

散射体排列方式对二维磁振子晶体带隙结构的影响*

王立勇¹⁾ 曹永军^{1) 2)†}

1) (内蒙古师范大学物理与电子信息学院, 呼和浩特 010022)

2) (内蒙古大学物理科学与技术学院, 呼和浩特 010020)

(2010年11月9日收到; 2010年12月6日收到修改稿)

本文采用平面波展开法数值计算了由铁圆柱分别按正方排列、三角排列以及六角排列在氧化铜基底材料中构成的二维磁振子晶体带隙结构, 讨论了散射体的不同排列方式对磁振子晶体带隙结构的影响. 计算结果表明, 三角排列散射体的磁振子晶体能够获得最大的自旋波带隙结构.

关键词: 磁振子晶体, 带隙, 排列方式

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

1. 引言

在过去的几十年, 波在人工微结构周期性复合材料系统中的传播性质得到了广泛的研究, 如对半导体超晶格、光子晶体以及声子晶体等复合材料的研究^[1-5], 这些复合材料的性质并被充分地应用于电学、光学以及声学等领域. 磁振子晶体是由一种铁磁材料周期地排列在另一种铁磁材料中形成, 是继半导体超晶格、光子晶体及声子晶体之后的又一人工微结构复合材料系统. 国内外已有初步的理论^[6-8]研究和实验^[9,10]研究工作, 均表明自旋波在磁振子晶体中传播会被这种周期结构调制, 在一定的条件下会有自旋波带隙形成. 频率落在带隙范围内的自旋波不可通过复合系统. 利用磁振子晶体的带隙特性, 它有望作为微波领域内的滤波或导波器件制作材料^[9]. 对带隙结构的研究, 一直是人工微结构复合材料领域内的一个重要研究内容, 因为波在复合材料中传播的许多物理性质均与带隙结构有关. 本文数值研究了, 二维磁振子晶体中散射体的排列方式对自旋波带隙结构的影响问题.

2. 模型与计算方法

二维磁振子晶体结构示意图及其第一布里渊

区如图 1 所示, 圆柱材料 A 正方排列在另一铁磁基底材料 B 中, 晶格常数为 a . 不考虑阻尼效应, 自旋波在铁磁材料中的传播行为可用 Landau-Lifshitz 方程描述为^[7]

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

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. 考虑短波扰动, 与交换作用项相比较而言, 静磁项可以被忽略^[11], 所以有效场可表示为

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

$\alpha_0 = \frac{2A}{\mu_0 M_s}$, M_s 为材料的自发磁化强度大小, A 为铁磁材料的交换作用系数, μ_0 为真空磁导率. 外磁场 \mathbf{H}_0 沿 z 方向将铁磁材料系统饱和磁化. 磁化强度 $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ 可写为

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

$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ 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 $\alpha_1 = \frac{2A}{\mu_0 M_s}$. 可设系统中的传播模式为时谐的

* 国家自然科学基金(批准号:10947008), 内蒙古师范大学科研基金(批准号:ZRYB09009)和内蒙古师范大学研究生科研创新基金(批准号:CXJJS09039)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: phyjcao@imnu.edu.cn

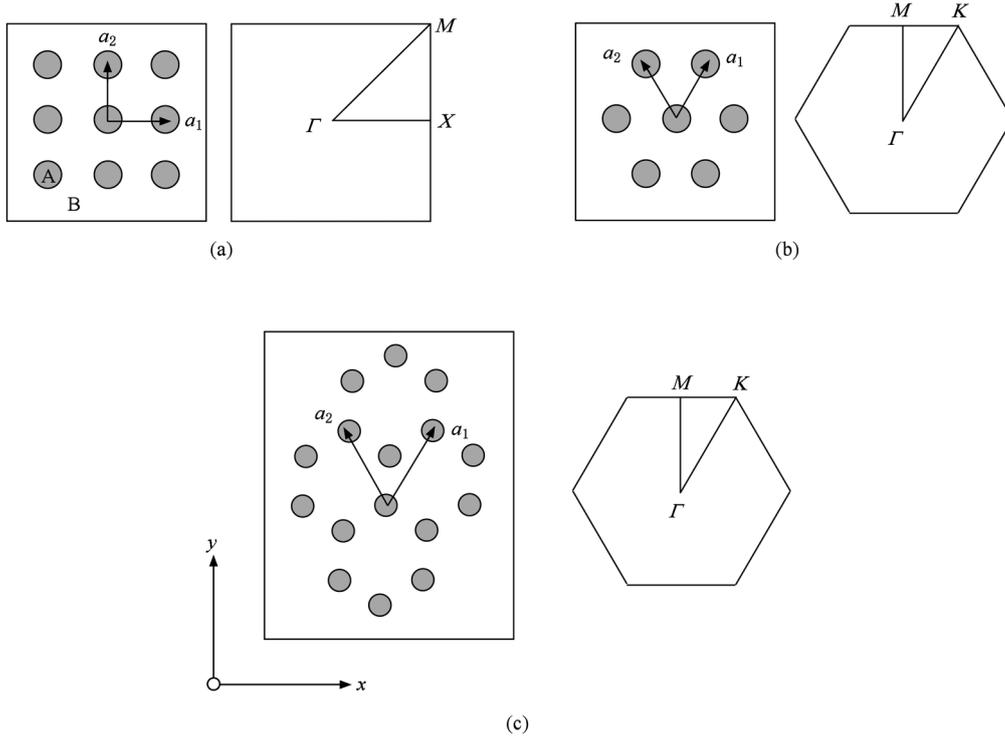


图1 二维磁振子晶体结构及第一布里渊区示意图 (a) 正方排列; (b) 三角排列; (c) 六角排列

平面自旋波, 即 $m_{\pm}(\mathbf{r}, t) = m_{\pm\omega}(\mathbf{r})e^{\pm i\omega t}$, 则方程(4)式可变为

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

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

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

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

将方程(6), (7)代入方程(5)式, 得本征方程

$$\Omega m_{\pm\omega}(\mathbf{G}) = \sum_{\mathbf{G}'} \left[\mu_0 H_0 \delta(\mathbf{G} - \mathbf{G}') + (\mathbf{k} + \mathbf{G}) \cdot (\mathbf{k} + \mathbf{G}') \alpha(\mathbf{G} - \mathbf{G}') \right] m_{\pm\omega}(\mathbf{G}'). \quad (8)$$

对傅里叶系数 $\alpha(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 计算可得

$$\alpha(\mathbf{G} - \mathbf{G}') = \begin{cases} \alpha_A f + \alpha_B (1 - f), & \mathbf{G} = \mathbf{G}', \\ (\alpha_A - \alpha_B) P(\mathbf{G} - \mathbf{G}'), & \mathbf{G} \neq \mathbf{G}'. \end{cases} \quad (9)$$

f 为散射体材料 A 在基底材料 B 中的体积填充率,

结构函数 $P(\mathbf{G} - \mathbf{G}')$ 取决于散射体的具体形状^[12],

其中圆柱体散射体的结构函数 $P(\mathbf{G}) = 2f \frac{J_1(Gr)}{Gr}$,

J_1 为一阶第一类贝塞尔函数. 对给定的一个布里渊波矢 $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ 值, 通过数值求解本征方程(8)式, 便可容易求得磁振子晶体的带结构 $\omega_n(\mathbf{k})$. 上述计算方法, 即为本课题组提出的磁振子晶体领域中的平面波展开法^[13].

3. 结果与讨论

采用上述提出的平面波展开法, 计算了不同体积填充率下铁(Fe)圆柱分别按正方排列、三角排列以及六角排列在氧化铈(EuO)基底材料中构成的二维磁振子晶体的带结构. 计算中, 交换作用常数 A 和自发磁化强度大小 M_s 的选取如下^[6]: 对 Fe 材料, $A = 2.1 \times 10^{-11} \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$, $M_s = 1.752 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$; 对 EuO 材料, $A = 1.0 \times 10^{-10} \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$, $M_s = 1.910 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$. 晶格常数 $a = 100 \text{ \AA}$, 外磁场 $\mu_0 H_0 = 0.1 \text{ T}$. 收敛性检验表明, 在倒格矢 $\mathbf{G} = \left(n_x \frac{2\pi}{a}, n_y \frac{2\pi}{a} \right)$ 表示中, 当 $N = 25$, $-N \leq n_x, n_y \leq N$, 即取 $(2N+1)^2 =$

2601 个平面波展开数,能够使数值计算结果收敛到一个很好的精度范围之内,故以下计算均选取了 2601 个平面波.

图 2 为体积填充率 $f = 0.5$ 时三种排列方式下的低频前十个带的带结构图. 在图 2(a) 所示的正方排列方式下,有五个完全带隙出现,其中第二个带隙最宽, $\Delta\Omega_{\max} = 0.3667$. 图 2(b) 所示的三角排列方式下,有三个完全带隙出现,其中第一带隙最宽, $\Delta\Omega_{\max} = 0.5328$. 图 2(c) 所示的六角排列方式下,仅有二个完全带隙出现,第二带隙最宽, $\Delta\Omega_{\max} = 0.0994$. 完全带隙的出现,是因为二种周期结构排列的铁磁材料具有相差比较大的磁参数. 带隙范围内的自旋波,不可沿周期结构的平面内传播,所以磁振子晶体本身就是一个良好的带阻滤波器. 为了比较三种不同散射体的排列方式对带隙宽度的影响,本文也计算了三种晶格结构下的不同体积填充率下的带结构,其低频第一带隙宽度 $\Delta\Omega$ 随体积填充率 f 的变化行为如图 3 所示,其中正方点线、三

角点线以及六方点线分别对应于正方排列、三角排列和六角排列的情况. 之所以研究低频第一带隙,有二点考虑. 首先因为平面波展开法对低频数值的计算结果收敛性更好,其精确度更高;其次因为研究的系统属纳米尺度范围,晶格常数 $a = 100 \text{ \AA}$,低频长波范围对应于较大的纳米尺寸系统,所以考虑到磁振子晶体的实际制造困难,常常仅研究低频范围的带隙特性. 分析图 3 可见,在整个填充率范围内,利用三角排列方式能够使磁振子晶体获得最大的自旋波带隙宽度,其中在 $f = 0.8$ 时, $\Delta\Omega_{\max} = 1.6436$; 正方排列次之,当 $f = 0.6$ 时, $\Delta\Omega_{\max} = 0.1389$; 六角排列最小,当 $f = 0.6$ 时, $\Delta\Omega_{\max} = 0.0669$. 分析图 1 发现,在散射体分别按三角排列、正方排列以及六角排列的晶格结构中,格点的最近邻配位数分别为六、四和三. 对给定的散射体形状,最近邻配位数越大,晶格的对称性越高,更利于带隙的产生.

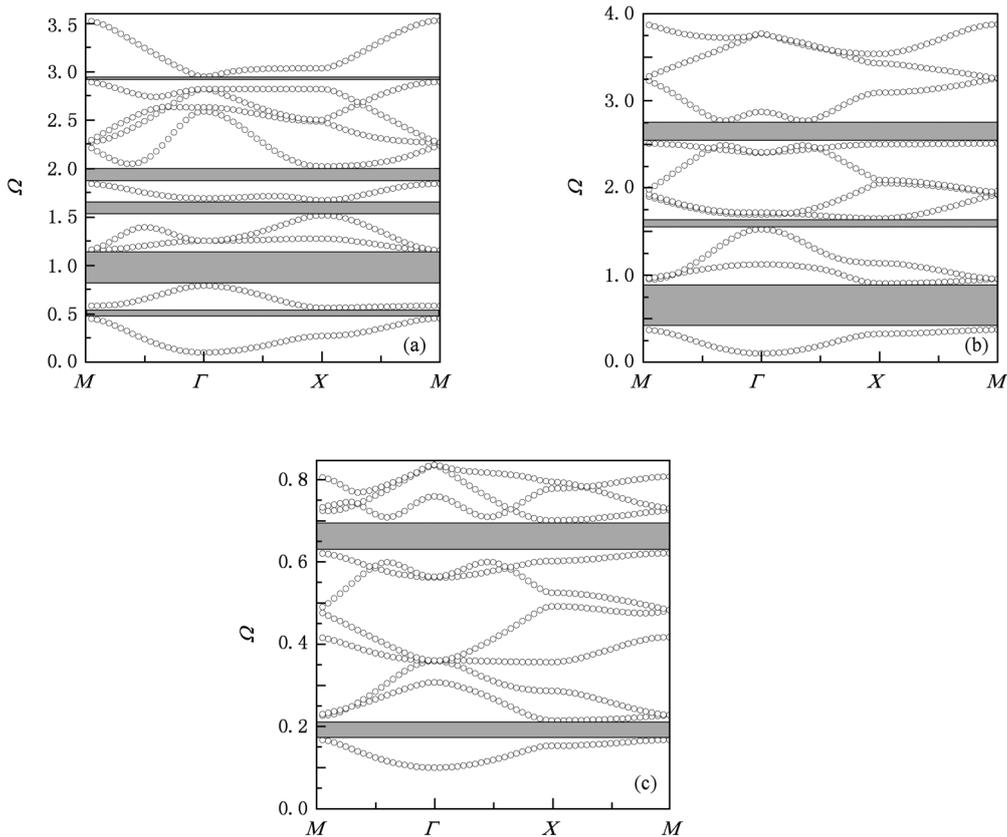


图 2 二维磁振子晶体带结构 ($f = 0.5$) (a) 正方排列; (b) 三角排列; (c) 六角排列

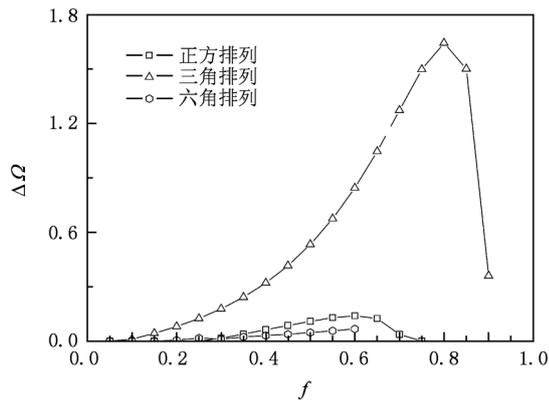


图3 三种排列方式下低频第一带隙宽度 $\Delta\Omega$ 随体积填充率 f 的变化行为

4. 结 论

利用本课题组提出的一种较省时的平面波展开法^[13],数值计算了由铁(Fe)圆柱分别按正方排列、三角排列以及六角排列在氧化铈(EuO)基底材料中构成的二维磁振子晶体带结构,讨论了圆柱散射体的排列方式对磁振子晶体带隙结构的影响问题. 计算结果表明,三角排列方式下能够得到最大的自旋波带隙结构. 这是因为在这三种排列方式下,三角晶格的最近邻配位数最大,其对称性也最高,有利于复合材料带隙的打开. 本文的计算研究,能为磁振子晶体应用于一些器件的制作材料提供一定的理论依据.

- [1] Esaki L, Tsu R 1970 *IBM J. Res. Develop.* **14** 61
- [2] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [3] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [4] Kushwaha M S 1992 *Phys. Rev. Lett.* **71** 2022
- [5] Liu Z Y 2000 *Science*. **289** 1734
- [6] Vasseur J O, Dobrzynski L, Djafari-Rouhani B 1996 *Phys. Rev. B* **54** 1043
- [7] Krawczyk M, Puzkarski H 2008 *Phys. Rev. B* **77** 054437
- [8] Puzkarski H, Krawczyk M 2003 *Solid State Phenom.* **94** 125
- [9] 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
- [10] Nikolay I, Polushkin 2008 *Phys. Rev. B* **77** 180401
- [11] Kruglyak V V, Kuchko A N 2001 *Phys. Met. Metallogr.* **92** 211
- [12] Cao Y J, Yun G H, Liang X X, Bai N 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 305005
- [13] Cao Y J, Yun G H, Bai N 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** (in Chinese) [曹永军、云国宏、那日苏 2011 物理学报 **60**] (已接受)

Effects of arrangement of scatterers on band gaps of two-dimensional magnonic crystals^{*}

Wang Li-Yong¹⁾ Cao Yong-Jun^{1) 2) †}

1) (*College of Physics and Electronic Information, Inner Mongolia Normal University, Huhhot 010022, China*)

2) (*College of Physical Science and Technology, Inner Mongolia University, Huhhot 010020, China*)

(Received 9 November 2010; revised manuscript received 2 December 2010)

Abstract

In this paper, band structures of two-dimensional magnonic crystals with square arrangement, triangle arrangement and honeycomb arrangement of Fe cylinders in matrix of EuO are calculated by the plane-wave expansion method. And the effects of arrangements of scatterers on the band gaps of two-dimensional magnonic crystals are discussed. The numerical results show that the gap of the triangle arrangement is the largest in the above three lattices.

Keywords: magnonic crystals, band gaps, arrangement of scatterers

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

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10947008), the Inner Mongolia Normal University Research Grant (Grant No. ZRYB09009), and the Marster's Innovative Research Grant of Inner Mongolia University, China (Grant No. CXJJS09039).

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