

基于硅柱 - 磁性液体体系的光子晶体的可调谐负折射特性研究*

于国君 卜胜利[†] 王响 纪红柱

(上海理工大学理学院, 上海 200093)

(2012年2月24日收到; 2012年3月22日收到修改稿)

本文研究了硅柱在 MnFe_2O_4 磁性液体背景中排列成六边形结构的二维光子晶体的可调谐负折射特性. 利用平面波展开法和时域有限差分法理论研究了硅柱 - 磁性液体体系二维光子晶体的带隙结构、等频曲线和负折射现象随外磁场强度的变化关系. 模拟结果表明, 硅柱 - 磁性液体体系二维光子晶体工作在 TE 模式时, 其负折射特性可由外磁场调节. 在固定背景溶液的磁性颗粒体积分数和入射光频率时, 所研究的折射光束的偏转角和光子晶体的负折射率绝对值随外磁场的增大而增大, 而在固定背景溶液的磁性颗粒体积分数和外磁场强度时, 负折射角和负折射率的绝对值随入射光归一化频率增大而减小. 固定外场强度和入射光频率时, 所研究结构的负折射特性随背景溶液的磁性颗粒体积分数增大而变弱.

关键词: 磁性液体, 负折射, 可调谐

PACS: 47.65.Cb, 42.70.Qs, 78.20.Ls

1 引言

左手材料 (left-handed materials, LHM) 也被称为负折射率材料 (negative index materials, NIM), 它是在电磁波某一频率范围内同时具有负的介电常数和负的磁导率的材料. 这一概念最早由 Veslago 于 1964 年提出^[1], 但在自然界中一直没有发现天然的负折射率材料. Smith 等于 2000 年利用周期性排列的细铜导线和开口谐振环 (SRR) 首次制造出在微波波段同时具有负介电常数和负磁导率的人工复合材料, 并实验观察到了负折射现象, 从而证实了左手材料的存在性^[2]. 近年来, 负折射材料得到了学术界的重视, 此前预测具有与常规材料相反的一些奇异光学、电磁学现象 (如逆菲涅耳定律^[3,4]、逆多普勒效应^[5]、逆切连科夫辐射^[6]、隐身衣^[7]) 相继被理论或实验证实. 尤其是 Pendry 于 2000 年提出的“完美透镜”^[8], 由于其能够突破传统的衍射极限而对物体进行亚波长成像受到了

广泛的关注.

现有人工合成的负折射率材料, 主要以金属为本征材料, 适用于微波等长波长电磁波, 而光频电磁波则极易被金属材料吸收, 导致光能量与信息无法在基于金属的负折射率材料中传播, 从而限制了光频负折射的发展与应用. 在某些波段, 光子晶体 (photonic crystals, PCs) 的衍射效应能够产生等效负折射率甚至真正的负折射率. 因此, 不同于金属构建的负折射材料, 由周期性调制电介质材料构成的光子晶体无疑是光频电磁波等效负折射材料的理想候选者. 目前用光子晶体实现负折射的方法通常被分为两类: 一是组成光子晶体的材料是负折射率材料, 二是用正折射率材料构建的光子晶体依靠强烈的布拉格散射^[9]和各向异性^[10]来实现负折射, 而后者是目前研究最为广泛的.

纳米磁性液体是一种特殊的磁性功能材料, 被广泛地应用于工程与技术领域, 它是由表面活性剂包裹的纳米磁性颗粒^[11](直径大约为 10 nm) 分散在适当的载液中形成的胶体系统. 在外磁场的作用

* 上海市教育委员会科研创新项目 (批准号: 11YZ120) 和国家自然科学基金 (批准号: 10704048) 资助的课题.

[†] E-mail: shlpu@usst.edu.cn

下, 纳米磁性液体的内部微结构会发生变化^[12-17], 从而导致折射率的改变, 因此是制备可调谐光子晶体的备选材料之一. Fan 等研究了外磁场对磁性液体一维光子晶体的带隙调节特性^[18], 我们利用磁性液体自组装成二维光子晶体的结构模型, 研究了磁性液体光子带隙的磁场调节特性^[19,20], Gao 等基于改性的磁性液体理论模拟了其负折射特性^[21], 但在实际操作中, 对材料的制备要求较高, 必须使得每个纳米磁性颗粒外包覆一层圆形各向同性的金属外壳. 同时, 由于金属对光波具有很强的吸收特性, 导致这种材料的光损耗很大. 目前基于磁性液体光子晶体的可调谐负折射的研究相对较少. 本文中, 我们以周期性排列固体硅柱的间隙填充 MnFe_2O_4 磁性液体为体系, 理论研究了外磁场对其负折射的调谐作用, 利用此方法实现负折射, 其调谐较方便, 是一种实时的调谐模式. 该体系通过固体硅柱的周期性排列避免了由磁性颗粒自组装成磁柱而可能存在的非周期现象, 增强了光子晶体效应. 同时由硅材料构成的硅柱对光没有吸收效应, 而磁性材料组装成的磁柱对光具有很强的吸收性, 所以该体系的光损耗相对较少.

2 模型和原理

由硅介质圆柱排列于磁性液体背景溶液中形成的二维六边形光子晶体结构如图 1 所示. 该二维光子晶体是由固相(硅柱)和液相(磁性液体, 即背景溶液)两相组成. 固体硅柱的介电常数是一常数, 不随外磁场而改变, 但背景溶液的介电常数与外磁场强度有关. 随着外磁场强度的增大, 磁性液体中的微结构会发生改变^[22,23], 进而导致背景溶液(磁性液体)介电常数的改变. 因此, 介质柱和背景溶液折射率的差值(对光子晶体的特性具有重要的影响)也将随磁场的变化而变化. 故, 基于该体系的光子晶体的可能负折射可由外磁场调节.

对于 TE 模(入射光场的电矢量 \mathbf{E} 平行于介质柱的方向), 当施加图 1 所示方向的磁场时, 满足文献[18]中的纵磁场条件, 则背景溶液的介电常数 ε_{liq} 与背景溶液中纳米磁性颗粒的体积分数 P 以及外加磁场因子 α ($0 < \alpha < 1$) 三者的关系为^[18]

$$\frac{\varepsilon_{\text{liq}} - \varepsilon_{\text{h}}}{\alpha\varepsilon_{\text{liq}} + (3 - \alpha)\varepsilon_{\text{h}}} = P \frac{\varepsilon_{\text{p}} - \varepsilon_{\text{h}}}{\varepsilon_{\text{p}} + 2\varepsilon_{\text{h}}}, \quad (1)$$

式中 ε_{h} 和 ε_{p} 分别为磁性液体载液的介电常数和纳米磁性颗粒的介电常数, α 为 H 的函数, 是描述

外加磁场强度的参数, 随着 H 的增大, α 的值逐渐趋向于 0^[24].

因此, 介质柱和背景溶液折射率的差值 Δn 为

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_{\text{col}} - n_{\text{liq}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{col}}} - \sqrt{\varepsilon_{\text{liq}}} \\ &= \sqrt{\varepsilon_{\text{col}}} - \left\{ \varepsilon_{\text{h}} (\varepsilon_{\text{p}} (1 + 3P - \alpha P) \right. \\ &\quad \left. + \varepsilon_{\text{h}} (2 - 3P + \alpha P)) \right. \\ &\quad \left. \times [\varepsilon_{\text{p}} (1 - \alpha P) + \varepsilon_{\text{h}} (2 + \alpha P)]^{-1} \right\}^{1/2}, \quad (2) \end{aligned}$$

其中, n_{col} 和 ε_{col} 分别为硅柱的折射率和介电常数, n_{liq} 为背景溶液的折射率.

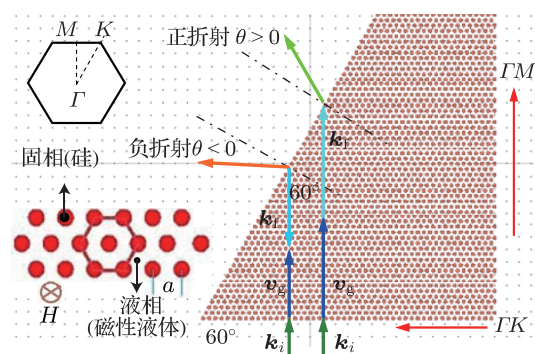


图 1 由硅柱和磁性液体体系组成的光子晶体结构模型及光波在光子晶体中发生正、负折射原理图

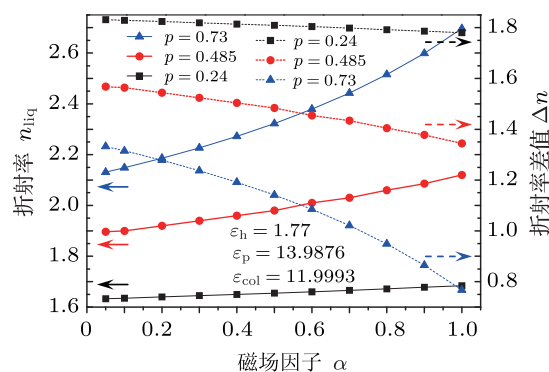


图 2 不同磁性颗粒体积分数时, 背景折射率与介质柱和背景溶液的折射率差值随外磁场的变化关系

图 2 为背景溶液中磁性颗粒的体积分数 P 分别为 0.24, 0.485 和 0.73 时, 由 (1) 和 (2) 式计算出的 n_{liq} 和 Δn 随外磁场的变化关系. 在计算中, 根据本文的实际情况, 取 $\varepsilon_{\text{h}} = 1.77$ (水), $\varepsilon_{\text{p}} = 13.9876$ (MnFe_2O_4 磁性纳米颗粒), $\varepsilon_{\text{col}} = 11.9993$ (硅柱). 由图 2 可看出, 背景溶液折射率随磁场因子的增大(磁场强度的减小)而增大. 并且磁性颗粒的体积分数越大, 背景溶液的折射率变化幅度也就越大. Δn 随磁场因子的增大(磁场强度的减小)而减小, 即该光子晶体的折射率调制度可由外磁场调节, 从

而当该光子晶体工作在负折射状态时, 可实现可调谐负折射的目的.

3 模拟结果与讨论

Notomi 指出, 由介质柱组成的二维光子晶体, 其 TE 模的负折射现象较明显 [25], 故本文仅讨论 TE 模的情况. 在理论研究中, 首先采用平面波展开法计算硅柱 - 磁性液体体系二维光子晶体的带结构和等频图 (equi-frequency surface, EFS), 然后利用等频图分析光子晶体的异常折射特性, 并用时域有限差分法 (finite-difference time-domain, FDTD) 模拟光波在光子晶体中的传播情况. 不失一般性, 在模拟计算中, 取 $d/a = 0.7$ (d 为波导宽度, a 为晶格常数).

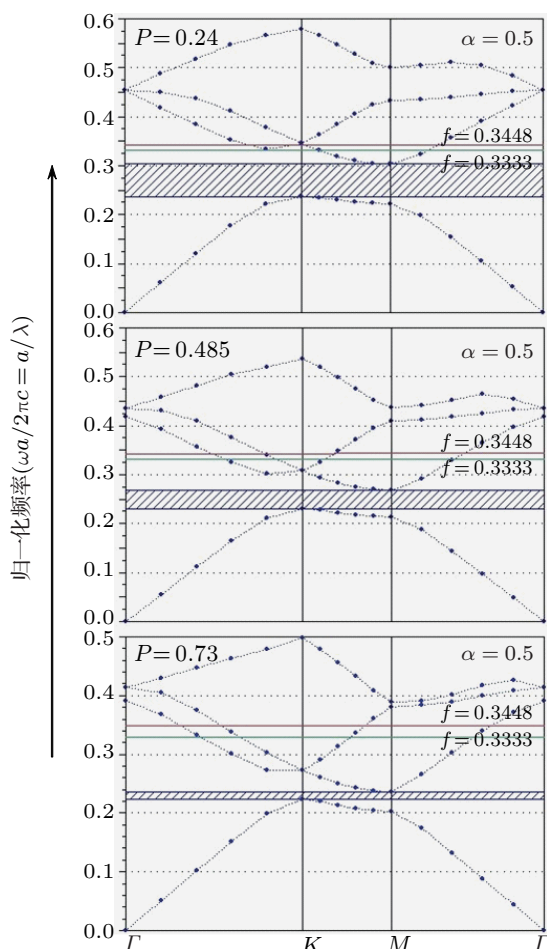


图 3 当 $\alpha = 0.5$, 背景溶液磁性颗粒体积分数 P 分别为 0.24, 0.485 和 0.73 时, 硅柱 - 磁性液体光子晶体 TE 模的能带结构图 (图中上下两个标示线分别表示归一化频率 $f = 0.3448$ 和 0.3333 所在的位置)

图 3 为 $\alpha = 0.5$ 时, 背景溶液磁性颗粒体积分数 P 分别为 0.24, 0.485 和 0.73 时, 二维六边形排

列的硅柱 - 磁性液体光子晶体在 TE 模式下的能带结构图. 由图 3 可看出, 在第一个能带的低频区域, 入射光的波长远大于晶格常数, 此时光子晶体相当于均匀介质, 没有明显的负折射现象. 故本文选取第二个能带进行研究.

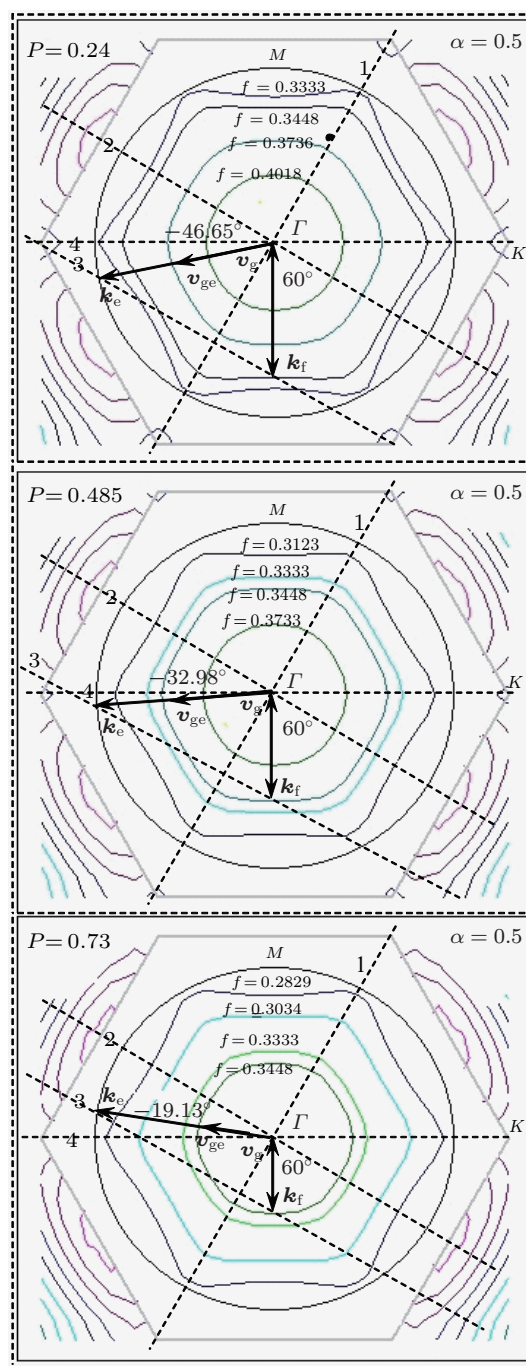


图 4 当 $\alpha = 0.5$, 背景溶液磁性颗粒体积分数 P 分别为 0.24, 0.485 和 0.73 时, 硅柱 - 磁性液体光子晶体的等频图及其负折射分析图

为了研究负折射特性, 我们将光子晶体设计成具有 60° 入射角的直角棱镜外形 (如图 1 所示). 此

时,发生负折射时,光子晶体内光波的波矢 \mathbf{k}_f 方向和群速度 \mathbf{v}_g 方向反平行,即成 180° 的夹角. 因此,在该入射角下的折射光波,可用菲涅耳定律给出等效的负折射率.

考察第二个能带范围内归一化频率为 0.3333 和 0.3448 的两个频率的入射光,其等频曲线如图 4 所示. 图 4 中,虚线 1 表示出射界面,虚线 2 示出射

界面的法线,虚线 3 与虚线 2 平行,表示动量守恒定律的标示线,虚线 4 表示入射界面,大圆表示空气的等频线, \mathbf{k}_f 和 \mathbf{v}_g 分别表示光子晶体内光波的波矢和群速度矢量, \mathbf{k}_e 和 \mathbf{v}_{ge} 分别表示空气中光波的波矢和群速度矢量. 由图 4 可看出,不同 P 情况下,每个六边形等频轮廓都是以 Γ 为中心,并且沿 ΓM 的方向,归一化频率逐渐减小.

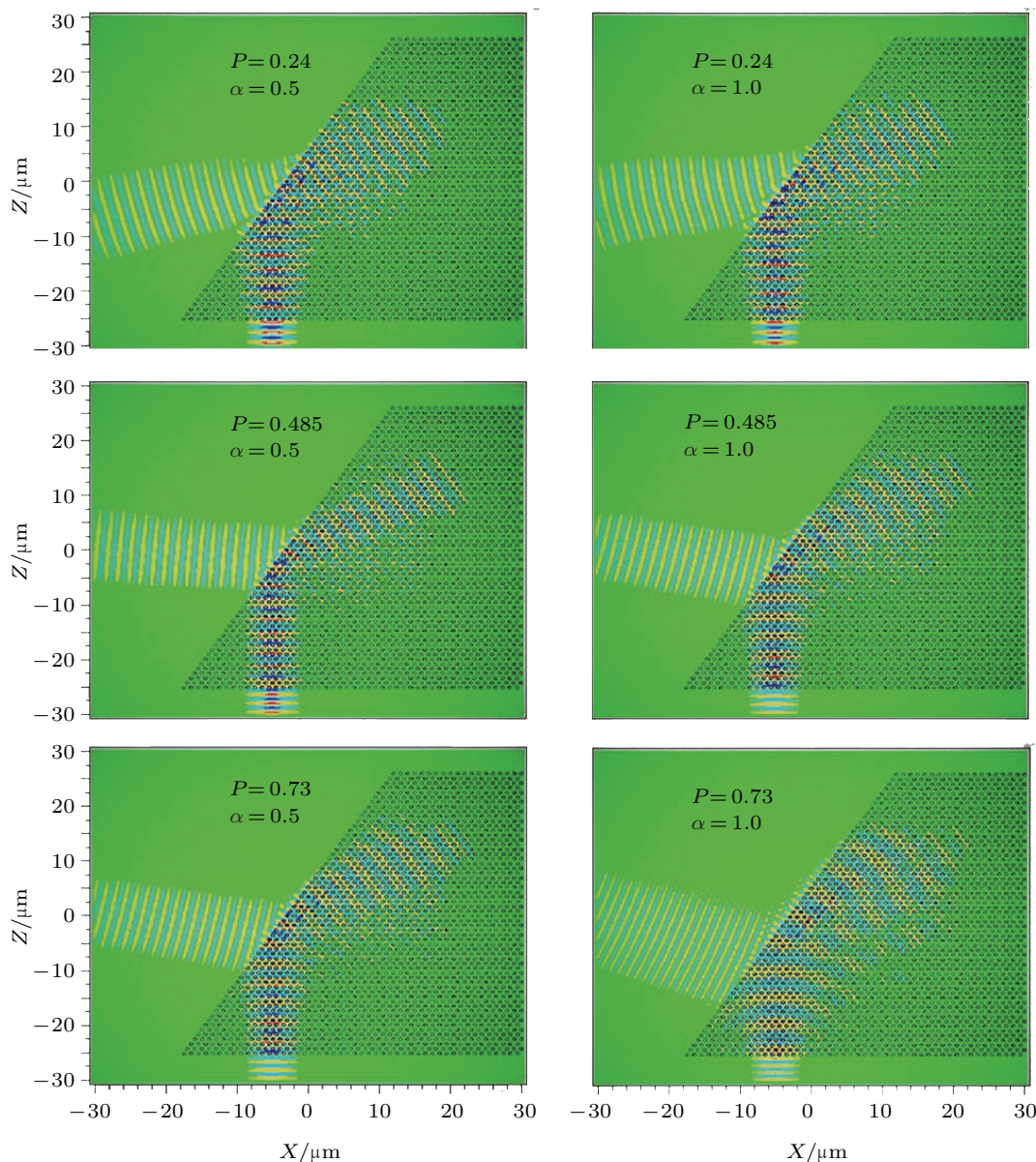


图 5 当 $f = 0.3448$ 时, TE 光波在硅柱 - 磁性液体光子晶体中的传播情况模拟图

若光子晶体内光波的 $\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{v}_g < 0$, 且入射波和折射波位于法线的同侧, 则此时发生负折射, 且折射角 $\theta < 0$. 相反, 若光子晶体内光波的 $\mathbf{k}_f \cdot \mathbf{v}_g > 0$, 且入射波和折射波位于法线的两侧, 则此时发生正折射, 且折射角 $\theta > 0$. 分析图 4 中归一化频

率 $f = 0.3448$ 发现, 出射界面处, 入射光线和折射光线位于法线的同侧, 故具有负折射特性. 当背景溶液磁性颗粒体积分数 P 分别为 0.24, 0.485 和 0.73 时, 沿 ΓM 方向入射光所对应的折射角 θ 分别为 -46.65° , -32.98° 和 -19.13° . 根据菲涅耳

定律可知, 该硅柱 - 磁性液体光子晶体对归一化频率为 0.3448 的 TE 波, 在 TM 方向上的等效折射率分别为 -0.8397 , -0.6286 和 -0.3784 . 因此, 利用具有 60° 顶角的直角棱镜外形的二维硅柱 - 磁性液体体系光子晶体, 在特定的入射角下, 可对归一化频率为 $f = 0.3448$ 的光波产生可观察和测量的负折射现象. 归一化频率 $f = 0.3333$ 与 $f = 0.3448$ 的规律类似, 所以此处仅以 $f = 0.3448$ 为例进行讨论.

为了进一步验证上述负折射现象, 我们采用时域有限差分法模拟了光波在硅柱 - 磁性液体光子晶体中传播情况. 图 5 给出了 $f = 0.3448$ 时, 入射光波通过光子晶体的传播情况. 图 5 表明, 在光子晶体的出射界面, 折射波与入射波位于法线的同侧, 即发生了负折射. 利用同样的方法, 可模拟出不同 P 值时, 不同磁场强度 (即不同 α 值) 下, 光波在硅柱 - 磁性液体体系光子晶体中的传播情况, 然后根据斯涅耳定律即可得出折射光的角度以及相应的负折射率在特定的体积分数下随磁场的变化关系, 如图 6 和 7 所示.

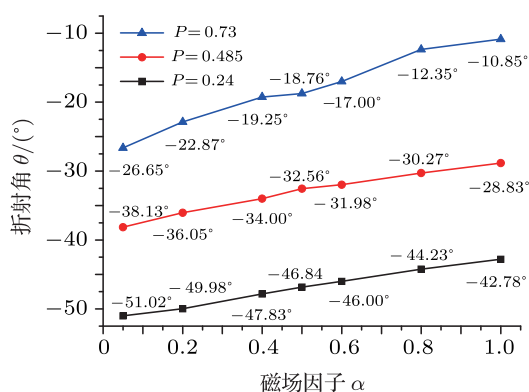


图 6 当 $f = 0.3448$ 时, 在三个特定磁性颗粒体积分数下, 折射光的折射角随磁场的变化关系

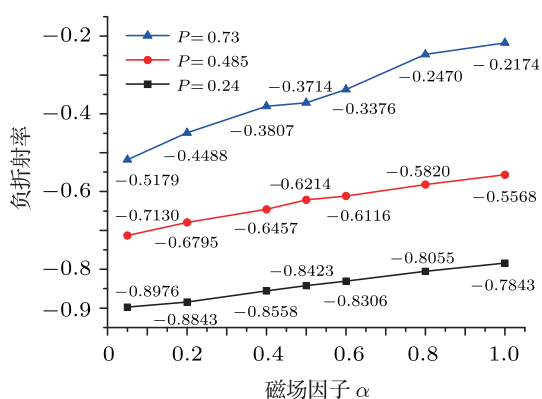


图 7 当 $f = 0.3448$ 时, 在三个特定磁性颗粒体积分数下, 负折射率随磁场的变化关系

由图 6 可看出, 随着磁场因子的增大 (磁场强度的减小), 折射角 (负折射角的绝对值) 逐渐减小. 当 $P = 0.73$ 时, 折射角度下降的幅度明显快于 $P = 0.24$ 和 0.485 的情况. 并且当背景溶液磁性颗粒体积分数 P 分别为 0.24 , 0.485 和 0.73 , 磁场因子 $\alpha = 0.5$ 时, 折射光束的偏转角分别为 -46.84° , -32.56° 和 -18.76° , 该值与等频图方法所得的结果总体符合较好. 微小的误差可能是由 FDTD 方法中折射角的提取造成的. 由图 7 可看出, 负折射率绝对值随着磁场因子的增大 (磁场强度的减小) 而减小. 综合图 3—7 可看出, 入射光归一化频率 $f = 0.3448$ 距第一禁带上边界的距离 (即图 3 中 $f = 0.3448$ 标示线的位置与第一禁带上限的距离) 越近, 光波的布拉格散射效应就越明显, 从而导致折射光的偏转角度越大, 因而所对应的负折射率的绝对值就越大, 这一现象与 Notomi 得出的结论一致 [25].

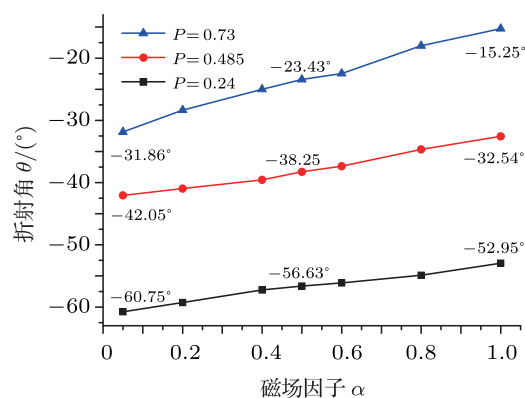


图 8 当 $f = 0.3333$ 时, 在三个特定磁性颗粒体积分数下, 折射光的偏转角随磁场的变化关系

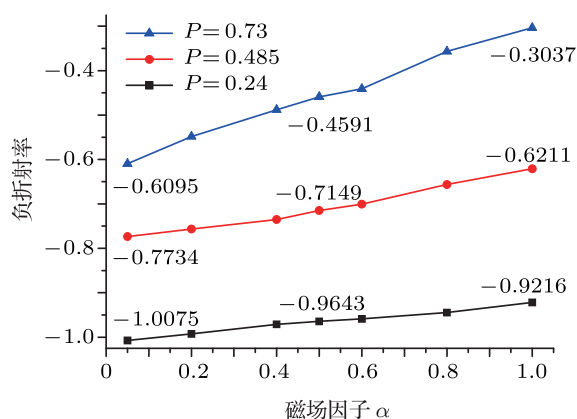


图 9 当 $f = 0.3333$ 时, 在三个特定磁性颗粒体积分数下, 负折射率随磁场的变化关系

利用类似的方法, 图 8 给出了归一化频率 $f =$

0.3333 时, 硅柱 - 磁性液体体系光子晶体出射界面处的折射角随外磁场的变化关系, 与图 6 比较可知, 在相同体积分数和磁场下, $f = 0.3333$ 时折射光束的偏转角大于 $f = 0.3448$ 时折射光束的偏转角, 并且在低磁性颗粒体积分数、较小外磁场因子时, 折射光偏转角大于入射角 (对应于图 9 所示负折射率的绝对值大于 1). 这从图 4 也不难看出, 因为 $f = 0.3333$ 的六边形等频轮廓在 $f = 0.3448$ 的等频轮廓外围.

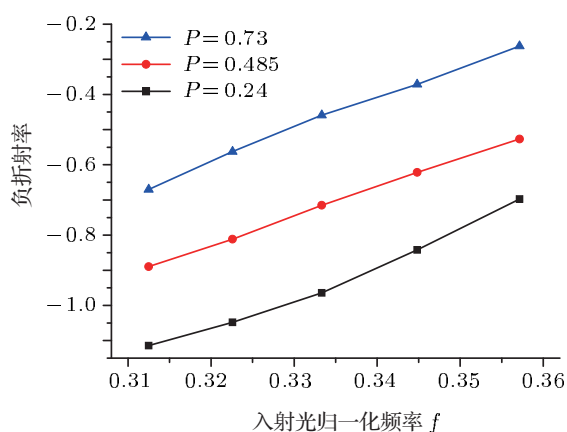


图 10 当 $\alpha = 0.5$, 磁性颗粒体积分数 P 分别为 0.24, 0.485 和 0.73 时, 负折射率随入射光归一化频率的变化关系

图 10 给出了第二个能带范围内负折射率随入射光归一化频率的变化关系. 从图中可以看出, 在

特定磁性颗粒体积分数下, 负折射率的绝对值随着入射光归一化频率的增大而逐渐减小, 这是由于随着归一化频率的逐渐增大, 该频率所在位置与第一禁带上边界距离逐渐增大, 导致布拉格散射效应逐渐减弱. 另外, 当归一化频率 f 在 0.335 到 0.36 范围内, 磁性颗粒体积分数为 $P = 0.24$ 的样品负折射率变化幅度明显大于磁性颗粒体积分数 $P = 0.485$ 和 0.73 样品. 应用这种入射光频率依赖的负折射率特性可设计、制作波分复用光学器件, 亦可为进一步研究超棱镜现象提供参考 [26].

4 结论

研究了以硅材料为介质圆柱, MnFe_2O_4 磁性液体为背景溶液构成的二维六边形光子晶体的负折射特性. 通过对第二个能带中特定的等频曲线进行分析, 得出折射光束的偏转角, 并由时域有限差分法进一步验证, 发现两种方法得出的结果非常接近. 证明了折射光束的偏转角以及相应的负折射率能够借由外磁场来调节. 通过增大磁场, 折射光束的偏转角和负折射率绝对值也随之增大. 负折射材料, 特别是可调谐负折射材料, 具有许多常规材料所不具备的特性, 对其进行研究将会极大地促进光学元件的发展.

- [1] Veselago V G 1968 *Sov. Phys. Usp.* **10** 509
- [2] Smith D R, Padilla W J, Vier D C, Nemat-Nasser S C, Schultz S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4184
- [3] Houck A A, Brock J B, Chuang I L 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 137401
- [4] Parimi P V, Lu W T, Vodo P, Sokoloff J, Derov J S, Sridhar S 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 127401
- [5] Chen J B, Wang Y, Jia B H, Geng T, Li X P, Feng L, Qian W, Liang B M, Zhang X X, Gu M, Zhuang S L 2011 *Nat. Photon* **5** 239
- [6] Luo C, Ibanescu M, Johnson S G, Joannopoulos J D 2003 *Science* **299** 368
- [7] Gabrielli L H, Cardenas J, Poitras C B, Lipson M 2009 *Nat. Photon* **3** 461
- [8] Pendry J B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3966
- [9] Foteinopoulou S, Soukoulis C M 2003 *Phys. Rev. B* **67** 235107
- [10] Luo C, Johnson S G, Joannopoulos J D, Pendry J B 2002 *Phys. Rev. B* **65** 201104
- [11] Patel R 2009 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11** 125004
- [12] Pu S, Chen X, Chen L, Liao W, Chen Y, Xia Y 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 021901
- [13] Patel R, Mehta R V 2010 *Eur Phys. J. Appl. Phys.* **52** 30702
- [14] Li J, Lin Y Q, Liu X D, Wen B C, Zhang T Z, Zhang Q M, Miao H 2010 *Opt. Commun.* **283** 1182
- [15] Horng H E, Chen C S, Fang K L, Yang S Y, Chieh J J, Hong C Y, Yang H C 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 5592
- [16] Patel R 2011 *J. Magn. Magn. Mater.* **323** 1360
- [17] Yang H C, Jeany B Y, Yang S Y, Horng H E, Huang T P, Hong C Y 2002 *J. Magn. Magn. Mater.* **252** 287
- [18] Fan C Z, Wang G, Huang J P 2008 *J. Appl. Phys.* **103** 094107
- [19] Pu S, Geng T, Chen X, Zeng X, Liu M, Di Z 2008 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 2345
- [20] Pu S, Liu M 2009 *J. Alloys Compd* **481** 851
- [21] Gao Y, Huang J P, Liu Y M, Gao L, Yu K W, Zhang X 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 034501
- [22] Hong C-Y, Horng H E, Kuo F C, Yang S Y, Yang H C, Wu J M 1999 *Appl. Phys. Lett.* **75** 2196
- [23] Yang S Y, Horng H E, Shiao Y T, Hong C-Y, Yang H C 2006 *J. Magn. Magn. Mater.* **307** 43
- [24] Fan C Z, Huang J P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 141906
- [25] Notomi M 2000 *Phys. Rev. B* **62** 10696
- [26] Notomi M 2002 *Opt Quantum Electron* **34** 133

Tunable negative refraction properties of photonic crystals based on silicon columns arranged in magnetic liquids*

Yu Guo-Jun Pu Sheng-Li[†] Wang-Xiang Ji Hong-Zhu

(College of Science, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China)

(Received 24 February 2012; revised manuscript received 22 March 2012)

Abstract

Tunable negative refraction of two-dimensional photonic crystal made of silicon cylinders hexagonally arranged in a MnFe_2O_4 magnetic liquid is studied. The plane wave expansion and finite-difference time-domain method are used to calculate and simulate its band structure, equi-frequency surface and negative refraction property. For the TE mode, the negative refraction of the two-dimensional photonic crystal made of the silicon column-magnetic liquid system can be tuned by a magnetic field. When the volume fraction of magnetic nanoparticles within the magnetic liquid and the frequency of the incident light are fixed, the deflection angle of the refraction light and the absolute value of the negative refractive index increase gradually with the external magnetic field increasing. When the volume fraction of magnetic nanoparticles within the magnetic liquid and the strength of the external magnetic field are fixed, the absolute value of the negative refractive angle and negative refractive index decrease with the normalized frequency of the incident light increasing. In addition, when the external magnetic field and the normalized frequency of the incident light are fixed, the negative refraction weakens with the increase of magnetic nanoparticle volume fraction of background solution.

Keywords: magnetic liquids, negative refraction, tunability

PACS: 47.65.Cb, 42.70.Qs, 78.20.Ls

* Project supported by the Innovation Program of Shanghai Municipal Education Commission (Grant No. 11YZ120), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10704048).

[†] E-mail: shlpu@usst.edu.cn