

# 光泵为正弦波的被动锁模钕玻璃 激光器的锁模工作区\*

张立敏 吴鸿兴 范滇元  
(中国科学技术大学物理系) (中国科学院上海光学精密机械研究所)

## 提 要

本文给出了光泵为正弦波时光泵脉宽等参数对被动锁模激光器的影响,提出了“锁模工作带”的概念。从理论上分析了锁模过程中多个工作参数的综合效应及各参数之间的相互联系,依据给出的工作参数选择原则,在实验上获得了良好的锁模脉冲序列。

## 一、引 言

被动锁模激光器的理论和实验技术已有许多文献论述。本文从实践需要出发改进了理论模型、计算方法及结果的表达形式,使其能够较定量地指导实验工作,给出锁模激光器的物理设计原则及工作参数最佳选择的具体方法。

本文把以往文献<sup>[1~4]</sup>中计算时采用的恒定速率泵浦改为和实际情况接近的正弦变化的脉冲泵浦,并定义了光泵脉宽、光泵超阈度和起始振荡时间三个参数。在锁模动力学方程中加入了随光强增大而增加的非线性吸收项(这种吸收主要是双光子吸收<sup>[5,6]</sup>),用数值计算考察了其对锁模稳定性的不利影响。通过研究影响锁模的各参数之间的相互制约和联系,综合出反映锁模稳定性的“锁模工作带”,由此分析了振荡器的工作状态及工作参数选择判据。实验结果和理论预示符合较好。

## 二、在正弦波光泵下的光泵参数及增益

取光泵速率为正弦函数

$$f(t) = f_0 \sin(\pi t/t_p), \quad (0 \leq t \leq t_p), \quad (1)$$

其中  $t_p$  为光泵脉冲全宽度,  $f_0$  为光泵脉冲峰值强度。

起始振荡前,激活介质增益系数  $\alpha$  满足如下方程<sup>[4]</sup>:

$$d\alpha/dt = -(\alpha/\tau) + f(t), \quad \alpha(t)|_{t=0} = 0, \quad (2)$$

式中已忽略受激发射影响,  $(1/\tau)$  约为两倍自发跃迁几率<sup>[4]</sup>。从(1)式、(2)式得

$$\left. \begin{aligned} \alpha(t) &= A f_0 \exp(-t/\tau) + (t_p/\pi\tau) A f_0 \sin(\pi t/t_p) - A f_0 \cos(\pi t/t_p), \\ A &= \pi t_p \tau^2 / (\pi^2 \tau^2 + t_p^2). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

收稿日期: 1982年5月12日; 收到修改稿日期: 1983年1月25日

\* 本文曾在第六届全国激光会议上宣读

如设  $\alpha(t)$  在达到最大值时, 满足起始振荡条件

$$\alpha(t_{i_{n0}}) = \gamma + \kappa_0, \quad (4)$$

式中  $t_{i_{n0}}$  是  $\alpha$  达到最大值的时刻,  $\gamma$  是激光腔线性损耗系数,  $\kappa_0$  是锁模染料未饱和吸收系数。定义  $\alpha(t_{i_{n0}})$  所对应的光泵强度为光泵阈值  $f_{i_{n0}}$ 。  $\alpha(t)$  达到最大值时  $(d\alpha/dt) = 0$ , 由 (3) 式得

$$[-\exp(-t/\tau) + \cos(\pi t/t_p) + (\pi\tau/t_p)\sin(\pi t/t_p)]|_{t=t_{i_{n0}}} = 0, \quad (5)$$

用数值法解出  $t_{i_{n0}}$ , 再代入 (3) 式、(4) 式得到

$$f_{i_{n0}} = (\gamma + \kappa_0) / \{A[\exp(-t_{i_{n0}}/\tau) + (t_p/\pi\tau)\sin(\pi t_{i_{n0}}/t_p) - \cos(\pi t_{i_{n0}}/t_p)]\}. \quad (6)$$

由  $f_{i_{n0}}$  定义光泵超阈度  $\eta$  为

$$\eta = f_0 / f_{i_{n0}}, \quad (7)$$

在  $\eta > 1$  时,  $\alpha$  达到起始振荡所需的时间不再是  $t_{i_{n0}}$ , 令此时间为  $t_{i_n}$ , 利用  $\alpha(t_{i_n}) = \gamma + \kappa_0$  和 (3) 式可得:

$$\gamma + \kappa_0 = A\eta f_{i_{n0}} [\exp(-t_{i_n}/\tau) + (t_p/\pi\tau)\sin(\pi t_{i_n}/t_p) - \cos(\pi t_{i_n}/t_p)], \quad (8)$$

用数值法求出  $t_{i_n}$ , 得到以  $t_{i_n}$  为起点的光泵强度

$$f(t) = \eta f_{i_{n0}} \sin[(\pi/t_p)(t_{i_n} + t)], \quad (9)$$

(9) 式即达到起始振荡后锁模过程模拟计算所使用的光泵表达式。

### 三、锁模过程的模拟计算

锁模过程是通过染料的非线性吸收和激活介质的增益饱和共同完成的。最初存在于激光器中的随机涨落脉冲, 集合在这种共同作用下, 演变到脉冲之一的强度远大于任何别的脉冲的状态。这个幸存的脉冲继续在腔中运行, 直至输出一规则的序列脉冲。

若把在腔中第  $k$  次运行的腔内辐射场记为  $I_k$ , 相应的增益系数记为  $\alpha_k$ , 则由辐射理论、粒子数速率方程及 (9) 式得到计算  $I_k$  和  $\alpha_k$  的微分方程组。考虑到起始振荡时自发辐射仍是重要的, 光强分布在周期  $T$  中仍在不断起伏, 此时只需计算平均光强  $I_k$  和平均增益  $\alpha_k$  随渡越次数的变化, 所采用的差分方程组为\*

$$I_{k+1} = I_k + I_k \{ \alpha_k - \gamma - \gamma' I_k - [\kappa_0 / (1 + b I_k)] \} + \alpha_k \xi, \quad (10)$$

$$\alpha_{k+1} = \alpha_k - \alpha_k (2\sigma I_s T / h\nu) I_k - (\alpha_k T / \tau) + T \eta f_{i_{n0}} \sin[(\pi/t_p)(t_{i_n} + kT)], \quad (11)$$

初值为:  $\alpha_0 = \kappa_0 + \gamma$ ,  $I_0 = \alpha_0 \xi$ 。(10) 式右边大括号中第三、四项分别代表光强的非线性吸收、无惯性可饱和吸收体(已取为单位长度)吸收系数。(11) 式右边第二、三、四项分别代表受激发射、自发跃迁、光泵抽运对增益的影响。(10) 和 (11) 式中  $I_s$  为染料饱和光强,  $I_k$  为归一化到  $I_s$  的光强,  $\xi$  为自发辐射光强<sup>[4]</sup>,  $b$  为光束的激活介质和染料中的光束截面比,  $T$  为腔渡越时间,  $\sigma$  为激活介质受激截面。

在受激发射远超过自发辐射后, 认为光强分布由周期为  $T$  的类噪声信号组成, 腔内辐射场可由  $M$  个脉宽为  $(T/M)$  的随机强度的脉冲集合来描述<sup>[9]</sup>

$$I_{10} = I_{\text{ave}} \ln(M/I_i) \quad (i=1, 3, 4, \dots, M), \quad I_{20} = I_{10}/1.02 \quad (i=2), \quad (12)$$

其中  $I_i$  表示第  $i$  个最大脉冲的光强。可以求得当  $M=200$  时, 以这种脉冲集合开始计算,

\* 激活介质钕玻璃可看作为四能级系统

锁模置信度将超过 92%。

对每一次循环假定增益系数不变, 循环结束后, 计算增益系数所受的损耗, 给出下一次循环的增益系数。周期结构形成后各个脉冲的光强和增益系数满足以下方程组:

$$I_{k+1,i} = I_{k,i} + I_{k,i} \{ \alpha_k - \gamma - \gamma' I_{k,i} - [\alpha_0 / (1 + b I_{k,i})] \} \quad (i=1, 2, \dots, M), \quad (13)$$

$$\alpha_{k+1} = \alpha_k - [\alpha_k (2\sigma I_s T / h\nu) / M] \sum_{i=1}^M I_{k,i} - (\alpha_k T / \tau) + T \eta f_{i,k} \sin [(\pi / t_p) (t_{i,k} + LT + kT)], \quad (14)$$

其中  $I_{k,i}$  是腔中第  $k$  次循环时, 第  $i$  个最大脉冲的强度,  $L$  是从起始振荡到光强达到  $I_{s0}$  时经历的循环次数。

锁模过程的模拟计算是在 TQ-16 计算机上进行的, 采用国产磷酸盐钽玻璃的实测数据。非控制参量取值如下:

$$I_s = 50 \text{ MW/cm}^2, T = 0.005 \text{ } \mu\text{s}, \xi = 0.259 \times 10^{-11}, \gamma = 0.35, \\ \gamma' = 0.001485, M = 200, \sigma = 3.1 \times 10^{-20} \text{ cm}^2, \tau = 270 \text{ } \mu\text{s}.$$

### 四、计算结果及讨论

以二次谐波增长比  $SHER_0 = (1/M) \sum_{i=1}^M I_i^2 / [(1/M) \sum_{i=1}^M I_i]^2$  作为判别锁模质量的物理量<sup>[9,4]</sup>。令  $SHER = SHER_0 (100/M)$ , 其中  $M$  为脉冲集合中的脉冲个数。若经过选择和甄别后在集合中仅保留一个脉冲, 则  $SHER = 100$ 。若定义其它脉冲所含总能量不大于最大脉冲能量的 1/10 (即  $\sum_{i=2}^M I_i \leq I_1/10$ ) 为良好锁模, 则  $SHER \geq 82.6$ 。定义  $\eta$ - $b$  平面上光强输出峰值下  $SHER = 82.6$  的等值线和  $SHER = 100$  的“临界”等值线所包含的区域为“锁模工作带”。这里“临界”指  $\eta$ - $b$  平面上的点在此曲线下方时不能锁模。定义锁模工作带的“ $b$  窗口”  $W_b = 2[(b_1 - b_2) / (b_1 + b_2)]$ , 其中  $b_1, b_2$  分别为工作带上给定  $\eta$  时的  $SHER =$

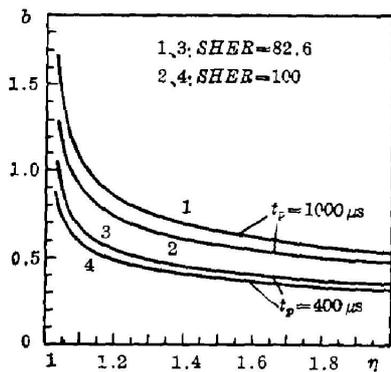


图 1  $\eta$ - $b$  平面上以  $t_p$  为参数的锁模工作带 ( $\alpha_0 = 0.7$ )

Fig. 1 The mode-locked operation bands in  $\eta$ - $b$  plane with the parameter  $t_p$  ( $\alpha_0 = 0.7$ )

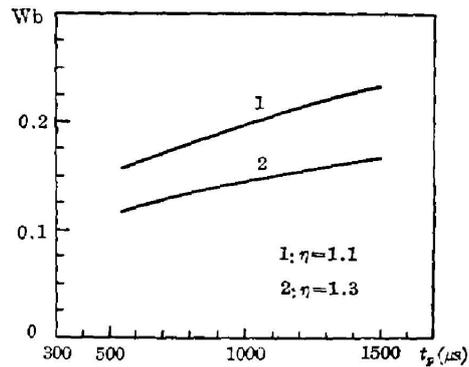


图 2 “ $b$  窗口”  $W_b$  随  $t_p$  的变化 ( $\alpha_0 = 0.7$ )

Fig. 2 “The window of  $b$ ”  $W_b$  versus  $t_p$  ( $\alpha_0 = 0.7$ )

82.6 和临界  $SHER=100$  处的  $b$  值。

图 1 给出了  $\eta$ - $b$  平面上  $\alpha_0=0.7$  时以  $t_p$  为参数的锁模工作带。图 2 给出了  $\alpha_0=0.7$ 、以  $\eta$  为参数时锁模工作带“ $b$  窗口”随  $t_p$  的变化。物理上小的  $t_p$  意味着在起始振荡处 ( $t=t_{th}$ ) 大的增益增长率, 选用较小的  $b$  才能减慢光强的增长而有利于最大脉冲的鉴别, 故锁模工作带随  $t_p$  减小而移向小的  $b$  值。类似的分析也适用于  $\eta$ 。总之, 小的  $t_p$ 、大的  $\eta$  容易使光强过快增长而不利于脉冲鉴别, 相应的“ $b$  窗口”变小。计算表明,  $\eta$ - $b$  平面上以  $\alpha_0$  为参数的锁模工作带与  $t_p$  为参数时的形状类似, 工作带随  $\alpha_0$  的增加移向  $b$  值小的方向,  $W_b$  随  $\alpha_0$  的增加而增加。

从图 3 可以看到非线性吸收  $\gamma'I$  使获得良好锁模的  $b$  值范围变窄。物理上非线性吸收对大的光强增加了吸收而不利于最大脉冲的鉴别。

综上所述, 为了获得稳定的锁模, 必须正确地选择光泵脉宽  $t_p$ 、染料未饱和吸收系数  $\alpha_0$ 、光束截面比  $b$  及光泵超阈值  $\eta$  等参数。使用“锁模工作带”得到如下选择原则:

#### 1. 光泵脉宽 $t_p$ 的选择

首先,  $t_p$  愈小, 起始振荡处的增益增长率愈大, 不利于锁模;  $t_p$  值太大, 将使激光器效率大大降低; 同时对一定的腔结构而言, 光束截面比  $b$  有确定的可调范围, 这也使得  $t_p$  值的选择受到限制。因此必须从上述三个方面综合考虑光泵脉宽  $t_p$  的取值。我们的计算结果, 对磷酸盐铍玻璃是  $\alpha_0=0.7$  时,  $t_p$  取  $700 \mu s$  较为合适。

#### 2. 染料未饱和吸收系数 $\alpha_0$ 的选择

选用较大的  $\alpha_0$  有较大的“ $b$  窗口”, 有利于锁模的稳定; 但是  $\alpha_0$  太大会使最大脉冲峰值光强增加而引起玻璃介质的非线性效应和损伤。

#### 3. 激活介质和染料中的光束截面比 $b$ 的选择

影响光束截面比  $b$  的因素很多,  $\sigma$  较小的激活介质、较大的光泵超阈值对应于较小的光束截面比  $b$ 。另外, 太小的  $b$  值将使激活介质的功率负荷增加过多。同时腔结构本身也限制  $b$  值在一定的调整范围内, 所以  $t_p$ 、 $\eta$ 、 $\alpha_0$  的选取必须使  $b$  落在这个范围。根据计算, 在铍玻璃情况下, 当  $t_p$  取  $700 \mu s$ 、 $\alpha_0$  取 0.7 和 1.2、 $\eta$  在 1.1 附近时,  $b$  值分别取 0.65 和 0.9 较合适。

#### 4. 光泵超阈值 $\eta$ 的选择

小的  $\eta$  对应大的“ $b$  窗口”有利于锁模稳定; 但  $\eta$  太小时,  $b$  值急剧增加并可能超出腔的调整范围。一般  $\eta$  取 1.1~1.3 较合适。

#### 5. 铍玻璃掺杂浓度的选择

铍玻璃的  $\gamma'$  随铍离子浓度增加而增大, 这将使锁模工作带变窄。因而在不显著影响效率的条件下应尽可能选用低浓度的铍玻璃材料。对磷酸盐玻璃浓度以 1.2~2.0% 为宜。

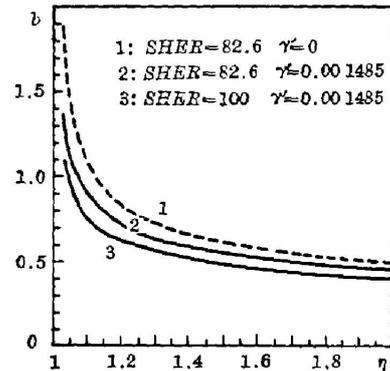


图 3  $\eta$ - $b$  平面上非线性吸收  $\gamma'I$  对锁模工作带的影响 ( $\alpha_0=0.7$ )

Fig. 3 The effect of the nonlinear absorbance  $\gamma'I$  on the mode-locked operation band in  $\eta$ - $b$  plane ( $\alpha_0=0.7$ )

## 五、在正弦形光泵下磷酸盐钕玻璃被动锁模激光器的实验研究

为了研究各种实际工作参数对磷酸盐钕玻璃被动锁模的影响, 我们设计的实验装置如图 4 所以。

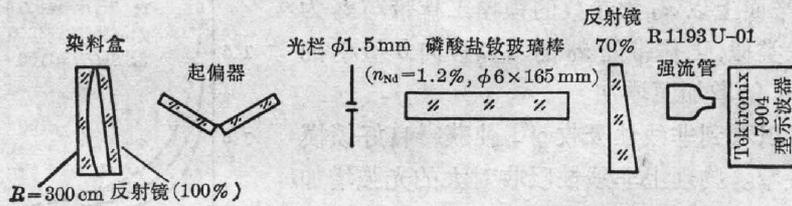


图 4 磷酸盐钕玻璃被动锁模激光器

Fig. 4 The Nd:phosphatic glass passively mode-locked laser

激光器选用  $\phi 6 \times 165 \text{ mm}$  的磷酸盐钕玻璃棒作激活介质, 采用双椭圆腔双灯泵浦, 自来水分腔水冷。工作周期约 1 次/分。采用五甲川溶于二氯乙烷的溶液作染料。

按照腔长为 800 mm 算出光脉冲在腔中循环一周的时间  $T \approx 5.3 \text{ ns}$ 。磷酸盐钕玻璃棒的线性损耗系数为  $0.17\% \text{ cm}^{-1}$ , 加上腔的透射损耗 30%, 可求得腔的单次渡越的无量纲损耗系数为  $\gamma \approx 0.356$ 。棒的非线性损耗为  $1.65 \times 10^{-13} \text{ cm/W}$ , 可求得单次渡越的非线性损耗系数  $\gamma' = 1.485 \times 10^{-3}$ 。按照图 4 所示装置, 获得了单横模输出。考虑到加小孔后高斯光束的束腰在小孔附近, 我们估算的棒和染料中的光束截面比  $b \approx 0.7 \sim 0.8$ 。染料的非饱和吸收系数取为 0.81。考虑到光泵脉宽太宽时光泵效率将大大降低, 同时我们所用的  $\phi 8 \times 100 \text{ mm}$  的脉冲氙灯所承受的最大能量为  $120 \text{ J/lamp}$ , 由此出发取了两种光泵脉宽  $t_p \approx 300 \mu\text{s}$ 、 $t_p \approx 600 \mu\text{s}$  进行实验研究。

采用图 4 所示装置, 我们在 Tektronix 7904 示波器上观察了上述两种光泵脉宽下输出的锁模序列。所观察到的从临界锁模到锁模明显变劣的光泵超阈度范围分别列于表 1 中。

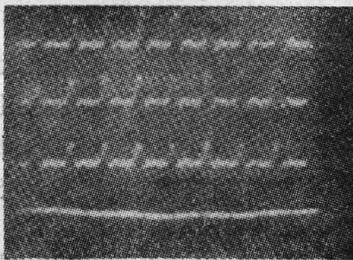


图 5 锁模脉冲序列的示波器照片 ( $b=0.7 \sim 0.8$ )

Fig. 5 The mode-locked pulse trains ( $b=0.7 \sim 0.8$ )

我们在临界锁模的光泵超阈度附近 (相当于理论上的  $\eta-b$  平面上的锁模工作带内) 和在较高的光泵超阈度  $\eta$  下 (相当于锁模工作带外) 拍摄了脉冲序列的照片。图 5 给出了  $t_p \approx 600 \mu\text{s}$ ,  $\kappa_0 = 0.81$ ,  $\eta = 1.08$  的脉冲序列的示波器波形。照片是用 Tektronix 7904 小屏幕示波器拍摄的, 扫描速度  $5 \text{ ns/div}$ , 每个脉冲序列输出曝光一次。采用在一张底片上移位多次拍摄的方法考察锁模质量的统计效果。

从上述实验可以得出如下结论:

1. 获得临界锁模的光泵超阈度随光泵脉宽  $t_p$  的增加而增加, 如表 1 所示。这一点与理论计算相一致。
2. 在较大的光泵脉宽  $t_p$  下, 可以在较大的光泵超阈度范围内获得锁模单脉冲序列输

表 1

光泵脉宽 $t_p$	300 $\mu\text{s}$	600 $\mu\text{s}$
光泵超调度 $\eta$ 的范围	1.02~1.09	1.05~1.2

出,这和理论预言的结果也相一致。

本文得到中国科学院上海光学精密机械研究所 TQ-16 机房工作人员和余文炎、郑玉霞、孙乃庚、高脐媛等同志的支持和协助,在此谨致谢意。

## 参 考 文 献

- [1] P. G. Kryukov, V. S. Letokhov; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1972, **QE-8**, No. 10 (Oct), 766.
- [2] W. H. Glenn; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1975, **QE-11**, No. 1 (Jan), 8.
- [3] 私人通讯。
- [4] 朱振和, 霍崇儒;《物理学报》, 1981, **30**, No. 2 (Feb), 178.
- [5] 邱佩华等;《激光》, 1980, **7**, No. 1 (Jan), 13.
- [6] 高脐媛, 范滇元等;《光学学报》, 1983, **3**, No. 3 (May), 226.

## Mode locking range of passively mode-locked glass lasers pumped by sinusoidal light

ZHANG LIMIN AND WU HONGXING  
(China University of Science and Technology)

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

(Received 12 May 1982, revised 25 January 1983)

### Abstract

The effects of the pump pulse width etc. of a sinusoidal pumping on the passively mode-locked lasers are given. The idea of "the mode-locked operation bands" is presented. The overall effects of various operating parameters and the relations among the parameters in the mode-locked process are pointed out theoretically. According to the parameter-selection rule given, the fine train of mode-locked pulses have been obtained.