

发现，在存在少量或完全不存在氦的情况下，能观察到最强的荧光，这无疑是由下列事实所引起的效应：上一激光能级上的电子能量至少有 45 电子伏特。大量的氦将干扰这样的高温。

值得注意的是，气体激光作用不仅限于中性原子，至少对于二次电离的原子仍然是可能的，这就大大增加了可能的激光跃迁的数目。

参 考 文 献

1. W. E. Bell, Appl. Phys. Letters, 4, 34 (1964).
2. S. Tolansky, Proc. Phys. Soc. (London) 43, 545 (1931).
3. S. Mrozowski, Phys. Rev. 61, 605 (1942).
4. E. W. Foster, Proc. Roy. Soc. (London) A 200, 429 (1950).
5. C. E. Moore, Atomic Energy Levels III, Circular Natl. Bur. Std. (U. S.), 467 198 (1958).

譯自 J. Appl Phys., Vol. 35, № 10, (Oct. 1964) 3060—3061.

顏紹知譯

磁 場 中 的 气 体 光 激 射 器

S. A. 阿梅德

实验报道指出在 3.39 微米处运转的氦—氖光激光器功率输出上轴向与横向磁场的影响。对这个课题，特别是对于塞曼调谐的可能性已经得到了注乙^{[1][2]}。应用轴向场减弱输出，大约到 2000 高斯时输出熄灭。在纵向场中，输出先有个微小的急降，然后增加到基本上保持一个常数，其磁场可超过 2000 高斯。输出变化的原因在 1) 塞曼效应和布儒斯特窗。2) 等离子体效应。

研究用的光激光器管是一根长 1 米的石英管(内径 8 毫米)，内充 0.5 毫米汞柱的氦和 0.1 毫米汞柱氖的混合气体，用垂直于管轴的平板石英窗封闭。布儒斯特窗镶在管子与镜子间。用 60 兆周射频激发，在高增益的 3.39 微米跃迁处光激光器运转。在轴向磁场中，对几个不同的泵浦水平进行了用与不用布儒斯特窗光激光器输出光变化的测量。图(一)指出了红外光激光器输出达到饱和的情况。

不加磁场和布儒斯特窗，激光器的输出光是非偏振的。当加上轴向磁场时，发射出的受激辐射将引起塞曼分裂，形成二个旋转方向相反的圆偏振波。利用矢量的相加，可合成一线偏振波，其偏振面以频差的一半转动。对这种波，费涅尔方程指出：(用布儒斯特窗)

$$I_t (\text{平均透射光强}) = 0.94 I_i (\text{平均入射光强}) \quad (1)$$

这个比值依赖于偏振面旋转的速率。

光激光器的输出功率 P 由下式决定^[3]

$$P \propto F(L/L_t) = F(X) = X \operatorname{erf}[(\ln X)^{1/2}] - 2/\pi (\ln X)^{1/2} \quad (2)$$

L 是光激光器管的长， $L_t = S + T$ ， S 是单位光通过时散射和反射损失。 T 是透过率。在使用镜子和石英窗的情况下，对一般的振荡方式， $S + T = 0.12$ 。在这种光激光器的作用范围里 $F(L/L_t) \propto L/L_t$ ，因此

$$P \propto (L/L_t), \text{ 由上 } P \propto 1/S + T \quad (3)$$

在图(1)中, 起始的急降部分, 磁場从0增到約60高斯。由于塞曼分裂, 光激光器輸出由綫偏振过渡到园偏振。使用布儒斯特窗其結果(从 ν), 光激光器的S+T有了增加。不加磁場为0.12, 加了磁場后增加到 $S+T=0.12+(1-0.94)=0.18$ 。方程(3)指出輸出到功率到 $P=(0.12/0.18)P_0=0.66P_0$ 。 P_0 是加磁場但不加布儒斯特窗的功率輸出。

曲綫的其余部分, 可以从等离子效应中了解。对軸向磁場中园柱体内放电扩散的研究指出了图(2)所示的关系。从中可以看到, 在使用了軸向磁場减少了器壁損耗之后, 电子密度 n_e 和溫度 T_e 的变化。因为 He—Ne 光激光器的增益随电子溫度而增加, 电子溫度和磁場的降低将使光激光器增益降低, 从而也使輸出降低。同样, 增益和 n_e 的关系表示 n_e 有个最佳值, 这个值使光激光器輸出达到饱和。电子密度(及磁場)增加时輸出不再增加。当光激光器激发到不饱和时, 电子密度增加时, 輸出也增加並达到饱和点。超过了这个点, 輸出开始降低。当光激光器的泵浦值进一步降低时, 最佳电子密度的饱和点移向較高的磁場。

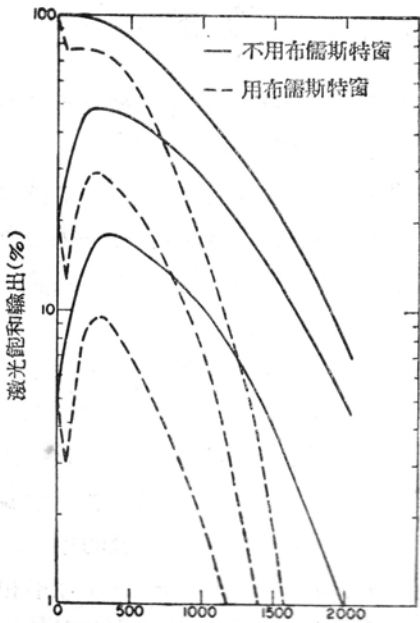


图 1 激光輸出对軸磁場的关系

当磁場与光激光器管軸橫截时, 受激輻射分裂成塞曼三重綫。这三种頻率可以矢量相加。它們通过布儒斯特窗时, $I_i/I_t=0.94$, 这和加軸向場的情况相同。由于加了磁場, 輸出的起始位置上(0—60高斯)有个急降。在用布儒斯特窗的情况下达 $0.66P_0$ (以及不用布儒斯特窗时的輸出), 如图(3)所示。

曲綫的其余部分可归结于等离子效应, 輸出随磁場微微上升, 之后輸出对所有激光器泵浦值都保持不变(即饱和) (在 Xe 上的实验^[2]也表示橫向場的影响比軸向場的不利因素要少)。

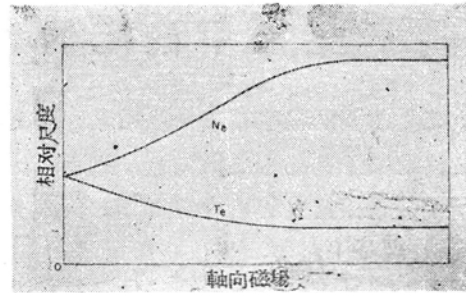


图 2 电子溫度(T_e)和軸向磁場等电子体密度(n_e)的变化

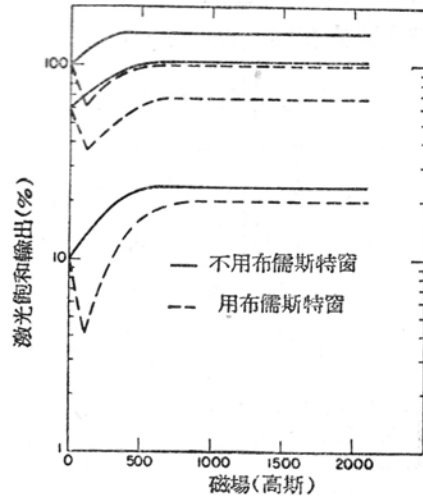


图 3 激光輸出对橫磁場的关系

在輸出上微小的增长可能是由于利用纵向磁場(在管的橫截面上产生一个比較均匀的放电)有一个較好的射頻穿透。这象增加向器壁的扩散, 因而象增加电子的溫度一样。

参 考 文 献

1. W. E. Bell and A. L. Bloom, "Zeeman effect at 3.39 microne in a helium-neon laser," Appl. Opt., Vol. 3, pp. 413—415; March 1964.
2. R. L. Fork and C. K. N. Patel, "Broadband magnetic field tuning of optical masers" Appl. phys, Lett., Vol. 2, pp. 180—181 May 1963.
3. R. J. Bickerton and A. Von Engel. "The positive Column in a longitudinal magnetic field." Proc. Phys. Soc., Vol. 69 B. pp. 468—481; April 1956.

譯自 Proceedings of the IEEE Vol. 52, № 11, 1964. p. 1356

黃德羣譯

产生頻率稳定的光能的方法及設備

稳定光激射器的輸出頻率是当前十分关心的問題。这是因为許多利用相干光的器件的有效性將最終取决于其頻率的稳定性。这里提出一个稳定光激射器輸出頻率的方法。

置于平板諧振腔內的不均匀加寬的負溫度介质, 可能同时在綫寬所包圍的腔的数个模式上产生振盪。理論上証实: 当这些振盪模式与不均匀加寬綫的中心不相重合时, 在每一振盪上都有頻率的牵引效应, 且牵引的数值是振盪頻率与加寬綫中心間距离的非綫性函数。实验上亦已观察到这一現象。

譜綫的綫寬会随着溫度和压力而改变, 但加寬綫中心变化很小。利用前述效应, 可将平板腔的主振模式稳定在加寬綫的中心, 因而获得一般光激射器的輸出頻率稳定得多的相干光。

图 1 表示具有不均匀加寬的媒质, 振盪在三个模式(頻率為 $\nu_1 \nu_2 \nu_3$)时相对增益与頻率間的关系。 ν_m 表示加寬綫的中心, 由于模式牵引效应, $\nu_2 - \nu_1$ 与 $\nu_3 - \nu_1$ 並不相等, 其間的差与 ν_1 偏离 ν_m 的方向和数值有关。故由这两个拍間的頻差即可求知主模 ν_1 相对于 ν_m 的偏移。

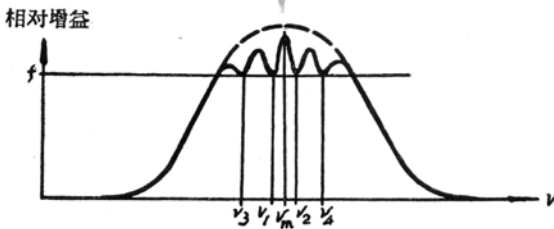


图 1

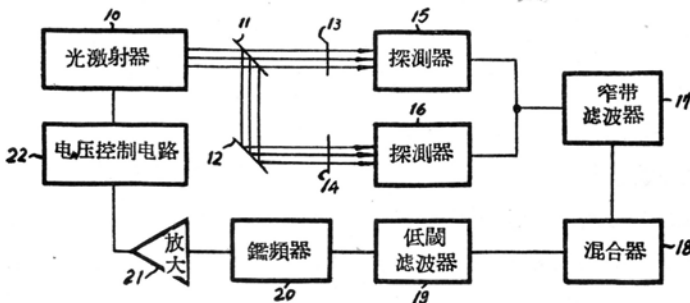


图 2 稳頻系統图