

## 铁磁畴壁中自旋极化电流诱导的左旋极化自旋波\*

刘想 王希光 李志雄 郭光华†

(中南大学物理学院, 长沙 410083)

(2024年5月9日收到; 2024年5月26日收到修改稿)

极化指的是波偏振的方式, 是波的一个基本性质. 利用波的极化可以进行信息的编码, 这一编码方式在光学和声学中得到广泛应用. 利用自旋波进行信息的传递和处理是磁子学的主要研究课题. 然而在铁磁材料中, 由于只存在右旋极化的自旋波, 利用波的极化进行信息的编码在铁磁自旋波器件中始终没有实现. 前期研究发现, 通过自旋极化电流可以在铁磁体中产生左旋极化自旋波, 从而有望实现利用极化编码的自旋波器件. 然而在一个均匀磁化铁磁体中产生左旋极化自旋波所需的电流密度过大, 实验上难以实现. 磁畴壁可作为自旋波波导, 且畴壁中自旋波的截止频率趋近于零. 本文从朗道-栗弗席兹方程出发, 研究了在自旋极化电流存在的条件下磁畴壁中自旋波的色散关系和传播特性, 证明只需要很小的自旋极化电流就可在畴壁中产生稳定的左旋极化自旋波. 微磁学模拟证明了理论分析结果. 该项研究为研制基于极化编码信息的自旋波器件提供了一个切实可行的方案.

**关键词:** 自旋波, 磁畴壁, 自旋极化电流, 微磁学**PACS:** 75.60.Ch, 75.40.Gb, 85.75.-d, 75.78.Cd**DOI:** 10.7498/aps.73.20240651

## 1 引言

自旋波是磁有序物质中的集体磁振荡, 其能量量子称为磁子<sup>[1]</sup>. 由于电中性, 自旋波或磁子的传输不会产生焦耳热, 故基于自旋波的运输及调控所设计的磁子器件能显著降低热能耗. 基于对自旋波振幅和相位这两个内禀属性的调控, 目前人们已研制出多种自旋波器件, 如自旋波振幅编码器<sup>[2]</sup>、自旋波相位编码器<sup>[3]</sup>、磁子晶体管<sup>[4]</sup>、三输入组合器<sup>[5-7]</sup>、自旋波传感器<sup>[8]</sup>和自旋波波长转换器<sup>[9]</sup>、自旋波定向耦合器<sup>[10]</sup>和腔自旋波混合系统<sup>[11]</sup>等. 这些器件具有低能量损耗、低失真、多自由度调节等优点<sup>[12-20]</sup>.

波的极化(偏振)也是波的基本属性之一. 在声学和光学领域, 除振幅和位相外, 波的极化属性也被广泛用来设计各种器件. 例如, 光子的极化已被广泛用于编码经典信息和量子信息<sup>[21]</sup>. 声子的极化也被用于编码声学信息, 用于实现声子逻辑门<sup>[22,23]</sup>

和控制磁畴壁<sup>[24]</sup>. 在磁子学领域, 自旋波极化的研究还限制在反铁磁和亚铁磁中<sup>[25,26]</sup>, 由于存在两个磁化强度反平行排列的磁次晶格, 在反铁磁和亚铁磁中自然存在左旋和右旋两个自旋波模式. 然而在铁磁体中, 利用自旋波的极化来设计器件至今还没有实现, 原因在于铁磁体中只能存在一种极化的自旋波, 即右旋极化自旋波. 在我们的前期研究中发现<sup>[27]</sup>, 通过自旋极化电流诱导的自旋转移力矩<sup>[28]</sup>可以在铁磁体中产生左旋极化的自旋波, 实现左、右旋自旋波的共存, 这为在铁磁体中实现极化编码的自旋波器件提供了物理基础. 但在均匀磁化磁体中产生左旋极化自旋波所需的临界电流密度太大, 在实验中较难实现.

在磁畴壁中自旋波的截止频率远低于均匀磁结构中自旋波的截止频率, 可以束缚低频自旋波的传播<sup>[29]</sup>. 近几年的研究发现磁畴壁也可作为非常好的自旋波波导, 用于设计畴壁自旋波器件<sup>[30-32]</sup>. 本文采用微磁学理论研究了施加自旋极化电流条

\* 国家自然科学基金(批准号: 12274469, 12074437)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guogh@mail.csu.edu.cn

件下铁磁体布洛赫畴壁中的自旋波模式及其传播特性,发现只需要施加一个较小的电流就可以产生稳定的左旋极化自旋波,实现左、右旋自旋波的共存.该研究为设计基于极化编码的自旋波器件提供了实验上可行的方案.

## 2 模型与方法

本文的研究模型如图 1 所示.在一个具有垂直磁各向异性的铁磁薄膜中形成一个沿  $x$  轴方向的布洛赫畴壁,畴壁厚度方向为  $y$  轴,且  $y$  轴的零点定为畴壁的厚度中心,薄膜的法线方向为  $z$  轴.磁化强度动力学遵循朗道-栗弗希兹-吉尔伯特 (LLG) 方程:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} - b_j \mathbf{m} \times \left( \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right) - \beta b_j \mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x}, \quad (1)$$

式中,  $\mathbf{m}$  为归一化的磁化强度  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ ,  $\mathbf{M}$  磁化强度矢量,  $M_s$  为饱和磁化强度.  $\gamma$  和  $\alpha$  分别代表旋磁比和吉尔伯特阻尼参数.  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  为有效场,由交换作用场、各向异性场和畴壁退磁场组成:  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = q\nabla^2 \mathbf{m} + H_K(\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_z)\mathbf{e}_z + H_d(\mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_y)\mathbf{e}_y$ , 其中  $q = 2A/(\mu_0 M_s)$ ,  $H_K = 2K_{\text{eff}}/(\mu_0 M_s)$ ,  $K_{\text{eff}} = K - \mu_0 M_s^2/2$ ,  $H_d = -N_y M_s$ ,  $\mu_0$  为真空磁导率,  $A$  为交换作用常数,  $K$  为垂直各向异性常数,  $N_y$  为畴壁退磁因子,表示为  $N_y = d/(d + \pi \sqrt{A/K_{\text{eff}}})$  [33]. 方程 (1) 右边的后两项是沿  $x$  轴方向流动的自旋极化电流引起的绝热和非绝热自旋转移力矩. 自旋转移力矩系数  $b_j = P j_e \mu_B / [e M_s (1 + \beta^2)]$ ,  $j_e$  为电流密度,  $\mu_B$  为玻尔磁子,  $P$  为电流的自旋极化率,  $e$  为电子电荷,  $\beta$  为非绝热力矩系数.

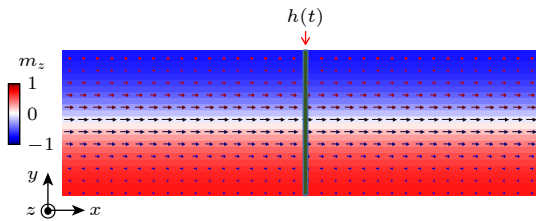


图 1 垂直磁各向异性铁磁纳米带中布洛赫畴壁的示意图,绿色部分表示激发场施加的区域

Fig. 1. Schematic diagram of Bloch magnetic domain wall in a ferromagnetic thin film with perpendicular magnetic anisotropy, the green shaded area represents the place where the excitation field is applied.

用球坐标系  $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\theta, \mathbf{e}_\varphi)$  描述布洛赫畴壁结构.平衡态归一化磁化强度  $\mathbf{m}_0 = \mathbf{e}_r = \sin\theta \mathbf{e}_x + \cos\theta \mathbf{e}_z$ ,  $\theta = 2 \arctan[\exp(y/\Delta)]$  [34], 其中  $\Delta = \sqrt{A/K_{\text{eff}}}$  表征布洛赫畴壁的宽度.当有自旋波被激发时,磁化强度绕平衡态做微扰,即  $\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 + m_\theta \mathbf{e}_\theta + m_\varphi \mathbf{e}_\varphi$ .将上述  $\mathbf{m}$  表达式代入 LLG 方程 (1) 中,在线性近似下可以得到如下微分方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial m_\theta}{\partial t} = \gamma q \nabla^2 m_\varphi - \gamma H_K (1 - 2\sin^2\theta) m_\varphi \\ - \alpha \frac{\partial m_\varphi}{\partial t} + b_j \frac{\partial m_\theta}{\partial x} + \beta b_j \frac{\partial m_\varphi}{\partial x} - \gamma N_y M_s m_\varphi, \\ \frac{\partial m_\varphi}{\partial t} = -\gamma q \nabla^2 m_\theta + \gamma H_K (1 - 2\sin^2\theta) m_\theta \\ + \alpha \frac{\partial m_\theta}{\partial t} + b_j \frac{\partial m_\varphi}{\partial x} - \beta b_j \frac{\partial m_\theta}{\partial x}. \end{cases} \quad (2)$$

畴壁中自旋波的本征模式有如下解 [35]:

$$\begin{cases} m_\theta = m_{\theta 0} \exp[i(\omega t - k_x x)] \text{sech}(y/\Delta), \\ m_\varphi = m_{\varphi 0} \exp[i(\omega t - k_x x)] \text{sech}(y/\Delta), \end{cases} \quad (3)$$

其中  $\omega$  为自旋波频率,  $k_x$  为沿畴壁方向 ( $x$ -轴) 传播的自旋波波矢.将 (3) 式代入 (2) 式中,并忽略高阶阻尼项,得到畴壁中自旋波的色散关系:

$$\omega_{r\pm} = \pm \sqrt{\gamma q k_x^2 (\gamma q k_x^2 + \gamma N_y M_s) - b_j k_x}, \quad (4a)$$

$$\omega_{i\pm} = \left( \gamma q k_x^2 + \frac{\gamma N_y M_s}{2} \right) \times \left[ \alpha \pm \frac{(\beta - \alpha) b_j k_x}{\sqrt{\gamma q k_x^2 (\gamma q k_x^2 + \gamma N_y M_s)}} \right], \quad (4b)$$

其中  $\omega_{r\pm}$  和  $\omega_{i\pm}$  分别代表频率的实部和虚部,正负号分别表示右旋极化和左旋极化自旋波的色散关系.在具体的数值计算时,采用  $L1_0$  有序的  $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$  (001) 薄膜材料的磁参数 [36],即饱和磁化强度  $M_s = 1 \text{ MA/m}$ ,交换系数  $A = 15 \text{ pJ/m}$ ,垂直磁晶各向异性常数  $K = 1 \text{ MJ/m}^3$ ,阻尼系数  $\alpha = 0.01$ .

## 3 讨论与分析

从色散关系 ((4a) 式) 以及图 2(a) 中计算的色散关系曲线看,在没有自旋极化电流 ( $b_j = 0$ ) 的条件下,正频的右旋自旋波和负频的左旋自旋波简并,有物理意义的自旋波模式只能是正频.因此,在没有施加电流的情况下,布洛赫畴壁中只能出现右旋自旋波.当  $b_j \neq 0$  时,自旋转移力矩引起色散关系的漂移,即自旋波多普勒效应 [17,37].同时,自

旋转移力矩还引起自旋波的上、下移动, 产生正频的左旋自旋波, 如图 2(b) 所示. 左旋自旋波存在的条件由左旋自旋波频率的最大值  $\omega_{r-\max} > 0$  的条件确定. 由 (4a) 式得到在畴壁中产生左旋自旋波的临界电流系数为

$$b_{j1} = \gamma\sqrt{qN_yM_s}. \quad (5)$$

对比在均匀磁化磁体中产生左旋自旋波的临界电流密度  $b_{j1} = 2\gamma\sqrt{qH_k}$  [27] (在没有加外磁场的情况下) 可以看出, 在畴壁中由于磁晶各向异性场  $H_k$  对临界电流密度没有影响, 因此极大降低了产生左旋自旋波的临界电流密度. 以  $\text{Fe}_{50}\text{Pd}_{50}$  薄膜为例, 在均匀磁畴中产生左旋自旋波的临界电流系数  $b_{j1} = 2725.7$  m/s, 而在磁畴壁中所需的临界电流系数  $b_{j1} = 236.0$  m/s, 减小了 1 个数量级. 左旋自旋波存在的波矢范围由  $0 < \omega_{r-} < \omega_{r-\max}$  确定, 即  $-\sqrt{b_j^2/(\gamma q)^2 - N_y M_s/q} < k_x < 0$  或者  $0 < k_x < \sqrt{b_j^2/(\gamma q)^2 - N_y M_s/q}$ , 分别对应电流沿着  $x$  轴正方向和  $x$  轴负方向流动.

另一方面, 从 (4b) 式可以看到, 自旋极化电流也会引起自旋波的失稳, 其失稳条件由  $\omega_{i\pm}(k) \leq 0$  确定 [38-41], 由此可以得到自旋波失稳的最小临界电流系数为

$$b_{j2} = \alpha\gamma\sqrt{qN_yM_s}/|\alpha - \beta|. \quad (6)$$

由于  $\alpha/|\alpha - \beta| > 1$ , 因此  $b_{j1} < b_{j2}$ . 只要我们所加的电流满足  $b_{j1} < |b_j| < b_{j2}$ , 就能在畴壁中产生稳定的左旋自旋波, 实现铁磁体中右旋和左旋自旋波的共存.

为了证实上述的理论分析结果, 我们进行了微磁学模拟, 所用软件为 Mumax3 [42]. 模拟对象为长度  $L = 7000$  nm、宽度  $W = 400$  nm、厚度  $d = 1$  nm 的铁磁纳米带, 如图 1 所示. 所用的磁参数与理论计算所用参数一致 [36]. 模拟时将纳米带剖分为  $4096 \times 256 \times 1$  个网格, 为了减少边界效应的影响, 对纳米带最左边和最右边的磁化强度采用钉扎边界条件. 沿纳米带中心线分成磁化强度向上和向下两个磁畴, 然后弛豫形成一个稳定的布洛赫畴壁. 自旋波的激发采用 sinc 函数激发场, 即  $\mathbf{h}(t) = h_0 \sin(2\pi f_c t)/(2\pi f_c t) \mathbf{e}_y$ , 取  $h_0 = 10$  mT,  $f_c = 20$  GHz. 激发场限制在纳米带中间宽度约为 3.4 nm 的区域, 如图 1(a) 中的绿色区域所示. 将畴壁中磁化强度的  $y$  分量  $m_y$  做时空快速傅里叶变换就可以得到自旋波的色散关系曲线. 图 2(a), (b) 分别给出了电流密度  $b_j = 0$  和  $b_j = 404$  m/s,  $\beta = 0.014$  时的色散关系曲线, 可以看出模拟结果和解析计算结果一致. 施加电流后左旋自旋波曲线上移, 产生正频的左旋自旋波.

为了进一步验证极化电流产生的左旋自旋波, 采用简谐激发场  $\mathbf{h}(t) = h_0 \sin(2\pi f t) \mathbf{e}_y$  来激发单频自旋波, 取振幅  $h_0 = 1$  mT, 频率  $f = 0.5$  GHz 和  $f = 2.0$  GHz. 未施加电流时, 无论频率  $f = 0.5$  GHz 或  $f = 2.0$  GHz, 激发出来的都只有右旋自旋波. 施加  $b_j = 404$  m/s 的电流, 取  $f = 2.0$  GHz, 高于左旋自旋波正频最大值 ( $f_{\max} = 0.583$  GHz) 时, 激发出来的也只有右旋自旋波模式, 如图 3(a) 所示. 图 3(a) 还显示, 由于极化电流诱导的自旋波多

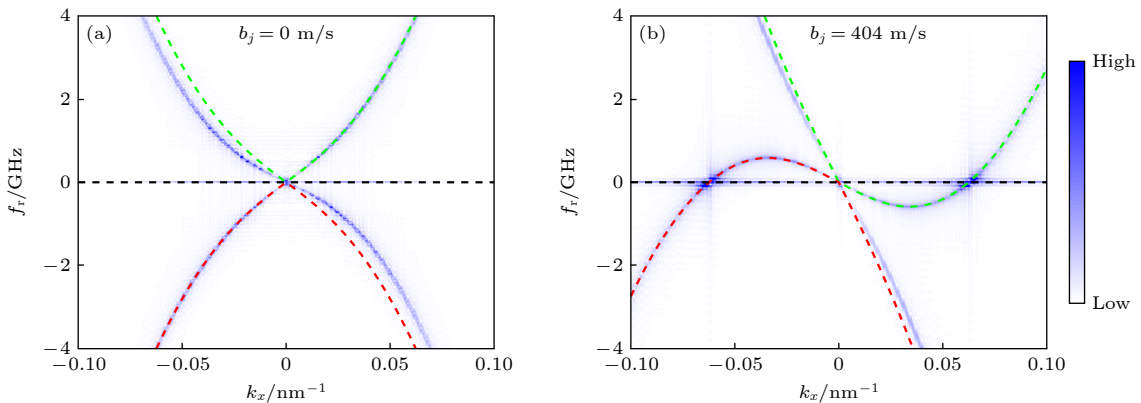


图 2 畴壁中自旋波的色散关系曲线 (a)  $b_j = 0$ ; (b)  $b_j = 404$  m/s; 蓝色实线和绿色(红色)虚线分别表示微磁学模拟结果和理论公式计算结果, 其中绿色虚线和红色虚线分别对应右旋和左旋自旋波的色散关系

Fig. 2. Dispersion relations of spin waves in domain wall for (a)  $b_j = 0$  and (b)  $b_j = 404$  m/s. The blue solid lines and green (red) dashed lines represent the results of micromagnetic simulations and theoretical calculations, respectively. The green and the red dashed lines correspond to the dispersion relations of right-handed and left-handed spin waves, respectively.

普勒效应, 向左、右两边传播的自旋波波矢明显不同, 空间傅里叶变换得到相应的波矢分别为  $k_{+1} = -0.022 \text{ nm}^{-1}$ ,  $k_{+2} = 0.092 \text{ nm}^{-1}$ , 如图 3(d) 所示, 与从色散关系曲线上得到的该频率自旋波波矢值一致. 当激发场频率  $f = 0.5 \text{ GHz}$ , 小于左旋自旋波正频最大值时, 可同时激发出右旋和左旋自旋波模式. 如图 3(b) 所示, 向左和向右传播的自旋波波形明显是两个模式的叠加, 进动轨迹分别趋近于顺时针椭圆形和线形. 空间傅里叶变换给出两个左旋和两个右旋自旋波模式的波矢分别为  $k_{-1} = -0.047 \text{ nm}^{-1}$ ,  $k_{-2} = -0.023 \text{ nm}^{-1}$  和  $k_{+3} = -0.006 \text{ nm}^{-1}$ ,  $k_{+4} = 0.073 \text{ nm}^{-1}$ , 如图 3(e) 所示. 从图 3(e) 可以看到, 向左传播的右旋自旋波模式  $k_{+3}$  的强度明显小于左旋自旋波模式  $k_{-2}$  的强度, 这是为什么进动轨迹趋于顺时针椭圆形的原因. 向右传播的左旋自旋波模式  $k_{-1}$  和右旋自旋波模式  $k_{+4}$  的强度相当, 合成模式的轨迹就是一个偏心率很大的椭圆. 此外, 还采用左旋圆偏振场  $\mathbf{h}(t) = h_0 \sin(2\pi ft) \mathbf{e}_y + h_0 \sin(2\pi ft + \pi/2) \mathbf{e}_z$  激发自旋波, 图 3(c) 给出了激发场频率为  $f = 0.5 \text{ GHz}$  时所激发的自旋波波形

图, 可以看出, 向左、右两边传播的自旋波均为左旋自旋波模式, 如进动轨迹所示. 空间傅里叶变换只给出  $k_{-1} = -0.047 \text{ nm}^{-1}$  和  $k_{-2} = -0.023 \text{ nm}^{-1}$  两个模式, 如图 3(f) 所示. 此外, 从图 3(a)—(c) 可以看出, 左、右两边传播的自旋波的衰减长度明显不同, 衰减长度与左旋和右旋自旋波模式无关, 只与自旋波的传播方向或电流方向有关. 从 LLG 方程出发可以推出在自旋转移力矩作用下, 布洛赫畴壁中左旋、右旋自旋波传播时的衰减长度均可表示为

$$A_{\pm} = \frac{\gamma q(2\gamma q k_x^2 + \gamma N_y M_s) k_x - (\omega_{\pm} + b_j k_x)}{(\alpha \omega_{\pm} + \beta b_j k_x)(\gamma q k_x^2 + \gamma N_y M_s/2)}. \quad (7)$$

从 (7) 式看出, 对于相同频率的左旋和右旋自旋波, 其衰减长度相同, 只取决于电流方向和自旋波传播方向.

从色散关系上看, 铁磁体中自旋转移力矩诱导的左旋自旋波与反铁磁体中的左旋自旋波有很大的差别. 在反铁磁体中, 由于存在磁化强度反平行排列的两个磁次晶格, 左旋和右旋自旋波模式共存且简并 (对单轴各向异性反铁磁体). 对铁磁体, 由于自旋转移力矩对左、右旋自旋波的作用不同,

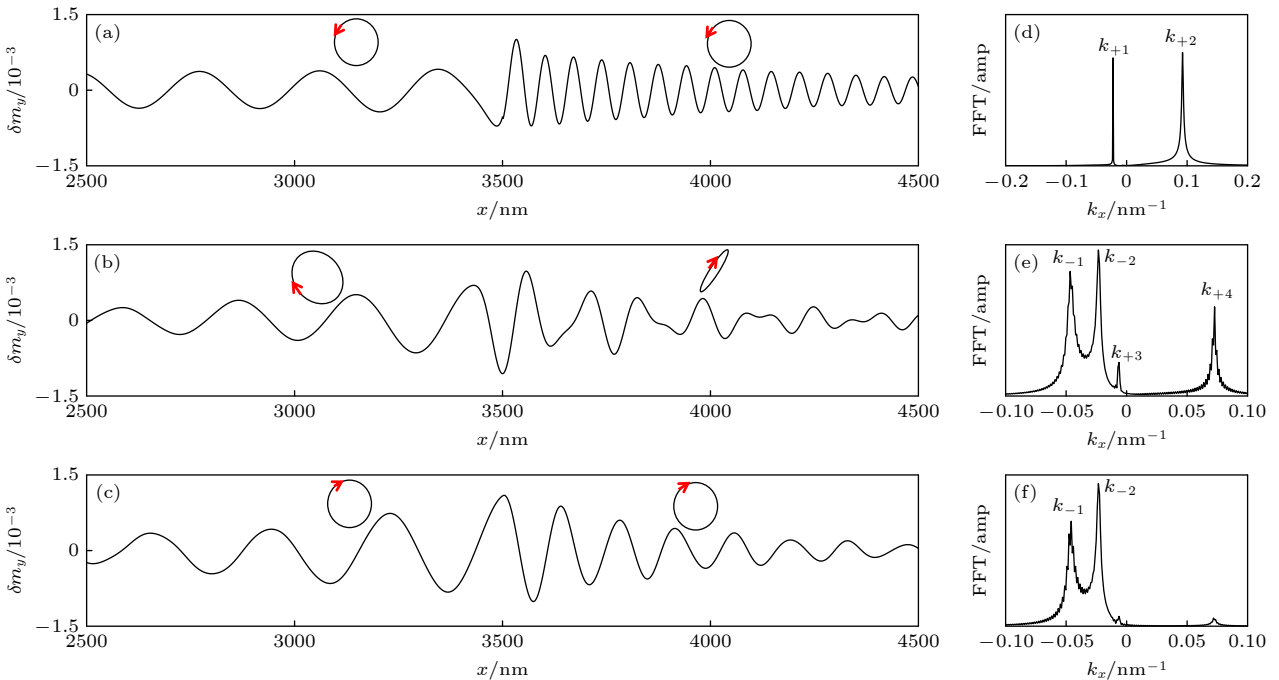


图 3 自旋波波形图和空间傅里叶变换 (a) 线偏振场激发,  $b_j = 404 \text{ m/s}$ ,  $f = 2 \text{ GHz}$ ; (b) 线偏振场激发,  $b_j = 404 \text{ m/s}$ ,  $f = 0.5 \text{ GHz}$ ; (c) 左旋圆偏振场激发,  $b_j = 404 \text{ m/s}$ ,  $f = 0.5 \text{ GHz}$ ; (d)—(f) 与 (a)—(c) 自旋波波形图对应的空间傅里叶变换, 图中红色箭头为磁化矢量的进动方向

Fig. 3. Spin wave waveforms and spatial Fourier transformation: (a) Spin waves excited by a linear polarization harmonic field with  $f = 2 \text{ GHz}$ ,  $b_j = 404 \text{ m/s}$ ; (b) spin waves excited by a linear polarization harmonic field with  $f = 0.5 \text{ GHz}$ ,  $b_j = 404 \text{ m/s}$ ; (c) spin waves excited by a left circular polarization field with  $f = 0.5 \text{ GHz}$ ,  $b_j = 404 \text{ m/s}$ ; (d)—(f) the spatial Fourier transformations corresponding to (a)—(c), respectively, the red arrows in the figure represent the precession direction of the magnetization vector.

导致左、右旋自旋波的色散关系是非简并的. 从应用的角度看, 往往需要解除左、右旋自旋波的简并, 对反铁磁体, 由于其振荡频率在太赫兹, 需要很大的电流或外场才能有效地解除其简并<sup>[43]</sup>. 在铁磁体中, 电流诱导的左旋自旋波与右旋自旋波是非简并, 从某种角度看有利于应用.

## 4 结 论

本文采用微磁学理论分析和模拟的方法研究了铁磁体布洛赫畴壁中自旋波的本征模式和传播特性. 研究表明, 施加一个自旋极化电流, 可在畴壁中产生一个左旋极化的自旋波, 实现铁磁体中左、右旋自旋波的共存. 且由于磁各向异性对畴壁中自旋波的色散关系没有影响, 自旋波的截止频率很低, 产生左旋自旋波所需的临界电流密度远小于均匀磁化磁体中所需的临界电流密度. 此外, 由于极化电流引起自旋波传播的非互易性以及左、右旋自旋波激发效率的不同, 还可在畴壁中有选择地实现左旋和右旋极化自旋波, 以及接近线偏振极化的自旋波. 这些研究结果表明, 利用铁磁畴壁可设计基于极化编码的自旋波器件.

## 数据可用性说明

本篇论文的关联数据可在科学数据银行 <https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00023> 中访问获取.

## 参考文献

- [1] Bloch, Zur F 1930 *Z. Phys.* **61** 206
- [2] Kostylev M P, Serga A A, Schneider T, Leven B, Hillebrands B 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 53501
- [3] Khitun A, Wang K L 2005 *Superlatt. Microstruct.* **38** 184
- [4] Chumak A V, Serga A A, Hillebrands B 2014 *Nat. Commun.* **5** 4700
- [5] Khitun A, Bao M, Wang K L 2010 *J. Phys. D* **43** 264005
- [6] Khitun A, Wang K L 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 034306
- [7] Klingler S, Pirro P, Brächer T, Leven B, Hillebrands B, Chumak A V 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 152410
- [8] Au Y, Ahmad E, Dmytriiev O, Dvornik M, Davison T, Kruglyak V V 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 182404
- [9] Demidov V E, Kostylev M P, Rott K, Münchenberger J, Reiss G, Demokritov S O 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 082507
- [10] Yan J, Ren Z W, Zhong Z Y 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 187501 [闫健, 任志伟, 钟智勇 2021 *物理学报* **70** 187501]
- [11] Shen R C, Zhang G Q, Wang Y P, You J Q 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 230305 [沈瑞昌, 张国强, 王逸璞, 游建强 2019 *物理学报* **68** 230305]
- [12] Owens J M, Collins J H, Carter R L 1985 *Circuits Syst. Signal Process* **4** 317
- [13] Adam J D 1988 *Proc. IEEE* **76** 159
- [14] Hirsch J E 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1834
- [15] Uchida K, Takahashi S, Harii K, Ieda J, Koshibae W, Ando K, Maekawa S, Saitoh E 2008 *Nature* **455** 778
- [16] Demokritov S O, Serga A A, Andre A, Demidov V E, Kostylev M P, Hillebrands B, Slavin A N 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 047201
- [17] Vlaminck V, Bailleul M 2008 *Science* **322** 410
- [18] Seo S M, Lee K J, Yang H, Ono T 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 147202
- [19] Hamadeh A, Kelly O A, Hahn C, Meley H, Bernard R, Molpeceres A H, Naletov V V, Viret M, Anane A, Cros V, Demokritov S O, Prieto J L, Muñoz M, De L G, Klein O 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 197203
- [20] Rousseau O, Rana B, Anami R, Yamada M, Miura K, Ogawa S, Otani Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 9873
- [21] Bennett C H, DiVincenzo D P 2000 *Nature* **404** 247
- [22] Sophia R S, Jeffrey C G 2014 *New J. Phys.* **16** 053029
- [23] Sklan S R 2015 *AIP Adv.* **5** 053302
- [24] Kim S K, Hill D, Tserkovnyak Y 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 237201
- [25] Cheng R, Daniels M W, Zhu J G, Xiao D 2016 *Sci. Rep.* **6** 24223
- [26] Lan J, Yu W, Xiao J 2017 *Nat. Commun.* **8** 178
- [27] Zhou Z W, Wang X G, Nie Y Z, Xia Q L, Zeng Z M, Guo G H 2019 *Phys. Rev. B* **99** 014420
- [28] Zhang S, Li Z 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204
- [29] Garcia-Sanchez F, Borys P, Soucaille R, Adam J, Stamps R L, Kim J 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 247206
- [30] Lan J, Yu W C, Wu R Q, Xiao J 2015 *Phys. Rev. X* **5** 041049
- [31] Wagner K, Kákay A, Schultheiss K, Henschke A, Sebastian T, Schultheiss H 2016 *Nat. Nanotech.* **11** 432
- [32] Zhao M, Wang X G, Luo Z Y, Xia Q L, Nie Y Z, Xiong R, Guo G H 2022 *Phys. Rev. Appl.* **17** 064013
- [33] Mougin A, Cormier M, Adam J P, Metaxas P J, Ferré J 2007 *Europhys. Lett.* **78** 57007
- [34] Schryer N L, Walker L R 1974 *J. Appl. Phys.* **45** 5406
- [35] Winter J M 1961 *Phys. Rev.* **124** 452
- [36] Ravelosona D, Cebollada A, Briones F, Diaz-Paniagua C, Hidalgo M A, Batallan F 1999 *Phys. Rev. B* **59** 4322
- [37] Yu T, Wang C, Sentef M A, Bauer G E W 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 137202
- [38] He J X, Zhang S F 2008 *Phys. Rev. B* **78** 012414
- [39] Dolocan V O 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 072409
- [40] Nakatani Y, Shibata J, Tataru G, Kohno H, Thiaville A, Miltat J 2008 *Phys. Rev. B* **77** 014439
- [41] Tserkovnyak Y, Skadsem H J, Brataas A, Bauer G E W 2006 *Phys. Rev. B* **74** 144405
- [42] Vansteenkiste A, Leliaert J, Dvornik M, Garcia-sanchez F, Waeyenberge B V 2014 *AIP Adv.* **4** 107133
- [43] Yan Z M, Li Z X, Wang X G, Luo Z Y, Xia Q L, Nie Y Z, Guo G H 2023 *Phys. Rev. B* **108** 134432

# Left-handed polarized spin waves induced by spin polarized electric currents in ferromagnetic domain walls\*

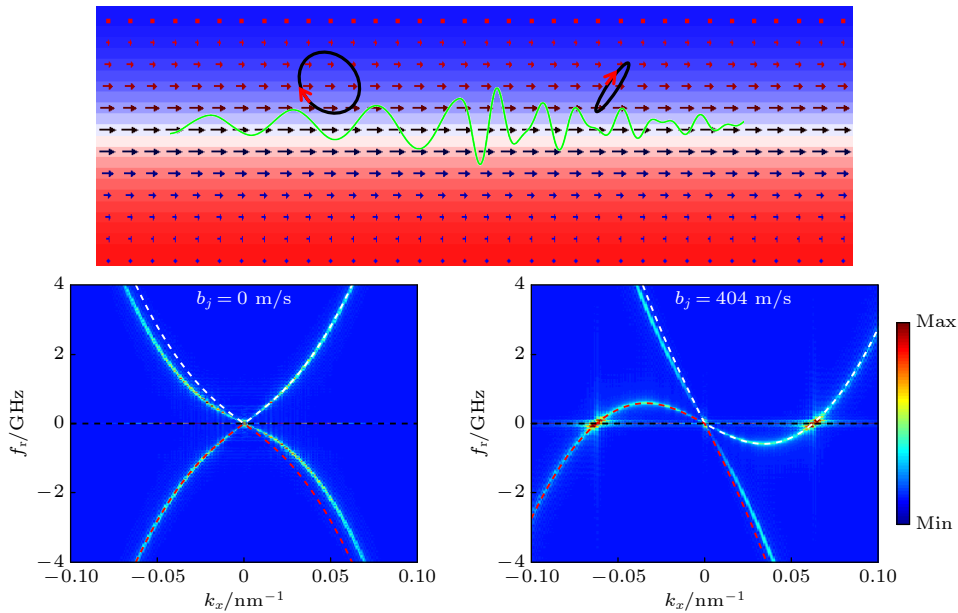
Liu Xiang   Wang Xi-Guang   Li Zhi-Xiong   Guo Guang-Hua<sup>†</sup>

(School of Physics, Central South University, Changsha 410083, China)

( Received 9 May 2024; revised manuscript received 26 May 2024 )

## Abstract

Polarization refers to the orientation of the wave oscillation which is a fundamental property of wave. It has been used widely to encode information in photonics and phononics. In magnonics, spin wave also has been used for transmitting and processing information. However, exploiting the spin wave polarization to design devices has not been achieved yet in ferromagnets as only the right-handed polarized spin waves can be accommodated in ferromagnets. Our earlier study suggests that the left-handed polarized spin waves can be introduced into ferromagnets by applying a spin-polarized electric current, thus making it possible to design spin wave devices with polarization encoding. But the critical current needed to induce left-handed polarized spin wave in a uniformly magnetized ferromagnet is too high to be realized experimentally. Magnetic domain wall can serve as spin wave guide, and the cutoff frequency of spin wave in a domain wall approaches zero. In this work, the dispersion relationship and propagation characteristics of spin wave in a Bloch domain wall are studied based on the Landau-Lifshitz equation in the presence of a spin-polarized electrical current. It is found that the stable left-handed spin wave can be generated in the domain wall with only a small current density. Micromagnetic simulations confirm the theoretical analysis results. In addition, due to the different excitation efficiencies and spin transfer torque induced propagating nonreciprocity of left- and right-handed polarized spin wave, it is possible to excite selectively the left- and right-handed polarized spin wave, as well as nearly linearly polarized spin waves. This study provides a practical and feasible solution for designing spin wave devices based on the polarization coding technique.



**Keywords:** spin wave, magnetic domain wall, spin-polarized electric current, micromagnetics

**PACS:** 75.60.Ch, 75.40.Gb, 85.75.-d, 75.78.Cd

**DOI:** 10.7498/aps.73.20240651

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12274469, 12074437).

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



## 铁磁畴壁中自旋极化电流诱导的左旋极化自旋波

刘想 王希光 李志雄 郭光华

## Left-handed polarized spin waves induced by spin polarized electric currents in ferromagnetic domain walls

Liu Xiang Wang Xi-Guang Li Zhi-Xiong Guo Guang-Hua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 147501 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240651

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240651>

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

#### $Y_3Fe_5O_{12}$ -CoFeB自旋波定向耦合器中的自旋波

Spin waves in  $Y_3Fe_5O_{12}$ -CoFeB spin-wave directional coupler

物理学报. 2021, 70(18): 187501 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210507>

#### 磁电势垒结构中光场辅助电子自旋输运特性

Light-field assisted spin-polarized transport properties in magnetic-electric barrier structures

物理学报. 2020, 69(10): 107201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200237>

#### 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>

#### 光场辐照下稀磁半导体/半导体超晶格中自旋电子输运特性研究

Spin-polarized transport properties in diluted-magnetic-semiconductor/semiconductor superlattices under light-field assisted

物理学报. 2023, 72(22): 227201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230935>

#### 电子在自旋-轨道耦合调制下磁受限半导体纳米结构中的传输时间及其自旋极化

Transmission time and spin polarization for electron in magnetically confined semiconductor nanostructure modulated by spin-orbit coupling

物理学报. 2024, 73(11): 118504 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240285>

#### Rashba自旋-轨道耦合调制的单层半导体纳米结构中电子的自旋极化效应

Electron-spin polarization effect in Rashba spin-orbit coupling modulated single-layered semiconductor nanostructure

物理学报. 2023, 72(2): 028503 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221381>