

YAP:Nd 晶体激光跃迁截面的性质 和在激光器中的一些新应用*

林福成 张珊珊 林 荷

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

计算了 YAP:Nd 晶体激光跃迁截面,任意椭圆偏振光的跃迁截面由三个参数确定。实验证实了计算的结果,并且用来得到波长可变的激光器。讨论了传输矩阵为 U 矩阵的两种激光器结构,计算了本征模式的偏振和频率,实验和理论基本符合。它们可以用来得到较大输出能量的单纵模激光器和激光器的新的调制方法。

激光晶体的各向异性光学性能,可以在激光器中加以利用。早期的红宝石调 Q 激光器,就曾利用跃迁截面的各向异性($\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel} \sim 5$)而省去腔内的偏振元件^[1]。YAP:Nd 晶体,根据不同的取向可作低阈值的连续激光器和中等储能的调 Q 激光器。这些工作只涉及沿某一晶轴的线偏振光。我们下面将用群论讨论任意空间椭圆偏振光的跃迁几率,证明对于某一个跃迁需要三个参数。这三个参数可由沿三个晶轴的线偏振光测出。

Evtuhov 等^[2]曾经利用在腔内添加两个 $\lambda/4$ 片的方法,实现了 0° 取向的红宝石的单频振荡。我们提出,利用 YAP 晶体本身的双折射性能,用稜镜腔就容易得到单频输出,并指出了 YAP 晶体长度对有效线型的影响。计算了稜镜腔的本征偏振模,由于克服了空间烧孔效应,单频工作可以输出更大的能量。利用跃迁截面对偏振态的依赖关系,储能进一步增加,因而可以得到更大的转镜调 Q 输出。

Carlson 等人^[3]提出在 YAG 腔内放置起偏元件和电光晶体,得到腔内的调频、调偏振和调 Q 的结果。我们提出,在 YAP 腔内,只放置电光调制晶体,就可以达到同样的目的。计算了 YAP-调制晶体腔的本征偏振,指出在 YAP 晶体为半波片或全波片的长度时,可以得到高效率调制器。

一、YAP:Nd 晶体的激光跃迁截面

Nd^{3+} 最外壳层有奇数个(3个)4f 电子,因此在晶格场中最少保留 Kramers 二重简并^[4],而由于核运动和电子运动的耦合,除了上述的简并,别的简并度都要解除(Jahn-Teller 效应)^[5]。在 YAlO_3 晶体中, Nd^{3+} 的格位对称群为 $m(C_{1h})$ ^[6],有四个一维的不可约表示 Γ_1 , Γ_2 , Γ_3 和 Γ_4 ^[7]。 Γ_3 和 Γ_4 对应于所有的 Kramers 双态。由一个 Kramers 双态到另一个

* 1977 年 10 月 17 日收到。

Kramers 双态的跃迁几率为

$$f \sim \sum_{i, j=3,4} |\langle \Gamma_i | \mathbf{E}^* \cdot \mathbf{r} | \Gamma_j \rangle|^2, \quad (1)$$

其中矢径 $\mathbf{r}$ 的 x, y 分量依 Γ_1 变换, z 分量依 Γ_2 变换, 它们的乘法表如下:

Γ_1	Γ_2	Γ_3	Γ_4	
Γ_1	Γ_2	Γ_3	Γ_4	Γ_1
	Γ_1	Γ_4	Γ_3	Γ_2
		Γ_2	Γ_1	Γ_3
			Γ_3	Γ_4

(2)

根据有限群的 Wigner-Eckart 定理^[8], (1) 式中不等于零的矩阵元有

$$\begin{aligned} \langle \Gamma_3 | x | \Gamma_3 \rangle &= \langle \Gamma_4 | x | \Gamma_4 \rangle = \alpha = \alpha_1 + i\alpha_2, \\ \langle \Gamma_3 | y | \Gamma_3 \rangle &= \langle \Gamma_4 | y | \Gamma_4 \rangle = \beta = \beta_1 + i\beta_2, \\ \langle \Gamma_3 | z | \Gamma_4 \rangle &= \langle \Gamma_4 | z | \Gamma_3 \rangle = \gamma = \gamma_1 + i\gamma_2, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 α 和 β 和 γ 通常是不相等的.

在空间某一固定点的椭圆偏振光 $\mathbf{E}$ 可写为

$$\mathbf{E} = \text{Re}(\mathbf{E} \mathbf{e} e^{i\omega t}), \quad (4)$$

其中 $\mathbf{e}$ 矢量为

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}_1 + i\mathbf{e}_2, \quad (5)$$

$$\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2 = 0, \quad (6)$$

$$|\mathbf{e}|^2 = 1. \quad (7)$$

代表自 $\mathbf{e}_1$ 向 $-\mathbf{e}_2$ 旋转的椭圆偏振光, 椭圆的两个轴分别为 $\mathbf{e}_1$ 和 $\mathbf{e}_2$. 利用上述各公式, 空间椭圆偏振光的感应跃迁几率为

$$f \sim |\alpha e_x^* + \beta e_y^*|^2 + |\gamma e_z^*|^2. \quad (8)$$

上式的坐标轴取向是 z 轴垂直于 Nd^{3+} 格位的对称面 m .

YAlO_3 中每个单胞有 4 个 Nd^{3+} 格位, 晶体属于空间群 D_{2h}^{16} , 其对应的点群为 $D_{2h}(mmm)$. 三个对称面 m 分别垂直于 a, b, c 轴. 设一个 Nd^{3+} 格位上的 x, y, z 坐标轴单位矢量在 a, b, c 坐标系中的坐标分别为 $(l_x, m_x, n_x), (l_y, m_y, n_y), (l_z, m_z, n_z)$, 则其他三个格位的坐标轴是上述坐标轴通过三个镜面反映的结果. 即, 第二个格位是通过 m_a 的反映, 得到 $(-l_x, m_x, n_x), (-l_y, m_y, n_y), (-l_z, m_z, n_z)$, 而第三、第四个格位是通过 m_b 和 m_c 的反映. 在 a, b, c 坐标系中, 空间椭圆矢量可写为

$$\mathbf{e} = \mathbf{e}_1 + i\mathbf{e}_2 = (e_{1a} + ie_{2a}, e_{1b} + ie_{2b}, e_{1c} + ie_{2c}). \quad (9)$$

利用 (8), (9) 式和上面对称关系的讨论, 对四个格位求和得到

$$\sum_{\text{格位}} f \sim A(e_{1a}^2 + e_{2a}^2) + B(e_{1b}^2 + e_{2b}^2) + C(e_{1c}^2 + e_{2c}^2), \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned} A &= l_x^2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + l_y^2(\beta_1^2 + \beta_2^2) + l_z^2(\gamma_1^2 + \gamma_2^2) + 2l_x l_y (\alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2), \\ B &= m_x^2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + m_y^2(\beta_1^2 + \beta_2^2) + m_z^2(\gamma_1^2 + \gamma_2^2) + 2m_x m_y (\alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2), \\ C &= n_x^2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + n_y^2(\beta_1^2 + \beta_2^2) + n_z^2(\gamma_1^2 + \gamma_2^2) + 2n_x n_y (\alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2), \end{aligned} \quad (11)$$

所以是材料的常数。对于线偏振的情况, $e_2 = 0$, 所以有

$$\sum_{\text{格位}} f = e_a^2 A + e_b^2 B + e_c^2 C, \quad (10)'$$

其中 $\mathbf{e} = (e_a, e_b, e_c)$, 材料常数 A, B, C 分别正比于线偏振光沿 a, b, c 轴测出的跃迁几率(或者跃迁截面), 已经有人进行过测定^[9,10]。

(10) 和 (10)' 式是对某一空间固定点来说才是正确的, 当椭圆偏振光沿晶体传播时, 由于双折射的影响, 椭圆的长短轴的大小和方向都要发生变化, 因此要加以平均。例如, 沿晶体棒 z' 方向传播时折射率主轴在 x' 和 y' 方向, 它们在 a, b, c 坐标系中的方向为 (l_1, m_1, n_1) 和 (l_2, m_2, n_2) , 起偏器的偏振方向和 x' 的夹角为 Φ , 这时有

$$\mathbf{e} = \cos \Phi (l_1, m_1, n_1) + \sin \Phi (l_2, m_2, n_2). \quad (12)$$

传播一段距离之后, 由于双折射, y' 方向的振动滞后相位 ψ , 因而成为椭圆偏振, 见图 1。

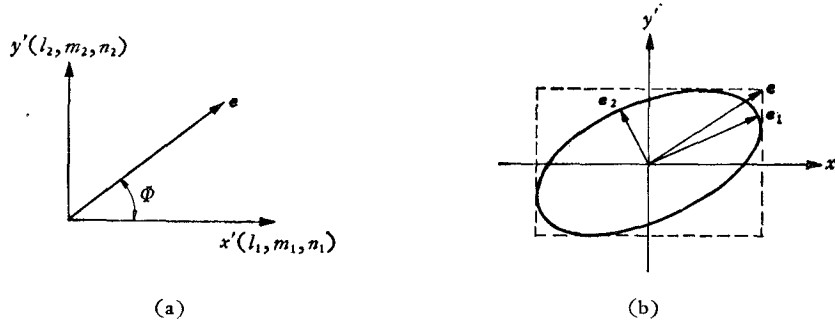


图 1

(a) 初始的情况; (b) 传播一段距离后的情况

这时椭圆的两个轴分别为

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_1 &= (l_1, m_1, n_1) \cos \Phi \cos \left[\frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{\sin 2\psi}{\operatorname{ctg} \Phi + \cos 2\psi} \right) \right] \\ &\quad + (l_2, m_2, n_2) \sin \Phi \cos \left[\frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{\sin 2\psi}{\operatorname{ctg} \Phi + \cos 2\psi} \right) + \psi \right], \\ \mathbf{e}_2 &= (l_1, m_1, n_1) \cos \Phi \sin \left[\frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{\sin 2\psi}{\operatorname{ctg} \Phi + \cos 2\psi} \right) \right] \\ &\quad + (l_2, m_2, n_2) \sin \Phi \sin \left[\frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{\sin 2\psi}{\operatorname{ctg} \Phi + \cos 2\psi} \right) + \psi \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

把 (13) 式代入 (10) 式之后,

$$\sum_{\text{格位}} f = \bar{f} + (l_1 l_2 + m_1 m_2 + n_1 n_2) \sin 2\Phi \cos \psi, \quad (14)$$

其中 $\bar{f}$ 为线偏振光 (12) 式的 x' 分量和 y' 分量的感应跃迁几率之和:

$$\bar{f} = (Al_1^2 + Bm_1^2 + Cn_1^2) \cos^2 \Phi + (Al_2^2 + Bm_2^2 + Cn_2^2) \sin^2 \Phi. \quad (15)$$

由于 x' 轴和 y' 轴互相垂直, 有 $l_1 l_2 + m_1 m_2 + n_1 n_2 = 0$,

所以

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\sum_{\text{格位}} f \right) d\psi = \bar{f}. \quad (16)$$

当棒的几何轴就是晶轴时,情况更为简单.例如,对于 c 轴取向的轴, $l_1 = m_2 = 1$, 其他为零,有

$$\bar{f} = A \cos^2 \Phi + B \sin^2 \Phi. \quad (17)$$

根据(14)式,偏振光在传播过程中空间的每一点感应跃迁几率等于线偏振光(12)式两个分量引起的感应跃迁几率之和 $\bar{f}$. 例如,若输入晶体的是如图 1(b)所示的椭圆偏振光 $(\mathbf{e}_1 + i\mathbf{e}_2)$, 它在整根激光棒中引起的感应跃迁几率,等于外切矩形两个边对应的线偏振光的感应跃迁几率之和 $\bar{f}$. 只要外切矩形固定了,不管空间椭圆如何变化,跃迁几率总是一样的.

二、传输矩阵为 U 矩阵的两种谐振腔

光学谐振腔的本征模式在传播一个空间周期之后要满足三个再现条件:(1)相角再现满足到差一个 $2\pi q$ 因子;(2)场的横向振幅分布再现满足到差一个实常数;(3)偏振状态的严格再现. 对于均匀介质的谐振腔,最后一个再现总是满足的. 因此可用标量衍射理论来处理. 当腔内放有各向异性介质之后,目前还没有对应的衍射理论,我们只能用传输矩阵^[11]的方法来处理. 这个方法,把光场看成均匀的平面波,因此振幅再现总是可以满足的,电场矢量为 $\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$, 在经过一个空间周期之后变为 $\mathbf{E}' = \begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix}$, 有

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (18)$$

本征模式要求:

$$\mathbf{M} \cdot \mathbf{E} = s \mathbf{E}, \quad (19)$$

s 为本征值. (19)式有解的条件是行列式

$$\det[\mathbf{M} - s\mathbf{I}] = 0, \quad (20)$$

其中 $\mathbf{I}$ 为单位矩阵,本征值 s 的绝对值为振幅传输系数,相角满足相位自洽条件可定出谐振频率. (20)式的解 E_y/E_x 为本征偏振态. 由于(20)式是个二次方程,对应于两个 s 有两种本征偏振态,两个频率和两个传输系数. 从均匀介质谐振腔的理论知道,这样求出的模式相当于纵模,而对应于横模的振幅分布,由于一开始就假定没有衍射效应,是不能求出的,可以估计到,传输矩阵的理论,只在纵模或本征偏振有显著效应的场合下才是近似正确的.

如果腔内并不放入像 Brewster 板之类的起偏元件,光场的能量不被反射出腔外或被吸收,那么 $\mathbf{M}$ 矩阵代表一个 U 变换^[12],它的本征值 s 是 $\exp(i\phi_{1,2})$ 的形式,而对应的两个本征矢量是互相正交的,

$$\mathbf{E}_1^* \cdot \mathbf{E}_2 = 0. \quad (21)$$

(21)式的几何意义如下: 如果 $\mathbf{E}_1$ 是一个空间椭圆偏振光,那么 $\mathbf{E}_2$ 只可能是垂直于 $\mathbf{E}_1$ 平面的线偏振光,或者和 $\mathbf{E}_1$ 同一个平面,但椭圆的长短轴交换了位置并且旋转方向相反的椭圆偏振光^[13]. 由于激光腔内光只沿腔轴传播, $\mathbf{E}_1$ 和 $\mathbf{E}_2$ 只能落在同一个平面上,即属于后一种. 容易证明,任何一个沿腔轴传播的空间椭圆偏振光,都可以分解为 $\mathbf{E}_1$ 和 $\mathbf{E}_2$ 的叠加.

在均匀介质的情况下,两个特征值 s 简并,与此对应的是,两个正交的本征解具有相同的谐振频率. 在各向异性腔内, s 一般不简并,因此两个本征解具有不同的谐振频率. 由于传输矩阵 M 的元素是频率的函数,不同频率的本征解一般并不正交. 在目前常见的场合,由于本征频率相差很小,本征解近似地正交. 下面讨论两个传输矩阵为 U 矩阵的 YAP:Nd 激光器的例子.

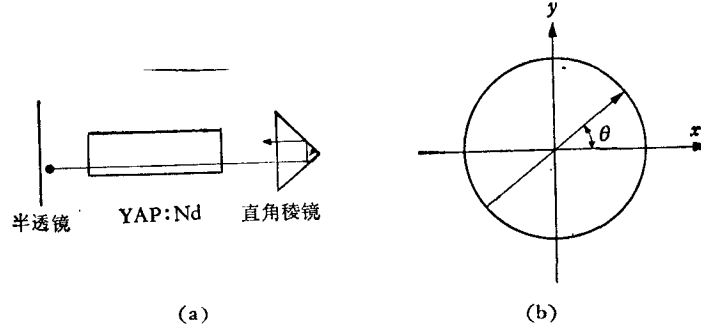


图2 YAP-稜镜腔激光器

(a) 装置图和参考点; (b) 稜镜的稜的位置

YAP-稜镜腔激光器的情况见图2,直角稜镜的材料为 K, 玻璃,对 $1.06 \mu\text{m}$ 波长的折射率为 1.506,对稜镜斜面正入射,在直角的两个面全反射,每一次全反射时,平行于稜边的偏振分量和垂直于稜边的偏振分量产生约 38° 的相位差^[14]. 设 YAP 的两个主折射率分别为 n_1 和 n_2 ,方向沿 x 和 y ,稜边和 x 轴成 θ 角. 光路中自输出镜到直角稜镜有两段介质,一段是长度为 L 的 YAP,另一段是光程为 d 的均匀介质(包括空气和玻璃). 忽略去对问题无影响的反射镜相位改变和稜镜全反射时的平均相位滞后之后,参考点如图 2(a) 所示的传输矩阵可写成

$$M = \exp \left\{ \frac{4\pi\nu i}{c} [2d + (n_1 + n_2)L] \right\} M', \quad (22)$$

其中 ν 为频率. 上式等号右端的相位部分代表平均光程, M' 矩阵的元素为

$$\begin{aligned} M'_{11} &= e^{2i\phi} (\cos^4\theta \cdot e^{2i\delta} + 2\cos^2\theta \cdot \sin^2\theta + \sin^4\theta \cdot e^{-2i\delta}) - 4\cos^2\theta \cdot \sin^2\theta \cdot \sin^2\delta, \\ M'_{12} &= M'_{21} = 4i\cos\theta \cdot \sin\theta \cdot \sin\delta [\cos^2\theta \cdot \cos(\phi + \delta) + \sin^2\theta \cdot \cos(\phi - \delta)], \quad (23) \\ M'_{22} &= e^{-2i\phi} (\sin^4\theta \cdot e^{2i\delta} + 2\cos^2\theta \cdot \sin^2\theta + \cos^4\theta \cdot e^{-2i\delta}) - 4\cos^2\theta \cdot \sin^2\theta \cdot \sin^2\delta, \end{aligned}$$

其中 δ 为直角稜镜对二偏振分量引起的相对相位滞后,约 38° , ϕ 为 YAP 晶体对二偏振分量的相对相差,

$$\phi = 2\pi(n_1 - n_2)\nu l/c. \quad (24)$$

把 M 代入 (19) 和 (20) 式之后,解出

$$s_{\pm} = e^{\pm i\phi} \cdot \exp \frac{4\pi\nu i}{c} [2d + (n_1 + n_2)l]. \quad (25)$$

相位重现的条件决定了谐振频率:

$$\nu_{q\pm} = \frac{c}{2[2d + (n_1 + n_2)l]} \left(q \mp \frac{\phi}{2\pi} \right), \quad q \text{ 为正整数.} \quad (26)$$

(26)式说明了偏振简并的解除. 如令 $\phi = 0$ 部分对应的 ν_q 为 ν_{q_0} , 则纵模频谱如图 3 所示, (25)或(26)式对应的两个本征偏振为

$$\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{\pm} = \frac{|E_{y\pm}|}{|E_{x\pm}|} \cdot e^{i \angle(E_y/E_x)_{\pm}}. \quad (27)$$

依(21)式,有

$$\begin{aligned} |E_{x+}| &= |E_{y-}|, \\ |E_{y+}| &= |E_{x-}|, \\ \angle\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{+} &= \angle\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{-} - 180^\circ. \end{aligned} \quad (28)$$

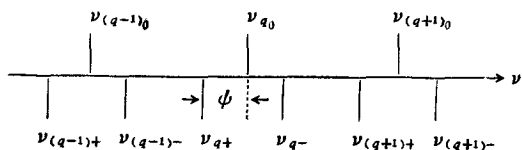


图 3 纵模的频谱

在 $\theta = 45^\circ$ 的场合, 计算结果见图 4. 可以看出输出还是线偏振的, 偏振面和 x (或 y) 方向有较大的角度, 其最小的交角约为 19° , 最大为 45° . 偏振方向不与主折射方向平行的结果是在 YAP 晶体中以椭圆偏振光的形式传播. 在 x 方向形成的驻波和 y 方向形成的驻波空间相互错开. 以 c 轴取向的 YAP 而言, 两个偏振方向的波长相对差别为 $(n_a - n_b)/n \sim 0.5\%$, 比 YAP 的荧光相对线宽 0.2% 还要大几倍. 因此, 单纵模振荡就能相当好地减弱空间烧孔效应, 输出更多的能量. 其次, 对于 $\theta = 0^\circ$ (或者平镜-平镜腔) 来说, 多纵模振荡如果尚未完全克服空间烧孔效应而利用晶体中的全部反转粒子数, 则 $\theta \neq 0^\circ$ 的振荡可利用更多的反转粒子数. 另一方面, 由于本征偏振方向可以改变, 由(17)式, 跃迁截面也要改变, 对 b 轴取向的棒可以有较大的储能, 因而有较大的调 Q 输出.

现在讨论振荡的频谱. YAP: Nd 的线宽对应的 $\Delta\phi$ 约 10^1 量级, 在通常的条件下一个纵模间隔对应的 $\delta\phi$ 约 10^{-2} 量级. 如果只有几个相邻纵模同时振荡, 由图 4 看出, 偏振的变化并不严重, 这时用检偏器测出的激光输出近似是线偏振; 如果 ϕ 的变化接近 1 弧度的一些纵模同时振荡, 偏振将有显著的变化, 检偏器将会看到明显地偏离线偏振的情况.

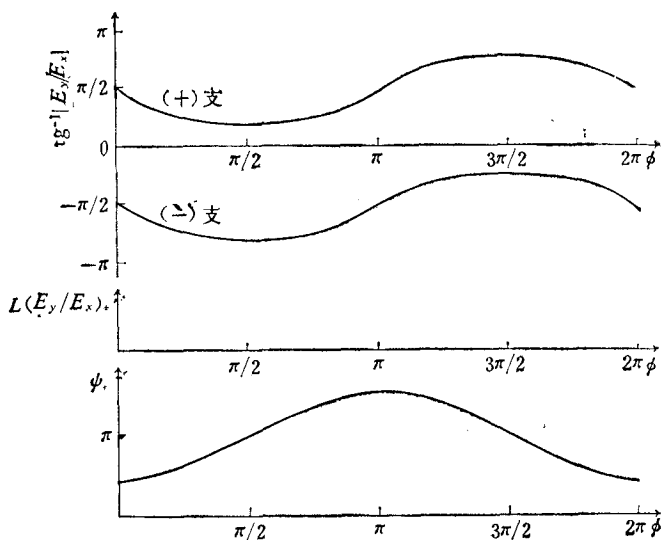


图 4 $\theta = 45^\circ$ 的 YAP-稜镜腔的本征模

如果荧光中心频率对应的 ϕ 刚好是最大跃迁几率的偏振, 如 c 轴棒中图 4 中 $\theta = 45^\circ$ 的 $\phi = 90^\circ$ 的情况, 随着频率的变化引起 ϕ 的改变, 偏振改变, 跃迁几率也改变, 即 (17) 式. 它的情况如图 5(a) 所示. 和荧光线宽(中图)联合之后, 有效线型将变得更窄; 如果荧光中心对应的偏振态有最低的跃迁几率, 如图 5(b) 所示. 这相当于图 4 中 $\phi = 0^\circ$ 或 180° 的情况, 有效线型将出现双峰.

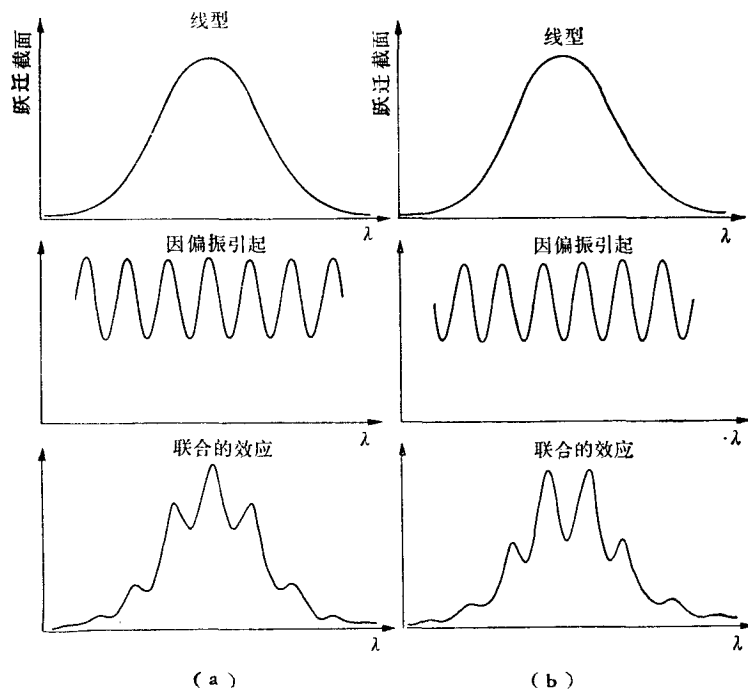


图 5 偏振和线宽的联合效应

现在讨论 YAP-调制晶体腔的情况, 见图 6. 调制晶体可用 z 切割的 LiNbO_3 晶体, 在 x 方向加调制电压, 感应双折射的主轴和 x, y 轴成 45° 角. 光沿 z 方向通过调制晶体时, 慢波和快波的相位相差了 δ , 设 YAP 晶体长为 l , 主折射率方向取为 x 和 y , z 和调制晶体的慢波偏振方向夹角为 θ . 光路中空气和调制晶体的平均单程光程合算为 d , 参考点取在靠近输出镜. 略去无关紧要的镜片反射相位改变之后, 传输矩阵 M 可写成

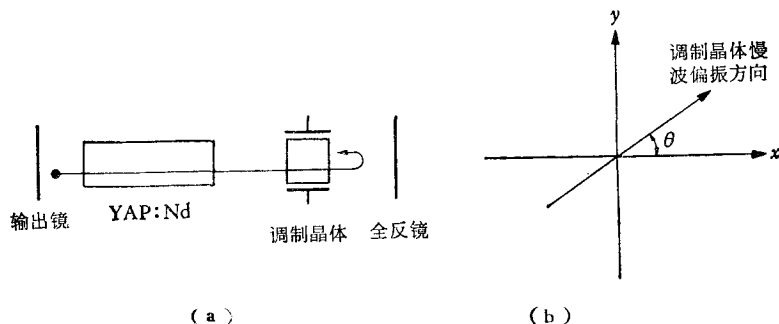


图 6 YAP-调制晶体腔

(a) 装置和参考点; (b) 调制晶体的慢波(对应于 π 大的偏振)偏振方向和 YAP 主折射方向 x, y 的取向

$$\mathbf{M} = \exp \left\{ 2\pi i \left[\frac{2\nu d}{c} + \frac{(n_1 + n_2)l}{c} \right] \right\} \mathbf{M} \quad (29)$$

其中 $\mathbf{M}$ 的矩阵元为

$$\begin{aligned} M'_{11} &= e^{i\phi} (\cos^2\theta \cdot e^{i\delta} + \sin^2\theta \cdot e^{-i\delta}), \\ M'_{12} &= M'_{21} = 2i \cos\theta \cdot \sin\theta \cdot \sin\delta, \\ M'_{22} &= e^{-i\phi} (\sin^2\theta \cdot e^{i\delta} + \cos^2\theta \cdot e^{-i\delta}), \end{aligned} \quad (30)$$

式中 ϕ 的定义和(24)式一样。解出本征值为

$$s_{\pm} = e^{\pm i\phi} \cdot e^{\frac{2\pi\nu l}{c} |2d + (n_1 + n_2)l|}, \quad (31)$$

对应的本征偏振为 $\left(\frac{E_{y\pm}}{E_{x\pm}} \right)$, 图 7 是 $\theta = 45^\circ$ 的计算结果。

当激光棒的长度是全波长 ($\phi = 0^\circ$) 或半波长 ($\phi = 180^\circ$) 时, 偏振方向 $\tan^{-1}|E_y/E_x|$ 有跃变, 跃变发生在零电压 ($\delta = 0^\circ$) 和半波电压 ($\delta = \pi$) 处, 当在 $\phi = \pm 9^\circ, 180^\circ \pm 9^\circ$ 时, 跃变变为斜率很大的连续曲线, 代表高效率的调偏振工作点。 $\phi = 90^\circ$ 和 270° , 是线性调偏振工作点。在图 7 中, 本征频率也有类似的情况: $\phi = 90^\circ$ 和 270° ($\lambda/4$ 和 $3\lambda/4$

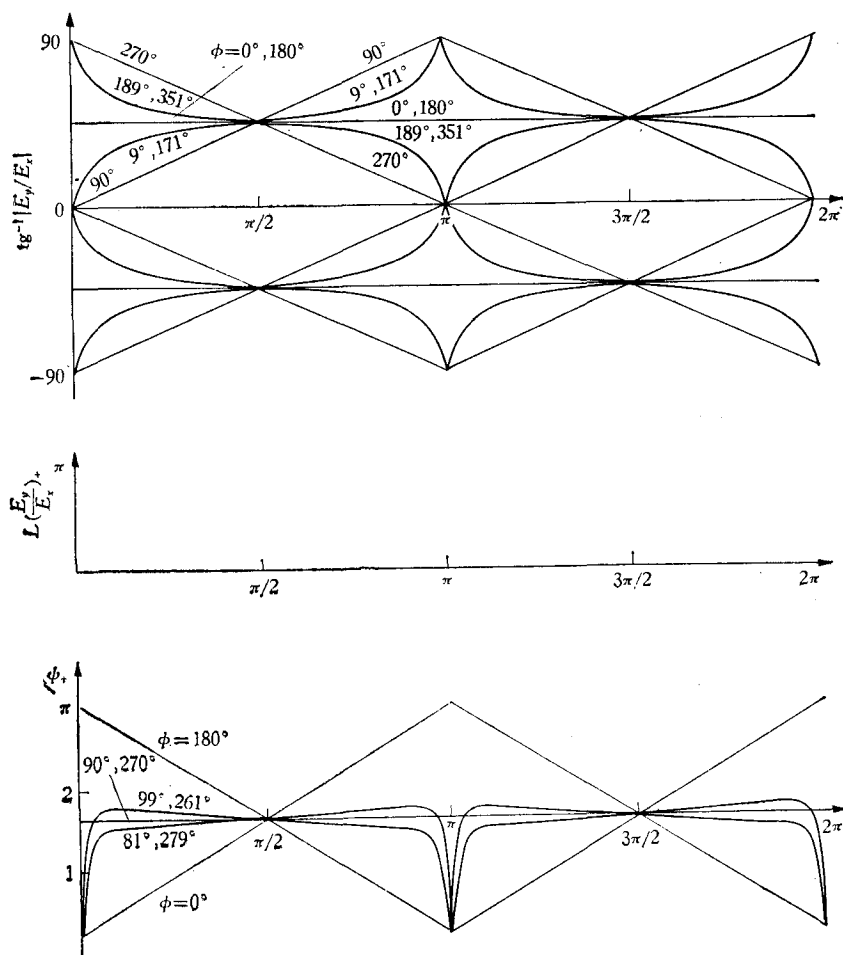


图 7 $\theta = 45^\circ$ 的 YAP-调制晶体腔的本征模

长度)在零电压和半波电压处有跃变. 当在 $\phi = 90^\circ \pm 9^\circ$ 和 $270^\circ \pm 9^\circ$ 时, 代表高效率的调频工作点. $\phi = 0^\circ$ 和 180° 是线性调频工作点.

三、实 验

1) YAP:Nd 的跃迁截面

我们对 b 轴取向和 c 轴取向的 YAP:Nd 跃迁截面的各向异性进行了测定. 采用

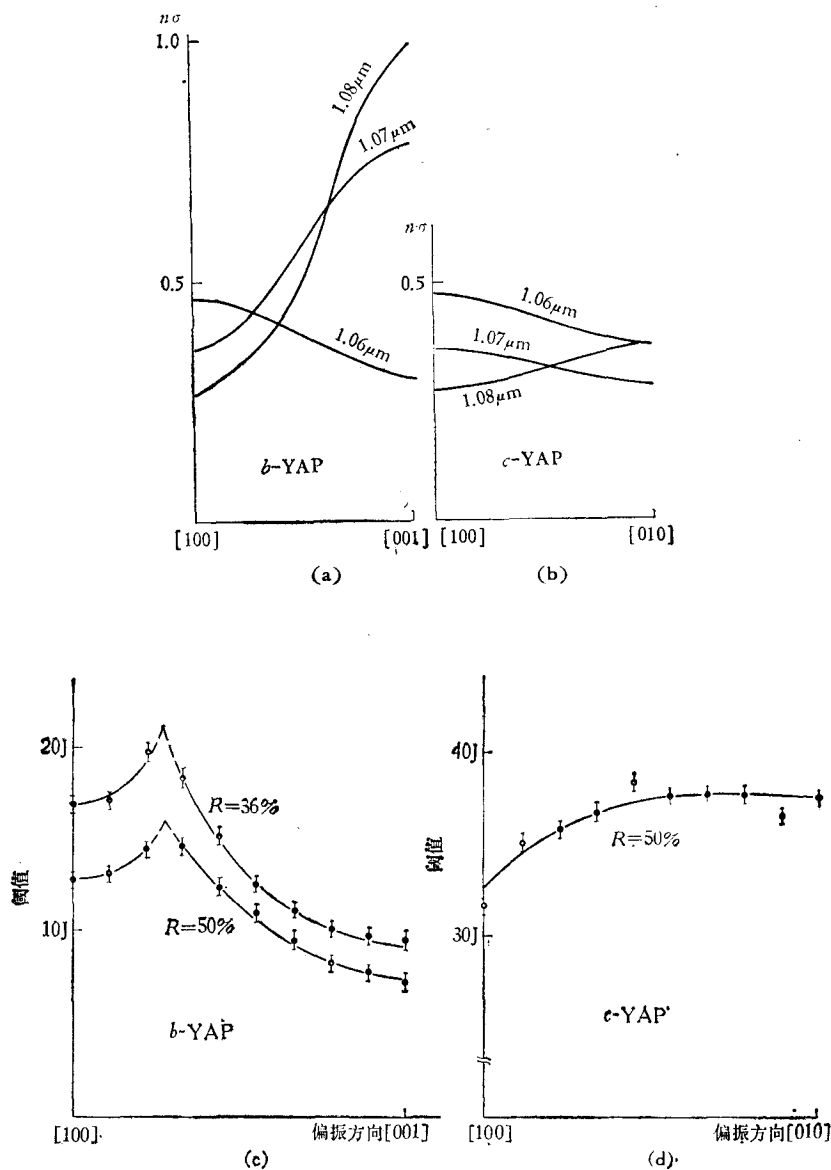


图 8

(a) b 轴棒的跃迁截面; (b) c 轴棒的跃迁截面; (c) b 轴棒的阈值; (d) c 轴棒的阈值

Massey^[9]的测量值为(15)式中的 A, B, C , (15)式表示的相对跃迁截面见图 8(a) 和 8(b). 在同一个偏振角度上, 具有最大跃迁截面的波长最容易振荡. 随着偏振方向的改变, b 轴棒可以在 $1.0795\mu\text{m}$, $1.0725\mu\text{m}$, $1.0645\mu\text{m}$ 三个波长振荡, c 轴棒只能在 $1.0645\mu\text{m}$ 振荡. 振荡的阈值反比于跃迁截面. 在激光腔内放置一个平板多层介质膜偏振片, 入射角为 60° , 它在 $1.06\mu\text{m}$ 处 S 分量的反射大于 90% , P 分量的反射小于 10% . 旋转起偏片, 可以改变(15)式中的 Φ 角. b 轴棒长脉冲工作的阈值见图 8(c). 测量了对 $1.06\mu\text{m}$ 部分透过腔片的反射率分别为 36% 和 50% 的两组曲线, 总的趋势和图 8(a) 符合得很好, 只是在 $1.0795\mu\text{m}$ 转变为 $1.0725\mu\text{m}$ 振荡的地方实验曲线不能肯定有微商不连续处的存在. 利用 $\text{BaYF}_5:\text{Yb}^{3+}:\text{Er}^{3+}$ 上转换材料对 $1.0645\mu\text{m}$ 波长灵敏对 $1.0795\mu\text{m}$ 不灵敏的特点, 可以明显地区分 Φ 在 30° 前后振荡波长的不同: 在同一个输出能量下, $\Phi < 30^\circ$ 时上转换材料有明亮的绿光, $\Phi > 30^\circ$ 时绿光不强或者根本没有绿光. c 轴棒长脉冲工作的阈值见图 8(d), 基本上和图 8(b) 符合.

我们用线色散为 $4.74\text{Å}/\text{mm}$ 的光栅光谱仪拍摄了激光光谱. 在 25J 的输入能量条件下, b 轴棒的激光光谱在 $\Phi < 30^\circ$ 时为 $1.0645\mu\text{m}$, $\Phi = 40^\circ$ 时 $1.0725\mu\text{m}$ 和 $1.0795\mu\text{m}$ 同时出现, $\Phi > 50^\circ$ 以后为 $1.0795\mu\text{m}$ 振荡, 和图 8(a), 图 8(c) 符合得较好. 在 $\Phi = 40^\circ$ 和 50° 时, $1.0795\mu\text{m}$ 线移动了 1.6Å 的波长. 当输入能量增加到 37.5J 时, $1.0725\mu\text{m}$ 和 $1.0795\mu\text{m}$ 在 $\Phi = 30^\circ$ 和 40° 同时振荡, 在 $\Phi = -30^\circ$ 处 $1.0725\mu\text{m}$ 单独振荡, 并且在 $\Phi = \pm 40^\circ$ 和 $\pm 50^\circ$ 等处 $1.0795\mu\text{m}$ 的谱线发生了分裂, 间隔在 3.4Å 附近, 如图 9(a) 所示. 当进一步增加输入能量到 75J 时, $1.0645\mu\text{m}$, $1.0725\mu\text{m}$ 和 $1.0795\mu\text{m}$ 的振荡在 $\Phi \sim 30^\circ$ 同时出现. 对于 c 轴棒, 输入能量为 75J , Φ 变化 10° 的几根激光光谱如图 9(b) 所示: 只有一根 $1.0645\mu\text{m}$ 的谱线, 和图 8(b) 图 8(d) 符合, 但是谱线发生了分裂, 间隔约为 $1.2\text{—}1.3\text{Å}$.

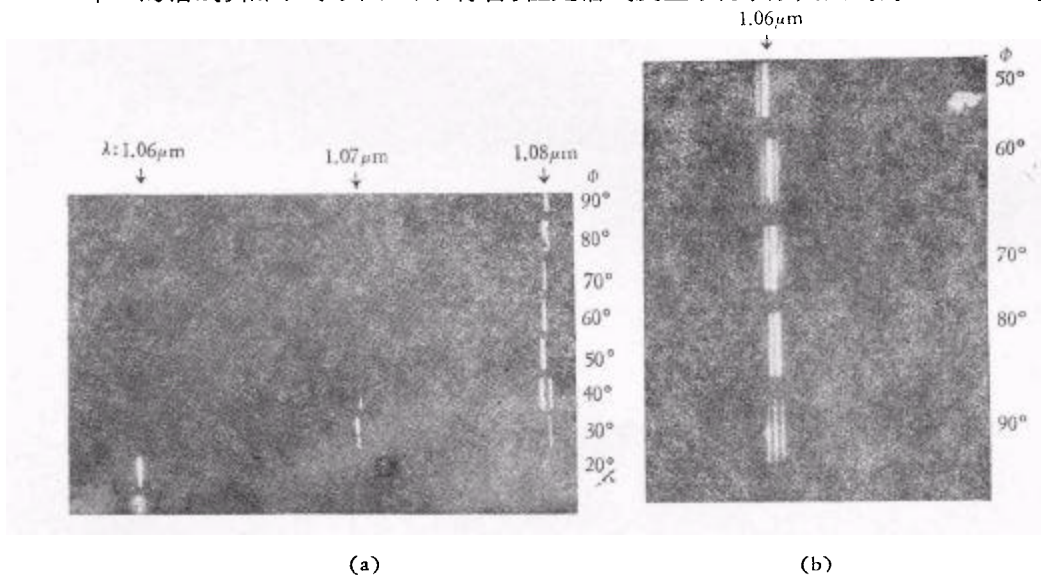


图 9 激光光谱
(a) b 轴棒, 输入 37.5J ; (b) c 轴棒, 输入 75J

从图 9 中看出, 谱线有连续移动的趋势, 这可能是光谱线的热漂移引起的. 谱线的分裂和跳跃, 可能有三个原因: (1) 激光腔内光学元件作为标准具的选模效应. 作为腔内光

学元件引起的纵模间隔如下: 起偏器 $\sim 1.6 \text{ \AA}$, 两个 YAP 棒端面 $\sim 0.15 \text{ \AA}$, 棒端面和反射镜面 $\sim 0.30 \text{ \AA}$. 这些数据可以解释大部分谱线的位移和分裂. 但是 $1.0795 \mu\text{m}$ 谱线有 $3.4 \text{ \AA}$ 的分裂, 并且只在 Φ 的某一固定值 ($40-50^\circ$) 产生, 似乎不能用上述的原因来解释. (2) 如果起偏器决定的偏振方向与 a 轴的角度为 Φ , 令 $\phi = \pi(n_a - n_c)l/\lambda$, 其中 l 为 YAP 棒的长度. 令 $g(\nu)$ 为增益系数 (考虑了对偏振的影响). 解传输矩阵的方程, 可以求出单程增益为

$$G = (\cos^2 2\phi + \sin^2 2\phi \cdot \cos^2 2\Phi)^{\frac{1}{2}} \exp[g(\nu)l]. \quad (32)$$

上式中的指数因子是普通单程增益, 前面的根式代表偏振片引起的调制. 当 $\Phi = 45^\circ$ 时有最深的调制度. 两个峰值波长之间的间隔为

$$\Delta\lambda = \lambda^2/2(n_a - n_c)l. \quad (33)$$

在我们的情况下, $\Delta\lambda \sim 2.5 \text{ \AA}$. 这些和实验值都比较符合, 但是不能解释为什么在调制度较小的情况不出现分裂的谱线.

(3) $1.0795 \mu\text{m}$ 谱线是由 $\lambda_1(R_1 \rightarrow Y_3)$ 和 $\lambda_2(R_2 \rightarrow Y_4)$ 两个跃迁组成的, R_1 和 R_2 能级上的粒子数分别为 n_1 和 n_2 (室温时 $n_2 \sim 0.5n_1$), 跃迁截面分别为 σ_1 和 σ_2 . 当 Φ 在 $40-50^\circ$ 时, $n_1\sigma_1 \sim n_2\sigma_2$, 有可能两条谱线同时振荡, 见图 10, 其中虚线为只是一个跃迁的结果, 即相当于图 8(a). 如果这就是实际的物理过程, 这两个跃迁的波长差约为 $3.4 \text{ \AA}$. 那么, 荧光光谱分辨不开的两根谱线, 用激光光谱可以分开. 对于 $1.0645 \mu\text{m}$ 的谱线, 也是由两个跃迁构成的. 但是观察到的三个分裂的谱线更可能是光学元件引起的. 这可以解释为 $n\sigma$ 值的差别太大, 两个跃迁没有同时振荡的可能.

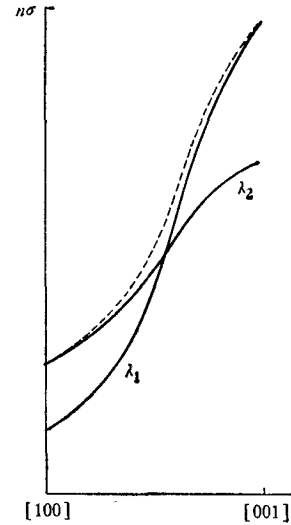


图 10 一种可能的解释

2) YAP-棱镜腔激光器

实验装置如图 2 所示, 长脉冲工作, $\theta = 45^\circ$, 用间隔为 5.46 mm 的 Fabry-Perot 标准具拍摄激光谱线的宽度, 输入能量分别为两倍阈值和三倍阈值, 见图 11. 作为比较, 也拍摄了平面-平面腔相应的照片. 照片的一半用透过率为 50% 的中性滤光片挡住, 以便直接比较而测出半强度点. 由于底片反差太小, 无法进行定量的测量. 不过, 可以定性地看出平面-棱镜腔的谱线宽度比平面-平面腔小, 和理论估计相符合.

平面-平面腔和平面-棱镜腔的 YAP:Nd 激光器在长脉冲工作时都有尖峰的时间结构. 输出能量的测量, 在高于阈值的两倍时, 没有观察到两者有显著的不同. 这说明普通的平面-平面腔在高输入能量工作时, 由于模式竞争的结果, 已经基本消除了空间烧孔现象.

由图 4 可以看出 b 轴棒 $1.0795 \mu\text{m}$ 谱线两个本征偏振与 c 轴夹角 $\text{tg}^{-1}|E_y/E_x|$ 随 ϕ 的变化. 考虑到夹角小于 45° 的跃迁几率比夹角大于 45° 的跃迁几率大, 单频工作时只有夹角小于 45° 的一支振荡, 出现上下两半不连续的跳跃. 由 (24) 式可知, 多纵模振荡同时有不同的 ϕ , 对应于不同的偏振角度. 总的结果使偏振角度和 ϕ 的变化变成光滑的曲线, 同时偏振度也将变低. 当输入能量是阈值的 1.5 倍时, 两个偏振分量之比大于 $10:1$. 提

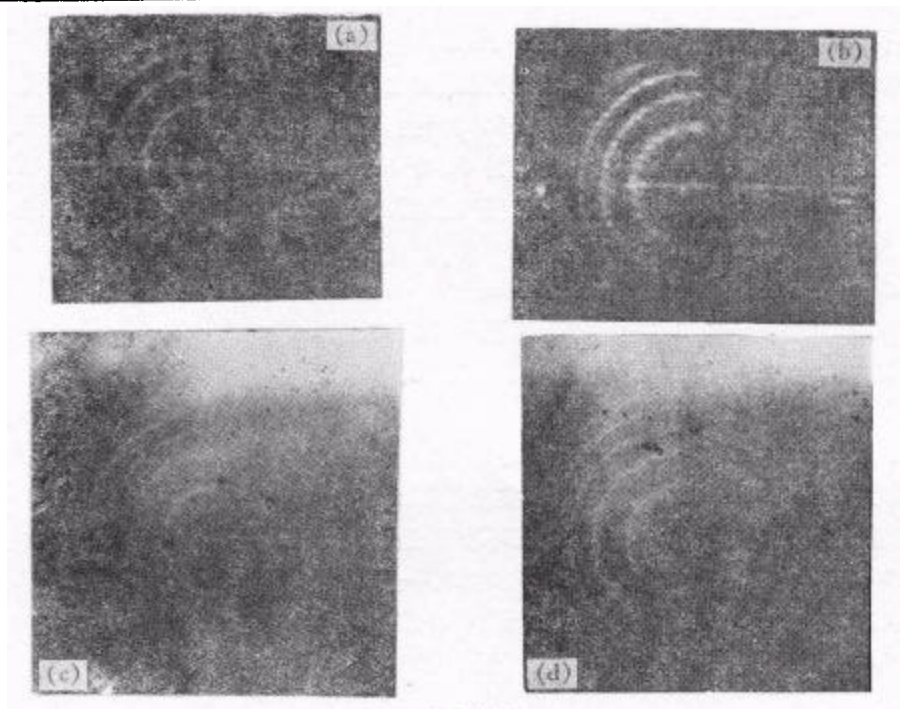


图 11 线宽的测量

- (a) 平面-平面腔, 两倍阈值; (b) 平面-平面腔, 三倍阈值;
(c) 平面-稜镜腔, 两倍阈值; (d) 平面-稜镜腔, 三倍阈值

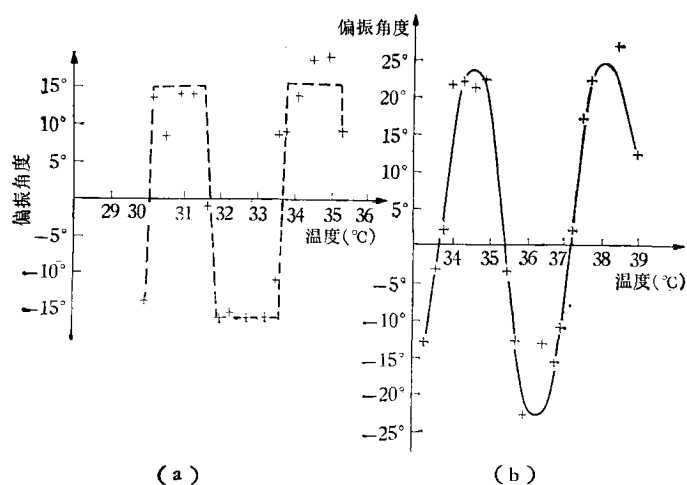


图 12 偏振方向的变化

- (a) 输入能量为 1.26 倍阈值; (b) 两倍阈值

高输入能量到阈值的三倍时, 两个偏振分量之比降低到 3:1 左右。在接近单纵模振荡的条件下, 激光棒温度的变化引起 $(n_a - n_c)l/\lambda$ 的变化, ϕ 也随之改变, 因此偏振方向也要变化。我们用恒温水槽控制激光棒周围冷却液的温度, 在输入能量为阈值的 1.26 倍时, 实验曲线见图 12(a), 和图 4 较好地符合。当输入能量增加到阈值的两倍时, 实验曲线见图 12(b), 是一条相当光滑的曲线。

实验得到的 ϕ 值改变 π 对应的温度为 $3-4^{\circ}\text{C}$, 比由(24)式得到的估计偏低. 由(24)式, 当温度改变 ΔT 时, ϕ 改变为

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{c} [\nu l \partial(n_a - n_c)/\partial T + (n_a - n_c) l \partial\nu/\partial T + (n_a - n_c) \nu \partial l/\partial T] \Delta T.$$

如果取 $\partial(n_a - n_c)/\partial T$ 为 $10^{-5}-10^{-6}^{\circ}\text{C}^{-1}$ 热膨胀系数为 $(5-10) \times 10^{-6}^{\circ}\text{C}^{-1}$ $\partial(1/\lambda)/\partial T$ 为 $^{[10]}-(1-3) \times 10^{-2} \text{cm}^{-1}^{\circ}\text{C}^{-1}$, 估算出 ΔT 变化 $(10-100)^{\circ}\text{C}$ 时才可能引起 $\Delta\phi = \pi$, 实验值偏低的原因不清楚.

3) YAP-调制晶体激光器

实验装置如图 6. LiNbO_3 调制晶体尺寸为 $10 \times 10 \times 28 (\text{mm})$, 光线沿 z 轴, 电场加在 x 轴方向. x 轴平行于 b 轴 YAP 棒的 c 轴. 不加电压时连续工作的阈值为 1.6kW . 由图 7 可知, 当调制电压为零时偏振沿 c 方向, 跃迁截面最大; 当调制电压为 $\lambda/4$ 电压 ($\delta = \pi/2$) 时, 所有 ϕ 取值振荡的偏振都和 c 轴成 $\pm 45^{\circ}$, 变为非偏振光, 跃迁截面也最小. 我们在实验中没有观察到偏振面的旋转(调偏振), 所有情况的输出都沿 c 轴偏振, 只是加电压后偏振度变差而已. 这相当于振荡的模数很多, 频谱太宽. 我们认为这是因为激光棒内有径向的温度分布, 数量级在 10°C 左右, (24)式的 ϕ 很难定义, 传输矩阵的理论不再能很好地描述实验. 在 $\lambda/4$ 调制电压时, 输出明显变小. 用 50Hz 的交流电压(峰-峰为 1kV) 引起的调幅输出如图 13 所示.

为了验证理论的正确程度, 我们改用了长脉冲器件, 以避免上述的困难. 直流调制电压为 600V , 在 1.2 倍阈值输入能量处测量偏振面随棒冷却液温度的变化, 如图 14 所示, 和理论估算的 ϕ 改变引起的偏振变化是符合的. 但是 ϕ 改变 π 的 ΔT 的数值偏低, 与 YAP-稜镜腔的情况一样.



图 13 1kV 交流调制时的输出

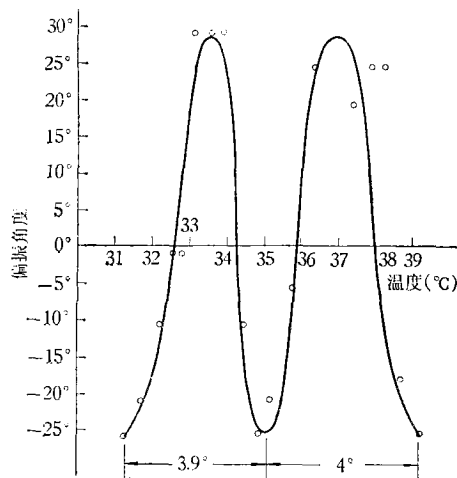


图 14 YAP-调制晶体腔偏振面的情况

四、结 论

从对称性导出的跃迁几率的性质, 完全被实验证实. 在腔内加起偏器, 可以方便地改变激光的输出波长. 为了要在较大的输入能量情况下工作, 这时激光棒的单程增益十分高, 沿最优先偏振方向的振荡(如 b 轴取向的棒沿 c 轴方向偏振)可能克服偏振片的偏振

损耗而继续存在,成为本征模,因而达不到改变波长的目的,因此需要消光比很高的起偏器。

YAP-棱镜腔激光器,能够保证在单纵模工作时减轻空间烧孔效应,有效地利用反转粒子数,输出较大的功率。YAP-调制晶体腔,在脉冲工作时实验和理论相符;在连续工作时,由于激光棒内存在径向的温度分布,不能有效地进行调制。

实验中使用了本所晶体组和中国科学院福建物质结构研究所生长的 YAP: Nd³⁺ 晶体,使用了中国科学院长春应用化学研究所提供的 BaYF₃:Yb³⁺:Er³⁺ 上转换材料,特此志谢。

参 考 文 献

- [1] R. W. Hellwarth, *Lasers*, Ed. by A. K. Levine (1966).
- [2] V. Evtuhov and A. E. Siegman, *Appl. Opt.*, 4(1965), 142.
- [3] D. G. Carlson and A. E. Siegman, *IEEE, J. Quantum Electronics*, QE-4(1968), 93; J. Junghans *et al.*, *Appl. Opt.*, 13(1974), 2793.
- [4] H. A. Kramers, *Proc. Amsterdam Acad. Sci.*, 33 (1930), 959.
- [5] H. A. Jahn and E. Teller, *Proc. Roy. Soc.*, A161(1937), 220; H. A. Jahn, *Proc. Roy. Soc.*, A164 (1938), 117.
- [6] M. J. Weber *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 15(1969), 342.
- [7] G. F. Koster *et al.*, *Properties of the thirty-two point groups* (1963).
- [8] G. F. Koster, *Phys. Rev.*, 109(1958), 227.
- [9] G. A. Massey, *IEEE J. Quantum Electronics*, QE-8(1972), 669.
- [10] M. J. Weber *et al.*, *J. Appl. Phys.*, 42(1971), 4996.
- [11] R. C. Jones, *JOSA*, 31(1941), 488.
- [12] E. R. Peck, *JOSA*, 52(1962), 253.
- [13] 黄武汉、林福成, 量子顺磁放大器原理, § 7.4 (1965).
- [14] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, p. 50, 1964.

LASER TRANSITION CROSS SECTIONS OF YAP:Nd CRYSTALS AND SOME NEW APPLICATIONS IN LASERS

LIN FU-CHENG ZHANG SHAN-SHAN LIN HE

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The laser transition cross sections of YAP:Nd crystals are calculated by using group theory. The values of these cross sections for general elliptically polarized light are shown to be determined by three parameters. The theoretical results are verified by experiments and demonstrated by the construction of a wave length variable laser. We analysed two laser structures in which the transmission matrices are *U*-matrices, and calculated the polarizations and frequencies of their eigenmodes. Experimental results agree with the theory well. The results obtained in our work can be used in construction of a single longitudinal mode laser with enhance output and to suggest a new method of modulation for lasers.