

专题: 华南师范大学建校暨物理学科建立 90 周年

## 正弦微波磁场驱动亚铁磁畴壁动力学\*

赵晨蕊 魏云昕 刘婷婷 秦明辉†

(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)

(2023 年 6 月 1 日收到; 2023 年 7 月 12 日收到修改稿)

亚铁磁畴壁在角动量补偿点附近具有非零净磁化强度, 同时具有超快动力学性质, 有望应用于未来的自旋电子学存储和逻辑器件中. 探寻低能耗和高效驱动畴壁的手段和机制可以为实验设计和器件开发提供重要参考. 本文使用理论分析和微磁学模拟研究了亚铁磁畴壁在正弦微波磁场驱动下的动力学行为, 表明了微波磁场在一定的频率范围内可有效驱动畴壁运动, 使得人们可通过调制不同频率的微波磁场来调控畴壁动力学. 本文详细分析和解释了正弦微波磁场驱动亚铁磁畴壁的物理机理, 探讨了双轴各向异性等参数对畴壁运动速度的影响, 表明了磁各向异性和外加微波磁场频率等参量对不同净自旋角动量亚铁磁畴壁的调控行为.

关键词: 畴壁动力学, 自旋电子学, 正弦微波磁场, 亚铁磁体

PACS: 85.75.-d, 75.50.Gg

DOI: 10.7498/aps.72.20230913

## 1 引言

以铁磁材料为研究基石的自旋电子学, 经历三十年的发展, 涌现出许多新奇的物理现象和概念, 如巨磁电阻效应、隧穿磁电阻效应、自旋转移力矩效应和自旋轨道力矩效应等<sup>[1-3]</sup>. 这些物理现象和概念的应用极大地促进了信息存储技术的发展变革, 使得自旋电子学在信息存储方面发挥着越来越重要的作用. 随着互联网、大数据和人工智能的快速发展及应用, 人们对信息存储容量和性能的需求日益提高, 铁磁基自旋电子学在超快和超高密度信息存储方面遇到了瓶颈. 因此, 开发具有更高速、更高密度、更低能耗以及抗电磁干扰的自旋电子器件是当前自旋电子学的重要努力目标.

具体来讲, 铁磁磁矩具有杂散场, 容易导致器件之间的相互干扰, 一定程度限制了高密度器件的发展. 另外, 铁磁材料工作频率主要处于 GHz 频段, 更高频器件研发受到一定限制. 从这一角度出

发, 反铁磁材料在无杂散场和超快磁化动力学方面具有优势, 有望针对性解决这些问题<sup>[4,5]</sup>. 例如, 反铁磁体净磁矩为零并具有超低磁化率, 存储信息稳定性更好<sup>[6-13]</sup>. 反铁磁存储基元之间不会产生磁干扰, 可实现更高密度集成. 而反铁磁动力学特征频率通常在太赫兹量级, 表现出超快动力学行为, 磁畴翻转比铁磁快 2—3 个数量级. 然而, 反铁磁体两套磁性子晶格具有非常强的反铁磁交换作用, 导致反铁磁序不易被外磁场等传统手段精确探测和有效操控<sup>[14]</sup>.

在此情形下, 亚铁磁材料兼具铁磁材料和反铁磁材料的优势 (图 1 所示), 有望成为新一代高性能自旋电子器件的候选材料<sup>[15-20]</sup>, 其优势主要体现在: 亚铁磁材料同样存在两套子晶格<sup>[16]</sup>, 在角动量补偿点 ( $T_A$ ) 处, 两套子晶格的自旋角动量相互抵消, 使得体系在补偿点附近具有可比于反铁磁的超快动力学; 同时, 两套子晶格的旋磁比不同, 材料在角动量补偿点仍然存在有限大小的净磁矩, 可以被传统电学和磁学等手段探测和操控. 这一优势使

\* 国家自然科学基金 (批准号: U22A20117, 52371243, 51971096)、广东省自然科学基金 (批准号: 2022A1515011727) 和广州市科技计划项目 (批准号: 202201000008) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qjnmh@senu.edu.cn

得亚铁磁有望规避反铁磁在探测和操控方面的短板. 而以磁畴壁为代表的磁结构, 可作为信息存储和逻辑运算的基本比特单元应用于器件设计, 使得畴壁动力学的调控成为自旋电子学应用研发领域的热点课题之一.

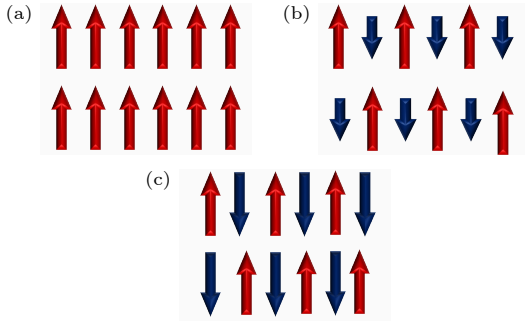


图 1 磁矩排列示意图 (a) 铁磁; (b) 亚铁磁; (c) 反铁磁  
Fig. 1. Spin configurations: (a) Ferromagnetic; (b) ferrimagnetic; (c) antiferromagnetic states.

迄今, 相关理论和实验研究已分别揭示了电流<sup>[18]</sup>、自旋波<sup>[17,21,22]</sup>、磁场<sup>[16,23]</sup>和磁各向异性梯度<sup>[15]</sup>等对亚铁磁畴壁的有效驱动. 这些调控畴壁动力学的手段和机制有益于实验设计和器件研发, 但也存在一些不足之处. 例如, 自旋极化电流驱动只适用于导体, 且驱动临界电流密度通常都比较高<sup>[24]</sup>, 会产生较多的焦耳热, 不利于降低能耗和维持器件的使用稳定性. 另一方面, 受限于当前的技术和条件, 实验上激发特定偏振性和特定频率的自旋波非常困难, 很大程度限制了自旋波调控畴壁运动的实验研究. 因此, 探寻低能耗和快速有效调控亚铁磁畴壁的新手段对亚铁磁自旋电子学器件的设计开发至关重要. 而交变磁场如正弦微波磁场在低能耗驱动畴壁方面具有较大的潜力.

相比于静磁场, 微波磁场具有频率和相位等更多的可控参数, 为畴壁动力学调控提供了更多的可能性. 例如, 在铁磁体系中, 交变磁场和绝热自旋转移力矩共同作用, 可以驱动畴壁运动<sup>[25]</sup>. 重要的是, 畴壁运动的速度和方向与微波磁场的频率和相位相关, 使得人们可通过改变微波磁场来调控畴壁动力学. 对于反铁磁体系, 前期研究揭示了恒定磁场和交变微波磁场的共同作用可以有效驱动反铁磁畴壁<sup>[26]</sup>. 在亚铁磁体系中, 已有理论研究揭示了圆偏振磁场对畴壁的驱动行为, 表明了偏振频率对动力学的调控<sup>[27]</sup>. 具体而言, 在临界频率以下(以上), 畴壁速度随频率增大而线性增大(非线性

减小). 我们进一步的研究还揭示了非线性 Dzyaloshinskii–Moriya 相互作用与净自旋角动量对圆偏振磁场驱动亚铁磁畴壁动力学的调控<sup>[28]</sup>, 表明了亚铁磁具有比铁磁更快的畴壁动力学.

相比于圆偏振磁场, 线偏振的微波磁场更容易实现并且能耗更低. 而相比自旋极化电流, 微波磁场调控可适用于各种结构的材料, 且可用于绝缘体. 另外, 亚铁磁材料具有可调控的净自旋角动量( $\delta_s$ ), 其与微波磁场的耦合会导致丰富的动力学行为. 例如, 非零的  $\delta_s$  使得微波磁场在一个周期内施加在畴壁上的合力矩不为零, 可以有效驱动亚铁磁畴壁运动. 另外, 运动的速度和方向与  $\delta_s$  和微波磁场的频率相关, 可以调控这些参数来实现更快的畴壁动力学. 因此, 微波磁场驱动亚铁磁畴壁动力学不仅在自旋电子学科学基础具有意义, 还可以为实验设计和原型器件开发提供参考, 值得深入探索和揭示.

本工作基于经典的海森堡自旋模型, 研究了正弦微波磁场驱动亚铁磁畴壁的动力学行为. 不同于反铁磁体系, 单一的微波磁场可以驱动亚铁磁畴壁的高速运动. 本工作系统分析了不同参数下的畴壁速度, 阐明了共振频率和畴壁速度与微波磁场和轴各向异性的依赖关系, 揭示了微波磁场频率具有调控畴壁动力学的重要作用. 另外, 通过外场与畴壁的耦合阐明了正弦微波磁场驱动亚铁磁畴壁的作用机理, 并对模拟结果进行了系统的讨论和分析.

## 2 理论分析与模拟方法

本工作考虑沿  $z$  方向的一维亚铁磁体系, 体系具有最近邻交换相互作用和双轴各向异性<sup>[11,26,28]</sup>, 在  $y$  方向施加正弦的微波磁场, 如图 2 所示.

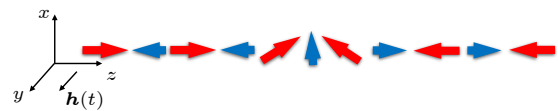


图 2 一维亚铁磁纳米线畴壁结构以及外加正弦微波磁场示意图  
Fig. 2. Schematic depiction of a one-dimensional ferrimagnetic nanowire along the  $z$  direction with a domain wall under a sinusoidal microwave magnetic field.

首先使用集体坐标理论分析正弦微波场驱动亚铁磁畴壁运动. 模型中两套子晶格分别具有反铁磁耦合的磁矩  $\mu_1 \mathbf{S}_1$  和  $\mu_2 \mathbf{S}_2$ , 磁矩大小为  $\mu_{1,2}$ , 归一

化磁矩  $\mathbf{S}_{1,2}$ , 旋磁比  $\gamma_{1,2}$ , 吉尔伯特阻尼常数  $\alpha_{1,2}$ . 因此, 子晶格  $i$  的自旋密度为  $s_i = M_i/\gamma_i$ , 其中  $\gamma_i = g_i\mu_B\hbar$ ,  $M_i$  是子晶格的磁化强度,  $g_i$  是朗德因子,  $\mu_B$  是玻尔磁子, 交错矢量  $\mathbf{n} = (\mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2)/2$ , 磁化矢量  $\mathbf{m} = (\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2)/2$ . 体系的拉格朗日密度为<sup>[17]</sup>

$$L = L_B - u, \quad (1)$$

其中第 1 项是贝里项,  $L_B = s\dot{\mathbf{n}}(\mathbf{n} \times \mathbf{m}) + \delta_s \mathbf{a}(\mathbf{n}) \cdot \dot{\mathbf{n}}$ ,  $s = (s_1 + s_2)/2$  为交错自旋密度,  $\delta_s = s_1 - s_2$  为净自旋密度.  $\mathbf{a}(\mathbf{n})$  是由单位电荷磁单极子产生的矢势, 满足  $\nabla_{\mathbf{n}} \times \mathbf{a} = \mathbf{n}$ <sup>[28]</sup>,  $\dot{\mathbf{n}} = d\mathbf{n}/dt$ .  $u$  是磁相互作用导致的自由能密度, 表示为

$$u = \frac{A_{\text{ex}}}{2}(\nabla \mathbf{n})^2 + \frac{1}{2\chi} \mathbf{m}^2 - \frac{K_Z}{2} n_z^2 - \frac{K_X}{2} n_x^2 - \mathbf{h}(t) \cdot \mathbf{n}, \quad (2)$$

其中, 第 1 项与第 2 项分别为非齐次与齐次交换能,  $A_{\text{ex}}$  为交换刚度,  $\chi$  为磁化率. 第 3 项为沿  $z$  轴的各向异性, 各向异性常数为  $K_Z$ , 第 4 项为沿  $x$  轴各向异性, 各向异性常数为  $K_X$ , 第 5 项为  $y$  方向的正弦微波磁场  $\mathbf{h}(t) = M_{\text{net}}\mu_0 h_0(0, \sin(\omega t), 0)$ , 其中振幅为  $h_0$ , 频率为  $\omega$ ,  $M_{\text{net}}$  为净磁化强度, 磁化矢量  $\mathbf{m}$  表示为  $\mathbf{m} = s\chi \dot{\mathbf{n}} \times \mathbf{n}$ , 可以将拉格朗日量密度转换为  $\mathbf{n}$  的函数.

结合 (1) 式和 (2) 式, 总的拉格朗日密度为

$$L = \frac{1}{2}\rho\dot{\mathbf{n}}^2 + \delta_s \mathbf{a}(\mathbf{n}) \cdot \dot{\mathbf{n}} - \frac{A_{\text{ex}}}{2}(\nabla \mathbf{n})^2 + \frac{K_Z}{2} n_z^2 + \frac{K_X}{2} n_x^2 + \mathbf{h}(t) \cdot \mathbf{n}, \quad (3)$$

其中  $\rho = s^2\chi$  表示动力学的惯性. 采用沃克分析  $\mathbf{n}(z, t) = (\text{sech}((z-q)/\lambda)\cos\phi, \text{sech}((z-q)/\lambda)\sin\phi, \tanh((z-q)/\lambda))$ ,  $\lambda = a(J/(2K))^{1/2}$  为畴壁的特征宽度,  $a$  为晶格尺寸.

在拉格朗日量中, 通常引入瑞利函数  $R = (\alpha_1 s_1 + \alpha_2 s_2) \dot{\mathbf{n}}^2/2$  来描述耗散动力学. 为简便起见, 设定两个子晶格的吉尔伯特阻尼常数相等,  $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ . 引入方程 (2) 中使用的两个集合坐标位置  $q(t)$  和方位  $\varphi(t)$ , 以描述畴壁在正弦微波磁场下的运动. 将欧拉-拉格朗日方程与瑞利耗散函数相结合, 得到两个坐标方程:

$$M\ddot{q} + G\dot{q} + M\dot{q}/\tau = 0, \quad (4a)$$

$$I\ddot{\varphi} - G\dot{q} + I\dot{\varphi}/\tau = F - K_X \sin(2\phi\lambda), \quad (4b)$$

其中  $M = 2\rho A/\lambda$  是质量,  $G = 2\delta_s A$  是回旋系数,  $A$  是畴壁的横截面积,  $I = 2\rho A\lambda$  是惯性矩,  $\tau =$

$\rho/s_\alpha$  是弛豫时间,  $F = \pi M_{\text{net}} h_0 \lambda \sin\omega t \cos\phi$  是正弦微波场施加的力. (4) 式即是畴壁在微波场作用下的动力学方程.

当微波磁场频率小于临界频率时, 畴壁面角振荡的频率高于磁场振荡的频率, 通过估算引入系数  $x = 1.88$  来描述它们之间的关系, 表示为  $d\varphi/dt = x\omega$ . 在临界频率以上, 畴壁与磁场同步振荡, 畴壁不再进动, 只在初始位置振荡. 考虑畴壁的稳态解, 忽略二阶项, 求解方程 (4a) 和方程 (4b) 得到畴壁的运动速度和临界频率:

$$v = \dot{q} = \frac{|\delta_s| \lambda x \omega}{s_\alpha}, \quad (5)$$

$$\omega_c = \frac{(\sqrt{2\pi} M_{\text{net}} h_0 - 2K_X) s_\alpha}{4(s_\alpha^2 + x\delta_s^2)}. \quad (6)$$

(5) 式表明畴壁的运动速度  $v$  与磁场频率  $\omega$  成线性关系. 在角动量补偿点  $\delta_s = 0$  处, 畴壁速度为零, 与单一微波磁场无法驱动反铁磁畴壁结果一致. (6) 式表明临界频率与外场和  $x$  轴各向异性有关, 而与  $z$  轴各向异性无关.

为验证理论结果并进一步揭示物理机制, 接下来使用微磁学模拟研究畴壁的动力学行为. 纳米条尺寸为  $1 \times 1 \times 600$ , 离散形式的哈密顿量为

$$H = J \sum_i \mathbf{S}_i \mathbf{S}_{i+1} - \sum_i K_z (\mathbf{S}_i^z)^2 - \sum_i K_x (\mathbf{S}_i^x)^2 + g_i \mu_B \mu_0 \sum_i \mathbf{H}(t) \cdot \mathbf{S}_i, \quad (7)$$

其中  $J < 0$  为反铁磁耦合常数, 第 2, 3 项为轴各向异性, 其中与 (3) 式的系数关系是  $K_Z = 2K_z/a^3$ ,  $K_X = 2K_x/a^3$ ,  $\mathbf{H}(t) = h_0(0, \sin(\omega t), 0)$  是  $y$  方向的微波磁场.

基于原子模型的 LLG 方程进行数值模拟, 研究过程中考虑了亚铁磁 GdFeCo 材料参数进行模拟, 参数为:  $J = 7.5$  meV,  $K_z = 0.01J$ ,  $K_x = 0.004J$ , 晶格尺寸  $a = 0.4$  nm, 阻尼常数为  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0.01$ , 旋磁比为  $\gamma_1 = 1.76 \times 10^{11}$  rad/sT 和  $\gamma_2 = 1.936 \times 10^{11}$  rad/sT, 材料的磁矩和  $\delta_s$  如表 1 所列.

### 3 模拟结果与讨论

图 3 为不同  $\delta_s$  的理论计算和数值模拟的畴壁速度与  $\omega$  的关联结果. 对于  $\delta_s > 0$ , 模拟数据与理论计算符合得很好, 证实了理论的正确性. 在临界频率以下, 畴壁速度随频率线性增长. 当微波磁

表 1 模拟选择的参数, 参数 4 为角动量补偿点  $T_A$ , 净自旋密度  $\delta_s = 0$ 

 Table 1. Parameters chosen for the simulations, the fourth parameter set corresponds to the angular momentum compensation point  $T_A$  with the net spin density  $\delta_s = 0$ .

参数	1	2	3	4	5	6	7
$M_1 (\mu_s)$	1.13	1.12	1.11	1.10	1.09	1.08	1.07
$M_2 (\mu_s)$	1.06	1.04	1.02	1.0	0.98	0.96	0.94
$\delta_s (\mu_s/\gamma)$	-0.03273	-0.0218	-0.0109	0	0.0109	0.0218	0.03273

场频率高于临界频率后, 不能再有效驱动畴壁. 在  $\delta_s = 0$  的角动量补偿点, 畴壁不能被微波磁场有效驱动<sup>[26]</sup>. 某种程度上, 亚铁磁畴壁可以看作是头对头和尾对尾畴壁的组合, 两套子晶格受到的驱动力矩相互竞争. 当  $\delta_s = 0$  时, 驱动力矩相互抵消, 无法驱动畴壁运动. 对于有限的  $\delta_s$ , 两套子晶格的驱动力矩不能完全抵消, 继而可以驱动畴壁运动. 具体而言, 亚铁磁畴壁面角随着微波磁场旋转, 并且与微波磁场相位存在一定的差值, 继而导致驱动力矩的产生. 对于  $\delta_s < 0$ , 模拟和计算结果在低频下存在一定的偏差. 模拟表明, 在大于一定的频率后, 畴壁才能被有效驱动. 为进一步理解相关物理机制, 统计了不同频率下亚铁磁畴壁面的角度  $\phi$ , 在有效驱动畴壁和不能有效驱动畴壁的频率范围内随机选择 3 种不同的频率进行分析, 结果整理于图 4 中.

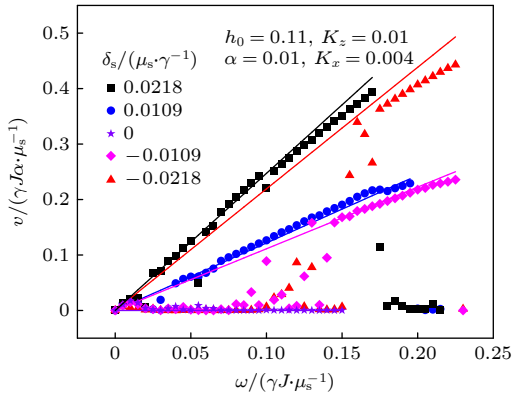


图 3  $h_0 = 0.11J$ , 理论计算 (实线) 和模拟 (实心点) 不同  $\delta_s$  下的畴壁速度  $v(\omega)$

Fig. 3. The calculated (solid lines) and simulated (solid points)  $v$  as a function of  $\omega$  for various  $\delta_s$  under  $h_0 = 0.11J$ .

图 4(a) 给出了低频  $\omega = 0.035$  ( $\sim 31$  GHz) 的统计结果. 对于  $\delta_s = 0.0218$ , 畴壁面角振动与微波磁场相位存在一定的偏差, 导致有效力矩作用于畴壁, 驱动畴壁运动. 而与  $\delta_s > 0$  的情形不同,  $\delta_s < 0$  时畴壁面角的振荡与微波磁场几乎同步, 不会产生进动力矩, 继而无法驱动畴壁运动. 值得关注的是, 不同  $\delta_s$  对应驱动频率不同, 使得可通过调控微波

磁场的频率来定向驱动亚铁磁畴壁. 例如, 低频  $\omega = 0.09$  可以定向驱动  $\delta_s > 0$  畴壁, 高频  $\omega = 0.20$  可以定向驱动  $\delta_s < 0$  畴壁. 随着频率的进一步增大, 畴壁面角与微波磁场相位产生偏差, 导致净力矩作用于畴壁, 如图 4(b) 所示. 在  $\omega = 0.21$  ( $\sim 191$  GHz) 处, 畴壁面角旋转频率约为微波磁场的 2 倍, 产生的作用力矩可以驱动畴壁快速运动, 与理论计算结果相符合. 当微波频率增大到临界频率以上  $\omega = 0.24$  ( $\sim 218$  GHz), 畴壁面角旋转无法跟上微波的进动, 如图 4(c) 所示. 在此情况下, 畴壁面角表现出振荡行为, 此时畴壁受到的微波磁场力矩为零, 无法被有效驱动.

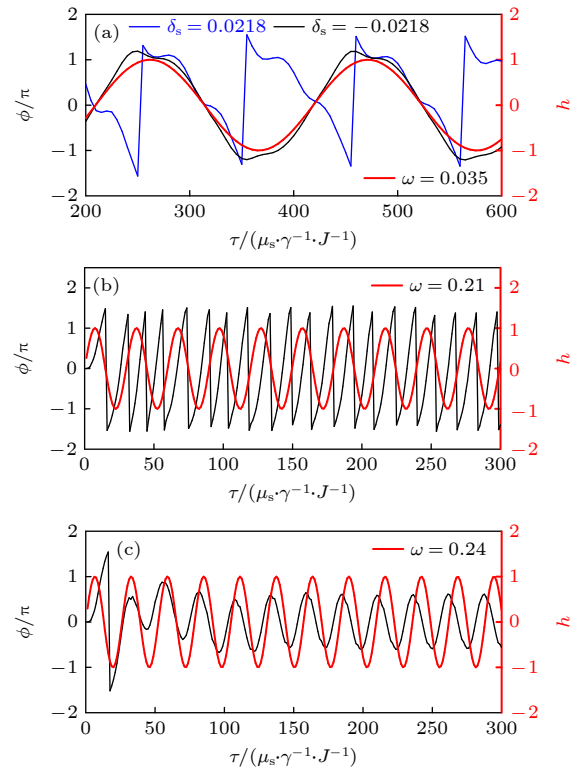


图 4 不同频率下, 畴壁面角  $\phi$  振荡, 红线表示微波场的相位 (a)  $\omega = 0.035$ ,  $\delta_s = -0.0218$  和  $0.0218$ ; (b)  $\omega = 0.21$ ,  $\delta_s = -0.0218$ ; (c)  $\omega = 0.24$ ,  $\delta_s = -0.0218$

Fig. 4. The domain wall angle  $\phi$  and phase position (red line) of microwave field as functions of time: (a)  $\omega = 0.035$ ,  $\delta_s = -0.0218$  and  $0.0218$ ; (b)  $\omega = 0.21$ ,  $\delta_s = -0.0218$ ; (c)  $\omega = 0.24$ ,  $\delta_s = -0.0218$ .

另一方面,上述结果也可以从系统能量的角度定性理解.在较低频率下,畴壁面角与微波磁场同步运动降低塞曼能.随着微波频率增大,微波磁场引入的能量增大,导致了畴壁面角的快速和稳定转动释放能量.在一定频率范围内,畴壁面 $\phi$ 角与微波磁场的频率差导致进动力矩的产生,继而驱动畴壁运动.因此,畴壁面角的稳定旋转及其与微波磁场间的频率差是驱动亚铁磁畴壁运动的必要条件.在临界频率以上,畴壁面角无法稳定旋转,继而无法被有效驱动.前人工作表明,当微波磁场与体系的特征频率接近时,会有快的畴壁动力学[29].本工作中,在频率 $\omega \approx 0.2$ 下得到最高速度,比同强度的圆偏振磁场驱动畴壁运动速度快数倍[28].

另外,强的轴各向异性会抑制畴壁面 $\phi$ 角的翻转,继而抑制畴壁的运动.畴壁的宽度 $\lambda \sim (J/(2K))^{1/2}$ 也随着各向异性强度的增大而变窄,导致有效驱动力矩的减弱,继而抑制畴壁运动.该现象也得到了模拟结果的证实.如图5(a)所示,对于同一驱动畴壁运动的微波频率,如 $\omega = 0.15$ ,畴壁速度随着 $K_z$ 的增强而降低.进一步,研究了次各向异性强度

对畴壁动力学的影响,结果如图5(b)所示.结果表明,次各向异性 $K_x$ 对临界频率有很明显的影响.随着 $K_x$ 的增大,临界频率明显降低,与理论推导的(6)式符合得很好.值得注意的是,次各向异性的存在为畴壁面角的翻转提供了一个势垒,增加了畴壁面角翻转的难度.因此,随着次各向异性的增强,该势垒增大,导致了临界频率向低频偏移.

## 4 结论

使用集体坐标理论结合经典海森伯自旋模型的微磁学模拟,从理论和数值上研究了正弦微波磁场驱动的亚铁磁畴壁运动.结果表明,在一定的微波频率范围内,微波磁场会快速驱动畴壁运动,可以获得比同强度圆偏振磁场更大的运动速度.此外研究和解释了微波磁场驱动畴壁的物理机制,以及速度的影响参数.该工作表明微波磁场可以有效驱动亚铁磁畴壁,为亚铁磁自旋电子学实验设计和器件开发提供了重要参考.

## 参考文献

- [1] Žutić I, Fabian J, Sarma S Das 2004 *Rev. Mod. Phys.* **76** 323
- [2] Zhao W S, Zhang B Y, Peng S Z 2022 *Spintronic Science and Technology* (Beijing: Posts and Telecommunications Press) p6 (in Chinese) [赵巍胜, 张博宇, 彭守仲 2022 自旋电子科学与技术 (北京: 人民邮电出版社) 第6页]
- [3] Han X F 2014 *Introduction to Spintronics* (Vol. 1) (Beijing: Science Press) p10 (in Chinese) [韩秀峰 2014 自旋电子学导论 (上卷) (北京: 科学出版社) 第10页]
- [4] Chen X Z, Zarzuela R, Zhang J, Song C, Zhou X F, Shi G Y, Li F, Zhou H A, Jiang W J, Pan F, Tserkovnyak Y 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 207204
- [5] Baltz V, Manchon A, Tsoi M, Moriyama T, Ono T, Tserkovnyak Y 2018 *Rev. Mod. Phys.* **90** 015005
- [6] Yu W, Lan J, Xiao J 2018 *Phys. Rev. B* **98** 144422
- [7] 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
- [8] Jin Z, Liu T T, Li W H, Zhang X M, Hou Z P, Chen D Y, Fan Z, Zeng M, Lu X B, Gao X S, Qin M H, Liu J M 2020 *Phys. Rev. B* **102** 054419
- [9] Chen Z Y, Qin M H, Liu J M 2019 *Phys. Rev. B* **100** 020402(R)
- [10] Zhang Y L, Chen Z Y, Yan Z R, Chen D Y, Fan Z, Qin M H 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 112403
- [11] Selzer S, Atxitia U, Ritzmann U, Hinze D, Nowak U 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 107201
- [12] Tveten E G, Qaiumzadeh A, Brataas A 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 147204
- [13] Jin Z, Meng C Y, Liu T T, Chen D Y, Fan Z, Zeng M, Lu X B, Gao X S, Qin M H, Liu J M 2021 *Phys. Rev. B* **104** 054419
- [14] Zvezdin A K, Gareeva Z V, Zvezdin K A 2020 *J. Magn.*

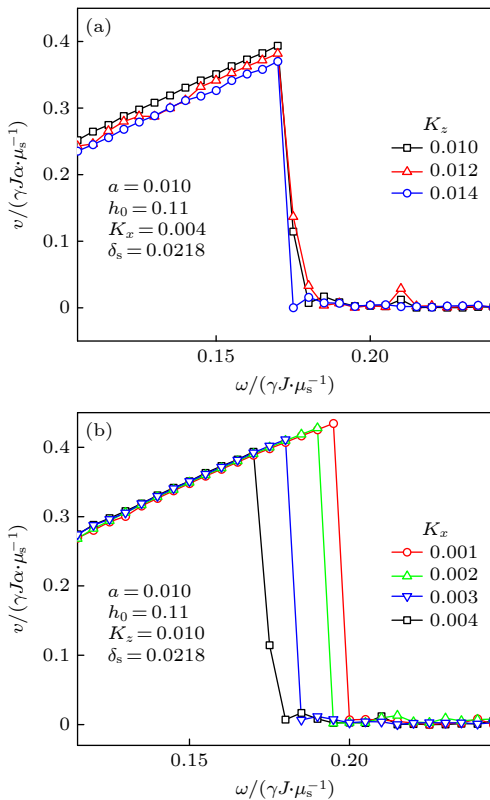


图5 (a)  $K_x = 0.004J$ 时不同 $K_z$ , (b)  $K_z = 0.010J$ 时不同 $K_x$ 下模拟的 $v(\omega)$ 曲线

Fig. 5. The simulated  $v(\omega)$  curves (a) for various  $K_z$  at  $K_x = 0.004J$ , and (b) for various  $K_x$  at  $K_z = 0.010J$ .

- Magn. Mater.* **509** 166876
- [15] Li W H, Jin Z, Wen D L, Zhang X M, Qin M H, Liu J M 2020 *Phys. Rev. B* **101** 024414
- [16] 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
- [17] Oh S H, Kim S K, Xiao J, Lee K J 2019 *Phys. Rev. B* **100** 174403
- [18] 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
- [19] 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
- [20] Sun C, Yang H, Jalil M B A 2020 *Phys. Rev. B* **102** 134420
- [21] Yuan H Y, Cao Y, Kamra A, Duine R A, Yan P 2022 *Phys. Rep.* **965** 1
- [22] Yu H, Xiao J, Schultheiss H 2021 *Phys. Rep.* **905** 1
- [23] 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)
- [24] Martínez E, Raposo V, Alejos Ó 2019 *J. Magn. Magn. Mater.* **491** 165545
- [25] Wang X G, Guo G H, Nie Y Z, Wang D W, Zeng Z M, Li Z X, Tang W 2014 *Phys. Rev. B* **89** 144418
- [26] 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
- [27] Jin M, Hong I S, Kim D H, Lee K J, Kim S K 2021 *Phys. Rev. B* **104** 184431
- [28] Liu T T, Hu Y F, Liu Y, Jin Z J Y, Tang Z H, Qin M H 2022 *Rare Met.* **41** 3815
- [29] Wadley P, Howells B, Železný J, Andrews C, Hills V, Champion R P, Novák V, Olejník K, Maccherozzi F, Dhesi S S, Martin S Y, Wagner T, Wunderlich J, Freimuth F, Mokrousov Y, Kuneš J, Chauhan J S, Grzybowski M J, Rushforth A W, Edmond K, Gallagher B L, Jungwirth T 2016 *Science* **351** 587

SPECIAL TOPIC — The 90th Anniversary of South China Normal University and Physics Discipline

# Dynamics of ferrimagnetic domain walls driven by sinusoidal microwave magnetic field\*

Zhao Chen-Rui   Wei Yun-Xin   Liu Ting-Ting   Qin Ming-Hui †

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

( Received 1 June 2023; revised manuscript received 12 July 2023 )

## Abstract

Ferrimagnetic domain walls have received more and more attention because of their interesting physics and potential applications in future spintronic devices, particularly attributing their non-zero net magnetization and ultrafast dynamics. Exploring effective methods of driving domain walls with low energy consumption and high efficiency can provide important information for experimental design and device development. In this work, we study theoretically and numerically the dynamics of ferrimagnetic domain wall driven by the sinusoidal microwave magnetic field using the collective coordinate theory and Landau-Lifshitz-Gilbert simulations of atomistic spin model. It is revealed that the microwave field drives the propagation of the domain wall when the frequency falls into an appropriate range, which allows one to modulate the domain wall dynamics through tuning field frequency. Specifically, below the critical frequency, the domain wall velocity is proportional to the field frequency and the net angular momentum, while above the critical frequency, the domain wall velocity decreases rapidly to zero. The physical mechanisms of the results are discussed in detail, and the influences of the biaxial anisotropy and other parameters on the velocity of domain wall are studied. It is suggested that the wall dynamics can be effectively regulated by adjusting the basic magnetic structure and magnetic anisotropy, in addition to the external microwave field frequency. This work uncovers the interesting dynamics of ferrimagnetic domain wall driven by sinusoidal microwave magnetic field, which is helpful for designing domain wall-based spintronic device.

**Keywords:** domain wall dynamics, spintronics, sinusoidal microwave magnetic field, ferrimagnets

**PACS:** 85.75.-d, 75.50.Gg

**DOI:** [10.7498/aps.72.20230913](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230913)

\* Project supported by the Natural Science Foundation of China (Grants No. U22A20117, 52371243, 51971096), the Basic and Applied Basic Research Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 2022A1515011727), and the Funding by Science and Technology Projects in Guangzhou, China (Grant No. 202201000008).

† Corresponding author. E-mail: [qinmh@scnu.edu.cn](mailto:qinmh@scnu.edu.cn)



## 正弦微波磁场驱动亚铁磁畴壁动力学

赵晨蕊 魏云昕 刘婷婷 秦明辉

### Dynamics of ferrimagnetic domain walls driven by sinusoidal microwave magnetic field

Zhao Chen-Rui Wei Yun-Xin Liu Ting-Ting Qin Ming-Hui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 208502 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230913

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230913>

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

#### 斯格明子电子学的研究进展

Overview and advances in skyrmionics

物理学报. 2018, 67(13): 131205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180554>

#### 磁斯格明子器件及其应用进展

Overview of magnetic skyrmion-based devices and applications

物理学报. 2018, 67(13): 137505 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180894>

#### 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>

#### 层状手性拓扑磁材料 $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ 的磁学特性

Magnetic properties of layered chiral topological magnetic material  $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$

物理学报. 2020, 69(11): 117501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200007>

#### 铁磁/非磁金属异质结中的拓扑霍尔效应

Topological Hall effect in ferromagnetic/non-ferromagnetic metals heterojunctions

物理学报. 2018, 67(13): 131202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180369>

#### 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>