

# 激光偏振性的量子理论与实验研究

过已吉 高致慧 马华锦  
(西北电讯工程学院技术物理系)

## 提 要

本文建立了激光偏振性的全量子理论。分析了各向异性腔中多模运转下激光束的偏振特性。给出 He-Ne 激光器在 6328 Å 振荡谱线上各模相互间角度随各向异性变化的基本方程、计算曲线及偏振组态。本文还给出了由应力导致相位各向异性对模式偏振性影响的实验结果。理论分析与实验结果相符。  
关键词: 矢量耦合因子, 偏振组态, 相位各向异性, 振幅各向异性。

## 一、引 言

激光偏振性是激光束的重要特性之一, 它的研究涉及激光的基本理论和应用。1964年美国的 Lamb 提出激光的半经典理论<sup>[1]</sup>, 它成功地解释了标量场中激光运转的许多特性, 但未分析与矢量场相关的模式偏振性。之后, 人们在半经典理论的基础上引入辐射损耗表示其方向性, 对 He-Ne 激光器, 在单模、两模运转下的模式特性进行理论分析与实验研究<sup>[2~4]</sup>。而关于三纵模以及多模运转, 尚缺乏系统的理论分析。

在前人理论与实验<sup>[5,6]</sup>的基础上, 本文尝试从全量子理论着手, 建立了激光偏振性的量子理论。考虑到腔、场的矢量性, 引入矢量耦合因子  $g_k$ , 系统地分析了在各向同性腔、各向异性腔中, 单模与多模运转下激光束的偏振特性。在实验中探讨了在 He-Ne 激光的 6328 Å 振荡谱线上, 腔的相位各向异性对模式偏振性的影响, 理论分析与实验结果相吻合。

## 二、激光偏振性的量子理论

首先由电磁场理论将电场强度  $E$  分解为  $m$  个左右旋模  $E_{m-}$ ,  $E_{m+}$  的叠加, 有

$$E = \sum_m E_m = \sum_m e_- E_{m-} \exp(-i\Omega_m t + i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}) + e_+^* E_{m-}^* \exp(i\Omega_m t - i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}) + e_+ E_{m+} \exp(-i\Omega_m t + i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}) + e_-^* E_{m+}^* \exp(i\Omega_m t - i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

式中  $\Omega_m$  表示模  $m$  的频率,  $\mathbf{k}_m$  表示模  $m$  的波矢,  $\mathbf{r}$  为矢径,  $e_-$  和  $e_+$  为左、右旋基矢。

由光量子理论<sup>[7]</sup>中的量子化方法, 将  $E$ ,  $E_{m-}$ ,  $E_{m+}$  量子化, 并表示为算符  $\hat{E}$ ,  $\hat{E}_{m-}$ ,  $\hat{E}_{m+}$  等。有

$$\hat{E} = \sum_m \hat{E}_m = \sum_m e_- \hat{E}_{m-} \exp(-i\Omega_m t + i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}) + e_+^* \hat{E}_{m-}^* \exp(i\Omega_m t - i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}) + e_+ \hat{E}_{m+} \exp(-i\Omega_m t + i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}) + e_-^* \hat{E}_{m+}^* \exp(i\Omega_m t - i\mathbf{k}_m \cdot \mathbf{r}), \quad (2)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \hat{E}_{m+} &= i(\hbar\Omega_m/2\epsilon_0V)^{1/2}\hat{a}_{m+}, \\ \hat{E}_{m+}^+ &= -i(\hbar\Omega_m/2\epsilon_0V)^{1/2}\hat{a}_{m+}^+, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \hat{E}_{m-} &= i(\hbar\Omega_m/2\epsilon_0V)^{1/2}\hat{a}_{m-}, \\ \hat{E}_{m-}^+ &= -i(\hbar\Omega_m/2\epsilon_0V)^{1/2}\hat{a}_{m-}^+, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

式中  $\hat{a}_{m+}$ 、 $\hat{a}_{m+}^+$  为模  $m$  右旋圆光子的湮灭算符、产生算符。 $\hat{a}_{m-}$ 、 $\hat{a}_{m-}^+$  为模  $m$  左旋圆光子的湮灭算符、产生算符。

Lenstra 给出了描述激光偏振性的一组参量<sup>[4]</sup>，由光量子理论，将经典理论中的量与量子理论中的算符相对应，得

$$\left. \begin{aligned} \hat{I}_m &= \hat{E}_{m-}^+ \hat{E}_{m-} + \hat{E}_{m+} \hat{E}_{m+}^+, \\ \hat{S}_m &= \frac{\hat{E}_{m-}^+ \hat{E}_{m-} - \hat{E}_{m+} \hat{E}_{m+}^+}{\hat{I}_m}, \\ \hat{\theta}_m &= \frac{1}{2} \text{Arg}(\hat{E}_{m+} \hat{E}_{m-}^+), \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式中  $\hat{I}_m$ 、 $\hat{S}_m$ 、 $\hat{\theta}_m$  为模  $m$  的光强算符、偏振度算符、方位角算符。它们在对应态下的平均值都具有确切的物理意义。 $\langle \hat{S}_m \rangle = 0$ ，模  $m$  为线偏振光， $\langle \hat{S}_m \rangle < 0$ ，模  $m$  为右旋椭圆偏振光， $\langle \hat{S}_m \rangle > 0$ ，模  $m$  为左旋椭圆偏振光， $\langle \hat{I}_m \rangle$  表示模  $m$  的光强， $\langle \hat{\theta}_m \rangle$  表示模  $m$  的椭圆长轴与  $y$  轴（某一给定方向）间的夹角。

假定与激光场相互作用的原子是一个两能级系统，能级间的跃迁频率为  $\omega_0$ 。不考虑模式的空间变化（如驻波结构等），在偶极近似下，在薛定谔表象中，整个系统的哈密顿量为  $\hbar\hat{H}$

$$\hat{H} = \omega_0 \hat{\pi} + \hat{\pi} + \sum_k \omega_k \hat{a}_k^+ \hat{a}_k + i \sum_k (g_k^* \hat{\pi}^+ \hat{a}_k - g_k \hat{a}_k^+ \hat{\pi}), \quad (6)$$

式中第一项表示原子的哈密顿量，第二项表示辐射场的哈密顿量，第三项表示辐射场与原子系统相互作用的哈密顿量， $\omega_k$  表示腔的本征频率； $g_k$  为耦合因子； $\hat{a}_k$ 、 $\hat{a}_k^+$  表示模  $k$  的光子湮灭算符、产生算符； $\hat{\pi}$ 、 $\hat{\pi}^+$  表示能级的下降算符、上升算符。由(6)式可求得原子与辐射场整个系统（混合系统）的本征值（频率） $\Omega_i$  及本征函数  $|\hat{i}\rangle$  为

$$\left. \begin{aligned} \Omega_i &= \omega_0 - \left[ \sum_k g_k^* g_k / (\omega_k - \Omega_i) \right], \\ |\hat{i}\rangle &= \hat{\mu}_i^+ |1\rangle = U_{1i} \{ \hat{\pi}^+ + [i \sum_k \hat{a}_k^+ g_k / (\omega_k - \Omega_i)] \} |1\rangle, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

式中  $|1\rangle$  表示混合系统的基态， $\hat{\mu}_i^+$  表示混合态的产生算符， $U_{1i}$  是酉矩阵元素。由(5)式和(7)式求得偏振参量算符在对应态上的平均值为

$$\langle \hat{I}_i \rangle = \langle \hat{i} | \hat{I}_i | \hat{i} \rangle = f_i |U_{1i}|^2 \frac{(g_i^* - g_{i-} + g_{i+}^* + g_{i+})}{(\omega_i - \Omega_i)^2}, \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \langle \hat{S}_i \rangle &= \langle \hat{i} | \hat{S}_i | \hat{i} \rangle = \frac{1}{q} \langle \hat{S}_i^{(0)} \rangle, \quad (0 < q < 2) \\ \langle \hat{S}_i^{(0)} \rangle &= \frac{g_{i-}^* - g_{i-} - g_{i+}^* + g_{i+}}{g_{i-}^* - g_{i-} + g_{i+}^* + g_{i+}}, \\ q &= \frac{(\omega_i - \Omega_i)^2}{|U_{1i}|^2 (g_{i-}^* - g_{i-} + g_{i+}^* + g_{i+})}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} \langle \hat{\theta}_i \rangle &= \langle i | \hat{\theta}_i | i \rangle = \frac{1}{2} \arccos \left[ \operatorname{Re} \left( \frac{g_i^* - g_{i+}}{|g_i^* - g_{i+}|} \right) \right], \\ \langle \hat{\theta}_i \rangle &= \langle i | \hat{\theta}_i | i \rangle = \frac{1}{2} \arcsin \left[ \operatorname{Im} \left( \frac{g_i^* - g_{i+}}{|g_i^* - g_{i+}|} \right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

(8)式、(9)式和(10)式是确定激光模物理特征的基本关系,其特性与耦合因子  $g_{i+}$ 、 $g_{i-}$  直接相关。

激光模式偏振性受许多因素的影响,如激活介质本身的跃迁类型;介质的饱和感应各向异性;腔的各向异性;模间的相互作用;外磁场致各向异性等。本文未考虑外磁场的作用。上述诸因素影响耦合因子  $g_i$ ,从而影响模的偏振参量的物理特性。在光的量子理论中

$$g_i = e(\Omega_i/2\epsilon_0 V \hbar)^{1/2} \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{D}_{12}, \quad (11)$$

式中  $D_{12}$  为偶极跃迁矩阵元。在左右旋基矢下

$$D_{12} = \begin{pmatrix} D_+ \\ D_- \end{pmatrix}, \quad (12)$$

$\mathbf{e}_i$  表示模  $i$  的单位极化矢量,利用类似文献[9]附录 B 中有关结论,并考虑到腔、场的各种各向异性效应,经过推算, $\mathbf{e}_i$  可用如下一个二阶方阵表示

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_i &= \Gamma_{11} \begin{pmatrix} (1+I) \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_i & \\ & (1-I) \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_i \end{pmatrix} + \Gamma_{12} \begin{pmatrix} 0 & (I+1) \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_i \\ (I+1) \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_i & 0 \end{pmatrix} \\ &+ \begin{pmatrix} -a_1(1+I) \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_i & \\ & -a_2(1-I) \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_i \end{pmatrix} \\ &+ \begin{pmatrix} 0 & -b_1(I-1) \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_i \\ -b_2(I+1) \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_i & 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (13)$$

式中  $I$  表示复平面的虚数单位。(13)式中第一项和第二项分别表示场感应振幅和相位部分,反映场的增益特性,  $\Gamma_{11}$  和  $\Gamma_{12}$  为对应的幅值,  $\beta_i$  和  $\nu_i$  表示相应的主轴方向与  $y$  轴的夹角。第三项和第四项分别表示腔的各向异性,反映腔的损耗特性。在各向同性腔中  $a_1 = a_2$ ,  $b_1 = b_2$ 。  $\alpha_i$  和  $\gamma_i$  表示相应的主轴方向与  $y$  轴的夹角。

这里  $g_i$  为一矢量耦合因子(在一般的量子理论中,  $g_i$  为一标量因子)。有

$$g_{i+} = H_i \{ (\Gamma_{11} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_i - a_1 \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_i) D_+ - (\Gamma_{12} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_i - b_1 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_i) D_- \\ + I [ (\Gamma_{11} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_i - a_1 \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_i) D_+ + (\Gamma_{12} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_i - b_1 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_i) D_- ] \}, \quad (14)$$

$$g_{i-} = H_i \{ (\Gamma_{11} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_i - a_2 \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_i) D_- + (\Gamma_{12} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_i - b_2 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_i) D_+ \\ - I [ (\Gamma_{11} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_i - a_2 \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_i) D_- - (\Gamma_{12} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_i - b_2 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_i) D_+ ] \}, \quad (15)$$

式中  $H_i = e(\Omega_i/2\epsilon_0 V \hbar)^{\frac{1}{2}}$ 。由原子光谱理论,对 He-Ne 激光的 6328 Å 振荡谱线可求得

$$D_+ = D_- \quad (16)$$

由以上所得结果,可用来分析激光模的偏振特性。激光模的偏振类型由偏振度算符的平均值  $\langle \hat{S}_i \rangle$  确定。将(14)、(15)式代入(9)式,在各向同性腔中,有

$$\begin{aligned} \langle \hat{S}_i \rangle = & \frac{|U_{11}|^2 2H_i^2}{(\omega_i - \Omega_1)^2} [(\Gamma_{11} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_i - a_1 \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_i)^2 (D_-^2 - D_+^2) \\ & + (\Gamma_{12} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_i - b_1 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_i)^2 (D_+^2 - D_-^2)]. \end{aligned} \quad (17)$$

(17)式表明模的偏振特性由原子跃迁的类型所确定。

(1)  $D_- = D_+$

则  $\langle \hat{S}_i \rangle = 0$ , 即 He-Ne 激光器中, 6328 Å 振荡谱线的振荡模为线偏振模。

(2)  $D_- \neq D_+$

则  $\langle \hat{S}_i \rangle \neq 0$ , 对应的模为左(右)旋椭圆偏振模。关于模的偏振方向和相互间的夹角, 可用 6328 Å 振荡谱线的模偏振角度的基本关系

$$\begin{aligned} \cos 2\langle \hat{\theta}_i \rangle = & \frac{1}{R_i} [\Gamma_{11} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_i \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_i (b_1 - b_2) + \Gamma_{12} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_i \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_i (a_2 - a_1) \\ & + \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_i \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_i (b_2 a_1 - b_1 a_2)], \\ \sin 2\langle \hat{\theta}_i \rangle = & \frac{1}{R_i} [\Gamma_{11}^2 \cos 2\beta_i + \Gamma_{12}^2 \cos 2\nu_i - \Gamma_{11} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_i \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_i (a_1 + a_2) \\ & - \Gamma_{12} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_i \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_i (b_1 + b_2) + a_1 a_2 \sin 2\alpha_i + b_1 b_2 \sin 2\gamma_i], \end{aligned} \quad (18)$$

求得。为保证(18)式有意义, 则  $\beta_i, \nu_i, \alpha_i$  和  $\gamma_i$  必须有下列关系:

$$\begin{aligned} \text{若 } \left\{ \begin{array}{l} |\beta_i| \leq (\pi/4), \\ |\nu_i| < (\pi/4), \end{array} \right. & \quad \text{则 } 0 \leq \alpha_i, \gamma_i \leq (\pi/2), \\ \text{若 } \left\{ \begin{array}{l} (\pi/4) \leq |\beta_i| \leq (\pi/2), \\ (\pi/4) \leq |\nu_i| \leq (\pi/2), \end{array} \right. & \quad \text{则 } -(\pi/2) \leq \alpha_i, \gamma_i \leq 0. \end{aligned} \quad (19)$$

本文将以三纵模运转情况为例进行分析(其结论具有普遍性)。为表征各向异性大小, 我们引入振幅各向异性因子  $\delta$  和相位各向异性因子  $\varepsilon$ 。有

$$\delta = \frac{a_1 - a_2}{a_1 + a_2}, \quad \varepsilon = \frac{b_1 - b_2}{b_1 + b_2}. \quad (20)$$

在多普勒增益曲线下, 三振荡模分别记为 1( $A_1$ )、2( $A_2$ )、3( $A_3$ )。相应有

$$\begin{aligned} \sin 2\langle \hat{\theta}_1 \rangle = & \frac{1}{R_1} [\Gamma_{11}^2 \cos 2\beta_1 + \Gamma_{12}^2 \cos 2\nu_1 - \Gamma_{11} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_1 \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_1 (a_1 + a_2) \\ & - \Gamma_{12} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_1 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_1 (b_1 + b_2) + a_1 a_2 \sin 2\alpha_1 + b_1 b_2 \sin 2\gamma_1], \\ \cos 2\langle \hat{\theta}_1 \rangle = & \frac{1}{R_1} [\Gamma_{11} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_1 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_1 (b_1 + b_2) + \Gamma_{12} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_1 \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_1 (a_2 - a_1) \\ & + \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_1 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_1 (b_2 a_1 - b_1 a_2)], \\ \sin 2\langle \hat{\theta}_2 \rangle = & \frac{1}{R_2} [\Gamma_{21}^2 \cos 2\beta_2 + \Gamma_{22}^2 \cos 2\nu_2 - \Gamma_{21} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_2 \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_2 (a_1 + a_2) \\ & - \Gamma_{22} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_2 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_2 (b_1 + b_2) + a_1 a_2 \sin 2\alpha_2 + b_1 b_2 \sin 2\gamma_2], \\ \cos 2\langle \hat{\theta}_2 \rangle = & \frac{1}{R_2} [\Gamma_{21} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_2 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_2 (b_1 - b_2) + \Gamma_{22} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_2 \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_2 (a_2 - a_1) \\ & + \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_2 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_2 (b_2 a_1 - b_1 a_2)], \end{aligned} \quad (21)$$

$$\left. \begin{aligned} \sin 2\langle\hat{\theta}_3\rangle &= \frac{1}{R_3} [I_{31}^2 \cos 2\beta_3 + I_{32}^2 \cos 2\nu_3 - I_{31} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_3 \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_3 (a_1 + a_2) \\ &\quad - I_{32} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_3 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_3 (b_1 + b_2) + a_1 a_2 \sin 2\alpha_3 + b_1 b_2 \sin 2\gamma_3], \\ \cos 2\langle\hat{\theta}_3\rangle &= \frac{1}{R_3} [I_{31} \cos^{\frac{1}{2}} 2\beta_3 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_3 (b_1 - b_2) + I_{32} \cos^{\frac{1}{2}} 2\nu_3 \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_3 (a_2 - a_1) \\ &\quad + \sin^{\frac{1}{2}} 2\alpha_3 \sin^{\frac{1}{2}} 2\gamma_3 (b_2 a_1 - b_1 a_2)]. \end{aligned} \right\}$$

对于多模运转,我们感兴趣的是各模偏振方向间的夹角  $\langle\Delta\hat{\theta}\rangle$ , 如以模 2 的方向为基准, 有

$$\left. \begin{aligned} \langle\Delta\hat{\theta}_1\rangle &= \langle\hat{\theta}_1 - \hat{\theta}_2\rangle = \langle\hat{\theta}_1\rangle - \langle\hat{\theta}_2\rangle, \\ \langle\Delta\hat{\theta}_3\rangle &= \langle\hat{\theta}_3 - \hat{\theta}_2\rangle = \langle\hat{\theta}_3\rangle - \langle\hat{\theta}_2\rangle. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

在以下的计算分析中,假定在多普勒增益曲线上幅值最大的模为 2, 其次模 3, 再次之模 1, 即假定  $\Gamma_{21} > \Gamma_{31} > \Gamma_{11}$ ,  $\Gamma_{23} > \Gamma_{32} > \Gamma_{13}$ 。

在文献 [5, 6] 中给出在腔的各向异性较弱时 ( $\varepsilon \rightarrow 0$ ,  $\delta \rightarrow 0$ ) 介质感应各向异性占支配地位, 使得相邻模的主轴方向彼此相差  $(\pi/2)$ 。在腔的各向异性很强时 ( $\varepsilon \rightarrow 1$ ,  $\delta \rightarrow 1$ ) 将迫使其主轴方向沿同一取向, 表明相邻模的主轴方向与  $\delta$  和  $\varepsilon$  有关。在这里取模 2 为参考基准, 并取

$$\left. \begin{aligned} \beta_1 &= \beta_2 - \frac{\pi}{2}(1 - \delta), \quad \nu_1 = \nu_2 - \frac{\pi}{2}(1 - \varepsilon), \quad \alpha_1 = \alpha_2 - \frac{\pi}{2}(1 \pm \delta), \quad \gamma_1 = \gamma_2 - \frac{\pi}{2}(1 \pm \varepsilon), \\ \beta_3 &= \beta_2 + \frac{\pi}{2}(1 - \delta), \quad \nu_3 = \nu_2 + \frac{\pi}{2}(1 - \varepsilon), \quad \alpha_3 = \alpha_2 + \frac{\pi}{2}(1 \pm \delta), \quad \gamma_3 = \gamma_2 + \frac{\pi}{2}(1 \pm \varepsilon), \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

式中“ $\pm$ ”取舍以满足(19)式为准。如取模 2 的低损耗轴为  $\alpha_2, \gamma_2 = 0$ ,  $(\pi/2)$ ; 并代入(21)~(23)式, 则得

(1) 各向同性腔与弱各向异性腔 ( $a_1 \doteq a_2$ ,  $b_1 \doteq b_2$ ,  $\varepsilon \doteq 0$ ,  $\delta \doteq 0$ ) 解得  $\langle\Delta\hat{\theta}_1\rangle = (\pi/2)$ ,  $\langle\Delta\hat{\theta}_3\rangle = (\pi/2)$ , 即

$$A_1 \perp A_2, \quad A_3 \perp A_2.$$

这表明相邻模的偏振方向是相互正交的。如图 1(a) 所示。

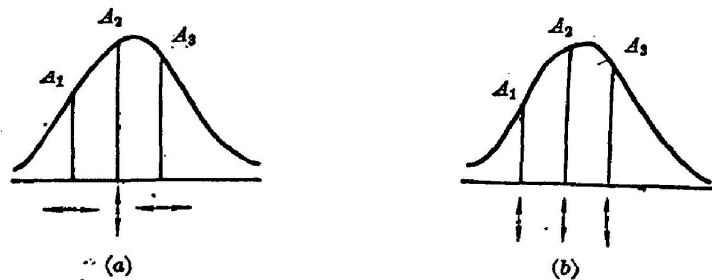


Fig. 1 Three-mode polarization configurations

(2) 强的各向异性下 ( $a_1 \gg a_2$ ,  $b_1 \gg b_2$ ,  $\delta \doteq 1$ ,  $\varepsilon \doteq 1$ ) 解得  $\langle\Delta\hat{\theta}_1\rangle = \langle\Delta\hat{\theta}_3\rangle = 0$ , 即

$$A_1 \parallel A_2 \parallel A_3$$

这表明相邻模的偏振方向是相互平行的。如图 1(b) 所示。理论结果表明, 强的振幅各向异性的实例, 如外腔、贴有布儒斯特窗片的 He-Ne 激光器; 强的相位各向异性的实例, 如本文实验中所描述的应力双折射效应, 均可实现同一方向线偏振光输出。

结合实验,这里主要考虑相位各向异性效应。计算机数值求解给出  $\langle \Delta\hat{\theta}_1 \rangle, \langle \Delta\hat{\theta}_3 \rangle$  随相位各向异性因子  $\varepsilon$  的变化曲线,由图 2 所示。图中实线表示  $\langle \Delta\hat{\theta}_1 \rangle$ , 虚线表示  $\langle \Delta\hat{\theta}_3 \rangle$ 。根据图 2 的计算曲线,在图 3 中给出了随着  $\varepsilon$  的递增,相邻模偏振方向的变化过程。

### 三、激光模式偏振性的实验研究

实验研究了在应力双折射效应下,模式偏振性的变化。图 4 给出了实验装置示意图。

一般 He-Ne 激光器(指各向同性腔或弱各向异性腔)中,振荡在  $6328 \text{ \AA}$  的单纵模、多纵模均为线偏振的。相邻模的偏振方向相互正交。这与上节的理论分析一致。在两模运转

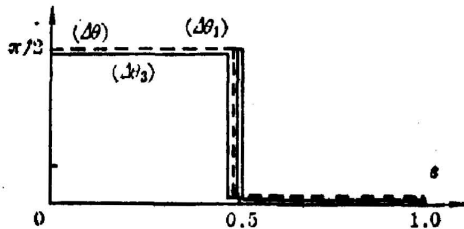


Fig. 2 Curve of  $\langle \Delta\hat{\theta} \rangle$  vs.  $\varepsilon$

下,给出了与文献[4]一致的结论,即相邻模的偏振方向相互正交。而在三纵模以上运转时,文献[5, 6]认为相邻模是相互平行还是相互正交是不确定的。我们分析表明,这种不确定性是由腔内存在的各种各向异性因子引起的。在各向异性足够小时,相邻模是相互正交的。

如果在 He-Ne 激光器的输出平面镜上,镜片两端施加一外力  $F$ ,由于压应力与张应力的效应,将使膜片上折射率系数发生改变——应力双折射。实验中用应力双折射效应改变腔的相位各向异性  $\varepsilon$  的大小,来观察偏振模式方向的变化。由实验应力分析,  $\varepsilon$  与外加荷载  $F$  有下述关系

$$\varepsilon = \frac{KF}{K'F + 2n_0} \tag{24}$$

式中  $K, K'$  为应力系数,  $n_0$  为未加应力前膜片的折射率。

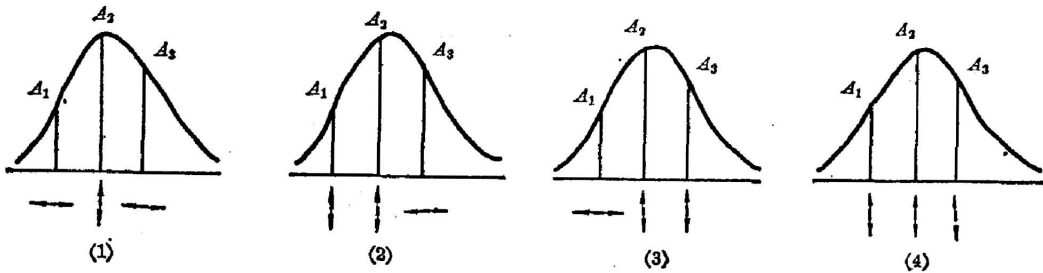


Fig. 3 Polarization configurations of mode with increase of  $\varepsilon$

$$(\varepsilon_{(1)} < \varepsilon_{(2)} < \varepsilon_{(3)} < \varepsilon_{(4)})$$

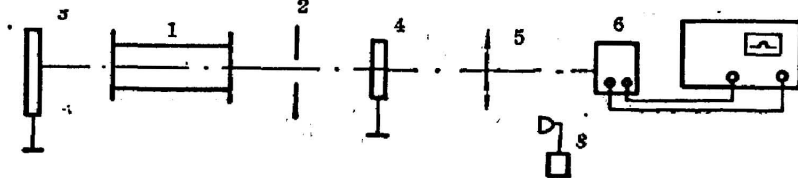


Fig. 4 Experimental setup

1—laser; 2—aperture; 3—screen; 4—polarizer; 5—lens; 6—spherical scanning interferometer; 7—oscilloscope; 8—powermeter

图 5 表示在三模运转下, 随着  $F$  的增加和表征相位各向异性因子  $\epsilon$  的增加, 模式偏振方向的变化过程。实验得到的过程与理论分析完全一致。表明在三模运转下, 随着相位各向异性的增加, 相邻模由相互正交转变为中心模与两边模中幅值小的边模沿同一方向振动, 而与大的边模相互垂直。这与文献[5]报道的实验一致。继续增大各向异性相位因子  $\epsilon$ , 则大的边模与中心模沿同一方向振动, 而与小的边模相互垂直, 这与文献[8]的实验结论是相同的。再提高  $\epsilon$ , 可使三模相互平行偏振。本文系统的给出了这一变化过程。

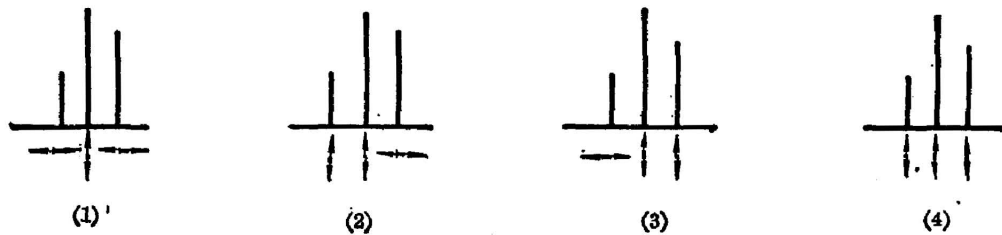


Fig. 5 Three-mode polarization configurations with different stress effect  
( $F_{(1)} < F_{(2)} < F_{(3)} < F_{(4)}$ )

由此可见控制一定的应力, 便可得到所需的偏振组态及输出光的偏振度。实验中测得的偏振度  $\chi$  随外加力  $F$  的关系如图 6 所示。

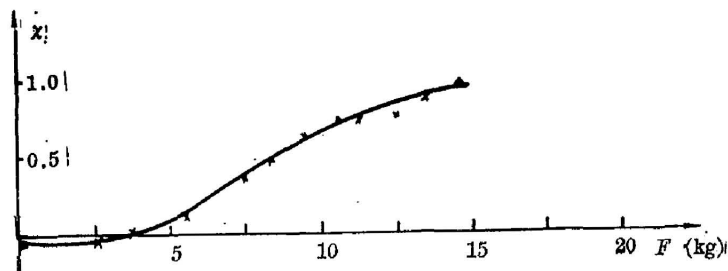


Fig. 6 Polarization degree of output laser vs. external force  $F$

$$\chi = \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{P_{\parallel} + P_{\perp}}, \quad (25)$$

其中,  $P_{\parallel}$  表示沿  $0^{\circ}$  (指与外加力  $F$  的夹角) 的光功率,  $P_{\perp}$  表示垂直于  $F$  方向输出的光功率。

#### 四、结 论

本文用全量子的方法建立了描述激光偏振性参量的基本方程, 给出了在各向异性腔中, 多模运转下, 模式间偏振方向随各种因素变化的表达式与数值解。并用多模内腔 He-Ne 激光器在  $6328 \text{ \AA}$  谱线上光束偏振性的实验进行了论证性研究, 理论与实验相一致。

感谢刘跃民同志在实验中给予的协助。

## 参 考 文 献

- [1] W. E. Lamb Jr; *Phys. Rev. (A)*, 1964, **134**, No. 6A (15 Jun), A1429~A1450.  
 [2] D. Polder, W. Van Haeringen; *Phys. Lett.*, 1965, **19**, No. 5 (15 Nov), 380~381.  
 [3] H. DeLang, G. Bouwhuis; *Phys. Lett.*, 1965, **19**, No. 6 (1 Dec), 482~484.  
 [4] D. Lenstra; *Physica*, 1978, **95C**, 405~411.  
 [5] E. K. Haste; *Opt. Commun.*, 1979, **31**, No. 2 (Nov), 206~210.  
 [6] P. N. Puntambekar *et al.*; *Opt. Commun.*, 1982, **41**, No. 3 (1 Apr), 191~194.  
 [7] Rodney London; *The Quantum Theory of Light*, (Oxford University Press, London, 1973), ch6, ch8, ch9.  
 [8] 吕可诚等; *中国激光*, 1984, **11**, No. 8 (Aug), 477~482.  
 [9] D. Lenstra; *Phys. Reports*, 1980, **59**, No. 3, 299~313.

## Quantum theory and experimental study of laser polarization

GUO SIJI, GAO ZHIHUI AND MAO HUAJIN

(Northwest Telecommunications Engineering Institute, Xian)

(Received 5 April 1986; revised 23 June 1986)

## Abstract

The full quantum theory of laser polarization is presented in this paper. The polarization properties of multimode laser beam in anisotropic cavity are analysed. Basic equations, calculation curve and polarization configurations of describing the inter-angle of mode polarization directions in 6328 Å He-Ne laser vs. anisotropy are given. The effects of the phase anisotropy on mode polarization by stress is investigated. The experimental result and theory analysis is coincident.

**Key Words:** Vector coupling factor, Polarization configuration; Phase anisotropic; Amplitude anisotropic,

## 第二届全国激光物理教学与学术讨论会在青岛市举行

受中国光学学会委托,由山东大学、山东海洋学院联合主办的全国第二届激光物理教学与学术讨论会于1986年10月16日至20日在山东省青岛市举行。全国40所高等院校和部分研究单位共60名代表参加了会议。会议宣读了论文46篇。论文显示了我国高等院校在激光物理教学方面的最新成果以及部分研究单位在激光物理研究方面的新进展。

与会代表对在激光物理教学中的腔模理论、激光相干性、增益色散理论、把激光物理基本问题与实验相结合进行教学,以及教学体系、难点处理等方面进行了充分的交流和热烈深入的讨论。一致认为通过相互交流、讨论,将对高等院校的激光物理教学起到促进作用。

与会代表认为,在全国范围内举行这种专题讨论会收获大、效果好,有必要继续举行,为此建议下次讨论会将于1988年在新疆举行,由新疆大学主办,西北电讯工程学院、西北大学协办。

(徐志加)