

腔倒空中声光器件对脉宽的影响及脉宽压缩的研究

邢 新 华

摘要: 本文较系统地论述了声光互作用, 腔倒空技术的基本理论。对光脉冲通过腔倒空中声光器件时产生啁啾的机制进行了详细的理论分析和计算。提出了改善腔倒空输出脉冲参数的方法, 并就此进行了实验。其结果与理论计算结果吻合, 在国内首次将腔倒空输出脉宽由25ps压至5ps。

一、前 言

由于窄脉宽、高峰值功率的激光应用甚广, 如在受控核聚变、等离子体物理学、生物学、光谱学等诸多领域都有应用。因此, 压缩脉宽, 增大峰值功率一直是激光技术中迫切需要解决的问题。目前国际上最窄的光脉冲是8fs^[1], 我国最窄的是19fs^[2]。腔倒空技术是大幅度提高激光输出脉冲能量和使脉冲重复率可调的有效手段。而采用声光器件实现腔倒空, 在国内长春光机所于1984年研制了同步泵浦染料激光器及其腔倒空系统。目前已达国外同类产品水平。

二、声光相互作用

声波是一种弹性波, 当这种弹性波作用于介质上时, 介质中出现随时间和空间呈周期性变化的弹性应变。由此引起的介质折射率变化

$$\text{声行波: } \Delta n(x, t) = -\Delta n \cos(\omega t - kx) \quad (1)$$

$$\text{声驻波: } \Delta n(x, t) = -2\Delta n \sin\omega t \cdot \sin kx \quad (2)^{[3]}$$

当光脉冲通过介质时, 引起的光相位延迟为:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} L \cdot \Delta n(x, t) \quad (3)$$

三、腔倒空技术

腔倒空技术所要达到的目的与调Q技术相似经理论分析^{[4], [5]}锁模激光腔倒空的倒空效率(50%)为未锁模激光腔倒空效率(27%)的二倍。可见, 结合腔倒空技术和皮秒技术就能得到较理想的激光脉冲。本课题采用Ar⁺锁模同步泵浦染料激光器实现腔倒空。Ar⁺激光器腔长1.8m, 声光锁模器驱动电源频率为40.7MHz。锁模Ar⁺激光器输出脉宽为200ps左右, 脉冲重复频率为82MHz。用它去泵浦Rh6G染料激光器可获得几个ps光脉冲。实验中欲获得

注: 本文作者的导师为荆宝全, 辅助导师为叶子青

最佳效果需要:

- (1) 声光调制器位于倒空系统的光束束腰处, 入射光严格按布喇格角入射。
- (2) 声光介质通光面法线与入射光成布儒斯特角。
- (3) 调制器在束腰处的位置使输出的两部分光完全重合相干迭加。
- (4) 各腔镜的调节使腔的光强最强。
- (5) 同步泵浦染料激光倒空器的腔长与锁模 Ar^+ 激光器的腔长要相等。
- (6) Ar^+ 激光器输出功率及锁模效果良好。

四、声光器件对脉宽的影响

1. 频率啁啾效应及其对脉宽的影响

随着窄脉宽脉冲的获得, 一些新的实验特征引起人们的关注。其中之一便是频率啁啾效应。即在脉冲持续时间内所得相位的变化率 $\varphi(t)$ 通常称为啁啾。频率啁啾效应可导致锁模脉冲脉宽加宽, 这是由于脉冲的不同部位通过介质时, 因折射率不同而导致速度的差异造成的。可以在腔内插入色散介质来补偿激光器中存在的线性啁啾。例如在谐振腔内插入光学玻璃来补偿线性负啁啾。其解释如下: 对具有负啁啾的脉冲, 由于 $\varphi(t) < 0$, 则脉冲载波频率在起始端高于结尾端。即脉冲前沿“走”的速度快于后沿。而玻璃介质的折射率在正常色散区是波长越短(光频越高)折射率越高而传播速度越慢。因而通过玻璃时, 前沿“走”的慢, 而脉冲后沿“走”的快, 若玻璃厚度合适, 便可抵消负啁啾效应而使脉宽压窄。

2. 高斯脉冲在色散介质中传播时产生的啁啾。

设输入脉冲为一个没有频率啁啾, 中心频率为 ω_0 , 脉宽为 $\tau_{i,n}$ 的高斯脉冲具有如下形式:

$$E_{i,n} = E_0 \exp(-t^2/\tau_{i,n}^2) \cdot \exp i\omega t \quad (4)$$

并设当该光脉冲通过色散介质时产生的相移为 $\varphi(\omega_0 + \Omega)$, 将 $\varphi(\omega_0 + \Omega)$ 在 ω_0 附近展开:

$$\varphi(\omega_0 + \Omega) = \varphi(\omega_0) + \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega_0} \Omega + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \Omega^2 + \dots \quad (5)$$

式中第三项 $\left. \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega_0}$ 是介质的色散贡献。

为得到输出脉冲, 我们将(4)式变换到频域中去, 然后考虑到(5)式给出的相移贡献, 最后将所得结果再变换回到时域中有:

$$E_{o,n}(t) = \frac{E_0}{(1 + \varphi''^2/\tau_{i,n}^4)^{1/4}} \exp \left[\frac{(\varphi' + t)^2}{-2(\tau_{i,n}^2 + \varphi''^2/\tau_{i,n}^4)} \right] \exp i[\omega_0 t + \varphi_{o,n}(t)] \quad (6)$$

$$\text{式中: } \varphi_{o,n}(t) = [\varphi(\omega_0) - \frac{\varphi''(\varphi' + t)}{2(\tau_{i,n}^4 + \varphi''^2)} - \frac{1}{2} \text{tg}^{-1} \varphi''^2/\tau_{i,n}^4] \quad (7)$$

$$\varphi' = \left. \frac{d\varphi}{d\omega} \right|_{\omega_0} \quad \varphi'' = \left. \frac{d^2\varphi}{d\omega^2} \right|_{\omega_0}$$

由此看出:

- (1) 影响脉冲形状对称性的主要是 φ' 的贡献;
- (2) 输出脉冲中出现了频率啁啾 $\delta_\omega = -\frac{\varphi''}{2(\varphi''^2 + \tau_{i,n}^4)}$; 且符号与 φ'' 相反;
- (3) 输出脉冲相对输入脉冲有展宽;

$$\tau_{out} = \tau_{in} (1 + \varphi''^2 / \tau_{in}^4)^{1/2}$$

若输入脉冲具有啁啾 δ_ω ，则输出脉冲相对输入脉冲展宽为：

$$\tau_{out} = \tau_{in} [(1 - \frac{\delta_\omega \varphi''}{\tau_{in}})^2 + \varphi''^2 / \tau_{in}^4]^{1/2} \quad (8)$$

3. 高斯脉冲通过声光器件时由于自相位调制而产生的啁啾。

我们在前面已介绍，由于声光互作用，当光脉冲通过声光器件时由自相位调制引起的光脉冲相位延迟为：

$$\text{声行波: } \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} L \cdot \Delta n(x, t) = -\frac{2\pi}{\lambda} L \cdot \Delta n \cos(\omega, t - k, x)$$

$$\text{声驻波: } \varphi = -\frac{2\pi}{\lambda} L \cdot 2 \cdot \Delta n \sin \omega, t \cdot \sin k, x. \text{ 则有}$$

$$\delta_\omega = \dot{\varphi}(t) = \frac{2\pi}{\lambda} L \omega, \cdot \Delta n \cdot \sin(\omega, t - k, x) \quad (9)$$

$$\delta_\omega = \dot{\varphi}(t) = -\frac{2\pi}{\lambda} L \omega, \cdot 2 \Delta n \cdot \cos \omega, t \cdot \sin k, x \quad (10)$$

其中 $\Delta n = -\frac{1}{2} n^3 p \sqrt{\frac{2P_s}{HL\rho v^3}}$ [13] 可见，无论声行波还是声驻波，当光波穿过厚度为 L 的超声场时，都会由于自相位调制而产生频率啁啾，且均正比于超声驱动功率 P_s 的平方根。对于 $v_s = 5960 \mu\text{m}/\mu\text{s}$ ，高斯光束束腰 $d_0 = 40 \mu\text{m}$ ，超声频率 $f_0 = 4 \times 10^8 \text{Hz}$ ， $L = 8 \text{mm}$ ，经简单运算得到，无论声行波还是声驻波，当光束通过时产生的啁啾均为正值，且可通过控制超声驱动功率（实际上是控制加在换能器上的电功率）来改变啁啾量以补偿负啁啾。

4. 理论计算：

以 $\exp[i(\omega t + kz)]$ 形式传播的电磁波通过有效长度为 L_s 的介质后，引起的相移为：

$$\varphi(\omega) = \omega \cdot n(\omega) L_s / c_0$$

由此算得： $\varphi''(\lambda) = \frac{L_s \lambda^3}{2\pi c_0^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} c$ 利用文献[6]算得： $\varphi'' = 1.65 \times 10^{-27} \text{rad} \cdot \text{s}$ ， $\delta_\omega = -3.38 \times 10^{10} \text{s}^{-2}$ 。计算中 λ 取腔倒空中心波长 $\lambda_0 = 0.58 \mu\text{m}$ 。

由文献[17]可知，一组四棱镜系统可产生量值可调的负色散，并据此对由光学玻璃制成的棱镜在 $0.58 \mu\text{m}$ 波长上有：

$$\begin{aligned} \frac{d^2 p}{d\lambda^2} &= 4l \left\{ \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + (2n - \frac{1}{n^3}) (\frac{dn}{d\lambda})^2 \right\} \sin \beta - 2 (\frac{dn}{d\lambda})^2 \cos \beta \\ &= 1.3788 - l \times 8.7914 \times 10^{-8} \end{aligned} \quad (11)$$

式中 l 为棱镜组图中 1 与 2 或 3 与 4 的间距。利用文献[8]对 $\tau_{in} = 12.5 \text{ps}$ ，算得 $\tau_{out} = 25 \text{ps}$ 。由(4.8)式算得当 $l = 31.1 \text{cm}$ 时应完全消除 8mm 长声光器件产生的正色散影响（由于腔倒空中完全反射镜产生的色散比声光器件的色散小两个数量级故这里忽略）。

利用(4.8)、(4.5)式算得当 l 为 12cm ， 21cm ， 29cm ， 32cm ， 36cm 时，倒空输出脉宽分别为： 39ps ， 15.3ps ， 11.4ps ， 4.6ps ， 12.3ps

五、腔倒空输出脉宽压缩的实验

实验采用一组四棱镜腔内补偿系统压缩腔倒空输出脉宽。倒空输出脉宽由美国光谱物理公司的自相关仪测量。由COS6100型100MHz示波器显示。

我们采用1%的输出镜对同步泵浦三镜腔染料激光器输出脉宽进行测量。结果为12.5ps。加声光器件后测得宽为25ps。与前面理论计算结果一致。

在腔内加四棱镜系统并调节 l ，在换能器驱动电功率不变的条件下分别对 l 为12cm, 21cm, 29cm, 32cm, 36cm时等，倒空输出脉宽进行测量。结果分别为43ps, 19ps, 12.5ps, 13.5ps与理论计算结果符合较好，在 $l=32\text{cm}$ 时，实验测得最窄脉宽为5ps。此时用JG-1型激光功率计在脉冲重复频率为4MHz时测得倒空输出平均功率约为1.5mW；(不是调到最好情况)，计算单脉冲峰值功率为71.4W。

固定 $l=21\text{cm}$ 不变，改变换能器驱动电功率使其分别为0.5W, 0.45W, 0.4W时测得倒空输出脉宽为19ps, 22ps, 25ps。可见当ps增大时脉宽变窄器倒空效果较好。如前所述，这是由于自相位调制所产生的正啁啾对腔内负啁啾补偿所致。

六、结 束 语

本文通过腔倒空中声光器件对脉宽影响的理论分析和实验研究，成功地找到一种改善腔倒空输出脉冲参量的途径，使输出较高的脉冲能量在时间上更加集中，更大幅度地提高了脉冲峰值功率。为其在各领域中特别是在光谱学、生物学等领域的应用创造了条件。

我们认为下一步的工作是对由于声光调制器驱动功率不同而产生的不同的自相位调制量的定量的理论分析做进一步探讨。

参 考 文 献

- [1] W.H.Knox, R.L.Fork, Appl. Phys. Lett., 46, 1985, 1120
- [2] 赵梅村等; 中国激光. 15. No. 2, 65 1987
- [3] 兰信钺主编; 《激光技术》, 湖南科技出版社 1988
- [4] A.A.Vuylsteke, J. Appl. Phys, 34. 1963 1615
- [5] D. Maydan, J. Appl. Phys., 41. 1970. 1552
- [6] 李景镇主编; 《光学手册》, 陕西科技出版社 1986, p1306
- [7] R.L.Fork, Optics Lett., 9. 1984 158
- [8] Michael. S. Stix, IEEE. J. Q., QE-19. 1983 520

A Study of the Effect of the Acoustooptical Modulator on Pulse Duration in the Cavity Dumping and Pulse Duration Pressing

Xing Xinhua

Abstract

In this paper the principles of the cavity dumping technology and the acoustooptical interaction have been described followed by a detailed theoretical analysis and calculations of the mechanism of the chirp caused by the optical pulse through cavity dumping. The scheme of improving the output pulse parameter of cavity dumping has been presented and demonstrated experimentally. It is the first time domestically to compress the output pulse duration of the cavity dumping from 25 ps to 5 ps.