

段化 $(A/B)_m$ 复合纳米线阵列的矫顽力机理^{*}

史慧刚 司明苏 薛德胜[†]

(兰州大学 磁学与磁性材料教育部重点实验室 兰州 730000)

(2004 年 11 月 1 日收到, 2004 年 11 月 29 日收到修改稿)

基于球链模型的对称扇形转动机理, 考虑了段间的界面交换耦合作用, 对利用电化学沉积方法制备的段化复合磁性纳米线六角阵列的磁滞回线进行了系统的研究, 提出了矫顽力随复合段数 m 的变化规律. 指出在这种段化复合纳米线阵列中, 段间的交换耦合作用对磁化反转起着重要的影响.

关键词: 球链模型, 复合纳米线, 矫顽力, 交换耦合

PACC: 7540M, 7550B, 7540C

1. 引 言

近些年来, 由于磁性纳米线阵列在高密度磁记录、传感器元件和纳米磁体的基础研究过程中发挥的重要作用, 人们对利用电化学沉积方法制备的磁性纳米线阵列研究产生了浓厚的兴趣^[1-4], 并且试图从理论和实验上去理解纳米线与其同类的块状或薄膜样品相比所展示出的独特性质^[5]. 但是人们对于磁性纳米线阵列的磁化细节仍不太清楚. 一些基于微磁学理论的模型已经被用来模拟单根纳米线的磁化反磁化过程^[6,7]. 如果考虑纳米线间的静磁耦合作用, 由于计算量的限制, 微磁学模型只能模拟少许的纳米线^[8], 因此许多模型都经过了适当的简化假设. Fodor 等人^[4]经过简化模型后可以模拟线间的静磁耦合作用. 另外, Sellmyer 等人^[9]考虑了纳米线的不完美性对磁化反磁化过程所造成的影响, 对纳米线的磁性进行了详细研究. 对于段化复合磁性纳米线而言, 微磁学模拟将会更加复杂, 很少有文献研究过这样一个系统的磁性.

众所周知, 在纳米线中形状各向异性起着决定性作用, 它直接影响着矫顽力、剩磁的大小和磁滞回线的形状. Almaglawi 等人^[10]和 Zhan 等人^[11]采用了球链模型对称扇形转动机理^[12,13]对单根纳米线的磁化反磁化过程进行了模拟计算, 已经证实了至少当

磁场沿着线轴时模拟结果和实验数据比较接近. 本文在球链模型对称扇形转动机理的基础上, 设计了带有界面交换耦合作用的球链模型, 并以 Fe₂Ni 段化复合纳米线为例做了计算, 提出了矫顽力随复合段数 m 的变化规律. 这对于理解实际的磁化反磁化机理具有重要的指导意义.

2. 实验结果

利用电化学沉积方法, 在分别包含 Ni 离子和 Fe 离子的两个电解槽中交替沉积相同时间的 Ni 段和 Fe 段, 在段数变化的同时保持总长度不变从而形成了段化复合纳米线. 纳米线的直径约 50nm, 长约 3 μ m, 更加详细的内容在文献 [14] 中已介绍. 考虑到不同段数 m 对应的所有磁滞回线形状类似, 图 1 给出了具有代表性的 $(\text{Ni/Fe})_2$ 样品的磁滞回线. 从图中可以看到, 当外场平行于纳米线线轴方向时, 得到的矫顽力比外场垂直于纳米线线轴方向时的矫顽力要大很多, 说明纳米线阵列有明显的形状各向异性, 形成了磁矩的择优取向. 从图中还可以看出磁滞回线是光滑的简单回线, 并没有出现两个矫顽力值, 这说明 Ni, Fe 两磁相之间有着有效的交换耦合作用.

3. 界面交换耦合作用球链模型

研究磁性纳米线的矫顽力, 最重要的就是要研

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10374038 和 50171032)资助的课题.

[†] E-mail: xueds@lzu.edu.cn

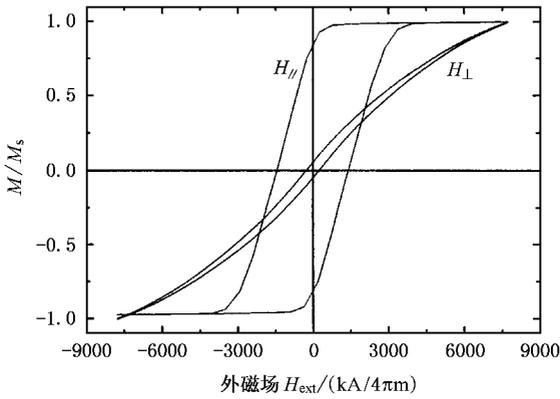


图1 具有代表性的段化复合纳米线 (Ni/Fe_2) 的磁滞回线

究纳米线中磁化反磁化过程. 综合所有样品的磁滞回线, 结果表明矫顽力随着段数的增加而增大. 我们利用传统的对称扇形球链模型模拟实验结果, 发现与实验规律不符合. 也就是说计算结果是随着段数的增加矫顽力在降低^[14]. 因此我们认为在段化复合纳米线中, 段间的交换耦合作用对磁化反磁化过程起着重要影响. 我们构造了如图2所示的球链模型, 即由于交换耦合作用, A, B 段界面处两个球的磁矩是平行排列而不是对称扇形排列. 利用这个模型来模拟实验结果, 发现和实验结果是定性一致的^[14].

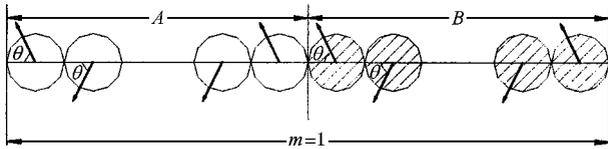


图2 具有交换耦合作用的球链模型

纳米线在磁化过程中的总能量可写为

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{ex}} + E_{\text{mcr}} + E_{\text{dem}} + E_{\text{sp}} + E_{\text{dip}} + E_{\text{ext}} \quad (1)$$

等式右边从左到右分别代表交换能、磁晶各向异性能、退磁能、磁弹性能、磁偶极相互作用能和外磁场能 (Zeeman 能). Liu 等人^[15]已经对包含有交换能、各向异性能和塞曼能等的磁性阵列进行了研究. 对于在对称扇形转动机理的球链模型中, 交换能和磁晶各向异性能是可以忽略的^[12]. 但是, 当球链由两种不同的物质组成时, 由于两种物质在性质上的差异, 它们之间界面处的交换耦合是必须考虑的, 并且用界面处两球磁矩平行排列来描述这种交换耦合作用. 对于退磁能 E_{dem} 来说, 由于纳米线明显的形状各向异性导致在线轴方向退磁因子 N 几乎为零, 这一项可以被忽略. 对于磁弹性能 E_{sp} 来说, 由于在磁化

过程中忽略磁滞伸缩, 因此这一项也可以被忽略. 这样, 纳米线在磁化过程中的总能量就仅仅考虑磁偶极相互作用能和外磁场能.

把每个球看成一个磁矩为 μ , 直径为 a 的磁偶极子. 由于静磁相互作用, 自排列机理使单畴球和它们的磁矩沿着一个共同的轴排列. 在计算中假设每个磁矩与线轴的夹角为 θ . 此时, 任意两个磁偶极子的相互作用能为

$$E_{ij} = \frac{\mu_i \mu_j}{a_{ij}^3} [\cos(\theta_i - \theta_j) - 3\cos\theta_i \cos\theta_j], \quad (2)$$

其中, $\mu_i = \mu_j = \mu$ 为每个球的磁矩. θ_i, θ_j 分别表示 μ_i 和 μ_j 与 a_{ij} 之间的夹角.

4. 计算与讨论

利用图2所示的模型计算矫顽力时, 球链的总能量为所有球之间的偶极相互作用能和外磁场能的和, 可以写为

$$\begin{aligned} E_{\text{tot}} = & m \frac{\mu_A^2}{D^3} N_A [L_{NA}(\cos 2\theta - 3\cos^2 \theta) \\ & + M_{NA}(1 - 3\cos^2 \theta)] \\ & + m \frac{\mu_B^2}{D^3} N_B [L_{NB}(\cos 2\theta - 3\cos^2 \theta) \\ & + M_{NB}(1 - 3\cos^2 \theta)] \\ & + m \frac{\mu_A \mu_B}{D^3} (N_A + N_B) [L_{AB}(\cos 2\theta - 3\cos^2 \theta) \\ & + M_{AB}(1 - 3\cos^2 \theta)] \\ & + \sum_{n=1}^{m-1} \chi(m-n) \frac{\mu_A^2}{D^3} N_A [L_{lm}^{AA}(\cos 2\theta - 3\cos^2 \theta) \\ & + M_{lm}^{AA}(1 - 3\cos^2 \theta)] \\ & + \sum_{n=1}^{m-1} \chi(m-n) \frac{\mu_B^2}{D^3} N_B [L_{lm}^{BB}(\cos 2\theta - 3\cos^2 \theta) \\ & + M_{lm}^{BB}(1 - 3\cos^2 \theta)] \\ & + \sum_{n=1}^{m-1} (m-n) \frac{\mu_A \mu_B}{D^3} (N_A + N_B) \\ & \times [L_{lm}^{AB}(\cos 2\theta - 3\cos^2 \theta) + M_{lm}^{AB}(1 - 3\cos^2 \theta)] \\ & + \sum_{n=1}^{m-1} (m-n) \frac{\mu_A \mu_B}{D^3} (N_A + N_B) \\ & \times [L_{lm}^{BA}(\cos 2\theta - 3\cos^2 \theta) + M_{lm}^{BA}(1 - 3\cos^2 \theta)] \\ & + m(N_A \mu_A + N_B \mu_B) H \cos \theta, \quad (3) \end{aligned}$$

这里 D 是小球的直径, 且有 $\mu_A = \frac{\pi}{6} M_{SA} D^3$ 和 $\mu_B =$

$\frac{\pi}{6} M_{SB} D^3$. 利用 $\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0$ 和 $\frac{\partial^2 E}{\partial^2 \theta} > 0$, 求能量的最小值, 得出当外场平行于线轴时段化复合纳米线的矫顽力为

$$H_c = \frac{\pi}{6m(N_A M_{SA} + N_B M_{SB})} \times [mM_{SA}^2 N_A (2L_{NA} + 6M_{NA}) + mM_{SB}^2 N_B (2L_{NB} + 6M_{NB}) + mM_{SA} M_{SB} (N_A + N_B) (2L_{AB} + 6M_{AB}) + \sum_{n=1}^{m-1} \chi(m-n) M_{SA}^2 N_A (2L_{lm}^{AA} + 6M_{lm}^{AA}) + \sum_{n=1}^{m-1} \chi(m-n) M_{SB}^2 N_B (2L_{lm}^{BB} + 6M_{lm}^{BB})]$$

$$+ \sum_{n=1}^{m-1} (m-n) M_{SA} M_{AB} (N_A + N_B) (2L_{lm}^{AB} + 6M_{lm}^{AB}) + \sum_{n=1}^{m-1} (m-n) M_{SA} M_{AB} (N_A + N_B) (2L_{lm}^{BA} + 6M_{lm}^{BA})], \tag{4}$$

这里 m 是复合段数, N_A 和 N_B 分别是 A 球和 B 球的个数, 并且均为偶数. M_{SA} 和 M_{SB} 分别是 A 球和 B 球的饱和磁化强度. L 和 M 分别是与球链中 A 球和 B 球的个数 N 有关数列 (见附录).

利用(4)式, 以 A 代表 Fe, B 代表 Ni 为例我们计算了当 $N_A + N_B$ 的值一定, 而 N_A 和 N_B 比率不同时的矫顽力变化规律, 如图 3 所示.

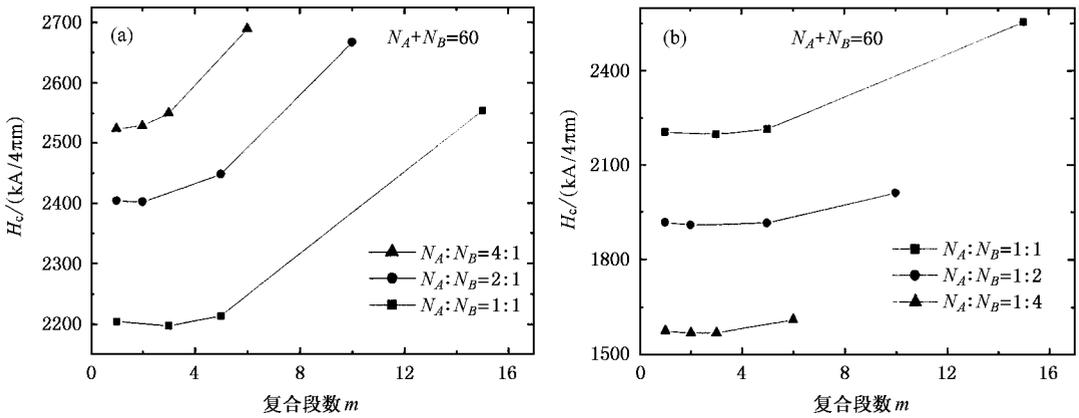


图 3 相同的 $N_A + N_B$, 不同的 $N_A : N_B$ 时矫顽力随段数 m 的变化 (a) $N_A : N_B$ 分别为 1:1, 2:1, 4:1 (b) $N_A : N_B$ 分别为 1:1, 1:2, 1:4

从图 3 中可以看出, 当 $N_A + N_B$ 一定时, 无论 N_A 和 N_B 比率怎么变化, 矫顽力都随着段数的增加而增大, 这是因为随着段数的增加交换耦合作用增

强而导致的结果. 在图 3(a) 中, 随着 $N_A : N_B$ 的增大, 每一段 Fe 球的数量增多, 而 Fe 的饱和磁化强度比 Ni 的大, 使得 Fe 球越多对矫顽力的影响就越大,

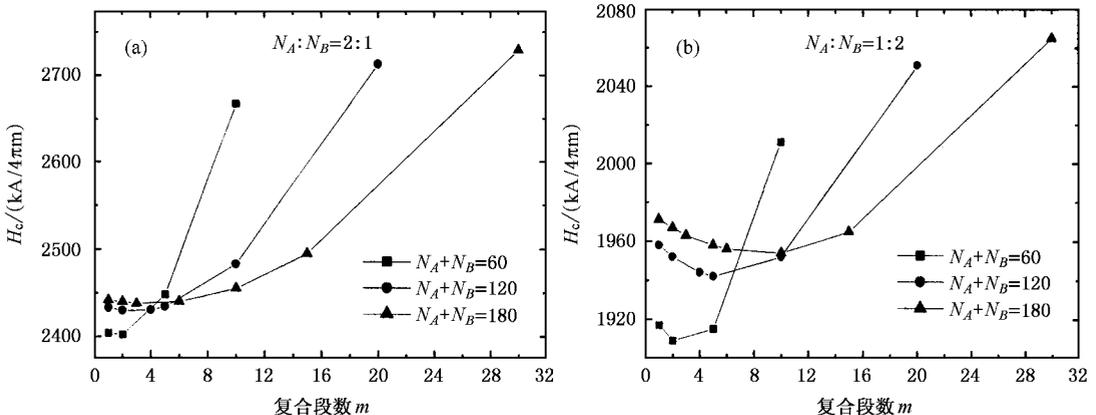


图 4 相同的 $N_A : N_B$, 不同 $N_A + N_B$ 的情况下矫顽力随段数 m 的变化 (a) $N_A : N_B = 2:1$, $N_A + N_B$ 分别为 60, 120, 180 (b) $N_A : N_B = 1:2$, $N_A + N_B$ 分别为 60, 120, 180

从而导致了矫顽力增大.在图 3(b)中,随着 $N_A : N_B$ 的减小,每一段 N_i 球的数量增多,而 N_i 的饱和磁化强度比 Fe 的小,使得 N_i 球越多对矫顽力的影响就越大,从而导致了矫顽力减小.

同时我们也计算了当 $N_A + N_B$ 的值不同,而 N_A 和 N_B 比率相同时的矫顽力变化规律,如图 4 所示.

从图 4 中可以看出,总的趋势还是矫顽力随着段数的增加而逐渐增大.在图 4(a)中,随着 $N_A + N_B$ 的增大,球的总数量增多,因此矫顽力逐渐增大.还可以得知球的总数越少,段数的变化(交换耦合作用)对矫顽力的值影响比较大;反之,则影响较小.在图 4(b)中,随着刚开始段数的变化,矫顽力明显的降低,这是由于 1) $N_A : N_B = 1 : 2$ 时,每一段 N_i 球的数量是 Fe 球的 2 倍,并且 N_i 的饱和磁化强度比 Fe 的小 2) 段数少对矫顽力的影响较小.

另外,我们还计算了 A 和 B 均为奇数; A 为偶数, B 为奇数; A 为奇数, B 为偶数的情况,发现随着段数的增加矫顽力仍然在增大.

5. 结 论

因为球链模型的对称扇形转动机理本质上是一种静磁相互作用,它没考虑段间的交换耦合,并且这种交换耦合在原子尺寸是重要的.因此基于这样一个模型,我们考虑了段间的界面交换耦合作用,研究了段化复合磁性纳米线六角阵列的磁滞回线,提出了矫顽力随复合段数 m 的变化规律.指出在这种段化复合纳米线中,段间的交换耦合作用对磁化反磁化过程起着重要的影响,这对于在实践中理解磁化反磁化机理具有重要的指导意义.

附 录

我们考虑了段间界面球的交换耦合作用(见图 2),用球链模型对称扇形转动机理^[12]的类似推导方法得到了在正文中的方程(4),其中 L 的 M 的表达式如下:

$$L_{NA} = \sum_{i=1}^{N_A-1} \sum_{j=1}^{\lfloor \frac{N_A+1-i}{2} \rfloor} \frac{1}{N_A(2j-1)^3}, \quad (A1)$$

$$M_{NA} = \sum_{i=1}^{N_A-2} \sum_{j=1}^{\lfloor \frac{N_A-i}{2} \rfloor} \frac{1}{N_A(2j)^3}, \quad (A2)$$

$$L_{NB} = \sum_{i=1}^{N_B-1} \sum_{j=1}^{\lfloor \frac{N_B+1-i}{2} \rfloor} \frac{1}{N_B(2j-1)^3}, \quad (A3)$$

$$M_{NB} = \sum_{i=1}^{N_B-2} \sum_{j=1}^{\lfloor \frac{N_B-i}{2} \rfloor} \frac{1}{N_B(2j)^3}, \quad (A4)$$

$$L_{AB} = \sum_{i=1}^{\lfloor \frac{N_A}{2} \rfloor} \sum_{j=1}^{\lfloor \frac{N_B}{2} \rfloor} \frac{1}{N_A + N_B} \left[\frac{2}{(N_A + 2j - 2i)^3} \right], \quad (A5)$$

$$M_{AB} = \sum_{i=1}^{\lfloor \frac{N_A}{2} \rfloor} \sum_{j=1}^{\lfloor \frac{N_B}{2} \rfloor} \frac{1}{N_A + N_B} \left[\frac{1}{(N_A + 2j - 2i + 1)^3} + \frac{1}{(N_A + 2j - 2i - 1)^3} \right], \quad (A6)$$

$$L_{lm}^{AA} = \sum_{i=1}^{\lfloor \frac{N_A}{2} \rfloor} \sum_{j=1}^{\lfloor \frac{N_A}{2} \rfloor} \frac{1}{N_A + N_A} \left[\frac{1}{[n(N_A + N_B) + 2j - 2i + 1]^3} + \frac{1}{[n(N_A + N_B) + 2j - 2i - 1]^3} \right], \quad (A7)$$

$$M_{lm}^{AA} = \sum_{i=1}^{\lfloor \frac{N_A}{2} \rfloor} \sum_{j=1}^{\lfloor \frac{N_A}{2} \rfloor} \frac{1}{N_A + N_A} \left[\frac{2}{[n(N_A + N_B) + 2j - 2i]^3} \right], \quad (A8)$$

$$L_{lm}^{BB} = \sum_{i=1}^{\lfloor \frac{N_B}{2} \rfloor} \sum_{j=1}^{\lfloor \frac{N_B}{2} \rfloor} \frac{1}{N_B + N_B} \left[\frac{1}{[n(N_A + N_B) + 2j - 2i + 1]^3} + \frac{1}{[n(N_A + N_B) + 2j - 2i - 1]^3} \right], \quad (A9)$$

$$M_{lm}^{BB} = \sum_{i=1}^{\lfloor \frac{N_B}{2} \rfloor} \sum_{j=1}^{\lfloor \frac{N_B}{2} \rfloor} \frac{1}{N_B + N_B} \left[\frac{2}{[n(N_A + N_B) + 2j - 2i]^3} \right], \quad (A10)$$

$$L_{lm}^{AB} = \sum_{i=1}^{\frac{N_A}{2}} \sum_{j=1}^{\frac{N_B}{2}} \frac{1}{N_A + N_B} \left[\frac{2}{n(N_A + N_B) + N_A + 2j - 2i} \right], \quad (A11)$$

$$M_{lm}^{AB} = \sum_{i=1}^{\frac{N_A}{2}} \sum_{j=1}^{\frac{N_B}{2}} \frac{1}{N_A + N_B} \left[\frac{1}{n(N_A + N_B) + N_A + 2j - 2i + 1} + \frac{1}{n(N_A + N_B) + N_A + 2j - 2i - 1} \right], \quad (A12)$$

$$L_{lm}^{BA} = \sum_{i=1}^{\frac{N_B}{2}} \sum_{j=1}^{\frac{N_A}{2}} \frac{1}{N_B + N_A} \left[\frac{2}{n(N_A + N_B) - N_A + 2j - 2i} \right], \quad (A13)$$

$$M_{lm}^{BA} = \sum_{i=1}^{\frac{N_B}{2}} \sum_{j=1}^{\frac{N_A}{2}} \frac{1}{N_B + N_A} \left[\frac{1}{n(N_A + N_B) - N_A + 2j - 2i + 1} + \frac{1}{n(N_A + N_B) - N_A + 2j - 2i - 1} \right], \quad (A14)$$

- [1] Zabala N , Puska M J and Nieminen R M 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3336
- [2] Metzger R M , Konovalov V V , Sun M , Xu T , Zangari G , Xu B , Benakli M and Doyle W D 2000 *IEEE Trans. Magn.* **36** 30
- [3] Sampaio L , Sinnecker E H C P , Cernicchiaro G R C , Knobel M , Vazquez M and Velazquez J 2000 *Phys. Rev. B* **61** 8976
- [4] Fodor P S , Tsoi G M and Wenger L E 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 7438
- [5] Henry Y , Iovan A , George J M and Piroux L 2002 *Phys. Rev. B* **66** 184430
- [6] Belliard L , Miltat J , Thiaville A , Dubois S , Duvaill J and Piroux L 1998 *J. Magn. Magn. Mater.* **190** 1
- [7] Xiao J J , Sun C , Xue D S and 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
- [8] Hertel R 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 5752
- [9] Sellmyer D J , Zheng M and Skomski R 2001 *J. Phys. : Condens. Matter* **13** R433
- [10] Almawlawi D , Coombs N and Moskovits M 1991 *J. Appl. Phys.* **70** 4421
- [11] Zhan Q F , Chen Z Y , Xue D S and Li F S 2002 *Phys. Rev. B* **66** 134436
- [12] Jacobs I S and Bean C P 1955 *Phys. Rev.* **100** 1060
- [13] Jacobs I S and Luborsky F E 1957 *J. Appl. Phys.* **28** 467
- [14] Xue D S , Shi H G and Si M S 2004 *J. Phys. : Condens. Matter* **16** 8775
- [15] Liu W M , Zhang W S , Pu F C and Zhou X 1999 *Phys. Rev. B* **60** 12893

Coercivity mechanism of segmented $(A/B)_m$ composite nanowire arrays^{*}

Shi Hui-Gang Si Ming-Su Xue De-Sheng

(*Key Laboratory of Magnetism and Magnetic Materials of the Ministry of Education , Lanzhou University , Lanzhou 730000 , China*)

(Received 1 November 2004 ; revised manuscript received 29 November 2004)

Abstract

Based on the symmetric fanning mechanism of the sphere-chain model , a systematic study on the hysteresis loops for hexagonal arrays of segmented composite magnetic nanowires fabricated by electrochemical deposition is performed by taking into account the interfacial exchange coupling effect between the segments. The coercivity variation rule with the change of the segments is presented. It is found that the exchange coupling effect between the segments plays an important role for magnetization reversal in the segmented composite nanowire arrays.

Keywords : sphere-chain model , composite nanowires , coercivity , exchange coupling

PACC : 7540M , 7550B , 7540C

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10374038 and 50171032).