

声光调 Q CO₂ 激光器的理论计算和实验研究

谢冀江¹ 潘其坤^{1,2} 李殿军¹ 张来明¹ 杨贵龙¹ 阮鹏^{1,2} 郭劲¹

(¹中国科学院长春光学精密机械与物理研究所激光与物质相互作用国家重点实验室, 吉林 长春 130033)
²中国科学院研究生院, 北京 100049)

摘要 采用谐振腔内插入声光调制器的方法进行了小型 CO₂ 激光器的调 Q 实验, 并根据影响激光器输出的诸多因素, 利用调 Q 脉冲激光器速率方程对该激光器输出的主要技术参数进行了理论计算, 据此提出了声光调 Q CO₂ 激光器优化设计的途径和方法。设计制成的声光调 Q CO₂ 激光器获得峰值功率超过 4000 W, 激光脉冲宽度为 180 ns, 与理论计算基本一致。激光器脉冲重复频率调节范围 1 Hz~100 kHz。理论分析和实验结果均证明, 调 Q 晶体中超声场的渡越时间并不会影响输出激光的脉冲宽度, 因此无需在腔内插入光学透镜进行光束直径的压缩变换; 渡越时间的影响只是体现在延长了激光脉冲的建立时间上; 激光器的最佳工作频率在 1 kHz 左右, 这与 CO₂ 分子 00⁰1 能级大约 1 ms 的辐射寿命相匹配, 当频率超过 1 kHz 时, 激光的脉冲宽度随着频率的增加而开始加宽。激光器通过光栅选线的设计方式实现了 9.2~10.8 μm 的全波段波长调谐, 测得激光输出谱线超过 60 条。

关键词 激光器; CO₂ 激光器; 声光调 Q; 速率方程; 可调谐

中图分类号 TN248.2+2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.0202004

Theoretical Calculation and Experimental Study of Acousto-Optically Q-Switched CO₂ Laser

Xie Jijiang¹ Pan Qikun^{1,2} Li Dianjun¹ Zhang Laiming¹ Yang Guilong¹
Ruan Peng^{1,2} Guo Jin¹

(¹ State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, Changchun Institute of Optics,
Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China)
² Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract Using resonator inserted with acousto-optically modulator, the experiments of the compacted CO₂ laser are performed with Q-switch. According to various factors that influence the output of laser, the theoretical calculation of its main parameters are conducted by Q-switched pulsed laser rate equations. Based on the results, the technical route and approach are presented for optimization design of this laser. The measured peak power of the acousto-optically Q-switched CO₂ laser is more than 4000 W and pulse width is 180 ns which agrees well with the theoretical calculation. The range of repetition frequency can adjust from 1 Hz to 100 kHz. The theoretical analysis and experimental results show that the acoustic traveling time of ultrasonic field can not influence the pulse width of laser so that it doesn't require inserting optical lens in the cavity to reduce the diameter of beam. The acoustic traveling time only extends the establishing time of laser pulse. The optimum working frequency of laser is about 1 kHz, which it matched with the radiation life time (1 ms) of CO₂ molecular 00⁰1 energy level. When the frequency is above 1 kHz, the pulse width of laser increases with the frequency. The full band of wavelength tuning between 9.2 μm and 10.8 μm is obtained by grating selection one by one which the measured spectrum lines are over 60 in the condition of Q-switch.

Key words lasers; CO₂ laser; acousto-optically Q-switched; rate equations; tunable

OCIS codes 140.34700; 140.3540; 140.3600

收稿日期: 2010-08-10; 收到修改稿日期: 2010-10-18

基金项目: 国家重点实验室基金(SKLLIM0902-01)和吉林省科技厅科技支撑计划项目(20090358)资助课题。

作者简介: 谢冀江(1959—), 男, 副研究员, 硕士生导师, 主要从事激光器及其应用技术等方面的研究。

E-mail: Laserxjj@163.com

1 引 言

以脉冲形式工作的小型 CO₂ 激光器在光谱学、成像雷达、环境探测及激光加工等领域具有广阔的应用前景^[1~4]。目前该类激光器实现脉冲输出的方法主要有电光调 Q 法和机械调 Q 法。电光调 Q 通常采用 CdTe 晶体作为开关器件,脉冲频率可以做到 100 kHz,脉宽可压缩至几十纳秒,但由于电光调 Q 需要高电压(通常达到 2 kV 以上),技术相对复杂,且设备造价较高^[5];机械调 Q 通常是利用插入谐振腔内并高速旋转的斩波器或转镜实现的,此方法的优点是结构简单,稳定可靠,成本低,且激光脉冲的峰值功率较高,可达千瓦级^[6],但由于受到斩波器转速的限制难以实现高重复频率输出,且无法进行激光脉冲的编码控制。本文介绍另一种实现小型 CO₂ 激光器脉冲输出的方法——声光调 Q 法,该方法是将通常用于小型 CO₂ 激光器腔外光强度调制的声光调制器(AOM)置于谐振腔内实现的^[7]。由于此器件(通常由 Ge 晶体制成)的吸收系数较大,造成腔内损耗严重,致使激光器运转困难,因此,还很少见到采用此技术的相关报道。根据调 Q 脉冲激光器速率方程对声光调 Q 小型 CO₂ 激光器的主要技术参数进行了理论计算,并就调 Q 晶体中超声场的渡越时间对激光输出脉冲宽度的影响问题进行了分析,据此设计的小型声光调 Q CO₂ 激光器实现了 9.2~10.8 μm 的全波段激光单线调 Q 脉冲输出,输出谱线超过 60 条。激光器重复频率调节范围 1 Hz~100 kHz,1 kHz 时获得最窄激光脉宽 180 ns,最大峰值功率 4055 W。

2 实验装置

2.1 声光 Q 开关

声光 Q 开关是激光器的关键部件,其原理是利用超声波在介质中传播造成介质折射率产生相应的周期性变化,相当于形成一个相位光栅,当光波通过该介质时会产生衍射实现光束偏转,即产生如图 1 所示的布拉格衍射。超声波一般是由几十兆赫兹的射频信号通过声光换能器产生的,因此,利用 0.5 V 交替变化的标准电平信号(TTL)控制射频信号就可以决定光束是否处于偏转状态:在 TTL 处于高电位时,驱动器输出射频信号在调 Q 晶体中产生超声波作用使通过的激光光束偏转一个角度,这一角度完全可以使光束偏离出腔外,谐振腔处于高损耗低 Q 值状态,不能形成振荡,或者说 Q 开关将激光

“关断”;在 TTL 处于低电位时,射频信号的作用突然停止,调 Q 晶体中的超声场消失,相当于开关“打开”,谐振腔恢复为高 Q 值状态形成振荡输出。谐振腔 Q 值交替变化一次,激光器就输出一个调 Q 脉冲,因此,TTL 变化的频率等于输出激光脉冲的重复频率。同时,如果对于 TTL 电平实施编码控制,就可以实现激光器的编码脉冲输出。实验所用的声光调制器的声光介质为 Ge 单晶体,对 10.6 μm 激光的单程透射率为 90%,采用布拉格衍射垂直入射方式,中心频率为 40 MHz,通光口径为 6 mm×10 mm。

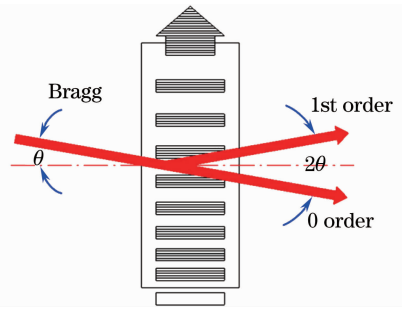


图 1 调 Q 开关原理示意图

Fig.1 Scheme of Q-switch

2.2 激光器

激光器光学头实物照片及其原理如图 2 所示,采用半外腔的直流放电增益区和光栅一级振荡,零级输出的方式,腔长 1.2 m,放电管由带水冷套的玻璃管制成,管内径 8 mm,放电管增益区长度 800 mm,气压为 3.3 kPa,Xe,CO₂,N₂,He 气体的体积比为 1:3:5:21,全反射镜曲率半径 2.5 m,反射率 98.5%,布儒斯特窗采用 ZnSe 材料,金属原刻光栅为 120 line/mm,一级反射率 70%,声光 Q 开关置

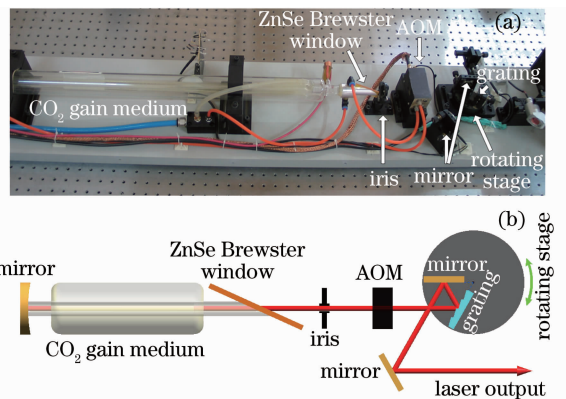


图 2 实验装置。(a)激光器实物照片,

(b)光学原理示意图

Fig.2 Experimental setup. (a) photo of laser,

(b) optical schematic

于布儒斯特窗与输出光栅之间,腔内放置一个可变光阑,光栅安装在水平放置的精密转台上,通过旋转光栅实现激光器输出波长调谐。

为保持波长调谐时激光器输出光束的方向不变,采用光学角反射器的原理设计了激光定向输出系统,将光栅和平面反射镜安装在同一转台上,并使其反射面的交线与转台同轴。

3 速率方程与激光器调 Q 过程分析

3.1 速率方程

根据 Q 开关 CO₂ 激光器的理论,其速率方程可表示为^[8,9]

$$\frac{d\phi}{dt} = (n_J' - n_{J''} - 1)\phi + \frac{n_{J'}}{N_{th}^V}, \quad (1)$$

$$\frac{dn_{J'}}{dt} = (n_{J''} - n_{J'})\phi + (P_J n_{V'} - n_{J'})k_{J'}, \quad (2)$$

$$\frac{dn_{J''}}{dt} = (n_{J'} - n_{J''})\phi + (P_J n_{V''} - n_{J''})k_{J''} - n_{J''}k'', \quad (3)$$

$$\frac{d(n_{V'} - n_{J'})}{dt} = (n_{J''} - P_J n_{V'})k_{J'}, \quad (4)$$

$$\frac{d(n_{V''} - n_{J''})}{dt} = (n_{J''} - P_J n_{V''})k_{J''} - (n_{V''} - n_{J''})k'', \quad (5)$$

式中 ϕ 为一个光波模中的光子数, $n_{J'}$ 为激光上能级的粒子数, $n_{V'}$ 为 CO₂ 分子振动能级(001)上的粒子数, $n_{J''}$ 为激光下能级上的粒子数, $n_{V''}$ 为 CO₂ 分子振动下能级(100,020)上的粒子数, P_J 为初始状态时的玻尔兹曼分布函数, $k_{J'}$ 为转动能级粒子的弛豫速率, k 为振动下能级(100,020)的粒子弛豫到其他振动态的弛豫速率。(1)~(5)式中所有粒子数和光子数均以上能级阈值反转粒子数 N_{th}^V 为度量单位,所有的速率均以腔寿命 t_c 为度量单位。假设转动弛豫是任意的,则初始时的玻尔兹曼分布函数 P_J 可表示为^[10]

$$P_J = \frac{(2J+1)}{Q_{rot}} \exp\left[-\frac{hcBJ(J+1)}{kT}\right], \quad (6)$$

式中 Q_{rot} 为转动分配函数, B 为转动常数,001 振动模中所有转动能级初始时的粒子数与激光上能级的粒子数的关系可表示为

$$n_{V'} = \frac{n_{J'}}{P_J}, \quad (7)$$

激光的自发辐射速率由 $1/N_{th}^V$ 为度量单位,在上述情况下它是上激光能级的粒子数的倍数。光子由谐振腔耦合到腔外的速率可由 $c\bar{\alpha}$ 表示, c 为光速,且有

$$\bar{\alpha} = \frac{\ln(1/T_{TOT})}{2L}, \quad (8)$$

式中 T_{TOT} 为总的输出耦合透射率, L 为腔长。由此得到激光峰值功率表达式为

$$P_{out} = \phi h\nu c \bar{\alpha}_{out} N_{th}^V. \quad (9)$$

根据 CO₂ 激光器的有关弛豫速率数据^[11~13]和激光器的实验结果,计算出该激光器的参数为 $N_{th}^V = 1.02 \times 10^{15}$, $P_J = 0.015$, $t_c = 20$ ns, $\delta = 20\%$, $\phi_0 = 2.43 \times 10^{-15}$, $k_{J'} = k_{J''} = 5.78$, $k'' = 0.072$, $n_{J'}|_{t=0} = 0.88$, $n_{V'}|_{t=0} = 58.67$, $n_{J''}|_{t=0} = 0$, $n_{V''}|_{t=0} = 0$, $J'' = 19$, 将其代入(1)~(5)式,利用 Runge-Kutta 法进行数值计算,得到的腔内光子数随时间变化的曲线如图 3 所示。计算出调 Q 激光脉冲建立时间为 2.5 μ s, 脉冲宽度 200 ns, 脉冲峰值功率为 3443 W。

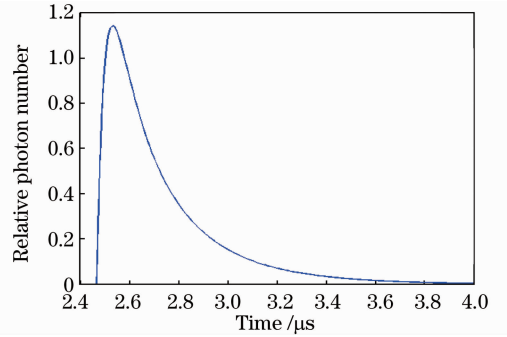


图 3 腔内光子数随时间的变化

Fig. 3 Photon number in the laser cavity versus time

当激光器工作在 Q 调制的模式下,可以通过测量得到小信号增益和弛豫速率。脉冲的建立和上升时间在很大程度上由增益损耗比决定。当激光器开始工作时,辐射很小并且激光上能级粒子消耗可忽略,从文献[8]知道脉冲形成可表示为

$$\Phi_p(t) = \Phi_p(0) \exp\left\{\left\{2\gamma_0 l - \ln\left[\frac{1}{R_G T_C^2 (1 - T_0)}\right]\right\} \frac{ct}{2L}\right\}, \quad (10)$$

式中 R_G 为输出镜反射率(光栅一级反射率), T_C 为腔内光学元件透射率, T_0 为输出镜通过率(光栅零级反射率), l 为增益介质的长度, $\Phi_p(0)$ 为模式中从自发辐射发出的初始光子数。将激光器参数代入(10)式,得到图 4 所示的激光脉冲建立时间随腔内透射率变化的曲线,由此可看出腔内透射率增大时激光脉冲建立时间明显缩短。

3.2 激光器调 Q 过程分析

(1)~(5)式在计算过程中将 Q 开关的作用简化为一个阶跃函数[如图 5(a)所示],但实际使用的 Q 开关更接近一个线性函数[如图 5(b)所示],因此

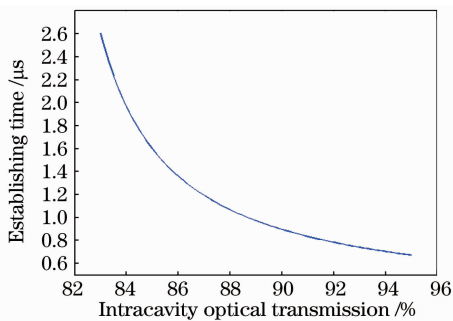


图 4 腔内透射率对于激光脉冲建立时间的影响
Fig. 4 Transmissivity of intracavity optical elements versus establishing time of laser pulse

需要考虑 Q 开关的开启时间对于调 Q 激光脉冲时间特性的影响问题。假定激光振荡阈值临界点为 $t=0$, 则 $t=t_s$ 可理解为腔损耗 δ 从最大(A 点)减到最小(B 点)所需的时间(相当于 Q 开关的开启时间)。于是,实际的开关线性函数与理想的阶跃函数之间的差异在于 t_s 的不同,当 $t_s=0$ 时,即为理想的阶跃函数的情况。从调 Q 激光器发生的物理过程分析,当 t_s 值足够小时($t_s \rightarrow 0$),速率方程的计算不

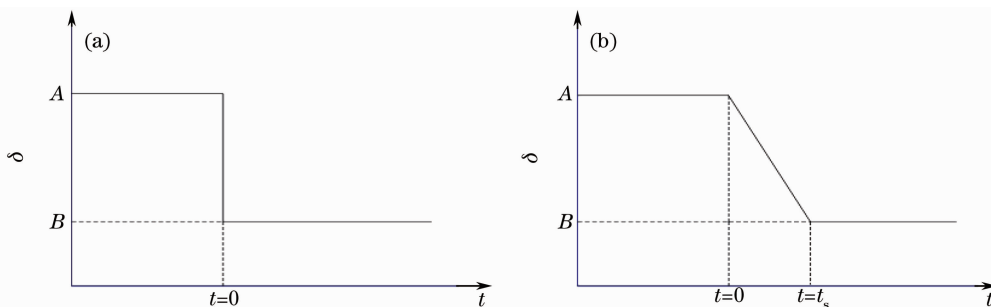


图 5 Q 开关的形式。(a)阶跃函数,(b)线性函数
Fig. 5 Formation of Q-switch. (a) step function, (b) linear function

4 实验结果与讨论

实验验证了渡越时间效应用于激光脉冲宽度的影响问题。为压缩激光脉冲宽度,一般的做法是采用透镜将光束聚焦变为细小的光束后再照射到声光调 Q 晶体上以减小渡越时间。根据声光调制原理,为充分地利用声能和光能,需要声束和光束的发散角匹配,满足这个匹配条件的透镜焦距 f 为

$$f = \pi d D / (4\lambda), \quad (11)$$

式中 $d = 2.55v/f_{ao}$ 为被聚焦的最佳匹配光束直径; v 为声波在声光晶体中的传播速度; f_{ao} 为声光晶体驱动器调制频率; D 为光束在透镜上的直径; λ 为激光波长。

实验中按照(11)式设计了一对 ZnSe 透镜($f =$

会对结果产生实质上的影响,因此,必定存在着这样的一个特征时间 t_d 点,当 $t_s \leq t_d$ 时,速率方程的解仍然可以预计激光脉冲的输出行为。线性函数调 Q 过程清晰的物理图像为:当 $t_s \geq 0$ 时,调 Q 脉冲开始建立,但是由于开关线性函数的限制,腔内的损耗(或者 Q 值)是逐渐变化的,在这个阶段,增益小于损耗,谐振腔内不会产生激光振荡,直至达到临界的振荡点(即 $t_s = t_d$)时,腔内 Q 值变化导致增益大于损耗,调 Q 脉冲才有可能真正开始建立并且按照速率方程所预计的方式形成输出。由此可见,在 Q 开关的开启时间 t_s 小于特征时间 t_d 条件下,线性函数与阶跃函数对于激光输出的脉冲宽度均无影响,两者的差别只是在于线性函数增加了脉冲的建立时间。超声波在 Ge 晶体中的传播速度为 5900 m/s,对于直径 5 mm 的光束,开启时间应为 $t_s = 0.85 \mu\text{s}$ 。因此,图 3,4 所显示的脉冲建立时间应该加上 $t_s = 0.85 \mu\text{s}$ 的修正值。根据上述分析结果,当将声光调制器应用于谐振腔内时,调 Q 脉冲 CO₂ 激光器的设计不必考虑渡越时间对于激光输出脉冲宽度的影响问题,因此腔内不用加入光束直径压缩系统。

100 mm)插入谐振腔内,对称地放置于调 Q 晶体的两侧。实验结果证明,放置 ZnSe 透镜后,光束在声光调 Q 晶体中通过时的直径小于 0.5 mm,相应的开启时间小于 85 ns;移除 ZnSe 透镜后,光束在晶体中的直径变为 5 mm,相应的开启时间为 850 ns,而在这两种情况下,激光器输出的调 Q 脉冲宽度几乎相同(如图 6 所示)。这说明对于调 Q 开关在腔内应用时不必考虑超声波渡越时间的理论分析是正确的。也就是说,对于腔内调 Q 输出脉冲的脉宽而言,能级上反转粒子数变化产生的开关增益效应远大于声光晶体渡越时间的影响。实验结论的重要意义在于减少了腔内光学元件的数量,减小了插入损耗,提高了激光器输出光束的性能。

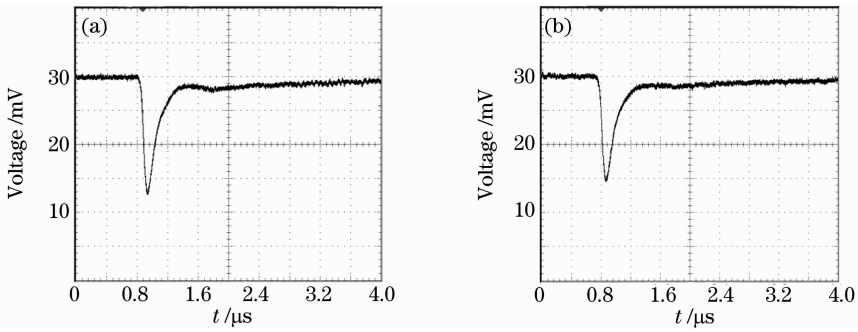


图 6 不同渡越时间的激光脉冲波形。(a)插入透镜前波形,(b)插入透镜后波形

Fig. 6 Diagrams of laser pulse waveform for different acoustic traveling time. (a) before inserting the lens, (b) after inserting the lens

激光器放电电流 8~16 mA,连续输出功率 22 W,插入声光调制器(AOM)后输出功率下降到 7.5 W,输出激光模式为基模,脉冲频率调谐范围 1 Hz~100 kHz,图 7 为在重复频率 1 kHz 时使用 HAMAMATSU P3257-30 碲、镉、汞探测器测得的 10.6 μm 输出激光脉冲波形。由图 7(a)可看出激光脉冲宽度约为 180 ns(通道 2),通道 1 为 TTL 触

发信号,通道 2 左侧的波形为 AOM 驱动器输出的射频干扰信号,激光脉冲建立时间为 2.7 μs,射频信号消失时间(后沿)为 200 ns,射频信号与 TTL 触发信号间的延迟时间约 150 ns。此时测得平均激光功率为 0.73 W,由此算出激光脉冲峰值功率为 4055 W。从图 7(b)可见激光器在重复频率运转时输出稳定性较好,脉冲幅值差小于±10%。

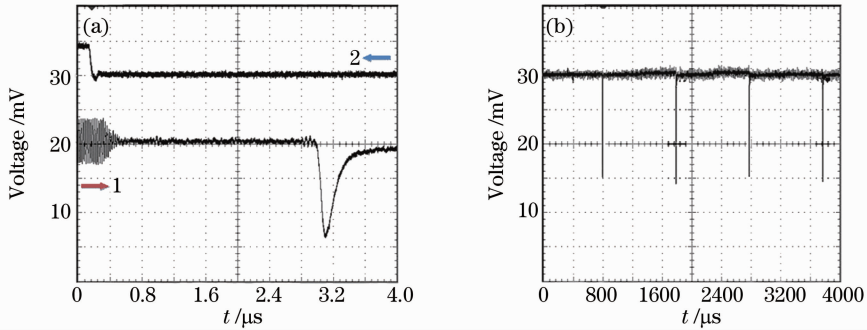


图 7 重复频率 1 kHz 时的激光脉冲波形

Fig. 7 Laser pulse waveform for repetition rate of 1 kHz

图 8 给出了激光脉冲峰值功率和脉冲宽度随脉冲频率变化的情况。由此可见,激光脉冲峰值功率在小于 1 kHz 时基本保持相同的数值,在大于 1 kHz 时呈现缓慢下降趋势,当超过 10 kHz 时下降速度开始加快;与此相对应的是,激光的脉冲宽度在小于 1 kHz 时没什么变化,在大于 1 kHz 时宽度有所增加,但是增加的相对速率较小。

以上实验结果说明,激光器输出的脉冲峰值功率和脉冲宽度在小于或者等于 1 kHz 左右时分别达到最高和最窄,超过 1 kHz 时指标均有所下降,说明激光器的最佳工作频率为 1 kHz 范围内。1 kHz 的重复频率相当于两个相邻的脉冲时间间隔 1 ms 左右,恰好与 CO₂ 激光器上能级辐射寿命相等。这种情况既能保证 CO₂ 激光工作物质上能级积累足够多的粒子数,减少过多的自发辐射损耗,又

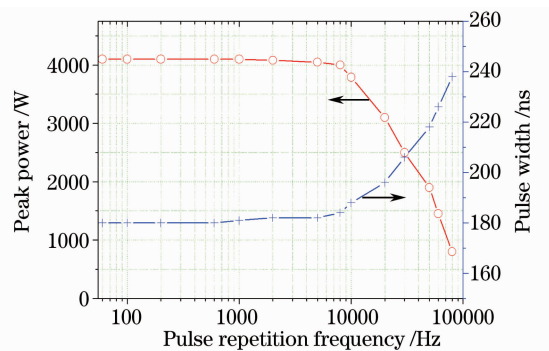


图 8 激光脉冲峰值功率和脉冲宽度随脉冲频率的变化

Fig. 8 Peak power and pulse width of laser versus the pulse frequency

能实现激光器在保证一定峰值功率下得到最大的反转粒子数利用率。

图 9 为重复频率 50 kHz 时,在相同条件下通过

调整可变光阑时得到的激光脉冲波形,由此可看出腔内损耗和增益大小对激光脉冲建立时间的影响非常明显。[图 9(a)给出的激光建立时间为 4.0 μs ,

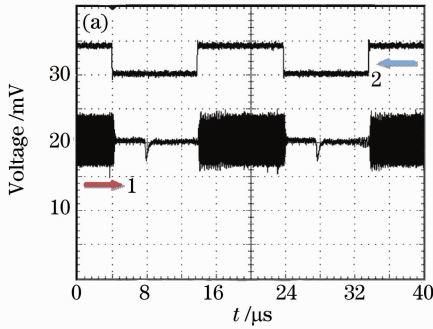


图 9(b)给出的激光建立时间为 2.7 μs],对激光输出的平均功率和峰值功率均有较大影响(信号幅度相差 1 倍左右),但对激光脉宽的影响相对较小。

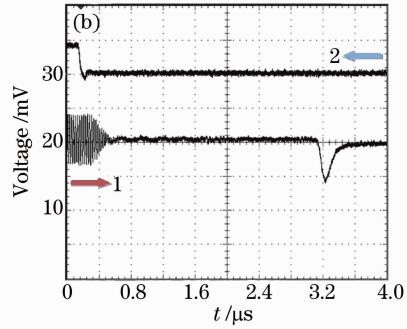


图 9 腔内损耗不同的激光脉冲波形。(a)光阑直径 $\varphi=5\text{ mm}$, (b)光阑直径 $\varphi=4\text{ mm}$
 Fig. 9 Laser pulse waveform in different cavity losses. (a) optical iris diameter $\varphi=5\text{ mm}$,
 (b) optical iris diameter $\varphi=4\text{ mm}$

激光脉冲建立时间的实验值比理论计算的结果略有增大,这主要是由于计算时没有考虑工作中因热影响等因素造成实际的腔内损耗值的增大,特别是 AOM 晶体造成的影响最为严重。实验所用的 TSG40-1 型 AOM 介质为 Ge 晶体,其缺点不仅是吸收系数大(吸收系数 0.03 cm^{-1} ,通光方向长度 3.7 cm,计算可知单程吸收达到 10%左右),而且吸收系数随着温度的升高而增加,因此,晶体在振荡时将吸收激光能量使温度升高,而温度升高又引起吸收系数变大,进一步加剧了 Ge 晶体的吸收,这样的恶性循环过程造成极高的温度变化。虽然对于 Ge 晶体在侧面采取了水冷措施,但是在激光束振荡的中心位置处温度仍然很高。因此设计时对减少激光器腔内损耗应提出更高的要求。目前国际上同类最好的产品 Ge 声光调制器单程损耗最小已做到不大于 6%,如采用此种调制晶体做腔内 Q 开关,在其他条件不变的情况下,激光器的脉冲形成时间将明显缩短,输出性能也将进一步提高。

图 10 给出了在调 Q 状态下利用 CO_2 激光谱线分析仪测得的激光器输出波长谱线,由此可看出 9.18~10.88 μm 范围内共测得连续输出功率 2.5 W 以上的输出谱线 67 条,其中最大输出功率约 8 W。从分布情况看,10R/10P 两支的谱线较丰富,输出功率也较高,而 9R/9P 两支测得的谱线较少,且功率较低。造成这一现象的原因主要有两方面:1)所用光栅的闪耀波长是按 10.6 μm 设计的,使输出激光谱线长波部分相对较强,2)插入 AOM 器件,增加了腔内损耗,激光器的振荡阈值提高,致使增益较低的谱线难以形成振荡输出。

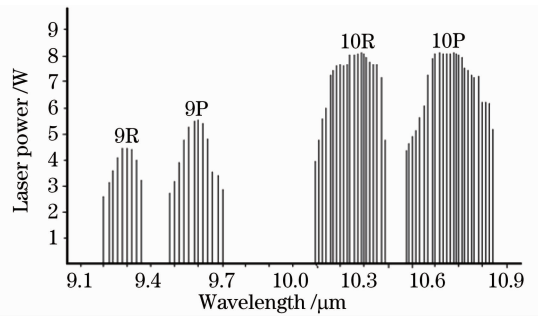


图 10 激光输出谱线
 Fig. 10 Laser spectral lines

5 结 论

速率方程理论可较好地解释小型 CO_2 激光器的声光调 Q 过程。腔内损耗是影响小型声光调 Q CO_2 激光器高重复频率运转的一个重要因素,可通过 AOM 的优选及谐振腔的合理设计,实现小型 CO_2 激光器的高重复频率、窄脉宽,高峰值功率输出。在激光器设计时不必考虑超声波渡越时间的影响,无需在腔内插入压缩光束直径的光学元件;声光调 Q CO_2 激光器的最佳工作范围在 1 kHz 左右。通过光栅可实现小型 CO_2 激光器的全谱线波长调谐。采用此工作方式运行的激光器可通过 TTL 控制方便地实现激光脉冲的编码输出,该技术为高重复频率脉冲 CO_2 激光器的开发与应用提供了一个有效的技术途径。

参 考 文 献

1 Huang Jin, Zhao Songnan, Wang Haijun *et al.*. Local CO_2 laser treatment for repair surface defect in fused silica[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, 36(5): 1282~1286

- 黄进, 赵松楠, 王海军等. 熔石英表面缺陷的 CO₂ 激光局部修复技术[J]. 中国激光, 2009, **36**(5): 1282~1286
- 2 Harley V. Piltingsrud. CO₂ laser for lidar application, producing two narrowly spaced independently wavelength-selectable Q-switched output pulses [J]. *Appl. Opt.*, 1991, **30**(27): 3952~3963
- 3 G. Pearson, B. J. Rye. Frequency fidelity of a compact CO₂ Doppler lidar transmitter [J]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(30): 6475~6484
- 4 Cai Hua, Xiao Rongshi, Chen Kai. Mechanical property of CO₂ laser welded joint of 1420 aluminum-lithium alloy[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(s1): 122~125
- 蔡华, 肖荣诗, 陈凯. 1420 铝锂合金 CO₂ 激光焊接接头的力学性能研究[J]. 中国激光, 2009, **36**(s1): 122~125
- 5 Tian Zhaoshuo, Cheng Xiangyang, Wang Qi. Developments of electric-optically Q-switched CO₂ laser [J]. *Laser Technology*, 2003, **27**(3): 208~213
- 田兆硕, 成向阳, 王琪. 电光调 Q CO₂ 激光器进展[J]. 激光技术, 2003, **27**(3): 208~213
- 6 Wang Tiejun. Studies on mid-infrared tunable lasers[CB/OL]. (2007-09-12). <http://dlib.cnki.net/kns50/detail>
- 王铁军. 中红外可调谐激光器研究[CB/OL]. (2007-09-12). <http://dlib.cnki.net/kns50/detail>
- 7 Xie Jijiang, Li Dianjun, Zhang Chuansheng *et al.*. A tunable acousto-optical Q-switched pulsed CO₂ laser: China, 200810051433.4[P]. 2008.11.18
- 谢冀江, 李殿军, 张传胜等. 一种波长可调谐的编码输出声光调 Q 脉冲 CO₂ 激光器: 中国, 200810051433.4[P]. 2008.11.18
- 8 Dietmar Letalick, Ingmar Renhom, Andres Widen *et al.*. CO₂ waveguide laser with programmable pulse profile[J]. *Opt. Eng.*, 1989, **28**(2): 172~179
- 9 Lan Xinju. Laser Technology[M]. Beijing: Science Press, 2005. 83~117
- 蓝信锯. 激光技术[M]. 北京: 科学出版社, 2005. 83~117
- 10 T. J. Bridges, P. K. Cheo. Spontaneous self-pulsing and cavity dumping in a CO₂ laser with electro-optic Q-switching[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1969, **14**(9): 262~264
- 11 Ralph R. Jacobs, Kenneth J. Pettipiece, Scott J. Thomas *et al.*. Rotational relaxation rate constants for CO₂ [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **24**(8): 375~377
- 12 P. K. Cheo, A. K. Levine, A. J. Demarin. Relaxation Phenomena in Gases[M]. New York: Maroel Dekker, 1971. 121~184
- 13 M. Soueikh, B. Abdul Ghain. Mathematical modeling of TEA CO₂ laser[J]. *Opt. & Laser Tech.*, 1998, **30**: 451~457