

一维反铁磁光子晶体光学双稳态效应研究*

张强 周胜 励强华 王选章 付淑芳†

(哈尔滨师范大学光电带隙材料省部共建教育部重点实验室, 物理与电子工程学院低维体系与介观物理实验室, 哈尔滨 150025)

(2011 年 11 月 15 日收到; 2011 年 12 月 31 日收到修改稿)

基于传递矩阵方法和光局域化原理, 本文研究了一维反铁磁光子晶体共振频率附近光学双稳态效应随电磁波入射角、外磁场强度及电介质层数的变化. 研究发现, 当外磁场为 1.0 kG ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$)、电磁波小角度入射时, 反铁磁材料高低共振频率附近均可探测到光学双稳态效应; 当电磁波大角度入射时, 仅在高共振频率附近探测到光学双稳态效应. 然而, 当外磁场强度增加到 2.0 kG 时, 由于反铁磁材料的高低共振频率向两侧移动, 低共振频率附近缺失的光学双稳态频率窗口又被有效激发. 此外, 电磁波小角度入射时, 电介质层数在低共振频率附近对双稳态效应影响较明显.

关键词: 反铁磁光子晶体, 光学双稳态效应, 三阶非线性效应

PACS: 75.50.Ee, 42.70.Qs, 94.20.ws, 87.50.U-

1 引言

反铁磁体的共振区间处于太赫兹波段, 而太赫兹波段是目前实验和技术应用研究的重点频率区间. 研究反铁磁体的线性和非线性效应, 对通信频段的扩展具有实际应用价值^[1-4]. 一般情况下, 反铁磁体的磁非线性效应非常弱, 需要很强的光强才能被有效激发. 随着各种波段高功率激光器的出现, 反铁磁性材料的磁非线性性质及其在 THz 波段的应用受到了极大的关注^[5-8]. 在磁非线性光学或电磁理论中, 非线性主要来自于磁性介质磁化对电磁波磁场的非线性响应, 即, $m = \chi^{(1)} \cdot h + \chi^{(2)}:hh + \chi^{(3)}:hhh + \dots$ ^[9]. Aksenov 等人在极坐标系下计算出了反铁磁体系非线性磁化率的表达式^[10]. 但是, 由于位型极为特殊, 其结果不具有普遍意义. Wang 研究小组首先在直角坐标系中推导出外场作用下反铁磁体的非线性磁化率的解析表达式, 这是研究各种反铁磁体系

磁光性质的重要理论基础^[11,12]. 利用二阶非线性磁化率, Zhou 等人分别计算了反铁磁裸膜及一维反铁磁光子晶体的二次谐波的生成. 研究发现将反铁磁材料引入到光子晶体中可以大大的增加二次谐波的输出强度^[13,14]. 这主要是由于在光子晶体中引入反铁磁缺陷层后, 光子晶体的周期性或对称性遭到破坏, 光子禁带中出现缺陷态. 当电磁波或光的频率位于缺陷态时, 就会产生光强局域化效应, 此时反铁磁体的非线性效应被增强^[15,16]. 一维反铁磁光子晶体双稳态效应源于反铁磁材料的三阶非线性响应. Almeida, Mills 以及 Kahn 等人讨论了电磁波垂直入射时, 反铁磁薄膜或超晶格体系产生的双稳态或多稳态效应, 所需激光器的功率在 100 MW/m^2 左右^[17,18]. 根据光子晶体光强局域化作用原理, 可以降低激发非线性响应所需要的输入光强. 本文将对一维反铁磁光子晶体的光学双稳态特性随电磁波入射角、外磁场强度及电介质层数等变化进行深入研究. 为 THz 波段内, 光控开关等器件的设计、开发及应用提供理

* 国家自然科学基金 (批准号: 11074061, 11104050), 黑龙江省自然科学基金 (批准号: A200910), 教育厅青年学术骨干项目 (批准号: 1251G030), 哈尔滨师范大学省级预研项目 (批准号: 09XYS-01) 和哈尔滨市青年科技创新人才项目 (批准号: RC2011QN001011) 资助的课题.

† E-mail: shufangfu@yahoo.com

论基础.

2 理论模型

一维反铁磁光子晶体由两种电介质和反铁磁层构成, 如图 1 所示. 两种电介质构成的电介质双层依次排列构成电介质光子晶体, 反铁磁层作为缺陷层插入电介质光子晶体中间.

反铁磁层厚度及介电常数分别为 d_a, ε_a . 外加静磁场 $\mathbf{H}_0$ 、子格饱和磁化 $\mathbf{M}_0$ 相互平行 (z 轴方向), 且平行于薄膜表面, 入射平面平行 x - y 平面. $\mathbf{I}$, $\mathbf{R}$ 和 $\mathbf{T}$ 分别对应入射、反射及透射波, θ 和 θ' 分别对应入射角和透射角. 电介质的厚度分别为 d_1, d_2 , 介电常数分为 $\varepsilon_1, \varepsilon_2$. 非磁介质的磁导率为 $\mu_0 = 1$. 设入射电磁波为 TE 波, 则各空间内磁场的线性波解为

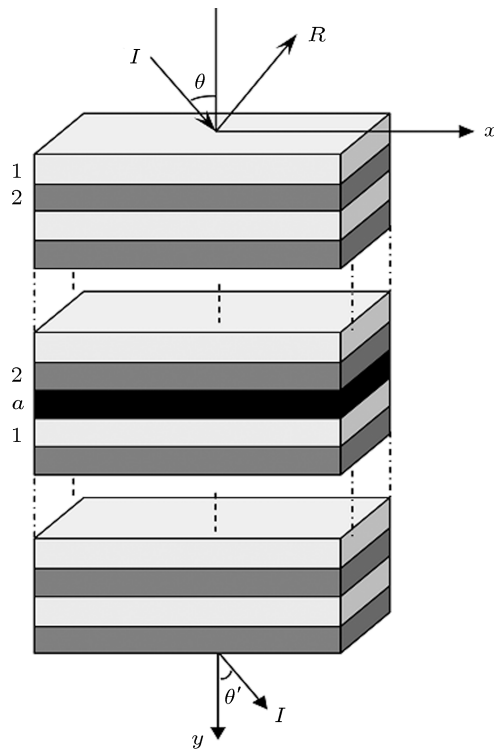


图 1 一维反铁磁光子晶体结构示意图

$$\mathbf{h} = \exp(ik_x x - i\omega t) \times \begin{cases} \mathbf{I} \exp(ik_y y) + \mathbf{R} \exp(-ik_y y), & (\text{上部空间}), \\ \mathbf{C}_j \exp(ik_j y) + \mathbf{D}_j \exp(-ik_j y), & (\text{第 } j \text{ 层}, j = 1, 2, a), \\ \mathbf{T} \exp(ik_y y), & (\text{下部空间}), \end{cases} \quad (1)$$

其中 $j = 1, 2, a$ 分别对应两种电介质和反铁磁层. C_j 和 D_j 表示电磁波在各电介质层内传播的振幅, ω 为入射电磁波频率. 这里 $k_y, k_{1,2}$ 和 k_a 分别表示电磁波在光子晶体外上下空间、电介质和反铁磁膜内传播常数, 与频率之间的关系为 $k_y = [(\omega/c)^2 - k_x^2]^{1/2}$, $k_{1,2} = [\varepsilon_{1,2}(\omega/c)^2 - k_x^2]^{1/2}$, $k_a = [\varepsilon_a \mu_v (\omega/c)^2 - k_x^2]^{1/2}$ 和 $k_x = (\omega/c) \sin \theta$. $\mu_v = (\mu_{xx}^2 + \mu_{xy}^2)/\mu_{xx}$ 为反铁磁有效磁化率. 根据 $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ 可得

$$C_{ay} = \lambda_1 C_{ax}, \quad D_{ay} = \lambda_2 D_{ax}. \quad (2)$$

其中 $\lambda_1 = (\mu_2 k_a + ik_x \mu_1)/(\mu_2 k_x - ik_a \mu_1)$, $\lambda_2 = (ik_x \mu_1 - \mu_2 k_a)/(\mu_2 k_x + ik_a \mu_1)$.

电介质层和反铁磁层内电磁波电场 Z 分量 e_z 可由 $\nabla \times \mathbf{h} = -i\omega \varepsilon \mathbf{e}$ 确定. 利用 h_x 和 e_z 边界连续性条件可得各层之间的线性传递矩阵. 上部空间与电介质层 1 间的传递矩阵为

$$\begin{pmatrix} I_x \\ R_x \end{pmatrix} = \frac{1}{2\Delta_0} \begin{pmatrix} \Delta_0 + \Delta_1 & \Delta_0 - \Delta_1 \\ \Delta_0 - \Delta_1 & \Delta_0 + \Delta_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{1x} \\ D_{1x} \end{pmatrix} = T_{t1} \begin{pmatrix} C_{1x} \\ D_{1x} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

电介质层与反铁磁层之间的传递矩阵为

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} C_{1x} \\ D_{1x} \end{pmatrix} &= \frac{1}{2\Delta_1} \begin{pmatrix} \left[\frac{1}{\varepsilon_a} (k_a - \lambda_1 k_x) + \Delta_1 \right] e^{-ik_1 d_1} & \left[\Delta_1 - \frac{1}{\varepsilon_a} (k_a + \lambda_2 k_x) \right] e^{-ik_1 d_1} \\ \left[\Delta_1 - \frac{1}{\varepsilon_a} (k_a - \lambda_1 k_x) \right] e^{ik_1 d_1} & \left[\Delta_1 + \frac{1}{\varepsilon_a} (k_a + \lambda_2 k_x) \right] e^{ik_1 d_1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_{ax} \\ D_{ax} \end{pmatrix} \\ &= T_{1a} \begin{pmatrix} C_{ax} \\ D_{ax} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{pmatrix} C_{ax} \\ D_{ax} \end{pmatrix} = \frac{\varepsilon_a}{[2k - (\lambda_1 - \lambda_2)k_x]} \begin{pmatrix} \left[\frac{1}{\varepsilon_a}(k_a + \lambda_2 k_x) + \Delta_2 \right] e^{-ik_a d_a} & \left[\frac{1}{\varepsilon_a}(k_a + \lambda_2 k_x) - \Delta_2 \right] e^{-ik_a d_a} \\ \left[\frac{1}{\varepsilon_a}(k_a - \lambda_1 k_x) - \Delta_2 \right] e^{ik_a d_a} & \left[\frac{1}{\varepsilon_a}(k_a - \lambda_1 k_x) + \Delta_2 \right] e^{ik_a d_a} \end{pmatrix} \\ \times \begin{pmatrix} C_{2x} \\ D_{2x} \end{pmatrix} = T_{a2} \begin{pmatrix} C_{2x} \\ D_{2x} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

电介质层 2 与下部空间之间的传输矩阵为

$$\begin{pmatrix} C_{2x} \\ D_{2x} \end{pmatrix} = \frac{1}{2\Delta_2} \begin{pmatrix} (\Delta_2 + \Delta_0) e^{-ik_2 d_2} & 0 \\ 0 & (\Delta_2 - \Delta_0) e^{ik_2 d_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_x \\ 0 \end{pmatrix} = T_{2b} \begin{pmatrix} T_x \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

其中 $\Delta_{1,2} = \frac{1}{\varepsilon_{1,2}} \left(\frac{k_x^2}{k_{1,2}} + k_{1,2} \right)$, $\Delta_0 = \frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{k_x^2}{k_y} + k_y \right)$.

根据各层之间的传递矩阵及周期结构各层排布顺序,可以得到一维反铁磁性光子晶体的线性传递矩阵为

$$\begin{pmatrix} I_x \\ R_x \end{pmatrix} = \Pi^L \begin{pmatrix} T_x \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

其中 $\Pi^L = T_{t1}(T_{12}T_{21})^{N/2-1}T_{12}T_{2a}T_{a1}(T_{12}T_{21})^{N/2-1}T_{12}T_{2b}$. N 为双层电介质结构层数.

假定光学双稳态效应主要来自于反铁磁缺陷层的三阶非线性效应,而其他电介质材料为线性介质. 电磁波在反铁磁层中传播所满足的非线性波动方程为

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{h}^{\text{NL}}) - \nabla^2 \mathbf{h}^{\text{NL}} - k_0^2 \vec{\mu} \cdot \vec{h}^{\text{NL}} = k_0^2 \mathbf{m}^{(3)}(\omega), \quad (8)$$

其中 $k_0^2 = \varepsilon_a(\omega/c)^2$. $\mathbf{m}^{(3)}(\omega)$ 是由入射电磁波在反铁磁层内激发的三阶基频非线性磁化,表达式为

$$\mathbf{m}^{(3)} = \sum_{i,j,k} \chi_{ijkl}^{(3)} h_j h_k h_l^* \quad (i, j, k, l = x, y, z), \quad (9)$$

其中,三阶磁化率 $\chi_{ijkl}^{(3)}$ 的推导及解析表达式较为复杂,具体可见文献 [19],作为线性近似方程式右侧的磁场 h_i 可用线性场来代替.这样,由方程 (8) 可求得波场的非线性解为

$$\mathbf{h}^{\text{NL}} = \left(\mathbf{c} e^{ik_a y} + \mathbf{d} e^{-ik_a y} + \sum_{j=1}^6 \mathbf{A}_j e^{iK_j y} \right) e^{i(k_x x - \omega t)}, \quad (10)$$

其中

$$A_{jx} = \frac{1}{\mu_1(k_a^2 - k_j^2)} [(k_x^2 - k_0^2 \mu_1) \alpha_{j,x,y}^+ +$$

$$+ (i\mu_2 k_0^2 + k_x k_j) \alpha_{j,y,x}^-], \quad (11a)$$

$$A_{jy} = \frac{1}{k_x^2 - k_0^2 \mu_1} [k_0^2 \alpha_{j,y,x}^- + (k_x k_j - i\mu_2 k_0^2) A_{jx}], \quad (j = 1 - 6), \quad (11b)$$

这里

$$\alpha_{1,m,n}^{\pm} = C_{am}^2 (\chi_{xxxx}^{(3)} D_{am}^* \pm \chi_{xxyy}^{(3)} D_{an}^*) + 2C_{am} C_{an} (\pm \chi_{xxyx}^{(3)} D_{am}^* + \chi_{xyyy}^{(3)} D_{an}^*) + C_{an}^2 (\chi_{xyyx}^{(3)} D_{am}^* \pm \chi_{yyyy}^{(3)} D_{an}^*), \quad (12a)$$

$$\alpha_{2,m,n}^{\pm} = D_{am}^2 (\chi_{xxxx}^{(3)} C_{am}^* \pm \chi_{xxyy}^{(3)} C_{an}^*) + 2D_{am} D_{an} (\pm \chi_{xxyx}^{(3)} C_{am}^* + \chi_{xyyy}^{(3)} C_{an}^*) + D_{an}^2 (\chi_{xyyx}^{(3)} C_{am}^* \pm \chi_{yyyy}^{(3)} C_{an}^*), \quad (12b)$$

$$\alpha_{3,m,n}^{\pm} = C_{am}^2 (\chi_{xxxx}^{(3)} C_{rmam}^* \pm \chi_{xxyy}^{(3)} C_{an}^*) + 2C_{am} C_{an} (\pm \chi_{xxyx}^{(3)} C_{am}^* + \chi_{xyyy}^{(3)} C_{an}^*) + C_{an}^2 (\chi_{xyyx}^{(3)} C_{am}^* \pm \chi_{yyyy}^{(3)} C_{an}^*), \quad (12c)$$

$$\alpha_{4,m,n}^{\pm} = D_{am}^2 (\chi_{xxxx}^{(3)} D_{am}^* \pm \chi_{xxyy}^{(3)} D_{an}^*) + 2D_{am} D_{an} (\pm \chi_{xxyx}^{(3)} D_{am}^* + \chi_{xyyy}^{(3)} D_{an}^*) + D_{an}^2 (\chi_{xyyx}^{(3)} D_{am}^* \pm \chi_{yyyy}^{(3)} D_{an}^*), \quad (12d)$$

$$\alpha_{5,m,n}^{\pm} = 2C_{am} D_{am} (\chi_{xxxx}^{(3)} D_{am}^* \pm \chi_{xxyy}^{(3)} D_{an}^*) + 2(C_{am} D_{an} + D_{am} C_{an}) \times (\chi_{xxyy}^{(3)} D_{an}^* \pm \chi_{xxyx}^{(3)} D_{am}^*) + 2C_{am} D_{an} (\chi_{xyyx}^{(3)} D_{am}^* + \chi_{xyyy}^{(3)} D_{an}^*), \quad (12e)$$

$$\alpha_{6,m,n}^{\pm} = 2D_{am} C_{an} (\chi_{xxxx}^{(3)} C_{am}^* \pm \chi_{xxyy}^{(3)} C_{an}^*) + 2(D_{am} C_{an} + C_{am} D_{an}) \times (\chi_{xxyy}^{(3)} C_{an}^* \pm \chi_{xxyx}^{(3)} C_{am}^*) + 2D_{an} C_{an} (\chi_{xyyx}^{(3)} C_{am}^* + \chi_{xyyy}^{(3)} C_{an}^*), \quad (12f)$$

其中下脚标 $m, n = x, y$. 设 k_r 及 k_i 分别是波数 k_a 的实部与虚部, 则波数 K_j 为

$$\begin{aligned} K_1 &= -K_2 = 3k_r + ik_i, \\ K_3 &= -K_4 = k_r + 3ik_i, \\ K_5 &= -K_6 = -k_r + ik_i. \end{aligned} \quad (13)$$

反铁磁层内, 电场的非线性表达式也可重新改写为

$$\begin{aligned} e_z^{\text{NL}} &= \frac{1}{\omega \varepsilon_a} [(c_x k_a - c_y k_x) e^{ik_a y} \\ &\quad - (d_x k_a + d_y k_x) e^{-ik_a y}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \sum_{j=1}^6 (K_j A_{jx} - k_x A_{jy}) e^{ik_j y} \\ &\times e^{i(k_x x - \omega t)}. \end{aligned} \quad (14)$$

利用 h_x^{NL} 和 e_z^{NL} 边界连续性条件可以得到反铁磁层与电介质层之间非线性传递矩阵. 首先, 反铁磁层与介质 2 之间非线性传递矩阵为

$$\begin{pmatrix} C_{2x} \\ D_{2x} \end{pmatrix} = T_{2a} \begin{pmatrix} c_{ax} \\ d_{ax} \end{pmatrix} + \Gamma_1, \quad (15)$$

其中非线性项

$$\Gamma_1 = \frac{1}{2\Delta_2} \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^6 \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_a} K_j + \Delta_2 \right) A_{jx} - \frac{1}{\varepsilon_a} k_x A_{jy} \right] e^{-ik_2 d_2} \\ \sum_{j=1}^6 \left[\left(\Delta_2 - \frac{1}{\varepsilon_a} K_j \right) A_{jx} + \frac{1}{\varepsilon_a} k_x A_{jy} \right] e^{ik_2 d_2} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

反铁磁层与介质 1 之间的传递矩阵为

$$\begin{pmatrix} c_{ax} \\ d_{ax} \end{pmatrix} = T_{a1} \begin{pmatrix} C_{1x} \\ D_{1x} \end{pmatrix} + \Gamma_2, \quad (17)$$

其中非线性项为

$$\Gamma_2 = -\frac{\varepsilon_a}{[2k_a - (\lambda_1 - \lambda_2)k_x]} \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^6 \left\{ A_{jx} \left[\frac{1}{\varepsilon_a} (k_a + \lambda_2 k_x) + K_j \right] - A_{jy} k_x \right\} e^{i(K_j - k_a) d_a} \\ \sum_{j=1}^6 \left\{ A_{jx} \left[\frac{1}{\varepsilon_a} (k_a - \lambda_1 k_x) - K_j \right] + A_{jy} k_x \right\} e^{i(K_j + k_a) d_a} \end{pmatrix}. \quad (18)$$

其中 T_{2a} , T_{a1} 及电介质层波幅之间仍满足线性传递. 这样, 考虑到反铁磁薄膜的三阶非线性响应后, 电磁波的入射、反射及透射振幅之间满足的非线性传递矩阵为

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} I_x \\ R_x \end{pmatrix} &= \Pi \begin{pmatrix} T_x \\ 0 \end{pmatrix} \\ &\quad + T_{t1} (T_{12} T_{21})^{N/2-1} T_{12} (T_{2a} \Gamma_2 + \Gamma_1) \\ &= \Pi \begin{pmatrix} T_x \\ 0 \end{pmatrix} + \Sigma^{\text{NL}}. \end{aligned} \quad (19)$$

根据定义, 电磁波能流密度为

$$S = (\mu_0 / \varepsilon_0)^{1/2} |H|^2 / 2. \quad (20)$$

因此, 透射或入射能量可以通过计算不同空间内的磁场强度 $|H|^2$ 得到.

3 数值计算

在反铁磁共振频率附近, 非线性磁化率随频率变化剧烈, 磁非线性响应最强, 而远离共振频率, 反铁磁物质与普通电介质一样磁化率接近于 1. 文献 [20] 对反铁磁物质的非线性磁化率随频率的变化进行了数值模拟, 利于非线性问题研究频率区域的选择. 但是, 非线性效应的激发将受到反铁磁光子晶体光局域化的制约, 反铁磁层及电介质厚度及层数需要被很好的设计 [21]. 我们设双层电介质层数 $N = 8$. 电介质 1 为 SiO_2 , 介电常数为 $\varepsilon_1 = 2.3$, 厚度 $d_1 = 338 \mu\text{m}$; 电介质 2 为 ZnF_2 , 介电常数 $\varepsilon_2 = 8.0$, 厚度 $d_2 = 181 \mu\text{m}$. 光子晶体中缺陷层为典型的反铁磁物质 MnF_2 , 其参数为: 介电参数 $\varepsilon_a = 5.5$, 饱和磁化强度 $M_0 = 0.6 \text{ kG}$, 交换场 $H_e = 550 \text{ kG}$, 各向异性场 $H_a = 7.87 \text{ kG}$ 及 $\gamma = 1.97 \times 10^{10} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kG}^{-1}$. 外磁场强度为 $H_0 = 1.0 \text{ kG}$ 时, 其共振频率

为 $\omega_1/2\pi c = 9.76 \text{ cm}^{-1}$ 及 $\omega_2/2\pi c = 9.83 \text{ cm}^{-1}$. 阻尼系数 $\tau = 0.001$ 及薄膜厚度取为 $d_1 = 432 \text{ }\mu\text{m}$.

入射角 $\theta = 20^\circ$ 、外磁场 $H_0 = 1.0 \text{ kG}$ 时, 高低共振频率附近透射能量随入射能量变化. 在低共振频率附近如图 2(a) 所示, 开关上阈值随频率的增加而降低, 开关下阈值随频率增加而增大. 当频率为 $\omega = 9.7463 \text{ cm}^{-1}$ 时, 阈值宽度最宽; 当频率 $\omega > 9.7525 \text{ cm}^{-1}$ 时, 光学双稳态效应消失. 在高共振频率附近如图 2(b), 光学双稳态被限制在 $9.9191 \text{ cm}^{-1} < \omega < 9.9275 \text{ cm}^{-1}$ 频率窗口内, 随频率的增加, 上下阈值逐渐增大. 越靠近共振频率光学双稳态效应越明显, 当频率远离共振频率区间时, 由于非线性效应减弱而导致光学双稳态效应消失.

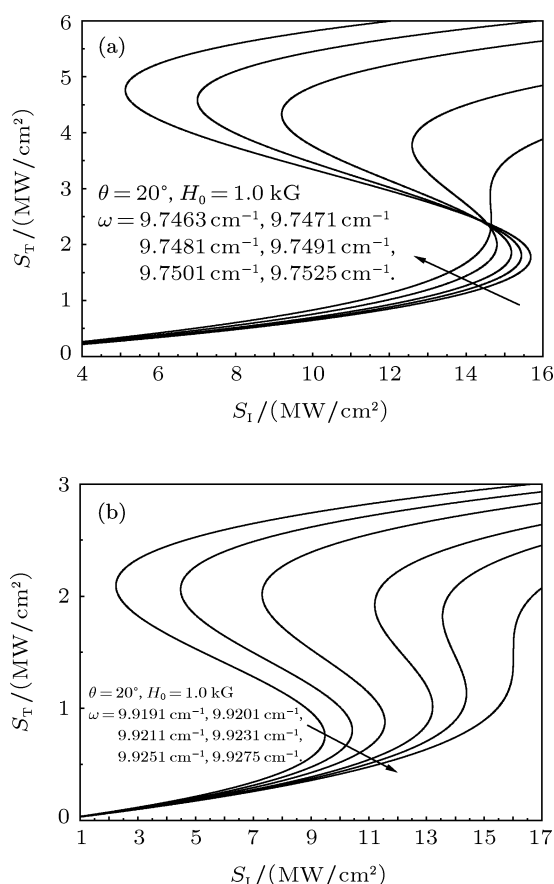


图 2 入射角 $\theta = 20^\circ$ 、外磁场 $H_0 = 1.0 \text{ kG}$ 时, 高低共振频率附近透射能量随入射能量的变化

另一方面, 加大电磁波入射角度, 发现仅在高共振频率附近探测到光学双稳态频率窗口 $9.9231 \text{ cm}^{-1} < \omega < 9.9291 \text{ cm}^{-1}$, 如图 3 所示. 随频率的增加, 上开关阈值增大且阈值宽度减

少. 研究还发现, 在低共振频率附近, 即使入射强度再增加一个数量级也不能有效地激发双稳态效应. 然而, 当外磁场强度由 1.0 kG 增加到 2.0 kG 时, 由于反铁磁材料的共振频率分别向高低频率两侧移动 ($\omega_1/2\pi c = 9.55 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_2/2\pi c = 9.97 \text{ cm}^{-1}$), 则在相同入射角度下, 低共振频率附近缺失的光学双稳态频率窗口又被重新探测到, 如图 4 所示. 由此达到利用外磁场调节磁性材料的磁光性质, 从而进一步实现控制光学双稳态效应受激位置的目的.

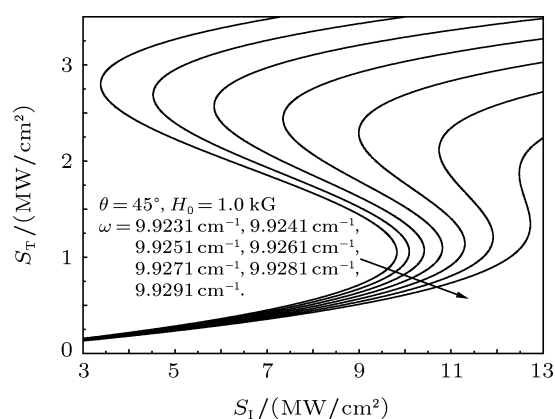


图 3 入射角 $\theta = 45^\circ$ 、外磁场 $H_0 = 1.0 \text{ kG}$ 时, 高共振频率附近透射能量随入射能量的变化

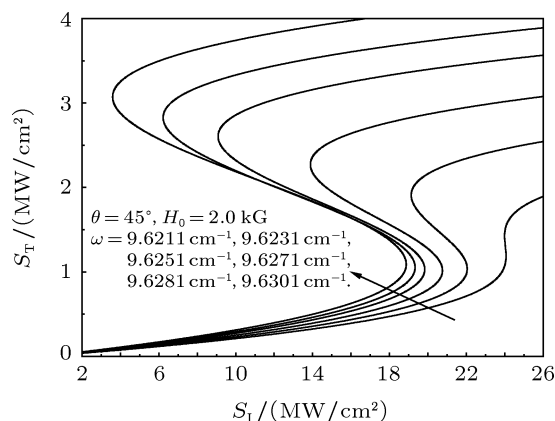


图 4 入射角 $\theta = 45^\circ$ 、外磁场 $H_0 = 2.0 \text{ kG}$ 时, 低共振频率附近透射能量随入射能量的变化

当电磁波以入射角 $\theta = 20^\circ$ 、外场 $H_0 = 1.0 \text{ kG}$ 时, 高低共振频率附近, 电介质层数对光学双稳态效应的影响. 在低共振频率附近如图 5(a), 随电介质层数的增加, 开关上阈值逐渐增大, 且 $N \geq 16$ 时, 光学双稳态效应消失. 而在高共振频率附近如图 5(b), 电介质层数对光学双稳态效应的影响较弱.

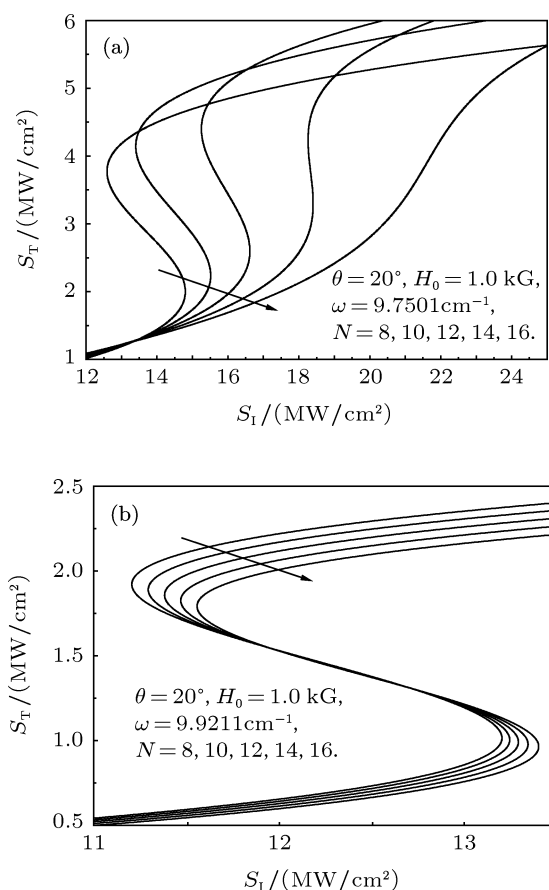


图5 高低共振频率附近, 电介质层数对光学双稳态效应的影响

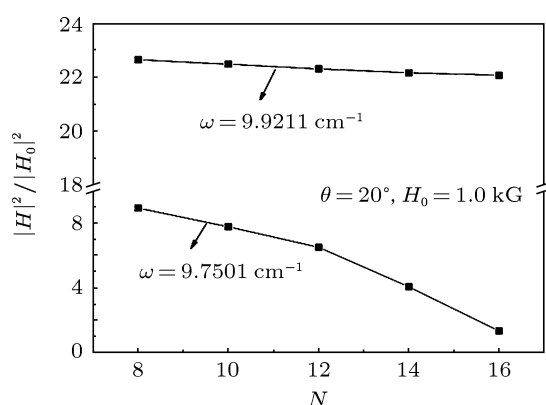


图6 高低共振频率附近, 反铁磁层内磁场强度随层数的变化

但可以预测, 随电介质层数的进一步增加, 光学双稳态效应将会逐渐减弱并消失. 为了进一步探索光学双稳态效应随层数变化的原因, 我们给出高低共振频率附近, 反铁磁层内磁场强度随电介质层数的变化, 即图 6. 在低共振频率附近, 随层数的增加, 反

铁磁层内磁场强度逐渐减弱, 且当 $N = 16$ 时, 反铁磁光子晶体内不存在光局域化现象, 入射到反铁磁层内的光场强度不足以激发三阶非线性效应, 进而导致光学双稳态效应消失. 在高共振频率附近, 探测到的反铁磁层内磁场强度几乎不随层数发生变化. 这也很好说明了图 5(b) 的数值结果.

4 结论

本文研究了 Voigt 位型下一维反铁磁光子晶体在共振频率附近光学双稳态效应随频率、电场及电介质层数的变化. 反铁磁层内电磁波磁场与磁矩之间的非线性作用为三阶近似, 其他电介质考虑为线性响应. 在 Voigt 位型下, 由于反铁磁各向异性轴及外磁场平行于表面且与入射面垂直, 则磁场分量沿 z 轴的横磁波 (TM 波) 并不激发反铁磁体的线性与非线性磁化. 因而, 我们只考虑入射波为 TE 波情况. 研究发现, 当外加磁场强度为 1.0 kG、且小角度入射时, 高低共振频率附近均可探测到光学双稳态效应; 而大角度入射时, 即使入射能量增加一个数量级, 光学双稳态效应在低共振频率区间也不会被有效地激发. 然而, 当外加磁场强度增加到 2.0 kG 时, 低共振频率附近的光学双稳态窗口再次被探测到. 由此, 我们完全可以通过改变共振频率的位置来控制光学双稳态出现的频率范围. 由双稳态频率窗口可以发现, 越靠近共振频率, 光学双稳态效应越明显, 而越远离共振频率, 由于非线性效应减弱而导致光学双稳态效应消失. 当入射光以小角度入射时, 低共振频率处, 由于反铁磁光子晶体光局域化程度随电介质层数的增加而减弱, 导致电介质层数对光学双稳态的影响较强; 而高共振频率处, 电介质层数的影响相对较弱.

光学双稳器件能直接处理光信号, 并具有开关时间短、并行处理信号等优点 [22–24]. 尤其由反铁磁材料制成的光学双稳态器件, 工作频率位于反铁磁材料共振频率附近, 可通过调节外加磁场强度、光强入射角度及电介质层数有效控制器件工作频率、双稳态阈值的大小和双稳回滞圈的范围. 因而, 反铁磁材料光学双稳态效应的研究有利于 THz 波段内高速光控开关、光学双稳传感及微米量级的微型通用光子逻辑单元等新型光电功能器件的设计与开发.

- [1] Lyubchanskii I L, Dadoenkova N N, Lyubchanskii M I, Shapovalov E A, Th Rasing 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** R277
- [2] Zhao Y T, Zhang Q, Bai J, Fu S F, Zhou S 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 077503 (in Chinese) [赵玉田, 张强, 白晶, 付淑芳, 周胜 2011 物理学报 **60** 077503]
- [3] Li L, Zhou Q L, Shi Y L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 019503 (in Chinese) [李磊, 周庆莉, 施宇蕾 2011 物理学报 **60** 019503]
- [4] Zhao Y, Gao H, Zhou S, Wang X Z 2007 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 2696
- [5] Abraha K, Tilley D R 1996 *Surf. Sci. Rep.* **24** 129
- [6] Zhu R H, Fu S N, Peng H Y 2011 *J. Magn. Magn. Mater.* **323** 145
- [7] Wang X Z 2005 *J. Phys. Condens. Matter* **17** 5447
- [8] Inoue M, Fujii T 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 5659
- [9] Surtherland R L 1996 *Handbook of Nonlinear Optics* (New York: Marcel Dekker Inc, 1996)
- [10] Aktsipetrov O A, Braginskii O V, Esikov E A 1990 *Soviet Journal of Quantum Electronics* **20** 259
- [11] Wang X Z, Fu S F 2004 *J. Magn. Magn. Mater.* **271** 334
- [12] Wang X Z, Li H 2005 *Phys. Rev.* **B72** 054403
- [13] Zhou S, Li H, Fu S F, Wang X Z 2009 *Phys. Rev. B* **80** 205409
- [14] Zhou S, Li H, Fu S F, Wang X Z 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1639
- [15] Fedynin A A, Yoshida T, Nishimura K, Marowsky G, Inoue M, Aktsipetrova O A 2003 *J. Magn. Magn. Mater.* **96** 258
- [16] Liu N H 1997 *Phys. Rev. B* **55** 409724100
- [17] Almeida N S, Mills D L 1987 *Phys. Rev. B* **36** 2015
- [18] Kahn L, Almeida N S, Mills D L 1988 *Phys. Rev. B* **37** 8072
- [19] Wang X Z, Li H, 2011 *Intech-Open Access Publisher*. Chapter 3
- [20] Zhao Y, Fu S F, Li H, Wang X Z 2011 *J. Appl. Phys.* **110** 023512
- [21] Sun D M, Fu S F, Zhou S, Wang X Z 2012 *J. Magn. Magn. Mater.* (in Press)
- [22] Liu J H, Wan Y, Han W J, Yang H W, Zhang H J, Wang J Y, Valentin Petrov 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 293 (in Chinese) [刘海均, 万勇, 韩文娟, 杨红卫, 张怀金, 王继扬 Valentin Petrov 2010 物理学报 **59** 293]
- [23] Chen A X, Chen D H, Wang Z P 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 5450 (in Chinese) [陈爱喜, 陈德海, 王志平 2009 物理学报 **58** 5450]
- [24] Guan R H 2010 *Acta. Phys. Sin.* **60** 016105 (in Chinese) [关荣华 2010 物理学报 **60** 016105]

Optical Bi-stability in one-dimensional antiferromagnetic photonic crystal*

Zhang Qiang Zhou Sheng Li Qiang-Hua Wang Xuan-Zhang Fu Shu-Fang[†]

(Key Laboratory for Photonic and Electric Bandgap Materials, Ministry of Education, Key Laboratory for Advanced Functional Materials and Excited State Processes, School of Physics and Electronic Engineering, Harbin Normal University, Harbin 150025, China)

(Received 15 November 2011; revised manuscript received 31 December 2011)

Abstract

Based on the transfer matrix method and the principle of light localization, the optical bi stability (OB) changing with magnetic field strength, incident angle and dielectric layer are investigated in an one-dimensional antiferromagnetic photonic crystal near the resonant frequencies. We find that the OBs can be observed near the two resonant frequencies at a smaller incident angle, but they disappear near the higher resonant frequencies at a bigger incident angle when the magnetic field strength is 1.0 kG. However, once the external magnetic field strength increases up to 2.0 kG, the lost OB will be induced due to the two resonant frequencies shifting towards two sides. In addition, the dielectric layers also have a greater influence on OB near the lower resonant frequencies at a smaller incident angle.

Keywords: antiferromagnetic photonic crystal, optical bi-stability, third-order nonlinear response

PACS: 75.50.Ee, 42.70.Qs, 94.20.ws, 87.50.U–

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074061, 11104050), the Nature Science Foundation of Heilongjiang, China (Grant No. A200910), the Young Academic Backbone of Education Commission (Grant No. 1251 G030), the Advanced Project Foundation of Harbin Normal University (Grant No. 09XYS-01), and the Technological Innovation Talents Foundation of Harbin City, China (Grant No. RC2011QN001011).

[†] E-mail: shufangfu@yahoo.com