

自旋轨道矩协助自旋转移矩驱动磁化强度翻转*

王日兴^{1)2)†} 曾逸涵²⁾ 赵婧莉¹⁾ 李连¹⁾ 肖运昌¹⁾

1) (湖南文理学院计算机与电气工程学院, 常德 415000)

2) (湖南文理学院师范学院, 常德 415000)

(2022 年 12 月 25 日收到; 2023 年 2 月 26 日收到修改稿)

以磁隧道结/重金属层组成的三端口磁隧道结为理论模型, 通过对包含自旋转移矩和自旋轨道矩的 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程做线性化稳定性分析, 研究了自旋轨道矩协助自旋转移矩驱动的磁化强度翻转. 发现在自旋轨道矩协助下, 磁矩的翻转时间极大减小, 翻转时间随自旋轨道矩电流密度的增大而减小, 且自旋转移矩和自旋轨道矩的结合可实现零磁场的磁化翻转. 另外, 相比自旋轨道矩的类阻尼项, 类场项在磁化强度的翻转中起着主导作用, 且自旋轨道矩类场项的出现也可以减小磁化强度的翻转时间, 磁化强度翻转时间随自旋轨道矩类场项强度的增大而减小.

关键词: 磁化翻转, 自旋转移矩, 自旋轨道矩**PACS:** 72.25.-b, 72.25.Mk, 75.60.Jk**DOI:** 10.7498/aps.72.20222433

1 引言

自旋转移效应^[1,2]提出了利用自旋极化电流操控磁性薄膜磁化状态的新方法, 是继巨磁电阻效应之后自旋电子学中又一重要研究热点. 由于电流调控的局域性, 利用自旋转移矩驱动磁化强度翻转作为数据的写入方式可以解决传统磁场写入机制的缺点, 成为了目前磁性随机存储器信息写入的主要方法^[3-5]. 然而, 随着大数据时代的来临, 信息量爆炸式增长, 对数据存储技术也提出了更高要求, 基于自旋转移矩 (spin-transfer torque, STT) 的磁性随机存储器出现了势垒可靠性瓶颈和存储速度问题^[6-8], 其不足之处也引起了研究人员对新的信息写入方式的探索.

实验研究表明^[9-17]: 当沿重金属/铁磁层组成

的双层膜结构中的重金属层施加电流时, 由于重金属中的自旋霍尔效应产生的自旋流或者双层膜界面的 Rashba 效应产生的自旋积累也会对临近的铁磁层产生力矩, 即自旋轨道矩 (spin-orbit torque, SOT). 利用自旋轨道矩, 同样可以驱动磁矩发生翻转, 而且翻转速度比自旋转移矩驱动的磁矩翻转更快, 在功耗方面也更具有优势, 因此有望解决基于自旋转移矩磁性随机存储器的性能瓶颈, 实现更快速、更可靠的磁化翻转^[14-18]. 通常地, 在重金属/铁磁层组成的双层膜结构中, 自旋轨道矩产生的有效磁场指向面内方向, 因此, 要使垂直磁化的铁磁层磁化强度发生翻转需要额外的对称性破缺, 例如引入外加磁场^[11,12]. 最近, Wang 等通过层间交换耦合^[19]和横向自旋轨道矩^[20], Zhao 等^[21]通过自旋轨道矩和自旋转移矩共同作用成功实现了零磁场的自旋轨道矩诱导磁化翻转, 从而为实现

* 国家自然科学基金 (批准号: 11704120)、湖南省教育厅优秀青年项目 (批准号: 20B401) 和湖南省教育厅一般项目 (批准号: 21C0509) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wangrixing1982@sina.com

零磁场的高密度磁性随机存储器的应用提供了新的思路.

自旋轨道矩和自旋转移矩共同作用的实验模型源于 Liu 等 [12,13] 设计的三端口磁隧道结结构. 此结构将磁性隧道结的自由层置于重金属薄膜层的上方, 沿垂直于磁性隧道结方向和重金属层方向同时施以电流, 通过两个电流密度来调控薄膜磁动力学. 与普通的二端口磁隧道结相比, 三端口磁隧道结将数据读取和写入电流的路径分开, 具有写入速度更快和稳定性更好等优点, 且写入电流不通过磁隧道结的势垒层, 从而减少了势垒击穿的风险, 成为了目前最具有前景的磁存储技术 [22–24].

形式上, 自旋轨道矩表现为类阻尼项和类场项 [21,22,25]. 在以前的工作中, 人们通常认为类阻尼项源于重金属的自旋霍尔效应 [26], 而 Rashba 效应则产生类场项 [27]. 然而, 随后的理论和实验证明这两种效应都可以产生类阻尼矩和类场矩, 这使得自旋轨道矩的产生机理更加复杂 [26,28]. 在自旋轨道矩激发的磁动力学中, 大部分研究都只考虑类阻尼项而忽略了类场项, 学术界对类场项驱动磁动力学的物理机制也一直存在争议. 但研究表明: 自旋轨道矩的类场项对磁动力学也有着重大的影响 [29,30]. 本文以三端口磁隧道结作为理论模型, 通过数值计算, 研究了自旋轨道矩协助自旋转移矩驱动的磁化强度翻转, 同时也讨论了自旋轨道矩的类场项对磁化翻转的影响.

2 理论模型

本文所采用的三端口磁性隧道结的理论计算模型如图 1 所示, 是由两铁磁层中间被绝缘层隔开的磁隧道结置于重金属层上方组成的三端口结构. 两铁磁层中较厚的为钉扎层, 其易磁化方向沿 y 轴且固定; 较薄的为自由层, 其易磁化方向也沿 y 轴但可以自由旋转, 紧贴着自由层的下方为重金属层. 隧道结的膜面沿 x - z 平面, y 轴垂直膜面. 当垂直于薄膜方向和沿重金属层方向施以电流时, 基于单畴近似, 不考虑热扰动, 自旋极化电流驱动的自由层磁化强度的磁动力学可以用以下 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 方程来描述 [1,2,21,28,29]:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = & -\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{d\tau} \\ & + \frac{J_{\text{STT}}}{J_p} \frac{\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{e}_y)}{1 + \lambda m_y} + \frac{\xi J_{\text{STT}}}{J_p} \frac{(\mathbf{m} \times \mathbf{e}_y)}{1 + \lambda m_y} \\ & + \frac{J_{\text{SOT}}}{J_h} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{e}_x) + \frac{\beta J_{\text{SOT}}}{J_h} (\mathbf{m} \times \mathbf{e}_x), \quad (1) \end{aligned}$$

式中, \mathbf{m} 为自由层的磁化强度矢量, $\tau = 4\pi\gamma M_s t$ 为新定义的时间变量, γ 是旋磁比, M_s 是饱和磁化强度, t 为时间, 其单位为 $1/(4\pi\gamma M_s)$. α 为吉尔伯特阻尼常量, 有效场 $\mathbf{h}_{\text{eff}} = (\kappa m_y + h_0) \mathbf{e}_y$, 包含各向异性场、退磁场和外磁场, 其中, $\kappa = h_k - 1$, $h_k = H_k/(4\pi M_s)$, $h_0 = H_0/(4\pi M_s)$, H_k 为各向异性场, H_0 为外磁场. \mathbf{e}_x 和 \mathbf{e}_y 分别为沿 x 和 y 方向的单位向量, m_y 为自由层磁化向量沿 y 方向的分量. J_{STT} 为自旋转移矩电流密度, 定义其从钉扎层垂直于薄膜方向流向自由层时为正值, 从自由层流向钉扎层时为负值. 自旋转移矩系数 $J_p = [3(1+P)^3/(2P^{3/2}) - 8] \times 4\pi d e M_s^2 / \hbar$, 其中 P 为自旋极化率, e 为基本电荷量, d 为自由层的厚度, \hbar 为约化的普朗克常量. 描述两铁磁层磁矩之间的夹角对自旋转移矩大小影响的系数 $\lambda = (1+P)^3/[3(1+P)^3 - 16P^{3/2}]$. ξ 为自旋转移矩的类场项和类阻尼项的比值. J_{SOT} 为自旋轨道矩的电流密度, 其对应的系数 $J_h = 8\pi d e M_s^2 / (\hbar \theta_{\text{SH}})$, 其中, θ_{SH} 为自旋霍尔角, β 为自旋轨道矩的类场项和类阻尼项的比值.

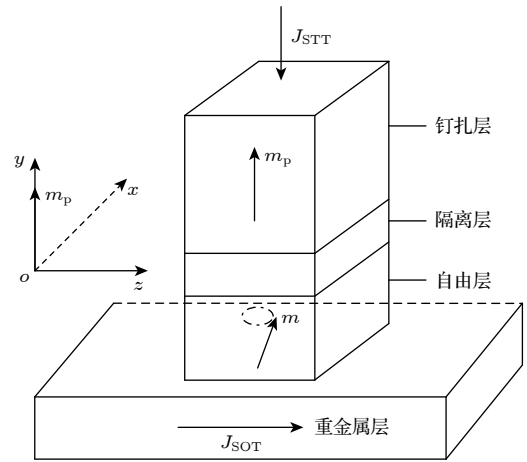


图 1 理论模型和坐标系

Fig. 1. Theoretical mode and coordinate system.

在球坐标系中展开方程 (1), 可以得到关于自由层磁化向量在球坐标系中的极角 θ 和方位角 ϕ 的方程组:

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{d\tau} + \alpha \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} &= (\kappa \sin \theta \sin \phi + h_0) \cos \phi - \frac{J_{\text{STT}}}{J_p} \frac{(\cos \theta \sin \phi + \xi \cos \phi)}{1 + \lambda \sin \theta \sin \phi} + \frac{J_{\text{SOT}}}{J_h} (\beta \sin \phi - \cos \theta \cos \phi), \\ -\alpha \frac{d\theta}{d\tau} + \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} &= -(\kappa \sin \theta \sin \phi + h_0) \cos \theta \sin \phi - \frac{J_{\text{STT}}}{J_p} \frac{(\cos \phi - \xi \cos \theta \sin \phi)}{1 + \lambda \sin \theta \sin \phi} + \frac{J_{\text{SOT}}}{J_h} (\sin \phi + \beta \cos \theta \cos \phi). \end{aligned} \quad (2)$$

没有自旋轨道矩时, 由方程 (1) 可知, 自由层磁矩的平衡点为 $\mathbf{m} = \mathbf{e}_y$ 和 $\mathbf{m} = -\mathbf{e}_y$, 即沿 y 轴方向或 $-y$ 轴方向, 在球坐标系中对应的坐标分别为 $(\pi/2, \pi/2)$ 和 $(\pi/2, 3\pi/2)$. 在自旋轨道矩的作用下, 自由层磁矩将产生新的平衡位置 (θ_0, ϕ_0) . 在微小扰动下, 磁矩将在新的平衡位置附近振动. 设 $\delta\theta$ 和 $\delta\phi$ 为其对新平衡位置的偏离, 将 $\theta = \theta_0 + \delta\theta$, $\phi = \phi_0 + \delta\phi$ 代入方程 (2) 并做线性化展开, 可以得到关于新的平衡位置 (θ_0, ϕ_0) 的方程组:

$$\begin{aligned} (\kappa \sin \theta_0 \sin \phi_0 + h_0) \cos \phi_0 - \frac{J_{\text{STT}}}{J_p} \frac{(\cos \theta_0 \sin \phi_0 + \xi \cos \phi_0)}{1 + \lambda \sin \theta_0 \sin \phi_0} + \frac{J_{\text{SOT}}}{J_h} (\beta \sin \phi_0 - \cos \theta_0 \cos \phi_0) &= 0, \\ (\kappa \sin \theta_0 \sin \phi_0 + h_0) \cos \theta_0 \sin \phi_0 + \frac{J_{\text{STT}}}{J_p} \frac{(\cos \phi_0 - \xi \cos \theta_0 \sin \phi_0)}{1 + \lambda \sin \theta_0 \sin \phi_0} - \frac{J_{\text{SOT}}}{J_h} (\sin \phi_0 + \beta \cos \theta_0 \cos \phi_0) &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

以及关于 $\delta\theta$ 和 $\delta\phi$ 的微分方程组:

$$\frac{d\delta\theta}{d\tau} + \alpha \sin \theta \frac{d\delta\phi}{d\tau} = f_\theta \delta\theta + f_\phi \delta\phi, \quad -\alpha \frac{d\delta\theta}{d\tau} + \sin \theta \frac{d\delta\phi}{d\tau} = g_\theta \delta\theta + g_\phi \delta\phi, \quad (4)$$

式中,

$$\begin{aligned} f_\theta &= \frac{\kappa}{2} \cos \theta_0 \sin 2\phi_0 + \frac{J_{\text{STT}}}{J_p} \eta [\sin \theta_0 \sin \phi_0 + \eta \lambda \cos \theta_0 (\cos \theta_0 \sin \phi_0 + \xi \cos \phi_0)] + \frac{J_{\text{SOT}}}{J_h} \sin \theta_0 \cos \phi_0, \\ f_\phi &= (\kappa \sin \theta_0 \cos 2\phi_0 - h_0 \sin \phi_0) - \frac{J_{\text{STT}}}{J_p} \eta \left[\cos \theta_0 \left(\cos \phi_0 - \frac{\eta \lambda}{2} \sin 2\phi_0 \right) - \xi (\sin \phi_0 + \eta \lambda \cos^2 \phi_0) \right] \\ &\quad + \frac{J_{\text{SOT}}}{J_h} (\beta \cos \phi_0 + \cos \theta_0 \sin \phi_0), \\ g_\theta &= -(\kappa \cos 2\theta_0 \sin^2 \phi_0 - h_0 \sin \theta_0 \sin \phi_0) + \frac{J_{\text{STT}}}{J_p} \eta [\eta \lambda \cos \theta_0 (\cos \phi_0 - \xi \cos \theta_0 \sin \phi_0) - \xi \sin \theta_0 \sin \phi_0] \\ &\quad - \frac{J_{\text{SOT}}}{J_h} \beta \sin \theta_0 \cos \phi_0, \\ g_\phi &= -\left(\frac{\kappa}{2} \sin 2\theta_0 \sin 2\phi_0 + h_0 \cos \theta_0 \cos \phi_0 \right) + \frac{J_{\text{STT}}}{J_p} \eta \left[\sin \phi_0 + \eta \lambda \cos^2 \phi_0 + \xi \cos \theta_0 \left(\cos \phi_0 - \frac{\eta \lambda}{2} \sin 2\phi_0 \right) \right] \\ &\quad + \frac{J_{\text{SOT}}}{J_h} (\cos \phi_0 - \beta \cos \theta_0 \sin \phi_0), \end{aligned}$$

$$\text{其中, } \eta = \frac{1}{1 + \lambda \sin \theta_0 \sin \phi_0}.$$

3 结果与讨论

系统绕平衡位置的运动可以看作周期性振动, 设其对平衡位置的偏离 $\delta\theta = \Delta\theta e^{i\omega t}$, $\delta\phi = \Delta\phi e^{i\omega t}$, 其中 $\Delta\theta$ 和 $\Delta\phi$ 为振幅, 代入方程组 (4), 可得

$$\begin{vmatrix} \mu - f_\theta & \alpha\mu \sin \theta_0 - f_\phi \\ -\alpha\mu - g_\theta & \mu \sin \theta_0 - g_\phi \end{vmatrix} = 0, \quad (5)$$

其中 $\mu = i\omega$. 由 (5) 式可得

$$\mu^2 - T\mu + \Delta = 0, \quad (6)$$

其中,

$$T = \frac{[g_\phi + f_\theta \sin \theta_0 + \alpha(f_\phi - g_\theta \sin \theta_0)]}{[(1 + \alpha^2) \sin \theta_0]}, \quad (7)$$

$$\Delta = (f_\theta g_\phi - f_\phi g_\theta) / [(1 + \alpha^2) \sin \theta_0]. \quad (8)$$

根据线性稳定性理论: 如果 $\Delta > 0$, 当 $T > 0$ 时, 平衡点不稳定, $T < 0$ 时, 平衡点为稳定点. 如果 $\Delta < 0$ 时, 平衡点为鞍点.

下面以方程 (3) 和方程 (4) 为依据, 根据线性稳定性理论, 讨论自旋轨道矩协助自旋转移矩驱动的磁化强度翻转. 所选的材料为具有垂直磁各向异性的 $[\text{Co}/\text{Ni}] \times 4$ 多层膜, 其参数分别为 [31,32]: 各向异性场 $H_k = 10154$ Oe (1 Oe = 79.5775 A/m), 饱和磁化强度 $M_s = 650$ G (1 G = 10^{-4} T), 阻尼系数 $\alpha = 0.1$, 旋磁比 $\gamma = 1.75 \times 10^7$ Oe $^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 自旋极化率

$P = 0.35$, 自由层的厚度 $d = 3 \text{ nm}$, 有效的自旋霍尔角 $\theta_{\text{SH}} = 0.3$ [10]. 对于此种材料, 自旋转移矩系数 $J_{\text{p}} = 1.89 \text{ A}/\mu\text{m}^2$, 自旋轨道矩系数 $J_{\text{h}} = 1.28 \text{ A}/\mu\text{m}^2$.

3.1 自旋轨道矩电流密度对磁化强度翻转的影响

通过求解新的平衡位置并对其进行稳定性分析, 可以获得磁性状态相图, 相图边界线由 (7) 式和 (8) 式决定. 图 2 给出了外磁场沿 y 方向, 大小 $h_0 = 2$, 自旋转移矩和自旋轨道矩类场项和类阻尼项之比 $\xi = 1$ 和 $\beta = 1$ 时, 以自旋转移矩电流密度 J_{STT} 和自旋轨道矩电流密度 J_{SOT} 作为控制参数的磁性状态相图, 图中蓝色和红色线条分别为沿 y 和 $-y$ 方向的失稳电流.

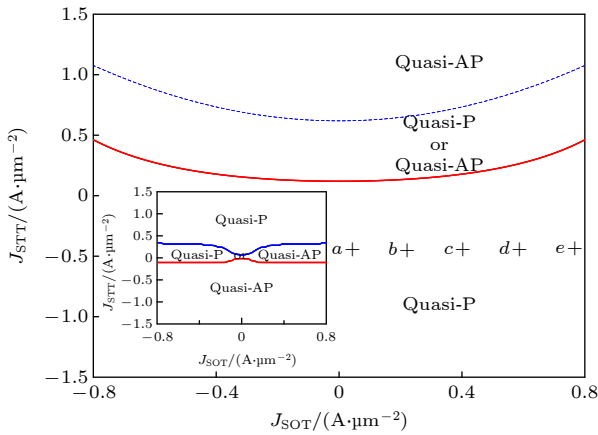


图 2 以自旋转移矩电流密度 J_{STT} 和自旋轨道矩电流密度 J_{SOT} 为控制参数的相图 (外磁场 $h_0 = 2$), 插图为 $h_0 = 0$ 时的磁性状态相图

Fig. 2. Phase diagram defined in parameter space spanned by the current densities of STT and SOT for the external magnetic field $h_0 = 2$. The inset is the phase diagram of magnetic states for $h_0 = 0$.

由图 2 可知, 随着自旋轨道矩电流密度的增加, 自旋转移矩的失稳电流也相应增加, 通过调节自旋转移矩电流密度的大小, 可以实现自由层磁矩在 y 和 $-y$ 方向之间的翻转. 当自旋转移矩电流密度为正且较小时, 或者从自由层流向钉扎层 (即为负) 时, 自由层磁矩最终稳定在 y 轴方向附近, 磁性状态为准平行稳定态, 将此区域定义为“quasi-P”. 此时, 如果初始磁化方向沿 $-y$ 轴方向, 便可实现磁化强度从 $-y$ 方向向 y 方向的翻转. 当自旋转移矩电流密度为正且较大的时候, 自由层磁矩最终稳定在 $-y$ 轴方向, 即为准反平行稳定态, 将此区域定义为“quasi-AP”. 此时, 如果初始磁化方向沿

y 轴方向, 便可以实现磁化强度从 y 方向向 $-y$ 方向的翻转. 在其他区域, 准平行稳定态和准反平行稳定态共同存在, 即如果初始磁化方向沿 y 方向, 自由层磁矩最终稳定在 y 方向, 如果初始磁化方向沿 $-y$ 方向, 自由层磁矩最终也稳定在 $-y$ 方向, 该区域定义为“quasi-P or quasi-AP”, 在此区域, 不能实现磁化强度的翻转.

为了进一步研究自旋轨道矩对磁化强度翻转的影响, 从图 2 中“quasi-P”区域选取了 a, b, c, d, e 五个点, 将他们对应的参数代入微分方程组 (2), 通过数值求解该微分方程组, 得到了不同自旋轨道矩电流密度对应的自由层磁化强度沿 y 方向分量 m_y 随时间的演化轨迹, 如图 3(a) 所示.

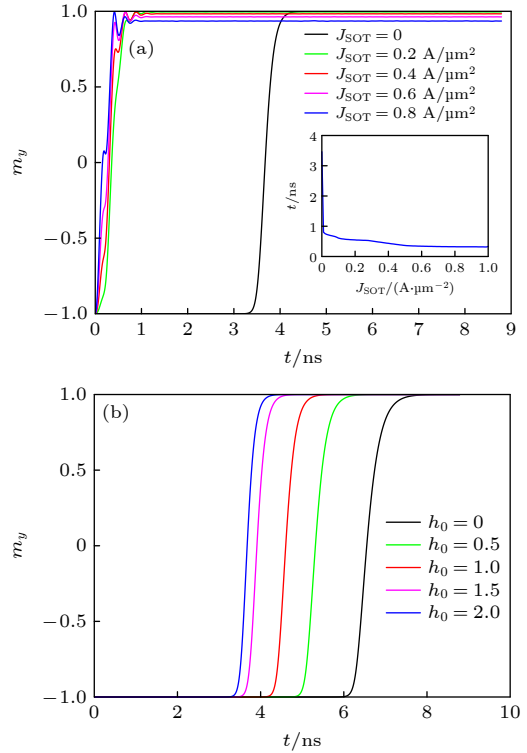


图 3 自由层磁化强度分量 m_y 随时间的演化轨迹 (a) 图 2 中“a”, “b”, “c”, “d”和“e”五点的自由层磁化强度分量 m_y 随时间的演化轨迹, 插图为翻转时间随自旋轨道矩电流密度的变化关系; (b) 图 2 中“a”点对应的不同外磁场作用下 m_y 随时间的演化轨迹

Fig. 3. Time evolutions of free-layer magnetization m_y : (a) Time evolutions of free-layer magnetization m_y for five points “a”, “b”, “c”, “d”, and “e” in Fig. 2, the inset shows the dependence of the reversal time on the SOT current density; (b) time evolutions of m_y for point “a” in Fig. 2 with different external magnetic fields.

图 3(a) 中最右边的黑色线条为没有自旋轨道矩作用, 即 $J_{\text{SOT}} = 0$ 时, 传统的自旋转移驱动的磁

化翻转, 其余的线条均表示自旋轨道矩协助自旋转移矩驱动的磁化翻转. 可以看出, 自旋轨道矩协助完成的磁化强度翻转伴随有进动, 在自旋轨道矩的协助下, 磁矩的翻转时间大为减小, 当自旋轨道矩电流密度 $J_{\text{SOT}} = 0.2 \text{ A}/\mu\text{m}^2$ 时, 磁矩翻转的时间为没有自旋轨道矩电流时的 $1/4$. 而且, 磁矩翻转的时间随着自旋轨道矩电流密度的增加而减小. 图 3(a) 的插图给出了磁矩翻转时间随自旋轨道矩电流密度的变化关系, 可以看出, 当施加自旋轨道矩电流密度时, 磁矩翻转时间急剧减小, 且随着自旋轨道矩电流密度的增大, 磁矩翻转时间逐渐减小. 计算表明, 在“quasi-P”和“quasi-AP”的其他区域, 磁矩的翻转也遵循同样的规律.

计算发现, 除了自旋转移矩电流密度和自旋轨道矩电流密度以外, 磁化强度的翻转还强烈依赖于外磁场的变化. 当外磁场 h_0 反向时, 以自旋转移矩电流密度 J_{STT} 和自旋轨道矩电流密度 J_{SOT} 为控制参数的相图关于 $J_{\text{STT}} = 0$ 几乎对称, 且自由层磁化强度沿 y 和 $-y$ 方向的失稳电流随外磁场的减小而减小. 特别是, 在自旋转移矩和自旋轨道矩的共同作用下, 还可以实现无外场辅助的磁化强度翻转, 其磁性状态相图如图 2 中的插图所示. 但是, 外磁场的引入可以减小磁化强度的翻转时间, 这可以从图 3(b) 得出. 图 3(b) 为图 2 中的“a”点, 即 $J_{\text{STT}} = -0.5 \text{ A}/\mu\text{m}^2$, $J_{\text{SOT}} = 0$ 时, 不同大小的外磁场对应的自由层磁化强度分量 m_y 随时间的演化轨迹, 从图 3(b) 可以看出, 当外磁场从 $h_0 = 0$ 逐渐增加至 $h_0 = 2$ 时, 磁矩翻转时间不断减小.

3.2 自旋轨道矩类场项对磁化强度翻转的影响

图 4 给出自旋轨道矩电流密度 $J_{\text{SOT}} = 0.2 \text{ A}/\mu\text{m}^2$, 自旋转移矩类场项和类阻尼项之比 $\xi = 1$, 无外磁场作用, 即 $h_0 = 0$ 时, 以自旋转移矩电流密度 J_{STT} 和自旋轨道矩类场项和类阻尼项之比 β 为控制参数的磁性状态相图, 图中蓝色和红色线条分别为沿 y 和 $-y$ 方向的失稳电流. 可以看出, 自旋转移矩失稳电流随自旋轨道矩类场项和阻尼项之比 β 的增加而增加. 计算发现: 当自旋转移矩类场项的有效场方向和自旋极化方向相反时, 在一定程度上可以促进磁化强度的翻转进程, 减小翻转时间. 而当两者方向相同时, 类场项的出现则会延长磁化强度的翻转时间, 即对磁化强度翻转有一定的抑制作

用. 但总的来说, 自旋转移矩的类场项对磁化强度翻转影响不大, 这是因为自旋转移矩类场项的有效场沿 y 轴方向, 与同样沿 y 轴方向的各项异性场和外磁场相比, 其大小基本可以忽略. 与自旋转移矩不同, 相比自旋轨道矩的类阻尼项, 类场项在磁化强度的翻转中起着主导作用, 这是因为自旋轨道矩类场项的有效场沿 x 轴方向, 使得自由层磁矩绕 x 方向旋转, 易于越过薄膜平面.

为了进一步研究自旋轨道矩的类场项对磁化强度翻转的影响, 从图 4 中“quasi-P”区域选取了 a, b, c, d 和 e 五个点, 在图 5 中给出了不同 β 值对应下, 自由层磁化强度沿 y 方向分量 m_y 随时间的变化关系. 可以看出, 自旋轨道矩类场项的出现可

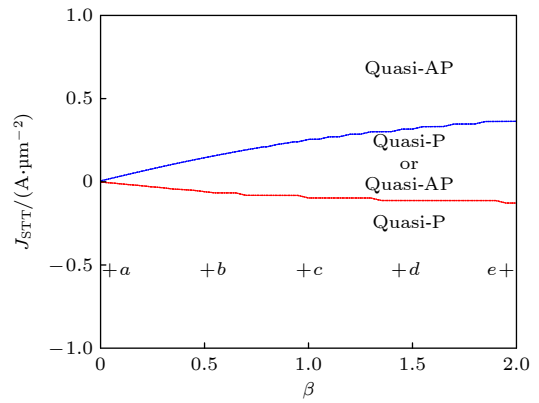


图 4 以自旋转移矩电流密度 J_{STT} 和自旋轨道矩类场项和类阻尼项之比 β 为控制参数的相图

Fig. 4. Phase diagram defined in parameter space controlled by the current density of STT and the ratio of field-like term to damping-like one of SOT.

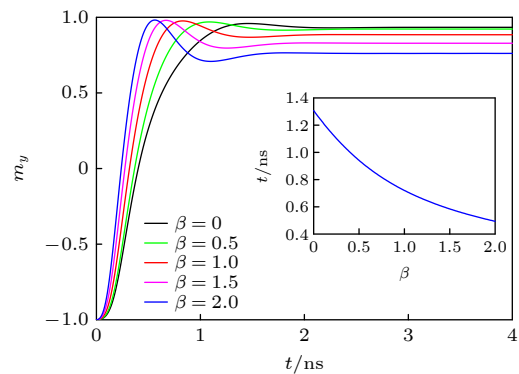


图 5 图 4 中不同 β 值对应的 a, b, c, d 和 e 五点, 自由层磁化强度分量 m_y 随时间的演化关系, 插图为磁化翻转时间随 β 的变化关系

Fig. 5. Time evolutions of free-layer magnetization m_y for five points “a”, “b”, “c”, “d”, and “e” in Fig. 4 with different β . The inset shows the dependence of the reversal time on β .

以减小磁化强度的翻转时间, 且翻转时间随自旋轨道矩类场项和类阻尼项之比 β 的增大而减小. 图 5 中的插图给出了磁矩翻转时间随自旋轨道矩类场项和类阻尼项之比 β 的变化关系, 当 β 从 0 变到 2 时, 磁矩的翻转时间减小超过了 60%.

4 结 论

本文以磁隧道结/重金属层组成的三端口磁隧道结为理论模型, 以包含自旋转移矩和自旋轨道矩的 LLG 方程为基础, 结合解析和数值计算, 对自旋轨道矩协助自旋转移矩驱动的磁化强度翻转进行了理论研究. 通过数值求解系统新的平衡位置, 并利用线性稳定性理论对其进行分析, 建立了磁性状态相图, 相图中包括准平行稳定态、准反平行稳定态和双稳态. 通过分析外磁场对磁化强度翻转的影响以及自由层磁化强度向量随时间的演化发现在自旋轨道矩的协助下, 自旋转移矩驱动磁矩发生翻转时间极大减小, 翻转时间随自旋轨道矩电流密度的增大而减小, 且自旋转移矩和自旋轨道矩的结合可实现零磁场的翻转. 另外, 相比自旋轨道矩的类阻尼项, 自旋轨道矩类场项在驱动磁化强度翻转中起着主导作用, 且自旋轨道矩类场项的出现也可以减小磁矩的翻转时间, 磁矩翻转时间随类场项强度的增大而减小.

参考文献

- [1] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [2] Berger L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 9353
- [3] Katine J A, Albert F J, Buhrman R A, Myers E B, Ralph D C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149
- [4] Yuasa S, Hono K, Hu G, Worledge D C 2018 *MRS. Bull.* **43** 352
- [5] Zhao W S, Wang Z H, Peng S Z, Wang L Z, Chang L, Zhang Y G 2016 *Sci. Sin.: Physics, Mechanics & Astronomy* **46** 107306 (in Chinese) [赵巍胜, 王昭昊, 彭守仲, 王乐知, 常亮, 张有光 2016 中国科学: 物理学 力学 天文学 **46** 107306]
- [6] Sato N, Xue F, White R M, Bi C, Wang S X 2018 *Nat. Electron.* **1** 508
- [7] Cubukcu M, Boule O, Mikuszeit N, Hamelin C, Brächer T, Lamard N, Cyrille M C, Buda-Prejbeanu L, Garello K, Miron I M, Klein O, de Loubens G, Naletov V V, Langer J, Ocker B, Pietro, Gaudin G 2018 *IEEE Trans. Magn.* **54** 9300204
- [8] Taniguchi T 2019 *J. Magn. Magn. Mater.* **483** 281
- [9] Liu L Q, Moriyama T, Ralph D C, Buhrman R A 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 036601
- [10] Pai C F, Liu L Q, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 122404
- [11] Liu L Q, Lee O J, Gudmundsen T J, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 096602
- [12] Liu L Q, Pai C F, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Science* **336** 555
- [13] Liu L Q, Pai C F, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 186602
- [14] Cai K M, Meiyin Yang M Y, Ju H L, Wang S M, Ji Y, Li B H, Edmonds K W, Sheng Y, Zhang B, Zhang N, Liu S, Zheng H Z, Wang K Y 2017 *Nat. Mater.* **16** 712
- [15] Wang X, Wan C H, Kong W J, Zhang X, Xing Y W, Fang C, Tao B S, Yang W L, Huang L, Wu H, Irfan M, Han X F 2018 *Adv. Mater.* **30** 1801318
- [16] Kwak W Y, Kwon J H, Grünberg P, Han S H, Cho B K 2018 *Sci. Rep.* **8** 382
- [17] Zhao X Z, Zhang X Y, Yang H W, Cai W L, Zhao Y L, Wang Z H, Zhao W S 2019 *Nanotechnology* **30** 335707
- [18] Liu L, Zhou C H, Shu X Y, Li C J, Zhao T Y, Lin W N, Deng J Y, Xie Q D, Chen S H, Zhou J, Guo R, Wang H, Yu J H, Shi S, Yang P, Stenphen P, Aurelien M, Chen J S 2021 *Nat. Nanotechnol.* **16** 277
- [19] Sheng Y, Kevin W E, Ma X Q, Zheng H Z, Wang K Y 2018 *Adv. Electron. Mater.* **4** 1800224
- [20] Cao Y, Sheng Y, Kevin W E, Ji Yang, Zheng H Z, Wang K Y 2020 *Adv. Mater.* **32** 1907929
- [21] Wang M X, Cai W L, Zhu D Q, Wang Z H, Kan J M, Zhao Z Y, Cao K H, Wang Z L, Zhang Y G, Zhang T R, Park C D, Wang J P, Alert F, Zhao W S 2018 *Nat. Electron.* **1** 582
- [22] Fukami S, Anekawa T, Zhang C, Ohno H 2016 *Nat. Nanotechnol.* **11** 621
- [23] Isogami S, Shiokawa Y, Tsumita A, Komura E, Ishitani Y, Hamanaka K, Taniguchi T, Mitani S, Sasaki T, Hayashi M 2021 *Sci. Rep.* **11** 16676
- [24] Zhang C L, Takeuchi Y, Shunsuke Fukami S, Ohno H 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 092406
- [25] Garello K, Miron I M, Avci C O, Freimuth F, Mokrousov Y, Blügel S, Auffret S, Boule O, Gaudin G, Gambardella P 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 587
- [26] Kurebayashi H, Sinaova J, Fang D, Irvine A C, Skinner T D, Wunderlich J, Novák V, Campion R P, Gallagher B L, Vehstedt E K, Zárba L P, Výborný K, Ferguson A J, Jungwirth T 2014 *Nat. Nanotechnol.* **9** 211
- [27] Ou Y X, Pai C F, Shi S J, Ralph D C, Buhrman R A 2016 *Phys. Rev. B* **94** 140414
- [28] Fan X, Celik H, Wu J, Ni C Y, Lee K J, Lorenz V O, Xiao J Q 2014 *Nat. Commun.* **5** 3042
- [29] Lee J M, Kwon J H, Ramaswamy R, Yoon J, Son J, Qiu X, Mishra R, Srivastava S, Cai K, Yang H 2018 *Commun. Phys.* **1** 2
- [30] Zhuo Y D, Cai W L, Zhu D Q, Zhang H C, Du A, Cao K H, Yin J L, Huang Y, Shi K W, Zhao W S 2022 *Sci. Sin.: Physics, Mechanics & Astronomy* **65** 107511
- [31] Mangin S, Ravelosona D, Katine J A, Carey M J, Terris B D, Fullerton E E 2006 *Nat. Mater.* **5** 210
- [32] Wang R X, Ye H, Wang L J, Ao Z H 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 127201 (in Chinese) [王日兴, 叶华, 王丽娟, 敖章洪 2017 物理学报 **66** 127201]

The magnetization reversal driven by spin-orbit-assisted spin-transfer torque^{*}

Wang Ri-Xing^{1)2)†} Zeng Yi-Han²⁾ Zhao Jing-Li¹⁾

Li Lian¹⁾ Xiao Yun-Chang¹⁾

1) (*College of Computer and Electrical Engineering, Hunan University of Arts and Science, Changde 415000, China*)

2) (*Normal College, Hunan University of Arts and Science, Changde 415000, China*)

(Received 25 December 2022; revised manuscript received 26 February 2023)

Abstract

As the data writing scheme of magnetization reversal driven by spin-transfer torque can overcome the shortcomings of traditional magnetic-field writing mechanism, it has become a mainstream way of implementing information writing in magnetic random access memory. However, the explosive growth of information shows higher requirements for data storage and information processing, thus magnetic random access memories based on spin-transfer torque data writing method pose several issues, including barrier reliability and limited storage speed. Recent experimental studies have shown that the spin-orbit torque through the spin Hall effect or Rashba effect in heavy-metal/ferromagnetic bilayer structures has the potential advantages in overcoming these limitations. They can also be used to drive magnetization to achieve rapid reversal. Especially, the three-terminal magnetic tunnel junction separates data reading from writing current. It has the advantages of faster writing speed and better stability and thus becomes the most promising magnetic storage technique at present. The magnetization reversal driven by spin-orbit-assisted spin-transfer torque in a three-terminal magnetic tunnel junction is studied theoretically in this work. By linearizing the Landau-Lifshitz-Gilbert equation with the additional spin-transfer torque term and spin-orbit torque term in the spherical coordinates, two coupled differential equations and the new equilibrium directions are obtained. With the stability analysis of the new equilibrium directions, the phase diagrams defined in parameter space spanned by the current densities of spin-transfer and spin-orbit torques are established. There are several magnetic states in the phase diagrams, including quasi-parallel stable states, quasi-antiparallel stable states, and bistable states. By adjusting the current density of the spin-transfer torque, the magnetization reversal between two stable states is realized. It is found that the magnetization reversal time is greatly reduced with the assisting of spin-orbit torque, and it decreases with the augment of current density of spin-orbit torque. Meanwhile, the zero-field magnetization reversal can be realized through the interplay between spin-orbit torque and spin-transfer torque. In addition, compared with the damping-like term of spin-orbit torque, the field-like one plays a leading role in magnetization reversal. The presence of field-like term of spin-orbit torque can also reduce the reversal time that decreases with the increase of the ratio of field-like torque to damping-like one.

Keywords: magnetization reversal, spin-transfer torque, spin-orbit torque

PACS: 72.25.-b, 72.25.Mk, 75.60.Jk

DOI: 10.7498/aps.72.20222433

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11704120), the Excellent Youth Fund of Hunan Education Department, China (Grant No. 20B401), and the Foundation of Hunan Education Department, China (Grant No. 21C0509).

[†] Corresponding author. E-mail: wangrixing1982@sina.com

自旋轨道矩协助自旋转移矩驱动磁化强度翻转

王日兴 曾逸涵 赵婧莉 李连 肖运昌

The magnetization reversal driven by spin-orbit-assisted spin-transfer torque

Wang Ri-Xing Zeng Yi-Han Zhao Jing-Li Li Lian Xiao Yun-Chang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 087202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222433

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222433>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

三端磁隧道结的稳定性分析

Stability analysis in three-terminal magnetic tunnel junction

物理学报. 2019, 68(20): 207201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190927>

自旋轨道矩调控的垂直磁各向异性四态存储器结构

Demonstration of four-state memory structure with perpendicular magnetic anisotropy by spin-orbit torque

物理学报. 2018, 67(11): 117501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180216>

基于工艺偏差的自旋转移矩辅助压控磁各向异性磁隧道结电学模型及其应用研究

Process deviation based electrical model of spin transfer torque assisted voltage controlled magnetic anisotropy magnetic tunnel junction and its application

物理学报. 2022, 71(10): 107501 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211700>

基于二维材料的自旋-轨道矩研究进展

Research progress of spin-orbit torques based on two-dimensional materials

物理学报. 2021, 70(12): 127501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210004>

具有倾斜极化层的自旋阀结构中磁翻转以及磁振荡模式的微磁模拟

Micromagnetic modeling of magnetization switching and oscillation modes in spin valve with tilted spin polarizer

物理学报. 2018, 67(17): 177502 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180947>

铁磁纳米线中磁化强度的磁怪波

Rogue wave solution in ferromagnetic nanowires

物理学报. 2020, 69(1): 017501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191352>