

非对称条形纳磁体的铁磁共振频率和自旋波模式

陈亚博 杨晓阔 危波 吴瞳 刘嘉豪 张明亮 崔焕卿 董丹娜 蔡理

Ferromagnetic resonance frequency and spin wave mode of asymmetric strip nanomagnet

Chen Ya-Bo Yang Xiao-Kuo Wei Bo Wu Tong Liu Jia-Hao Zhang Ming-Liang Cui Huan-Qing
Dong Dan-Na Cai Li

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 057501 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20191622

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191622>

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

具有倾斜极化层的自旋阀结构中磁翻转以及磁振荡模式的微磁模拟

Micromagnetic modeling of magnetization switching and oscillation modes in spin valve with tilted spin polarizer

物理学报. 2018, 67(17): 177502 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180947>

基于多铁纳磁体的择多逻辑门三维磁化动态特性研究

Three-dimensional magnetization dynamics in majority gate studied by using multiferroic nanomagnet

物理学报. 2017, 66(21): 217501 <https://doi.org/10.7498/aps.66.217501>

涂覆石墨烯的非对称并行电介质纳米线波导的模式特性分析

Mode properties analysis of graphene-coated asymmetric parallel dielectric nanowire waveguides

物理学报. 2018, 67(3): 038102 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172016>

基于金刚石色心自旋磁共振效应的微位移测量方法

A method of measuring micro-displacement based on spin magnetic resonance effect of diamond color center

物理学报. 2018, 67(4): 047601 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171914>

基于倾斜纳磁体翻转倾向性的与(或)逻辑门应力模型

Modeling of stress-regulated AND (OR) logic gate based on flipping preference of tilted nanomagnet

物理学报. 2019, 68(1): 017501 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181621>

非对称条形纳磁体的铁磁共振频率和自旋波模式*

陈亚博¹⁾ 杨晓阔^{1)†} 危波¹⁾ 吴瞳¹⁾ 刘嘉豪¹⁾张明亮²⁾ 崔焕卿¹⁾ 董丹娜¹⁾ 蔡理¹⁾

1) (空军工程大学基础部, 西安 710051)

2) (空军通信士官学校有线通信系, 大连 116100)

(2019年10月23日收到; 2019年12月23日收到修改稿)

通过建立微波激励下的非对称条形多铁纳磁体的微磁模型, 研究了倾斜角和缺陷角对该形纳磁体的铁磁共振谱和自旋波模式的影响. 通过对微磁仿真得到的动态磁化数据进行分析发现, 非对称条形纳磁体倾斜角度增加, 铁磁共振频率随之增加, 而这一现象与纳磁体的缺陷角度无关. 倾斜角不变, 非对称条形纳磁体的铁磁共振频率与缺陷角度呈单调递增关系, 并且不同缺陷角度纳磁体的自旋波模式显示出极大的差异. 非对称条形纳磁体与矩形纳磁体相比, 它的自旋波模式局部化, 具体为非对称条形纳磁体的自旋波模式不对称且高进动区域存在于边缘, 表现为非对称边缘模式. 倾斜角改变导致纳磁体内部退磁场变化, 引起纳磁体边缘模式的移动, 而中心模式对倾斜角的变化并不敏感. 最后, 对建立的模型在高频微波磁场激励下的磁损耗进行了分析, 验证了模型的可靠性. 这些结论说明缺陷角和倾斜角可用于纳磁体自旋波模式和铁磁共振频率的调谐, 所得结果为可调纳磁微波器件的设计提供了重要的理论依据和思路.

关键词: 非对称条形纳磁体, 铁磁共振, 自旋波模式, 微波器件

PACS: 75.78.-n, 76.50.+g, 85.70.Kh

DOI: 10.7498/aps.69.20191622

1 引言

纳米磁性材料因其具有高抗辐射性、超低功率和非易失性等优点^[1,2], 在密度磁存储器件^[3]、磁传感器^[4]、磁逻辑器件^[5]和磁信息处理器件^[6]等方面具有巨大的应用前景, 也因此纳米磁性材料的磁化特性受到了广泛关注. 近年来, 纳磁逻辑 (NML) 器件的工作频率已经达到与纳磁体的本征自旋波频率相同^[7,8]. 因此, 许多研究者开始探索在与本征自旋波频率相同的微波磁场激发下纳米磁性材料的动态磁特性. 刘明等^[9,10]通过利用电压控制纳磁体的有效场 H_{eff} , 实现了对纳磁体的铁磁共振频率

的调控, 极大地降低了可调谐微波器件的能量消耗. Suto 等^[11], Yang 等^[12]和 Okamoto 等^[13]利用微波磁场辅助纳磁体的磁化翻转, 实现了降低翻转过程中的能耗和加快纳磁体磁化翻转. 与此同时, 利用在特定的铁磁共振 (FMR) 频率下的自旋波模式可以实现可编程的纳磁逻辑器件^[14], 并且可以显著减小电路布局面积^[15], 提高电路的工作频率^[16]. 因为纳磁逻辑器件的集体自旋波模式和性能与单个纳磁体的形状有很强的相关性^[17,18], 所以研究单个纳磁体的 FMR 频率和自旋波模式具有重要意义^[19]. 目前, 在纳磁器件中常用的对称纳磁体 (矩形、椭圆形) 的自旋波模式和 FMR 谱已经通过实验和微磁模拟得到^[20-22]. 但是, 在实际应用中这两

* 国家自然科学基金 (批准号: 61804184, 11975311)、空军工程大学校长基金 (批准号: XZJK2018034) 和空军工程大学预先研究基金 (批准号: YNJC19070502, YNJC19070504) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yangxk0123@163.com

种形状因为具有较强的形状对称性, 这会对磁化翻转带来不利影响, 例如在应变调控对称形状纳磁体的磁化翻转过程中会有较长的启动时间并且容易形成涡旋状态阻碍翻转^[23]. 当磁化方向沿纳磁体短轴时, 矩形和椭圆形纳磁体的势能会存在两个局部最小值, 在热噪声的影响下会发生随机翻转, 易导致翻转错误的出现^[24,25]. 此外, 矩形纳米磁铁具有弱偶极子反铁磁耦合作用, 这会导致信息在纳磁链路上传播时发生传递错误^[26]. 近年来, 研究人员提出了非对称条形纳磁体, 这种形状的纳磁体可以显著提高纳米磁器件的性能, 包括更高的吞吐率^[27]、更小的布局面积^[28]和更少的门延迟^[29]. 当非对称条形纳磁体沿短轴磁化时, 其势能只有一个全局最小值, 可以精确地实现翻转. 并且在信息传播过程中, 由于它存在强偶极子耦合作用^[26], 发生信息传播错误的概率非常小. 因此, 它被认为是制作高密度磁存储器的理想形状之一. 但遗憾的是, 非对称条形纳磁体在微波激励下的自旋波模式和铁磁共振频率的变化规律尚不清楚, 需要进一步研究.

2 模型结构建立

利用微磁仿真软件 OOMMF^[30] 对具有不同缺陷角和倾斜角的非对称条形纳磁体的铁磁共振谱和自旋波模式的空间分布进行了仿真分析. 为了确定 FMR 频率, 同时对纳磁体施加满足 sinc 函数的微波激励和外加电压产生的应力. 结构如图 1(a) 所示.

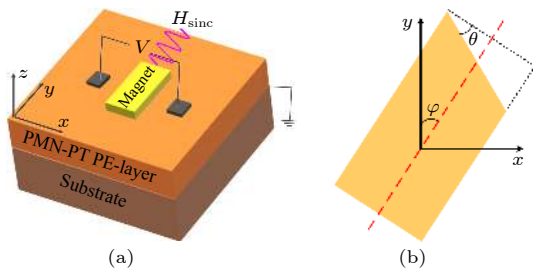


图 1 (a) 微波磁场和应力各向异性场相互垂直激励纳磁体的结构示意图, 此图中纳磁体未倾斜; (b) 纳磁体的俯视图, θ 是缺陷角度, φ 是纳磁体长轴和 y 轴之间的倾斜角度

Fig. 1. (a) Schematic illustration of nanomagnet excited by perpendicular microwave magnetic field and bias magnetic field, the magnet in this figure is not tilted; (b) top view of nanomagnet, where θ is the defect angle and φ is the tilt angle between y -axis and the long axis of nanomagnets.

在压电层上制备了磁性层和一对电极, 其中电极对连线作为 x 轴, 此时与短轴平行. 与之相垂直的方向为 y 轴, 此时它与纳磁体长轴平行. 崔继斋等^[31]和 D'Souza 等^[32]已经通过实验证明该结构可以有效地利用应力各向异性场 H_{stress} 等效外加恒定磁场. 图 1(b) 是非对称条形纳磁体的俯视图, θ 是缺陷角度和 φ 是纳磁体长轴和 y 轴之间的倾斜角度. 单畴纳磁体中磁化矢量的进动过程可以用 Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG)^[33] 方程来描述:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\alpha\gamma}{M_s}[\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})], \quad (1)$$

其中 \mathbf{M} 是纳磁体的三维磁化矢量, M_s 是饱和磁矩, γ 是旋磁比, α 是阻尼系数. \mathbf{H}_{eff} 是纳磁体的有效场^[2]:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{demag}} + \mathbf{H}_{\text{anis}} + \mathbf{H}_{\text{therm}}, \quad (2)$$

其中 $\mathbf{H}_{\text{demag}}$ 为退磁场, \mathbf{H}_{anis} 为单轴磁晶各向异性场, $\mathbf{H}_{\text{therm}}$ 为热噪声场. 在不施加电压的条件下, (2) 式中纳磁体固有的磁晶各向异性场 $\mathbf{H}_{\text{anis}} \approx 0$. 施加电压后改变了纳磁体的单轴磁晶各向异性, 所以可以通过给 OOMMF 中的磁晶各项异性场赋值 (应力各向异性场的大小和方向) 来作为电压产生的应力对纳磁体施加的应力各向异性场^[34]. 所以有效场分量 \mathbf{H}_{anis} 可以被应力各向异性场 $\mathbf{H}_{\text{stress}}$ 所代替^[35]:

$$\mathbf{H}_{\text{anis}} = \mathbf{H}_{\text{stress}} = \frac{3\lambda_s\sigma}{\mu_0 M_s^2}(\mathbf{u} \times \mathbf{M})\mathbf{u}, \quad (3)$$

其中 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$ 是真空磁导率, λ_s 是磁性材料的磁致伸缩系数, \mathbf{u} 是应力各向异性的单位向量, σ 为外加应力. 选用超坡莫合金 (supermalloy) 作为磁层的材料, 这是因为它的磁晶各向异性可以被忽略. 磁层大小为 $120 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 20 \text{ nm}$ 的椭圆柱体可以通过调整超坡莫合金中 Ni 和 Fe 的比例使它的阻尼系数 $\alpha = 0.02$ ^[15]. 它的饱和磁矩 $M_s = 6 \times 10^5 \text{ A/m}$, 交换系数 $A = 10.5 \times 10^{-12} \text{ J/m}$ ^[12]. 选择 PMN-PT ($\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3\text{-PbTiO}_3$) 作为压电层 (厚度 $t_p = 450 \text{ nm}$) 材料, 因为它具有较高的压电系数. PMN-PT 层介电常数为 1000, $d_{31} = -3000 \text{ pm/V}$, $d_{32} = 1000 \text{ pm/V}$ ^[36]. 外加电压 V 会在磁性层产生应力 σ ^[18]:

$$\sigma = \frac{Y(d_{31} - d_{32})V}{t_p(1 + \nu)}, \quad (4)$$

其中 $Y = 200 \text{ GPa}$ 是杨氏模量, 泊松比 $\nu = 0.3$.

3 缺陷角度对 FMR 频率和自旋波模式的影响仿真

首先, 通过微磁仿真得到了纳磁体的静态磁化特性, 如图 2 所示. 在纳磁体的磁化图中, 红色区域表示磁化分量 $m_x > 0$, 蓝色区域表示 $m_x < 0$. 由图 2 可以看出面内磁各向异性与缺陷角有关, 随着缺陷角度的增大, 纳磁体的易磁化轴逐渐远离纳磁体的长轴方向, 导致纳磁体的退磁场分布发生改变. 可以看出, 此时非对称条形纳磁体的形状对称性被打破, 它的磁化翻转具有倾向性. 此时对其施加应力可以实现 0 启动时间, 迅速实现 180° 磁化翻转.

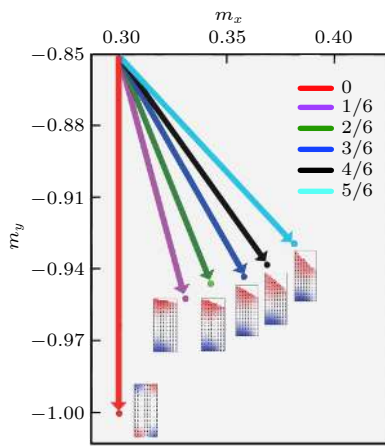


图 2 在室温下, 不同纳磁体 ($\tan\theta = 0, 1/6, 2/6, 3/6, 4/6, 5/6$) 在没有外加磁场激励下的静态自旋方向, 随着缺陷角度的增大非对称条形纳磁体的磁化方向逐渐偏离 y 轴

Fig. 2. Static spin orientation without external excitation of different nanomagnets ($\tan\theta = 0, 1/6, 2/6, 3/6, 4/6, 5/6$) at room temperature. With the increasing of the defect angle, the magnetization direction of the asymmetric strip nanomagnets deviate from the y -axis gradually.

为了使纳磁体在外加应力各向异性场的条件下发生铁磁共振, 我们使用了恒定电压产生的应力各向异性场 (沿 x 轴方向) 和 sinc 函数微波磁场 (沿 y 轴方向) 同时激励纳磁体进行微磁模拟, 主要研究了在相同的外加电压 (恒定外加应力各向异性场) 的激励条件下, 纳磁体的形状改变对纳磁体铁磁共振的影响, 施加的 sinc 函数微波磁场如下:

$$H_{\text{sinc}} = H_0 \frac{\sin(2\pi ft)}{2\pi ft}, \quad (5)$$

式中 $\mu_0 H_0 = 5 \text{ mT}$, $f = 15 \text{ GHz}$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$ 是真空中磁导率, 同时施加与微波磁场相互垂直的

$\mu_0 H_{\text{stress}} = 100 \text{ mT}$ 恒定应力各向异性场. 在微磁仿真中采用的网格大小为 $4 \text{ nm} \times 4 \text{ nm} \times 4 \text{ nm}$. 根据交换距离公式得到的网格距 [30] $l_{\text{ex}} = \sqrt{2A/(\mu_0 M_s^2)} \approx 6.8 \text{ nm}$, 但由于 OOMMF 软件对模型定义的限制并不能选择 7 nm 作为网格距离. 网格划分在缺角部位产生的锯齿状会造成部分磁矩丢失, 这会导致仿真中的材料交换能低于真实材料的交换能. 选用 4 nm 的网格距离满足了 OOMMF 软件对模型的定义, 但会导致与真实材料比交换能略微增加, 网格距离变小导致的交换能增大与锯齿状造成的交换能降低抵消后, 仿真中的交换能与真实材料的交换能的误差可以被忽略, 达到了对真实材料的仿真目的. 施加激励后, 6 种纳磁体的磁化动力学行为如图 3 所示.

从图 3 可以看出, 由于纳磁体具有不同的平面内磁各向异性, 磁化矢量具有不同的稳定状态. 通过对得到的磁化分量 m_z 的时域数据进行快速傅里叶变换 (FFT), 得到了具有不同缺陷角的非对称条形纳磁体 ($\tan\theta = 0, 2/6, 4/6, 5/6$) 的铁磁共振

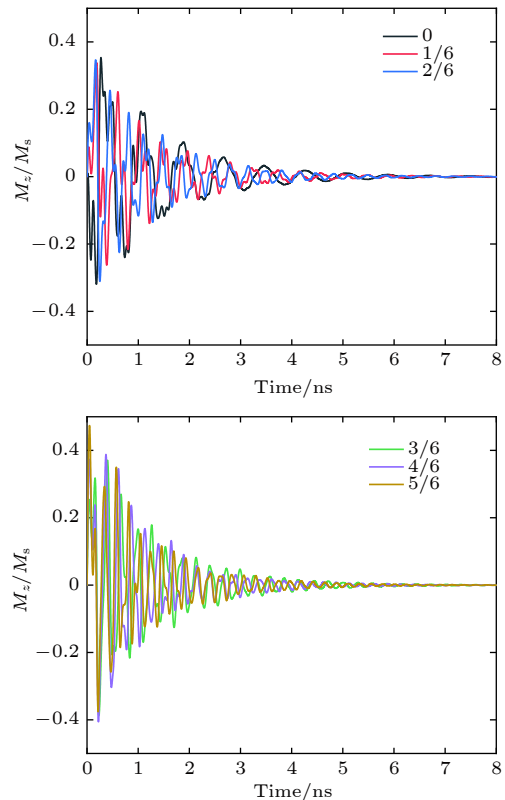


图 3 纳磁体的归一化的磁化分量 m_z 随外加磁场的激励时间的变化

Fig. 3. Normalized magnetization components m_z of nanomagnets versus the excitation time of magnetic field applied.

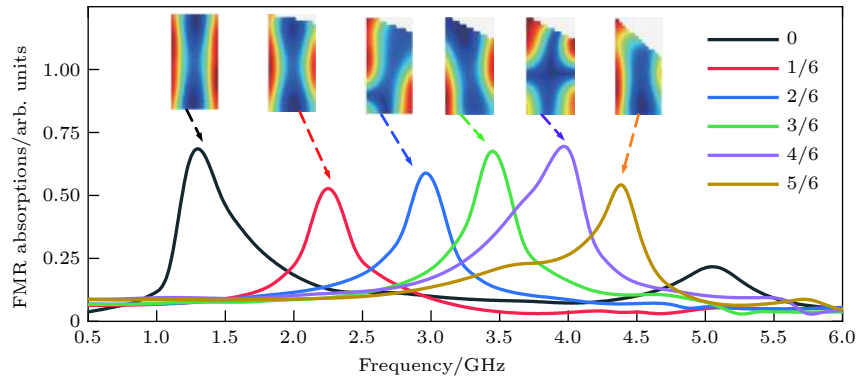


图4 不同纳磁体的FMR频率谱和最高吸收峰对应的自旋波模式 ($\tan \theta = 0, 1/6, 2/6, 3/6, 4/6, 5/6$), 图中的自旋波模式为边缘模式, 红色区域为磁矩的高进动幅度的位置, 蓝色区域为磁矩的低进动幅度的位置

Fig. 4. FMR spectra and spin wave modes of different nanomagnets ($\tan \theta = 0, 1/6, 2/6, 3/6, 4/6, 5/6$). The spin wave mode in this figure is the edge mode, the red region is the position of the high precession amplitude of the magnetic moment, and the blue region is the position of the low precession amplitude of the magnetic moment.

谱, 此时的纳磁体未发生倾斜 $\varphi = 0^\circ$, 如图4所示. 红色区域代表高进动区域, 蓝色区域代表低进动区域.

从图4可以看出, 缺陷角度对非对称条形纳磁体的铁磁共振频率和自旋波模式有显著影响. 在铁磁共振谱中, 最高吸收峰对应的铁磁共振频率会随着缺陷角度的增大而增大. 产生这个规律的主要原因是, 随着缺陷角度增大, 纳磁体的易磁化轴逐渐远离 y 轴, 同时它的难磁化轴也逐渐远离 x 轴. 此时施加的等效偏置磁场的方向沿着 x 轴, 这导致磁化方向与 x 轴平行, 随着缺陷角度增大, 纳磁体的磁化方向与它的难磁化轴间的夹角会逐渐变大, 退磁场会随着逐渐减小. 纳磁体的内部场也会随着退磁场的逐渐减少而逐渐增大, 从而导致铁磁共振频率增大. 缺陷角度对纳磁体在最高峰值对应的铁磁共振频率下的自旋波模式也产生了较大的影响. 从图4还可以看出, 不同的非对称条形纳磁体的自旋波模式的高进动区域所在的位置是不同的. 但是无论是矩形纳磁体还是非对称条形纳磁体, 由于它们最高吸收峰对应的自旋波模式的高进动区域都在纳磁体的边缘部分, 所以都可以称为边缘模式. 得到的这些结果表明, 可以通过改变非对称条形纳磁体的缺陷角度来调控它的铁磁共振频率和自旋波模式. 基于这一发现, 进一步研究了铁磁共振频率、倾斜角度和缺陷角度之间的关系.

4 倾斜角度对FMR频率和自旋波模式的影响仿真

本节中, 将第3节模型中的纳磁体顺时针旋转

一定的角度对其进行微磁仿真, 等效偏置磁场方向和微波磁场方向不变. 图5展示了随机选取的三种非对称条形纳磁体 ($\tan \theta = 2/6, 4/6, 5/6$) 与矩形纳磁体在不同倾斜角度下的铁磁共振谱, 图5中的红色角度为纳磁体倾斜角度. 结果表明随着纳磁体顺时针旋转, 最高吸收峰对应的FMR频率也随着倾斜角度增大而增大. 这个现象的主要原因是由于随着纳磁体顺时针旋转, 在外加等效偏置磁场的作用下, 磁化方向随倾斜角的增大而远离难磁化轴, 此时退磁场逐渐降低, 退磁场抵消的外加有效场部分减小, 总有效场作用在纳磁体内部的磁场增大, 从而导致纳磁体的FMR频率增大. 这表明可以通过调整纳磁体的倾斜角度来改变纳磁体的退磁场分布, 从而改变铁磁共振谱和自旋波模式的分布. 并且发现, 非对称条形纳磁体的最高吸收峰值对应的FMR频率与缺陷角呈单调递增的关系的这一规律与非对称条形纳磁体的倾斜角度无关.

通过空间傅里叶变换, 得到了在不同铁磁共振频率下的纳磁体的自旋波模式. 图6展示了非对称条形纳磁体 ($\tan \theta = 4/6$) 和矩形纳磁体在不同倾斜角度下的自旋波模式.

在自旋波模式中, 将高进动区域只位于纳磁体边缘的模式定义为边缘模式, 将高进动区域集中于纳磁体中心的模式定义为中心模式. 矩形纳磁体的中心模式可以在中频范围内找到, 而它的边缘模式主要在低频和高频范围内找到, 而非对称条形纳磁体只存在边缘模式. 结果表明两种形状的纳磁体的边缘模式表现出对倾斜角度的强烈依赖性. 这种依赖关系源于非对称条形纳磁体由于存在缺角而导致的模式局部化: 模式频率和高进动区域的分布

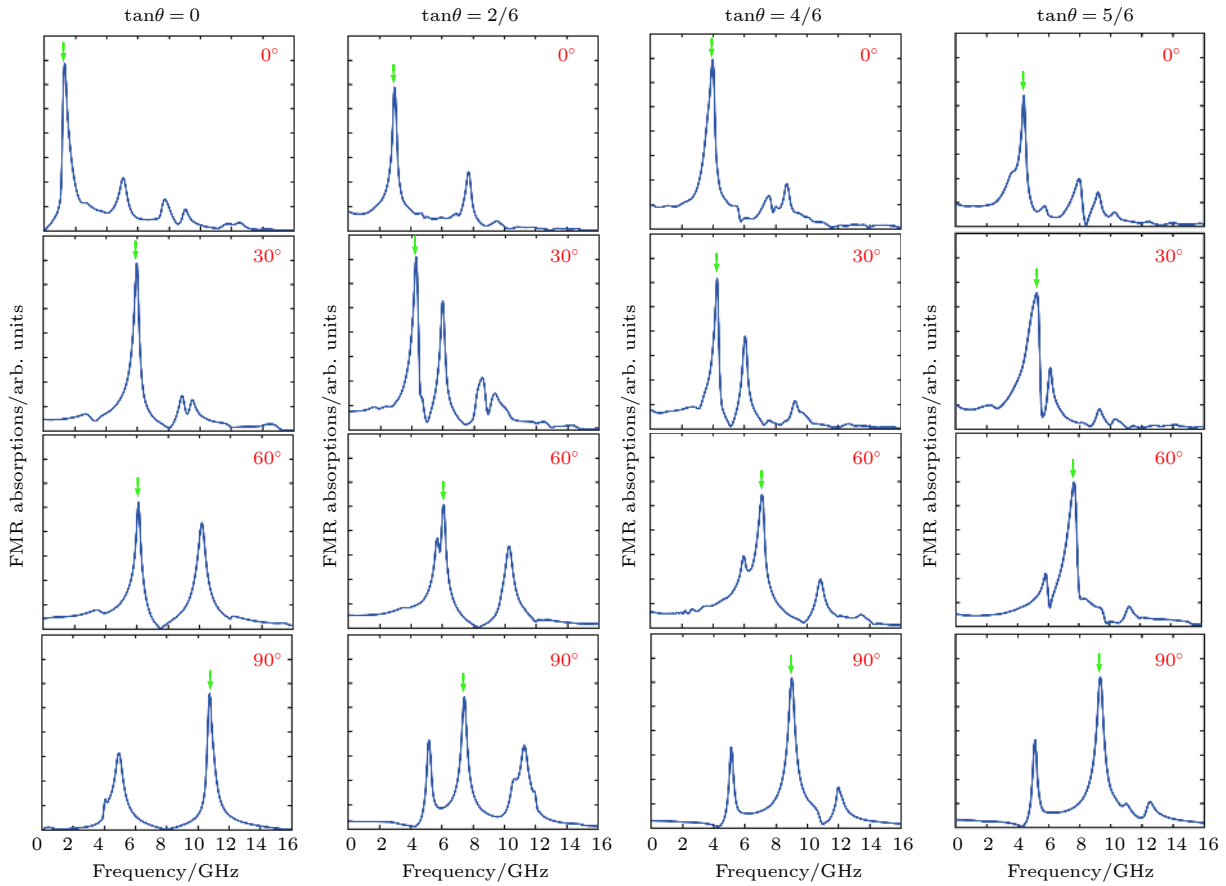


图 5 四种纳磁体 (矩形, $\tan\theta = 2/6, 4/6, 5/6$ 的三种非对称条形纳磁体) 在不同倾斜角度 φ 下的铁磁共振频率谱, 绿色箭头标记了最高吸收峰

Fig. 5. FMR spectra of nanomagnets ($\tan\theta = 0, 2/6, 4/6, 5/6$) for different tilt angle φ . The green arrow marks the highest absorption peak.

分别依赖于局部的内部退磁场的大小和分布. 因此, 非对称条形纳磁体的缺陷角度的变化改变了局部的退磁场, 从而改变了自旋波模式频率和高进动区域的位置. 另一方面, 相比于边缘模式受倾斜角影响显著而言, 矩形纳磁体的中心模式对倾斜角的变化并不敏感, 矩形纳磁体的中心模式基本保持一致. 这主要是由于矩形纳磁体为对称结构, 其形状中心位置始终保持不变. 无论倾斜角度多大, 磁化依然相对于中心位置对称, 退磁场也相对中心位置对称且在中心位置始终分布均匀. 从图 3 可以证实, 矩形纳磁体的退磁场在边角处分布不均匀, 在中心处分布均匀. 非对称条形纳磁体的自旋波模式与矩形纳磁体的自旋波模式的不同之处还在于两者模式中高进动位置的整体分布, 矩形纳磁体的边缘模式和中心模式都是对称的, 而非对称条形纳磁体的边缘模式都是不对称的. 这一显著特征主要是由纳磁体的势垒的边界变化所导致, 与纳磁体的形状各向异性有关. 在自旋波模式的实际应用中, 利

用边缘模式可以辅助纳磁体的磁化翻转并能降低翻转过程中的能量消耗, 也可以利用边缘模式实现可编程的纳磁逻辑器件. 因此, 非对称条形纳磁体比矩形纳磁体具有更多的边缘模式, 在实际应用中有更大的优势. 另一方面, 也可以通过应用不同 FMR 频率的微波激励来驱动特定的区域, 或者利用不同倾斜角度下具有不同模式这一特点, 来实现复杂的可调微波器件设计.

5 高频交变磁场激励下磁损耗对模型可靠性的影响分析

在纳磁体磁化过程或者反磁化过程中, 外部输入的能量中的一部分会在纳磁体内部转换为热能损耗, 具体包括磁滞损耗、涡流损耗和剩余损耗三类 [37]. 黄文美等 [38] 和郜春艳等 [39] 对磁致伸缩材料的高频磁场激励下的磁损耗特性进行了测试与分析, 发现磁致伸缩材料的磁损耗会随着磁场频率的

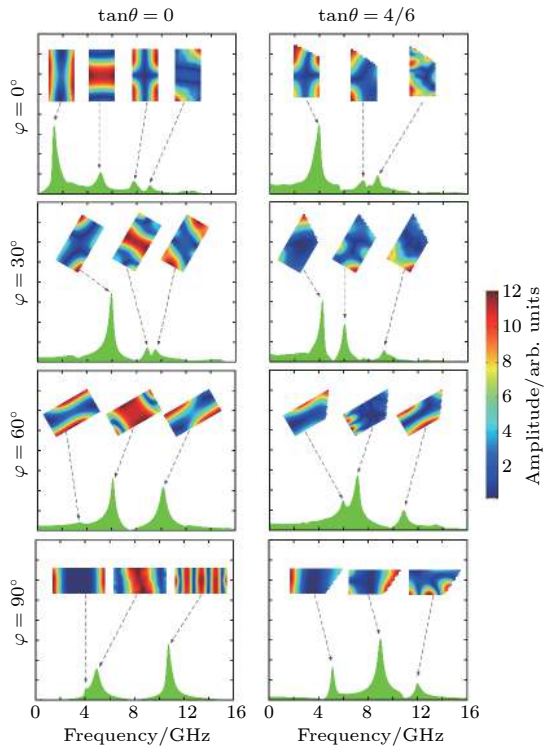


图6 矩形和非对称条形纳磁体 ($\tan\theta = 4/6$) 在不同倾斜角度 φ 下的自旋波模式. 图的右侧为自旋波模式的进动幅度的色标, 红色区域为磁矩的高进动幅度的位置, 蓝色区域为磁矩的低进动幅度的位置

Fig. 6. Spin wave mode of rectangular and asymmetric strip nanomagnets ($\tan\theta = 4/6$) at different tilt angle. The color scale for the precession intensity of the spin modes is shown at the right side of the figure, the red region is the position of the high precession amplitude of the magnetic moment, and the blue region is the position of the low precession amplitude of the magnetic moment.

增加而增大, 并且厚度小的样品其损耗的值偏小. 在高频交变磁场作用时, 涡流损耗是磁损耗的主要部分, 对磁损耗起决定作用^[37]. 在本文中出现的微波激励最高频率为 15 GHz(本文中得到的铁磁共振频率都小于 15 GHz), 属于高频激励, 涡流损耗较为严重是磁损耗的主要部分. 在高频交变磁场激励下, 涡流易导致趋肤效应的出现(频率越高越易出现), 这是在高频(GHz)纳磁器件应用中不能忽视的^[40], 即涡流产生的磁场与外加磁场方向相反, 使作用在片内的磁场逐渐减弱, 造成铁磁内部的磁场减少为零, 导致外加磁场只存在于铁磁表面一层薄膜上. 趋肤效应导致磁场只能在磁体近表面处起到磁化作用, 这一现象会严重影响到纳磁体的磁矩翻转, 所以当在微波纳磁器件中应用铁磁共振技术时必须要考虑外加高频磁场激励导致的趋肤效应是否影响了外部磁场对纳磁体内部磁矩的作用. 外

加交变磁场作用在材料内部的磁场幅值 H_m 与表面上磁场幅值的关系 H_0 (即外加交变磁场的幅值) 的关系^[41]:

$$H_m = H_0 \exp \left\{ -d_p / \left[503 \sqrt{(\rho/f) \times \mu} \right] \right\}. \quad (6)$$

从(6)式中可以看出趋肤效应与磁材料的参数和尺寸大小, 以及所施加交变磁场的频率有关. 其中 ρ 为磁性材料的电阻率, f 为外加交变磁场的频率, μ 为磁性材料的磁导率, d_p 为纳磁体内部到表面的垂直距离. 交变磁场在厚度为 $2d$ (表面到中心的距离 d) 的片状金属磁性材料中起到 $1/e$ (相当于 35%) 作用的深度(定义磁材料表面为 $d_p = 0$) 称之为趋肤深度 d_s ^[41], 即 $H_m(d_s) = H_0/e$, 求得趋肤深度:

$$d_s = 503 \sqrt{(\rho/f) \times \mu}, \quad (7)$$

其中 $\rho = 7.0 \times 10^{-7} \Omega \cdot m$ 为超坡莫合金的电阻率, $\mu = 1.13 \text{ H/m}$ 为超坡莫合金的最大磁导率^[42], $f = 15 \text{ GHz}$ 为外加交变磁场的频率. 得到所用材料的趋肤深度 $d_s \approx 1022.2 \text{ nm}$. 取超坡莫合金的最大磁导率的目的就是获得所用材料极限条件下的最小趋肤深度. 当所用材料表面到中心的距离 d 远小于趋肤深度时可以认为表面和中心受到的外场作用近似相同. 本文所用纳磁体厚度 $2d = 20 \text{ nm}$, 考虑到在制作微波纳磁器件的时候, 需要将纳磁体的一面粘合在压电层上, 所以表面到中心的距离我们定义为 20 nm (外表面到粘合面的距离). 20 nm 远小于趋肤深度 1022.2 nm , 所以可以认为交变磁场对所用的纳磁体 ($120 \text{ nm} \times 60 \text{ nm} \times 20 \text{ nm}$) 的磁化作用在表面和内部近似一致, 趋肤效应影响很小. 然后又对所用的交变磁场在纳磁体的内部位置的具体作用进行了分析, 如图7所示.

从图7中可以看出, 在黏合面处纳磁体受到的交变磁场的作用大于 0.98, 可以认为交变磁场近似完全作用在纳磁体的最深部位, 影响此处磁矩的作用近似与影响表面磁矩相同. 因此可以证明本文的模型在被应用铁磁共振技术辅助时, 涡流损耗产生的趋肤效应不会影响外磁场对纳磁体磁矩的作用. 本文采用的超坡莫合金材料具有低矫顽力和低迟滞损失, 可以最小化磁滞损耗的影响和减小相关的能量损失. 剩余损耗在高频范围内损耗机理会变得比较复杂, 并且其剩余损耗也不再是常数^[43], 一般会采用实验的方式对三种损耗进行分离并进行测量, 这也是作者在今后的实验工作中要注意并验证的.

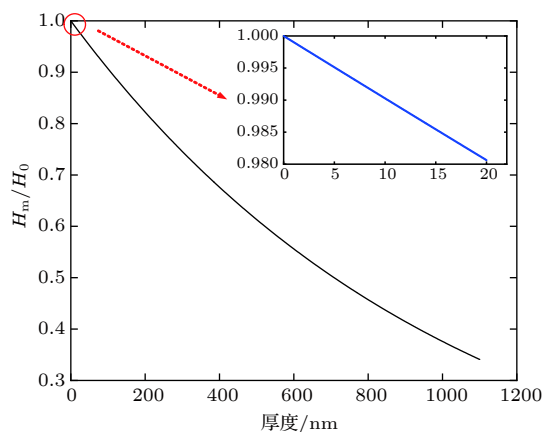


图 7 纳磁体在高频 (15 GHz) 交变磁场激励下, 外加磁场在内部作用的效果与纳磁体深度的关系, H_m 是外加交变磁场作用在材料内部的磁场幅值, H_0 为交变磁场的幅值

Fig. 7. Under the excitation of high frequency (15 GHz) alternating magnetic field, the relation between the effect of external magnetic field acting on the inside and the depth of the nanomagnet. H_m is the amplitude of the external alternating magnetic field acting on the inside of the material, and H_0 is the amplitude of the alternating magnetic field.

6 结 论

综上所述, 非对称条形纳磁体与矩形纳磁体在铁磁共振谱和自旋波模式上存在较大差异. 当缺陷角度或倾斜角度改变时, 铁磁共振频率会发生频移. 两种纳磁体的铁磁共振频率会随倾斜角度的增大而增大. 非对称条形纳磁体的铁磁共振频率会随缺陷角度的增大而增大. 矩形纳磁体具有对称的中心模式和边缘模式, 而非对称条形纳磁体仅具有非对称的边缘模式. 因此, 可以通过改变放置方式 (倾斜角度) 和缺陷角度来实现对非对称条形纳磁体的铁磁共振频率和自旋波模式的调制. 最后, 通过对磁损耗的分析, 验证了在高频微波磁场激励下建立的模型的可靠性, 对基于非对称条形纳磁体的微波纳磁器件的实际应用提供了可靠性的参数证明. 这些结果为高频纳磁器件的应用和发展提供了重要的理论依据和思路.

参考文献

[1] Zhang S L, Zhang J Y, Baker A A, Wang S G, Yu G H, Hesjedal A T 2014 *Sci. Rep.* **4** 6109
 [2] Liu J H, Yang X K, Cui H Q, Wei B, Li C, Chen Y B, Zhang M L, Li C, Dong D N 2019 *J. Magn. Magn. Mater.* **491** 165607
 [3] Kudo K, Suto H, Nagasawa T, Mizushima K, Sato R 2015 *Appl. Phys. Express* **8** 103001
 [4] Lavrijsen R, Lee J H, Fernández-Pacheco A, Petit D C M C,

Mansell R, Cowburn R P 2013 *Nature* **493** 647
 [5] Yang X K, Zhang B, Cui H Q, Li W W, Wang S 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 237502 (in Chinese) [杨晓阔, 张斌, 崔焕卿, 李伟伟, 王森 2016 物理学报 **65** 237502]
 [6] Dong D N, Cai L, Li C, Liu B J, Li C, Liu J H 2019 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52** 295001
 [7] Eklund A, Bonetti S, Sani S R, Mohseni S M, Persson J, Chung S J, Banuazizi S A H, Iacocca E, Ostling M, Akerman J, Malm B G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 092405
 [8] Zhang G F, Zhang X J, Jiang L J 2016 *Mater. Rep B: Res.* **30** 148 (in Chinese) [张光富, 张学军, 蒋练军 2016 材料导报: 研究篇 **30** 148]
 [9] Liu M, Zhou Z Y, Nan T X, Howe B M, Brown G J, Sun N X 2013 *Adv. Mater.* **25** 1435
 [10] Zhou Z Y, Peng B, Zhu M M, Liu M 2016 *J. Adv. Dielectr.* **6** 1630005
 [11] Suto H, Kanao T, Nagasawa T, Kudo K, Mizushima K, Sato R 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 262403
 [12] Yang X K, Zhang B, Liu J H, Zhang M L, Li W W, Cui H Q, Wei B 2018 *Chin. Phys. Lett.* **35** 057501
 [13] Okamoto S, Kikuchi N, Kato T, Kitakami O, Mitsuzuka K, Shimatsu T, Muraoka H, Aoi H, Lodder J C 2008 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 2874
 [14] Liu M, Howe B M, Grazulis L, Mahalingam K, Nan T X, Sun N X, Brown G J 2013 *Adv. Mater.* **25** 4886
 [15] Hu X K, Dey H, Liebing N, Csaba G, Orlov A, Bernstein G H, Porod W, Kryzsteczko P, Sievers S, Schumacher H W 2015 *IEEE Trans. Magn.* **51** 3401004
 [16] Wei B, Cai L, Yang X K, Li B J, Wang S, Feng C W, Cui H Q, Li C, Liu J H 2018 *IEEE. Magn. Lett.* **9** 3706505
 [17] Imre A 2005 *Dissertation U of Notre Dame* **8** 803
 [18] Liu J H, Yang X K, Zhang M L, Wei B, Li C, Dong D N, Li C 2018 *IEEE Electron Device Lett.* **40** 220
 [19] Gu W J, Pan J, Hu J G 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 167501 (in Chinese) [顾文娟, 潘靖, 胡经国 2012 物理学报 **61** 167501]
 [20] Nembach H T, Shaw J M, Silva T J, Johnson W L, Kim S A, Memmichael R D, Kabos P 2011 *Phys. Rev. B* **83** 094427
 [21] Mahato B K, Choudhury S, Mandal R, Barman S, Otani Y, Barman A 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 213909
 [22] Adhikari K, Barman S, Mandal R, Otani Y, Barman A 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 044010
 [23] Liu J H, Yang X K, Wei B, Li C, Zhang M L, Li C, Dong D N 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 017501 (in Chinese) [刘嘉豪, 杨晓阔, 危波, 张明亮, 李闯, 董丹娜 2019 物理学报 **68** 017501]
 [24] Vacca M, Cairo F, Turvani G, Riente F, Zamboni M, Graziano M 2016 *IEEE Trans. Nanotechnol.* **15** 962
 [25] Abeed M A, Atulasimha J, Bandyopadhyay S 2018 *J. Phys: Condens. Matter.* **30** 394001
 [26] Melo L, Soares T, Neto O P V 2017 *IEEE Trans. Magn.* **53** 1
 [27] Niemier M T, Varga E, Bernstein G H, Porod W, Alam M T, Dingler A, Orlov A, Hu X S 2012 *IEEE Trans. Nanotechnol.* **11** 220
 [28] Zhang B, Yang X K, Wang Z C, Zhang M L 2014 *Micro Nano Lett.* **9** 359
 [29] Sivasubramani S, Mattela V, Pal C, Acharyya A 2019 *Nanotechnology* **30** 37LT02
 [30] Donahue M J, Porter D G 1999 *OOMMF User's Guide, Version 1.0 Interagency Report NISTIR 6376*
 [31] Cui J Z, Hockel J L, Nordeen P K, Pisani D M, Liang C Y, Carman G P, Lynch C S 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 232905
 [32] D' Souza N, Salehi Fashami M S, Bandyopadhyay S, Atulasimha J 2016 *Nano Lett.* **16** 1069
 [33] Wei B, Cai L, Yang X K, Li C 2016 *Acta Phys. Sin.* **65**

- 217501 (in Chinese) [危波, 蔡理, 杨晓阔, 李成 2016 物理学报 **65** 217501]
- [34] Fashami-Salehi M, D'Souza N 2017 *J. Magn. Magn. Mater.* **438** 76
- [35] Fashami M S, Roy K, Atulasimha J, Bandyopadhyay S 2011 *Nanotechnology* **22** 155201
- [36] Jin T L, Hao L, Cao J W, Liu M F, Dang H G, Wang Y, Wu D P, Bai J M, Wei F L 2014 *Appl. Phys. Express* **7** 043002
- [37] Yang Q X, Li Y J 2016 *Trans. Chin. Electrotechnical Society* **31** 1 (in Chinese) [杨庆新, 李永建 2016 电工技术学报 **31** 1]
- [38] Huang W M, Xue Y L, Wang L, Weng L, Wang B W 2016 *Trans. Chin. Electrotechnical Society* **31** 173 (in Chinese) [黄文美, 薛胤龙, 王莉, 翁玲, 王博文 2016 电工技术学报 **31** 173]
- [39] Gao C Y, Huang W M, Liu Z K, Cao X N 2018 *Chin. J. Sens. Actuators* **31** 26 (in Chinese) [郜春艳, 黄文美, 刘卓锟, 曹晓宁 2018 传感技术学报 **31** 26]
- [40] Li J S, Yang Q X, Li Y J, Zhang C G 2016 *High Voltage Engineering* **42** 994 (in Chinese) [李劲松, 杨庆新, 李永建, 张长庚 2016 高电压技术 **42** 994]
- [41] Zhong W D 2017 *Ferromagnetism* (Beijing: Science Press) p366 (in Chinese) [钟文定 2017 铁磁学 (北京: 科学出版社) 第366页]
- [42] Butterill H J 1948 *Nature* **161** 554
- [43] Yan M, Peng X L 2006 *Fundamentals of Magnetism and Magnetic Materials* (Hangzhou: Zhejiang University Press) p111 (in Chinese) [严密, 彭晓领 2006 磁学基础与磁性材料 (杭州: 浙江大学出版社) 第111页]

Ferromagnetic resonance frequency and spin wave mode of asymmetric strip nanomagnet^{*}

Chen Ya-Bo¹⁾ Yang Xiao-Kuo^{1)†} Wei Bo¹⁾ Wu Tong¹⁾ Liu Jia-Hao¹⁾
Zhang Ming-Liang²⁾ Cui Huan-Qing¹⁾ Dong Dan-Na¹⁾ Cai Li¹⁾

1) (*Department of Foundation, Air Force Engineering University, Xi'an 710051, China*)

2) (*Department of Wired Communications, Air Force Communications NCO Academy, Dalian 116100, China*)

(Received 23 October 2019; revised manuscript received 23 December 2019)

Abstract

Recently, the operating frequency of nanomagnetic logic device has reached the spin wave frequency of nanomagnets. Therefore, the dynamic magnetic properties of nanomagnets, which are excited by microwave magnetic field, have been explored by many researchers. In this paper, the micro-magnetic model of asymmetric strip nanomagnets under microwave excitation is established. By using the anisotropic stress field (along the x -axis direction) that is generated by a constant voltage and the SINC function microwave magnetic field (along the y -axis direction) to excite the nanomagnets at the same time, the effects of tilt angle and defect angle on the ferromagnetic resonance (FMR) spectrum and spin wave mode of the asymmetric strip nanomagnets are studied. Spectral analysis is performed on the micromagnetic simulation data. Simulation results show that as the tilt angle of the asymmetric strip nanomagnet increases, the ferromagnetic resonance frequency increases. What is more, this phenomenon is independent of the defect angle of the nanomagnet. When the tilt angle is constant, there exists a monotonically increasing relation between the ferromagnetic resonance frequency of the asymmetric strip nanomagnet and the defect angle. The spin wave modes of the nanomagnets differ a lot as defect angle changes. The asymmetric strip nanomagnet is compared with the rectangle nanomagnet, and the spin wave mode of the asymmetric strip nanomagnet is localized. Specifically, the spin wave mode of the asymmetric strip nanomagnets is asymmetric and the high precession region exists at the edge, which is termed asymmetric edge mode. The changes of the tilt angle lead to the changes in the demagnetizing field inside the nanomagnet, which gives rise to the movement of the edge mode. However, the center mode is not sensitive to the change of tilt angle. Finally, the magnetic loss of the model under the excitation of high frequency microwave magnetic field is analyzed and the reliability of the model is verified. These findings indicate that the defect angle and tilt angle can be used to tune the spin wave mode and the ferromagnetic resonance frequency of nanomagnets, and thus providing an important theoretical basis for designing the tunable microwave nanomagnetic devices.

Keywords: asymmetric strip nanomagnet, ferromagnetic resonance (FMR), spin wave mode, microwave devices

PACS: 75.78.-n, 76.50.+g, 85.70.Kh

DOI: 10.7498/aps.69.20191622

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61804184, 11975311), the President Foundation of Air Force Engineering University, China (Grant No. XZJK2018034), and the Foundation of Advanced Scientific Research of Air Force Engineering University, China (Grant Nos. YNJC19070502, YNJC19070504).

[†] Corresponding author. E-mail: yangxk0123@163.com