

应力调制的自旋转矩临界电流*

郭子政[†] 邓海东 黄佳声 熊万杰 徐初东

(华南农业大学理学院应用物理系, 广州 510642)

(2014年2月4日收到; 2014年3月5日收到修改稿)

自旋转矩临界电流过大的问题长期以来一直为人们所关注. 本文提出, 可以通过引入面外应力即引入应力各向异性场来降低退磁场, 从而降低自旋转矩的临界电流. 本文采用四分量分布式自旋电路模型计算了横向自旋阀由注入端输运到探测端(自由层)的极化电流大小. 利用Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski方程数值研究了存在应力时, 横向自旋阀中自旋转矩引起的自由层磁矩翻转的性质. 结果表明, 适当选择应力方向可使面外退磁场得到有效补偿, 从而显著降低自旋转矩临界电流. 另外, 随着应力提高和退磁场的减小, 磁矩翻转时间也大大减小.

关键词: 横向自旋阀, 自旋转矩, 临界电流, 应力

PACS: 85.75.-d, 75.40.Gb

DOI: 10.7498/aps.63.138501

1 引言

自旋阀结构^[1]在近年自旋电子学的发展中起到了举足轻重的作用, 典型的例子是基于自旋阀的巨磁阻(GMR)硬盘读出头的普遍采用以及基于磁隧道结(MTJ)的磁随机存储器(MRAM)的问世. 上述例子中采用的自旋阀是所谓垂直自旋阀, 这种自旋阀很难将电荷流和纯自旋流分开. 为克服这一缺点, 横向自旋阀应运而生. 横向自旋阀也称非局域自旋阀.

关于横向自旋阀的研究有很多报道^[2]. 在自旋阀的动力学研究方面, 微磁学, 特别是朗道-利夫席茨-吉尔伯特(Landau-Lifshitz-Gilbert, LLG)方程发挥了很大作用^[3,4]. LLG方程是磁矩矢量的运动方程, 它是微磁学计算的基础. 原始的LLG方程包含了磁矩围绕着总场方向的进动运动以及磁矩朝向总场方向的能量耗散运动这两种基本运动. 利用LLG方程, 可以解析或数值研究磁矩翻转过程. 一般来讲, LLG方程是没有解析解的, 解析的结果只有在少数特殊的情况下才能得到, 例如, 精确解可以在没有内禀场的情形下得到, 解析的分析

也能处理没有能量损耗的情形, 对于一般有能量损耗的情况, 一般采用数值方法研究.

近年自旋电子学领域另一项重大发现, 是极化电流导致的自旋转移矩(STT)效应^[5]. 利用STT可实现电流诱导的磁化翻转^[6]. 除了翻转和进动, 自旋极化电流还能使磁化强度发生持续的振荡甚至混沌行为^[7]. 这种能够利用自旋矩产生磁化强度振荡的装置叫做自旋矩纳米振子. 在许多被充分研究的由外力驱动的非线性振子中, 只有一小部分能有技术上的应用. 自旋矩纳米振子具有吉赫兹范围可调的频率, 非常适于在磁存储器件和无线电通讯中得到应用^[8].

在宏观的磁动力学描述中, 将自旋极化电流对局域磁化强度的影响约化为自旋矩, 可得到一种推广的LLG方程. 求解此方程, 可研究在自旋极化电流作用下铁磁金属薄膜中自旋波、磁孤子和畴壁的动力学. 这个推广的方程是1996年Slonczewski最先提出的, 因此也称作Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS)方程^[5].

为提高磁记录密度, 以往的办法是尽量减小颗粒尺寸. 但颗粒尺寸的减小一般伴随超顺磁性的

* 国家自然科学基金(批准号: 61308038, 11247015)、广东省自然科学基金博士后科研启动基金(批准号: 2013040015235)、广东省高等学校人才引进专项资金和华南农业大学校长科学基金资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: phzzguo@126.com

发生. 为防止超顺磁性的发生, 要求材料的磁各向异性常数 K 较大. 但是如果材料的磁各向异性常数 K 较大, 其矫顽力一般也较大. 对于传统的磁记录方法, 记录介质矫顽力的增大会造成磁头写入困难. 为解决这一问题, 科学家们已经尝试过许多方法, 其中之一是光磁混合记录 (opto-magnetic hybrid recording) 技术, 也有人叫它热辅助磁记录 (heat assisted magnetic recording, HAMR). HAMR 利用激光对写入点升温, 从而降低矫顽力, 实现磁头写入. 具体而言, HAMR 利用聚焦激光束加热介质, 使其温度升高到居里温度 (补偿温度) 附近, 在此条件下, 介质被磁化写入信息; 当激光束离开记录点, 温度下降, 矫顽力又提高, 可形成稳定的磁畴. 这种方法允许我们使用矫顽力更高的材料作为存储介质, 而在激光辅助下写入或读出信息. 这种方法可以简单以高温读写, 常温保持来描述. 但 HAMR 信号的读出不是根据磁光克尔效应或法拉第效应来读出的, 而是和硬磁盘的读出原理差不多, 用巨磁阻磁头检测漏磁信号来读出. 目前的激光技术完全可以保证这一思想的实现, 因此热辅助记录是一条可行的技术路线.

为研究热辅助磁记录中磁矩翻转情况, 热辅助磁矩翻转动力学应运而生. 热辅助磁矩翻转动力学仍可在 LLG 基础上建立. 这时需要在 LLG 的有效场中增加热场项. 由于材料中每点的热场不同, 或者说热场具有某种随机分布, 这时需要解随机场 (stochastic field) LLG 方程, 简称 SLLG 方程 [9].

LLG 方程在高温 (高于居里温度) 时不适用. 研究表明高温时需求解 Landau-Lifshitz-Bloch (LLB) 方程 [10].

近年来兴起超快磁学, 是通过飞秒激光辅助的磁矩翻转. 研究表明, 超快激光同时影响材料中的电子、晶格和自旋. Koopmans 等建立了一个唯象模型 [11]——3T 模型, 该模型描述了处于内部热平衡时三种能源: 电子、晶格 (声子) 和自旋之间的能流过程. 3T 模型和 LLB 模型结合可解释超快激光引起的磁矩翻转 [10,12].

尽管自旋阀的研究取得了很多进展, 但也存在很多问题. 比如, 为了使自旋阀应用于存储器设备, 自由层的磁化翻转控制十分重要. 利用自旋转矩技术的全电流器件由于不需要采用磁场而简化了设备. 但是能够实现磁化翻转的临界电流密度过大的问题尚没有彻底解决. 对于传统的磁性隧道结或者自旋阀结构, 由于其结区面积为微米量级, 即使外加的电流较大, 其电流密度仍然很低, 磁化方

向不会发生由于自旋转移矩效应而翻转; 如果进一步提高电流, 其单位面积的焦耳热会将结击穿. 只有当结区面积降低到纳米量级时, 由于单位面积上的电流密度大幅度提升, 自旋转移矩效应十分显著, 将导致磁化方向的翻转或者进动. 但即使在结区面积为纳米量级的条件下, 对于电流垂直于平面构型的自旋阀结构而言, 这个临界电流密度仍高达 10^6 — 10^7 A/cm². 所以, 寻找有效方法降低自旋矩临界电流 (密度) 仍是一个至关重要的问题.

文献 [13] 利用微磁学模拟的方法定量计算了三明治结构纳米环形磁性隧道结中电流产生的奥斯特场和自旋极化电流产生的自旋力矩效应对磁矩翻转产生的贡献. 计算表明极化电流产生的自旋力矩效应在纳米环形磁性隧道结磁矩的翻转过程中具有决定性的作用; 电流产生的奥斯特场对磁矩的翻转起辅助作用. 微磁学模拟的结果显示: 这两种效应的共同作用有助于减小翻转磁矩所需的临界电流 [13].

研究发现能够实现磁化反转的临界电流与面外 (out of plane) 退磁场成正比 [14,15], 因此降低退磁场成为减小临界电流的可行手段. 文献 [14] 和文献 [15] 建议采用垂直于平面的各向异性场来降低退磁场. 本文提出可以通过引入面外应力即引入应力各向异性场来降低退磁场.

研究表明, 应力对磁性材料的物理性能如矫顽力、剩磁、各向异性、磁致伸缩、磁电阻、铁磁共振、自旋波等都有一定影响 [16-19]. 应力对磁体的动力学性质也有很大影响 [20]. 本文研究应力对横向自旋阀的动力学响应的影响, 重点关注通过应力各向异性场来降低退磁场从而降低自旋矩临界反转电流的性质.

2 计算模型

本文横向自旋阀的模型见图 1. 铁磁体 1 为注入器, 电流从节点 1 注入, 经磁体 1 极化后经非磁沟道输运到探测器即铁磁体 2. 此极化电流驱动铁磁体 2 的磁化翻转. 铁磁体 1 和 2 又被分别称为自旋

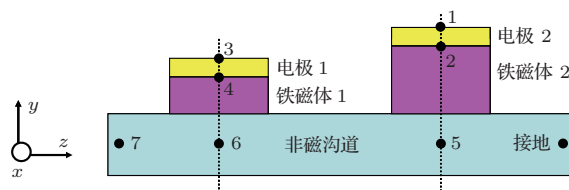


图 1 横向自旋阀的模型示意图

阀的固定层和自由层. 固定层和自由层通过电流实现耦合. 本文的主要任务是研究应力对自由层翻转的影响. 为此首先必须计算输运到自由层的极化电流大小. 为描写横向自旋阀中的自旋输运, Srinivasan 等提出了一个四分量分布式自旋电路模型 (4-component distributed spin-circuit model) [21–23]. 这个模型是基于自旋扩散方程, 所

以各单元长度都必须小于自旋扩散长度. 本文的计算就是基于此模型. 下面给出此模型的主要公式.

设图 1 中各节点电流和电压用 \mathbf{I}_i 和 \mathbf{V}_i 表示, 则

$$(\mathbf{I}_1, \mathbf{I}_2, \dots, \mathbf{I}_7)^T = G_t(\mathbf{V}_1, \mathbf{V}_2, \dots, \mathbf{V}_7)^T, \quad (1)$$

其中电流矢量 $\mathbf{I}_i = (I_{ic}, I_{is}^z, I_{is}^x, I_{is}^y)^T$, T 表示矩阵转置, 总电导

$$G_t = \begin{pmatrix} SG_{E1} & -G_{E1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -G_{E1} & SG_{E1} + SG_{F1} & -G_{F1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -G_{F1} & SG_{F1} + SG_{N2} + SG_{N1} & -G_{N2} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -G_{N2} & SG_{N2} + SG_{F2} + SG_{N3} & -G_{F2} & 0 & -G_{N3} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -G_{F2} & SG_{F2} + SG_{E2} & -G_{E2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -G_{E2} & SG_{E2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -G_{N3} & 0 & 0 & SG_{N3} & 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中 $SG_{N3} = G0_{N3} + G_{N3}$, $SG_{N2} = G0_{N2} + G_{N2}$, $SG_{N1} = G0_{N1} + G_{N1}$, $SG_{E2} = G0_{E2} + G_{E2}$, $SG_{E1} = G0_{E1} + G_{E1}$, $SG_{F2} = G0_{F2}^{\text{eff}} + G_{F2}$, $SG_{F1} = G0_{F1}^{\text{eff}} + G_{F1}$. G , $G0$ 分别代表串联电导矩阵和并联电导矩阵, 下标 N 代表非磁沟道、 F 代表铁磁体、 E 代表金属电极、 Int 表示铁磁非磁界面. 假设用 ρ 表示电阻率, L 表示长度, A 表示横截面积, λ_{sf} 表示自旋扩散长度, 则各种材料的串联电导矩阵和并联电导矩阵为

$$G_{N,E} = \frac{1}{Rl_n} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & l_n \cos \text{ech}(l_n) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & l_n \cos \text{ech}(l_n) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & l_n \cos \text{ech}(l_n) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$G0_{N,E} = \frac{1}{Rl_n} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & l_n \tanh(l_n) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & l_n \tanh(l_n) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & l_n \tanh(l_n) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$G_F = \frac{1}{Rl_n} \begin{pmatrix} 1 & p & 0 & 0 \\ p & p^2 + \beta \cos \text{ech}(l_n) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$G0_F = \frac{1}{R} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \tanh(l_n/2) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$G_{\text{Int}} = \frac{M}{R_{\text{qf}}} \begin{pmatrix} 1 & p & 0 & 0 \\ p & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$G0_{\text{Int}} = \frac{M}{R_{\text{qf}}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (8)$$

其中 $\beta = (1 + p^2)l_n$, $l_n = L/\lambda_{\text{sf}}$, $R = \rho\lambda_{\text{sf}}/A$, $R_{\text{qf}} = h/q^2$, $M = k_f^2 A/(4\pi)$, k_f 为沟道波矢 (7), (8) 式中已假设铁磁与非磁界面为欧姆接触.

在散射输运假设下, 铁磁和非磁界面的串联电导可忽略, 但并联电导需要计入. 即, $G_{F1}^{\text{eff}} = G_{0F1} + G_{0\text{Int-F1}}$, $G_{F2}^{\text{eff}} = G_{0F2} + G_{0\text{Int-F2}}$, 这里 $G_{0\text{Int-F1}}$ 表示 (8) 式中采用铁磁体 1 的参数, 以此类推.

上面 G_F 和 G_{0F} 公式中均假设易轴沿 z 向. 如

$$U\hat{m}_1 \rightarrow \hat{m}_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & u_z^2 + (1 - u_z^2)c & u_x u_z(1 - c) - u_y s & u_y u_z(1 - c) + u_x s \\ 0 & u_x u_z(1 - c) + u_y s & u_x^2 + (1 - u_x^2)c & u_x u_y(1 - c) - u_z s \\ 0 & u_y u_z(1 - c) - u_x s & u_x u_y(1 - c) + u_z s & u_z^2 + (1 - u_z^2)c \end{pmatrix}, \quad (10)$$

$$\text{而 } \hat{u} = \frac{\hat{m}_1 \times \hat{m}_2}{|\hat{m}_1 \times \hat{m}_2|}.$$

电流驱动的自由层磁化翻转, 即利用自旋转矩现象驱动磁化翻转是自旋电子学应用的重要手段之一. 为计算横向自旋阀探测端对极化端注入电流的反应, 需要求解下面 LLGS 方程

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\hat{m}}{dt} = -|\gamma|(\hat{m} \times \mathbf{H}) - \alpha|\gamma|(\hat{m} \times \hat{m} \times \mathbf{H}) + \frac{\hat{m} \times \mathbf{I}_s \times \hat{m}}{qN_s} + \alpha(\hat{m} \times \mathbf{I}_s), \quad (11)$$

其中, α 是吉尔伯特阻尼系数, γ 为回磁比, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_k + \mathbf{H}_d + \mathbf{H}_\sigma$ 为有效场, 这里已经将退磁张量分成三部分, 其中 \mathbf{H}_k 是各向异性场, 一般由形状各向异性决定, 沿易轴方向, 即 $\mathbf{H}_k = H_k m_z \hat{z}$, \mathbf{H}_d 是易平面各向异性引起的退磁场, 一般指向面外, 所以也称面外退磁场 (out of plane demagnetizing field) 退磁场^[24], 即 $\mathbf{H}_d = -H_d m_y \hat{y}$, \mathbf{H}_σ 是强度为 σ 的应力场, $H_\sigma = 3\lambda_s \sigma / M_s$, λ_s 是饱和磁致伸缩系数, 计算中我们不考虑其正负, 只讨论 $\lambda_s \sigma > 0$ 的

易轴不满足这一要求, 需要进行旋转变换

$$G_F(\hat{m}) = U(\hat{z} \rightarrow \hat{m}) G_F(\hat{m}) U^\dagger(\hat{z} \rightarrow \hat{m}),$$

$$G_{0F}(\hat{m}) = U(\hat{z} \rightarrow \hat{m}) G_{0F}(\hat{m}) U^\dagger(\hat{z} \rightarrow \hat{m}), \quad (9)$$

其中变换矩阵

情况. 另外, 计算中以 H_k 为单位, 即取 $H_\sigma = rH_k$. \mathbf{H}_σ 施加方向比较自由, 可沿任何方向, 但必须有部分分量沿 \mathbf{H}_d 反方向, 这样才能起到补偿退磁场的作用.

体系的非局域电阻定义为

$$R_{nl} = \frac{V_{3c} - V_{7c}}{I_{1c}}. \quad (12)$$

3 数值结果与讨论

本文的主要计算参数见表 1.

其他参数如下: 磁铁的吉尔伯特阻尼系数 $\alpha = 0.007$, 回磁比 $\gamma = 1.76 \times 10^{11} / (\text{T} \cdot \text{s})$, 饱和磁矩 $M_s = 7.8 \times 10^{-7} \text{ A/m}$, 单轴各向异性常数 $K_{u2} = 3.14 \times 10^3 \text{ J/m}^3$, 极化率 0.49, 沟道波矢 $k_f = 1.36 \times 10^{10} \text{ m}^{-1}$.

我们的计算分为如下四种情况: (a) \mathbf{H}_d 沿 $-y$ 方向, \mathbf{H}_σ 沿 $+y$ 方向; (b) \mathbf{H}_d 沿 $-y$ 方向, \mathbf{H}_σ 沿 $+x$ 方向; (c) \mathbf{H}_d 沿 $-y$ 方向, \mathbf{H}_σ 沿 $+z$ 方向; (d) \mathbf{H}_d 沿 $-x$ 方向, \mathbf{H}_σ 沿 $+x$ 方向.

表 1 计算用材料参数, 取自文献 [21]

参数类型	自旋扩散长度	电阻率	长 L (z 方向)	宽 d (x 方向)	厚 h (y 方向)
	$\lambda_{\text{sf}}/\text{nm}$	$\rho/\Omega \cdot \text{nm}$	/nm	/nm	/nm
电极 1(金 Au)	10	70	75	170	10
电极 2(金 Au)	10	70	75	170	10
磁铁 1(注入器) (镍铁合金 NiFe)	5	171	75	170	20
磁铁 2(探测器) (镍铁合金 NiFe)	5	171	80	170	4
沟道 1(注入器左边)(铜 Cu)	1000	6.9	10000	170	65
沟道 2(注入器和探测器之间)(铜 Cu)	1000	6.9	270	170	65
沟道 3(探测器右边)(铜 Cu)	1000	6.9	10000	170	65

(a) 中 H_σ 大小改变对临界电流有影响, 结果见图 2 至图 4. 图 2 是非局域电阻随注入电流大小的关系曲线. 图 3 是自由层磁化强度随注入电流大小的关系曲线. 非局域电阻和磁化强度随注入电流大小的关系曲线非常相似. 图 4 是磁化强度随时间变化的关系曲线. 图 4 说明, 随着应力增加、退磁场减少, 磁矩翻转时间显著减少, 即应力可以提高开关速度. (b) 和 (c) 中 H_σ 大小改变对临界电流没有影响. (d) 中 H_σ 大小改变对临界电流有影响, 效果同 (a), m_z 随 I_C 变化曲线见图 5. 非局域电阻的图形与图 5 类似, 故略去. 另外, 随着应力提高, 磁矩反转时间也会减少, 与图 4 的情况类似.

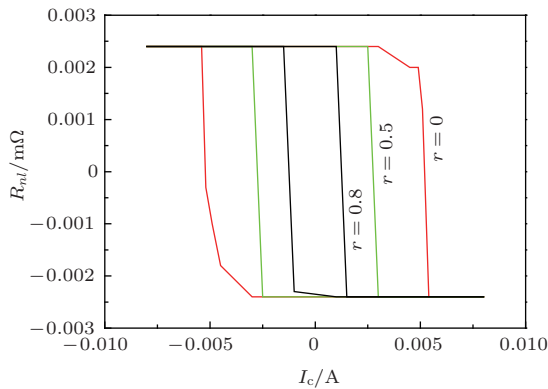


图 2 H_d 沿 $-y$ 方向, H_σ 沿 $+y$ 方向时不同应力下局域电阻随注入电流的变化曲线

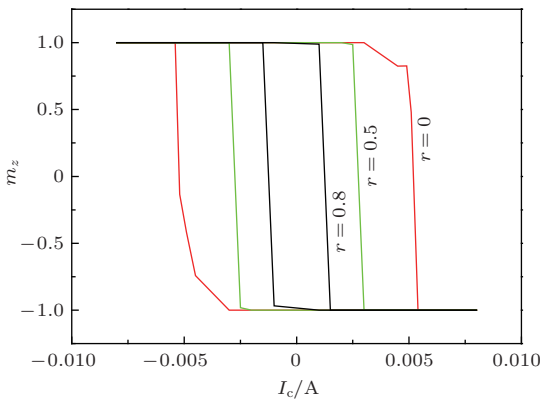


图 3 H_d 沿 $-y$ 方向, H_σ 沿 $+y$ 方向时不同应力下 z 向磁矩随注入电流的变化曲线, m_z 已归一化

(a) 中等效退磁场大小变成 $H_d - H_\sigma$, 计算中适当选取 r 以保证 $H_d - H_\sigma > 0$. 初始条件对于形成自旋的进动非常必要. 计算中固定层磁矩方向始终沿易轴方向, 即 z 轴正向. 对于自由层, 正向循环时我们取 $m_z = 0.999$, 即假设自由层磁矩由于某种因素 (比如热扰动) 稍微偏离易轴方向. 同理, 逆向循环时我们取 $m_z = -0.999$.

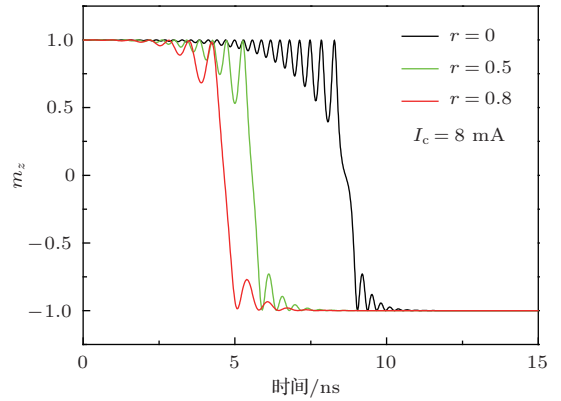


图 4 (网刊彩色) H_d 沿 $-y$ 方向, H_σ 沿 $+y$ 方向时不同应力下 z 向磁矩随时间的变化曲线, m_z 已归一化

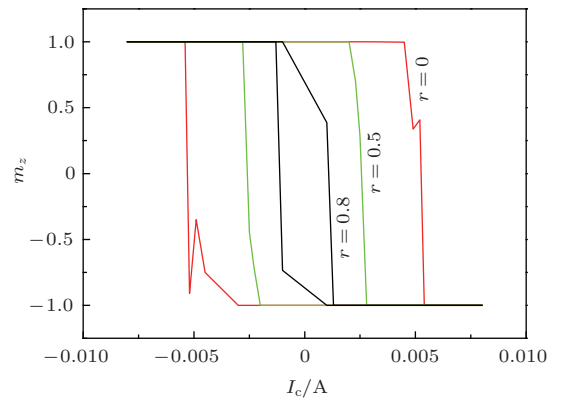


图 5 H_d 沿 $-x$ 方向, H_σ 沿 $+x$ 方向时不同应力下 z 向磁矩随注入电流的变化曲线, m_z 已归一化

4 结 论

利用 LLGS 方程数值研究了应力下横向自旋阀的动力学性质. 结果表明, 适当选择应力方向, 可以有效补偿面外退磁场, 从而降低自旋矩临界电流. 不仅如此, 提高应力、减少退磁场, 还可以减少磁矩翻转时间, 即提高开关速度. 本文的计算还说明, 初始条件对于形成自旋的进动的影响也是非常关键的.

本文的计算是基于单畴、宏自旋假设, 且没有考虑温度的影响, 与实际情况还有一定差别. 但这些因素对上述结论的影响不大. 关于应力的上述效应, 目前尚没有相应实验报道. 从应用的角度考虑, 可在铁磁体 2 上淀积一层或多层晶格失配材料, 利用晶格失配产生应力. 也可以将应力和淀积垂直各向异性材料的方法结合起来补偿面外退磁场. 相应工作正在进行中.

参考文献

- [1] Yuan X B, Ren J F, Hu G C 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 067501
- [2] Villamor E, Isasa M, Hueso L E, Casanova F 2013 *Phys. Rev. B* **88** 184411
- [3] Jin W, Liu Y W 2010 *Chin. Phys. B* **19** 037001
- [4] Sun C Y, Wang Z C 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 077501
- [5] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** 1
- [6] 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]
- [7] Jin W, Wan Z M, Liu Y W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 017502 (in Chinese)[金伟, 万振茂, 刘要稳 2011 物理学报 **60** 017502]
- [8] Xu H Z, Chen X, Liu J M 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 093919
- [9] Cimpoesu Dorin, Pham Huy, Stancu Alexandru, Spinu Leonard 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 113918
- [10] Atxitia U, Chubykalo-Fesenko A, Kazantseva N, Hinzke D, Nowak U, Chantrell R W 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 232507
- [11] Koopmans B, Ruigrok J J M, Longa F D, de Jonge W J M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 267207
- [12] Jiao X, Ren Y, Zhang Z, Jin Q, Liu Y 2013 *IEEE Trans. Magn.* **49** 3191
- [13] Wei H X, He J, Wen Z C, Han X F, Zhan W S, Zhang S 2008 *Phys. Rev. B* **77** 134432
- [14] Liu L, Moriyama T, Ralph D C, Buhrman R A 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 122508
- [15] Laua Y C, Oguz K, Rode K, Coey J M D 2013 *Eur. Phys. J. B* **86** 110
- [16] Guo Z Z, Hu X B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 057501 (in Chinese)[郭子政, 胡旭波 2013 物理学报 **62** 057501]
- [17] Zhang H, Zeng D C, Liu Z W 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 067503 (in Chinese)[张辉, 曾德长, 刘仲武 2011 物理学报 **60** 067503]
- [18] Pan J, Zhou L, Tao Y C, Hu J G 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3521 (in Chinese)[潘靖, 周岚, 陶永春, 胡经国 2007 物理学报 **56** 3521]
- [19] Qian L J, Xu X Y, Hu J G 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2589
- [20] Zhu B, LO C C H, Lee S J, Jiles D C 2001 *J. Appl. Phys.* **89** 7009
- [21] Behin-Aein B, Sarkar A, Srinivasan S, Datta S 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 123510
- [22] Behin-Aein B, Datta D, Sayeef S, Datta S 2010 *Nat. Nanotech.* **5** 266
- [23] Behin-Aein B, Salahuddin S, Datta S 2009 *IEEE Tran. Nanotech.* **8** 505
- [24] Zhou Y, Bonetti S, Zha C L, Åkerman J 2009 *New J. Phys.* **11** 103028

Spin-torque critical current tuned by stress*

Guo Zi-Zheng[†] Deng Hai-Dong Huang Jia-Sheng Xiong Wan-Jie Xu Chu-Dong

(Department of Applied Physics, College of Science, South China Agricultural University, Guangzhou 510642, China)

(Received 4 February 2014; revised manuscript received 5 March 2014)

Abstract

Excessive spin-torque critical current has long been a problem received much attention. In this paper, we suggest that by introducing the out-of-plane stress or the stress anisotropy field, the out-of-plane demagnetizing field can be compensated effectively, and in this way the spin-torque critical current can be reduced. Specifically, the four-component distributed spin-circuit model is used to calculate the polarization current which is transferred from the polarizer to the detector (free layer). The properties of magnetization switching in the free layer of the lateral spin valve are studied under the influence of stress by using the Landau-Lifshitz-Gilbert-Slonczewski (LLGS) equation. Results show that, if the stress direction is appropriately selected, the out-of-plane demagnetizing field can be effectively compensated, thereby the spin torque critical current can be significantly reduced. Furthermore, as the stress is increased and the demagnetizing field is reduced, the magnetization reversal time is greatly reduced.

Keywords: lateral spin valve, spin torque, critical current, stress

PACS: 85.75.-d, 75.40.Gb

DOI: [10.7498/aps.63.138501](https://doi.org/10.7498/aps.63.138501)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61308038, 11247015), the Natural Science Foundation for Dr. Startup Project of Guangdong Province, China (Grant No. 2013040015235), the Guangdong Higher Educational Special Fund for the Introduction of Talents and the Principal Science Foundation of South China Agricultural University.

[†] Corresponding author. E-mail: phzzguo@126.com