

气体类透镜效应对 TEA CO₂ 激光器锁模的影响

雷仕湛 周忠益

(中国科学院上海光机所)

提要: 计算了气体类透镜效应造成 TEA CO₂ 激光器纵模频率间隔的变化, 讨论了由此引起的锁模效果。流动工作物质或在混合气体中加入大量的氦气体, 减弱类透镜效应, 有可能得到较窄的锁模光脉冲; 采用适当共振腔结构, 也能够改善锁模稳定性。

Influence of gas lenslike effect on mode-locking of TEA CO₂ lasers

Lei Shizhan Zhou Zhongyi

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

Abstract: The change of longitudinal frequency spacing produced by gas lenslike effect has been calculated and mode-locking induced by this change is discussed. To make gas flow or to add more He gas into the mixture, so as to reduce lenslike effect, it is possible to obtain mode-locked, narrower pulses. Using proper laser resonator configuration, mode-locking stability can be improved too.

微微秒激光技术现在是光学领域内研究最为活跃的课题之一。作为基本研究工具, 其足迹遍布物理学、化学以及生物学等领域; 在工程上的应用, 从微微秒电子学到激光核聚变都涉及到。而其技术本身的发展, 也推动了其他学科前进。

微微秒超短光脉冲现在主要是依靠锁模激光器来获得。

关于 TEA CO₂ 锁模激光器, 已有许多研究者报告过他们的结果^[2~7]。Witheman 在他的实验结果中发现, 在总气压和放电电压等条件相同时, 混合气体中氦的比例增加, 锁模激光脉冲宽度变窄。他认为唯一可能的解释是, 氦的比例增加使 CO₂ 分子激光跃迁的

荧光谱线宽度增加了。但是, 这是与光谱实验结果相矛盾的。根据[8]的研究结果, 氦的比例增加时, 只能导致荧光谱线宽度变窄, 从而结果是使锁模激光脉冲宽度变宽而不是窄。实验结果变窄显然是其他原因引起的。

分析前面叙述的结果, 我们认为 TEA CO₂ 激光器的锁模效果是与工作气体物质的热效应有密切关系的。我们知道, 在主动锁模激光器里, 调制频率 f_m 必须准确地等于两个纵模之间的频率间隔^[1], 对共焦共振腔即需要满足如下条件:

$$f_m = \frac{c}{4l} \quad (1)$$

收稿日期: 1980年12月11日。

式中 c 为光速; l 为共振腔的腔长。如果不满足条件 (1), 即频率失配的结果将会使激光脉冲加宽, 光强度降低, 脉冲间隔也发生变化, 严重失配时便不能实现锁模了。根据 [2] 的实验结果, 调制频率变化约 1.6% 就会观察到锁模激光脉冲形状出现变化。

CO₂ 激光器的量子效率只有 40%, 就是说输入到激光器的激发能量中有 60% 要转换成热。由于这个原因, CO₂ 激光器的类透镜效应是相当明显的, 它对激光器的工作稳定性已有论文介绍^[9,10]。同样, 类透镜效应也要造成纵模的频率间隔发生变化。对脉冲 TEA CO₂ 激光器来说, 这种变化还是时间的函数。

在 TEA CO₂ 激光器中, 放电等离子体的温度分布, 因而折射率分布形式是比较复杂的。如果假定腔内光束分布是高斯分布, 在近似条件下, 气体折射率可以近似地取一维分布形式。不过, 在这里选取什么样的分布形式并不影响讨论问题的实质。于是我们取如下的分布形式^[11]:

$$n(r) = n_0 + \frac{1}{2} n_2 r^2 \quad (2)$$

其中

$$n_0 = 4kT_w + WR'^2 + (n_0 - 1) \frac{4kT_0 P}{P_0} \quad (3)$$

$$n_2 = \frac{8kT_0 P}{P_0} \frac{(n_0 - 1) W}{(4kT_w + WR'^2)^2} \quad (4)$$

式中 T_w 是放电管壁的温度; k 是气体热导系数; W 是放电管内单位体积的散耗功率; R' 为放电管半径; P 为气压; T_0 、 P_0 是气体标准条件下的温度和气压; n_0 是在标准气体条件下的气体折射率。引入一个等离子体参数 α :

$$\alpha = \sqrt{\frac{n_2}{n_0}} \quad (5)$$

因为激光脉冲的强度是时间的函数, 即

$$W = W(t)$$

因而, 参数 α 也是时间的函数。设激发脉冲具有高斯形分布:

$$W = W_0 e^{-\left(\frac{t - \frac{1}{2}\Delta t}{\Delta t}\right)^2} \quad (6)$$

其中 Δt 是激发脉冲半极大全宽度, 经简单的运算后可以求得放电等离子体参数 α 近似地由下式表示:

$$\alpha = \alpha_0 e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{t - \frac{1}{2}\Delta t}{\Delta t}\right)^2} \quad (7)$$

其中 α_0 是一个与时间没有关系的常数, 对于如图 1 的激光器共振腔, M_1 是平面反射镜; M_2 是曲率半径为 R 的凹面反射镜; 两面反射镜 M_1 、 M_2 之间的距离为 l , 相邻两个纵模的频率间隔为:

$$\Delta\nu_0 = \frac{c}{4l}$$

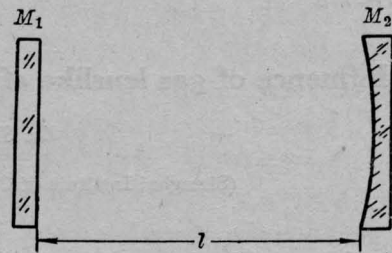


图 1 激光器共振腔

由于腔内存在由放电等离子体产生的类透镜, 因而共振腔的等效腔长不再是 l 而是 L , 又因为参数 α 是时间的函数, 因此我们可以预料, 相邻两纵模之间的频率间隔, 在脉冲时间内将是随时间而变化着的。根据对 CO₂ + N₂ + He 混合气体中 CO₂ 分子振动模的弛豫时间研究结果, ν_1 振动模与 ν_2 振动模之间因为发生费米共振, 弛豫时间很短, 它们彼此几乎是处于热力学平衡状态。而 ν_2 振动模与平动模之间的弛豫时间, 在大气压条件下只有几毫微秒^[12]。所以, 由于激光跃迁而产生的热, 在光脉冲时间内对锁模是有影响的。

$$\delta(\Delta\nu) = \Delta\nu_0 - \Delta\nu(t) = \frac{c}{4l} \left(1 - \frac{l}{L(t)}\right) \quad (8)$$

$$\frac{\delta(\Delta\nu)}{\Delta\nu_0} = 1 - \frac{l}{L(t)}$$

等效共振腔的长度 L 可以采用光线传输矩阵来求得, 如图 1 所示的共振腔结构, 其光线传

输的 $ABCD$ 矩阵为:

$$\begin{pmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{pmatrix} = (T_1) \cdot (T_2) \cdot (T_1) \cdot (T_3) \quad (9)$$

$$\begin{pmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{pmatrix} = (T_1) \cdot (T_3) \cdot (T_1) \cdot (T_2) \quad (10)$$

其中 $(T_1) = \begin{pmatrix} \cosh \alpha l & \alpha \sinh \alpha l \\ \alpha^{-1} \sinh \alpha l & \cosh \alpha l \end{pmatrix}$

$$(T_2) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{pmatrix}$$

$$(T_3) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

等效共振腔的腔长 L 为:

$$L = \omega_2 a^{-1} \sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2)} \quad (11)$$

其中 $a = \lambda/\pi$; λ 是激光波长; ω_1 、 ω_2 分别是在反射镜 M_1 、 M_2 上的光束半径

$$\omega_1^2 = 2aB_1/\sqrt{4 - (A_1 + D_1)^2}$$

$$\omega_2^2 = 2aB_2/\sqrt{4 - (A_2 + D_2)^2}$$

式中的 A_1 、 B_1 、 C_1 、 D_1 和 A_2 、 B_2 、 C_2 、 D_2 分别由等式(9)、(10)决定。

对于 $l=150$ 厘米、反射镜曲率半径 $R=600$ 厘米的共振腔,用 TQ-16 电子计算机求得了等效腔长 L 和纵模的频率间隔相对变化值 $\delta(\Delta\nu)/\Delta\nu_0$ 。图 2 和图 3 分别给出了在激发脉冲时间内,腔长 l 和 $\delta(\Delta\nu)/\Delta\nu_0$ 随时间变化的情况。由图可见,当 $\alpha_0 > 7 \times 10^{-4}$ / 厘米,在脉冲时间内腔长变化会超过 3 厘米,频率间隔变化 $\delta(\Delta\nu)/\Delta\nu_0$ 的值就出现大于 2% 的状况。按照 [2] 的实验结果,锁模效果也就开始受到影响了。图 4 就是脉冲宽度与频率失配的关系^[5]。图中以腔长变化代替频率失配量, α_0 是调制深度。

通常的 CO_2 激光器放电等离子体参数 α 的值一般为 $\sim 2 \times 10^{-3}$ / 厘米^[11]。参数 α 的值随放电功率密度、工作气压、共振腔长度等增加而增大。可以预料,高功率 TEA CO_2 激光器的参数 α 会比 2×10^{-3} / 厘米高,因此,对于主动锁模的 TEA CO_2 激光器,气体类透镜效应的影响是不能忽视的。

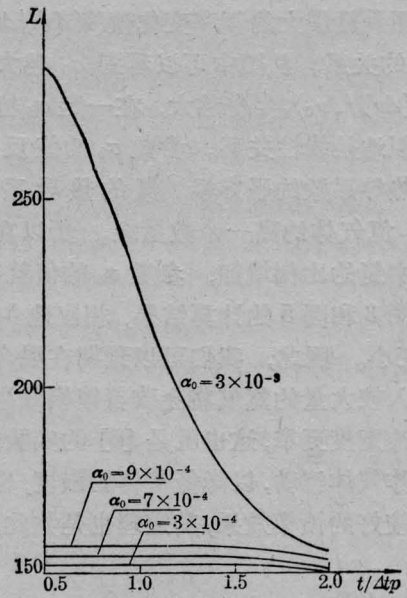


图 2 腔长随时间 t 的变化
 $R=600$; $l=150$

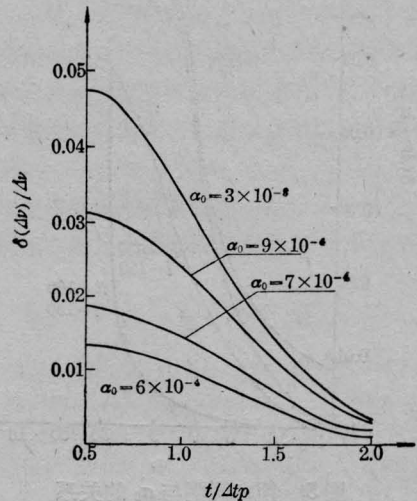


图 3 频率间隔随时间的变化
 $R=600$; $l=150$

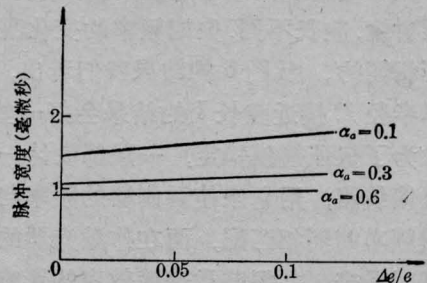


图 4 脉冲宽度与腔长变化的关系

图5是最大的频率变化值 $(\delta(\Delta\nu)/\Delta\nu)_{\max}$ 与 α_0 的关系。从图中可以看到 α_0 越大相应地 $(\delta(\Delta\nu)/\Delta\nu)_{\max}$ 也越大,在一定 α_0 值范围内近似地是线性关系。参数 α_0 的值反比于气体热导系数的平方根。氦的热导系数比 CO_2 、氮气体约高一个数量级。所以在混合气体中氦的比例增加,参数 α_0 的值就减小,根据图3和图5的计算结果,相应地 $\delta(\Delta\nu)/\Delta\nu$ 变小。因此,我们可以预期在混合气体中加入较大量的氦气将会改善锁模效果,使光脉冲宽度更窄,这也就是[5]的实验结果。将工作气体流动,以降低气体的温度,也可以获得较好的锁模效果,其道理也是如此。

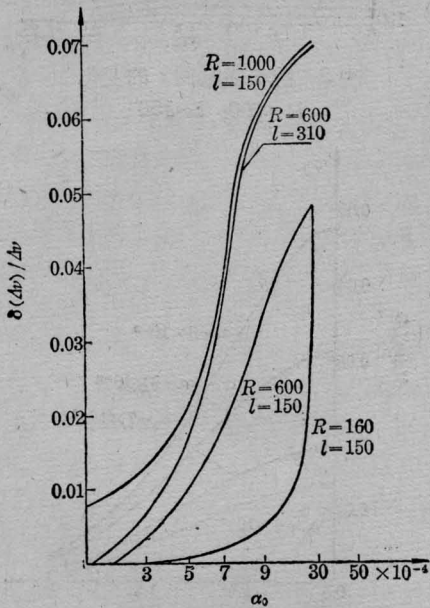


图5 频率间隔与 α_0 的关系

从图5和图6的结果我们还可以看出相同的腔长选用不同曲率的反射镜;或者同样的反射镜,腔长不同,失配频率的变化程度也是不相同的。从图5的结果我们看出,选用曲率半径 R 接近腔长 l 的结果会好一些。

为了保证锁模稳定,一般都设计一个电子反馈线路,用它来使调制器的频率与共振腔模频率间隔相匹配,而在作激光器的失调曲线时看来,共振腔类透镜效应的影响是需要考虑的重要因素之一。

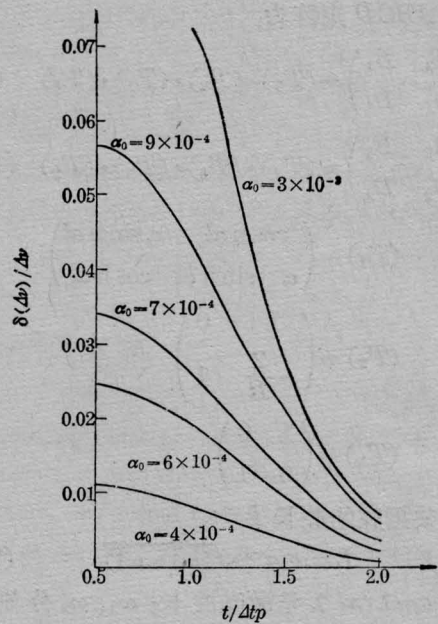


图6 纵模频率间隔随时间的变化
 $R=1000; l=150$

以上讨论的是关于TEA CO_2 激光器的情况,实际上 CO_2 激光器、固体激光器、染料激光器也有热透镜效应问题,因此这里的讨论对于这些激光器的锁模也有参考意义。

参 考 文 献

- [1] 《固体激光导论》编写组;《固体激光导论》,1975年,上海人民出版社出版。
- [2] O. R. Wood; *Appl. Phys. Lett.*, 1970, **17**, No. 9, 376.
- [3] R. L. Adrams. O. R. Wood; *Appl. Phys. Lett.*, 1971, **19**, 516.
- [4] P. W. Smith *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, 1972, **21**, 470.
- [5] W. J. Witheman, A. H. M. Lbertz; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1977, **QE-13**, No. 6, 381.
- [6] A. H. M. Olbertz, W. J. Witheman; *Opt. Commun.*, 1979, **30**, No. 3, 447.
- [7] Bernard P., Belanger P. A.; *Opt. Lett.*, 1979, **4**, No. 7, 196.
- [8] R. L. Abrams; *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **25**, 609.
- [9] 张瑞林;《物理学报》,1974, **23**, No. 11, 437.
- [10] 雷仕湛,周忠益;《激光》,1981, **7**, No. 1, 10.
- [11] H. K. V. Lotsch; *Appl. Opt.*, 1970, **9**, No. 12, 2725.
- [12] Simpsnoe *et al.*; *Proc. Roy. Soc.*, 1970, **A317**, No. 1539, 265.