

文章编号: 1001-3806(2010)05-0657-04

遗传算法应用于干涉滤光片的设计

方 滢, 李劲松*

(中国计量学院 光学与电子科技学院, 杭州 310018)

摘要: 为了设计参量更加优良的干涉滤光片,在光子晶体基础上,利用遗传算法设计了窄带滤光片、宽带阻滤光片、宽带通滤光片。进行了总结并对需待完善的地方进行了说明。所设计干涉滤光片可以根据给定材料的折射率,计算出此滤光片的最优化透射率。结果表明,如果评价函数对膜系结构的微小变化敏感,用遗传算法对膜系的优化能获得好的结果和较高的效率。

关键词: 材料;遗传算法;光子晶体;窄带通滤光片;宽带阻滤光片;宽带通滤光片

中图分类号: O484 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2010.05.022

Genetic algorithm used in interference filter's design

FANG Ying, LI Jin-song

(College of Optical and Electronic Technology, China Jiliang University, Hangzhou 310018, China)

Abstract: In order to design excellent interference filters, based on photonic crystals, narrow-band filters, band stop and band pass filters were designed by means of genetic algorithm. Some uncompleted issues were introduced. According to the refracting index of the given filter material, its optimal delivery rate can be calculated.

Key words: materials; genetic algorithm; optical crystal; narrow band pass filter; wide band stop filter; wide band pass filter

引言

目前,光学薄膜已广泛应用于光学、材料、医学等领域。随着光学仪器和光学器件的发展,对光学薄膜的性能要求越来越高,所以,薄膜的膜系设计也越来越受到关注。膜系的光学特性包括折射率、厚度、层数以及消光比等。常见的膜系设计方法有鲍威尔法、单纯形法、针法等,然而,这些方法在处理多层膜设计时,所得到的设计效果都不理想,因为在膜系优化设计中,以膜系结构为参量的评价函数是一个非常复杂的多峰函数,传统的优化方法容易陷入到局部极值中去,从而无法得到一个满意的结果,且很少能自动设计层数^[1]。遗传算法是1975年HOLLAND根据自然界生物优胜劣汰的进化规则提出来的,是一种高效全局搜索方法,已广泛应用于科学研究和工程设计的各个领域,而且现在已有用遗传算法对膜系进行设计的报道^[2,4]。遗传算法的搜索过程是从一群初始点开始搜索,而不是从单一的初始点开始搜索,这种机制意味着搜索过程

可以有效地跳出局部极值点,且遗传算法形式简单,适合于大规模并行计算机计算,因此,可以有效地用于解决多层膜复杂情况下的膜系设计。作者采用遗传算法对窄带滤光片、宽带阻滤光片、宽带通滤光片进行了设计。

1 理论

1.1 1维光子晶体模型

光子晶体的概念由YABLONOVITCH^[5]和JOHN^[6]在1987年提出,电介质的空间函数周期分布能使光子晶体产生一种带状结构(禁带和导带)作为电子晶体^[7],带间有带隙,由于带隙的存在使得光子晶体出现许多新特征,光子晶体缺陷层的引入可以改变带隙在光子密度态中的分布和带隙新形成的通道中杂质能级的形成^[7,11]。考虑由两种不同相对介电常量(ϵ_a, ϵ_b)、厚度(a, b)的薄介质层交替排列构成的1维周期性结构材料,空间周期为 $d = a + b$,一束频率为 ω 的光从左向右正入射到如图1所示的1维周期性结构材料中, E_1, H_1 表示界面I的折射率为 n_0 一侧的场矢量, E_2, H_2 表示界面II的折射率为 n_2 一侧的场矢量。在界面I上有入射光波 E_{i1} ,反射光波 E_{r1} ,透射光波 E_{t1} 以及由折射率为 n_1 的介质入射到界面I上的光波 E_{i2}' 。

基金项目:国家自然科学基金资助项目(60878024)

作者简介:方滢(1986-),男,硕士研究生,现主要从事衍射光学、光信息技术的研究。

* 通讯联系人。E-mail: lijinsongsong@yahoo.com.cn

收稿日期:2009-10-12;收到修改稿日期:2010-03-08

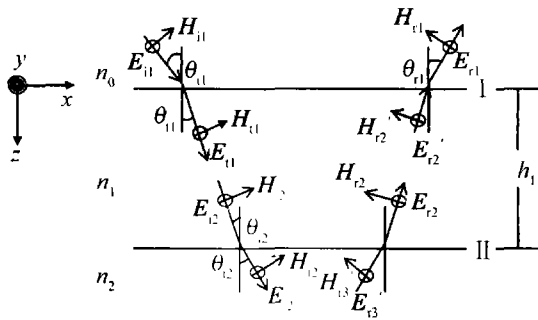


Fig. 1 Optional dielectric layer in the middle of the optical transmission

假设介质层表面符合电磁场的边界条件。每一介质层与光波的相互作用可由其特征矩阵完全决定。介质层两边的场矢量 $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1, \mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$ 的模可用特征矩阵联系起来:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{H}_1 \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_2 \\ \mathbf{H}_2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

下面就单介质层的情况来导出特征矩阵 \mathbf{M} 的表达式^[12]。

当介质中无自由电荷或传导电流时,根据电磁场边界条件,界面处的电偏振 \mathbf{E} 和磁偏振 \mathbf{H} 的切向分量连续。假设入射光波的电偏振 \mathbf{E}_1 垂直入射面,即先考虑 TE 模(注:为便于说明,以斜入射模型列式讨论,考虑正入射时只需令所有人射角、透射角、反射角均为 0 即可),对界面 I:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{11} + \mathbf{E}_{12} = \mathbf{E}_{11} + \mathbf{E}_{12}' \\ \mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_{11} \cos \theta_{11} - \mathbf{H}_{12} \cos \theta_{11} = \\ \mathbf{H}_{11} \cos \theta_{12} - \mathbf{H}_{12}' \cos \theta_{12} \end{cases} \quad (2)$$

由 $\mathbf{H}_x = \sqrt{\frac{\epsilon_x}{\mu_x}} \mathbf{E}_x = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \mathbf{E}_x n_x$ (x 可替代相应下标) 将 (2) 式中 \mathbf{H}_1 化为:

$$\mathbf{H}_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\mathbf{E}_{11} - \mathbf{E}_{12}') n_0 \cos \theta_{11} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\mathbf{E}_{11} - \mathbf{E}_{12}') n_1 \cos \theta_{12} \quad (3)$$

式中, ϵ_0 为真空介电常数, μ_0 为真空磁导率。对界面 II, $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$ 可有类似公式:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{12} + \mathbf{E}_{12} = \mathbf{E}_{12} \\ \mathbf{H}_2 = \mathbf{H}_{12} \cos \theta_{12} - \mathbf{H}_{12} \cos \theta_{12} = \mathbf{H}_{12} \cos \theta_{12} \end{cases} \quad (4)$$

则(4)式中 \mathbf{H}_2 可变为:

$$\mathbf{H}_2 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\mathbf{E}_{12} - \mathbf{E}_{12}) n_1 \cos \theta_{12} = \mathbf{E}_{12} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_2 \cos \theta_{12} \quad (5)$$

考察界面 I 上的透射场 \mathbf{E}_{11} ($x, y, z = 0$) 与界面 II 上的入射场 \mathbf{E}_{12} ($x, y, z = h_1$):

$$\mathbf{E}_{11} = \mathbf{E}_{110} e^{-i(k_x x + k_z z)} \Big|_{z=0} \quad (6)$$

$$\mathbf{E}_{12} = \mathbf{E}_{110} e^{-i(k_x x + k_z z)} \Big|_{z=h_1} = \mathbf{E}_{11} e^{-ik_z h_1} = \mathbf{E}_{11} e^{i\delta_1} \quad (7)$$

式中, $\delta_1 = -k_z h_1 = \frac{-2\pi}{\lambda_0} n_1 h_1 \cos \theta_{12}$, 表示波矢为 \mathbf{k} 的平

面波垂直横跨过介质层两个界面时的相位差(即在 z 方向的相位差), 同样:

$$\mathbf{E}_{12}' = \mathbf{E}_{12} e^{i\delta_1} \quad (8)$$

有:

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{12} + \mathbf{E}_{12}' = \mathbf{E}_{11} e^{i\delta_1} + \mathbf{E}_{12}' e^{-i\delta_1} \quad (9)$$

以及:

$$\mathbf{H}_2 = (\mathbf{E}_{12} - \mathbf{E}_{12}') \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \theta_{12} = (\mathbf{E}_{11} e^{i\delta_1} - \mathbf{E}_{12}' e^{-i\delta_1}) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \theta_{12} \quad (10)$$

令:

$$\eta_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1 \cos \theta_{12} \quad (11)$$

得:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{11} = \frac{e^{i\delta_1}}{2} \left(\mathbf{E}_2 + \frac{\mathbf{H}_2}{\eta_1} \right) \\ \mathbf{E}_{12}' = \frac{e^{i\delta_1}}{2} \left(\mathbf{E}_2 - \frac{\mathbf{H}_2}{\eta_1} \right) \end{cases} \quad (12)$$

将(12)式代入(2)式及(3)式得:

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_2 \cos \delta_1 - \mathbf{H}_2 \left(\frac{i \sin \delta_1}{\eta_1} \right) \quad (13)$$

$$\mathbf{H}_1 = -\mathbf{E}_2 \eta_1 i \sin \delta_1 + \mathbf{H}_2 \cos \delta_1$$

写成矩阵形式有:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{H}_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & -\frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ -i \eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_2 \\ \mathbf{H}_2 \end{bmatrix} \quad (14)$$

即得到:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & -\frac{i}{\eta_1} \sin \delta_1 \\ -i \eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \quad (15)$$

对于 1 维周期性结构的情况,可逐层应用(14)式的单介质层特征矩阵方程。对第 N 层介质,其左界面的场矢量为 $\mathbf{E}_N, \mathbf{H}_N$,右界面的场矢量为 $\mathbf{E}_{N+1}, \mathbf{H}_{N+1}$,则有:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_N \\ \mathbf{H}_N \end{bmatrix} = \mathbf{M}_N \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{N+1} \\ \mathbf{H}_{N+1} \end{bmatrix} \quad (16)$$

依次逐层类推,可得:

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_1 \\ \mathbf{H}_1 \end{bmatrix} = \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 \cdots \mathbf{M}_N \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{N+1} \\ \mathbf{H}_{N+1} \end{bmatrix} = \mathbf{M}_a \mathbf{M}_b \mathbf{M}_c \cdots \mathbf{M}_b \mathbf{M}_a \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{N+1} \\ \mathbf{H}_{N+1} \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{N+1} \\ \mathbf{H}_{N+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}_{N+1} \\ \mathbf{H}_{N+1} \end{bmatrix} \quad (17)$$

式中, $\mathbf{M} = \mathbf{M}_a \mathbf{M}_b \mathbf{M}_c \cdots \mathbf{M}_b \mathbf{M}_a$ 就是 1 维周期性结构的特征矩阵, A, B, C, D 为矩阵元。

1.2 1 维周期性结构的透射率的计算

分别在第 I 个界面及第 $N + 1$ 个界面上列电磁场分量方程, 并将求得的 $E_1, H_1, E_{N+1}, H_{N+1}$ 代入(7)式, 展开可求得: 透射系数 $t = E_{t(N+1)} / E_{i1} =$

$$\frac{2\eta_0}{A\eta_0 + B\eta_0\eta_{N+1} + C + D\eta_{N+1}}; \text{透射率 } T = t \times t^*$$

在应用遗传算法时, 每个二进制数相当于一个染色体, 二进制数的每一位相当于染色体的一个基因。遗传算法的具体过程如下: (1) 随机产生初始种群: 随机产生 n_{pop} 个 Q 位的二进制数作为初始种群, 每个个体表示为染色体的基因编码; (2) 计算每个二进制数对应膜系的透过率 T 作为染色体的评价函数, 抽出评价函数最大和最小的染色体, 淘汰最差的染色体, 保留最佳染色体; 其余 $(n_{pop} - 2)$ 个染色体采用转轮法根据与评价函数成正比的概率选出新的种群; (3) 交叉: 在新种群中按一定交叉比例 p_c 随机选择 $p_c \times (n_{pop} - 2)$ 个染色体, 然后对这些染色体进行随机配对, 采用单断点交叉法进行交叉, 所谓单断点交叉法, 就是在 Q 个基因中随机抽取一个, 配对的两个染色体相互交换在该基因前的部分; (4) 变异: 对 $(n_{pop} - 2)$ 个染色体 (包括交叉和未交叉的) 以一定变异率 p_m 作染色体基因变异的随机选择, 即每个染色体的每个基因都以 p_m 的概率变异 (从 0 变到 1 或者相反); (5) 种群的生成: 补充 2 个上一代最佳染色体 (第 2 步抽出的), 得到 n_{pop} 个染色体的新一代种群。重复第(2)步 ~ 第(5)步。

2 结果与讨论

2.1 宽带阻滤光片

宽带阻滤光片主要是让其不能使可见光通过, 而别的波长范围的光束可以通过。结果如表 1 所示。图

Table 1 Five different photonic crystals for building band-stop filter

refractive	thickness of each photonic crystal/nm				
	h_1	h_2	h_3	h_4	h_5
$n_1 = 2.4$	119.24	120.03	58.63	58.63	49.00
$n_2 = 1.38$	127.36	95.48	159.91	134.51	112.19

2 为拼接后的光子禁带图, 横坐标 k 为波数, 纵坐标为

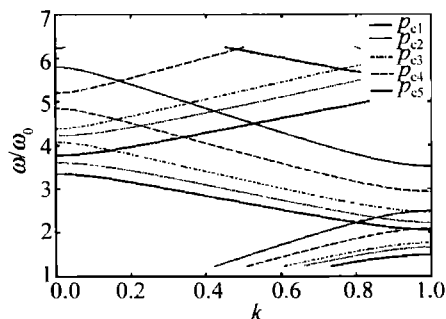


Fig. 2 The photonic band gap by splicing

频率比。图 3 为宽带阻滤光片反射率图像。

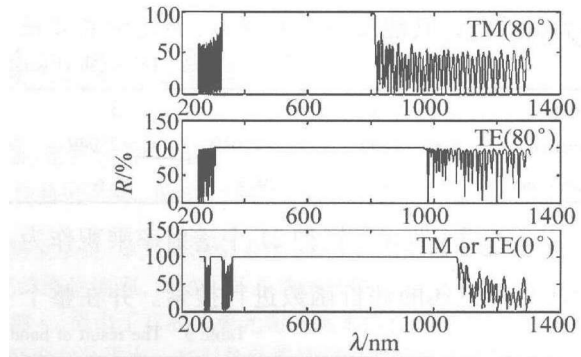


Fig. 3 The reflectivity of broadband stop filter

2.2 窄带滤光片

窄带滤光片的设计主要是在宽带阻滤光片的基础上掺杂。由于宽带阻滤光片多个光子晶体拼接, 使得滤光范围很宽, 在此基础上掺入杂质, 即在光子晶体 2 和光子晶体 3 之间加入一个 $h = 500\text{nm}, n = 2.04$ 的杂质, 使其在很小的一个范围能透过。实验结果如图 4 ~ 图 6 所示。

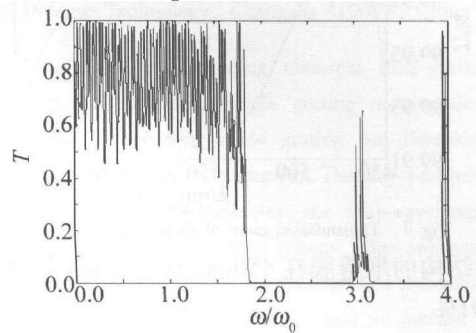


Fig. 4 The transmittance of narrow-band interference filter

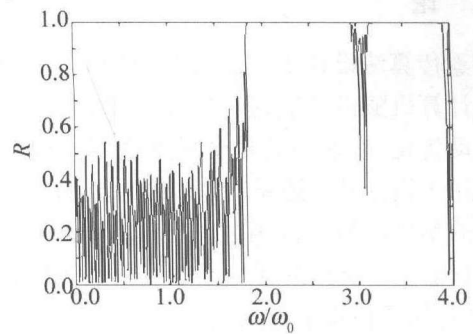


Fig. 5 The reflectivity of narrow-band interference filter

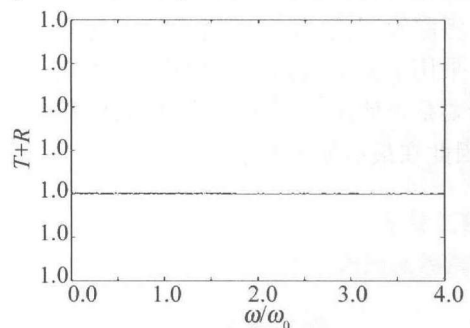


Fig. 6 The sum of reflectivity and transmittance

2.3 宽带通滤光片

实验目的是让其能使可见光通过,而使别的波长

范围的光束截止。实验结果如表2所示。

在450nm至650nm波长间每隔10nm算出相应的

Table 2 The result of band pass filter from 450nm ~ 650nm

layers	1	2	3	4	5	6	7	8
refractive	$n_1 = 1.36$	$n_2 = 2.049$	$n_3 = 2.049$	$n_4 = 2.20$	$n_5 = 1.36$	$n_6 = 1.96$	$n_7 = 1.36$	$n_8 = 1.96$
thickness/nm	96.4	99.7	20.6	11.0	22.5	10.1	11.5	11.3

透射率,以 $\exp[\prod_i T(\lambda_i)]$ (把21个透射率乘积作为e的指数)为染色体的评价函数进行搜索。并在整个

可见光区390nm至780nm用同样方法进行了搜索,如表3所示。

Table 3 The result of band pass filter from 390nm ~ 780nm

layers	1	2	3	4	5	6	7	8
refractive	$n_1 = 1.36$	$n_2 = 1.75$	$n_3 = 1.75$	$n_4 = 1.96$	$n_5 = 1.63$	$n_6 = 1.36$	$n_7 = 1.96$	$n_8 = 1.46$
thickness/nm	95.7	91.9	18.3	20.6	19.3	20.0	16.0	10.6

表3中第1种结构膜系共有8层、用了5种膜材,第2层、第3层折射率一样,其实是同一层。图7显示

参 考 文 献

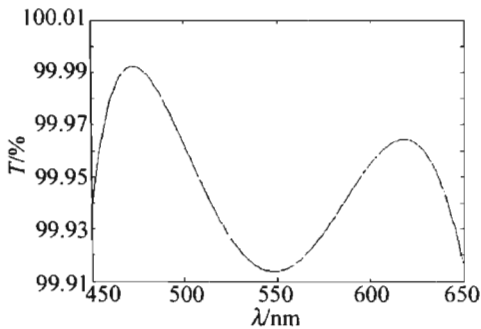


Fig. 7 Transmission chart of wide band pass filter

了这种结构的增透膜在450nm至650nm时,透射率大于99.91%。

3 结 论

用遗传算法设计干涉滤光片快捷简单方便,初始结构由计算机随机产生,膜系的层数和膜材膜厚都由算法自动优化,搜索到的是全局最优解。遗传算法也可以应用于设计其它膜系,如多层膜结构,只不过要选择不同的参量作为评价函数。比如,高反膜的评价函数要用反射率。选择的评价函数对膜系结构的微小变化敏感时,用遗传算法才能获得好的结果和高的效率。作者设计了3种干涉滤光片,其中宽带通干涉滤光片采取了多层膜理论,而宽带阻干涉滤光片和窄带干涉滤光片采用了光子晶体能带理论,因为在设计时发现后者要是也使用多层膜理论,出来的结果有较大的误差,因此在最后使用光子晶体理论。

- [1] HAGEMAN J A, WEHRENS R, van SPRANG H A, *et al.* Hybrid genetic algorithm-tabu search approach for optimising multilayer optical coatings[J]. *Analytica Chimica Acta*, 2003, 490(1/2): 211-222.
- [2] YANG J M, KAO C Y. Efficient evolutionary algorithm for the thin-film synthesis of inhomogeneous optical coatings[J]. *Appl Opt*, 2001, 40(19): 3256-3267.
- [3] YE M Y. A coating design method based on a whole annealing genetic algorithm[J]. *Opto-electronic Engineering*, 2000, 27(3): 12-15 (in Chinese).
- [4] WANG X, WANG X D, LU K. Optical thin film optimization design using adaptive real-coded genetic algorithm[J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2004, 21(1): 51-55 (in Chinese).
- [5] YABLONOVICH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Phys Rev Lett*, 1987, 58(20): 2059-2061.
- [6] JOHN S. Strong location of photons in certain disorder dielectric superlattices[J]. *Phys Rev Lett*, 1987, 58(23): 2486-2489.
- [7] GU G Ch, LI H Q, CHEN H T, *et al.* Properties of light propagation in 1-D periodic dielectric structure[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, 20(6): 728-734 (in Chinese).
- [8] MIR A, AKJOUJ A, EL BOUDOUTI E H, *et al.* Large omnidirectional band gaps and selective transmission in one-dimensional multilayer photonic structures[J]. *Vacuum*, 2001, 63(12): 197-203.
- [9] WANG X, HU X H, LI Y Zh, *et al.* Enlargement of omnidirectional total reflection frequency range in one-dimensional photonic crystals by using photonic hetero structures[J]. *A P L*, 2002, 80(23): 4291-4293.
- [10] CHEN W Z, ZHENG X L, FU L L, *et al.* The electromagnetic mode density in one-dimensional photonic crystal [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, 32(2): 239-243 (in Chinese).
- [11] WANG Zh Sh, WANG L, WU Y G, *et al.* Multiple channeled phenomena in hetero structures with defect mode[J]. *A P L*, 2004, 84(10): 1629-1631.
- [12] CHEN J. *Modern optics and technology (electromagnetics section)* [M]. Hangzhou: Zhejiang University Press, 1996: 70-72 (in Chinese).