

自旋转移力矩辅助下自旋波的宽频高效激发*

周振玮^{1)†} 郭富饶¹⁾ 赵峻洋¹⁾ 朱红玉¹⁾ 郭光华²⁾

1) (桂林理工大学物理与电子信息工程学院, 桂林 541004)

2) (中南大学物理学院, 长沙 410083)

(2026年1月22日收到; 2026年2月12日收到修改稿)

磁子(自旋波能量子)具有自旋而没有电荷,基于磁子设计的磁子器件不会产生焦耳热,避免了电子器件因焦耳热导致的高能耗这一难以解决的问题.微波天线是激发自旋波的一种简单且有效的手段,然而对于给定的微波天线,其只能在一个很窄的频率范围内有效激发自旋波,因此,自旋波的高效宽频激发仍是磁子器件中的一个关键问题.本文提出了一种在自旋转移力矩辅助下实现自旋波宽频高效率微波激发的方法.理论分析和微磁学模拟结果表明:自旋波的激发效率高度依赖激发天线宽度和激发频率,自旋波只能在一个很窄的频率范围内高效激发;引入自旋极化电流诱导的自旋转移力矩并调控电流密度,可以在很宽的频率范围内高效激发自旋波.我们采用波的干涉理论很好地解释了这些现象,理论分析结果与模拟结果高度吻合.这些结果对设计新型的磁子器件有重要的参考价值.

关键词: 自旋波, 干涉, 激发效率, 自旋转移力矩

DOI: 10.7498/aps.75.20260114

CSTR: 32037.14.aps.75.20260114

1 引言

自旋波是磁有序材料中的集体磁激发,自旋波的传输不会产生焦耳热,其能够携带、传输和处理信息,因此被广泛应用于设计各种自旋波(磁子)器件.如自旋波二极管^[1,2]、磁子晶体管^[3]、自旋波逻辑器件^[4-7]、自旋波放大器^[8,9]、自旋波定向耦合器^[10-12]等.在所有自旋波器件的设计上,首先需要解决的问题便是自旋波的激发.利用微带天线产生的奥斯特场来激发自旋波是最传统的方法^[13-15],但激发的自旋波频率高度依赖微波天线的宽度,能被有效激发的自旋波频带宽度很窄,尤其难以激发高频率、短波长交换自旋波.为此,研究者们提出了多种有效激发自旋波的方法,例如利用非线性效应^[16,17]、自旋转移力矩(spin-transfer torques, STT)

或自旋轨道力矩^[18-21]、电场^[22,23]以及激光^[24-26]等,或进行结构优化,如采用非均匀磁结构^[27,28]、双层耦合结构^[29]、磁子光栅耦合器^[30-31]及波导形状调制^[32]等方式,这在一定程度上克服了上述困难,但又会引入一些新的问题,如系统复杂度增加、能耗增加或需要不符合实际应用的集成^[33]等.

总之,基于传统微带天线激发自旋波仍然是目前比较广泛使用的一种方式.微带天线激发自旋波的基本原理是天线中电流会产生垂直于磁化强度方向的奥斯特场.目前应用最广泛且带宽最宽的天线形式,当属窄微带线结构,先前有研究表明单个微带天线激发自旋波的激发效率与激发天线宽度有着重要的关系,会形成多个“禁带”,导致某些波长范围内的自旋波难以被激发^[34-36],但使用了非常复杂的积分法来解释这种激发现象^[34].为了增强微带激发有效性,一般可采用多天线组成的共面

* 广西科技计划项目-广西科技基地和人才专项(批准号:桂科AD23026204)、国家自然科学基金重大项目(批准号:T2495212)和国家自然科学基金(批准号:12074437)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhouzhenwei@glut.edu.cn

波导形式^[37-39], 其本质是自旋波的相干叠加, 只有与相邻天线间距相匹配的自旋波才能够被高效激发. 因此, 如何提高单个微带天线激发效率以及如何实现自旋波的宽频高效激发仍显得非常重要.

本文提出了一种基于波干涉原理的自旋波激发理论, 成功地解释了自旋波激发和传播过程中所呈现的一系列现象, 并通过引入自旋转移力矩克服了微带天线激发自旋波所出现的频谱间隙问题, 实现了自旋波的宽频高效激发. 即当微波天线宽度和激发自旋波频率受客观条件限制时, 通过引入自旋转移力矩改变自旋波的色散关系, 高效、精准调控不同频率自旋波的激发效率, 可使激发效率由原来的极低变为极高, 实现自旋波的宽频高效激发. 这种调控的机制并不是取决于 STT 对自旋波的增益和衰减, 而是基于对相干自旋波的相位差调控. 理论分析结果与微磁学模拟结果高度吻合.

2 模型与结果

2.1 微磁学模拟

如图 1 所示, 考虑一个长度为 L 的一维波墨合金铁磁体, 磁化强度在外场作用下被沿 y 方向饱和和磁化. 激发区宽度为 l , 磁体被划分成三个区域: 区域 1 为左边传播区 ($x < L/2 - l/2$), 区域 2 为激发区 ($L/2 - l/2 \leq x \leq L/2 + l/2$), 区域 3 为右边传播区 ($x > L/2 + l/2$).

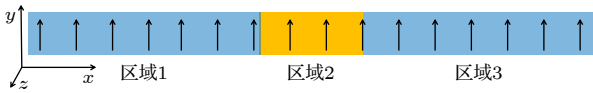


图 1 磁体结构示意图

Fig. 1. Schematic diagram of magnetic structure.

考虑 STT 作用下的磁化强度动力学所遵循的朗道-栗弗希兹-吉尔伯特 (Landau-Lifschitz-Gilbert, LLG) 方程为^[40]

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + c_j \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} - \beta c_j \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{M_s \partial x}, \quad (1)$$

式中, \mathbf{M} 为磁化强度矢量; γ 为旋磁比; α 为阻尼系数; M_s 为饱和磁化强度. 电流系数 $c_j = g\mu_B Pj / (2eM_s)$, 式中 g 为朗德因子, μ_B 为玻尔磁子, P 为电流的自旋极化, j 为电流密度, e 为电子电量,

β 为非绝热项系数, \mathbf{H}_{eff} 为有效场, 包含交换作用场、外加稳恒场以及外加激发场:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{2A}{\mu_0 M_s^2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{M}}{\partial x^2} \right) + \mathbf{H}_y + \mathbf{h}_x. \quad (2)$$

这里, A 为交换系数; μ_0 为真空磁导率; \mathbf{H}_y 为 y 方向外加稳恒场. \mathbf{h}_x 为 x 方向激发场, 其值与位置 x 和时间 t 有关:

$$\mathbf{h}_x = \begin{cases} 0, & \text{其他,} \\ h_{x0} \cos(2\pi ft) \cdot \mathbf{e}_x, & \\ l_{12} = \frac{L}{2} - \frac{l}{2} \leq x \leq \frac{L}{2} + \frac{l}{2} = l_{23}, & \end{cases} \quad (3)$$

式中, f 为激发场的频率; h_{x0} 为激发场振幅. 模拟参数的选择: $L = 5000$ nm, $\alpha = 0.01$, $A = 1.3 \times 10^{-11}$ J/m, $M_s = 8.6 \times 10^5$ A/m, $\beta = 0.01$, $H_y = 5000$ Oe, $h_{x0} = 50$ Oe, 沿着长度方向剖分尺寸为 1 nm. 为了消除自旋波的边界反射效应, 把磁体两端设置为吸收边界条件. 当自旋波稳定传播后, 在相应位置处探测磁化强度振荡的 z 分量, 通过快速傅里叶变换 (fast Fourier transform, FFT) 得到自旋波振幅 M_{z0} .

首先模拟了 $c_j = 0$, 激发频率 f 固定时的自旋波激发、传播情况, 相应的结果见图 2(a) 圆点标记蓝色曲线. $f = 17.3$ GHz 时, 磁体 $x = 3000$ nm 处的自旋波振幅与激发宽度 l 的关系, 如图 2(a) 所示, 当激发区域的宽度 l 发生变化时, 自旋波振幅呈现明显的振荡特性: 当 $l \approx 50$ nm 和 150 nm 时, 振幅取极大值, 意味着传播区的自旋波强度较大; 当 $l \approx 100$ nm 和 200 nm 时, 振幅取极小值, 意味着传播区的自旋波强度很小. 这种振荡具有一定的周期性, 为了更清晰地展示自旋波的激发和传播情况, 图 2(c), (d) 给出了振幅分布图. 当 $l = 150$ nm 时, 自旋波可以很好地往外传播; 当 $l = 100$ nm 时, 传播区的自旋波振幅很小.

接着模拟了 $c_j = 0$, 激发宽度 l 固定时, 自旋波的激发、传播情况, 相应的结果如图 2(b) 圆点标记蓝色曲线所示. 图 2(b) 表示的是 $l = 100$ nm 时, 磁体 $x = 3000$ nm 处的自旋波振幅与激发频率 f 的关系. 当激发场的频率 f 变化时, 振幅同样呈现明显的振荡特性: 当 $f \approx 21$ 或 33 GHz 时, 振幅取极大值; 当 $f \approx 27$ GHz 时, 振幅取极小值.

最后模拟了 $c_j \neq 0$, 自旋波的激发与传播情况, 相应的结果如图 3 圆点标记蓝色曲线所示. 在这

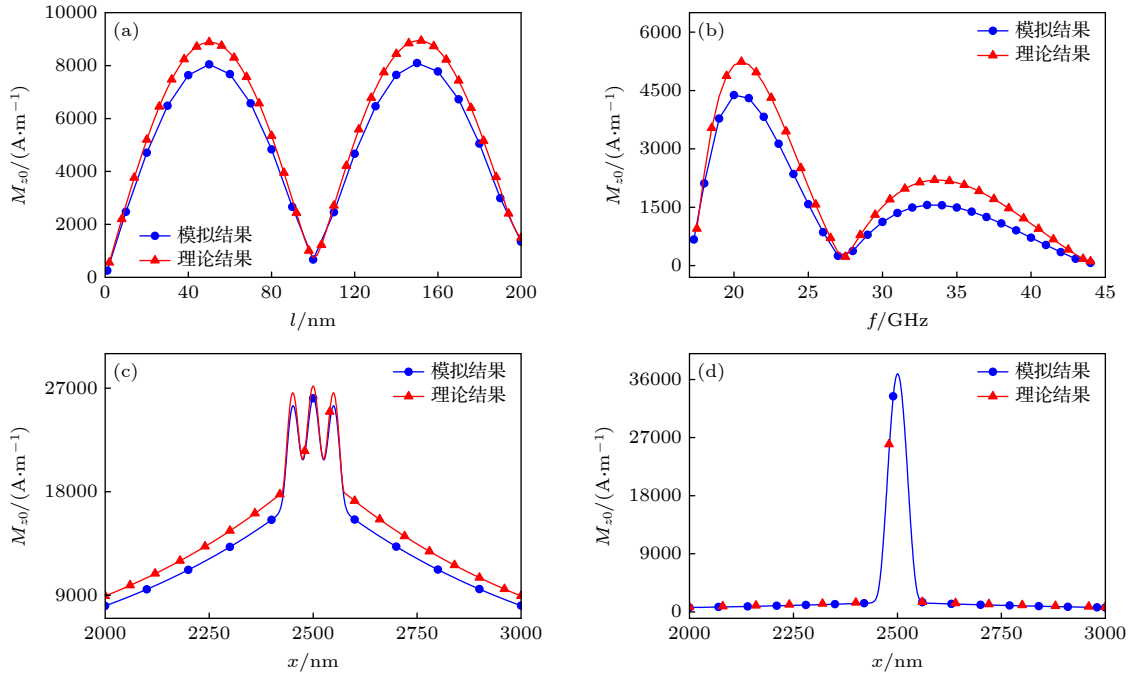


图 2 $c_j = 0$ 时, 自旋波的激发与传播情况 (a) $f = 17.3$ GHz, $x = 3000$ nm 处自旋波振幅与激发宽度 l 的关系; (b) $l = 100$ nm, $x = 3000$ nm 处自旋波振幅与激发频率 f 的关系; (c), (d) $f = 17.3$ GHz, 分别对应 $l = 150$, 100 nm 时磁体不同位置的自旋波振幅分布
Fig. 2. The excitation and propagation of spin waves with $c_j = 0$: (a) Relationship between the spin waves amplitude at $x = 3000$ nm and the excitation width when $f = 17.3$ GHz; (b) relationship between the spin waves amplitude at $x = 3000$ nm and the excitation frequency when $l = 100$ nm; (c), (d) $f = 17.3$ GHz, the amplitude distribution of spin waves at different positions of the magnet for $l = 150$ and 100 nm, respectively.

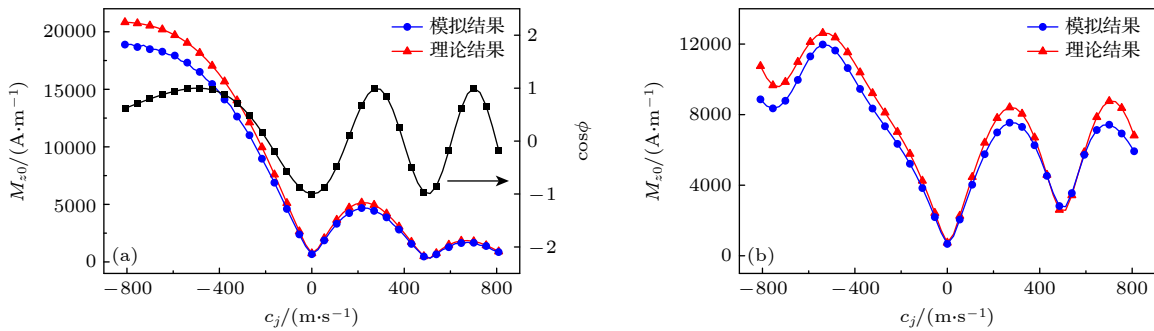


图 3 $f = 17.3$ GHz, $l = 100$ nm 时, 自旋波的振幅与 STT 的关系 (a) 整个磁体施加 STT, $x = 3000$ nm 处自旋波振幅随电流系数 c_j 的变化, 正方形标记黑线为理论计算的两相干自旋波相位差 ϕ 的余弦值随 c_j 的变化; (b) 仅激发区施加 STT, $x = 3000$ nm 处自旋波振幅随电流系数 c_j 的变化

Fig. 3. Relationship between the spin waves amplitude and STT with $f = 17.3$ GHz and $l = 100$ nm: (a) Relationship between the spin waves amplitude at $x = 3000$ nm and the current coefficient when STT is applied to the entire magnet (the blue dots and the red triangle), and the relationship between the theoretical cosine value of the phase difference ϕ and the current coefficient (black squares); (b) relationship between the spin waves amplitude at $x = 3000$ nm and the current coefficient when STT is only applied to the excitation region.

里, 激发频率 $f = 17.3$ GHz, 激发宽度 $l = 100$ nm. 当 STT 被施加在整个磁体区域时, $x = 3000$ nm 处自旋波振幅与电流系数 c_j 的关系见图 3(a); 当 STT 仅仅被施加在激发区域时, $x = 3000$ nm 处自旋波振幅与电流系数 c_j 的关系见图 3(b). 显然, STT 可以很好地调控传播区的自旋波振幅, 显著地影响激发效率, 而且可以看到传播区的自旋波振

幅并不与 STT 大小成递增或递减关系, 这说明这种振幅变化规律并不是因为 STT 本身对自旋波衰减长度的影响所引起.

2.2 理论分析

由上述结果可知, 自旋波的激发与传播跟激发频率、激发宽度以及 STT 都有着密切的联系. 为

了解上述现象, 我们提出一个理论模型并利用波的干涉理论来进行分析: 首先从 (1) 式可得到自旋波的色散关系 [41]:

$$\begin{cases} \omega = \gamma H_y + \gamma q k^2 - c_j k, & q = \frac{2A}{\mu_0 M_s}, \\ \omega_s = \alpha \omega + \beta c_j k. \end{cases} \quad (4)$$

ω 表示自旋波的角频率, $\omega = 2\pi f$, 而 ω_s 则与自旋波的衰减长度相关. 我们知道, 区域 2 在激发场均匀激发下磁化强度会呈现一致振荡, 区域 1 和 3 可自由传播自旋波, 自旋波会不断往传播区传播, 由于相互作用, 交界处会出现一个向左传播的自旋波和向右传播的自旋波. 为了简单起见, 将对两交界面进行分开讨论. 仅考虑区域 2 和区域 3 交界处时, 可设区域 2 存在的自旋波形式为 $Be^{i\omega t} + Ce^{i(\omega t + |k_L|x)}$, 区域 3 存在的自旋波形式为 $De^{i(\omega t - |k_R|x)}$, 这里的 B 为激发区自旋波一致振荡振幅. k_L 和 k_R 分别表示相应区域中向左传播和向右传播的角频率为 ω 的自旋波波矢:

$$\begin{cases} k_L = \frac{c_j - \sqrt{c_j^2 + 4\gamma q(\omega - \gamma H_y)}}{2\gamma q}, \\ k_R = \frac{c_j + \sqrt{c_j^2 + 4\gamma q(\omega - \gamma H_y)}}{2\gamma q}. \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} Fe^{i[\omega t + |k_L|(x-l_{12})]} e^{\frac{\alpha\omega + \beta k_L c_j}{|2rqk_L - c_j|}(x-l_{12})} + Ce^{i[\omega t + |k_L|(x-l_{23})]} e^{\frac{\alpha\omega + \beta k_L c_j}{|2rqk_L - c_j|}(x-l_{23})}, & x < l_{12}, \\ Be^{i\omega t} + Ee^{i[\omega t - |k_R|(x-l_{12})]} e^{-\frac{\alpha\omega + \beta k_R c_j}{|2rqk_R - c_j|}(x-l_{12})} + Ce^{i[\omega t + |k_L|(x-l_{23})]} e^{\frac{\alpha\omega + \beta k_L c_j}{|2rqk_L - c_j|}(x-l_{23})}, & l_{12} \leq x \leq l_{23}, \\ Ee^{i[\omega t - |k_R|(x-l_{12})]} e^{-\frac{\alpha\omega + \beta k_R c_j}{|2rqk_R - c_j|}(x-l_{12})} + De^{i[\omega t - |k_R|(x-l_{23})]} e^{-\frac{\alpha\omega + \beta k_R c_j}{|2rqk_R - c_j|}(x-l_{23})}, & x > l_{23}. \end{cases} \quad (8)$$

上式考虑了各个波的相位以及自旋波的衰减. 从 (8) 式可知, 三个区域均存在两个及两个以上自旋波, 它们振动方向相同、频率相同及相位差恒定, 所以势必导致稳定干涉的发生. 这样一来, 传播区自旋波振幅高度依赖于相关自旋波的相位差. 需要指出的是, (8) 式给出的是整个磁体施加 STT 时各区域的自旋波分布, 若仅在激发区施加 STT, 情况将变得稍微复杂: 首先各区域的色散关系将不再相同, 其次非均匀 STT 会使得自旋波经过激发区两边交界面时发生反射和透射 (反射和透射系数同样可以由波的连续性边界条件得到). 考虑上述两个因素, 再采用同样的方法也可得到仅激发区施加

再利用波在两交界区域满足连续性边界条件可得 C, D 与 B 的关系:

$$\begin{cases} B + C = D \\ i|k_L|C = -i|k_R|D \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} C = -\frac{|k_R|}{|k_L| + |k_R|}B, \\ D = \frac{|k_L|}{|k_L| + |k_R|}B. \end{cases} \quad (6)$$

接着对区域 1, 2 交界处用同样的方法进行分析. 设区域 1 存在的自旋波形式: $F e^{i(\omega t + |k_L|x)}$, 区域 2 存在的自旋波形式: $Be^{i\omega t} + E e^{i(\omega t - |k_R|x)}$, 同样的方法可得 E, F 与 B 的关系:

$$\begin{cases} E = -\frac{|k_L|}{|k_R| + |k_L|}B, \\ F = \frac{|k_R|}{|k_R| + |k_L|}B. \end{cases} \quad (7)$$

如此一来, 区域 1 有来源于区域 1 和 2 交界点的向左传播的自旋波以及来源于区域 2 和 3 交界点的向左传播的自旋波, 区域 2 有激发场激发的一致振荡、来源于区域 1 和 2 交界点的向右传播的自旋波以及来源于区域 2 和 3 交界点的向左传播的自旋波. 区域 3 有来源于区域 1 和 2 交界点的向右传播的自旋波以及来源于区域 2 和 3 交界点的向右传播的自旋波. 整个磁体施加电流时, 根据上述分析可得到不同区域的自旋波分布:

STT 时各区域自旋波的分布情况, 不再赘述.

为了与模拟结果进行比较, 首先通过 (8) 式直接计算了 $c_j = 0$ 时, 自旋波的激发与传播情况, 详细结果见图 2 中三角形标记红色曲线. 图 2(a) 给出的是 $x = 3000$ nm 处自旋波振幅, 该区域有两个自旋波存在, 满足稳定的干涉条件, 由于 E 和 D 异号, 所以这两个自旋波的相位差为 $\pi + |k_R| \cdot l$. 又因为 17.3 GHz 自旋波对应的波长约为 100 nm, 所以当 $l \approx 50$ 或 150 nm 时, 两自旋波相位差为 2π 的整数倍, 干涉相长, 右边传播区自旋波振幅取极大值; 当 $l \approx 100$ nm 时, 两自旋波相位差为 π 的奇数倍, 干涉相消, 右边传播区自旋波振幅取

极小值. 用同样的方法可以分析图 2(b)–(d).

接着计算了施加 STT 时, 自旋波的激发与传播情况, 并与模拟结果进行了比较, 详细结果见图 3 三角形标记红色曲线. 图 3(a) 对应整个磁体施加 STT 的情况. 当 $c_j < 0$ 时, 传播区自旋波振幅较大, 未出现明显振荡特性; 当 $c_j > 0$ 时, 传播区自旋波振幅较小, 且呈现明显振荡性. 造成曲线两边的振幅有较大差异的主要原因并不是因为 STT 引入的增益衰减, 而是 STT 使得参数 D 和 C 的大小出现了显著变化, D 和 C 的绝对值随 c_j 增大而减小. 比如: $c_j = -808$ m/s 时 D 和 C 的绝对值是 $c_j = 808$ m/s 时 D 和 C 的绝对值 8 倍左右, 自旋波振幅非对称激发现象很明显 (在这里, $|c_j|$ 作用下左边传播区自旋波振幅与 $-|c_j|$ 作用下右边传播区自旋波振幅是一致的, 所以图 3 中的非对称性也可以理解为同一 c_j 下, 左边激发区和右边激发区的自旋波振幅的非对称). 而造成曲线两边的振荡性有较大差异则有两个原因: 一是区域 3 中的两自旋波的相位差对正的 c_j 更为敏感, 因为正的 c_j 导致向右传播的自旋波波数 $|k_R|$ 变化更显著, 从而相位差的变化更大 (图 3(a) 中相位差 ϕ 的余弦值随 c_j 的变化证实了这一点); 二是负的 c_j 增加了向右传播自旋波的衰减长度, 轻微改变了振幅的极值位置. 同时, 我们看到 $c_j < -600$ m/s 时, 自旋波的振幅有饱和迹象, 这是干涉效应和增益衰减效应共同作用的结果. 图 3(b) 表示的是仅激发区施加 STT 的情况. 激发区施加 STT 和整个磁体施加 STT 的结果有较大差别, 这主要是因为 STT 仅

仅被施加在激发区时, 导致了自旋波在交界面处发生反射, 这样在右边传播区域传播的自旋波将超过两个, 而全局施加 STT 时, 在右边传播区域传播的自旋波只有两个.

为了更清晰地表明 STT 对激发区自旋波振幅的调控效果, 我们理论计算了 $l = 100$ nm、全局施加 STT 的情况下, 使得区域 3 两相干自旋波的相位差变化 π 所需要的临界电流系数 c_{jth} , 相关结果如图 4 所示. 这意味着我们只需要使用电流系数不超过 c_{jth} 的 STT 就可以实现自旋波的振幅在最大值 (干涉相长) 和最小值 (干涉相消) 之间任意变化. 由图 4 可知, 正的 c_j 对相位差的调控更为明显, 但临界电流系数随着激发频率增加而增加, 负的 c_j 对相位差的调控要难一点, 但 c_{jth} 大小随着激发频率 f 增加而减小. 显然, 如果是分析区域 1 中的自旋波振幅, 则这一结论刚好反过来. 上述结果与图 3(a) 也是吻合的, 由于相位差与 l 成正比, 所以当 l 从 100 nm 增加到 1000 nm 时, c_{jth} 也将减少为原来的 1/10. 总之, STT 可以改变干涉自旋波的相位差, 使得原来干涉相消的两相干自旋波变成干涉相长, 传播区的自旋波振幅能够被明显调控, 实现了自旋波的宽频高效激发.

综上可知, 我们利用自旋波的干涉理论很好地解释了自旋波的激发和传播过程中所出现的一系列现象. 自旋波的振幅随宽度或频率变化呈现振荡性, 这是由波的干涉引起. 中间激发时, 激发区右端区域的自旋波由起源于区域 1 和 2 交界点向右传播的自旋波以及起源于区域 2 和 3 交界点向右

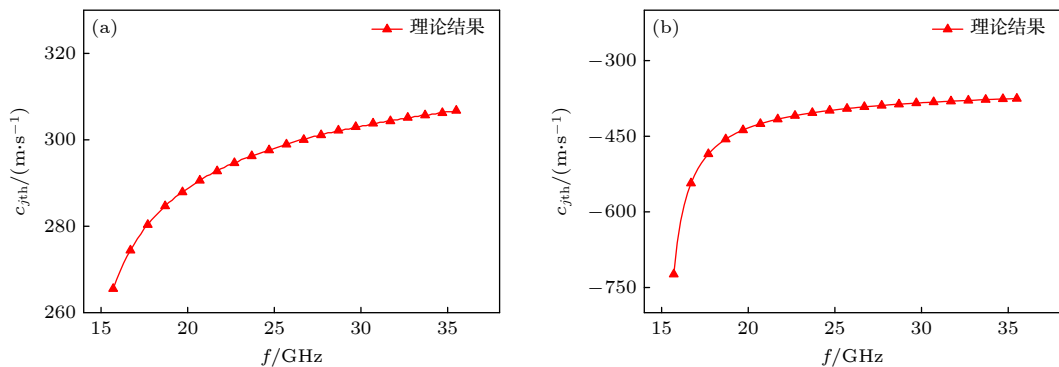


图 4 $l = 100$ nm 时, 全局施加 STT 下, 使右边传播区两相干自旋波的相位差变化 π 所需要的临界电流系数 c_{jth} 与激发频率 f 的关系图 (a) 正向临界电流系数与激发频率的关系图; (b) 负向临界电流系数与激发频率的关系图

Fig. 4. Relationship between the critical current coefficient required for the phase difference variation π of two coherent spin waves in the right propagation region and the excitation frequency when STT is applied to the entire magnet, $l = 100$ nm: (a) The relationship between the positive critical current coefficient and the excitation frequency; (b) the relationship between the negative critical current coefficient and the excitation frequency.

传播的自旋波组成, 这两个波的相位差跟激发区的宽度以及自旋波的波长有着密切联系, 从而出现了干涉现象: 两相干自旋波的相位差为 2π 整数倍时, 传播区的自旋波振幅取极大值, 干涉相长; 两相干自旋波的相位差为 π 的奇数倍时, 传播区的自旋波振幅取极小值, 干涉相消. 其他情形下, 自旋波的振幅则介于上述两者之间. 当引入 STT 时, 由于 STT 使自旋波出现多普勒效应^[42,43], 其带来了两方面的影响: 一是改变了自旋波的波长; 二是导致了自旋波色散关系的非对称性. 前者最终导致了两相干自旋波的相位差改变, 实现了自旋波的干涉相长和干涉相消; 而后者导致了激发区两端的边界条件有所不同, 最终导致了自旋波的非对称激发.

3 讨论

合理选择激发频率和激发宽度可以显著地提高传播区的自旋波振幅; 不恰当的激发频率和激发宽度会导致传播区的自旋波振幅很小, 甚至接近零, 激发效率非常低. 然而在实际应用中, 器件一旦确定, 激发宽度已难以改变, 同时激发频率又受到客观条件限制并不能任意变化, 严重制约磁子器件的发展. 而 STT 的引入能够克服这一不利因素, 通过改变自旋极化电流大小能够让激发区的自旋波振幅从极小值变为极大值. 由于相位差跟自旋波波数 $|k|$ 和激发区宽度 l 有关, 那么增加激发区的宽度 l 可以显著地降低调控所需的电流密度. 如果 STT 仅被施加在激发区, 则相对更加复杂, 因为这种情况会导致 D 与 E 的绝对值不相等、 C 与 F 的绝对值不相等, 还会导致自旋波在激发区两边的交界面上发生反射, 增加了传播区发生干涉的自旋波数目. 不管怎样, 此时的 STT 仍然具有改变传播区自旋波振幅的能力, 自旋波振幅仍然随 STT 的变化呈现出明显的振荡性.

自旋波的干涉以及自旋波的单向传播对设计自旋波逻辑器件非常重要, 一直是人们研究的热点. 目前已经有研究者利用多天线或多脉冲激发相干自旋波的方法实现了自旋波在叠加区的干涉相消和干涉相长^[44-48], 但稳定的相位差很难保证而且精确操控难度也不小. 而自旋波的非互易性也经常被用来实现自旋波的单向传输^[49-51], 但大多数都是集中在低频、长波长的静磁波领域. 事实上, 单天线的自旋波激发就能产生相干性很好的自

旋波, 而且很容易通过 STT 等方式精准调控两相干自旋波的相位差, 从而实现自旋波的干涉控制以及单向自旋波的传输. 需要指出的是, 虽然本文使用的磁场激发自旋波, 但即使是使用自旋轨道力矩或自旋转移力矩来激发自旋波, 仍然能用这种干涉理论来分析自旋波的激发和传播. 同时, 在共面波导的情况下, STT 也能调节相邻波导激发的自旋波相位差, 从而突破有效激发的自旋波波长必须与波导间距相匹配的这一局限性.

本文主要考虑的是短波长交换自旋波的激发与调控, 此时的偶极相互作用相对于交换相互作用来说可以忽略, 故在有效场中没有考虑偶极相互作用. 即使对于偶极相互作用不能忽略的静磁区, 偶极相互作用对自旋波的色散关系的修正也不会影响自旋波干涉本质, 相关理论仍然是成立的, 但因为静磁自旋波波长较长, 对两相干静磁自旋波的相位差的调控难度将增加.

4 结论

本文提出了一种基于自旋波干涉理论的方法来解释自旋波的激发和传播. 研究发现: 当激发区宽度为所激发的自旋波对应半波长的奇数倍时, 传播区的两相干自旋波同相位, 发生干涉相长, 传播区的自旋波振幅最大; 当激发区宽度为所激发的自旋波对应半波长的偶数倍时, 传播区的两相干自旋波反相, 发生干涉相消, 传播区的自旋波振幅最小; 当激发宽度一定时, 调节激发频率同样可以改变激发效率.

此外, 在激发宽度和激发频率受客观条件限制而不能任意变化时, 可以通过施加 STT 轻松调控自旋波的振幅. 这主要是因为 STT 改变了自旋波的色散关系, 使自旋波波长发生变化, 从而改变两相干自旋波的相位差, 最终达到控制自旋波振幅的目的. 这种方法调控效率高, 而且可通过增加激发宽度来提高这种振幅调控对 STT 的敏感程度, 当激发宽度较大时, 只需要较小的 STT 就能让相位差变化 π , 实现传播区自旋波的振幅在最大值和最小值之间任意取值. 当然, 其他一些使得自旋波波数发生变化的效应也可用于调节这个相位差, 比如 DMI, 甚至外加稳恒场等. STT 的引入不仅在自旋波的激发上有积极意义, 而且对于干涉调控、相干自旋波的产生以及自旋波的单向传输上都有一

定价值, 这比那些直接利用多天线或多脉冲激发相干自旋波要更可靠, 相位操控上更简单更精准, 也比一些利用非互易性实现的单向传输要高效得多. 以上结果对自旋波的激发和传播控制有着重要的参考意义, 也为设计自旋波逻辑器件提供了一个新的思路.

感谢桂林理工大学广西高校低维结构物理与应用重点实验室以及光电信息与智能通信技术工程研究中心的支持.

参考文献

- [1] Lan J, Yu W C, Wu R Q, Xiao J 2015 *Phys. Rev. X* **5** 041049
- [2] Zou J, Bosco S, Thingstad E, Klinovaja J, Loss D 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 036701
- [3] Chumak A V, Serga A A, Hillebrands B 2014 *Nat. Commun.* **5** 4700
- [4] Jamali M, Kwon J H, Seo S M, Lee K J, Yang H 2013 *Sci. Rep.* **3** 3160
- [5] Vogt K, Fradin F Y, Pearson J E, Sebastian T, Bader S D, Hillebrands B, Hoffmann A, Schultheiss H 2014 *Nat. Commun.* **5** 3727
- [6] Yu W C, Lan J, Xiao J 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 024055
- [7] Nikolaev K O, Raskhodchikov D, Bensmann J, Lomonte E, Jin L, Schmidt R, Kern J, Michaelis de Vasconcellos S, Bratschitsch R, Demokritov S O, Pernice W H P, Demidov V E 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 142402
- [8] Merbouche H, Divinskiy B, Gouéré D, Lebrun R, El Kanj A, Cros V, Bortolotti P, Anane A, Demokritov S O, Demidov V E 2024 *Nat. Commun.* **15** 1560
- [9] Kim M, Zhang C L, Lu C Y, Burgess J, Hu C M 2025 *Chin. Phys. B* **34** 067104
- [10] Yan J, Ren Z W, Zhong Z Y 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 187501 (in Chinese) [闫健, 任志伟, 钟智勇 2021 物理学报 **70** 187501]
- [11] Szulc K, Krawczyk M 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 232404
- [12] Odintsov S A, Sheshukova S E, Nikitov S A, Sadovnikov A V 2025 *Phys. Rev. Appl.* **23** 034043
- [13] Yu H, d'Allivy Kelly O, Cros V, Bernard R, Bortolotti P, Anane A, Brandl F, Heimbach F, Grundler D 2016 *Nat. Commun.* **7** 11255
- [14] Shibata K, Kasahara K, Nakayama K, Kruglyak V V, Aziz M M, Manago T 2018 *J. Appl. Phys.* **124** 243901
- [15] Yu T, Liu C P, Yu H M, Blanter Y M, Bauer G E 2019 *Phys. Rev. B* **99** 134424
- [16] Hermsdoerfer S J, Schultheiss H, Rausch C, Schäfer S, Leven B, Kim S K, Hillebrands B 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 223510
- [17] Van de Wiele B, Hämäläinen S J, Baláz P, Montoncello F, Van Dijken S 2016 *Sci. Rep.* **6** 21330
- [18] Jin W, Wan Z M, Liu Y W 2010 *Acta Phys. Sin.* **60** 017502 (in Chinese) [金伟, 万振茂, 刘要稳 2010 物理学报 **60** 017502]
- [19] Guo X Q, Wang Q, Xue H B 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 167501 (in Chinese) [郭晓庆, 王强, 薛海斌 2023 物理学报 **72** 167501]
- [20] Morrison N, Taghinejad H, Analytis J, Ma E Y 2024 *J. Appl. Phys.* **136** 113901
- [21] Jiang Y X, Chen X, Xuan C, Sharma H R, Yu H 2025 *J. Magn. Magn. Mater.* **615** 172800
- [22] Cherepov S, Khalili Amiri P, Alzate J G, Wong K, Lewis M, Upadhyaya P, Nath J, Bao M, Bur A, Wu T, Carman G P, Khitun A, Wang K L 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 082403
- [23] Chen C, Barra A, Mal A, Carman G, Sepulveda A 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 072401
- [24] Deb M, Popova E, Hehn M, Keller N, Petit-Watlet S, Bargheer M, Mangin S, Malinowski G 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 027202
- [25] Chernov A I, Kozhaev M A, Ignatyeva D O, Beginin E N, Sadovnikov A V, Voronov A A, Karki D, Levy M, Belotelov V I 2020 *Nano Lett.* **20** 5259
- [26] Deb M, Popova E, Jaffrès H Y, Keller N, Bargheer M 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 044001
- [27] Navabi A, Chen C, Barra A, Yazdani M, Yu G Q, Montazeri M, Aldosary M, Li J, Wong K, Hu Q, Shi J, Carman G P, Sepulveda A E, Amiri P K, Wang K L 2017 *Phys. Rev. Appl.* **7** 034027
- [28] Vanderveken F, Ahmad H, Heyns M, Sorée B, Adelmann C, Ciubotaru F 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 495006
- [29] Shuka V, Schneider T, Gallardo R A, Kákay A, Weigand M, Warnatz T, Mattheis R, Roldán-Molina A, Landeros P, Tiberkevich V, Slavin A, Schütz G, Erbe A, Deac A, Lindner J, Raabe J, Fassbender J, Wintz S 2019 *Nat. Nanotechnol.* **14** 328
- [30] Yu H M, Duerr G, Huber R, Bahr M, Schwarze T, Brandl F, Grundler D 2013 *Nat. Commun.* **4** 2702
- [31] Gruszecki P, Kasprzak M, Serebryannikov A E, Krawczyk M, Śmigaj W 2016 *Sci. Rep.* **6** 22367
- [32] Demidov V E, Kostylev M P, Rott K, Münchenberger J, Reiss G, Demokritov S O 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 082507
- [33] Wang Q, Verba R, Heinz B, Schneider M, Wojewoda O, Davidková K, Levchenko K, Dubs C, Mauser N J, Urbánek M, Pirro P, Chumak A V 2023 *Sci. Adv.* **9** eadg4609
- [34] Demidov V E, Kostylev M P, Rott K, Krzysteczko P, Reiss G, Demokritov S O 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 112509
- [35] Wang Q, Zhang H W, Ma G K, Liao Y L, Tang X L, Zhong Z Y 2014 *Sci. Rep.* **4** 5917
- [36] Rousseau O, Rana B, Anami R, Yamada M, Miura K, Ogawa S, Otani Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 9873
- [37] Au Y, Davison T, Ahmad E, Keatley P S, Hicken R J, Kruglyak V V 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 122506
- [38] Sato N, Sekiguchi K, Nozaki Y 2013 *Appl. Phys. Express* **6** 063001
- [39] Chen J L, Yu T, Liu C P, Liu T, Madami M, Shen K, Zhang J Y, Tu S, Alam M S, Xia K, Wu M Z, Gubbiotti G, Blanter Y B, Bauer G E W, Yu H M 2019 *Phys. Rev. B* **100** 104427
- [40] Slonczewski J C 1996 *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1
- [41] Zhou Z W, Wang X G, Nie Y Z, Xia Q L, Zeng Z M, Guo G H 2019 *Phys. Rev. B* **99** 014420
- [42] Seo S M, Lee K J, Yang H, Ono T 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 147202
- [43] Vlaminck V, Bailleul M 2008 *Science* **322** 410
- [44] Pirro P, Brächer T, Vogt K, Obry B, Schultheiss H, Leven B, Hillebrands B 2011 *Phys. Status Solidi B* **248** 2404
- [45] Hyun Kwon J, Subhra Mukherjee S, Jamali M, Hayashi M, Yang H 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 132505
- [46] Mukherjee S S, Kwon J H, Jamali M, Hayashi M, Yang H 2012 *Phys. Rev. B* **85** 224408
- [47] Collet M, Gladii O, Evelt M, Bessonov V, Soumah L, Bortolotti P, Demokritov S O, Henry Y, Cros V, Bailleul M, Demidov V E, Anane A 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 092408
- [48] Liu C P, Chen J L, Liu T, Heimbach F, Yu H M, Xiao Y, Hu J F, Liu M C, Chang H C, Stueckler T, Tu S, Zhang Y G, Zhang Y, Gao P, Liao Z M, Yu D P, Xia K, Lei N, Zhao W S, Wu M Z 2018 *Nat. Commun.* **9** 3788

- [49] Moon J H, Seo S M, Lee K J, Kim K W, Ryu J, Lee H W, McMichael R D, Stiles M D 2013 *Phys. Rev. B* **88** 184404
[50] Seo D, Hwang S, Kim B, Yang Y, Yoon S, Cho B K 2021 *Sci.*

- Rep.* **11** 24385
[51] Chen J L, Yu H M, Gubbiotti G 2021 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **55** 123001

Efficient wideband excitation of spin waves assisted by spin-transfer torques*

ZHOU Zhenwei^{1)†} GUO Furao¹⁾ ZHAO Junyang¹⁾
ZHU Hongyu¹⁾ GUO Guanghua²⁾

¹⁾ (*College of Physics and Electronic Information Engineering, Guilin University of Technology, Guilin 541004, China*)

²⁾ (*School of Physics, Central South University, Changsha 410083, China*)

(Received 22 January 2026; revised manuscript received 12 February 2026)

Abstract

Magnons possess spin angular momentum without electric charge, thus magnonic devices can avoid the high energy consumption caused by Joule heating in conventional electronic devices. Microwave antennas are one of the simplest and most effective means to excite spin waves. However, for a given microwave antenna, it can only excite spin waves in a very narrow frequency range, and there is an obvious excitation forbidden band. Therefore, the efficient broadband excitation of spin waves remains a key challenge in magnonic devices. This article proposes a method for achieving wideband and high-efficiency excitation of spin waves with the assistance of spin-transfer torques (STT). Theoretical analysis and simulation results of micromagnetism show that the excitation efficiency of spin waves is highly dependent on the width of the excitation antenna and the excitation frequency, and the spin waves can only be excited efficiently within a narrow frequency range. By introducing STT and modulating the current density, the spin waves can be effectively excited that were previously difficult to excite, and the efficient excitation of spin waves are achieved in a wide frequency range. The wave interference theory are adopted to account for these phenomena, and the theoretical predictions are in excellent agreement with the simulation results. This method of improving the excitation efficiency and bandwidth of spin waves is suitable not only for microstrip antenna excitation, but also for other excitation methods. Furthermore, it is also found that STT can give rise to asymmetric excitation of spin waves. The STT not only has a positive significance in the excitation of spin waves, but also offers valuable insights into interference regulation, the generation of coherent spin waves, and the unidirectional transmission of spin waves. This method is more reliable than those that directly use multi-antenna or multi-pulse to excite coherent spin waves, and the manipulation of phase difference is simpler and more accurate, and it is more efficient and adaptable than some unidirectional transmission using non-reciprocity. These results have significant implications for the excitation and propagation control of spin waves, and offer a novel strategy for designing next-generation magnonic devices.

Keywords: spin waves, interfere, excitation efficiency, spin-transfer torques

DOI: [10.7498/aps.75.20260114](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260114)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260114](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260114)

* Project supported by the Guangxi Science and Technology Program Projects-Guangxi Science and Technology Base and Talent Special Projects, China (Grant No. Guike AD23026204), the Major Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. T2495212), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12074437).

† Corresponding author. E-mail: zhouzhenwei@glut.edu.cn

自旋转移力矩辅助下自旋波的宽频高效激发

周振玮 郭富饶 赵峻洋 朱红玉 郭光华

Efficient wideband excitation of spin waves assisted by spin-transfer torques

ZHOU Zhenwei GUO Furao ZHAO Junyang ZHU Hongyu GUO Guanghua

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 100704 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260114

CSTR: 32037.14.aps.75.20260114

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260114>

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

声表面波-自旋波耦合及磁声非互易性器件

Surface acoustic wave-spin wave coupling and magneto-acoustic nonreciprocal devices

物理学报. 2024, 73(15): 158501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240462>

自旋轨道矩协助自旋转移矩驱动磁化强度翻转

The magnetization reversal driven by spin-orbit-assisted spin-transfer torque

物理学报. 2023, 72(8): 087202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222433>

类场矩诱导的可调零场自旋转移力矩纳米振荡器

Field-like torque-induced tunable zero-field spin-torque nano-oscillator

物理学报. 2023, 72(16): 167501 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230628>

铁磁畴壁中自旋极化电流诱导的左旋极化自旋波

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

物理学报. 2024, 73(14): 147501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240651>

SrRuO₃薄膜中自旋轨道力矩效率和磁矩翻转的晶向调控

Crystal orientation regulation of spin-orbit torque efficiency and magnetization switching in SrRuO₃ thin films

物理学报. 2024, 73(11): 117701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240367>

用BiSePt合金提高自旋轨道转矩效率

Spin-orbit torque efficiency improved by BiSePt alloy

物理学报. 2023, 72(13): 137201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230285>