

温度、缺陷对磁畴壁动力学行为的影响

朱金荣 范吕超 苏垣昌 胡经国

Influences of material defects and temperature on current-driven domain wall mobility

Zhu Jin-Rong Fan Lü-Chao Su Yuan-Chang Hu Jing-Guo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 237501 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.237501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.237501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I23>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

磁性材料的磁结构、磁畴结构和拓扑磁结构

Magnetic structures, magnetic domains and topological magnetic textures of magnetic materials

物理学报.2015, 64(6): 067503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.067503>

稀土元素 La 掺杂 BaFe₁₂O₁₉ 微结构和磁性能的研究

Study on the structural and magnetic properties of La-doped barium ferrites

物理学报.2012, 61(22): 227501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.227501>

铁磁/反铁磁双层膜系统中的磁畴动力学行为

Dynamic behaviors of domain wall in FM/AFM bilayers

物理学报.2012, 61(18): 187504 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.187504>

消磁场对纳米铁磁线磁畴壁动力学行为的影响

Influences of the demagnetizing field on dynamic behaviors of the magnetic domain wall in ferromagnetic nanowires

物理学报.2012, 61(10): 107502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.107502>

横向偏置场作用的非晶带巨磁阻抗效应理论

Theory of giant magneto-impedance effect in amorphous ribbon with transverse bias magnetic field

物理学报.2011, 60(3): 037503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.037503>

温度、缺陷对磁畴壁动力学行为的影响*

朱金荣 范吕超 苏垣昌† 胡经国‡

(扬州大学物理科学与技术学院, 扬州 225002)

(2016年7月8日收到; 2016年8月26日收到修改稿)

基于 Landau-Lifshitz-Gilbert 自旋动力学方法, 研究了磁纳米条中缺陷、温度对其电流驱动磁畴壁移动性质的影响. 研究表明: 缺陷能有效钉扎电流对磁畴壁的驱动作用, 并且其钉扎能力依赖于其缺陷浓度、位置及形态. 而温度能有效地去钉扎. 特别地, 缺陷处的焦耳热能有效地消除其缺陷对磁畴壁的钉扎作用. 进一步的研究表明: 其影响磁畴壁移动的缘由在于缺陷、温度能有效调节磁纳米条中磁畴壁的面外磁化强度.

关键词: 磁畴壁, 电流驱动, 缺陷, 温度

PACS: 75.60.Ch, 72.25.Pn, 75.78.Cd

DOI: 10.7498/aps.65.237501

1 引言

近些年来, 由于电流驱动磁畴壁的运动在磁逻辑器件以及高密度存储方面具有潜在应用前景, 引起了人们的广泛关注^[1,2]. 目前, 电流驱动磁畴壁运动已有了不少的成果^[3-10]. 其传导电子和局部磁化间的电子的自旋转移力矩也已经在实验^[3-5]和理论上^[6-10]分别得到了验证和机理分析, 并已经被初步应用到相关磁化状态的控制中. 然而, 其广泛的实际应用还面临不少的问题, 比如欧姆损耗产生的焦耳热^[11]和沃克崩溃现象等^[12-15]. 另一方面, 磁畴壁运动速度一直是被人们重点关注的问题. 对于磁畴壁运动速度, 其实验结果与理论结果有较大的差距^[16,17], 为此, 人们考虑了实际系统中不可忽视的材料缺陷和温度等因素.

实际材料中缺陷是不可避免的一个因素. 有文献采用边界缺陷实现了磁畴壁的有效钉扎, 并模拟了边缘不平整的情况^[18,19]. 指出当磁畴壁由横向往壁转为反涡旋壁时, 有助于磁畴壁越过其缺陷^[20]. 也有文献报道材料的缺陷对涡旋磁畴壁的运动有显著的影响, 并且可以阻止涡旋畴壁转化为横向畴

壁^[21]. 关键的是, 缺陷对磁畴壁的钉扎作用会导致驱动磁畴壁运动需要较大的阈值电流^[2], 这对于实际应用非常不利. 近些年, 许多工作表明, 温度能起到退钉扎的作用^[17,22-25]. 在仅考虑绝热自旋转移力矩的模型中, 温度虽然能减小钉扎场, 但阈值电流并不会随温度变化而变化^[17]. 在同时考虑绝热和非绝热自旋转移力矩的模型中, 温度既能减小钉扎场也能有效地减小阈值电流^[25]. 这些工作多是通过相对抽象的钉扎场变化来理解缺陷的钉扎效应, 或通过钉扎场对温度及非绝热自旋转移力矩系数等的依赖关系来展示温度带来的退钉扎效果. 对于缺陷的钉扎作用和温度的退钉扎效应, 缺乏直观的机理层面的理解. 另一方面, 由于缺陷可导致导热不均匀, 使缺陷处的温度自然同周围温度有差异, 这种局部的焦耳热所带来的影响尚不清楚.

本文采用 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) 自旋动力学方法研究了磁畴壁在不同缺陷情况下的运动差异, 并在此基础上考虑温度的影响. 系统研究了随机缺陷所带来的局部焦耳热对磁畴壁退钉扎的影响. 结果表明: 缺陷能有效钉扎电流对磁畴壁的驱动作用, 并且其钉扎能力依赖于其缺陷浓度、位置及形态. 这种钉扎作用虽然提高了阈值电流但

* 国家自然科学基金 (批准号: 11374253) 和江苏省高校自然科学基金 (批准号: 16KJB140018) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ycsu@yzu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: jghu@yzu.edu.cn

可以规避沃克崩溃. 并且有限温度以及在缺陷处的局部焦耳热能有效地去钉扎. 其缘由在于缺陷、温度能有效调节磁纳米条中磁畴壁的面外磁化强度.

2 模型

本文所构建的磁纳米条宽 40 nm, 长 2048 nm, 厚 5 nm, 其纳米带被放置在 x - y 平面内, 如图 1 所示. 长度方向为 x 方向, 宽度方向为 y 方向, 垂直面的方向为 z 方向. 初始时刻, 磁畴壁位于磁纳米条的正中央^[26]. 通过 LLG 方程进行平衡态的演化^[27-29], 其含电流驱动的 LLG 方程为

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma_0 (\mathbf{H}_{\text{eff}} + \mathbf{H}_{\text{th}}) \times \mathbf{M} + \alpha \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right) - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{M} + \beta \mathbf{M} \times [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{M}], \quad (1)$$

其中, \mathbf{M} 是格点的磁化矢量, \mathbf{H}_{eff} 是包含了交换能以及退磁能的有效场, γ 是回磁比, α 是吉尔伯特耗散系数, β 是描述传导电子的自旋和局部磁化非绝热程度的无量纲常数^[30]. \mathbf{u} 是电子运动方向的一个矢量, 其值为 $\mathbf{u} = JPg\mu_B / (2eM_S)$ ^[27], J 是电流强度. \mathbf{H}_{th} 是满足高斯随机的热场强度, 该项为

0 时, 方程退为不含温度的电流驱动的 LLG 方程. \mathbf{H}_{th} 具有如下特性^[11]:

$$\langle \mathbf{H}_{\text{th}}(\mathbf{r}, t) \rangle = 0, \quad (2)$$

$$\langle \mathbf{H}_{\text{th}}(\mathbf{r}, t) \mathbf{H}_{\text{th}}(\mathbf{r}', t') \rangle = 2 \frac{\alpha K_B T}{\gamma_0 \mu_0 M_S} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \delta(t - t'), \quad (3)$$

其中 K_B 是玻尔兹曼常数, T 为温度. 热场强度在空间中的 x, y, z 三个方向相互独立. 考虑到模型的固有参数, 本文采用了被广泛使用的参数值. 即晶格尺寸为 $a \times a \times a = 4 \text{ nm} \times 4 \text{ nm} \times 5 \text{ nm}$. 饱和磁化强度 $M_S = 8 \times 10^5 \text{ A/m}$, 交换常数 $A = 1.0 \times 10^{-11} \text{ J/m}$. 此外, $\alpha = 0.02$, $\beta = 0.1$ ^[2,27,30]. 根据文献^[30], 本文取 $\beta = 0.1$ 的目的是为了更好地展示磁畴壁的沃克崩溃现象. 磁纳米条中考虑了缺陷. 缺陷的设置采用去除磁化的方式, 即该晶格的磁矩为 0, 以模拟材料存中的非磁性杂质缺陷. 缺陷的分布采取均匀的随机分布, 缺陷的浓度 (每平方微米缺陷的个数) σ 取值为 $690\text{--}2000 \text{ } \mu\text{m}^{-2}$ ^[21]. 考虑到杂质处其导热的不均匀性, 进而引入局部焦耳热作用.

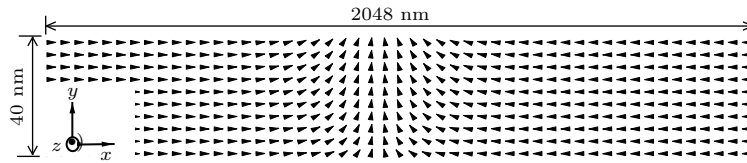


图 1 模型图

Fig. 1. Scheme of the nanowire.

3 结果与讨论

图 2(a) 显示了磁畴壁在 $T = 0 \text{ K}$, 材料缺陷浓度 $\sigma = 0 \text{ } \mu\text{m}^{-2}$, $\sigma = 780 \text{ } \mu\text{m}^{-2}$ 时, 不同电流驱动下其磁畴壁位置以及速度随时间的变化关系. 其缺陷为随机分布, 且在电流驱动下, 其磁畴壁能越过缺陷的情况. 结果表明: 当电流 $u = 66 \text{ m/s}$, $u = 88 \text{ m/s}$ (小于沃克崩溃时的电流) 情况下, 材料不存在缺陷时的磁畴壁运动速度随着电流的增大而增大, 而当 $u = 132 \text{ m/s}$ 时, 磁畴壁发生沃克崩溃, 磁畴壁位移呈现振荡式, 这是由于磁畴壁的磁化发生了改变. 此时, 磁畴壁的速度陡然减小. 但当考虑缺陷后 (如图 2(b) 所示) 小电流下磁畴壁

运动速度降低, 而大电流 (大于沃克崩溃时的电流) 情况下, 振荡消失, 此时磁畴壁的运动比无缺陷时的快. 为了更好地显示缺陷对磁畴壁运动的影响, 图 2(c) 和图 2(d) 中展示了磁畴壁的瞬时速度随时间的变化关系. 结果发现: 对于小电流, 缺陷导致磁畴壁运动速度发生一定的波动, 从而使得畴壁的平均速度变得缓慢, 且电流较小时磁畴壁速度波动明显, 更易于受缺陷的影响. 对于 $u = 132 \text{ m/s}$ 这样的大电流, 磁畴壁原本是伴随着沃克崩溃的, 速度呈现周期性的大幅振荡, 但考虑到缺陷后, 其大幅振荡的规律被破坏, 取而代之的是小幅无规的波动, 加快了磁畴壁运动的速度. 这表明沃克崩溃可以被缺陷所抑制.

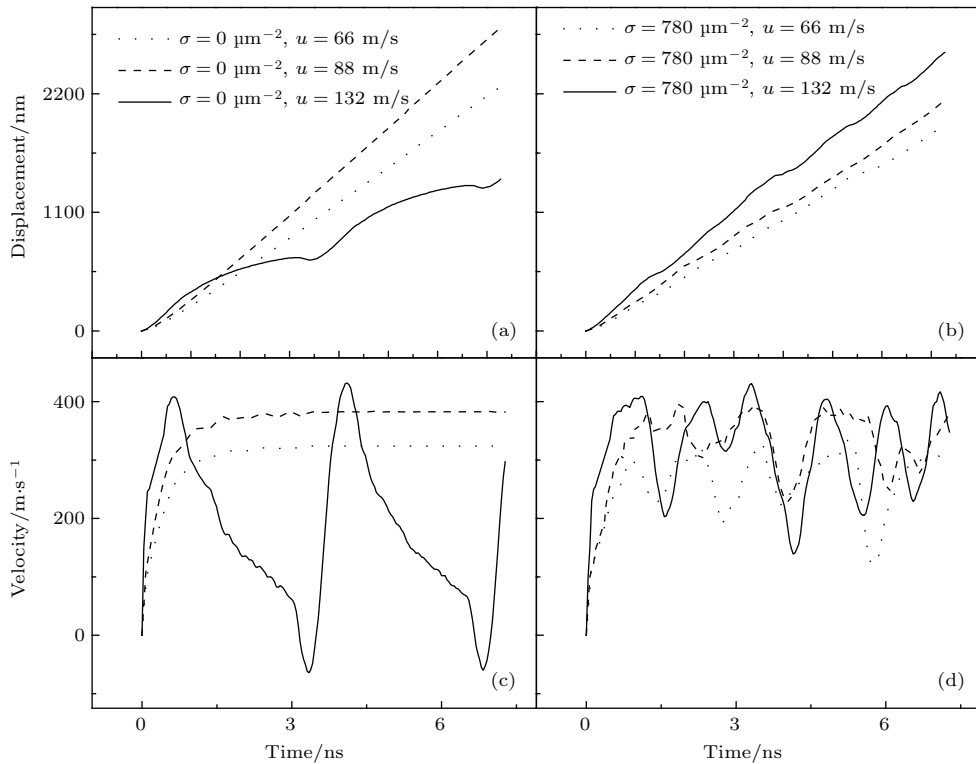


图2 (a) 磁畴壁在无缺陷下位移随时间的变化关系; (b) 磁畴壁在有缺陷下位移随时间的变化关系; (c) 无缺陷下相应的磁畴壁瞬时速度随时间的变化关系; (d) 有缺陷下相应的磁畴壁瞬时速度随时间的变化关系

Fig. 2. (a) Average position of the domain wall(DW) vs. the time for nanowire without defect; (b) average position of the DW vs. the time for nanowire with defect; (c) average velocity of the DW vs. the time for nanowire without defect; (d) average velocity of the DW vs. the time for nanowire with defect.

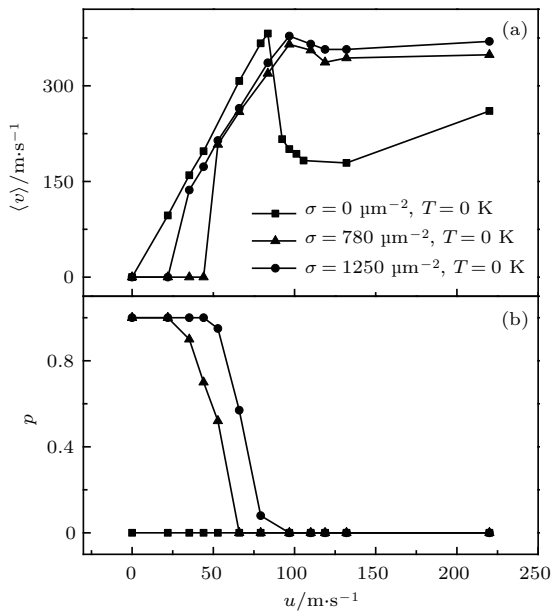


图3 (a) 不同缺陷浓度下磁畴壁平均速度随外加电流的变化关系; (b) 不同缺陷浓度下相应的磁畴壁被钉扎的概率随外加电流的变化关系

Fig. 3. (a) Average velocity of the DW vs. the applied current for different defect density; (b) average probability pinned by the defect for the DW vs. the applied current for different defect density.

图3显示了磁畴壁在不同缺陷浓度下, 速度随电流大小的变化关系. 速度为20 ns内多次计算的磁畴壁未被钉扎的平均速度, P 为20 ns内被钉扎的概率. 比较计算了无缺陷、有缺陷时纳米磁条中电流驱动磁畴壁运动的情况. 发现在有缺陷时, 磁畴壁存在着较大的阈值电流, 当电流 u 介于0—100时磁畴壁存在被钉扎的可能, 当电流持续增加到一定值后, 磁畴壁能持续运动. 比较 $\sigma = 780 \mu\text{m}^{-2}$ 和 $\sigma = 1250 \mu\text{m}^{-2}$ 两种缺陷浓度可以发现, 缺陷浓度越大磁畴壁越易被钉扎. 当驱动电流大于阈值电流时, 由于缺陷的作用, 沃克崩溃被破坏, 磁畴壁以一个较高的速度持续运动. 即缺陷在大电流下展现了加快磁畴壁运动的作用, 进而抑制了磁畴壁的沃克崩溃现象, 但是在小电流区域存在着磁畴壁被缺陷随机钉扎的现象, 其钉扎的概率随缺陷浓度的增加而增加.

图4显示了驱动磁畴壁运动的阈值电流随缺陷浓度变化的规律. 结果显示: 随着缺陷浓度的增加, 磁畴壁的阈值电流也随之增高. 一方面缺陷能够抑制沃克崩溃, 其磁畴壁的临界电流随之增加.

另一方面驱动畴壁运动的阈值电流随缺陷浓度的增加非线性快速增加. 进一步研究发现, 在缺陷浓度较高的情况下, 其畴壁被驱动的随机性越明显.

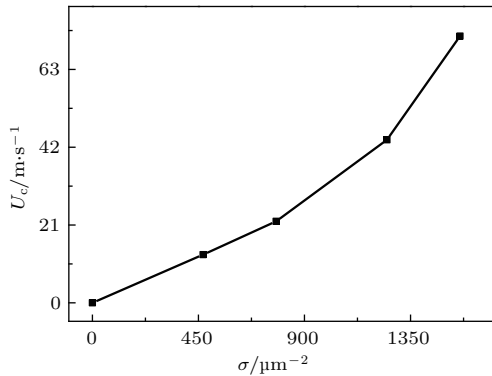


图4 畴壁移动的阈值电流随缺陷浓度的变化关系
Fig. 4. The threshold current of the DW motion vs. the defect density.

为了进一步分析缺陷对畴壁运动的影响, 本文针对相同缺陷在磁纳米带不同位置对畴壁运动的影响做了研究. 图5展示了单个缺陷处在畴壁不同位置时, 畴壁的阈值电流及该电流下畴壁的面外磁矩的变化. 由于横向壁在 y 方向上的畴壁宽度不一样, 即畴壁宽度距畴壁中心的 y 方向逐渐变宽. 在宽畴壁处, 单个缺陷沿 x 轴方向占据畴壁空间比例较小, 所以对畴壁的钉扎效果不明显. 但在窄畴壁处, 缺陷占畴壁比例较大, 则有较大的钉扎效应. 图5(a)具体显示了单个缺陷距畴壁较远的位置, 畴壁移动的阈值电流随缺陷从窄畴区到宽畴区的变化情况. 图5(b)描述了阈值电流下畴壁的面外磁矩随缺陷从窄畴区到宽畴区的变化情况. 结果发现它们的变化显示出较好的一致性. 图5(c)显示了单个缺陷在 y 方向位置固定时, 其阈值电流随缺陷距畴壁位置变化的变化. 结果发现, 当缺陷距畴壁越近时, 其缺陷的钉扎能力越强. 随着缺陷距畴壁初始位置距离的增加, 其钉扎逐渐下降, 最终保持不变. 图5(d)描述了相应的面外磁矩大小的变化情况. 有趣的是其面外磁矩的变化与阈值电流的变化相反. 这是因为电流对畴壁的驱动能力正比于畴壁的面外磁矩. 上述分析表明, 同缺陷浓度下, 缺陷对畴壁的钉扎结果依赖于缺陷的空间分布. 表现在实验中观察到畴壁被钉扎的不一致性, 即同缺陷浓度下畴壁会有时被钉扎有时不被钉扎的现象.

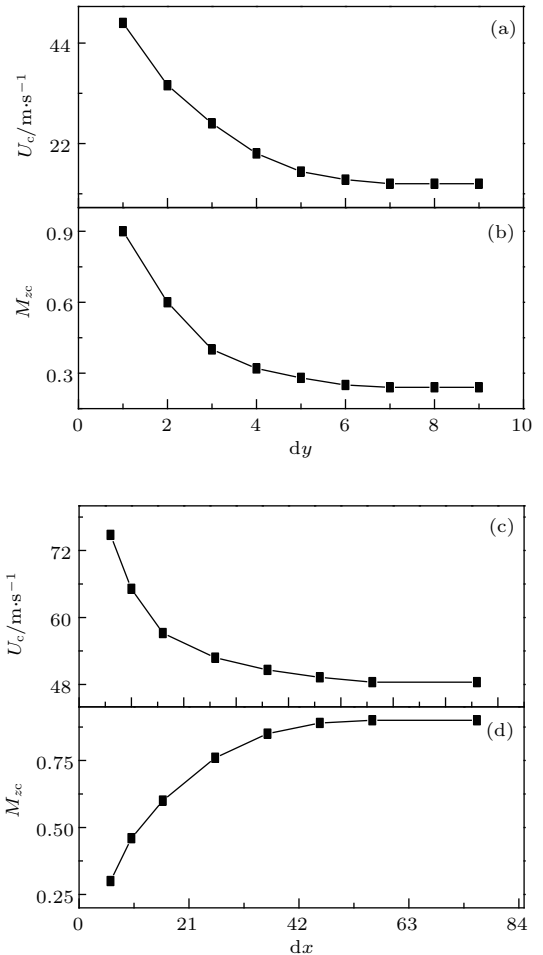


图5 缺陷距畴壁不同位置时, 畴壁移动的阈值电流、面外磁矩随其位置的变化关系
Fig. 5. The threshold current of the DW motion and the out of plane magnetism of the DW vs. the different defect's position.

为了分析缺陷钉扎畴壁的机理, 本文系统研究了缺陷在不同位置情形时, 其畴壁面外磁矩在外加电流驱动下随时间的变化关系. 图6给出了对应图5情况下, 畴壁面外磁矩随时间的变化过程. 图6(a)描述了电流 $u = 16 \text{ m/s}$ 时, 缺陷不同纵向位置对面外磁矩的影响. 当缺陷处在窄畴区 $dy = 4 \text{ nm}$ 时, 畴壁运动到缺陷位置处, 其面外磁化出现剧烈的振荡, 这是由于缺陷导致畴壁缺损, 使畴壁不稳定, 进而面外磁化不稳定. 缺陷处于宽畴区域 $dy = 12 \text{ nm}$, $dy = 36 \text{ nm}$ 时, 由于缺陷占据畴壁比重较小, 畴壁振荡逐渐变小. 在 $dy = 36 \text{ nm}$ 时, 畴壁只经历小小的波动便越过缺陷. 这恰好与图2(a)开始的部分相符合. 图6(c)描述了在相同电流下, 缺陷距离畴壁远近对畴壁钉扎的影响. 可以发现, 当畴壁距离缺陷较近, 畴壁面外磁矩还未翻转到较大值时, 缺陷可以钉扎

住畴壁. 当畴壁距离缺陷较远, 面外磁矩经过一段时间的增长, 此时畴壁就可以越过缺陷. 意味着, 面外磁矩的大小直接影响着畴壁能否被钉扎. 图 6(b) 和图 6(d) 是图 6(a) 和图 6(c) 情况下加大

电流的结果. 可以发现缺陷在 x 和 y 方向上固定, 加大电流可以帮助磁畴壁越过缺陷. 即在面外磁矩变化不明显的情況下, 加大电流是越过缺陷的有效方法.

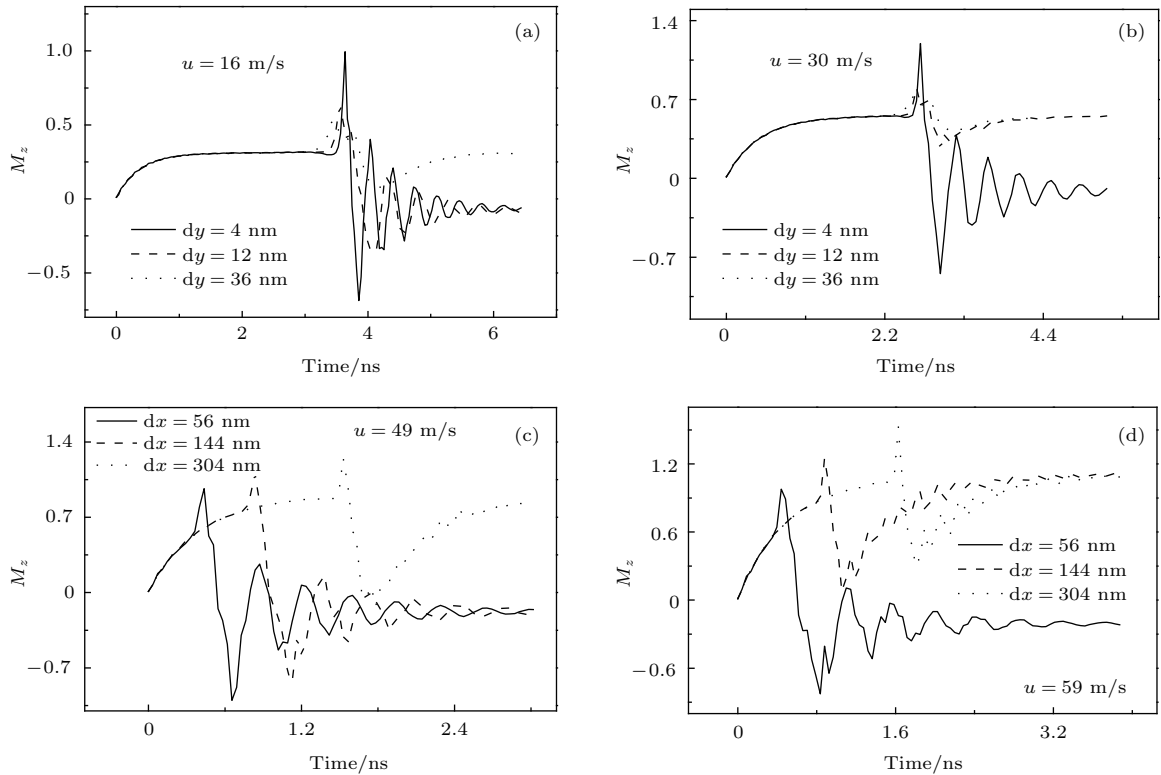


图 6 (a), (b) 缺陷在不同横向位置情形, 磁畴壁在外加电流驱动下, 其面外磁矩随时间的变化关系; (c), (d) 缺陷在不同纵向位置情形, 磁畴壁在外加电流驱动下, 其面外磁矩随时间的变化关系

Fig. 6. (a), (b) The out of plane magnetism of the DW vs. the time in the applied current with the different defect lateral position; (c), (d) the out of plane magnetism of the DW vs. the time in the applied current with the different defect longitudinal position.

由于环境的温度总是存在的, 为此本文考虑了温度的影响. 图 7(a) 显示了确定缺陷浓度不同温度下, 磁畴壁的运动速度随外加电流大小变化的情况. 结果显示温度对磁畴壁的缺陷钉扎有一定的退钉扎作用, 即温度使磁畴壁的阈值电流略有降低. 图 7(b) 显示了不同温度下磁畴壁被钉扎的概率随外加电流的变化关系.

的概率随电流的变化关系. 结果发现: 局部焦耳热越高, 其退钉扎的能力越强.

4 结 论

考虑到材料缺陷处其热导率的差异, 本文在环境温度的基础上考虑了局部焦耳热的影响. 图 8(a) 展示了有局部焦耳热 (缺陷处的温度分别高于其周边 20, 50 K) 时, 其磁畴壁的速度随电流的变化关系. 结果发现考虑到局部焦耳热后, 其磁畴壁被钉扎的概率降低了. 即磁畴壁在局部焦耳热的影响下, 能持续驱动磁畴壁运动的阈值电流降低了. 图 8(b) 展示了在局部焦耳热影响下磁畴壁被钉扎

基于拓展的 LLG 自旋动力学方法, 系统研究了磁纳米条中缺陷、温度对其电流驱动磁畴壁移动性质的影响. 研究表明: 缺陷对磁畴壁的移动有钉扎作用. 其钉扎能力密切地依赖于其缺陷浓度、初始缺陷位置及缺陷形态等. 缺陷浓度越高其钉扎能力越强, 并呈非单调性增加. 初始时刻其缺陷距磁畴壁越近, 其磁畴壁被钉扎住的概率越高. 缺陷越大, 其钉扎能力也越强. 而温度能有效去钉扎, 且缺陷处的焦耳热的积累更能有效地消除其缺陷对磁畴壁的钉扎作用. 进一步的研究表明: 影响

磁畴壁移动的物理机制在于缺陷、温度能有效调节磁纳米条中磁畴壁的面外磁化强度. 而面外磁化强度越大, 其磁畴壁对电流驱动响应越大.

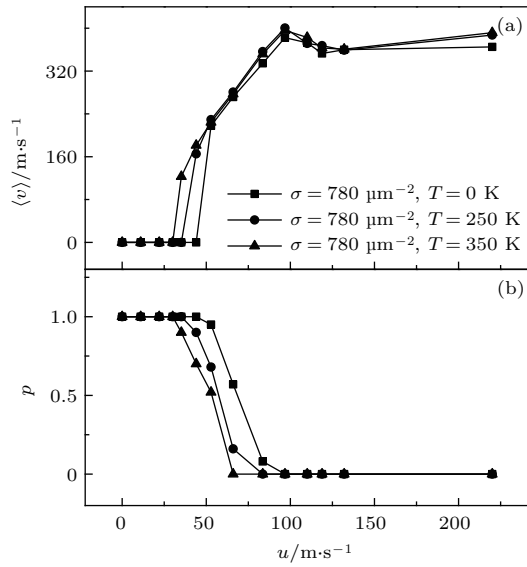


图7 (a) 确定缺陷浓度不同温度下, 磁畴壁的运动速度随外加电流大小变化的情况; (b) 确定缺陷浓度不同温度下, 磁畴壁被钉扎的概率随外加电流的变化关系

Fig. 7. (a) The velocity of the DW vs. the applied current with the certain defect for the different temperature value; (b) the probability pinned by defect for the DW vs. the applied current with the certain defect for the different temperature value.

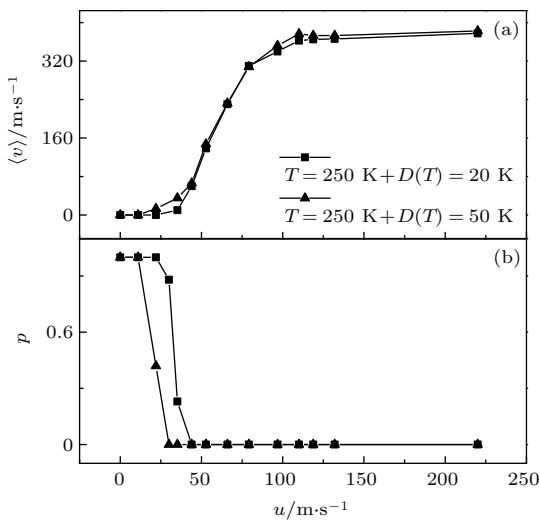


图8 (a) 确定缺陷浓度下, 不同温度分布时磁畴壁的运动速度随外加电流的变化关系; (b) 确定缺陷浓度下, 不同温度分布时磁畴壁的钉扎概率随外加电流的变化关系

Fig. 8. (a) The velocity of the DW vs. the applied current with the certain defect for the different temperature distribution; (b) the probability pinned by defect for the DW vs. the applied current with the certain defect for the different temperature distribution.

参考文献

- [1] Parkin S S P, Hayashi M, Thomas L 2008 *Science* **320** 190
- [2] Allwood D A, Xiong G, Faulkner C C, Atkinson D, Petit D, Cowburn R P 2005 *Science* **309** 2008
- [3] Ito M, Ooba A, Komine T, Sugita R 2013 *J. Magn. Magn. Mater.* **340** 61
- [4] Komine T, Takahashi K, Ooba A, Sugita R 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 07D503
- [5] Roy P E, Wunderlich J 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 122504
- [6] Heyne L, Rhensius J, Bisig A, Krzyk S, Punke P 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 032504
- [7] Heinen J, Bouille O, Rousseau K, Malinowski G, Kläui M 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 202510
- [8] Curiale J, Lemaitre A, Ulysse C, Faini G, Jeudy V 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 076604
- [9] Torrejon J, Malinowski G, Pelloux M, Weil R, Thiaville A, Curiale J, Lacour D, Montaigne F, Hehn M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 106601
- [10] Su Y, Sun J, Hu J, Lei H 2013 *Europhys. Lett.* **103** 67004
- [11] Curiale J, Lemaitre A, Niazzi T, Faini G, Jeudy V 2012 *J. Appl. Phys.* **112** 103922
- [12] Glathe S, Mattheis R, Berkov D V 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 072508
- [13] Schryer N L, Walker L R 1974 *J. Appl. Phys.* **45** 5406
- [14] Yan M, Kákay A, Gliga S, Hertel R 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 057201
- [15] Lee J Y, Lee K S, Kim S K 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 122513
- [16] Kruger B, Kim D H, Fischer P 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 187202
- [17] Ueda K, Koyama T, Chiba D, Shimamura K, Tanigawa H, Fukami S, Suzuki T, Ohshima N, Ishiwata N, Nakatani Y 2011 *Appl. Phys. Express* **4** 063003
- [18] Akerman J, Muñoz M, Maicas M, Prieto J L 2010 *Phys. Rev. B* **82** 064426
- [19] Yuan H Y, Wang X R 2014 *Phys. Rev. B* **89** 054423
- [20] Huang S H, Laia C H 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 032505
- [21] Leliaert J, Wiele B V, Vansteenkiste A 2014 *Phys. Rev. B* **89** 064419
- [22] Martinez E 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 07D302
- [23] Zhu J, Han Z, Su Y, Hu J 2014 *J. Magn. Magn. Mater.* **369** 96
- [24] Martinez E, Lopez-Diaz L, Alejos O, Torres L 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 043914
- [25] Garcia-Sanchez F, Szambolics H, Mihai A, Vila L, Marty A, Attané J, Toussaint J, Buda-Prejbeanu L D 2010 *Phys. Rev. B* **81** 134408
- [26] He J, Li Z, Zhang S 2006 *Phys. Rev. B* **73** 184408
- [27] Thiaville A, Nakatani Y, Miltat J, Suzuki Y 2005 *Europhys. Lett.* **69** 90
- [28] Burn D M, Atkinson D 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 242414
- [29] Zhang S, Li Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204
- [30] Bryan M T, Schreffl T, Atkinson D, Allwood D A 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 073906

Influences of material defects and temperature on current-driven domain wall mobility*

Zhu Jin-Rong Fan Lü-Chao Su Yuan-Chang[†] Hu Jing-Guo[‡]

(College of Physics Science and Technology, Yangzhou University, Yangzhou 225002, China)

(Received 8 July 2016; revised manuscript received 26 August 2016)

Abstract

Current-induced domain wall motion, which has potential application in the next-generation data storage and logic device, has attracted much interest in recent years. However, how the material defect and its joule heat influence current-driven domain wall motion in magnetic nanostripe is still unclear. This paper is to deal with these issues by using the Landau-Lifshitz-Gilbert spin dynamics. The results show that the material defect can pin domain wall motion and this pinning effect strongly depends on the defect concentration, location and shape. The pinning effect induced by the defect on domain wall motion results in the increase of threshold current, and the domain wall moves steadily and continuously. Specifically, the probability for domain wall motion induced by pinning effect is nonlinearly increasing with the increase of defect concentration. Namely, the increasing of the pinning ability with the increase of the defect concentration becomes fades away. Initially, when the defect is near to domain wall, the pinning ability is obvious. However, the pinning ability is not linearly increasing with the decrease of the initial distance between the defect and the domain wall. The results also show that the single defect is larger, the probability for domain wall motion induced by defect pinning is bigger. Moreover, the material defect can suppress the domain wall trending toward breakdown and make domain wall move faster, but the suppressing ability is not obviously increasing with the increase of the defect concentration. On the other hand, the temperature field can remove the pinning phenomenon, which will result in the threshold current decrease. The decrease of the threshold current is of benefit to the working of the data storage and logic device. Also the temperature field can suppress the domain wall trending toward breakdown, but the suppressing ability is less than that of the defect. In addition, the Joule heat around defects can obviously eliminate the pinning effect of the defects, so the pinning effect for a few defects on current-induced domain wall motion can be ignored. Further analysis indicates that these effects are due to the change of the out-of-plane magnetization of the domain wall induced by the material defects and the temperature field, because the velocity of the domain wall motion induced by the applied current greatly depends on the out-of-plane magnetization of the domain wall.

Keywords: domain wall, current-driven, defect, temperature

PACS: 75.60.Ch, 72.25.Pn, 75.78.Cd

DOI: 10.7498/aps.65.237501

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11374253) and the Natural Science Foundation of the Higher Education Institutions of Jiangsu Province, China (Grant No. 16KJB140018).

[†] Corresponding author. E-mail: yxsu@yzu.edu.cn

[‡] Corresponding author. E-mail: jghu@yzu.edu.cn