

缺陷铁纳米环体系的磁特性研究

叶晴莹 王文静 邓楚楚 陈水源 张鑫源 王雅婧 黄秋怡 黄志高

Magnetic dynamic properties of defective iron nanorings

Ye Qing-Ying Wang Wen-Jing Deng Chu-Chu Chen Shui-Yuan Zhang Xin-Yuan Wang Ya-Jing
Huang Qiu-Yi Huang Zhi-Gao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 107502 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182271

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182271>

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

铁基软磁非晶/纳米晶合金研究进展及应用前景

Research progress and application prospect of Fe-based soft magnetic amorphous/nanocrystalline alloys

物理学报. 2018, 67(1): 016101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171473>

磁斯格明子拓扑特性及其动力学微磁学模拟研究进展

Research progress on topological properties and micro-magnetic simulation study in dynamics of magnetic skyrmions

物理学报. 2018, 67(13): 137506 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180235>

多铁材料Bi_{1-x}Ca_xFeO₃的介电、铁磁特性和高温磁相变

Dielectric properties and high temperature magnetic behavior on multiferroics Bi_{1-x}Ca_xFeO₃ ceramics

物理学报. 2015, 64(24): 247502 <https://doi.org/10.7498/aps.64.247502>

偏振光在非球形气溶胶中传输特性的Monte Carlo仿真

Simulation of radiation transfer properties of polarized light in non-spherical aerosol using Monte Carlo method

物理学报. 2015, 64(9): 094201 <https://doi.org/10.7498/aps.64.094201>

Ca²⁺掺杂对SmFeO₃的介电、铁磁特性及磁相变温度的影响

Effects of Ca²⁺ doping on dielectric, ferromagnetic properties and magnetic phase transition of SmFeO₃ ceramics

物理学报. 2018, 67(6): 067501 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172433>

缺陷铁纳米环体系的磁特性研究*

叶晴莹^{1)2)†} 王文静¹⁾ 邓楚楚¹⁾ 陈水源¹⁾²⁾ 张鑫源¹⁾
王雅婧¹⁾ 黄秋怡¹⁾ 黄志高^{1)2)‡}

1) (福建师范大学物理与能源学院, 福建省量子调控与新能源材料重点实验室, 福州 350117)

2) (福建省半导体光电材料及其高效转换器件协同创新中心, 厦门 361005)

(2018年12月26日收到; 2019年3月25日收到修改稿)

采用 Monte Carlo 方法与快速傅里叶变换微磁学方法相结合的方式, 模拟含不同缺陷的铁纳米环的磁滞回线、组态、剩磁等磁特性. 研究发现: 缺陷的大小与位置明显影响系统的磁化过程. 当缺陷较小时, 系统存在双稳态特征, 此性质与无缺陷系统类似; 当缺陷增大时, 系统过渡状态增加, 双稳态特征不再明显. 进一步的研究发现, 缺陷系统的剩磁随缺陷半径 D 的增大而增大. 上述结果与非对称纳米环系统的磁特性类似, 并可以通过零场状态下的系统自旋组态的变化加以解释. 当系统圆心与缺陷中心的间距 Y 增加时, 剩磁与 Y 的关系是非线性的: 剩磁先随 Y 的增大而增大, 后随 Y 的增大而减小. 模拟结果可用零场状态下不同 Y 值的组态变化进行详细解释. 上述研究结果表明, 缺陷可以明显影响铁纳米环的磁特性.

关键词: Monte Carlo 方法, 快速傅里叶变换微磁学方法, 缺陷铁纳米环, 磁特性**PACS:** 75.75.-c, 75.75.Jn, 75.40.Mg, 02.50.Ng**DOI:** 10.7498/aps.68.20182271

1 引言

磁性纳米材料因具有超顺磁性和磁热效应等特性吸引了许多科研工作者的注意, 在生物医学、磁记录等领域发挥着重要作用, 可广泛应用于磁存储、核磁共振成像、磁热疗、纳米药物载体等方面^[1-7]. 在种类繁多的纳米磁性材料中, 纳米环以其独特的物理、化学性质引起了科研人员的关注^[8-15]. 研究发现: 磁性纳米环在“涡旋状态”时几乎没有杂散场, 因此它们能够被密集地排列而不互相影响, 从而使得一定空间内可存储的信息量明显增加^[8]; 在复合纳米环材料中, 若将复合 Co/Pt 双分子层纳米环放置于垂直的碳纳米管内, 系统的磁性质比单纯的 Co/Pt 薄膜具有更大的矫顽力, 其磁相互作用

用产生台阶状磁滞回线^[9]; 在阵列系统中, 金属纳米环阵列的表面敏感性与体积和表面敏感度之间存在着明显的关系, 可为各种尺寸的生物分子提供一种高性能传感平台^[10]; 在纳米环的能量传输研究中发现仿生纳米环复合物的能量传送率独立于纳米环尺度^[11]; 在拓扑方法的研究中还得到石墨烯纳米环的磁特性存在着典型的量子化特征的结论^[12]; 2018年, 韩秀峰课题组通过微磁学模拟研究了纳米环磁性隧道结的磁特性, 发现纳米环磁性隧道结可作为高存储密度、低功耗的存储单元, 模拟结果与实验结果吻合较好^[16,17].

在研究纳米环磁化动力学的过程中, 科研人员发现纳米环的几何形状对纳米环组态有重要影响^[18]. 而在纳米环大规模量产的过程中, 难以避免地出现部分含缺陷的纳米环. 这些缺陷纳米环将使系统的

* 国家自然科学基金 (批准号: 61574037) 和福建省自然科学基金 (批准号: 2017J01553, 2016J01007) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qyye@fjnu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: zghuang@fjnu.edu.cn

磁特性发生相应的变化^[19]. 因此, 有必要对含缺陷的纳米环系统的磁特性进行研究.

在研究缺陷纳米环的过程中, 大部分文献采用的是实验方法或微磁学方法^[19–21], 而少见基于 Monte Carlo (MC) 方法的研究. 其原因主要在于, 传统的 MC 程序在模拟偶极能的过程中需要耗费大量的时间, 这一情况直接影响了程序的计算效率, 也将使大体系的计算难以进行. 为了克服这一问题, 本研究在传统的 MC 方法的基础上, 发展出一种 MC 方法与快速傅里叶变换微磁学 (FFTM) 方法相结合的计算方式, 这种方法可大幅提高计算效率, 将计算时间缩减为传统 MC 方法的 10%—20%^[22]. 本文在对称铁纳米环的基础上构建缺陷, 采用数值模拟的方式研究缺陷铁纳米环磁化动力学特征.

2 模型与方法

图 1 为缺陷铁纳米环模型: 纳米环外径为 R , 内径为 r , 缺陷为一个半径为 D 的圆形. 若以纳米环圆心为原点, 缺陷圆心坐标可用坐标表示为 $(0, Y)$. 此缺陷纳米环模型中 $R = 100$ nm, $r = 40$ nm, 厚度 $t = 10$ nm, 设 Y 值变化范围为 $0—140$ nm, D 值变化范围为 $0—50$ nm.

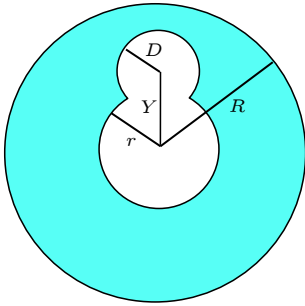


图 1 缺陷铁纳米环模型

Fig. 1. Sketch map of defective Fe nanoring.

模拟中利用 Heisenberg (海森伯) 模型^[8], 将体系的哈密顿量表示为

$$E = - \sum_{ij} J \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + D \left[\sum_{ij} \frac{\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j}{r_{ij}^3} - 3 \frac{(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{S}_j \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right] - K v_0 \sum_i (\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{u}_i)^2 - M_s v_0 H \sum_i \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{h},$$

其中, \mathbf{S}_i 是纳米环点内第 i 个原子自旋, $J = 2Ad_1\pi/6$

(d_1 是小球体直径), A 是球间的交换相互作用常数; $D = (M_s v_0)^2/2$ 是偶极相互作用常数 (其中 M_s 是饱和磁化强度); \mathbf{r}_{ij} 是第 i 个自旋与第 j 个自旋之间的位移矢量; K 是磁各向异性常数, $v_0 = \pi d_1^3/6$ 是小球的体积; \mathbf{u}_i 是第 i 个自旋的磁各向异性易轴的单位矢量; H 是外加磁场. 对于铁纳米环模拟计算, 采用的参数为 $A = 1.51 \times 10^{-11}$ J/m, $M_s = 1.7 \times 10^6$ A/m, $K = 4.8 \times 10^4$ J/m³^[8].

令磁场水平向右, 范围从 $-1500—1500$ Oe, 温度取 300 K, 采用 MC 方法与 FFTM 方法相结合的方式对系统进行模拟^[22,23]. 其中 MC 方法用于模拟系统的交换能、各向异性能、塞曼能, FFTM 方法用于模拟系统的偶极能^[22].

3 结果与讨论

图 2 为 $R = 100$ nm, $r = 40$ nm, $Y = 30$ nm, D 分别为 $0—70$ nm 的纳米环的磁滞回线. 值得注意的是, 由于 $Y = 30$ nm, 因此当 $D = 10$ nm (图 2(a)) 时, 系统并无缺陷, 即此时纳米环为对称体系, 其磁滞回线与对称铁磁纳米环磁滞回线一致, 存在典型的双稳态^[18]. 从图 2 中还可以发现, 当 $D = 20—40$ nm, 即 $D \leq r$ 时 (如图 2(b)–(d)), 系统的磁滞回线均呈现出较为明显的台阶, 说明此时系统虽然存在缺陷, 但依然保持着磁性纳米环系统的双稳态特征^[16,18]; 随着 D 的增大, 系统的过渡态逐渐增多; 当 $D = 50—60$ nm, 即 $D > r$ 时 (如图 2(e)–(f)), 由于存在众多的过渡态, 系统的台阶不再明显, 即双稳态特征已逐渐模糊; 当 $D = 70$ nm 时, 系统由于缺陷太大而从上部断开, 此时系统不再是一个圆环状态, 磁滞回线的双稳态特征消失, 其形状接近矩形, 此时系统类似于原子团或量子点的磁化行为^[24–26]. 从图 2 中可见, 随着 D 值的增加, 系统的剩磁也逐渐增大, 这一结论与不对称磁性纳米环的特征类似^[18,19].

为了研究系统剩磁与缺陷半径 D 的关系, 我们模拟了不同 Y 值条件下系统的剩磁随 D 值变化的曲线, 如图 3 所示. 从图 3 中可以发现, 对于无缺陷系统 ($Y = 30$ nm, $D = 0—10$ nm), 系统的剩磁接近于零. 而当系统的 D 值增加时, 不同 Y 值的系统剩磁都随缺陷半径的增大而明显增大.

为了分析图 3 中剩磁变化的原因, 我们模拟了 $Y = 30$ nm 时, 零场状态下系统的组态, 如图 4

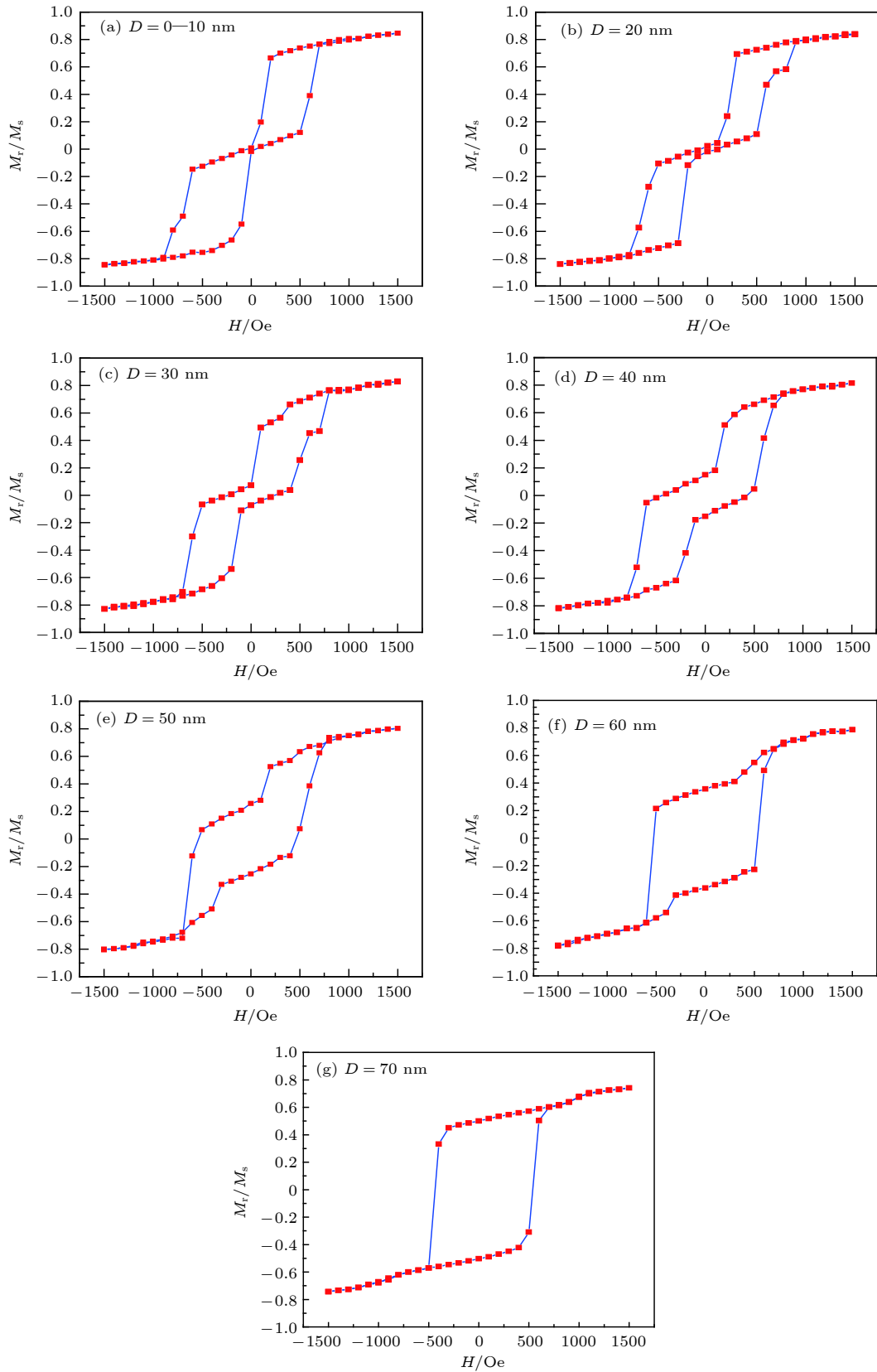


图 2 不同 D 值的纳米环磁滞回线 ($Y = 30$ nm, $R = 100$ nm, $r = 40$ nm)

Fig. 2. Hysteresis loops of defective Fe nanorings with different D ($Y = 30$ nm, $R = 100$ nm, $r = 40$ nm).

所示. 为了便于分析, 我们将系统自旋分为上下两个部分, 上半部分自旋用蓝色表示, 下半部分自旋

用黑色表示. 从图 4 可以看出, 当外场为零时, 不同 D 值的系统均为“涡旋态”. 当 $D = 0-10$ nm

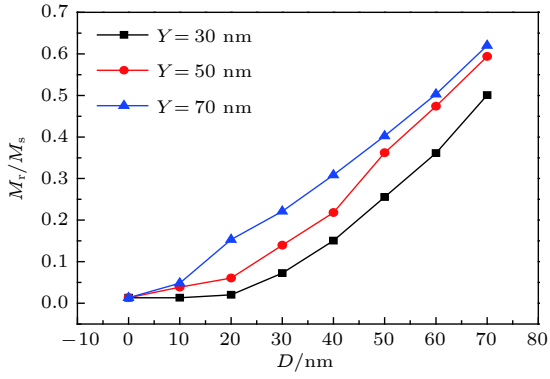


图 3 不同 Y 值条件下系统剩磁随 D 值的变化 ($R = 100$ nm, $r = 40$ nm)

Fig. 3. The relation between the remanence and D with different Y ($R = 100$ nm, $r = 40$ nm).

时 (如图 4(a)), 系统处于无缺陷状态, 这时自旋组态的上半部分原子个数与下半部分原子个数相同, 但自旋方向相反 (蓝色部分偏向左侧, 黑色部分偏向右侧). 设蓝色部分合磁矩矢量为 $\sum m_1$, 黑色部分合磁矩矢量为 $\sum m_2$. 由于 $\sum m_1$ 与 $\sum m_2$ 的方向相反, 则系统合磁矩 $\sum m = \sum m_1 + \sum m_2 \approx 0$, 因此系统磁化强度接近于零; 随着 D 值从 20 nm 逐渐增大至 60 nm (如图 4(b)–(f)), 缺陷面积逐渐增大, 系统蓝色部分原子个数逐渐减少 (即 $\sum m_1$ 减小), 而黑色部分原子个数不变 ($\sum m_2$ 基本不变), 因此 $\sum m$ 增大, 导致系统剩磁增大; 当 $D = 70$ nm 时, 系统断开 (如图 4(g)), 不再构成一个完

整的环, 此时由于缺陷面积很大, 蓝色部分原子数远小于黑色部分, 因此 $\sum m$ 继续增加, 从而出现了图 3 中剩磁随 D 值的增大而增大的现象.

为了研究系统剩磁与 Y 值的关系, 我们模拟了 $D = 30$ nm 时, 剩磁随 Y 值变化曲线, 如图 5 所示. 从图 5 中可以看出, 剩磁随着 Y 值的增加而明显的变化: 当 Y 为 0–10 nm 时, 系统剩磁保持不变; 当 Y 为 20–90 nm 时, 剩磁随 Y 的增加而增加, 并在 $Y = 90$ nm 时达到最大值; 当 Y 为 90–140 nm 时, 剩磁随 Y 的增加而减小.

为了解释 Y 值的增加导致剩磁先增大后减小的现象, 我们模拟了零场时与图 5 相对应的组态 (如图 6). 从图 6 中可以看到, 当 Y 为 0–10 nm 时, 系统处于无缺陷状态. 此时纳米环为“涡旋态”. 根据上述分析可知, 此时系统的磁化强度接近于 0. 随着 Y 值增加, 缺陷开始上移 (如图 6(b)), 此时系统蓝色部分原子个数随着 Y 的增加而减少 (当 $Y < 70$ nm 时), 即 $\sum m_1$ 减小, 而 $\sum m_2$ 几乎不变, 因此系统合磁矩 $\sum m$ 增加, 从而导致系统剩磁增加.

按上述理论分析, 系统剩磁的最大值应出现于蓝色部分原子个数最少 (缺陷面积最大的位置), 即 $Y = 70$ nm 处. 但从图 5 中可以看到, 系统的剩磁最大值出现于 $Y = 90$ nm 处, 为什么?

分析图 6(d) 和图 6(e) 可以发现, 当 Y 为 80 nm

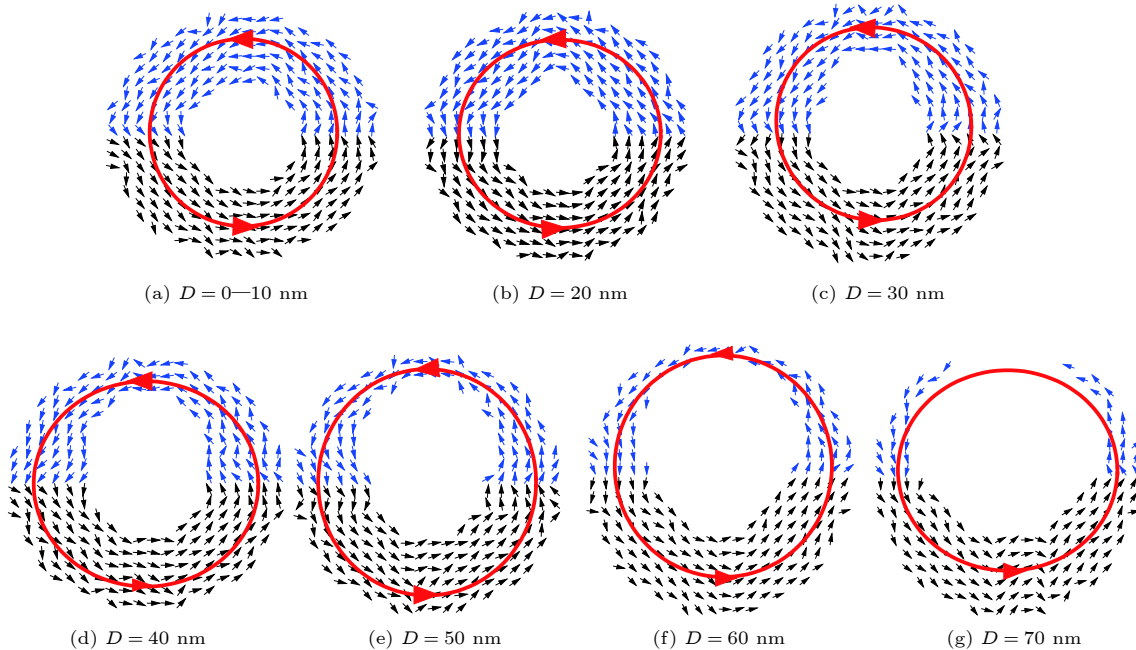


图 4 不同 D 值的铁纳米环零场下的自旋组态图 ($Y = 30$ nm, $R = 100$ nm, $r = 40$ nm)

Fig. 4. The spin configurations of Fe nanorings for different D with zero field ($Y = 30$ nm, $R = 100$ nm, $r = 40$ nm).

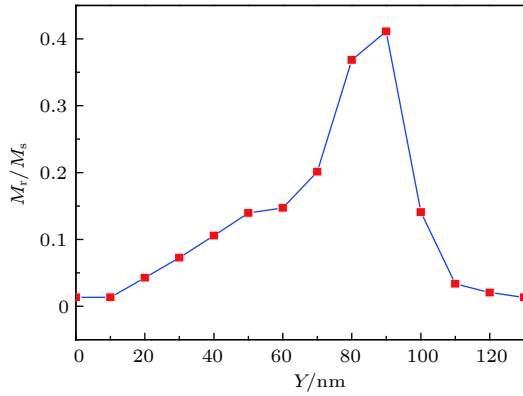


图 5 剩磁随缺陷 Y 值变化曲线 ($D = 30$ nm, $R = 100$ nm, $r = 40$ nm)

Fig. 5. The relation between the remanence and Y ($D = 30$ nm, $R = 100$ nm, $r = 40$ nm).

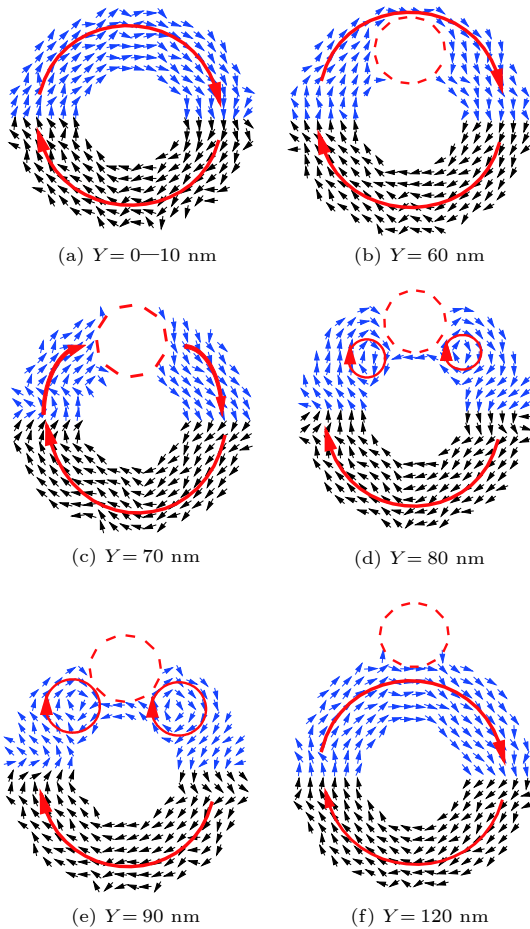


图 6 不同 Y 值的铁纳米环的自旋组态图 ($D = 30$ nm, $R = 100$ nm, $r = 40$ nm)

Fig. 6. The spin configurations of Fe nanorings for different Y ($D = 30$ nm, $R = 100$ nm, $r = 40$ nm).

和 90 nm 时, 系统的蓝色部分出现了“局部涡旋态”^[8]. 根据前面的分析, 处于“涡旋”状态的原子磁矩矢量和接近于零, 因此“局部涡旋态”处原子磁矩矢量和接近于零. 由上述分析可知, 这一情况将导

致偏向左侧的蓝色自旋个数减少, 即 $\sum m_1$ 减小, 而 $\sum m_2$ 并没有明显变化, 因此系统合磁矩 $\sum m$ 在 $Y = 80$ nm 处继续增大, 即剩磁继续增加.

而在 $Y = 90$ nm 处, 从图 6(e) 中可以看出, 局部涡旋的面积增大, 因此 $\sum m_1$ 继续减小, 合磁矩 $\sum m$ 进一步增大, 并在此处达到剩磁最大值.

随着 Y 的继续增加, 缺陷继续向上移动, 并逐渐从上方移出纳米环. 在这一过程中, 随着蓝色原子数的增加, $\sum m_1$ 也逐渐增加, 因此 $\sum m$ 逐渐减少, 系统剩磁亦逐渐减少, 从而产生了图 5 中系统剩磁随 Y 值的变化曲线.

4 结 论

通过 MC 方法与 FFTM 方法相结合的方式模拟了缺陷铁纳米环的磁特性. 研究发现: 当 $D \leq r$ 时, 系统存在双稳态特征, 这与对称纳米环的磁特性类似; 当 $D > r$ 时, 系统的双稳态特征不再明显, 当系统由于缺陷的增大而出现开口时, 系统的磁滞回线呈矩形; 当 D 从 10—70 nm 的变化过程中, 系统的剩磁逐渐增加; 研究系统剩磁与 Y 值的关系可以发现, 当 $D = 30$ nm, $Y = 0-10$ nm 时, 系统剩磁接近于 0, 并保持不变; 当 $Y = 20-90$ nm 时, 剩磁随 Y 的增加而增加; 当 $Y = 90-140$ nm 时, 剩磁随 Y 的增加而减小. 以上各现象均可用系统的自旋组态进行解释.

参考文献

- [1] Wang Y G, Zhou K J, Huang G, Hensley C, Huang X N, Ma X P, Zhao T, Baran D S, Ralph J D, Gao J M 2014 *Nat. Mater.* **13** 204
- [2] Li H, Cao Z M, Lin J Y, Zhao H, Jiang Q R, Jiang Z Y, Liao H G, Qin K, Xie Z X 2018 *Nanoscale* **10** 1930
- [3] Kim D, Lee D R, Choi Y, Methushko V 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 192404
- [4] Wang Z, Zhang G F, Li B, Chen R Y, Qin C B, Xiao L T, Jia S T 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 247803 (in Chinese) [王早, 张国峰, 李斌, 陈瑞云, 秦成兵, 肖连团, 贾锁堂 2015 *物理学报* **64** 247803]
- [5] Fatemi M, Mollania N, Momeni-Moghaddam M, Sadeghifar F 2018 *J. Biotechnol.* **270** 1
- [6] Li J C, Shao S J 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 017101 (in Chinese) [李建昌, 邵思佳 2017 *物理学报* **66** 017101]
- [7] He X M, Zhong W, Du Y W 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 227501 (in Chinese) [何学敏, 钟伟, 都有为 2018 *物理学报* **67** 227501]
- [8] Lin Z Q 2009 *M. S. Thesis* (Fzhou: Fujian Normal University) (in Chinese) [林枝钦 2009 硕士学位论文(福州: 福建师范大学)]
- [9] Yoon S, Lee S H, Kwak, Nam C, Kim W B, Cho B K 2014 *J.*

- Appl. Phys.* **115** 17B511
- [10] Liang Y Z, Li L M, Lu M D, Yuan H Z 2018 *Nanoscale* **10** 548
- [11] Parkinson P, Kamonsutthipajit N, Anderson H L, Herz L M 2016 *ACS Nano* **10** 5933
- [12] Yannouleas C, Romanovsky I, Landman U 2015 *J. Phys. Chem. C* **119** 11131
- [13] Zhang Z Y, Sun Z H, Wang Y H, Zhang Z D 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 047808 (in Chinese) [张中月, 孙中华, 王红艳, 张志东 2011 物理学报 **60** 047808]
- [14] Wang T B, Liu N H, Yu T B, Xu X M, Liao Q H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 017301 (in Chinese) [王同标, 刘念华, 于天宝, 徐旭明, 廖清华 2014 物理学报 **63** 017301]
- [15] Lü J T, Wang F W, Ma Z H, Si G Y 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 057804 (in Chinese) [吕江涛, 王凤文, 马振鹤, 司光远 2013 物理学报 **62** 057804]
- [16] Chen X, Qin J, Han X F, Liu Y 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 142406
- [17] Liu H, Wei H, Han X F, Yu G, Zhan W, Gall S, Lu Y, Hehn M, Mangin S, Sun M, Liu Y H, Cheng H 2018 *Phys. Rev. Appl.* **10** 054013
- [18] Singh N, Goolaup S, Tan W, Adeyeye A O, Balasubramaniam N 2007 *Phys. Rev. B* **75** 104407
- [19] Palma J L, Morales-Concha C, Leighton B, Escrig D J, Altbir J 2012 *J. Magn. Magn. Mater.* **324** 637
- [20] Avila J I, Tumelero M A, Pasa A A, Viegas A D C 2015 *J. Appl. Phys.* **117** 103901
- [21] Zhu F Q, Chern G W, Tchernyshyov O, Zhu X C, Zhu J G, Chien C L 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 027205
- [22] Zhong K H, Feng Q, Weng Z Z, Huang Z G 2005 *Chin. J. Comput. Phys.* **22** 534 (in Chinese) [钟克华, 冯倩, 翁臻臻, 黄志高 2005 计算物理 **22** 534]
- [23] Huang Z G, Chen Z G, Peng K, Wang D H, Zhang W Y, Zhang F M, Du Y W 2004 *Phys. Rev. B* **69** 094420
- [24] Huang Z, Chen Z, Zhang F, Du Y 2004 *Eur. Phys. J. B* **37** 177
- [25] Huang Z, Chen Z, Li S, Feng Q, Zhang F, Du Y 2006 *Eur. Phys. J. B* **51** 65
- [26] Ye Q, Feng Q, Chen S, Zhang J, Huang Z 2009 *J. Nanosci. Nanotechnol.* **9** 1635

Magnetic dynamic properties of defective iron nanorings*

Ye Qing-Ying^{1)2)†} Wang Wen-Jing¹⁾ Deng Chu-Chu¹⁾ Chen Shui-Yuan¹⁾²⁾
Zhang Xin-Yuan¹⁾ Wang Ya-Jing¹⁾ Huang Qiu-Yi¹⁾ Huang Zhi-Gao^{1)2)‡}

1) (*College of Physics and Energy, Fujian Normal University, Fujian Provincial Key Laboratory of Quantum Manipulation and New Energy Materials, Fuzhou 350117, China*)

2) (*Fujian Provincial Collaborative Innovation Center for Optoelectronic Semiconductors and Efficient Devices, Xiamen 361005, China*)

(Received 26 December 2018; revised manuscript received 25 March 2019)

Abstract

Magnetic nanorings can be high-density integrated because their stray field is low in vortex states. In this paper, the magnetic dynamic properties of the defective Fe nanorings are studied. For convenience, we assume the defect to be round in shape, whose coordinate is $(0, Y)$. Based on the Monte Carlo method and fast Fourier transformation micromagnetism method, the magnetic properties of the defective Fe nanorings, such as hysteresis loops, spin configurations, remanence, etc., are studied. The simulation results indicate that the magnetization process of the system can be affected by the sizes and locations of the defects. When the defects are small, the system has a bistable state, which is similar to the system without defects. The transition state of the system increases as the defects are enlarged, and the bistable state will be no longer so visible. The system becomes open when the defects are big enough. Meanwhile, its hysteresis loop presents a rectangular shape which is similar to cluster's or quantum dot's. The remanence increases with the radius of defect increasing. These results are in accord with the magnetic properties of asymmetric magnetic nanoring. In order to explain the above results, the spin configurations of the system are shown. The spins of defective nanorings are divided into two parts, i.e., upper half part and lower half part, which are represented as blue and black spins respectively. When the system does not have any defects, the number of blue spins is equal to black spins'. Therefore the remanence is zero when the system is in a vortex state. It is found that the number of blue spins decreases as the radius of defect increases. This situation results in the total magnetic moment increasing, which leads the remanence to increase. However, the relationship between remanence and Y (the distance between center of nanoring and center of defect) is nonlinear. The remanence first increases and then decreases with Y increasing. The simulation results can be explained by changing the spin configuration. By analyzing the spins of the upper and lower part, the magnetic moment of the system is analyzed. It is found that the number of the spins and the local vortexes can affect the remanence significantly. The results show that the magnetic properties of Fe nanorings can be affected by the defect.

Keywords: Monte Carlo simulation, fast Fourier transformation micromagnetism method, defective Fe nanoring, magnetic properties

PACS: 75.75.-c, 75.75.Jn, 75.40.Mg, 02.50.Ng

DOI: [10.7498/aps.68.20182271](https://doi.org/10.7498/aps.68.20182271)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61574037) and the Natural Science Foundation of Fujian Province, China (Grant Nos. 2017J01553, 2016J01007).

† Corresponding author. E-mail: qyye@fjnu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zghuang@fjnu.edu.cn