

·激光技术·

种子注入式TEA CO₂激光器实验研究

梁志强

(中国电子科技集团公司光电研究院,天津 300308)

摘要:相干探测、高精度激光测距、高分辨率光谱学、激光雷达等领域均需要频率稳定的单纵模激光。文中对种子注入TEA CO₂激光器进行了理论和实验研究。设计了通过频率稳定的种子光注入,获得单纵模TEA CO₂激光输出。进行了初步的实验研究,获得单纵模激光输出,单脉冲能量100 mJ,输出光波长10.59 μm(10P20),与注入种子光波长相同,并对实验结果进行了分析。本方法获得的输出激光波长、远场发散角、频率稳定度及M²因子等与种子光相同,即如果采用光束质量极好的种子光源,可以获得频率稳定度高且光束质量极好的大功率激光输出,对科研和国防应用借鉴意义重大。

关键词:激光器;单纵模;注入;TEA CO₂激光器

中图分类号:TN248.2

文献标识码:A

文章编号:1673-1255(2017)-02-0001-08

Experimental Research on Seed Injection TEA CO₂ Laser

LIANG Zhi-qiang

(Academy of Opto-Electronics, China Electronics Technology Group Corporation (AOE CETC), Tianjin 300308, China)

Abstract: A frequency stabilized single longitudinal mode (SLM) laser is widely used in coherent detection, high-accuracy laser ranging, high-resolution spectrum, laser radar, etc. TEA CO₂ laser seed injection technique is researched theoretically and experimentally. The SLM TEA CO₂ laser output is obtained through frequency stabilized seed laser injection design. The preliminary experimental research is performed to obtain SLM laser output with 100 mJ single pulse energy and 10.59 μm (10P20) output laser wavelength, which is the same as the injection seed laser wavelength, and the experimental results are analyzed. In this method, the wavelength, far field beam divergence angle, frequency stability and M² factor of the output laser are the same as those of the seed laser, so if a high beam quality seed laser source is used, a high-power output of the laser with high frequency stability and high beam quality will be got, and it is significant to scientific and national defense use.

Key words: laser; single longitudinal mode (SLM); injection; TEA-CO₂ laser

雾霾问题日益严重,空气污染越发普遍,相干探测CO₂激光差分吸收雷达是一种十分有效的激光测污雷达^[1-2],相干探测CO₂激光雷达^[3-4]所需的激光能量更小,探测灵敏度更高,能探测更多的信息。俄、美、德等国从20世纪70年代就开始对相干CO₂激光雷达进行研究。功率和频率稳定的可调谐CO₂激光器是相干探测CO₂激光雷达的核心器件。单纵模TEA CO₂激光器具有波长可调谐性,高输出功率,

极好的单色性和相干性等特点。文中主要完成了通过种子注入的方法获得TEA CO₂激光器单纵模激光输出的工作。

1 理论

1.1 基本原理

种子注入式激光器由种子激光器、功率放大激

光器两个激光振荡器组成。如图1所示。设注入信号的频率为 ν_i , 功率激光器中离注入信号最近的纵模频率为 ν_c , 当注入“种子”信号进入功率激光器时, Q 开关关闭, 注入信号和功率激光器本身的本征模都要形成振荡, 如果注入信号的线宽足够窄, 比功率激光器谐振腔的纵模间隔小得多, 利用某种方法对功率激光器的腔长进行扫描, 则最靠近注入信号的纵模将被诱导到注入的种子信号频率上, 受到激发与之发生共振, 就可比其他纵模先达到饱和而从增益介质中提取能量得到放大, 而不受注入信号场影响的其他纵模仍然从自发辐射噪声开始起振。由于注入信号场强比噪声场强大得多, 所以 ν_c 模首先形成振荡, 从而导致增益系数下降, 此时由于均匀加宽介质模式竞争机制, 其他纵模就被抑制, 最终得以单纵模输出^[5]。

种子注入技术的物理实质, 是在功率放大腔内, 注入种子激光的放大与腔内自然种子激光的放大对腔内增益的竞争, 即选定的注入种子模, 与其他自然振荡模间的模竞争, 并使种子模在竞争中占优势。它取决于注入种子模和自然振荡模谁提取增益更快, 取决于两种模初始值的大小。

Ganiel 等对激光器注入锁频的最小注入功率问题用速率方程数值方法进行了研究^[6], 需要的最小注入功率要比腔内任一自然模式单模大 4~6 量级, 脉冲建立之前腔自发发射的自然模式是非常小的 (nW 量级), 最小注入功率是非常容易实现的 (mW 量级)。

1.2 理论模型

1.2.1 建模分析

采用电磁场和速率方程耦合的理论模型来分析种子注入式激光器腔场。首先讨论电磁场理论模型, 激光器注入的等效光路如图1所示。

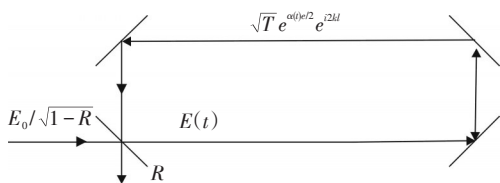


图1 在注入 E_0 场影响下的腔场 $E(t)$

在腔内循环一周, 腔场 $E_i(t)e^{j\omega t}$ 在增益介质中被

放大, 并且由于传播产生了相移, 又和注入场的振幅 $E_0(t)e^{j\omega t}$ 形成了新的腔场。数学上表示为^[7]

$$E_i(t+2\tau) = E_i(t)[\sqrt{RT}e^{\alpha(t)l/2}e^{j2kL}] + E_0(t+2\tau) \quad (1)$$

其中, R 为耦合镜反射率; T 为空腔的能量透过率; $\alpha(t)$ 是能量增益系数; l 表示放大介质的工作长度; k 代表谐振腔的传播常数; 谐振腔环路长度 $2L$, 环路时间 $2\tau = 2L/c$ 。这里定义场的模数 $|E|^2$ 表示光子数密度。

在慢变增益系数近似下, 式(1)的方程微分式如下

$$\frac{dE_i(t)}{dt} = m(t)E_i(t) + \frac{m(t)E_0(t)}{e^{2\tau m(t)} - 1} \quad (2)$$

其中

$$m(t) = -\frac{1}{2T_0} + \frac{c\alpha(t)l}{4L} + j\frac{c\phi}{2L} \quad (3)$$

光子寿命定义为 $T_0 = 2\tau/(\ln(1/RT))$ 。失谐角 $\phi = 2\pi df/\Delta f$, 其中 Δf 表示模间频率间隔; df 表示注入信号和最近的谐振腔纵模的频率差。通过在 2τ 时间内积分式(2)可以证实, 上述近似只需要 $e^{2\tau m(t)}$ 和 $E_0(t)$ 在 $[t, t+2\tau]$ 的时间间隔内几乎为常数。在当前模型里, k 假设为常数, 以排除由于主动调制或冲击波弛豫产生的强波啁啾。

式(2)表示在外部注入场直接影响下, 谐振腔场的时域变化。同时, 谐振腔中不同频率的噪声使其他辐射振幅增加, 第 n 个纵模的振幅 E_s^n 可以设想为, 在这个模式频率处的内部注入源影响下的场, 可以由类似于式(2)中失谐角为零时的公式表示, 同时由噪声场取代注入场(噪声场相应于每个模式和每个单位临界反转下的一个光子)有下式

$$\frac{dE_s^n(t)}{dt} = m_s(t)E_s^n(t) + \frac{m_s(t)\sqrt{\psi_N}}{e^{2\tau m_s(t)} - 1} \quad (4)$$

其中

$$m_s(t) = -\frac{1}{2T_0} + \frac{c\alpha(t)l}{4L} \quad (5)$$

即 $m_s(t)$ 为 $m(t)$ 的实部。每模单程噪声光子密度为 $\psi_N = N_b c \sigma T_0 / 2V$, N_b 表示上能级粒子密度; σ 为激光辐射截面; V 为谐振腔体积。由于 TEA-CO₂ 激光器放大介质增益带宽较宽, 由自发发射建立的激光场是由许多间隔为 $c/2L$ 的纵模振幅的叠加。在没有注入的情况下, 这将产生周期为 2τ 脉冲激光输出。有外部注入信号的情况下, 总的腔场为所有的振幅 E_s^n 和 E_i 的相干叠加和。

接下来讨论注入式腔场的速率方程模型。

由于只有场包络的低频部分影响粒子数反转,很容易从粒子速率方程的角度定义一个总的光子数密度 Ψ ,作为不同振幅非相干叠加的结果,有下式

$$\psi = \psi_s + \psi_i = \sum_{n=1}^N |E_s^n|^2 + |E_i|^2 \quad (6)$$

增益介质、光子数密度、泵浦和不同能级的弛豫之间的相互作用,通过基于简化能级图的一系列微分方程描述,这和 Gilbert^[8]使用的相似。将 CO₂-N₂-He 介质看作四能级系统,包含激光上能级 CO₂(00⁰1),与其发生共振的 N₂能级(存贮能量),激光下能级 CO₂(01⁰0),衰减能级 CO₂(01¹0),最后弛豫到基态。图2为 CO₂和 N₂分子能级图。

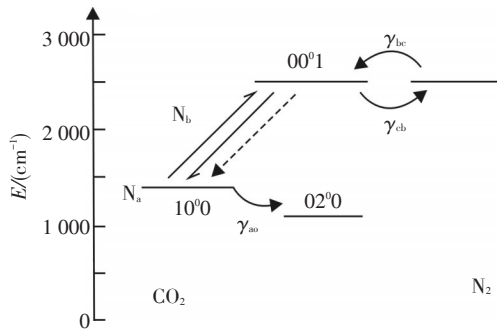


图2 CO₂和 N₂分子能级图

参考图2,可以获得决定不同能级粒子数密度的一套方程如下

$$\begin{aligned} \frac{dN_a}{dt} &= \sigma c \psi (N_b - N_a) + \gamma_{ba} N_b - \gamma_{ao} N_a + W_a \\ \frac{dN_b}{dt} &= -\sigma c \psi (N_b - N_a) - \gamma_{ba} N_b - \gamma_{bc} N_b + \gamma_{cb} N_c + W_b \\ \frac{dN_c}{dt} &= -\gamma_{cb} N_c + \gamma_{bc} N_b + W_c \end{aligned} \quad (7)$$

其中, $\sigma c \psi$ 是受激发射速率常数; γ_{ij} 是两能级间碰撞失活交换率; W_i 为 i 能级的泵浦源。在室温模型中的各种碰撞速率为

$$\begin{aligned} \gamma_{ao} &= 10x + 4.6y + 0.56z \\ \gamma_{ba} &= 0.27x + 0.08y + 0.06z \\ \gamma_{bc} &= 14.5y \\ \gamma_{cb} &= 13.2x \end{aligned} \quad \mu\text{s}^{-1} \quad (8)$$

其中, x, y, z 分别是 CO₂、N₂ 和 He 在大气中的分压。这些速率常数除了 γ_{ao} 都和 Gilbert 论文中使用的很接近, Andrews 论文^[9]中提出 γ_{ao} 和测量到的 CO₂ 分子 10⁰0 到 02⁰0 能级弛豫速率相等,这个次要的修正使得增益较小的情况下,对激光脉冲波形的预测更准确些。

接下来考虑电磁场方程与速度方程的耦合。在 Gilbert 的模型中, CO₂ 上下激光能级的泵浦速率是相同的,并且比 N₂ 共振能级的泵浦效率低 2.5 倍。

即有

$$W_a = W_b = 0.4W_c = W_0 t e^{-t/t_p} \quad (9)$$

这里, t_p 表示泵浦脉冲持续时间; W_0 为一个选定的常数,用于在无辐射时产生额定的小信号增益。最后,速率方程和场方程的耦合通过以下增益表达式来完成。

$$\alpha(t) = \sigma [N_b(t) - N_a(t)] \frac{2L}{\ell} \quad (10)$$

对于 TEA-CO₂ 激光器而言, $\sigma = 5.8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2 [10]$ 。为简化考虑,这里假设 σ 与混和气体和激光频率无关。

1.2.2 参数讨论及模型仿真分析

上述模型中参数的选取,从本质上讲,向 TEA 激光器中的注入过程和向 CW 激光器中注入的过程是非常不同的,因为注入信号使得振荡器运行在阈值以下。在 TEA-CO₂ 激光器中,没有稳态机制发生,并且两个重要的现象会发生:噪声和注入信号之间的竞争,注入信号频率向谐振腔频率的漂移和牵引。

在增益建立起来的时间内,腔模频率处的噪声信号和主激光器频率处的注入信号同时在激光腔内运行。两种波之间的竞争,使得一种波在另一种波进入饱和机制前迅速增长消耗增益介质。一般的,注入场比自发发射场强;然而它的增益却更小,因为它在腔内的每次循环都要经历一次相移,而且注入源振幅不再增加相位。根据失谐角和注入大小的不同,每种波都可能先达到饱和的水平。另外,由注入信号决定的不断增长的场,矢量的增加到固定相位的注入振幅上,以产生振幅和相位随时间变化的和量。这种时变相位等价于频率调制,将(注入)场频率向最近的谐振腔模式的频率处牵引。牵引量随时间变化,并依赖于瞬时增益、注入大小和失谐角。

用 Runge-Kutta 积分方法解数学模型可以获得定量的结果。可以推导单位体积激光腔发射的峰值功率和能量,由式(11)、式(12)表示。

$$I_s = \frac{h\nu \ln(1/R) \psi_s}{2\tau} \quad (11)$$

$$E_s = \int_0^\infty I_s dt \quad (12)$$

其中, $h\nu$ 表示一个光子的能量; I_s 和 E_s 分别表示谐振腔腔自发发射的激光功率和单位腔体积的激光能量。起源于注入信号的输出功率 I_i 和能量 E_i 的表达式相似。最后因为场 E_i 为复函数, 很容易把它分离成振幅 $|E_i|$ 和相位 θ_i , 有下式

$$E_i(t) = |E_i(t)| e^{j\theta_i(t)} \quad (13)$$

通过微分, θ_i 给出场 E_i 的瞬时角频率。

调整了模型参数和方程组的初始条件, 以适应实验室的现有条件。使用表 1 中的参数设置, 计算了几种不同失谐角、不同注入能量的情况。

表 1 腔参数

增益区长度 $\ell = 100$ cm	腔长度 $L = 150$ cm
腔体积 $V = 100$ cm ³	大气中的分压, CO ₂ = 0.15 atm.
空腔透过率 $T = 0.72$	He = 0.7 atm.
输出镜反射率 $R = 0.28$	N ₂ = 0.15 atm
泵浦脉冲持续时间 $t_p = 100$ ns	$\alpha(\max) = 0.04$ cm ⁻¹

假设各振荡模式振幅 E_s^n 都相等, 并且它们数量主观的设定为 $N = 12$, 噪声光子数密度, 取值域处的值 $\psi_N = 4 \times 10^{-12}$ W/cm²。

选取以上参数, 对理论模型的三种情况进行了计算。

第一种情况, 失谐角比较大时, 注入信号 0.5 W/cm², 失谐角为 $\pi/2$, 如图 3 所示, 为激光器输出光强度随时间变化量, 及激光器反转粒子数密度随时间变化量。发现输出就是和没有任何注入信号时一样, 即注入信号对激光器动力场几乎没有影响。正如 TEA-CO₂ 激光器没有注入时的情况, 通过一个巨脉冲的形成中断了快速反转的建立来描述激光动力学。脉冲形成使激光器反转粒子数密度向阈值移动, 使系统中止发射进入准连续运转模式。由注入信号感应出的功率 I_i 在这里没有提到, 因为它比 I_s 小六个量级。

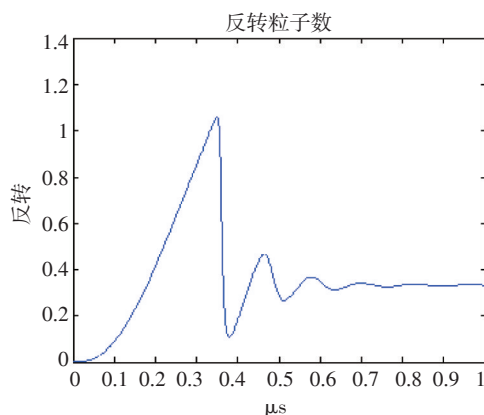
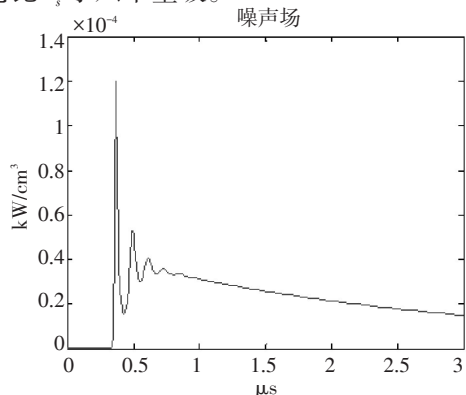


图 3 注入没有产生影响时的激光器输出光强和粒子数反转随时间变化曲线

第二种情况, 当失谐角由 $\pi/2$ 减小到 $\pi/8$ 时, 此时情况完全改变, 这种条件下, 自发发射形成的脉冲功率和 I_i 相比可以被忽略。因此, I_s 不在图 4 中出现, 图 4 反映了功率 I_i 的时域变化和反转粒子数密度。从这几个启发性的结果可得几个主要的发现。

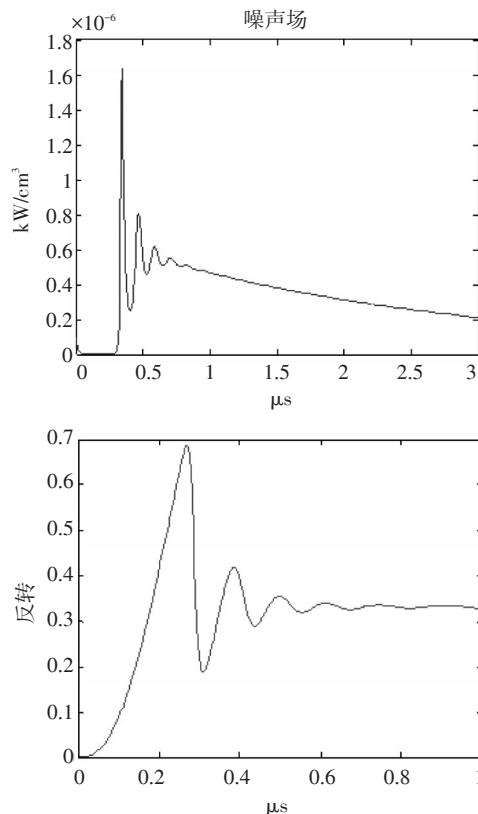


图 4 注入影响比较小时激光器输出光强和粒子数反转随时间变化曲线

第一, 激光峰值比通常情况出现的早。因为注入信号远比自发发射强, 饱和更快达到。这种对反

转的更早的破坏,去除了系统的 Q 开关效应,降低了输出脉冲的峰值功率,通过没有被主辐射尖峰提取掉的已存贮能量的缓慢恢复,拖尾时间被拉长。

第二,激光脉冲时间内,激光的瞬时频率就是最近的腔模频率。正如图4所示,光场载频开始时和注入信号频率一样,在腔场的建立时间内被牵引向腔模频率。在主要激光尖峰到达时,载频已经达到腔模频率。在激光发射最后阶段出现了在失谐频率处较小的正弦频率调制,说明分别出现了谐振腔模式和注入频率两个辐射场。从输出信号没有看到相应的拍频。这种情况会在将要消失的腔场振幅和注入信号再生振幅相当时出现。应该注意到激光在那段时间运转在域值附近。显然,在高注入能量或在小失谐角的情况下,再生增益比较大,这种拍频信号变得更加重要。后一种情况时,功率信号上会出现相应的拍频。

第三种情况,对于注入场更大、失谐角更小时。此时,激光场仍由注入场决定,但频率不再是TEA谐振腔模式的频率。这种情况如图5中所示。其中激光功率 I_i 和反转粒子数作为时间的函数画出,注入信号 5 kW/cm^2 ,失谐角 $\pi/100$ 。

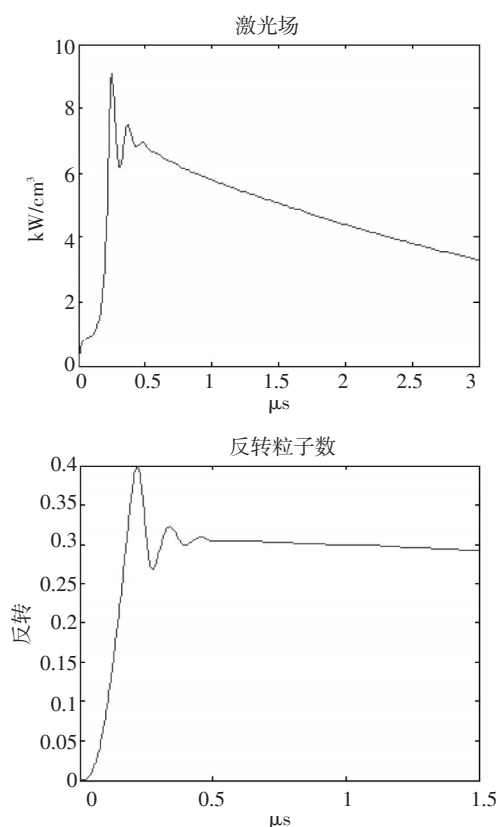


图5 频率锁定时激光器输出光强和粒子数反转随时间变化曲线

计算结果说明,激光波前显著改善,在消耗峰值功率的代价下,脉冲时间适当延长,脉冲宽度明显变宽,激光输出的主要部分的瞬时频率几乎为注入信号的频率。

注入辐射很早开始消耗增益介质使增益开关效应减弱,这有利于增益再生。因为激光作用很早,脉冲出现时刻明显提前,反转超过域值的量很小,而且时间很短,这种情况下,系统大部分时间运转在域值以下。除了激光运转在域值以上的很短时间,激光频率被牵引向谐振腔频率,而输出结果主要是注入信号的稳定的再生放大,因此载波频率实质上是和种子激光器频率一样的。和没有注入时相比,脉冲峰值功率降低。连续注入情况,频率锁定只有在激光器系统运转在域值以下时才会发生。

总的来说,从理论模型中可以总结出三种状态:大失谐角时自发振荡区;失谐角适当时的模式选择区,失谐角很小注入能量很大时的频率锁定区。根据第三种情况,采用种子注入的方案,获得频率稳定度极高的高功率脉冲激光输出。

2 实验

2.1 实验方案

图6为所设计的将频率稳定的连续CO₂激光注入TEA-CO₂激光器的整体方案图。其中,光栅、TEA部分、以及球面输出镜构成功率放大激光器,稳频CO₂连续激光管为种子激光器。当注入成功后,脉冲激光器输出激光频率、频率稳定度等将与注入的种子激光相同,但峰值功率非常高。

环境温度的变化、大气变化、机械振动、磁场的影响等外界干扰对激光稳定性影响很大,采用恒温、防震装置、密封隔声、稳定电源之后,激光器的稳定度可达到 10^{-7} 量级。

HgCdTe探测器的输出电信号进入示波器以便监测其波形。在工作开始阶段需要扫描光栅的角度,使单纵模TEA CO₂激光器输出激光位于与稳频管相同的支线。

气压较高时,CO₂气体展宽类型会变为均匀加宽,而TEA-CO₂激光器中气压更是远高于700 Pa。一般的直式谐振腔中,振荡的光场是驻波场,在波腹处光最强,在波节处光最弱,形成所谓驻波效应,

因此造成腔内光强分布的空间纵向不均匀性,从而导致粒子数反转空间不均匀或空间烧孔效应。为了使均匀加宽激活介质通过模式竞争以实现单纵模振荡,必须消除腔内造成空间非均匀效应的驻波

场。在腔内加入两片1/4波片和一个偏振片,形成扭摆腔,扭转模消除了其他模式的影响,由于增益饱和,模式竞争使中心频率的单纵模占优。中心频率为直腔一级振荡的纵模。

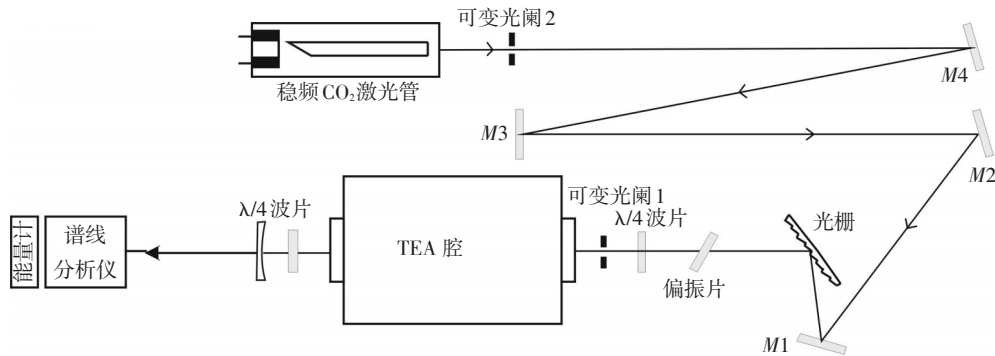


图6 注入实验方案图

2.2 注入实验

为获得稳定的单纵模,通过光栅、扭摆腔、注入输出等方法综合运用来达到目的。

2.2.1 光栅的调节

不同CO₂激光器由于气压、气体成分、总腔长的差异,在自由运行状态下难以保证让两束光的频差在探测器响应带宽范围内。使用光栅可以方便地调谐CO₂激光器的谱线,起到频率粗调的作用。实验中调节光栅使TEA激光器运转腔模与注入激光在同一谱支内。

2.2.2 扭摆腔消除空间烧孔

为消除TEA腔内驻波场的空间烧孔效应,在腔内增益介质两边各加一片1/4波片,再加入一个偏振片,形成扭摆腔,保证圆偏振光消耗增益介质,从而消除了增益介质内反转粒子分布的不均匀性,消除了烧孔效应的影响。由于增益饱和,模式竞争使中心频率的纵模占优。中心频率为直腔一级振荡的纵模。实验装置图如图7所示。

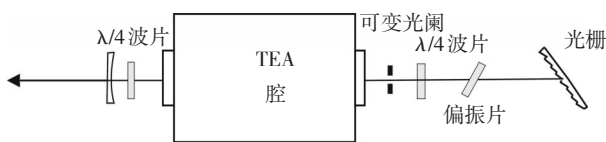
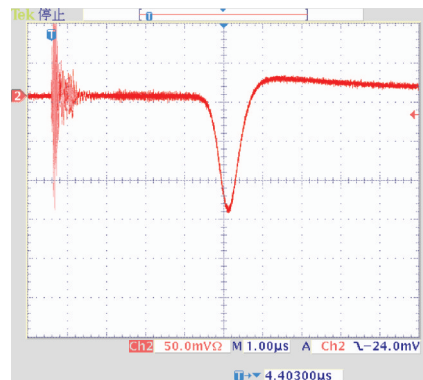


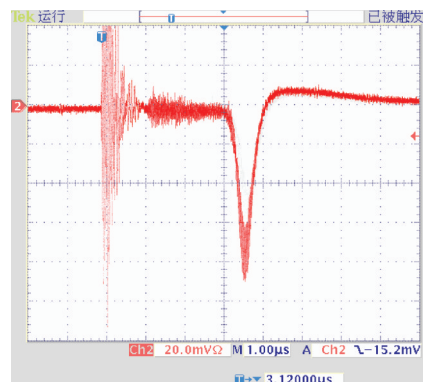
图7 扭摆腔示意图

进行了扭摆腔放电实验,图8为用HgCdTe探测

器测得的扭摆腔脉冲波形图。



(a)



(b)

图8 扭摆腔与非扭摆腔输出脉冲对比(1 μs/格)

图8a为加入扭摆腔的输出脉冲波形,图8b为不加扭摆腔的输出脉冲波形图,时间轴为1 μs/格。对比二图可知加入扭摆腔后波形变得光滑,大大减

少了毛刺尖峰。而且脉冲出现时刻滞后,说明扭摆腔发挥了选模机制,过滤了其他脉冲,观察另一组图9将时间轴拉开后的截图模式特征更为显著。

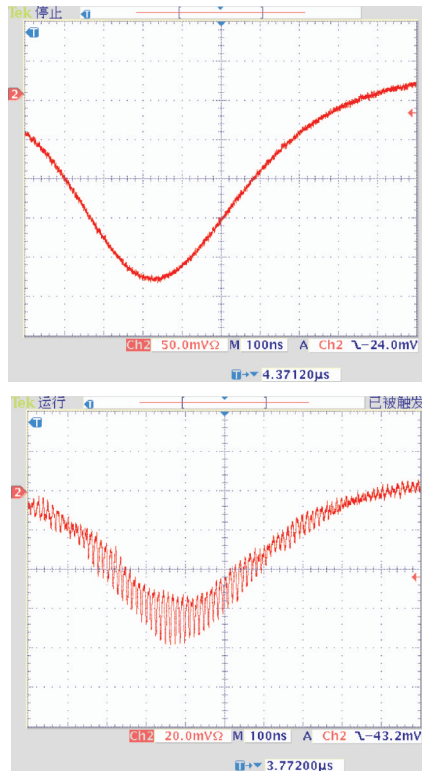


图9 扭摆腔与非扭摆腔输出脉冲对比(100 ns/格)

理论上粒子运动速度要远远低于脉冲建立时间的情况下才会产生空间烧孔现象,一般气体分子运动速度都非常快,气体激光器比较少会出现空间烧孔效应,但从示波器显示图明显发现,直腔出光为多纵模,扭摆腔出光基本为单纵模,效果十分显著,说明扭摆腔消除了空间烧孔效应,能起到选单纵模的作用。

2.2.3 注入试验研究

注入实验光路如图6所示,稳频连续激光管已测得在长时间内稳定无跳支现象出现,功率变化很小。实验中,稳频管前面加入小孔以限制连续光的光斑。

注入光 $10.59 \mu\text{m}$, 调节光栅使TEA激光器也运行于 $10.59 \mu\text{m}$ 支线。注入光从光栅零级注入功率放大激光器,先采用注入光与TEA谐振腔光轴严格平行的方式进行注入,注入激光功率约5 W,经过光路到达TEA部分谐振腔内衰减了大部分,在TEA输出端测得连续光仍有近200 mW,能量远高于最小

注入功率。TEA CO₂激光器放电电压18 kV,气体比为CO:CO₂:N₂=1:1:8。图10为HgCdTe探测器测得的输出激光脉冲波形图。单脉冲能量100 mJ,注入前后基本无变化。

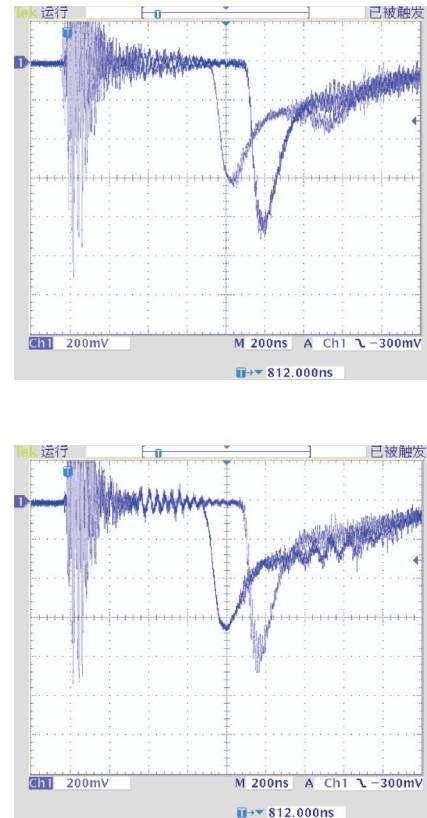


图10 注入成功瞬间输出脉冲图(200 mV/div)

在注入成功的瞬间截图,示波器前一脉冲辉光尚在,所以图中有两个脉冲,后一脉冲为注入成功之前的TEA CO₂激光器输出光脉冲,前一脉冲为注入成功后输出的激光脉冲。对比观察图中两脉冲易于发现:

- (1)注入成功后,脉冲出现时刻明显提前,提前约200 ns;
- (2)脉冲峰值功率下降,但输出脉冲能量在注入前后没有太大变化,注入式TEA CO₂激光器可以输出大功率单纵模脉冲激光;
- (3)脉冲宽度比原来展宽近两倍。

这三个现象正符合前面理论计算得出的结论。

图11为TEA激光器在不同放电电压下,注入成功并稳定后,输出的激光脉冲图。测得输出谱线为10P(20)($10.59 \mu\text{m}$),恰为注入种子光频率,注入成功。

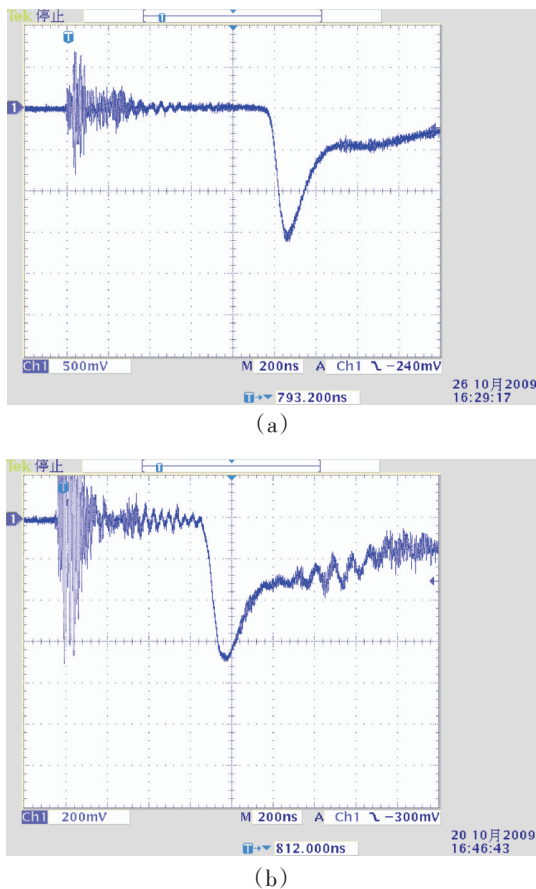


图11 注入成功并稳定后输出脉冲图

图11中两脉冲均为注入成功后TEA CO₂激光器输出信号,较未注入情况相比,两脉冲脉宽均展宽,峰值功率降低。图11b的放电电压更大,使得图11b较图11a的脉冲建立时间短。图11b脉冲波形拖尾中,有一个周期比较小的调制,调制频率约10 MHz,放电电压增大,脉冲激光输出不止包含一个谱线,脉冲后期其他谱支粒子获得增益,并与注入连续光发生干涉,产生图中所示调制。

通过种子光注入,获得与种子光光束质量和频率稳定度一致的输出激光,后续研究工作可以从高功率和高频率稳定度两个方向深入发展,这对实践应用具有重大意义。第一,种子光注入,增大从激光器反转粒子数量提高腔内能量储备并可采用多极放大机构,能够获得光束质量极好的高功率激光输出,可用于激光武器。第二,利用种子光注入,并利用某种机制反馈调制TEA激光器腔长,使输出激光频率严格稳定于种子光频率,获得高频率稳定度的输出激光,这也是所进行的研究,可用作激光雷

达、激光相干探测、激光测污雷达等系统的光源。

3 结论

建立了种子光注入的TEA CO₂激光器的理论模型,并对该模型进行了仿真分析。采用种子光注入的方法实现了TEA CO₂激光器单纵模激光的输出。输出脉冲光波长10.59 μm(10P20),与注入种子光波长相同。单脉冲能量100 mJ,注入前后能量无太大变化。对注入成功与否时输出激光的特性进行了比较,放电电压18 kV时脉冲建立时间提前约200 ns,脉冲峰值能量降低,脉冲宽度加宽近两倍,实验结果与理论分析一致。

参考文献

- [1] Bellecci C, Francucci M, Gaudio P, et al. Application of a DIAL system for infrared detection of forest fire and reduction of false alarm[J]. Appl Phys B, 2007, 87(2):373-378.
- [2] Koch G J, Beyon J Y. Side-line tunable laser transmitter for differential absorption lidar measurements of CO₂: design and application to atmospheric measurements[J]. Appl Opt, 2008, 47(7): 944-956.
- [3] Targ R, Steakley B C, Hawley J G, et al. Coherent lidar airborne wind sensor II: flight-test results at 2 and 10 μm[J]. Appl Opt, 1996, 35(36):7117-7127.
- [4] Gurdev L L, Dreischuh T N. High range resolution velocity estimation techniques taking into account the frequency chirp in coherent Doppler lidars[J]. Opt Commun, 2003, 219(2): 101-116.
- [5] 王雨三, 张中华, 林殿阳. 光电子学原理与应用[M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学出版社, 2005:25-26.
- [6] Ganiel U. Analysis of injection locking in pulsed dye laser systems[J]. IEEE, 1976, OE-12:706-707.
- [7] Louis J, Lachambre P, Lavigne G. Injection Locking and Mode Selection in TEA-CO₂ Laser Oscillators [J]. IEEE J Quantum Electronics, 1976, QE-12: 757-760.
- [8] Gilbert J, Lachambre J-L. Dynamics of the CO₂ atmospheric pressure laser with transverse pulse excitation [J]. Can J Phys, 1972, 50: 754-755.
- [9] Andrews K J, Dyer P E, James D J. J Phys E SCI[J]. Instrum, 1975: 8.
- [10] Stark E E, Jr. Measurement of the 10⁰0-02⁰ relaxation rate in CO₂[J]. Appl Phys Lett, 1973, 23: 854-855.