

基于磁动力学方程的电流感应磁化 翻转效应的宏观模型^{*}

任 敏[†] 张 磊 胡九宁 邓 宁 陈培毅

(清华大学微电子学研究所, 北京 100084)

(2006 年 8 月 1 日收到 2006 年 10 月 20 日收到修改稿)

提出了一个基于磁动力学方程的宏观唯象理论模型,对纳米级层自旋阀结构的电流感应磁化翻转效应给出了明晰的物理解释.流入自由层的净自旋流和自由层内的自旋弛豫过程的共同作用,导致自由层总磁矩随时间的改变,甚至产生磁化方向的翻转.模型将“铁磁/非铁磁”界面的自旋相关散射,以及铁磁层中的自旋积累和弛豫过程,统一于宏观的磁动力学方程中.通过求解该方程的解析解,给出了层自旋阀在电流激励下的磁化翻转条件和临界电流密度的表达式.对该效应的定性解释和数值模拟结果都和实验报道良好符合.根据模型分析了影响临界电流密度的诸因素,并指出提高器件性能的途径.

关键词:电流感应磁化翻转,磁动力学方程,自旋电子学

PACC: 7225, 7360

1. 引 言

近年来,低维结构中电子的自旋极化、自旋输运等行为,由于其丰富的物理内涵和广阔的器件应用前景而备受关注^[1].继巨磁阻效应(GMR)和隧道磁阻效应(TMR)之后,Slonczewski^[2]和 Berger^[3]于 1996 年在理论上分别独立地提出一种纳米尺度下的自旋相关效应:电流感应的磁化翻转(current induced magnetization switching, CIMS).根据该效应,无需外加磁场,只通过注入自旋极化电流就可以使铁磁层的磁化方向发生改变,甚至翻转,从而改变铁磁层的磁阻.由于利用电流改变磁阻的方式相比利用外加磁场改变磁阻的方式更简单,有望作为新型的非挥发磁存储器^[4,5],因此 CIMS 效应提出后就引起各研究小组的极大兴趣.该效应已经在多种结构上得到实验验证,如纳米线、磁性单层膜、层自旋阀、磁性隧道结等^[6-13].其中横向尺度在纳米量级的铁磁/非铁磁/铁磁(FM/NM/FM)层自旋阀结构^[9-13]最具代表性:垂直于铁磁膜平面的外加电流会引起自由层磁化方

向的翻转,进而改变结构的电阻.通过扫描电流可观察到其 $R(I)$ 特性曲线发生跳变,与 GMR 效应的 $R(H)$ 回线非常类似.使自由层磁化方向翻转的临界电流一般在 $10^7 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ 的量级,引起的磁阻变化率通常在百分之几的量级.

目前为止,研究 CIMS 效应的理论模型众多,对实验现象能够进行一定程度的解释,但都不完善,对于 CIMS 效应产生的物理机理也还存在争论. Slonczewski 等人^[2]的早期理论认为该效应是由 FM/NM 界面的自旋相关散射导致;之后 Heide 等人^[14]提出极化电子在铁磁层中的自旋积累对铁磁层的磁化翻转有贡献.从最近的实验报道^[15,16]来看,界面散射、自旋积累、自旋弛豫等自旋相关输运过程都会对 CIMS 效应产生影响.因此,有必要建立一个统一考虑以上因素的理论模型,这也是最近理论模型发展的一个方向^[17-19]. Guo 等人^[18]提出了一个统一考虑界面的自旋相关散射和铁磁层中自旋积累的输运模型,通过在一定边界条件下计算各层中的自旋极化电流来推导引起 CIMS 效应的自旋扭矩的大小.本文同样考虑了这两方面的作用,给出以磁动力学方

^{*} 国家自然科学基金(批准号:6066021)、高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:20060003067)和清华大学基础研究重点基金(批准号:J2001010)资助的课题.

[†] E-mail: rm02@mails.tsinghua.edu.cn

程为基础的宏观唯象模型,推导了自由层的磁动力学方程得到解析解.利用该模型模拟了外加电流和初始磁化方向在不同配置情况下的磁矩变化过程,定性分析和定量计算的结果都和实验有较好的符合.

2. 模型的描述

本模型以 Co/Cu/Co 膜自旋阀结构为研究对象(如图 1 所示),其横截面为纳米尺度的椭圆.认为固定层足够厚,在一般的磁场和电流作用下磁化方向和强度保持不变.隔离层厚度适当,既保证电子在其中为弹道输运,又可忽略两铁磁层间的耦合.自由层在保证自旋完全弛豫的前提下尽可能薄,使其磁化方向易于翻转.固定层和自由层分别配以上下 Cu 电极.本文将仅考虑自由层的翻转,并假设自由层为单磁畴;设固定层和自由层的初始磁化方向均沿椭圆长轴方向,并成平行或反平行配置.

巡游电子和自由层定域的 3d 电子之间的“s-d”相互作用产生的自旋扭矩导致了自由层的磁化方向的改变^[17].由于我们关注的只是自由层的磁化翻转过程,为简化模型,将巡游电子和 3d 电子的磁矩整体看作一个宏自旋(macro-spin),用总磁矩 M 来描述,而它们之间相互作用的具体物理过程则作为内部相互作用不予考虑. M 的变化由两项引起:一是流入自由层的净自旋流,二是自由层内的自旋积累和自旋弛豫.因此 M 的磁动力学方程可以写作

$$\frac{dm}{dt} = -\mu_B \nabla \cdot J_s - \frac{m - m_0}{\tau}, \quad (1)$$

其中 J_s 是自旋流密度, μ_B 为玻尔磁子, m 是自由层单位体积内的总磁矩, m_0 是其初始值.自由层宏自旋在电流作用下偏离了初始平衡状态,它必然会由于某些效应的作用而向准平衡态弛豫,这些效应可以是 Gilbert 弛豫过程、由各向异性变化引起的恢复扭矩、自旋动力学弛豫过程以及自旋翻转散射等.作为唯象理论描述,我们设这些效应都可作线性近似,用一个弛豫时间 τ (τ_i 代表不同的弛豫机理)来表示,写作

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \dots$$

方程 (1) 在整个自由层上积分,则自旋流密度的散度 $\nabla \cdot J_s$ 的体积分可化为面积分,于是得到方程

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{\mu_B}{e}(\eta_1 - \eta_2)I - \frac{M - M_0}{\tau}, \quad (2)$$

式中的 M 实际上是宏自旋 M 在 z 轴的投影, M_0 是其未加电流时的初始值. M 随时间的变化就能描述宏自旋 M 的状态.在隔离层/自由层界面处,位于隔离层中自旋极化率用 η_1 表示,在顶电极/自由层界面处,位于 Cu 电极中的自旋极化率用 η_2 表示.方程 (2) 的稳态解为

$$M_\infty = M_0 - \frac{\mu_B}{e}(\eta_1 - \eta_2)I\tau. \quad (3)$$

磁化翻转的临界电流对应于磁化反向(即 M 的符号发生改变)时的电流,即

$$I_c = \frac{M_0 e}{\mu_B(\eta_1 - \eta_2)\tau}. \quad (4)$$

需要指出的是,磁动力学方程的推导过程中没有考虑自旋进动项.实际上,自旋进动过程包含在弛豫项中.同时,将自旋的横向弛豫(垂直于易磁轴方向)和纵向弛豫(平行于易磁轴方向)作为一个整体,这是和 Guo 等^[18]的模型不同的,他们的模型中认为只有横向的弛豫才对磁化翻转有贡献.而我们认为由于横向自旋分量在任何时刻对于单个自旋在空间的分布是对称的($0 < \varphi < 360^\circ$),因此其总和为零.

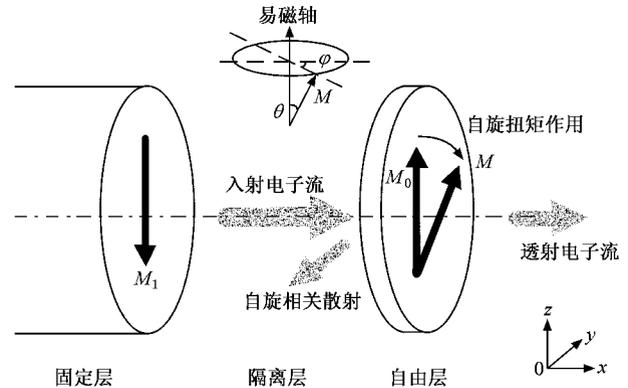


图 1 模型示意图

3. 模拟和讨论

自由层和固定层的初始磁化方向的不同,以及电流方向的不同,可以有四种不同的配置(如图 2 所示),下面就分别对四种情况作详细讨论.规定固定层的磁化方向为正;电子从自由层流向固定层为电流的正方向.为方便起见,我们用 P 表示自由层磁化平行于固定层磁化方向,用 AP 表示自由层磁化反平行于固定层磁化方向.

η_1 和 η_2 与固定层和自由层的磁化有关,还与

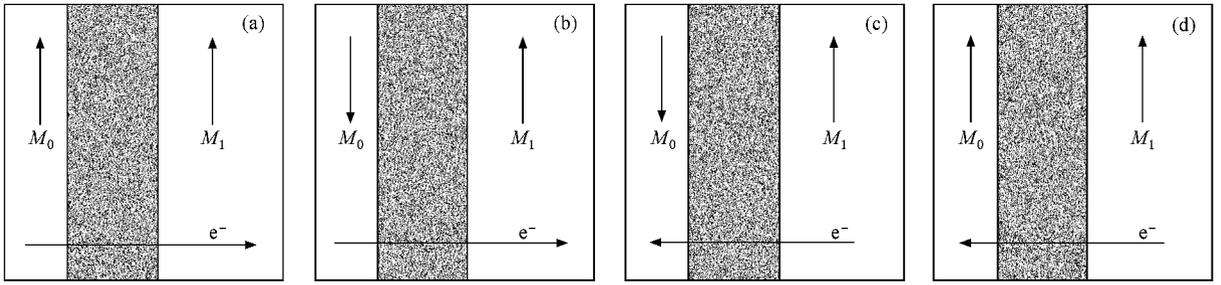


图2 四种不同初始配置(规定固定层的磁化方向为正,电子从自由层流向固定层为电流的正方向)(a) $I > 0, P$; (b) $I > 0, AP$; (c) $I < 0, AP$; (d) $I < 0, P$

电子在FM/NM界面的自旋相关散射(或自旋过滤效应)有关.电流方向不同, η_1 和 η_2 的值不同.电流正向时,电子在Cu电极中不会产生自旋极化,因此近似有

$$\eta_2 = 0. \quad (5)$$

电流经过自由层,则有部分电子产生自旋极化.假设铁磁层饱和磁矩决定的自旋极化率为 η_0 ,当自由层磁化因电流流过而改变为 M 时, η_0 须乘一因子变为 $\eta_0 M / |M_0|$.同时,在隔离层/固定层界面和固定层磁化方向相反的电子将被反射,也会对 η_1 有贡献,因此引入参数 β 来表征界面处的自旋相关散射.一般来说,电流在非磁隔离层界面产生的自旋极化不可能大于在磁性层中产生的自旋极化,因此可认为 $\beta < \eta_0$.用线性近似,自旋相关散射对自旋极化的贡献为 $(1 - \eta_0 M / |M_0|)\beta$.由以上分析可得

$$\eta_1 = \eta_0 \frac{M}{|M_0|} + \left(1 - \eta_0 \frac{M}{|M_0|}\right)\beta. \quad (6)$$

同理,电流负向时有

$$\eta_1 = \eta_0 + (1 - \eta_0)\beta \frac{M}{|M_0|}, \quad (7)$$

$$\eta_2 = \eta_0 \frac{M}{|M_0|}. \quad (8)$$

(a) $I > 0, P$.磁动力学方程为

$$\frac{dM}{dt} = -\Gamma_0 \left[\eta_0 \frac{M}{|M_0|} (1 - \beta) + \beta \right] - \frac{M - M_0}{\tau}. \quad (9)$$

M 的变化可表示为

$$\Delta M = [M_\infty - M_0] \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tilde{\tau}}\right) \right],$$

其中

$$M_\infty = \frac{(M_0 - \Gamma_0 \tau \beta)}{1 + (1 - \beta) \Gamma_0 \tau \frac{\eta_0}{|M_0|}},$$

$$\Gamma_0 = \frac{\mu_B I}{e},$$

$$\tilde{\tau} = \frac{\tau}{1 + (1 - \beta) \Gamma_0 \tau \frac{\eta_0}{|M_0|}}.$$

由于 $0 < \beta < 1, \Gamma_0 > 0, M_0 > 0$,因此 M_∞ 可以小于零,即自由层磁化方向能够发生翻转,从平行变为反平行,对应的临界电流为

$$I_c = \frac{M_0 e}{\mu_B \beta \tau}. \quad (10)$$

(b) $I > 0, AP$.磁动力学方程和(1)式相同,但由于 $M_0 < 0, M_\infty$ 不可能大于零,因此自由层磁化方向不会翻转.

(c) $I < 0, AP$.磁动力学方程为

$$\frac{dM}{dt} = -\Gamma_0 \left[\eta_0 + (\beta - \eta_0 \beta - \eta_0) \frac{M}{|M_0|} \right] - \frac{M - M_0}{\tau}. \quad (11)$$

M 的变化可表示为

$$\Delta M = [M_\infty - M_0] \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tilde{\tau}}\right) \right],$$

其中

$$M_\infty = \frac{(M_0 - \Gamma_0 \tau \eta_0)}{1 - \frac{\Gamma_0 \tau}{|M_0|} (\eta_0 + \eta_0 \beta - \beta)},$$

$$\tilde{\tau} = \frac{\tau}{1 - \frac{\Gamma_0 \tau}{|M_0|} (\eta_0 + \eta_0 \beta - \beta)}.$$

由于 $0 < \beta < 1, \Gamma_0 < 0, M_0 < 0, M_\infty$ 可以大于零,自由层磁化方向能够发生翻转,从反平行变为平行,对应的临界电流为

$$I_c = \frac{M_0 e}{\mu_B \eta_0 \tau}. \quad (12)$$

(d) $I < 0, P$.磁动力学方程和(11)式相同,但由

于 $M_0 > 0, M_\infty$ 不可能小于零,自由层的磁化会单调增加而不会减小,不可能翻转.

综上,对于反平行结构,负向电流会引起磁化翻转.临界电流大小决定于电流在铁磁层中的极化 (η_0).对于平行结构,正向电流会引起磁化翻转,临界电流大小决定于 FM/NM 界面的自旋相关散射 (β).以上结论与实验相符.实验中还观测到通常从 P 态到 AP 态的临界电流 ($I_c^{P \rightarrow AP}$) 大于从 AP 态到 P 态的临界电流 ($I_c^{AP \rightarrow P}$)^[9-11],而之前的理论模型并不能体现二者的相对大小^[17-21].根据本模型,当 $\eta_0 = \beta$ 时,可以得到对称的临界电流,由于一般情况下有 $\eta_0 > \beta$,因此 $|I_c^{P \rightarrow AP}| > |I_c^{AP \rightarrow P}|$.

我们对横截面为 $150 \text{ nm} \times 70 \text{ nm}$ 的 $\text{Cd}(3 \text{ nm})\text{Cu}(4 \text{ nm})\text{Cd}(20 \text{ nm})$ 的赝自旋阀结构(括号中为膜厚)进行了模拟,使用经验参数: $\mu_0 M_s = 1.6 \text{ T}$ ^[20], $\eta_0 = 0.3$, $\beta = 0.24$, $\tau = 10^{-9} \text{ s}$.图 3 模拟了自由层总磁矩在直流电流下的稳态特性.发生磁化翻转的临界电流密度分别为 $I_c^{P \rightarrow AP} = 2.87 \times 10^7 \text{ Acm}^{-2}$, $I_c^{AP \rightarrow P} = -2.15 \times 10^7 \text{ Acm}^{-2}$,数量级与实验报道一致^[9-13].图 4 模拟了不同初始配置的自由层总磁矩在正向阶跃电流下的动态变化过程.可以看到正向电流只能使 P 初始配置发生翻转.

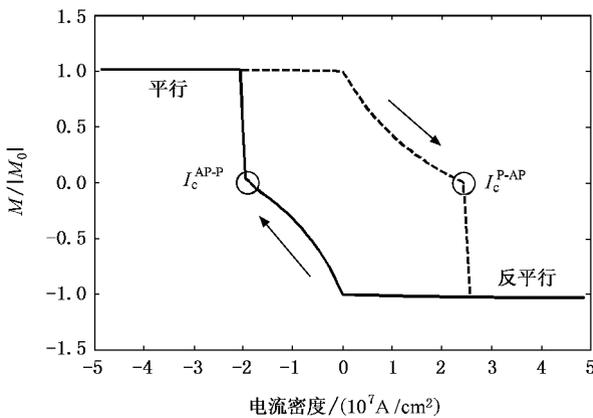


图 3 自由层总磁矩在直流电流下的稳态特性

目前 CIMS 器件离实际应用还有较大距离,主要限制之一是磁化翻转的临界电流密度过高.从本模型的结论可以看到,可通过减小自由层的初始的饱和磁矩(采用的饱和磁化强度小的材料,减小自由

层的厚度或横截面积),提高电子在自由层中的极化率及 FN/NM 界面的自旋相关散射系数,增加弛豫时间等方法来达到降低临界电流密度的目的.

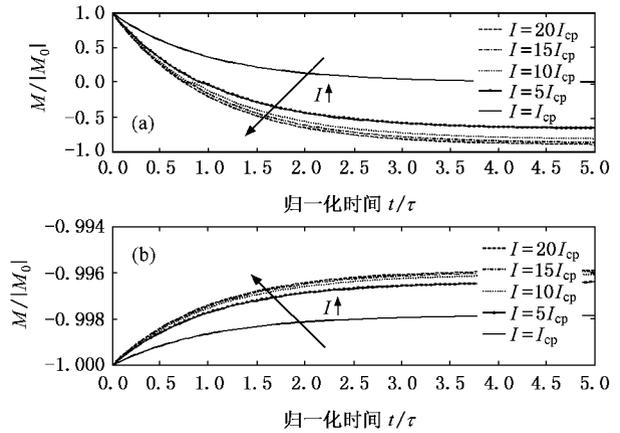


图 4 正向阶跃电流下,自由层总磁矩的动态变化过程.正向阶跃电流下,归一化的自由层总磁矩 (M/M_0) 的动态变化过程. (a) P 初始配置.自由层磁矩在正向电流作用下由正变为负,由平行于固定层变为反平行于固定层,且电流越大,翻转越快. (b) AP 初始配置.自由层磁矩在正向电流作用下保持为负,不发生翻转,电流大小对动态过程影响不大

4. 结 论

我们提出了一个基于磁动力学方程的宏观唯象模型,利用该模型对纳米级赝自旋阀结构中的 CIMS 效应进行了定性解释和定量模拟,所得结论和实验报道相符.与现有宏观唯象模型相比,本模型将巡游电子和铁磁层局域电子作为整体考虑,因此省去了二者相互作用的具体物理过程,模型简捷且物理意义清楚,对初始磁化方向和电流方向的四种不同配置情况都能给出符合实验结果的解释,尤其是从 P 到 AP 的情况,之前的模型没有给出清楚的解释.

由于我们的磁动力学方程中没有体现自旋的进动,这一缺陷使得模型不能解释某些实验现象,如自旋波发射效应^[3],这是本模型需要改进的一个方向.此外,自由层内的弛豫机理还有待更深入地研究,经验参数与理想参数的关系还需经过精确推导和计算.本模型经过修正可进一步处理外加磁场对 CIMS 效应的影响.这些问题将在后续的文章中作进一步讨论.

- [1] Guo Y , Gu B L , Yoshiyuki K 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1814 (in Chinese) [郭 永、顾秉林、川添良幸 2000 物理学报 **49** 1814]
- [2] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [3] Berger L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 9353
- [4] Bass J , Urazhdin S , Norman O B , Pratt W P 2004 *Phys. Stat. Sol. (a)* **201** 1379
- [5] Peng Z L , Han X F , Zhao S F , Wei H X , Du G X , Zhan W S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 0860 (in Chinese) [彭子龙、韩秀峰、赵素芬、魏红祥、杜关祥、詹文山 2006 物理学报 **55** 0860]
- [6] Tsoi M , Jansen A G M , Bass J , Chiang W C , Seck M , Tsoi I V , Wyder P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 4281
- [7] Wegrowe J E , Hoffer X , Guittienne Ph , Fábíán A , Gravier L , Wade T , Ansermet J Ph 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 6806
- [8] Fuchs G D , Emley N C , Krivorotov N I , Braganca P M , Ryan E M , Kiselev S I , Sankey J C , Ralph D C , Buhrman R A , Katine J A 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 1205
- [9] Albert F J , Emley N C , Myers E B , Ralph D C , Buhrman R A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 226802
- [10] Kaka S , Pufalla M R , Ripparda W H , William H , Silva T J , Russek S E , Katine J A , Carey M 2005 *J. Magn. Magn. Mater.* **286** 375
- [11] Peng X L , Xi H W , Granstrom E , Xue S 2005 *Phys. Rev. B* **72** 052403
- [12] Covington M , AlHajDarwish M , Ding Y , Rebei A , Parker G J , Gokemeijer N , Seigler M A 2005 *J. Magn. Magn. Mater.* **287** 325
- [13] Fert A , Crosa V , George J M , Grollier J , Jaffrès H , Hamzic A , Vaurès A 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **272-276** 1706
- [14] Heide C , Zilberman P E , Elliott R J 2001 *Phys. Rev. B* **63** 064424
- [15] AlHajDarwish M , Kurt H , Urazhdin S , Fert A , Loloee R , Pratt W P , Bass J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 157203
- [16] Urazhdin S , Birge N O , Pratt W P , Bass J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 1516
- [17] Levy M , Zhang S 2003 *Phys. Rev. B* **67** 104430
- [18] Guo J , Mansoor B A J 2005 *Phys. Rev. B* **71** 22440
- [19] Barnas J , Fert A , Gmitra M 2005 *Phys. Rev. B* **72** 024426
- [20] Jiang X , Zangwill A 2005 *Phys. Rev. B* **72** 01444
- [21] Sun J Z 2006 *IBM J. Res. & DEV* **50** 81

A macroscopic model of current-induced magnetization switching based on magnetic dynamic equation^{*}

Ren Min[†] Zhang Lei Hu Jiu-Ning Deng Ning Chen Pei-Yi

(Institute of Microelectronics , Tsinghua University , Beijing 100084 , China)

(Received 1 August 2006 ; revised manuscript received 20 October 2006)

Abstract

A macroscopic phenomenological model based on the magnetic dynamic equation was proposed to investigate spin-polarized current induced magnetization switching in a nano-scale pseudo-spin-valve structure. The movement and even reversal of the free layer's magnetization resulted from two factors, the net spin flux flowing into the free layer and the spin relaxation within it. The dynamic equation incorporated the spin-dependent scattering at the ferromagnetics/nonmagnetics interfaces, and the relaxation of spin accumulation in the ferromagnetic layer. Conditions of magnetization reversal and the corresponding critical currents were found by solving the dynamic equation analytically. The qualitative and quantitative results agree with most of experiments reported. According to the model, the influencing factors on the critical current were analyzed and the methods to improve device performances were pointed out.

Keywords : current induced magnetization switching , magnetic dynamic equation , spintronics

PACC : 7225 , 7360

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60606021) , the Specialized Research Found of the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20060003067) and the Key Fundamental Research Foundation of Tsinghua University (Grant No. Jz2001010).

[†] E-mail : m02@mails.tsinghua.edu.cn