

# CO<sub>2</sub> 激光腔内声光调制研究

陈光明 代 伐 曾广荣

(成都电讯工程学院应用物理研究所)

## Intracavity acousto-optic modulation for CO<sub>2</sub> laser light

Cheng Guangming, Dai Fa, Zhen Guangrong

(Research Institute of Applied Physics, Chengdu Institute of Radio Engineering, Chengdu)

**Abstract:** Theoretical analyses and experimental investigation on intracavity acousto-optic modulation of 10.6 μm laser light are reported.

1. 近年来,随着声光技术的发展,人们开始采用具有输入电压低、驱动功率小、衍射效率高、温度稳定性好、能承受较大光功率、系统简单等优点的 10.6 μm 声光调制器作为 CO<sub>2</sub> 激光束的控制元件。然而,有关 10.6 μm 声光调制器在 CO<sub>2</sub> 激光腔内的应用,国内外至今未见报道。本文介绍了我们在这方面所做的工作。

2. 声光调制器由声光相互作用介质和压电超声换能器两部分组成,其工作原理可以用以下物理过程形象地说明:换能器通过压电共振将驱动电源提供的射频信号转变为超声波,超声波耦合到声光介质后,在介质内产生周期性的应变场。由于光弹效应,引起介质的折射率发生周期性的变化,形成一个进行性的“相位光栅”。光通过此介质时就会被衍射,衍射光的强度、频率和方向等都随超声场而变化。声光调制器就是利用这些性质来实现光束的调制或偏转的。

声光相互作用过程可以用耦合波方程描述<sup>[1]</sup>

$$\frac{dE_m(x)}{dx} - j\Delta k_m E_m(x) = \frac{V}{2L} [E_{m-1}(x) - E_{m+1}(x)] \quad (1)$$

式中,  $E_m$  为第  $m$  级出射光的电场分量,

$$\begin{aligned} \Delta k_m &= \frac{mQ}{2L} (m - 2\alpha), \\ V &= -\frac{2\pi\Delta nL}{\lambda_0 \cos \theta_i}, \\ Q &= \frac{2\pi\lambda L}{\Lambda^2 \cos \theta_i}, \\ \alpha &= \frac{\Lambda}{\lambda} \sin \theta_i = \frac{\sin \theta_i}{2 \sin \theta_B} \end{aligned} \quad (2)$$

其中,  $\theta_i$  为入射角,  $\theta_B = \sin^{-1} \left( \frac{\lambda}{2\Lambda} \right)$  称为布拉格角。  $\lambda$  和  $\Lambda$  分别为声光介质中的光波和声波波长,  $L$  为声光互作用长度。声光器件的工作状态通常根据  $Q$  值的大小来区分。当  $Q \geq 4\pi$ , 器件工作于布拉格状态;反之工作于喇曼-奈斯状态。

由于布拉格器件可以较小的驱动功率获取较高的衍射效率,出于降低驱动功率等原因,实用化的 10.6 μm 声光调制器通常设计成布拉格型。

对于布拉格型声光调制器,当光以角度  $\theta'_B = \sin^{-1} \left( \frac{\lambda_0}{2\Lambda} \right)$  入射时,出射光只有零级光和一级光,其中一级光偏离原入射方向的角度为  $2\theta'_B$ , 零级光仍按原方向传播。此处  $\lambda_0$  为真空中的光波长。由(1)式可得

$$\begin{aligned} E_0 &= E_i \cos \left( \frac{V}{2} \right), \\ E_1 &= E_i \sin \left( \frac{V}{2} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

器件的衍射效率

$$\eta = \left| \frac{E_1}{E_0} \right|^2 = \sin^2 \left( \frac{V}{2} \right). \quad (4)$$

当声光调制器按上述方式放入激光腔内,式(3)的零级光电场  $E_0$  就成为腔内的循环振荡场,一级光则可视作腔的一种损耗。光在腔内的循环方式如图 1 所示。

根据 Rigrod 的腔内循环公式<sup>[2]</sup>可以得到腔内的循环功率

$$P_i = \frac{kI_s A \sqrt{R_c} \left[ g_0 l + \frac{1}{2} \ln(R_c R_f) \right]}{(\sqrt{R_c} + \sqrt{R_f})(1 - \sqrt{R_c R_f})} \quad (5)$$



图1 腔内光循环方式示意

式中,  $k$  为一经验常数,  $I_s$  为饱和光强,  $A$  为腔内光束的横截面积,  $g_0l$  为放电管增益。  $R_0$  和  $R_f$  分别为凹面镜端和平面镜端的等效反射率。

选取适当的腔参数和腔片, 可得

$$R_0 \approx 1, \quad (6)$$

$$R_f \approx T_m^2 R_f' (1 - \eta)^2, \quad (7)$$

其中,  $T_m$  为调制器的光透过率,  $\eta$  为调制器的衍射效率,  $R_f'$  为平面输出镜的反射率。于是(5)式可以简化为

$$P_i \approx \frac{kI_s A \left( g_0l + \frac{1}{2} \ln R_f \right)}{1 - R_f}. \quad (8)$$

透射输出功率

$$P_0 = T_m (1 - \eta) P_i (1 - R_f') \quad (9)$$

$$P_0 \approx \frac{kI_s A T_m (1 - R_f') (1 - \eta) \left( g_0l + \frac{1}{2} \ln R_f \right)}{1 - R_f} \quad (10)$$

由于通常有  $0 < R_f < 1$ , 将对数函数  $\ln R_f$  作级数展开, 有

$$\ln R_f \approx - (1 - R_f) - \frac{1}{2} (1 - R_f)^2. \quad (11)$$

将上式代入(8)式并利用  $\frac{1}{1 - R_f} \approx 1 + R_f$ , 可得

$$P_i \approx kI_s A \left[ g_0l - \frac{3}{4} + \left( g_0l + \frac{1}{4} \right) R_f \right]. \quad (12)$$

结合式(7)和式(9), 可得到透射输出功率

$$P_0 \approx kI_s A T_m (1 - R_f') (1 - \eta) \times \left[ g_0l - \frac{3}{4} + \left( g_0l + \frac{1}{4} \right) T_m^2 R_f' (1 - \eta)^2 \right]. \quad (13)$$

声光调制器用于腔内时, 一般不需要太大的衍射效率, 在  $\eta$  较小的情况下, 上式中与  $\eta^2$  和  $\eta^3$  有关的高阶项可予忽略, 从而

$$P_0 \approx kI_s A T_m (1 - R_f') \times \left\{ \left( g_0l - \frac{3}{4} \right) + \left( g_0l + \frac{1}{4} \right) T_m^2 R_f' - \left[ \left( g_0l - \frac{3}{4} \right) + 3 \left( g_0l + \frac{1}{4} \right) T_m^2 R_f' \right] \eta \right\}. \quad (14)$$

可以看出, 当腔内声光器件的衍射效率不太高

时, 激光器的输出功率有随衍射效率的增大而线性下降的趋势。

特别当衍射效率

$$\eta \approx \frac{\left( g_0l - \frac{3}{4} \right) + \left( g_0l + \frac{1}{4} \right) T_m^2 R_f'}{\left( g_0l - \frac{3}{4} \right) + 3 \left( g_0l + \frac{1}{4} \right) T_m^2 R_f'} \quad (15)$$

有  $P_0 = 0$ , 即此时腔内的振荡停止, 激光器无功率输出。

对于常见的平板型压电换能器, 当衍射效率不是太大时, 式(4)可以具体写成

$$\eta \approx \frac{\pi^2 M_2 L}{2 \lambda_0^3 H} P_a \quad (16)$$

其中,  $\lambda_0$  为光波长,  $M_2$  为声光优值指数,  $L$  和  $H$  分别为换能器电极的长度和高度,  $P_a$  为介质中的超声功率。因而, 通过控制超声功率(实际上是控制加在换能器上的电功率)就可以达到控制激光器输出功率的目的。

3. CO<sub>2</sub> 激光腔内声光调制的实验装置如图2所示。实验采用一放电长度为 60 cm 的 CO<sub>2</sub> 全外腔激光器, 放电管增益  $g_0l = 0.52$ , 镀金凹反射镜  $R_1$  的曲率半径约 1 m, 锗平面镜的反射率为 70%, ZnSe 片的透过率约 99.9%。采用我们自行研制的 10.6  $\mu$ m 红外声光调制器, 互作用介质为锗单晶, 换能器材料为 36°Y 切铌酸锂, 通声方向为 (111) 方向, 中心频率为 48 MHz, 3 dB 调制带宽约 2 MHz。调好布拉格角后, 调制器的透过率  $T_m$  约 87%, 器件采用水冷, 具有良好的热稳定性。实验装置置于一 2 m 长的光具座上, 将声光调制器靠近平面镜一端以获得较小的渡越时间。使光偏振与声偏振方向一致以获得最佳衍射效率同时又不致改变出射光的偏振方向。采用接收面积大、响应时间  $< 1$  s 的 Coherent 201 型光功率计测得在不同衍射效率下激光器的输出功率, 结果用小黑点表示, 与由式(10)和式(14)算得的理论曲线一起绘于图3, 图中的纵坐标为相对光强, 用衍射效率为零时的输出光强归一化。测量输出光的调制特性时, 接收端采用液氮冷却的 HgCdTe 探测器。为获得一定的调制带宽, 用焦距分别为 150 mm 和 100 mm 的两个锗透镜  $f_1$  和  $f_2$  共焦放



图2 实验装置示意图

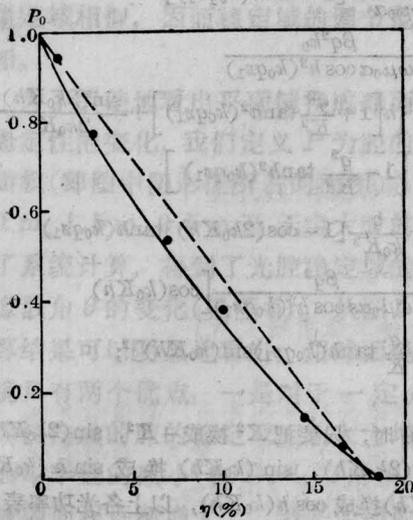


图3 激光器输出功率随衍射效率变化曲线。其中，实线为由式(10)得到的理论值；虚线由近似公式(14)算得；小黑点为实测值

置，使光束聚焦于声光调制器内，而又不致改变透镜外激光束的发散特性。实验获得了幅度较大的调制波形，如图4所示，波形顶部的直线为基线。

4. 结果表明，利用腔内的 $10.6\mu\text{m}$ 红外声光调制器，可以有效地调制激光器的输出特性，从而达到

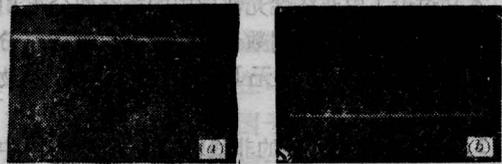


图4 输出波形照片  
(a) 调制频率 500 kHz, 探测信号幅度 25 mV;  
(b) 调制频率 1 MHz, 探测信号幅度 15 mV

传输信息或控制激光器输出功率等目的。与 $\text{CO}_2$ 激光腔内其它调制手段如电光调制相比较，声光调制除具有输入电压低、驱动功率小、光学系统简单、温度稳定性好、能承受较大光功率等优点外，由于声光调制器的通光孔径比电光调制器大得多，因而不存在孔径衍射问题，并且更容易调整。尽管电光调制器带宽比声光调制器宽得多，但在对调制带宽要求不是很高的情况下，国产的低成本的 $10.6\mu\text{m}$ 声光调制器不失为 $\text{CO}_2$ 激光腔内调制的优选元件。

本论文的工作得到了冯志超教授和乐时晓高级工程师的指导和帮助，作者在此表示诚挚的谢意。

### 参 考 文 献

- 1 徐介平. 声光器件的原理、设计和应用。
- 2 Rigrod W W. *J. Appl. Phys.*, 1965; **36**: 2487

(收稿日期: 1987年2月2日)

## 非线性光波导中的空间双稳态特性

曹雪龙 黄肇明 周幼威

(上海科技大学光纤技术和现代通信研究所)

蔡英时

(上海科技大学物理系)

### Spatial bistability in nonlinear optical waveguides

Cao Xuelong, Huang Zhaoming, Zhou Youwei

(Institute of Optical Fiber Technology and Modern Communication, Shanghai University of Science and Technology, Shanghai)

Cai Yingshi

(Physics Department, Shanghai University of Science and Technology, Shanghai)

**Abstract:** The field distribution in nonlinear optical waveguides is discussed, some optical bistability is presented and the mechanism is discussed.