

折叠腔内腔倍频激光器中基频与谐波相对相位对输出功率的影响

马红亮 张靖 王润林 张宽收 谢常德

(山西大学光电子学研究所, 山西大学量子光学教育部重点实验室, 太原 030006)

E-mail: mahl@mail.sxu.edu.cn

摘要 对折叠腔内腔倍频激光器基频与谐波的相对相位对倍频光输出功率的影响进行了理论分析,并在实验上采用全固体化 LD 泵浦 Nd:YVO₄+KTP 折叠腔内腔倍频激光器,利用光楔的色散作用调节腔内基频与谐波的相对相位,得到了倍频光输出随基频与谐波相对相位呈余弦函数平方的变化,验证了理论结果,为消除大功率激光器中相对相位的影响,提高输出功率提供了一种简单实用的方法.

关键词 内腔倍频;折叠腔;基频与谐波相对相位

0 引言

折叠腔内腔倍频激光器,在激光晶体和非线性晶体之间插入了一个对基频光全反、对倍频光增透的输出耦合镜,让另一腔镜对基频光和倍频光双全反,从而使得倍频光两次通过非线性晶体,且最终从所插入的镜子上单一方向输出.理论上,与倍频光单次通过的驻波腔内腔倍频激光器相比,谐波输出总功率增加了一倍,可加以利用的单向输出功率增加为原来的四倍¹.在这种两次通过的激光器中,有效非线性系数除了与相位失配 Δk 有关外,还与由腔内各元件的色散引起的、基频与谐波的相对相位 $\delta\phi$ 有关¹.这一相对相位,在输出功率较大时,将会有较大的影响.

基频与谐波相对相位,对外腔倍频²和光学参量振荡³的重要性,已有人在实验上进行了研究.为了消除相对相位对激光器的负面影响,在内腔倍频中,曾有人建议利用空气的色散来予以补偿,但由于空气的色散很小⁴,所以并不理想.把色散较大的介质插入腔内,对相对相位进行补偿,应比用空气补偿的效果好一些.通过插入光路中普通玻璃片角度的改变,来改变基频与谐波相对相位,已有人在实验上实现⁴.

1 理论分析

首先我们对折叠腔内腔倍频激光器的倍频过程进行理论分析,实验装置如图 1 所示.基频光 (ω) 从左边注入,非线性晶体 (NLC-nonlinear crystal) 的长度为 l ,其两端面对基波和二次谐波 (2ω) 双增透,记左端面为端面 1,右端面为端面 2.反射镜 M 分为两种情况:1) 二次谐波单次穿过非线性晶体,反射镜 M 对基频光高反,对倍频光增透,如图 1 中 (a) 图所示;2) 二次谐波两次穿过非线性晶体,反射镜 M 对基频光和倍频光双全反,如图 1 中 (b) 图所示.坐标轴取向为从左向右.

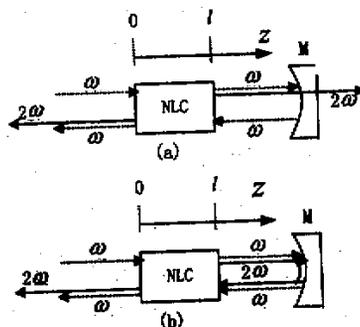


图 1 二次倍频装置示意图

Fig. 1 Schematic layout of second-frequency-doubling

在小信号条件近似下(二次非线性转换效率较小,基波光强恒定不变),近似认为被反射镜 M 反射回的基频光振幅与从左边注入的基频光的振幅相当,可统一取为 E_1 . 取向右传播的倍频光振幅为 $E_2^+(z)$, 向左传播的倍频光振幅为 $E_2^-(z)$. 二次谐波非线性方程为

$$\partial E_2^+(z)/\partial z = -iB e^{i\Delta k z} \quad (1)$$

$$\partial E_2^-(z)/\partial z = -iB e^{i2\Phi_1} e^{i\Delta k z} \quad (2)$$

式中 $B = \mu_0 \omega_0^2 d E_1^2 / 2k_2$, μ_0 为真空中的磁导率, ω_0 为基频光频率, d 为非线性晶体的相关系数, Φ_1 为基频光从非线性晶体端面 2 传播到反射镜 M 再被反射回端面 2 时整个过程所引入的相移, $\Delta k = k_2 - 2k_1$, k_1 和 k_2 分别为基频光和倍频光的波矢.

二次谐波初始条件 $E_2^+(0) = 0$, 在相位匹配条件下, 从 $z=0$ 到 $z=l$ 积分方程(1), 求解得

$$E_2^+(l) = -iBl \quad (3)$$

在反射镜 M 的第一种情况下, 二次谐波 $E_2^+(l)$ 从 M 完全透射出去. 因此, 二次谐波反向传播的初始条件为 $E_2^-(l) = 0$, 同上求解方程(2)得

$$E_2^-(0) = iBl e^{i2\Phi_1} \quad (4)$$

可见, 二次谐波反向传输的光强与正向相同, 因此双向总的输出功率 P_a 为

$$P_a = 2B^2 l^2 \quad (5)$$

对反射镜 M 的第二种情况, 由正向传播的基频光产生的二次谐波 $E_2^+(l)$ 被反射镜 M 完全反射回去, 因此, 方程(2)的初始条件为 $E_2^-(l) = E_2^+(l) e^{i\Phi_2}$, Φ_2 指二次谐波从非线性晶体端面 2 传播到反射镜 M 再被反射回端面 2 时整个过程所引入的相移. 求解方程(2)得

$$E_2^-(0) = iBl (e^{i\Phi_2} + e^{i2\Phi_1}) \quad (6)$$

所以从 $z=0$ 一侧输出的绿光功率 P_a 为

$$P_a = 4B^2 l^2 \cos^2(\Phi_2/2 - \Phi_1) \quad (7)$$

由上式可见, 当基频光反向经过非线性晶体时, 由于谐波初始光场不为零, 所以对谐波光场是放大还是缩小, 依赖于初始谐波与基频光的相对相位. 当谐波与基频光的相对相位为 $\delta\Phi = \Phi_2/2 - \Phi_1 = 0$ 时, 基波将转化为谐波, 总的单向谐波输出功率将增强为原来单向输出功率的四倍; 当谐波与基频光的相对相位为 $\delta\Phi = \pi$ 时, 谐波的输出功率为零. 因此, 当反射镜 M 为对基频光和倍频光双全反时, 谐波双次通过非线性晶体的最大输出功率为单次通过最大总功率的 2 倍.

由此可见, 基频与谐波之间的相对相位对激

光器的谐波输出功率可能有较大影响, 特别是当这一相对相位为某些特殊值时, 会使谐波的最大输出功率大大降低. 如果在实际的折叠腔内, 在非线性晶体和反射镜 M 之间, 插入一色散较大的光楔, 那么, 当平移光楔时, 相应于改变 $\delta\Phi$ 的值. 由式(7), 可得到谐波输出功率随基频与谐波相对相位呈余弦函数平方变化.

2 实验装置和实验结果

实验装置如图 2 所示, 激光器采用三镜折叠腔, 输出为 532nm 的单横模绿光; 泵浦源是中心波长在 809nm、最大输出功率为 4W 的 LD; 泵浦光经一自聚焦透镜和两正交柱面镜组成的准直系统整形为近似平行光, 准直后的泵浦光由一 $f=50\text{mm}$ 的聚焦透镜聚焦到激光晶体中; 激光晶体采用 Nd:YVO₄, 晶体前端面镀 808nm 增透膜和 1.064 μm 的高反膜作为泵浦光的输入耦合镜, 另一端面镀 1.064 μm 的增透膜, 晶体尺寸为 $(3 \times 3 \times 5)\text{mm}$, 掺杂浓度为 0.5%, M₁ 是曲率半径为 100mm 的平凹镜, 凹面镀有 1.064 μm 的高反膜和 532nm 的增透膜, 平面对 532nm 高透; 倍频晶体是 KTP, 晶体采用 II 类角度匹配, 大小也为 $(3 \times 3 \times 5)\text{mm}$, 两端面皆镀有 1.064 μm 和 532nm 双色增透膜; M₂ 是曲率半径为 50mm 的平凹镜, 凹面镀 1.064 μm 和 532nm 双色高反膜; 所插入光楔的尺寸为 $(5 \times 15 \times 20)\text{mm}$, 靠近 M₂ 一侧有 1° 的倾角, 没有倾角的一面与光路相垂直; M₃ 是镀有对 1.064 μm 45°高反、对 532nm 增透膜层的平面镜.

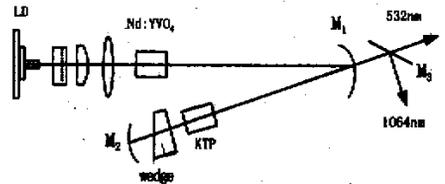


图 2 实验装置

Fig. 2 Experiment setup with the wedge

当光楔竖直平移时, 其色散作用所引起的基频与谐波相对相位的变化如式(8)

$$\delta\Phi = \delta(\Phi_2/2 - \Phi_1) = (4\pi \tan 1^\circ / \lambda_1) (n_2 - n_1) \delta L \quad (8)$$

式中 δL 为光楔竖直平移的距离; λ_1 为基频光在自由空间时的波长; n_2 为倍频光在光楔中的折射率; n_1 为基频光在光楔中的折射率.

实验中得到的绿光输出功率随光楔位置的变化曲线如图 3 所示, 正方形的点是实验实测数据,

曲线为理论拟合所得.

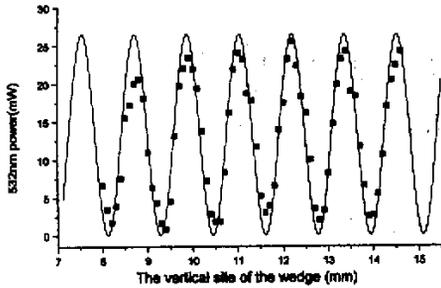


图 3 绿光功率的变化曲线

Fig. 3 Output power of green light verse the vertical site of the wedge

3 结论

通过对折叠腔型内腔倍频激光器中,基频与谐波相对相位对谐波输出功率影响的理论分析,得到谐波输出功率随基频与谐波的相对相位应呈余弦函数平方规律的变化.实验上,采用全固体化 LD 泵浦 Nd:YVO₄+KTP 折叠腔内腔倍频激光器,在腔内非线性晶体和反射镜 M₂ 之间加入光楔,通过平移光楔,得到了绿光输出功率随基频与谐波相对相位呈余弦函数平方变化的曲线,理论结果与实验结果吻合较好.在大功率的情况下,这一相对相位将有较大影响,插入光楔是一种简单实用的方法.

参考文献

- 1 Smith R G. Theory of intracavity optics second-harmonic generation. IEEE J Quantum Electronics, 1970, QE-6(4): 215~223
- 2 Margulis W, Carvalho I C S, von der Weid J P. Phase measurement in frequency-doubling fibers. Optics Lett, 1989, 14(13): 700~702
- 3 Zhang Yun, Wang Hai, Li Xiaoying, et al. Experiment Generation of bright two-mode quadrature squeezed light form a narrow-band nondegenerate optical parametric amplifier. Physical Review (A), 2000, 62(2): 023813
- 4 Iaconis C, Walmsley I A. Fundamental-harmonic phase shift compensation in an intracavity frequency doubled Nd:YLF laser. Optics Communications, 1998, 149(1/3): 61~63

INFLUENCE OF FUNDAMENTAL-HARMONIC RELATIVE PHASE ON THE SECOND-HARMONIC OUTPUT

Ma Hongliang, Zhang Jing, Wang Runlin, Zhang Kuanshou, Xie Changde
(Institute of Optronics Shanxi University; The Key Laboratory of Quantum Optics,
Ministry of Education, China, Taiyuan 030006)

Received date: 2001-07-06

Abstract It is analyzed the influence of the fundamental-harmonic relative phase on the harmonic power. In the intracavity-frequency-doubled CW Nd:YVO₄/KTP Laser with fold-cavity, where a wedge was inserted between the nonlinear crystal and cavity mirror, the change of the second-harmonic output power with the fundamental-harmonic relative phase as cosine square was obtained experimentally by translating the wedge.

Keywords Intracavity-frequency-doubling; Fold-cavity; Fundamental-harmonic relative phase

Ma Hongliang was born in Shanxi, 1977. He received the B. S. degree in the Physics Department of Shanxi University, Taiyuan, in 1999. Now he is currently in the three years of Master degree. His research interests in the technology of all-solid-state lasers and quantum optics.