

二维磁振子晶体中线缺陷模的性质及其应用*

曹永军[†] 江鑫

(内蒙古师范大学物理与电子信息学院, 内蒙古自治区功能材料物理与化学重点实验室, 呼和浩特 010022)

(2012年10月16日收到; 2012年12月21日收到修改稿)

在超原胞近似下, 利用平面波展开法数值计算了含线缺陷结构的二维磁振子晶体带结构及缺陷模的磁化强度场分布. 研究表明, 线缺陷结构的引入会在禁带中产生一个小范围的通带, 即产生线缺陷模. 该模式的存在可使自旋波沿着线缺陷结构的方向传播, 利用此性质含线缺陷结构的二维磁振子晶体材料可作为自旋波导器件的制作材料.

关键词: 磁振子晶体, 线缺陷, 波导

PACS: 75.30.DS, 75.70.Cn, 75.40.Gb

DOI: 10.7498/aps.62.087501

1 引言

近年来, 人工带隙材料的研究极其活跃, 例如光子晶体^[1,2]和声子晶体^[3,4]相继引起了人们极大的研究兴趣. 经典波在人造晶体中的传播会被周期结构调制, 在一定条件下将产生完全带隙, 这一特性具有重要的理论价值和实际应用前景^[1]. 磁振子晶体是光子晶体或声子晶体在磁性材料领域内的“替代物”. 国外已有工作研究了自旋波在一维^[2-4]、二维^[5-7]及三维^[8,9]磁振子晶体中传播的性质, 研究表明磁振子晶体有自旋波带隙的出现, 具有自旋波带隙的磁振子晶体材料在微波领域具有重要的应用价值^[10]. 在国内, 本课题组最早开展磁振子晶体领域的研究, 先后针对带隙结构优化以及点缺陷模的局域和耦合性质进行了研究^[11-13]. 结果表明, 由于点缺陷结构的引入, 使处于禁带频率范围内的自旋波模式局域在缺陷体处或沿缺陷排列方向传播, 利用此性质可将含单点缺陷^[11]和多点缺陷^[12]的磁振子晶体分别应用于自旋波滤波器件和导波器件的制作材料. 据此思想, 本文又进一步设计了含线缺陷结构的磁振子晶体材料. 利用超元胞近似下的平面波展开法^[13]数值

计算了含线缺陷结构的二维磁振子晶体带结构和缺陷模的磁化强度场分布, 并与理想磁振子晶体以及点缺陷体耦合的磁振子晶体结构进行比较, 研究了线缺陷模的波导性质.

2 模型与计算方法

截面为正方形的铁磁材料 A 正方排列在另一铁磁基底材料 B 中, 晶格常数为 a , 存在线缺陷体的二维磁振子晶体结构如图 1(a) 所示. 在图 1 中沿着 (1 0) 方向引入一排大小与其他不同的缺陷柱体, 然后按 9×9 超原胞正方排列形成二维磁振子晶体周期结构, 其第一布里渊区如图 1(b) 所示, 则会形成在 (1 0) 方向上的一条线缺陷结构. 忽略阻尼效应, 自旋波在铁磁材料中的传播行为可用 Landau-Lifshitz 方程描述为^[5,14]

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = -g \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

其中, g 是旋磁比 ($g > 0$), \mathbf{H}_{eff} 为作用于磁化强度矢量 \mathbf{M} 上的有效场. 在短波微扰的情况下, 与交换作用项相比, 静磁项和偶极项均可被忽略^[11-14], 所以有效场表示为

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = H_0 \mathbf{z} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\alpha_0 \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \right), \quad (2)$$

* 国家自然科学基金(批准号: 10947008, 11264028)和内蒙古自治区自然科学基金(批准号: 2012MS0114)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: phyjcao@imnu.edu.cn

$\alpha_0 = \frac{2A}{\mu_0 M_s^2}$, M_s 为铁磁材料的自发磁化强度, A 为铁磁材料的交换作用系数, μ_0 为真空磁导率. 设外磁场 \mathbf{H}_0 沿图 1(a) 所示的 z 方向将整个铁磁材料系统饱和磁化, 磁化强度 $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ 写为

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = M_s \mathbf{z} + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ 为磁化强度矢量 \mathbf{M} 在 x - y 平面内的动态分量, 且 $|\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)| \ll M_s$.

引入变量 $m_{\pm} = m_x \pm im_y$, 并将方程 (2) 和 (3) 代入方程 (1) 中, 得

$$\mp \frac{i}{g} \frac{\partial m_{\pm}}{\partial t} = \left[H_0 - \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\alpha_1 \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \right] m_{\pm}, \quad (4)$$

其中 $\alpha_1 = \frac{2A}{\mu_0 M_s}$. 可设系统中传播自旋波模式为时谐平面波, 即 $m_{\pm}(\mathbf{r}, t) = m_{\pm\omega}(\mathbf{r}) e^{\pm i\omega t}$, 代入方

程 (4), 得

$$\Omega m_{\pm\omega} = \left[\mu_0 H_0 - \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\alpha \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \right] m_{\pm\omega}, \quad (5)$$

其中 $\alpha = \frac{2A}{M_s}$, $\Omega = \frac{\mu_0 \omega}{g}$. 在周期结构的系统中, $m_{\pm\omega}(\mathbf{r})$ 和 $\alpha(\mathbf{r})$ 均为空间位置矢量 \mathbf{r} 的周期性函数, 故在倒格矢 \mathbf{G} 空间内将其做傅里叶级数展开, 并应用布洛赫定理得

$$m_{\pm\omega}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} m_{\pm\omega}(\mathbf{G}) e^{i(\mathbf{k}+\mathbf{G})\cdot\mathbf{r}}, \quad (6)$$

$$\alpha(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \alpha(\mathbf{G}) e^{i\mathbf{G}\cdot\mathbf{r}}, \quad (7)$$

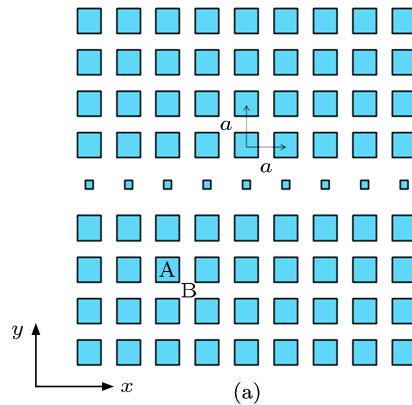
倒格矢 \mathbf{G} 可写成如下形式:

$$\mathbf{G} = \frac{2\pi}{9a} (n_x, n_y), \quad (8)$$

其中的 n_x, n_y 为整数. (7) 式中的傅里叶系数 $\alpha(\mathbf{G})$ 计算可得:

$$\alpha(\mathbf{G}) = \begin{cases} \frac{1}{81} \left\{ 78 [\alpha_A f + \alpha_B (1-f)] + 9\alpha_A f_d + 9\alpha_B (1-f_d) \right\} & \mathbf{G} = 0, \\ \frac{1}{81} (\alpha_A - \alpha_B) \left\{ \left[\sum_{m_1=-4}^4 \sum_{m_2=-4}^4 \cos\left(\frac{2\pi}{9}(m_1 n_x + m_2 n_y)\right) \right. \right. \\ \left. \left. - \sum_{m_1=-4}^4 \cos\left(\frac{2\pi}{9} m_1 n_x\right) \right] P(\mathbf{G}) + \sum_{m_1=-4}^4 \cos\left(\frac{2\pi}{9} m_1 n_x\right) P_d(\mathbf{G}) \right\} & \mathbf{G} \neq 0, \end{cases} \quad (9)$$

其中, $f_d = \left(\frac{2l_d}{a}\right)^2$, $f = \left(\frac{2l}{a}\right)^2$ 分别是缺陷柱体和完整柱体材料 A 在基底材料 B 中的体积填充率, $2l_d, 2l$ 则分别为缺陷柱体和完整柱体截面的边长. $P_d(\mathbf{G})$ 和 $P(\mathbf{G})$ 分别为缺陷柱体和规则柱体的结构函数, 其值取决于散射体的具体形状 [6]. 对方柱子而言, 有 $P_d(\mathbf{G}) = f_d \frac{\sin(G_x l_d)}{G_x l_d} \cdot \frac{\sin(G_y l_d)}{G_y l_d}$.



将方程 (6), (7) 代入方程 (5), 得本征方程

$$\Omega m_{\pm\omega}(\mathbf{G}) = \sum_{\mathbf{G}'} \left[\mu_0 H_0 \delta(\mathbf{G} - \mathbf{G}') + (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \times (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \alpha(\mathbf{G} - \mathbf{G}') \right] m_{\pm\omega}(\mathbf{G}'), \quad (10)$$

其中

$$\delta(\mathbf{G} - \mathbf{G}') = \begin{cases} 1 & \mathbf{G} = \mathbf{G}' \\ 0 & \mathbf{G} \neq \mathbf{G}' \end{cases}.$$

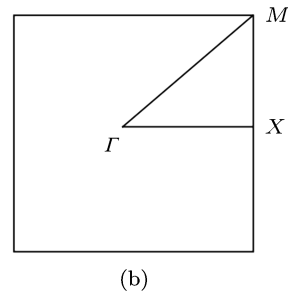


图 1 (a) 在 (1 0) 方向存在线缺陷结构的二维磁振子晶体示意图; (b) 正方点阵第一布里渊区

对于一个给定的布里渊波矢 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 值, 通过数值求解本征方程 (10), 便可求得磁振子带结构 $\Omega_n(\mathbf{k})$. 方程 (10) 所表示的是一组无穷的线性方程组, 在实际的数值计算中只考虑有限数目的倒格矢 \mathbf{G} , 当然要保证收敛条件的要求 [12].

3 结果与讨论

经收敛性检验表明, 取 3249 ($-28 \leq n_x, n_y \leq 28$) 个倒格矢能够获得收敛性要求. 另外, 考虑到制作和实验条件的要求 [5], 在本文的整个计算过程中, 晶格常数和外磁场分别取为 $a = 100 \text{ \AA}$ 和 $\mu_0 H_0 = 0.1 \text{ T}$. 下面以无限长的铁 (Fe) 方柱 (其交换常数 $A = 2.1 \times 10^{-11} \text{ J}\cdot\text{m}^{-1}$, 饱和磁化强度 $M_s = 1.752 \times 10^6 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$), 正方排列在无限大的氧化钬 (EuO) 基底中 (其交换常数 $A = 0.1 \times 10^{-11} \text{ J}\cdot\text{m}^{-1}$, 饱和磁化强度 $M_s = 1.910 \times 10^6 \text{ A}\cdot\text{m}^{-1}$) 为例讨论二维磁振子晶体中线缺陷模的性质.

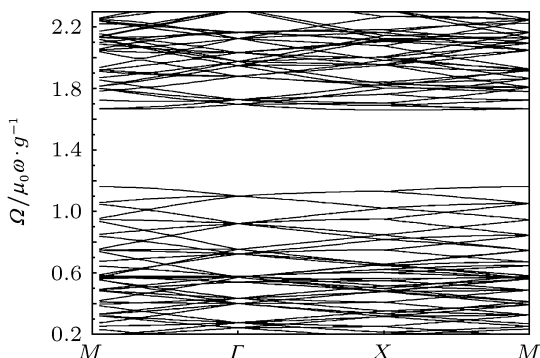


图2 理想磁振子晶体能带图, $f = 0.60$

对理想的无缺陷磁振子晶体, 当散射体柱的体积填充率为 $f = 0.60$ 时, 其自旋波带结构如图 2 所示, 带隙频率位于 $(1.1616 - 1.6598) (\mu_0 \omega / g)$ 之间, 带隙宽度 $\Delta\Omega = 0.4982\mu_0 \omega / g$, 频率位于带隙范围内的自旋波不可通过整个磁振子晶体, 所以理想磁振子晶体本身就是一个良好的带通滤波器. 但当在如图 1(a) 所示的超原胞 (1 0) 方向通过改变一排铁柱大小引入线缺陷时, 每个缺陷柱的体积填充率变为 $f_d = 0.30$ 时, 此时计算所得带结构如图 3(a) 所示. 分析带结构可发现, 此时的带隙位于 $(1.12692 - 1.64611) (\mu_0 \omega / g)$ 之间, 其带隙宽度 $\Delta\Omega = 0.51919\mu_0 \omega / g$, 与理想结构

相比变宽了, 同时在带隙中间出现了一个小范围 $(1.42196 - 1.50972)(\mu_0 \omega / g)$ 的通带, 这是由于线缺陷结构的引入在带隙中产生了线缺陷模. 线缺陷模的放大图如图 3(b) 所示, 从图中可以看出, 共有 9 条简并的线缺陷模, 在 Γ 点附近, 线缺陷模的群速度 $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ 明显都不为零, 意味着缺陷态的能量可以沿线缺陷结构 (1 0) 方向传播.

通过进一步计算线缺陷模的磁化强度场分布, 可研究缺陷模的能量分布. 图 4 为图 3(b) 箭头所示的第 7 条缺陷模在 $(k_x, k_y) = \frac{2\pi}{9a}(0.1, 0)$ 处的磁化强度场分布对数图. 从图中可以发现, 线缺陷模的能量被局域在 (1 0) 方向, 这意味着自旋波可沿 (1 0) 方向导通. 这是由于线缺陷结构是由多个点缺陷构成的, 每个点缺陷模的能量在 (1 0) 方向发生了耦合, 结果造成与线缺陷模对应的自旋波能量可沿线缺陷结构方向传播, 即自旋波沿线缺陷结构方向发生了导波作用. 从以上分析可见, 利用线缺陷模的导波性质, 含线缺陷体结构的二维磁振子晶体有望用于自旋波导波器件的制作材料, 此结论可为将磁振子晶体材料应用于实际制作和应用研究提供一定的理论依据.

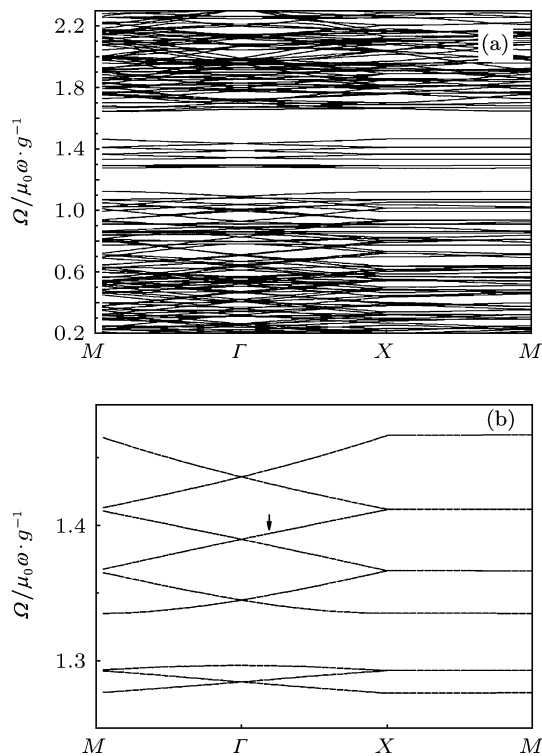


图3 (a) 线缺陷磁振子晶体带结构, $f = 0.60, f_d = 0.30$; (b) (a) 中带隙范围内缺陷模的放大图

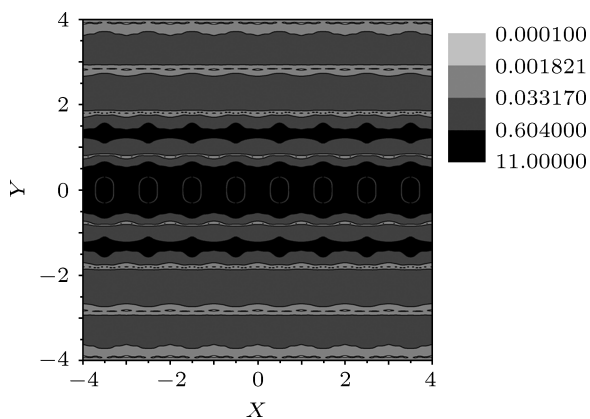


图4 图3(b)中箭头所指处缺陷模场分布, $f = 0.60$, $f_a = 0.30$

4 结论

本文以无限长的铁方柱子正方排列在无限大的EuO基底中所构成的二维磁振子晶体为研究对象,利用本课题组提出的改进平面波展开法数值计算了含线缺陷结构的二维磁振子晶体自旋波带结构和缺陷模的磁化强度场分布,研究了线缺陷模的导波性质.结果表明,含线缺陷体的磁振子晶体的带隙结构中产生了一系列斜率不为零的通带,即由于线缺陷结构的引入,缺陷模的群速度不为零,使对应的自旋波可沿着缺陷体的方向进行传播和导通.含线缺陷体的磁振子晶体材料有望成为自旋波导波器件的制作材料.

- [1] Zhao Y C, Zhao F, Yuan L B 2006 *J. Synthetic Crystals* **77** 1000 (in Chinese) [赵言诚, 赵芳, 袁立波 2006 人工晶体学报 **77** 1000]
- [2] Nikitov S A, Tailhades P, Tsai C S 2001 *J. Magn. Magn. Mater.* **236** 320
- [3] Wang Z K, Zhang V L, Lim H S, Ng S C, Kuok M H, Jain S, Adeyeye A O 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 083112
- [4] Wang Z K, Zhang V L, Lim H S, Ng S C, Kuok M H, Jain S, Adeyeye A O 2010 *ACS Nano*. **4** 643
- [5] Vasseur J O, Dobrzynski L, Djafari-Rouhani B, Puzkarski H 1996 *Phys. Rev. B* **54** 1043
- [6] Cao Y J, Yun G H, Liang X X, Bai N 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 305005
- [7] Yang H, Yun G H, Cao Y J 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 455001
- [8] Puzkarski H, Krawczyk M 2003 *Solid State Phenom.* **94** 125
- [9] Krawczyk M, Puzkarski H 2008 *Phys. Rev. B* **77** 054437
- [10] Kuchko A N, Sokolovskii M L, Kruglyak V V 2005 *Physica B* **370** 73
- [11] Yang H, Yun G H, Cao Y J 2012 *J. Appl. Phys.* **111** 013908
- [12] Cao Y J, Tan W, Liu Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 117501 (in Chinese) [曹永军, 谭伟, 刘燕 2012 物理学报 **61** 117501]
- [13] Cao Y J, Yun G H, Na R S 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 077502 (in Chinese) [曹永军, 云国宏, 那日苏 2011 物理学报 **60** 077502]
- [14] Kruglyak V V, Kuchko A N 2001 *Phys. Met. Metallogr.* **92** 211

Characteristics and applications of line defect modes in two-dimensional magnonic crystals*

Cao Yong-Jun[†] Jiang Xin

(Inner Mongolia Key Laboratory of Physics and Chemistry of Functional Materials, College of Physics and Electronic Information, Inner Mongolia Normal University, Huhhot 010022, China)

(Received 16 October 2012; revised manuscript received 21 December 2012)

Abstract

In this paper, band structures and defect modes of two-dimensional magnonic crystals with line defect are calculated by using the plane-wave expansion method under supercell approximation. The obtained results show that line defect modes can be produced in the band gap by introducing the line defect bodies into the two-dimensional magnonic crystal. The presence of the line defect modes leads to the spin waves propagating along the direction of the line defects in these structures. Utilizing the wave-guide characteristic of line defect modes, two-dimensional magnonic crystals can be used as the materials for fabricating spin-wave waveguides.

Keywords: magnonic crystals, line defects, wave-guide

PACS: 75.30.DS, 75.70.Cn, 75.40.Gb

DOI: 10.7498/aps.62.087501

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10947008, 11264028) and the Natural Science Foundation of Inner Mongolia Autonomous Region of China (Grant No. 2012MS0114).

[†] Corresponding author. E-mail: phyjcao@imnu.edu.cn