# 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比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<sup>[1,2]</sup>,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<sup>[3,4]</sup>. 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<sup>[3-9]</sup>.

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<sup>[10]</sup>.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<sup>[5,11]</sup>、外磁场<sup>[12-17]</sup>、铁电开关<sup>[18]</sup>、电流<sup>[19-23]</sup>、自旋-轨道扭矩<sup>[24-26]</sup>、温度梯度<sup>[27-29]</sup>、自旋流<sup>[30,31]</sup>、磁离

<sup>\*</sup> 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.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: tangzh@xnu.edu.cn

<sup>‡</sup> 通信作者. E-mail: qinmh@scnu.edu.cn

<sup>© 2025</sup> 中国物理学会 Chinese Physical Society

子效应<sup>[32]</sup>和磁各向异性梯度<sup>[4,33,34]</sup>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<sup>[5]</sup>.Kim等<sup>[4]</sup>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<sup>[17]</sup>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<sup>[6]</sup>在 亚铁磁 Pt/Gd<sub>44</sub>Co<sub>56</sub>/TaO<sub>x</sub> 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<sup>[35]</sup>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<sup>[38]</sup>等运动模式,这些模 式均取决于周期性磁场的特征<sup>[39]</sup>. 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<sup>[12]</sup>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<sup>[13]</sup>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×1a×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<sup>[40]</sup>.

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:

$$H = -J \sum_{i} S_{i} \cdot S_{i+1} - \sum_{i} d_{z} (S_{i} \cdot \hat{z})^{2}$$
$$-g_{i} \mu_{\mathrm{B}} \mu_{0} \sum_{i} \boldsymbol{H}(t) \cdot \boldsymbol{S}_{i}, \qquad (1)$$



图 1 亚铁磁畴壁纳米条模型示意图,磁矩沿 2 轴方向排列,在 2 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, 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,  $\mu_B$  是玻尔磁矩,  $\mu_0$  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

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

其中,  $\gamma$  为旋磁比;  $\alpha$  是吉尔伯特衰减常数;  $H_{eff}$  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 $\gamma_{RE} = 1.76 \times 10^{11}$  rad/(s·T),  $\gamma_{TM} = 1.936 \times 10^{11}$  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 Δt = 1 × 10<sup>-4</sup> $\mu_i / (J\gamma_{eff})$ ,其中 $\gamma_{eff} = (\gamma_{RE} + \gamma_{TM})/2$ . 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. 2n =  $m_1 - m_2$  描述磁化动力 学行为,其中  $m_i$  (*i* = 1, 2) 分别表示两个子晶格的 无量纲磁矩, *n* 表示局域的交错磁化矢量.

## 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  $(M_{\rm TM})$ 、稀土磁矩  $(M_{\rm RE})$  以及净自旋角动量  $(\delta_{\rm s})$ Table 1. Magnetic transition metal moments  $(M_{\rm TM})$ , rare earth moments  $(M_{\rm RE})$ , and net angular momentum  $(\delta_{\rm s})$  used in the simulations.

| 参数  | 1     | 2     | 3     | 4     | 5    | 6    | 7    | 8    | 9    |
|---|-------|-------|-------|-------|------|------|------|------|------|
| $M_{ m TM}/({ m kA}{ m \cdot}{ m m}^{-1})$                    | 1120  | 1115  | 1110  | 1105  | 1100 | 1095 | 1090 | 1085 | 1080 |
| $M_{ m RE}/({ m kA}{\cdot}{ m m}^{-1})$                       | 1040  | 1030  | 1020  | 1010  | 1000 | 990  | 980  | 970  | 960  |
| $\delta_{ m s}/(10^{-7}~{ m J}{ m \cdot s}{ m \cdot m}^{-3})$ | -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  $\delta_s$ 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  $\omega$  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  $\omega$  for various  $\delta_s$  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 $\omega$ 约为 24 GHz, 其中 $\mu_s$  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 |δ<sub>s</sub>|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|δ<sub>s</sub>|, 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  $h_0 = 0.005 J$ ,  $d_z = 0.1 J$ ,  $\alpha = 0.01$ ,  $\omega = 0.05 \gamma J/\mu_s$ 时, 正弦波磁场和方波磁场驱动畴壁速度与净自旋角动量  $\delta_s$ 的关系

Fig. 3. Simulated domain wall velocity v as functions of the net angular momentum  $\delta_{\rm s}$  driven by the sine-wave and square-wave magnetic fields for  $h_0 = 0.005 J$ ,  $d_z = 0.1 J$ ,  $\omega = 0.05 \gamma J/\mu_{\rm s}$ , 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  $\omega = 0.05\gamma J/\mu_s \pi \omega =$  $0.25\gamma J/\mu_s$ ,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,  $\delta_s = -1.24 \times 10^{-7}$  J·s·m<sup>-3</sup>, 在图 (c) 和 (d) 中,  $\delta_s = 1.24 \times 10^{-7}$  J·s·m<sup>-3</sup>. 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),  $\delta_s = -1.24 \times 10^{-7}$  J·s·m<sup>-3</sup>, 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  $\alpha$  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  $\alpha$  for  $\delta_s = (c) 0$ ,  $(d) -0.62 \times 10^{-7} \text{ J} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-3}$  and  $d_z = 0.1 J$ .

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  $\delta_s = 0.62 \times 10^{-7}$  J·s·m<sup>-3</sup> 的结果.一方面,对比 图 6(a),(b) 可知,对于同一  $d_s$ ,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,  $\delta_s = 0 \ \pi \delta_s = -0.62 \times 10^{-7} \text{ J·s·m}^{-3}$ 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<sub>2</sub>、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

- 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, Fakhrul 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, Mougin 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, Mougin 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<sup>\*</sup>

ZHAO Chenrui<sup>1)2)</sup> YANG Qianqian<sup>2)</sup> JIAO Ju<sup>1)</sup>

TANG Zhenghua<sup>1)†</sup> QIN Minghui<sup>2)‡</sup>

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 nonzero 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 highfrequency 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 ( $\alpha$ ) 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

<sup>\*</sup> 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.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: tangzh@xnu.edu.cn

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: qinmh@scnu.edu.cn





Institute of Physics, CAS

## 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