

DOI:10.13232/j.cnki.jnju.2023.02.003

## 垂直点接触自旋霍尔纳米振荡器中自旋波动力学的 微磁学模拟

朱耿宽<sup>1</sup>, 高振宇<sup>1</sup>, 陈丽娜<sup>2</sup>, 周恺元<sup>1</sup>, 梁力克<sup>1</sup>, 陶 醉<sup>1</sup>, 刘荣华<sup>1\*</sup>

(1. 江苏省纳米技术重点实验室, 南京大学物理学院, 南京, 210093; 2. 南京邮电大学理学院, 南京, 210023)

**摘 要:** 基于微磁学模拟的方法, 对垂直点接触自旋霍尔纳米振荡器(VNC-SHNO)中自旋波的激发和其非线性动力行为随电流、磁场及角度的依赖关系进行了详细的数值模拟研究. 首先研究了纳米振荡器的频谱特性随激发电流变化的关系, 发现在低电流下, 其频谱在远低于铁磁共振频率 $f_{\text{FMR}}$ 处出现一个自旋相干性很好的振荡峰 $f_1$ 以及几个高阶谐波峰, 且其频率随电流增加表现出明显的红移; 而在高电流下, 其频谱除了出现低频 $f_1$ 峰以外, 在接近 $f_{\text{FMR}}$ 处还出现了一个高频峰 $f_2$ , 但其频率几乎不随激发电流变化. 其次, 通过振荡模式的功率谱的空间分布图, 发现 $f_1$ 是局域在点接触边界的一类非线性“子弹”型自旋孤波, 而 $f_2$ 是分布在局域模 $f_1$ 外围的一类准线性传播型自旋波. 最后, 还细致研究了外加磁场强度及外加磁场面外角度对自旋霍尔纳米振荡器中这两类自旋波的激发和调控规律, 为下一步实验研究该器件的非线性动力特性及其在非线性逻辑计算中的应用提供了理论基础.

**关键词:** 微磁学模拟, 自旋霍尔效应, 自旋霍尔纳米振荡器, 自旋波

中图分类号: TN01

文献标志码: A

## Micromagnetic simulations of spin-wave dynamics in a vertical nanocontact-based Spin Hall nano-oscillator

Zhu Gengkuan<sup>1</sup>, Gao Zhenyu<sup>1</sup>, Chen Li'na<sup>2</sup>, Zhou Kaiyuan<sup>1</sup>, Liang Like<sup>1</sup>, Tao Zui<sup>1</sup>, Liu Ronghua<sup>1\*</sup>

(1. Jiangsu Provincial Key Laboratory for Nanotechnology and School of Physics, Nanjing University, Nanjing, 210093, China; 2. School of Science, Nanjing University of Posts and Telecommunications, Nanjing, 210023, China)

**Abstract:** Current-driven coherent spin-waves in a vertical nanocontact-based Spin Hall nano-oscillator (VNC-SHNO) and the dependences of their nonlinear dynamics on the driving current, external magnetic field, and out-of-plane angles are studied systematically with micromagnetism simulations. The spectral characteristics as a function of the driving current find a coherent magnetization oscillating peak  $f_1$  with a frequency far below the ferromagnetic resonance frequency  $f_{\text{FMR}}$ , and its several high-order harmonic peaks  $2f_1$ ,  $3f_1$  appear at low currents, and  $f_1$  shows a significant redshift with increasing current. While, at high currents, in addition to the low-frequency  $f_1$  peak, a high-frequency peak  $f_2$  appears near  $f_{\text{FMR}}$ , but its frequency exhibits near independence on the excitation current. Combining these spectral characteristics with the spatial power maps of these two oscillation modes  $f_1$  and  $f_2$ , we demonstrate that  $f_1$  is a nonlinearly self-localized "bullet" spin-wave soliton located at the right edge of the top nanocontact, and  $f_2$  is a quasilinear propagating spin-wave mode distributed around the right periphery of the primary "bullet" mode  $f_1$ . Finally, we summarize the evolution of these two types of spin-waves with the magnitude and

基金项目: 国家自然科学基金(11774150, 12074178), 江苏省青年基金(BK20200309), 江苏省纳米技术重点实验室开发基金, 南京邮电大学科技基金(NY220164)

收稿日期: 2022-12-06

\* 通讯联系人, E-mail: rhliu@nju.edu.cn

out-of-plane angle of the applied magnetic field and, providing a theoretical clue and helpful information for the next experimental exploration of the nonlinear dynamic characteristics of these SHNO devices and their applications in nonlinear logic or neuromorphic computing.

**Key words:** micromagnetic simulation, Spin Hall effect, Spin Hall nano-oscillator, spin-wave

神经网络算法对生物神经元的模拟需要计算和存储大量非线性信息,而随着所处理的问题复杂度和数据量的增加,基于冯诺依曼架构的传统半导体微电子技术难以提供满足各类复杂算法要求的高计算量、高并行度、低功耗的计算硬件<sup>[1-3]</sup>. 自旋电子学是研究电子内禀自旋及其应用的学科. 目前大量研究表明,基于电子自旋特性设计的纳米自旋器件有望实现高集成度、高速、低功耗的新型非冯诺依曼架构用于模拟神经元和突触行为,进行高效的神经形态类脑计算,应用于当前如火如荼的人工智能领域<sup>[4-11]</sup>. 在多层磁性异质结(自旋阀和磁隧道结)体系中,利用自旋转移力矩(Spin-Transfer Torque, STT)效应在纳米磁性薄膜中实现电流驱动其磁矩进行微波频段的高频振荡,激发相干自旋波,具有丰富的高频非线性效应<sup>[12-16]</sup>,能作为微纳尺度的微波信号源或自旋波源<sup>[17-18]</sup>,有望推进片上集成的无线通信技术和模拟神经形态计算的发展<sup>[19-20]</sup>.

除了多层磁性异质结中的自旋转移力矩效应,最近,在铁磁/重金属或拓扑材料双层结构中发现强自旋霍尔和界面 Rashba 效应<sup>[21-23]</sup>,利用其产生的纯自旋流实现高效的电流调控邻近磁性层的磁矩翻转或激发相干自旋波<sup>[24-29]</sup>,从而有望革新当前自旋电子技术<sup>[30-32]</sup>. 另外,这种自旋轨道效应产生的纯自旋流与电荷电流方向是相互垂直的,能实现空间上相互分离,因此,纯自旋流操控自旋的方式能最大限度地减少电荷电流引起的焦耳热和奥斯特场对器件核心区域产生的副效应<sup>[33]</sup>,实现高速磁随机存储器(MRAM)<sup>[34-36]</sup>和自旋纳米振荡器(Spin-Transfer Torque Nano-Oscillator, STNO). 因此,近年来,在这类纯自旋流器件中,利用电流产生的自旋轨道力矩(Spin-Orbit Torque, SOT)<sup>[12-16]</sup>驱动可控磁翻转和激发相干自旋波进行了深入研究<sup>[25-28]</sup>,其中,结构简单和重复性高的自旋霍尔纳米振荡器(Spin-Hall

Nano Oscillator, SHNO)能应用于各类自旋极化材料(如重金属及氧化物,拓扑绝缘体,外尔半金属等)和磁性材料(如低阻尼金属和绝缘体)体系<sup>[19,32,37]</sup>,因此,近年来受到越来越多研究者的关注和深入研究<sup>[38-44]</sup>. 例如前期微波谱实验发现自旋霍尔纳米振荡器中纯自旋流激发的自旋波非线性动力学现象(如:自旋波模式的退相干、共存、跳变和同步、非线性耦合导致磁阻尼等)与电流产生的奥斯特磁场和自旋流的自旋极化方向及密度分布、磁各向异性以及外加磁场角度等参数密切相关<sup>[45-46]</sup>,其具体依赖关系和背后物理机制还有待进一步深入研究.

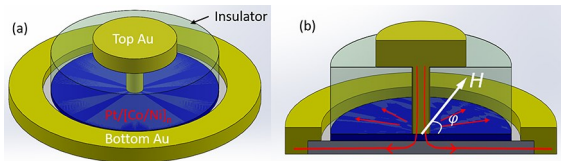
本文通过微磁学模拟方法,对垂直纳米点接触结构的自旋纳米霍尔振荡器中自旋流激发的自旋相干动力学特性随外加电流大小、磁场大小及面外角度的依赖关系进行了系统的研究. 数值模拟结果表明,在低面外磁场角( $\varphi \leq 40^\circ$ )和低激发电流下( $4.5 \text{ mA} < I < 9 \text{ mA}$ ),振荡器体现一个窄线宽的局域自旋波模 $f_1$ ,其频率低于其铁磁共振(FMR)频率,并随激发电流增大表现出很强的频率红移现象,然而随激励电流进一步增加一定阈值 $I_c = 9 \text{ mA}$ 时,低频 $f_1$ 的线宽会突然展宽,并且在高频区域还会出现另外一个准线性的传播型自旋波模 $f_2$ ,其频率接近铁磁共振频率,并不随激发电流增加而改变. 在高面外角度( $40^\circ < \varphi < 86^\circ$ )下,只有局域自旋波模 $f_1$ 出现,高频传播型自旋波模 $f_2$ 不再能被激发.

## 1 器件模型构建和微磁模拟参数

**1.1 垂直点接触自旋霍尔纳米振荡器的器件结构** 自旋霍尔纳米振荡器模型是利用重金属/铁磁(HM/FM)双层膜构建的垂直点接触结构. 如图 1 所示,该器件为一层 10 nm 厚的重金属铂(Pt 银色),5 nm 厚的铁磁金属(Co/Ni 多层,蓝色)以及 100 nm 直径的点电极和 10  $\mu\text{m}$  直径的环形

金电极(Au,黄色)构成.在点电极和环形电极之间施加一个直流电压后,由于Pt的电阻率比Co/Ni多层低一个量级,所以绝大多数电流将从重金属Pt层通过.由于重金属Pt具有很大的自旋霍尔效应,通过Pt层的电流将在垂直于电流的方向上产生具有面内自旋极化的面外自旋流,注入到邻近的铁磁Co/Ni多层中,从而对其磁矩产生自旋轨道力矩效应,驱动其绕有效磁场进行稳定进动以及激发相干自旋波.

## 1.2 器件的准平衡静态电学表征 为了量化器



The upper blue layer represents the ferromagnetic metal Co/Ni multilayer, the silver layer below represents the heavy metal Pt layer, the yellow is the Au electrode, the translucent area represents the dielectric layer, the red arrow is the direction of electron current, the white arrow represents the applied magnetic field  $H$ , and the  $\varphi$  represents the out-plane angle between the magnetic field and the device plane.

图1 垂直点接触自旋霍尔纳米振荡器的结构示意图

Fig. 1 Diagram of the structure of a vertical nanocontact-based Spin Hall nano-oscillator

件的电流和奥斯特磁场的空间分布作为下面微磁模拟的参数,利用多物理场有限元模拟软件COMSOL MULTIPHYSICS对上述器件结构进行准平衡静态电和磁相关仿真计算<sup>[47]</sup>.图2a是重金属Pt层中电流密度的二维平面矢量及强度分布图.电流从环形金电极通过铁磁/重金属双层均匀地聚集到薄膜中心,再经过100 nm直径的点电极流出器件薄膜.电流的这种径向流动,使得铁磁/重金属双层中的电流密度在点电极边缘到达最大(红色环形区域).图2b展示了由电流产生的面内奥斯特场在铁磁层中的方向及强度分布图,其最大值也局域在点电极边缘区域.由于重金属Pt层的自旋霍尔效应,重金属层中的电流也将产生垂直于器件平面流向的自旋流,注入上层铁磁Co/Ni多层.如图2c所示,自旋流的极化方向与Pt/Co/Ni圆盘径向方向垂直,与面内奥斯特场相类似,其强度也局域在点电极边缘.需要强调的是,在这类强自旋霍尔体系中,下面的微磁学模拟我们仅考虑了面内自旋极化的自旋流,而最近研究发现,在一些具有自旋轨道耦合的铁磁体中,由于自旋交换效应(Spin Swapping Effect),会导致部分面外自旋极化的自旋流<sup>[48]</sup>.

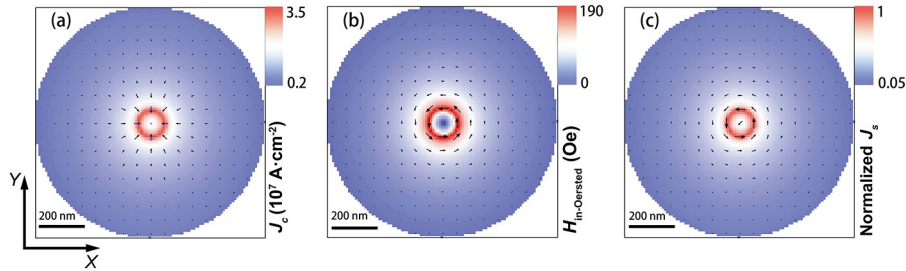


图2 微磁模拟输入量:在输入电流  $I$  为 14 mA 下,器件的电流强度(a)、奥斯特场面内矢量(b)和自旋流密度(c)空间分布(颜色表示强度,箭头方向代表矢量方向)

Fig. 2 Micromagnetic simulation inputs: at an input current  $I$  of 14 mA, spatial distribution of the device's current density (a), in-plane component of the Oersted field (b), and spin current density (c), where the color represents the intensity and the arrow direction represents the vector direction

## 2 微磁模拟的结果和分析

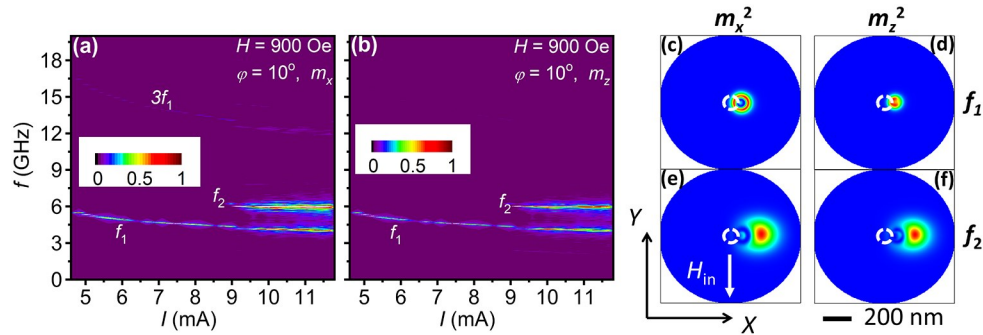
注入铁磁层中的自旋流对其磁矩产生的自旋力矩用于抵消 Landau-Lifshitz-Gilbert 方程(LLG 方程)中的吉尔伯特阻尼项,从而使磁矩  $M$  能够绕有效磁场  $H_{\text{eff}}$  进行稳定的进动和产生相干自

旋波.该器件的磁化动力学过程可以用下式(1)表述:

$$\frac{dm}{dt} = -\gamma m \times H_{\text{eff}} + \alpha m \times \frac{dm}{dt} + \beta m \times (m \times \hat{S}) \quad (1)$$

其中  $\gamma$  为旋磁比,  $\alpha$  为磁性材料阻尼常数,  $\beta$  为自旋力矩系数.该方程忽略了自旋霍尔效应产生的





(a~b) Oscillator spectrum dependence with excitation current density, (c~f) at current  $I=9$  mA, the power intensity of the  $m_x^2$  and  $m_z^2$  in low-frequency oscillation modes  $f_1$  and high-frequency oscillation modes  $f_2$  (where  $m_x$  and  $m_z$  represent the components of the magnetic moment  $M$  in the  $x$ -axis and  $z$ -axis directions, respectively, the white horizontal dashed line represents the ferromagnetic resonance frequency of the film  $f_{\text{FMR}}=6.35$  GHz, and the white circular dotted line represents the boundary of the point electrode).

图 3 在外磁场  $H=900$  Oe, 面外角  $\varphi=10^\circ$  下, 垂直点接触自旋霍尔纳米振荡器的频谱特性

Fig. 3 At the magnetic field  $H=900$  Oe, the out-plane angle  $\varphi=10^\circ$ , the spectral characteristics of the SHNO

类磁场力矩 (Filed-Like Torque), 该类磁场力矩类似于外加磁场的作用, 其方向与吉尔伯特阻尼方向垂直, 对磁矩进动的动力学影响较小, 仅对其振荡频率有微弱影响。

使用开源软件 OOMMF 对上述器件结构进行微磁学模拟<sup>[49]</sup>, 其材料参数如下: 铁磁层的饱和磁化强度  $M_s=560$  kA·m<sup>-3</sup>; 磁交换常数  $A_{\text{ex}}=10$  pJ·m<sup>-1</sup>; 界面垂直各向异性系数  $K_u=0.6 \times 10^5$  J·m<sup>-3</sup>; 自旋霍尔角为 0.05, 磁性阻尼因子为 0.03. 为了避免圆盘边界对自旋波的反射, 把边界区域的阻尼因子设为 1, 用于吸收中心区域发射的自旋波. 最小微磁模拟单元尺寸为  $5 \times 5 \times 1$  nm, 整个微磁模拟尺寸为直径 1  $\mu\text{m}$  的圆盘, 厚度为 1 nm; 外加磁场方向固定在  $y$  轴的负方向, 且与器件平面成  $10^\circ$  的面外角 ( $\varphi=10^\circ$ ). 电流从环形电极流向点电极的方向定义为正电流方向。

基于微磁模拟, 能获得垂直点接触自旋霍尔纳米振荡器的频谱特性随激发电流大小变化的依赖关系. 每个电流下的频谱曲线是通过器件的平均磁化强度在  $x$  轴或  $y$  轴方向的分量随时间变化的振荡数据  $m_x(t)$  和  $m_z(t)$  进行快速傅里叶变换 (FFT) 得到的. 如图 3a 和图 3b 所示, 在外加磁场  $H=900$  Oe 下, 当激发电流达到临界值  $I_c=4.5$  mA 时, 器件的频谱曲线在 5.8 GHz 处会突然出现一个振荡峰, 被标注为低频自旋波模  $f_1$ . 该振荡模  $f_1$  的频率低于其铁磁共振频率  $f_{\text{FMR}}$ , 且随激发

电流的增加呈现明显的频率红移现象. 当激发电流继续增加, 达到  $I_t=9$  mA 时, 除了低频自旋波模  $f_1$  之外, 在接近其铁磁共振频率  $f_{\text{FMR}}=6.35$  GHz 处还会出现另外一个高频振荡峰, 被标注为高频自旋波模  $f_2$ , 该自旋波模的频率随激发电流的增加基本保持不变. 另外, 高频自旋波模  $f_2$  的出现也会导致低频自旋波模  $f_1$  的线宽展宽, 表明两种振荡模式间存在一定的相互作用. 根据之前关于自旋力矩纳米振荡器的非线性理论和相关实验结果<sup>[26-28, 38]</sup>, 能初步判断低频自旋波模  $f_1$  是一类非线性局域的自旋孤波, 也称为局域“子弹”型孤波<sup>[12]</sup>, 而高频自旋波模  $f_2$  是一类准线性传播型自旋波<sup>[37, 39, 46]</sup>. 另外, 从图 3a 中, 还可以发现该振荡器还能激发出自旋波模  $f_1$  的三次谐波  $3f_1=17.4$  GHz, 其频率远高于  $f_{\text{FMR}}=6.35$  GHz. 为了进一步分析低频振荡模  $f_1$  和高频振荡模  $f_2$  的属性, 对微磁模拟中的每个格点的磁矩随时间变化曲线  $m_x(t)$  和  $m_z(t)$  进行快速傅里叶变换, 提取每个格点的  $f_1$  和  $f_2$  的频谱功率强度 PFFT 之后, 再按照其原来的空间顺序进行排布, 最后能得到振荡器在  $f_1=4.5$  GHz 和  $f_2=5.8$  GHz 模式下的功率密度空间分布. 如图 3c 和图 3d 所示, 低频振荡模  $f_1$  局域在点电极边缘的右侧 100 nm 直径的圆形区域 A 内, 这里的自旋流强度最大, 且其自旋极化方向与外磁场方向 (或平衡态磁矩矢量) 相

反. 图 3e 和图 3f 显示, 高频振荡模  $f_2$  的强度分布在低频振荡模  $f_1$  的右侧 200 nm 纵深的区域 B 内, 其振荡区域大约是  $f_1$  的 2 倍. 这些特性与上面分析的局域“子弹”型孤波和准线性传播型自旋波相符.

然而, 从图 2c 所显示的自旋流强度分布图可以看出, 高频准线性传播型自旋波模  $f_2$  的空间分布区域处的自旋流密度相对较低, 为何会在此处激发高频的自旋波呢? 为了探讨其中的原因, 对 A 和 B 两个区域的平均磁矩矢量  $M$  随时间变化的进动三维轨迹图进行分析. 图 4a 显示主导型“子弹”局域模在 A 区域的磁矩振荡是绕  $y$  轴方向的椭圆形进动, 磁矩矢量  $M_x$  在  $x$  轴和  $z$  轴方向振幅到达 90% 以上, 在  $y$  轴 (其绕轴方向) 方向振幅也到达 60% 以上, 且其  $y$  轴方向的振荡频率是

$x$  轴和  $z$  轴方向振荡频率的 2 倍. 因此, 这类高频振荡幅值椭圆型进动在  $M_y$  分量上会产生很强的二次谐波. 基于自旋波模之间的非线性耦合, 该二次谐波通过参数泵浦 (Parameter Pump) 方式把系统能量从主导型“子弹”局域模  $f_1$  传输给其他自旋波模<sup>[50-51]</sup>, 从而在大电流下通过这种能量传递过程在外围区域 B 处实现高频的准线性传播型自旋波模  $f_2$  的激发. 这个过程也解释了图 3a 中  $f_1$  模为何在  $f_2$  出现之后表现出明显的线宽展宽行为. 图 4(b) 显示次强度振荡模  $f_2$  在 B 区域的磁矩进动轨迹, 磁矩矢量  $M$  也是绕  $y$  轴方向进行椭圆形进动,  $M$  主要沿  $x$  轴振荡 (振幅达 100%), 在  $z$  轴方向振幅最高只有 50%, 在  $y$  轴 (其绕轴方向) 方向振幅为 30%, 所以  $M_y$  分量依然会产生较强的二次谐波振荡信号.

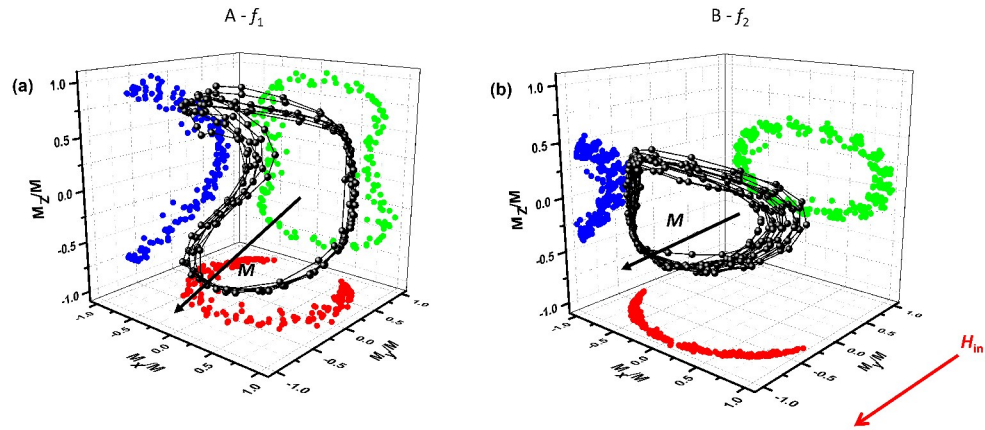


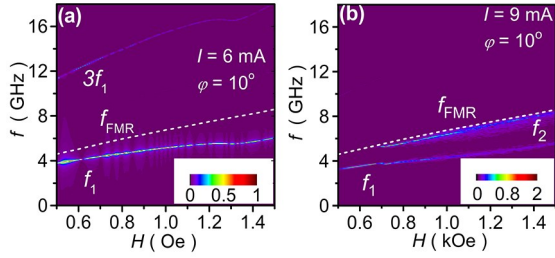
图 4 在外磁场  $H = 900$  Oe 和电流  $I = 9$  mA 下, 垂直点接触自旋霍尔纳米振荡器在 (a) 低频振荡模  $f_1$  和 (b) 高频振荡模  $f_2$  分别在振荡区域 A 和 B 处的磁矩矢量  $M$  随时间变化的进动轨迹图

Fig. 4 Precessive trajectory plots of the magnetic moment vector  $M$  at the oscillation zones A and B of (a)  $f_1$  mode and (b)  $f_2$  mode respectively, at the external magnetic field  $H = 900$  Oe and the current  $I = 9$  mA

至此, 我们的模拟结果和分析证明了高强度非线性“子弹”局域模  $f_1$  是由局域在点电极边界 A 处的自旋流直接激发的, 而在外围 B 区域的次强度准线性自旋波模  $f_2$  是主模  $f_1$  通过非线性倍频能量传输间接激发的, 这些结果与之前的平面点接触自旋霍尔振荡器的微磁模拟和相关实验结果相类似<sup>[38-39]</sup>. 然而, 不同于平面点接触自旋霍尔振荡器, 我们的垂直点接触自旋霍尔振荡器中的自旋流具有手性对称性, 自旋波只能在点接触一侧被激发, 且其传播方向与外加磁场的面内方向垂

直. 因此, 可以通过改变外加磁场的面内方向来调控自旋波空间分布及传播的方向, 这非常有利于后期自旋波非线性耦合效应发展低功耗自旋波器件, 如自旋波类脑计算硬件<sup>[4-11, 19-20]</sup>.

为了进一步研究其他实验参数对这类垂直点接触自旋霍尔振荡器的自旋波模式影响及依赖关系, 对外加磁场大小和面外角度情况下的频谱特性进行了系列模拟计算和分析. 图 5 为自旋霍尔振荡器在激发电流  $I = 6$  mA 和 9 mA 下的频谱特性随外加磁场  $H$  变化的依赖关系. 在低激发电流



The white dotted line in the figure is the dispersion relationship curve of the ferromagnetic resonance frequency  $f_{\text{FMR}}$  with the magnetic field, and the  $f_1$  and  $f_2$  represent two types of coherent spin wave modes.

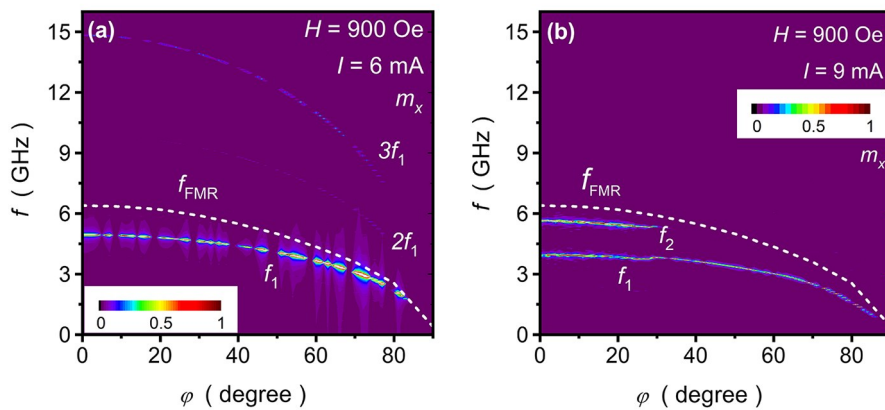
图 5 振荡器频谱随外加磁场大小变化的依赖关系:其中(a)和(b)分别为激发电流  $I = 6 \text{ mA}$  和  $9 \text{ mA}$

Fig. 5 The dependence of the oscillator spectrum with the strength of the applied magnetic field, where the excitation currents  $I = 6 \text{ mA}$  (a) and  $9 \text{ mA}$  (b)

$I = 6 \text{ mA}$  下, 自旋霍尔振荡器在所有研究的磁场下 ( $0.5 \text{ kOe} \leq H \leq 1.5 \text{ kOe}$ ) 只能激发低频的局域“子弹”型孤波模<sup>[7]</sup> $f_1$  以及它的三次谐波模  $3f_1$ ; 而当增大电流到  $9 \text{ mA}$  时, 自旋霍尔振荡器在外加磁场强度大于  $0.7 \text{ kOe}$  的范围内, 除了能激发局域“子弹”型孤波模  $f_1$ , 还能激发高频的准线性自旋波模  $f_2$ . 在所有研究磁场大小范围内, 所激发的准线性自旋波模  $f_2$  的频率与铁磁共振频率非常接近, 与上述图 3 结果一致.

除了研究面内磁场大小的依赖关系外, 还探

究振荡模式随磁场面外角度的依赖关系, 如图 6 所示. 图 6a 为低激发电流  $I = 6 \text{ mA}$  时, 振荡器在面外磁场角度  $0 \leq \varphi \leq 82^\circ$  范围内只能激发局域“子弹”型孤波模  $f_1$  以及它的三次谐波, 并且其振荡频率随面外磁场角度的增加而降低, 这一变化关系符合一般铁磁动力学基特尔关系式. 另外, 从图 6a 还可看出局域“子弹”模  $f_1$  的频谱与铁磁共振频率  $f_{\text{FMR}}$  之间的差异也慢慢变小, 并且在  $\varphi = 82^\circ$  时, 它们的频率基本相等, 这暗示局域“子弹”模随着磁场面外角度的增加将慢慢演化成准线性自旋波模. 在  $\varphi \geq 82^\circ$  以上的角度时, 振荡器不能激发任何观测的相干自旋波, 这可以与作用于  $M$  上的自旋力矩在高角度传递效率降低有关. 图 6b 为高激发电流  $I = 9 \text{ mA}$  时, 振荡器在面外磁场角度  $0 \leq \varphi \leq 40^\circ$  范围内不仅能激发局域“子弹”型孤波模  $f_1$ , 还能产生准线性自旋波模  $f_2$ ; 而在更高面外磁场角度  $40^\circ < \varphi \leq 86^\circ$  范围内, 只有激发局域“子弹”型孤波模  $f_1$  存在. 其原因在于面外磁场角度增大以后, 外加磁场在垂直膜面方向 ( $z$ -轴) 上的磁场分量将能部分抵抗薄片形状因子导致的退磁场 (沿  $z$ -轴方向指向膜面), 因而退磁场各向异性导致椭圆进动轨迹将慢慢变成圆形进动轨迹, 这一过程将抑制磁矩矢量在  $y$  轴方向上的二次谐波的强度, 从而导致参数泵浦减弱, 从而抑



The white dotted line in the figure is the dispersion relationship curve of the ferromagnetic resonance frequency  $f_{\text{FMR}}$  with the magnetic field, and the  $f_1$  and  $f_2$  represent two types of coherent spin wave patterns.

图 6 振荡器频谱随面外磁场角度  $\varphi$  变化的依赖关系:(a)和(b)分别为激发电流  $I = 6 \text{ mA}$  和  $9 \text{ mA}$

Fig. 6 The dependence of the oscillator spectrum with the angle of the out-of-plane magnetic field, where excitation currents  $I = 6 \text{ mA}$  (a) and  $9 \text{ mA}$  (b)



制主强度的局域“子弹”模到高频准线性传播模的能量传递通道,进而抑制高频准线性传播模的激发.因此,当进一步增加激发电流,产生准线性自旋波模 $f_2$ 的角度范围能扩充到更高的面外角.

### 3 结论

自旋霍尔纳米振荡器具有丰富的非线性磁电动力学特性,且能通过纯电学手段进行操控,有望为新型的人工类脑智能计算硬件和片上低功耗微纳微波器件提供可靠的解决方案.本文基于有限元数值计算和微磁学模拟的方法,对垂直点接触型自旋霍尔纳米振荡器中的自旋波激发和调控技术进行了详细的数值模拟研究.研究发现该振荡器在低激发电流下产生自旋相干性和稳定性良好的非线性自发局域“子弹”型自旋孤波 $f_1$ ,其频率远低于铁磁共振频率且随电流增加表现出明显的红移;而在高电流下,除了能激发出低频“子弹”型局域自旋波,在该局域模外围还能产生一类振荡频率接近铁磁共振频率的准线性传播型自旋波 $f_2$ ,其传播方向垂直于外加磁场的面内分量.经过研究分析,我们发现高频 $f_2$ 自旋波模是通过低频 $f_1$ 的非线性高阶谐波通过参数泵浦方法产生的,因此主模 $f_1$ 和次模 $f_2$ 之间存在很强的非线性耦合和能量传递.尽管 $f_1$ 和 $f_2$ 双模共存且存在非线性耦合导致的能量传递,从而降低纳米自旋振荡器的自旋相干性(如线宽急剧增加等),但是这种模式的非线性耦合现象(跳变、同步、互斥、混沌等)在新型人工自旋类脑智能计算架构和物理硬件方面具有很大的发展潜力.本文总结了外加电流、磁场大小及角度对自旋霍尔纳米振荡器中的各类自旋波激发和调控的依赖关系,为该器件的进一步实验研究和在非线性逻辑计算中的应用提供了理论依据和指出了具体工作方向.

#### 参考文献

- [1] Hinton G, Deng L, Yu D, et al. Deep neural networks for acoustic modeling in speech recognition: The shared views of four research groups. *IEEE Signal Processing Magazine*, 2012, 29(6): 82—97.
- [2] Yann L C, Yoshua B, Hinton G. Deep learning. *Nature*, 2015, 521(7553): 436—444.
- [3] Lukoševičius M, Jaeger H. Reservoir computing approaches to recurrent neural network training. *Computer Science Review*, 2009, 3(3): 127—149.
- [4] Guo Z X, Yin J L, Bai Y, et al. Spintronics for energy-efficient computing: An overview and outlook. *Proceedings of the IEEE*, 2021, 109(8): 1398—1417.
- [5] Zhang D M, Li S, Wang X R, et al. Spintronic neuromorphic devices//Wan Q, Shi Y. *Neuromorphic devices for brain-inspired computing*. Weinheim: Wiley-VCH GmbH, 2022: 47—89.
- [6] Zheng Q, Zhu X R, Mi Y Y, et al. Recurrent neural networks made of magnetic tunnel junctions. *AIP Advances*, 2020, 10(2): 025116.
- [7] Zhang Y J, Zheng Q, Zhu X R, et al. Spintronic devices for neuromorphic computing. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2020, 63(7): 277531.
- [8] Grollier J, Querlioz D, Camsari K Y, et al. Neuro-morphic spintronics. *Nature Electronics*, 2020, 3(7): 360—370.
- [9] Cai J L, Fang B, Zhang L K, et al. Voltage-controlled spintronic stochastic neuron based on a magnetic tunnel junction. *Physical Review Applied*, 2019, 11(3): 034015.
- [10] Jiang W C, Chen L N, Zhou K Y, et al. Physical reservoir computing using magnetic skyrmion memristor and spin torque Nano-oscillator. *Applied Physics Letters*, 2019, 115(19): 192403.
- [11] 张亚君,蔡佳林,乔亚,等.基于磁性隧道结的群体编码实现无监督聚类. *物理学报*, 2022, 71(14): 148506. (Zhang Y J, Cai J L, Qiao Y, et al. Implementation of unsupervised clustering based on population coding of magnetic tunnel junctions. *Acta Physica Sinica*, 2022, 71(14): 148506.)
- [12] Ralph D C, Stiles M D. Spin transfer torques. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2008, 320(7): 1190—1216.
- [13] Slavin A, Tiberkevich V. Spin wave mode excited by spin-polarized current in a magnetic nanocontact is a standing self-localized wave bullet. *Physical Review Letters*, 2005, 95(23): 237201.
- [14] Xu L, Luo Y M, Wu B R, et al. The dynamics of vertically coupled vortices excited by current with tilted spin polarization. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 2021(539): 168387.

- [15] 方彬,曾中明. 自旋纳米振荡器. 科学通报, 2014, 59(19): 1804—1811. (Fang B, Zeng Z M. Spin transfer nano-oscillators. Chinese Science Bulletin, 2014, 59(19): 1804—1811.)
- [16] 钟智勇,王棋,金立川,等. 自旋转矩纳米振荡器的研究进展. 真空电子技术, 2013(2): 19—24. (Zhong Z Y, Wang Q, Jin L C, et al. Recent research of spin torque nano-oscillator. Vacuum Electronics, 2013(2): 19—24.)
- [17] Demidov V E, Urazhdin S, Liu R H, et al. Excitation of coherent propagating spin waves by pure spin currents. Nature Communications, 2016, 7(1): 10446.
- [18] 韩伟,吴镒,罗锋,等. 走向自旋的未来信息时代. 中国科学:物理学 力学 天文学, 2022, 52(6): 5—15. (Han W, Wu D, Luo F, et al. Coming of the age with spintronics-based future information. Scientia Sinica: Physica, Mechanica & Astronomica, 2022, 52(6): 5—15.)
- [19] Li L Y, Chen L N, Liu R H, et al. Recent progress on excitation and manipulation of spin-waves in spin Hall Nano-oscillators. Chinese Physics B, 2020, 29(11): 117102.
- [20] Dieny B, Prejbeanu I L, Garello K, et al. Opportunities and challenges for spintronics in the microelectronics industry. Nature Electronics, 2020, 3(8): 446—459.
- [21] Mellnik A R, Lee J S, Richardella A, et al. Spin-transfer torque generated by a topological insulator. Nature, 2014, 511(7510): 449—451.
- [22] Sinova J, Valenzuela S O, Wunderlich J, et al. Spin Hall effects. Reviews of Modern Physics, 2015, 87(4): 1213—1260.
- [23] Yang L P, Fei Y N, Zhou K Y, et al. Maximizing spin-orbit torque efficiency of Ta(O)/Py via modulating oxygen-induced interface orbital hybridization. Applied Physics Letters, 2021, 118(3): 032405.
- [24] Han W, Otani Y, Maekawa S. Quantum materials for spin and charge conversion. npj Quantum Materials, 2018, 3(1): 27.
- [25] Liu L Q, Pai C F, Li Y, et al. Spin-torque switching with the giant spin hall effect of Tantalum. Science, 2012, 336(6081): 555—558.
- [26] Demidov V E, Urazhdin S, Ulrichs H, et al. Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current. Nature Materials, 2012, 11(12): 1028—1031.
- [27] Liu R H, Lim W L, Urazhdin S. Spectral characteristics of the microwave emission by the spin hall nano-oscillator. Physical Review Letters, 2013, 110(14): 147601.
- [28] Chen L N, Zhan X, Zhou K Y, et al. Spin-orbit torque efficiency and current-driven coherent magnetic dynamics in a Pt/Ni/Py trilayer-based spin hall Nano-oscillator. Physical Review Applied, 2022, 17(6): 064041.
- [29] Zheng C X, Zhou S, Chen X, et al. Effect of Oersted field on the localized droplet mode and propagating spin waves mode excited in spin-torque nano-oscillator. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 2021(539): 168379.
- [30] Hoffmann A, Bader S D. Opportunities at the frontiers of spintronics. Physical Review Applied, 2015, 4(4): 047001.
- [31] Cao Y, Xing G Z, Lin H, et al. Prospect of spin-orbitronic devices and their applications. iScience, 2020, 23(10): 101614.
- [32] 刘荣华,李丽媛,陈丽娜,等. 自旋霍尔纳米振荡器的非线性动力学及其应用. 物理学进展, 2020, 40(6): 195—210. (Liu R H, Li L Y, Chen L N, et al. Nonlinear dynamics and applications of spin hall nano-oscillators. Progress in Physics, 2020, 40(6): 195—210.)
- [33] Chen L N, Gao Z Y, Zhou K Y, et al. Collimated bidirectional propagating spin wave generated by a nonlocal spin-current nano-oscillator. Physical Review Applied, 2021, 16(3): 034044.
- [34] Li Q Y, Zhang P H, Li H T, et al. Experiments and SPICE simulations of double MgO-based perpendicular magnetic tunnel junction. Chinese Physics B, 2021, 30(4): 047504.
- [35] Fu Q W, Zhou K Y, Chen L N, et al. Field- and current-driven magnetization reversal and dynamic properties of CoFeB-MgO-based perpendicular magnetic tunnel junctions. Chinese Physics Letters, 2020, 37(11): 117501.
- [36] Li Z S, Fei Y N, Chen L N, et al. Highly efficient spin-orbit torque in a perpendicular synthetic ferrimagnet. Physical Review B, 2022, 105(18): 184419.
- [37] Evelt M, Soumah L, Rinkevich A B, et al. Emission of coherent propagating magnons by insulator-based



- spin-orbit-torque oscillators. *Physical Review Applied*, 2018, 10(4):041002.
- [38] Chen L N, Zhou K Y, Urazhdin S, et al. Dynamical mode coexistence and chaos in a nanogap Spin Hall nano-oscillator. *Physical Review B*, 2019, 100(10): 104436.
- [39] Chen L N, Urazhdin S, Du Y W, et al. Dynamical mode coupling and coherence in a spin hall nano-oscillator with perpendicular magnetic anisotropy. *Physical Review Applied*, 2019, 11(6):064038.
- [40] Chen L N, Urazhdin S, Zhou KY, et al. Magnetic droplet mode in a vertical nanocontact-based Spin Hall nano-oscillator at oblique fields. *Physical Review Applied*, 2020, 13(2):024034.
- [41] Chen L N, Chen Y, Zhou K Y, et al. Controllable excitation of multiple spin wave bullet modes in a Spin Hall nano-oscillator based on [Ni/Co]/Pt multilayers. *Nanoscale*, 2021, 13(16):7838—7843.
- [42] Chen L N, Wang W Q, Zhan X, et al. Spatial coexistence of multiple modes in a nanogap spin Hall nano-oscillator with extended Pt/Ni/Fe trilayers. *Physical Review B*, 2022, 105(10):104413.
- [43] Awad A A, Dürrenfeld P, Houshang A, et al. Long-range mutual synchronization of spin Hall nano-oscillators. *Nature Physics*, 2017, 13(3):292—299.
- [44] Zahedinejad M, Awad A A, Muralidhar S, et al. Two-dimensional mutually synchronized Spin Hall nano-oscillator arrays for neuromorphic computing. *Nature Nanotechnology*, 2020, 15(1):47—52.
- [45] Dumas R K, Iacocca E, Bonetti S, et al. Spin-wave-mode coexistence on the nanoscale: a consequence of the oersted-field-induced asymmetric energy landscape. *Physical Review Letters*, 2013, 110(25):257202.
- [46] Divinskiy B, Urazhdin S, Demokritov S O, et al. Controlled nonlinear magnetic damping in Spin-Hall nano-devices. *Nature Communications*, 2019, 10(1): 5211.
- [47] COMSOL Multiphysics. Stockholm, Sweden: COMSOL AB.
- [48] Fu Q W, Liang L K, Wang W Q, et al. Observation of nontrivial spin-orbit torque in single-layer ferromagnetic metals. *Physical Review B*, 2022, 105(22):224417.
- [49] Donahue M J, Porter D G. OOMMF(NIST). <http://math.nist.gov/oommf/>.
- [50] Gurevich A G, Melkov G A. *Magnetization oscillations and waves*. London, UK: CRC Press, 2020.
- [51] Suhl H. The theory of ferromagnetic resonance at high signal powers. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 1957, 1(4):209—227.

(责任编辑 杨贞)