

Comparative Study on Mode-Selection and Tuning Principle of Several Birefringent Filters

Shan Dajuan

Department of Precision Instruments, School of Mechanical and Instrumental Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, China

Email address:

791079934@qq.com

To cite this article:

Shan Dajuan. Comparative Study on Mode-Selection and Tuning Principle of Several Birefringent Filters. *Science Discovery*.

Vol. 5, No. 2, 2017, pp. 144-150. doi: 10.11648/j.sd.20170502.19

Received: April 7, 2017; Accepted: April 20, 2017; Published: May 4, 2017

Abstract: Birefringent filters play an important role in many fields such as laser technology, etc. This paper describes the mode-selection and tuning principle of several sets of new birefringent filters. Including PBS-HWP combination, PBS-QW combination, PBS-LN crystal combination and PBS-QWPs combination. The advantages and disadvantages of these birefringent filters are analyzed, mainly about the convenience and laser structure, which are in good agreement with experiment results.

Keywords: Birefringent Filter, Lasers, Frequency Tuning

几种双折射滤光片选模及调谐原理的对比研究

山杜娟

机械与精密仪器工程学院精密仪器系, 西安理工大学, 西安, 中国

邮箱

791079934@qq.com

摘要: 双折射滤光片在激光技术领域扮演极其重要的角色。本文详述了几组新型双折射滤光片的选模及调谐原理(包括PBS-二分之一波片组合、PBS-石英光楔、PBS-铌酸锂晶体、PBS-双四分之一波片), 分析了这些双折射滤光片在调谐便宜性、激光器结构等方面的优缺点, 对双折射滤光片的优化设计和实际应用具有理论指导意义。

关键词: 双折射滤光片, 激光器, 频率调谐

1. 引言

双折射滤光片作为光波长调谐元件, 由于调谐方便、插入损耗小等优点, 被广泛应用在天文学系统和激光器等技术领域中。众所周知, 双折射是晶体光学中的重要现象之一, 当一束光经过一块双折射晶体时, 将分裂为2束偏振方向不同的光。由于它们的传播速度不同, 响应产生不同的相位延迟。近年来, 利用双折射晶体制作的滤光片作为调光元件广泛应用于激光器内外。固体激光器存在增益的空间烧孔效应, 激光器往往以多纵模振荡, 所以要

输出高质量的基横模单纵模, 选模是重中之重。而选模方法多种多样, 如短腔法、扭转模腔、环形腔、标准具和双折射滤光片等。频率可调谐也是激光器的主要评价指标之一, 进行激光频率窄调谐的方法主要有压电效应调谐、温度调谐和旋转标准具调谐等。多数情况采用双折射滤光片来实现激光频率的宽调谐。所以双折射滤光片即可以进行模式选择, 又可完成频率调谐, 近年来广泛应用于固体激光器系统内。

以往对双折射滤光片的研究, 大多数集中在分析和考虑其温度不敏感性、透过率、透过宽带、色散特性等特性

上[1]–[4]，但专门对比研究其调谐特性的很少讨论。本文主要基于全固态激光器中的选模和调谐问题，对比研究几种新型双折射滤光片的选模和调谐原理，对于双折射滤光片的优化设计和实际应用具有理论指导意义。

2. 研究内容及意义

频率可调作为激光器的主要评价指标之一，近年来实现激光频率的宽调谐主要采用双折射滤光片[5]。文章对比分析了几组新型双折射滤光片的选模与调谐原理以及各自的优缺点。首先以全固态Nd:YAG激光器为例，对偏振分光棱镜(PBS)–二分之一波片组合的双折射滤光片的模式选择原理及频率调谐原理进行了详细分析；又因(PBS)–双四分之一波片组合的双折射滤光片不仅调谐范围广而且非常有利于激光器的小型化，亦对其进行了赘述。

文章对几组新型双折射滤光片选模及调谐原理的对比分析，对于全固态单频可调谐激光器的设计及应用有重要的理论指导意义。为后续研究大频差可调谐双频固体激光器奠定基础，以应用于绝对距离干涉测量。

3. 传统双折射滤光片的选模与调谐

3.1. 石英晶体的特性

文中几组双折射滤光片中的双折射晶体均是用石英晶体制作而成。石英晶体具有双折射效应，属于正单轴晶体。正单轴晶体的折射率曲面是一个双层曲面，它是有一个半径为 n_o 的球和一个以 x_3 轴为旋转轴旋转椭球构成的。球面对应于o光的折射率曲面，旋转椭球表示的是e光的折射率曲面。正单轴晶体的折射率曲面在主轴截面上的截线[6]如图1所示。

其中 x_3 轴为光轴，当与 x_3 轴成夹角为 φ 的波法线 k 与折射率曲面相交时，得到长度为 n_o 和 $n_e(\varphi)$ 的矢径，它们分别是相应于 k 方向的两个特许线偏振光的折射率，其中 n_e 与 φ 的关系式为：

$$n_e(\varphi) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \varphi + n_e^2 \cos^2 \varphi}} \quad (1)$$

可以看出，当波法线方向 k 与光轴的夹角 φ 发生变化时，对应的e光折射率 n_e 也会发生变化。随着夹角 φ 的增大，o光和e光的折射率差逐渐增大，当夹角 $\varphi=90^\circ$ 时，o光和e光的折射率差达到最大。

3.2. 选模与调谐原理

双折射滤光片选模是通过在腔内引入选择性损耗，使欲选纵模的损耗最小，而其他纵模的损耗较大，即加大各纵模间净增益差异，那么在激光形成过程中，起振并得到放大的是净增益较大的那个单纵模。如图2所示，传统的双折射滤光片(BF)由布儒斯特片和双折射晶体组成，光波通过布儒片(BP)成为线偏振光，这里记作p偏振光；p偏振光经过双折射晶体(BC)时产生双折射效应，(图3

所示为晶体的双折射现象)分解为偏振方向互相垂直的o光和e光；光波往返通过BC后，o光、e光间产生的相位差为[7]。

$$\varphi = k\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n \cdot 2l \quad (2)$$

式中， k 为波矢量， δ 为光程差， λ 为光波长， Δn 为o光、e光的折射率差， l 为BC的通光长度。当且仅当相位差为 2π 整数倍，即

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta n \cdot 2l = 2m\pi \quad (3)$$

时，光波的偏振状态才不发生改变仍为p偏振光。满足此条件的光波再次通过BP时由于损耗较小在腔内优先起振；而其他不满足条件的光波便不再是p偏振光，再次通过BP时由于损耗过大而被抑制掉。由上式(3)可以推导出双折射滤光片透射峰的频率为

$$\nu = \frac{cm}{2\Delta n \cdot l} \quad (4)$$

进而得到相邻两透射峰的频率间隔即双折射滤光片的自由光谱范围(f_{FSR})为

$$f_{FSR} = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2\Delta n \cdot l} \quad (5)$$

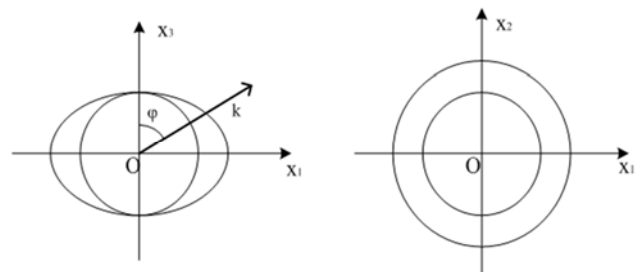


图1 正单轴晶体折射率曲面。

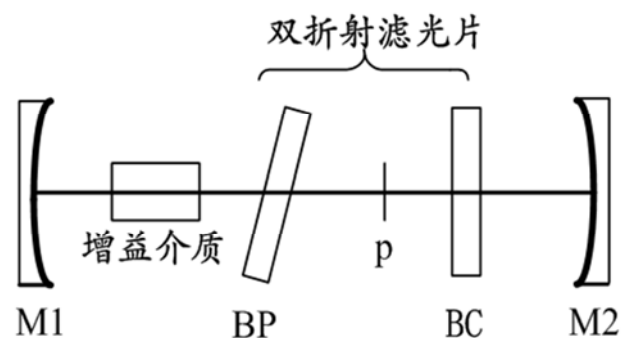


图2 含双折射滤光片的激光谐振腔。

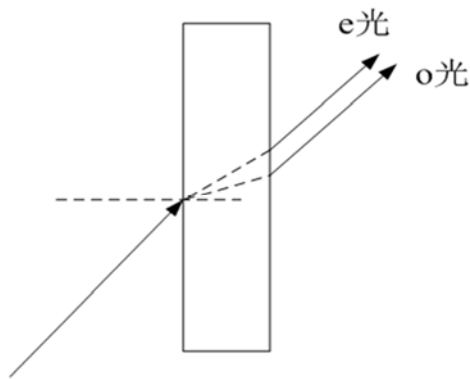


图3 晶体的双折射现象。

图4中所示，（a）为激光器的荧光线宽；（b）为激光器谐振腔的纵模序列；（c）为双折射滤光片的透射率曲线；（d）为所选取的单纵模。当双折射滤光片的自由光谱范围 f_{FSR} 大于激光器的增益带宽 $\Delta\nu_{osc}$ ，并且两相邻纵模在透射峰附近的损耗差值足够大，同时满足以上两个条件时，激光便以单纵模形式振荡输出，如图4(d)中 ν_q 。当双折射滤光片的相对折射率差 Δn 或者通光长度 l 的变化或者二者同时变化时，会引起双折射滤光片的透射峰频率和自由光谱范围的改变，进而会使其透射率曲线在频率轴上移动，选出不同的单纵模，如图4(d)中的 ν_{q+1} [8]。说明双折射滤光片不仅具有选模能力而且能够实现频率调谐。

特别的，在频率调谐过程中，会有两种情况：

第一种，双折射滤光片两透射峰之间的距离即 f_{FSR} 的大小发生变化以致其在频率轴上不等间隔（两透射峰频率间隔发生变化）移动；

第二种，双折射滤光片 f_{FSR} 的大小不发生变化但透射峰频率大小会变化，以致其透射率曲线在频率轴上发生等间隔移动，达到选频目的。

下文将以几组具体的新型双折射滤光片对这两种情况进行详述。

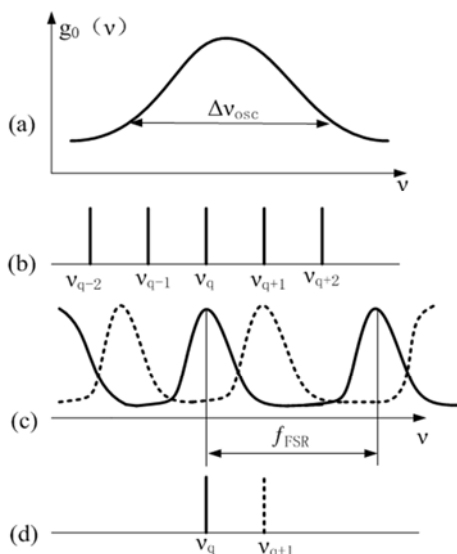


图4 单频激光选模与调谐原理图。

4. 几种新型双折射滤光片

下面依次介绍几组新型双折射滤光片PBS-二分之一波片、PBS-石英光楔、PBS-铌酸锂晶体以及PBS-双四分之一波片的选模、调谐原理，及各自优缺点的对比分析。

4.1. PBS-二分之一波片

如图5所示，首先偏振分光棱镜（PBS）较BP而言对p光的透过率更高，又光波往返通过二分之一波片后，o、e光间恰好产生 2π 整数倍的相位差。所以这种滤波片组合具有更强的选模能力。p偏振光往返通过二分之一波片，o、e光间的光程差为：

$$\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta n l \quad (6)$$

满足

$$\phi = 2m\pi \quad (7)$$

的光频率在腔内形成振荡，其他光频率由于损耗过大被抑制掉。推算出此双折射滤光片的透射峰频率和自由光谱范围分别为：

$$\nu = \frac{cm}{2\Delta n \cdot l} \quad (8)$$

$$f_{FSR} = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2\Delta n \cdot l} \quad (9)$$

可见，当 Δn 、 l 或者两者同时改变时，那么BF的透射率曲线会在频率轴上移动，以选取不同的单纵模，实现频率调谐。

以全固态Nd:YAG激光器为例分析这种组合的双折射滤光片的调谐原理，激光器结构如图6所示[9]，由（二极管激光器）LD的尾纤OF出射的808nm泵浦光经过自聚焦透镜SML汇聚到Nd:YAG晶体的左端面，Nd:YAG的左端面镀有对808nm抽运光高透和对1064nm振荡光高反的双色介质膜，Nd:YAG的右端面镀有对1064nm光增透介质膜，OC为输出耦合镜，凹面镀有对1064nm激光部分透射的介质膜，与Nd:YAG的左端面形成平凹稳定腔。

若腔内不插入PBS及二分之一波片，其输出为图4(b)所示的纵模序列；在双折射滤光片的作用下，其输出为图4(d)所示的单纵模；通过倾斜二分之一波片实现频率的调谐，如图4(d)所示选取不同单纵模。具体的调谐原理如图7所示， φ 为线偏光与波片晶轴的夹角， θ 为线偏光与法线夹角， θ' 为折射角，自由光谱范围随晶轴倾斜角的变化推倒如下：

$$\begin{aligned} \Delta n &= n_e(\varphi) - n_o \\ &= \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \varphi + n_e^2 \cos^2 \varphi}} - n_o \\ &= \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta + n_e^2 \sin^2 \theta}} - n_o \end{aligned} \quad (10)$$

$$l = \frac{d}{\cos \theta'} \quad (11)$$

将(10)、(11)两式带入(9)可得晶轴倾斜角 θ 与自由光谱范围 f_{FSR} 的直接关系为

$$f_{FSR} = \frac{c \sqrt{1 - \left(\frac{2 \sin \theta}{n_o + n_e}\right)^2}}{2d \left(\frac{n_o n_e}{\sqrt{n_o^2 \cos^2 \theta + n_e^2 \sin^2 \theta}} - n_o \right)} \quad (12)$$

显然， θ 的改变直接引起双折射滤光片透射峰频率 ν 以及自由光谱范围 f_{FSR} 的大小。说明了此种双折射滤光片调谐的可行性。

图8所示为输出激光频率改变量的频率随晶轴倾斜角的变化仿真图，图中显示：当 θ 在 -1.6° 到 0° 变化时，激光频率改变量呈减小趋势；当 θ 在 0° 到 1.6° 变化时，激光频率改变量呈增大趋势。实验结果表明[9]：腔内加入此种双折射滤光片组合的Nd:YAG激光器能以线偏振单纵模稳定振荡；当改变石英二分之一波片的晶轴倾斜角时，可以实现1064nm单纵模激光的频率调谐，振荡波长调谐量为0.5nm，相对应的频率调谐量为150GHz，这已经相当接近Nd:YAG激光器的荧光线宽；1064nm单频激光的频率和对应功率随晶轴倾斜角的增大呈周期性变化，每个周期内频率的调谐量为150GHz。

这种可调谐1064nm单频Nd:YAG激光器调谐范围大，系统结构简单，调谐方便，快速。可广泛应用于激光干涉测量、激光雷达探测和激光光谱学等领域。

但是基于晶轴倾斜以改变 l 的方法来实现频率调谐时，倾斜角度特别小，对其的精确度不易控制。如果能够妥善解决此问题，那么这种激光器便可以作为微角度测量仪，将会有很大前景。

4.2. PBS-石英光楔

如图9所示，p偏振光往返通过二分之一波片，o、e光间的光程差为：

$$\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta n d \quad (13)$$

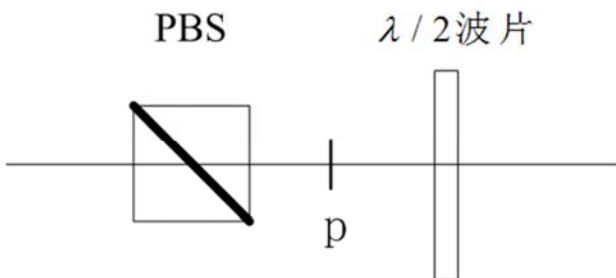


图5 PBS-二分之一波片组合的双折射滤光片。

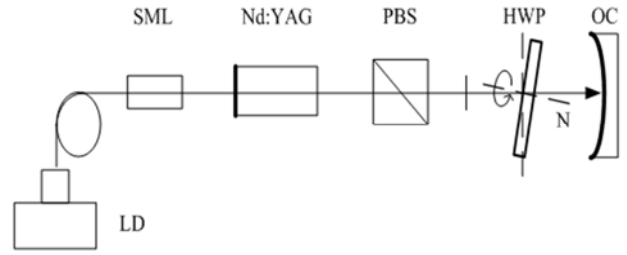


图6 LD抽运1064nm单频可调谐Nd:YAG激光器。

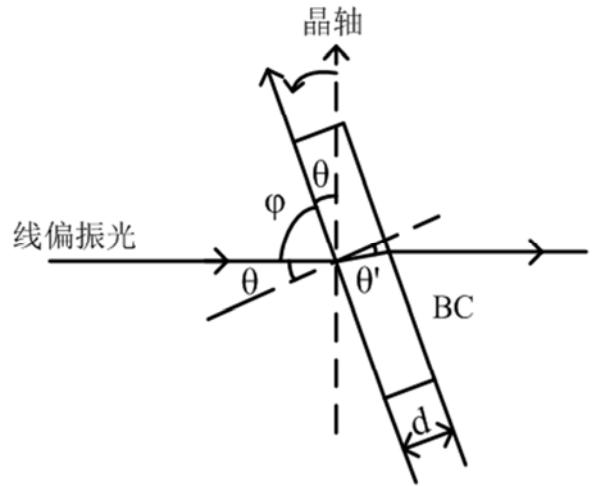


图7 晶轴倾斜频率调谐原理。

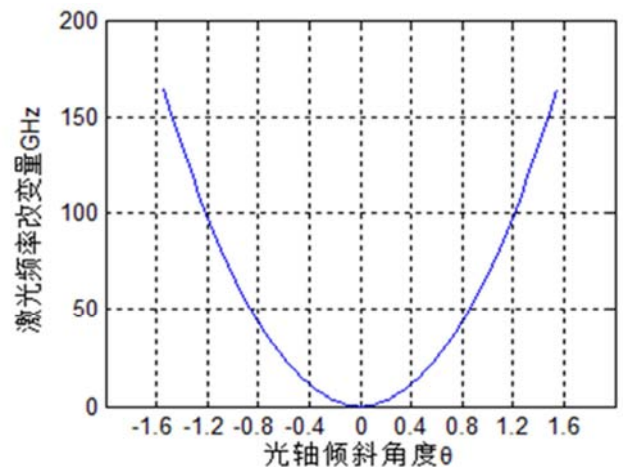


图8 晶轴倾斜角度 θ 在 $-1.6^\circ \sim 1.6^\circ$ 时频率变化规律。

其中， d 为光楔的通光长度， Δn 为石英光楔的折射率差。当且仅当光程差 $\varphi = 2m\pi$ 时，光波的偏振态才不会发生改变认为p偏光。满足条件的光频率在腔内形成振荡，其他光频率由于损耗过大被抑制掉。

推算出此双折射滤光片的透射峰频率和自由光谱范围分别为：

$$\nu = \frac{cm}{2\Delta n \cdot d} \quad (14)$$

$$f_{FSR} = \nu_{m+1} - \nu_m = \frac{c}{2\Delta n \cdot d} \quad (15)$$

当 Δn 、 d 或者两者同时改变时，那么BF的透射率曲线会在频率轴上移动，以选取不同的单纵模，实现频率调谐。

可见，这种双折射滤波片组合与4.1. 滤波片的透射峰频率和自由光谱范围大小相等，但是频率可调是通过在垂直光轴方向上移动石英晶体楔[10]以改变光楔的通光长度 d 来实现的，这就比微角度的控制容易得多，价格也要低很多。若能精确控制微位移，那么这种激光器的实验结果可以用以设计微位移传感器。

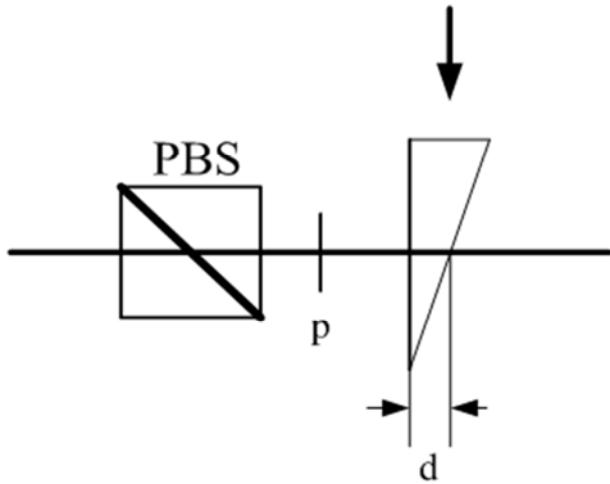


图9 PBS-光楔组合的双折射滤光片。

4.3. 电光双折射滤光片：PBS-铌酸锂晶体LN

如图10所示，由物理光学知识知，对于电光晶体LN，当外加电场平行于光轴，而光波沿垂直于光轴方向往返穿过LN时，e光和o光这两个线偏振光之间产生受电场控制的相位差为

$$\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta n l + \frac{2\pi n_o^3 r^* U l}{\lambda d} \quad (16)$$

式中，等号右边第一项为自然双折射引起的相位延迟量，第二项为有外加电场后的感应双折射引起的相位延迟量。其中， Δn 为LN晶体的双折射率， l 为光传播方向上的晶体长度， d 为电场方向上的晶体厚度， n_o 为o光主折射率， r^* 为有效电光系数， U 为沿光轴方向的外加电压。

当且仅当 $\varphi = 2m\pi$ 时，光波往返两次经过晶体LN后的偏振状态才不会发生改变（仍为p偏振方向），这时再通过PBS时的透射率最大，受到的损耗最小，可以优先起振。而其他频率成分的光波偏振态发生改变受到抑制不能起振。因此推出此双折射滤光片的透射峰频率 ν 自由光谱范围（相邻两透射极大峰的频率间隔） f_{FSR} 和损耗调制度（相邻两纵模的相位差） $\Delta\delta$ [8] 分别为：

$$\nu = \frac{mc}{2\Delta n l + n_o^3 r^* U (l/d)} \quad (17)$$

$$f_{FSR} = \frac{c}{2\Delta n l + n_o^3 r^* U (l/d)} \quad (18)$$

$$\Delta\delta = \frac{2\pi\Delta n l + \pi n_o^3 r^* U (l/d)}{L} \quad (19)$$

可见， U 改变，BF的透射峰频率 ν 和自由光谱范围 f_{FSR} 均发生改变，如图3中，BF的透射率曲线在频率轴上不等间隔（两峰值间的频率间隔随 U 发生变化）移动。选取不同单纵模，实现调谐功能。

以此组合作为激光单纵模选择元件和频率调谐元件设计Nd:YAG激光器，结构简单、调谐方便、易于集成。

这种电光可调谐1064nm单频Nd:YAG的实验结果表明：激光器能以线偏振单纵模稳定振荡，当改变加在LN晶体上的横向电压时，纵模激光振荡波长调谐量为0.474nm，相对应的频率调谐量为142.2GHz。可广泛应用于激光干涉测量、激光雷达探测和激光光谱学等领域。

但这种组合的双折射滤光片存在的缺点是，LN对电压的承受能力有限，所以所能加在其上的电压不能过大，进而限制了其频率调谐量。

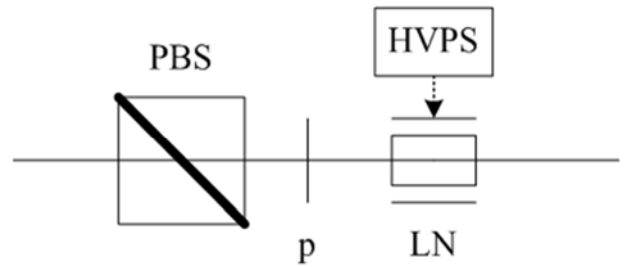


图10 PBS-LN组合的双折射滤光片。

4.4. PBS-双四分之一波片

光波往返通过双 $\lambda/4$ 后，o光、e光间产生的总的相位差为：

$$\varphi = \frac{8\pi}{\lambda} (n_e - n_o) l + 4(\alpha - \beta) \quad (20)$$

其中，第一项为自然双折射引起的相位延迟量，第二项为双 $\lambda/4$ 波片快轴间夹角的存在引起的相位延迟量，由以下过程推知。

如下图12所示QWP1、QWP2为 $\lambda/4$ 波片， α 为第一个波片快轴与 x 轴的夹角， β 为第二个波片与 x 轴的夹角。腔内本振波在两个 $\lambda/4$ 波片间任一截面内存在反向旋转的两个圆偏光，对不同的偏振态， $\lambda/4$ 波片引起的附加相移不同，腔的本征波由原来的单频激光分裂成为具有不同偏振状态的两个频率的本征态[11]。

两 $\lambda/4$ 波片的琼斯矩阵分别为

$$J_{\alpha} = \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha + j \sin^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha (1-j) \\ \sin \alpha \cos \alpha (1-j) & \sin^2 \alpha + j \cos^2 \alpha \end{bmatrix} \quad (21)$$

$$J_{\beta} = \begin{bmatrix} \cos^2 \beta + j \sin^2 \beta & \sin \beta \cos \beta (1-j) \\ \sin \beta \cos \beta (1-j) & \sin^2 \beta + j \cos^2 \beta \end{bmatrix} \quad (22)$$

光波往返通过双 $\lambda/4$ 波片后的琼斯矩阵如下:

$$J = J_{\lambda/4}(\alpha) J_{\lambda/4}(\beta) J_{\lambda/4}(\beta) J_{\lambda/4}(\alpha) \\ = \begin{bmatrix} \cos 2(\alpha-\beta) + j \sin 2\alpha \sin 2(\alpha-\beta) & j \cos 2\alpha \sin 2(\alpha-\beta) \\ j \cos 2\alpha \sin 2(\alpha-\beta) & \cos 2(\alpha-\beta) - j \sin 2\alpha \sin 2(\alpha-\beta) \end{bmatrix} \quad (23)$$

由矩阵J的本征方程求得其相对应的本征值为:

$$\begin{cases} \lambda_1 = \cos 2(\alpha-\beta) + j \sin 2(\alpha-\beta) = e^{2j(\alpha-\beta)} \\ \lambda_2 = \cos 2(\alpha-\beta) - j \sin 2(\alpha-\beta) = e^{-2j(\alpha-\beta)} \end{cases} \quad (24)$$

分析可知,由双 $\lambda/4$ 波片快轴夹角对光波产生的附加相位差为[12]:

$$\varphi_1 = 2(\alpha-\beta) - [-2(\alpha-\beta)] = 4(\alpha-\beta) \quad (25)$$

那么光往返通过双 $\lambda/4$ 波片后产生的总的相位差为:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} (n_e - n_o) \cdot 4d + \varphi_1 = \frac{8\pi}{\lambda} (n_e - n_o) d + 4(\alpha-\beta) \quad (26)$$

满足 $\phi = m2\pi$ 光频率的光在腔内形成振荡,其他光波由于损耗过大而被抑制掉,推算出此双折射滤光片的透射峰频率 ν 和自由光谱范围(相邻两透射极大峰的频率间隔) f_{FSR} 分别为:

$$\nu = \frac{c[m\pi - 2(\alpha-\beta)]}{4\pi l \Delta n} \quad (27)$$

$$f_{FSR} = \frac{c}{4\Delta n l} \quad (28)$$

式中, $\alpha-\beta$ 为双四分之一波片快轴的夹角。当改变 $\alpha-\beta$ 时, BF透射峰的频率大小发生改变,但是其自由光谱范围并不改变。所以 $\alpha-\beta$ 改变, BF的透射率曲线在频率轴上等间隔移动,即就是相邻两透射峰间隔不发生变化但透射峰频率会发生变化,以选取不同的单纵模。这种双折射滤光片组合便属于上文中的第二种情况。

由式(27)可知输出激光波长与双 $\lambda/4$ 波片夹角的关系为

$$\lambda = \frac{4\pi d(n_e - n_o)}{m\pi - 2(\alpha-\beta)} \quad (29)$$

对 $\alpha-\beta$ 求导可知

$$\Delta\lambda = \frac{8\pi d(n_e - n_o)}{[m\pi - 2(\alpha-\beta)]^2} \Delta(\alpha-\beta) \quad (30)$$

结合 $\nu = c/\lambda$ 并对 $\alpha-\beta$ 求导可得

$$\Delta\nu = -\frac{c}{2(n_e - n_o)d} \Delta(\alpha-\beta) \quad (31)$$

图13所示为频率调节范围 $\Delta\nu$ 随快轴夹角变化量 $\Delta(\alpha-\beta)$ 的变化曲线,可见二者之间成线性关系。

如若给第二片四分之一波片镀膜使之成为输出镜,那么可以大大简化激光器的结构,非常有利于实现激光器的小型化。

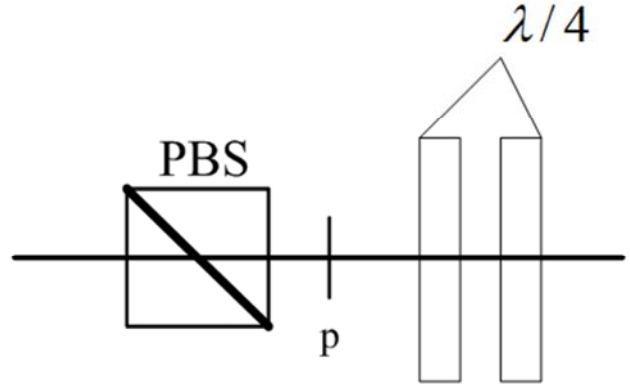


图11 PBS-双波片组合的双折射滤光片。

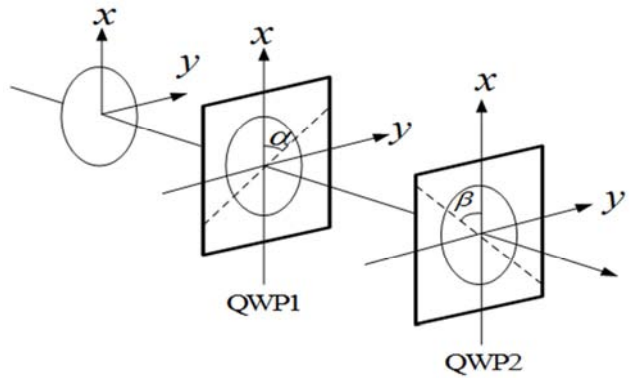


图12 双四分之一波片结构。

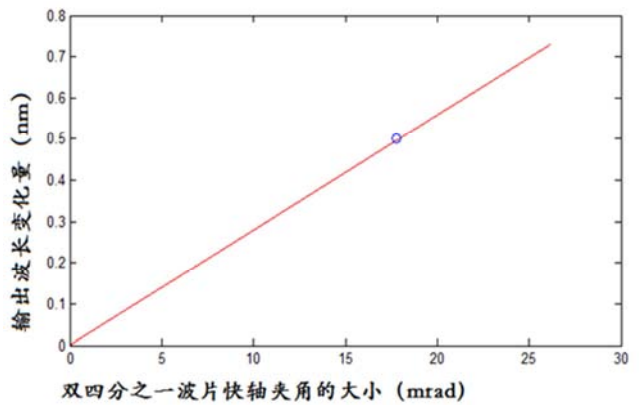


图13 输出波长变化量与两波片夹角的对应关系。

5. 结论

文章对各组合双折射滤光片的选模及调谐的可行性进行了详细分析,对于产生单频激光有着极其重要的作用。与短腔法、扭转模腔、环形腔、标准具等相比,利用双折射滤光片进行纵模选择和频率调谐更加方便快捷,也有利于激光器的小型化。是实现单频可调谐激光器一种重要方法,具有实际的研究意义。

参考文献

- [1] 高傲,孔勇,夏刚,韩华,王鑫.单轴双折射滤光片温度不敏感的研究[J].激光技术,2016,40(4):476-478。
- [2] Abde Rezzaq Halassi, Rachid Hamdi, Djalal Falih Bendimerad, Badr-Eddine Benkelfat. A novel synthesis approach for birefringent filters having arbitrarily amplitude transmittances[J]. Optics Communications, 2016, 265(2):12-17.
- [3] 穆廷魁,李国华,郝殿中.宽调谐双折射滤光片最佳透射系统研究[J].激光技术,2006,30(5)。
- [4] 贾亚青,朱晓农.双折射滤光片的色散特性研究[J].物理学报,2004,53(9)。
- [5] 焦明星,冯其波,王鸣,刘君.激光传感与测量[M].北京:科学出版社,2014:89-90。
- [6] 石顺祥,王学恩,刘劲松.物理光学与应用光学[M].西安:西安电子科技大学出版社,2008.230-236。
- [7] 高兰兰,檀慧明.LD泵浦的全固体单频激光技术[J].光机电信息,2002(11)。
- [8] 邢俊红,焦明星,刘芸.光电可调谐1064nm单频Nd:YAG激光器设计与实验研究.中国激光[J],2014,Vol.41(3):032007-1~0302007-6。
- [9] 刘柳.LD抽运单频Nd:YAG激光器频率调谐技术研究[D].西安:西安理工大学,2016-06。
- [10] 张书练.正交偏振激光原理[M].北京:清华大学出版社,2005。
- [11] 张鹏.激光二极管泵浦可调频差双频固体激光器[J].红外与激光工程,2006,35:129-133。
- [12] 李磊.激光二极管抽运频差可调谐双频固体激光器的研究[J].物理学报,2007,5(56):2663-266。