

磁热噪音下纳米铁磁线磁畴壁脱钉行为

马晓萍^①, 沈帝虎^②, 李尚赫^②, DJUHANA Dede^②, 朴红光^{②③*}, 金东炫^②

① 三峡大学理学院, 宜昌 443002;

② Department of Physics, Chungbuk National University, Cheongju 361-763, Republic of Korea;

③ 清华大学材料学院, 北京 100084

* 联系人, E-mail: hgpiao@tsinghua.edu.cn

2013-01-02 收稿, 2013-04-22 接受

韩国教育科学技术部项目(2010-0004535, 2010-0021735)和中国博士后科学基金(2012M510017)资助

摘要 为了考察由热起伏引起的磁性噪音(磁热噪音)对纳米铁磁线磁畴壁动力学的影响, 通过微磁学模拟研究了在不同温度磁热噪音下纳米铁磁线磁畴壁脱钉(depining)行为. 为了分析磁畴壁的钉扎和脱钉行为, 在纳米铁磁线上制作了一个纳米凹槽使磁畴壁牢牢地钉扎(pinning)在凹槽中. 在外磁场驱动下, 利用纳米铁磁线的纳米凹槽考察了磁畴壁的钉扎和脱钉行为. 结果表明, 在无磁热噪音条件($T = 0$ K)下, 磁畴壁在不同纳米凹槽中受到“U”或“W”字形能量势阱的约束, 影响了磁畴壁的钉扎状态和脱钉行为. 在磁热噪音条件($T \neq 0$ K)下, 纳米铁磁线磁畴壁虽然保持着自旋结构上的特征和动力学上的行为特性, 但是随着温度升高, 磁热噪音对纳米凹槽能量势阱的影响明显增强, 不仅纳米凹槽的能量势阱形状发生变化, 而且磁畴壁在纳米凹槽中的脱钉磁场强度也发生改变. 这意味着在磁热噪音下利用纳米线的几何形状不易有效调控磁畴壁的动力学行为.

关键词

纳米铁磁线
磁畴壁运动
磁热噪音
微磁学模拟

由于利用自旋转移矩(spin-transfer torque, STT)^[1,2]可以产生自旋波、磁化反转、磁畴壁运动、磁共振等^[3-10], 最近, 在磁学领域对自旋转移矩现象的研究成为热门课题之一. 特别是自旋转移矩可以有效地控制铁磁性纳米结构的内部自旋方向, 为实现超高速非易挥发磁性存储提供了可能性^[11-14]. 其中, 磁性赛道存储(race-track memory)不仅改革了以磁盘为信息记录介质的传统存储技术, 而且利用自旋转移可以有效地去除磁盘的机械噪音带来的负面影响^[7]. 由于磁性赛道存储不仅有着实现未来便携式信息存储装置的潜力, 更为受关注的是利用自旋转移矩可以控制纳米铁磁线磁畴壁的动力学行为, 为此对磁性赛道存储的研究成为了一大热门^[6-9]. 磁性赛道存储是利用自旋电流的自旋转移矩现象控制磁畴壁的移动, 并通过磁畴壁位移实现信息的记录和读取. 为

了实现磁性赛道存储, 深入研究自旋转移矩对磁畴壁运动的影响以及电流自旋与磁畴壁自旋之间的相互作用是有必要的. 电流通过铁磁性纳米结构时会产生热效应, 这种热效应将产生磁性噪音并带来更加有趣且复杂的物理现象^[15-17]. 在自旋转移矩现象中, 自然带有这种磁热噪音且影响着磁性赛道存储器的存储性能. 为了能够利用自旋转移矩有效地控制磁畴壁, 人们提出了几何形状调控、各向异性调控、非均匀磁场调控等各种可行性方案^[18-24]. 然而, 虽然这些方案在某些程度上是可以解决基本控制问题, 但是如要在各种噪音下实现磁畴壁的精确控制则仍需进一步改善. 因此, 为了早日实现基于磁畴壁运动的自旋电子学装置, 了解和掌握在磁热噪音下的磁畴壁动力学行为是一个非常重要的环节.

本文为了考察热效应对纳米铁磁线磁畴壁动力

引用格式: 马晓萍, 沈帝虎, 李尚赫, 等. 磁热噪音下纳米铁磁线磁畴壁脱钉行为. 科学通报, 2013, 58: 2927-2933

Ma X P, Shim J H, Lee S H, et al. Depinning behaviors of magnetic domain wall in ferromagnetic nanowires under magnetic thermal noise (in Chinese). Chin Sci Bull (Chin Ver), 2013, 58: 2927-2933, doi: 10.1360/972012-1799

学的影响,人为地引入了磁性噪音.这种自旋热起伏和磁阻现象引起的磁性噪音,对自旋动力学研究有着重要意义.根据起伏逸散定理,磁性噪音是由热效应引起的磁化涨落^[25].我们利用微磁学模拟的方法,在外磁场驱动下考察了磁性噪音对纳米铁磁线磁畴壁动力学行为的影响.考虑到纳米凹槽对纳米铁磁线磁畴壁的钉扎作用(pinning effect),通过磁畴壁的脱钉行为(depining behavior)具体分析了磁热噪音下纳米铁磁线磁畴壁动力学行为特性.

1 微磁学模拟

OOMMF (the object oriented micromagnetic framework)^[26]是基于 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)磁化矢量动力学方程

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\left| \frac{\gamma}{1+\alpha^2} \right| \vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} - \left| \frac{\gamma}{1+\alpha^2} \right| \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}}), \quad (1)$$

的微磁学模拟软件^[27].其中, α 为吉尔伯特阻尼系数, γ 为空间旋磁率, \vec{M} 为磁化强度, M_s 为饱和磁化强度, \vec{H}_{eff} 为有效磁场.在这里, \vec{H}_{eff} 可以写成如下关系式:

$$\vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}}, \quad (2)$$

其中, E 为平均能量密度,可由布朗方程描述^[28],包括磁各向异性能、交换相互作用能、退磁能、外磁场

引起的塞曼(Zeeman)能.

从(1)式可以看出,原有的 LLG 方程没有考虑磁热噪音的影响.为了模拟热起伏对自旋动力学的影响,在(1)式中引入与温度相关的随机热起伏磁场项,从而得到考虑磁热噪音的 Stochastic LLG 方程:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -|\gamma| \vec{M} \times (\vec{H}_{\text{eff}} + \vec{h}_{\text{th}}(t)) - \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right). \quad (3)$$

这里, $\vec{h}_{\text{th}}(t)$ 为与温度相关的随机热起伏磁场项,它不仅符合高斯随机过程理论,而且满足以下统计学物理条件:

$$\langle \vec{h}_{\text{th}}(t) \rangle > 0, \quad (4)$$

$$\langle h_{\text{th}}^i(t) h_{\text{th}}^j(s) \rangle = 2D_{\text{th}} \delta_{ij} \delta(t-s), \quad (5)$$

其中, $\langle \vec{h}_{\text{th}}(t) \rangle$ 表示与时间相关随机热起伏磁场的平均值, i 和 j 表示直角坐标系坐标, t 和 s 表示自相关时间项. Dirac δ 和 Kronecker δ 分别表示在特定时间、空间内随机热起伏磁场的自相关^[29].

D_{th} 表示为热起伏强度项,是与温度 T 密切相关的函数,关系式如下:

$$D_{\text{th}} = \frac{\alpha}{1+\alpha^2} \cdot \frac{k_B T}{\gamma M_s}. \quad (6)$$

另外,为了使磁畴壁牢牢地钉扎在纳米铁磁线上,我们设计了带有凹槽的纳米铁磁线(图 1(a)),纳米凹槽就设置在纳米线中心部分的上下边缘上,深度为 $D =$

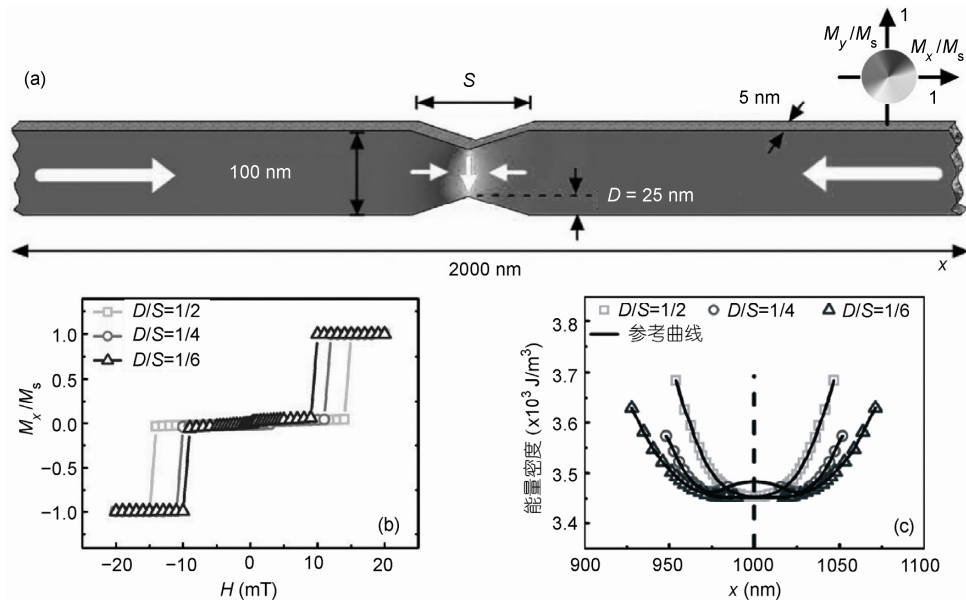


图 1 在无磁热噪音情况下磁畴壁的脱钉行为

(a) 带有纳米凹槽的纳米铁磁线的几何形状以及尺寸,箭头表示纳米线内的磁化分布; (b) $T = 0 \text{ K}$ 时,纳米线内部磁化强度随磁场的变化; (c) 纳米凹槽附近的磁能密度分布,描绘纳米凹槽的能量势阱轮廓

25 nm, 宽度设为可变参量 S . 纳米线的有效长度为 2000 nm, 宽度为 100 nm, 厚度为 5 nm. 为了考察磁热噪声对磁畴壁脱钉行为的影响, 我们利用 Stochastic LLG 方程进行了微磁学模拟计算. 通常在微磁学模拟中认为计算单元(unit cell)越小其结果更加精确, 但随之计算所需的时间会越长. 考虑到模拟时间和磁热效应对自旋的影响, 必须随着温度变化对适当大小的计算单元进行饱和磁化强度的重整化才能得到精确的计算结果. 然而, 本文的目的在于研究随机磁热噪声对磁畴壁动力学的影响, 因此在不同温度下没有进行重整化, 只是定性地研究了不同温度下磁畴壁的动力学行为特性. 在本文所有微磁学模拟中, 我们选取了适当的计算单元, 其尺度为 $5 \text{ nm} \times 5 \text{ nm} \times 5 \text{ nm}$, 吉尔伯特阻尼系数设置为 0.01. 另外, 为了充分利用纳米铁磁线的形状各向异性, 物质参数选择了磁晶各向异性较小的坡莫合金(permalloy)的参数, 即饱和磁化强度设置为 $8.6 \times 10^5 \text{ A/m}$, 交换能常数设置为 $1.3 \times 10^{-11} \text{ J/m}$.

2 磁畴壁脱钉行为

为了系统地研究纳米线磁畴壁脱钉行为, 先将磁畴壁牢牢地钉扎在不同尺度的纳米凹槽中. 如图 1(a)所示, 凹槽宽度 S 分别为 50, 100, 150 nm (即 $D/S = 1/2, 1/4$ 以及 $1/6$). 在无磁热噪声条件下 ($T = 0 \text{ K}$), 为了实现磁畴壁的脱钉行为, 我们沿着纳米线的方向施加了外磁场, 其强度的变化范围为 0~20 mT. 从图 1(b)可以看出, 不同宽度的纳米凹槽需要不同大小的脱钉磁场(depining field), 其强度随着凹槽宽度的增加而逐渐减小. 对于 $D/S = 1/2$ 和 $1/6$ 的纳米凹槽, 左(-x)右(x)方向的脱钉磁场强度基本相同(左右对称). 有意思的是, 尽管我们设计了左右对称的纳米凹槽, 但在 $D/S=1/4$ 的情况下观察到了左(10 mT)右(11 mT)方向上不对称的磁畴壁脱钉现象^[30]. 从整体的趋势上看, 纳米凹槽的形状越是深窄, 磁畴壁的钉扎作用越牢固, 从而磁畴壁脱钉所需的磁场强度越大. 也就是说, 越是深窄的纳米凹槽, 对磁畴壁的能量势阱应该越陡峭. 为了证实这一推测, 我们需要描绘出纳米凹槽的能量势阱轮廓. 为此, 我们利用磁畴壁在不同强度外磁场下的能量密度以及相应移动位置近似地绘制出了纳米凹槽势能分布图, 如图 1(c)所示. 其中, 磁畴壁的能量可以近似地认为是总能量减来自外磁场的塞曼能的差值^[31]. 从图中可以看出, 纳米凹

槽的形状越是深窄, 其能量势阱越是深而陡峭. 有趣的是, 当 $D/S = 1/2$ 和 $1/6$ 时, 凹槽的势阱形状为单纯的“U”字形, 而当 $D/S = 1/4$ 时, 势阱形状却变成“W”字形, 正是这种“W”形状势阱, 有可能导致左右不对称的脱钉行为. 这种“W”形状势阱是由两侧的大势垒和中间的一个小势垒组成, 因此对磁畴壁来讲, 在这种凹槽中存在两个低能态. 如果磁畴壁处于其中某一个低能态, 当磁畴壁随着磁场的增强从静态逐渐向一个大势垒方向缓慢移动并且越过势垒时, 我们可以看成是一种准静态脱钉行为. 与之相反, 当磁畴壁以较小的脱钉磁场越过中间小势垒后可获得一定的动能, 因此当磁畴壁紧接着再越过另一侧大势垒时应属于一种动态脱钉行为. 通常动态脱钉磁场小于静态脱钉磁场^[32], 因此在这种“W”形状势阱中出现了不对称脱钉现象.

为了证实“W”形状势阱对磁畴壁脱钉行为的影响, 当磁畴壁处于稳定状态($H = 0 \text{ mT}$)时, 我们从微磁学模拟结果中提取了每个单元的磁化强度. 根据各单元的矩阵布局, 对每个单元的 y 方向磁化分量重新进行排列组合, 将凹槽附近的磁畴壁位置及内部自旋分布直观地重现在图 2 中. 图 2(a)为在 $D/S = 1/2$ 纳米凹槽中磁畴壁的位置及内部自旋分布. 从图中可以看出, 磁畴壁稳稳地钉扎在纳米凹槽的中心, 且形成了左右自旋结构对称的横向磁畴壁(transverse domain wall). 然而, 在 $D/S = 1/4$ 纳米凹槽中磁畴壁没有钉扎在凹槽的中心(偏左), 且形成了左右自旋结构不对称的横向磁畴壁, 如图 2(b)所示. 因此, 当磁畴壁钉扎在 $D/S = 1/4$ 纳米凹槽的左边势阱时, 向右脱钉比向左脱钉更加容易, 因为向右脱钉属于动态脱钉行为, 而向左则属于静态脱钉行为. 总之, 在无磁热噪声条件下磁畴壁的脱钉行为直接受到纳米凹槽能量势阱形状的影响. 因此, 我们认为利用纳米凹槽的能量势阱的具体几何形状可以调控磁畴壁的钉扎以及脱钉行为.

为了考察磁热噪声对磁畴壁脱钉行为的影响, 我们在微磁学模拟中引入了温度项并逐渐改变系统的温度, 其变化范围为 0~300 K. 为了实现磁畴壁的脱钉行为, 同样沿着纳米线的方向系统地施加了外磁场, 其强度的变化范围依然在 0~20 mT. 通过图 3(a)和(b)的比较可以看出, 在不同温度(0 和 300 K)下纳米铁磁线内部自旋的状态明显不同, 磁热噪声对纳米铁磁线内部自旋状态以及磁畴壁内部自旋结构

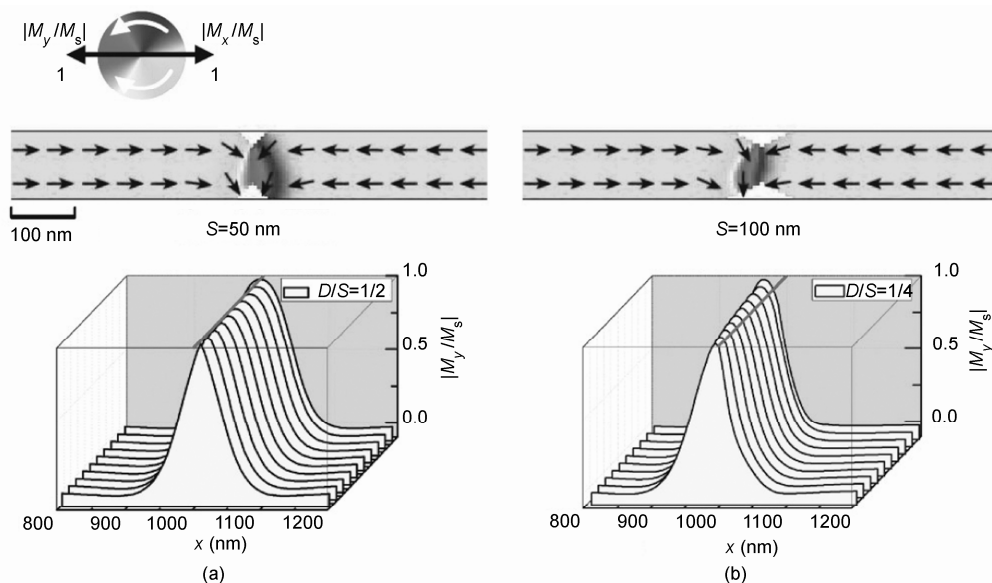


图2 $T = 0\text{ K}$, $H = 0\text{ mT}$ 条件下, 磁畴壁被钉扎在 (a) $S = 50\text{ nm}$ ($D/S = 1/2$)和(b) $S = 100\text{ nm}$ ($D/S = 1/4$)的纳米凹槽中时, 磁畴壁的具体位置以及内部自旋分布

的影响非常显著. 然而, 从脱钉后磁畴壁的传播行为来看, 在磁热噪音影响下磁畴壁仍然保持着自身的动力学行为特性和自旋结构特征, 如图 3(c)所示. 从图中可以看出, $T = 300\text{ K}$ 时磁畴壁的传播行为呈现出典型的 Walker 崩溃(Walker breakdown)现象. 虽然其振荡周期大于 $T = 0\text{ K}$ 时, 但是仍然保持着磁畴壁动力学的基本行为特性^[33]. 为了分析磁热噪音对磁畴壁脱钉行为的影响, 在外磁场的驱动下我们考察了纳米铁磁线磁畴壁的脱钉行为. 如图 3(e)所示, 我们发现在磁热噪音的影响下, 磁畴壁的脱钉场强度明显降低. 更重要的是, 在 $H = 0\text{ mT}$ 时磁畴壁初始位置(低能态位置)更加靠近纳米凹槽中心, 这表明纳米凹槽的“W”形能量势阱随着温度的升高逐渐转变为“U”形势阱. 为了具体分析磁热噪音对磁畴壁行为的影响, 我们绘制了磁畴壁脱钉磁场强度随温度的变化曲线, 如图 3(d)所示. 从图中可以看出, 随着温度的升高磁畴壁的脱钉磁场强度有逐渐减小的趋势, 但从整体轮廓上看有饱和的趋势. 而且, 对于不同 D/S 比值的纳米凹槽, 其脱钉磁场强度关系依然保持着梯度关系. 就是说, 磁热噪音虽可以影响纳米凹槽的能量势阱形状及深度, 但无法完全破坏掉纳米凹槽的能量势阱(除非以高温对纳米铁磁线进行退磁). 这一结果进一步说明, 磁畴壁的钉扎以及脱钉行为主要取决于纳米凹槽的能量势阱形状, 而磁热

噪音通过干扰凹槽的能量势阱, 间接地影响磁畴壁的脱钉行为. 更有趣的是, $T = 0\text{ K}$ 下拥有“W”形能量势阱($D/S = 1/4$)的纳米凹槽中, 越过中间势垒所需的脱钉磁场强度随着温度的升高先是急剧增加, 到 100 K 以后开始急剧减小, 从 4.5 mT (100 K)降至 2 mT ($T = 300\text{ K}$), 如图 3(d)中插图所示. 由于磁热噪音的影响使“W”形能量势阱的中间势垒产生起伏, 使得磁畴壁变得更加不易跃迁. 但在更强的磁热噪音下, “W”形能量势阱的两个低能态也随之产生起伏, 将中间的势垒埋在噪音中, 最终将形成扁宽的“U”形势垒. 通过分析磁热噪音对“W”形能量势阱的影响, 进一步证实了随着温度的提高, 纳米凹槽的“W”形能量势阱逐渐转变为“U”形势阱的推测. 总之, 在不同温度下纳米凹槽的能量势阱受到不同程度磁热噪音的影响, 因此在不同温度下磁畴壁的脱钉行为也表现出不同的规律.

3 结论

本文利用微磁学模拟, 在带有纳米凹槽的纳米铁磁线上研究了磁畴壁的动力学行为. 在外磁场的驱动下, 我们不仅系统地考察了磁畴壁的钉扎以及脱钉现象, 而且分析了纳米凹槽的能量势阱对磁畴壁的钉扎以及脱钉行为的影响. 结果发现, 随着纳米凹槽尺度的变化, 其凹槽的能量势阱形状从深窄“U”

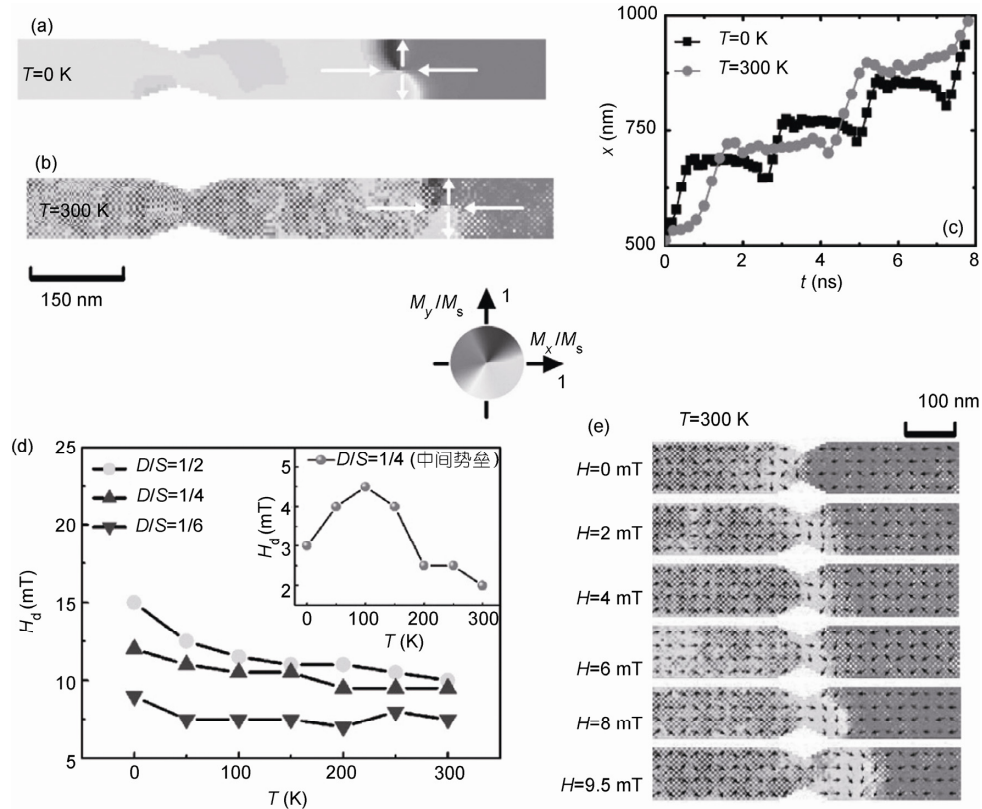


图3 在磁热噪音情况下磁畴壁的脱钉行为

(a) $T = 0\text{ K}$ 和 (b) $T = 300\text{ K}$ 时, 在 $S = 100\text{ nm}$ ($D/S = 1/4$) 的纳米线上脱钉后磁畴壁传播过程中形成旋涡形自旋结构; (c) $T = 0\text{ K}$ 和 $T = 300\text{ K}$ 时, 磁畴壁随时间的位置变化曲线; (d) 不同尺寸纳米凹槽的脱钉磁场强度随温度的变化曲线; (e) $T = 300\text{ K}$ 时, 在不同外磁场驱动下 $S = 100\text{ nm}$ ($D/S = 1/4$) 的纳米凹槽附近磁畴壁的位置以及内部自旋分布

形变成“W”形, 然后再变成扁宽的“U”形, 相应地, 磁畴壁的脱钉场大小以及凹槽两侧脱钉行为规律也发生变化. 然而, 在微磁学模拟中引入热起伏引起的磁噪音项后, 由于磁热噪音对纳米凹槽势阱的影响, 磁畴壁的脱钉场大小明显降低, 而且“W”形凹槽能量势也变成扁宽的“U”形. 不仅如此, 在磁热噪音下脱

钉后的磁畴壁动力学行为虽然也发生变化, 但是仍然保持着基本动力学行为特性和自旋结构特征. 通过以上结论, 我们认为虽然在磁热噪音下没有改变纳米铁磁线磁畴壁的动力学行为特性, 但是要实现精确控制磁畴壁的动力学行为, 磁热噪音的影响是不可忽视的.

参考文献

- 1 Slonczewski J C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J Magn Magn Mater*, 1996, 159: L1-L7
- 2 Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys Rev B*, 1996, 54: 9353-9358
- 3 Katine J A, Albert F J, Buhman R A, et al. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars. *Phys Rev Lett*, 2000, 84: 3149-3152
- 4 Zhang S, Levy P M, Fert A. Mechanisms of spin-polarized current-driven magnetization switching. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 236601
- 5 Yamanouchi M, Chiba D, Matsukura F, et al. Domain-wall resistance in ferromagnetic (Ga,Mn)As. *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 096601
- 6 Meier G, Bolte M, Eiselt R, et al. Direct imaging of stochastic domain-wall motion driven by nanosecond current pulses. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 187202

- 7 Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L. Magnetic domain-wall racetrack memory. *Science*, 2008, 320: 190–194
- 8 Hayashi M, Thomas L, Moriya R, et al. Current-controlled magnetic domain-wall nanowire shift register. *Science*, 2008, 320: 209–211
- 9 Kim K J, Lee J C, Choe S B. Current-driven domain-wall depinning in Pt/CoFe/Pt nanowires with perpendicular magnetic anisotropy. *J Magn*, 2009, 14: 101–103
- 10 Sankey J C, Cui Y T, Sun J Z, et al. Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions. *Nat Phys*, 2008, 4: 67–71
- 11 Petit S, Baraduc C, Thirion C, et al. Spin-torque influence on the high-frequency magnetization fluctuations in magnetic tunnel junctions. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 077203
- 12 Heiliger C, Stiles M D. *Ab initio* studies of the spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 186805
- 13 Krivorotov I N, Emley N C, Buhrman R A, et al. Time-domain studies of very-large-angle magnetization dynamics excited by spin transfer torques. *Phys Rev B*, 2008, 77: 054440
- 14 Lee K J, Deac A, Redon O, et al. Excitations of incoherent spin-waves due to spin-transfer torque. *Nat Mater*, 2004, 3: 877–881
- 15 You C Y, Sung I M, Joe B K. Analytic expression for the temperature of the current-heated nanowire for the current-induced domain wall motion. *Appl Phys Lett*, 2006, 89: 222513
- 16 You C Y, Ha S S. Temperature increment in a current-heated nanowire for current-induced domain wall motion with finite thickness insulator layer. *Appl Phys Lett*, 2007, 91: 022507
- 17 Yoon J, You C Y, Jo Y, et al. Micromagnetic analysis of thermal magnetization fluctuations in ferromagnetic nanowires (in Korean). *J Korean Magn Soc*, 2010, 20: 1–7
- 18 Himeno A, Kasai S, Ono T. Current-driven domain-wall motion in magnetic wires with asymmetric notches. *Appl Phys Lett*, 2005, 87: 243108
- 19 You C Y. Equation of motion for a domain wall movement under a nonuniform transverse magnetic field. *Appl Phys Lett*, 2008, 92: 192514
- 20 Piao H G, Shim J H, Lee S H, et al. Domain wall propagation in wavy ferromagnetic nanowire. *IEEE Trans Magn*, 2009, 45: 3926–3929
- 21 Piao H G, Choi H C, Shim J H, et al. Ratchet effect of the domain wall by asymmetric magnetostatic potentials. *Appl Phys Lett*, 2011, 99: 192512
- 22 Piao H G, Zhang X, Choi H C, et al. Condition of the ratchet effect of a magnetic domain wall motion under an asymmetric potential energy. *J Appl Phys*, 2012, 111: 07D301
- 23 Franken J H, Hoeijmakers M, Lavrijsen R, et al. Domain-wall pinning by local control of anisotropy in Pt/Co/Pt strips. *J Phys Condens Matter*, 2012, 24: 024216
- 24 Piao H G, Shim J H, Djuhana D, et al. Intrinsic pinning behavior and propagation onset of three-dimensional Bloch-point domain wall in a cylindrical ferromagnetic nanowire. *Appl Phys Lett*, 2013, 102: 112405
- 25 Smith N. Modeling of thermal magnetization fluctuations in thin-film magnetic devices. *J Appl Phys*, 2001, 90: 5768–5773
- 26 Donahue M J, Porter D G. OOMMF User's Guide. Version 1.2a3, 2002
- 27 Gilbert T L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Trans Magn*, 2004, 40: 3443–3449
- 28 Brown W F. Thermal fluctuations of a single-domain particle. *Phys Rev*, 1963, 130: 1677–1686
- 29 García-Palacios J L, Lázaro F J. Langevin-dynamics study of the dynamical properties of small magnetic particles. *Phys Rev B*, 1998, 58: 14937–14958
- 30 Bogart L K, Atkinson D, O'Shea K, et al. Dependence of domain wall pinning potential landscapes on domain wall chirality and pinning site geometry in planar nanowires. *Phys Rev B*, 2009, 79: 054414
- 31 Djuhana D, Piao H G, Lee S H, et al. Asymmetric ground state spin configuration of transverse domain wall on symmetrically notched ferromagnetic nanowires. *Appl Phys Lett*, 2010, 97: 022511
- 32 Ahn S M, Kim D H, Choe S B. Kinetic and static domain-wall pinning at notches on ferromagnetic nanowires. *IEEE Trans Magn*, 2009, 45: 2478–2480
- 33 范喆, 马晓萍, 李尚赫, 等. 消磁场对纳米铁磁线磁畴壁动力学行为的影响. *物理学报*, 2012, 61: 107502

Depinning behaviors of magnetic domain wall in ferromagnetic nanowires under magnetic thermal noise

MA Xiao-Ping¹, SHIM Je-Ho², LEE Sang-Hyuk², DJUHANA Dede², PIAO Hong-Guang^{2,3} & KIM Dong-Hyun²

¹ College of Science, China Three Gorges University, Yichang 443002, China;

² Department of Physics, Chungbuk National University, Cheongju 361-763, Republic of Korea;

³ Key Laboratory of Advanced Materials, School of Materials Science and Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084, China

In order to observe the influence of the magnetic thermal noise on the magnetic domain wall dynamics in ferromagnetic nanowires, we investigated the pinning and the depinning behaviors of the magnetic domain wall in the notched ferromagnetic nanowire under different temperature conditions by means of micromagnetic simulations. By the external magnetic field driving, we observed the pinning and the depinning behaviors of the domain wall in the notched ferromagnetic nanowire. Without the magnetic thermal noise ($T = 0$ K), due to the constraint of U-type or W-type energy potential wells in the ferromagnetic notch, the magnetic domain wall pinning state and depinning behaviors were affected. In the condition of magnetic thermal noise ($T \neq 0$ K), the influence of the magnetic thermal noise on the magnetic potential well was obviously increased with the rise of temperature, however the dynamic properties of the domain wall in the ferromagnetic nanowire was still kept. The results mean that dynamic behaviors of the magnetic domain wall are not effectively controlled by the geometry of the ferromagnetic nanowire under the magnetic thermal noise condition.

ferromagnetic nanowire, magnetic domain wall motion, magnetic thermal noise, micromagnetic simulation

doi: 10.1360/972012-1799

· 动态 ·

全国第 11 届重味物理和 CP 破坏研讨会在信阳召开

全国第 11 届重味物理和 CP 破坏研讨会(HFCPV-2013)于 2013 年 9 月 3~7 日在河南省信阳师范学院召开. 此次会议由中国科学院高能物理研究所、中国高等科技中心、中国科学院大学、北京大学、南京师范大学、华中师范大学和信阳师范学院联合主办, 由信阳师范学院具体承办. 来自北京大学、清华大学、中国科学院高能物理研究所、中国科学院理论物理研究所、华中师范大学、南京师范大学、河南师范大学等 29 家单位的专家、学者和研究生 80 多人参加了此次研讨会.

2003 年以来, 全国重味物理和 CP 破坏研讨会每年举行一次. 本次大会共有 34 个报告, 会议主题包括欧洲核子研究中心的大型强子对撞机(LHC)实验、北京谱仪(BES)实验、B 介子、J/Psi 等重味介子弱衰变及其 CP 破坏、重味强子谱以及新物理模型等高能物理前沿热点学术问题. 与

会专家和研究生报告了相关实验探测和理论研究的国际国内最新进展, 展望了近期发展前景和可能的突破点. 会上, 不仅专家们的报告引起了大家的激烈讨论, 许多青年学者和研究生的报告也同样引起了大家的高度关注. 在自由讨论时间, 青年学者和研究生就各自感兴趣的问题向参会的资深教授们做了咨询, 另外还对学术报告的一些细节问题做了细致的交流.

本次会议与往届相比, 实验报告数量有明显增加, 反映出通过重味物理这个平台, 理论与实验的合作与交流更为密切. 此外, 本次会议是第一次由涉入重味物理研究领域不久的高校承办, 因此, 也反映出我国重味物理的相关研究已经由点到面铺展开来, 地方院校研究队伍实力的增强将进一步推动我国相关研究领域的迅速发展.

(本刊讯)