

# 一维磁振子晶体带隙结构与磁晶各向异性的研究

范浩阳<sup>1</sup>, 王桂振<sup>2</sup>, 李鹏<sup>3</sup>, 王立勇<sup>1</sup>

(1. 河北民族师范学院, 河北 承德 067000;

2. 海南大学 南海海洋资源利用国家重点实验室, 海南 海口 010020;

3. 太原工业学院, 山西 太原 030008)

**摘要:**从铁磁材料中自旋波传播满足的局域动力学方程,即 Landau-Lifshitz 方程出发,在仅考虑短波微扰的情况下,采用平面波展开法推导出了用于数值计算带结构的本征方程,数值计算了一维磁振子晶体带结构,并考虑了磁晶各向异性效应、体积填充率对磁振子晶体带结构的影响。结果表明:磁晶各向异性效应对带隙的产生具有不可忽略的作用,考虑磁晶各向异性效应后,可将未考虑该效应情况下的各个填充率下的第一个带隙宽度约降低其一半,对第二、第三带隙宽度也有明显的降低效果。

**关键词:**磁振子晶体;能带结构;平面波展开法;磁晶各向异性

**中图分类号:** TB33 **文献标志码:** A **文章编号:** 2095-0373(2020)03-0122-05

## 0 引言

近年来,功能性复合材料或复合结构由于对在其中传播的波具有能带调制特性,受到广泛的关注。经典的能量带隙特性可存在于声子晶体、光子晶体中<sup>[1-4]</sup>。与此同时,研究者们发现,波在磁性介质材料中传播时依然具有带隙特性。国内外已有初步的理论研究与实验工作,均表明自旋波在磁振子晶体中传播时,受到周期性结构的调制,在一定的条件下有自旋波带隙产生。Poimanov et al<sup>[5]</sup>和 Wang et al<sup>[6]</sup>研究表明,当频率在该范围内的自旋波传播时将不能通过磁性复合介质。研究 Wang et al<sup>[7]</sup>制备出由坡莫合金与钴组成的一维磁振子晶体,并在理论上计算了不同磁场强度下第一带隙的情况,讨论了中心频率和能量带隙宽度之间的依赖关系。在此基础上,Lim et al<sup>[8]</sup>研究了最低频率的自旋波在该一维磁振子晶体中的传播特性,提出了将中心频率、第一带隙宽度与材料的几何结构、磁性参数相结合,为双组元一维磁振子晶体的带隙宽度的计算提供了简易的方法。Kruglyak et al<sup>[9-10]</sup>探究了一维薄膜材料磁振子晶体中由不同类型的内部边界条件对应的自旋波能带结构的情况,并指出自旋波带隙是由于磁振子晶体中弱的组元材料内部界面耦合效应与(或)限定的各向异性效应对自旋波的散射而产生的,并在多层膜体系的磁振子晶体中考虑了阻尼特性对禁带宽度的影响<sup>[9-10]</sup>。

Vasseur et al<sup>[11]</sup>针对双组元周期性排列的二维磁振子晶体的能带结构进行了数值模拟。结果表明,自旋波的能带宽度与材料的物性参数(晶格参数、交换常数等)、组元材料的基体材料选择、散射体材料在基体中的体积填充率等之间存在依赖关系。铁材料为散射体,氧化铀材料为基体,计算结果表明,体积填充率为 0.15~0.8 之间,前 3 支低频自旋波禁带宽度的范围是 2~11 GHz。Cao et al<sup>[12-17]</sup>在数值计算模拟磁振子晶体的能带结构特性中,考虑了散射体、基体之间的关联。在基体材料中,散射体以正方排列、三角排列、六方排列;在不同的体积填充率下,三角排列方式的晶格匹配数最大,获得最大的自旋波带隙

收稿日期:2019-04-22 责任编辑:车轩玉 DOI:10.13319/j.cnki.sjztdxxbzb.20190422002

基金项目:河北省高等学校自然基金重点项目(ZD2017310);承德市科学技术与发展规划项目(201608B004, 20155006);河北省教育厅 2018 年度人文社会科学研究项目(KSZX201822);山西省 1331 工程重点学科建设项目(工程协同创新中心)(1331KSC, 1331CIC)

作者简介:范浩阳(1987—),男,讲师,研究方向为功能材料。E-mail:825145687@qq.com

范浩阳,王桂振,李鹏,等.一维磁振子晶体带隙结构与磁晶各向异性的研究[J].石家庄铁道大学学报:自然科学版,2020,33(3):122-126.

结构。当散射体为方形模式，其最大的自旋波禁带宽度是圆形散射体模式下的带宽的 2.27 倍。此外，在磁振子晶体中引入线缺陷、点缺陷等情况，自旋波的传播可沿着线缺陷方向进行，或者局域在点缺陷中，可为自旋波波导器件或者窄禁带宽度的自旋波滤波器的制备提供理论支持。

目前，最新的材料制备技术与理论已经允许纳米线、薄膜材料、微纳米复合材料的制备，为磁振子晶体材料器件的制备提供了技术支持<sup>[18-21]</sup>。在一维磁振子晶体特性研究方面，含有材料磁晶各向异性效应的能带结构尚未见报道。现将材料的磁晶各向异性效应、体积填充率与自旋波能量带隙的产生相关联，数值研究了自旋波带隙结构。

### 1 模型与计算方法

一维双组元磁振子晶体材料的组成由 2 种不同的铁磁性材料交替有序排列而成，如图 1 所示。自旋波在铁磁性材料中的传播遵守 Landau-Lifshitz 方程<sup>[11]</sup>，不考虑复合材料的阻尼特性，方程如下

$$\frac{\partial}{\partial t} M(r, t) = -gM(r, t) \times H_{eff}(r, t) \quad (1)$$

式中， $g$  为旋磁比 ( $g > 0$ )； $H_{eff}$  为与磁化强度矢量  $M(r, t)$  相关的有效场强度。通常仅仅考虑复合材料在短波传播的状态下，交换作用项的作用效果远远强于比静磁项的作用效果。因此，含有材料各向异性效应时的有效场可表示为

$$H_{eff}(r, t) = (H_0 + \beta_0 M_0)z + \frac{\partial}{\partial r} \left( \alpha_0 \frac{\partial}{\partial r} M(r, t) \right) \quad (2)$$

式中， $\alpha_0 = \frac{2A}{\mu_0 M_s^2}$ ； $\beta_0 = \frac{2K}{\mu_0 M_s^2}$ ，其中， $M_s$  为磁振子晶体材料的自发磁化强度数值大小， $K$  为磁振子晶体材料中的磁晶各向异性常数数值， $A$  为磁振子晶体材料中的交换作用系数， $\mu_0$  为真空磁导率。外磁场  $H_0$  沿  $z$  方向将磁振子晶体材料系统饱和磁化，因此，方程中的磁化强度  $M(r, t)$  可表示为

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

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

为了计算方便，令变量  $m_{\pm} = m_x \pm im_y$ ，并将式(2)和式(3)代入式(1)中，得

$$\mp \frac{i}{g} \frac{\partial m_{\pm}}{\partial t} = \left[ H_0 - \beta_1 - \frac{\partial}{\partial r} \left( \alpha_1 \frac{\partial}{\partial r} \right) \right] m_{\pm} \quad (4)$$

式中， $\alpha_1 = \frac{2A}{\mu_0 M_s}$ ； $\beta_1 = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$ 。可设系统中的传播模式为时谐的平面自旋波，即  $m_{\pm}(r, t) = m_{\pm\omega}(r) e^{\pm i\omega t}$ ，则式(4)可变为

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

式中， $\alpha = \frac{2A}{M_s}$ ； $\beta = \frac{2K}{M_s}$ ； $\Omega = \frac{\mu_0 \omega}{g}$ 。在双组元材料周期性交替排列结构中， $m_{\pm\omega}(r)$ 、 $\alpha(r)$ 、 $\beta(r)$  均可表示为空间位置矢量  $r$  的周期函数。所以将上述物理量在倒格矢  $G$  空间中，应用布洛赫定理展开为傅里叶级数形式

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

$$\alpha(r) = \sum_G \alpha(G') e^{G' \cdot r}, \beta(r) = \sum_G \beta(G') e^{G' \cdot r} \quad (7)$$

将式(6)、式(7)代入式(5)，得本征方程

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

对傅里叶系数  $\alpha(G - G')$  计算可得

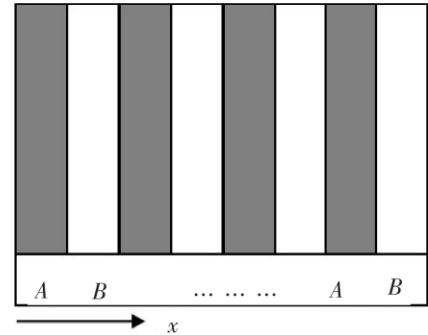


图 1 一维双组元磁振子晶体材料组成示意图

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

式中,  $f$  为组元材料之一  $A$  在复合材料体系中的体积填充率;  $P(G-G')$  为与散射体的具体形状<sup>[22-26]</sup> 相关联的结构函数。通过设定布里渊波矢  $k$  数值范围, 求解磁振子晶体的带结构  $\omega_n(k)$  的本征方程(8), 可得自旋波频率与倒格矢量之间的关系, 从而获得禁带宽度。

## 2 结果与讨论

按照上述计算模型, 数值计算模拟了各自填充率下一维磁振子晶体的带结构情况。复合材料的物理量具体选取如下<sup>[10-12]</sup>: 对铁材料,  $A = 2.1 \times 10^{-11} \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $k = 1.5 \times 10^4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ ,  $M_s = 1.752 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ ; 对钴材料,  $A = 2.8 \times 10^{-11} \text{ J} \cdot \text{m}^{-1}$ ,  $k = 4.1 \times 10^5 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ ,  $M_s = 1.39 \times 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ 。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<sup>[22]</sup>, 在倒格矢  $G = \left( n_x \frac{2\pi}{a} \right)$  表示中, 当  $N = 100$ ,  $-N \leq n_x \leq N$ , 即在磁振子晶体材料中传播 201 支平面波展开数, 能够较精确地模拟出能带结构情况, 因此在计算模拟过程中一律采用 201 支平面波展开数。

磁振子晶体材料的理论与应用研究中, 重点是考察自旋波在材料中传播时是否有带隙特性出现, 以及如何打开新的能带结构, 以期作为滤波器件或者导播器件的开发。在众多的影响带隙的产生、带隙类型的因素中<sup>[7-16]</sup>, 复合材料体系中的组元材料的填充率是必须要考虑的因素。

考虑材料磁晶各向异性因素, 体积填充率为 0.5, 一维磁振子晶体的能带结构如图 2 所示。其前 3 个低频自旋波带隙宽度分别为 0.603 11、0.766 44 和 2.314 09。

由图 3 可知, 各带隙都是在一定的填充率下出现的, 不同填充率下的带隙情况不同。未考虑磁晶各向异性效应时, 该一维磁振子晶体的第一个带宽在填充率为 0.6 时达到最大值  $\Delta\Omega_{\max} = 1.040 532 26$ ; 第二个带宽在填充率为 0.80 时达到最大值  $\Delta\Omega_{\max} = 2.329 703 8$ ; 第三个带宽在填充率为 0.85 时达到最大值  $\Delta\Omega_{\max} = 3.536 444 1$ 。

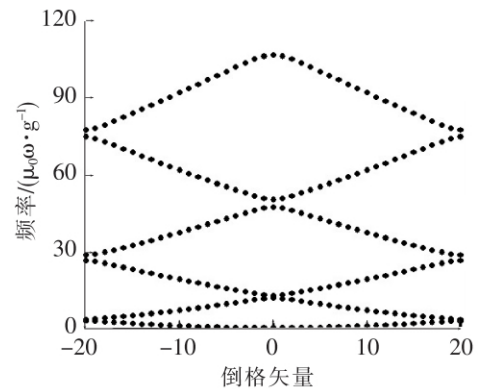


图 2 考虑磁晶各向异性效应的一维磁振子晶体能带结构, 填充率为 0.5

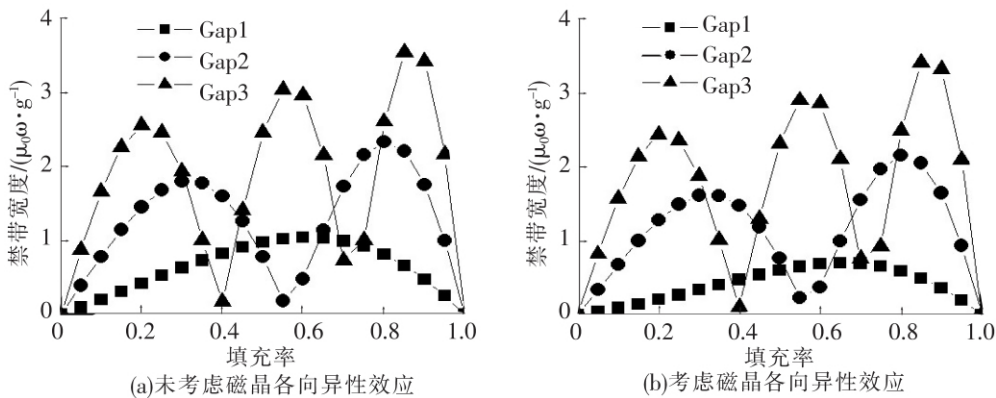


图 3 各填充率下的带隙

考虑磁晶各向异性效应后, 第一个带宽在填充率为 0.65 时达到最大值  $\Delta\Omega_{\max} = 0.699 463 45$ ; 第二个带宽在填充率为 0.80 时达到最大值  $\Delta\Omega_{\max} = 2.152 948 6$ ; 第三个带宽在填充率为 0.85 时达到最大值  $\Delta\Omega_{\max} = 3.407 874$ 。

考虑磁晶各向异性效应后, 可将未考虑该效应情况下的各个填充率下的第一个带隙宽度约降低其一

半,对第二、第三带隙宽度也有明显的降低效果,由此可见磁晶各向异性效应对一维磁振子晶体带结构起着不可忽略的作用。

### 3 结论

本文数值计算了一维磁振子晶体的带结构,研究了带隙宽度随磁晶各向异性效应和体积填充率的变化行为,发现只有在一定的填充率范围内才有完全带隙的产生。结果表明:磁晶各向异性效应对带隙的产生具有不可忽略的作用,考虑磁晶各向异性效应后,可将未考虑该效应情况下的各个填充率下的第一个带隙宽度约降低其一半,对第二、第三带隙宽度也有明显的降低效果。当填充率为0.85时,前3个自旋波禁带宽度中达到最大值为 $\Delta\Omega_{\max}=3.407\ 874$ 。本文的定量计算研究结果,能为深入研究磁振子晶体领域中其他效应和多维情况提供必要的理论依据。

### 参 考 文 献

- [1]Yablonoitch E. Inhabited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. Phys Rev Lett,1987,58:2059-2062.
- [2]John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. Phys Rev Lett,1987,58:2486-2489.
- [3]Kushwaha M S. Acoustic band structure of periodic elastic composites[J]. Phys Rev Lett,1992,71:2022-2025.
- [4]Liu Z Y. Locally Resonant Sonic Materials[J]. Science,2000,289:1734-1736.
- [5]Poimanov V D, Kuchoko A N, Kruglyak V V. Emission of coherent spin waves from a magnetic layer excited by a uniform microwave magnetic field[J]. Journal of physics D: Applied Physics, 2019, 52(13):5001-5006.
- [6]Wang Z K, Zhang V L, Kock Siah Lim, et al. Nanostructured magnonic crystals with size-tunable bandgaps[J]. ACS NANO, 2010,4(2), 643-648.
- [7]Wang Z K, Zhang V L, Lim H S, et al. Observation of frequency band gaps in one-dimensional nanostructured magnonic crystal[J]. Applied Physics Letters, 2009,94(8):3112-3114.
- [8]Lin C S, Lim H S, Wang Z K, et al. Band gap parameters of one-dimensional bicomponent nanostructured magnonic crystals[J]. Applied Physics Letters, 2011,98(5):2204-2206.
- [9]Kruglyak V V, Davies C S, Tkachenko V S, et al. Formation of the band spectrum of spin waves in 1D magnonic crystals with different types of interfacial boundary conditions[J]. Journal of physics D: Applied Physics, 2017,50(9):4003-4014.
- [10]Kruglyak V V, Kuchko A N. Effect of the modulation of magnetic viscosity on the damping of spin waves in multilayer magnetic systems[J]. The Physics of Metals and Metallography, 2001,92:211-214.
- [11]Vasseur J O, Dobrzynski L, Djafari-Rouhani B, et al. Magnon band structure of periodic composites[J]. Physical Review B, 1996,54:1043-1049.
- [12]Cao Yongjun, Yun Guohong, Narsu. Band-structure calculations of two-dimensional magnonics with plane-wave expansion method[J]. Acta Phys. Sin.,2013,62(7):7502-7505.
- [13]王立勇,曹永军. 散射体排列方式对二维磁振子晶体带隙结构的影响[J]. 物理学报,2011,60(9):607-611.
- [14]Hui Yang, Yun Guohong, Cao Yongjun. Spin-wave band gaps created by rotating square rods in two-dimensional magnonic crystals[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2011,44(45):5001-5005.
- [15]Hui Yang, Guohong Yun, Yongjun Cao. Point defect states of exchange spin waves in all-ferromagnetic two-dimensional magnonic crystals[J]. Journal of Applied Physics, 2012,111(1):3908-3912.
- [16]Cao Yongjun, Xin Jiang. Characteristics and applications of line defect modes in two-dimensional magnonic crystals[J]. Acta Phys. Sin.,2013,62(8):7501-7505.
- [17]王立勇,曹永军. 一维磁振子晶体带隙结构的研究[J]. 信息记录材料,2011,12(1):57-60.
- [18]Blondel A, Meier J P, Doudin B, et al. Giant magnetoresistance of nanowires of multilayers[J]. Applied Physics Letters, 1994,65:3019-3021.
- [19]Chiu K F, Lin K M, Lin H C, et al. Electrochemical performances of Cu nanodots modified amorphous Si thin films for lithium ion batteries[J]. Journal of the Electrochemical Society, 2008, 155(9): 623-627.

- [20] Yang J, Jiao J, Wang L, et al. Spark plasma sintering of silicon carbide powders with carbon and boron as additives. *Advances in high temperature ceramic matrix composites and materials for sustainable development; Ceramic Transactions, Volume CCLXIII*[M]. New Jersey :John Wiley & Sons, Inc. 2017:137-143.
- [21] Okuda M, Schwarze T, Eloi J-C, et al. Top-down design of magnonic crystals from bottom-up magnetic nanoparticles through protein arrays[J]. *Nanotechnology*, 2017,28(15): 5301-5306.
- [22] Puzzkarski H, Krawczyk M. Magnonic crystals—the magnetic counterpart of the photonic crystals[J]. *Solid State Phenom*,2003,94:125-134.
- [23] Cao Yongjun, Yun Guohong, Liang Xixia, et al. Band structure of two-dimensional magnonic crystals with different shapes and arrangements of scatterers[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2010,43(30):5005-5009.
- [24] Wang Qi, Zhang Huaiwu, Tang Xiaoli, et al. Effects of symmetry reduction on magnon band gaps in two-dimensional magnonic crystals[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2014,47(6):5004-5013.
- [25] 胡晓颖, 呼和满都拉, 曹永军. 三角晶格磁振子晶体带结构的优化研究[J]. *物理学报*, 2014,63(14):309-312.
- [26] 刘艳玲, 刘文静, 包佳美, 等. 二维复式晶格磁振子晶体的带隙结构[J]. *物理学报*, 2016,65(15):224-230.

## Band Structure of Exchange Spin Wave in One-dimensional Magnonic Crystals with Effect of Uniaxial Anisotropy

Fan Haoyang<sup>1</sup>, Wang Guizhen<sup>2</sup>, Li Peng<sup>3</sup>, Wang Liyong<sup>1</sup>

(1. Hebei Normal University for Nationalities, Chengde 067000, China;

2. State Key Laboratory of Marine Resource Utilization in South China Sea, Hainan University, Hainan 570228, China;

3. Taiyuan Institute of Technology, Taiyuan 030008, China)

**Abstract:** In this thesis, the Landau-Lifshitz equation can describe the localized dynamics of spin waves in ferromagnetic materials. Considering the short-wave perturbation, the band structure of spin waves in one-dimensional magnonic crystals was calculated using plane wave expansion method. The effects of magnetic anisotropy and volume filling fraction of composites on the spin-wave band gaps of magnonic crystals have been investigated. The numerical results showed that spin-wave gaps would be generated under the definite range of filling fraction ratios, and the effect of magnetic anisotropy was non-negligible to form the band gaps. In contrast to the gap width of the first band without effect of uniaxial anisotropy of composites, the gap width of the first band was decreased about 50%. Correspondingly, the gap width of the second and third band are both decreased.

**Key words:** magnonic crystals; band structure; plane-wave expansion method; uniaxial anisotropy