

反射型磁光多层膜隔离器工作稳定性的研究^{*}

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激光核聚变研究所, 绵阳 621900)

(2004 年 4 月 16 日收到, 2004 年 8 月 4 日收到修改稿)

与单纯的磁光晶体相比, 由磁光介质与电介质周期性或准周期性排列构成的一维磁光光子晶体能够显著增强磁光效应, 可以用于实现小尺度的磁光隔离器, 从而大大减小器件的尺寸. 给出更为一般的可用于求解斜入射情况下偏振光在各向异性介质中传播时的传输矩阵方法, 并用这种方法在波长为 $1.053 \mu\text{m}$ 处, 针对两种“三明治”型的反射磁光多层膜隔离器的结构, 具体讨论了器件应用时入射角度及工艺制作时膜层制备厚度对它们工作稳定性的影响. 发现中心磁光介质夹层较厚的结构具有膜层数目少、工作稳定性好的优点.

关键词: 光隔离器, 磁光效应, 一维光子晶体

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

1. 引 言

利用磁致旋光效应制作光隔离器在光通信、光存储等领域具有非常重要的应用. 最近, 人们对由磁光介质和电介质周期性或准周期性排列构成的一维磁光多层膜实现的光隔离器产生了广泛的兴趣^[1-11].

磁光多层膜结构包括利用磁光法拉第效应制成的透射型结构和利用磁光克尔效应制成的反射型结构. 最初研究的结构是中心为一层磁光介质, 两边为电介质的“三明治”结构^[4,5], 研究发现, 在设计这种透射型的磁光多层膜隔离器结构时存在提高法拉第旋转角必然伴随着能量的透过率下降的矛盾^[1-5]. 文献 [6-9] 则指出, 通过在结构中引入合理的缺陷或增加缺陷的数目, 增加结构设计自由度的途径可以有效改善这种矛盾, 提高磁光多层膜隔离器的频谱响应. Kato, Inoue, Steel 等通过进一步的研究发现, 反射型的磁光多层膜隔离器虽然也存在这种矛盾, 但其克尔旋转角和能量反射率的频谱响应比同结构的透射型器件要好得多. 又由于反射型结构的器件在一些应用中具有反射镜和旋光器的两种用途, 从而引起了人们独特的兴趣^[5,8].

以往这方面的研究集中在对磁光多层膜隔离器

结构的优化设计上^[5-8,12], 而且都是针对理想正入射时的情况, 实际的制备和应用显然需要考虑小的入射角度和膜层厚度的制备精度对器件工作稳定性的影响. 通过优化设计获得的磁光多层膜结构虽然其频谱响应较好, 但同时其结构的复杂度和膜层的总数也在增加. 例如对反射型结构, 优化结构中需要多个磁光介质层, 膜层总数需要 40 层以上^[7,12]. 在实际的制备中, 磁光介质层的制备难度较大. 如果磁光介质层数目和膜层总数过多、结构过于复杂, 则很不利于器件的实际制备. 因此, 那些结构简单、膜层数目少又具有良好工作性能的磁光隔离器件在实际应用中具有很大的优势. 而“三明治”型的磁光多层膜隔离器结构相对多缺陷的结构无疑具有结构简单便于制备的优点. 为此, 本文首先给出了可用于求解偏振光在各向异性介质中斜入射问题时的传输矩阵方法. 针对两种“三明治”型的反射磁光多层膜隔离器结构, 在中心波长为 $1.053 \mu\text{m}$ 处具体讨论了入射角及膜层厚度变化对它们工作稳定性的影响. 发现中心磁光介质层较厚的结构具有总膜层数少、工作稳定性好的优点, 因而降低了器件制备的要求.

2. 斜入射时的传输矩阵方法

向磁光多层膜入射的电磁波可分为 P 波、S 波

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10376036)资助的课题.

[†] 通讯联系人, E-mail: liyp@ustc.edu.cn

两种类型,其中P波电场的振动方向平行于入射面,S波电场的振动方向垂直于入射面.由于磁光介质的各向异性,两种波型相互耦合,从而导致光波偏振方向的改变.不失一般性,考虑P波入射时的情况.如图1所示,入射面为xz平面内,入射P波波矢方向与多层膜表面的法线方向(z轴)成 α_0 角,透射和反射光都是P波和S波的叠加,它们的偏振方向相对入射P波的偏转方向分别旋转一定角度.图1中黑白条纹表示不同的介质层, $d_i(i=1,2,\dots,M)$ 为各自膜层的厚度; D 为结构的总厚度; a,b 表示重复的单元数; $\epsilon_1, \epsilon_2, \dots, \epsilon_M$ 分别表示电介质层1、电介质层2、磁光介质层的相对介电常数.

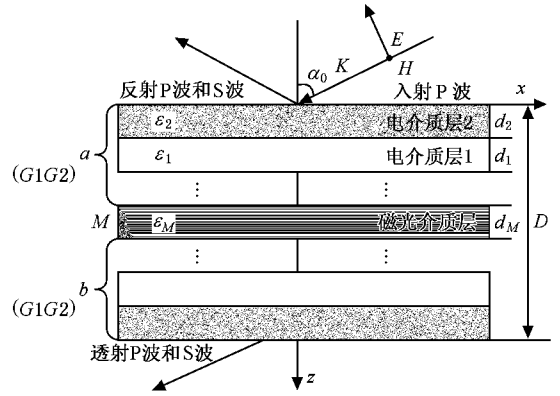


图1 斜入射磁光多层膜示意图

仅考虑单色波入射时的情况,将介质的张量相对介电常数代入无源介质中的麦克斯韦方程

组^[12,43],并做变量代换 $e_{x(y)} = \epsilon_0 E_{x(y)}, h_{x(y)} = \frac{H_{x(y)}}{c}$, 可得到形如下述的微分方程:

$$\frac{d}{dz} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ h_x \\ h_y \end{bmatrix} = ik \begin{bmatrix} -\epsilon_{zx}\Gamma_{zz}\sin\alpha_0 & -\epsilon_{zy}\Gamma_{zz}\sin\alpha_0 & 0 & 1 - \Gamma_{zz}\sin^2\alpha_0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ -\epsilon_{yx} + \epsilon_{yz}\epsilon_{zx}\Gamma_{zz} & \sin^2\alpha_0 - \epsilon_{yy} + \epsilon_{yz}\epsilon_{zy}\Gamma_{zz} & 0 & \epsilon_{yz}\Gamma_{zz}\sin\alpha_0 \\ \epsilon_{xx} - \epsilon_{xz}\epsilon_{zx}\Gamma_{zz} & \epsilon_{xy} - \epsilon_{xz}\epsilon_{xy}\Gamma_{zz} & 0 & -\epsilon_{xz}\Gamma_{zz}\sin\alpha_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \\ h_x \\ h_y \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中, k 为光在真空中的波矢, $\Gamma_{zz} = 1/\epsilon_{zz}, \epsilon_{ij}(i,j = x,y,z)$ 是介质的张量相对介电常数的矩阵元.

从(1)式出发容易得到相应介质的传输矩阵.令 Φ_1, Φ_2, Φ_M 分别代表电介质层1、电介质层2、磁光介质层的传输矩阵,则光在图1所示结构中传播时,其出射和入射状态矢量之间的关系可以表示为

$$V(z_0 + D) = (\Phi_2\Phi_1)^T\Phi_M(\Phi_1\Phi_2)^T V(z_0), \quad (2)$$

式中 $V = [e_x, e_y, h_x, h_y]^T$ (T代表矩阵的转置).

光在入射端面之前($z \leq 0$)的状态矢量可写成的由入射的P波和反射的P波、S波的叠加,这样在入射端 $V(z)$ 的表达式为

$$V(z) = \begin{bmatrix} \cos\alpha_0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{ikz} + \left\{ C_1 \begin{bmatrix} \cos\alpha_0 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} + C_2 \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ \cos\alpha_0 \\ 0 \end{bmatrix} \right\} e^{-ikz} \quad (z \leq 0). \quad (3)$$

在出射端面后($z \geq D$)光的状态矢量同样可写成透射的P波、S波的叠加,出射端 $V(z)$ 的表达式为

$$V(z) = C_3 \begin{bmatrix} \cos\alpha_0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{ik(z-D)} + C_4 \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ -\cos\alpha_0 \\ 0 \end{bmatrix} e^{ik(z-D)} \quad (z \geq D). \quad (4)$$

这里, C_1, C_2 分别是反射的P波、S波的振幅, C_3, C_4 分别是透射的P波、S波的振幅.由(2)~(4)式可求得系数, C_1, C_2, C_3, C_4 .进而可求出反射率和克尔旋转角 $\theta_K^{[12]}$.

考虑到工作中的实际情况,克尔旋转角在xy平面内的投影为

$$\theta_{xy} = \arccos\left(\frac{A}{B}\right), \quad (5)$$

式中

$$A = \cos^2(\alpha_0) + \frac{1}{\cos^2(\theta_K)} - \sin^2(\alpha_0) - \tan^2(\theta_K),$$

$$B = 2\cos(\alpha_0) \sqrt{\frac{1}{\cos^2(\theta_K)} - \sin^2(\alpha_0)}.$$

容易验证,当入射角 α_0 为零时(1)~(5)式退化为文献[12]中正入射时的情况.

3. 优化结构及其工作稳定性的讨论

磁光隔离器通常要求光通过一次隔离器件后偏振方向旋转 45° ,并具有较高的能量传输率.鉴于一些掺稀土离子的钇铁石榴石(YIG)材料(例如 Bi:YIG, Ce:YIG)在 $1\text{--}10\ \mu\text{m}$ 极宽的波长范围内具有吸收小、磁光效应强的优点^[14-16] ,通常作为磁光多层膜隔离器中的磁光介质.为了讨论一维磁光多层膜隔离器的工作稳定性,通过对大量结构的优化,在综合考虑器件工作性能和制备条件后,我们选择一种讨论比较多的“三明治”型的反射结构^[4] $(G_2G_1)^aM(G_1G_2)^b$,其中 G_1 代表 SiO_2 , G_2 代表 Ti_2O_3 ,为各向同性介质, M 为 Bi:YIG,为各向异性介质,上标 a, b 代表重复的周期数.在波长 $\lambda = 1.053\ \mu\text{m}$ 处, G_1, G_2 的介电常数分别为 $\epsilon_1 = 2.102, \epsilon_2 = 4.75^{[2]}$.当选取的入射光波矢方向与介质磁化矢量(即外加静磁场方向)一致时, M 的介电张量只有 5 个非零分量,在 $1.053\ \mu\text{m}$ 处为 ϵ_{xx}

$= \epsilon_{yy} = 5.87$,为简单取 $\epsilon_{zz} \approx \epsilon_{xx}$, $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = 0.00283i$ (i 为虚数单位),其他非对角元项都为零^[15,16] .用 S_1, S_2 代表这种结构的两种构型.在 S_1 中 $a = 8, b = 12$;在 S_2 中 $a = 3, b = 6$.两种构型中 G_1, G_2 的厚度都为 $1/4$ 个光学波长(即 $d_1 = \lambda/(4\sqrt{\epsilon_1}), d_2 = \lambda/(4\sqrt{\epsilon_2})$) S_1 中 M 的厚度为 1 个光学波长($d_M = \lambda/\sqrt{\epsilon_{xx}}$) S_2 中 M 的厚度为 10 个光学波长($d_M = 10\lambda/\sqrt{\epsilon_{xx}}$).用以上给出的传输矩阵方法可以得到正入射时在中心波长处 S_1 的克尔旋转角和反射率分别为 44.9782° 和 97.7387% , S_2 对应的值为 44.6131° 和 97.411% .下面我们针对反射型磁光隔离器对克尔旋转角和反射率的两项指标,对 S_1, S_2 两种构型的工作稳定性进行讨论.

首先来看这两种构型在正入射情况下克尔旋转角及反射率的频谱响应,其中旋转角依据(5)式计算.从图 2 可以看出, S_2 的频谱响应要好于 S_1 的频谱响应.

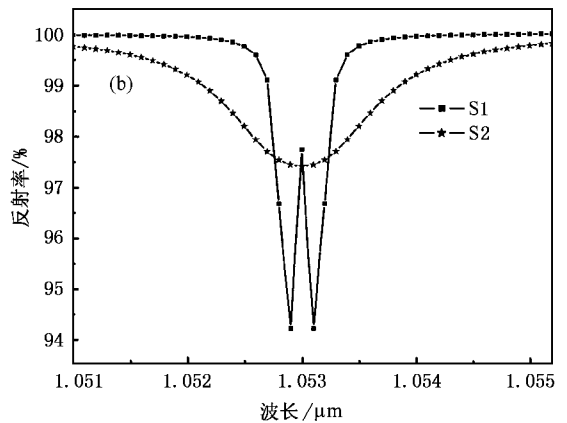
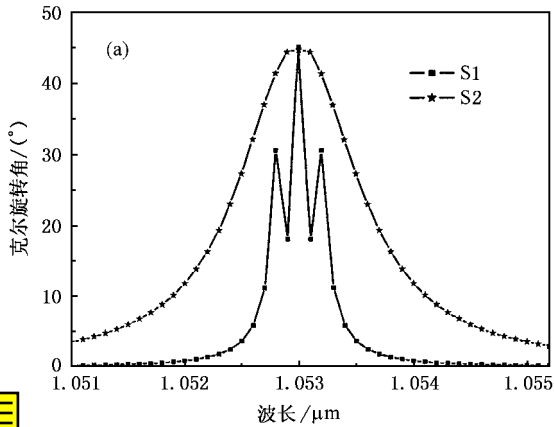


图 2 正入射时 S_1, S_2 磁光效应的频谱响应图 (a) 克尔旋转角的频谱响应 (b) 反射率的频谱响应

接着来看入射角度对 S_1, S_2 在中心波长工作时的影响.从图 3 可以看出,随着入射角度增大, S_1 构型的克尔旋转角急剧下降,并出现一次振荡效应(出现这次振荡的原因是旋转角从正值变为负值,考虑到磁光效应的非互易性,旋转角的正与负都一样,故图中的旋转角都用正值表示).而 S_2 构型的克尔旋转角随入射角度增加而缓慢变小.从图 3(a)可以看出,当入射角为 1° 时, S_1 的旋转角约为 41.3° , S_2 的旋转角约为 44.7° ;当入射角增加到 1.7° 时, S_1 产生的旋转角下降为 0.8° , S_2 产生的旋转角为 44.6° .可见 S_1 构型的克尔旋转角对入射角度的变化非常敏感,基本上只能在入射角度为 1° 的范围内使用;而

S_2 构型的变化敏感性要小些,在入射角度为 2° 的范围内可用.从图 3(b)可以看出,入射角对 S_1, S_2 两种构型的反射率影响都不是很大,不过在入射角从 0° 增大到 5° 的过程中, S_1 的反射率变化比较明显, S_2 的反射率则缓慢增加.

另外,由于工艺制备上的原因,膜层的厚度不可能按照设计要求精确制备,所以考虑厚度对一维磁光多层膜隔离器工作性能的影响是很有意义的.假设 S_1, S_2 构型中各膜层的厚度以设计厚度为中心,在几个纳米的微小尺度范围内随机变化,在这种情况下对两种构型各计算 100 次,结果如图 4 所示.从图 4 可以明显看出,在厚度不能按要求制备的情况

下, S2 的工作稳定性要好于 S1 的工作稳定性. 在各膜层厚度随机变化的这 100 次计算中, S2 的克尔旋转角平均可以达到 39.46° , 而 S1 的克尔旋转角平均

只达到 3.08° , 完全无法满足应用要求. 同样可以看到, 厚度随机变化以后, S1, S2 两种构型的反射率变化都较小, 其平均值分别为 97.63% , 99.62% .

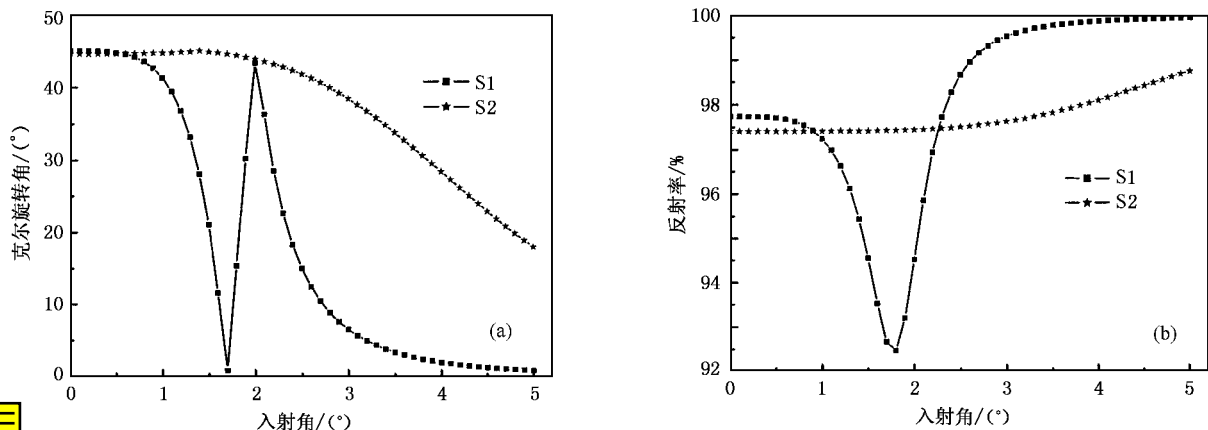


图 3 入射角对一维磁光多层隔离器工作稳定性的影响($\lambda = 1.053 \mu\text{m}$) (a)入射角对克尔旋转角的影响 (b)入射角对反射率的影响

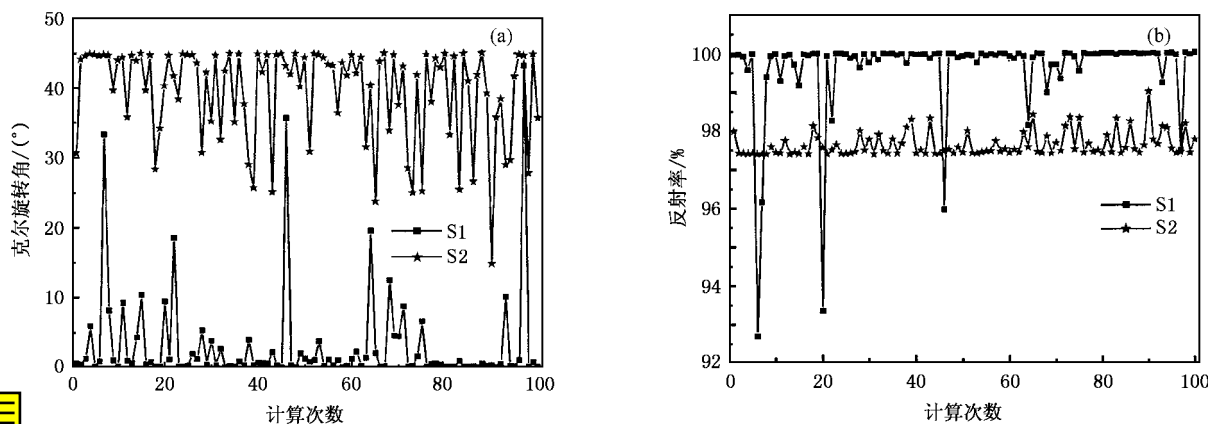


图 4 S1, S2 各膜层厚度以设计厚度为中心,在数个纳米范围内随机变化时一维磁光多层膜隔离器的工作参数特性($\lambda = 1.053 \mu\text{m}$) (a)克尔旋转角的变化情况 (b)反射率的变化情况

磁光多层膜结构之所以有很强的磁光效应,是电磁波在其中传播时形成多光束干涉,磁光介质层处的电磁场得到显著增强从而使磁光效应得到相应增强的缘故.所以,磁光多层膜内部场强的分布或变化是影响其磁光性质的基本原因.

图 5 是在正入射情况下的 S1, S2 的场强分布图.图 5 中对比了 S1, S2 构型的膜层厚度为设计厚度和各自膜层厚度以设计厚度为中心在数个纳米范围内随机变化时的相对场强分布,其中膜层厚度随机变化的值取自图 4 模拟计算中所得克尔旋转角为平均值附近时的一组值.从图 5(a)(b)可以看出,在厚度为设计厚度的情况下,两种构型的相对场强在磁光介质附近都得到较大的增强, S1 中场强增强

的程度比较明显但增强的范围极窄,而 S2 虽然其场强增强峰值不如 S1 但增强的场强分布范围较宽.当厚度以设计厚度为中心在数个纳米范围内随机变化时, S1 场强增强的效果急剧下降,其相对场强峰值从 1118 下降到 108,而 S2 相对场强的曲线则基本保持不变.这可以从图 5(c)(d)显示的放大图中更明显地看出.

上述差异说明膜层厚度或工作波长变化以后,不同构型的磁光多层膜内部的场强变化明显与否是器件能否稳定工作的直接原因.正是因为 S1 构型中磁光介质处的场强分布发生了急剧的变化,使得 S1 构型实际能够产生的克尔旋转角大大偏离了理论设计的数值,而 S2 构型中变化前后的磁光介质处的场

强分布变化很小,其实际的克尔旋转角能够与理论设计值较好地符合.从光子晶体角度而言,一维光子晶体中的缺陷能够使光产生局域化效应,光的能量集中在缺陷处,产生自陷^[17-19].在电介质与磁光介质准周期性排列构成的一维磁光光子晶体中,S1,S2两种构型中的磁光介质层即可看作是结构中的缺陷.当各膜层厚度为设计厚度时,光在各膜层之间传播的相位条件刚好能够满足干涉的相位条件,干涉

形成的驻波波峰落在磁光介质处,使得该处的场强得到极大的增强,从而大大提高了磁光效应.从图5可见,S1构型场强的局域化效应虽然比较明显,但其分布较窄,厚度变化后场强分布曲线变化极为明显.增加中心磁光介质层厚度后构成的S2构型虽然场强的局域化效应不如S1明显,但其分布范围较宽,厚度变化后场强分布曲线基本保持不变,使得其工作稳定性较S1好得多.

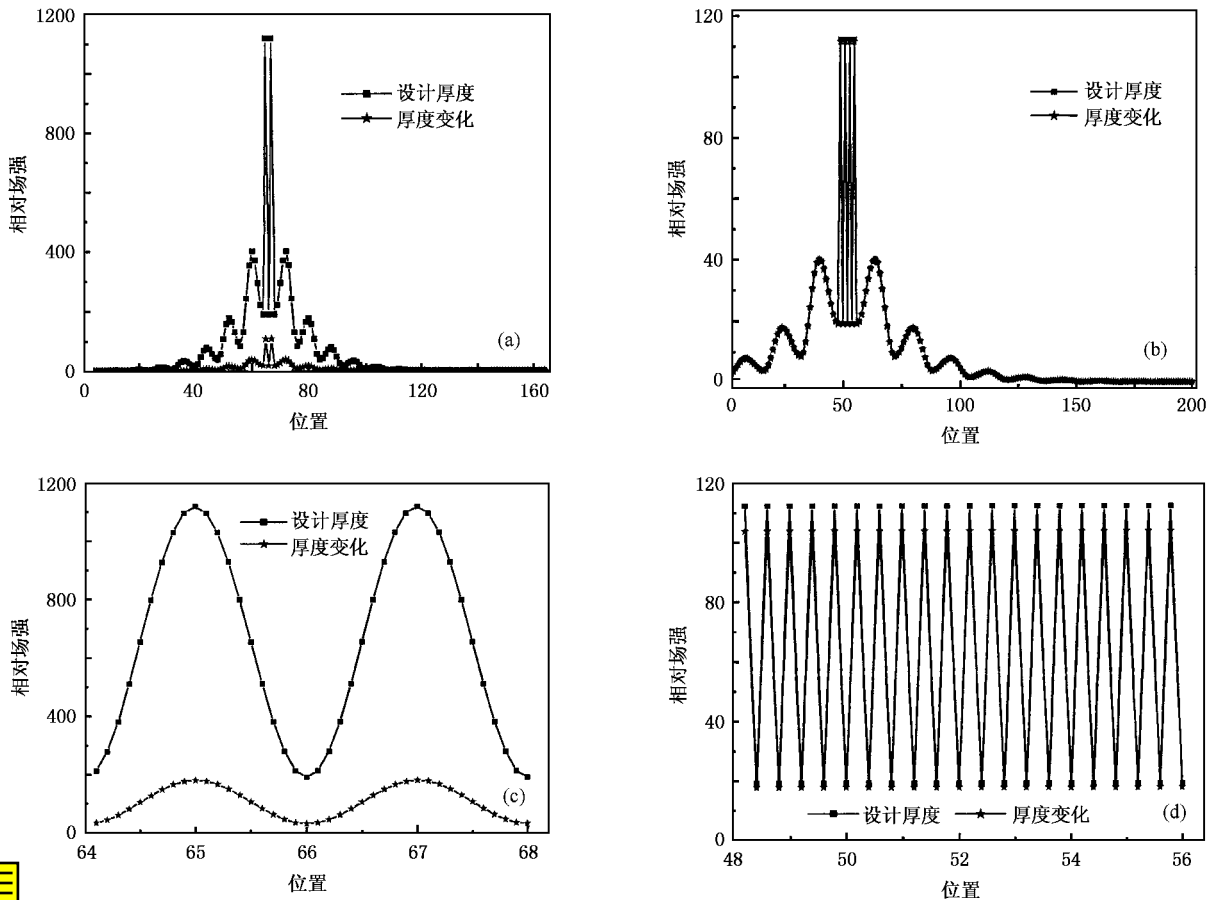


图5 正入射情况下S1,S2中各膜层厚度为设计厚度和各膜层厚度以设计厚度为中心在数个纳米范围内随机变化时的场强分布图($\lambda = 1.053 \mu\text{m}$,横坐标为从入射端到出射端间的计算位置)(a)S1所有介质的场强分布图(64—68对应磁光介质所在范围)(b)S2所有介质的场强分布图(48—56对应磁光介质所在范围)(c)为(a)图中磁光介质处场强分布的放大图(d)为(b)图中磁光介质处场强分布的放大图

满足磁光多层膜干涉要求的相关相位公式可表示为^[20]

$$\delta = (2\pi n/\lambda) d \cos(\alpha), \quad (6)$$

式中, n 是介质的折射率, λ 是真空中波长, d 是介质层的厚度, α 为介质中的折射角.从(6)式可以看出,要保持相位 δ 不变,当入射角增大(折射角也同时增大)时,频谱的峰值响应向短波长方向移动,可以利用这个特性在一定范围内选择工作波长.在按中心波长设计好厚度后,对单个膜层,当其厚度变

厚(薄)时,该膜层对应的频谱峰值响应向长(短)波长方向移动.当各膜层厚度随机变化时,对于给定的波长,它不可能在每个膜层都满足干涉要求的相位条件,场强在磁光多层膜内传播时得到干涉增强的效果就不明显.所以,厚度对磁光多层膜隔离器工作稳定性的影响比角度对它的影响要明显.

另外,从上述讨论可看出,角度和膜层厚度对S1,S2构型的反射率影响都较小.一是从图2(b)看,反射率的频谱响应很宽;二是由于在理想情况下,磁

光多层膜中光能的损耗只与磁光介质的吸收有关,角度与膜层厚度的变化只是改变了光在磁光介质中传播时通过的光程,所以它们对能量传输率的影响较小.

对比 S1, S2 两种构型,其中最主要的区别是中心磁光介质夹层的厚度有所不同.从以上的讨论可知,虽然 S2 中磁光介质的厚度是 S1 的 10 倍,却使器件的工作稳定性得到极大的提高.另外,从工艺制备角度而言, S1 总共是 41 层薄膜, S2 是 25 层薄膜,这样在用液相外延法或用射频溅射法制备薄膜时^[18, 20], S2 的制备比 S1 容易得多.而当磁光介质层厚度增加以后,其相对制备误差也会减小.从总厚度来看, S1, S2 的总厚度分别为 6.4869, 7.9776 μm , 两者相差不多,都可体现出小型化器件的优势.所以,

S2 构型比 S1 构型具有明显的优势.

需要指出的是,并不是中心磁光介质层的厚度越厚越好,必须在综合考虑频谱响应、器件厚度、膜层层数等因素以后进行优化设计.本文所讨论的 S2 结构就是在这种优化后找到的结构.

4. 总 结

本文给出了可用于解决偏振光在各向异性介质中传播并有任意入射角度时的传输矩阵方法.利用这种方法,针对两种“三明治”型反射磁光多层膜的具体结构,讨论了入射角度和膜层制备厚度对它们工作性能的影响,发现中心磁光介质夹层较厚的结构具有工作稳定性好、膜层数目少、便于制作的优点.

- [1] Inoue M, Fujii T 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 5659
- [2] Inoue M, Arai K, Fujii T *et al* 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 6768
- [3] Inoue M, Arai K, Fujii T *et al* 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 5768
- [4] Hideki K, Inoue M 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 7017
- [5] Hideki K, Inoue M 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 3906
- [6] Sakaguchi S, Sugimoto N 1999 *J. Lightwave Technol.* **17** 1087
- [7] Steel M J, Levy M, Osgood R M Jr 2000 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12** 1171
- [8] Steel M J, Levy M, Osgood R M Jr 2000 *J. Lightwave Technol.* **18** 1289
- [9] Steel M J, Levy M, Osgood R M Jr 2000 *J. Lightwave Technol.* **18** 1297
- [10] Hattori H, Tsurumachi N, Nakatsuka H 1997 *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 348
- [11] Kato H, Matsushita T 2003 *Opt. Commun.* **219** 271
- [12] Wen X W, Li Y P 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3571 (in Chinese) [温晓文、李永平 2004 物理学报 **53** 3571]
- [13] Weng C C 1996 *Waves and Fields in Inhomogeneous Media* (Beijing : Electronic Industry Press) p217 (in Chinese) [Weng C C 1996 非均匀介质中的场和波(中译本) 聂在平、柳清伙译(北京:电子工业出版社)第 217 页]
- [14] Kahl S, Grishin A M 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 1438
- [15] Hansen P, Krumme J P 1984 *Thin Solid Films* **114** 69
- [16] Liu G Q, Yue Z Q, Shen D F 1994 *Magneto-Opticism* (Shanghai : Shanghai Science and Technology Press) p189 (in Chinese) [刘公强、乐志强、沈德芳 1994 磁光学(上海:上海科学技术出版社)第 187 页]
- [17] Joannopoulos J D, Meade R D, Winn J N 1995 *Phot. Cryst.* (New York : Princeton)
- [18] Wang H, Li Y P 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2172 (in Chinese) [王辉、李永平 2001 物理学报 **50** 2172]
- [19] Qiu G X, Lin F L, Li Y P 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 600 (in Chinese) [仇高新、林芳蕾、李永平 2003 物理学报 **52** 600]
- [20] Lin Y C, Lu W Q 1992 *Theory of Optical Film* (Beijing : National Defence Industry Press) p76 (in Chinese) [林永昌、卢维强 1992 光学薄膜原理(北京:国防工业出版社)第 76 页]

The working stability of the reflection-mode magneto-optical multilayer film isolators^{*}

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⁾*Institute of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*

(Received 16 April 2004; revised manuscript received 4 August 2004)

Abstract

Compared with massive magneto-optical (MO) crystals, the one-dimensional MO photonic crystals, which are composed of magneto-optical and dielectric films periodically or quasi-periodically, have a notable enhancement in MO effects, so they are very useful for fabricating micro-size MO isolators with only tens of microns in thickness. Our theoretical calculations are based on a transfer matrix method that is suitable to solve the problems of the propagation of polarized light in anisotropic media at an oblique incident angle. Using this method, we have discussed the working stability of two particular types of "sandwiched" reflection-mode MO multilayer film isolators with the change of incident angle and film thickness at $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$. It is revealed that the structure with a thicker central MO medium has the advantages of better working stability and less necessary layers.

Keywords: optical isolator, magneto-optical effect, one-dimensional photonic crystals

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

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

[†] Corresponding author. E-mail: liyp@ustc.edu.cn