

正交偏振双纵模激光器腔调谐物理效应

张书练

(清华大学精密仪器与机械学系精密测试技术及仪器国家重点实验室, 北京 100084)

摘要 研究了激光偏振和模竞争以及因二者结合而产生的系列激光物理现象,并将其归纳成为 28 个“正交偏振双纵模激光器腔调谐物理效应”。并以 He-Ne 激光器(双折射 He-Ne、双折射-塞曼 He-Ne),Nd:YAG 微片激光器和面发射半导体激光器(VCSEL)为观察对象,研究追求系统性和完整性,揭示正交偏振双纵模激光器物理效应全貌,使研究结果成为激光原理的一个分支,以期裨益于激光学术进步和应用的发展。

关键词 激光器;偏振;双折射;模竞争;腔调谐

中图分类号 TN248 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP48.051401

Physical Characteristics of Orthogonally Polarized Dual Frequency Laser by Cavity Tuning

Zhang Shulian

(State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, Department of Precision Instruments and Mechanology, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract The investigation results of laser polarization, mode competition and phenomena by their combination are summarized. These findings are obtained with cavity tuning of orthogonally polarized dual frequency lasers including He-Ne lasers (birefringence He-Ne laser, birefringence-Zeeman He-Ne laser), microchip Nd:YAG lasers and vertical cavity surface-emitting lasers (VCSEL). 28 most important physical phenomena, instead of all, are presented, which describe characteristics comprehensively in this kind laser and will benefit the laser science and applications.

Key words lasers; polarization; birefringence; modes competition; cavity tuning

OCIS codes 140.0140;140.3410;140.3600;260.1440;260.5430

1 引言

1.1 研究的起因

激光理论和技术已经高度发展。但是,对激光物理的认识仍在深化,激光器的某些物理特性仍不清晰。而本文的题目“正交偏振双纵模激光器物理效应”就是这样一个激光物理命题。它包括了激光器的偏振、激光器的模竞争以及和两者相关的众多的激光物理效应,这些都对激光应用有重大影响。在对这一命题研究的全过程中,我们力图获得清晰的物理图像,并建立完备的知识体系。本文是对 25 年来相关研究结果的总结。

打开激光教科书,相当多的篇幅给了激光的相干性和方向性。粒子的宽光谱被谐振腔选出成一个窄线宽的频率,激光束具有了无与伦比的相干性。谐振腔规定了光振荡的方向,激光束被准直了,具有了无与伦比的方向性。相对而言,似乎“偏振”、“正交偏振”是与我们关系不大的命题。其实不然。“偏振”作为爱因斯坦受激发射特性之一,自始至终存在于激光的产生、研究和应用中。长度约 150 mm 的 He-Ne 激光器的输出或为线偏振单纵模(单频率),或为偏振正交(垂直)的双纵模(双频率)。这一效应早被研究激光干涉仪的学者、公司所应用。只不过形成的机理没有确认,也没有在激光教科书中对此做出说明而已。

收稿日期: 2010-11-19; **收到修改稿日期**: 2010-12-15

基金项目: 国家自然科学基金(技 85103,68178018,69286001,69778010,60438010);曹光彪基金(97J2.13.JW0101);北京自然科学基金(4992006);清华大学基础研究基金(JZ2001007)和清华大学著名学者聘请计划(20069852-2-02)资助课题。

作者简介: 张书练,教授,博士生导师,主要从事激光和精密计量方面的研究。E-mail: zsl-dpi@tsinghua.edu.cn

与本论文相关的命题还有激光器的模竞争,特别是强模竞争。要想看到强的模竞争,只有频率间隔(差)小的情况下才发生。频率差越小,两频率的竞争越激烈,才能更清楚地观察模竞争。当两频率的光强度因竞争互相压制、转移,一个被另一个抑制至熄灭了,才能说看到了竞争的全过程和全貌。因此,要观察模的强竞争,首先要产生频率间隔足够小的两个纵模。

激光器的纵模间隔 Δ 可以表示为光速 c 和激光器谐振腔长 L 的函数: $\Delta = c/(2L)$ 。长度 150 mm 的 He-Ne 激光器输出的双纵模的频率间隔为 1000 MHz。1000 MHz 间隔的两频率之间的耦合(竞争)属于弱竞争,两频率的任一个在竞争中变化不明显,更不因竞争而熄灭。而对于半导体激光器,其谐振腔长 L 小到 0.1 mm,纵模间隔更是有 1500 GHz 之大,各振荡频率的性质也不会因模竞争受大的影响。

由 $\Delta = c/(2L)$ 联想到,可拉长激光腔长 L 产生两个激光纵模间隔很小频率,但实际上很难实现。激光模式间隔和激光腔长成反比,想要获得间隔 5 MHz 的两个纵模,激光器的腔长要 30 m。30 m 长的激光器腔,不论装调的难度还是环境干扰都是严重的问题。由于腔长在技术上不可能太大,频率差也就不能很小,两个频差小的激光模式(频率)之间的耦合(竞争)就没有条件去研究。

本文给出的合理技术路径是通过“激光频率分裂”获得 0~1 GHz 频率间隔的两个纵模。且“激光频率分裂”获得两个频率具有方向确定的正交偏振特性。

本文还认识到,利用两正交偏振光的可分开传播的特点可以实现对两个纵模的分别观察。元件“偏振分光镜”(PBS)早已获得广泛应用。可用偏振分光镜将正交偏振激光束中的两正交模分开,以研究两个中的每个偏振态各自的特性和它们之间的相互作用。

激光原理中,“激光腔调谐”是指推动激光器两反射镜之一移动而改变激光器腔长,是观察各种激光特性的一种十分重要的技术。如利用 He-Ne 激光腔调谐出现的兰姆和反兰姆凹陷,实现对激光器频率的稳定,在精密计量领域起着巨大作用。而本文要做的是:用激光频率分裂效应产生的间隔小的两频率,用偏振分光镜分开这两个频率,并借助腔调谐研究两个频率的模牵引、强度和偏振状态,获得未知的现象。

激光教科书中的腔调谐都是指改变两镜腔激光器的腔长。这是本项目研究正交偏振激光器特性的途径之一。但还有一种叫光回馈的调谐方式,出现在不少学术刊物中。本项目则称其为“外腔调谐”,指激光器外加一个反射镜把激光束再反射回激光器内。外加反射镜和激光器自身一个反射镜组成的谐振腔叫回馈腔或外腔。至今,人们对外腔调谐的研究都是用一个反射镜将激光输出的光束的全部纵模(频率)反射回激光器。这就意味着不区分纵模多少及其间隔大小,不区别激光输出的偏振状态,不顾及激光频率之间的竞争。如果说以往是站在激光器外头研究回馈,本申请的研究则是进入激光器内部研究回馈:由偏振分光器将两正交偏振频率分开,研究每个偏振频率的回馈行为,研究它们之间的相互影响。

本文以 He-Ne 激光器(双折射 He-Ne、双折射-塞曼 He-Ne),Nd:YAG 微片激光器,和面发射半导体激光器(VCSEL)作为观察对象。需要说明的是:一度认为半导体激光器将全面取代 He-Ne 激光器。但至今,它在光束均匀性、相干性和稳定性等方面远没有达到 He-Ne 激光器和 Nd:YAG 微片激光器的水平。后者仍然是精密计量等领域的主要光源,如大规模集成电路光刻机中对芯片线条宽度、长度的测量和控制仍然是以 He-Ne 激光器作为光源。

本文的内容是起自 1985 年至今的 25 年研究“激光物理现象”的积累。这些现象的一部分已经得以应用。25 年来,我们追求研究的系统性和完整性,努力揭示正交偏振双纵模激光器物理效应全貌,使研究结果成为激光原理的一个分支。

1.2 课题前的频率分裂技术

课题前的频率分裂技术^[1]研究仅限于塞曼双频激光器和环形激光(陀螺),如图 1,2 所示。他们分别利用塞曼效应、Sagnac 效应形成激光频率分裂。

1.2.1 塞曼双频激光器

塞曼激光器^[2]通常是在 0.6328 μm 波长 He-Ne 激光器上加磁场得到的。塞曼效应和模牵引效应的综合作用,使激光器输出频差小于 3 MHz 的正交圆偏振光或频率差几百千赫兹的线偏振激光。

纵向塞曼双频激光器输出的是左旋和右旋的正交圆偏振光,其频率分裂 $\Delta\nu_{\text{zeeman}}$ 可表示为

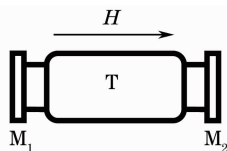


图1 纵向塞曼双频激光器

Fig. 1 Longitudinal Zeeman dual frequency laser

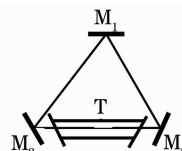


图2 两频激光陀螺

Fig. 2 Dual frequency gyro

$$\Delta\nu_{\text{zeeman}} = \sigma_{\tau} \Delta\nu_z, \quad (1)$$

式中 $\Delta\nu_z$ 为塞曼效应造成的正交的左、右旋圆偏振光谱线的中心频率之差； σ_{τ} 为模牵引因子，其值一般由实验测定给出， $|\sigma_{\tau}|$ 约为 2×10^{-3} 。

值得指出的是：纵向塞曼双频激光器左旋光和右旋光的频差不能大于 3 MHz^[3]，其原因是：只有当磁场增大时， $\Delta\nu_{\text{zeeman}}$ 才能增加；当磁场大到一定值，使得左旋光和右旋光的中心频率的间隔达到 1500 MHz 左右（即多普勒线宽 $\Delta\nu_D$ 值）时，两光的增益线近于完全分离，两中心频率不能同时对一个腔模进行牵引，也就无法将一个频率“牵引”成两个频率。以 $|\sigma_{\tau}|$ 约为 2×10^{-3} ， $\Delta\nu_z = \Delta\nu_D = 1500$ MHz 代入(1)式计算得出对应的塞曼频差为 3.0 MHz。至今，真正可应用的纵向塞曼激光器的最大频差不超过 3 MHz。

横向塞曼激光器的输出光为两正交线偏振光，由于被牵引分裂的非激活腔模式远离 Ne 原子的中心频率，它们的频差更小，一般在 1 MHz 以下。

尽管塞曼激光器的频差受原理所限，但因几十年没有找到增大频差的方法，所以在很长时间内塞曼激光器一直是双频激光干涉仪的主打激光源，把尺寸、位移的测量技术提高到了一个新的阶段。

1.2.2 环形激光器

环形激光器^[4]包括激光陀螺，环形激光流量计和四频环形激光器。其中，激光陀螺和环形激光流量计为双频环形激光，主要是利用在环路顺时针和逆时针性行进的光程不同得到激光频率分裂。把两频环形激光器固定在以 Ω_s 角速度做旋转运动的物体上（飞机，坦克炮塔），可以得到频率分裂 $\Delta\nu_{\text{gyro}}$ 。反过来测出 $\Delta\nu_{\text{gyro}}$ 就知道了角速度，对角速度进行时间积分就知道了转角，其原理公式为

$$\Delta\nu_{\text{gyro}} = \frac{4S_{\Lambda}}{L\lambda} \Omega_s. \quad (2)$$

在双频环形激光器的基础上，四频环形激光器得到了发展，它主要由旋光性和磁光效应造成激光频率分裂，输出左旋和右旋的正交圆偏振光。目前，四频激光陀螺已成为了新一代的惯性制导器件，像塞曼双频激光器极大地推动了长度计量行业的发展一样，激光陀螺成为惯导中启动快速、造价低、无旋转部件的一类应用广泛的激光产品。

1.3 本文的工作

塞曼效应作用于激光介质出现塞曼分裂，在加上模牵引造成了两个圆偏振的纵模。环形激光器则由 Sagnac 效应（或磁光效应，或旋光性）造成频率分裂。本文开始于在驻波激光器内引入双折射元件（效应）造成频率分裂。25 年中，逐步拉开了和塞曼激光器，环形激光器的距离。同时，也注意到了国内外的研究，如 W. Holzapfel 等^[5~7]。我们的特点是，把设计、制造激光器和研究其特性结合在了一起，在没有彻底搞清物理现象之前，不事先设定特定的应用目标。

本文的发现已经有 7 项引申为仪器原理，制成激光器或仪器推广。有些具有不可替代的能力，如双折射—塞曼双频激光器同时兼有大频率差和高功率，如激光频率分裂波片测量仪具有世界上最高的相位延迟测量分辨率和准确度，成为国家标准。

2 研究系统的描述

研究系统：以作者课题组发明的双折射双频激光器（正交偏振）为基础，以该类激光器两个频率的间隔可人为改变、在空间上可人为分开探测为切入点，在人为“改变（调谐）激光腔长”的过程中观察“正交偏振激光器”的物理特性。这些激光特性是：两个频率的每一个各自的强度和偏振特性，它们之间的相互作用引起的强度相互转移，偏振方向的跳变，它们频率之差的漂移，相位之差的改变等。这些特性诱因参数是：激光腔

长,激光介质,激光腔镜的反射率,激光回馈,激光器内的双折射大小,激光器内的旋光性大小,众多的诱因参数决定了引入现象的丰富性。

图 3 表示了:1)本项目发展过程;2)各发现点在本完备学术体系中位置;3)各发现点之间的联系。按箭头方向,逐图增加元件,每次增加都引起激光器物理性质的变化,都有新的现象产生。

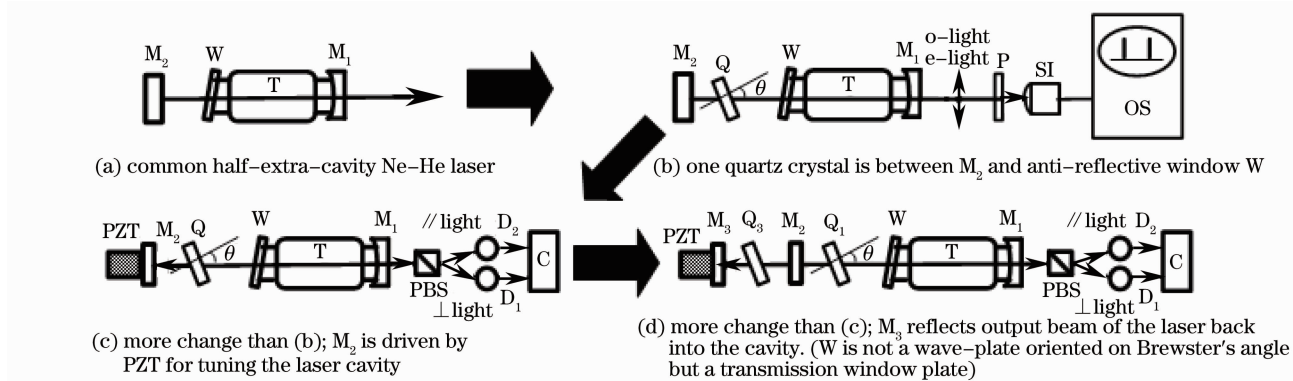


图 3 本项目为研究“正交偏振激光腔调谐物理特性”设计的实验装置示意图

Fig. 3 Schematics of the experiment arrangements for "orthogonally polarized laser's physical character by cavity tuning"

图 3(a)是普通的半外腔激光器(氦氖, Nd:YAG, 或半导体)。它的构成:激光增益管 T, T 的窗片 W, 一对反射镜 M_1 和 M_2 组成谐振腔。T 可以是 He-Ne 激光增益管, 也可以是 Nd:YAG 片, 半导体激光介质。

图 3(b)在普通的激光器[图 3(a)]的 M_2 和 W 之间放入晶体石英片 Q, 引起激光频率分裂发生。在 Q 的旋转过程中(θ : Q 的晶轴和激光器轴线的夹角)发现了一系列和激光频率分裂及激光偏振态相关的现象。P: 偏振片, D_1, D_2 : 光电探测器。SI 和 OS 是扫描干涉仪及其示波器, 用于观察 Q 引起的激光频率和偏振态改变。相关发现见第 3 节。

Q 不仅是晶体石英, 也可以是 KD^*P 晶体和应力双折射元件。特别是在最近 10 年内, 应力双折射元件容易制造, 只在一个 1~3 mm 厚的圆光学玻璃片上沿直径加力, 或钻一个浅孔形成内应力和双折射, 就能造成激光器频率分裂。

图 3(c)对图 3(b)的改变: M_2 装在了压电陶瓷(PZT)上, M_2 被 PZT 推动改变激光器谐振腔长(内腔)。PBS, D_1, D_2 和 C 用于分别探测频率分裂后的 o(//)光和 e(\perp)光强。o 光和 e 光是对晶体石英而言, // 光和 \perp 光是对应力双折射而言。获得的发现见第 4 节。

图 3(d)在激光器外置入第三个反射镜 M_3 , 同时在 M_2 和 M_3 之间也放入晶体石英 Q_2 。 M_2 和 M_3 构成了激光器“外腔”。反射镜 M_3 的作用是把激光器输出的激光束再反射回激光器内。由此带来的一系列发现见第 5 节。

为了方便, 图 3(b)的激光器称为两镜激光器。图 3(d)的激光器称为三镜激光器。

为了区别, Q_1 叫内腔双折射元件, Q_2 叫外腔双折射元件。 M_2 和 M_1 构成的谐振腔叫激光器内腔, M_3 和 M_2 构成的谐振腔叫回馈外腔。Q 的作用: 激光器输出两个纵模(频率), 两频率的偏振方向互相垂直(正交)。图 3(c), (d)中的 PZT 在三角波电压推动下使 M_2 (或 M_3) 发生位移进而改变激光器的谐振腔长, 此即为激光腔的调谐。

为了研究正交偏振激光器的调谐, 本项目有自己的激光器结构和光电探测方式[图 3(c)和图 3(d)]。设计了用“激光腔调谐 + PBS 分开正交偏振两成分”的方法研究正交偏振激光器两个模(频率)间的相互作用、强度改变、偏振等特性。

内腔调谐(M_2 调谐): 通过 PZT 推动 M_2 调谐激光器内腔, 研究正交偏振激光器光强、偏振态、频率差以及模竞争等未知特性, 揭示激光器的物理内涵。

外腔调谐(M_3 调谐): 通过 PZT 推动 M_3 调谐激光器外腔, 研究正交偏振激光器光强、偏振态、频率差以及模竞争等未知特性。

图 3(a)~(d)的结构覆盖了全部重要的现象载体, 也获得了系统、完备的结果。

3 驻波激光器纵模(频率)分裂过程中的物理现象发现^[1]

3.1 腔内双折射造成的驻波激光频率分裂^[8~10]

设一晶体石英(或其他双折射元件,其光程差为 δ)插入驻波激光谐振腔内(腔长度为 L),由于晶体石英的双折射效应,光束被分解成寻常光和非寻常光(o光和e光),并各有自己的腔长: L_o 和 L_e 。即一个几何腔长变成两个物理长度不同的腔长。可推得,两个腔长对应的频率差大小 Δ 为

$$\Delta\nu = \left| \frac{c}{L} \right| \delta, \quad (3)$$

或

$$\Delta\nu = K\Delta, \quad (4)$$

式中

$$K = \frac{\delta}{\lambda/2}, \quad (5)$$

$$\Delta = \frac{c}{2L}. \quad (6)$$

定义 K 为相对频率分裂, Δ 为纵模间隔,代表相邻两个纵模的频率差。(3)式可求出驻波激光频率分裂 $\Delta\nu$ 。由(4)式可知:“腔内双折射造成的驻波激光频率分裂等于相对分裂与纵模间隔之积”。(5)式表明:“相对频率分裂 K 只和双折射元件的相位延迟有关,和激光器腔长(物理的和几何的,长的和短的)无关”。

因激光器的模牵引效应,实际的频率分裂量有约 10^{-3} 的微小增(减)量。见4.1节。

3.2 平行切割晶体石英造成的驻波激光频率分裂现象:激光腔内的双折射和旋光性作用^[11,12]

由物理光学可知, δ 是晶轴和光线夹角 θ 的函数,也是晶片厚度的函数,换言之,改变光线和晶轴的夹角,或改变晶片厚度(如用一移动石英晶体光楔),就可改变 $\Delta\nu$ 。

对于旋转角 θ ,晶片光程差 δ 可表为

$$\delta = \left[\left(\frac{\sin^2\theta}{n_e^2} + \frac{\cos^2\theta}{n_o^2} \right)^{1/2} - n_o \right] l, \quad (7)$$

式中 n_o 与 n_e 分别为o光与e光主折射率, l 是晶片厚度。

对于一个晶体楔,做垂直于腔内光线的运动,位移为 Δy , δ 的改变可表示为

$$\Delta\delta = \frac{\nu(n'' - n') \tan a}{L} \Delta y. \quad (8)$$

式中 n'' 、 n' 是o光和e光的折射率, Δy 是楔的位移。(7)式和(8)式没有把旋光性考虑在内。

图4为频率分裂图。图4(a)是一个频率分裂成两个后的扫描干涉仪上的照片,两频率差95 MHz。图4(b)示出:三个频率 ν_{q-1} 、 ν_q 、 ν_{q+1} (上半图)分裂为6个频率(下半图)。相邻频率都是偏振正交的。图4(c)是频率分裂的频差随调谐角 θ 变化曲线。调谐角 θ 变大过程中,1)当 $\theta < 2.8^\circ$ 时,激光纵模(频率) ν_q 不发生分裂,2)当 $\theta > 2.8^\circ$ 时,激光纵模(频率)发生分裂,一个纵模的波形从中间裂开,一个变成两个 ν'_q 和 ν''_q ,刚分裂(一个变两个)时的频差为40 MHz;40 MHz为强模竞争和中等模竞争的临界值;3)两频率为正交偏振, ν'_q 为o光,和 ν''_q 为e光;4) θ 增大,裂缝渐大,直到 ν''_q 接近 ν'_{q+1} (频差大到接近一个纵模间隔了),其差值为40 MHz时,其中一个熄灭;5)继续增大 θ ,裂缝再次出现,出现40 MHz频差(裂缝再次出现时,其频差为40 MHz),熄灭的频率又生长出来,两频率同时振荡;6)在 $\theta < 2.8^\circ$ 和 θ 位于临近 10° 、 15° 等角度值的一个区间内时,两个正交偏振频率中总有一个熄灭,只有一个频率振荡,这就是我们观察到的模竞争现象;在图4(c)中表现为曲线最高点和最低点都不和两水平相交;7)在 $\theta < 2.8^\circ$ 和 θ 位于临近 10° 、 15° 等角度值处,o光、e光偏振态左右交换一次。8)将频率差和 θ 的关系曲线示于图4(c),可见到频率分裂— θ 曲线的畸变: $0^\circ \sim 15^\circ$ 的两个“周期”都没有达到417 MHz的纵模间隔就收缩下去了,这是晶体石英旋光性的作用引起的频率分裂“畸变”。

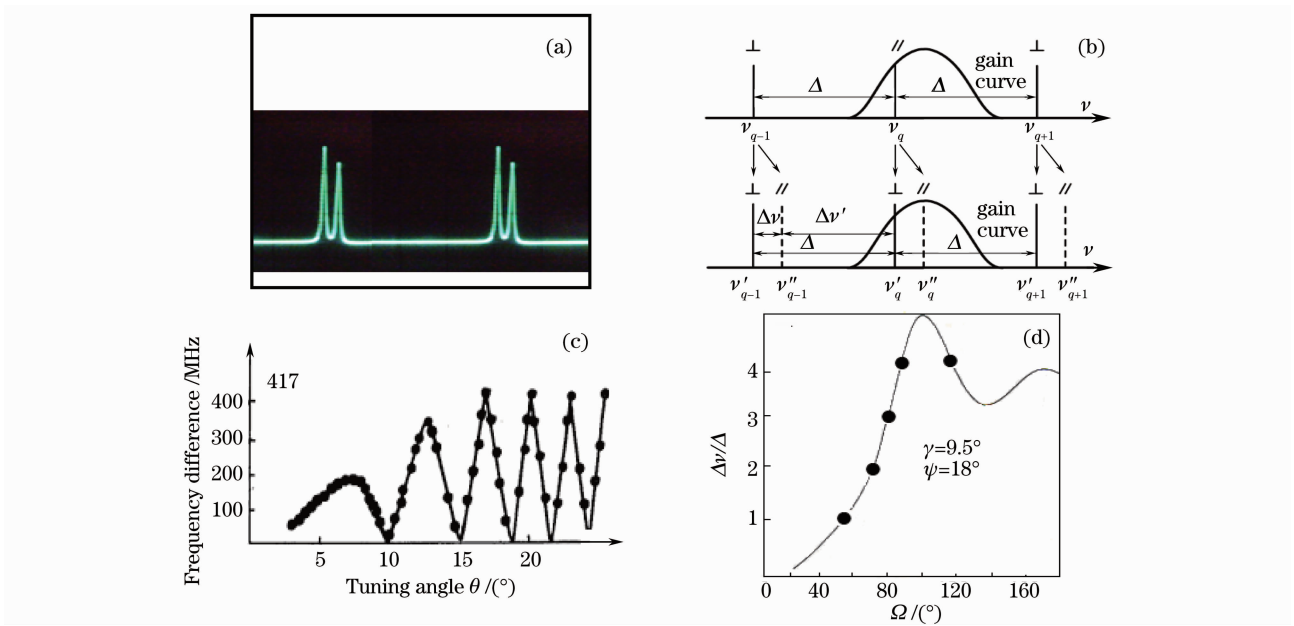


图4 激光频率分裂图。(a)两个频率的每一个都分裂成两个;(b)频率 ν_q 分裂成两个 ν'_q 和 ν''_q ,它们的偏振方向相互垂直;
(c)频率分裂的频差随调谐角 θ 变化曲线;(d)晶片的 360° 旋转时的频率分裂(仅给出 $0\sim 180^\circ$, $180^\circ\sim 360^\circ$ 与之对称)

Fig. 4 Schematic of frequency splitting. (a) each of the two frequencies is split into two frequencies; (b) frequency ν_q is split into two frequencies ν'_q and ν''_q which are orthogonally polarized; (c) frequency-difference curve versus quartz crystal tuning angle θ ; (d) frequency splitting curve by 360° rotating inter-cavity quartz crystal (only the curve from 0° to 180° is presented, the curve can be from 180° to 360°)

3.3 理论解释了频差-转角曲线的“畸变现象”^[13~16]

应用激光振荡自洽条件和腔的矩阵理论成功地得到了激光腔内的双折射和旋光性共同作用的解析关系式,证明了双折射造成激光频率分裂的两个频率是严格正交偏振的,也解释了图4(c)中频差-晶体石英片转角曲线的“畸变”。

用 $\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix}$ 表示激光腔内光束的本征模式(J 为复数),可得

$$J^2 - \frac{1}{\tan(\Delta\varphi/2)} \cdot \frac{2}{\sin 2\phi} \cdot J - 1 = 0, \quad (9)$$

式中 $\Delta\varphi$ 为在不考虑旋光性的情况下石英晶体片的相位差,可表示为

$$\Delta\varphi = 2\pi\delta/\lambda, \quad (10)$$

式中 δ 由(7)式给出。

ϕ 为实数,可表示为

$$\tan 2\phi = \frac{2\gamma_a}{[(1/n_o^2) - (1/n_e^2)]\sin^2\theta}, \quad (11)$$

式中 γ_a 为旋光矢量在光传播方向上的投影。

进一步推导,在考虑了旋光性后,激光本征模的复合相位差之差为

$$\tan(\chi_1 - \chi_2) = \frac{(1 - p_1^4)\sin \Delta\varphi}{(1 + p_1^4)\cos \Delta\varphi + 2p_1^2}, \quad (12)$$

式中

$$p_1^2 = \frac{J_1^2 \cos^2\phi + \sin^2\phi}{J_1^2 \sin^2\phi + \cos^2\phi}, \quad (13)$$

最终可得,在考虑激光腔内晶体石英的旋光性时,激光输出频差为

$$\Delta\nu = \frac{\Delta|\chi_1 - \chi_2|}{\pi/2}, \quad (14)$$

式中纵模间隔 Δ 由(6)式给出。 $\chi_1 - \chi_2$ 为以弧度表示的复合相位差,由(12)式给出。

3.4 晶体石英的不同切割造成的频率分裂^[17~19]

1) 晶片的 360° 旋转。晶轴和晶片的表面法线成 9.5° 夹角,而晶片表面法线又和激光腔内光束成一定角度(发表的数据为 $2^\circ, 12^\circ$ 和 18°),获得晶体石英片 360° 旋转造成连续可调的频率分裂,曲线 $0\sim 180^\circ$ 与 $180^\circ\sim 360^\circ$ 为对称。图 4(d)给出了 $0\sim 180^\circ$ 曲线,另一半未给出。曲线上的 5 个点的每一个都是频率分裂增加一个纵模间隔时的位置。在此位置每侧各 40 MHz 范围内,一个频率总处于熄灭状态。正是在这一范围的边沿处,我们可以顺次观察到两个纵模合二为一,一个纵模分裂成两个的全过程。而每一次合、分,频率较小的一个(如 e 光)越过频率较大(如 o 光)一个,变成 e 光频率大于 o 光频率。这一现象可以由扫描干涉仪的示波图像观察。一个偏振片放在激光器和扫描干涉仪之间。旋转偏振片就可以区分 e 光和 o 光频率谁大谁小。

2) 把晶体石英做成楔形,让楔做直线运动。运动中,楔在光路中的厚度连续改变,从而导致激光频率分裂,分裂大小与楔位移成线性关系。

3) 把晶体石英片直接做成激光腔镜,其法线和晶轴有一夹角。系列腔镜的每一片晶体的这一角度相差 0.5° ,其面对增益管的一面镀增透膜,而另一面镀高反膜。取这一系列腔镜的每一片在激光器上进行频率分裂实验,得到每一片的频率分裂,获得频率分裂和晶体切割角关系的曲线。

3.5 使用 KD^*P 造成的激光频率分裂^[20]

对于 KD^*P 和铌酸锂频率分裂 $\Delta\nu$ 可分别表达为

$$\Delta\nu = \frac{\nu}{L}(n_o^3\tau)V, \quad \Delta\nu = \frac{\nu}{L}\left(\frac{n_o^3l}{h}\tau\right)V. \quad (15)$$

式中 n_o 是 o 光折射率, τ 是电光系数, V 是所加电压, h 是晶体厚度, l 是晶体长度。实验结果见图 5。激光谐振腔长 898 mm,纵模间隔 167 MHz。在图的中间区域(横坐标:1440~2975 V)发生了频率分裂,产生了两个频率,两者之间有频差;在两边的区域,出现强模竞争,频率小于 40 MHz,一个频率熄灭,只剩下一个频率,没有频差。

实验中使用了较长的激光谐振腔长(898 mm),纵模间隔就小(167 MHz)。而一般 He-Ne 激光器腔长 100~150 mm,纵模间隔可以达到 1000 MHz。未能使用短激光腔长实验的原因是, KD^*P 晶体内吸收大(单程 2%~3%),必须由长的激光增益区获得大于 KD^*P 晶体内吸收的增益维持激光振荡。

3.6 频差闭锁(强模竞争)区域宽度的确定^[21]

从图 4(c)和图 5 的曲线可知,He-Ne 激光器的强模竞争(两个频率之一熄灭)的发生在 $0\sim 40$ MHz 之间。两个频率之差大于 40 MHz 时,它们都能稳定振荡。这一发现解决了两个问题。一是,确定了兰姆说的“中等”和“强烈”模竞争的界限。二是,以前有的文献认为,只要两个频率的间隔小于烧孔的宽度,即“出现光强的起伏”,进入不稳定状态,实际情况是不存在“光强的起伏”的状态。

4 两镜正交偏振激光器腔长调谐中的物理特性发现^[1]

在第 3 节提供的各种正交偏振激光器基础上,通过内腔调谐,发现了两镜激光器腔调谐中的若干物理特性,表述如下。

4.1 正交偏振激光器频率差调谐特性^[22,23]

课题组对各种频率差的频率分裂激光器做了研究,如频率分裂 $\Delta\nu = 40, 56, 70, 100, 500$ MHz。表明,激光增益中心和边沿的频率差相对改变量都在约 2.2×10^{-3} ,比以前在环形激光中的实验结果大 2 个数量级^[4]。图 6 是激光器充等比 Ne^{20} 和 Ne^{22} 双同位素、频差 56 MHz 时的频率差调谐曲线。

把正交偏振引入到 Lamb 理论中,建立了正交偏振激光器腔调谐理论模型,成功地计算出图 6 的曲

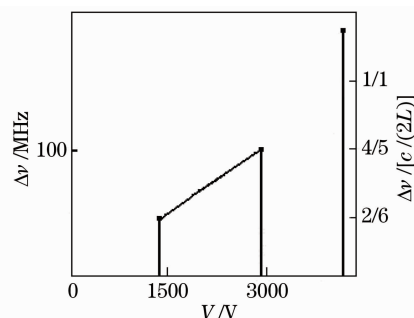


图 5 腔内 KD^*P 双折射造成激光频率分裂
Fig. 5 Frequency splitting made by electro-optical element in cavity

线^[24],实验和理论相互证明。值得注意的是,曲线的形状随激光器的参数有较大的改变。这些参数是:激光器腔长,总充气压和 He,Ne 的气压比。若参数确定,理论和实验的结果是确定一致的。读者可以在文献[22,23]中看到曲线的激光参数。

4.2 “单纵模两频率”激光器腔调谐中激光偏振的三态、四态现象^[25-27]

双折射双频激光器, M_2 调谐,发现:1) 激光束依次出现三种偏振态://光、//光+⊥光、⊥光;2) 相应的,激光出光带宽被分成//光区、//光+⊥光区、⊥光区;3) ⊥光和//光的强度变化趋势总是相反;4) //光,⊥光区以激光增益中心频率为对称,两者宽度相等;5) 纵模间隔大于激光器出光带宽时,激光器依次出现四种状态://光、//光+⊥光、⊥光和无光输出,见图 7(a)。两纵模激光器,频率分裂后,调谐激光腔长,两分裂频率在激光增益宽度内出现 5 个区域。相邻的两个区域:一个为单频率另一个为两个频率工作,见图 7(b)。

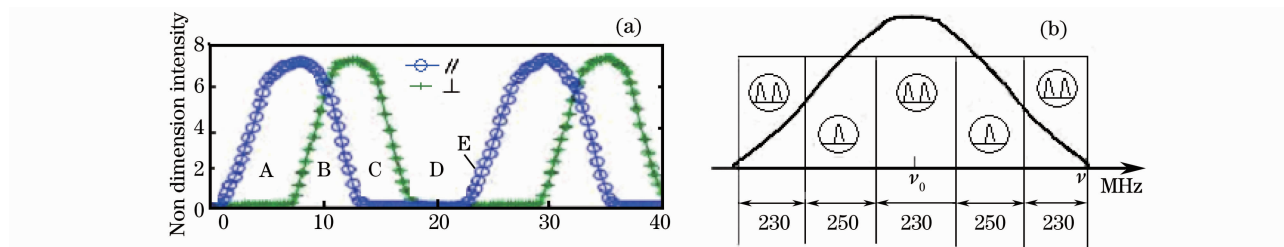


图 7 “单纵模两频率”激光器腔调谐中激光偏振的三态、四态。(a)腔调谐曲线;(b)模竞争

Fig. 7 Three and four polarized states of intensities of \perp and \parallel lights during cavity tuning. The laser outputs single mode but “two frequencies” with frequency splitting. (a) cavity tuning curves; (b) mode competition range

4.3 腔内相位延迟微小不能形成激光频率分裂,腔调谐中偏振 90°跳变,光强抑制^[28]和纵模间隔

在 He-Ne 激光器腔长 200 mm 时,在腔内放入相位延迟小于 10° 的双折射元件,激光器频率分裂小于 40 MHz,分裂被抑制。但腔调谐中,仍然可以观察到两个正交频率之间的竞争,即光强从一个偏振到另一个偏振的 90° 的转移。

当腔内有微小相位延迟为 $5^\circ < \Delta\phi < 10^\circ$,激光器的偏振态在增益线中心发生偏振跳变,原本熄灭的偏振态起振,而振荡中的偏振态熄灭,跳变是在压电陶瓷控制电压增大的一个步距内完成的,非常迅速,观察不到上升或下降过程,见图 8(a)。曲线底部与横坐标平行的部分光强为零。其横坐标宽度(即腔长改变量)约 $0.15 \mu\text{m}$,或以频率宽度表示:约 $1/4$ 纵模间隔。在这一区域内的跳变点左右,//光(o光)和⊥光(e光)各自占据一定宽度。

当腔内有微小相位延迟为 $\Delta\phi < 5^\circ$,在增益线中心区域,一个偏振态振荡,另一个偏振态总处于熄灭状态,见图 8(b)。其横坐标宽度(即腔长改变量)约 $0.15 \mu\text{m}$,或以频率宽度表示:约 $1/4$ 纵模间隔的这一区域内,没有跳变点,//光(o光)或⊥光(e光)独自占据图中央部分(central range)整个宽度,在此情况下,相邻两个纵模间隔之差等于微小相位延迟产生的频率分裂的 2 倍。

图 8(c)为图 8(a)的多个周期曲线,图 8(d)为图 8(b)的多个周期曲线。图 8(a),(b)的横坐标(腔长调谐)和图 8(c),(d)的横坐标(扫描时间)可以相互换算:一个周期是半个波长的腔长改变,也是一个纵模间隔的频率改变,即腔长改变半个波长的扫描(调谐)时间。

4.4 双折射-塞曼双频激光器频差和光强度的调谐特性^[29]

图 9 是双折射-塞曼双频激光器频差和光强度的调谐特性测量装置和曲线,实验曲线和理论曲线很好的符合(理论曲线略)。实验参数:激光器腔长 160 mm,磁场 0.018 T,磁场 H 与加力 F 方向平行。图中, ΔL 是曲线的一个周期(一个纵模间隔), δl 是 σ 光和 π 光的光谱(频率)间隔。

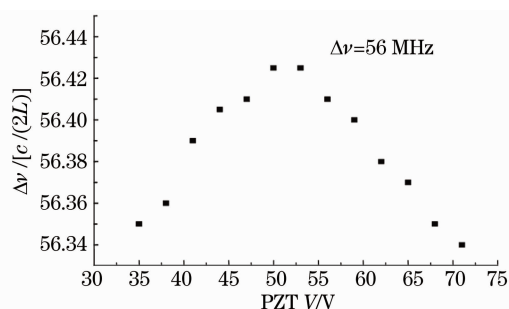


图 6 正交偏振激光器频差调谐特性 (激光器充等比 Ne^{20} 和 Ne^{22} 双同位素)

Fig. 6 Frequency difference tuning curve of orthogonally polarized laser ($\text{Ne}^{22} : \text{Ne}^{20} = 1:1$)

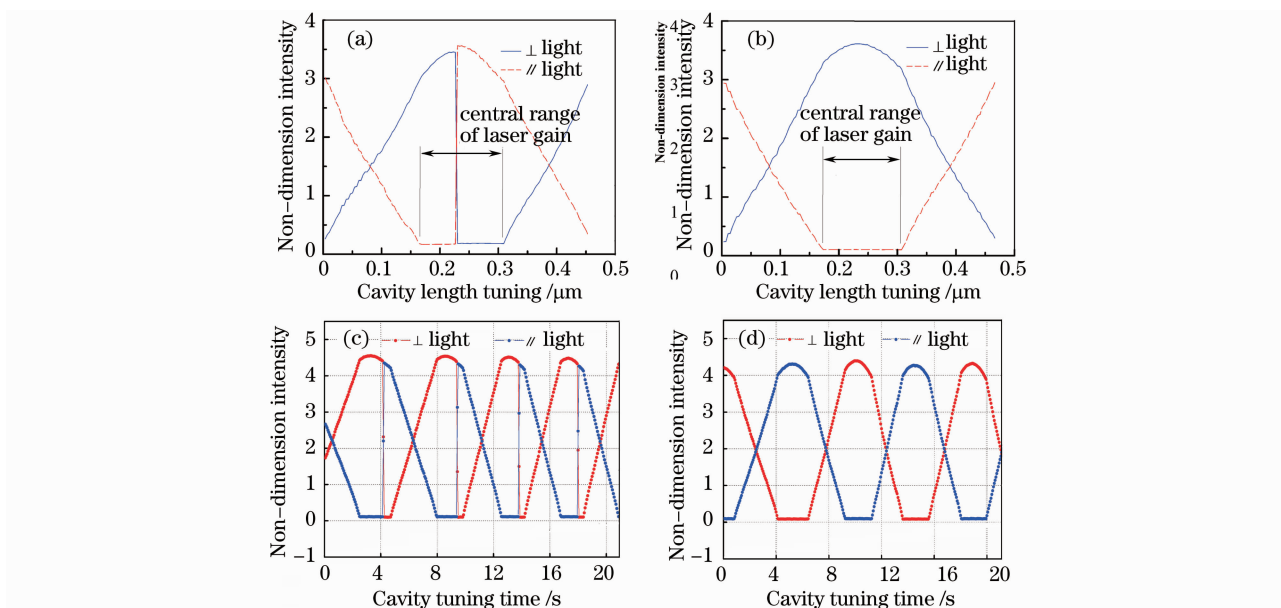


图 8 腔内相位延迟微小,激光频率没有分裂时的激光谐振腔调谐(M_2 调谐)时两光强曲线。(a) $5^\circ < \Delta\phi < 10^\circ$, 发生偏振跳变;(b) $\Delta\phi < 5^\circ$, 振荡偏振态抑制另一个至熄灭状态;(c)为图(a)的多个周期;(d)为图(b)的多个周期
 Fig. 8 Laser intensity tuning curve without frequency splitting because of the small intra-cavity phase retardation $\Delta\phi$. (a) $5^\circ < \Delta\phi < 10^\circ$, polarization flipping occurs. (b) $\Delta\phi < 5^\circ$, the oscillating polarization suppresses the other one which cannot oscillate. (c) and (d) are several periods of (a) and (b) respectively

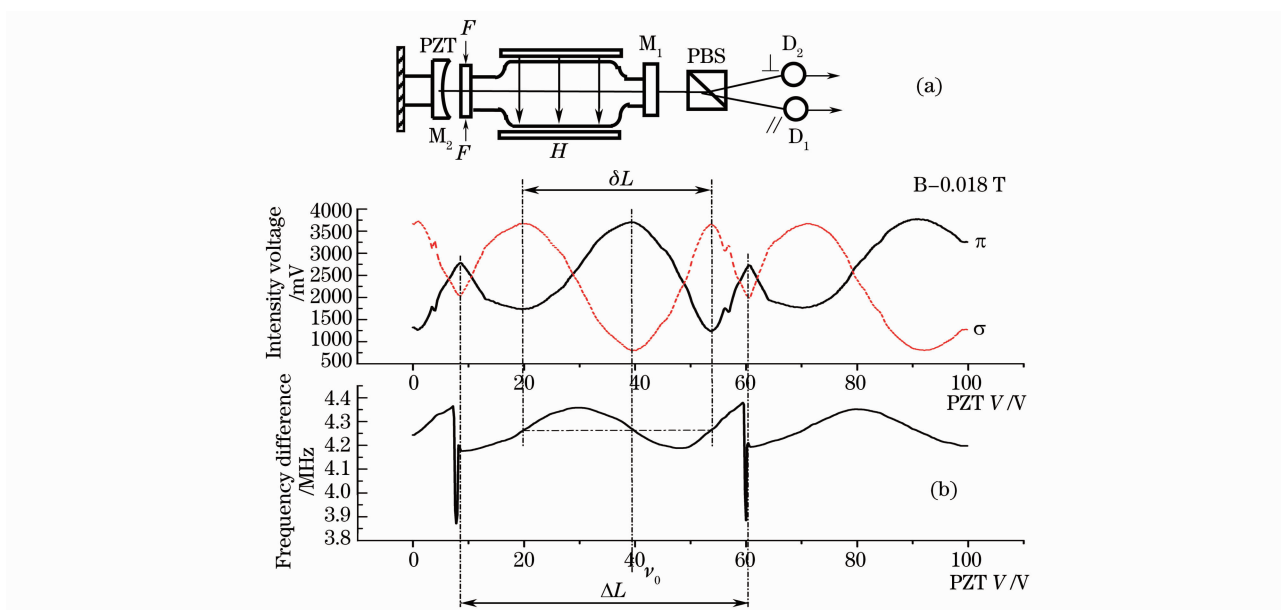


图 9 双折射-塞曼双频激光器 σ 、 π 光强度和频差调谐曲线测量(a)和结果(b)

Fig. 9 Intensity and frequency difference tuning curves of birefringence-Zeeman dual frequency laser.

(a) experimental setup, (b) results, whose upper curves are for intensities and lower for frequency difference

对此双折射-塞曼双频激光器、 M_2 调谐时:1)频率差为双折射双频激光器频率差调谐曲线和横向塞曼频差调谐曲线的叠加,2) σ 光(\perp 光)和 π 光(\parallel 光)光强调谐曲线分别为双峰和钟型,双峰的底和钟型的峰出现在增益中心频率处,即是双折射-塞曼双频激光器强度调谐曲线的“两峰夹一峰”。

4.5 频差调谐异常现象^[30]

作者课题组发现,当双折射双频激光器腔内置入垂直于激光束的波片时(倾斜角为零),即使此表面是高

度消反射的(如残余反射仅 0.1%), M_2 调谐时,此表面能造成激光器 14.5 MHz 频率差改变。比图 6 由 Lamb 反常色散造成的频差改变大 60 倍量级。所以,我们称之为频差调谐异常现象,见图 10。图内上边曲线是频差调谐曲线。随着玻片倾斜,调谐量迅速减小, $\theta=8'$ 时已经减小到 150~200 kHz,跟兰姆理论值接近。继续增大倾斜角,频差调谐幅度将不再减小。

频差调谐异常现象的物理机制是:即使是微小到万分之一反射率的表面与激光腔耦合也能形成 M_2 调谐中的异常频差改变(子腔耦合效应),找到了消除此异常效应的方法:使腔内元件面法线相对于激光轴线倾斜微小角度消除此频差调谐异常。这也是为什么图 3(a)~(d)中所有的增透窗片 W 都相对于激光轴线倾斜 $1^\circ\sim 2^\circ$ 的原因所在。

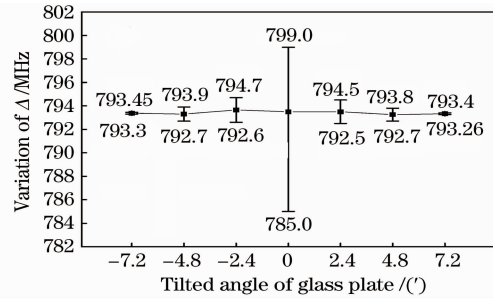


图 10 频差调谐(M_2)异常现象。每一竖线上下两个值分别为完成一次腔调谐的频差最大和最小值
Fig. 10 Frequency difference abnormality in cavity tuning at different tilted angle of internal cavity glass plates. The upper and lower volumes of each vertical line are the maximum and minimum within one time cavity tuning

5 三镜正交偏振激光器腔长调谐中的物理特性发现^[1]

在两镜激光器之外,加入一个反射镜 M_3 构成三镜激光器,通过外腔调谐,发现大量的激光器腔调谐中的物理效应,表述如下。

5.1 双折射双频激光器, M_3 弱反射并调谐,o、e 光强度曲线间相位差随频率分裂大小而变化的规律^[31]

发现:1)o、e 光强度曲线均为类正弦;2)若两频频差小于 200 MHz,o、e 光强度曲线的相位差随频差变大而减小;3)若两频频差大于 200 MHz,o、e 光强度曲线的相位差等于相对腔长和相对频率分裂量的乘积为

$$\varphi = \frac{4\pi\Delta l}{c} = 2\pi \frac{l}{L} \frac{\Delta\nu}{\Delta} \quad (16)$$

式中 L 和 l 分别是内、外腔的长度。实验结果如图 11 所示。

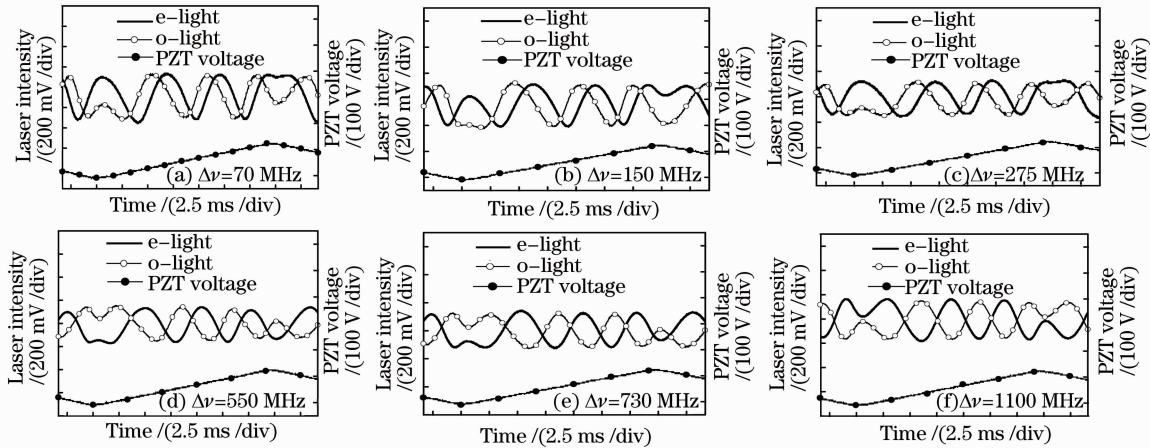


图 11 回馈外腔长为 270 mm 时两个正交偏振光的强度调制曲线

Fig. 11 Feedback curves of orthogonally polarized frequencies at external cavity length of $l=270$ mm

5.2 双折射双频激光器, M_3 中等反射率并调谐,o、e 光强度变化规律^[32]

发现:1) o、e 光的强度总是反向变化相互交换能量;2)交换两次为一个周期:一次缓交换和一次快交换;3)缓区宽、等光强点高,快区窄、等光强点低,如图 12 所示。

5.3 纳米光学条纹的发现^[33]

回馈镜运动方向对激光偏振态的调制效应:单纵模激光器, M_3 高反射并欠准直(即 M_3 表面法线与激光轴线成一微小角度 θ), M_3 调谐时,1)外腔长每变化 $\lambda/80$,光强变化一个周期,即产生纳米级光学条纹;2) M_3 调谐运动方向每改变一次,激光偏振态 90° 旋转一次,即发生了偏振态的跳变,如图 13 所示。

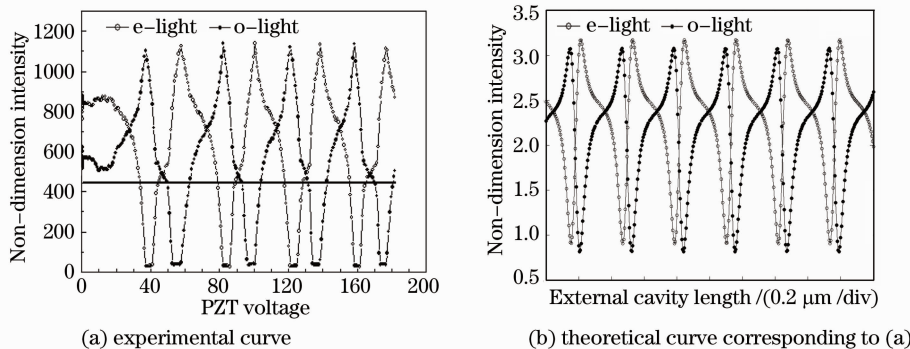


图 12 频差为 117 MHz 时 M_3 为中等反射率的光强调谐曲线

Fig. 12 Optical feedback curves of the laser with 117 MHz frequency difference and moderate reflectivity of M_3

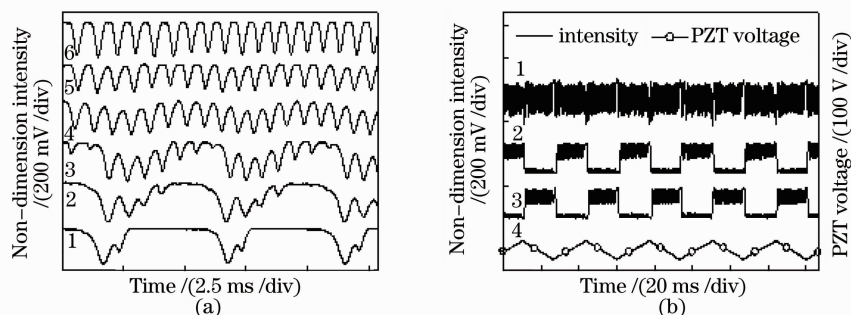


图 13 M_3 调谐时的纳米光学条纹及其偏振跳变。(a) 光学条纹强度、密度随 θ 的变化；(b) 激光偏振态的跳变

Fig. 13 Nanometer fringes and laser polarization flipping while tuning M_3 .

(a) the intensity and density of the fringes vs. titled angle θ ; (b) the polarization flipping of the laser

5.4 相位延迟元件置于外腔, M_3 调谐, 两正交偏振光强度曲线之间的相位差变化规律^[34,35]

发现: 当相位延迟元件的快轴和激光器自身偏振方向成 45° 时, 两正交偏振光总是同时工作。这两种偏振态的光强调谐曲线之间的相位差等于相位延迟元件的延迟量大小的 2 倍, 如图 14 所示。

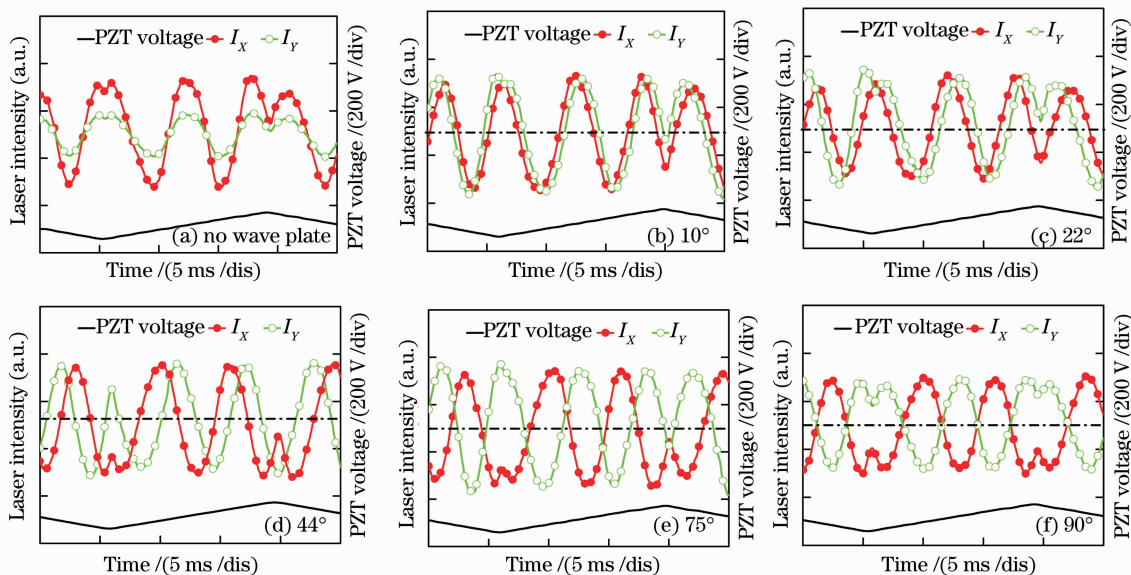


图 14 双折射外腔回馈下的两正交偏振激光光强调制(回馈)曲线

Fig. 14 Feedback curves with phase difference between orthogonally polarized lights

5.5 双折射双频激光器反馈水平的强、中、弱的划分^[36]

根据反馈条纹形状,由不同的反馈水平发现并定义了5种回馈类型。“极弱回馈”:反射率(M_3)从0.01~0.14;“弱回馈”:反射率(M_3)从0.18~0.21;“中等回馈”:反射率(M_3)从0.26~0.81;“强回馈”:反射率(M_3)从0.85~0.96;“极强回馈”:反射率(M_3)从0.98~0.99,如图15所示。

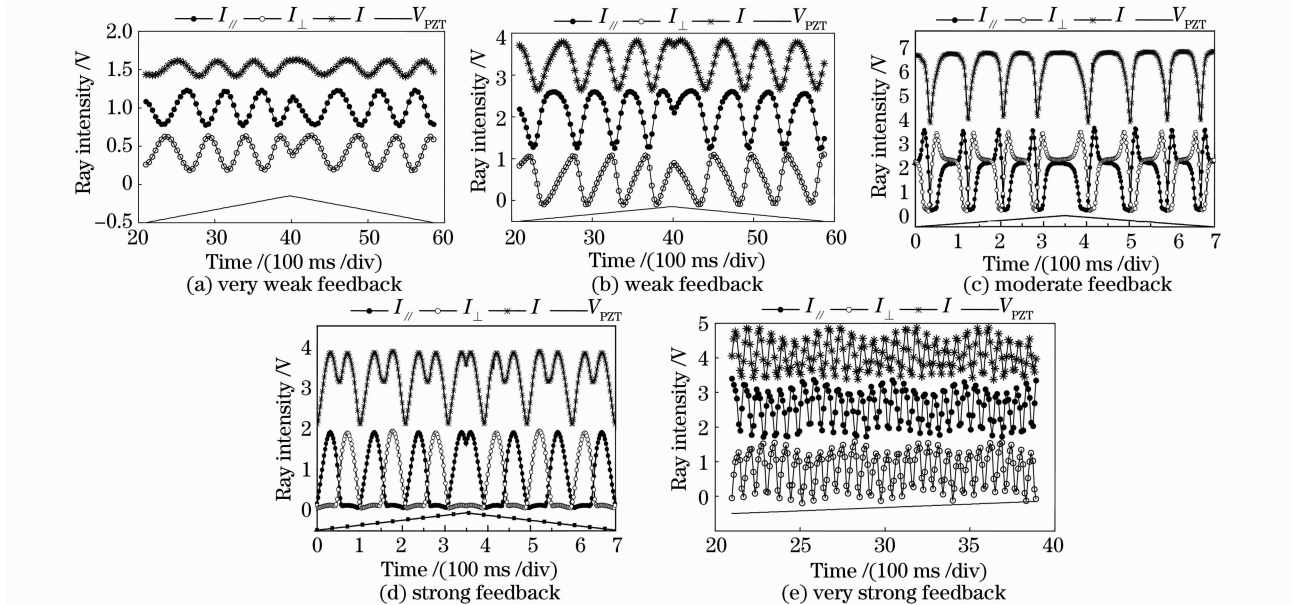


图 15 回馈水平的分区和条纹形状

Fig. 15 Distinguishing of the feedback levels and the intensity modulation characteristics of the total light and the two orthogonally polarized modes

5.6 建立了三镜正交偏振激光器回馈外腔调谐理论模型^[37]

对于三镜正交偏振激光器,使用引入了正交偏振的兰姆理论并和回馈效应相结合,解释了第5节中的发现5.2,5.5等与He-Ne激光器回馈强度有关的效应,使实验和理论互为佐证。作为分析结果之一,图12(b)是与图12(a)对应的理论分析结果。

5.7 微片Nd:YAG激光器, M_3 反射率中等以上并调谐,相邻的两(多)个纵模跳变^[38,39]

发现:1) M_3 中等反射率,回馈曲线周期为半个光波长,曲线的正中央(B点)出现凹陷,模跳变点B两侧振荡的分别是激光器相邻的两个纵模中的一个,如图16所示。模跳变点B的高低取决于外腔长度;2) M_3 高反射率,回馈曲线上多个相邻纵模依次跳出,跳出的纵模个数取决于外腔长度。

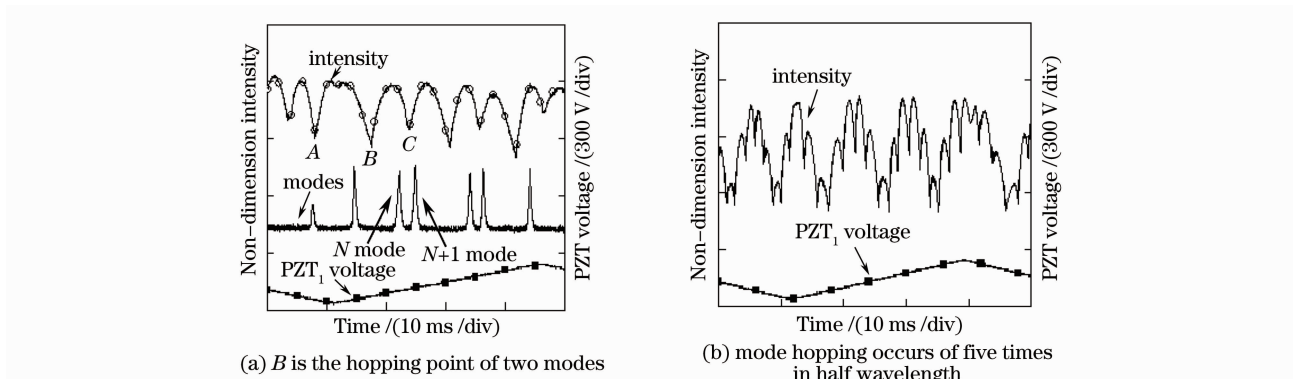


图 16 微片Nd:YAG激光器相邻的两个纵模或多纵模跳变回馈曲线

Fig. 16 Adjacent two longitudinal modes (or multimode) hopping induced by optical feedback in microchip Nd:YAG laser

5.8 正交偏振Nd:YAG双频激光器, M_3 低反射并调谐,两偏振态之一回馈的激光特性^[40]

发现:两偏振态之一由 M_3 回馈到腔内, M_3 调谐时,o,e光的光强曲线都为类余弦,光强变化趋势总相反,

且反馈偏振光的调制幅度大于另一偏振光的调制幅度。

5.9 外腔内置有四分之一波片, M_3 调谐, 光强调谐曲线倍频^[41,42]

发现: 当四分之一波片的快轴与激光器偏振方向的夹角为 45° 时, 总光强的调谐曲线倍频, 波形仍然是准正弦波, 如图 17 所示。

5.10 波片置于外腔, M_3 调谐, 激光器偏振态发生跳变^[43,47]

发现: 当波片快轴和激光器自身偏振方向一致时, 激光强度曲线上一种偏振态占据宽度和一个反馈周期宽度之比正比于波片(双折射元件)的相位延迟, 见图 18, 其中跳变点 B 两侧互为正交偏振光的强度波形。

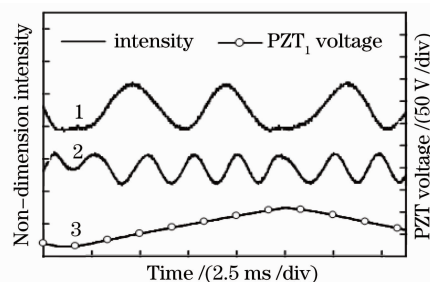


图 17 四分之一波片外腔反馈, M_3 调谐, 总光强的反馈曲线倍频

Fig. 17 Feedback curves with a $\lambda/4$ wave plate in external cavity. Feedback curve of total intensity is frequency-doubled

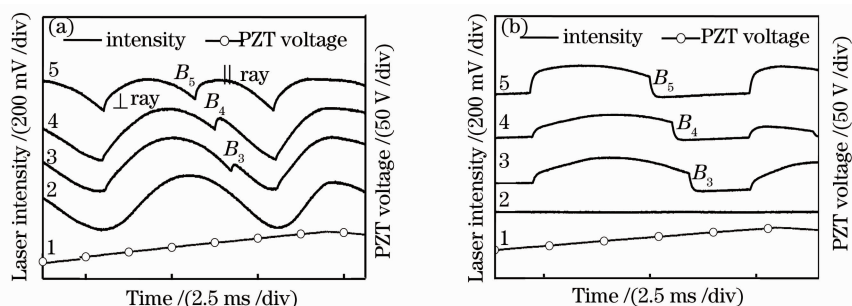


图 18 偏振态跳变反馈曲线, B 为跳变点, (a) 和 (b) 两图分别为偏振片前后探测到的光强

Fig. 18 Polarization hopping feedback curves, B 's hopping points, (a) and (b) figure are the light intensities at front and back polarizer

5.11 微片单偏振 Nd:YAG 激光器, M_3 高反射率, M_2 调谐, 高频反馈条纹的产生^[44]

发现: 激光光强曲线出现高频反馈条纹。在外腔长变化 $\lambda/2$ 之内, 该反馈条纹的波动次数正比于反馈外腔长和激光谐振腔长之比加 1。当 M_3 非准直时, 反馈条纹的波动次数还正比于多重反馈次数。图 19 中, 外腔长变化 $\lambda/2$ 之内, 出现 7 个子条纹。

He-Ne 激光器中的现象和微片单偏振 Nd:YAG 激光器基本相同。

5.12 双折射-塞曼双频 He-Ne 激光器, M_3 中等以下反射率调谐, o, e 光强度变化规律^[45]

发现: 1) 单偏振光反馈, o, e 光强曲线都为余弦, 光强变化趋势相反; 2) 双偏振光反馈, o, e 光强曲线的相位差因 M_3 镜位移方向不同分别为 $\pi/2$ 或 $3\pi/2$ 。如图 20 所示。比较图 20 和图 12[或图 15(c)], 它们的反馈镜发射率相同, 曲线形状不同, 塞曼效应降低了两个频率间得的竞争强度。图 20 的曲线为余弦, 图 12 曲线远离余弦。

5.13 双折射-塞曼双频 He-Ne 激光器, 小频差, M_3 高反射并调谐时, 反馈信号四分区^[46]

发现: 一个激光反馈周期分成四个区: o 光区, o 光 + e 光区, e 光区, 无光区, 四个区依次出现。o, e 光强变化趋势相反, 一种光的增强总是伴随着另一种光的减弱。见图 21。其中 M_3 反射率 88% 为强反馈。比较图 20 和 21 可知, 反馈越强, 曲线的形状越尖锐。

5.14 双折射双频 Nd:YAG 激光器, M_3 调谐, o, e 光强度变化规律^[48]

发现: 1) 反馈引起正交偏振态光(\perp 光和 \parallel 光)完全反相的功率调制, 调制幅度正比于 M_3 反射率, 且远

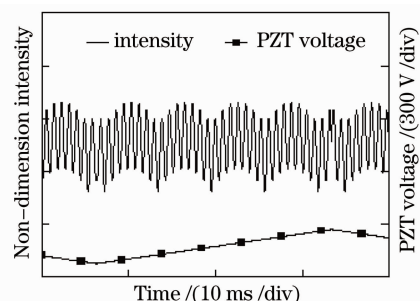


图 19 微片单偏振 Nd:YAG 激光器, M_3 高反射率, M_2 调谐, 高频反馈条纹的产生

Fig. 19 High-frequency feedback fringes in single mode microchip Nd:YAG laser by tuning M_3

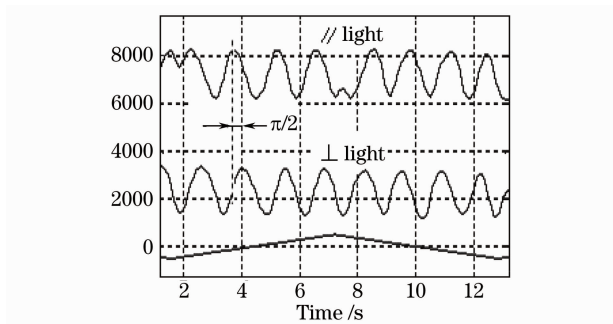
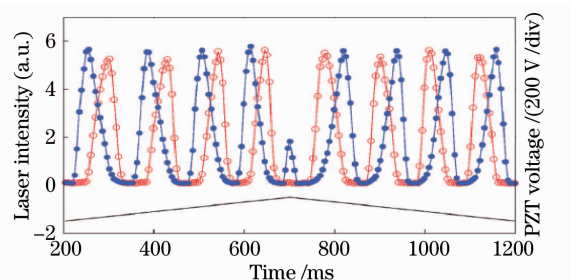


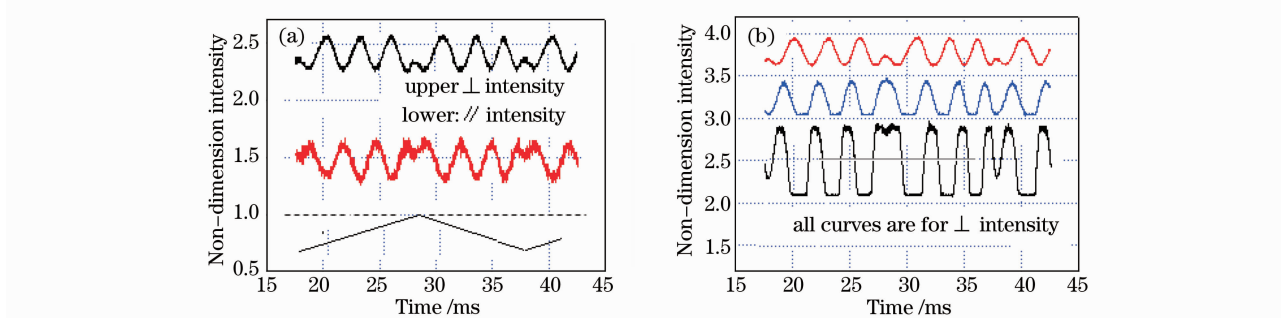
图 20 双折射-塞曼双频激光器调谐曲线

Fig. 20 Intensity tuning curves of birefringence-Zeeman dual frequency laser

图 21 双折射-塞曼双频激光器反馈曲线, M_3 高反射率:88%. 实心点曲线为//光,空心点曲线为 \perp 光Fig. 21 Feedback curves of birefringence-Zeeman dual frequency laser. The reflectivity of M_3 is 88%. Solid point curve is for // light and hollow point curve for \perp light

大于单频 Nd:YAG 激光器调谐的调制幅度;2)光强调制深度随回馈光的强度增加而增大;3)光强调制深度随频差不同而呈现周期性改变,频差是外腔自由光谱区一半的偶数倍时,光强调制幅度最小;奇数倍时,光强调制幅度最大。

图 22(a): M_3 调谐中, \perp 光和//光强度曲线反相,即一个强度增加伴随另一个的减小;回馈再进入激光器的功率为 10^{-8} 。图 22(b):增加回馈光强度,曲线的调制深度增加;回馈再进入激光器的功率为 $10^{-8} \sim 10^{-3}$ 。

图 22 不同反射率的 M_3 的回馈曲线Fig. 22 Feedback curve with different reflectivity of mirror M_3

5.15 多光束干涉效应对激光器回馈的理论分析^[49]

把多光束干涉效应引入半经典兰姆理论,修正了该理论模型中的反射率参数。新模型能很好地解释不同回馈条件下(从单重回馈到多重回馈)激光器的 o,e 光光强变化规律。

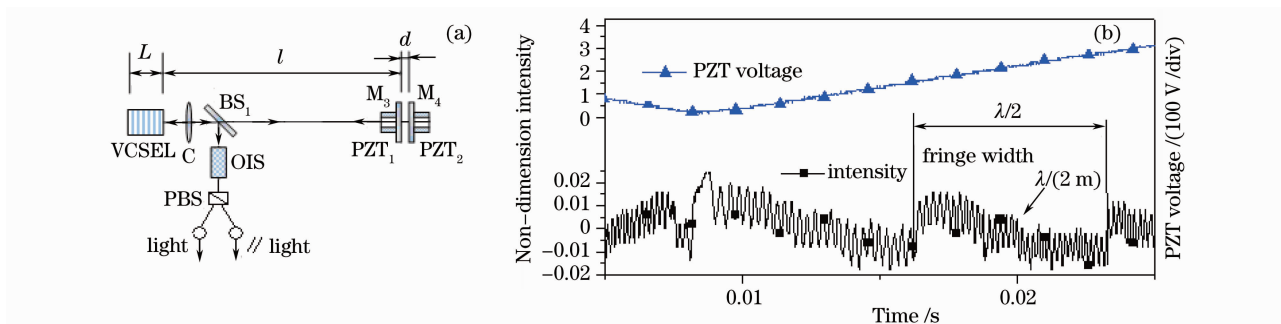
5.16 单偏振 VCSEL 激光器, M_3 调谐,多重回馈现象^[50]

基于激光自治理论,引进耦合系数 C 表示回馈光耦合进激光谐振腔的功率比,分析了回馈镜角度和准直镜位置对耦合系数 C 的影响,理论解释了三重回馈现象,并得到了三重回馈条件下回馈波形和回馈镜角度、准直镜位置的定量关系。

5.17 单偏振 VCSEL 激光器, M_3 与 M_4 组合成高反射率回馈镜, M_4 调谐时,纳米条纹的产生^[51]

发现: M_3 与 M_4 构成欠准直腔,外腔长每变化 $\lambda/(2m)$ (m 是激光在 M_3 和 M_4 之间的往返还能反馈入激光器的次数),光强变化一个周期。 m 可以达到 25,即可以产生 $\lambda/50$ 的光学条纹,条纹纳米级宽度。

图 23(a)回馈系统,注意是激光器 VCSEL 被光回馈的,回馈镜是两个反射镜 M_3 与 M_4 的组合。鉴于 VCSEL 对光的敏感性,使用了光隔离器隔离探测器的回馈光。 M_4 发生回馈位移。图 23(b)中,压电陶瓷电压,回馈光强曲线,在二分之一的宽度内出现了 m 个条纹,每个宽度 $\lambda/(2m)$ 。 m 可以达到 25。

图 23 VCSEL 激光器, M_3 与 M_4 构成高反射率欠准直组合回馈腔Fig. 23 VCSEL laser, M_3 and M_4 make up the assembled, misalignment feedback cavity with high reflectivity

6 结 论

1) 至今,人们用激光调谐(M_2 调谐)的方法研究单纵模激光器的增益、功率特性。又由于没有小于一个纵模间隔的小频差,无法研究激光模式之间的相互作用。而本项目则正是填补了这项空白,研究两个频率同时存在时的相互作用,特别是两个频率的间隔小到几十兆赫兹、百兆赫兹时中等的和强烈竞争时的调谐特性。

2) 至今,人们对回馈外腔调谐(M_3 调谐)的研究都是用一个反射镜将激光输出的光束的全部纵模(频率)反射回激光器。这就意味着不区分纵模多少及其间隔大小,不区别激光输出的偏振状态,不顾及激光频率之间的竞争。如果说以往是站在激光器外头研究 M_3 调谐,本项目的研究则是进入激光器内部研究:人为给定激光频率间隔(不是仅由激光腔长决定的间隔),由偏振器件将两正交偏振频率分开,研究每个偏振频率的回馈行为,研究它们之间的相互影响。这是本项目能获得众多发现的原因之一。

3) 本项目研究的正交偏振激光器包括多个类型:He-Ne 激光器,双折射双频激光器,双折射-塞曼双频激光器,Nd:YAG 微片双频激光器;不同种类的激光器有不同的调谐特性,在研究中比较,在比较中研究,给出完整的、有层次、有比较的科学知识。

4) 在 M_2 和 M_3 构成的回馈外腔中,引入相位延迟元件,提出双折射外腔回馈原理,观察到一系列新的激光回馈现象,如偏振跳变,相位正交且可变等,丰富了激光回馈现象,也为拓展了激光回馈的应用提供了依据。

5) 把激光器的(两镜)腔调谐和激光回馈腔的调谐(三镜)统一成一个整体,揭示了其内在的联系。

6) 以本文所述发现为基础,提出了双折射-塞曼双频激光器的原理,克服了模竞争导致普通双折射双频激光器输出频差不能小于 40 MHz 的缺陷,发明了频差连续可调的(从 0 MHz 到几百兆赫兹)双折射-塞曼双频激光器。该类型激光器已在科研和产品开发中得到应用。

7) 以本文所述发现为基础,提出了激光自传感位移测量的原理,并发明了激光纳米测尺。测量分辨率:79 nm;测量范围:14 mm;线性度:0.05%。

8) 以本文所述发现为基础,提出了激光频率分裂波片测量的原理,并发明了激光频率分裂波片测量仪。测量分辨率:0.01°;测量范围:0°~360°。这台仪器具有物理原理明确,精度高,系统误差为已知可完全消除,其不确定度优于 0.02°($\approx 2'$),远远超出其他原理。特别是,可以使波片的测量溯源到光的波长。已经会议通过,建立为国家标准。目前,用该仪器为某所测量了光学元件加工中形成的微小内应力,为波片生产公司测量了光学波片,并校准了测量波片的椭偏仪。

9) 以本文所述发现为基础,提出了激光回馈内应力、波片测量的原理,并发明了激光回馈波片测量仪。测量精度:0.5°;测量范围:0°~180°。这是迄今能检索到的可在线应用的最高精度测量内应力和波片的仪器。这台仪器具有物理原理直接、明确,装置相对简单,测量中不必旋转波片或其他光学元件,可自动测量的特点。特别是,激光回馈波片测量仪可以实现波片的实时与在线测量。

致谢作者感谢先后参加此研究的十多位老师和五十多位博士后、博士生和硕士生以及一切为此研究提供各种方式帮助的人们。

参 考 文 献

- 1 Zhang Shulian. Principles of Orthogonal Polarized laser[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2005
张书练. 正交偏振激光器原理[M]. 北京: 清华大学出版社, 2005
- 2 R. A. J. Keijser. Polarization properties of internal mirror He-Ne lasers in a strong transverse magnetic field[J]. *Opt. Commun.*, 1977, **23**(2): 194~198
- 3 Zhou Bingkun, Gao Yizhi, Chen Jiahua *et al.*. Principles of Lasers[M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2000
周炳琨, 高以智, 陈家骅 等. 激光原理[M]. 北京: 国防工业出版社, 2000
- 4 Jiang Yanan. Ring Laser Gyro[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 1985
姜亚南. 环形激光陀螺[M]. 北京: 清华大学出版社, 1985
- 5 W. Holzapfel, W. Seffgast. Precise force measurement over 6 decades applying the resonator-internal photoelastic effect [J]. *Appl. Phys. B*, 1989, **49**(2): 69~72
- 6 M. Brunel, F. Bretenaker, A. Le Floch *et al.*. Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(6): 384~386
- 7 R. J. Oram, I. D. Latimer, S. P. Spoor *et al.*. Longitudinal mode separation tuning in 633 nm helium-neon lasers using induced cavity birefringence[J]. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1993, **26**: 1169~1172
- 8 Zhang Shulian, Guo Hui, Li Kelan *et al.*. Laser longitudinal mode splitting phenomenon and its applications in laser physics and active metrology sensors[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 1995, **23**(1): 1~28
- 9 Zhang Shulian, He Wenkai. The laser mode split by rotating an intracavity, tilt cut crystal quartz plate around its surface normal axis[J]. *Opt. Commun.*, 1993, **97**(3): 210~214
- 10 Zhang Shulian, Li Kelian, Jin Guofan. Birefringence cavity dual frequency lasers and relative mode splitting[J]. *Opt. Engng.*, 1994, **33**(7): 2430~2433
- 11 Yang Sen, Zhang Shulian. The frequency split phenomenon in a He-Ne laser with a rotation quartz crystal plate in its cavity [J]. *Opt. Commun.*, 1988, **68**(1): 55~57
- 12 Zhang Shulian, Wu Minxian, Jin Guofan. Birefringent tuning double frequency He-Ne laser[J]. *Appl. Opt.*, 1990, **29**: 1265~1267
- 13 Cheng Xiangyin, Zhang Shulian, Yin Chunyong *et al.*. Polarization characteristics of a He-Ne laser with a rotatable quartz plate in its cavity[J]. *Acta Optica Sinica*. 1995, **15**(5): 548~551
成相印, 张书练, 殷纯永 等. 双折射双频激光器输出光偏振特性的实验研究[J]. 光学学报, 1995, **15**(5): 548~551
- 14 Li Jia, Zhang Shulian. Optical activity's influence on mode splitting in crystal quartz[J]. *Chinese J. Lasers*, 1995, **A22**(1): 40~44
李 嘉, 张书练. 石英晶体旋光性对激光纵模分裂的影响[J]. 中国激光, 1995, **A22**(1): 40~44
- 15 Guo Jihua, Shen Shuai, Jiang Jianhua *et al.*. Study on polarization state of a He-Ne laser with a activity plate in its cavity [J]. *Acta Optica Sinica*. 1996, **16**(1): 32~36
郭继华, 神 帅, 蒋建华 等. 双折射双频激光器偏振特性的分析[J]. 光学学报, 1996, **16**(1): 32~36
- 16 Guo Jihua, Shen Shuai, Jiang Jianhua *et al.*. Study on beat frequency of a He-Ne laser with an activity plate in its cavity[J]. *Acta Optica Sinica*. 1996, **16**(6): 716~720
郭继华, 神 帅, 蒋建华 等. 双折射双频激光器频差特性分析[J]. 光学学报, 1996, **16**(6): 716~720
- 17 Zhang Shulian, Han Yanmei. Method and experiments on the linearly splitting He-Ne laser modes[J]. *Chinese J. Lasers*, 1995, **B4**(1): 61~64
- 18 Zhang Shulian, Li Jia, Han Yanmei. Study of displacement sensing based on laser mode splitting by intracavity quartz crystal wedges of He-Ne lasers[J]. *Opt. Engng.*, 1998, **37**(6): 1800~1803
- 19 Zhang Shulian, Li Dacheng. Using beat frequency lasers to measure micro-displacement and gravity[J]. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(1): 20~21
- 20 Zhang Shulian, Lu Min, Wu Minxian *et al.*. Laser frequency split by an electro-optical element in its cavity[J]. *Opt. Commun.*, 1993, **96**(4): 245~248
- 21 Zhang Shulian, Li Kelan, Wu Minxian *et al.*. The pattern of mode competition between two frequencies produced by mode split technology with tuning of the cavity length[J]. *Opt. Commun.*, 1992, **90**(4): 279~282
- 22 Zhang Shulian, Han Yanmei. Tuning curves of 70 MHz mode split by tuning cavity[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 1993, **10**(12): 728~730
- 23 Zhang Shulian, Liu Gang. Orthogonal linear polarized lasers (II)—study on the physical phenomena[J]. *Progress in Natural Science*, 2005, **15**(10): 865~876
- 24 Zong Xiaobin, Liu Weixin, Zhang Shulian. Intensity tuning characters of frequency split lasers[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2005, **22**(8): 1906~1908
- 25 Zhang Shulian, Jin Yuye, Fu Jie *et al.*. Mode suppression, its elimination, and generation of small frequency differences in

- birefringence He-Ne lasers[J]. *Opt. Engng.*, 2001, **40**(4): 594~597
- 26 Fu Jie, Zhang Shulian, Han Yanmei *et al.*. Mode suppression phenomena in a mode splitting He-Ne laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2000, **B9**(6): 499~503
- 27 Li Yan, Zhang Shulian, Han Yanmei *et al.*. Displacement sensing He-Ne laser with $\lambda/8$ accuracy and self-calibration[J]. *Opt. Engng.*, 2000, **39**(11): 3039~3043
- 28 W. X. Liu, W. Holzapfel, J. Zhu *et al.*. Differential variation of laser longitudinal mode spacing induced by small intra-cavity phase anisotropies[J]. *Opt. Commun.*, 2009, **282**(8): 1602~1606
- 29 Xiao Yan, Zhang Shulian, Li Yan *et al.*. Tuning characteristics of frequency difference tuning of Zeeman-birefringence He-Ne dual frequency lasers[J]. *Chinese Physics Letters*, 2003, **20**(2): 230~233
- 30 W. X. Liu, M. Liu, S. L. Zhang. Method for the measurement of phase retardation of any wave plate with high precision [J]. *Appl. Opt.*, 2009, **47**(32): 5562~5569
- 31 Fei Ligang, Zhang Shulian. Self-mixing interference effects of orthogonally polarized dual frequency laser [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(25): 6101~6105
- 32 Li Lu, Shulian Zhang, Shiqun Li *et al.*. The new phenomena of orthogonally polarized lights in laser feedback[J]. *Opt. Commun.*, 2001, **200**(1-6): 303~307
- 33 Fei Ligang, Zhang Shulian. The discovery of nanometer fringes in laser self-mixing interference[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **273**(1): 226~230
- 34 Tan Yidong, Zhang Shulian. External anisotropic feedback effects on the phase difference behavior of output intensities in microchip Nd:YAG lasers[J]. *Appl. Phys. B*, 2007, **89**: 339~343
- 35 Tan Yidong, Zhang Shulian. Laser feedback interferometry based on phase difference of orthogonally polarized lights in external birefringence cavity[J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(16): 13939~13945
- 36 Mao Wei, Zhang Shulian, Zhang Lianqing *et al.*. Optical feedback characteristics in He-Ne dual frequency lasers[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2006, **23**(5): 1188~1191
- 37 Cui Liu, Zhang Shulian. Semi-classical theory model for feedback effect of orthogonally polarized dual frequency He-Ne laser[J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(17): 6558~6563
- 38 Tan Yidong, Zhang Shulian, Wan Xinyun *et al.*. Mode hopping in single-mode microchip Nd:YAG lasers induced by optical feedback[J]. *Chin. Phys.*, 2006, **15**(12): 2934~2941
- 39 Tan Yidong, Zhang Shulian. Influence of external cavity length on multimode hopping in microchip Nd:YAG lasers[J]. *Appl. Opt.*, 2008, **47**(11): 1697~1704
- 40 Tan Yidong, Zhang Shulian, Ren Cheng *et al.*. Measurement of a polarization cross-saturation coefficient in two-mode Nd:YAG lasers by polarized optical feedback[J]. *J. Phys. B-At., Mol. Opt. Phys.*, 2009, **42**: 025401~025405
- 41 Zhang Shulian, Fei Ligang. Orthogonally polarized optical feedback in lasers[J]. *Opt. Engng.*, 2006, **45**(11): 114201
- 42 Liu Gang, Zhang Shulian, Zhu Jun. Optical feedback laser with a quartz crystal plate in the external cavity[J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42**(33): 6636~6639
- 43 Fei Ligang, Zhang Shulian, Zong Xiaobin. Polarization flipping and intensity transfer in laser with optical feedback from an external birefringence cavity[J]. *Opt. Commun.*, 2005, **246**(4-6): 505~510
- 44 Tan Yidong, Zhang Shulian. Intensity tuning in single mode microchip Nd:YAG laser with external cavity[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2006, **23**(12): 3271~3274
- 45 Liu Gang, Zhang Shulian, Li Yan *et al.*. Optical feedback characteristics in a dual frequency laser during laser cavity tuning [J]. *Chin. Phys.*, 2005, **14**(10): 1984~1989
- 46 Mao Wei, Zhang Shulian. Effects of optical feedback in a birefringence-Zeeman dual frequency laser at high optical feedback levels[J]. *Appl. Opt.*, 2007, **46**(12): 2286~2291
- 47 Mao Wei, Zhang Shulian, Tan Yidong *et al.*. External optical feedback effects in a frequency locking dual frequency laser [J]. *Opt. Commun.*, 2007, **271**(2): 492~498
- 48 Wan Xinjun, Zhang Shulian. Self-mixing interference in dual polarization microchip Nd:YAG lasers[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2004, **21**(11): 2175~2178
- 49 Cui Liu, Zhang Shulian. Optical feedback effects in orthogonally polarized dual frequency He-Ne laser[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **275**(1): 201~205
- 50 Cheng Xiang, Zhang Shulian. Multiple selfmixing effect in VCSELs with asymmetric external cavity[J]. *Opt. Commun.*, 2006, **260**(1): 50~56
- 51 Cheng Xiang, Zhang Shulian. Intensity modulation of VCSELs under feedback with two reflectors and self-mixing interferometer[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **272**(2): 420~424