ 和 $H_z = 900 \text{ Oe}$. (a) 中的插图分别为共振频率 ω_r 和共振线宽 $\Delta\omega$ 随直流磁场的变化关系

3.2 直流磁场调节的铁磁共振

在研究铁磁共振时,还可以保持频率不变,通过调节直流磁场的大小来调节铁磁共振.图4给出了交流磁场频率为 40 GHz 时,不同直流电流密度对应下, μ'' 和 κ'' 随直流磁场的变化关系.当直流电流密度从 $-0.06 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 到 $0.06 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 依次增加时,共振曲线变得越来越尖锐.计算发现当直流电流密度超过 $0.08 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 时,随直流电流密度的增加,共振曲线变得越来越平坦.从图4(a)中两插图之右边的插图也可以得出同样的结论:当电流密

度从负值到正值逐渐增加时,共振峰(μ'' 的最大值)也增加.当直流电流密度等于 $0.08 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 时,共振峰达到最大.此时,由于自由层磁矩偏离平衡位置最大,因此最容易实现磁矩的翻转.再继续增加直流电流密度,共振峰又随着直流电流密度的增加而减小.同样,直流电流密度还对共振磁场有影响.图4(a)中两插图之左边的插图表明:当直流电流密度为 $-0.02 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 时,共振磁场最小.共振磁场随直流电流密度的增加而增加,而且当电流密度为负时,变化得更加剧烈.

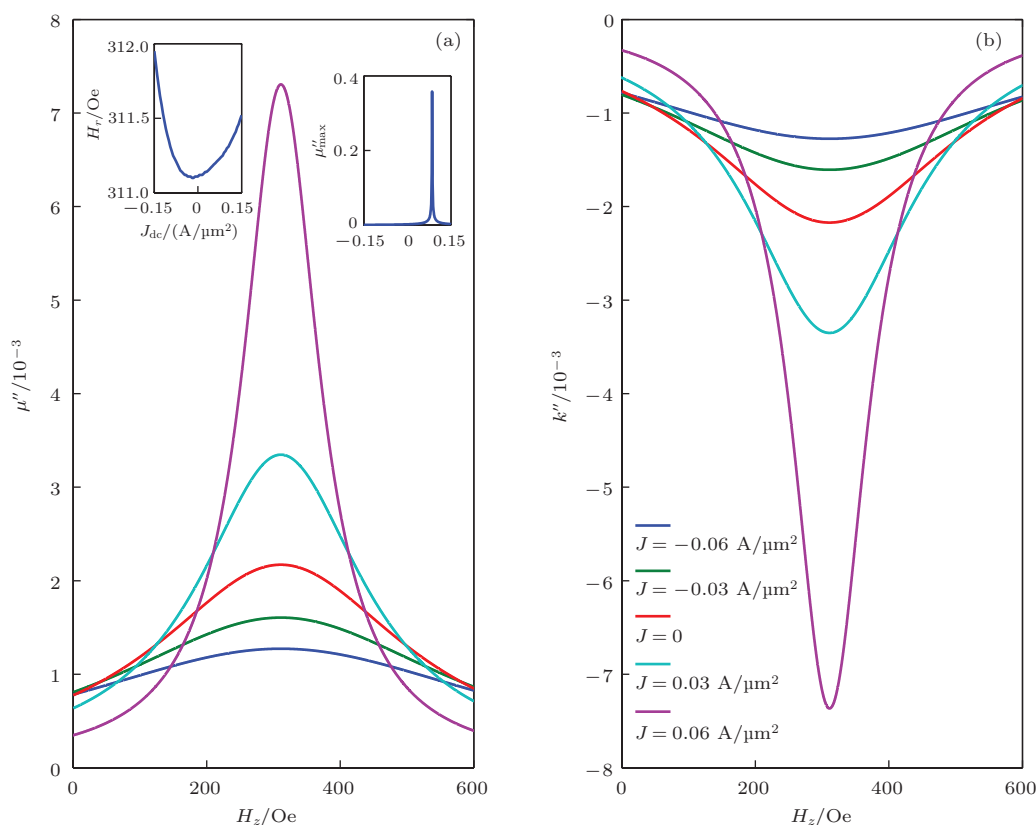


图4 (网刊彩色) 不同电流密度(从 $-0.06 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 到 $0.06 \text{ A}/\mu\text{m}^2$) 对应的直流磁场调节的铁磁共振曲线 (a), (b) 分别为 μ'' 和 κ'' 随直流磁场的变化关系, (a) 中的插图分别为共振磁场 H_r 和共振峰 μ''_{max} 随直流电流密度的变化关系

4 结 论

本文在理论上研究了垂直磁各向异性自旋阀结构中的铁磁共振. 通过线性化的方法, 获得了磁导率的解析表达式. 然后以 $[\text{Co}/\text{Ni}] \times 4$ 多层膜为例, 研究了直流磁场和微波频率调节的铁磁共振. 研究表明: 共振曲线、共振线宽和共振位置都可以通过直流电流密度的大小和方向以及直流磁场的大小进行调节. 当直流电流密度的方向为正值并且大小在一定的范围时, 共振峰可以达到最大, 也就是说, 共振线宽最小. 因此为了减小有效的阻尼, 我们可以适当地选择直流电流密度的大小和方向以及直流磁场的大小. 这些研究将有助于提高基于自旋阀结构微波装置的性能.

参考文献

- [1] Berger L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 9353
- [2] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [3] Myers E B, Ralph D C, Katine J A, Louie R N, Buhrman R A 1999 *Science* **285** 867
- [4] Katine J A, Albert F J, Buhrman R A, Myers E B, Ralph D C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149
- [5] Zhang L, Ren M, Hu J N, Deng N, Chen P Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2427 (in Chinese) [张磊, 任敏, 胡九宁, 邓宁, 陈陪毅 2008 物理学报 **57** 2427]
- [6] Bao J, Xu X G, Jiang Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7998 (in Chinese) [包瑾, 徐晓光, 姜勇 2009 物理学报 **58** 7998]
- [7] Sun C Y, Wang Z C 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 077501
- [8] Kiselev S I, Sankey J C, Krivorotov I N, Emley N C, Schoelkopf R J, Buhrman R A, Ralph D C 2003 *Nature* **425** 380
- [9] Yang Z, Zhang S, Li Y C 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 134101
- [10] Jin W, Wan Z M, Liu Y W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 017502 (in Chinese) [金伟, 万振茂, 刘要稳 2011 物理学报 **60** 017502]
- [11] Beaujour J M L, Kent A D, Abraham D W, Sun J Z 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 07B519
- [12] Wu C, Khalfan A N, Pettiford C, Sun N X, Greenbaum S, Ren Y 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 07B525
- [13] Kakazei G N, Martin P P, Ruiz A, Varela M, Alonso M, Paz E, Palomares F J, Cebollada F, Rubinger R M, Carmo M C, Sobolev N A 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 07B527
- [14] Mosendz O, Kardasz B, Heinrich B 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 07B505
- [15] Urban R, Woltersdorf G, Heinrich B 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 217204
- [16] Heinrich B, Tserkovnyak Y, Woltersdorf G, Brataas A, Urban R, Bauer G E W 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 187601
- [17] Lenz K, Toliński T, Lindner J, Kosubek E, Baberschke K 2004 *Phys. Rev. B* **69** 144422

- [18] Kardasz B, Mosendz O, Heinrich B, Liu Z, Freeman M 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 07C509
- [19] Griffiths J H E 1946 *Nature* **158** 670
- [20] Kittel C 1947 *Phys. Rev.* **71** 270
- [21] Farle M 1998 *Rep. Prog. Phys.* **61** 755
- [22] Mangin S, Ravelosona D, Katine J A, Carey M J, Terris B D, Fullerton E E 2006 *Nature Mater.* **5** 210
- [23] Seki T, Mitani S, Yakushiji K, Takanashi K 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 172504
- [24] Meng H, Wang J P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **88** 172506
- [25] Zhu L J, Nie S H, Zhao J H 2013 *Chin. Phys. B* **22** 118505
- [26] Kent A D, Öyilmaz B, Barco E del 2007 *Appl. Phys. Lett.* **84** 3897
- [27] Lee K J, Redon O, Dieny B 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 022505
- [28] Liu N, Wang H, Zhu T 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 167504 (in Chinese) [刘娜, 王海, 朱涛 2012 物理学报 **61** 167504]
- [29] Gu W J, Pan J, Hu J G 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 167501 (in Chinese) [顾文娟, 潘靖, 胡经国 2012 物理学报 **61** 167501]

Ferromagnetic resonance in spin valve structures with perpendicular anisotropy*

Wang Ri-Xing[†] Xiao Yun-Chang Zhao Jing-Li

(College of Electrical and Information Engineering, Hunan University of Arts and Science, Changde 415000, China)

(Received 23 July 2014; revised manuscript received 4 September 2014)

Abstract

A theoretical study is presented on the magnetic-field-excited and adjusted ferromagnetic resonance in the spin valve structures with perpendicular anisotropy. Through linearizing the Landau-Lifshitz-Gilbert equation including the spin-transfer torque term, the magnetic-field-excited and adjusted ferromagnetic resonant spectra are obtained. The dependences of the resonant linewidth, resonant frequency and resonant magnetic field on the magnitude and direction of dc current density and dc magnetic field are shown. The effective damping of the system can be minimized through adjusting the magnitude and the direction of current density.

Keywords: spin valve, spin-transfer torque, perpendicular anisotropy, ferromagnetic resonance

PACS: 76.50.+g, 72.25.-b, 75.70.Cn

DOI: 10.7498/aps.63.217601

* Project supported by the Special Funds of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11347132), and the Doctor Foundation Startup from Hunan University of Arts and Science, China (Grant Nos. 13102009, 10133004).

† Corresponding author. E-mail: wangrixing1982@sina.com