

振荡磁场驱动亚铁磁畴壁动力学研究*

赵晨蕊¹⁾²⁾ 杨倩倩²⁾ 焦距¹⁾ 唐政华^{1)†} 秦明辉^{2)‡}

1) (湘南学院物理与电子电气工程学院, 微电子与光电子技术湖南省高校重点实验室, 郴州 423000)

2) (华南师范大学华南先进光电子研究院, 广东省量子调控工程与材料重点实验室, 广州 510006)

(2024 年 7 月 25 日收到; 2024 年 12 月 11 日收到修改稿)

亚铁磁材料在角动量补偿点附近具有类似于反铁磁的超快动力学, 且存在非零净自旋密度, 其磁结构可以被传统磁性手段探测和调控, 有望应用于新一代高性能自旋电子器件. 有效调控亚铁磁畴壁动力学是当前自旋电子学领域的重要课题. 本工作使用微磁学模拟研究了正弦波和方波振荡磁场驱动亚铁磁畴壁, 从理论上揭示不同的振荡磁场会诱导出不同方式的畴壁运动. 研究表明, 具有非零净自旋角动量的畴壁面随振荡磁场振荡, 正弦波磁场驱动亚铁磁畴壁的位移随时间单调增加, 而方波磁场驱动畴壁位移随时间曲折增大. 本工作系统探讨了亚铁磁畴壁速度与外部磁场和材料内部参数的关联, 表明了同强度下的正弦波磁场具有更高的驱动效率, 并揭示了相关物理机制, 可以为未来的实验和自旋器件设计提供参考.

关键词: 畴壁动力学, 自旋电子学, 振荡磁场, 亚铁磁体**PACS:** 85.75.-d, 75.50.Gg**DOI:** 10.7498/aps.74.20241033**CSTR:** 32037.14.aps.74.20241033

1 引言

利用电子自旋来存储和处理信息的自旋电子器件^[1,2], 在当前信息时代发挥着举足轻重的作用. 在过去的几十年, 探索新材料系统和揭示新的物理机制一直是自旋电子学研究的重点, 其目的是提升自旋电子器件的性能和应用开发.

与反铁磁材料类似, 亚铁磁性材料中两套子晶格反铁磁耦合, 原子磁矩反平行排列^[3,4]. 由于两套子晶格的磁矩不相等. 亚铁磁性材料在居里温度以下表现出两个独特的热力学特性: 磁化强度补偿点, 此时两个磁矩相互抵消; 角动量补偿点, 此时净角动量为零. 磁性结构的时间演化主要决定于材料体系的净角动量, 而亚铁磁材料中角动量补偿温

度为研究反铁磁自旋动力学提供了一个研究平台. 因此, 在接近角动量补偿点时, 亚铁磁性材料的动力学性质将从铁磁性转变为反铁磁性, 且材料存在非零净磁矩容易被常规的磁性手段探测和调控. 因此, 亚铁磁材料为实现高密度、高速度、低功耗的存储和逻辑功能提供了材料备选平台, 有望应用于未来的高性能自旋电子器件设计^[3-9].

另一方面, 磁畴或磁畴壁作为存储单元被广泛应用于信息存储和输运. 畴壁是磁性结构中的一个关键概念, 指的是不同磁性区域之间的界面, 通常由两种具有不同磁矩方向的区域分界而成^[10]. 如何高效、节能和可靠地调控畴壁动力学是关键科学问题. 迄今, 已报道的畴壁驱动方式包括自旋波^[5,11]、外磁场^[12-17]、铁电开关^[18]、电流^[19-23]、自旋-轨道扭矩^[24-26]、温度梯度^[27-29]、自旋流^[30,31]、磁离

* 国家自然科学基金 (批准号: U22A20117, 52371243)、广东省自然科学基金 (批准号: 2022A1515011727, 2024A1515012665) 和湘南学院 2021 年度大学生创新项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tangzh@xnu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: qinmh@senu.edu.cn

子效应^[32]和磁各向异性梯度^[4,33,34]等. 其中, 前人研究表明左旋圆极化自旋波将畴壁推向自旋波波源, 右旋圆极化自旋波驱动畴壁远离自旋波波源^[5]. Kim 等^[4]实验发现在角动量补偿点 T_A 处, 亚铁磁材料表现出类似反铁磁的超快自旋动力学行为. Nishimura 等^[17]发现施加直流磁场驱动亚铁磁畴壁可以诱导太赫兹自旋波. Caretta 等^[6]在亚铁磁 Pt/Gd₄₄Co₅₆/TaO_x 薄膜实现了自旋极化电流驱动的畴壁运动, 畴壁速度在 T_A 附近高达 1.3 km/s. Liu 等^[35]研究了圆偏振磁场驱动亚铁磁畴壁动力学, 并揭示了亚铁磁畴壁速度与非对称 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用强度呈线性关系.

上述驱动手段具有各自的优势, 但也存在相应的局限性. 例如, 电流驱动要求亚铁磁体具有较好的导电性, 这限制了材料选择范围, 无法适用于绝缘亚铁磁体. 而当前的实验技术产生特定频率和偏振的自旋波仍存在较大的挑战性. 一定程度上, 周期性磁场驱动亚铁磁畴壁可以有效降低这些不利影响, 并产生有趣的动力学行为^[36,37]. 一方面, 磁场的周期性变化可能引起畴壁沿特定方向振荡或螺旋运动, 这些行为具体取决于周期性磁场的形状和方向. 因此, 周期性磁场会有效驱动畴壁的运动, 甚至导致畴壁的激发或共振现象. 当磁场的周期性与畴壁的运动频率相匹配, 会增强畴壁的运动, 导致更快的畴壁移动. 另一方面, 磁场的周期性变化也会导致畴壁的形状变化和畴壁面的旋转. 这表现为畴壁的收缩、扭曲或呼吸^[38]等运动模式, 这些模式均取决于周期性磁场的特征^[39]. 而畴壁面的旋转会损耗一定的能量, 进而影响畴壁的驱动速度. 因此, 周期性磁场的具体类型、频率以及振幅等特性对于畴壁的稳定性和运动起着至关重要的作用.

实际上, Jin 等^[12]已分析了周期性旋转磁场驱动畴壁的运动, 揭示了亚铁磁体中相位锁定和解锁的动态行为. 此外, 使用能量守恒定律和畴壁动力

学模型, Jing 等^[13]揭示了畴壁运动的物理机制并推导了畴壁速度表达式, 表明在角动量补偿点处不存在沃克击穿和进动扭矩. 这些研究为理解亚铁磁畴壁的运动机制提供了理论支持, 但对于不同类型的周期磁场如正弦波与方波磁场驱动畴壁仍然缺乏深入探讨. 深入研究不同类型周期性磁场对畴壁动力学的调控, 有助于加深对物理机制的理解, 为调控畴壁运动提供新的方案, 对器件设计具有重要的参考价值.

基于上述研究动机, 本工作基于经典的海森伯自旋模型, 使用朗道-利夫希茨-吉尔伯特 (LLG) 模拟, 分别研究了正弦波和方波周期性磁场驱动亚铁磁畴壁的动力学行为. 模拟计算表明了亚铁磁畴壁面随低频振荡磁场振荡, 正弦波磁场驱动畴壁位移随时间以浅波状方式增大, 方波磁场驱动畴壁位移以阶梯式增大. 此外, 本工作还澄清了净自旋角动量、各向异性、阻尼系数等材料参数对畴壁动力学的调控, 以期为实验和器件设计的选材提供参考和指导.

2 模型和模拟方法

本研究考虑如图 1 所示的一维亚铁磁纳米线模型, 尺寸为 $1a \times 1a \times 600a$, 其中 a 为晶格常数, 在 z 方向存在磁各向异性, 模型采用开放边界条件. 为了避免在模型的边界处产生明显的反射, 并尽量保持波动在边界处的“外向行进”特征, 采用吸收边界进行处理^[40].

本工作主要考虑正弦波形和方波振荡磁场, 两种外磁场的方向均是沿着 z 方向. 亚铁磁纳米线模型的哈密顿量如下:

$$H = -J \sum_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+1} - \sum_i d_z (\mathbf{S}_i \cdot \hat{z})^2 - g_i \mu_B \mu_0 \sum_i \mathbf{H}(t) \cdot \mathbf{S}_i, \quad (1)$$

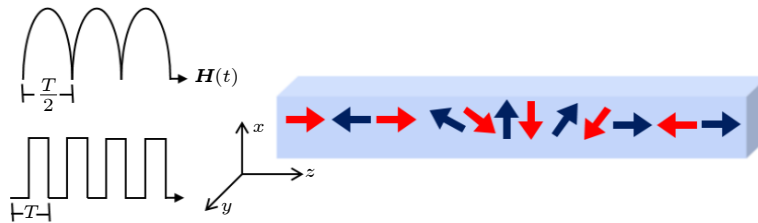


图 1 亚铁磁畴壁纳米条模型示意图, 磁矩沿 z 轴方向排列, 在 z 轴方向分别施加周期为 T 的正弦波和方波动态磁场

Fig. 1. Schematic diagram of the ferrimagnetic domain wall model. The magnetic moments are arranged along the z -axis direction, and sine-wave and square-wave magnetic fields are applied along the z -axis direction.

式中, J 为最近邻反铁磁交换作用系数, d_z 表示各向异性常数, $\mathbf{H}(t)$ 是沿着正 z 轴方向的周期磁场, S_i 表示第 i 格点的自旋, g_i 表示第 i 个晶格的朗德因子, μ_B 是玻尔磁矩, μ_0 是真空磁导率. 正弦波场模拟连续、平稳的磁场振荡情况, 这种驱动方式能够展示磁畴壁在周期性外部扰动下的响应. 方波驱动则用于模拟突变性磁场的影响, 方波的快速变化能够激发出更复杂的磁畴壁动力学行为, 反映出磁畴壁在瞬时磁场变化下的反应特征.

对所选亚铁磁纳米条模型进行微磁学模拟, 使用的 LLG 方程为

$$\frac{\partial \mathbf{S}_i}{\partial t} = -\gamma_i \mathbf{S}_i \times \mathbf{H}_{\text{eff},i} + \alpha_i \mathbf{S}_i \times \frac{\partial \mathbf{S}_i}{\partial t}, \quad (2)$$

其中, γ 为旋磁比; α 是吉尔伯特衰减常数; $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ 代表有效场, 是由交换作用场、各向异性场、以及外加磁场构成. 考虑到理论结果与实际的关联性, 以典型的亚铁磁材料 GdFeCo 为研究对象, 其内部参数如下: 交换刚度 $J = 7.5$ meV, 晶格常数 $a = 0.4$ nm, 旋磁比分别为 $\gamma_{\text{RE}} = 1.76 \times 10^{11}$ rad/(s·T), $\gamma_{\text{TM}} = 1.936 \times 10^{11}$ rad/(s·T), 子晶格的磁矩和净自旋角动量如表 1 所列.

模拟中使用四阶龙格-库塔迭代法求解 LLG 方程进行模拟, 并选定量纲化的时间步长为 $\Delta t =$

$1 \times 10^{-4} \mu_i / (J \gamma_{\text{eff}})$, 其中 $\gamma_{\text{eff}} = (\gamma_{\text{RE}} + \gamma_{\text{TM}})/2$. 在经历足够长的时间弛豫后, 获得稳定的亚铁磁畴壁构型. 随后, 为了研究亚铁磁纳米线模型中畴壁的动力学特性, 在 z 轴正方向上分别引入了图 1 所示的正弦波和方波的周期磁场, 其振幅为 h_0 , 周期和频率分别为 T 和 $\omega = 2\pi/T$. 设定亚铁磁畴壁中心位于 $z = 300a$ 的位置. $2\mathbf{n} = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2$ 描述磁化动力学行为, 其中 $\mathbf{m}_i$ ($i = 1, 2$) 分别表示两个子晶格的无量纲磁矩, $\mathbf{n}$ 表示局域交错磁化矢量.

3 模拟结果与讨论

首先, 本工作分别聚焦正弦波和方波振荡磁场对亚铁磁畴壁动力学的调控. 其中, 正弦波磁场的表达式为 $h = h_0 |\sin \omega t|$, 利用数值模拟分析了振荡场驱动亚铁磁畴壁的速度与频率的关系, 结果如图 2(a) 所示. 对于任意的净自旋角动量, 畴壁都可以被有效驱动. 随着频率的增大, 畴壁速度很快达到相应的饱和值. 更为重要的是, 饱和速度很大程度取决于净自旋角动量的大小 $|\delta_s|$. 随着 $|\delta_s|$ 的减小, 畴壁速度明显增大. 在角动量补偿点 $\delta_s = 0$ 处, 畴壁的速度达到最高值. 在此过程中, 体系从具有较大 $|\delta_s|$ 的类铁磁态逐渐过渡到 $\delta_s = 0$ 的反铁磁态,

表 1 模拟过程中采用的磁性过渡金属磁矩 (M_{TM})、稀土磁矩 (M_{RE}) 以及净自旋角动量 (δ_s)

Table 1. Magnetic transition metal moments (M_{TM}), rare earth moments (M_{RE}), and net angular momentum (δ_s) used in the simulations.

参数	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$M_{\text{TM}}/(\text{kA} \cdot \text{m}^{-1})$	1120	1115	1110	1105	1100	1095	1090	1085	1080
$M_{\text{RE}}/(\text{kA} \cdot \text{m}^{-1})$	1040	1030	1020	1010	1000	990	980	970	960
$\delta_s/(10^{-7} \text{ J} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3})$	-1.24	-0.93	-0.62	-0.31	0	0.31	0.62	0.93	1.24

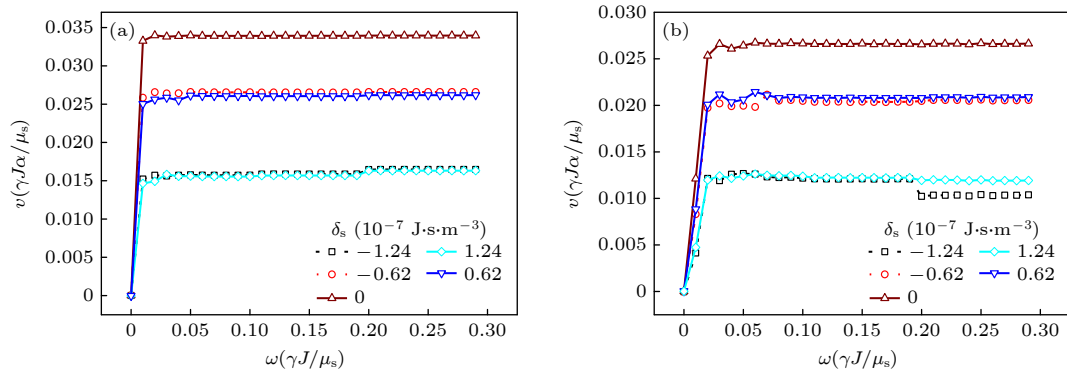


图 2 不同净自旋角动量 δ_s 下, (a) 正弦波磁场和 (b) 方波磁场驱动亚铁磁畴壁速度 v 与振荡磁场频率 ω 的关系图, 其中, z 轴各向异性 $d_z = 0.1J$, 磁场振幅 $h_0 = 0.005J$, 阻尼系数 $\alpha = 0.01$

Fig. 2. Domain wall velocity v as functions of ω for various δ_s driven by the (a) sine-wave and (b) square-wave magnetic fields for $d_z = 0.1J$, $h_0 = 0.005J$, and the damping coefficient $\alpha = 0.01$.

对应的磁化动力学逐步提升,继而导致了畴壁移动能力和驱动速度的大幅提升.

类似的行为也在方波磁场驱动畴壁中观测到,结果如图 2(b) 所示. 其中,方波磁场的表达式为:半周期的奇数倍, $h = h_0$; 半周期的偶数倍, $h = 0$. 随着净自旋角动量的增大,畴壁移动能力降低,畴壁速度降低. 此外,对于同一 $|\delta_s|$, 正弦波磁场驱动畴壁速度要高于方波磁场. 如图 2 所示,当频率选为 $\omega = 0.1\gamma J/\mu_s$, 对应的实际频率 ω 约为 24 GHz, 其中 μ_s 表示饱和磁化强度,正弦波场驱动的畴壁无量纲速度为 $0.034\gamma J\alpha/\mu_s$, 方波场驱动的畴壁速度为 $0.0267\gamma J\alpha/\mu_s$, 正弦波驱动的畴壁速度大于方波驱动速度约为 27%. 这是由于一个周期内两种振荡场作用于畴壁的等效磁场不同导致的. 具体而言,正弦波的等效磁场要高于方波的等效磁场,继而导致了较高的驱动速度.

图 3 总结了正弦波和方波磁场驱动畴壁运动速度与净自旋角动量的变化关系. 对于不同类型的振荡驱动磁场,亚铁磁畴壁都在温度补偿点达到速度最大值,即表现出反铁磁畴壁动力学性质. 随着 $|\delta_s|$ 的增大,速度表现出对称分布并逐渐降低. 一般而言,对于同样的 $|\delta_s|$, 正弦波磁场驱动畴壁速度略高于方波磁场,表明正弦波驱动亚铁磁畴壁具有更高的效率.

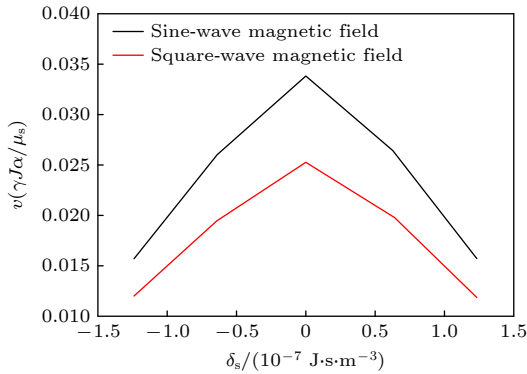


图 3 $h_0 = 0.005J$, $d_z = 0.1J$, $\alpha = 0.01$, $\omega = 0.05\gamma J/\mu_s$ 时, 正弦波磁场和方波磁场驱动畴壁速度与净自旋角动量 δ_s 的关系

Fig. 3. Simulated domain wall velocity v as functions of the net angular momentum δ_s driven by the sine-wave and square-wave magnetic fields for $h_0 = 0.005J$, $d_z = 0.1J$, $\omega = 0.05\gamma J/\mu_s$, and $\alpha = 0.01$.

为了进一步探究振荡场类型和频率对畴壁速度的调控,分别选取 $\omega = 0.05\gamma J/\mu_s$ 和 $\omega = 0.25\gamma J/\mu_s$, 详细研究两种频率下畴壁位移和畴壁

面角的变化情况,结果如图 4 所示. 对于低频 $\omega = 0.05\gamma J/\mu_s$, 图 4(a) 所示为正弦波振荡场驱动畴壁位移结果,表明畴壁位置随外场振荡变化. 对于红色线所示的振荡场,磁场方向没有发生变化,而磁场强度呈现周期性振荡,导致畴壁持续移动,其速度取决于磁场的强度. 磁场强度越大,作用于畴壁的力矩越强,驱动畴壁移动更快. 此外,沿 z 轴方向的磁场作用将产生垂直于畴壁中心磁矩所在平面的塞曼转矩. 塞曼转矩将使畴壁中心的磁矩发生偏转,使得畴壁面也相应地转动. 这种现象得到了模拟的验证,结果如图 4(b) 所示. 随着畴壁的移动,畴壁面定向转动,畴壁面角度发生了连续的变化.

对于图 4(c) 所示的方波磁场驱动,当磁场处于 $h = h_0$ 的半周期,畴壁位移随时间几乎线性增加,畴壁速度较大. 在磁场为 0 的半个周期,畴壁驱动力消失,由于阻尼作用,畴壁表现出反向位移. 在整个周期内,畴壁产生有限的净位移,使得方波磁场能有效驱动畴壁前进. 外磁场通过对磁矩施加力矩,改变磁畴方向,使得磁畴内的磁化方向尽可能平行于外磁场方向,继而推动畴壁移动. 在振幅和频率相同时,正弦波的有效值为方波的 1.4 倍,所以正弦波磁场驱动畴壁更加高效. 图 4(d) 表明畴壁面角在磁场由最大值降为 0 时,仍然持续地减小,呈现出一种类似惯性的持续运动趋势. 这一现象表明,畴壁面在方波磁场的作用下,其动力学行为具有转动的惯性特征.

在磁畴壁中,周围的磁矩通过自旋之间的交换作用和各向异性等,形成稳定的过渡区域. 磁畴壁内的交换作用和各向异性在磁畴壁运动时形成内在阻力,使得畴壁运动表现出惯性. 为了进一步观察畴壁惯性,图 5 所示为高频 $\omega = 0.25\gamma J/\mu_s$ 下畴壁的位移与畴壁面角随时间的演化行为. 在高频状态 $\omega = 0.25\gamma J/\mu_s$ 下,无论是正弦波还是方波驱动,畴壁位移和畴壁面角随时间表现出单调的近线性增大,不存在随外场同步振荡的现象. 这主要是由于在高频振荡下,畴壁面角和位移的变化无法及时响应高频外磁场的快速变化.

在正弦波磁场与方波磁场驱动下,亚铁磁畴壁发生运动,畴壁运动速度还受其他因素如各向异性强度和阻尼系数等影响. 为了更好地反映实际情况,本工作还研究了各向异性强度与阻尼系数对亚铁磁畴壁速度的影响.

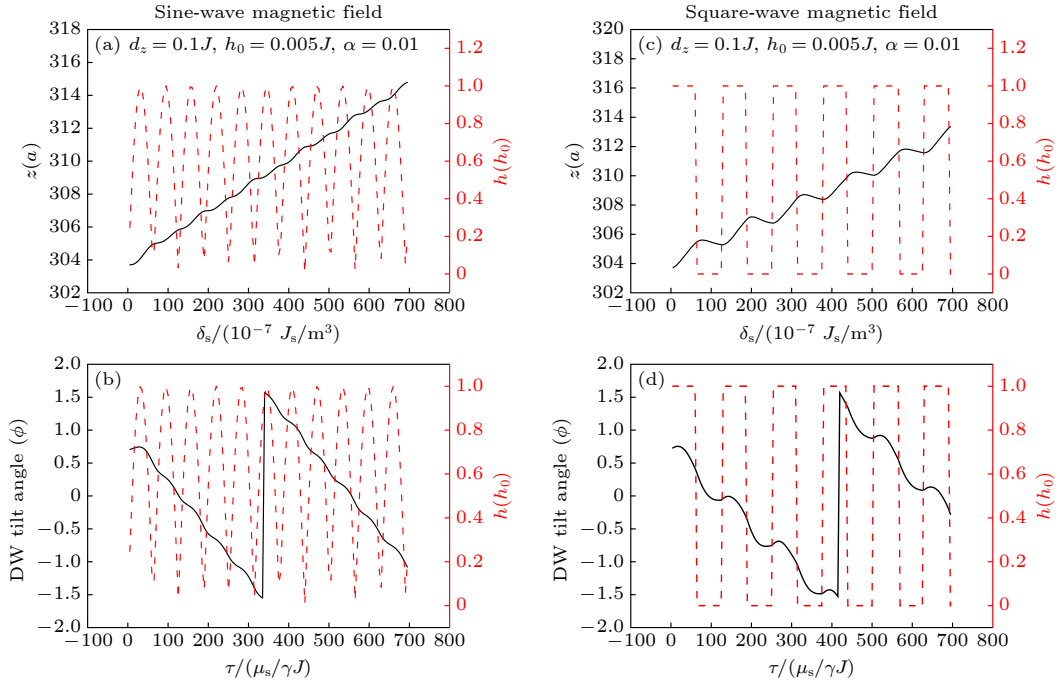


图 4 $\omega = 0.05\gamma J/\mu_s$ 时, 正弦波磁场驱动下 (a) 畴壁位置和 (b) 畴壁面角随时间的演化, 以及方波磁场驱动下 (c) 畴壁位置和 (d) 畴壁面角随时间的演化. 在图 (a) 和 (b) 中, $\delta_s = -1.24 \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$, 在图 (c) 和 (d) 中, $\delta_s = 1.24 \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$. 场强度图用红色虚线标注

Fig. 4. Evolutions of the domain wall (DW) (a) position and (b) angle over time under the sine-wave magnetic field, and the DW (c) position and (d) angle evolutions under the square-wave magnetic field for $\omega = 0.05\gamma J/\mu_s$. In panels (a) and (b), $\delta_s = -1.24 \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$, while in panels (c) and (d), the opposite value is taken. The evolution of field magnitude is also depicted with red dashed lines.

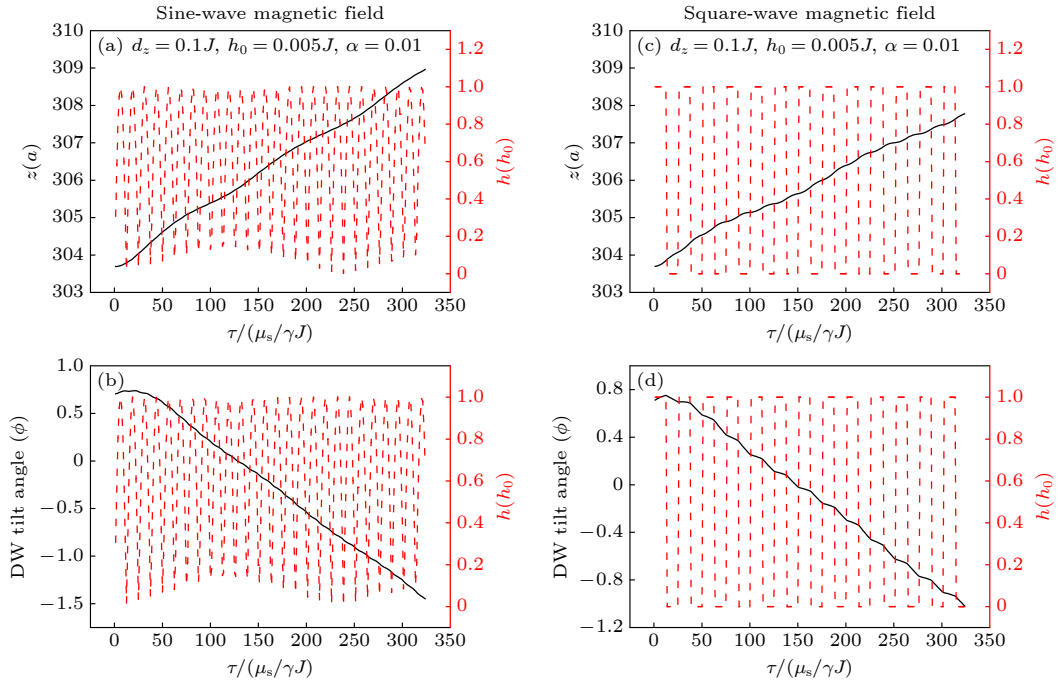


图 5 $\omega = 0.25\gamma J/\mu_s$, $\delta_s = 1.24 \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$ 时, 正弦波磁场驱动下 (a) 畴壁位置和 (b) 畴壁面角随时间的演化, 以及方波磁场驱动下 (c) 畴壁位置和 (d) 畴壁面角随时间的演化

Fig. 5. The DW (a) position and (b) angle evolution over time under the triangular form magnetic field, and (c) position and (d) angle evolution under the square form magnetic field for $\omega = 0.25\gamma J/\mu_s$ and $\delta_s = 1.24 \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$. The evolution of field magnitude is also depicted with red dashed lines.

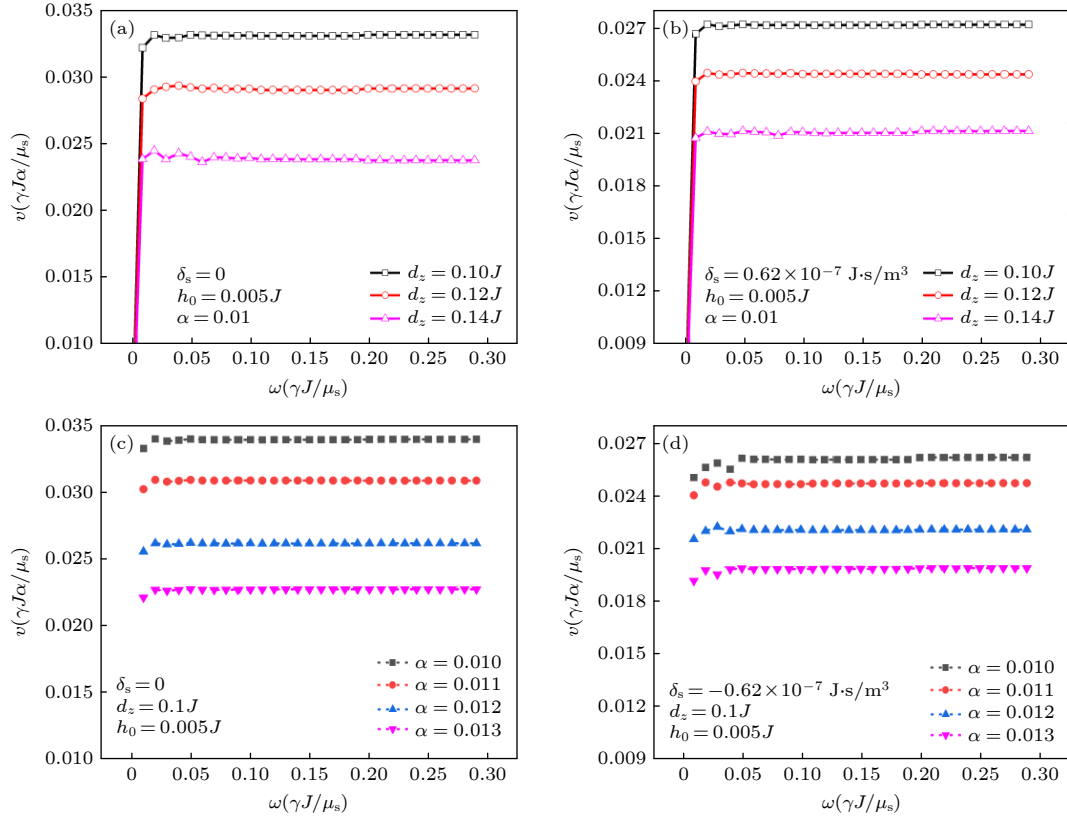


图 6 $h_0 = 0.005J$ 正弦波磁场作用下, $\delta_s =$ (a) 0, (b) $0.62 \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$ 时不同各向异性系数 d_z 对应的 $v(\omega)$ 图 ($\alpha = 0.01$); 以及 $\delta_s =$ (c) 0, (d) $-0.62 \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$ 时不同阻尼系数 α 对应的 $v(\omega)$ 图 ($d_z = 0.1J$)

Fig. 6. Simulated $v(\omega)$ curves driven by the sine-wave field for $h_0 = 0.005J$ for various d_z for $\delta_s =$ (a) 0, (b) $0.62 \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$ and $\alpha = 0.01$; and the curves for various α for $\delta_s =$ (c) 0, (d) $-0.62 \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$ and $d_z = 0.1J$.

图 6(a) 所示为正弦波磁场驱动下, 角动量补偿点处不同各向异性强度的畴壁速度与频率关系曲线. 与反铁磁畴壁动力学一致, 随着各向异性强度的增大, 畴壁质量增大, 其移动性能下降, 使得在同一驱动条件下的畴壁速度降低. 此结论对于具有非零净自旋角动量体系同样适用, 如图 6(b) 所示的 $\delta_s = 0.62 \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$ 的结果. 一方面, 对比图 6(a), (b) 可知, 对于同一 d_z , 非零的净自旋角动量抑制畴壁运动, 使得畴壁速度低于反铁磁体系. 另一方面, 随着各向异性的增强, 畴壁在 z 轴方向上的运动将受到更大的阻碍, 导致其运动速度降低. 另外, 方波磁场驱动给出类似正弦波磁场的结果. 为简便起见, 本部分不再给出方波磁场驱动的结果.

畴壁的移动能力也取决于阻尼系数. 一般而言, 速度与阻尼系数成反比关系. 该性质也在本工作中得到了验证. 图 6(c), (d) 分别给出了正弦波振荡场驱动下, $\delta_s = 0$ 和 $\delta_s = -0.62 \times 10^{-7} \text{ J}\cdot\text{s}\cdot\text{m}^{-3}$ 下不同阻尼系数的速度-频率关系曲线. 模拟结果

清楚地表明, 随着阻尼系数的增大, 畴壁在磁场中的运动将受到更大的阻碍, 其驱动速度快速降低.

4 结 论

本文基于经典海森伯自旋模型使用微磁学模拟研究了正弦波和方波磁场驱动亚铁磁畴壁动力学. 研究表明, 在正弦波和方波磁场驱动下, 畴壁的速度随净自旋角动量的增大而减小, 低频下正弦波场驱动的畴壁位移近线性增长, 而方波场驱动的畴壁位移表现为波折式变化; 在高频场作用下, 畴壁位移随时间呈现更显著的线性增长, 且畴壁面随时间线性转动. 另外, 各向异性参数 d_z 、阻尼系数 α 的增大均会导致畴壁速度降低. 相比于方波磁场, 正弦波磁场驱动畴壁速度更快, 具有更高的驱动效率. 本工作表明可以通过调节周期性磁场频率和波形来调控亚铁磁材料中畴壁的运动方式, 从而实现对畴壁速度和位置的精准调控, 为基于畴壁的自旋电子学器件设计和实验选材提供了参考和指导.

参考文献

- [1] Hirohata A, Yamada K, Nakatani Y, Prejbeanu I, Diény B, Pirro P, Hillebrands B 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **509** 166711
- [2] Zhang Y, Feng X Q, Zheng Z Y, Zhang Z Z, Lin K L, Sun X H, Wang G D, Wang J K, Wei J Q, Vallobra P, He Y, Wang Z X, Chen L, Zhang K, Xu Y, Zhao W S 2023 *Appl. Phys. Rev.* **10** 011301
- [3] Li W H, Jin Z, Wen D L, Zhang X M, Qin M H, Liu J M 2020 *Phys. Rev. B* **101** 024414
- [4] Kim K J, Kim S K, Hirata Y, Oh S H, Tono T, Kim D H, Okuno T, Ham W S, Kim S, Go G, Tserkovnyak Y, Tsukamoto A, Moriyama T, Lee K J, Ono T 2017 *Nat. Mater.* **16** 1187
- [5] Oh S H, Kim S K, Xiao J, Lee K J 2019 *Phys. Rev. B* **100** 174403
- [6] Caretta L, Mann M, Büttner F, Ueda K, Pfau B, Günther C M, Hessing P, Churikova A, Klose C, Schneider M, Engel D, Marcus C, Bono D, Bagschik K, Eisebitt S, Beach G S D 2018 *Nat. Nanotechnol.* **13** 1154
- [7] Caretta L, Oh S H, Fakhrlul T, Lee D K, Lee B H, Kim S K, Ross C A, Lee K J, Beach G S D 2020 *Science* **370** 1438
- [8] Sun C, Yang H, Jalil M 2020 *Phys. Rev. B* **102** 134420
- [9] Zhang Y J, Li G J, Liu E K, Chen J L, Wang W H, Wu G H, Hu J X 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 037501 (in Chinese) [张玉洁, 李贵江, 刘恩克, 陈京兰, 王文洪, 吴光恒, 胡俊雄 2013 物理学报 **62** 037501]
- [10] Chen Z Y, Qin M H, Liu J M, 2019 *Phys. Rev. B* **100** 020402(R)
- [11] Yu H, Xiao J, Schultheiss H 2021 *Phys. Rep.* **905** 1
- [12] Jin M S, Hong I S, Kim D H, Lee K J, Kim S K 2021 *Phys. Rev. B* **104** 184431
- [13] Jing K Y, Gong X, Wang X R 2022 *Phys. Rev. B* **106** 174429
- [14] Haltz E, Krishnia S, Berges L, Mougín A, Sampaio J 2021 *Phys. Rev. B* **103** 014444
- [15] Tono T, Taniguchi T, Kim K J, Moriyama T, Tsukamoto A, Ono T 2015 *Appl. Phys. Express* **8** 073001
- [16] Luo C, Chen K, Ukleev V, Wintz S, Weigand M, Abrudan R M, Prokeš K, Radu F 2023 *Comm. Phys.* **6** 218
- [17] Nishimura T, Kim D H, Hirata Y, Okuno T, Futakawa Y, Yoshikawa H, Tsukamoto A, Shiota Y, Moriyama T, Ono T 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 172403
- [18] Chen J, Dong S 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 117603
- [19] Oh S H, Kim S K, Lee D K, Go G, Kim K J, Ono T, Tserkovnyak Y, Lee K J 2017 *Phys. Rev. B* **96** 100407(R)
- [20] Ghosh S, Komori T, Hallal A, Garcia J P, Gushi T, Hirose T, Mitarai H, Okuno H, Vogel J, Chshiev M, Attané J P, Vila L, Suemasu T, Pizzini S 2021 *Nano Lett.* **21** 2580
- [21] Caretta L, Avc C O 2024 *APL Mater.* **12** 011106
- [22] Gushi T, Klug M J, Garcia J P, Ghosh S, Attané J P, Okuno H, Fruchart O, Vogel J, Suemasu T, Pizzini S, Vila L 2019 *Nano Lett.* **19** 8716
- [23] Vélez S, Ruiz-Gómez S, Schaab J, Gradauskaite E, Wörnle M S, Welter P, Jacot B J, Degen C L, Trassin M, Fiebig M, Gambardella P 2022 *Nat. Nanotechnol.* **17** 834
- [24] Haltz E, Sampaio J, Krishnia S, Berges L, Weil R, Mougín A 2020 *Sci. Rep.* **10** 16292
- [25] Kim D H, Kim D H, Kim K J, Moon K W, Yang S M, Lee K J, Kim S K 2020 *J. Magn. Magn. Mater.* **514** 167237
- [26] Sala G, Gambardella P 2022 *Adv. Mater. Interfaces* **9** 2201622
- [27] Li Z L, Su J, Lin S Z, Liu D, Gao Y, Wang S G, Wei H X, Zhao T Y, Zhang Y, Cai J W, Shen B G 2021 *Nat. Commun.* **12** 5604
- [28] Donges A, Grimm N, Jakobs F, Selzer S, Ritzmann U, Atxitia U, Nowak U 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 013293
- [29] Yan Z R, Chen Z Y, Qin M H, Lu X B, Gao X S, Liu J M, 2018 *Phys. Rev. B* **97** 054308
- [30] Yurlov V V, Zvezdin K A, Skirdkov P N, Zvezdin A K 2021 *Phys. Rev. B* **103** 134442
- [31] Lepadatu S, Saarikoski H, Beacham R, Benitez M J, Moore T A, Burnell G, Sugimoto S, Yesudas, Wheeler M C, Miguel J, Dhesi S S, McGrouther D, McVitie S, Tatara G, Marrows C H 2017 *Sci. Rep.* **7** 1640
- [32] Balan C, Garcia J P, Fassatoui A, Vogel J, Chaves D D S, Bonfim M, Rueff J P, Ranno L, Pizzini S 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 034065
- [33] Wen D L, Chen Z Y, Li W H, Qin M H, Chen D Y, Fan Z, Zeng M, Lu X B, Gao X S, Liu J M, 2020 *Phys. Rev. Res.* **2** 013166
- [34] Liu T T, Liu Y, Liu, Y H, Tian G, Qin M H 2024 *J. Phys. D Appl. Phys.* **57** 335002
- [35] Liu T T, Hu Y F, Liu Y, Jin Z J Y, Tang Z H, Qin M H 2022 *Rare Metals* **41** 3815
- [36] Zhao C R, Wei Y X, Liu T T, Qin M H 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 208502 (in Chinese) [赵晨蕊, 魏云昕, 刘婷婷, 秦明辉 2023 物理学报 **72** 208502]
- [37] Chen Z Y, Yan Z R, Zhang Y L, Qin M H, Fan Z, Lu X B, Gao X S, Liu J M, 2018 *New J. Phys.* **20** 063003
- [38] Bassirian P, Hesjedal T, Parkin S S P, Litzius K 2022 *APL Mater.* **10** 101107
- [39] Zhang X C, Xia J, Tretiakov O A, Zhao G P, Zhou Y, Mochizuki M, Liu X X, Ezawa M 2023 *Phys. Rev. B* **108** 064410
- [40] Consolo G, Lopez-Diaz L, Torres L, Azzerboni B 2007 *IEEE T. Magn.* **43** 2974

Dynamics of ferrimagnetic domain wall driven by oscillating magnetic field*

ZHAO Chenrui¹⁾²⁾ YANG Qianqian²⁾ JIAO Ju¹⁾

TANG Zhenghua^{1)†} QIN Minghui^{2)‡}

1) (*Microelectronics and Optoelectronics Technology Key Laboratory of Hunan Higher Education, School of Physics and Electronic Electrical Engineering, Xiangnan University, Chenzhou 423000, China*)

2) (*Guangdong Provincial Key Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Materials, South China Institute of Advanced Optoelectronics, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

(Received 25 July 2024; revised manuscript received 11 December 2024)

Abstract

Ferrimagnetic materials exhibit ultrafast dynamic behaviors similar to those of antiferromagnetic materials near the angular momentum compensation point, where a non-zero net spin density is maintained. This unique feature makes their magnetic structures detectable and manipulable by using traditional magnetic techniques, thus positioning ferrimagnetic materials as promising candidates for next-generation high-performance spintronic devices. However, effectively controlling the dynamics of ferrimagnetic domain walls remains a significant challenge in current spintronics research.

In this work, based on the classic Heisenberg spin model, Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) simulation is used to investigate the dynamic behaviors of ferrimagnetic domain walls driven by sinusoidal wave periodic magnetic field and square wave periodic magnetic field, respectively. The results show that these two types of oscillating magnetic fields induce distinct domain wall motion modes. Specifically, the domain wall surface, which has non-zero net spin angular momentum, oscillates in response to the external magnetic field. It is found that the domain wall velocity decreases as the net spin angular momentum increases. Moreover, the displacement of the ferrimagnetic domain wall driven by a sinusoidal magnetic field increases monotonically with time, while the displacement driven by a square wave magnetic field follows a more tortuous trajectory over time. Under high-frequency field conditions, the domain wall displacement shows more pronounced linear growth, and the domain wall surface rotates linearly with time. In this work, how material parameters, such as net spin angular momentum, anisotropy, and the damping coefficient, influence domain wall dynamics is also explored. Specifically, increasing the anisotropy parameter (d_z) or the damping coefficient (α) results in a reduction of domain wall velocity. Furthermore, the study demonstrates that, compared with the square wave magnetic fields, the sinusoidal magnetic fields drive the domain wall more efficiently, leading domain wall to move faster. By adjusting the frequency and waveform of the periodic magnetic field, the movement of ferrimagnetic domain walls can be precisely controlled, enabling fine-tuned regulation of both domain wall velocity and position.

Our findings show that sinusoidal magnetic fields, even at the same intensity, offer higher driving efficiency. The underlying physical mechanisms are discussed in detail, providing valuable insights for guiding the design and experimental development of domain wall-based spintronic devices.

Keywords: domain wall dynamics, spintronics, oscillating magnetic field, ferrimagnets

PACS: 85.75.-d, 75.50.Gg

DOI: 10.7498/aps.74.20241033

CSTR: 32037.14.aps.74.20241033

* Project supported by the Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U22A20117, 52371243), the Basic and Applied Basic Research Foundation of Guangdong Province, China (Grant Nos. 2022A1515011727, 2024A1515012665), and the 2021 College Student Innovation Project of Xiangnan University, China.

† Corresponding author. E-mail: tangzh@xnu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: qinmh@scnu.edu.cn

振荡磁场驱动亚铁磁畴壁动力学研究

赵晨蕊 杨倩倩 焦距 唐政华 秦明辉

Dynamics of ferrimagnetic domain wall driven by oscillating magnetic field

ZHAO Chenrui YANG Qianqian JIAO Ju TANG Zhenghua QIN Minghui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 038502 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20241033

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241033>

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

正弦微波磁场驱动亚铁磁畴壁动力学

Dynamics of ferrimagnetic domain walls driven by sinusoidal microwave magnetic field

物理学报. 2023, 72(20): 208502 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230913>

磁畴壁拓扑结构研究进展

Research progress in the magnetic domain wall topology

物理学报. 2024, 73(1): 017504 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231612>

磁性二维材料的近期研究进展

Recent research advances in two-dimensional magnetic materials

物理学报. 2022, 71(12): 127504 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220301>

基于磁性隧道结和双组分多铁纳磁体的超低功耗磁弹模数转换器

Ultra-low power magneto-elastic analog-to-digital converter based on magnetic tunnel junctions and bicomponent multiferroic nanomagnet

物理学报. 2024, 73(13): 137502 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240129>

磁子霍尔效应

Magnon Hall effect

物理学报. 2024, 73(1): 017501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231589>

马约拉纳费米子与杂质自旋相互作用的热偏压输运

Interplay between Majorana fermion and impurity in thermal-driven transport model

物理学报. 2021, 70(11): 117401 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202241>