

用于光束时间匀滑的谐振腔式 相位调制器研究

濮宏图 薛 泉 吴 健 刘盛纲

魏晓峰 袁晓东

(电子科技大学应用物理研究所 成都 610054) (西南核物理与化学研究所 成都 610003)

提要 介绍了一种用于光束时间匀滑的谐振腔式相位调制器,并通过实验观察得到若干阶边带的频谱展宽。通过理论分析推出了光谱在 $1.053 \mu\text{m}$ 处展宽 0.2 nm 所需谐振腔品质因数的大小。

关键词 光谱展宽,谐振腔,相位调制器

1 引 言

惯性约束聚变(ICF)已经从追求高功率转为寻找更有效的方法对光束质量进行控制,其中由于高相干性产生的光束在焦斑处的不均匀性及SBS(Stimulated Brillouin Scattering),一直是该技术领域科学家努力解决的问题^[1,2]。SSD(Smoothing by Spectral Dispersion)正是基于这一需求背景下引入的。在SSD技术应用中的核心器件是相位调制器。如果采用以固体激光器为前端振荡器,用于谱展宽的相位调制器件对微波功率的要求将非常高。为了缓解对微波源高功率需求的矛盾,采用微波谐振腔技术降低所需的微波源功率是必要的。

2 光相位调制的一般原理

相位调制器中微波引起的光相位延迟为^[3]

$$\varphi = \omega_0 t + \delta \sin \omega_m t$$

其中 ω_0 为光波角频率, ω_m 为微波角频率,如果采用横向激励则调制深度

$$\delta = \pi n_e^3 \gamma_{33} E_m L / \lambda_0 \quad (1)$$

n_e 为非常光折射率, L 为晶体中光波与微波作用长度, $E_m = V/L_z$ 为微波在 z 方向的场强。被相位调制的光场为

$$e_{\text{out}} = A \cos(\omega_0 t + \delta \sin \omega_m t)$$

上式按贝塞尔函数展开

$$e_{\text{out}} = A [J_0(\delta) \cos \omega_0 t \pm J_1(\delta) \cos(\omega_0 \pm \omega_m) t + J_2(\delta) \cos(\omega_0 \pm 2\omega_m) t \pm J_3(\delta) \cos(\omega_0 \pm 3\omega_m) t + J_4(\delta) \cos(\omega_0 \pm 4\omega_m) t \cdots \cdots]$$

如果光谱展宽 $\Delta\lambda = 0.2 \text{ nm}$, 中心波长 $\lambda_0 = 1.053 \mu\text{m}$ 处光谱展宽频率为

$$\Delta\nu = c\Delta\lambda/\lambda_0^2 \approx 5.4 \times 10^{10} = 54 \text{ (GHz)} \quad (2)$$

当微波频率 ν_m 取 2.45 GHz 时边频带对应的阶数为

$$\Delta\nu/2\nu_m \approx 11$$

如果粗略地把第 11 阶边频的谱作为光谱的展宽点, 则对应的 $\delta = 4\pi \sim 6\pi$ 。(1) 式假定 L 与 L_z 相当, LiNbO_3 晶体间电压

$$V = E_m L \quad (3)$$

$n_e = 2.2$, $\gamma_{33} = 30.8 \times 10^{12} \text{ m/V}$, 则

$$V \approx \frac{\delta\lambda_0}{\pi n_e^3 \gamma_{33}} \sim 1000 \text{ (V)}$$

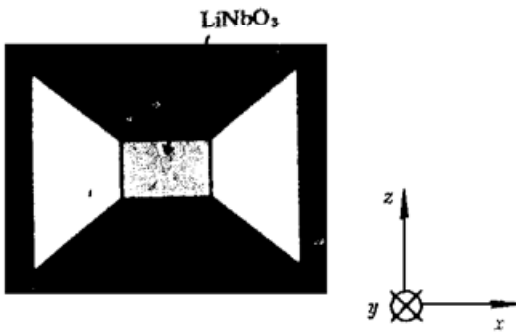
如果是行波激励相位调制器, 取阻抗 $Z = 50 \Omega$, 微波功率为

$$P_m = V^2/Z = 2 \text{ (MW)}$$

显然, 这样的调制器对微波源的要求太高了。如果选用品质因数为 Q 的微波谐振腔, 当满足谐振条件时晶体上的电压是输入电压的 Q 倍, 所需微波功率可大大降低。

3 微波谐振腔及腔特性

图 1 所示为微波谐振腔通光方向截面图, 腔体是一个凹陷的圆柱腔, 凹陷部分是一个方圆台与矩形六面体晶体上下表面相吻合。该谐振腔参数的理论计算是非常烦琐的, 我们只给出圆柱形谐振腔对应模式频率和品质因数的表达式^[4]



$$f_{nql} = \frac{c}{2\pi} \left[\left(\frac{x_{nq}}{a} \right)^2 + \left(\frac{l\pi}{d} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

$$Q = \lambda_m x_{nq} / [2\pi\delta_s (1 + a/d)] \quad (l = 0) \quad (5)$$

调制器电场为 z 方向, 在腔中满足该场分布的基模为 TM_{010} (TM_{nql} 中 n, q, l 分别对应 φ, r, z 方向上磁场的变化次数), 谐振频率由选用的微波源决定为 $f_{010} = \nu_m = 2.45 \text{ GHz}$, x_{nq} 表示 $J_n(\delta)$ 的第 q 个根的值 $x_{01} = 2.405$, (4)

图 1 微波谐振腔式光调制器示意图

Fig. 1 The scheme of the resonant microwave cavity used as an electro-optic phase modulator

式中 c 为真空中光速, 于是腔半径 $a = cx_{01}/2\pi f_{010} = 46.87 \text{ (mm)}$ 。此外, 为了使谐振腔工作在单一模式状态, 必须有 $(2a/d) > 1$, d 为腔的高度。(5) 式中取 $2a/d = 1$, λ_m 为微波真空中波长, 趋肤深度

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\omega_m \mu \sigma}} \quad (6)$$

μ, σ 分别为相对导磁率和导电率, 以铜为材料 $\delta_s = 6.6 f_{010}^{-1/2} \text{ cm}$, 由(5) 式可得 $Q = 23434$ 。

由于晶体的介电常数非常大 ($\epsilon_r \approx 23$), 且腔体为凹陷结构, 为使用目前所具有的频率为 $f_{010} = \nu_m = 2.45 \text{ GHz}$ 的微波源, 根据(4) 式 a 与 f_{010} 的反比关系可知, 实际腔体半径 a 远小于 46.87 mm , Q 也比理论值小很多。而为抑制 TE_{111} 和 TE_{112} 等高阶模式腔体高度 d 也需做相应调整。耦合方式同样引起谐振频率和品质因数的变化。更为准确的介质谐振腔^[5] 的数值分析也将是非常繁复的。由此可以看出在上述理论基础上的实验工作具有相当难度。

4 光谱展宽及测试

4.1 实验系统

图 2 为光谱展宽系统和测试系统, z 方向起偏的 $0.6328 \mu\text{m}$ 激光通过晶体, 微波以同样的极化方向加在晶体上并对输入的激光束调制, 从相位调制器输出的光束经散射后进入标准具, 由 CCD 产生视频信号并实时显示和录像, 而分束板分出的另一束则由照相机记录。

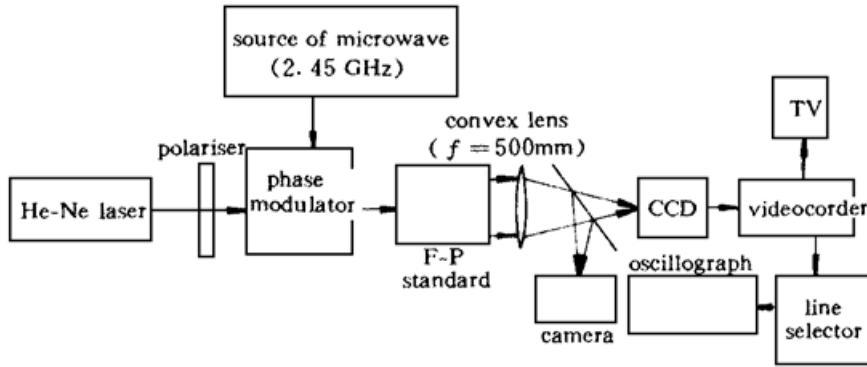


图 2 光谱展宽系统和测试系统示意图

Fig. 2 The schematic diagram of the optical spectrum expansion and measurement system

4.2 实验结果

首先对 $a = 29 \text{ mm}$, $d \approx 40 \text{ mm}$ 的谐振腔谐振频率及 Q 值进行测量, 结果表明中心频率 $f_{010} \approx 2.45 \text{ GHz}$ 处品质因数 $Q = \frac{f_{010}}{\Delta f} \approx 100$ 。图 3 是光路中不加起偏器且调制器上无微波注入时, 示波器上观察到的腔长 180 mm 激光器双纵模振荡情形, 纵模对应波长差为 0.001 nm 。F-P 标准具两反射镜间距为 35 mm , 自由光谱范围为 0.005 nm 。

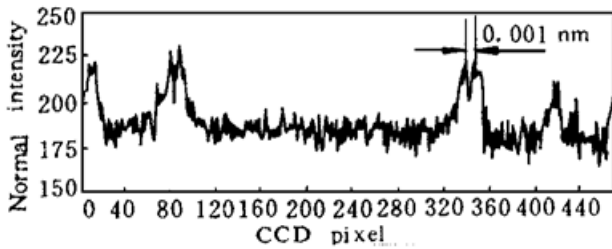


图 3 腔长为 180 mm 激光器的双纵模强度分布
Fig. 3 The intensity of the 180 mm long He-Ne laser with two longitudinal modes

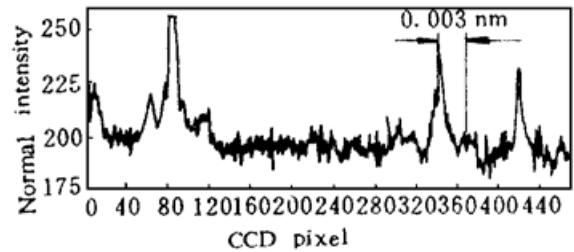


图 4 微波一阶边带的强度分布
Fig. 4 The intensity of the microwave first sideband

图 4 是微波功率约为 2000 W 时光谱展宽的情况, 可以明显看到正负一阶边带即 2.45 GHz 的频差(对应波长差为 0.003 nm)。由于受测试系统自由光谱范围的限制, 尚未找到在 0.2 nm 范围内观测各阶边带的更好方法。

4.3 数据分析

比较图 3 和图 4 可以看出激光双纵模间距与被调制光零阶和一阶边带间距的比约为 $1/3$, 恰好符合 $0.001 \text{ nm}/0.003 \text{ nm}$ 的关系。在图 4 中一阶边带和零阶的强度比约为 $1/3 \sim 1/4$, 随着调制深度 δ 从 0 增加, 第一次出现 $|J_1(\delta)/J_0(\delta)|^2 = 1/3$ 时对应 δ 约为 1, 由(1), (3)式, 当激光波长 λ_0 为 $0.6328 \mu\text{m}$ 时, $V \approx 610 \text{ (V)}$ 。如果激励电压相同, 激光波长 λ_0 为 $1.053 \mu\text{m}$ 时, 则 δ 为 0.6。根据晶体间电压和波导传输线上电压关系可知, 要使 δ 达到 $4\pi \sim 6\pi$, 只需 Q 提高相同倍数 $4\pi \sim 6\pi$ 倍。对于 $1.053 \mu\text{m}$ 波长光 Q 提高倍数为 $(4\pi \sim 6\pi)/0.6 = 20 \sim 30$ 倍。也就是说微波源功率不变, 品质因数要从目前的 100 增加到 3000。比较 Q 的理论值和测试值发现二者差异很大, 因此腔体的合理设计和内表面的适当处理, 是提高 Q 值并实现用谐振腔完成光

谱展宽的关键。

5 结 论

综上所述,我们通过谐振腔式光相位调制器得到了 He-Ne 激光器 $0.6328\ \mu\text{m}$ 波长光的至少一阶微波边带的展宽,并通过计算推出了钽玻璃激光器 $1.053\ \mu\text{m}$ 波长光展宽 $0.2\ \text{nm}$ 时谐振腔所需的 Q 值。

参 考 文 献

- 1 S. N. Dixit. Numerical modelling of the suppression of stimulated Brillouin scattering due to finite laser bandwidth. *SPIE*, 1992, **1626** : 254~ 265
- 2 J. R. Murray, J. R. Smith, R. B. Ehrlich *et al.*. Experimental observation and suppression of transverse stimulated Brillouin scattering in large optical components. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1989, **6**(12) : 2402~ 2411
- 3 A. Yariv. *Quantum Electronics*. by Jone Wiley & Sons Inc (1975)
- 4 R. E. Collin. *Foundations for Microwave Engineering*. New York, McGraw Hill, 1966
- 5 Li Ying. Theory and applications of electromagnetic media resonators. Beijing : Electronic Industry Press, 1988, p775~ 779 (in Chinese)

Research of a Resonant Cavity Phase Modulator Used in SSD

Pu Hongtu Xue Quan Wu Jian Liu Shenggang

(*Institute of Applied Physics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054*)

Wei Xiaofeng Yuan Xiaodong

(*Institute of South-west Nuclear Physics and Chemistry, Chengdu 610003*)

Abstract A method employing a cavity phase modulator used as SSD (smoothing by spectral dispersion) is presented. Some frequency side bands are observed experimentally. The quality factor Q of the resonant cavity, with which the optical spectrum at $1.053\ \mu\text{m}$ can span $0.2\ \text{nm}$, is analyzed.

Key words spectrum spand, resonance cavity, phase modulator