

被动锁模激光器运转的先决条件

张富根

(上海市激光技术研究所, 上海 200233)

摘 要 定量地导出了被动锁模激光器运转的先决条件, 它们是泵浦速率的上限和激光介质饱和强度的下限.

关键词 被动锁模, 泵浦速率, 饱和强度.

1 引 言

可饱和吸收体作为非线性元件用于激光锁模为产生超短光脉冲开辟了一条有效途径^[1~3]. 此后在相当长的时间里, 尽管激光输出的脉宽呈数量级地下降, 但花菁染料几乎是仅有的可饱和吸收体. 近年来, 由于共振被动锁模^[4]和自聚焦锁模^[5]技术的问世以及以掺钛蓝宝石为代表的一批新型固体激光介质的应用, 被动锁模激光器的性能有了很大的改善, 其中特别是输出的光谱范围有了可观的拓宽. 这些新进展无疑将为大容量光通讯、高速计算机和瞬态现象的研究开拓了广阔的前景. 器件的进展令人鼓舞. 然而, 被动锁模激光器的运转机理至今尚不完全清楚. 不少问题长期令人困惑. 本文从可饱和吸收体和激光介质的复合饱和效应出发, 导出了被动锁模激光器运转的先决条件, 以图澄清一些疑题.

2 基本方程

假设被动锁模激光器由激光介质, 可饱和吸收体和线型光学共振腔组成. 稳态运转时, 下述方程成立:

$$P - (Bnq/\eta) - (n/\tau_i) = 0, \quad (1)$$

$$lBnq - (q/t_c) = 0 \quad (2)$$

其中, P 为单位体积激光介质的泵浦速率, B 为激光介质受激发射爱因斯坦系数的平均值(在锁模脉冲的时间间隔 $2d/c$ 内平均. d 为激光腔有光学长度, c 为光速. 以下平均含义相同), n 为激光介质的平均粒子数反转密度, q 为激光介质内的平均光子密度, η 为激光介质的腔内荧光量子效率, τ_i 为激光介质受激态的实际寿命, l 为激光介质的长度, $t_c = T_c(1 - R + A)^{-1}$ 为腔的光子衰变时间. 其中 T_c 为腔的渡越时间. $R = (R_1R_2)^{1/2}$, R_1 、 R_2 分别为两块反射镜的反射率. A 为可饱和吸收体的平均吸收. (1)式描述了激光介质平均增益对平均场强的依赖关系,

(2)式描述了腔的平均损耗对平均场的依赖关系.

设激光介质和可饱和吸收体都为均匀加宽的. 由受激发射爱因斯坦系数的表达式^[6]得

$$B = \frac{k_l B_0}{1 + q/q_l} \quad (3)$$

式中, B_0 为激光介质受激发射的小讯号爱因斯坦系数. q_l 为激光介质饱和强度下的光子密度, k_l 为修正因子. 修正锁模运转对于连续运转的偏差. 相似地, 由可饱和吸收体吸收的表述式^[7]得:

$$A = \frac{k_a A_0}{1 + q/q_a} \quad (4)$$

式中, A_0 为可饱和吸收体的小讯号吸收, q_a 为可饱和吸收体饱和强度下的光子密度, k_a 为相应的修正因子. 由简单的推导可得 k_l 和 k_a 的表达式:

$$k_l = 1 - \frac{q\Delta t}{q_l\Delta t + 2T_c q} \quad (5)$$

$$k_a = 1 - \frac{(0.5\Delta t + \tau_a)q}{q_a(0.5\Delta t + \tau_a) + 2T_c q} \quad (6)$$

因为腔的渡越时间 T_c 通常至少比锁模输出的脉宽 Δt 高三个数量级, 并且甚至比可饱和吸收体受激态寿命 τ_a 高 $1 \sim 2$ 数量级, 由(5)式和(6)式可知, 无论 k_l 还是 k_a 都是很接近 1 的数值. 因此, 可在以下讨论中略去不计. 并且进而可知, (4)式应该既适用于快饱和吸收体又适用于慢饱和吸收体.

3 分析与讨论

首先讨论可饱和吸收体饱和效应对锁模运转的影响. 由(2)式和(4)式可得:

$$n = \frac{1 - R}{lBT_c} + \frac{A_0 q_a}{lBT_c(q_a + q)} \quad (7)$$

将(7)式代入(1)式, 可得 q 的二次方程:

$$B\tau_l(1 - R)q^2 - \{\eta[BT_c\tau_l P - (1 - R)] - B\tau_l q_a(1 - R + A_0)\}q - [lBT_c\tau_l P - (1 - R + A_0)]\eta q_a = 0 \quad (8)$$

若令 $P = P_u = \frac{1 - R + A_0}{lBT_c\tau_l}$, 则得(8)式的解为

$$q_1 = 0, \quad q_2 = \frac{\eta A_0}{B\tau_l(1 - R)} - \frac{q_a(1 - R + A_0)}{(1 - R)}$$

(1)式、(2)式及其解如图 1 所示. 曲线 1 描述腔的损耗特性, 曲线 2、3 和 4 描述不同泵浦速率下激光介质的增益特性. 考察曲线 1 和 3, 当 $q < q_l$ 时, 介质的增益小于腔的损耗. 随着场强的增加, 由于可饱和吸收体的非线性吸收, 腔的损耗急剧下降. 当 $q = q_l$ 时, 介质的增益等于腔的损耗. 之后, 增益大于损耗. 随着场强的继续增加, 可饱和吸收体趋于饱和. 当 $q = q_2$ 时, 介质的增益又等于腔的损耗. 这时系统呈稳态振荡. 由上述介质增益和腔损耗随场强交替变更状况可知, 只有当 $q_l > 0$ 时, 可饱和吸收体才能选择性地抑制腔内低强度辐射, 锁模运转才得以实现. 因此, 这就给出了系统泵浦速率的上限 P_u , 如曲线 2 所示. 应该指出, 实际锁模运转的稳定程度取决于 P , 也就是 q_l 的适当选取. 阈值时 $P = P_t$, 方程仅有一个解 q_l , 如曲线 4 所示由此可见, 锁模运转的泵浦速率只能取 $P_t < P < P_u$ 间. 这就是被动锁模激光器只

能运转在阈值附近的原图。

现在讨论激光介质和可饱和和吸收体的复合饱和效应对锁模运转的影响。由(2)、(3)和(4)式可得

$$n = \frac{(q_i + q)(1 - R)}{lB_0T_cq_i} + \frac{A_0q_a(q_i + q)}{lB_0T_cq_i(q_a + q)} \quad (9)$$

将(3)式和(9)式代入(1)式，即得 q 的三次方程：

$$Lq^3 + Mq^2 + Nq - U = 0. \quad (10)$$

其中 $L = (1 - R)(\eta + 1)$,

$$M = (1 - R + A_0)(\eta + 1)q_a + (1 - R)(2\eta + 1)q_i - lT_c\eta P.$$

$$N = (1 - R + A_0)(2\eta + 1)q_iq_a + \eta(1 - R)q_i^2 - lT_c\eta P(q_a + q_i),$$

$$U = [lB_0T_c\tau_l P - (1 - R + A_0)]\eta q_i^2 q_a.$$

同样地，令

$$P = P_s = \frac{1 - R + A_0}{lB_0T_c\tau_l} \quad (11)$$

则得到第一个解 $q_1 = 0$ ，，并且(10)式被简化成一个二次方程：

$$Lq^2 + M'q + N' = 0. \quad (12)$$

其中 $M' = (1 - R + A_0)(\eta + 1)q_a + (1 - R)(\eta + 1)q_i - \eta A_0 q_i$,

$$N' = (1 - R + A_0)(\eta + 1)q_a q_i - \eta A_0 q_i^2.$$

因为 $L, M' > 0$ ，故 $4LN' < 0$ 为(12)式有一个正实解的必要条件。该条件引出下述不等式：

$$\frac{q_a(1 - R + A_0)(\eta + 1)}{\eta A_0} < q_i \quad (13)$$

显而易见，(13)式亦为(10)式有第二个压正实解的条件。

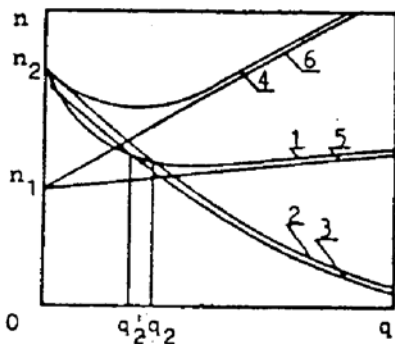


Fig. 2 The combined saturation effect of laser medium and saturable absorber on passive mode locking

$$n_1 = \frac{1 - R}{lB_0T_c}; n_2 = \frac{1 - R + A_0}{lB_0T_c} \text{ slopes of lines 5 and}$$

$$6; \frac{1 - R}{lB_0T_c q_i}$$

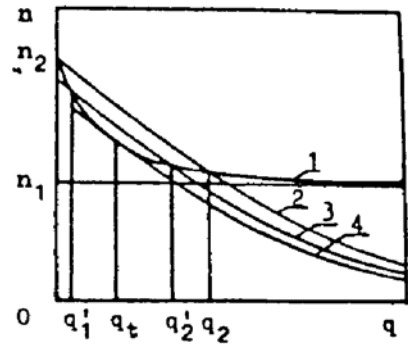


Fig. 1 The saturation effect of saturable absorber on passive mode locking

$$n_1 = \frac{1 - R}{lB_0T_c}; n_2 = \frac{1 - R + A_0}{lB_0T_c}$$

(1)式、(12)式和它们的解示于图 2。曲线 2 和 3 描述不同泵浦速率下激光介质的增益特性。曲线 1 和 4 描述了由激光介质和可饱和吸收体复合饱和效应引起的腔损耗特性。由图可见， q_i 越大，锁模运转的场强越高。若激光介质的饱和先于可饱和吸收体，如曲线 4 所示，腔的损耗始终大于介质的增益，激光就不能振荡。由给定泵浦速率下的稳态振荡场强 q_2 可求出锁模运转的平均输出功率。

若激光介质的饱和强度不能满足(13)式，实验上常用改变器件的构型来解决。

在自聚焦锁模器件中，调节空间滤光器的孔径。在通常的情况下，同时调节在激光介质和可饱和吸收体上的光斑尺寸， s_i 和 s_a 。这样，(13)式可改写成

$$\frac{q_0(1-R+A_0)(\eta+1)}{s_0\eta A_0} < \frac{q_i}{s_i} \quad (14)$$

综上所述, 只有当(11)式和(14)式同时满足时, 被动锁模才有可能得以实现. (11)式和(14)式表明, 存在着泵浦速率的上限, 但没有激光介质饱和强度的上限. 用 DDI 作可能饱和吸收体的掺钛蓝宝石被动锁模激光的实验结果^[8]令人信服地证明了这一点, 因为掺蓝宝石的饱和强度比激光染料约高三个数量级. 必须指出, 饱和强度是介质的属性, 而增益饱和是激光器的属性. 因此, 高饱和强度激光介质的激光器稳态运转时, 它依然呈增益饱和状态.

由于激光介质的光谱和空间烧孔效应^[9], 激光输出中存在着由带有混乱相位的不同纵模相干而产生的尖峰脉冲. 条纹照相机的研究结果^[10], 证实了被动锁模红宝石激光的输出脉冲形成过程中存在着不同纵模间的“拍”. 对均匀加宽激光介质, 其线宽内约有 10^4 个纵模, 模拍起伏的特征宽度约 10 ps, 而共相干时间为 100 μ s 量级^[11]. 锁模脉冲形成的拍频机理不无依据. 然而, 问题并不止于此, 它可能涉及到在激光介质发射带内, 特别是可饱和吸收带内的反常散区的耦合波问题.

参 考 文 献

- [1] H. W. Mocker, R. J. Collins, Mode competition and self-locking effects in a Q-switched ruby laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1965, 7(2): 270~273
- [2] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, H. Heynau, Self mode-locking of laser with saturable absorber. *Appl. Phys. Lett.*, 1966, 8(2): 174~177
- [3] J. A. Armstrong, Measurement of picosecond laser pulse widths. *Appl. Phys. Lett.*, 1967, 10(1): 16~19
- [4] U. Keller, W. H. Knox, H. Roskos, Coupled-cavity resonant passive modelocked (RPM) Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1990, 15(12): 1377~1379
- [5] D. E. Spence, P. N. Kean, W. Sibbett, 60 fs pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1991, 16(1): 42~44
- [6] L. V. Tarasov, *Laser Physics*. 2nd ed, MIR publishers, Moscow, 1983, 73~75
- [7] R. H. Pantell, H. E. Puthoff, *Fundamentals of Quantum Electronics*. 1sted, John, Wiley & Sons Inc., New York, 1969: 71~74
- [8] N. Sarukura, Y. Shida, H. Nakano *et al.*, CW passive mode locking of a Ti:sapphire laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, 56(12): 814~815
- [9] H. J. Eichler, J. Eichler, Narrowing of the emission spectrum of ruby laser by inhomogeneous pumping. *J. Appl. Phys.*, 1974, 45(10): 4950~4953
- [10] E. G. Arthur, D. J. Bradley, J. J. Glynn, The effect of saturable absorber lifetime in picosecond pulse generation 1. The Ruby laser. *Opt. Commun.*, 1974, 12(2): 136~139
- [11] F. Krausz, M. E. Fermann, A. J. Schmidt, Femtosecond solid-state laser. *IEEE. J. Quant. Electron.*, 1992, 28(10): 2097~2122

Prerequisites to the Operation of Passive Mode-Locked Laser

Zhang Fugen

(Shanghai Institute of Laser Technology, Shanghai 200233)

(Received 21 June 1993; revised 30 August 1993)

Abstract The prerequisites to the operation of passive mode-locking laser are derived quantitatively, which include the upper limit of pumping rate and the lower limit of the saturation intensity of laser medium.

Key words passive mode-locked, pumping rate, saturation intensity.