

基于磁流体光子晶体的可调谐近似零折射率研究

耿滔 吴娜 董祥美 高秀敏

Tunable near-zero index of self-assembled photonic crystal using magnetic fluid

Geng Tao Wu Na Dong Xiang-Mei Gao Xiu-Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 014213 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.014213

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014213>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I1>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

一种高增益低雷达散射截面的新型圆极化微带天线设计

A novel circularly polarized patch antenna with low radar cross section and high-gain

物理学报.2015, 64(22): 224219 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224219>

$k=0$  处的类狄拉克锥

Dirac-like cones at  $k=0$

物理学报.2015, 64(18): 184208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184208>

纵模对光子晶体中类狄拉克点传输特性的影响

Effect of longitudinal mode on the transmission properties near the Dirac-like point of the photonic crystals

物理学报.2015, 64(17): 174206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174206>

等离子体填充金属光子晶体慢波结构色散特性研究

Dispersion properties of plasma-filled metallic photonic crystal slow-wave structure

物理学报.2015, 64(17): 174205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.174205>

非长波极限下二维光子晶体中横电模的等效介质理论

Effective medium theory of two-dimensional photonic crystal for transverse electric mode beyond the long-wavelength limit

物理学报.2015, 64(15): 154210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154210>

# 基于磁流体光子晶体的可调谐近似零折射率研究\*

耿滔<sup>1)†</sup> 吴娜<sup>1)</sup> 董祥美<sup>1)</sup> 高秀敏<sup>2)</sup>

1) (上海市现代光学系统重点实验室, 教育部光学仪器与系统工程研究中心, 上海理工大学光电信息与计算机工程学院, 上海 200093)

2) (杭州电子科技大学电子信息学院, 杭州 310018)

(2015年7月6日收到; 2015年8月26日收到修改稿)

基于典型水基  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  磁流体, 建立了工作频率可调的近似零折射率磁流体光子晶体的理论模型. 这种近似零折射率材料具有与自由空间阻抗相匹配的优点, 更重要的是其工作频率可由外磁场的大小来调节. 在满足等效折射率的绝对值小于 0.05 的条件下, 材料的归一化工作频率可由 0.716 变化到 0.750.

**关键词:** 零折射率, 类狄拉克点, 光子晶体, 磁流体

**PACS:** 42.70.Qs, 78.20.Bh

**DOI:** 10.7498/aps.65.014213

## 1 引言

近年来随着超材料 (metamaterials) 概念的提出以及微加工技术的发展, 研究者可以设计、制备等效介电常数  $\epsilon_{\text{eff}}$  和等效磁导率  $\mu_{\text{eff}}$  可操控的人工材料, 这些人工材料可以实现普通天然材料难以实现的各种新奇物理性能, 例如负折射率<sup>[1-3]</sup>和零折射率等<sup>[4-6]</sup>. 在零折射率材料中, 光波的相位保持不变, 相速度可以达到无穷大. 这一特殊性质具有广泛的应用前景, 可用于光束自准直<sup>[7,8]</sup>、波前相位调控<sup>[9,10]</sup>、隐身装置<sup>[11]</sup>和非线性光学的相位匹配等<sup>[12]</sup>, 因此该领域吸引了越来越多的研究者的关注.

最初, 零折射率材料是通过  $\epsilon_{\text{eff}} = 0$  实现的<sup>[6]</sup>, 由于研究者使用了具有亚波长结构的金属材料, 因此材料的损耗很大, 同时由于  $\mu_{\text{eff}} \neq 0$  导致了材料的阻抗无穷大, 这些缺点使得研究者转向寻找、设计  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$  都为零的双零材料. 2011年, Chan 课题组<sup>[4]</sup>设计了特定结构的二维电介质光子晶体, 使

得在横磁 (TM) 偏振条件下, 特定频段的能带结构在  $\Gamma$  点形成了三重简并的类狄拉克锥 (Dirac-like cone), 在类狄拉克点实现了  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$  的双零, 很好地解决了损耗和阻抗匹配的问题. 不过这种固定晶格结构的零折射率材料只能工作在单频, 不具备可调谐性, 使得应用范围受到了限制.

磁流体是一种成熟、易制备的纳米磁性材料, 近年来研究者发现这种材料可用于制作自组织光子晶体, 且能带结构可通过外磁场调节, 具有响应快速、重复性好的优点<sup>[13,14]</sup>. 因此本文根据已报道的典型水基  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  磁流体的实验数据<sup>[15,16]</sup>, 建立磁流体光子晶体的理论模型, 并分析、探讨特定频段的近似零折射行为及其可调谐性.

## 2 理论模型

当外加一垂直于磁流体表面的磁场时, 流体中的磁性纳米颗粒在吸引力的作用下将会聚集到一起. 随着外磁场的增强, 并超过某一阈值时, 流体将会变成固、液共存系统. 此时磁流体内部由于磁性

\* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2015CB352001)、国家重大科学仪器设备专项子任务 (批准号: 2012YQ17000408)、国家自然科学基金 (批准号: 61378035)、上海市自然科学基金 (批准号: 14ZR1428500) 和浙江省 151 人才计划 (批准号: 12-2-008) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: Tao\_Geng@hotmail.com

纳米颗粒的聚集, 会形成柱状的周期性结构, 形成光子晶体结构, 根据系统能量最低原则, 这种自组织的光子晶体通常具有六角结构<sup>[17]</sup>, 如图1所示. 考虑到磁流体光子晶体的周期 $a$ 通常在微米量级, 从而工作波段主要集中在可见光或近红外波段, 因此在本文中材料的本征磁导率均取1.

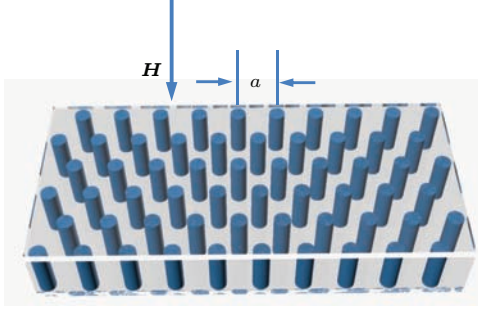


图1 (网刊彩色) 磁流体光子晶体示意图

Fig. 1. (color online) Schematics of the photonic crystal formed in a magnetic fluid.

磁流体中固相介质柱的折射率十分接近材料的本征折射率, 基本不随外磁场的变化而变化. 对于 $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , 折射率约为2.2<sup>[18]</sup>. 而液相流体的折射率会随外磁场的增强而减小, 这是因为随着外磁场的增强, 越来越多的纳米磁性颗粒汇聚成介质柱, 液体内的磁性颗粒数量减少. 由于实验上很难直接单独测量液相流体的折射率, 因此研究者一般都通过测量磁化强度 $M$ 来间接推导液相折射率. 根据实验所得的经验公式为<sup>[16]</sup>

$$\varepsilon_{\text{liq}} = (0.1573M + 1.3283)^2, \quad (1)$$

其中 $\varepsilon_{\text{liq}}$ 为液相的介电常数.  $M$ 随外磁场 $H$ 的变化可以直接实验测量, 从而通过(1)式得到 $\varepsilon_{\text{liq}}$ 随 $H$ 的变化关系. 而随着外磁场的增强, 除了液相的折射率减小以外, 磁性介质柱的排列也越来越紧密. 实验中一般用面积比 $A_{\text{col}}/A$ 来表示介质柱的疏密程度, 其中 $A$ 为磁流体的总表面积,  $A_{\text{col}}$ 为固相的表面积. 考虑到磁流体光子晶体的六角晶格结构,

有

$$A_{\text{col}}/A = 2\pi r^2/(\sqrt{3}a^2), \quad (2)$$

其中 $r$ 为介质柱的截面半径,  $a$ 为周期. 因此 $r/a$ 可通过测量 $A_{\text{col}}/A$ 反推得到. 利用(1)和(2)式以及文献[15, 16]已报道的实验数据, 最终可得到液相折射率 $n_{\text{liq}}$ 和 $r/a$ 随外磁场变化的关系, 如图2所示. 根据图2的结果, 可以利用平面波展开法计算不同外磁场下磁流体光子晶体的能带结构. 图3(a)给出了外磁场 $H = 147$  Oe (1 Oe = 79.5775 A/m)时, 磁流体光子晶体横电(TE)模(磁场平行于介质柱的长轴)的能带结构. 在能带结构中可以看到, 当频率 $f = 0.734$ 时, 在 $\Gamma$ 点附近形成了三重简并的类狄拉克锥.

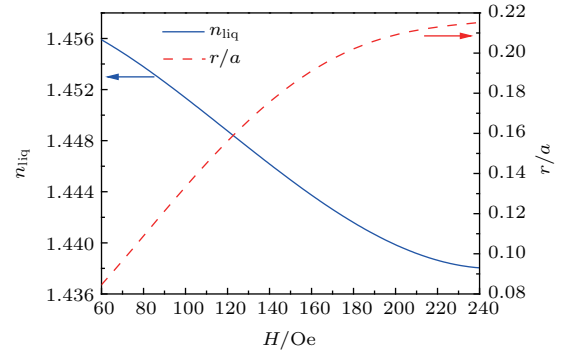


图2 (网刊彩色) 液相折射率 $n_{\text{liq}}$ 和 $r/a$ 随外磁场的变化  
Fig. 2. (color online) Calculation results of  $n_{\text{liq}}$  and  $r/a$  under different magnetic field strength in the fluid film.

由于类狄拉克点附近已不满足 $\lambda \gg a$ 的条件, 因此一般的等效介质理论在这种情况下已经不再适用. 为了解决这一问题, 2006年Chan课题组利用相干势近似(coherent-potential approximation)的方法计算获得了非长波极限下光子晶体TM模的等效电磁参数<sup>[19]</sup>, 随后成功地将其应用于TM模的零折射光子晶体研究<sup>[4]</sup>. TE模的等效电磁参数可以借助类似的方法计算获得<sup>[20]</sup>:

$$\varepsilon_{\text{eff}} = \frac{(J_1(k_h r_h) + D_1 J_1(k_h r_h) + i D_1 Y_1(k_h r_h))\sqrt{\varepsilon_h}}{k r_h (J_1'(k_h r_h) + D_1 J_1'(k_h r_h) + i D_1 Y_1'(k_h r_h))}, \quad (3)$$

$$\mu_{\text{eff}} = -\frac{2(J_0'(k_h r_h) + D_0 J_0'(k_h r_h) + i D_0 Y_0'(k_h r_h))}{k r_h (J_0(k_h r_h) + D_0 J_0(k_h r_h) + i D_0 Y_0(k_h r_h))\sqrt{\varepsilon_h}}, \quad (4)$$

其中

$$D_n = \frac{-k_h J_n'(k_s r_s) J_n(k_h r_s) + k_s J_n'(k_h r_s) J_n(k_s r_s)}{-k_s H_n^{(1)}(k_h r_s) J_n(k_s r_s) + k_h J_n'(k_s r_s) H_n^{(1)}(k_h r_s)},$$

$r_h^2 = \sqrt{3}a^2/(2\pi)$ ,  $k_s$  和  $r_s$  表示介质柱中的波数和介质柱的半径,  $k_h$  和  $\epsilon_h$  分别表示背景介质中的波数和介电常数,  $J_n(x)$  和  $Y_n(x)$  分别是第一类贝塞尔函数和第二类贝塞尔函数(诺伊曼函数). 该方法的成立只需要满足  $k_{\text{eff}}r_h \ll 1$  的条件, 当光子晶体的等效折射率  $n_{\text{eff}}$  趋于零时, 使得  $k_{\text{eff}}$  趋于零. 因此, 即使在工作波长  $\lambda$  与晶格常数  $a$  的尺寸相当的非长波极限情况下也能满足  $k_{\text{eff}}r_h \ll 1$  的条件.

利用 (3) 和 (4) 式, 图 3(b) 给出了外磁场  $H = 147$  Oe 时类狄拉克点 ( $f = 0.734$ ) 附近的等效电磁参数. 从图 3(b) 可以看到, 在类狄拉克点处  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$  曲线在零点相交, 此时材料表现出双零特性, 与自由空间的阻抗相匹配, 能获得最佳的透射率.

在  $\Gamma$  点形成的这种三重简并态由偶然简并引发 [4], 当外磁场强度改变, 由于磁流体光子晶体的晶格结构发生变化, 这种简并态将退简并, 导致  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$  的交点离开零点, 如图 3(c) 所示. 然而, 当外磁场在一定范围内变化时,  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$  的交点位置虽然已偏离零点, 但其数值仍非常接近于零, 因此可近似认为是零折射率材料. 图 3(d) 给出了  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$  的交点位置处折射率绝对值及其相对应的频率在  $H = 147$  Oe 附近随外磁场的变化. 从图 3(d) 可以看到, 当外磁场在 143.6—152.4 Oe 之间变化时,  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$  的交点位置处折射率绝对值能保持在 0.05 以下, 此时相应的工作频率可从 0.750 变化到 0.716.

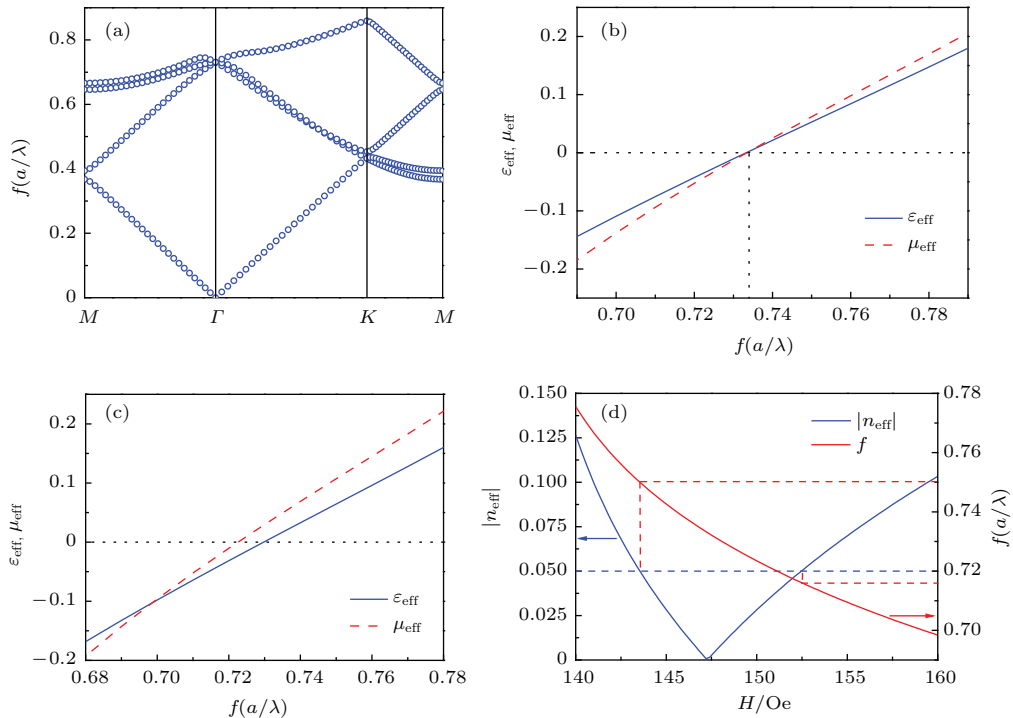


图3 (网刊彩色) (a) 外磁场  $H = 147$  Oe 时, 光子晶体 TE 模的能带结构; (b) 外磁场  $H = 147$  Oe 时,  $f = 0.734$  附近光子晶体 TE 模的等效介电常数  $\epsilon_{\text{eff}}$  和等效磁导率  $\mu_{\text{eff}}$ ; (c) 外磁场  $H = 160$  Oe 时,  $f = 0.734$  附近光子晶体 TE 模的  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$ ; (d)  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$  的交点位置处等效折射率  $n_{\text{eff}}$  及其相对应的频率  $f$  在  $H = 147$  Oe 附近随外磁场的变化

Fig. 3. (color online) (a) The band structure of TE mode with  $H = 147$  Oe; (b) effective permittivity  $\epsilon_{\text{eff}}$  and permeability  $\mu_{\text{eff}}$  of the sample around  $f = 0.734$  for TE mode with  $H = 147$  Oe; (c)  $\epsilon_{\text{eff}}$  and  $\mu_{\text{eff}}$  of the sample around  $f = 0.734$  for TE mode with  $H = 160$  Oe; (d) the effective index  $n_{\text{eff}}$  and the corresponding  $f$  at the intersection points of  $\epsilon_{\text{eff}}$  and  $\mu_{\text{eff}}$  around  $H = 147$  Oe.

对于 TE 偏振的情况, 被理想电导体 (perfect electric conductor, PEC) 覆盖的物体在零折射率材料中会被隐身 [11]. 为了验证本文理论模型的正确性, 我们使用有限元方法 (COMSOL Multiphysics) 对磁流体光子晶体的隐身性能做了仿真

计算. 我们在光子晶体中心放置了由 PEC 覆盖的不透明正方形物体, 一束 TE 偏振的平面波从下至上入射到样品中. 图 4(a) 给出了外磁场为 147 Oe 时, 工作频率在类狄拉克点处 ( $f = 0.734$ ) 的  $z$  方向的磁场分布  $H_z$ . 从图 4(a) 中可以看到此时发生

了明显的 Talbot 效应<sup>[21]</sup>, 平面波经过周期结构的光子晶体后发生了自成像现象. 由于此时样品的等效折射率为零, 出射光波的场分布不受样品中不透明物体的影响, 体现出零折射率材料的隐身特性. 图 4(b) 给出了外磁场为 147 Oe 时, 工作频率偏离类狄拉克点处 ( $f = 0.66$ ) 的  $H_z$ , 此时样品的

隐身特性消失, 样品中不透明物体对出射光波的场分布造成影响. 图 4(c) 给出了外磁场为 152 Oe 时, 工作频率在  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$  交点位置处 ( $f = 0.718$ ) 的  $H_z$ , 此时样品的等效折射率  $n_{\text{eff}} \approx -0.046$ , 接近于零, 因此仍能体现出零折射率材料的隐身特性.

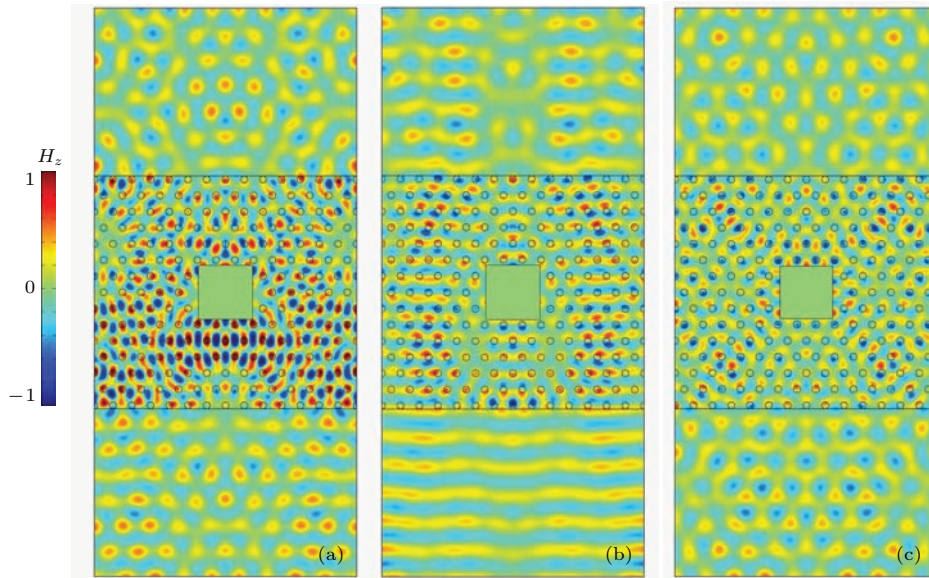


图 4 (网刊彩色) (a) 外磁场  $H = 147$  Oe 时,  $f = 0.734$  处的分布; (b) 外磁场  $H = 147$  Oe 时,  $f = 0.66$  处的分布; (c) 外磁场  $H = 152$  Oe 时,  $f = 0.718$  处的分布

Fig. 4. (color online) (a) The numerically simulated field distribution for TE mode with  $H = 147$  Oe at  $f = 0.734$ ; (b) the numerically simulated field distribution for TE mode with  $H = 147$  Oe at  $f = 0.66$ ; (c) the numerically simulated field distribution for TE mode with  $H = 152$  Oe at  $f = 0.718$ .

### 3 结 论

本文基于典型磁流体的实验数据, 建立了工作频率可调的近似零折射率磁流体光子晶体的理论模型, 并用数值仿真的方法对理论模型进行了验证. 理论分析结果显示, 当外磁场为 147 Oe 时, TE 模的能带结构在  $\Gamma$  点形成三重简并的类狄拉克点 ( $f = 0.734$ ), 在类狄拉克点处  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$  曲线在零点相交, 获得与自由空间的阻抗相匹配的零折射率材料. 当外磁场增大或减小时, 由于自组织光子晶体的晶格结构随外磁场变化, 使得  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$  的交点位置偏离零点, 类狄拉克点消失, 但外磁场在 143.6—152.4 Oe 之间变化时,  $\epsilon_{\text{eff}}$  和  $\mu_{\text{eff}}$  的交点位置处的  $|n_{\text{eff}}|$  能保持在 0.05 以下, 样品仍能表现出近似零折射率特性, 并保持了与自由空间的阻抗相匹配的优点, 与之相对应的工作频率可从 0.750 变化到 0.716.

### 参考文献

- [1] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [2] Jin L, Zhu Q Y, Fu Y Q 2013 *Chin. Phys. B* **22** 094102
- [3] Chen J, Wang Y, Jia B, Geng T, Li X, Feng L, Qian W, Liang B, Zhang X, Gu M, Zhuang S 2011 *Nat. Photon.* **5** 239
- [4] Huang X, Lai L, Hang Z H, Zheng H, Chan Z T 2011 *Nat. Mater.* **10** 582
- [5] Kocaman S, Aras M S, Hsieh P, McMillan J F, Biris C G, Panoiu N C, Yu M B, Kwong D L, Stein A, Wong C W 2011 *Nat. Photon.* **5** 499
- [6] Liu R, Cheng Q, Hand T, Mock J J, Cui T J, Cummer S A, Smith D R 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 023903
- [7] Mocella V, Cabrini S, Chang A S P, Dardano P, Moretti L, Rendina I, Olynick D, Harteneck B, Dhuey S 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 133902
- [8] Zhao H, Shen Y F, Zhang Z J 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 174204 (in Chinese) [赵浩, 沈义峰, 张中杰 2014 物理学报 **63** 174204]
- [9] Lin H X, Yu X N, Liu S Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 034203 (in Chinese) [林海笑, 俞昕宁, 刘士阳 2015 物理学报 **64** 034203]

- [10] Alu A, Silveirinha M G, Salandrino A, Engheta N 2007 *Phys. Rev. B* **75** 155410
- [11] Hao J, Yan W, Qiu M 2010 *Appl. Phys. Lett.* **96** 101109
- [12] Suchowski H, O'Brien K, Wong Z J, Salandrino A, Yin X, Zhang X 2013 *Science* **342** 1223
- [13] Ge J, Yin Y 2008 *Adv. Mater.* **20** 3485
- [14] Kim H, Ge J, Kim J, Choi S E, Lee H, Park W, Yin Y, Kwon S 2009 *Nat. Photon.* **3** 534
- [15] Horng H E, Hong C Y, Yang S Y, Yang H C 2003 *Appl. Phys. Lett.* **82** 2434
- [16] Yang S Y, Chieh J J, Horng H E, Hong C Y, Yang H C 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 5204
- [17] Wen W, Zhang L, Sheng P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5464
- [18] Buchenau U, Müller I 1972 *Solid. State. Commun.* **11** 1291
- [19] Wu Y, Li J, Zhang Z Q, Chan C T 2006 *Phys. Rev. B* **74** 085111
- [20] Geng T, Wang Y, Wang X, Dong X M 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 154210 (in Chinese) [耿滔, 王岩, 王新, 董祥美 2015 物理学报 **64** 154210]
- [21] Leger J R, Swanson G J 1990 *Opt. Lett.* **15** 288

# Tunable near-zero index of self-assembled photonic crystal using magnetic fluid\*

Geng Tao<sup>1)†</sup> Wu Na<sup>1)</sup> Dong Xiang-Mei<sup>1)</sup> Gao Xiu-Min<sup>2)</sup>

1) (Shanghai Key Lab of Modern Optical System, Engineering Research Center of Optical Instrument and System, Ministry of Education, School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

2) (Electronics and Information College, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018, China)

( Received 6 July 2015; revised manuscript received 26 August 2015 )

## Abstract

In a zero index material, the phase velocity of light is much greater than the speed of light in vacuum and can even approach to infinity. Thus, the phase of light throughout a piece of zero-index material is essentially a constant. The zero index material has recently been used in many areas due to its extraordinary optical properties, including beam collimation, cloaking and phase matching in nonlinear optics. However, most of zero index materials usually have narrow operating bandwidths and the operating frequencies are not tunable. In this work, the model of tunable near-zero index photonic crystal is established by using colloidal magnetic fluid. Magnetic fluid, as a kind of easy-made mature nanoscale magnetic material, has proved to be an excellent candidate for fabricating self-assembled photonic crystal, especially the band-tunable photonic crystal with fast and reversible response to external magnetic field. The band structure can be calculated using the plane wave expansion method. For TE mode, it can be seen that a triply-degenerate point (normalized frequency  $f = 0.734$ ) at  $\Gamma$  point under external magnetic field  $H = 147$  Oe ( $1 \text{ Oe} = 79.5775 \text{ A/m}$ ), forms a Dirac-like point in the band structure, which is called an “accidental-degeneracy-induced Dirac-like point”. The effective permittivity  $\epsilon_{\text{eff}}$  and permeability  $\mu_{\text{eff}}$  are calculated using an expanded effective medium theory based on the Mie scattering theory. The calculated results show that both  $\epsilon_{\text{eff}}$  and  $\mu_{\text{eff}}$  are equal to zero at Dirac-like point, which means that the effective index  $n_{\text{eff}}$  is zero and the effective impedance  $Z_{\text{eff}}$  is 1. The lattice structure of such a self-assembled photonic crystal will change with the external magnetic field, leading to the disappearance of Dirac-like point. However, when  $143.6 \text{ Oe} \leq H \leq 152.4 \text{ Oe}$ ,  $|n_{\text{eff}}|$  can keep less than 0.05 under the condition of  $Z_{\text{eff}} = 1$ . Correspondingly, the operating frequency will change from 0.75 to 0.716. The model is verified by the numerical simulations (COMSOL Multiphysics) and the theoretical results agree well with the numerical ones.

**Keywords:** zero index, Dirac-like point, photonic crystal, magnetic fluids

**PACS:** 42.70.Qs, 78.20.Bh

**DOI:** 10.7498/aps.65.014213

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2015CB352001), the Special-Funded Program on National Key Scientific Instruments and Equipment Development of China (Grant No. 2012YQ17000408), the National Nature Science Foundation of China (Grant No. 61378035), the Basic Research Program of Shanghai, China (Grant No. 14ZR1428500), and the 151 Talent Project of Zhejiang Province, China (Grant No. 12-2-008).

† Corresponding author. E-mail: [Tao\\_Geng@hotmail.com](mailto:Tao_Geng@hotmail.com)