

用外磁场控制电流感应磁化翻转效应中的 临界电流方法*

张 磊[†] 任 敏 胡九宁 邓 宁 陈培毅

(清华大学微电子学研究所, 北京 100084)

(2007 年 5 月 14 日收到, 2007 年 8 月 30 日收到修改稿)

应用基于磁动力学方程的宏观唯象模型, 研究了弱外磁场下纳米尺度赝自旋阀结构的电流感应磁化翻转效应. 在统一考虑铁磁/非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后, 给出了赝自旋阀结构在弱外磁场下的磁化翻转条件和临界电流. 对该效应的数值计算解释了弱外磁场下赝自旋阀结构的电阻-电流回线的偏移, 并给出了用外磁场控制电流感应磁化翻转效应中的临界电流方法.

关键词: 电流感应磁化翻转, 外磁场, 临界电流, 赝自旋阀

PACC: 7225, 7360

1. 引 言

1996 年, Slonczewski^[1] 和 Berger^[2] 分别从理论上预言了电流感应磁化翻转 (current induced magnetization switching, 简记为 CIMS) 效应, 指出在纳米尺度的赝自旋阀结构中, 铁磁层的磁化方向可以由垂直于该膜的自旋极化电流引起翻转, 而无须外加磁场. 他们认为引起这一现象的原因是由铁磁/非磁界面处自旋相关散射造成的从自旋极化电流到铁磁层磁矩的自旋转移. 而 Heide 等^[3] 则认为, 电流通过赝自旋阀结构时产生的自旋积累所引发的层间磁耦合是铁磁层磁化方向翻转的原因. 近来的理论模型趋向于统一考虑界面散射、自旋积累、自旋弛豫等自旋相关输运过程^[4-6]. 由于基于 CIMS 效应的器件操作摆脱了对外加磁场的依赖, 具有功耗小、速度快、结构简单和集成度高等诸多优点, 有着广阔的应用前景, 因此 CIMS 实验方面的研究引起了广泛的关注^[7-14]. 实验表明, 产生 CIMS 效应的磁结构在其电阻-电流 ($R-I$) 曲线中存在明显的回线. 该电阻的突变对应着赝自旋阀结构中自由层磁化方向的翻转, 此时的电流被称为临界电流. 一般在无外加磁场的情况下, 磁结构组态从平行到反平行和从反平行

到平行翻转的临界电流 $I_c^{P \rightarrow AP}$ 和 $I_c^{AP \rightarrow P}$ 是不相等的.

尽管基于 CIMS 效应的器件可以在没有外磁场的条件下工作, 但是研究外磁场下的 CIMS 效应有助于更加清晰地了解该效应的物理机制并拓展其应用前景. 为此, 一些小组从实验^[12, 15-20] 和理论^[19] 方面分别研究了外磁场对 CIMS 效应, 特别是对其临界电流的影响. 在这些实验中发现, 外磁场对赝自旋阀结构的 $R-I$ 曲线的影响可以分为两个阶段. 第一阶段是在弱外磁场下赝自旋阀结构的 $R-I$ 曲线仍然有回线, 即磁结构的组态翻转为不可逆且突变的, 但回线会随着外加磁场的变化而左右偏移. 通过确定适当的外磁场值, 可以使 $I_c^{P \rightarrow AP}$ 和 $I_c^{AP \rightarrow P}$ 相等, 这对 CIMS 效应在存储器等方面的应用有着实际意义. 第二阶段是在强外磁场下赝自旋阀结构的 $R-I$ 曲线也发生偏移, 但是回线消失. 磁结构的组态翻转为可逆且渐变的, 不存在原有意义上的临界电流.

本文将着重讨论用外磁场控制 CIMS 效应中临界电流的方法. 根据上述的原因, 所加外磁场限定在一定阈值以下. 我们利用以磁动力学方程为基础建立的模型^[21], 从理论上求解了弱外磁场下自由层的磁动力学方程. 根据该模型计算并讨论了弱外磁场对 CIMS 效应中的翻转条件和临界电流的影响.

* 国家自然科学基金 (批准号 60606021) 国家重点基础研究发展规划 (批准号 2006CB921106)、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基金 (批准号 JZ2001010) 资助的课题.

[†] E-mail: zhanglei97@mails.tsinghua.edu.cn

2. 理论模型

本模型以铁磁/非磁/铁磁金属膜自旋阀结构(图 1)为研究对象.由图 1 可见,两层材料相同但厚度不同的铁磁金属膜分别充当固定层和自由层,固定层足够厚,其磁化方向在一般强度的外磁场和电流下不会翻转.中间由厚度适当的非磁金属充当隔离层以减小铁磁层间的耦合作用.本模型中磁结构的横向尺寸为几十到几百纳米,截面为椭圆形.由于铁磁膜平面内的各向异性,磁化方向通常被限制在椭圆的长轴方向.在理论计算中,自由层经常被假定为单个磁畴^[12, 15-17, 22, 23].模型中定义固定层的磁化方向为磁矩的正方向;电子从自由层流向固定层为电流的正方向;其他细节参见文献[21].将自由层中巡游电子和 3d 电子的磁矩看作一个整体,则总磁矩 M 的变化由流入自由层的净自旋流和自由层内的自旋积累与自旋弛豫两项引起.电流与磁矩的相互作用主要存在以下两种机制:电流产生磁场(奥斯特场)机制和自旋转移扭矩机制.一般而言,在 100 nm 以下尺度的器件中后一种机制更显著^[24],因此本模型将主要考虑自旋转移扭矩机制.

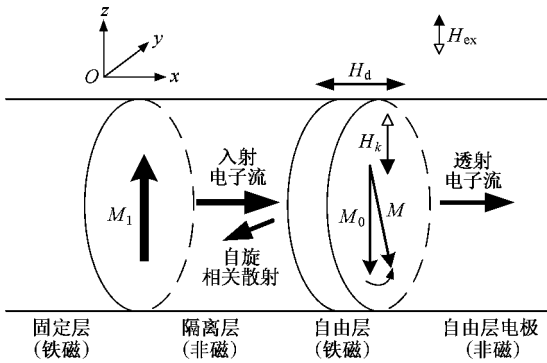


图 1 铁磁(固定层)/非磁(隔离层)/铁磁(自由层)的膜自旋阀结构示意图

自由层内的有效场包括外加磁场 H_{ex} , 自由层内的各向异性场 H_k 和退磁场 H_d 三项.若采用图 1 所示坐标系,以固定层磁化方向 M_1 为 z 轴正向,正电流方向为 x 轴正向,则 H_{ex} 和 H_k 在 $y-z$ 平面内.在椭圆薄膜中 H_k 平行于椭圆的长轴方向,而 H_{ex} 通常人为地与固定层磁化方向平行或反平行,所以下面提到的 H_{ex} 和 H_k 都取与 z 轴平行或反平行方向.本模型中自由层可以视作无限大平面,因此 H_d 方向

与自由层垂直,即平行于 x 轴方向.在外磁场远小于自由层内的各向异性场时($|H_{ex}| \ll |H_k|$),铁磁层的磁化率近似为常数.考虑外磁场的作用并忽略外磁场引起的非磁金属的极化,从 M 的磁动力学方程^[21]可以得到

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{\mu_B}{e}(\eta_1 - \eta_2)I - \frac{H_k + H_{ex}}{H_k} \frac{M - M_0}{\tau} \quad (1)$$

这里 M 是自由层内的总磁矩 M 在 z 轴的投影, M_0 是无电流时自由层的平衡磁矩. τ 是外磁场为零时自由层内的总磁矩偏离初始平衡状态向准平衡态弛豫的弛豫时间,该弛豫包含了 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效应.假设自旋流在界面处连续,则自由层内总磁矩自旋弛豫的直接原因不是界面吸收而是自由层体内磁矩的弛豫过程. τ 可以通过动力学方程中 Gilbert 项的 z 分量来计算,用等效的磁弛豫时间近似,一般估计约为 10^{-9} s^[24].自由层内的有效场在 z 轴的投影只包含 H_{ex} 和 H_k 两项. H_{ex} 平行于固定层的磁化方向时为正,反平行于固定层的磁化方向时为负. H_k 在磁结构平行组态中为正,在磁结构反平行组态中为负. η_1 为隔离层/自由层界面处位于隔离层中的自旋流极化率, η_2 为自由层电极/自由层界面处位于自由层电极中的自旋流极化率. η_1 和 η_2 与固定层和自由层的磁化有关,还与电子在铁磁/非磁界面的自旋相关散射(或自旋过滤效应)有关. η_1 和 η_2 决定了自由层内自旋的积聚速率,该速率越大则临界电流越小.利用自旋流连续性条件和界面处的电势关系, η_1 和 η_2 可以通过解扩散方程得到^[21].

电流正向时(1)式的瞬态解为

$$M = M_\infty - (M_\infty - M_0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2)$$

式中

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

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

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

$$\tau_H = \tau \frac{H_k}{H_k + H_{ex}}$$

这里 η_0 为铁磁层饱和磁矩决定的自旋极化率,参数

β 用来表征界面处的自旋相关散射. 一般而言, 电流在非磁金属隔离层界面产生的自旋极化总小于在磁性金属薄膜中产生的自旋极化, 因此有 $\beta < \eta_0$.

至此, 界面散射已经由 β 以及 η_1 和 η_2 的关系引入到磁动力学方程中, 进而可以解出临界电流. 在弱外磁场下, 正向电流只会引起磁结构从平行组态向反平行组态的翻转^[21], 磁化翻转的临界电流为

$$I_c^{\text{P-AP}} = \frac{M_0 e}{\mu_B \beta \tau_H}. \quad (3)$$

电流为负向时 (1) 式的瞬态解与 (2) 式形式相同, 其中

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

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

在弱外磁场下, 负向电流只会引起磁结构从反平行组态向平行组态的翻转^[21], 磁化翻转的临界电流为

$$I_c^{\text{AP-P}} = \frac{M_0 e}{\mu_B \eta_0 \tau_H}. \quad (4)$$

由于有效场的变化, 当施加的外场与固定层总磁矩方向相同 (相反) 时, 磁结构倾向于达成平行 (反平行) 配置的稳态, 因此在不同的外场下临界电流也不同. 从 (2) 式可以看到该瞬态解稳定的必要条件是 $\tilde{\tau} > 0$, 也就是要

$$\frac{H_k}{H_k + H_{\text{ex}}} > 0.$$

这在 $|H_{\text{ex}}| \ll |H_k|$ 的假设下是自然满足的. 这时赝自旋阀结构存在不可逆且突变的组态翻转, 构成 $R-I$ 曲线中的回线. 随着外磁场逐渐增大至超过某一阈值 $\tilde{\tau} > 0$ 的条件则不再被满足, 自由层要翻转至与外场相反的方向并稳定住很难, 需要较大的驱动电流. 因此对于某一给定的电流, 平行和反平行配置中只有一种是稳定的. 此时仍然可以看到电流驱动的磁结构组态转变, 但该转变是可逆且渐变的, 没有先前意义上的临界电流^[19].

3. 讨 论

本文的数值计算基于 $\text{Co}(20 \text{ nm})/\text{Cu}(4 \text{ nm})/\text{Co}(3 \text{ nm})$ 组成的赝自旋阀结构, 其横截面为 $150 \text{ nm} \times 70 \text{ nm}$ 的椭圆. 模拟中使用的经验参数为 $\mu_0 M_s =$

$1.6 \text{ T}^{[22]}$, $\eta_0 = 0.3$, $\beta = 0.24$, $\tau = 10^{-9} \text{ s}^{[24]}$, $|H_k| = 1.2 \times 10^4 \text{ A/m}$, 计算了弱外磁场下 (从 $-1.6 \times 10^3 \text{ A/m}$ 到 $1.6 \times 10^3 \text{ A/m}$, 满足 $|H_{\text{ex}}| \ll |H_k|$) 自由层内总磁矩在 z 轴上的投影 M 与电流 I 之间的关系, 结果如图 2 所示.

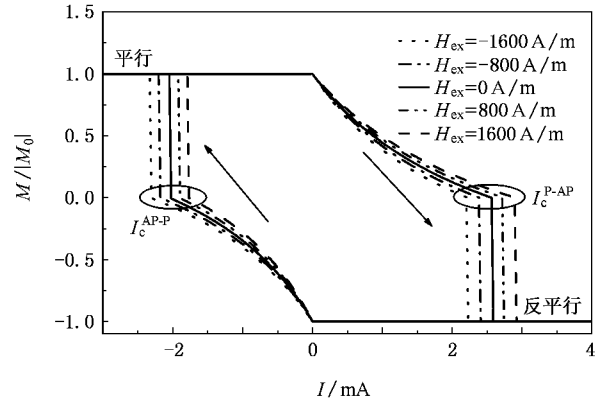


图 2 在弱外磁场 (从 $-1.6 \times 10^3 \text{ A/m}$ 到 $1.6 \times 10^3 \text{ A/m}$) 下, 归一化的自由层内总磁矩在 z 轴上的投影 $M/|M_0|$ 与电流 I 的关系

下面分三种情况讨论外磁场对赝自旋阀结构中临界电流的影响.

3.1. 当 $H_{\text{ex}} = 0$ 时 (无外磁场)

磁结构的 $M-I$ 曲线构成回线, $I_c^{\text{AP-P}}$ 为负而 $I_c^{\text{P-AP}}$ 为正. 由于一般情况下 $\beta < \eta_0$, 因此 $|I_c^{\text{AP-P}}| < I_c^{\text{P-AP}}$. 临界电流的这种不对称性可以用磁动力学方程中自旋扭矩项和阻尼项的能量竞争来解释. 只有当电流引起的自旋扭矩项大于阻尼项时, 自由层总磁矩才经过弛豫发生翻转. 对于正向和反向翻转, 阻尼项是相同的. 当磁结构组态从平行到反平行时, 设固定层总磁矩向上, 流入和流出自由层的电子分别为非极化和自旋向上电子. 自由层中的自旋积累较慢 ($\eta_1 - \eta_2$ 较小), 自旋扭矩较小, 因而需要较大的临界电流才能使自由层磁化方向翻转. 当磁结构组态从反平行到平行时, 流入和流出自由层的电子分别为自旋向上和自旋向下电子. 自由层中的自旋积累较快 ($\eta_1 - \eta_2$ 较大), 自旋扭矩较大, 因而只要较小的临界电流就能使自由层磁化方向翻转. 因此, 一般在无外场时

$$|I_c^{\text{AP-P}}| < I_c^{\text{P-AP}}.$$

3.2. 当 $H_{\text{ex}} > 0$ 时 (外磁场平行于固定层的磁化方向)

随着正向外磁场 H_{ex} 的增强, $|I_c^{\text{AP-P}}|$ 减小而

I_c^{P-AP} 增大, $M-I$ 回线整体向右(正电流方向)偏移.这是由于平行于固定层磁化方向的外磁场有利于磁结构从反平行组态翻转为平行组态,而不利与磁结构从平行组态翻转为反平行组态.由于所加外磁场很小,因此 I_c^{AP-P} 不会减小到零.此外,由于一般情况下 $\beta < \eta_0$, 因此

$$\left| \frac{\partial I_c^{AP-P}}{\partial H_{ex}} \right| < \frac{\partial I_c^{P-AP}}{\partial H_{ex}},$$

即随着正向外磁场的增大, $|I_c^{AP-P}|$ 减小的速度小于 I_c^{P-AP} 增大的速度, 回线所围的面积逐渐增大.

3.3. 当 $H_{ex} < 0$ 时(外磁场反平行于固定层的磁化方向)

随着反向外磁场 H_{ex} 的增强, $|I_c^{AP-P}|$ 增大而 I_c^{P-AP} 减小, $M-I$ 回线整体向左(负电流方向)偏移.这是由于反平行于固定层磁化方向的外磁场有利于磁结构从平行组态翻转为反平行组态,而不利与磁结构从反平行组态翻转为平行组态.由于所加外磁场很小,因此 I_c^{P-AP} 不会减小到零.此外,同样有

$$\left| \frac{\partial I_c^{AP-P}}{\partial H_{ex}} \right| < \frac{\partial I_c^{P-AP}}{\partial H_{ex}},$$

即随着负向外磁场的增大, $|I_c^{AP-P}|$ 增大的速度小于 I_c^{P-AP} 减小的速度, 回线所围的面积逐渐减小.

在准静态测量中,磁结构的 $M-I$ 曲线和 $R-I$ 曲线有着相似的形状和相同的临界电流,如图 3 所示.因此,从图 2 中得到的外磁场对磁结构 $M-I$ 回线的影响的结论也适用于 $R-I$ 回线.这些模拟结果与已报道的实验符合很好^[12, 15-20].

在实际应用中一般希望在所加电流方向相反时, 膜自旋阀结构组态翻转的临界电流大小相同.由上述讨论可知,为了得到对称的组态翻转特性,即

$|I_c^{AP-P}| = I_c^{P-AP}$ 需要使 $R-I$ 回线向左偏移.这时要加上一反向外磁场

$$H_{ex} = -\frac{\eta_0 - \beta}{\eta_0 + \beta} |H_k|. \quad (5)$$

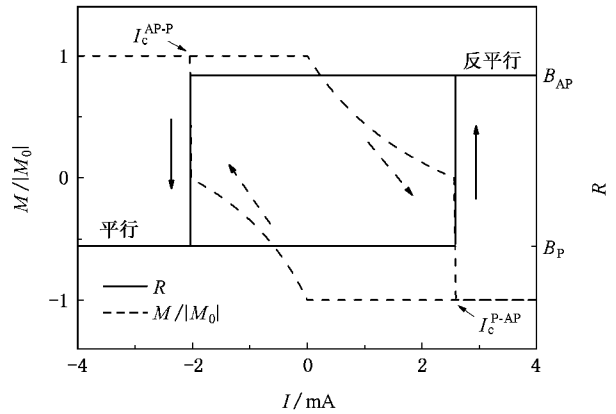


图 3 归一化的自由层内总磁矩在 z 轴上的投影 $M/|M_0|$ 和电阻 R 与电流 I 的关系

4. 结 论

本文利用基于磁动力学方程的宏观唯象模型,从理论上研究了弱外磁场下纳米尺度膜自旋阀结构中的 CIMS 效应.通过计算弱外磁场下膜自旋阀结构的自由层磁矩和临界电流,阐释了外磁场对 $R-I$ 曲线的影响和对磁化翻转临界电流的控制作用.当外加与固定层磁化方向相同的弱外磁场时, $R-I$ 回线会向右(正电流方向)偏移;当外加与固定层磁化方向相反的弱外磁场时, $R-I$ 回线会向左(负电流方向)偏移.本文的理论解释和计算结果与已经报道的实验结果符合很好.最后还给出了使膜自旋阀结构的正向和负向临界电流大小相等的条件.

[1] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
 [2] Berger L 1996 *Phys. Rev.* **B 54** 9353
 [3] Heide C, Zilberman P E, Elliott R J 2001 *Phys. Rev.* **B 63** 064424
 [4] Shpiro A, Levy P M, Zhang S 2003 *Phys. Rev.* **B 67** 104430
 [5] Guo J, Jalil M B A 2005 *Phys. Rev.* **B 71** 224408
 [6] Barnaś J, Fert A, Gmitra M 2005 *Phys. Rev.* **B 72** 024426
 [7] Tsoi M, Jansen A G M, Bass J, Chiang W C, Seck M, Tsoi V, Wyder P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 4281
 [8] Wegrowe J E, Hoffer X, Guittienne P, Fábíán A, Gravier L, Wade T, Ansermet J P 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 6806

[9] Albert F J, Emley N C, Myers E B, Ralph D C, Buhrman R A 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 226802
 [10] 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
 [11] Fert A, Crosa V, George J M, Grollier J, Jaffrès H, Hamzic A, Vaurès A 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **272** 1706
 [12] Peng X L, Xi H W, Granstrom E, Xue S 2005 *Phys. Rev.* **B 72** 052403
 [13] Covington M, Alhajarwish M, Ding Y, Rebei A, Parker G J,

- Gokemeijer N, Seigler M A 2005 *J. Magn. Magn. Mater.* **287** 325
- [14] 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
- [15] Katine J A, Albert F J, Buhrman R A, Myers E B, Ralph D C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149
- [16] Albert F J, Katine J A, Buhrman R A, Ralph D C 2000 *Appl. Phys. Lett.* **77** 3809
- [17] Özyilmaz B, Kent A D, Monsma D, Sun J Z, Rooks M J, Koch R H 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 067203
- [18] Urazhdin S, Birge N O, Pratt W P Jr, Bass J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 146803
- [19] Grollier J, Cros V, Jaffres H, Hamzic A, George J M, Faini G, Youssef J B, Gall H L, Fert A 2003 *Phys. Rev. B* **67** 174402
- [20] Deac A, Lee K J, Liu Y, Redon O, Li M, Wang P, Nozières J P, Dieny B 2006 *Phys. Rev. B* **73** 064414
- [21] Ren M, Zhang L, Hu J N, Deng N, Chen P Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2863 (in Chinese) [任 敏、张 磊、胡九宁、邓 宁、陈培毅 2007 物理学报 **56** 2863]
- [22] Xiao J, Zangwill A, Stiles M D 2005 *Phys. Rev. B* **72** 014446
- [23] Urazhdin S, Loloee R, Pratt W P Jr 2005 *Phys. Rev. B* **71** 100401
- [24] Sun J Z 2006 *IBM J. Res. Dev.* **50** 81

The control of the crucial current in current-induced magnetization switching with an external magnetic field^{*}

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

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

(Received 14 May 2007 ; revised manuscript received 30 August 2007)

Abstract

The current induced magnetization switching (CIMS) in a nano-scale pseudo-spin-valve (PSV) structure at low external magnetic field is investigated using a macroscopic phenomenological model based on the magneto-dynamic equation. Magnetization reversal conditions and the corresponding critical currents are obtained by considering both the spin-dependent scattering at the ferromagnetic/nonmagnetic interfaces and the relaxation of spin accumulation in the ferromagnetic layer. The movement of the resistance-current hysteresis of the PSV structure at low external magnetic field are explained by the calculation. The way to control the crucial current in the CIMS effect with an external magnetic field is also suggested.

Keywords : current induced magnetization switching , external magnetic field , critical current , pseudo-spin-valve

PACC : 7225 , 7360

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60606021), the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2006CB921106), the Doctoral Program Foundation of Institution of Higher Education of China (Grant No. 20060003067) and the Fundamental Research Foundation of Tsinghua University, China (Grant No. JZ2001010).

[†] E-mail : zhanglei97@mails.tsinghua.edu.cn