

## 自旋转移矩效应激发的非线性磁化动力学\*

金伟<sup>1)2)</sup> 万振茂<sup>1)</sup> 刘要稳<sup>1)†</sup>

1) (同济大学物理系, 上海 200092)

2) (安徽师范大学物理与电子信息学院, 芜湖 241000)

(2010年3月17日收到; 2010年5月4日收到修改稿)

本文基于宏观磁矩 (macrospin) 的 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程, 模拟研究了磁性自旋阀结构中由垂直膜面流向的自旋极化电流所激发的磁化转动动力学特性. 直流自旋极化电流借助自旋转移矩效应可驱动磁矩翻转或作周期性振荡, 交流电可以激发出具有混沌行为的磁矩振荡. 展示了磁矩振荡行为随电流强度变化而发生倍周期分岔、直至混沌振荡的行为规律.

**关键词:** 自旋转移矩效应, 微磁模拟, 磁性自旋阀, 混沌

**PACS:** 75.30.Ds

## 1. 引言

自 1996 年理论预言“自旋转移矩 (spin-transfer torque, STT)”效应<sup>[1,2]</sup>到 1998 年被实验证实<sup>[3]</sup>, 在随后短短几年迅速发展成国际磁学界一个重要的研究热点<sup>[3-15]</sup>. 自旋转移矩效应的基本原理为: 当电流垂直通过一个具有三明治薄膜结构“铁磁层  $M_1$ /非磁性层/铁磁层  $M_2$ ”的纳米尺寸巨磁电阻器件时, 电流首先被第一个铁磁层自旋极化, 随后自旋极化的电流会在两磁性层间产生一个转矩互作用  $T_{1,2} - a_j M_{1,2} \times (M_1 \times M_2)$ , 从而可以驱动磁化翻转<sup>[3,4]</sup>或使磁矩作周期振荡<sup>[5]</sup>. 这一效应被发现的重要之处在于, 不仅在理论上给出了一种用自旋极化电流来调控薄膜磁矩的物理新理念, 而且预计将由此衍生出一批新型自旋电子器件. 例如, 电流驱动磁化翻转的特性可用于发展电流直接操控的磁性随机存储器 (current-switched MRAM)<sup>[6,7]</sup>; 电流驱动的磁化矢量周期性振荡行为可用于激发高频自旋波, 从而研发电流直接驱动的小尺度 (纳米量级)、低能耗、高频率且频率易调的微波源和共振器<sup>[5]</sup>. 与采用交变磁场激发自旋波的传统方法相比, 这种基于自旋转移矩效应而设计的新型自旋波激发方法表现出两个优点: 1) 电流调控磁性薄膜的磁化状态比磁场更容易实现局域控制; 2) 通过调节

电流强度可以方便地实现不同频率的高频微波.

迄今为止, 有关自旋转移矩效应所激发的自旋波理论和实验研究主要集中在如下两个方面: 其一是磁矩振荡表现为系统自持的稳定进动行为<sup>[5,8,9]</sup>, 即非线性理论中的“极限环”运动; 其二是多个自旋转移矩振荡器之间的同步运动<sup>[10-12]</sup>. 其中磁化矢量所表现出的混沌行为特性主要来自于样品空间的非均匀性造成<sup>[11,12]</sup>, 这种混沌自旋波行为与样品的大小和形状相关, 因而并非自旋转移矩振荡器的内在属性. 最近, Zhang 等人为了避开空间分布所引起的复杂动力学行为, 假设磁性自旋阀振荡器的自由层是简单的磁畴结构, 他们发现由电流驱动的磁局振荡可用于研究系统所固有的混沌动力学特性<sup>[13]</sup>. 本文将采用数值模拟的方法, 详细研究这种单畴结构的自旋阀振荡器在电流驱动下的磁化动力学行为特性.

## 2. 理论模型

我们考虑一个直径为纳米尺度的磁性自旋阀, 其基本结构为三明治“钉扎层  $M_1$ /金属 Cu 层/自由层  $M_2$ ”. 钉扎层  $M_1$  的磁化矢量被固定, 沿正  $x$  方向; 自由层磁矩分布非常均匀, 可假设为单畴结构. 自旋极化电流所驱动的自由层磁化进动可由修正后的 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程来描述<sup>[14]</sup>,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 50871075) 和教育部新世纪优秀人才基金 (批准号: NCET-10-0603) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: yaowen@tongji.edu.cn

$$\frac{dm}{dt} = -\gamma m \times H_{\text{eff}} + \alpha m \times \frac{dm}{dt} - \frac{g \mu_B |J|}{2 |e| M_S d} \cdot \chi(m \cdot p, \lambda) [m \times (m \times p)], \quad (1)$$

式中,  $M_S$  为饱和磁化强度,  $\alpha$  为 Gilbert 阻尼常数,  $\gamma$  为旋磁比,  $H_{\text{eff}}$  为有效磁场(包括外磁场, 退磁场, 各向异性场等),  $g$  为朗德因子,  $\mu_B$  为玻尔磁子,  $J$  为电流密度,  $e$  为电子的电量,  $d$  为自由层厚度,  $m = M/M_S$  为归一化的自由层磁化矢量,  $p$  为钉扎层磁化矢量的方向, 标量函数  $\chi(m \cdot p, \lambda)$  为 Slonczewski 形式<sup>[1]</sup>

$$\chi(m \cdot p, \lambda) = [-4 + (1 + \lambda)^3 (3 + m \cdot p) / (4\lambda^{3/2})]^{-1}, \quad (2)$$

其中  $\lambda$  为自旋极化率.

在本文模拟中, 正电流方向定义为电流由钉扎层流向自由层(即电子由自由层流向钉扎层). 在这种定义下, 根据自旋转移矩理论<sup>[1]</sup>, 正电流产生的自旋转移矩作用使两铁磁层磁化矢量趋于反平行排列, 负电流使两者趋于平行排列. 模拟中我们以

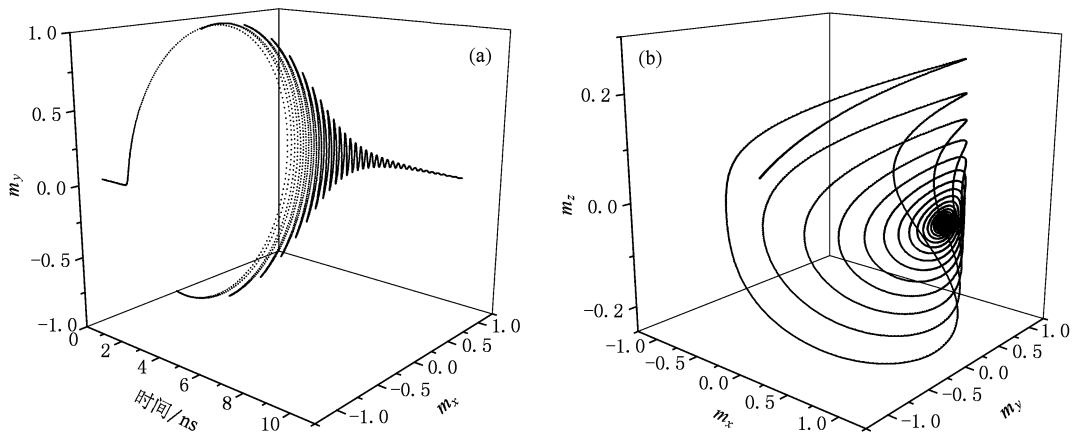


图1 (a) 电流为零时, 外磁场驱动的自由层磁化矢量分量  $m_x$  和  $m_y$  随时间的变化; (b) 磁化矢量空间的运动轨迹 (类似阻尼振荡)

随后我们施加了一个负方向电流. 由自旋转移矩理论可知, 负方向电流产生的自旋转移矩使自由层由  $x$  负方向转向正方向, 因此其作用效果与此时外磁场作用效果一致. 我们发现当电流密度大于  $10^{10} \text{ A/m}^2$  时, 自由层原本沿负  $x$  方向的磁化矢量可以在 1 ns 内快速翻转到正  $x$  方向. 增大电流密度, 翻转时间可以进一步减小. 图 2 展示了在电流密度大小为  $-1.0 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$  时自由层磁化矢量的翻转过程.

在自旋极化电流作用下, 自由层磁化矢量除可以发生翻转外, 通过改变电流方向, 施加一个沿  $+x$

坡莫合金 ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ ) 材料为例, 其相应的参数取为  $M_S = 8.0 \times 10^5 \text{ A/m}$ , 各向异性场  $H_k = 0$ , 退磁因子  $N = (N_x, N_y, N_z) = (0.02, 0.02, 0.96)$ , 自旋极化率  $\lambda = 0.3$ , 自由层厚度  $d = 2.5 \text{ nm}$ , 阻尼系数  $\alpha = 0.01$ . 设定钉扎层磁化矢量沿  $x$  正方向, 自由层磁化矢量初始时沿  $x$  负方向, 即初始时两铁磁层磁化矢量的取向为反平行状态. 外加磁场沿  $x$  正方向, 大小为 20 mT.

### 3. 结果与讨论

首先我们考虑没有电流情况下, 20 mT 的正方向外磁场可以翻转自由层磁化矢量, 翻转过程展现出类似于阻尼振荡, 如图 1(a) 所示. 图 1(b) 展示了磁化矢量  $m$  在三维空间的轨迹, 从  $(-1, 0, 0)$  点出发, 由于 Gilbert 阻尼作用, 其轨迹类似于螺旋形进动, 半径逐渐变小直到停止在  $(1, 0, 0)$  方向上.

方向的电流, 可激发自由层磁矩作周期性振荡. 在此情况下, 电流的自旋转移矩效应使自由层保持负  $x$  方向(即两铁磁层趋于反平行), 而外磁场作用使磁化矢量趋向于正  $x$  方向. 两者相互竞争, 再加上 Gilbert 阻尼振荡作用, 我们可以观察到丰富的动力学行为.

在电流较小时, 外加磁场的作用起主要作用, 自由层磁化矢量最终将会沿正  $x$  方向. 在此过程中, 由于外加磁场作用和自旋转移矩效应之间的相互竞争, 会使自由层磁化矢量产生振荡行为, 可以观察到类似于图 1 所示的阻尼振荡曲线.

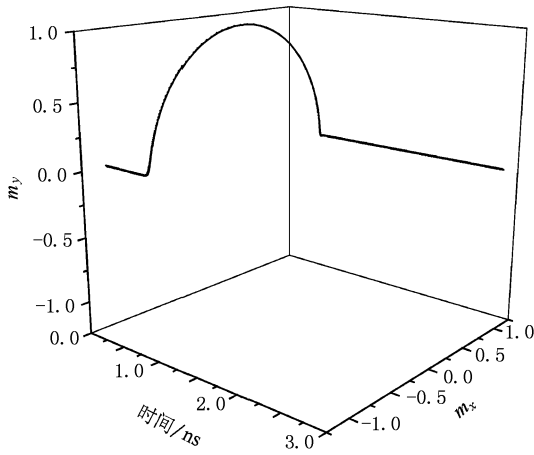


图2 通入负电流, 电流密度大小为  $1.0 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$  时自由层磁化矢量随时间的变化

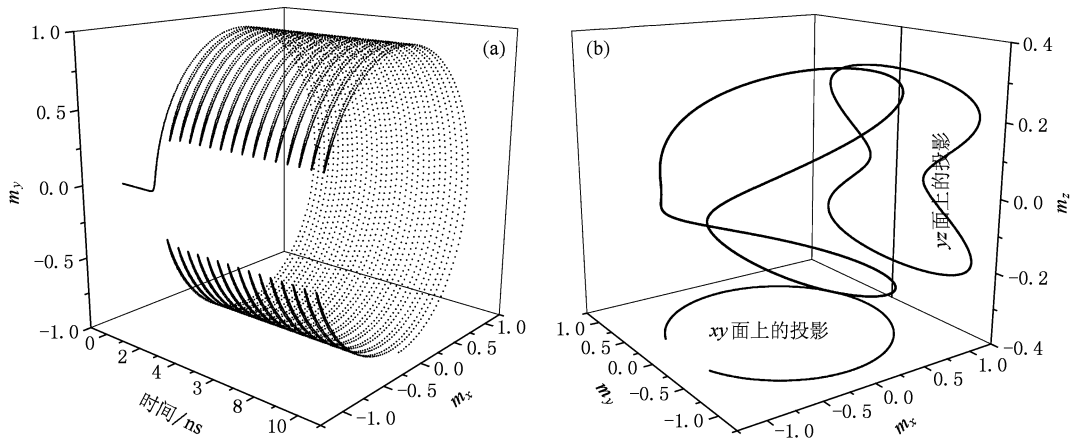


图3 (a)通入正向电流(电流密度为  $5.0 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ )时, 自由层磁化矢量空间的运动轨迹(周期性振荡); (b)磁化矢量分量  $m_x$  和  $m_y$  随时间的变化

继续增大电流 ( $J > 6.4 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ ), 自由层磁化矢量  $x$  分量的极小值可以逐渐向  $-1$  接近, 当达到  $-0.95$  后, 磁化矢量  $x$  分量便不再反向返回, 而是形成一个封闭的闭合回路, 呈周期性旋转, 如图 4 (a) 所示, 此处电流密度为  $1.0 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ . 图 4 (b) 为磁化矢量的空间轨迹, 此时该轨迹为一闭合曲线, 同时磁矩在  $z$  正方向上有一定分量, 这种周期性振荡行为对应于“垂直膜面方向 (out-of-plane)”上的大角度周期振荡<sup>[5]</sup>.

通过对电流参数空间的扫描, 我们发现, 在忽略磁矩空间分布的宏观磁矩 (macrospin) 模型下, 直流自旋极化电流只能激发周期性振荡或磁矩翻转, 不会产生混沌振荡行为. 这一点可以从系统方程 (1) 得以简单的解释, 由于磁化矢量  $|\mathbf{m}| = 1$ , 因而该矢量只有两个自由度, 如果给定一个不随时间变化

随着正向电流的增大, 当自旋转移矩效应被增加到可以和外加磁场作用相比拟时, 自由层磁化矢量则作如图 3 所示的周期性振荡, 其中电流密度  $J = 5.0 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ . 图 3 (a) 展示了两个分量  $m_x$  和  $m_y$  随时间的变化, 图 3 (b) 展示了磁化矢量在三维矢量空间中的运动轨迹, 以及该轨迹在  $xy$  和  $yz$  平面上的投影. 可以看出, 经过短暂的暂态过程, 磁化矢量很快进入了一个面内转动的周期轨道, 同时在正  $z$  方向和负  $z$  方向上均有一定的分量, 如图 3 (b), 这种周期性振荡对应于文献 [5] 中提到的“面内大角度 (in-plane large angle)”振荡模式. 在运动过程中, 当  $m_x$  达到其极小值 (此电流下  $m_x = -0.93$ ) 后便反向返回, 从而形成周期性振荡.

的电流, 从非线性动力学理论可知, 该系统的解只能是随时间演化的极限环运动. 为了进一步研究这种周期性振荡行为特性, 我们可以通过采用庞加莱 (Poincaré) 截面技术<sup>[16]</sup> 来展现磁化矢量随电流变化特性. 这里我们选取在给定电流下记录下磁化矢量  $x$  分量的极小值作为一个特殊的庞加莱截面, 随后通过扫描电流来获得磁化矢量随电流的变化, 结果如图 5 所示. 从图中我们获得一个临界电流密度, 约为  $9.64 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ . 当电流小于该临界电流密度并向其逼近时, 周期性振荡的磁化矢量  $x$  分量可以达到极小值并逐渐向  $-1$  靠近.

最后, 我们在通入直流电流的基础上再加上一个固定的交流电流成分 (电流密度大小为  $2.7 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ , 频率为  $16 \text{ GHz}$ ). 通过扫描磁化矢量随直流电流的变化, 我们发现, 当加上交流电后, 系统的振

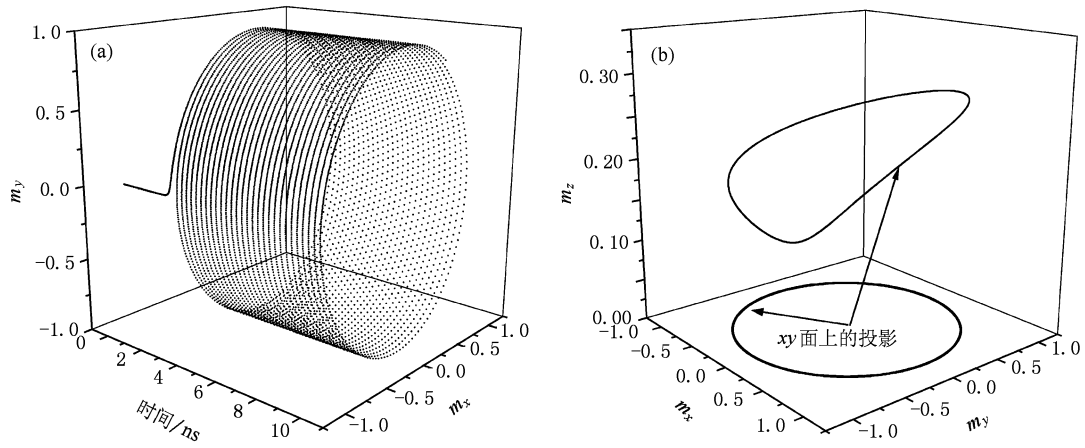


图4 (a)在密度为  $1.0 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$  的正向电流下自由层磁化矢量空间的运动轨迹(周期性旋转); (b)磁化强度随时间的变化

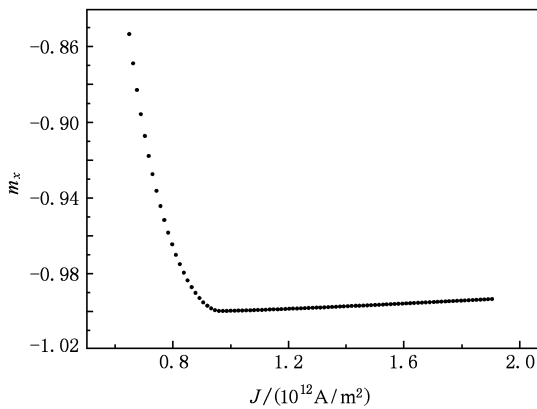


图5 直流电流驱动的磁化矢量  $x$  分量极小值随电流强度的变化 (a); (b)

荡行为更为复杂,磁化矢量  $x$  分量出现典型的倍周期分岔过程<sup>[17,18]</sup>: 1 周期→2 周期→4 周期→8 周期→...→ $2^n$  周期→最后形成混沌. 从发生倍周期分岔

的电流参数值计算所得该分岔过程的 Feigenbaum 常数  $\delta = (J_i - J_{i+1}) / (J_{i+1} - J_{i+2}) \approx 4.34$ , 与已知的 Feigenbaum 常数 ( $\delta = 4.6692 \dots$ ) 相一致<sup>[17]</sup>.

为了更清楚地展示周期性振荡和混沌状态的区别,我们在图 6(b) 给出了直流电和交流电并存的情况下的磁化矢量的空间进动图,其中直流电电流密度为  $8.4 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ ,交流电密度频率为 16 GHz,幅度大小为  $2.7 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ . 通过比较图 6(b) 与只有直流电流情况下的振荡图,如图 3(b),我们可以看出,直流电情况下其周期性振荡轨迹为一闭合曲线,也就是说每经过一个周期后,磁化强度的方向就回到初始位置;而图 6(b) 所展示的运动轨迹为一非闭合曲线,在经过一个准周期后,磁化强度并不回到初始位置,而是离初始位置有一定的偏离,从而每一个准周期的轨迹形状类似于周期性振荡态的轨迹形状,但是每一个准周期轨迹都和前一个准周期的轨迹有一定偏离,形成了混沌态.

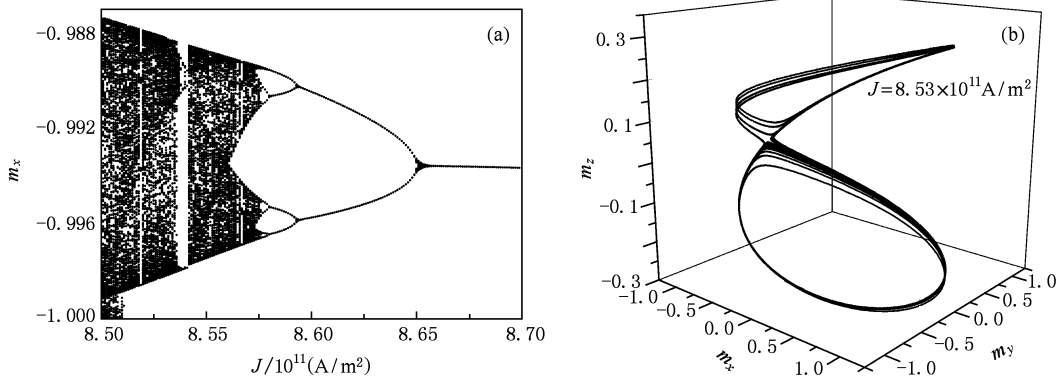


图6 (a)磁化矢量  $x$  分量极小值随电流强度变化的分岔图; (b)磁化强度混沌振荡轨迹

## 4. 结 论

通过微磁学模拟,我们展示自旋转移矩效应驱动的自旋阀结构中磁矩振荡的动力学特性.在不考虑空间分布的单磁畴模型中,直流自旋极化

电流只能激发周期性自旋波振荡,交流电流的引入可以导致复杂的非线性动力学行为,可激发出混沌振荡行为.这些丰富自旋波振动模式的深入理解有助于加深对自旋转移矩效应的认识,同时对相关自旋电子器件的研制提供必要的参数依据.

- 
- [1] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [2] Berger L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 9353
- [3] Myers E B, Ralph D C, Katine J A, Louie R N, Buhrman R A 1999 *Science* **185** 867
- [4] Liu Y W, Zhang Z Z, Freitas P P, Martins J L 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 2871
- [5] Kiselev S I, Sankey J C, Krivorotov I N, Emley N C, Schoelkopf R J, Buhrman R A, Ralph D C 2003 *Nature (London)* **425** 380
- [6] Yoda H, Kishi T, Nagase T, Yoshikawa M, Nishiyama K 2010 *The 11th Joint MMM-Intermag conference*, Washington D C Jan. **18-22** (Invited talk, AA-02)
- [7] Qiu Y C, Zhang Z Z, Jin Q Y, Liu Y W 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 052507
- [8] Lee K J, Deac A, Redon O, Nozieres J P, Dieny B 2004 *Nature Mater.* **3** 877
- [9] Jin W, Liu Y W, Chen H 2006 *IEEE T. Magn.* **42** 2682
- [10] Rippard W H, Pufall M R, Kaka S, Silva T J, Russek S E, Katine J A 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 067203
- [11] Mancoff F B, Rizzo N D, Engel B N, Tehrani S 2005 *Nature (London)* **437** 393
- [12] Kaka S, Pufall M R, Rippard W H, Silva T J, Russek S E, Katine J A 2005 *Nature (London)* **437** 389
- [13] Yang Z, Zhang S, Li Charles Y 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 134101
- [14] Liu Y W, Zhang Z Z, Wang J G, Freitas P P, Martins J L 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 8385
- [15] Jin W, Liu Y W 2010 *Chin. Phys. B.* **19** 037001
- [16] Zhao H, Liu Y W, Wang Y H, Hu B B 1998 *Phys. Rev. E* **58** 4383
- [17] Hao B L 1993 *Starting with parabolas: an introduction to chaotic dynamics* (Shanghai: Shanghai Scientific and Technical Publishers) p28 (in Chinese) [郝伯林 1993 从抛物线谈起——混沌动力学引论(上海:上海科技教育出版社)第28页]
- [18] Liu Y W, Zhao H, Wang Y H 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 198 (in Chinese) [刘要稳、赵 鸿、汪映海 1999 物理学报 **48** 198]

# Nonlinear magnetization dynamics excited by the spin-transfer torque effect\*

Jin Wei<sup>1)2)</sup> Wan Zhen-Mao<sup>1)</sup> Liu Yao-Wen<sup>1)†</sup>

1) (*Department of Physics, Tongji University, Shanghai 200092, China*)

2) (*College of Physics and Communication Electronics, Anhui Normal University, Wuhu 241000, China*)

(Received 17 March 2010; revised manuscript received 4 May 2010)

## Abstract

The macrospin model based on Landau-Lifshitz-Gilbert equation is used to study the current-induced magnetization dynamics in magnetic spin valves. We find that the DC spin-polarized current could either switch the magnetization of free layer or excite the steady-state precessional motion via the so-called spin-transfer torque effect. The AC current could drive the chaotic oscillations. The route to chaotic oscillation depending on the strength of current is demonstrated through a series of period doubling bifurcations.

**Keywords:** spin-transfer torque, micromagnetic simulation, magnetic spin-valve, chaos

**PACS:** 75.30.Ds

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 50871075) and the program for New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education of China (Grant. No. Ncct-10-0603).

† Corresponding author. E-mail: yaowen@tongji.edu.cn