

正交线偏振激光器原理与应用(II)*

——物理现象研究

张书练 刘刚 朱钧 李岩

清华大学精密测试技术及仪器国家重点实验室, 北京 100084

摘要 系统介绍了作者实验室发现的正交线偏振激光的物理现象及对若干问题的理论分析. 包括: 强烈与中度模竞争之间的转换, 即竞争中两个频率之一由振荡到熄灭或从熄灭到振荡的过程; 强烈模竞争的频差范围的确定(0~40 MHz左右); 双折射双频激光器腔调谐中出现的4种偏振态组合(o光振荡、e光不振荡, o光、e光同时振荡, o光不振荡、e光振荡, o光、e光都不振荡, 循环重复); 双折射双频激光器频差调谐现象; 双折射 Zeeman 双频激光器的功率调谐、频差调谐特性; 正交线偏振激光回馈自混合干涉中两个频率的相互抑制, 强度的转移; 双折射外腔回馈引入的条纹倍频现象; 石英晶体旋光性造成的激光两端偏振方向的差异及随晶片旋转的改变, 频率分裂畸变等.

关键词 正交偏振 腔调谐 模竞争 频率分裂 光回馈

正交偏振两频激光器有着十分显著的物理特性. 第一是其输出的两个模(频率)间隔可调, 双折射双频激光器可以连续地从 40 MHz 调到一个纵模间隔, 而双折射 Zeeman 和双折射双频激光器可从 1MHz 改变到一个纵模间隔(1 GHz 以上), 几个纵模间隔, 甚至更多. 第二是其两个相邻频率有固定的偏振方向, 且垂直正交. 第一个特性为研究不同频率间各模式之间的频率调谐和功率调谐, 模的竞争, 模的回馈等特性提供了“频率间隔”条件. 而激光两频器件的正交偏振特性提供了第二条件, 可以用一个偏振分光镜(如 Wollaston 棱镜等)把两个频率分开, 分别观察它们在频差改变、腔调谐中各自的特性及相互影响. 这在双折射双频激光器出现以前是无法实现的, 此前是较多在理论上讲述模竞争现象, 很少有精确的实验描述, Lamb^[1]提出模竞争分为弱度、中度和强烈 3 种, 但没有文献给出

(或测出)两镜腔中出现强模竞争的频率限值, 两个频率之一因竞争失败而熄灭, 强弱竞争的边界频差和频差大于多少才是弱竞争. 作者对双折射双频激光器的研究回答了上述问题.

1 双折射双频激光器功率调谐、模竞争和频差调谐现象的研究

1.1 双折射双频激光器的模竞争和功率调谐特性

(1) 腔内晶体石英片旋转产生频率分裂时的模竞争

文献[2~7]研究了腔内置入晶体石英片造成的激光频率分裂. 结果表明, 调谐角在 $0^\circ \sim 2.8^\circ$, 10° 附近和 1.52° 附近等一系列频率差小于 40 MHz 的“区域”, 都只有一个频率振荡, 另一个频率处于熄灭状态. 同样, 频率差接近 (417 ± 40) MHz 的“区

2003-05-29 收稿, 2003-09-22 收修改稿

* 国家自然科学基金(批准号: 技 85103, 68978018, 59275237, 69286001, 69778010, 59775088, 50127501, 60178010)、北京市自然科学基金(批准号: 4922009, 4992006, H010110250111)、国家教育部重点研究项目(批准号: GN-90)和清华大学基础研究基金(批准号: JZ2001007)资助项目

E-mail: zsl-dpi@mail.tsinghua.edu.cn

域”，也都只有一个频率工作，另一个频率熄灭。即 40 MHz 为强模竞争和弱竞争的临(分)界值。实际上，因为每支激光器充气压不同，功率输出不同，模式(频率)也不同。此临界值，约在 30~60 MHz 之间，为了方便，经常提及该临界值为 40 MHz。

(2) 多纵模频率分裂激光器腔调谐中的模竞争

文献[8]报道了 HeNe 激光出光带宽内出现几次强模竞争的区域。实验使用的 HeNe 激光充气参数为： $P_{He} : P_{Ne} = 7 : 1$ ，总气压 360 Pa。腔长为 295 mm，多纵模工作。37 MHz 是此激光器“强”和“中”等竞争的临界频差。用压电陶瓷推动一个腔镜改变腔长实现腔(长)调谐两个分裂成的频率。图 1 表明，充天然 Ne 时，在激光器 1.225 GHz 的出光带宽内，出现 4 个区域。从左到右：160 MHz 宽的两偏振光振荡区，550 MHz 的单偏振光振荡区(另一偏振熄灭)，320 MHz 的双偏振光振荡区，225 MHz 单偏振振荡区，出光带宽中心波长位于强模竞争区之内，但强模竞争区不以出光带宽中心波长为对称。图 2 示出 HeNe 激光增益管中 $P(^{20}Ne) : P(^{22}Ne) = 1:1$ 时的腔调谐模竞争的实验结果。出光带宽最左边和最右侧，各有一个 230 MHz 的两偏振光同时振荡区。出光带宽中心频率处的一个 230 MHz 区域也是两偏振光同时振荡区。在这 3 个两偏振光同时振荡区的两两中间各有一个 250 MHz 的单偏振光振荡区，在此区域中，只有一个频率工作。

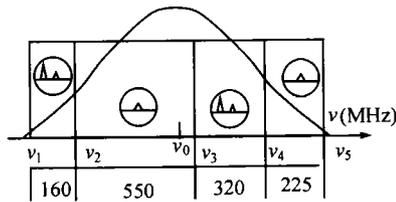


图 1 充天然 Ne 时的模竞争

(3) 两正交偏振模共存区及其边界处的模熄灭

使用激光扫描干涉仪较适合观察两正交偏振模共存区中等光强的出现及其边界处的模熄灭^[8]。先选择在图 1 或图 2 中曲线中间的一个共存区作为观察区间，如 ν_3 和 ν_4 之间，把频率分裂调到 40 MHz 左右。然后，再调节 PZT 直流电压驱动反射镜往复左右移动，使腔长往复伸缩，两正交频率也在频率轴上反复左右移动，反复被调谐：从 ν_3 左→ ν_3 右→

ν_4 左→ ν_4 右。然后反过来调谐。我们看到， ν_4 右→ ν_4 左：一个频率在原有频率左边从“无”生长出，强度逐渐增大，并伴随原有频率的强度的减小。在中心频率 ν_0 处，两正交偏振模等光强(高)。之后左边频率强度继续增加，右边频率强度相应渐减。在 ν_3 处右边一个频率的强度变为零，即进入熄灭状态，而右边一个频率强度达到最大，出现一个逆过程。反复左右移动两个频率，反复看到两个频率的此长彼消，能量相互转移的过程。

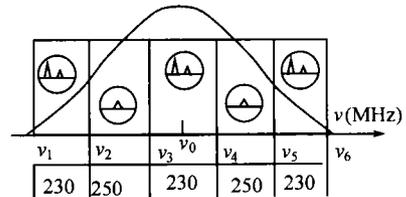


图 2 充等量 ²⁰Ne 和 ²²Ne 时的模竞争

(4) “单纵模两频率”激光器腔调谐中三偏振和四偏振状态

如果双折射双频激光器的腔长足够短以至于纵模间隔大于出光带宽，频率分裂的过程为一个单纵模分裂为两个频率振荡，即“单纵模两频率”。图 3 是实验装置^[9~12]。激光增益管充双同位素 Ne(²⁰Ne:²²Ne = 1:1)。频率分裂由外力加在增益管窗片获得。压电陶瓷上所加电压改变时推动凹面反射镜 M_1 随之左右移动。Wollaston 棱镜 PBS 把激光器输出的两种偏振光分开。在纸屏上 A 点“亮”即显示 // 光的存在，B 点“亮”即显示 ⊥ 光的存在。纸屏上可观察到 4 种状态：(1) A 点亮，B 点暗；(2) A, B 点两点同时亮，(3) B 点亮，A 点暗；(4) 两点都暗，如此反复。亮暗改变一次，说明激光器输出的偏振状态改变了一次。图 4 为实验得到两正交偏振频率的光强变化曲线。从曲线上看出，一个纵模间隔(从 A 点到 E 点 A→E)被分成了 4 个不同偏振状态的区间，A→B: ⊥ 光单独振荡区间，B→C: ⊥ 光和 // 光共同振荡区间，C→D: // 光单独振荡区间，D→E: 无光的区间。实验中的激光参数是：HeNe 半外腔激光器腔长 140 mm，激光频率分裂量 50 MHz，光带宽为 800 MHz。

图 4 表明了模强烈竞争的存在。⊥ 光 // 光频率之差仅为 50 MHz，但若无模竞争，// 光进入出光带

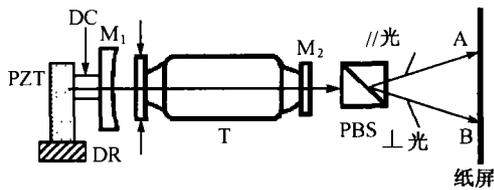


图3 一个反射镜位移时, 观察屏上的功率变化的实验装置

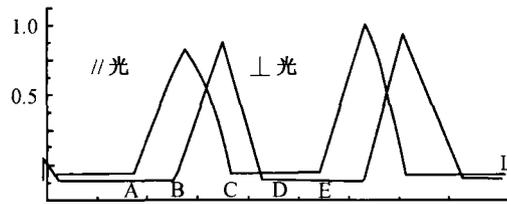


图4 一个反射镜位移时的功率曲线(由光电探测器实测)

宽 50 MHz 后 \perp 光就进入了出光带宽并起振, 即一个频率振荡另一个频率熄灭的区域只有 50 MHz. 而实际上, \perp 光在 B 处才开始振荡, 而 B 距出光带宽左边沿已有 270 MHz. 本文作者实验室还研究了上述抑制宽度和频率分裂量(即频差)的关系, 频差小时抑制宽度大, 频差大时抑制宽度小.

1.2 双折射双频激光器频差调谐现象的观察

测量频差调谐的实验装置^[13]是将图 3 装置中的 PBS 换成偏振片 P, 并用一个光电探测器 D、一个频率计 NFC 接收输出光和测量频率差. 当在压电陶

瓷(PZT)上加电压时, PZT 推动反射镜 M_1 沿激光轴线方向移动, 激光器输出的两个频率之差随腔长的改变而改变. 如 HeNe 激光器的频率分裂为几十到上百 MHz 时, 从出光带宽曲线的边沿到激光增益中心频率处, 观察到频率分裂量 $\Delta\nu$ 改变约为 $2 \times 10^{-3} \sim 3 \times 10^{-3}$. 图 5(a)和(b)分别是充单同位素 Ne 和充双同位素 Ne($^{22}\text{Ne}:^{20}\text{Ne} = 1:1$)的激光器频差调谐曲线. 作者实验室进行了理论分析, 理论和实验结果一致. 图 5(a)中, 曲线的(\blacklozenge)表示在此峰点处(中心频率)频差呈现不稳定状态. 充双同位素 Ne 的曲线的中心频率没有不稳定状态.

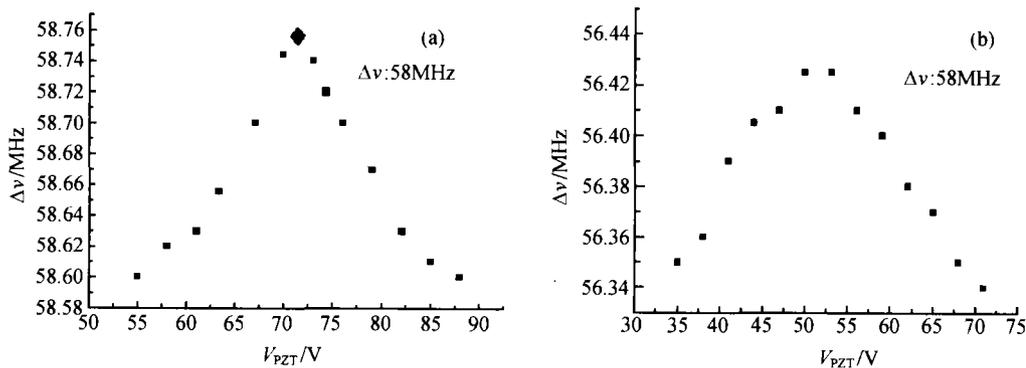


图5 双折射双频激光器频差调谐曲线

(a) 充单同位素 Ne; (b) 充双同位素 Ne

2 双折射 Zeeman 双频激光器的功率和频率差调谐特性

双折射 Zeeman 双频激光器使用晶体石英和应力双折射元件的“双折射反射镜”作为 HeNe 器的腔镜, 同时在激光器上加横向磁场. 横向磁场的存在, 大大减小两正交频率的竞争, 激光器可以产生从 1 到几百 MHz 的频差. 由于在一支激光器上同时

利用双折射和 Zeeman 两种物理效应, 其频差和功率调谐曲线既不同于 Zeeman 激光器, 也不同于双折射双频激光器.

2.1 实验装置

图 6 是研究双折射 Zeeman 双频激光器功率和频率差调谐特性的装置图^[14]. M_2 是全反镜, M_1 是输出镜, F 是对激光增益管窗片的对径加力, BS 是分光镜, D_1, D_2, D_3 是光电探测器, 磁场 B 与

加力 F 方向平行. 定义平行于磁场强度 H 和 F 的偏振光为平行光, 另一方向的光为垂直光.

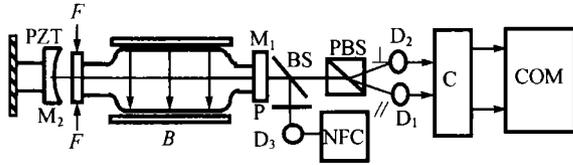


图6 测量双折射 Zeeman 双频激光器两正交偏振光功率调谐曲线装置

给定频差和磁场; 用计算机 COM 控制加在 PZT 上的电压连续改变激光器腔长, 并分别自动记录其输出的平行光和垂直光的光强变化, 得到两频率各自的光强调谐曲线. 同时由 P, D_3 和 NFC 给出平行光和垂直光的频率差随 PZT 上的电压改变的曲线. 然后改变磁场的大小, 重复上面的实验.

2.2 调谐曲线的获得、光强和频差调谐曲线的基本形状

图7给出了典型的双折射 Zeeman 双频激光器光强和频差调谐曲线. 实验主要参数: 频率差 4.3 MHz, 轴线上施加的横向磁场强度 0.018 T. ν_0 是激光介质光谱线的中心频率, ΔL 为以腔长度表示的纵模间隔. 光强调谐曲线见图7的上半部. 曲线表明, 在中心频率处, 平行光(π 光)光强极大, 垂直光(σ 光)光强极小. 随着压电陶瓷的伸长, 平行光光强减小, 垂直光光强增大. 在 ΔL 边沿处, 下一级纵模出现, 激光器进入两纵模四频率工作状态, 功率曲线上出现了一对向上向下的尖峰, 平行光(π 光)向上, 垂直光(σ 光)向下. 频差调谐曲线(图7下半部)是一条以 4.3 MHz 为“基底”的曲线, 如果设增益中心频率 ν_0 处对应的频差调谐曲线上为“O”点, 则可以看到: 4.3 MHz 以上的曲线在一个完全单纵模区间中, 频差曲线呈“S”形, 并于 O 点奇对称. 在激光器的换模位置, 频差出现上下突跳. 实际上, 此处频差消失了. 频差调谐曲线的形状就像在一个约 4.3 MHz 的“直流”上叠加一个幅度为 250 kHz 左右的调制. 我们可以大致地把双折射 Zeeman 双频激光器的频差调谐曲线看成是两部分. 一部分是“纯”双折射造成 4.3 MHz 的频差, 另一部分是“纯”横向 Zeeman 造成的 250 kHz 的频差. 后者是一个“S”形的调制.

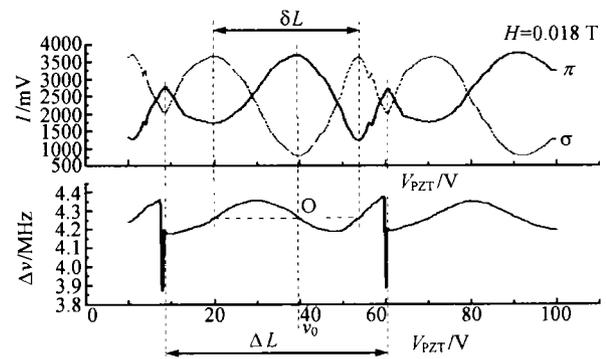


图7 强度和频差调谐曲线($H=0.018$ T)

2.3 磁场对双折射 Zeeman 双频激光器功率调谐曲线的影响

实验中, 把磁场从 0 变到 0.03 T. 每间隔 0.003 T 进行一次测量, 每次测量得到一条平行光和一条垂直光的光强调谐曲线. 汇集 10 组光强调谐曲线, 该曲线组见文献[14], 可列出磁场对调谐曲线的影响. (1) 不加磁场, 在我们观察的单纵模区域内, 只有平行光振荡, 没有垂直光. 这是光振荡的初始状态. (2) 磁场从 0 T 增加, 垂直光从无到有. 从 $H=0.006$ T 开始, 逐渐形成以 ν_0 为对称、左右各有一个凸峰的垂直光功率调谐曲线. 且两个峰逐渐加高并向着 ν_0 延伸变宽. ν_0 处成为垂直光的凹底. 同时, 在垂直光曲线两个凸峰形成处, 平行光的光强曲线都相应出现下降(凹陷), 因两下降处都离 ν_0 有一段距离, 平行光反而在 ν_0 附近形成隆起(凸峰), 即原来($H=0.003$ T 时)近于水平的一段曲线变成了钟形曲线. 于是, ν_0 处既是平行光光强的凸峰峰值, 又是垂直光光强的最小值处. (3) $H=0.018$ T 时, 垂直光左右两个凸峰的峰顶上升到与平行光钟形曲线的峰值等高. 这时, 垂直光和平行光有两个交点, 交点处两种光成分光强相等, 即有两个等光强点. (4) 从 $H=0.018$ T 起, 磁场继续变强时, 平行光的光强相对垂直光逐渐减小. $H=0.024$ T 时, 在 ν_0 处, 平行光的强度还略高于垂直光, 而 $H=0.027$ T 时, 平行光的强度变得低于垂直光, 平行光和垂直光的光强调谐曲线已无交点. 但两偏振光的曲线依然是上下对称的. 总之, 磁场越强, 垂直光的光强变强, 平行光光强变弱. 磁场越强, 发射 π 光的原子数减少, 而发射 σ 光的

原子数增加,直至发射 σ 光的原子数占多数.

3 石英晶体旋光性对频率分裂激光器偏振特性影响的实验和理论分析

3.1 晶体石英旋光性的实验测量^[15]

将一石英晶片置于光路之中(不是置于激光器内),晶片的光轴平行于表面法线,入射光与晶体表面法线有一夹角 θ .使用右旋石英,晶片厚度为2.35 mm.实验证实,在 $\theta=0^\circ$ 时,测出晶片造成的旋光角 ψ 为 $47^\circ48'$.图8给出了光束偏振面旋转角(旋光角)和调谐角 θ 的关系. θ 在 $0^\circ\sim5^\circ$ 之间,旋光角基本上没有发生变化,约为 47° ,在 $5^\circ\sim9^\circ20'$ 之间,旋光角为负值,光线从左旋变为右旋.从 $14^\circ20'$ 开始,旋光性又开始为正,先升后降,到 $17^\circ30'$ 时又回到 0° ,然后再次为负,直到 $\theta=20^\circ50'$.

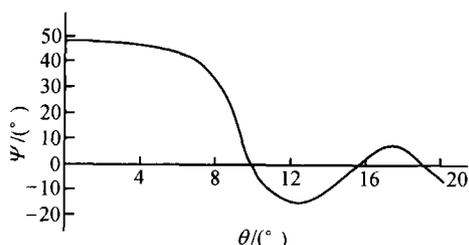


图8 晶体石英片的旋光性测量曲线

3.2 腔内石英片旋转引起的激光输出光束偏振面旋转的实验装置^[16]

观察晶体石英双折射双频激光偏振态的实验装置如图9所示.石英晶片是右旋石英,厚度约为3 mm,平行切割,即晶轴与通光面法线平行.调谐角 $\theta=0^\circ$ 时,晶体石英只有旋光性,没有双折射. $\theta\neq0^\circ$ 时,晶体石英同时有旋光性和双折射.在激光器两边各放置一块PBS.激光器左边和右边的PBS分别把左右两边出射光束的两个正交偏振态分离开,以便观察激光器左端和右端输出的 σ 光的偏

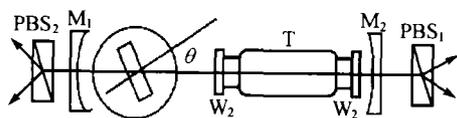


图9 测量正交偏振双频激光偏振方向随腔内晶体石英调谐角改变的装置

振面旋转.每块PBS各放在一刻度转盘上,用以指出 σ 光偏振面的旋转大小.

3.3 腔内石英片旋转引起的激光输出光束偏振面旋转现象

图10是激光输出光束偏振方向随调谐角的变化图^[16]. $\theta=0^\circ$ 时,激光器左端和右端输出光的偏振面都和基准面向右偏 28.03° . θ 从 0° 到 9° ,输出光偏振方向与基准面的夹角变小. $\theta=9^\circ$,激光器输出光偏振方向与基准面的夹角是零. $\theta>9^\circ$ 时,激光束的偏振方向与基准面的夹角变大.

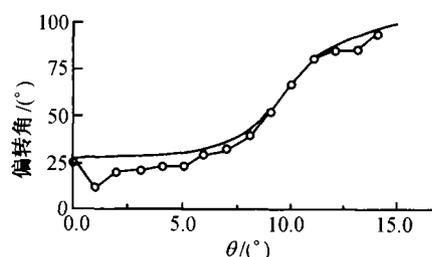


图10 激光器输出光束偏振方向

3.4 用自洽理论分析腔内石英晶片旋光性对激光束偏振的影响

为了对石英晶体双折射双频激光的偏振特性进行数值分析,作者实验室建立了一个理论模型^[17].它基于:①双折射双频激光器应遵守激光自洽理论,即光束在激光腔内行走一周回到出发点,它的偏振态能复现自身,即不变;②光束通过晶片,应服从光在晶体中传播原理,即光在晶片传播时将分解成两个正交本征模,且它们的相速度不同;③在旋光晶体中两个本征模通常是椭圆偏振光;④由于激光器振荡的本征模同晶体中传播的本征模不一致,所以光束在谐振腔中行进一个来回,初始点的本征模应同返回的本征模具有相同的偏振态.

4 用自洽理论分析腔内石英晶片旋光性对激光频率差的影响

观察由晶体石英片旋转产生激光频率分裂的实验装置可参考文献[2]中的图2,实验结果可以参考文献[2]中的图4和文献[18]中的图1.文献[18]实验结果从横坐标零点向右的前两个频率差峰值都没有达到一个纵模间隔,尽管第一个峰值点比第一个

峰点高了. 这种“畸变”的物理因素就是旋光性.

在考虑了晶体石英和旋光性的共同后, 激光频率分裂的表达式为^[18]:

$$\Delta\nu = \Delta | \chi_1 - \chi_2 | / (\lambda/2), \quad (1)$$

式中 Δ 为纵模间隔, χ_1, χ_2 , 分别是同时考虑晶体双折射和旋光性时两本征模通过晶体的位相改变. 在频率分裂过程中, $(\chi_1 - \chi_2) / (\lambda/2)$ 整数部分产生越级, 即 ν'_q 的两个分裂频率 ν'_q 和 ν''_q 中频率大的一个越过 ν_{q+1} 的两个分裂频率 ν'_{q+1} 和 ν''_{q+1} 中频率小的一个. 小数部分产生一个纵模间隔中的频率分裂. 理论计算结果和理论计算和实验符合得相当好.

5 正交偏振激光器光回馈效应

激光回馈效应或激光自混合效应是激光物理中十分重要的现象. 很多研究者用激光回馈效应测量位移、速度等物理、几何量, 也被应用于形貌测量和扫描共焦显微测量. 研究集中在普通 HeNe 激光器和半导体激光器上, 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. 这就意味着回馈现象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. 作者实验室研究的则是正交偏振激光器的光回馈:

- ① 只由激光谐振腔长决定的两个相邻纵模;
- ② 频率分裂激光器, 大的频率差;
- ③ 频率分裂激光器, 较小的频率差.

5.1 实验系统^[19,20]

传统的光回馈实验原理装置见图 11. 而作者实验室研究了 4 种结构的正交偏振输出激光器的光回馈现象. 实验装置示于图 12~14 三幅图中. M_1, M_2 是一对激光反射镜, 构成激光谐振腔. 腔内有 HeNe 激光增益管 T, W 是 T 的窗片. M_3 是回馈镜, 把激光束反射回激光器谐振腔内. 将激光器右端输出的两种正交偏振光分开. 图中, 两种正交光成分或标为 o 光、e 光, 或标为 \perp 光和 \parallel 光(垂直光和平行光). o 光和 e 光的形成是基于腔内晶体石英片的频率分裂, 频率差可以由调谐角 θ 决定^[21]. \perp 光和 \parallel 光则是激光器输出的两相邻纵模, 自身是正

交偏振的, 频率差只由腔长决定^[21], 与频率分裂无关. \perp 光和 \parallel 光的可视为与纸面垂直、平行. o 光和 e 光(或 \perp 光和 \parallel 光)的光强被两个光电探测器 D_1, D_2 分别探测(注意图 14 中只有一个探测器 D_1 , 没有 D_2), C 是信号处理电路, 光强的电信号经 A/D 转化后送入计算机. 实验由计算机控制: 计算机每读取一次光强信号后, 送出一个数字信号, 经 D/A 转化后指令提电高压放大器的输出电压, 电压使压电陶瓷 PZT 伸长或缩短, 推动回馈镜 M_3 的左右移动. M_3 移动引起激光器输出功率周期性改变.

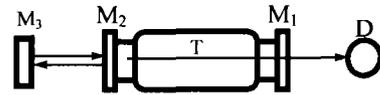


图 11 一般激光回馈原理实验装置

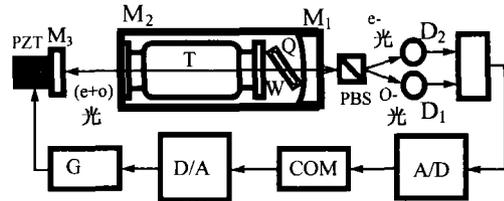


图 12 两种偏振态一起回馈入激光谐振腔中

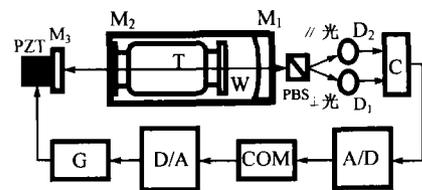


图 13 两正交偏振模一起回馈，强度被分开探测

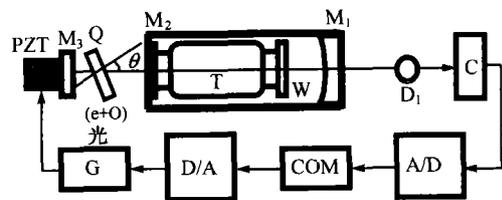


图 14 外腔内有一片晶体石英的回馈系统

各图有以下差别. 图 12 的谐振腔内放入了晶体石英元件 Q, 而图 13 的谐振腔内没有放入 Q. Q 也

可用一片施加了外力的光学玻璃代替. 晶片在激光谐振腔内存在, 造成激光频率分裂, 使激光的一个频率变成正交偏振的两个频率(o 光和 e 光), 两个频率之差可由旋转改变. 我们也可在窗片 W 上加力获得两个正交偏振频率. 另一个注意之点是: 图14中, 由 M_2, M_3 组成的外腔内加入了一片石英晶体 Q , 即外腔是一个双折射腔.

5.2 频率分裂激光器回馈现象

(1) 初始光强差决定两正交频率回馈曲线的幅值比^[22].

由图12的装置, 频率分裂量为450 MHz, 可以观察到以下规律.

设定两正交频率的初始光强峰值相等, 回馈中两正交频率的强度呈规律性周期性的相互转移, 一个频率光强的增加必伴随另一频率光强的减小. 图15就是将 o 光和 e 光的初始强度调整到相等时的回馈曲线. 所谓强度相等是指两者在增益曲线上以中心频率为对称. 在回馈竞争中两者之间没有优势和劣势.

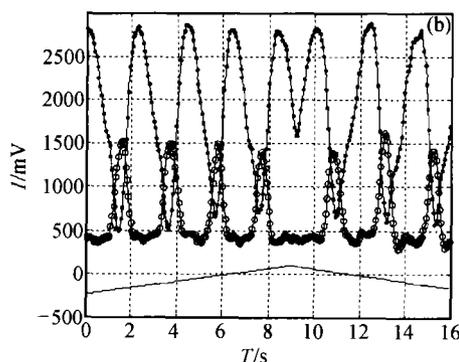
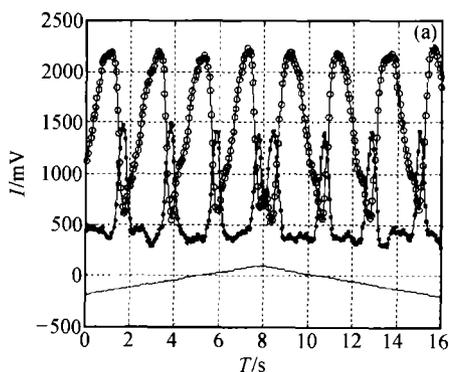


图16 o 光和 e 光回馈曲线图

(a) e 光占据优势; (b) o 光占据优势

始强度大和 o -光的初始强度大两种情况的实验结果. 在图16(a)中 e 光总占据优势, 只有在它的两个周期的交界处 o 光才形成振荡. 图16(b)则相反. 这3条曲线的共同点是: 在压电陶瓷PZT的伸长换向时, 回馈曲线的倾斜方向也随之改变.

(2) 具有小频率差的两正交频率的回馈现象

在较小的频率差情况下观察到光强总是周期性相互转移的实验结果^[19]. 实验系统与图12所示的相同, 但频率分裂级为117 MHz. 所得曲线示于图17. 不论两频率被置于增益线的什么位置, 从曲线

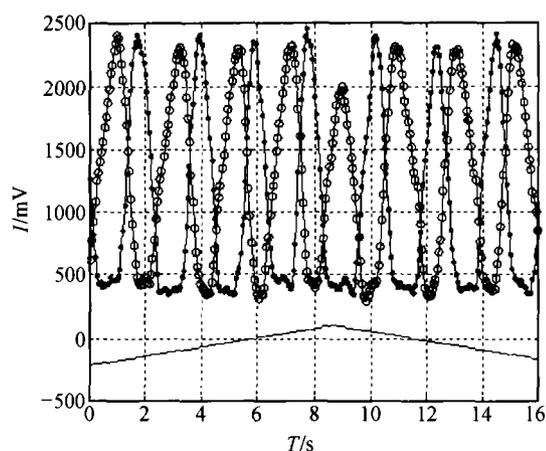


图15 激光器两正交频率的光强在输出中周期、平等的相互转移

设定两正交频率的初始光强峰值不相等: 初始光强大者总占据优势, 初始光弱者总占据劣势. 实验中初始设定: 一个频率位于增益线的中心频率处, 增益最大. 另一个频率则离开增益线中心频率一定距离, 所获增益较小. 测得强者光强峰值是弱者峰值光强的两倍. 图图16(a)和(b)分别是 e -光初

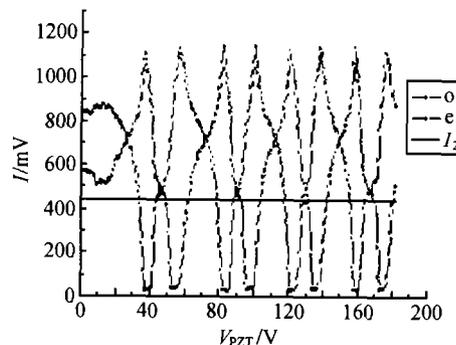


图17 频率分裂117 MHz, 两正交偏振模同时回馈光强曲线

可知, o光和e光的光强总是相互周期转移的, 一个增加对应另一个减少. 而o光和e光的最大值和最小值也是相互对应的.

5.3 三模激光器回馈: 两模的强度主导地位随机转移

实验装置如图13^[20]. 激光器不作频率分裂. 实验结果示于图18.

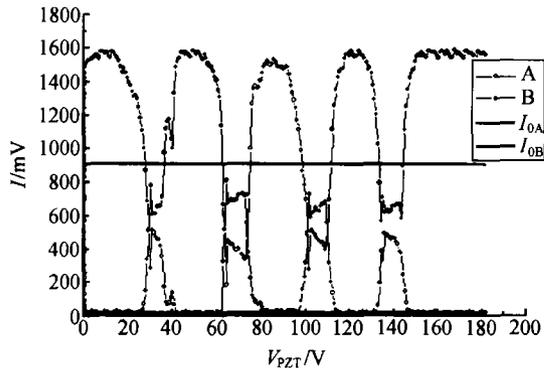


图18 两频率回馈, 两频率在输出中主导地位随机转移

第一, 有时在一次测量的连续四个半周期中, 两个频率会突然相互转换优势, 优势频率变劣势, 劣势频率变成优势. 但曲线的形状没有变化. 第二, 每两个周期中间总有一个强度“平台”区, 在此“平台”区间内, 每个偏振态的光强都小于平均光强(图中与横轴平行的直线), 变化也不大, 即光强没有剧烈交换.

5.4 使用双折射外腔的回馈现象: 光强条纹信号倍频¹⁾

仿照双光束干涉的定义, 把回馈镜 M_3 移动半个波长, 激光强度改变一个周期叫一个“条纹”. 当外腔加入晶体石英片 Q 时, 由于晶体石英的双折射, 外腔变成为一个正交偏振谐振腔(见图14). 图19是双折射外腔回馈的实验结果. $\theta = 0$ (没有双折射)时, 激光回馈曲线为 I_2 . $\theta = 14.6^\circ$ 时, 激光回馈曲线为 I_1 , I_1 和 I_2 的差别有如下两点: ① I_1 的条纹频率是 I_2 的两倍, 可用以提高激光回馈干涉仪的分辨率. ② I_1 的调制深度比 I_2 小得多.

5.5 理论分析^[20]

理论模型: 激光器腔长用 L 来表示, 回馈外腔腔长用 l 来表示. 我们考虑两重反馈, 即激光器输

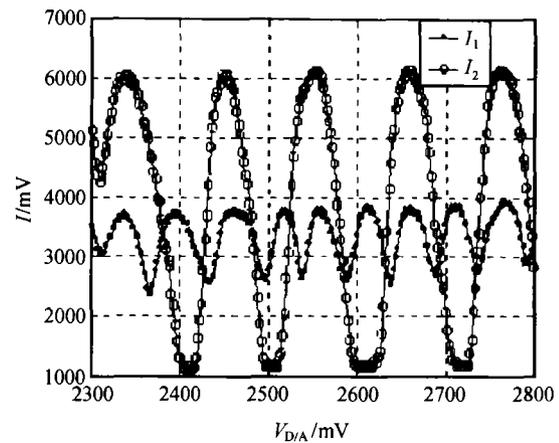


图19 $I_1(\theta = 0^\circ)$ 的条纹频率是 $I_2(\theta = 14.6^\circ)$ 的两倍

出的光束进入外腔, 在外腔往返一次后, 部分回馈进内腔. 其余部分再在外腔往返一次后, 部分光强再馈入内腔. 两次回馈, 激光器的光强可表示如下:

$$I = I_0 \left[1 + \frac{K\beta}{L} (\cos(\varphi + \Phi_1) + \rho \cos(2(\varphi + \Phi_1) + \delta\Phi)) \right], \quad (2)$$

式中, K 是由系统决定的常数, $\beta = t_2 f$, $\gamma = t_2 f s r_3$, $\varphi = 4\pi v \frac{l}{c}$, $\rho = s r_3$, $\delta\Phi = \Phi_2 - 2\Phi_1 \geq 0$. 其中, ρ 和 $\delta\Phi$ 是两个十分重要的参数, 它们决定了回馈曲线的特点. 由(2)式, 我们可以解释两正交偏振的回馈曲线光强“平等”转移和一偏振占主导的现象和外腔加入晶体石英时条纹倍频的现象.

6 结束语

本文介绍了作者实验室观察到的一系列正交线偏振激光的物理现象. 这些现象丰富和补充了现有激光物理的若干方面的知识.

关于激光模竞争现象的观察就是一例. Lamb^[1]对模竞争有详细推导. 他定义了强(烈)模竞争, 中度模竞争和弱模竞争, 并给出了参数 C 作为两个激光频率之间竞争强度的判据. 这里有两个问题. 第一, 在此之前, 没有什么办法能在驻波腔内获得几十 MHz 的小频率差. 难于实验小频率间隔时两频率的模竞争. 第二, Lamb 理论的精度有限, 很难算出特定激光器(如 HeNe 激光器)的两个频率强模竞争和适度模竞争的频率差界限. 作者实验室的实验则给出了 HeNe 激光器模竞争清楚物理图像. ① 40

MHz上下的频率差是强模竞争和中度模竞争的临界(分)界值. 两频率的差小于这一值, 两频率之一熄灭; 两频率的差大于这一值, 它们同时工作. 这一分界值远远小于 HeNe 激光介质 300 MHz 的烧孔宽度. ② 只要两个频率同时存在, 他们的功率就都是稳定的. ③ 增益带宽内, 不同区间的临界值不同, 介质中心频率处临界值最小. ④ 频差一定时, 增益带宽可分为几个区域, 有的区域只允许一个频率工作, 另外的区域则允许两个频率同时工作. 在“单纵模两频率”状态下, 增益带宽被分成 3 个区域: $o(\parallel)$ 光单独振荡区间, $o(\parallel)$ 光和 $e(\perp)$ 光共同振荡区间, $e(\perp)$ 光单独振荡区间. 我们的结果纠正了一些以前不准确的推测.

关于正交偏振光回馈现象的观察也丰富了激光回馈的知识. 迄今的研究, 人们对光回馈的研究中, 把激光输出光束看成一个整体, 总是把全部频率一起反馈回激光器. 而作者实验室可以对一个特定偏振模的回馈及对另一个模的影响进行研究并观察到了正交偏振的两频率各自的回馈曲线, 观察到两条回馈曲线强度的相互交换, 强度的抑制等.

参 考 文 献

- 周炳琨, 等. 激光原理. 北京: 国防工业出版社, 1980. 182~185
- Yang Sen, et al. The frequency split phenomenon in a HeNe laser with a rotation quartz crystal plate in its cavity. *Optics Communications*, 1988, 68: 55
- Zhang Shulian, et al. Laser split by rotating an intracavity, tilt cut crystal quartz plate around its surface normal axis. *Optics Communications*, 1993, 97(3): 210
- Zhang Shulian, et al. Laser longitudinal mode splitting phenomenon and its applications in laser physics and active metrology sensors. *Optics and Lasers in Engineering*, 1995, 23: 1
- Zhang Shulian, et al. Laser frequency split by an electron-optical element in its cavity. *Optics Communications*, 1993, 96(4): 245
- Zhang Shulian, et al. Birefringence tuning double frequency HeNe laser. *Applied Optics*, 1990, 29: 265
- Han Yanmei, et al. Study of the tunable infrared light beat generator by the laser frequency split method. *Laser Technology*, 1997, 21(2): 111
- Zhang Shulian, et al. The pattern of mode competition between two frequencies produced by mode split technology with tuning of the cavity length. *Optics Communications*, 1992, 90(4): 279
- Fu Jie, et al. Mode suppression phenomenon in a mode splitting HeNe laser. *Chinese Journal of Lasers*, 2000, B9(6): 499
- Zhang Shulian, et al. Mode suppressing, its elimination and generation of small frequency-difference in birefringence He-Ne lasers. *Optical Engineering*, 2001, 40(4): 594
- Li Yan, et al. Displacement sensing HeNe laser with $\lambda/8$ accuracy and self-calibration. *Optical Engineering*, 2000, 39(11): 3039
- Han Yanmei, et al. Power tuning for 632.8nm-wavelength HeNe lasers with various frequency spacing mode-splitting. *Laser Technology*, 1997, 21(2): 111
- Zhang Shulian, et al. Tuning curve of 70 MHz mode split by tuning cavity. *Chinese Physics Letters*, 1993, 10(12): 728
- Xiao Yan, et al. Tuning characteristics of frequency difference tuning of Zeeman-Birefringence He-Ne dual frequency lasers. *Chinese Physics Letters*, 2003, 20(2): 230
- Li Jia, et al. Optical activity's influence on mode splitting in crystal quartz. *Chinese Journal of Lasers*, 1995, A22(1): 40
- 成相印, 等. 双折射双频激光器输出光偏振特性的实验研究. *光学学报*, 1995, 15(5): 548
- 郭继华, 等. 双折射双频激光器偏振特性的分析. *光学学报*, 1996, 16(1): 2
- 郭继华, 等. 双折射双频激光器频差特性分析. *光学学报*, 1996, 16(6): 16
- Li Lu, et al. The new phenomenon of orthogonally polarized lights in laser feedback. *Optics Commun*, 2001, 200: 303
- Liu Gang, et al. Optical feedback of orthogonally polarized mode He-Ne laser with strong & weak output. *Optical Communications*, 2003, 221(4-6): 387
- 张书练, 等. 正交线偏振激光器原理与应用. (I) 正交线偏振激光的产生机理和器件研究. *自然科学进展*, 2004, 14(2): 145
- Gang Liu, et al. Optical feedback laser with a quartz crystal plate in the external cavity. *Applied Optics*, 2003, 42(33): 6636