

铁磁/重金属双层薄膜结构中磁性状态的稳定性分析

王日兴 贺鹏斌 肖运昌 李建英

Stability of magnetization states in a ferromagnet/heavy metal bilayer structure

Wang Ri-Xing He Peng-Bin Xiao Yun-Chang Li Jian-Ying

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 137201 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.137201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.137201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I13>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

铁磁绝缘体间的极薄 Bi_2Se_3 薄膜的相变研究

Phase transition of ultrathin Bi_2Se_3 film sandwiched between ferromagnetic insulators

物理学报.2013, 62(3): 037202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.037202>

镍锰铁氧体纳米线阵列的制备与表征

Preparation and characterization of nickel manganese ferrite

物理学报.2012, 61(9): 097502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.097502>

反铁磁耦合硬磁-软磁-硬磁三层膜体系的不可逆交换弹性反磁化过程

Irreversible exchange-spring processes of antiferromagnetically exchange coupled hard-soft-hard trilayer structures

物理学报.2011, 60(10): 107503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.107503>

铁磁/重金属双层薄膜结构中磁性状态的稳定性分析*

王日兴^{1)†} 贺鹏斌²⁾ 肖运昌¹⁾ 李建英¹⁾

1) (湖南文理学院电气与信息工程学院, 常德 415000)

2) (湖南大学物理与微电子科学学院, 长沙 410082)

(2014年12月24日收到; 2015年2月16日收到修改稿)

本文在理论上研究了铁磁/重金属双层薄膜结构中自旋霍尔效应自旋矩驱动的磁动力学. 通过线性稳定性分析, 获得了以电流和磁场为控制参数的磁性状态相图. 发现通过调节电流密度和外磁场, 可以获得不同的磁性状态, 例如: 平面内的进动态、平面内的稳定态以及双稳态. 当外磁场的方向在一定的范围时, 通过调节电流密度可以实现磁矩的翻转和进动. 同时, 通过数值求解微分方程, 给出了这些磁性状态磁矩的演化轨迹.

关键词: 磁矩翻转, 自旋霍尔效应, 稳定性分析

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

DOI: 10.7498/aps.64.137201

1 引言

自旋极化电流激发的自旋转移矩效应^[1,2]由于在数据存储和微波激发中的潜在应用, 在学术界和工业界引起了人们的广泛关注. 目前, 自旋转移矩效应成为了人们研究自旋极化电流激发的静态和动态磁性状态的基础. 特别是由自旋转移矩驱动磁矩的翻转^[3-7]和进动^[8]更是对磁随机存储器的数据写入方式和微波振荡器的应用产生了重大的影响. 事实上, 自旋转移矩效应源于局域磁矩与自旋极化电流之间的相互作用^[1-10].

通常地, 自旋极化电流可以在自旋阀或磁隧道结结构中通过自旋过滤效应获得. 最近, 为了更好地通过操控磁矩来实现信息处理和数据存储, Liu等提出了一种更加方便产生自旋极化电流的方法, 即在某些非磁性材料中通过自旋霍尔效应^[11-13]来产生. 在由铁磁层/非磁性层组成的双层膜结构

中, 其中非磁性层为重金属. 当沿平面内的方向注入电流时, 在非磁性层中, 由于自旋霍尔效应会产生横向的自旋流, 自旋流被垂直地注入到铁磁层并与铁磁层的磁矩之间发生角动量转移, 使得它对铁磁层磁矩产生一个力矩. 实验和理论研究都表明: 通过自旋霍尔效应产生的自旋矩同样可以驱动铁磁层中的磁矩翻转^[14-17]和产生进动^[18].

与传统的自旋转移效应产生的力矩相比较, 自旋霍尔效应自旋矩不仅在施加大的自旋极化电流到铁磁层方面更加有效, 而且铁磁/重金属双层膜结构为制造高度有效的自旋矩器件提供了更加简单和可靠的新结构. 但是, 目前关于铁磁/重金属双层膜结构中由自旋霍尔效应激发的磁性状态稳定性方面的研究还非常缺乏.

本论文对铁磁/重金属双层膜系统中由自旋霍尔效应自旋矩驱动的磁性状态进行了线性稳定性分析^[19-28]. 通过对包含自旋霍尔效应自旋矩项的基于宏观磁矩的Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)方

* 国家自然科学基金(批准号: 11347132), 湖南省教育厅一般项目(批准号: 14C0807)和湖南文理学院校级科研项目(批准号: 14YB02)资助的课题.

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

程线性化并使用稳定性分析的方法, 获得了以电流密度和磁场为控制参数的磁性状态相图. 在相图中, 静态和动态的磁性状态被区分开来. 同时, 通过求解非线性的微分方程, 分析了这些磁性状态的动力学行为.

2 理论模型和线性化展开

本文所研究的理论模型如图 1 所示, 是一个由铁磁层/重金属层组成的双层膜结构. 铁磁层内磁化均匀, 磁矩不随空间坐标变化, 磁化强度的梯度为零, 因此可以不考虑交换作用, 将铁磁层合理地近似为单磁畴结构^[15,17,23-29]. 定义 x - y 平面为双层膜的膜面, z 轴垂直于膜面, 铁磁层的易磁化轴沿 x 方向. 外磁场 \mathbf{H} 沿任意方向, 其极角和方位角分别为 θ_p 和 ϕ_p . 当沿重金属层膜面施加电流时, 由于自旋霍尔效应, 产生垂直于膜面的自旋极化电流. 由自旋霍尔效应产生的自旋极化电流产生施加于铁磁层磁矩的自旋矩并且改变它的磁化动力学. 自旋极化电流与电荷电流的比值定义为自旋霍尔角. 铁磁层中磁矩的动力学行为可以用一个包含自旋霍尔效应自旋矩项的基于宏观磁矩的 LLG 方程来描述

$$\frac{d\mathbf{m}}{d\tau} = \mathbf{m} \times \frac{\partial \varepsilon}{\partial \mathbf{m}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{d\tau} + \frac{J}{J_{\text{SH}}} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{y}), \quad (1)$$

式中, \mathbf{m} 为自由层磁矩的单位矢量, α 为 Gilbert 阻尼常量. J 为重金属层中电流密度, $J_{\text{SH}} = 2e\mu_0 M_s^2 d / (\hbar \theta_{\text{SH}})$. 其中 e 为基本电荷, μ_0 为真空磁导率, \hbar 为普朗克常量, θ_{SH} 为自旋霍尔角, M_s 为铁磁层的饱和磁化强度, d 为铁磁层的厚度. τ 和 ε 为无量纲的变量, 分别代表时间和能量. 其表达式为: $\tau = \gamma M_s t$, $\varepsilon = Q/2(1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) + 1/2 \cos^2 \theta - h_x \sin \theta \cos \phi - h_y \sin \theta \sin \phi - h_z \cos \theta$. 式中, θ 和 ϕ 分别为铁磁层磁矩的极角和方位角, $Q = H_k/M_s$, 其中 H_k 为各向异性场, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_s = (h_x, h_y, h_z) = (h \sin \theta_p \cos \phi_p, h \sin \theta_p \sin \phi_p, h \cos \theta_p)$, 其中 \mathbf{H} 为外磁场. 时间和能量单位分别为 $1/(\gamma M_s)$ 和 $\mu_0 M_s^2$. 磁场能量包括各向异性场、退磁场能和塞曼能.

将方程 (1) 在球坐标系中展开, 可以得到两个耦合的微分方程

$$\begin{aligned} & \frac{d\theta}{d\tau} + \alpha \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} \\ &= -\frac{Q}{2} \sin \theta \sin 2\phi - h_x \sin \phi + h_y \cos \phi \\ & \quad - \frac{J}{J_{\text{SH}}} \cos \theta \sin \phi, \\ & -\alpha \frac{d\theta}{d\tau} + \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} \\ &= -\frac{\sin 2\theta}{2} (Q \cos^2 \phi + 1) - h_x \cos \theta \cos \phi \\ & \quad - h_y \cos \theta \sin \phi + h_z \sin \theta - \frac{J}{J_{\text{SH}}} \cos \phi. \end{aligned} \quad (2)$$

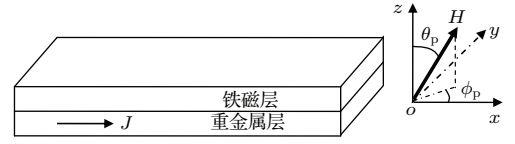


图 1 双层膜结构示意图和坐标系

Fig. 1. Schematic drawing of a bilayer and coordinate system.

在外加电流和磁场的作用下, 铁磁层磁矩将到达一个新的平衡位置. 为了分析新平衡位置的稳定性, 我们可以假设系统受到微扰的作用. 实际上, 微扰总是存在的. 在微扰的作用下, 系统将在平衡位置附近振动. 因此, 可以令 $\theta = \theta_0 + \delta\theta$, $\phi = \phi_0 + \delta\phi$, 其中, θ_0 和 ϕ_0 为新平衡位置的极角和方位角, $\delta\theta$ 和 $\delta\phi$ 为系统对平衡位置的偏离. 将其插入方程 (2) 并且保留 $\delta\theta$ 和 $\delta\phi$ 的线性项, 可以得到关于新平衡位置 (θ_0, ϕ_0) 的方程组

$$\begin{aligned} & \frac{Q}{2} \sin \theta_0 \sin 2\phi_0 + h_x \sin \phi_0 - h_y \cos \phi_0 \\ & + \frac{J}{J_{\text{SH}}} \cos \theta_0 \sin \phi_0 = 0, \\ & \frac{\sin 2\theta_0}{2} (Q \cos^2 \phi_0 + 1) + h_x \cos \theta_0 \cos \phi_0 \\ & + h_y \cos \theta_0 \sin \phi_0 - h_z \sin \theta_0 \\ & + \frac{J}{J_{\text{SH}}} \cos \phi_0 = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

以及关于 $\delta\theta$ 和 $\delta\phi$ 的线性微分方程

$$\begin{aligned} & \frac{d}{d\tau} \delta\theta + \alpha \sin \theta_0 \frac{d}{d\tau} \delta\phi = f_\theta \delta\theta + f_\phi \delta\phi, \\ & -\alpha \frac{d}{d\tau} \delta\theta + \sin \theta_0 \frac{d}{d\tau} \delta\phi = g_\theta \delta\theta + g_\phi \delta\phi. \end{aligned} \quad (4)$$

其中,

$$\begin{aligned} f_\theta &= -\frac{Q}{2} \sin 2\phi_0 \cos \theta_0 + \frac{J}{J_{\text{SH}}} \sin \theta_0 \sin \phi_0, \\ f_\phi &= -Q \sin \theta_0 \cos 2\phi_0 - h_x \cos \phi_0 - h_y \sin \phi_0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{J}{J_{\text{SH}}} \cos \theta_0 \cos \phi_0, \\
 g_\theta = & -\cos 2\theta_0 (Q \cos^2 \phi_0 + 1) + h_x \sin \theta_0 \cos \phi_0 \\
 & + h_y \sin \theta_0 \sin \phi_0 + h_z \cos \theta_0, \\
 g_\phi = & \frac{Q}{2} \sin 2\theta_0 \sin 2\phi_0 + h_x \cos \theta_0 \sin \phi_0 \\
 & - h_y \cos \theta_0 \cos \phi_0 + \frac{J}{J_{\text{SH}}} \sin \phi_0. \quad (5)
 \end{aligned}$$

3 结果与讨论

通过对能量密度最小化, 可以发现在没有电流和外磁场时, 铁磁层磁矩有六个静态的平衡方向. 其中, 两个能量最低点 $(\theta_0, \phi_0) = (\pi/2, 0)$ 和 $(\pi/2, \pi)$ 为稳定点, 两个能量最高点 $\theta_0 = 0$ 和 π 为不稳定点, $(\theta_0, \phi_0) = (\pi/2, \pi/2)$ 和 $(\pi/2, 3\pi/2)$ 为鞍点. 如果给系统施加一个相对小的电流和一个较弱的磁场, 新的平衡方向将在这六个平衡点附近并且可以通过求解方程 (3) 获得.

在微扰的作用下, 铁磁层的磁矩在新的平衡方向附近振动. 运用线性稳定性分析, 我们可以判断每个平衡点的稳定性. 假设磁矩做周期性振荡, 令其表达式为: $\delta\theta = \Delta\theta e^{i\omega t}$ 和 $\delta\phi = \Delta\phi e^{i\omega t}$, 其中 $\Delta\theta$ 和 $\Delta\phi$ 为振幅. 将表达式代入线性微分方程 (4), 可得

$$\begin{vmatrix} \mu - f_\theta & \alpha\mu \sin \theta_0 - f_\phi \\ -\alpha\mu - g_\theta & \mu \sin \theta_0 - g_\phi \end{vmatrix} = 0, \quad (6)$$

式中 $\mu = i\omega$. 展开 (6) 式, 可得一个关于 μ 的一元二次方程

$$\mu^2 - T\mu + \Delta = 0, \quad (7)$$

其中,

$$T = \frac{g_\phi + f_\theta \sin \theta_0 + \alpha(f_\phi - g_\theta \sin \theta_0)}{(1 + \alpha^2) \sin \theta_0}, \quad (8)$$

$$\Delta = \frac{f_\theta g_\phi - f_\phi g_\theta}{(1 + \alpha^2) \sin \theta_0}. \quad (9)$$

根据线性稳定性理论: 如果 $\Delta > 0$, 当 $T < 0$ 时, 平衡点为稳定点, 而当 $T > 0$ 时, 平衡点为不稳定点. 如果 $\Delta < 0$, 平衡点为鞍点 [19,20].

下面我们将以 (3) 式和 (7) 式为基础对系统的平衡点进行稳定性分析. 考虑磁场 \mathbf{H} 在 x - y 平面和 x - z 平面内的两种情况, 相关的材料参数为 [24]: 阻尼系数 $\alpha = 0.02$, 旋磁比 $\gamma = 2.2117 \times 10^5$ m/(As), 饱和磁化强度 $M_s = 8.8 \times 10^5$ A/m, 各向

异性场 $H_k = 8 \times 10^3$ A/m, 铁磁层的厚度 $d = 3.5$ nm, 有效的自旋霍尔角 $\theta_{\text{SH}} = 0.3$ [16].

3.1 磁场 \mathbf{H} 沿 x - y 平面

通过求解方程组 (3), 我们可以获得当外磁场和电流密度大小一定的时候, 铁磁层磁矩全部的新平衡位置. 因为电流密度和外磁场都比较小, 因此新的平衡位置也在相应静态平衡位置附近. 稳定性分析表明: 在以 J 和 ϕ_p 为控制参数的相图平面的一定区域内, 平面内的四个平衡方向都可能稳定. 通过调节电流密度的大小和外磁场的方向, 我们可以实现磁矩的翻转和进动.

在图 2 中, 我们给出了 $\theta_p = 90^\circ$ 和 $h = 0.015$ 时, 以 J 和 ϕ_p 为控制参数的磁性状态相图. 图中蓝色的点划线和绿色的虚线为平面内稳定态的边界线, 红色实线为平面内稳定态的失稳边界线. 相图边界通过求解四个动态的平衡方程, 由 $\Delta = 0$ 和 $T = 0$ 获得. 从图 2 可以看出, 一共有四个平面内的稳定态 (in-plane static states IPS), 分别在 x 方向, $-x$ 方向, y 方向和 $-y$ 方向附近. 我们把这些区域在相图中分别定义为 IPS 0° , IPS 180° , IPS 90° 和 IPS 270° . 当这些动态的平衡方向失稳以后, 系统将出现平面内的进动态 (in-plane precessional state IPP). 这是因为由自旋霍尔效应自旋矩、有效场进动矩和阻尼矩相互竞争的结果. 当自旋霍尔效应感应的自旋矩和阻尼矩相互抵消的时候, 磁矩展现出平面内的进动态.

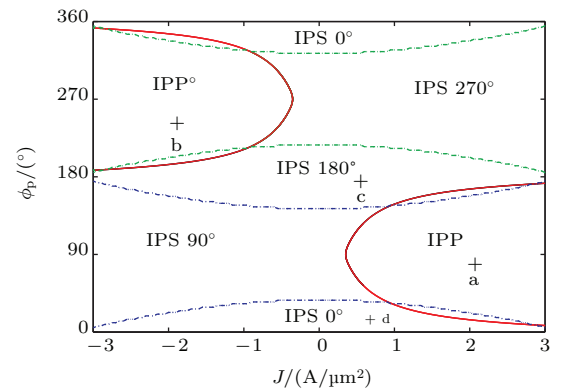


图 2 (网刊彩色) 以 J 和 ϕ_p 为控制参数的磁性状态相图
Fig. 2. (color online) The phase diagram of magnetic states defined in parameter space spanned by J and ϕ_p .

铁磁层磁矩沿易磁化轴的取向有两种, 一种沿 x 方向 ($\phi_0 = 0^\circ$), 另一种沿 $-x$ 方向 ($\phi_0 = 180^\circ$). 从图 2 可以看出, 在 $\phi_p = 0^\circ$ 附近的区域, 也就是

说当外磁场方向在 x 轴附近的时候, 由于铁磁层磁矩最终稳定在 x 方向附近(即 IPS 0°), 因此, 如果铁磁层磁矩的初始磁化方向沿 $-x$ 方向时, 就可以实现磁矩从 $-x$ 方向到 x 方向的翻转. 同理, 在 $\phi_p = 180^\circ$ 附近的区域, 也就是说当外磁场在 $-x$ 方向附近的时候, 由于铁磁层磁矩最终稳定在 $-x$ 方向附近(即 IPS 180°), 因此, 如果铁磁层磁矩的初始磁化方向沿 x 方向时可以实现磁矩从 x 方向到 $-x$ 方向的翻转. 当外磁场逐渐偏离这两个方向时, 系统将转化为平面内的进动态. 这些区域在相图中被定义为 IPP. 而且从图 2 可以发现当外磁场沿 y 和 $-y$ 方向时, 转化电流最小. 随着外磁场逐渐地偏离 y 和 $-y$ 方向, 转化电流也逐渐地增加. 当电流为负且 ϕ_p 在 90° 附近以及电流为正 ϕ_p 在 270° 附

近的时候, 铁磁层磁矩将分别稳定在 y 方向和 $-y$ 方向附近. 在图 2 中, 我们分别把这两个区域定义为 IPS 90° 和 IPS 270° . 在 $\phi_p = 0^\circ, 180^\circ$ 和 360° 附近, 稳定态边界线和失稳边界线重合的地方有四个狭窄的区域. 通过数值的方法求解方程 (2), 我们发现在 $\phi_p = 0^\circ$ 和 360° 附近的两个狭窄区域, 也就是外磁场在 x 方向附近时, 如果磁矩的初始磁化方向沿 x 方向, 磁矩绕 x 轴方向进动, 而当磁矩的初始磁化方向沿 $-x$ 方向时, 磁矩表现为平面内的进动态; 在 $\phi_p = 180^\circ$ 附近的两个狭窄区域, 也就是当外磁场在 $-x$ 轴方向附近时, 如果磁矩的初始磁化方向沿 x 方向, 磁矩表现为平面内的进动态, 而当磁矩的初始磁化方向沿 $-x$ 方向时, 磁矩绕 $-x$ 轴方向进动.

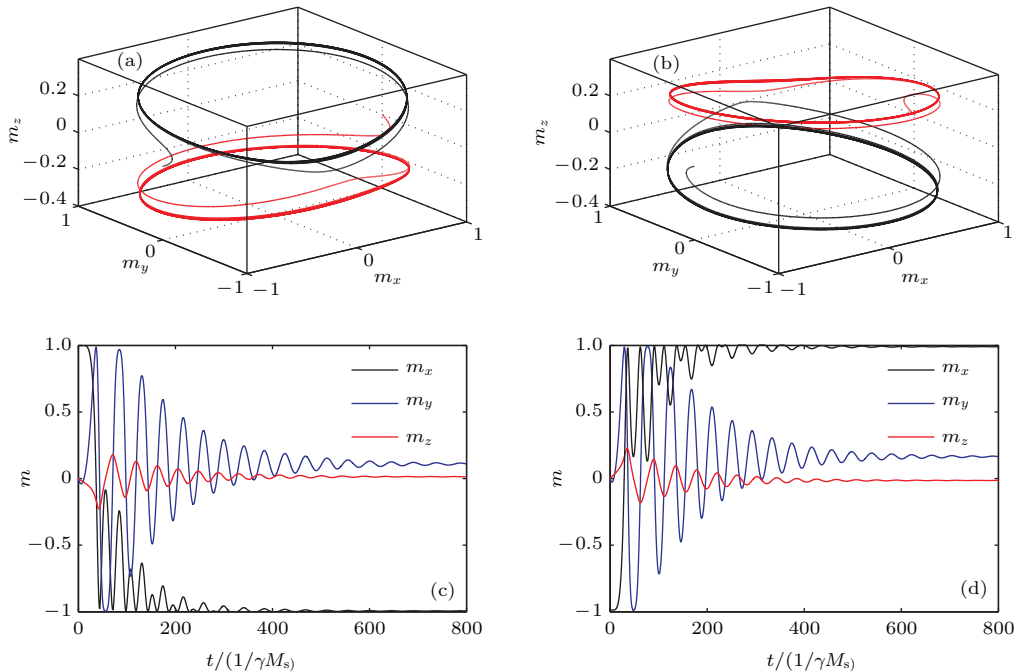


图 3 (网刊彩色) 图 2 中 a, b, c, d 四点铁磁层磁矩的动态演化 (a) 和 (b) 平面内的进动态; (c) 磁矩从 x 方向翻转到 $-x$ 方向; (d) 磁矩从 $-x$ 方向翻转到 x 方向
 Fig. 3. (color online) Dynamic evolutions of the FM-layer magnetization for points 'a', 'b', 'c' and 'd' in Fig. 2. (a) and (b) IPP states; (c) magnetization reversal from x to $-x$; (d) magnetization reversal from $-x$ to x .

为了证明相图的正确性, 我们从图 2 中选取了四个点 (a, b, c, d), 通过数值求解方程 (2), 在图 3 中分别给出了此四点磁矩的演化轨迹. 图 3(a) 和 (b) 中红色和黑色实线分别对应铁磁层磁矩的初始磁化方向沿 x 方向和 $-x$ 方向. 此两图表明磁矩的演化轨迹为平面内的进动态 (IPP), 而且与铁磁层磁矩的初始磁化方向无关. 图 3(c) 和 (d) 展示了

磁化矢量的三个分量 m_x, m_y 和 m_z 随时间的变化关系. 图 3(c) 表明磁矩从 x 方向翻转到了 $-x$ 方向, 图 3(d) 为磁矩从 $-x$ 方向向 x 方向翻转.

3.2 磁场 H 沿 $x-z$ 平面

在讨论磁场沿 $x-y$ 平面自旋霍尔效应自旋矩驱动磁动力学的同时, 我们也研究了磁场在 $x-z$ 平面

内旋转时对铁磁层磁矩磁动力学的影响. 在图 4 中, 我们给出了 $\phi_p = 0^\circ$ 和 $h = 0.015$ 时, 以 J 和 θ_p 为控制参数的磁性状态相图, 图中黑色实线为平面内沿 x 方向稳定态的失稳边界线. 由于电流密度和外磁场都比较小, 因此系统没有出现平面内的进动态. 从图可以看出, 当 θ_p 在 0° 和 180° 附近的时候, 也就是外磁场方向垂直于膜面的时候, 系统表现出双稳态. 此时, 铁磁层磁矩的磁性状态与初始状态有关. 如果磁矩的初始磁化方向沿 x 方向, 系统将最终稳定在 x 方向附近. 而当磁矩的初始磁化方向沿 $-x$ 方向时, 系统最终稳定在 $-x$ 方向附近. 我们在相图中把这些区域定义为 IPS 0° /IPS 180° . 同时, 我们在双稳态的区域选取了 a 点, 用图 4 的内插图给出了其演化轨迹, 其中, 红色和黑色实线分别对应铁磁层磁矩的初始磁化方向沿 x 方向和 $-x$ 方向. 在双稳态以外的区域, 系统将稳定在 x 轴方向附近. 在这些区域, 我们可以实现磁矩从 $-x$ 方向向 x 方向的翻转. 通过计算我们还发现, 当磁场沿相反的方向时, 在此区域可以实现磁矩从 x 方向向 $-x$ 方向的翻转.

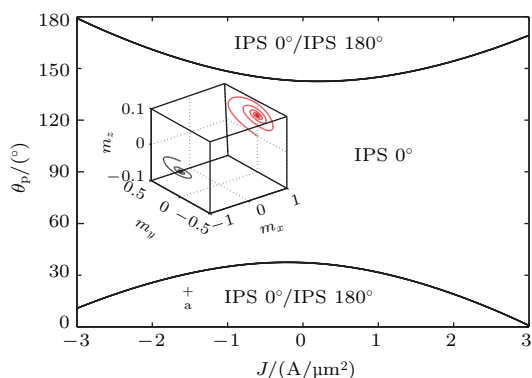


图 4 (网刊彩色) 以 J 和 θ_p 为控制参数的磁性状态相图, 内插图为 a 点的动态演化

Fig. 4. (color online) The phase diagram of magnetic states defined in parameter space spanned by J and θ_p , the inset shows the dynamic evolution of point 'a'.

4 结 论

本文从理论上研究了铁磁/重金属双层薄膜结构中自旋霍尔效应自旋矩驱动的磁动力学. 通过对包含自旋霍尔效应自旋矩项的基于宏观磁矩的 LLG 方程线性化, 并使用线性稳定性分析, 建立了以电流密度和外磁场方向为控制参数的磁性状态相图. 相图中包括了各种不同的静态和动态磁性状态, 例如, 平面内的稳定态, 平面内的进动态以及双

稳态. 通过调节电流密度的大小和外磁场的方向, 可以实现磁矩的翻转和进动. 同时, 给出了不同磁性状态的演化轨迹. 研究表明: 当外磁场方向在 x 和 $-x$ 方向附近的时候, 通过调节电流密度, 可以实现磁矩在 x 方向和 $-x$ 方向之间的翻转. 当外磁场方向偏离这两个方向时, 系统将出现平面内的进动态. 如果外磁场伸出膜面, 系统表现出双稳态. 这为选择不同的外磁场方向以提高磁矩翻转和微波激发的效率提供了新的选择方法. 希望这些研究能为今后的实验提供有益的帮助.

参考文献

- [1] Berger L 1996 *Phys. Rev. B* **54** 9353
- [2] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [3] Myers E B, Ralph D C, Katine J A, Louie R N, Buhrman R A 1999 *Science* **285** 867
- [4] Katine J A, Albert F J, Buhrman R A, Myers E B, Ralph D C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149
- [5] 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, 陈陪毅 2008 物理学报 **57** 2427]
- [6] Bao J, Xu X G, Jiang Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7998 (in Chinese) [包瑾, 徐晓光, 姜勇 2009 物理学报 **58** 7998]
- [7] Sun C Y, Wang Z C 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 077501
- [8] Kiselev S I, Sankey J C, Krivorotov I N, Emley N C, Schoelkopf R J, Buhrman R A, Ralph D C 2003 *Nature* **425** 380
- [9] Bazaliy Ya B, B. A. Jones, Zhang S C 1998 *Phys. Rev. B* **57** R3213
- [10] Zhang S, Li Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204
- [11] Dyakonov M I, Perel V I 1971 *Phys. Lett.* **35** 459
- [12] Hirsch J E 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1834
- [13] Zhang S F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 393
- [14] Liu L Q, Pai C F, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Science* **336** 555
- [15] Liu L Q, Lee O J, Gudmundsen T J, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 096602
- [16] Pai C F, Liu L Q, Li Y, Tseng H W, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 122404
- [17] Lee K S, Lee S W, Min B C, Lee K J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 112410
- [18] Liu L Q, Pai C F, Ralph D C, Buhrman R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 186602
- [19] Liu B Z, Peng J H 2005 *Nonlinear Dynamics* (Beijing: High Education Publishing) p34 (in Chinese) [刘秉正, 彭建华 2005 非线性动力学 (北京: 高等教育出版社) 第 34 页]
- [20] Bazaliy Ya B, Jones B. A., Zhang S C 2004 *Phys. Rev. B* **69** 094421
- [21] Grollier J, Cros V, Jaffrès H, Hamzic A, George J M, Faini G, Youssef J. Ben, Gall H Le, Fert A 2003 *Phys. Rev. B* **67** 174402
- [22] Smith N, Katine J A, Childress J R, Carey M J 2005 *IEEE Trans. Magn.* **41** 2935
- [23] Morise H, Nakamura S 2005 *Phys. Rev. B* **71** 014439

- [24] Ebels U, Houssameddine D, Firastrau I, Gusakova D, Thirion C, Dieny B, Buda-Prejbeanu L D 2008 *Phys. Rev. B* **78** 024436
- [25] Zhou Y, Bonetti S, Zha C L, Åkerman J 2009 *New J. Phys.* **11** 103028
- [26] He P B, Wang R X, Li Z D, Liu Q H, Pan A L, Wang Y G, Zou B S 2010 *Eur. Phys. J. B* **73** 417
- [27] Wang R X, He P B, Li Z D, Pan A L, Liu Q H 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 039905
- [28] Wang R X, Zhao J L, He P B, Gu G N, Li Z D, Pan A L, Liu Q H 2013 *J. Magn. Magn. Mater.* **327** 132
- [29] Li Z D, He P B, Liu W M 2014 *Chin. Phys. B* **23** 117502

Stability of magnetization states in a ferromagnet/heavy metal bilayer structure*

Wang Ri-Xing^{1)†} He Peng-Bin²⁾ Xiao Yun-Chang¹⁾ Li Jian-Ying¹⁾

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

2) (School of Physics and Electronics, Hunan University, Changsha 410082, China)

(Received 24 December 2014; revised manuscript received 16 February 2015)

Abstract

The influence of spin Hall effect on magnetization dynamics is one of the hottest topics in spintronics. In this paper, the magnetization dynamics driven by the spin Hall effect-induced torque in a ferromagnet /heavy metal bilayer structure has been investigated theoretically. By linearizing the Landau-Lifshitz-Gilbert equation which includes the spin Hall effect torque term, and taking stability analysis, the phase diagrams in the plane defined by the current density and external magnetic field have been obtained. Under the control of the current density and external magnetic field, several magnetic states, such as in-plane stable state, in-plane precession and bistable states can be realized. With the external magnetic field oriented within a certain range, the magnetization reversal and precession can be realized through adjusting the current density. In addition, the dynamic evolutions of these magnetic states are demonstrated by solving the temporal evolutive equations numerically.

Keywords: magnetization reversal, spin Hall effect, stability analysis

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

DOI: 10.7498/aps.64.137201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11347132), the Research Foundation of Education Bureau of Hunan Province, China (Grant No.14C0807), and the Field Grade Scientific Research of Hunan University of Arts and Science, China (Grant No. 14YB02).

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