

# He-Ne 激光 633 nm 腔内倍频紫外激光器

钟灿涛 李新章 赵绥堂 王益聪\*

(北京大学物理系 北京 100871 \* 华北光电研究所 北京 100015)

**提要** 利用碘酸锂晶体对 He-Ne 激光器 632.8 nm 谱线进行腔内倍频,得到了 316.4 nm 的连续紫外输出。对光学元件进行优化后,采用的三镜折叠谐振腔给出了 1.5 mW 的紫外光输出。

**关键词** 腔内倍频, 紫外激光, 氦氖激光, 碘酸锂晶体

## 1 引 言

在普通激光系统不能达到的光谱范围,倍频技术是获得相干光源的一个重要方法。利用新的非线性晶体如 BBO,人们可以用倍频方法获得直到紫外(200 nm)<sup>[1]</sup>的相干光。为了实现连续激光的倍频通常用高功率的激光光源,如氩离子激光器。为得到更高的效率,应当采用腔内倍频的方式<sup>[1,2]</sup>。我们采用碘酸锂(LiIO<sub>3</sub>)晶体并仔细地考虑了谐振腔的损耗,利用低功率 He-Ne 激光器实现了 633 nm 的腔内倍频,从而获得了一种稳定廉价的 316.4 nm 连续紫外相干光源。

## 2 倍频原理

激光倍频效应的理论研究必须考虑到非线性介质中各级极化率的计算,不仅对平面波,而且对具有高斯分布的光束进行处理,计算中还必须考虑非线性介质的双折射以及双折射率在基波和谐波中的不同。二次谐波的基本理论计算在 60 年代就已发展了。按照 Boyd 等<sup>[3]</sup>的理论,谐波光强  $P_{2\omega}$  同基波光束和晶体参数密切相关,这包括基波光强  $P_{\omega}$ , 晶体中的光腰  $w_0$  以及晶体长度  $l$ , 有效非线性系数  $d_{\text{eff}}$  以及双折射角  $\rho$ 。谐波光强同晶体参数的关系很复杂。因此人们提出了参数  $w_0$ ,  $\rho$  和有效聚焦长度  $l_f = \frac{1}{2}w^2k$  ( $k$  为基波矢), 特征长度  $l_a = \frac{w_0}{\rho} \sqrt{\pi}$  (即基波和谐波的重叠长度), 以便对不同实验条件下  $P_{2\omega}$  用  $l, l_a, l_f$  等长度参数的关系给出近似。

在强聚焦并略去晶体长度内不大的双折射起伏,并使用低功率激光器时,可以给出  $l_f \gg l \gg l_a$ , 因此谐波功率  $P_{2\omega}$  给出<sup>[4]</sup>

$$P_{2\omega} = f(l, w_0, d_{\text{eff}}^2) P_{\omega}^2 \quad (1)$$

转换效率  $f$  同  $d_{\text{eff}}^2$  和  $\sqrt{l}$  成比例<sup>[4]</sup>, 同时对确定的晶体参数存在一个最佳聚焦(用腰  $w_0$  表示,参看图 1)。

由以上理论分析表明,有效的倍频必须满足以下要求: 1) 选择具有大非线性系数的晶

体; 2) 应用较长的晶体; 3) 达到较高的基波功率密度; 4) 基波在晶体中的腰必须调节到最佳状态。

### 3 倍频晶体的选择

如上所述, 对确定输出功率  $P_{2\omega}$ , 倍频晶体的选择十分重要。因为  $P_{2\omega}$  与  $d_{\text{eff}}$  成平方关系。比较各种倍频晶体后, 我们认为  $\text{LiIO}_3$  晶体对 600 nm 左右的激光倍频是很适合的。 $\text{LiIO}_3$  晶体的最小透明波长到 300 nm(参见表 1)。并且有较高的非线性系数( $d_{\text{eff}}$  取决于极化率张量元  $d_{ij}$  和位相匹配角  $\theta_m$ )。对  $\text{LiIO}_3$  类匹配

$$d_{\text{eff}} = d_{31} \sin \theta_m \quad (2)$$

表 1  $-\text{LiIO}_3$  单晶的吸收系数<sup>[5]</sup>

Table 1 Absorption coefficient of  $-\text{LiIO}_3$  crystal<sup>[5]</sup>

Wavelength ( $\mu\text{m}$ )		0.347		0.318	0.345	0.4 ~ 0.85	1.06	2.94	4.0	
Absorption coefficient ( $\text{cm}^{-1}$ )	$a_{\perp}$	5.7	1.60	0.3	0.010	0.014	0.000	0.010	0.089	0.041
	$a_{//}$	2.5	1.15	0.1	0.023	0.023	0.000	0.000	0.052	0.090

表 2  $-\text{LiIO}_3$  晶体与 LBO, BBO 的对比(800 nm)<sup>[11]</sup>

Table 2 Comparison of  $-\text{LiIO}_3$ , LBO, BBO(at 800 nm)<sup>[11]</sup>

Nonlinear crystal	LBO		$\text{LiIO}_3$	BBO
	Type $^-$	Type $^-$		
$n_o$	1.61	1.61	1.87	1.69
Phase-matching angle (deg)	31.7	72.5	42.3	29.2
Walk-off $\rho$ (mrad)	16.5	10.3	87	68
$d_{\text{eff}}$ (definition)	$d_{32} \cos \theta$	$d_{31} \cos \theta$	$d_{31} \sin \theta$	$d_{22} \cos \theta$
$d_{\text{eff}}$ ( $\text{pm V}^{-1}$ )	1.05	0.35	3.01	1.84
$\gamma_{\text{SH}}$ ( $10^{-4} \times \text{W}^{-4}$ )	1.04	0.17	1.2	0.82
Acceptance angle (mrad)	4.3	-	0.7	1.5
Angular tuning (nm/deg)	10.1	-	13.2	35.7
Angular sensitivity (nm/deg <sup>2</sup> )	41	-	32.9	41.5
Damage threshold ( $\text{GW}/\text{cm}^2$ )	10	-	0.5	5

对 He-Ne 632.8 nm 激光倍频的位相匹配角  $\theta_m = 63.9^{\circ}$ <sup>[6]</sup>。因为  $d_{\text{eff}}$  对计算转换效率的影响是平方关系的, 在用低功率激光倍频时, 就成了选择晶体的决定性条件。表 2 给出了  $\text{LiIO}_3$ <sup>[6]</sup> 晶体同另两种倍频晶体 BBO 和 LBO 的对照。

从表中可看到,  $\text{LiIO}_3$  晶体具有较大的有效非线性系数, 可获得较高的倍频效率, 不足之处是低的损伤阈值<sup>[7]</sup>、大发散角和对角度的高敏感性。另外  $\text{LiIO}_3$  晶体有较强的吸湿性, 经过镀膜后可以减轻但晶体仍必须防潮。

### 4 腔内倍频激光器的结构

当晶体的材料和长度选定后, 就可以计算倍频时晶体中的最佳光腰直径  $w_0$  和转换效率  $f$ 。图 1 给出了转换效率和光腰直径的关系<sup>[4]</sup>。对 11 mm 长的  $\text{LiIO}_3$  晶体给出最佳值为 26  $\mu\text{m}$ 。在此光腰直径的条件下转换效率  $f$  为 1.87  $\text{mW}/\mu\text{m}^2$ 。

对腔内倍频还必须选择谐振腔的结构。由于 He-Ne 激光增益小, 因此对引入的损耗是非常敏感的。我们采用的是三反射镜的折叠腔, 结构如图 2。

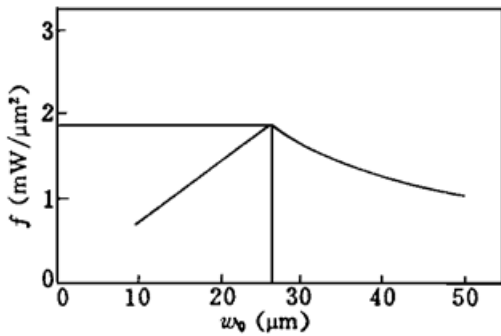


图 1 转换效率和晶体中光腰直径的关系

Fig. 1 Relation between conversion coefficient and waist in a  $\text{LiIO}_3$  crystal

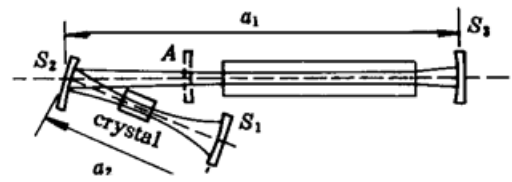


图 2 谐振腔的结构

$S_1$ : 100 mm,  $S_2$ : 200 mm,  $S_3$ : 2000 mm,  $a_1$ : 1370 mm,  $a_2$ : 208 mm(可调), A: 辅助镜

Fig. 2 Structure of the resonator

$S_1$ : 100 mm,  $S_2$ : 200 mm,  $S_3$ : 2000 mm,  $a_1$ : 1370 mm,  $a_2$ : 208 mm(adjustable), A: auxiliary mirror

采用这种结构的主要原因是反射镜产生的损耗小, 在这种结构中光腰直径由曲率大的反射镜  $S_1$  和  $S_2$  形成。受此限制, 光束在此腔内传播时会产生像散, 在给定反射镜参数的情况下, 可通过调整距离  $a_2$  来得到  $w_0$ 。

利用高斯光束的矩阵方法以及谐振腔的稳定性理论<sup>[8]</sup> 对图 2 所示的谐振腔进行近似计算, 得到该腔的稳定范围为  $a_2 = 192 \sim 213$  mm。

在这种情况下光腰直径很小, 随着  $a_2$  的变动谐振腔附加的衍射损耗(主要是放电毛细管的细小孔径引起的) 也在变化。为了获得转换效率  $f$  的最大值和较小的衍射损耗,  $a_2$  以取中间值为好。

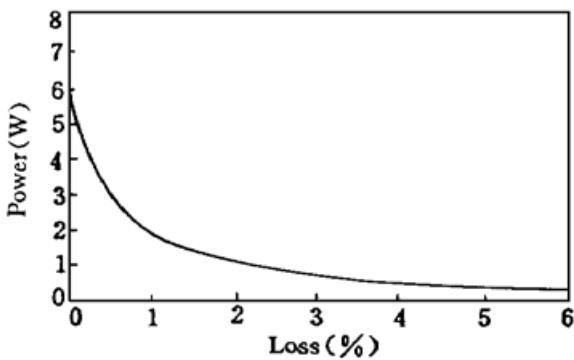


图 3 633 nm 输出功率与腔内损耗的函数关系

Fig. 3 633 nm line power in a resonator as a function of internal loss

因为腔内基波功率对腔内损耗极为敏感, He-Ne 激光器在低损耗区, 基波 632.8 nm 腔内功率很大, 因此, 即便是 0.1% 的损耗变化, 也会对产生的谐波功率产生很大影响(参见图 3<sup>[4]</sup>)。固定的损耗, 如反射镜和布儒斯特窗, 可以通过高质量的介质镀膜及光学加工来减小。对折叠腔, 总的光反射损失可以小到 0.6% 以下, 同时衍射损失一般可忽略。这使得引入腔内的晶体成为重要的损耗源。可以选择切割成布儒斯特角, 或者使镀上高增透膜的面垂直于激光谐振腔轴。我们采用的是按匹配角切割的平面平行的镀膜晶体, 这样调整变得简单并且  $\text{LiIO}_3$  表面同布儒斯特面相比具有较好的质量。

## 5 实验结果及结论

实验是在北京大学物理系工厂 1m 长的 He-Ne 激光管上进行的,其 633 nm 的基波输出功率大于 40 mW。反射镜  $S_1$  和  $S_2$  使得可通过位移来得到最佳的  $a_2$  值,晶体本身放在垂直辐射光轴的可旋转的架上,这样可以通过基波光束和晶体光轴之间小的角度变化来达到最精确的折射匹配。

使用的谐振腔镜在 633 nm 处的反射率大于 99.9%,晶体镀膜后对 633 nm 的透过率为 98.2%,对 316 nm 为 87%。

由于  $S_1$  透镜不可能做到对 632.8 nm 光 100% 全反,因此输出光束包含基波成分。本实验用一紫外石英棱镜将基波和倍频波成分分开。经过精心的调节,在 316.4 nm 紫外光功率最大的情况下,用单色仪进行了波长的测定,并用记录仪作了记录(结果见图 4)。测得波长为 316.4 nm。

用中国科学院物理所生产的 LP-3A 型全波段激光功率计(该功率计对 325 nm 进行了校准)直接测量 UV 光功率,测得功率为 1.5 mW。

实验证明,用输出功率为 40 mW 的 He-Ne 激光器的放电管,采用三镜折叠腔,选用优质的

$\text{LiIO}_3$  晶体作倍频介质,通过高质量的介质镀膜和优良的晶体加工技术,实现了 He-Ne 激光的腔内倍频,获得 316.4 nm,输出 1.5 mW 的紫外激光。这一实验结果,消除了长期以来不少人认为采用低功率的 He-Ne 激光实现倍频是不可能的看法。

众所周知,632.8 nm 激光在频率和波长的测量中有重要意义,获得其倍频光将有利于提高频率或波长的测量精度。这点已受到中国计量科学研究院频标室沈乃微教授等的重视。

此外,在紫外区获得了一条新的连续激光谱线,对感光高分子材料的光分解和光聚合作用的研究以及激光光谱分析也有重要意义。

## 6 分析和讨论

**6.1** 晶体中产生的 UV 功率在紫外辐射穿越晶体表面和腔镜  $S_1$  以及用棱镜分光时带来了很大的耦合损失,输出的 UV 光束质量取决于腔内聚焦、发散角以及由于双折射率不均匀和折叠腔的像散畸变而引起的光束轮廓改变。

**6.2** 我们的实验是在常规的 1 m 长的放电管基础上进行的,对放电管的毛细管直径适当改进,使之与折叠腔的要求相匹配,并进一步改进倍频晶体的镀膜和谐振腔的结构,使损耗进一步减少,紫外光的输出功率提高到 5 mW 左右是有可能的。

**6.3** He-Ne 激光倍频可以提供 UV 波段的简单而又经济的激光光源。这系统获得的光强有可能同 He-Cd 激光相当,后者功率大约 1~10 mW(325 nm)。但 He-Ne 激光倍频系统的优点是寿命长。

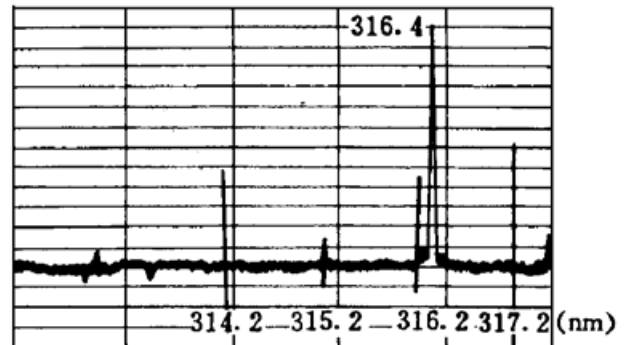


图 4 紫外输出波长

Fig. 4 Wavelengths of UV radiation

## 参 考 文 献

- 1 P. Lokai, B. Burghardt, D. Basting. Typ $\bar{}$ -Frequenzverdopplung und Frequenzmischung in  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>. *Laser und Optoelektronik*, 1987, **19**(3) : 296  
H. Schmidt, R. Wallenstein. Beta-Bariumborat: Ein neues optisch-nichtlineares Material. *Laser und Optoelektronik*, 1987, **19**(3) : 302
- 2 C. S. Adams, A. I. Ferguson. Tunable narrow linewidth ultra-violet light generation by frequency doubling of a ring Ti $\bar{}$ sapphire laser using Lithium tri-borate in an external enhancement cavity. *Opt. Commun.*, 1992, **90** : 89~ 94
- 3 G. D. Boyd, D. A. Kleinman. Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams. *J. Appl. Phys.*, 1968, **39** : 3597~ 3640
- 4 F. H. Küling, B. Wellegehausen. Resonatorinterne Frequenzverdopplung eines Helium-Neon-Lasers. *Laser und Optoelektronik*, 1989, **21**(6) : 48~ 49
- 5 胡伯青, 周 棠, 成希敏 等.  $\alpha$ -LiIO<sub>3</sub> 的光学均匀性. 硅酸盐学报, 1984, **12**(1) : 95~ 103
- 6 H. Buesener, A. Renn, M. Brieger *et al.*. Frequency Doubling of cw Ring-Dye-Laser Radiation in Lithium Iodate Crystals. *Appl. Phys. B*, 1986, **39** : 77
- 7 J. T. Lin, C. Chen. Choosing A Nonlinear Crystal. *Laser & Applications*, 1987, **11** : 59
- 8 邹英华, 孙驹亨编著. 激光物理学, 多元光学谐振腔和它的高斯模. 北京: 北京大学出版社, 1991, 77~ 81

## A UV laser by frequency doubling within the resonator of a Helium Neon Laser

Zhong Cantao Li Xinzhang Zhao Suitang Wang Yichong<sup>\*</sup>

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871;

<sup>\*</sup> North China Research Institute of Electronic-Optics, Beijing 100015)

**Abstract** An ultraviolet laser has been developed from the 632.8 nm line of a Helium Neon laser using an internal frequency doubling method with a Lithium Iodate crystal. It allows the generation of continuous ultraviolet radiation at 316.4 nm. By optimizing the optical components, a folded three-mirror resonator gave out up to 1.5 mW UV radiation.

**Key words** internal frequency doubling, ultraviolet laser, Helium Neon laser, LiIO<sub>3</sub> crystal