

# 354.7 nm ps 强紫外激光

董景元 赵庆春 钱林兴 何慧娟

(中国科学院上海光机所)

**提要:** 用两块 II 类 KDP 晶体对主被动锁模 YAG 激光输出进行倍频及和频, 在入射光强度为  $1.27 \text{ GW/cm}^2$  条件下, 得到脉冲宽度为 32 ps、峰值功率 30 MW、平均功率 60 mW 和重复率为 20 Hz 的稳定的 354.7 nm 激光。

## Powerful ps UV laser output at 354.7 nm

Dong Jinyuan, Zhao Qin Chun, Qian Lin Xing, He Hui Juan

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

**Abstract:** Frequency doubling and mixing of active and passive mode-locked YAG laser light have been accomplished using two types of KDP crystals. When the incident laser power density on the crystal is  $1.27 \text{ GW/cm}^2$ , stable UV laser output at 354.7 nm has been obtained with pulse width of 32 ps, peak power 30 MW, average power 60 mW and pulse repetition rate of 20 Hz.

### 前 言

获取强紫外激光有多种途径, 但获取高  
峰值功率并且具有一定平均功率的 ps 紫外  
强激光, 利用脉冲重复率 YAG 锁模激光进  
行三倍频是较为便利且有效的, 我们利用二  
块 II 类 KDP 晶体, 分别作倍频器及和频  
器, 获得了 ps  $1.064 \mu\text{m}$  三次谐波 354.7 nm  
紫外强激光。

### 相位匹配

在非线性介质中, 由频率为  $\omega_1$ 、 $\omega_2$  的光

波混频产生频率为  $\omega_3$  光波的过程, 必须满足  
能量、动量的守恒。由 KDP 晶体相应的折  
射率可算得 II 类 KDP 倍频的匹配角为  $\theta_0 =$   
 $59.1^\circ$ , 类似地, 在 II 类和频条件下为基波  
的一个  $e$  光子加二次谐波的一个  $o$  光子, 产生  
一个三次谐波的  $e$  光子, 相应的和频匹配角  
为  $\theta_0 = 58.3^\circ$ 。

又, 在和频过程中, 和频的输出光强与失  
配量  $\Delta K (\equiv K_3 - K_1 - K_2)$ , 在理想匹配角  
方向  $\theta_0$  附近及波长靠近中心波长  $\lambda_0$  处的展  
开式分别为:

收稿日期: 1986 年 1 月 21 日。

$$\begin{aligned}
 & n_{1o} + n_{1e}(\theta) - 2n_{2e}(\theta) \\
 &= [\partial(n_{1e}(\theta) - 2n_{2e}(\theta))/\partial\theta](\theta - \theta_0) \\
 &+ [(\partial n_{1o}/\partial\lambda_1) + (\partial n_{1e}(\theta)/\partial\lambda_1) - \\
 &- (\partial n_{2e}(\theta)/\partial\lambda_2)](\lambda - \lambda_0) \quad (1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & n_{1e}(\theta) + 2n_{2o} - 3n_{3e}(\theta) \\
 &= [\partial(n_{1e}(\theta) - 3n_{3e}(\theta))/\partial\theta](\theta - \theta_0) \\
 &+ [(\partial n_{1e}(\theta)/\partial\lambda_1) + (\partial n_{2o}/\partial\lambda_2) - \\
 &- (\partial n_{3e}(\theta)/\partial\lambda_3)](\lambda - \lambda_0) \quad (2)
 \end{aligned}$$

式中的  $\theta$  和  $\lambda$  是独立可变的。

利用其  $n_{io} - n_{ie} \equiv \Delta n_i \ll n_{ie}(\theta)$  的条件下的近似关系

$$n_{ie}(\theta) = n_{io} - \Delta n_i \sin^2 \theta \quad (3)$$

可得:

$$\begin{aligned}
 & \partial(n_{1e}(\theta) - 2n_{2e}(\theta))/\partial\theta \\
 &= -\Delta n_1 \sin 2\theta_0 + 2\Delta n_2 \sin 2\theta_0 \quad (4) \\
 & (\partial n_{1o}/\partial\lambda_1) + (\partial n_{1e}(\theta)/\partial\lambda_1) - (\partial n_{2e}(\theta)/\partial\lambda_2) \\
 &= \partial n_{1o}/\partial\lambda_1 + [\cos^2 \theta_0 (\partial n_{1o}/\partial\lambda_1) \\
 &+ \sin^2 \theta_0 (\partial n_{1e}/\partial\lambda_1)] \\
 &- [\cos^2 \theta_0 (\partial n_{2o}/\partial\lambda_2) \\
 &+ \sin^2 \theta_0 (\partial n_{2e}/\partial\lambda_2)] \quad (5)
 \end{aligned}$$

以及

$$\begin{aligned}
 & \partial(n_{1e}(\theta) - 3n_{3e}(\theta))/\partial\theta \\
 &= -\Delta n_1 \sin 2\theta_0 + 3\Delta n_3 \sin 2\theta_0 \quad (6) \\
 & (\partial n_{1e}(\theta)/\partial\lambda_1) + (\partial n_{2o}/\partial\lambda_2) \\
 &- (\partial n_{3e}(\theta)/\partial\lambda_3) \\
 &= \partial n_{2o}/\partial\lambda_2 + [\cos^2 \theta_0 (\partial n_{1o}/\partial\lambda_1) \\
 &+ \sin^2 \theta_0 (\partial n_{1e}/\partial\lambda_1)] \\
 &- [\cos^2 \theta_0 (\partial n_{3o}/\partial\lambda_3) \\
 &+ \sin^2 \theta_0 (\partial n_{3e}/\partial\lambda_3)] \quad (7)
 \end{aligned}$$

考虑到波在晶体中传播方向接近  $\theta_0$ , 波长接近  $\lambda_0$ , 令  $\Delta\theta$  为  $\lambda_0$  固定时  $\theta$  的变化范围,  $\Delta\lambda$  为  $\theta_0$  固定时  $\lambda$  的变化范围, 当谱波强度降为理想匹配  $\theta = \theta_0$ ,  $\lambda = \lambda_0$  的一半时, 由等式(1)、(2)得:

倍频时,

$$\Delta\theta = \frac{0.88\lambda}{\partial(n_{1e}(\theta) - 2n_{2e}(\theta))/\partial\theta} \quad (8)$$

$$\Delta\lambda = \frac{0.88\lambda}{\left\{ \begin{aligned} & (\partial n_{1o}/\partial\lambda_1 + \partial n_{1e}(\theta)/\partial\lambda_1) \\ & - \partial n_{2e}(\theta)/\partial\lambda_2 \end{aligned} \right\}} \quad (9)$$

和频时,

$$\Delta\theta = \frac{0.88\lambda}{\partial(n_{1e}(\theta) - 3n_{3e}(\theta))/\partial\theta} \quad (10)$$

$$\Delta\lambda = \frac{0.88\lambda}{\left\{ \begin{aligned} & (\partial n_{1o}/\partial\lambda_1 + \partial n_{1e}(\theta)/\partial\lambda_1 + \partial n_{2o}/\partial\lambda_2) \\ & - \partial n_{3e}(\theta)/\partial\lambda_3 \end{aligned} \right\}} \quad (11)$$

也可得到  $\partial\theta/\partial\lambda|_{\Delta K=0}$  (此式表示了晶体内部匹配角相对于波长的变化率) 表达式分别为:

$$\begin{aligned}
 & \partial\theta/\partial\lambda|_{n_{1o}+n_{1e}(\theta)=2n_{2e}(\theta)} \\
 &= -\frac{\left\{ \begin{aligned} & (\partial n_{1o}/\partial\lambda_1 + \partial n_{1e}(\theta)/\partial\lambda_2) \\ & - \partial n_{2e}(\theta)/\partial\lambda_2 \end{aligned} \right\}}{\partial(n_{1e}(\theta) - 2n_{2e}(\theta))/\partial\theta} \quad (12)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \partial\theta/\partial\lambda|_{n_{1e}(\theta)+2n_{2o}=3n_{3e}(\theta)} \\
 &= -\frac{\left\{ \begin{aligned} & (\partial n_{1e}(\theta)/\partial\lambda_1 + \partial n_{2o}/\partial\lambda_2) \\ & - \partial n_{3e}(\theta)/\partial\lambda_3 \end{aligned} \right\}}{\partial(n_{1e}(\theta) - 3n_{3e}(\theta))/\partial\theta} \quad (13)
 \end{aligned}$$

利用 KDP 的折射率以及对波长的变化率<sup>[1]</sup> 即可求得对于  $\lambda_0 = 1.064 \mu\text{m}$  在 II 类 KDP 晶体中的上述参数值, 列于表 1。

表 1 II 类 KDP 参数值

	倍 频	和 频
$\theta_0$	59.1°	58.3°
$K\Delta=0$	$n_{1o} + n_{1e}(\theta) = 2n_{2e}(\theta)$	$n_{1e}(\theta) + 2n_{2o} = 3n_{3e}(\theta)$
$l\Delta$ (cm·mrad)	2.13	1.02
$l\Delta$ (cm·nm)	18.8	0.88
$\partial\theta/\partial\lambda _{\Delta K=0}$ ( $\mu\text{mrad}/\text{nm}$ )	110	1160

## 实验装置

我们所用的激光系统如图 1 所示。

激光系统是已经鉴定过的具有热稳定腔的重复率脉冲主被动锁模 YAG 激光器<sup>[2]</sup>, 通过一级放大后系列脉冲能量为 12 mJ, 脉冲列能量起伏 4%, 脉宽 32 ps。为防止元件破坏并改善光束方向性, 在两级之间加了二倍的扩孔望远镜。输出光斑直径  $\phi 2 \text{ mm}$ , 相当于入射功率密度  $1.27 \text{ GW}/\text{cm}^2$ , 然后通过两块分别作倍频器及和频器用的 II 类 KDP

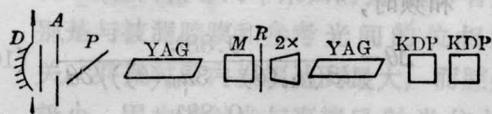


图1 重复率 ps 激光三倍频系统

D—带腔镜的流动染料盒； A—小孔光阑；  
P—起偏镜； M—调制器； R—输出腔镜；  
2×—扩束镜

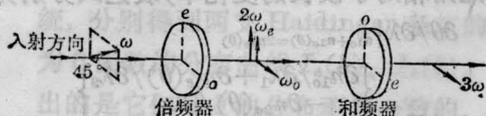


图2 二块 II 类 KDP 晶体三倍频与  
入射偏振方向配置

晶体，最终产生三次谐波 354.7nm 紫外激光。晶体与光束偏振方向配置见图 2，图中 KDP 晶体长度均为 2cm。为提高三倍频转换效率，应使进入和频器中的基频光与倍频光的光子数为 1:1 即能量比为 1:2。文章 [3] 报道了最佳 THG 的配置，入射基波偏振方向应与“O”方向(见图 2)成 35° 时为好，在我们的条件下，因入射到倍频器上的光功率密度低，因此倍频效率仅为 44%，剩余的基波光光子数已足够用了，调偏会降低倍频光。最终使 THG 效率下降，故我们仍采用通常的 45° 方向。

## 实验结果

从相位匹配计算结果可知，和频与倍频的相位匹配角差 0.8°，因此可把用作倍频的晶体直接作和频用，使用时只要调偏 0.8° 即可。按照图 2 的配置，我们在倍频器后测量了  $2\omega$ 、 $\omega_e$ 、 $\omega_o$  的能量，分别为 5.6 mJ、3.25 mJ、3.05 mJ。在和频器后利用二块特殊的模板，滤除了剩余的  $\omega$ 、 $2\omega$  光后，测得  $3\omega$  能量为 3 mJ。考虑 KDP 对 1.064  $\mu\text{m}$  的吸收系数为 0.04/cm，扣除晶体表面反射损耗后算得 THG 能量转换效率  $\eta = 25\%$ 。如扣除对和频无贡献的  $\omega_e$ (见图 2) 则  $\eta_{\text{THG}} = 33\%$ ，所得紫外序列脉冲用上升时间为 200 ps 的光

电管及快速示波器观察波形与绿光序列脉冲基本一致(见图 3)，并用 BWS-5K 条纹相机的二个窗口同时纪录了绿光与紫外光的脉冲宽度，所用的测量装置见图 4。按图示光路将绿光与紫外光分束并确认相互之间的影响小到可以忽略，利用小孔光阑将二束激光分别射入条纹相机的二个窗口，测得脉冲宽度由绘图仪绘出见图 5，绿光与紫外光脉冲宽度基本一致  $\Delta t(\text{FWHM}) = 32 \text{ ps}$ 。

由图 4、图 5 及紫外光系列脉冲能量可



图3 354.7 nm 序列脉冲 (500 mV, 5 ns)  
(532 nm 序列脉冲与其相似)

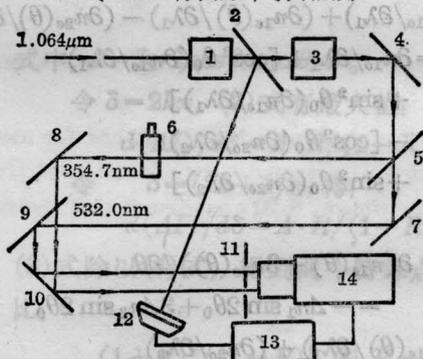


图4 测脉冲宽度装置图

1—KDP 倍频器； 2—平板玻璃； 3—KDP 和频器；  
4,5—两块特殊的反射镜； 6—滤绿光染料(若丹  
明 6G)； 7~10—45° 反射镜； 11—小孔光阑； 12—光  
电管； 13—延时器； 14—BWS-5K 条纹相机

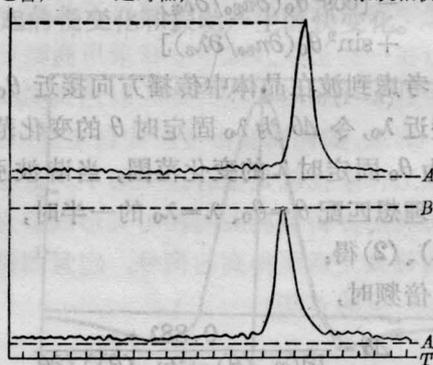


图5 BWS-5K 条纹相机记录的脉冲宽度  
上面是绿光，下面是紫外光

(下转第 85 页)

#### 四、实验结果及讨论

调节系统的输入光强  $I_i$  和反馈系数  $K$ , 在一定的输入光强和反馈系数情况下系统的输出光强将变得不稳定。图 6(a) 所示输出光强  $I_o$  随时间  $t$  的变化是典型的长延时两分叉输出, 输出光强  $I_o$  在两个值之间跳动, 随时间变化规律基本上是方波, 其半周期就是延迟时间  $T$ 。由图也观察到输出光强  $I_o$  随时间  $t$  的变化, 即自脉冲现象。图 6(b) 中输出光强  $I_o$  在四个值之间振荡即四分叉输出。

若让步进马达带动偏振片  $P_2$  旋转同时观察系统的输出光强, 可以观察到分叉现象。图 7 是不同反馈系数  $K$  的一组  $I_o-\phi$  曲线。反馈系数较小, 系统处于稳定态, 随着反馈系数增大在 (b) 中出现二分叉现象, 在 (c) 中反馈系数较大出现复杂的频谱输出, 在分叉区域的中心存在着混沌, 即对一定的输入光强

$I_i$ 、输出光强  $I_o$  出现无规分布。图 7 是实验上定性观察, 对  $\phi$  没有定标。

我们也对相同反馈系数、相同步长不同延时的光学不稳定性进行观察。延时时间由  $\tau$  变为  $3\tau$ , 结果没有什么本质不同。在相同的反馈系数、相同的延迟时间下改变步进马达的转速即改变叠代步长  $\Delta\phi$ , 结果也没有什么本质不同, 因此光学不稳定性由反馈系数  $K$  起主导作用。

从实验中可以看出光学不稳定性和界面的光学性质密切相关, 在 Otto 结构中和空气隙厚度及界面的光学性质密切相关, 由于实验中观察的分叉曲线与  $R-D$  曲线密切相关, 而对界面光学性质有实际意义的参数包含在  $R-D$  曲线形状中, 因此研究分叉曲线为研究界面的光学性质提供一个新的手段。

本工作受国家自然科学基金资助。在电子线路方面夏敬芳老师给予帮助, 在此表示感谢。

(上接第 88 页)

算得单脉冲峰值功率为 30 MW, 在 20 次/s 下输出平均功率为 60 MW。

#### 讨论

我们所用的 YAG 激光是单横模高斯光束及近带宽极限脉冲, 方向角 0.7 mrad, 带宽 0.05 nm。由计算结果表 1 可知  $l=2$  cm 的 KDP 其  $\Delta\theta=0.51$  mrad,  $\Delta\lambda=0.44$  nm, 可见光束发散角是影响我们效率提高的主要因素。此外我们的入射光功率密度还不高 ( $1.27$  GW/cm<sup>2</sup>), 而最佳转换效率下的入射

光功率密度是  $2\sim 3$  GW/cm<sup>2</sup>[3]。另外对 ps 激光而言, 经计算 2 cm KDP 和频所产生的光孔效应也不可忽略。因此, 为了进一步提高 THG 转换效率, 可采取下列措施: 提高入射光功率密度, 并在此基础上改善方向角, 或采用优质晶体  $\beta$ -BaBO<sub>3</sub>, 可大大提高 THG 转换效率。

#### 参考文献

- [1] F. Zernike Jr.; *J. Opt. Soc. Am.*, 1964, **54**, 1215.
- [2] 何慧娟等; 《中国激光》, 1983, **10**, No. 11, 765,
- [3] W. Seka *et al.*; *Opt. Commun.*, 1982, **34**, No. 3, 469.