

液晶法布里 - 波罗滤波器可调谐特性分析

申 溯 何赛灵

(浙江大学光电系现代光学仪器国家重点实验室 光及电磁波研究中心, 杭州 310027)

摘 要 分析了液晶法布里 - 波罗可调滤波器中介质反射镜反射相位引起的峰值波长漂移. 液晶法 - 玻滤波器通过外加电压调谐峰值波长, 反射相位会导致峰值波长漂移使器件不能达到 DWDM 系统的使用要求. 本文推导了一套计算反射镜反射相位的公式, 将它应用于液晶法 - 玻可调滤波器的理论设计, 模拟结果定量表示了反射相位对峰值波长造成的影响. 这对确定液晶可调滤波器峰值波长和设计器件电驱动装置具有重要意义. 由此设计了一个在光通讯波段可单调调谐的液晶法 - 玻滤波器.

关键词 液晶; 可调谐滤波器; Fabry-Perot 腔; 反射位相

中图分类号 O484.4⁺¹

文献标识码 A

0 引言

随着 WDM 和 DWDM 系统在实际中的不断应用, 实现波长分离的波分复用器件引起人们的普遍重视. 目前人们已经研发了许多实现波分复用的技术和器件, 如薄膜滤光片, 集成波导器件, 微机电系统等^[1-3]. 液晶法 - 玻可调谐滤波器相对于这些技术和器件具有结构简单、制作成本低、工艺成熟、可调谐范围大、光学性能好的优点, 成为目前该领域研究的热点^[4-6].

在法 - 玻干涉腔中, 反射镜的反射相位会引起峰值波长漂移. 有文章报道^[7,8]在 MOEMS 技术中, 由于空气谐振腔腔长短, 反射相位对峰值波长和自由光谱区影响较大. 在液晶法 - 玻滤波器中, 由于液晶材料对入射光会有吸收散射等损耗, 一般液晶盒也不宜太厚, 因此反射相位也会对器件的光学特性产生影响. 本文推导出一种介质反射镜相位对法 - 玻腔谐振波长影响的公式, 并计算了 10 个周期介质反射镜反射相位对 25 μm 厚度的液晶法 - 玻腔峰值波长造成的漂移. 计算结果表明在这个厚度上, 忽略和将反射相位加以考虑两种情况下, 在 C-Band 上滤波器峰值波长会有大于 1 nm 的差别. 在滤波器电驱动装置初始设计时, 必须把液晶盒和反射镜参数这两个因素同时予以考虑.

1 结构原理

液晶法布里 - 波罗滤波器通过调节电压来调谐峰值波长. 它的一般结构如图 1. 液晶两侧为一层很薄的定向层、反射镜、ITO 导电玻璃和玻璃衬底. 为降低器件插损提高器件实用性^[1], 在玻璃外侧镀

增透膜. 光从图示上侧输入, 在两个反射镜之间的液晶层内形成法 - 玻干涉腔. 对正性液晶材料来说, 液晶指向矢会在外电场作用下逐步趋向与外电场平行排列. 当上下表面液晶指向矢平行定向排列时, 与液晶盒定向方向平行的 e 偏振光有效折射率会在外加电场作用下发生改变, 从而 e 光峰值波长改变. 与定向方向垂直的 o 偏振光有效折射率没有改变, 因此峰值波长不变, 如图 2 中 (a)、(b) 情况. 当上下表面液晶指向矢 90° 扭曲定向排列时情况比较复杂, 外加电场不但改变了 e 光和 o 光的有效折射率, 而且还使它们之间发生耦合. 我们采用了 Berreman 4×4 ^[9] 传输矩阵模拟了 90° 扭曲定向液晶法 - 玻腔的电光特性, 如图 2 (c)、(d). 当外加电压 U 小于液晶 Freedericksz 电压 U_{th} 时, o 光 e 光各有一个传输特征模; 当大约 $U_{th} < U < 2U_{th}$ 时, 指向矢开始向电场方向偏转, 但仍然保持扭曲结构, 输入的 e 光有效折射率改变, 峰值波长改变, o 光则基本不受影响; 当 $2U_{th} < U < 3U_{th}$ 时, 液晶盒宏观的扭曲效应逐

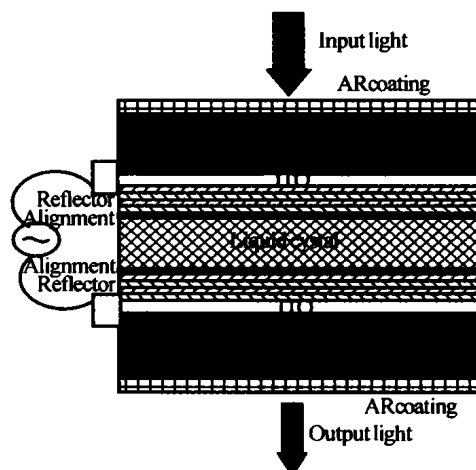


图 1 液晶法 - 玻滤波器结构示意图
Fig. 1 Schematic diagram of a LC Fabry-Perot Etalon (FPE) filter

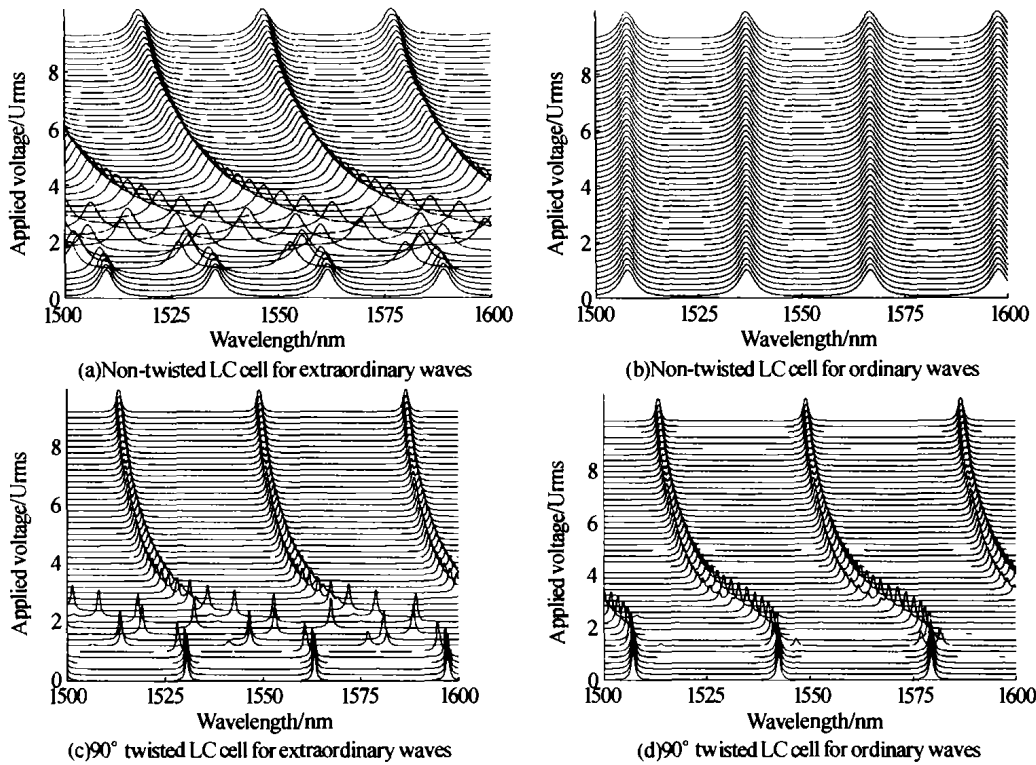


图 2 平行定向和 90° 扭曲定向液晶盒透射率随电压-波长变化的特性
Fig. 2 Characteristics of the transmittance as the applied voltage and wavelength vary for a non-twisted LC cell and a 90° twisted LC cell

步消失,无论 o 光输入还是 e 光输入,出射光均为椭圆偏振光;当 $3U_{th} < U$ 时,指向矢方向与外加电场方向基本平行,液晶法-玻滤波器光学特性与偏振无关,此时 o 光 e 光有相同的谐振波长.

2 计算公式

垂直入射时法布里-玻罗腔的透过率公式^[4]

$$T = \frac{(1 - R_1(\lambda) - A_1)(1 - R_2(\lambda) - A_2)e^{-\alpha d}}{(1 - \sqrt{R_1(\lambda)R_2(\lambda)}e^{-\alpha d})^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4\sqrt{R_1(\lambda)R_2(\lambda)}e^{-\alpha d}}{(1 - \sqrt{R_1(\lambda)R_2(\lambda)}e^{-\alpha d})^2} \sin^2 \Psi(\lambda)} \quad (1)$$

腔体和反射镜总相位

$$\Psi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} d - \frac{\phi_1(\lambda) + \phi_2(\lambda)}{2} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{eff} d - \varepsilon(\lambda) \quad (2)$$

$R_1(\lambda)R_2(\lambda)$ 是反射镜反射率, A_1, A_2 是 ITO 玻璃及反射层的吸收系数, α 是液晶吸收系数, $\phi_1(\lambda)\phi_2(\lambda)$ 是反射镜相位, d 是干涉腔厚度, n_{eff} 是腔内介质有效折射率 $n_{eff}(\theta) = \left[\frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \right]^{-1/2}$, θ 表示光传播方向与液晶指向矢之间的夹角, n_o 液晶中 o 光折射率, n_e 液晶中非寻常光折射率.

液晶法-玻腔自由光谱区 (FSR) 由相邻两个谐振最大波长之差确定. 当 $\delta_m = m\pi$ 和 $\delta_{m+1} = (m +$

$1)\pi$ 和分别有第 $m + 1$ 阶和 m 阶透过率极大值. 当不考虑反射层附加相位时

$$FSR_m = \lambda_m - \lambda_{m+1} = \frac{2dn_{eff}}{m(m+1)} = \frac{\lambda_m}{m+1} \quad (3)$$

由于反射层在除中心波长外引入了附加相位, FSR 宽度也要发生变化. 由式(2)此时计算 FSR 的公式为

$$FSR_m = \frac{2n_{eff}d[1 - \varepsilon(\lambda_m)/\pi + \varepsilon(\lambda_{m+1})/\pi]}{(m + \varepsilon(\lambda_m)/\pi)(m + 1 + \varepsilon(\lambda_{m+1})/\pi)} \quad (4)$$

为了得到反射镜反射相位,可以采用薄膜传输矩阵计算反射系数的方法,可是它不能得到反射相位的显式解. 然而在反射镜中心波长附近,由于反射相移不大,可以从薄膜特征矩阵出发推导出套计算反射镜反射相位 $\phi(\lambda)$ 的显式公式. 对一个由 N 个周期四分之一波堆构成的反射膜系 $(HL)^N$, 它的传输矩阵为

$$\begin{bmatrix} E_0 \\ H_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} E_s = \left\{ \begin{bmatrix} \cos \delta & \frac{i}{\eta_1} \sin \delta \\ i\eta_1 \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \right\}^N \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_s \end{bmatrix} E_s = (\bar{M})^N \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_s \end{bmatrix} E_s \quad (5)$$

其中 i 为虚数单位, η_j 为第 j 层薄膜特征导纳,在垂直入射时即为材料折射率. η_s 为基底导纳, η_0 为入射介质导纳. 当偏离中心波长不大时忽略高次项 $\cos^2 \delta$, 同时令 $\sin \delta \approx 1, \bar{M}$ 可简化为

$$\bar{M} = \begin{bmatrix} -\frac{\eta_2}{\eta_1} & i\left(\frac{1}{\eta_1} + \frac{1}{\eta_2}\right)\cos\delta \\ i(\eta_1 + \eta_2)\cos\delta & -\frac{\eta_1}{\eta_2} \end{bmatrix} \quad (6)$$

反射相位

$$\Phi = \arg(\eta_0^2|B|^2 - |C|^2 + \eta_0(BC^* - CB^*)) \quad (7)$$

对一个可对角化的 2×2 矩阵 $\bar{M} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$, 采用特征值求解的办法

$$\bar{M}^N = \Lambda D^N \Lambda^{-1} \quad (8)$$

式中 D 为由 \bar{M} 特征值 E_1 和 E_2 构成的对角矩阵, Λ 为由相应特征向量为列向量构成的 2×2 矩阵. 忽略高次小量后它的特征值和相应特征向量为

$$E_1 \doteq m_{11} \quad E_2 \doteq m_{22} \quad \nu_1 = \left[\frac{m_{11} - m_{22}}{m_{21}}, 1 \right]^T$$

$$\nu_2 = \left[\frac{m_{12}}{m_{22} - m_{11}}, 1 \right]^T$$

将上面 4 个算式代入式(8)、(7)并将 m_{ij} 代入, 利用 $\cos\delta \approx \pi(1 - \lambda_0/\lambda)/2$, 进一步化简, 得反射相位

$$\Phi \approx \tan^{-1} \frac{\eta_0 \eta_1^2 (\eta_1/\eta_2)^{2N} ((\eta_1/\eta_2)^{2N} - 1) \pi}{(\eta_0^2 - \eta_1^2 (\eta_1/\eta_2)^{4N} (\eta_2 - \eta_1)) \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda}} \quad (9)$$

同样, 对 $N + 1/2$ 个周期的反射镜进行类似的推导, 可得

$$\Phi \approx \tan^{-1} \frac{\eta_0 \eta_1^4 ((\eta_2/\eta_1)^{2N} - 1) (\eta_2/\eta_1)^{2N} \pi}{(\eta_0^2 \eta_1^2 - \eta_1^4 (\eta_2/\eta_1)^{4N} (\eta_2 - \eta_1)) \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda}} \quad (10)$$

通过式(9)、(10)即可得反射系数 r 的相位.

3 公式验证

首先以空气为入射介质, 计算反射镜相对中心波长的反射相移. 以折射率分别为 2.05 和 1.458

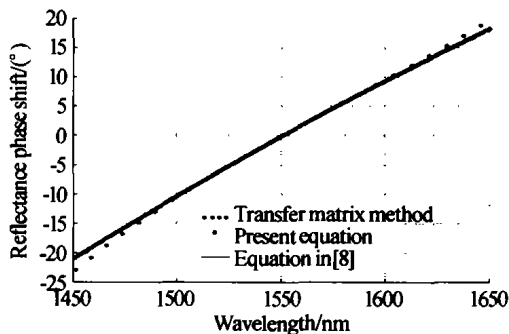


图3 本文推导的公式与薄膜传输矩阵和由文献[8]计算得到的反射相移

Fig. 3 Comparison of the phase shifts of the reflectance calculated with the present formula, the transfer matrix method and the formula in [8]

的 Si_3N_4 和 SiO_2 组成 10 个 (HL) 周期的反射镜, 基板为 K9 玻璃, $\eta_s = 1.52$, 反射镜中心波长取为 WDM 常用的 1550 nm. 图 3 比较了由式(9)和文献[8]以及直接用薄膜传输矩阵计算得到的结果. 式(9)与文献[8]的结果精度基本相同, 但方程形式要更为简单, 以下均以式(9)进行计算.

图 4 表示波长取 1525 nm 时, 反射镜周期数与反射相移之间的关系. 可以看出反射镜周期到达一定数目 (≥ 8) 以后, 反射相移几乎不再增加. 本文推导的公式与由薄膜传输矩阵得到的结果基本相同. 图 5 表示 FSR 与腔长度 (x 轴下坐标) 和干涉阶数 (x 轴上坐标) 之间的关系. 未考虑反射镜反射相位时 FSR 有明显的偏差. 在腔厚度达到 25 μm 左右时, FSR 才基本相同.

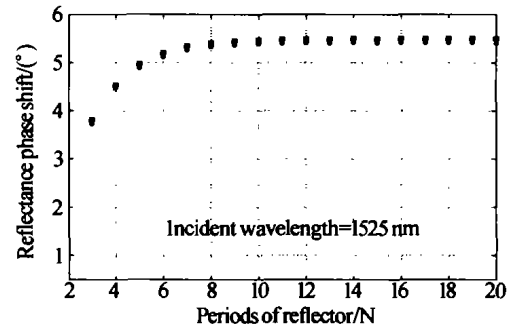


图4 反射镜周期数与反射相移的关系

Fig. 4 The phase shift of the reflectance as the total number of periods of the reflector increases

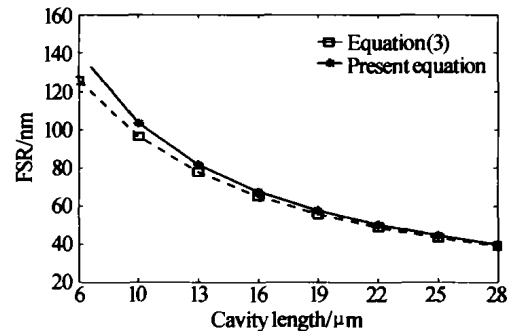


图5 FSR 与腔长度和干涉阶数之间的关系

Fig. 5 The FSR value as the cavity length (bottom x-axis) and m (top x-axis) vary

以向列相液晶 E7 (Merck) 和 Si_3N_4 和 SiO_2 组成 20 层反射镜组成的可调法-玻滤波器为例计算峰值波长与驱动电压. 液晶及液晶盒参数: $n_o = 1.5$, $n_e = 1.73$, $d = 25 \mu\text{m}$, $\epsilon_{\perp} = 4.9\epsilon_0$, $\epsilon_{\parallel} = 19.2\epsilon_0$, $k_{11} = 11.7 \times 10^{-12}$, $k_{22} = 9.0 \times 10^{-12}$, $k_{33} = 19.5 \times 10^{-12}$. 平行定向情况下, 外加电压时只有 e 光也就是偏振方向平行于液晶盒定向方向的偏振光峰值波长发生改变, 采用有限差分法计算外电场作用下液晶指向矢方向^[10-12]. 表 1 表示了液晶法-玻可调滤波器在 1500 ~ 1600 nm 波段不同电压下的峰值波长. 由于液晶盒较厚, 在这个波段会有多个峰值波长, 我们取 ①②③共 3 个峰值波长.

表 1 比较考虑和未考虑反射相移时在不同驱动电压下的峰值波长

	$0U_{rms}$	$1U_{rms}$	$2U_{rms}$	$3U_{rms}$	$4U_{rms}$	$5U_{rms}$	$6U_{rms}$
标准波长①	1508.720	1526.046	1525.345	1517.168	1504.853	1527.623	1523.766
波长漂移 Δ	-1.35	-0.793	-0.88	-1.200	-1.663	-0.828	-0.974
标准波长②	1543.783	1552.899	1554.208	1546.420	1533.895	1557.665	1553.729
波长漂移 Δ	-0.503	0.097	-0.152	-0.132	-0.596	0.288	0.140
标准波长③	1561.780	1580.681	1584.174	1576.838	1564.061	1588.896	1584.887
波长漂移 Δ	0.395	1.057	1.273	1.016	0.530	1.515	1.355

注:标准波长指考虑反射镜相位时计算的峰值波长(nm),波长漂移 Δ (nm)指不考虑反射镜反射相位时的峰值波长与标准波长之间的差别

由表 1 可以看到液晶法-玻腔在厚度为 25 μm 时,采用 10 个周期(HL)介质反射镜(反射率大于 99%),不考虑反射镜反射相移时,即便在中心波长附近,峰值波长也有大于 0.1 nm 的差别,在 C-band 边缘处(分别为 1520 nm 和 1570 nm 附近)误差达到了 0.8 nm 以上. 这表明尽管液晶法-玻滤波器腔长较长,反射镜反射相移也必须予以考虑. 本文推导的公式计算相对薄膜传输矩阵方法简便快捷. 对扭曲 90°液晶盒进行计算,也会出现类似平行定向的情况,滤波器峰值波长受反射镜反射相位影响发生漂移.

根据以上的分析,设计了一个在 1530 ~ 1570 nm 对 p 光调谐的液晶法-玻滤波器,结构如图 1. 反射镜由 Si_3N_4 和 SiO_2 组成 10 个周期介质膜系构成(反射率大于 99%). 液晶盒平行定向,采用 10 μm spacer 控制盒厚. 当外加电压逐步升高时,液晶指向矢偏向电场方向,p 光有效折射率减小,峰值波长向短波方向移动. 从图 6 可以看到反射镜反射相位

影响了峰值波长的驱动电压,在间隔 5 个波长上的驱动电压如表 2. 在 C-band 边缘处外加电压差别较大,这是偏离中心波长较远的缘故. 同时可以看到短波方向较长波方向外加电压偏差大. 要用液晶法-玻腔实现精确滤波,必须将反射镜反射相位和法-玻腔厚度同时予以考虑,这与基于 MOEMS 技术的法-玻滤波器类似. 液晶法-玻滤波器无机械装置,制作成本低,加上偏振分光合光系统就可以实现偏振无关滤波,在波分复用系统中有很好的应用前景.

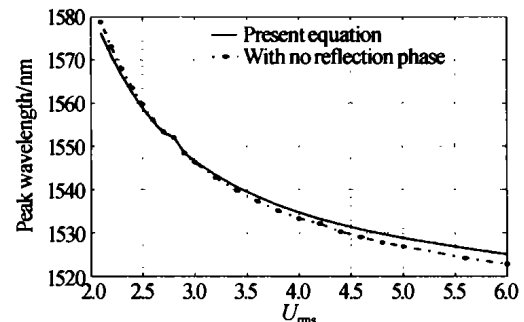


图 6 峰值波长与驱动电压的关系
Fig. 6 The relationship between the peak wavelength and the applied voltage

表 2 C-band 上间隔 5 nm 的驱动电压

波长/nm	1530	1535	1540	1445	1550	1555	1560	1565	1570
$U_f(U_{rms})$	4.77	3.96	3.45	3.10	2.70	2.58	2.47	2.34	2.20
$U_s(U_{rms})$	4.40	3.90	3.40	3.08	2.70	2.57	2.49	2.35	2.25

注: U_f :本文推导公式计算结果, U_s :未考虑反射相位时的结果

4 结论

液晶可调谐滤波器驱动电压低,结构紧凑,经过设计后在 C-band 有很好的单调调谐性. 但是由于法-玻腔本身固有的半波宽度窄的特点,在设计时必须将器件各方面因素都充分考虑才能使实际器件测试值与理论设计值相符,从而达到系统使用要求. 本文从薄膜传输矩阵出发推导了一种计算反射镜反射相位的显式公式,利用这个公式可以方便快速准确计算出反射镜反射相位. 尽管一般液晶法-玻腔厚度远大于基于 MOEMS 技术的法-玻腔厚度,但本文通过计算表明对腔长相对较长的液晶法-玻腔,反射相移对峰值波长和自由光谱区仍有较大影响. 在

设计液晶可调谐法-玻滤波器时,它会直接影响到驱动电压的确定. 我们将进一步进行相关实验和设计,与偏振无关的液晶法-玻腔结构的工作.

参考文献

- 1 Faber R, Zhang K, Zoeller A. Design and manufacturing WDM narrow band interference filters. *Proceedings of SPIE*, 2000, 4094:58 ~ 64
- 2 Themistos C, Rajarajan M, Anwar N, et al. Characterization of MMI- and AWG-based $N \times N$ devices for WDM application. *Electro technical Conference 2000. MELECON 2000*. 10th, 2000, 1:27 ~ 30
- 3 Toshiyoshi H, Kobayashi M, Miyauchi D, et al. Design and analysis of micromechanical tunable interferometers for WDM free-space optical interconnection. *Journal of Lightwave*

- Technology, 1999, **17**(1):19 ~ 25
- 4 Hirabayashi K, Tsuda H, Kurokawa T. Tunable liquid-crystal Fabry-Perot interferometer filter for wavelength-division multiplexing communication systems. *Journal of Lightwave Technology*, 1993, **11**(12):2033 ~ 2042
- 5 Sneh A, Johnson K M. High speed continuously tunable liquid crystal filter for WDM network. *Journal of Lightwave Technology*, 1996, **14**(6):1067 ~ 1080
- 6 Huang Y H, Wu T X, Wu S T. Simulations of liquid-crystal Fabry-Perot etalons by an improved 4×4 matrix method. *Journal of Applied Physics*, 2003, **93**(5):2090 ~ 2095
- 7 Xiang M, Cai Y M, Wu Y M, et al. Experimental Study of the Free Spectral Range (FSR) in FPI with a Small Plate Gap. *Optics Express*, 2003, **11**(23):3147 ~ 3152
- 8 Garmire E. Theory of quarter-wave-stack dielectric mirrors used in a thin Fabry-Perot filter. *Applied Physics*, 2003, **42**(27):5442 ~ 5449
- 9 Berreman D W. Optics in stratified and anisotropic media; 4×4 matrix formula. *J Opt Soc Am*, 1974, **62**(4):502 ~ 510
- 10 王谦, 何赛灵. 液晶指向矢分布的模拟和比较研究. *物理学报*, 2001, **50**(5):926 ~ 932
Wang Q, He S L. *Acta Physica Sinica*, 2001, **50**(5):926 ~ 932
- 11 王谦, 余飞鸿, 潘为民, 等. 扭曲向列型 LCD 电光特性计算的理论研究. *光子学报*, 2000, **29**(4):330 ~ 338
Wang Q, Yu F H, Pan W M, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2000, **29**(4):330 ~ 338
- 12 王谦, 余飞鸿, 岑兆丰, 等. 用于液晶电光特性计算的无奇异点 2×2 矩阵研究. *光子学报*, 2000, **29**(12):1113 ~ 1117
Wang Q, Yu F H, Cen Z F, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2000, **29**(12):1113 ~ 1117

Analysis of Liquid Crystal Tunable Fabry-Perot Etalon Filters

Shen Su, He Sailing

State Key Laboratory, Department of Optical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027

Received date: 2004-03-16

Abstract The influence of the reflectance phase shift of the reflector on the peak wavelength in a liquid crystal Fabry-Perot etalon (LCFPE) filter is discussed. In the tunable LCFPE filter, the peak wavelength is selected by adjusting the applied external voltage. The peak wavelength shifts due to the wavelength-dependent phase shift of the reflector. A set of simple formulas which can give quickly the phase shift are derived. The simulation results indicate that the reflective phase shift can not be ignored in the design of a LCFPE filter as it plays an important role in determining the peak wavelength and the applied voltage of the device. Using these formulas, a tunable LCFPE filter in the optical communication C-Band is designed.

Keywords Liquid crystal; Tunable filter; FPE; Phase shift of reflectance



Shen Su born in Shanxi, China. He received the bachelor degree in the Department of Optical Engineering in Zhejiang University. Now he is a graduate of the center for optical & electromagnetic research of Zhejiang University and engaged in research of liquid crystal device.