

# 泵浦抽空状态下的同步泵浦 光学参量振荡器

梁 培 辉

(中国科学院上海光机所)

**提要:** 用计算机数字模拟了 Nd:YAG 锁模激光器倍频光同步泵浦下 LiNbO<sub>3</sub> 光学参量振荡器的脉冲形成过程。泵浦抽空状态下, 输出信号脉冲序列中各脉冲的波形与宽度各不相同, 起始脉冲窄 (~7 微微秒), 后面脉冲宽 (~20 微微秒) 而且有亚结构。腔长失谐主要降低输出能量, 对脉冲加宽作用不大。器件增益对脉冲波形、宽度和腔长失谐量均有影响。

## Synchronously pumped optical parametric oscillators with pumping depletion

Liang Peihui

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

**Abstract:** The generation and evolution of LiNbO<sub>3</sub> optical parametric oscillators synchronously pumped by frequency-doubled light from a mode-locked Nd:YAG laser has been studied by computer numerical simulation. It is shown that under the condition of pumping depletion the shapes and durations of the pulses in a signal wave pulse train are distinct from each other. The pulse duration in front of the train is shorter than that in the middle and at the end of the train (from 7 ps to about 20 ps), meanwhile most of the pulses have substructures. Cavity length mismatch does not broaden the pulse very much but mainly reduces the output energy. The shape, the duration of pulses and the mismatch length of cavity are affected by the gain of the device.

无论非线性光学研究还是微微秒光谱技术都需要知道所用的激光脉冲的波形和脉宽。采用相关法只能测出脉宽的平均值, 真正的脉冲波形只能用条纹照相机获得。von der Linde 等曾用条纹照相机测量他们器件的输出脉冲, 发现脉宽有 6 微微秒, 也有 20 微微秒, 后者波形有亚结构, 呈驼峰状<sup>[1~4]</sup>。

由此可见同步泵浦光学参量振荡器产生的微微秒脉冲具有与泵浦脉冲相同的宽度的说法是不够准确的。

连续波同步泵浦染料激光器输出的微微秒脉冲, 其波形、脉宽与转换效率均与腔长匹配有很密切的关系<sup>[5~7]</sup>。在用固体锁模激光

收稿日期: 1981 年 10 月 17 日。

器为泵浦光源的同步泵浦器件中<sup>[1,8~10]</sup>也有类似的工作。例如[1]中报道,如果用7微秒的脉冲序列泵浦,腔长失谐0.1毫米导致输出能量下降到原来的1/10,但对60微秒的脉冲序列则是1毫米。

本文使用[4]所介绍的装置,测量了输出能量与参量振荡器腔长的关系,得到与[8,10]相类似的结果。定义使输出能量下降到最大值的1/2的腔长失谐量为失谐长度 $\Delta L_{1/2}$ ,该长度是工作波长的函数,数量级为1毫米,见图1(b)。图1(a)是该装置在相同泵浦能量(3毫焦耳)下,最大输出能量(即腔长匹配下的输出能量)与工作波长的关系。图1给出,在相同的泵浦下,信号波波长由670毫微米调到830毫微米,输出能量由4微焦耳增至26微焦耳,而失谐长度由0.7毫米增至2毫米。显然失谐长度的色散现象与参量振荡器增益的色散有关。

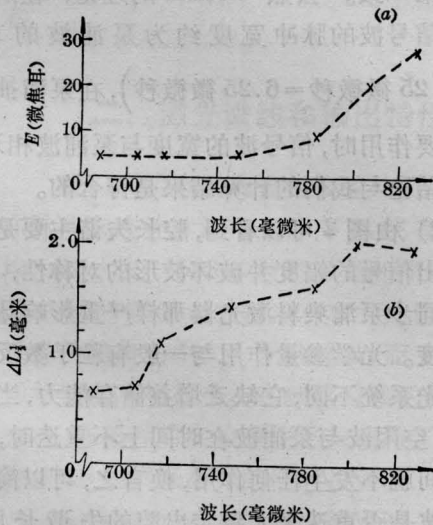


图1 同步泵浦 LiNbO<sub>3</sub> 光学参量振荡器的两个实验结果

(a) 器件输出能量与波长的关系; (b) 使输出能量下降到最大值的一半的腔长失谐长度与波长的关系

Becker 等曾对锁模的同步泵浦光学参量振荡器做过细致的数学分析<sup>[11]</sup>,证明在稳态条件下,泵浦功率不高而忽略泵浦抽空时,

可以获得1微微秒左右的脉冲,但当泵浦功率升高到抽空效应必须考虑时,信号波具有与泵浦波相似的脉宽,极限为后者的 $\sqrt{2}$ 倍。瞬态情形下,如果忽略泵浦波的抽空,信号波脉宽约为泵浦波的1/4。但他们没有分析强泵浦下,即考虑泵浦抽空下的瞬态过程。这种瞬态过程正是我们通常同步泵浦光学参量振荡器的工作状态。我们采用计算机数字模拟的方法,运用泵浦抽空条件下参量放大的理论结果,将振荡器看作是信号起源于自发辐射的来复放大器,用台式计算机 HP 9825 逐次计算并绘出结果,从而得到信号波脉冲的形成过程以及腔长失谐对输出性能的影响。

假定泵浦脉冲序列的包络线为高斯型,包络线的半宽度为 $N_0 t_s$ ,即以 $t_s$ 为单位, $t_s = 2L/c$ 是光在腔内来回一次的时间, $L$ 为腔长, $c$ 为光速。用 Nd:YAG 激光器为主振荡器时, $N_0$ 一般在5~10之间。泵浦脉冲的波形也假定为高斯型,宽度为 $\tau$ ,大小在20到40微微秒之间。为简单起见,我们也只讨论简并的情况,即信号波波长与空间波波长相等,按照参量放大器的理论<sup>[12]</sup>,第 $N$ 个信号波的强度 $I_{S,N}(t)$ 与前一个信号波强度 $I_{S,N-1}(t)$ 和第 $N$ 个泵浦脉冲的强度 $I_{P,N}(t)$ 有如下的关系:

$$I_{S,N}(t) = BI_{S,N-1}(t) + \frac{I_{P,N}}{2} [1 - S n^2 (Gl - G_0 l_0, r)] \quad (1)$$

其中

$$I_{P,N}(t) = I_P \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{t + 2N \frac{\Delta L}{c}}{\tau} \right)^2 \right] \times \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{N - N_0}{N_0} \right)^2 \right] \quad (2)$$

$$Gl = A \sqrt{I_{P,N}(t)} \left[ 1 + \frac{2I_{S,N}(t)}{I_{P,N}(t)} \right]^{1/2} \quad (3)$$

$$G_0 l_0 = 0.5 \ln \left[ 16 \left( 1 + \frac{I_{N,P}(t)}{2I_{S,N}(t)} \right) \right] \quad (4)$$

$$r = \left( 1 + 2 \frac{I_{S,N}(t)}{I_{P,N}(t)} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (5)$$

其中  $B$  为光学参量振荡器内的损耗因子, 表示信号波在腔内一个来回的能量损耗;  $S_n$  是雅柯比 (Jacobi) 椭圆函数。(2) 式中考虑了腔长失谐  $\Delta L$  的影响。(3) 式中的  $A$  是与增益有关的参数, 理论上可以算出它的大小, 但是在这里我们将它作为一个待定参数处理, 处理的方法是给定  $A$  一定数值, 看信号波何时达到输出水平即达到阈值。从实验中知道, 当  $N_0 = 5.5$ ,  $\tau = 25$  微微秒, 峰值功率密度  $I_p$  为  $10^9$  瓦/厘米<sup>2</sup>, 光学参量振荡在  $N = 4$  即第 4 个泵浦脉冲时发生。这样经过几次尝试便可以得到  $A$  值。用此法得到的数值约比理论值低一个数量级。 $N = 1$  时  $I_{S,0}$  等于自发辐射的强度, 我们依照 [14] 的处理取  $3 \times 10^{-4}$  瓦/厘米<sup>2</sup>。

令  $I_p = 10^9$  瓦/厘米<sup>2</sup>,  $B = 0.5$ ,  $A = 1.5 \times 10^{-2}$  厘米/瓦<sup>1/2</sup>,  $N_0 = 5.5$ ,  $\tau = 25$  微微秒, 计算机的步长间隔为 1 微微秒, 不同的腔长

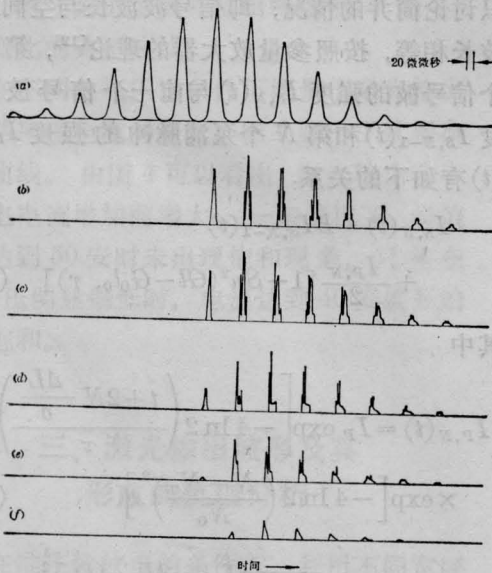


图 2 同步泵浦  $\text{LiNbO}_3$  光学参量振荡器内脉冲的产生与发展过程的电子计算机数字模拟  
(a) 泵浦波; (b)~(f) 信号波, 腔长失谐分别为 0、0.2、0.4、0.6、0.8 毫米; 图中已压缩各脉冲间的时间间隔

失谐情况下, 信号波脉冲的发生与发展过程如图 2 所示。

从数字模拟计算结果可以得出:

1) 输出信号波的脉冲序列中各个脉冲的形状和宽度是不相同的, 而且大部分脉冲具有亚结构。信号脉冲的这种幅度调制也许可以认为是泵浦波抽空时, 信号波与空闲波耦合的结果。

脉冲的宽度取决于泵浦的强弱以及脉冲在序列中所处的顺序。头一个脉冲最窄, 后头的加宽。增益大, 对应的脉冲调制加深而且脉宽变宽。由图 2 也可看出, 脉冲序列末尾部分的脉冲形状已经趋于平滑, 亚结构逐渐消失, 这是因为经过若干个来回传播之后, 信号波已接近稳态解。

定量来看, 在我们的计算条件下, 头一个脉冲半宽度为 6~7 微微秒, 后尾部分的脉冲宽度约为 20 微微秒。这与 von der Linde 的结果一致。按照 Becker 的理论, 在阈值附近信号波的脉冲宽度约为泵浦波的  $1/4$  ( $\frac{1}{4} \times 25$  微微秒 = 6.25 微微秒), 在泵浦抽空起主要作用时, 信号波的宽度与泵浦波相近。这些结论与我们的计算结果是符合的。

2) 由图 2 可以看到, 腔长失谐主要是降低输出信号的幅度并破坏波形的对称性, 但不象同步泵浦染料激光器那样严重影响脉冲的宽度。光学参量作用与一般有粒子数反转的激光系统不同, 它缺乏增益储存能力, 当信号波、空闲波与泵浦波在时间上不重叠时, 三者之间就不发生任何作用, 换言之, 可以简单地从波是否重叠来大致定出腔的失谐长度: 假定定义使最后一个脉冲 ( $N_e$ ) 出现波的不重叠的腔长失谐为失谐长度  $\Delta L'$ , 不难得到

$$\Delta L' \approx \frac{\tau c}{N_e} \quad (6)$$

(6) 式中符号的意义同前面定义。若  $\tau = 25$  微微秒,  $N_e = 2N_0 = 2 \times 5.5 = 11$ , 则  $\Delta L' = 0.68$  毫米。这和实际情况还是比较接近的。



由(6)可清楚看到,腔长失谐量正比于泵浦脉冲的脉宽,反比于泵浦脉冲的脉冲数目。

事实上腔长失谐长度不仅与泵浦波宽度有关,而且与增益有关。扩展图2所用的计算程序,对不同腔长失谐下的信号波输出强度作时间积分,可以得出输出能量与腔长失谐的曲线,见图3。图3绘出  $A=1.4 \times 10^{-2}$  厘米/瓦 $^{\frac{1}{2}}$  和  $A=1.0 \times 10^{-2}$  厘米/瓦 $^{\frac{1}{2}}$  的计算结果。相应最大输出能量相差3.5倍,失谐长度  $\Delta L_{\frac{1}{2}}$  约差3倍。从而解释了图1所示的实验事实。

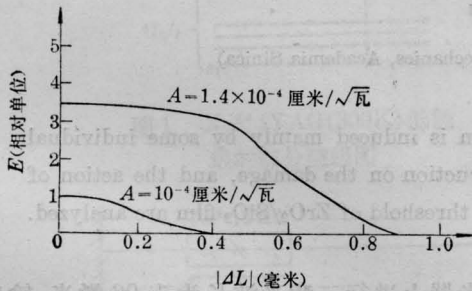


图3 同步泵浦 LiNbO<sub>3</sub> 光学参量振荡器的输出能量与腔长失谐的关系 (电子计算机数字模拟; A 为增益参量)

在我们的全部分析中都没有提到群速度色散的作用。群速度色散要导致微微秒脉冲加宽和啁啾效应。同时,信号波、空闲波和泵浦波在传播过程中由于群速度不同,传输一段距离之后便要分离。这些效应与脉冲宽度、非线性晶体的物理性质以及几何长度有关。我们使用的样品为1.3厘米长的LiNbO<sub>3</sub>晶体,计算表明当脉冲宽度不小于2微微秒时,不考虑群速度色散的作用是允许的。从图2所示的脉冲形状来看,亚结构的小脉冲大致上不比2微微秒窄,因此整个计算仍然是合理的。

结论:通过计算机数字模拟和对一些实验结果的分析,我们知道在强泵浦条件下,泵浦抽空不可忽略,同步泵浦光学参量振荡器

输出的信号波脉冲的形状和宽度并不固定,它与泵浦的强弱、脉冲所处的顺序有关,而且大部分脉冲会有亚结构。这个结果对使用者是重要的。象[3,4]这些光谱研究中,可调谐的参量振荡器提供探测信号,信号脉冲的形状和宽度对测试结果的影响不是非常大。但是,如果用这种器件产生的脉冲来作双光子吸收截面之类的测量工作,由于要精确计算作用光束的功率密度,脉冲的形状和宽度必须准确知道,这时每次实验都必须记录脉冲的形状和宽度了。此外,我们的工作表明,对同步泵浦光学参量振荡器来说,腔长匹配的调整不是十分临界。腔长失谐主要是使输出下降。

作者于1979~1980曾在西德做过工作访问,本文中的计算机模拟工作是在西德马克斯·普朗克固体研究所(斯图加特)完成的。对德国洪堡基金会的资助和 von der Linde 教授的支持表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] T. Kushida *et al.*; *Jap. JAP*, 1977, **16**, No. 12, 2227.
- [2] D. von der Linde *et al.*; Proceedings of the tenth International Quantum Electronics Conference, Atlanta Georgia, 1978.
- [3] D. von der Linde, R. Lambrich; *Phys. Rev. Lett.*, 1979, **42**, No. 16, 1090.
- [4] 梁培辉, R. Lambrich; 《光学学报》, 1982, **2**, No. 2, 153.
- [5] A. Scavennec; *Opt. Commun.*, 1976, **17**, No. 1, 14.
- [6] D. M. Kim *et al.*; *Opt. Commun.*, 1978, **27**, 123.
- [7] C. P. Auschnitt *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, **QE-15**, No. 9, 912.
- [8] L. S. Goldberg, C. A. Moore; *Appl. Phys. Lett.*, 1975, **27**, No. 4, 217.
- [9] T. R. Royt *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **25**, No. 9, 514.
- [10] A. Ferrario; *Opt. Commun.*, 1979, **30**, No. 1, 85.
- [11] M. F. Becker *et al.*; *JAP*, 1974, **45**, No. 9, 3996.
- [12] R. A. Baumgartner, R. L. Byer; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1979, **QE-15**, No. 6, 432.
- [13] A. Laubereau *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **25**, No. 1, 87.