

# 电流感应磁化翻转效应的改进的系综模型<sup>\*</sup>

张磊<sup>†</sup> 胡九宁 任敏 董浩 邓宁 陈培毅

(清华大学微电子学研究所, 北京 100084)

(2008 年 4 月 16 日收到, 2008 年 7 月 2 日收到修改稿)

运用宏观双通道扩散模型研究了赝自旋阀结构中的自旋相关输运过程, 考虑到磁化强度矢量的横向分量的影响, 建立了自由层磁化强度矢量的动力学方程, 利用自旋流连续和化学势差连续作为边界条件, 理论计算求解了电流感应磁化翻转效应中的临界电流, 解释了铁磁层和非磁层电导率匹配问题和纵向场对电流感应磁化翻转效应中临界电流的影响.

关键词: 赝自旋阀, 电导率匹配, 自旋转移扭矩, 电流感应磁化翻转效应

PACC: 7225, 7360

## 1. 引言

Slonczewski<sup>[1]</sup>和 Berger<sup>[2]</sup>于 1996 年分别提出的一种新的物理效应——电流感应磁化翻转(current induced magnetic switching, CIMS)效应, 即在不需外加磁场的情况下, 当垂直注入纳米尺度赝自旋阀结构中的电流大小超过一定阈值(临界电流)之后, 铁磁层的磁化方向可以由注入的自旋极化电流引起翻转. 此后电流感应磁化翻转效应在实验和理论上得到了广泛的关注<sup>[3-9]</sup>. 由于电流感应磁化翻转效应可在无外磁场的情况下发生, 因而在构建非挥发存储器方面有着广泛的应用前景<sup>[10, 11]</sup>. 注入和流出自由层的自旋流对于自由层自旋积累和磁化改变具有决定性影响, 因此自由层边界的处理十分重要. 目前主要的处理方法是考虑界面的自旋相关散射, 典型的方法之一是引入了自旋相关界面电阻<sup>[6]</sup>. 该方法可以得到与实验一致的结果, 但是需要引入额外参数, 界面电阻及极化因子. 本文运用扩散理论建立模型研究赝自旋阀结构中的自旋相关输运过程, 考虑了自由层磁化强度矢量的横向分量的影响, 建立了自由层磁化强度矢量的动力学方程, 边界条件由自旋流连续和化学势差连续条件确定, 它只需要材料本身的参数, 得到的结果与电阻失配理论和实验结

果符合.

## 2. 磁动力学方程

本文所研究的赝自旋阀结构如图 1 所示. 多层膜横向尺度在几十到几百纳米之间, 顶电极和底电极为非磁性金属膜, 自由层和固定层为磁性金属膜. 由于材料和(或)厚度的不同, 固定层的磁化方向被钉扎, 而自由层的磁化方向可以改变. 隔离层为非磁性金属. 通过选择隔离层的厚度, 可以使铁磁层间的耦合作用最弱. 设自由层易磁轴方向为  $z$  方向, 多层膜的法向为  $x$  方向, 电子由自由层流向固定层为电流正向, 其他模型细节详见文献<sup>[12]</sup>.

将自由层的磁化强度矢量分解为横向分量( $m_x$ 和 $m_y$ )和纵向分量( $m_z$ ). 模型显示: 磁化纵向分量的变化对导致发生 CIMS 效应起到关键作用. 本模型中假设自由层磁化强度矢量的模的平方( $m_s^2 = m_x^2 + m_y^2 + m_z^2$ ,  $m_s$  为材料饱和磁化强度)守恒, 则自由层中磁化强度矢量的横向分量的变化会影响纵向分量的大小, 进而也会对 CIMS 效应作出贡献. 在系综模型中, 自由层被看作一个量子系统. 自由层的磁化强度矢量( $m$ )可以表示为  $n$  个独立自旋的叠加, 形成自旋系综, 表示为  $m = \sum_i m_i$ , 其中  $n$  为自由层中自旋总数<sup>[13]</sup>.  $m_i$  为自由层中序号为  $i$  的单元自

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 60606021), 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20060003067)和国家重点基础研究发展计划(973)项目(批准号: 2006CB921106)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: zhanglei97@mails.tsinghua.edu.cn

旋,  $\sum_i$  包括了自由层中的所有单元自旋. 设自由层磁化强度矢量与  $z$  方向的夹角为  $\theta$ , 与  $x$ - $y$  平面的夹角为  $\varphi$ . 进一步假设各独立自旋沿  $\varphi$  角对称分布, 结果  $m_x = m_y = \sum_i m_{ix} = 0$ . 这符合量子力学的基本要求.

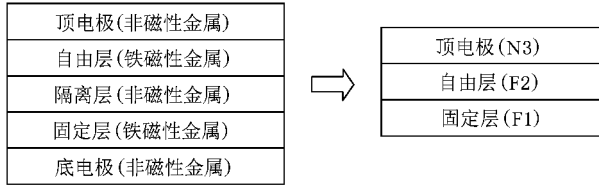


图 1 纳米尺度自旋阀结构示意图与等效图

根据自旋流连续性方程<sup>[14-16]</sup>, 自旋流的空间不均匀分布导致了自由层磁化强度矢量的磁动力学过程, 自旋流的差异可写作积分形式:

$$\begin{aligned} N_{st} &= \int_V \frac{\nabla \cdot \mathbf{j}_s}{e} dV = - \frac{V(j_{sl} - j_{sr})}{t \cdot e} \\ &= - \frac{I}{e} \Delta P, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $t$  和  $V$  分别是自由层的厚度和体积,  $j_{sl}$  和  $j_{sr}$  分别是自由层左、右界面的自旋电流密度,  $I$  为流过自由层的电流,  $\Delta P$  为自由层两界面处自旋极化率的差,  $e$  为电子电荷. 将自由层中电流感应的自旋转移扭矩 (STT) 分为相互垂直的两个分量,

$$\begin{aligned} \Gamma_{\perp} &= - \frac{\hbar}{2e} \Delta P \gamma \mathbf{z} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{z}), \\ \Gamma_{\parallel} &= - \frac{\hbar}{2e} \Delta P \gamma \mathbf{z} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{z}). \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $\hbar$  为普朗克常数,  $\gamma$  为旋磁比.  $\mathbf{M}$  为固定层磁化方向的单位矢量,  $\mathbf{M}$  与  $z$  的夹角为  $\theta_0$ , 则  $\cos \theta_0 = \mathbf{M} \cdot \mathbf{z}$ .

将自旋转移扭矩引入到 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程中, 阻尼项采用 Gilbert 形式, 自旋转移扭矩项与固定层磁化方向一致, 则自由层磁化强度矢量  $\mathbf{m}$  的动力学方程为<sup>[13]</sup>

$$\begin{aligned} V \frac{d\mathbf{m}}{dt} &= \frac{d}{dt} \sum_i \mathbf{m}_i \\ &= - \sum_i \left[ \gamma \mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \alpha \mathbf{m}_i \times \frac{d\mathbf{m}_i}{dt} \right] \\ &\quad - \frac{\gamma \hbar \Delta P I}{2e} \mathbf{M}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\alpha$  为 Gilbert 阻尼系数,  $\mathbf{m}_i$  为与  $\mathbf{m}_i$  方向相同的单位矢量. 有效场  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{app}} + \mathbf{H}_k + \mathbf{H}_c$ ,  $\mathbf{H}_{\text{app}}$  为沿  $z$

方向所加的外磁场.  $\mathbf{H}_k = \kappa m_z \mathbf{z}$  为  $z$  方向的各向异性场, 其中  $\kappa = H_{k0}/m_s$ ,  $H_{k0}$  为各向异性场强度.  $\mathbf{H}_c = \zeta \mu_0 \mathbf{M}$  为耦合场, 产生于固定层和自由层间的交换作用.  $\mu_0$  为真空磁导率,  $\zeta$  为实验常数因子,  $\mathbf{M}$  为固定层磁化强度矢量. 对 (3) 式进行一阶近似, 得到

$$\begin{aligned} V \frac{d\mathbf{m}}{dt} &= - \sum_i \left[ \gamma \mathbf{m}_i \times \left( \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha \hbar \Delta P I}{2e m_s} \mathbf{M} \right) \right. \\ &\quad \left. + \gamma \alpha \mathbf{m}_i \times (\mathbf{m}_i \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) \right] - \frac{\gamma \hbar \Delta P I}{2e} \mathbf{M} \quad (4) \end{aligned}$$

相应地, 自由层磁化强度矢量的纵向分量为

$$\begin{aligned} \frac{dm_z}{dt} &= - \frac{\gamma \alpha \hbar \Delta P I \sin \theta_0 \bar{m}_{\varphi}}{2e V m_s} \\ &\quad + \gamma \alpha [H_z + (\kappa + 2\pi) m_z] m_s \left( \frac{m_{\varphi}^2}{m_s^2} \right) \\ &\quad - \frac{\gamma \hbar \Delta P I \cos \theta_0}{2e V}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $\bar{m}_{\varphi}$  为  $m$  横向分量的平均值,  $H_z = H_{\text{app}} + H_c \cos \theta_0$ . 当方程中的对时间求导项为零时, 可以得到稳态解, 由状态的不稳定条件可以得到临界电流. 其中的  $\Delta P$  可由边界条件确定.

### 3. 边界条件

本模型应用双通道扩散理论, 以自旋流连续和电化学势差连续作为边界条件. 该边界条件隐含着电荷流连续条件. 电中性条件在非磁、铁磁层中一般是满足的, 在界面不满足. 非平衡时, 自旋向上和向下电子的电化学势在界面处分裂. 根据扩散方程, 电荷电流  $j_e$  和自旋电流  $j_s$  分别为<sup>[17]</sup>

$$j_e = 2e D_0 \rho_0 (1 + \beta \eta) \frac{dV_0(x)}{dx}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} j_s &= 2e D_0 \rho_0 (\beta + \eta) \frac{dV_0(x)}{dx} \\ &\quad - \frac{2D_0(1 - \beta^2)}{l_{sf}} (A e^{x/l_{sf}} - B e^{-x/l_{sf}}), \end{aligned} \quad (7)$$

电化学势的自旋相关分裂  $\Delta\mu^-$  为

$$\Delta\mu^- = \frac{(A e^{x/l_{sf}} + B e^{-x/l_{sf}}) (1 + \eta \beta)}{\rho_0 (1 - \eta^2)}, \quad (8)$$

其中  $\rho_0 = (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})/2$  为平均自旋相关态密度,  $D_0 = (D_{\uparrow} + D_{\downarrow})/2$  为平均自旋相关扩散系数, 极化因子  $\eta = (\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow})/(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})$ ;  $\beta = (D_{\uparrow} - D_{\downarrow})/(D_{\uparrow} + D_{\downarrow})$ .  $V_0$  为外加偏压,  $l_{sf}$  为自旋扩散长度.  $A, B$  为待定常数. 由电荷电流连续条件, 取  $j_e = 2j_0$  为常数,

自旋流极化因子  $P = (\beta + \eta)(1 + \beta\eta)$ . 则

$$j_s = 2j_0 P - \frac{2D_0(1 - \beta^2)}{l_{sf}} \{ A e^{x/l_{sf}} - B e^{-x/l_{sf}} \}. \quad (9)$$

通过在各个界面处求解 (8) 和 (9) 式, 应用边界条件  $j_{s1} = j_{s2}$  和  $\Delta\mu_1^- = \Delta\mu_2^-$ , 可以确定常数  $A$  和  $B$ .

假设隔离层足够薄, 以至它引起自旋流极化因子改变可以忽略, 我们将固定层/隔离层/自由层简

$$\tilde{A}_2 = \frac{A_2}{\rho_2 j_0} = \frac{(G_1 + G_2)P_2 e^{L/l_{sf}} + (G_2 - G_n)(P_1 - P_2)}{(G_1 + G_2)(G_2 + G_n)e^{2L/l_{sf}} + (G_1 - G_2)(G_2 - G_n)}, \quad (11)$$

$G_x = D_x \rho_x / l_x$  为各层的等效电导率<sup>[17]</sup>,  $x = 1, 2, n$  分别代表固定层、自由层和隔离层.  $P_x = (\beta_x + \eta_x)(1 + \beta_x \eta_x)$  为各层的体自旋流极化率,  $x = 1, 2$  分别代表固定层和自由层.  $\rho_x = \rho_0(1 - \eta_x^2)(1 + \beta_x \eta_x)$ ,  $D_x = D_0(1 - \beta_x^2)$ .  $L$  为自由层的厚度.

若固定层和自由层采用同种材料, 则  $G_1 = G_2 \equiv G_m$ , 上式中分母的第二项忽略, 简化为

$$P_{12} = \frac{P_1 + P_2}{2} - \frac{2G_m P_2 e^{L/l_{sf}} + (G_m - G_n)(P_1 - P_2)}{\chi(G_m + G_n)e^{2L/l_{sf}}}. \quad (12)$$

如果  $L \gg l_{sf}$ , 即自由层很厚的情况,  $P_{12} = \frac{P_1 + P_2}{2}$ .

如果  $L \ll l_{sf}$ ,

$$P_{12} = \frac{P_1 + P_2}{2} - \frac{2G_m P_2 + (G_m - G_n)(P_1 - P_2)}{\chi(G_m + G_n)}.$$

若非磁材料电导率与铁磁体电导率匹配 ( $G_m = G_n$ ), 自旋流极化率约为  $P_1/2$ ; 若比铁磁金属大很多, 自旋流极化率接近  $P_1$ ; 若电导远小于铁磁金属, 自旋极化率接近 0. 当非磁性金属充当隔离层时, 为电导较为匹配的情况, 比较容易观察到电流感应磁化翻转效应. 而当简并半导体充当隔离层时, 即对应电导失配情况, 将很难观察到电流感应磁化翻转效应. 该结果和电导失配理论的结论是一致的<sup>[18]</sup>.

以同样的方法处理界面  $F2|N3$  处的自旋流极化, 得到

$$P_{23} = \frac{G_2(P_1 - P_2)}{G_1 + G_2} e^{-L/l_{sf}} + \frac{G_n P_2}{G_2 + G_n}. \quad (13)$$

同样在  $G_1 = G_2 \equiv G_m$  时,

$$P_{23} = \frac{(P_1 - P_2)}{2} e^{-L/l_{sf}} + \frac{G_n P_2}{G_2 + G_n}. \quad (14)$$

化为界面  $F1|F2$  (图 1). 考虑  $F1|F2$  界面和  $F2|N3$  界面的边界条件, 可以得到  $F1|F2$  界面处的自旋流极化率

$$P_{12} = \frac{j_s}{j_e} = \frac{G_2 P_1 + G_1 P_2}{G_1 + G_2} - \frac{2G_1 G_2}{G_1 + G_2} \tilde{A}_2. \quad (10)$$

其中

对于电流磁开关, 自由层的自旋流极化会随电流变化, 一般来说  $P_1 \neq P_2$ . 自旋流处于平行组态, 通正向电流时,  $P_2 < P_1$ . (14) 式中第一项使  $F2|N3$  界面自旋流极化率获得一增量, 自由层越厚, 此增量越小, 这体现了固定层对自由层的耦合作用. (14) 式中第二项表明当电导匹配时,  $F2|N3$  界面自旋流极化率的固定部分为自由层平衡自旋流极化率的一半 ( $P_2/2$ ). 同时, 对于极高电导的非磁性金属, 可以获得接近  $P_2$  的自旋极化注入, 而高阻非磁材料, 如半导体, 自旋注入效率将非常低 (接近于零), 这个结果与从  $F1|F2$  界面处得到的结论一致.

如果  $L \gg l_{sf}$ , 即自由层很厚的情况,  $P_{23} = \frac{G_n P_2}{G_m + G_n}$ . 对于电导匹配情况  $G_m = G_n$ ,  $P_{23} = P_2/2$ .  $G_m \gg G_n$  时,  $P_{23}$  接近于 0;  $G_m \ll G_n$  时,  $P_{23}$  接近于  $P_2$ .

如果  $L \ll l_{sf}$ ,  $P_{23} = \frac{P_1 - P_2}{2} + \frac{G_n P_2}{G_m + G_n}$ . 对于电导匹配情况  $G_m = G_n$ ,  $P_{23} = P_1/2$ .  $G_m \gg G_n$  时,  $P_{23} = \frac{P_1 - P_2}{2}$ ;  $G_m \ll G_n$  时,  $P_{23} = \frac{P_1 + P_2}{2}$ .

由 (12) 和 (14) 式可以得到自由层两侧的自旋极化率的差 ( $\Delta P$ ), 即自由层中的自旋积累, 其绝对值的大小将影响磁开关的临界电流:

$$\Delta P = P_{12} - P_{23} = \frac{P_1 + P_2}{2} - \frac{P_2(G_n + G_m e^{-L/l_{sf}})}{G_m + G_n} + \frac{(\chi e^{-L/l_{sf}} - 1)(P_1 - P_2)}{2} e^{-L/l_{sf}}. \quad (15)$$

其中  $\chi$  为电导失配因子,

$$\chi = (G_n - G_m)(G_n + G_m).$$

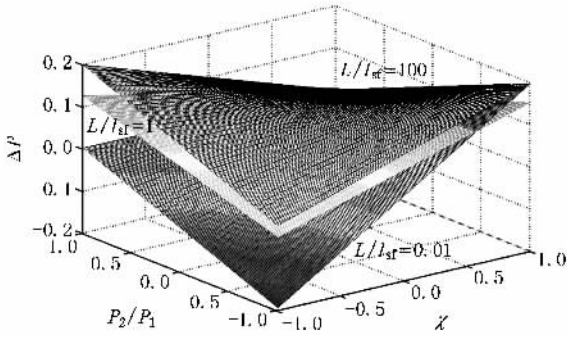


图2 自由层两界面处自旋极化率的差( $\Delta P$ )与电导失配因子( $\chi$ )和自由层同固定层的体自旋流极化率之比( $P_2/P_1$ )的关系(自上而下三个面分别对应 $L/l_{st}$ 为100,1和0.01, $P_1=0.2$ )

通过数值计算得到 $\Delta P$ 与 $\chi$ 和 $P_2/P_1$ 的关系,如图2所示.自上而下三个面分别对应 $L/l_{st}$ 为100,1和0.01.固定层的体自旋流极化率 $P_1$ 设为0.2. $P_2/P_1 > 0$ 时,自旋流处于平行组态, $P_2/P_1 < 0$ 时,自旋流处于反平行组态.当 $\chi = 0$ 时,电导匹配, $\Delta P = \frac{P_1}{2}(1 - e^{-L/l_{st}})$ . $\Delta P$ 和 $P_2$ 无关,当忽略有效场的影响时,电流开关的正反向临界电流相同.当 $\chi > 0$ 时,自旋流处于平行组态时 $\Delta P$ 绝对值较小,相比电导匹配的情况,电流开关的正向临界电流更大,

反向临界电流更小;当 $\chi < 0$ 时,自旋流处于平行组态时 $\Delta P$ 绝对值较大,相比电导匹配的情况,电流开关的正向临界电流更小,反向临界电流更大.这样,通过调整磁性膜和非磁性膜的电导率,可以达到控制电流感应磁开关的正反向开关临界电流的目的.

#### 4. 临界电流

对于全金属的自旋流结构,电导匹配一般都近似成立,即 $G_1 \approx G_2 \approx G_n$ .铁磁材料中,和热运动相联系的自旋弛豫时间大约为 $10^{-13}$  s<sup>[19]</sup>,和交换作用相联系的自旋弛豫时间大约为 $10^{-15}$  s,因此自旋扩散长度 $l_{st}$ 主要由交换作用决定.自由层厚度一般为几纳米,所以 $L \ll l_{st}$ ,由此得到 $\Delta P = P_1/2$ ,纵向磁动力学方程由此变为

$$\begin{aligned} \frac{dm_z}{dt} = & -\frac{\gamma \alpha \hbar P_1 I \sin \theta_0 \bar{m}_z}{4eV m_s} \\ & + \gamma \alpha [H_z + (\kappa + 2\pi)m_s] m_s \left(1 - \frac{m_z^2}{m_s^2}\right) \\ & - \frac{\gamma \hbar P_1 I \cos \theta_0}{4eV}. \end{aligned} \quad (16)$$

当方程中的对时间求导项为零时,可以得到稳态解.由状态的不稳定条件可以得到临界电流.由于 $\alpha$ 一般很小(大约为0.01<sup>[20]</sup>),因此临界电流

$$I_c = \frac{4e\alpha V m_s [H_{app} + H_c \cos \theta_0 + (\kappa + 2\pi m_s) \cos \theta_c] \sin^2 \theta_c}{P_1 \hbar \cos \theta_0}, \quad (17)$$

与文献推导基本一致<sup>[1,21]</sup>,其中 $\theta_c$ 代表自由层磁化强度矢量翻转时的临界角度.(17)式表明,减小固定层的磁化矢量与自由层的易磁轴之间的夹角 $\theta_0$ ,以及增大固定层的体自旋流极化率 $P_1$ ,有利于减小临界电流密度.

进行数值估算,得到临界电流密度的数量级为 $10^7$  A/cm<sup>2</sup>,与实验报道的数值 $10^7$ — $10^8$  A/cm<sup>2</sup><sup>[3,4,22,23]</sup>基本一致.数值计算所用参数参考了文献[20]和[24]: $\alpha = 0.01$ , $2\pi m_s = 4 \times 10^5$  A/m, $H_{app} = 8 \times 10^3$  A/m, $H_{k0} = 4 \times 10^4$  A/m, $H_c = 1.6 \times 10^4$  A/m, $t = 3$  nm, $\theta_0 = 10^\circ$ , $\theta_c = 60^\circ$ , $P_1 = 0.1$ .要得到更精确的临界电流需要由下式确定 $\theta$ :

$$\frac{d(m_s \cos \theta)}{dt} = \gamma \alpha [H_z + (2\pi m_s \cos \theta)] m_s \sin^2 \theta$$

$$- \frac{\gamma \hbar P_1 I}{4eV} (\cos \theta_0 + \alpha \sin \theta_0 \sin \theta). \quad (18)$$

利用图解法<sup>[25]</sup>可以得到正反向翻转的临界角度 $\theta_c$ 分别大约为 $54^\circ$ 和 $126^\circ$ ,如图3所示.图中实线为 $H_z = 0$ 时的阻尼项,虚线为由电流引起的自旋转移扭矩项,代表自由层中的自旋积累.因为 $\alpha$ 很小,自旋转移扭矩项可以看作是斜率为零的直线.考虑自旋流初始为平行组态的情况,当电流较小时,扭矩项与阻尼项有两个交点.当电流由零逐渐增大,首先达到左边的交点,是稳定平衡的.当 $\theta$ 增大向右偏离该点时,阻尼矩大于自旋扭矩;而当 $\theta$ 减小向左偏离该点时,自旋扭矩大于阻尼矩,都会将磁化强度矢量拉回平衡点.而扭矩项与阻尼项的右边的交点是不稳定的,它倾向使磁化强度矢量回到左边的稳态点或翻转磁化方向.当电流增大到扭矩项与阻

尼线相切时,系统是不稳定的:无论是 $\theta$ 增大向右偏离还是 $\theta$ 减小向左偏离时,自旋扭矩都大于阻尼矩.这将导致 $\theta$ 增大,直至磁化强度矢量翻转,此时的电流即为临界电流.如图所示,当自旋阀初始组态为平行态时,只有正向电流会导致自由层磁化强度矢量翻转.反之,当自旋阀初始组态为反平行态时,只有反向电流会导致自由层磁化强度矢量翻转.

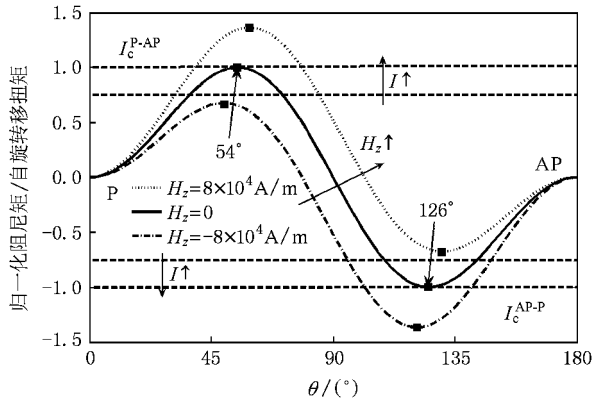


图3 图解法求自由层磁化强度矢量翻转角度 $\theta_c$ .横坐标为自由层磁化强度矢量与 $z$ 方向的夹角,纵坐标为归一化的阻尼矩(点线、实线和点划线分别对应 $H_z = 8 \times 10^4$  A/m,  $0$ ,  $-8 \times 10^4$  A/m)和电流引起的自旋转移扭矩(虚线). $I_c^{P-AP}$ 和 $I_c^{AP-P}$ 分别为正向和反向临界电流.

图3中点线、实线和点划线分别对应纵向场 $H_z = 8 \times 10^4$  A/m,  $0$ 和 $-8 \times 10^4$  A/m时的阻尼矩.当 $H_z = 0$ 时,正反向临界电流相等.当 $H_z > 0$ 时,有利于自旋阀从反平行组态向平行组态翻转,而不利于从平行组态向反平行组态翻转,因此反向临界电流

小于正向临界电流<sup>[26]</sup>,自由层磁化强度矢量正反向翻转角度都变大.当 $H_z < 0$ 时情况相反,反向临界电流大于正向临界电流,自由层磁化强度矢量正反向翻转角度都变小. $H_z$ 相比于自由层的饱和磁化强度 $2\pi m_s$ 越大,正反向临界电流的差别也越大.对于一定的样品,在 $H_z = H_{app} + H_c \cos\theta_0$ 中,耦合场的大小是固定的,而外加磁场的大小是可变的.因此可以通过改变外加磁场的大小和方向调节正反向临界电流密度.

## 5. 结 论

本文运用宏观双通道扩散模型研究了自旋阀结构中的自旋相关输运过程.考虑到自由层磁化强度矢量的横向分量的影响,建立了磁动力学方程,边界条件由自旋流连续和化学势差连续条件确定.推导并数值计算了自旋阀的临界电流,表达式和数量级与已报道的文献一致.理论计算解释了电导匹配问题和纵向场对CIMS效应中临界电流的影响.在纵向场远小于自由层的饱和磁化强度的条件下( $H_z \sim 0$ ),当铁磁层和非磁层电导率完全匹配时( $G_n \approx G_m$ ),可以得到对称的临界电流;当 $G_n > G_m$ 时,正向临界电流较大;当 $G_n < G_m$ 时,正向临界电流较小.在电导率匹配的条件下( $G_n \approx G_m$ ),当纵向有效场远小于自由层的饱和磁化强度时( $H_z \sim 0$ ),可以得到对称的临界电流;当 $H_z > 0$ 时,正向临界电流较大;当 $H_z < 0$ 时,正向临界电流较小.这一理论对CIMS器件的设计具有指导作用.

[1] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1  
 [2] Berger L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 9353  
 [3] Tsoi M, Jansen A G M, Bass J, Chiang W C, Seck M, Tsoi V, Wyder P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 4281  
 [4] Katine J A, Albert F J, Buhman R A, Myers E B, Ralph D C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149  
 [5] Urazhdin S, Birge N O, Pratt W P, Jr, Bass J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 146803  
 [6] Fert A, Crosa V, George J M, Grollier J, Jaffrès H, Hamzic A, Vaurès A 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **272** 1706  
 [7] 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  
 [8] Peng X L, Xi H W, Granstrom S 2005 *Phys. Rev. B* **72** 052403

[9] Covington M, AlHajDarwish M, Ding Y, Rebei A, Parker G J, Gokemeijer N, Seigler M A 2005 *J. Magn. Magn. Mater.* **287** 325  
 [10] Hosomi M, Yamagishi H, Yamamoto T, Bessho K, Higo Y, Yamane K, Yamada H, Shoji M, Hachino H, Fukumoto C, Nagao H, Kano H 2005 *IEEE IEDM* 459-462  
 [11] Kawahara T, Takemura R, Miura K, Hayakawa J, Ikeda S, Lee Y, Sasaki R, Goto Y, Ito K, Meguro T, Matsukura F, Takahashi H, Matsuoka H, Ohno H 2007 *ISSCC, San Francisco, USA* 480  
 [12] 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]  
 [13] Ren M, Hu J, Zhang L, Dong H, Deng N, Chen P *Chin. Phys. B* (in press)

- [ 14 ] Zhang S ,Li Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204
- [ 15 ] Saradzhev F M ,Khanna F C ,Kim S P ,de Montigny M 2007 *Phys. Rev. B* **75** 024406
- [ 16 ] Stiles M D ,Zangwill A 2002 *Phys. Rev. B* **66** 014407
- [ 17 ] Hu J N ,Ren M ,Zhang L ,Deng N ,Dong H ,Chen P Y 2007 *MRS Spring Meeting* ,San Francisco ,USA 2007 .J2.3
- [ 18 ] Schmidt G ,Ferrand D ,Molenkamp L W ,Filip A T ,van Wees B J 2000 *Phys. Rev. B* **62** 4790
- [ 19 ] Brown W F Jr 1963 *Phys. Rev.* **130** 1677
- [ 20 ] Sun J Z 2006 *IBM J. RES. & DEV* **50** 81
- [ 21 ] Sun J Z 1999 *J. Magn. Magn. Mater.* **202** 157
- [ 22 ] Urazhdin S ,Birge N O ,Pratt W P Jr ,Bass J 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 1516
- [ 23 ] Deac A ,Lee K J ,Liu Y ,Redon O ,Li M ,Wang P ,Nozières J P ,Dieny B 2006 *Phys. Rev. B* **73** 064414
- [ 24 ] Kiselev S I ,Sankey J C ,Krivorotov I N ,Emley N C ,Schoelkopf R J ,Buhman R A ,Ralph D C 2003 *Nature* **425** 380
- [ 25 ] Ren M ,Hu J N ,Zhang L ,Deng N ,Dong H ,Chen P Y 2007 *MRS Spring Meeting* ,San Francisco ,USA ,J2.4
- [ 26 ] 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、陈培毅 2008 物理学报 **57** 2427 ]

## An improved ensemble model on current induced magnetic switching effect<sup>\*</sup>

Zhang Lei<sup>†</sup> Hu Jiu-Ning Ren Min Dong Hao Deng Ning Chen Pei-Yi

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

( Received 16 April 2008 ; revised manuscript received 2 July 2008 )

### Abstract

The current induced magnetic switching ( CIMS ) effect could occur without the magnetic field in nano-scale pseudo-spin valves that have the potential perspective for application in nonvolatile magnetic random access memory. In this paper ,spin transport process in the pseudo-spin valve nanopillars has been investigated with macroscopic double conducting channel diffusion model. Dynamic equation of the magnetization of free layer is established with the consideration of the influence of transverse component of the magnetization vector of free layer. And the boundary conditions of the spin current continuity and chemical-potential-split equality are employed. The critical current in CIMS effect is calculated. The influences of the conductance mismatch of ferromagnetic and nonmagnetic layers and longitudinal applied field on the critical current is interpreted.

**Keywords** : pseudo spin valves , conductance matching , spin transfer torque , current-induced magnetic switching

**PACC** : 7225 , 7360

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60606021 ) , the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China ( Grant No. 20060003067 ) , and the State Key Development Program for Basic Research of China ( Grant No. 2006CB921106 ) .

<sup>†</sup> E-mail : zhanglei97@mails.tsinghua.edu.cn