

# 矩形磁性纳米点动力学反磁化过程的微磁学研究<sup>\*</sup>

宋三元<sup>1)</sup> 郭光华<sup>1)†</sup> 张光富<sup>1)</sup> 宋文斌<sup>1)</sup>

1) 中南大学物理科学与技术学院, 长沙 410083)

2) 中南大学粉末冶金国家重点实验室, 长沙 410083)

(2009 年 1 月 10 日收到, 2009 年 1 月 16 日收到修改稿)

采用微磁学模拟方法研究了初始态为 C 形磁结构的矩形 CoFe 纳米点在方波脉冲场作用下的动力学反磁化过程. 研究发现, 随着脉冲场强的增强, 磁体的反磁化模式发生了改变. 当场强较弱时反磁化过程通过畴壁移动-单涡旋的形成和移动来完成, 当场强较大时反磁化过程模式转变为畴壁移动-双涡旋的形成与移动, 在更强的场强下反磁化过程通过畴壁的移动-多涡旋的形成与湮没来实现. 由于反磁化模式随场强的变化而改变, 反磁化时间随场强的增大出现振荡变化现象.

关键词: 动力学反磁化过程, 反磁化时间, 微磁学模拟

PACC: 7540M, 7560, 7560E

## 1. 引 言

磁性纳米结构体系, 由于其在自旋电子器件和各种磁传感器上的广泛应用以及一些尚未解决的科学问题而受到人们的高度重视. 当磁性纳米结构体系用于磁记录、磁性随机动态存储器 (MRAM) 和其他器件上时, 都涉及剩磁态的微磁结构及反磁化过程. 因此, 反磁化机制、反转场的大小和磁反转时间就成为首先要解决的问题. 对磁性纳米点而言, 剩磁态的微磁结构以及准静态的反磁化过程人们已经做了许多的理论和实验研究<sup>[1-10]</sup>. 研究表明, 随着纳米点的结构参数 (尺寸大小、形状) 和磁参数 (饱和磁化强度、交换作用强度、磁晶各向异性参数等) 的改变, 剩磁态存在着多个可能的稳定的微磁结构, 如准一致分布的 C 形或 S 形磁结构、朗道畴结构、单涡旋磁结构和双涡旋磁结构等<sup>[1-5]</sup>. 不同微磁结构的剩磁态, 其准静态反磁化模式也不同. 具有准一致分布的 S 形磁结构 (在两端两个边界畴的磁矩成平行排列) 的矩形纳米磁体, 其准静态反磁化过程首先是磁体中部磁矩准一致反转而上下两边的磁矩反转相对滞后, 当中部反转区域越来越大时, 带动两边磁矩的反转而实现完全反转; 对于具有准一致分布的 C 形磁结构 (两个边界畴的磁矩成反平行排列) 的矩

形磁体, 其准静态反磁化过程首先是从两个边界畴的反转开始并逐渐向磁体中间扩展, 在磁体中部形成一个 180° 畴壁, 然后畴壁在外场的作用下向边缘移动完成反磁化过程. 由于 C 形和 S 形磁结构反磁化模式的不同, 而引起磁反转场的较大差别<sup>[1, 8, 9]</sup>. 甚至具有同样 C 形剩磁磁结构的磁体, 准静态反磁化过程也会因磁体形状的差别而相差甚远<sup>[1, 10, 11]</sup>. 与准静态反磁化过程相比, 动力学的反磁化过程目前研究很少, 而对 MRAM 等工作频率为 10<sup>9</sup> Hz 的器件而言, 动力学的反磁化过程研究就非常重要. 在这种情况下反磁化过程一般是通过短脉冲场来实现, 脉冲场的形式、持续时间以及强度等都会对反磁化模式产生影响<sup>[12-14]</sup>.

本文采用微磁学模拟方法, 研究了在脉冲场作用下具有准一致分布的 C 形剩磁磁结构的矩形纳米点的反磁化过程和磁反转时间以及随场强的变化关系.

## 2. 微磁学模拟方法

作为连续介质理论, 微磁学被广泛地用于研究磁性纳米结构体系的磁学性质<sup>[15, 16]</sup>. 在这一理论中, 磁体稳定的磁矩分布由磁体吉布斯自由能极小值来确定. 磁矩的动力学变化过程遵循下列 Landau-

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 60571043) 和湖南省自然科学基金 (批准号: 07JJ3103) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: guogh@mail.csu.edu.cn

Lifshitz-Gilbert 动态方程<sup>[17]</sup>：

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{\gamma}{1+\alpha^2}\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\gamma\alpha}{(1+\alpha^2)M_s}\mathbf{M}\times(\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\text{eff}}), \quad (1)$$

其中  $\mathbf{M}$  为磁化强度矢量,  $\gamma$  为旋磁比,  $\alpha$  为阻尼系数,  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  为有效场, 是自由能的变分  $\mathbf{H}_{\text{eff}} =$

$-\frac{1}{\mu_0}\frac{\partial E_{\text{tot}}}{\partial\mathbf{M}}$ , 它包括交换场、磁晶各向异性场、退磁场

和外磁场,  $E_{\text{tot}}$  为总能量. 本文采用微磁学计算软件

OOMMF<sup>[18]</sup> 来研究 CoFe 矩形纳米点的动力学反磁化过程. 纳米点的平面尺寸为  $500\text{ nm}\times 250\text{ nm}$ , 厚度为

$5\text{ nm}$ . CoFe 的磁参数值如下<sup>[19]</sup>: 饱和磁化强度  $M_s = 1.4\times 10^6\text{ A/m}$ , 交换作用常数  $A = 1.05\times 10^{-11}\text{ J/m}$ ,

单轴磁晶各向异性常数  $K = 1.3\times 10^3\text{ J/m}^3$  (取纳米点的长轴方向为易磁化方向). 在具体计算中, 平面上网格划分大小为  $2.5\text{ nm}\times 2.5\text{ nm}$  (小于材料的交换长度

$l_{\text{ex}} = \sqrt{2AK(\mu_0 M_s^2)} = 3.1\text{ nm}$ ), 阻尼系数  $\alpha = 0.01$ . 无外场时, 磁体的稳定磁结构与所选择的初始

磁结构有关. 如让样品磁矩沿长轴方向一致分布状态出发, 经充分长时间的自由弛豫后 (或样品沿长轴方向饱和磁化外场减小到零) 所得到的稳定磁结构为准一致的 C 形磁结构; 如初始磁结构选择为与长轴方向成一定夹角的一致分布状态, 则经充分长时间的自由弛豫后得到的稳定磁结构为准一致的 S 形磁结构; 如初始磁状态为无序状态, 则所对应的稳定磁结构为涡旋结构. 这里选择准一致的 C 形磁结构作为动力学反磁化过程的初始态, 脉冲场取为方波场 (上升和下降时间为零), 方向与初始磁结构反平行, 持续时间足以完成磁体的反磁化.

### 3. 模拟结果与讨论

图 1 给出了磁性纳米点在场强为  $22\text{ mT}$  时, 磁体在动力学反磁化过程中不同时刻的瞬态微磁结构分布. 对微磁结构随时间演变的详细分析可以得到, 由于边界畴的存在, 反磁化首先从两端开始. 在施加外场的初始时刻, 在外场力矩的作用下边界畴的磁

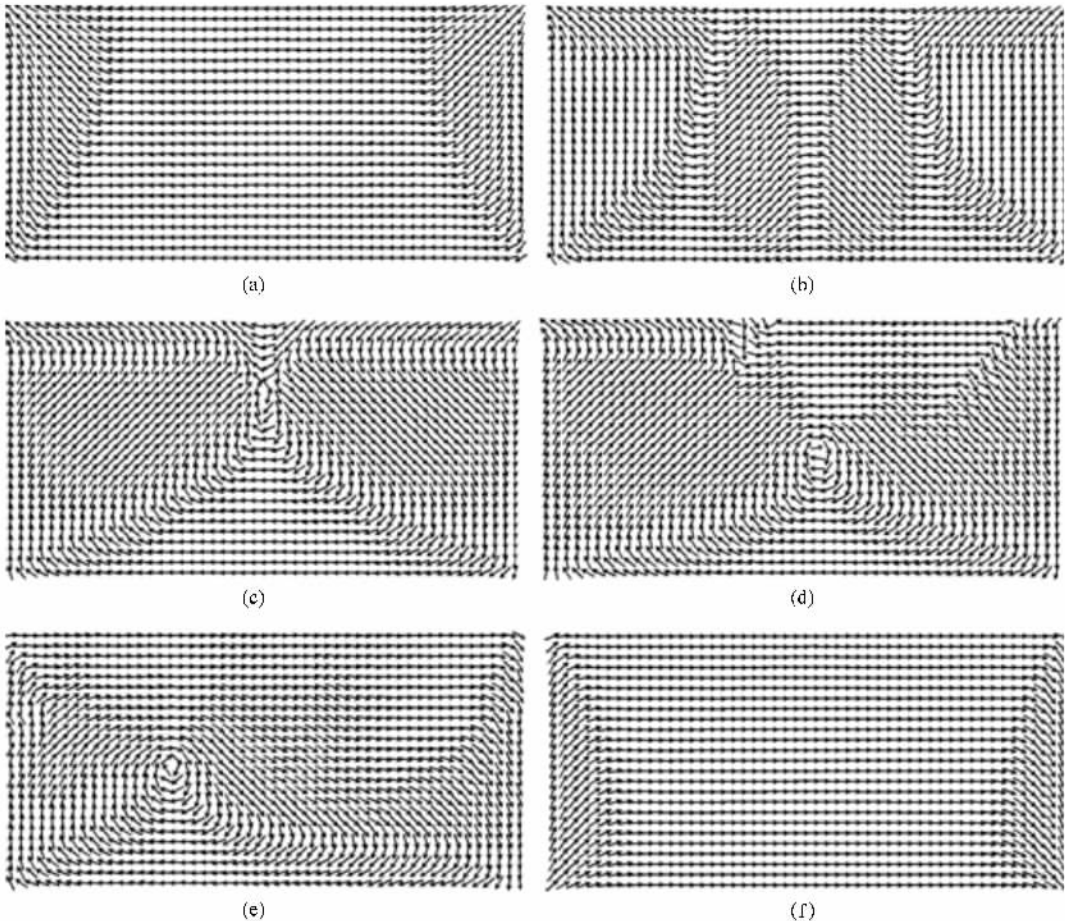


图 1 场强为  $22\text{ mT}$  时磁体在动力学反磁化过程中随时间演变的瞬间磁结构分布

矩绕外场旋转,导致垂直膜面磁矩分量的出现,引起一个较大的垂直膜面的退磁场,在这个退磁场力矩的作用下两端的磁矩在  $x-y$  平面内分别沿顺时针方向和逆时针方向发生反转,同时带动磁体内部磁矩的反转,从而形成畴壁从两端向中间移动这样一种反磁化过程.对瞬间微磁结构的仔细观察还可发现,在畴壁向中间移动的过程中,磁体中部还出现两个磁矩转动方向相反的反磁化区域,从而在磁体的正中心形成另一个畴壁,如图1(b)所示.随着边缘畴壁向中心的移动,这两个中间反磁化区域的面积和磁矩转动的幅度表现出振荡行为.从图1(c)和(d)可以看出,当两畴壁移动到磁体中部重合后,经过一段时间演变成一个涡旋的磁结构,在外场力矩的作用下这个涡旋逐渐向磁体边缘移动,直至最后消失,完成整个反磁化过程,如图1(e)和(f)所示.图2是磁体平均磁化强度的在长轴( $x$ 轴)方向的分量  $M_x$  在反磁化过程中随时间  $t$  的变化曲线.从  $M_x-t$  曲线也可看出反磁化过程可分两个阶段,阶段 I 对应畴壁从磁体两边向中间的移动过程,阶段 II 对应涡旋的形

成和移动过程.如果定义  $M_x$  的大小与初始  $M_{x0}$  大小相等时所对应的时间为反磁化时间,则外场为 22 mT 时的反磁化时间  $t_{sw}$  约为 1.85 ns.

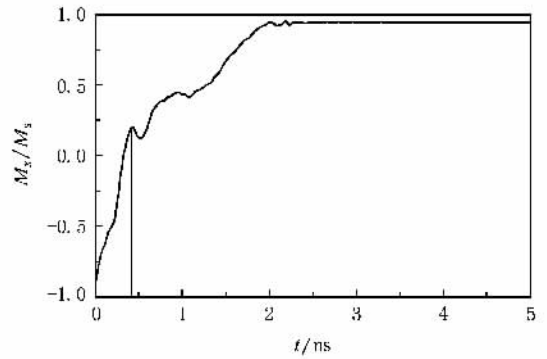


图2 场强为 22 mT 时磁体的平均磁化强度分量  $M_x$  随时间  $t$  的变化

当脉冲场强为 35 mT 时,磁体的反磁化模式发生了改变.图3是场强为 35 mT 时磁体在反磁化过程中不同时刻的瞬态微磁结构分布.从图3可以看

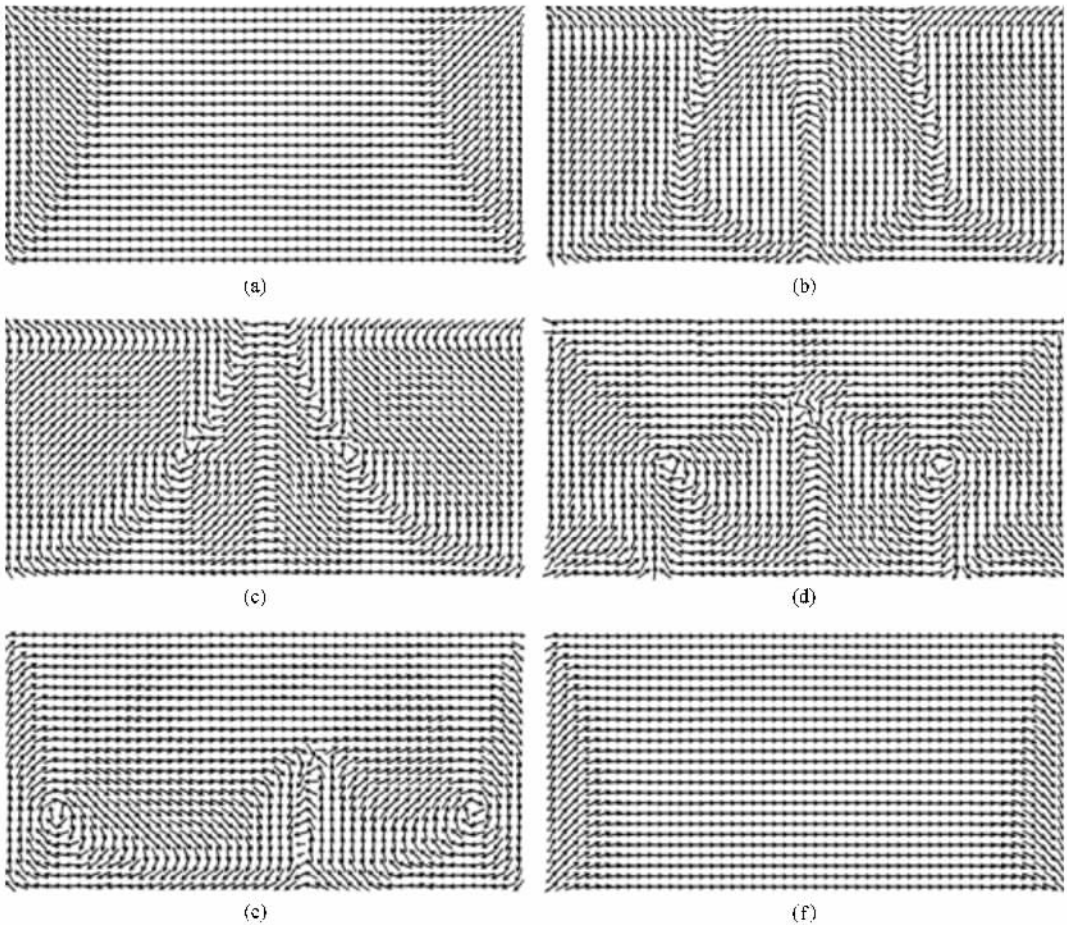


图3 场强为 35 mT 时磁体在动力学反磁化过程中随时间演变的瞬间磁结构分布

出,与场强为 22 mT 一样,反磁化也是首先从两端开始,然后畴壁从两边逐渐向中间移动,同时磁体中部也出现两个反磁化区域.与  $H = 22$  mT 情形相比,这两个反磁化区域的面积更大、振荡的强度更大,如图 3(b)所示.与  $H = 22$  mT 情形不同的是,当两畴壁移动到磁体中部时,逐渐演变为两个涡旋的磁结构,两个涡旋在外场的作用下逐渐向磁体边缘移动,最后消失,完成反磁化过程.图 4 给出了这一反磁化过程中磁体平均磁化强度分量  $M_x$  随时间  $t$  的变化过程.从图 4 中的内插图可以看出,中间两个反磁化区域的振荡行为明显表现在  $M_x-t$  曲线上.  $H = 35$  mT 时,磁体的反磁化时间为 1.26 ns.

当场强进一步增大到 50 mT 时,磁体的反磁化模式又发生了新变化.图 5 给出了反磁化过程中磁体的几个瞬间磁矩分布.与前两种模式一样,反磁化过程也是首先从磁体的两边开始,伴随着边缘畴壁向中间的移动,磁体的中部出现两个面积更大、振荡更强的反磁化区域,从而在  $M_x-t$  曲线上表现出更强的振荡行为.与前两种反磁化模式不同的是,由于中

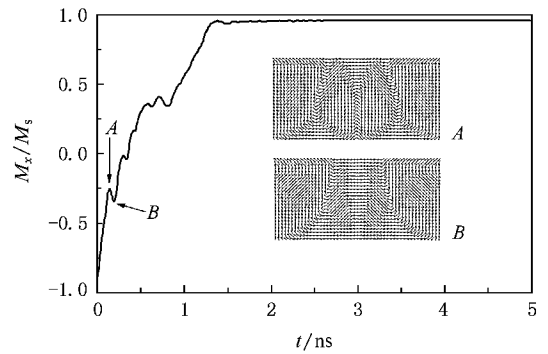


图 4 场强为 35 mT 时磁体的平均磁化强度分量  $M_x$  随时间  $t$  的变化

间两个反磁化区域的面积更大、磁矩转动幅度更大,导致两个边缘畴壁还没移动到磁体中部就开始解体、演变,最后湮没,如图 3(b)和(c)所示.图 5(d)~(f)给出了磁体正中心的畴壁维持较长时间后从下向上逐渐消失,完成磁体的反磁化过程.磁体平均磁化强度分量  $M_x$  随时间  $t$  的变化如图 6 所示.  $H = 50$  mT 时,磁体的反磁化时间为 1.1 ns.

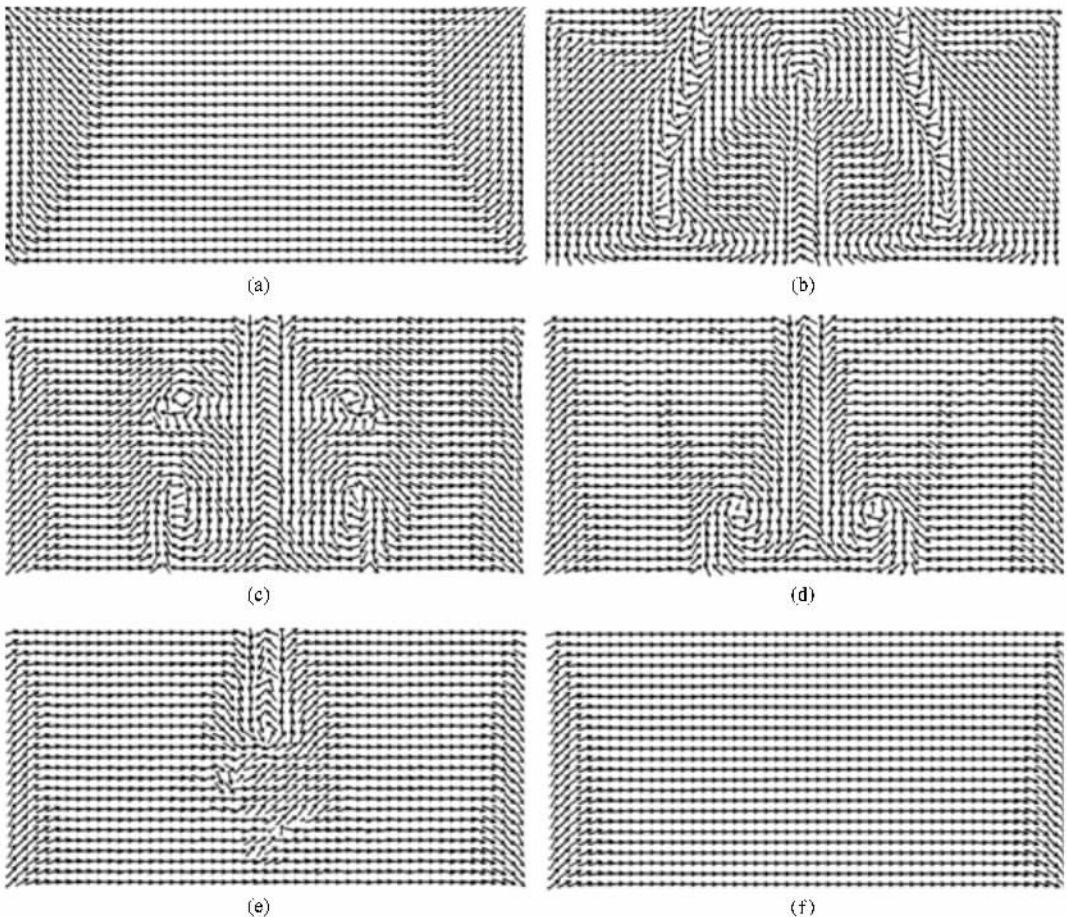


图 5 场强为 50 mT 时磁体在动力学反磁化过程中随时间演变的瞬间磁结构分布

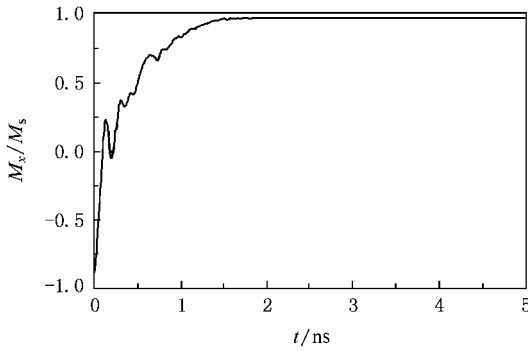


图6 场强为 50 mT 时磁体的平均磁化强度分量  $M_x$  随时间  $t$  的变化

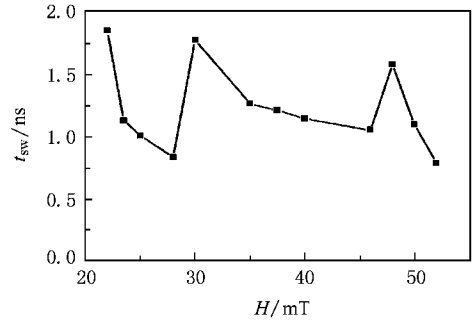


图7 磁体的反磁化时间  $t_{sw}$  随脉冲场强  $H$  的变化

更多的模拟表明,脉冲场强在 22—28 mT 范围内,磁体的反磁化模式与  $H = 22$  mT 的反磁化模式一样,我们称之为畴壁移动-单涡旋模式;此后一直到场强增大到 40 mT,反磁化模式与  $H = 35$  mT 的一样,我们将这一模式称为畴壁移动-双涡旋模式;在更强的场强下,反磁化过程转变为畴壁移动-复杂磁结构的演变和湮没过程,即  $H = 50$  mT 时的反磁化模式.图 7 给出了磁体的反磁化时间  $t_{sw}$  随脉冲场强度的变化关系.从图 7 可以看出,  $t_{sw} - H$  表现出明显的振荡行为,即对应同一种反磁化模式,磁反转时间随场强的增大而减小,而从一种反磁化模式过渡到另一种反磁化模式时,反磁化时间发生一个大的变化.原因是当两个边缘畴壁移动到磁体的内部后畴壁的解体 and 随后演变方式的不同造成的,而反磁化过程中磁体中部形成的两个反磁化区域的面积和磁矩转动幅度对边缘畴壁的移动速度和解体后磁结构的演变起着重要的作用.需要指出的是,随场强的改变上述反磁化模式的转变并不是突然发生,而是存在一个变化过程.

## 4. 结 论

本文采用微磁学模拟方法研究了初始态为 C 形磁结构的矩形 CoFe 纳米点在方波脉冲场作用下的动力学反磁化过程.研究发现,随着脉冲场强的增强,磁体的反磁化模式发生了改变.在所研究的场强下,反磁化过程首先都是两个边缘畴壁向磁体内部的移动,在移动的过程中磁体中部同时形成两个磁矩转动方向相反的反磁化区域.随着场强的增大,中部两个反磁化区域的面积和磁矩转动的幅度越来越大,且边缘畴壁移动到磁体中部后的解体 and 随后的演变与场强也有很大的关系.当场强较弱时,两畴壁重合后演变为单一涡旋及随后涡旋的移动和消失(畴壁移动-单涡旋模式);当场强较大时,边缘畴壁解体后演变为双涡旋结构及其随后的移动、消失(畴壁移动-双涡旋模式);在更强的场强下,边缘畴壁解体后演变为多个涡旋的复杂磁结构(畴壁移动-多涡旋模式).中部形成的两个反磁化区域的面积和磁矩转动幅度对边缘畴壁的移动速度和解体后磁结构的演变起着重要的作用.由于反磁化模式随场强的变化而改变,从而使反磁化时间随场强的增大出现振荡变化形式.

[1] Rave W, Hubert A 2000 *IEEE Trans. Magn.* **36** 3886  
 [2] White R L 2002 *J. Magn. Magn. Mater.* **242—245** 21  
 [3] Schabes M E 1991 *J. Magn. Magn. Mater.* **95** 249  
 [4] Ussov N A, Chang C R, Wei Z H 2002 *Phys. Rev. B* **66** 184431  
 [5] Kronmüller H, Hertel R 2000 *J. Magn. Magn. Mater.* **215—216** 11  
 [6] Chumakov D, McCord J, Schäfer R, Schultz L, Vinzelberg H, Kaltofen R, Mönch I 2005 *Phys. Rev. B* **71** 014410  
 [7] Hertel R, Kronmüller H 2000 *Physica B* **275** 1

[8] Liu X X, Chapman J N, McVitie S 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 4406  
 [9] Zheng Y F, Zhu J G 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 5471  
 [10] Cowburn R P, Koltsov D K, Adeyeye A O, Welland M E, Tricker D M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1042  
 [11] Leaf G, Kaper H, Yan M, Novosad V, Vavassori P, Camley R E, Grimsditch M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 017201  
 [12] Bauer M, Fassbender J, Hillebrands B, Stamps R L 2000 *Phys. Rev. B* **61** 3410

- [ 13 ] Koch R H , Deak J G , Abraham D W , Trouilloud P L , Altman R A , Lu Y , Gallagher W J , Scheuerlein R E , Roche K P , Parkin S S P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4512
- [ 14 ] Han X F , Grimsditch M , Meerschaut J , Hoffmann A , Ji Y , Sort J , Nogués J , Divan R , Pearson J E , Keavney D J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 147202
- [ 15 ] Xiao J J , Sun C , Xue D S , Li F S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1605 ( in Chinese ) [ 肖君军、孙超、薛德胜、李发伸 2001 物理学报 **50** 1605 ]
- [ 16 ] Yang X H 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7279 ( in Chinese ) [ 杨秀会 2008 物理学报 **57** 7279 ]
- [ 17 ] Landau L D , Lifshitz E M 1935 *Phys. Z. Sowjetunion.* **8** 153
- [ 18 ] Donahue M J , Porter D G 1999 OOMMF *User's Guide* Version 1.0 ( Interagency Report NIST IR 6376 , Gaithersburg , MD )
- [ 19 ] Inomata K , Nozaki T , Tezuka N , Sugimoto S 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 310

## Dynamical reversal of rectangular nanodot studied by micromagnetics<sup>\*</sup>

Song San-Yuan<sup>1)</sup> Guo Guang-Hua<sup>1,2)†</sup> Zhang Guang-Fu<sup>1)</sup> Song Wen-Bin<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> *School of Physics Science and Technology , Central South University , Changsha 410083 , China* )

<sup>2)</sup> *State Key Laboratory for Powder Metallurgy , Central South University , Changsha 410083 , China* )

( Received 10 January 2009 ; revised manuscript received 16 January 2009 )

### Abstract

The dynamical reversal of rectangular CoFe nanodot with initial C-state subject to square magnetic field pulse has been studied by using the micromagnetic simulations. It was found that the reversals proceeded through different modes as the pulse amplitude is increased. For the weak magnetic field pulse , the magnetization reversal is realized through the motion of the end domain walls toward the central part of magnet and , subsequently , the formation and motion of a single vortex. As the strength of magnetic field pulse become stronger , the reversal is accomplished through the motion of the end domain walls plus the formation and motion of two vortex structure. For much stronger field pulse the reversal process is the motion of the end domain walls and subsequent formation and annihilation of several vortices. The dependence of reversal time on the field pulse amplitude displays oscillating characteristic due to the transitions of reversal modes with the field strength.

**Keywords** : dynamical reversal , switching time , micromagnetic simulations

**PACC** : 7540M , 7560 , 7560E

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60571043 ) and the Natural Science Foundation of Hunan Province , China ( Grant No. 07JJ3103 ).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : guogh@mail.csu.edu.cn