

多缺陷结构的一维磁光多层膜隔离器^{*}

温晓文¹⁾ 李国俊¹⁾ 仇高新¹⁾ 李永平^{1)†} 丁磊²⁾ 隋展²⁾

¹⁾中国科学技术大学物理系,合肥 230026)

²⁾中国工程物理研究院第八研究所,绵阳 621900)

(2003 年 12 月 29 日收到,2004 年 2 月 16 日收到修改稿)

由磁光介质(M)和电介质(G)周期性排列构成的磁光光子晶体会出现很强的光局域性,最近用它来实现磁光隔离器引起人们广泛的兴趣.给出了一种可用于计算偏振光在各向异性介质传播问题的传输矩阵方法.并用该方法计算了对称多缺陷结构磁光多层膜隔离器的光学性质,发现随着缺陷数目的增多,旋转角及透过率的频谱响应得到改善.当缺陷增加到一定数目时,不需要额外的反射层即可实现反射型磁光隔离器的要求.

关键词:光隔离器,磁光效应,多层膜,光子晶体

PACC:7820L,3345,4210Q,4270Q

1. 引言

光学薄膜的发展已经有很长的历史,它在各个方面都得到了广泛的应用,是现代光学的重要组成部分.最近,由磁光介质(M)和电介质(G)周期性排列构成的磁光多层膜来实现的磁光隔离器引起了人们广泛的兴趣^[1-8].

Inoue 等人的研究结果表明,和晶体材料的磁光介质相比较,在多层膜磁光光子晶体中出现的法拉第旋转效应有着显著的增强.该效应源于具有介电常数周期性排列的人工结构(就是光子晶体^[1-13])有很强光局域性,这使磁光薄膜内部的场强可以得到几十倍乃至数百倍的增强.如果设计使得器件内部由电磁波干涉形成的驻波的波峰正好落在磁光材料处,就可以获得很强的磁光效应.这样就可以利用磁光薄膜做成尺度仅有数十个微米的磁光隔离器,这种小尺度元件可以很方便集成到光学集成线路中,从而增加了集成度,降低整个光路系统的成本.

光隔离器件的主要性能参数通常包括要求旋转角接近 45°,极高的光强透过率(例如大于 98%)稳定的工作性能(好的频谱响应).最初讨论的磁光多层膜结构是两边都是电介质,中心只有一层磁光介质呈中心对称的“三明治”结构.这种结构首先是利

用法拉第磁致旋光效应制成的透射型的结构^[1-3],发现通过增加周期性结构中外层电介质的层数能有效增大法拉第旋转角,但光强透过率也随之下降,例如当旋转角为 34.6°时,透过率仅有 32.3%左右,显然无法满足光隔离器的要求.另外一种是通过增加额外的反射层,利用磁光克尔效应制成的反射型的结构^[4],这种结构能有效克服透射型结构光强传输率过低的问题,其反射率能达到 98%以上,但其克尔旋转角不够,例如当反射率达到 99.9%时,旋转角为 43.1°.Sakaguchi^[5]则研究了一些缺陷结构的磁光多层膜,发现其中的一些结构能够达到较好的旋转角和透过率(旋转角可达 44.4°,同时其透过率在 70%—80%之间),而另一些缺陷型的结构完全不能满足光隔离器的要求,这说明不是在结构中引入的缺陷越多,器件的工作性能就越好.而 Steel 等人则用耦合波的理论指出“三明治”结构的磁光多层膜随着旋转角的增大,透过率的减小是不可避免的,并指出通过在结构中引入缺陷并合理安排缺陷的位置能够有效改善其频谱响应^[6-8],并验证了两缺陷结构的旋转角和透过率,得到了较好的结果.需要指出的是这些结构的磁光隔离器频谱响应极窄,只能适用于中心波长附近极小的范围内,例如在通信用的红外波段可用的带宽一般不足一个纳米或仅仅只有几十个 GHz.当光源波长不稳定或在宽带通信时就无

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10376036)资助的课题.

[†] E-mail: liyp@ustc.edu.cn; 电话: 0551-3606947.

法应用. 这对于应用在大容量、宽频段的 DWDM 系统就有很大的限制. 本文给出可用于计算光在各向异性介质中的传输矩阵方法, 在中心波长为 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ 处, 讨论了一系列缺陷呈对称配置的磁光多层膜结构, 发现这种缺陷呈对称配置的结构其磁光性能的频谱响应能随缺陷的增多而得到改善, 当缺陷增大到一定数目时, 不需要额外的反射层即可实现反射型结构的磁光多层膜隔离器.

2. 传输矩阵方法

如图 1 所示, 入射的 TM 波的电场振动方向沿 x 轴, 其传播方向垂直于多层膜沿 z 轴, 出射光和反射光的电场振动方向相对原 TM 波的方向有所改变.

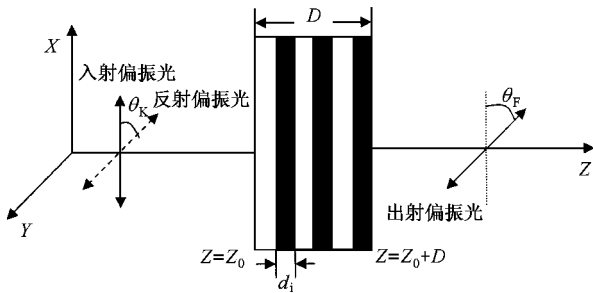


图 1 磁光多层膜隔离器示意图

由于是偏振光在各向异性介质中传输的问题, 所以我们的计算都是基于传输矩阵法. 薄膜结构的电磁波可分为两种类型 TE 和 TM 波, 因为磁光介质的各向异性, 两种模式相互耦合, 从而导致光波偏振方向的改变.

不失一般性, 我们仅仅考虑单色波入射情况下, 即电磁场各分量关于时间的部分具有 $e^{-i\omega t}$ 的形式, 消去时间部分得到各向异性的无源介质中的麦克斯韦方程是

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E}(z) &= i\omega\mu_0 \mathbf{H}(z), \\ \nabla \times \mathbf{H}(z) &= -i\omega\epsilon_0 \bar{\epsilon} \mathbf{E}(z), \end{aligned} \quad (1)$$

其中相对介电常数张量为 $\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}$ 共有 9

个元素(它们之间的关系往往由晶体介质的晶格对称性所决定^[14]). 考虑在磁光现象中, 当选取的入射光的波矢方向与介质磁化矢量(即外加的静磁场方向)一致时, 在不考虑任何介质损耗机理的情况下, 介电张量具有如下的简单形式:

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 \\ -i\epsilon_2 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

(i 是虚数单位, $i = \sqrt{-1}$) 仅仅有 5 个不为零的分量.

将(2)式代入(1)式的麦克斯韦方程中, 将(1)式的矢量方程写成标量方程. 将电场强度 \mathbf{E} 和磁场强度 \mathbf{H} 写成列矢的形式, 并做变量代换 $e_{x(y)} = \epsilon_0 E_{x(y)}$, $h_{x(y)} = \frac{H_{x(y)}}{c}$, 可得到如下形式的微分方程^[15]:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ h_x \\ h_y \end{bmatrix} = \frac{i\omega}{c} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ i\epsilon_2 & -\epsilon_1 & 0 & 0 \\ \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ h_x \\ h_y \end{bmatrix}, \quad (3)$$

令算子

$$\begin{aligned} \bar{H} &= \frac{i\omega}{c} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ i\epsilon_2 & -\epsilon_1 & 0 & 0 \\ \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 & 0 \end{bmatrix} \\ &= \frac{2\pi i}{\lambda} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ i\epsilon_2 & -\epsilon_1 & 0 & 0 \\ \epsilon_1 & i\epsilon_2 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \end{aligned}$$

和表征电磁场的特征四元列矢量

$$\mathbf{V} = \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ h_x \\ h_y \end{bmatrix},$$

即

$$\frac{d}{dz} \mathbf{V} = \bar{H} \mathbf{V}. \quad (4)$$

这类微分方程的本征解具有以下形式:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 e^{\lambda z}. \quad (5)$$

将(5)式代入微分方程(4)中得

$$(\bar{H} - \lambda \bar{I}) \cdot \mathbf{V}_0 = 0. \quad (6)$$

这是关于本征值 λ 的本征方程. 因为 \bar{H} 是个 4×4 的矩阵, 故上述方程可以得到四个本征值和四个本征矢量, 于是(6)式通解具有如下的形式

$$\mathbf{V}(z) = A_1 \mathbf{a}_1 e^{\lambda_1 z} + A_2 \mathbf{a}_2 e^{\lambda_2 z} + A_3 \mathbf{a}_3 e^{\lambda_3 z} + A_4 \mathbf{a}_4 e^{\lambda_4 z}, \quad (7)$$

\mathbf{a}_i 是对应于第 i 个本征值 λ_i 的本征矢量. 方程(7)

可以写成下面更紧凑的形式:

$$\mathbf{V}(z) = \bar{\mathbf{a}} \cdot e^{i\lambda z} \cdot \mathbf{A}, \quad (8)$$

其中 $\bar{\mathbf{a}}$ 为包含 4 个本征矢量 \mathbf{a}_i 的 4×4 矩阵, 即

$$\bar{\mathbf{a}} = \{\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3, \mathbf{a}_4\},$$

而 \mathbf{A} 是包含 A_i 的列矢量. $e^{i\lambda z}$ 是一个对角阵, 其中第 l 个对角线元素对应于第 l 个本征值. 根据幂矩阵的定义

$$e^{i\lambda z} = \begin{bmatrix} e^{\lambda_1 z} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{\lambda_2 z} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{\lambda_3 z} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{\lambda_4 z} \end{bmatrix}. \quad (9)$$

方程 (8) 又可以被重写为

$$\begin{aligned} \mathbf{V}(z) &= \bar{\mathbf{a}} \cdot e^{i\lambda(z-z')} \cdot \bar{\mathbf{a}}^{-1} \cdot \bar{\mathbf{a}} \cdot e^{i\lambda z'} \cdot \mathbf{A} \\ &= \bar{\mathbf{P}}(z, z') \cdot \mathbf{V}(z'), \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $\bar{\mathbf{P}}(z, z') = \bar{\mathbf{P}}(z - z') = \bar{\mathbf{a}} \cdot e^{i\lambda(z-z')} \cdot \bar{\mathbf{a}}^{-1}$ 是场从 z' 到 z 的传输矩阵.

以下用 M 代表磁光介质、 G 代表普通各向同性电介质的传输矩阵. 在界面处没有自由电荷和自由面电流的情况下电场 E 和磁场 H 的切向分量处处连续. 这样入射电磁波在入射端面在 $z=0$ 和出射面 $z=D$ 的特征矢量将由下式所联系:

$$\mathbf{V}_{z=D} = M \cdot M \cdot G \cdot M \cdot G \dots G \cdot M \cdot G \cdot \mathbf{V}_0, \quad (11)$$

乘积的顺序取决于磁光多层膜中两种介质的排列顺序.

如图 1 所示, 在入射端面之前 ($z \leq 0$) 特征矢量写成是由入射的 TM 波和反射的 TM, TE 波的叠加

$$\mathbf{V}(z) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ikz} + \left\{ C_1 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix} + C_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right\} e^{-ikz}, \quad (z \leq 0). \quad (12)$$

在出射面后 ($z \geq D$) 特征矢量写成透射的 TM, TE 波的叠加

$$\mathbf{V}(z) = C_3 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} e^{ik(z-D)} + C_4 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik(z-D)}, \quad (z \geq D), \quad (13)$$

式中的 $C_1 - C_4$ 分别与反射与透射的 TM, TE 的振幅相关. 将 (11) (12) 式代入 (13) 式中解线性方程组就可以得到系数 $C_1 - C_4$.

则透过率和反射率分别是

$$T = |C_3|^2 + |C_4|^2,$$

$$R = |C_1|^2 + |C_2|^2. \quad (14)$$

定义 $\chi_F = C_3/C_4$, $\chi_K = C_1/C_2$, 则相应的法拉第和克尔旋转角为

$$\theta_{F,K} = \frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{2\text{Re}(\chi_{F,K})}{1 - |\chi_{F,K}|^2}. \quad (15)$$

3. 结果和讨论

在下面的计算中, 取 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$. 采用 Bi:YIG 作为磁光介质, 其介电常数^[9] $\epsilon_1 = 5.868$, $\epsilon_2 = 0.002853$; 电介质采用 SiO_2 , 其介电常数 $\epsilon = 2.102$; 各层厚度均为 $1/4$ 的光学波长 $d_i = \lambda(4\sqrt{\epsilon_i})/4$; 取 M 时代表磁光介质 (取 $\epsilon_M = \epsilon_1$); 取 G 时代表电介质.

我们用 GM, MG 代表两种基本的单元, 以 GM_n 表示下面要讨论的各种构型, n 为缺陷个数, 约定:

- 1) GM1 (GM)^{*a*}(MG)^{*b*},
- 2) MG1 (MG)^{*a*}(GM)^{*b*},
- 3) GM3 (GM)^{*a*}(MG)^{*b*}(GM)^{*c*}(MG)^{*d*},
- 4) MG3 (MG)^{*a*}(GM)^{*b*}(MG)^{*c*}(GM)^{*d*},
- 5) GM5 :(GM)^{*a*}(MG)^{*b*}(GM)^{*c*}(MG)^{*d*}(GM)^{*e*}(MG)^{*f*},
- 6) MG5 :(MG)^{*a*}(GM)^{*b*}(MG)^{*c*}(GM)^{*d*}(MG)^{*e*}(GM)^{*f*},
- 7) GM7 :(GM)^{*a*}(MG)^{*b*}(GM)^{*c*}(MG)^{*d*}(GM)^{*e*}(MG)^{*f*}(GM)^{*g*}(MG)^{*h*}(MG)^{*i*},
- 8) MG7 :(MG)^{*a*}(GM)^{*b*}(MG)^{*c*}(GM)^{*d*}(MG)^{*e*}(GM)^{*f*}(MG)^{*g*}(GM)^{*h*}(GM)^{*i*},

上述各构型中角标 a, b, c, d 表示重复的单元数.

这种多缺陷结构的磁光多层膜设计的透射型法拉第磁光隔离器的数值计算结果如表 1 和图 2 所示.

表 1 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ 处各透射型结构光学参数

结构	参数	法拉第	透射率	总厚度
		旋转角($^\circ$)	%	$l/\mu\text{m}$
GM1	$a = 8$	42.2115	54.9619	4.67488
MG1	$a = 7$	34.2994	68.2904	4.09052
GM3	$a = 7, b = 13$	40.7931	91.6805	11.6872
MG3	$a = 6, b = 13$	42.8737	99.2632	11.10284
GM5	$a = 7, b = 12, c = 9$	44.7851	85.4977	16.36208
MG5	$a = 6, b = 12, c = 11$	44.7227	93.0342	16.94644
GM7	$a = 2, b = 8, c = 12, d = 11$	44.9913	93.1188	19.28388
	$a = 6, b = 10, c = 10, d = 12$	44.2982	98.9466	22.20568
MG7	$a = 2, b = 8, c = 12, d = 11$	44.6214	94.3208	19.28388
	$a = 5, b = 10, c = 10, d = 12$	44.2046	99.1157	21.62132

从表 1 可以看出,当构型的缺陷数目较少时,在中心波长处的法拉第旋转角 θ 和光强透过率 T 偏小.例如对 GM1, $\theta = 42.2115^\circ$, 旋转角不足 45° ; $T = 54.9619\%$, 透过率太低, 两项指标都无法满足使用

要求.随着缺陷的增加,其法拉第旋转角能够接近 45° , 透过率与缺陷少的结构相比也有不同程度的提高.例如当缺陷增大到 5 以上时,法拉第旋转角可以处于 $44^\circ\text{—}45^\circ$ 之间, 透过率可以增大到 93% 以上.

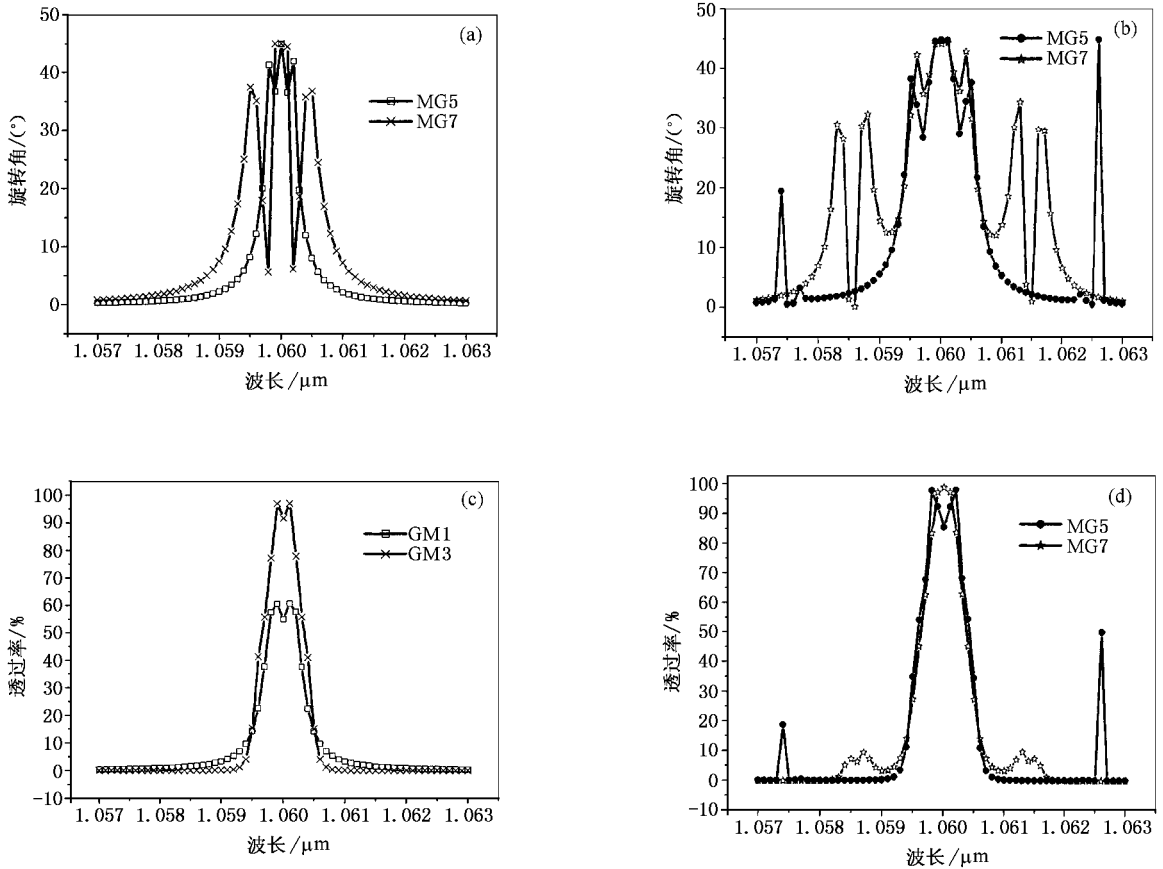


图 2 表 1 中 GM 系列旋转角和透过率的频谱响应,中心波长 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$. (a) GM1, GM3 旋转角频谱响应 (b) GM5, GM7 旋转角频谱响应 (c) GM1, GM3 透过率频谱响应 (d) GM5, GM7 透过率频谱响应

另外,从图 2 可以看出,随着缺陷数目的增多,法拉第旋转角与透过率曲线的尖峰数目增多,在中心波长 $1.06\mu\text{m}$ 处,频谱响应得到改善.由于在计算中忽略了介质的吸收,频谱响应的曲线对中心波长呈中心对称.MG 系列频谱响应也有同样的性质,图中没有标出.

从表 1 可以看出,即使透射型结构光强透过率大于 98%,例如 GM3, GM7, MG7, 其法拉第旋转角与

要求的 45° 仍然有一定差距.反射型结构的磁光多层膜能够满足旋转角度和能量传输的双重要求,但这些结构通常都需要通过在多层膜的最后增加反射层来达到目的.例如,采用 Ti_2O_3 与 SiO_2 组成、或用 Al 作为反射层^[5], 这样必然增加了结构的复杂度,给工艺的制作带来不便.我们通过计算发现当缺陷达到一定数目时,可以不增加额外的反射层即可以实现这种反射型器件的需要.为了作对比,我们仍然采用

表 2 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$

结构	透射型组合个数	反射型组合个数	反射型参数示例 (a, b, c, d)	克尔旋转角/ $^\circ$	反射率/%	总厚度/ μm
MG3	0	1	(6, 16)	44.8578	98.5533	12.85592
GM5	2	4	(1, 7, 16)	44.7781	98.5528	14.02464
MG5	1	6	(6, 16, 17)	44.9141	99.99	22.79004
GM7	11	110	(1, 7, 16, 17)	44.99	99.99	23.95876
MG7	9	183	(5, 12, 15, 20)	44.98	99.99	30.38672

上面所提到的各种结构,对 a, b, c, d 各构型参数在 20 以内,同时对法拉第旋转角大于 44° ,透射率大于 93%(透射型);对克尔旋转角大于 44° ,反射率大于

98%(反射型)的各结构参数的组合进行数值计算,结果如表 2 和图 3 所示.

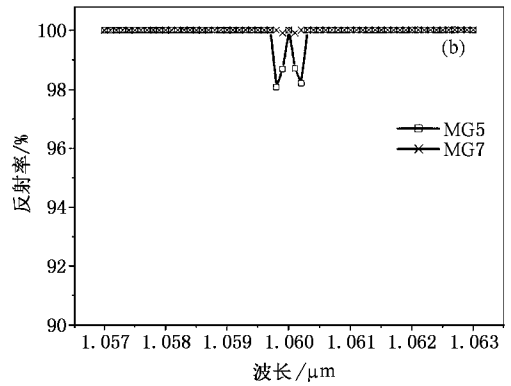
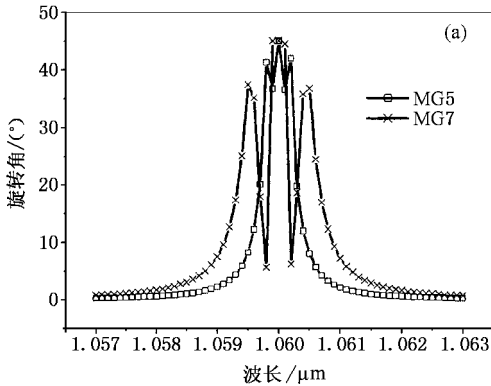


图3 表2中反射型MG系列旋转角和反射率的频谱响应,中心波长 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ 。(a)MG5, MG7旋转角频谱响应;(b)MG5, MG7反射率频谱响应

从表2我们可以看出,在缺陷数目达到3时,就不需要额外的反射层,随着缺陷数目的增多,符合要求的构型参数也在增多,同时反射型的组合个数要多于透射型的组合个数。以表2中的第二种结构为例,当 (a, b, c) 的组合为 $(6, 12, 11)$ 、 $(8, 14, 3)$ 时为透射型,当 (a, b, c) 的组合为 $(1, 7, 16)$ 、 $(2, 8, 16)$ 、 $(3, 9, 16)$ 、 $(4, 10, 16)$ 时为反射型的结构,这给器件的制作带来灵活性。同时也看到对于透射型的结构,GM系列的组合个数要多于MG系列的组合个数,而反射型的结构正好相反。这可以根据文献[16]中提到的单层介质膜的光学特性来定性理解。即由于折射率 $n_M > n_C$,对 $\lambda/4$ 光学厚度的薄膜,GM系列的透过率有极大值,MG系列的反射率有极大值,而且随着缺陷数目的增多,相应构型的自由度也在增大,出现合适构型参数组合的可能性也就增大。

比较图3仅给出MG5, MG7,表2中的其他几种与此相似,和图2可以看出,反射型结构反射率的频谱响应比透射型结构透射率的频谱响应要宽得多,

除在中心波长附近,反射率略有下降外,其反射率接近于100%;在中心波长处,其频谱响应特性与缺陷数目的关系则与透射型的相应关系类同。

当然,从表1和表2可以看出,随着缺陷数目的增多,膜的层数增多,器件也在变厚,小型化器件的优势也变弱,同时,工艺上制作的复杂性也增加,这就限制了缺陷数目的增加。

4. 结 论

本文给出了一种可用于计算偏振光在各向异性介质中传播的传输矩阵方法。在中心波长 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ 处,采用Bi:YIG作为磁光介质, SiO_2 作为电介质,用传输矩阵方法计算了对称多缺陷结构的磁光隔离器的光学性质,发现随着缺陷结构的增多,旋转角及透过率的频谱响应都得到了改善。当缺陷增加到一定数目时,不需要额外的反射层即可实现反射型磁光隔离器的要求。

[1] Inoue M and Fujii T 1997 *J. Appl Phys.* **81** 5659
 [2] Inoue M, Arai K, Fujii T and Abe M 1998 *J. Appl Phys.* **83** 6768
 [3] Inoue M, Arai K, Fujii T and Abe M 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 5768
 [4] Kato H and Inoue M 2002 *J. Appl. Phys* **91** 7017
 [5] Sakaguchi S and Sugimoto N 1999 *J. Lightwave Technol* **17** 1087
 [6] Steel M J, Levy M and Osgood R M Jr 2000 *IEEE Photon Technol Lett.* **12** 1171

[7] Steel M J, Levy M and Osgood R M Jr 2000 *J. Lightwave Technol.* **18** 1289
 [8] Steel M J, Levy M and Osgood R M Jr. 2000 *J. Lightwave Technol.* **18** 1297
 [9] Hansen P and Krumme J P 1984 *Thin Solid Films* **114** 69
 [10] Hattori T, Tsurumachi N and Nakatsuka H 1997 *J. Opt. Soc. Am B* **14** 348

- [11] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [12] Wang H and Li Y P 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2172(in Chinese)
[王 辉、李永平 2001 物理学报 **50** 2172]
- [13] Zhou P and Wang S Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2276(in Chinese)
[周 鹏、王松有 等 2002 物理学报 **51** 2276]
- [14] Liu G Q , Yue Z Q and Shen D F 1994 *Magneto-Opticism*(Shanghai : Publishing House of Science and Technology of Shanghai) [刘公强、乐志强、沈德芳 1994 磁光学(上海 :上海科学技术出版社).
- [15] Weng Cho Chew 1996 *Waves and Fields in Inhomogeneous Media* (Beijing :Publishing House of Electronics Industry) [美]Weng Cho Chew 著 聂在平、柳清伙译 1996 非均匀介质中的场和波(北京 :电子工业出版社)]
- [16] Lin Y C and Lu W Q 1992 *Theory of Optical Film*(Beijing : Publishing House of National-defence Industry) [林永昌、卢维强 1992 光学薄膜原理(北京 :国防工业出版社)]

One-dimensional magneto optical multi-layer film isolator with multi-defect^{*}

Wen Xiao-Wen¹⁾ Li Guo-Jun¹⁾ Qiu Gao-Xin¹⁾ Li Yong-Ping^{1)†} Ding Lei²⁾ Sui Zhan²⁾

¹⁾(Department of Physics , University of Science and Technology of China , Hefei 230026 , China)

²⁾(The Eighth Research Institute ,China Academy of Engineering Physics ,Mianyang 621900 China)

(Received 29 December 2003 ; revised manuscript received 16 February 2004)

Abstract

Because of the localization of light , the magneto-optical (MO) photonic crystal , composed of magnetic and dielectric films periodically or quasi-periodically , can be used to manufacture the MO isolator. A transfer matrix method , suitable for computing the propagation of polarized light in anisotropic media , is described in detail in this paper. Using this method , we discuss the MO properties of a new type of MO isolator with multi-defect , and find that the spectra are broadened with increasing number of defects. A reflection-mode MO isolator without extra reflected layers is proposed when the number of defects is large enough.

Keywords : optical isolator , magneto-optical effect , multi-layer films , photonic crystal

PACC : 7820L , 3345 , 4210Q , 4270Q

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No. 10376036).

[†] Corresponding author : Tel 0551-3606947 ; E-mail liyp@ustc.edu.cn