

钉扎层磁矩倾斜角度对微波频率的影响

李霞¹, 侯志伟²

(1. 信息工程大学 理学院, 郑州 45001; 2. 河南工业大学 理学院, 郑州 45001)

摘要:对于钉扎层磁矩倾斜的磁性纳米振荡器,利用宏自旋模拟程序研究了钉扎层倾斜角度对自由层磁矩的动力学行为的影响. 研究结果显示,激发微波的频率随电流密度以及倾斜角度的增加而增加,随着阻尼系数和饱和磁化强度的降低而增加.

关键词:自旋阀;自旋转矩;纳米微波振荡器

中图分类号:O472.5

文献标志码:A

由自旋转矩^[1-2]触发的磁矩动力学在非易失性磁性随机存取存储器^[3,5]和纳米微波振荡器^[4-7]的应用中具有巨大的前景. 利用自旋转矩效应产生微波的纳米微波振荡器是一种极具前瞻性射频振荡器. 它在微波产生和无线通信应用中有着独特的优势. 然而,在振荡器投入实际应用前仍然需要解决一些包括突破输出功率的局限性、提高射频振荡器质量、以及增加频率可调性等问题. 本研究针对钉扎层磁矩倾斜的自旋转矩纳米振荡器展开研究,对钉扎层倾斜角度发生变化时,对振荡器激发的微波频率的影响进行分析,为进一步实验研究提供理论基础.

1 研究模型

在具有倾斜钉扎层的自旋转矩纳米振荡器中,钉扎层的磁矩方向相对于薄膜平面具有一定的倾角. 这可以通过使用具有垂直各向异性的磁性材料来实现^[8-9]. 在图1(a)所示的典型磁性自旋阀结构中,自由层磁矩沿着面内方向,而钉扎层磁矩与垂直方向的夹角为 β . 图1(b)是倾斜的钉扎层对自由层磁矩产生的自旋转矩的影响. 自由层磁矩的进动可以在适当的电流密度和倾斜角组合下体现出周期性状态. 正如图1(b)所示,在正自旋极化电流的情况下,自旋极化电流将具有面内和垂直面内2个分量,垂直面内的分量产生的自旋转移矩(T_{OP})可以在无加磁场下驱动自由层磁矩的稳定进动;而面内分量产生的自旋转移矩(T_{IP})将引起自由层磁矩转向与钉扎层磁矩平行或者反平行的方向.

设钉扎层磁矩在 xz 平面内,相对于 x 轴角度为 β ,自由层磁矩的动力学行为可以通过包括自旋转矩项的朗道-利夫席茨-吉尔伯特(LLG)方程

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) + \frac{\gamma a_j}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{p}) \quad (1)$$

来描述,其中, M_s 是自由层磁矩的饱和磁化强度, α 是阻尼因子, γ 是旋磁比, H_{eff} 是自由层磁矩受到的总的有效场. 右边第三项表示自旋转矩效应项,其中 \vec{p} 是钉扎层磁矩方向的单位矢量. $a_j = \hbar P J / (2\mu_0 |e| M_s t)$ 为自旋转矩因子,其中 \hbar, P, J, e 和 t 分别是普朗克常数,自旋极化率,电流密度,电子质量和自由层厚度. 定义正向电流为电子从钉扎层到自由层流动方向,不包括电流热效应和电子的多重反射效应.

收稿日期:2016-03-26

基金项目:国家自然科学基金(51201059);河南省教委自然科学基金(14A140027).

第1作者简介:李霞(1979-),女,河南郑州人,信息工程大学讲师,主要从事自旋电子器件研究.

通信作者:侯志伟, E-mail:hnxxhzw@sina.com.

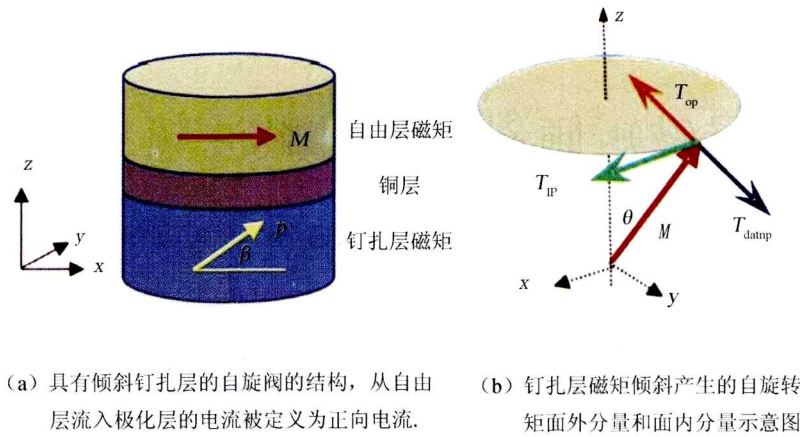


图1 自旋阀结构和磁矩所受力矩的作用

2 计算结果与讨论

2.1 磁矩振荡的轨迹和频率

图 2(a)显示了在电流密度为 $J = 8.0 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 的情况下, 自由层磁矩的运动轨迹图, 其中参数 $\gamma = 2.21 \times 10^5 \text{ Hz/T}$, $\mu_0 M_s = 1 \text{ T}$, $\alpha = 0.01$, $\beta = 10^\circ$, 自由层磁矩起始于沿 x 轴正方向的状态. 通入电流后, 在自旋转矩效应的影响下, 磁矩开始沿着 z 轴正方向作螺旋轨道运动. 如图 2(b)所示, 大约 2 ns 时候, 磁矩处于极化角度 $\theta = 48.7^\circ$ (相对于 z 轴正方向) 的位置, 并趋于稳定的周期运动状态. 通过快速傅里叶变换(FFT)得到其频率为 18.6 GHz. 图 2(c)显示了与之对应的频率的频谱.

2.2 钉扎层倾角及相关参数和进动频率的关系

为了详细研究钉扎层磁矩倾斜的角度和激发的微波频率之间的关系通过改变电流的大小和倾斜的角度进行了一系列的模拟研究, 得到了在不同阻尼系数和饱和磁化强度下, 电流大小和倾角 ($\beta \leq 30^\circ$) 作为变量的进动频率的相图, 如图 3(a)~3(f)所示. 结果显示: 在给定倾角 β 的情况下, 随着电流密度的增加, 进动频率增加到 26 GHz(见图 3(a)~3(c)). 类似地, 在给定电流密度的情况下, 频率也会随着倾角 β 的增加而增加. 随着倾角 β 的增加, 频率范围轻微

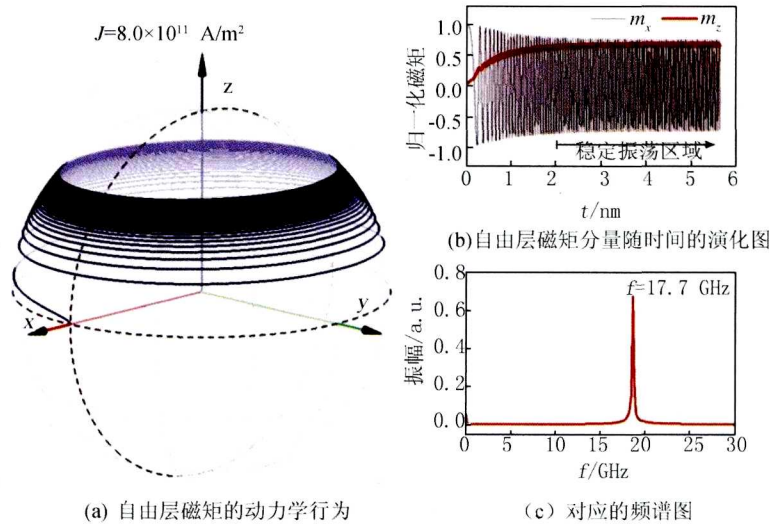


图2 自由层磁矩的进动和频率

的变窄, 这与我们之前的微磁模拟结果一致. 此外, 当阻尼因子 α 增大时, 频率范围变宽, 但有趣的是频率范围几乎没有改变. 对于不同的饱和磁化强度 M_s , 结果表明, 频率范围可以通过增加 M_s 来扩大, 如图 3(d)和 3(f). 在阻尼系数不变的情况下, 微波频率范围随着 $\mu_0 M_s$ 增加明显改变, 例如, 当 $\mu_0 M_s = 1.5 \text{ T}$ 时, 频率可达 41 GHz, 见图 3(f). 此变化可能由自旋转矩(正比于 J/M_s)与阻尼力矩(正比于 M_s)的相互竞争引起.

当钉扎层角度进一步增加 ($\beta \geq 30^\circ$), 仍能够观察到稳定的周期性旋进状态. 但是由于面外自旋转矩增强, 在相同的电流下, 自由层更容易翻转到 z 轴正方向. 因此, 激发稳定的周期磁矩的电流参数范围相对于较大的 β 将会降低, 但磁化率的定性特征几乎不变. 因此, 为了简便, 在这项研究中将极化角的界限设定为 30° .

此外,相位图的白色区域对应于 N 或 S 状态的参数,是自由层进入稳定的末态. 例如,在图 3(b)中 $\beta=10^\circ$ 时,电流增加到 $J=17.7 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ 时,磁矩变成单螺旋状态,最终转化为 $m_z \approx +1$ 的稳态.

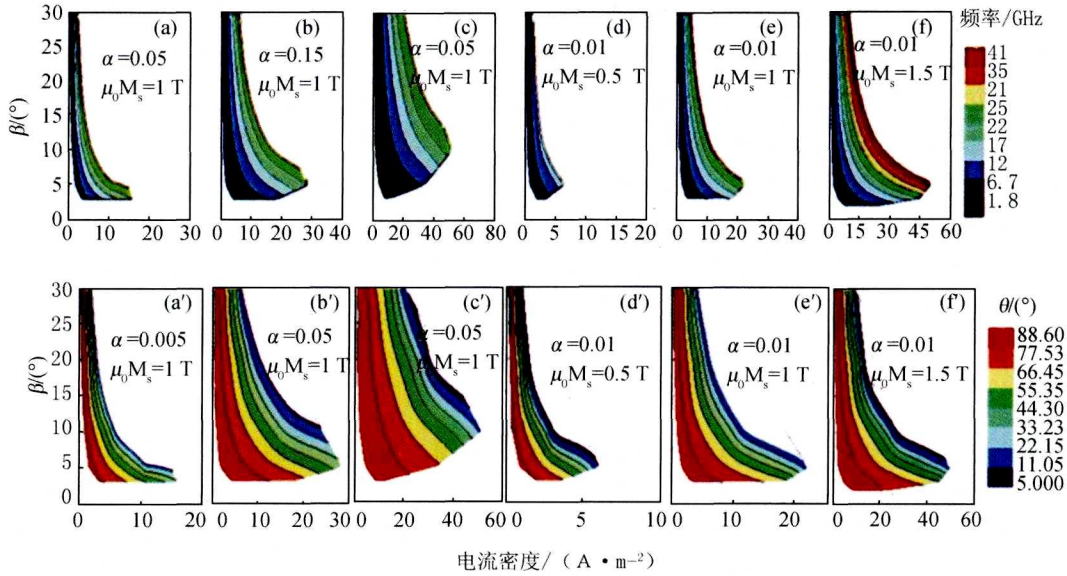


图3 不同阻尼因子的倾斜极化层结构(倾角)的宏自旋模拟相图

2.3 自由层磁矩极化角和钉扎层倾角的关系

图 3(a')~3(f')显示了自由层磁矩的极化角 θ 的相对应的相图. 在每个图中,在倾角 β 固定的情况下,极化角 θ 随着电流密度增加而增加,这表明自由层的磁矩分量 M_z 随着这两因素增加,这是由于随着电流和自旋极化层倾角的增加,自旋转矩的面外分量增大了. 考虑到进动频率正比于磁矩的 z 分量, $f \propto M_z$, 因此,可以很容易地通过改变器件的参数来实现谐频率的改变,如图 3 所示. 发现 θ 可以从 $6^\circ \sim 88^\circ$ 范围内变化(几乎从面外到面内). 这意味着比钉扎层倾斜的自旋转矩纳米振荡器可以激发具有稳定周期的大角度振荡微波.

3 理论分析

为了深入分析稳定的周期进动的频率特性,分析模型. 对于钉扎层倾斜的极化自旋转矩纳米振荡器装置,作用在自由层的有效场

$$\vec{H}_{\text{eff}} = \left(\vec{H}_k \frac{M_x}{M_s} - \vec{H}_x \right) \vec{e}_x + (\vec{H}_z - 4\pi M_z) \vec{e}_z, \quad (2)$$

其中, H_k 是面内各向异性场, H_x 和 H_z 分别是由面内和面外分量产生的杂散场,退磁场为 $-4\pi M_z$.

设定 $\vec{p} = \cos \beta \vec{e}_x + \sin \beta \vec{e}_z$ 以及将公式(2)代入公式(1),得出自由层磁矩 z 分量(M_z)遵循方程

$$\begin{aligned} \frac{dM_z}{dt} &= \gamma M_y \left(H_k \frac{M_x}{M_s} - H_x \right) + \frac{\alpha}{M_s} \left(M_x \frac{dM_y}{dt} - M_y \frac{dM_x}{dt} \right) - \\ &\quad \frac{\gamma \alpha_J}{M_s} [(M_x^2 + M_y^2) \sin \beta - M_x M_z \cos \beta]. \end{aligned} \quad (3)$$

令 $\vec{M} = |M_\perp| \cos(2\pi ft) \vec{e}_x + |M_\perp| \sin(2\pi ft) \vec{e}_y + M_z \vec{e}_z$, 其中, M_\perp 是面内分量, f 是进动频率. 公式(3)可以改写为

$$\begin{aligned} \frac{dM_z}{dt} &= \frac{\gamma H_k}{M_s} |M_\perp|^2 \cos(2\pi ft) - \gamma H_x |M_\perp| \sin(2\pi ft) + \\ &\quad \frac{\alpha}{M_s} |M_\perp|^2 2\pi f - \frac{\gamma \alpha_J}{M_s} |M_\perp|^2 \sin \beta + \frac{\gamma \alpha_J}{M_s} |M_\perp| \cos(2\pi ft) M_z \cos \beta. \end{aligned} \quad (4)$$

考虑到在一个周期中 M_z 的变化非常小[如图 2(b)],在周期 2π 内等式两边同时积分,可以得到频率

$$f \approx \frac{\gamma a_J \sin \beta}{2\pi\alpha} = \frac{\gamma}{2\pi\alpha} \frac{\hbar}{2|e|} \frac{P \sin \beta}{\mu_0 M_s} |J|, \quad (5)$$

其定量描述了不同材料参数下进动频率 f 的依赖性,并清楚的表明进动频率仅仅与钉扎层的面外分量(即 $f \sim a_J \sin \beta$)产生的自旋转矩成线性关系;而与面内分量($a_J \cos \beta$)的自旋转矩无关.根据方程(5),进动频率 f 随电流密度 J 和钉扎层的倾角 β 的增加而增加.在给定的频率值 f 下,电流密度 J 会随着 M_s 或阻尼常数 α 的降低变为一个较小的值.这必定会影响进动频率的相位图,见图3.给定 M_s ,阻尼力矩与阻尼因子 α 的近似成比例.然而,自旋转矩与 J 成比例.为了保持 T_{damp} 和 T_{op} 的平衡, α 增加 n 倍,电流密度 J 需要增加 n 倍.因此,根据公式(5)频率范围几乎没有变化.相比之下,给定 α ,当自旋转矩与 J/M_s 成比例时,阻尼力矩与 M_s 成比例.因此,当 M_s 增加 n 倍时电流密度需要增加 n^2 倍.根据公式(5),频率范围随着 $\mu_0 M_s$ 的增加有相应的增加.在图3(d)和3(f)中显示的频率范围分别是 $1.8 \sim 13.6$ GHz, $1.6 \sim 27.5$ GHz 和 $1.8 \sim 41.2$ GHz.此外,在图(2)使用相同的材料参数,方程(5)得出 $f \approx 18.8$ GHz.这与模拟值 $f \approx 18.6$ GHz 相当接近.

4 结 论

利用宏自旋模拟程序研究了具有钉扎层倾斜结构的自旋阀产生的自旋波的频率,得到了输入电流和器件特性参数作为应变量的频率相位图,通过分析定量描述了频率与相关参数的依赖性,结果显示频率随电流密度 J 倾斜角度 β 的增加而增加,随着阻尼常数和饱和磁化强度的降低而增加,模拟结果与理论结果一致.这对于自旋阀器件的制备具有一定的指导意义.

参 考 文 献

- [1] SLONCZEWSKI J C, Current-driven excitations of magnetic multilayers [J]. *Magnetism and Magnetic Materials*, 1996, 159: L1-L7.
- [2] BERGER L, Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current [J]. *Phys Rev B*, 1996, 54(13): 9353-9358.
- [3] KAWAHARA T, TAKEMURA R, MIURA K, et al. 2 Mb SPRAM (SPin-Transfer Torque RAM) With Bit-by-Bit Bi-Directional Current Write and Parallelizing-Direction Current Read [J]. *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, 2008, 43(1): 109-120.
- [4] 郭子政, 邓海东, 黄佳声, 等. 应力调制的自旋转矩临界电流 [J]. *物理学报*, 2014, 63(13): 408-414.
- [5] 李彦波, 魏福林, 杨 正, 等. 磁性隧道结的隧穿电阻效应及其研究进展 [J]. *物理*, 2009, 38(6): 420-426.
- [6] KISELEV S I, SANKEY J C, KRIVOROTOV I N, et al. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current [J]. *Nature*, 2003, 425(6956): 380.
- [7] LIU Liqing, ZHOU Chaoting, ZHOU Haipeng, et al. Spin-torque oscillator with tilted fixed layer magnetization [J]. *Appl Phys Lett*, 2008, 92(26): 262508.
- [8] ZHA C L, PERSSON J, BONETTI S, et al. Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars [J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 84(14): 3149.
- [9] LV G, ZHANG H, CAO X, et al. Micromagnetic simulations of magnetic normal modes in elliptical nanomagnets with a vortex state [J]. *Appl Phys Lett*, 2013, 103(25): 252404.

Influence of Microwave Frequency in Spin-torque Nano-oscillators with Tilted Pinned Layer

LI Xia¹, HOU Zhiwei²

(1. Information Engineering University, Zhengzhou 450001, China; 2. Henan University of Technology, Zhengzhou 450001, China)

Abstract: In this paper, we discuss the influence of the tilted magnetization angle in pinned layer to the dynamics behavior of the free layer magnetization. Macrospin simulation results show that the frequency of excited microwave increases as the increase of current density and the angle of the tilted polarizer, and it also increases with the decrease of the damping constant and the saturation magnetization.

Keywords: spin valve; spin-torque; nano-oscillator