

双折射双频激光器偏振特性的分析

郭继华 神 帅 蒋建华

(清华大学现代应用物理系, 北京 100084)

成相印 张书练 殷纯永

(清华大学精仪系, 北京 100084)

摘 要 用激光原理和晶体光学原理分析了腔内加旋光晶体的激光器输出光的偏振特性。实验和分析表明: 激光器输出两束不同频率的垂直线偏振光; 激光器两端输出光的偏振面有一夹角 α , 且此夹角与晶轴和传光方向的夹角 θ 有关。理论计算结果与在双折射双频激光器的实验结果符合很好。

关键词 偏振特性, He-Ne 激光器, 旋光晶体。

1 引 言

为了寻求新的激光器或为了改变激光器的输出特性, 在激光腔内加入晶体。文献[2]提供了关于双折射双频激光器偏振特性的实验结果。按照晶体光学原理, 旋光石英晶体的本征模应该是椭圆偏振的, 但实验结果表明腔内有旋光石英的激光器输出的本征模是线偏振光。按照晶体的旋光理论, 当光的传播方向和石英光轴的夹角增大时, 旋光作用应该减小, 但实验结果表明, 激光器前方和后方输出的激光的偏振面之间的夹角是连续变化的, 从 57° 变化到 -90° 。因为在这里晶体的本征模是椭圆偏振的, 实验现象复杂, 理论分析也比较困难。本文根据激光器的自洽理论和光在晶体中的传播特性建立了双折射激光器的偏振态转化模型, 对双折射双频激光器输出光的偏振特性进行了理论分析和计算, 并与文献[2]的实验结果相比较, 寻求对前述实验现象的解释。

2 实验现象

在 Ne-Ne 激光器中加入石英晶片, 晶面和晶轴垂直。光的传播方向和晶轴平行。当旋转晶片时, 可观察到两个频率的光。频差与旋转角有关且可连续变化从 40 MHz 到 417 MHz^[1]。观察输出光的偏振态发现: 两个频率的光是垂直线偏振的, 而不是晶体本征态椭圆偏振的; 偏振面随晶片转动角度 θ 而变化, 且激光器两端输出光的偏振面不一致, 有一夹角 α , 此夹角也和 θ 有关。实验结果见图 2 和图 3 所示实验点。详细的实验装置、方法和结果见文献[2]。

* 本课题由国家自然科学基金和清华大学基金资助。

收稿日期: 1994年12月21日

3 基本理论基础

为了对前述实验现象进行理论解释，建立了一个理论模型，它的基础是：

1) 作为激光器，它应符合激光原理，这里主要用到自洽理论，即光束在激光腔内来回一次它的特性是不变的，否则就不是激光了。偏振态作为其特性之一，也应该保持不变。

2) 光束通过晶体，应服从光在晶体中传播原理：在同一方向传播的光有两个正交本征模，且它们的相速度不同。在旋光晶体中两个本征模通常是椭圆偏振光。

3) 在上面两个原理的基础上处理方法是：由于激光器振荡的本征模同晶体中传播的本征模可能不一致，所以激光器的一个本征模在激光器中的传播过程应是：本征模 h_1 传播到晶体上，分解成两个晶体本征模在晶体内传播，通过晶体后合成本征模 h_2 ，经反射镜反射得到本征模 h_3 ，再通过晶体得到本征模 h_4 ，再经反射得到本征模 h_5 。此时光束已经过一个来回，所以本征模 h_5 应同本征模 h_1 具有相同的偏振态。

如果严格按上述方法进行理论计算，计算将是非常复杂的，很难得到解析解，数值计算也难于进行。因此必须忽略一些次要因素：

1) 假设光在晶面上无反射。光在晶面上的反射不仅引起强度的变化，而且引起偏振态的变化。由于有增透膜及 n_o 和 n_e 差别很小，忽略反射对偏振态的影响是合理的。

2) 光在晶面折射时，把晶体近似看作各向同性介质。由于 n' 和 n'' 差别很小，这个近似基本符合实验情况。如果不作这个近似，光在晶体表面的折射将是非常复杂的。

3) 光在晶体界面发生折射时，偏振态不变。即使把晶体看作各向同性介质，当入射波同时含有 S 波和 P 波时，光线经过折射其偏振态也将发生变化。但当入射角不大时，偏振态的变化非常小，这里予以忽略。

4) 不考虑激光器模式耦合的影响。当双折射双频激光器双波长运转时，不考虑模式耦合的影响是一种近似。当因模式耦合而单波长运转时，不考虑耦合的影响将是完全错误的。作者将在需要考虑模式耦合的影响时加以说明。

4 理论计算

在入射晶体前，激光器的本征模可以用琼斯矢量 $\begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix}$ 表示。如果放弃琼斯矢量归一化要求，只表示其偏振特性，可以简化为 $\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix}$ ，其中 J 是复平面域的某一值。

可以按照处理激光器的常规方法，把激光器的反射展开，这样就可以在同一坐标系进行处理。展开如图 1 所示。图中 C 表示晶体，M 表示反射镜。如果用 C 和 M 分别表示晶体和反射镜的琼斯矩阵，根据前面的分析，光束的本征模 h_1 和本征模 h_5 应该一样，所以

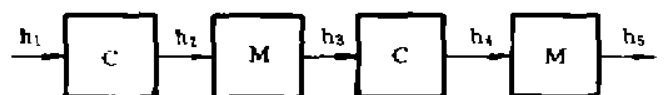


Fig. 1 Expanding principle of LAPC

$$MCMC \begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix} \tag{1}$$

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$$

$$C = \begin{bmatrix} \cos^2 \psi e^{i\beta/2} + \sin^2 \psi e^{-i\beta/2} & -i \sin \psi \cos \psi e^{i\beta/2} + i \sin \psi \cos \psi e^{-i\beta/2} \\ i \cos \psi \sin \psi e^{i\beta/2} - i \sin \psi \cos \psi e^{-i\beta/2} & \sin^2 \psi e^{i\beta/2} + \cos^2 \psi e^{-i\beta/2} \end{bmatrix} \quad (2)$$

理论上求得琼斯矩阵 M 和 C 以后, 就可以通过解本征方程求得本征矢量, 决定 J 。但这一运算相当复杂。进一步采用简化的方法。

由于偏振态只决定于琼斯矢量 $\begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix}$ 两个元素 a 、 b 的比, 所以一个琼斯矩阵对琼斯矢量 $\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix}$ 的作用可以简单认为使琼斯矢量变为 $\begin{bmatrix} mJ \\ 1 \end{bmatrix}$, 其中 m 是复数。它同琼斯矩阵有关, 一般也同 J 有关。但不论是 J 为何值, 理想反射镜的反射矩阵

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$$

对 $\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix}$ 的作用总是使 $m = -1$ 。这样只要找到合适的 J , 使晶体矩阵对它的作用使 $m = 1$ 或 -1 , J 就是方程(1)的解。

当 m 取 1 时, $\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix}$ 第一次经过晶体偏振态不变, 仍是 $\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix}$, 所以 $\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix}$ 只能是晶体的一个本征模。但经过反射后, 偏振态变为 $\begin{bmatrix} -J \\ 1 \end{bmatrix}$, 这就要求 $\begin{bmatrix} -J \\ 1 \end{bmatrix}$ 也是晶体的一个本征模。对旋光晶体, 只能有 $J = \pm i$, 也就是说本征模只能是左旋或右旋圆偏振光。这对应石英晶体光轴和光传播方向一致的情况。由于每经过一次反射, 左旋圆偏振和右旋圆偏振交换一次, 虽然晶体对左旋圆偏振及右旋圆偏振有光程差, 但对两个激光本征模却没有光程差。结果是两个本征模振荡频率相同。由于模式耦合, 它们实际输出是一个频率的线偏振光。这已由实验结果证实。而对双波长运转的情况, m 只能取 -1 。

对 $m = -1$ 的情况, 根据晶片旋转的角度 θ , 可以按折射定律求出晶体中光传播方向同光轴的夹角, 也就是说可以决定光在晶体坐标系中波矢 k 的方向。再根据石英的参数 n_o , n_e , r_{11} , r_{33} 以及 k 的方向, 可以求出晶体的两个本征模。及对应的折射率 n' , n'' 。具体公式可以参考文献[2], [3]。最后可以根据晶片的厚度, 求得两个本征模经过晶片后产生的相位差 β 。

设求出的两个本征模分别为

$$\begin{bmatrix} \cos \psi \\ i \sin \psi \end{bmatrix} \text{ 和 } \begin{bmatrix} \sin \psi \\ -i \cos \psi \end{bmatrix}$$

其中 ψ 是实数。入射到晶体光的偏振态为 $\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix}$, 这样

$$\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix} = a \begin{bmatrix} \cos \psi \\ i \sin \psi \end{bmatrix} + b \begin{bmatrix} \sin \psi \\ -i \cos \psi \end{bmatrix} \quad (3)$$

其中 a 、 b 可以根据晶体两个本征模的正交性求出。此偏振光通过晶片后的偏振态为

$$a \begin{bmatrix} \cos \psi \\ i \sin \psi \end{bmatrix} + b \begin{bmatrix} \sin \psi \\ -i \cos \psi \end{bmatrix} \exp(-i\beta) \quad (4)$$

这就是晶体矩对 $\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix}$ 作用的结果, 由于其作用只能使 $m = -1$, 即晶体出射光的偏振态为

$\begin{bmatrix} -J \\ 1 \end{bmatrix}$, 所以

$$\frac{a \cos \psi + b \sin \psi \exp(-i\beta)}{a \sin \psi - ib \cos \psi \exp(-i\beta)} = -J \quad (5)$$

这个方程只有一个未知数 J , 经过数学运算可以求得 J 满足的方程:

$$J^2 - J \left/ \left[\operatorname{tg} \left(\frac{\beta}{2} \right) \sin (2\psi) \right] \right. - 1 = 0 \quad (6)$$

由于 β 和 ψ 都是实数, 这个方程的解 J_1 和 J_2 也都是实数, 这说明琼斯矢量 $\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix}$ 所表示的偏振态是线偏振的。(6) 式的解 $J_1 \cdot J_2 = -1$, 表示两个激光本征模的偏振态是相互正交的。 J_1 和 J_2 的值同 β 和 ψ 有关, 因 β 和 ψ 都同 θ 有关, 所以 J_1 和 J_2 的值同 θ 有关。这表示输出光的偏振面同 θ 有关。所有这些都为实验所证实。理论分析表明光一次通过晶体和反射, 其偏振态为 $\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix}$, 但这里应用的是展开的坐标系。而真正的实验中, 由于光经反射, 传播方向相反, 所测的偏振态应为一端 $\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix}$, 另一端 $\begin{bmatrix} -J \\ 1 \end{bmatrix}$, 有对称性。从实验结果上也确实看到偏振态变化的对称性。剩下唯一要做的是看理论计算结果和实验结果符合的情况。

5 数值计算

为了验证理论的正确性, 作者进行了数值计算。计算中取 $n_o = 1.54263$, $n_e = 1.55169$, $r_{11} = r_{33} = 1.7892 \times 10^{-5}$, 厚度 $d = 3 \text{ mm}$ 。图 2 所示理论曲线是一端一个本征模的计算值, 同一端另一本征模的理论值可由此曲线上下平移 90 度得到; 两本征模在另一端的偏振态可由这两个曲线取对横坐标的对称得到, 所以另外三条理论曲线都未画出。图 2 给出一端一个本征模偏振态的计算值和实验值, 图 3 给出一个本征模两端偏振面的夹角 α 算值和实验值。为便于比较, 对实验值进行了平移。这是由于实验中机械度的零位是任取的。

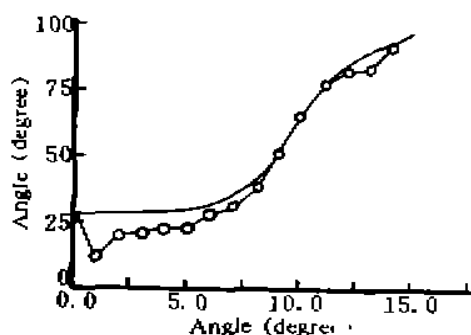


Fig. 2 Relation between θ and the polarization orientation of an eigenmode at one end of the laser

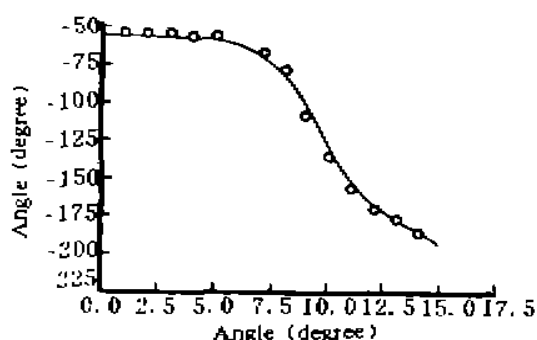


Fig. 3 Relation between θ and the orientation difference α of one eigenmode at two ends of the laser

从图 2 和图 3 可以看出, 理论曲线和实验值符合相当好, 但图 3 个别点不好。这主要是: 在 0° 至 3° 和 13° 由于模式耦合, 激光器基本是单波长运转, 理论计算同实验符合差是意料之中的。 4° 至 6° 一般是双波长运转, 但模式耦合仍较强, 所以符合较差。

模式耦合的强弱一般同两个模式的偏振态有关, 同频差有关。偏振态一样的两个模耦合强, 偏振态正交的两个模耦合弱, 频差低的两个模耦合强, 频差高的两个模耦合弱。在双折

射双频激光器中, 激光两个本征模

$$\begin{bmatrix} J \\ 1 \end{bmatrix} = a_1 \begin{bmatrix} \cos \psi \\ i \sin \psi \end{bmatrix} + b_1 \begin{bmatrix} \sin \psi \\ -i \cos \psi \end{bmatrix} = A_1 + B_1$$

$$\begin{bmatrix} 1 \\ -J \end{bmatrix} = a_2 \begin{bmatrix} \cos \psi \\ i \sin \psi \end{bmatrix} + b_2 \begin{bmatrix} \sin \psi \\ -i \cos \psi \end{bmatrix} = A_2 + B_2$$

由于除在晶体中外, 本征模 $\begin{bmatrix} 1 \\ J \end{bmatrix}$ 和 $\begin{bmatrix} 1 \\ -J \end{bmatrix}$ 是正交的, 所以它们的耦合是弱的。在晶体中, A_1 和 A_2 偏振态一样, B_1 和 B_2 偏振态一样, 所以 A_1 和 A_2 耦合强, B_1 和 B_2 耦合强。设

$$\left| \frac{a_1}{b_1} \right| = \left| \frac{b_2}{a_2} \right| = k$$

所以在 k 接近 1 时两个激光本征模在晶体内耦合强, 在 k 非常小或非常大时耦合弱。计算过程中也确实发现理论和实验的不一致同 k 的大小及频差的大小有相关性。所以作者认为这些误差来源主要是模式耦合。

结 论 从激光原理和晶体光学原理出发, 对双折射双频激光器输出光的偏振态特性进行了理论分析和数值计算, 得到了与实验一致的结果。证明所采用的理论模型是合适的, 这种方法对于其他类似的激光腔具有参考价值。

参 考 文 献

- [1] Yang Sen, Zhang Shulian, The frequency split phenomenon in a He-Ne laser with a rotation quartz plate in its cavity. *Opt. Commun.*, 1988, 68(1): 55
- [2] 成相印, 郭继华, 张书练等, 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): 548~551
- [3] 李恭亮, 郭继华, 晶体光学原理. 北京, 国防工业出版社, 1990,

Study on Polarization State of a He-Ne Laser with a Activity Plate in its Cavity

Guo Jihua Shen Shuai Jiang Jianhua

(Department of Modern Applied Physics, Tsinghua University, Beijing 100084)

Cheng Xiangyin Zhang Shulian Yin Chunyong

(Department of Precision Instrument & Mechanology, Tsinghua University, Beijing 100084)

(Received 21 December 1994)

Abstract The polarization characteristic of a He-Ne laser with an activity in its cavity (LAPC) is studied with laser physics and crystal optics. The experiments show that two modes of the laser are orthogonal linear polarized. There is an angle between the polarization orientation of the front beam and the of the back beam. Moreover, this angle is related to the angle θ , which is the angle between the optical axis and k . The experiment results can be explained by the analysis. The theoretic calculation matches the experiment well.

Key words polarization characteristics, He-Ne laser, activity plate.