

# 塞曼激光的偏振和拍频调谐特性

吴 义 芳

(北京大学无线电电子学系)

在全内腔激光管上加磁场后便构成了塞曼激光,根据所加磁场方向是平行还是垂直于激光管轴线,塞曼激光又分成纵向和横向塞曼激光.近年来,随着激光稳频技术的发展,迅速发展起一种塞曼激光拍频稳频技术<sup>[1-3]</sup>,这是一种检测频率而不是检测功率的稳频技术.和传统的检测功率的稳频技术相比较,它具有频率稳定性高、再现性好和抗干扰能力强等特点.关于这方面的研究,国内进展也很快,1983年王楚等人研制成功频率稳定性优于  $2 \times 10^{-10}$ s 的 633 nm He-Ne 纵向塞曼稳频激光器<sup>[4]</sup>. 1985年又研制成功频率稳定性为  $2 \times 10^{-11}$ s 的 633nm He-Ne 横向塞曼稳频激光器<sup>[5-7]</sup>. 这种频率高度稳定的激光因为直接输出有一定频差的两种偏振成分的光,所以可用作多种精密测量的光源,可在精密光学和物理光学等方面开展广泛的应用研究.

## 一、塞曼激光的偏振谱线

对满足  $J = 1 \rightarrow 2$  跃迁的自发发射谱线来说,加均匀磁场后沿磁场方向观察时,该谱线分裂成两条旋转方向相反的左、右旋圆偏振光,它们之间的频差等于二倍的塞曼频移  $\Delta\nu_B$ ,即  $\nu_{\sigma+} - \nu_{\sigma-} = 2\Delta\nu_B$ ;若沿垂直磁场方向观察,该谱线分裂成三条彼此正交的线偏振光,即一条位于原来谱线位置上的平行于磁场的  $\pi$  偏振光和分布于它两侧的垂直于磁场的  $\pm\sigma$  偏振光,他们之间的频差满足关系式:

$$\nu_{\sigma+} - \nu_{\pi} = \nu_{\pi} - \nu_{\sigma-} = \Delta\nu_B,$$

见图 1 (b)和(c). 这是人们熟知的塞曼效应.

633nm He-Ne 激光跃迁也是  $J = 1 \rightarrow 2$

的跃迁.但是,因为这是受激发射,加磁场后偏振谱线的组成有时和自发发射谱线很不相同:纵向塞曼激光由两条旋转方向相反的左、右旋圆偏振光组成,这和普通光源沿磁场方向观察到的现象相似.然而,横向塞曼激光却和普通光源沿垂直磁场方向观察到的现象不同,它不是由三条而是由两条相互正交的线偏振光组成.

## 1. 纵向塞曼激光

沿 633nm He-Ne 激光管轴线方向加磁场后,上、下跃迁能级的塞曼分裂如图 1(a)所示.选择定则允许的跃迁是  $\Delta m = \pm 1$  的跃迁.如果忽略上、下能级  $g$  因子的差别(误差在千分之五以内),塞曼频移为

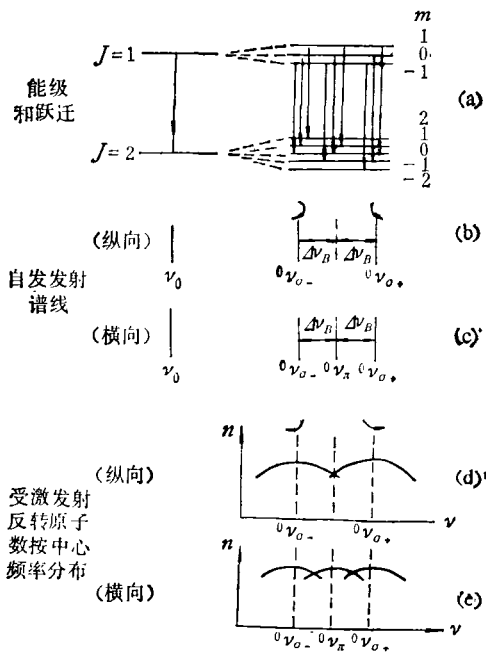


图 1 满足  $J = 1 \rightarrow 2$  跃迁的自发发射和受激发射的塞曼效应

$$\Delta\nu_B = \frac{\mu_B g B}{\hbar},$$

其中  $\mu_B$  是玻尔磁子,  $B$  是磁感应强度,  $\hbar = 2\pi\hbar$  是普朗克常数, 于是纵向塞曼激光由两条旋转方向相反的圆偏振光组成: 和  $\Delta m = +1$  跃迁相应的是左旋圆偏振光; 和  $\Delta m = -1$  跃迁相应的是右旋圆偏振光。

## 2. 横向塞曼激光

塞曼能级的分裂仍如图 1(a) 所示, 这时选择定则允许的跃迁是  $\Delta m = 0, \pm 1$ .  $\Delta m = 0$  的跃迁是平行于磁场方向的  $\pi$  偏振;  $\Delta m = \pm 1$  的跃迁都是垂直于磁场方向的偏振。

为使讨论问题简单起见, 在下面的讨论中设激光器是单纵模的. 大家知道, 激光器的出射光束一定由同方向、同频率和同偏振的光波组成. 在横向塞曼激光里, 仅有  $\Delta m = 0$  的跃迁是  $\pi$  偏振光, 不难看出它满足同方向、同频率和同偏振的要求. 然而, 垂直磁场方向的偏振可以有  $\Delta m = \pm 1$  的两种跃迁, 因为存在塞曼频移,  $\Delta m = +1$  的跃迁将上频移  $\Delta\nu_B$ , 而  $\Delta m = -1$  的跃迁将下频移  $\Delta\nu_B$ . 那么, 在谐振腔内会象自发发射谱线那样同时出现不同频率的  $+\sigma$  光和  $-\sigma$  光吗? 如果因为是同偏振而不能有不同频率, 那么垂直磁场方向的偏振光是由哪种跃迁组成, 其频率又如何确定?

为回答上述问题, 我们尚须考虑气体激光器受激发射的特点.

(1) 多普勒频移和反转原子数的中心频率分布

考虑中心频率为  $\nu_0$  ( $h\nu_0 = E_2 - E_1$ ) 的发光原子. 当原子相对于接收器静止时, 接收器测得的光波频率也是  $\nu_0$ , 但是当原子相对于接收器以  $v_x = v$  ( $x$  为光波传播方向) 的速度运动时, 接收器测得的光波频率不再是  $\nu_0$ , 而是

$$\nu = \nu_0 \left( 1 + \frac{v}{c} \right), \quad (1)$$

这就是光学多普勒效应.

由于增益介质的热运动有一个速度分布, 运动原子表现共振频率相对原子中心频率  $\nu_0$  有一个由(1)式决定的多普勒频移, 因此反转原子

数所感受到的表现共振频率, 也有一个以原子中心频率为对称轴的多普勒分布 (即反转原子数是按中心频率分布的). 图 1(d) 和 (e) 给出了这种分布示意图.

### (2) 反转原子数按原子中心频率分群

加磁场后, 能级发生塞曼分裂. 图 1(a) 中  $J=1$  的上能级分裂成三个磁子能级, 可以认为反转原子数以相等机率分布在三个磁子能级上. 选择定则允许的  $\Delta m = 0, \pm 1$  的三种跃迁的原子中心频率分别为  ${}^0\nu_\pi$ ,  ${}^0\nu_{\sigma+}$  和  ${}^0\nu_{\sigma-}$ , 于是反转原子数在横向塞曼激光中按原子中心频率不同, 可以分成如图 1(e) 所示的三群 [在纵向塞曼激光中分成如图 1(d) 所示的两群]. 当然如前所述, 每群原子又有自己的原子中心频率分布.

现在再回到前面要讨论的问题: 在横向塞曼激光中垂直磁场的偏振谱线为什么只有一条? 对于每种偏振光各是由哪(些)群原子而且是什么速度的原子的共振跃迁?

### (3) $\pi$ 偏振光

因为只有  $\Delta m = 0$  的跃迁是平行于磁场的  $\pi$  偏振, 所以  $\pi$  偏振光是由图 1(e) 中中心频率为  ${}^0\nu_\pi$  的那群原子的共振跃迁. 如果谐振腔中因为某种原因有频率为  $\nu_\pi$  的、振动方向平行于磁场的偏振光, 则根据(1)式这群原子中只有速度满足

$$v = c \left( \frac{\nu_\pi}{{}^0\nu_\pi} - 1 \right) \quad (2)$$

的那些原子, 才能和  $\nu_\pi$  光发生共振跃迁.

### (4) $\sigma$ 偏振光

因为  $\Delta m = \pm 1$  的跃迁的偏振方向都垂直于磁场, 所以图 1(e) 中中心频率为  ${}^0\nu_{\sigma-}$  和  ${}^0\nu_{\sigma+}$  的两群原子的共振跃迁都会产生垂直于磁场方向的线偏振光. 如果谐振腔中因为某种原因存在着频率为  $\nu_\sigma$  的、偏振方向垂直于磁场的光波, 则按照(1)式, 中心频率为  ${}^0\nu_{\sigma+}$  的那群原子中速度为

$$v_+ = c \left( \frac{\nu_\sigma}{{}^0\nu_{\sigma+}} - 1 \right) \quad (3)$$

的原子能和  $\nu_\sigma$  光发生共振跃迁.

同样按照(1)式,中心频率为 $\nu_{\sigma-}$ 的那群原子中速度为

$$\nu_- = c \left( \frac{\nu_{\sigma}}{\nu_{\sigma-}} - 1 \right) \quad (4)$$

的原子也能和 $\nu_{\sigma}$ 光发生共振跃迁。因为 $\nu_{\sigma+} > \nu_{\sigma-}$ ,所以 $\nu_+ < \nu_-$ 。这就说明了在横向塞曼激光中为什么垂直于磁场方向的偏振光只有一个频率或一条谱线,这种偏振光既有 $\Delta m = +1$ 的原子跃迁,又有 $\Delta m = -1$ 的原子跃迁,所以就把这种偏振光称为 $\sigma$ 偏振光。

由此可见,横向塞曼激光的偏振谱线由两种彼此正交的 $\pi$ 偏振和 $\sigma$ 偏振组成。顺便指出,上述分析方法也适用于纵向塞曼激光,此处不再赘述。

概括起来说,正确理解塞曼激光(特别是横向塞曼激光)偏振谱线组成的要点是:(1)要正确理解塞曼效应以及选择定则允许的跃迁;(2)由于谐振腔的选模作用,激光器出射的激光一定由同方向、同频率和同偏振的光波组成;(3)反转原子数要按中心频率分群,每群原子中原子表现共振频率又有一个分布,凡偏振相同的原子群都能和该偏振频率为 $\nu$ 的光波发生共振跃迁。

## 二、拍频调谐特性

现在定性地讨论如何确定某种偏振光的光频率,以及改变腔频时两种偏振光之间的频差(或拍频)将如何变化。

### 1. 色散现象和频率牵引效应

激活介质的增益和频率有关,色散理论表明,折射率也和频率有关,而且在原子谱线中心频率 $\nu_0$ 附近呈现强烈的色散,图2(a)是增益介质的色散曲线。

有增益介质(又称有源腔)时的纵模频率为

$$\nu = \nu_q = q \frac{c}{2nL} = q \frac{c}{2[n^0 + \Delta n(\nu)]L} \\ = Q \left[ 1 - \frac{\Delta n(\nu)}{n^0} \right], \quad (5)$$

式中 $L$ 是谐振腔腔长, $n^0$ 是增益系数为零时的

物理

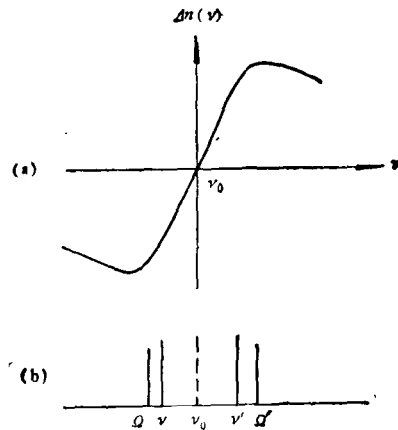


图2 增益介质的色散曲线和频率牵引效应

折射率, $q$ 是纵模序数, $c$ 是光速,

$$Q = q \frac{c}{2n^0 L},$$

是无源腔腔频,(5)式表明激活介质的纵模频率 $\nu$ 将偏离无源腔的纵模频率 $Q$ 。从图2可以看出,当 $\nu > \nu_0$ 时, $\Delta n > 0$ ;  $\nu < \nu_0$ 时, $\Delta n < 0$ 。因此,有源腔的纵模频率比无源腔的纵模频率更靠近原子谱线中心频率,这叫频率牵引效应。可以这样理解频率牵引效应:在激光中我们考虑的是光场和原子物质的相互作用,谐振腔是高 $Q$ 腔,且有着自己的谐振频率 $Q$ ,而激活介质在原子中心频率 $\nu_0$ 处增益最大。这种相互作用与两个具有不同谐振频率和不同阻尼并互相耦合的简谐振子很类似,其振荡频率主要取决于有较小阻尼的振子,但总被牵向另一振子的频率,牵引量的大小显然和两种振子的阻尼之比有关。图2(b)是频率牵引效应的示意图。

### 2. 纵向塞曼激光

如前所述,纵向塞曼激光左、右旋圆偏振光分别是中心频率为 $\nu_{\sigma+}$ 和 $\nu_{\sigma-}$ 的两群原子的共振跃迁。对于某一腔频 $Q$ ,从图3可以看出,由

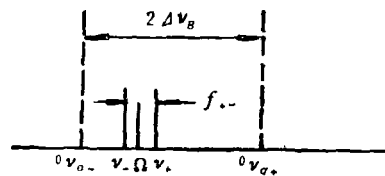


图3 纵向塞曼激光两偏振分量及其频差示意图

于频率牵引效应左旋光  $\nu_+$  和右旋光  $\nu_-$  之间有一差频  $f_{+-} = \nu_+ - \nu_-$ , 改变腔频  $\Omega$  时, 差频 (或拍频)  $f_{+-}$  也随之改变,  $f_{+-}$  随腔频调谐的这种变化关系叫做拍频调谐特性. 从图 3 还可以看出, 改变磁场因而改变塞曼频移时,  $f_{+-}$  也会随之改变.

由(5)式可以得出左、右旋光间的拍频  $f_{+-}$  和色散函数之间的关系为

$$f_{+-} = \frac{\Omega}{n^0} (\Delta n_- - \Delta n_+).$$

图 4(a) 示出的是有塞曼频移时  $\Delta n_+(\nu)$  和  $\Delta n_-(\nu)$  的示意图. 它们按(6)式叠加后的图形 (即拍频调谐曲线  $f_{+-}(\nu)$  的形状) 大致有如图 4(b) 所示的形状. 更详细的理论计算请见参考文献[6].

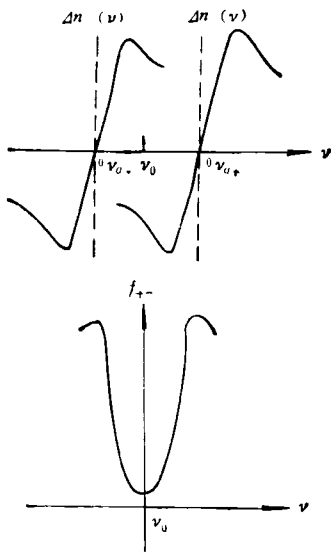


图 4 有塞曼频移时左、右旋光的色散曲线和拍频曲线

我们在  $B = 80\text{G}$  时测得的拍频曲线的形状和图 4(b) 相似. 从这些图形可以看出: (1) 左、右旋光间的拍频调谐曲线形如一条抛物线, 拍频极小值  $f_{\min}$  所在处的光频  $\nu_{\text{lock}}$  和零磁场原子谱线中心频率对应. 在拍频稳频技术中就是以  $\nu_{\text{lock}}$  为稳定频率的参考点进行稳频的. (2) 左、右旋光之间的拍频值仅是塞曼分裂值的千分之几. 所以出现这种关系, 主要是由于有频率牵引.

### 3. 横向塞曼激光

上述讨论也适用于横向塞曼激光, 只是要特别注意,  $\sigma$  偏振光既有  $\Delta m = +1$  的原子跃迁, 又有  $\Delta m = -1$  的原子跃迁.

$\pi$  偏振光的频率为

$$\nu_\pi = \left(1 - \frac{\Delta n_\pi}{n^0}\right) \Omega, \quad (6)$$

$\sigma$  偏振光的频率为

$$\nu_\sigma = \left[1 - \frac{(\Delta n_{\sigma+} + \Delta n_{\sigma-})}{n^0}\right] \Omega. \quad (7)$$

由(6)和(7)式得

$$f_{\pi\sigma} = \nu_\pi - \nu_\sigma = \Omega \cdot \frac{(\Delta n_{\sigma+} + \Delta n_{\sigma-}) - \Delta n_\pi}{n^0}. \quad (8)$$

图 5(a) 是有塞曼频移时横向塞曼激光  $\Delta n_{\sigma-}$ ,

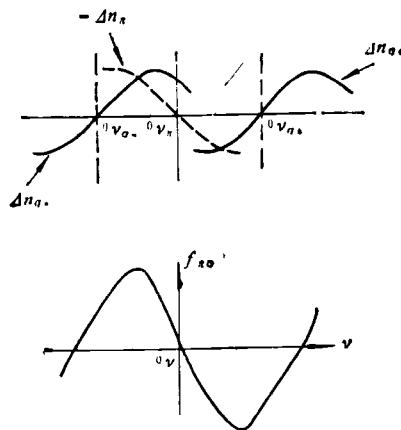


图 5 有塞曼频移时的色散曲线和拍频曲线

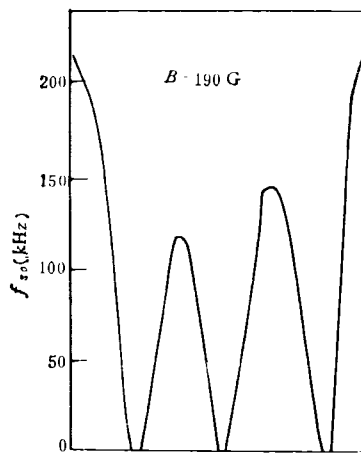


图 6 实验测量的横向塞曼激光的拍频曲线

(下转第 652 页)