纳米尺度合成反铁磁体阵列中的自旋波共振

Vladyslav Borynskyi
乌克兰国家科学院和乌克兰教育和科学部磁学研究所薄膜物理系，乌克兰基辅
v
ladislav.borinskiy
@gmail .com

Anatolii Kravets
薄膜物理系
薄膜
磁学研究所
乌克兰国家科学院和
乌克兰教育和科学部
乌克兰基辅
anatolii@kth.se

Dmytro Polishchuk
纳米结构物理
KTH皇家理工学院
技术
瑞典斯德哥尔摩
dpol@kth.se

Alexandr Tovstolytkin
物理系
薄膜
磁学研究所
乌克兰国家科学院和
乌克兰教育和科学部
乌克兰基辅
atov@imag.kiev.ua

Iryna Sharai
薄膜物理系
薄膜
乌克兰国家科学院磁学研究所
乌克兰国家科学院和
乌克兰教育和科学部
乌克兰基辅
ira-sharay@ukr.net

Vladislav Korenivski
纳米结构物理
KTH皇家理工学院
技术
瑞典斯德哥尔摩
vk@kth.se

Andrii Melnyk 科学设备集体使用中心“电子顺磁共振波谱”乌克兰国家科学院吸附与内生态学问题研究所 乌克兰基辅
mak106@ukr.net

摘要—本研究探讨了亚100纳米椭圆形合成反铁磁体（SAF）纳米圆盘阵列中驻波自旋波的动力学。我们结合微磁建模进行了详细的铁磁共振分析，以探究此类系统的若干显著特性。结果表明，对于所研究尺寸的SAF，唯一的共振响应是一条宽峰。我们证明了该模为简并模，其激发分布图类似于中心振荡与边缘型振荡的叠加。我们还展示了这种混合激发如何使该模的形状诱导各向异性近乎提升一倍。

关键词—合成反铁磁体、自旋波、铁磁共振、简并模、形状各向异性。

I. 引言

随着小型纳米元件的制造方法不断进步，其横向尺寸已缩小至几十纳米，为自旋电子学和磁振子学领域的快速发展带来了技术能力。过去几十年来，对磁性纳米结构的广泛研究不断推进，为现代器件带来了新的功能，例如神经形态结、自旋转矩振荡器以及磁振子晶体 [1], [2]。当元件尺寸缩小至特征交换长度的尺度时，例如坡莫合金（坡莫合金，$Ni_{80}Fe_{20}$）约为 5 nm，所观察到的磁化动力学会发生显著变化。由偶极相互作用驱动且通常处于高频范围的驻波自旋波会消失，仅保留众所周知的中心（均匀）模和边缘模（局域于元件边缘）振荡 [3]。这是耦合类型改变的结果：在较大的磁体中占主导地位的静磁能贡献，在单个磁层内会被较小磁体中的直接交换作用所超越。

纳米结构合成反铁磁体（SAF）或亚铁磁体的磁行为也取决于起主导作用的层间耦合类型 [4]–[6]。这类系统通常由多个铁磁（FM）层组成，层间以非磁性（NM）或顺磁性中间层隔开。根据间隔层成分及其磁态，外侧的铁磁层可以呈平行或反平行排列 [7]–[10]。SAF纳米结构的这种内部设计能够调控其磁基态，并且尤为重要的是，可实现新的磁化翻转机制 [11]。显然，这种方法有助于调控此类SAF系统的自旋波动力学。值得注意的是，将这些纳米结构集成到器件中时，可能会遇到一系列困难，例如制造缺陷或形状粗糙度 [12]–[14]。鉴于这些潜在问题以及基于SAF的系统丰富的功能，当前研究亟需对其进行全面表征。

近期研究表明，SAF 纳米圆盘呈现出额外的高阶共振模 [15]–[17], ，这些共振模可通过阵列对称性、层数及其厚度，以及元件的几何参数进行调控。最近，我们展示了 SAF 内部的特定相互作用如何实现对纳米阵列中自旋波共振的直接控制，从而为调节潜在自旋电子学应用的高速运行提供了途径 [17]。在此，我们证明，随着 SAF 纳米圆盘尺寸和形状的变化，所报道的动力学会发生显著改变。

II. 方法

采用氩溅射（Orion，AJA Int.）将构成初始薄膜样品的多层膜 Py(7 nm)/NiCu(10 nm)/Py(7 nm)沉积在硅衬底上，并以氮化钽作为保护层。掺杂镍铜合金中20%的铜含量确保了 SAF [7], [10]处于反平行，即反铁磁基态。随后通过电子束光刻制备阵列

（Voyager，Raith公司），并通过后续等离子体刻蚀工艺使每个 SAF 元件呈椭圆形。采用铁磁共振（FMR）X波段谱仪（ELEXSYS E500，Bruker公司），在恒定微波频率 9.35 GHz 下测得腔体平均响应。使用 MuMax [18], [19], 进行的微磁模拟提供了相应的计算谱，并实现了与实验数据一致的空间自旋波表征。模拟过程中，SAF 元件的布局、元件间距以及材料参数均与制备的阵列保持高度一致。

III. 结果

A. 单个混合模 阵列几何结构

以及实验装置如图1(a)的扫描电子显微镜（SEM）图像所示。阵列中任意一个SAF元件的长轴平均长度为 75 nm，而短轴约为该数值的0.7倍。我们测量了一系列腔体铁磁共振谱，每条谱线对应外部磁场的特定方位角方向 φ_H 。图(b)展示了选取的两条谱线，对应角度分别为0°和90°。所有测得的谱线均显示出一条显著的共振线，其位置高于常规坡莫合金薄膜的共振场。值得注意的是，单条共振线在0°和90°时的位置均显著高于预期的SAF饱和场 [10], [20]。因此，涡旋、自旋翻转或其他奇异磁态 [21]–[23] 不可能是该信号的来源。

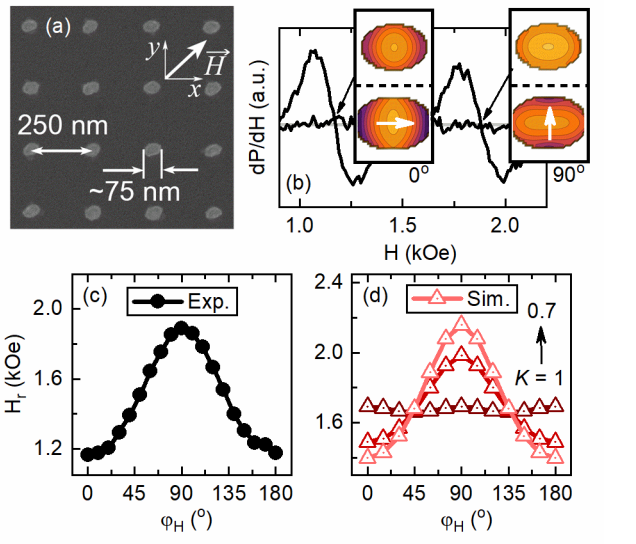


图1. (a) 制备的阵列的SEM图像。(b) 在外部磁场方向为0°和90°时测得的阵列实验铁磁共振谱。插图展示了SAF各层对应的激发分布图。(c-d) 分别根据实验数据和计算数据得到的该模式共振场随角度的变化。符号K表示SAF纳米圆盘的短轴与长轴之比。

图 1(b) 插图所示的激发图展示了振荡的空间强度分布，并证实了共振的自旋波起源。我们此前的研究表明，在 150 nm 纳米圆盘中存在三模动力学[17]，，其中合成反铁磁体内的偶极相互作用促使边缘模分裂为声学态和准光学态。然而，此处只有单一简并模被激发，我们将其归因于小尺寸元件中交换能相较于磁静力学占主导地位[3]。自旋激发分布图还表明了另一个重要结果：观测到的单一模态既不能单纯归为中心共振，也不能单纯归为边缘型共振，而是二者的混合。

B. 形状各向异性的增强 该共振场的角度依赖性

如图1(c-d)所示，共振场的角度依赖性表明，当外部磁场的取向从0°变为90°时，共振线发生了~700 Oe的显著偏移。SAF元件的椭圆度（在图(a)中清晰可见）是造成这种行为的原因之一。事实上，针对一组椭圆度值K（短轴与长轴之比）计算的H_r 依赖性，并如图(d)所示，清楚地显示出从此类阵列中常见的弱双轴各向异性 [24], [25], 向由单个元件形状各向异性决定的单轴各向异性的转变。然而，对于所考虑尺寸的SAF元件，解析估算得到的相应各向异性场值显著更小。沿长轴和短轴方向使SAF达到饱和时，退磁场之差最高可达450 Oe [26]。我们认为，所揭示的强各向异性不仅由元件形状造成，还与混合共振模式的特定构型有关，因为其空间分布在0°和90°磁化方向之间显然并不均匀。

IV. 讨论

我们的结果表明，亚百纳米SAF纳米圆盘中的磁化动力学发生了显著变化，这或许是由形状各向异性与单一杂化模态之间的相互作用所主导。该模态的振荡类型类似于广为人知的中心模态与边缘模态的组合，并由此得出以下几项重要结论。首先，整个SAF纳米结构中——包括中部和边缘区域——均存在激发，使该模态对元件形貌偏差不那么敏感，从而减小了共振频率的可能分布范围 [13]。此外，单个层内的直接交换作用超过了SAF诱导的偶极耦合，从而有效地使整个圆盘上的激发趋于均匀。因此，我们观察到单一的宽共振线（ΔH_{av} = 300 Oe）。其次，尽管振荡遍及整个SAF区域，但并非完全均匀。值得注意的是，每层边缘处的振幅更高。在这种情况下，元件的椭圆度会导致边缘间模态耦合出现差异，与静态退磁效应相辅相成，并增强单轴形状各向异性。因此，沿短轴方向激发共振需要更高的能量。这些发现为将基于SAF的结构集成到现代自旋电子器件中提供了新的思路，也有望推动其在纳米材料应用中的进一步发展。

致谢

谨此感谢乌克兰国家科学院（0122U002260和0122U001885）、瑞典研究理事会（VR 2018-03526）、Olle Engkvist基金会（项目2020-207-0460）和大众汽车基金会（资助编号97758）的支持。

参考文献

[1] A. V Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, and B. Hillebrands, “磁振子自旋电子学”, Nat. Phys., 第11卷, 第6期, 第453–461页, 2015年。[2] A. Barman, S. Mondal, S. Sahoo, and A. De, “纳米尺度磁性材料的磁化动力学：一种展望”, J. Appl. Phys., 第128卷, 第17期, 第170901页, 2020年。[3] G. Carlotti, “将单个及耦合磁性圆点的横向尺寸缩小至纳米尺度：自旋波本征模的特征与演变”, Appl. Phys. Rev., 第6卷, 第3期, 第31304页, 2019年。[4] C. Chappert, A. Fert, and F. N. Van Dau, “自旋电子学在数据存储领域的兴起”, 载于《纳米科学与技术：Nature期刊评论文集》, World Scientific, 2010年, 第147–157页。[5] W. J. Gallagher and S. S. P. Parkin, “IBM磁性隧道结磁阻式随机存取存储器的发展：从首批磁性隧道结到16 Mb磁阻式随机存取存储器演示芯片”, IBM J. Res. Dev., 第50卷, 第1期, 第5–23页, 2006年。[6] S. Yuasa, K. Hono, G. Hu, and D. C. Worledge, “自旋转移力矩磁阻式随机存取存储器的材料”, MRS Bull., 第43卷, 第5期, 第352–357页, 2018年, doi：10.1557/mrs.2018.93。[7] A. F. Kravets et al., “具有热磁开关特性的合成亚铁磁体”, Phys. Rev. B, 第90卷, 第10期, 第104427页, 2014年。[8] P. Bruno, “层间磁耦合理论”, Phys. Rev. B, 第52卷, 第1期, 第411–439页, 1995年。[9] B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit, and D. Mauri, “软铁磁多层膜中的巨磁阻”, Phys. Rev. B, 第43卷, 第1期, 第1297–1300页, 1991年。[10] D. C. Worledge, “两个相同耦合纳米磁体的磁相图”, Appl. Phys. Lett., 第84卷, 2849, 2004 15, 2847 no. pp. – .[11] B. C. Koop, T. Descamps, E. Holmgren, and V. Korenivski, “受超共振激发的合成反铁磁体中的无弛豫惯性开关”, IEEE Trans. Magn., 第53卷, 第11期, 第1–5页, 2017年。[12] H. T. Nembach, R. D. McMichael, M. L. Schneider, J. M. Shaw, and T. J. Silva, “磁性纳米结构自旋波模谱的实测与模拟比较”, Appl. Phys. Lett., 第118卷, 第1期, 第12408页, 2021年。[13] H. T. Nembach et al., “形状畸变和缺陷对纳米磁体模态频率及集体线宽的影响”, Phys. Rev. B, 第83卷, 第9期, 第94427页, 2011年。[14] B. B. Maranville, R. D. McMichael, and D. W. Abraham, “图案化工艺条件对Ni80Fe20条带薄膜边缘磁性的影响”, Appl. Phys. Lett., 第90卷, 第23期, 第232504页, 2007年。[15] M. Kuchibhotla, A. Talapatra, A. Haldar, and A. O. Adeyeye, “单层及三层结构坡莫合金纳米圆点的磁化动力学”, J. Appl. Phys., 第130卷, 第8期, 第83906页, 2021年。[16] J. C. Gartside et al., “双组分人工自旋冰中可重构的磁振子模态杂化与频谱调控”, Nat. Commun., 第12卷, 第1期, 第1–9页, 2021年。[17] V. Y. Borynskyi, D. M. Polishchuk, A. K. Melnyk, A. F. Kravets, A. I. Tovstolytkin, and V. Korenivski, “合成反铁磁纳米圆盘周期阵列中的高阶铁磁共振”, Appl. Phys. Lett., 第119卷, 第19期, 第192402页, 2021年。[18] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, and B. Van Waeyenberge, “MuMax3的设计与验证”, AIP Adv., 第4卷, 第10期, 第107133页, 2014年。[19] L. Exl, S. Bance, F. Reichel, T. Schrefl, H. P. Stimming, and N. J. Mauser, “重新审视LaBonte方法：一种用于微磁能量最小化的有效最速下降法”, J. Appl. Phys., 第115卷, 第17期, 第17D118页, 2014年。[20] S. G. Lee and S. H. Lim, “合成亚铁磁体纳米结构单元中层间偶极场与层间交换耦合的相对强度”, J. Nanosci. Nanotechnol., 第11卷, 第7期, 第6608–6611页, 2011年。[21] E. Holmgren, A. Bondarenko, B. Koop, B. Ivanov, and V. Korenivski, “强耦合涡旋对的非简并性及钉扎效应”, IEEE Trans. Magn., 第53卷, 5, 2017 11, 1no. pp. – .

[22] B. C. Koop、M. Gruschke、T. Descamps、A. Bondarenko、B. A. Ivanov 和 V. Korenivski, 《非对称纳米磁体中涡旋对的静态和动态特性》, AIP Adv., 第 6 卷, 56406, 2016年 5 月, 第 0 页。[23] S. S. Cherepov、A. Konovalenko、V. Korenivski 和 D. C. Worledge, 《自旋翻转双层的微磁学：S、C 和涡旋自旋态》, IEEE Trans. Magn., 第 46 卷, 第 6 期, 第 2124–2127 页, 2010年。[24] G. N. Kakazei 等, 《圆形铁磁点方形晶格中四重各向异性的起源》, Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys., 第 74 卷, 第 6 期, 第 1–4 页, 2006年。[25] C. Mathieu 等, 《形成方形晶格的坡莫合金微米点的各向异性磁耦合》, Appl. Phys. Lett., 第 70 卷, 第 21 期, 第 2912–2914 页, 1997年。[26] J. A. Osborn, 《一般椭球体的退磁因子》, Phys. Rev., 第 67 卷, 第 11–12 期, 第 351–357 页, 1945年。