

文章编号: 0253-2239(2001)11-1353-07

自调 Q 自锁模固体激光器*

邢岐荣¹⁾ 张 宁¹⁾ 韩秀芹²⁾ 张伟力¹⁾ 魏赫颖¹⁾ 柴 路¹⁾ 王清月¹⁾

1), 天津大学精密仪器与光电子工程学院光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072
2), 天津大学理学院, 天津 300072

摘要: 利用被动锁模激光器的锁模原理, 结合自锁模固体激光器中等效快可饱和吸收体的特性, 讨论了控制运转状态的自锁模动力学方程和速率方程, 给出了自调 Q 自锁模的条件, 以及自调 Q 周期与激光器结构和运转参数的关系。所得结论与实验结果有很好的 consistency。

关键词: 克尔透镜锁模固体激光器; 等效快可饱和吸收体; 自锁模动力学; 自调 Q 自锁模; 自调 Q 周期

中图分类号: TN248.1; TN248.3+5 文献标识码: A

1 引 言

自锁模, 亦称克尔透镜锁模(KLM), 是当前最有效且被最广泛采用的获得飞秒激光脉冲的技术。1991 年报道自锁模掺钛蓝宝石激光器的实验结果以来^[1], 已有众多的理论^[2~4]和实验研究^[5,6]成果, 但这些工作多数集中在寻找激光器的稳定锁模状态、追求最短光脉冲的产生, 以及扩大自锁模技术在其它固体激光器中的应用。近年来, 研究者已开始关注自锁模飞秒固体激光器的丰富运转特性, 如: 自调 Q 自锁模^[7~9]、高阶光孤子^[10]以及锁模脉冲序列的分叉及混沌行为^[11]。这些运转状态常被视为自锁模激光器的非稳定运转, 它给很多应用带来不便。如在飞秒激光啁啾脉冲放大系统中, 由于振荡级的自调 Q 自锁模运转, 使得种子脉冲很难与放大器的抽运源同步, 导致放大系统极不稳定。稳定的自锁模运转状态固然倍受青睐, 但深入研究自锁模飞秒激光器的非稳定性, 则是弄清自锁模动力学过程物理本质的唯一途径。

在固体被动锁模激光器的实验中, 若增益介质上能级寿命较长, 常能观察到调 Q 锁模。调 Q 锁模是锁模激光脉冲的幅度被周期调制的运转状态, Keller 曾详细讨论过腔内含有实体可饱和吸收体的固体被动锁模激光器调 Q 锁模运转的动力学过程, 并得到与实验结果一致的结论^[12,13]。克尔透镜锁

模, 是利用腔内介质的克尔自聚焦效应与腔内光阑(硬、软)联合产生的等效快可饱和吸收体所实现的被动锁模, 这种等效快可饱和吸收体的特性与光腔结构和激光器运转参数密切相关, 因此给讨论这类激光器的锁模动力学过程带来一定的复杂性。Liu 等人^[8]通过唯象地引入调制项, 讨论过掺钛蓝宝石的自调 Q 自锁模现象。本文从 Haus^[3]的被动锁模激光器的基本方程出发, 结合自锁模固体激光器中等效可饱和吸收体的特性, 讨论了固体激光器自调 Q 自锁模动力学过程, 给出了产生自调 Q 自锁模的条件, 以及自调 Q 周期与激光器结构和运转参数的关系, 所得的结论与实验结果有很好的 consistency。

2 等效快可饱和吸收体

自锁模固体激光器的光腔结构如图 1 所示, 其中 M_1 、 M_2 为激光器两平面端镜, M_3 和 M_4 为焦距 $f = 50 \text{ mm}$ 的两个具有相等曲率的凹面反射镜, Ti:S rod 为激光增益介质(同时也为克尔非线性介质), A 为硬光阑(也可以理解为等效的腔内软光阑)。考虑激光介质的克尔透镜效应, 其对光束的变

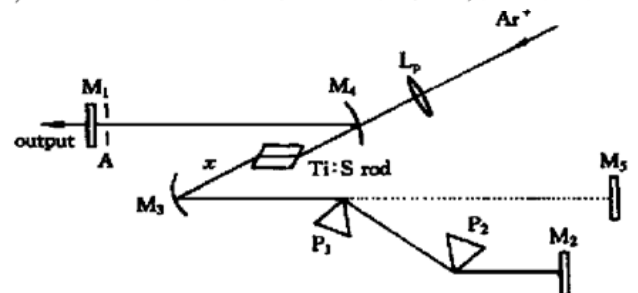


Fig. 1 Schematic of experimental setup

* 国家自然科学基金(69878020)、国家攀登计划、863-416 青年科学基金(98-3)、教育部留学回国人员基金、高等学校优秀青年教师教学和科研奖励基金部分资助课题。

换矩阵为^[14]

$$M = \sqrt{1-y} \begin{vmatrix} 1 & d \\ -\frac{y}{(1-y)d} & 1 \end{vmatrix}, \quad (1)$$

$$y = \left[1 + \frac{1}{4} \left[\frac{2\pi w_c^2}{\lambda d} - \frac{\lambda d}{2\pi w_0^2} \right]^2 \right]^{-1} \frac{P}{P_t}, \quad (2)$$

其中 d 为激光介质长度, w_c 为激光介质中间光斑半径, w_0 为激光在介质中的束腰半径, λ 为激光的中心波长, P 为腔内激光的功率, P_t 为激光介质对光束产生自聚焦的阈值功率, 在此功率下, 光束因自聚焦产生自陷($P_t = c\epsilon_0 \lambda^2 / 2\pi n_2$, n_2 为介质的非线性折射系数, ϵ_0 为真空介电系数)。

根据光束在光腔内往返传播的 $ABCD$ 法则, 光阑处的光斑半径可表示为^[15]

$$w = \left[\frac{\lambda |B|}{\pi} \right]^{1/2} \left[1 - \left[\frac{A+D}{2} \right]^2 \right]^{-1/4}, \quad (3)$$

其中 A 、 B 、 D 为光束在腔内往返传输的矩阵元, 它是光腔结构参数的函数, 由于克尔介质的作用, A 、 B 、 D 亦为腔内功率的函数。由于克尔介质的存在, 使得光阑处的光斑尺寸更具复杂性。理论^[2, 14] 和实验^[16~18] 证明, 光腔处在非锁模状态增益区的边缘时, 有利于实现激光器的自锁模运转, 因为这时光阑处的光斑对功率的变化率最大, 即 $\delta = -\frac{1}{w} \frac{dw}{dp}$ 最大。 δ 可称为自锁模启动因子^[19]。图 2 给出了光阑处的光斑随归一化功率变化的曲线。

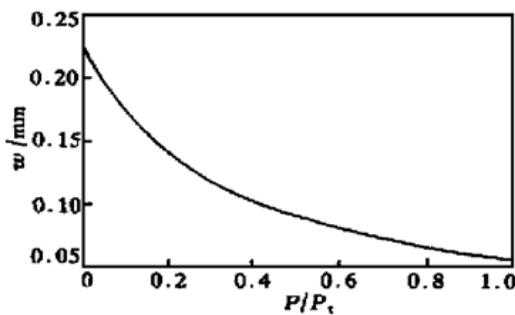


Fig. 2 spot size w versus the normalized power P/P_t

腔内克尔透镜与光阑结合形成的等效快可饱和吸收体的透过率函数 $T(P)$ 可表示为^[19]

$$T = \iint_{-\infty}^{\infty} dx dy S(x, y) \left[\frac{2}{\pi w^2} \right] \exp \left[-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2} \right], \quad (4)$$

$S(x, y) = \begin{cases} 1, & \sqrt{x^2 + y^2} < b \\ 0, & \sqrt{x^2 + y^2} \geq b \end{cases}$
其中 $S(x, y)$ 为光阑的透过率函数, b 为光阑的半径, w 为光阑处的光斑半径。

等效快可饱和吸收体的存在, 使得激光器存在一个与腔内功率有关的损耗, 它是腔内功率的函数, 也是时间的函数, 我们记作

$$q = 1 - T(P), \quad (5)$$

当 $p = 0$ 时, 我们把它定义为等效快可饱和吸收体的小信号损耗

$$q_0 = 1 - T(P = 0), \quad (6)$$

q_0 和光阑的孔径有关, 如图 3 所示, 当光阑孔径变小时, q_0 增加很快。

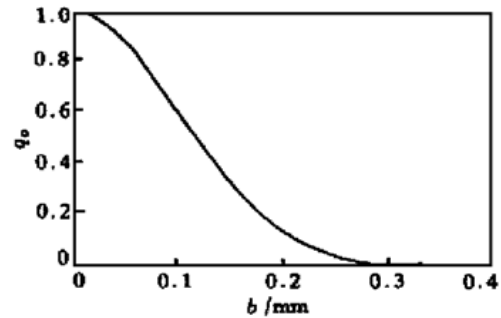


Fig. 3 Small signal loss q_0 as a function of the aperture radius b

3 自调 Q 自锁模的动力学方程

3.1 基本方程

自调 Q 自锁模固体激光器的基本方程可以写作^[3]

$$T_R \frac{\partial}{\partial k} a(k, t) = \left\{ \left[jH \frac{\partial^2}{\partial t^2} + j\delta |a(kt)|^2 - j\psi \right] + \left[g - l + \frac{g}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - q \right] \right\} a(k, t), \quad (7)$$

其中, $a(k, t)$ 是腔内锁模光脉冲的振幅, k 为锁模光脉冲在腔内的往返次数, t 为锁模脉宽量级的时间变量, T_R 为光在腔内的往返时间。式中右边第一方括号内的各项与场的相位有关, 其中 H 为群速色散, $\delta |a(k, t)|^2$ 为自相位调制, ψ 为单程相移; 第二方括号内代表腔的单程净增益, 其中 g 为增益介质提供的单程增益, l 为腔的单程固定损耗, $\frac{1}{\Omega^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ 为增益光谱窗口效应, q 为等效快可饱和吸收体对光的非线性损耗。对于我们所要讨论的掺钛蓝宝石自锁模激光器, 假设: 1) 腔内的群速色散和自相位调制引起的脉冲啁啾得到很好的补偿, 因此可以忽略方程中关于相位项的影响因素; 2) 光谱增益窗口足够宽; 3) 光脉冲振幅的单程变化量较小, 如小于 20%。于是, 控制自锁模激光器运转特性的速率

方程组可写作

$$T_R \frac{dP}{dk} = 2(g - l - q)P, \quad (8a)$$

$$T_R \frac{dg}{dk} = -\frac{g - g_0}{T_L} - \frac{gT_R P}{E_L}, \quad (8b)$$

$$T_R \frac{dq}{dk} = -\frac{q - q_0}{T_{Aeq}} - \frac{qT_R P}{E_{Aeq}}. \quad (8c)$$

其中 $P = |a(k, t)|^2$ 为激光在腔内单向传播的功率, $T_{Aeq} = \tau_{Aeq}/T_R$ 为归一化的等效可饱和吸收体的恢复时间, τ_{Aeq} 为等效快可饱和吸收体的恢复时间, 由于介质快克尔效应的响应时间在飞秒级, 它必即时地响应于光脉冲. $T_L = \tau_L/T_R$ 为增益介质的归一化弛豫时间, τ_L 为增益介质的弛豫时间, E_L 为增益介质的饱和能量, E_{Aeq} 为等效可饱和吸收体的等效饱和能量, 它与介质的克尔效应有关, 同时也和激光器的光腔结构及形成等效可饱和吸收体的腔内光阑直径的大小有关, g_0 为小信号增益.

自锁模固体激光器通常有三种工作状态, 即非锁模连续波运转, 稳定的锁模运转, 稳定的调 Q 锁模运转. 对稳定的连续波状态, 方程组(8) 的变率为零, 则由(8a) 式可得出 $g_s - l - q_s = 0$, 于是激光器速率方程组的稳态解为

$$lP_s = \frac{g_0 P_s}{1 + P_s/P_L} - \frac{q_0 P_s}{1 + P_s/P_{Aeq}}, \quad (9a)$$

$$g_s = \frac{g_0}{1 + P_s/P_L}, \quad (9b)$$

$$q_s = \frac{q_0}{1 + P_s/P_{Aeq}}, \quad (9c)$$

式中 P_s 为连续波输出功率, g_s, q_s 为连续波运转的增益和等效快可饱和吸收体引起的损耗; $P_L = E_L/\tau_L$; $P_{Aeq} = E_{Aeq}/\tau_{Aeq}$ 分别为增益介质的饱和功率和等效可饱和吸收体的饱和吸收功率.

3.2 自调 Q 自锁模运转

自调 Q 自锁模, 即为自锁模序列光脉冲的幅度被周期调制的一种运转状态. 激光器由连续波运转进入稳定的锁模状态, 或调 Q 锁模状态, 都源于腔内某种扰动. 扰动打破原有的连续波状态而进入调 Q 锁模状态的物理过程, 在数学上可以通过讨论速率方程组(8) 式(线性化方程组) 的稳定性来表述. 将激光器的运转参数在连续波运转状态作级数展开, 并取到第一阶近似, 于是有

$$\left. \begin{aligned} g &= g_s + x(k, t), \\ q &= q_s + y(k, t), \\ P &= P_s + p(k, t), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

其中 $x(k, t), y(k, t), p(k, t)$ 为激光器内的扰动. 将(10) 式代入方程组(8), 忽略高阶增量项, 可以得到(8) 式的线性化方程组

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dk} &= -\left[\frac{1}{T_L T_R} + \frac{P_s}{P_L T_R T_L} \right] x - \frac{g_s}{P_L T_R T_L} P, \\ \frac{dy}{dk} &= -\left[\frac{1}{T_{Aeq} T_R} + \frac{P_s}{P_{Aeq} T_R T_{Aeq}} \right] y - \frac{q_s}{P_{Aeq} T_R T_{Aeq}} P, \\ \frac{dp}{dk} &= \frac{2}{T} [(x - y)P_s + (g_s - l - q_s)p]. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

为讨论方程组(11), 我们设一解向量 (x, y, p) . 它与 $e^{\lambda k}$ 成比例, λ 满足特征方程

$$\lambda^3 + a_1 \lambda^2 + a_2 \lambda + a_3 = 0, \quad (12)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} a_1 &= \frac{g_0}{g_s T_R T_L} + \frac{q_0}{q_s T_R T_{Aeq}}, \\ a_2 &= \frac{g_0 q_0}{g_s q_s T_R^2 T_L T_{Aeq}} + \frac{2P_s}{T_R^2} \left[\frac{g_s}{P_L T_L} - \frac{q_s}{P_{Aeq} T_{Aeq}} \right], \\ a_3 &= \frac{2P_s}{T_{Aeq} T_L T_R^3} \left[\frac{g_s q_0}{P_L q_s} - \frac{q_s g_0}{P_{Aeq} g_s} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

若使激光器稳定运转在连续波状态, 必须保证方程(12) 的特征方程的解的实部为负数, 以保证任何扰动引起的起伏将按 $e^{\lambda k}$ 形式衰减而恢复到连续波状态. 保证特征方程的解为负实部的条件为: $a_1 > 0$, $a_3 > 0$ 和 $a_1 a_2 > a_3$, 由(13) 式知, 条件 $a_1 > 0$ 是显然的. 非稳定条件将使扰动引起的起伏按 $e^{\lambda k}$ 形式发展, 最后打破原来的连续波稳定运转状态. 线性方程组(11) 式的非稳定条件应为 $a_3 < 0$, 这个条件对应着激光器锁模运转的启动条件, 对此本文不作讨论. 另一非稳定条件是 $a_1 - a_2 < a_3$, 在此条件下应有

$$\left[\frac{g_0}{g_s T_R T_L} + \frac{q_0}{q_s T_R T_{Aeq}} \right] \left[\frac{g_0 q_0}{g_s q_s T_R^2 T_L T_{Aeq}} \right] + \frac{2P_s}{P_L T_R^3} \left[\frac{g_0}{T_L^2} - \frac{g_0}{\times T_{Aeq}^2} \right] < 0, \quad (14)$$

它对应激光器的调 Q 锁模运转状态. 其中 $\times = P_{Aeq}/P_L$ 定义为等效可饱和吸收体的可饱和刚度, 表示达到饱和的难易程度. 满足(14) 式的特征方程(12) 的特征根为一个实负根和两个共轭复根. 令其

共轭复根的实部趋于零, 可以近似求得它的按正弦规律起伏的角频率

$$\Omega^2 \approx a_2 = \frac{g_0 q_0}{g_s q_s T_R^2 T_L T_{Aeq}} + \frac{2P_s}{P_L T_R^2} \left[\frac{g_s}{T_L} - \frac{q_s}{x T_{Aeq}} \right], \quad (15)$$

这就是调 Q 锁模的调 Q 频率。由于(14)式第一项显然为正数, 为此, 我们可以简单地确定满足(14)式的必要条件为

$$\frac{q_0}{x T_{Aeq}^2} > \frac{g_0}{T_L^2}, \quad (16)$$

(16)式就是满足激光器调 Q 锁模运转的必要条件。

利用(9b)、(9c)两式, 则(15)式又可变为

$$\Omega^2 \approx \left[1 + \frac{P_s}{P_L} \right] \left[1 + \frac{P_s}{P_{Aeq}} \right] \frac{1}{\tau_L \tau_{Aeq}} + \frac{2}{T_R} \left[\frac{g_0 P_s}{\tau_L (P_L + P_s)} - \frac{q_0 P_s}{\tau_{Aeq} (P_{Aeq} + P_s)} \right], \quad (17)$$

因此调 Q 周期可以写作

$$T_{QML} = 2\pi \left[\left[1 + \frac{P_s}{P_L} \right] \left[1 + \frac{P_s}{P_{Aeq}} \right] \frac{1}{\tau_L \tau_{Aeq}} + \frac{2}{T_R} \left[\frac{g_0 P_s}{\tau_L (P_L + P_s)} - \frac{q_0 P_s}{\tau_{Aeq} (P_{Aeq} + P_s)} \right] \right]^{-1/2}, \quad (18)$$

由(16)式和(18)式可以看出, 对于一个确定的激光器和抽运条件, g_0 和 T_L 为一定值。因此可改变光腔参数, 通过改变腔内硬光阑的大小来改变等效可饱和吸收体 q_0 和等效可饱和吸收体的 P_{Aeq} ; 或通过调整光腔, 以改变抽运光和腔内激光束在增益介质中的耦合, 进而改变 g_0 , 同时也改变了腔内软光阑, 导致 q_0 和 P_{Aeq} 的改变。它们都将影响激光器的调 Q 锁模的运转状态: 如调 Q 的周期, 或由调 Q 锁模转变到稳定的锁模运转状态。

4 实验结果

我们的实验装置如图 1 所示, 镀有减反膜的抽运透镜 L_p , 焦距为 12.7 cm, 抽运源为全线 Ar^+ 激光器。增益介质为布氏角切割的 5 mm 长的掺钛蓝宝石, 熔石英棱镜对 P_1 和 P_2 相距 56 cm, 用来补偿腔内色散。输出镜 M_1 在 800 nm 处的透射率为 10%, A 为可变孔径的硬光阑, 靠近输出镜放置。球面反射镜 M_3 、 M_4 ($R = 10$ cm) 在 750 nm~850 nm 处为高反射率, 而对全线 Ar^+ 激光为高透射, 端镜 M_2 为全反射镜, 所有反射镜的带宽均为 800 nm \pm 50 nm。

用实时强度相关器测量锁模激光脉宽, 用快速响应光电二极管和示波器显示锁模脉冲序列。当抽运功率为 5.7 W 时, 适当调整光学谐振腔, 激光器可运转在常规稳定自锁模状态, 脉冲宽度小于 50 fs, 脉冲重复率为 78 MHz, 平均输出功率约 300 mW, 其输出的锁模脉冲序列如图 4(a) 所示。从这种状态开始, 若向前移动棱镜 P_1 , 以增加光束所通过的玻璃厚度, 随着光束通过的玻璃厚度的增加, 脉冲变窄到约 20 fs。此后, 若稍稍向前移动 P_1 , 激光器便突然进入调 Q 锁模状态, 如图 4(b) 所示。图 4(c) 为清晰可见的调 Q 锁模脉冲包络, 包络的宽度约为 1 μ s。当调 Q 包络脉冲的占空比为 1/10 时, 其调 Q 包络峰的脉冲幅度近似为正常锁模的 10 倍。而锁模脉宽却加宽 10 倍, 为 300 fs, 如图 4(d) 所示[相关曲线的调制特性起因于低重复率(10 Hz)的实时相关器]。

实验发现, 移动 M_3 , 使 M_3 和 M_4 之间的距离增大, 调 Q 包络的周期也随之加长, 如图 5 所示。保持调 Q 锁模运转, M_3 的最大移动量约为 300 μ m。图 5(b) 中, 曲线、点线、均匀虚线分别对应 $g_0 = 0.48, 0.3, 0.6$, ($g_0 = 0.48$ 为实验计算结果, 参阅文献[20]), 抽运光吸收系数 $\alpha_p = 1.4$ / cm, 抽运光功率 $P_0 = 5.7$ W, 介质长为 $d = 5$ mm, $T_R = 12.82$ ns, $\tau_s = 3.4$ μ s, $\tau_{Aeq} = 1$ μ s, $P_L = 176$ kW/cm² (文献[21]), $P_{Aeq} = 140$ kW/cm², $q_0 = 0.02$, 实验用小孔半径为 $a = 0.32$ mm, 根据文献[19]及本文(4)式, 可得出 q_0 和 P_{Aeq} 值。 P_s 为图 5(a) 中的实验拟合曲线。我们的激光器是不能自启动的, 正常自锁模状态可以通过敲击其中一个腔镜启动。在调 Q 锁模运转状态, 一旦锁模失败, 就不能通过敲击腔镜启动。这时只有再次恢复到正常锁模时光腔元件的位置, 才能再次启动。实验中还发现, 很多方式可以使激光器自调 Q 自锁模运转。保持正常锁模运转状态的光腔结构不变, 若把抽运功率降低到 3 W, 可以观察到自调 Q 自锁模运转, 这时的平均输出功率也因抽运功率降低而下降; 保持抽运功率和光腔结构参数不变, 仅仅减少插入腔内硬光阑的口径, 当口径小到一定程度时, 原本平滑的正常锁模脉冲序列的幅度开始出现调制, 随着口径的变小, 调制度加深, 调制周期变大; 保持正常锁模抽运功率和光阑大小不变, 调整光腔的某一腔镜(如 M_1 或 M_2) 使光腔失谐, 也能使激光器从正常锁模状态进入调 Q 锁模状态。以上三种实现调 Q 锁模的方法都伴随有激光器输出功率的降低。

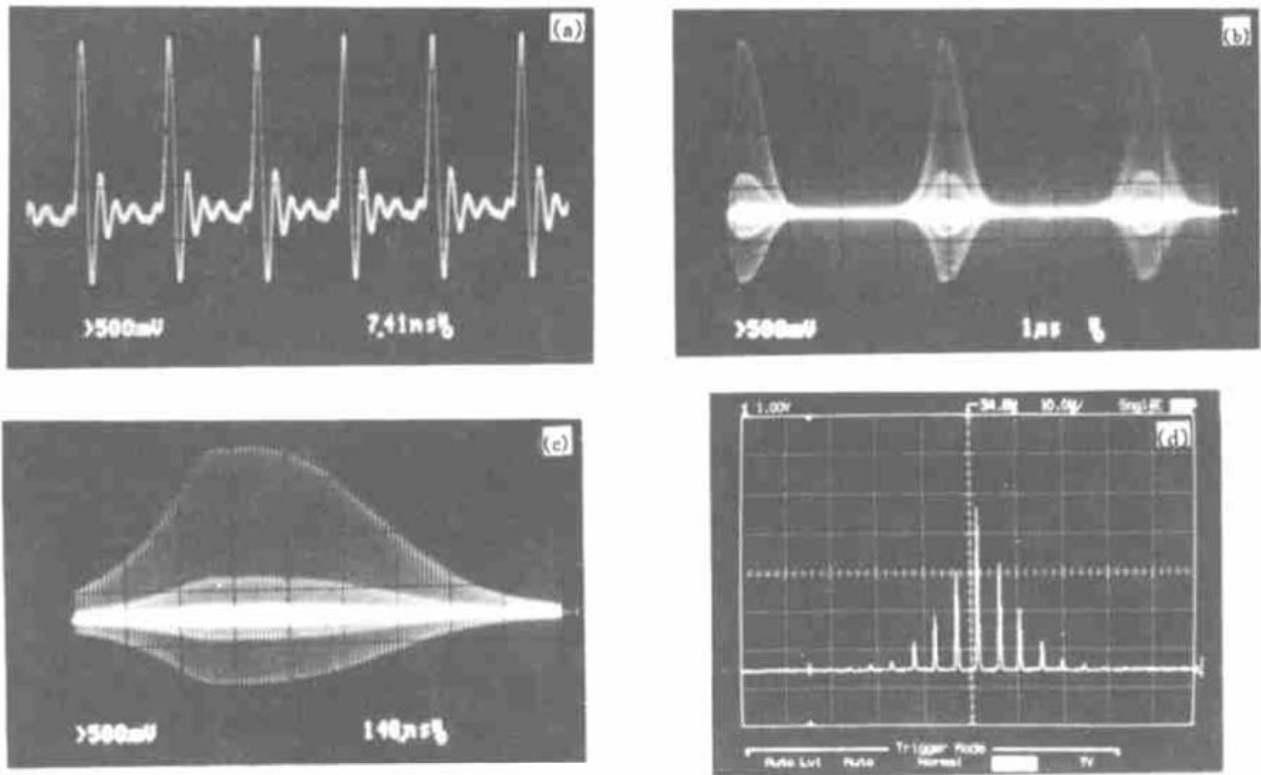


Fig. 4 Waveform of self Q -switched mode locking. (a) The normal self-mode locked pulse train. (b) Waveform of self Q -switched self-mode locking. (c) The clear envelope of self Q -switched self-mode locking pulse train. (d) The real-time autocorrelation trace in self Q -switched self-mode locking

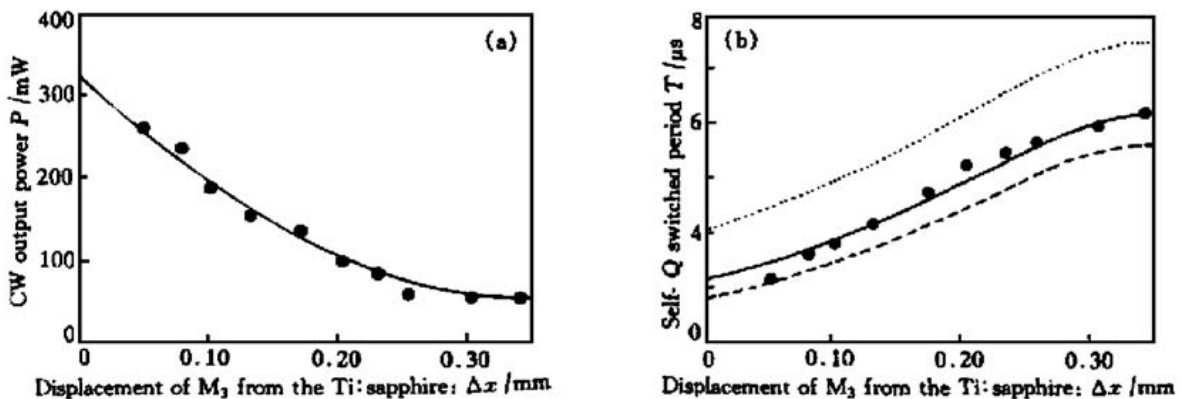


Fig. 5 (a) CW output power versus the displacement of M_3 from the Ti:sapphire, \bullet is experimental data, solid line is fitting curve; (b) self Q -switched period versus the displacement of M_3 from the Ti:sapphire. \bullet is experimental data, other lines are theoretical curves

以上实验结果与前面理论结果所指出的激光器的运转趋势是完全一致的。当激光器运转在正常锁模状态时, 激光器中脉宽很窄, 峰值功率很高, 克尔效应造成的等效可饱和吸收体处于深度饱和状态, 对应激光器的稳定锁模状态。当向前移动棱镜 P_1 使激光器锁模脉冲宽度达到最窄时, 再增加腔的光束通过玻璃的长度, 激光器就进入正色散区, 这时脉冲宽度变宽, 克尔效应下降, 等效可饱和吸收体趋于轻度饱和, 对应于方程式(16)左端变大, 因此出现调 Q 锁模, 这和采用半导体可饱和吸收镜结果是一致的^[13]。移动 M_3 , 加大 M_3 与 M_4 之间的距离, 将使激光器的 P_s 值变小^[16]。由(17)式可以看出, 调 Q

的频率将变小, 因而调 Q 包络的周期变大, 如图 5 所示, 图中方块表示实验结果, 曲线为公式(18)理论计算结果。图中可以看出, 调 Q 周期与 g_0 密切相关。降低抽运功率, 会使 g_0 变小, 大大降低了激光器的锁模光强, 亦使 P_s 大大减小, 等效可饱和吸收体处于低度饱和状态, 因此使激光器脱离正常锁模状态而进入调 Q 锁模, 利用 g_0 与抽运功率 P_{pump} 的线性关系^[20] 和 P_s 与抽运功率 P_{pump} 的实验拟合线性关系, 代入公式(18), 即可得到自调 Q 周期 T_{QML} 与抽运功率 P_{pump} 的理论曲线, 如图 6 所示, 可见, 理论曲线与实验结果符合得较好。减小腔内硬光阑的口径, 将使 q_0 变大, 同时增加腔内的线性损耗, 虽然

抽运功率不变,但仍将使 P_s 变小,进而使激光器的锁模峰值功率降低,这将大大增加(16)式左边的数值,使激光器工作在调 Q 锁模状态,而且硬光阑的口径越小, P_s 越小,调 Q 周期就越大。至于通过失谐激光腔,引起调 Q 锁模,我们可以这样理解,光腔的失谐,使腔内光束中心与硬光阑中心不重合,有效光阑口径变小,同时降低了抽运光和激光束在增益介质中的耦合效率,使 g_0 变小,并增加光腔的线性损耗,因而使 q_0 变大, P_s 变小,导致(16)式左边增大,右边变小,从而使激光器工作在调 Q 锁模状态。激光腔失谐越多,调 Q 周期就越大。

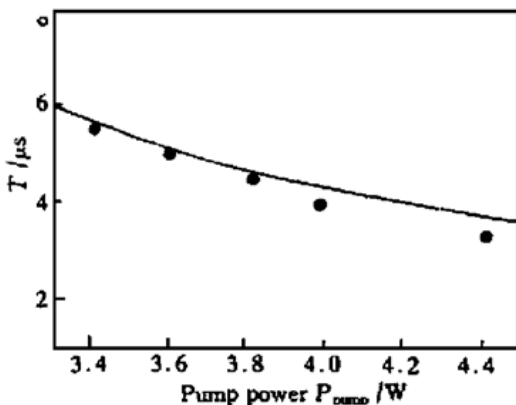


Fig. 6 Self-Q-switched period T versus pump power, \bullet is experimental data, solid line is theoretical curve

尽管自锁模运转下的等效参数 $q_0 \cdot p_{Aeq}$ 较难精确测定,但从以上的讨论可以看出,我们的理论结果与实验仍然符合得较好。

结论 我们将克尔效应与腔内光阑结合所得到的等效的快可饱和吸收体特征参量引入自锁模掺钛蓝宝石激光器变率方程组,从理论上系统地求出了这类激光器自调 Q 自锁模运转的条件,并给出了自调 Q 周期和激光器运转状态参数的关系。理论计算结果与实验结果符合得较好。

参 考 文 献

[1] Spence D E, Kean P N, Sibbet W. 60 fs pulse generation from a self-mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(1): 42~ 44

[2] Herrmann J. Theory of Kerr-lens mode locking: role of self-focusing and radially varying gain. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1994, **11**(3): 498~ 512

[3] Haus H A, Fujimoto J G, Ippen E P. Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1992, **QE-28**(10): 2086~ 2096

[4] Christov I P, Stoev V D, Murnane M M *et al.*. Sub-10 fs operation of Kerr-lens mode-locked lasers. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(18): 1493~ 1495

[5] Xu L, Spielmann C, Krausz F *et al.*. Ultrabroadband ring oscillator for sub-10-fs pulse generation. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(16): 1259~ 1261

[6] Morger U, Kartner F X, Cho S H *et al.*. Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(6): 411~ 413

[7] Xing Q, Zhang W, Yoo K M. Self-Q switched self-mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Commun.*, 1995, **119**(1, 2): 113~ 116

[8] Liu Y M, Prucnal P R. Slow amplitude modulation in the pulse train of a self-mode-locked Ti: sapphire laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1993, **QE-29**(10): 2663~ 2669

[9] Jasapara J, Rudolph W, Kalashnikov V L *et al.*. Automodulations in Kerr-lens mode-locked solid-state lasers. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2000, **17**(2): 319~ 326

[10] Tsang T. Observation of high-order solitons from a mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(4): 293~ 295

[11] Xing Q, Chai L, Zhang W *et al.*. Regular, period-doubling, quasi-periodic, and chaotic behavior in a self-mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Commun.*, 1999, **162**(1, 2): 71~ 74

[12] Kärtner F X, Brovelli L R, Kopt D *et al.*. Control of solid-state laser dynamics by semiconductor devices. *Opt. Engng.*, 1995, **34**(7): 2024~ 2036

[13] Hönninger C, Paschotta C, Morier-Genoud F *et al.*. Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1999, **16**(1): 46~ 56

[14] Magni V, Cerullo G, Silvestri S D. ABCD matrix analysis of propagation of Gaussian beams through Kerr media. *Opt. Commun.*, 1993, **96**(4, 5, 6): 348~ 355

[15] Siegman A E. *Lasers*. Mill Valley, California: University Science Books, 1986. 820~ 821

[16] Wang C, Zhang W, Yoo K. Pulse shortening and spectral broadening by periodic pulse-train amplitude modulation in a self-mode-locked Ti: sapphire laser. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1997, **14**(7): 1881~ 1884

[17] 柴路, 邢岐荣, 张伟力等. 掺钛蓝宝石自锁模环形激光器中的混沌现象. *物理学报*, 1999, **48**(10): 1818~ 1822

[18] 柴路, 王清月, 张志刚等. 采用半导体可饱和吸收镜的自启动、自锁模掺钛蓝宝石激光器. *光学学报*, 2000, **20**(3): 431~ 432

[19] Georgiev D, Herrmann J, Stamm U. Cavity design for optimum nonlinear absorption in Kerr-lens mode-locked solid-state lasers. *Opt. Commun.*, 1992, **92**(4, 5, 6): 368~ 375

[20] Alfrey A J. Modeling of longitudinally pumped CW Ti: sapphire laser oscillators. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, **25**(4): 760~ 766

[21] Ming Lai. Self-starting, self-mode-locked Ti: sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(10): 722~ 724

Self- Q -Switched Self-Mode-Locked Solid State Laser

Xing Qirong¹⁾ Zhang Ning¹⁾ Han Xiuqin²⁾ Zhang Weili¹⁾
Wei Heying¹⁾ Chai Lu¹⁾ Wang Chingyue¹⁾

- 1), *College of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering,
Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science, MOE. Tianjin University,
Tianjin 300072*
- 2), *The Science School, Tianjin University, Tianjin 300072*

(Received 18 October 2000)

Abstract: Based on the principle of passive mode-locked laser and combining the characteristics of the equivalent fast saturable absorber in self-mode-locked solid-state laser, the self-mode-locked dynamic equation and rate equations for controlling the running states are discussed. The condition of self- Q -switched self-mode-locking is obtained and the relation between the period of self- Q -switching and structure, running parameters of solid-state lasers is presented. The agreement of the theoretical and experimental results is good enough.

Key words: Kerr-lens mode-locked solid-state laser; equivalent fast saturable absorber; self-mode-locked dynamics; self- Q -switched self-mode-locking; period of self- Q -switching