

调 Q CO₂ 激光功率放大器的输出特性

柯常军¹, 钟艳红¹, 李丹阳^{1,2}, 万磊^{1,2}, 吴谨^{1*}

¹中国科学院电子学研究所, 北京 100190;

²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 利用描述 CO₂ 激光器动力学过程的六温度模型理论, 建立了计算调 Q CO₂ 激光功率放大器输出特性的数学模型, 进行了理论分析和数值计算, 并讨论了分光比等参数对输出脉冲特性、输出光谱的影响。结果表明: 该调 Q CO₂ 激光功率放大器存在临界增益长度和临界光强分束比, 低于临界值时无法获得激光输出; 该调 Q CO₂ 激光功率放大器的输出激光脉冲波形、峰值功率、脉冲宽度、输出光谱与光强分束比、抽运电子数密度等参数有关, 光强分束比越小, 输出的调 Q 激光脉冲宽度越大, 峰值功率越低; 该调 Q CO₂ 激光功率放大器利用 Q 调制的高增益特性, 通过控制调 Q 元件所在的低功率支路可以实现高平均功率的调 Q 脉冲 CO₂ 激光输出, 很好地解决了调 Q CO₂ 激光功率放大器难以高功率运转的问题。

关键词 激光器; 输出特性; 六温度模型; CO₂ 激光功率放大器; 调 Q; 峰值功率; 脉冲宽度

中图分类号 TN248

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0414001

Output Characteristics of Q-Switched CO₂ Laser Power Amplifier

Ke Changjun¹, Zhong Yanhong¹, Li Danyang^{1,2}, Wan Lei^{1,2}, Wu Jin¹

¹Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract By using the six temperature model theory on the kinetic process in a CO₂ laser system, we build a mathematical model to calculate output characteristics of Q-switched CO₂ laser power amplifier. Theoretical analysis as well as numerical calculation is carried out, and the effects of parameters such as beam split ratio on output pulse characteristics and output spectra are discussed. The results show that the Q-switched CO₂ laser power amplifier has a critical gain length and a critical beam split ratio, below which no laser output can be obtained. The laser pulse waveform, peak power, pulse width, and output spectra of the Q-switched CO₂ laser power amplifier are all effected by the beam split ratio and pumping electron density. The less the beam split ratio, the greater the output Q-switched laser pulse width, and the lower the laser peak power. The Q-switched CO₂ laser power amplifier utilizes the high gain characteristic of Q modulation. By controlling the low power branch of Q-switched elements, we realize the Q-switched pulse CO₂ laser output with high average power. The problem that Q-switched CO₂ laser power amplifier is difficult to operate at high power is well solved.

Key words lasers; output characteristic; six temperature model; CO₂ laser power amplifier; Q-switched; peak power; pulse width

OCIS codes 140.3470; 140.3540; 140.3538

1 引 言

高重复频率调 Q CO₂ 激光器在材料超精加工方面具有重要应用, 可用于精密钻孔以及光学元件的表面抛光和修复^[1-3]。CO₂ 激光器的调 Q 元件普遍采用声光调制器(AOM)或电光调制器(EOM),

由于 AOM 和 EOM 的材料通常为 Ge 和 CdTe, 因此它们的激光损伤阈值都很低, 导致调 Q CO₂ 激光器的平均输出功率长期处于较低水平(一般不超过几十瓦), 远不能满足现代快速激光超精加工的需求。2016 年, Kiyko^[4]提出了一种新的调 Q CO₂ 激光功率放大方案, 该方案通过巧妙的调 Q 功率

收稿日期: 2017-10-18; 收到修改稿日期: 2017-11-15

基金项目: 国家自然科学基金(61475157)

作者简介: 柯常军(1973—), 男, 博士, 研究员, 主要从事红外激光及其应用方面的研究。E-mail: cjke@mail.ie.ac.cn

* 通信联系人。E-mail: jwu@mail.ie.ac.cn

放大光路设计,使调 Q 元件在低功率状态下工作的同时,可以将调 Q CO₂激光的平均功率放大数十倍。本文利用描述 CO₂激光器动力学过程的六温度模型理论,建立了计算该调 Q CO₂激光功率放大器输出特性的数学模型,并进行了理论分析和数值计算,讨论了相关参数对输出激光脉冲特性的影响。

2 工作原理

调 Q CO₂激光功率放大器的结构原理如图 1 所示。放大器由 AOM、λ/4 波片、薄膜偏振片、增益介质和 2 个全反镜组成。

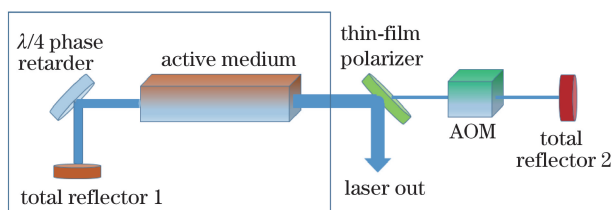


图 1 调 Q CO₂激光功率放大器的结构原理图
Fig. 1 Structural schematic of Q-switched CO₂ laser power amplifier

调 Q CO₂激光功率放大器由 2 条激光支路组成。左侧全反镜、λ/4 波片、增益介质和薄膜偏振片构成高功率激光支路;右侧全反镜、AOM、薄膜偏振片、增益介质、λ/4 波片和左侧全反镜构成低功率激光支路。低功率(P_b)激光支路提供激光调 Q 和反馈;高功率(P_h)激光支路提供激光功率放大和激光输出。整个放大器的功率 $P = P_b + P_h$, 由外界注入功率和增益介质共同决定。

薄膜偏振片起分光作用,使低功率水平的偏振激光透过,使高功率的垂直偏振激光发生反射。为了方便解释,假定低功率激光支路中的一束低功率水平偏振光经薄膜偏振片透射后经增益介质放大,先经 λ/4 波片变换成圆偏振光,之后经右侧全反镜反射后,再经 λ/4 波片变换成垂直偏振光,经增益介质放大后最终由薄膜偏振片反射出谐振腔。此时由于没有水平偏振光进入低功率支路,因此无法形成有效反馈。轻微改变 λ/4 波片的角度,上述过程中的低功率水平偏振光经过一个循环再次到达薄膜偏振片时变成椭圆偏振光,高功率垂直偏振光由薄膜偏振片反射出谐振腔,形成激光输出;低功率水平偏振光透过薄膜偏振片进入低功率激光支路形成有效反馈,开始下一个循环。通过简单地调整 λ/4 波片的角度,可以在大范围内控制 2 个激光支路

的分光比。

从图 1 中可以看出:低功率激光支路是耦合输出为 0 的常规 AOM 调 Q 激光器结构^[5-6],可以形成脉冲激光振荡;高功率激光支路仅起放大作用,不会形成激光振荡。由于低功率支路的激光功率较低,避免了调 Q 元件因通过高功率激光而损坏,很好地解决了调 Q CO₂激光难以获得高功率输出的问题。

3 理论模型

3.1 模型建立

采用六温度模型理论^[7]对调 Q CO₂激光功率放大器进行理论计算。六温度模型是描述 CO₂激光器动力学过程的最常用理论^[7-10],其中,描述 CO₂激光器多纵模运行的六温度动力学模型是由多个方程构成的微分方程组,可实现激光输出光谱的计算,是本研究采用的理论计算模型,其数学表达式比较复杂,在此不再赘述,详见文献^[9-10]。

将六温度动力学模型应用于调 Q CO₂激光功率放大器的计算,需要建立符合其工作原理的激光光强微分方程。为此,首先建立图 1 中各部分的增益/损耗模型。

为不失一般性,假定 λ/4 波片、薄膜偏振片、增益介质等都是无损耗的,2 个全反镜的光强反射率分别为 R_1 和 R_2 ,AOM 的单程透过率为 $T_{AOM}(t)$,单程损耗为 $\delta_{AOM}(t) = 1 - T_{AOM}(t)$ 。通过 λ/4 波片和薄膜偏振片的分光获得激光输出,其分光比 η_p 为

$$\eta_p = \frac{I_p}{I} = \frac{I_p}{I_p + I_s}, \quad (1)$$

式中 I_p 和 I_s 分别为偏振方向与薄膜偏振片入射面平行和垂直的激光光强, I 为两者之和。光束分光比 η_p 为参与激光振荡的光强与总光强的比值,并且假设与激光频率无关。

图 2 所示为 Q 开关 AOM 的损耗函数模型,其中 δ_0 为 AOM 未加电时的单程损耗, δ_1 为 AOM 加电时的单程损耗, t_0 为 AOM 加电时间长度, t_s 为 AOM 关断延迟时间。当时间 $t < t_0$ 时,AOM 通电形成声光效应,大部分透过 AOM 的激光被衍射,谐振腔内的损耗大,Q 值小,激光器没有输出,产生布居数聚集;当 $t = t_0$ 时,开始关掉声光效应,经过一段时间 t_s 后,声光效应完全消失。声光衍射消失时,谐振腔的内损耗急剧降低,产生 Q 开关效应,形成巨脉冲激光输出。

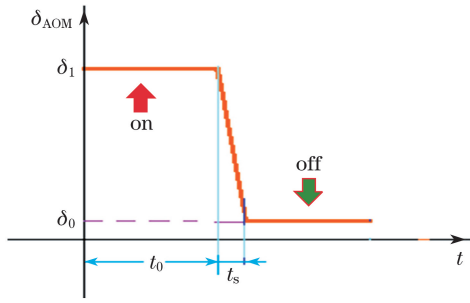


图 2 Q 开关的损耗函数模型

Fig. 2 Loss function model of Q-switch

当 AOM 损耗采用线性模型近似时,在一个开关周期内,其透过率函数 T_{AOM} 表示为

$$T_{AOM}(t) = \begin{cases} 1 - \delta_1, & t < t_0 \\ 1 - \delta_1 + \frac{t - t_0}{t_s}(\delta_1 - \delta_0), & t_0 \leq t < t_0 + t_s \\ 1 - \delta_0, & t \geq t_0 + t_s \end{cases} \quad (2)$$

根据激光功率放大器的工作原理及六温度模型理论^[7-10]可知,频率 ν_i 的激光光强应满足微分方程

$$\frac{dI(\nu_i, t)}{dt} = \{I(\nu_i, t) \exp[2g(\nu_i)L_g] \eta_p T_{AOM}^2(t) R_1 R_2 - I(\nu_i, t)\} \frac{c}{2L_c} + ch\nu_i [N_{001} P_{(a)}(J) S(\nu_i)], \quad (3)$$

式中 $g(\nu_i)$ 为增益系数, ν_i 为激光频率, L_g 为增益长度, c 为真空中的光速, L_c 为谐振腔长度(图 1 中 2 个全反镜之间的光程), h 为普朗克常数, N_{001} 为(001)能级粒子数密度, $P_{(a)}(J)$ 为转动能级分布函数, (a) 为 CO_2 激光的不同跃迁支, J 为转动能级量子数, $S(\nu_i)$ 为自发辐射项。

在小信号增益近似下, (3) 式可写为

$$\frac{dI(\nu_i, t)}{dt} \approx - [1 + 2\eta_p \delta_{AOM}(t) R_1 R_2] \frac{c}{2L_c} I(\nu_i, t) + [2g(\nu_i)L_g] \eta_p T_{AOM}^2(t) R_1 R_2 \frac{c}{2L_c} I(\nu_i, t) + ch\nu_i [N_{001} P_{(a)}(J) S(\nu_i)] + \eta_p R_1 R_2 \frac{c}{2L_c} I(\nu_i, t). \quad (4)$$

(4) 式的物理意义如下: 第 1 项为由腔内损耗等引起的光强衰减; 第 2 项为受激辐射产生的增益; 第 3 项为自发辐射的贡献; 第 4 项为经过分束的激光形成的正反馈。第 4 项相当于注入锁定中的注入光强, 与常规注入锁定不同的是, 注入光强不是来自外部, 而是由激光功率放大器的低功率激光支路提供的。

从(3)式和(4)式中可以看到, 在谐振腔中, AOM 的作用是同时调制了光强的衰减与增益。当

AOM 打开产生声光效应时, 谐振腔的损耗增大, 光强衰减加快, 有效增益降低。

(3) 式和(4)式中的增益系数 $g(\nu_i)$ 和自发辐射项 $S(\nu_i)$ ^[7,9] 分别为

$$\begin{cases} g_{(a)}(\nu_i, \nu_0) = h\nu_i \left[\frac{\lambda_i^2}{8\pi h\nu_i \tau_{sp}^{(a)}} f(\nu_i, \nu_0) \right] \Delta N_{(a)}(J) \\ S_{(a)}(\nu_i, \nu_0) = \frac{0.58}{\tau_{sp}^{(a)}} \frac{\lambda_i^2}{A} f(\nu_i, \nu_0) d_\nu \end{cases}, \quad (5)$$

式中 ν_0 为中心频率, λ_i 为激光波长, $\tau_{sp}^{(a)}$ 为自发辐射寿命, $f(\nu_i, \nu_0)$ 为洛伦兹线型函数, $\Delta N_{(a)}(J)$ 为反转粒子数, A 为输出镜的截面积, d_ν 为纵模谱线的线宽。增益系数 $g(\nu_i)$ 写成了 $g_{(a)}(\nu_i, \nu_0)$, 自发辐射项 $S(\nu_i)$ 写成了 $S_{(a)}(\nu_i, \nu_0)$, 下标 $(a) = 9P, 9R, 10P, 10R$, 表示 CO_2 激光不同的跃迁支。

对某一个纵模频率, 激光输出功率可参照文献^[7]中的推导方法, 得到其表达式为

$$P_{out}(\nu_i, t) = -\frac{1}{2} A (1 - \eta_p) \cdot \left[\left(\frac{1}{R_1} - 1 \right) \sqrt{\eta_p T_{AOM}^2(t) R_1 R_2} + 1 - \eta_p T_{AOM}^2(t) R_2 \right]^{-1} \cdot \ln[\eta_p T_{AOM}^2(t) R_1 R_2] I(\nu_i, t). \quad (6)$$

若 $R_1 = R_2 = 1$, 则有

$$P_{out}(\nu_i, t) = -\frac{1}{2} A \ln[\eta_p T_{AOM}^2(t)] \cdot \frac{1 - \eta_p}{1 - \eta_p T_{AOM}^2(t)} I(\nu_i, t). \quad (7)$$

如果右侧反射镜 2 是部分反射镜, 则其透射输出的激光功率为

$$P'_{out}(\nu_i, t) = -\frac{1}{2} A \eta_p T_{AOM}(t) (1 - R_2) \cdot \left[\left(\frac{1}{R_1} - 1 \right) \sqrt{\eta_p T_{AOM}^2(t) R_1 R_2} + 1 - \eta_p T_{AOM}^2(t) R_2 \right]^{-1} \cdot \ln[\eta_p T_{AOM}^2(t) R_1 R_2] I(\nu_i, t). \quad (8)$$

若 $R_1 = 1, \eta_p = 1$, 则调 Q 激光功率放大器变为普通的腔内声光调 Q CO_2 激光器, 其输出功率表达式为

$$P'_{out}(\nu_i, t) = -\frac{1}{2} A T_{AOM}(t) \frac{1 - R_2}{1 - T_{AOM}^2(t) R_2} \cdot \ln[T_{AOM}^2(t) R_2] I(\nu_i, t). \quad (9)$$

当 $T_{AOM}(t) = 1$ 时, (9) 式简化为

$$P'_{out}(\nu_i, t) = -\frac{1}{2} A \ln R_2 I(\nu_i, t), \quad (10)$$

(6)~(10) 式是文献^[6-7]中的表达式。

总的激光输出功率包括所有纵模频率成分的贡

献,由(6)式可以得到

$$P_{\text{out}}(t) = \sum_{\nu_i} P_{\text{out}}(\nu_i, t)。 \quad (11)$$

(11)式是输出激光脉冲波形的数学表达式。调Q激光脉冲的峰值功率是(11)式的最大值,脉冲宽度是以峰值功率为基准的半峰全宽(FWHM)。

同样,激光输出光谱可由(6)式得到,即

$$E_{\text{out}}(\nu_i) = \int P_{\text{out}}(\nu_i, t) dt。 \quad (12)$$

理论上,抽运电子数密度函数 $N_e(t)$ 可根据实际的放电电路和激光混合气条件进行计算^[11-14],涉及到的各种输运系数还要求解 Boltzmann 输运方程^[15-17],相当复杂,因此通常直接采用经验公式进行计算^[7-10]。对于连续波 CO₂ 激光器,可以简单地将抽运电子数密度函数 $N_e(t)$ 视为与时间无关的常数,即

$$N_e(t) = N_0。 \quad (13)$$

3.2 理论分析

根据(3)式可知,调Q激光功率放大器建立振荡的基本条件为

$$\exp[2g(\nu_i)L_g]\eta_p T_{\text{AOM}}^2(t)R_1R_2 \geq 1。 \quad (14)$$

除了偏振分光比 η_p , (14)式与常规的调Q CO₂ 激光器建立振荡的条件相同。由于 $\eta_p \leq 1$, 因此引入薄膜偏振分光片等效于降低了增益系数或缩短了增益长度。缩短后的有效增益长度为

$$\tilde{L}_g = L_g + \frac{\ln \eta_p}{2g(\nu_i)}。 \quad (15)$$

可见,分光比 η_p 越小,增益长度缩短的程度越大,这不利于建立激光振荡,必须通过提高增益系数 $g(\nu_i)$ 来弥补。

由(14)式可知,对于设定的分光比 η_p , 存在临界增益长度 $L_g^{(c)}$; 反之,对于一定增益长度的激光器,也存在临界分光比 $\eta_p^{(c)}$ 。低于临界值,则不满足(14)式,无法建立激光振荡。该临界增益长度 $L_g^{(c)}$ 与临界分光比 $\eta_p^{(c)}$ 表达为

$$\begin{cases} L_g^{(c)} = -\frac{\ln[\eta_p T_{\text{AOM}}^2(t_{\text{off}})R_1R_2]}{2g(\nu_i)_{\text{max}}} \\ \eta_p^{(c)} = \frac{1}{\exp[2g(\nu_i)_{\text{max}}L_g^{(c)}]T_{\text{AOM}}^2(t_{\text{off}})R_1R_2} \end{cases}, \quad (16)$$

式中 $T_{\text{AOM}}(t_{\text{off}})$ 为 AOM 处于“off”状态下的透过率, $g(\nu_i)_{\text{max}}$ 为激光器增益系数的最大值。可见,临界增益长度 $L_g^{(c)}$ 与分光比 η_p 为对数关系。在理想条件下, $R_1=R_2=1$, $T_{\text{AOM}}(t)=1$, 则(16)式变为

$$\begin{cases} L_g^{(c)} = -\frac{\ln \eta_p}{2g(\nu_i)_{\text{max}}} \\ \eta_p^{(c)} = \frac{1}{\exp[2g(\nu_i)_{\text{max}}L_g]} \end{cases}。 \quad (17)$$

由此可知,图1所示的调Q激光功率放大器可以看成是输出耦合镜透过率极大的常规激光器,其新颖之处在于巧妙地利用了调Q激光器的高增益特性,在 η_p 很小的情况下,仍然能满足建立激光振荡的条件。只要 η_p 处于临界值以上,调Q激光功率放大器就可以正常工作,在外界注入功率不变的条件下, η_p 越小,调Q激光功率放大器输出的功率越高,功率放大倍数越大。

4 计算结果与讨论

4.1 理论模型与计算程序的验证

数值计算方法参考文献[9, 18]。对于 10P、10R、9P、9R 这4个跃迁支,每支考虑以 $J=20$ (激光下能级)为中心的11条振-转跃迁谱线($J=10\sim 30$),4个跃迁支共44条振-转谱线,每条谱线取31个纵模,4支共1364个激光频率,加上六温度微分方程,共1370个微分方程,采用龙格-库塔法求解。

采用文献[6]中报道的调Q CO₂ 激光器实验数据来检验理论模型与程序运行的结果。文献[6]中报道的 AOM 调Q CO₂ 激光器参数如下:激光器总气压 $P_{\text{tot}}=3.3$ kPa,混合气体中 Xe、CO₂、N₂、He 的体积比为 1:2.5:2.5:17.5;放电管内径为 8 mm,长度 $L_{\text{dis}}=0.8$ m,放电电流约为 10 mA;谐振腔长度 $L_c=1.2$ m, AOM 的单程损耗占总损耗的比例 $\delta_0=10\%$,一级衍射效率为 80%,开启时间 $t_s=0.85$ μs ;输出镜截面积 $A=60$ mm²,全反镜 1 的光强反射率 $R_1=98.5\%$,输出镜 2 的透过率为 $1-R_2=30\%$ 。该激光器输出激光脉冲参数如下:调Q激光峰值功率约为 4.75 kW,脉冲宽度约为 160 ns。

将上述激光器实验参数转换为对应本研究六温度模型的计算参数。需要指出的是,六温度模型理论是“点”模型,认为介质的增益是均匀且各向同性的,谐振腔内激光光强横向均匀分布;而在实际运转的激光器中,放电电流与输出光强均具有一定的横向分布,增益的空间分布不均匀;因此,将实验中激光器放电管长度 $L_{\text{dis}}=0.8$ m 折算到六温度模型的增益长度时,需要适当修正。一般来说,修正因子小于 1。在本研究的计算中,该修正因子取为 0.5。设置实验激光器对应的六温度模型计算参数为

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{\text{tot}} = 3.3 \text{ kPa} \\ R_1 = 98.5\% \\ L_c = 1.2 \text{ m} \\ L_g = 0.4 \text{ m} \\ \eta_p = 1 \\ \delta_0 = 10\% \\ \delta_1 = 82\% \\ R_2 = 70\% \\ A = 60 \text{ mm}^2 \\ t_s = 0.85 \mu\text{s} \\ N_e = 8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3} \end{array} \right. \quad (18)$$

计算中,AOM的开关设置如下:在 $3.5 \mu\text{s}$ 前,关闭AOM射频驱动,放电激励工作,形成初始状态; $3.5 \mu\text{s}$ 时,开启AOM驱动,产生声光效应,谐振腔内损耗加大,无法建立激光振荡; $4 \mu\text{s}$ 后,关闭AOM射频驱动,经过 $0.85 \mu\text{s}$ 后,声光效应完全消失,谐振腔进入低损耗阶段,形成激光振荡输出。然后求解六温度模型方程组,计算结果如图3所示。由图3(a)可知,调Q激光脉冲峰值功率为 3.3 kW ,脉冲宽度为 136 ns ,这与文献[6]给出的实验结果(调Q激光峰值功率约为 4.75 kW ,脉冲宽度即FWHM约为 160 ns)基本相符。在图3(b)中可见2条明显的10P带跃迁谱线,符合没有频率选择特性谐振腔 CO_2 激光器的多谱线输出规律。这说明理论模型与计算程序的编写、运行是正确的,可用于下一步计算。

4.2 调Q CO_2 激光功率放大器的计算结果

调Q CO_2 激光功率放大器在计算时,除 $R_1 = 98.5\%$ 外,其余参数仍然采用(18)式的数据。

图4所示为抽运条件 $N_e(t) = 8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 不变,分光比 η_p 从 20% 变化至 6% 的激光输出计算结果。由图4可知,当抽运电子数密度相同时,分光比 η_p 越小,参与反馈放大的激光光强越小,调Q脉冲形成的时间越长,激光的峰值功率越低,激光脉冲宽度越大。这表明分光比 η_p 的大小同时影响调Q激光脉冲的峰值功率和宽度,可以通过改变分光比来调节输出调Q脉冲的峰值功率和宽度。

图5所示为同一分光比 $\eta_p = 6\%$ 时不同抽运电子数密度 $N_e(t)$ 对激光输出计算结果的影响。由图5(a)可知,在保持光束分光比 $\eta_p = 6\%$ 不变的条件下,抽运电子数密度从 $4.5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 增加至 $9 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 。由图5(b)可知,调Q CO_2 激光峰值功率呈现先升高后降低的变化趋势。由图5(c)可知,随

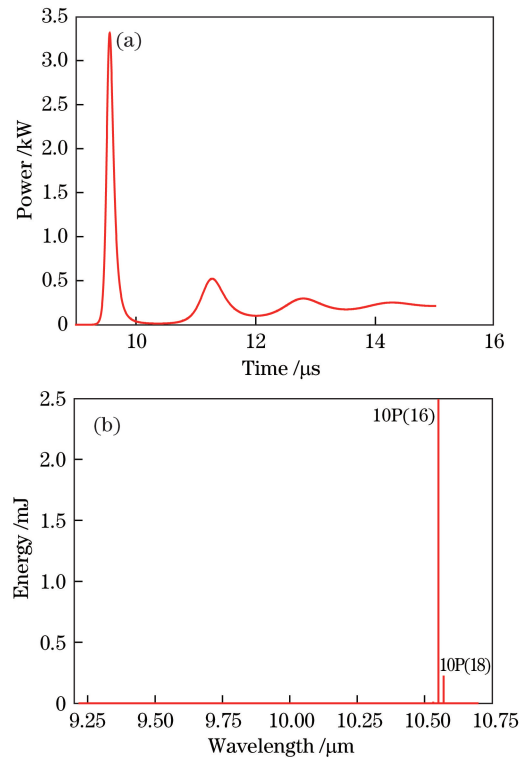


图3 调Q CO_2 激光器的计算结果。

(a)激光脉冲波形;(b)激光光谱

Fig. 3 Calculated results of Q-switched CO_2 laser.

(a) Laser pulse waveform; (b) laser spectra

着峰值功率提高,激光脉冲宽度先略有减小,然后继续增大。这说明激励条件也会影响输出调Q激光脉冲的峰值功率和宽度。由图4(d)和图5(d)可知,在同样的分光比($\eta_p = 6\%$)下,随着抽运条件改变,输出谱线的强弱明显不同。在图4(d)中,当 $N_e(t) = 8 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 时,只可见一条10P(18)强线;在图5(d)中,当 $N_e(t) = 6 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 时,可见一条10P(18)强线和一条10P(16)弱线。进一步对比图4(d)和图3(b)可知,图3(b)对应弱损耗腔,图4(d)对应强损耗腔,二者的输出光谱不同,前者以10P(18)为强线,后者以10P(16)为强线。因此,该调Q CO_2 激光功率放大器没有频率选择特性,输出光谱一般是多谱线,若要以单谱线输出,需要增加频率选择元件。

理论计算结果表明,该调Q CO_2 激光功率放大器利用了Q调制的高增益特性,通过控制调Q元件所在的低功率支路,实现了高平均功率的调Q脉冲 CO_2 激光输出,很好地解决了调Q CO_2 激光器难以高功率运转的问题。例如,在 $\eta_p = 6\%$ 时,如果低功率支路的激光功率为 50 W ,则高功率支路激光的输出功率可达到 783 W ,放大倍数大于15。

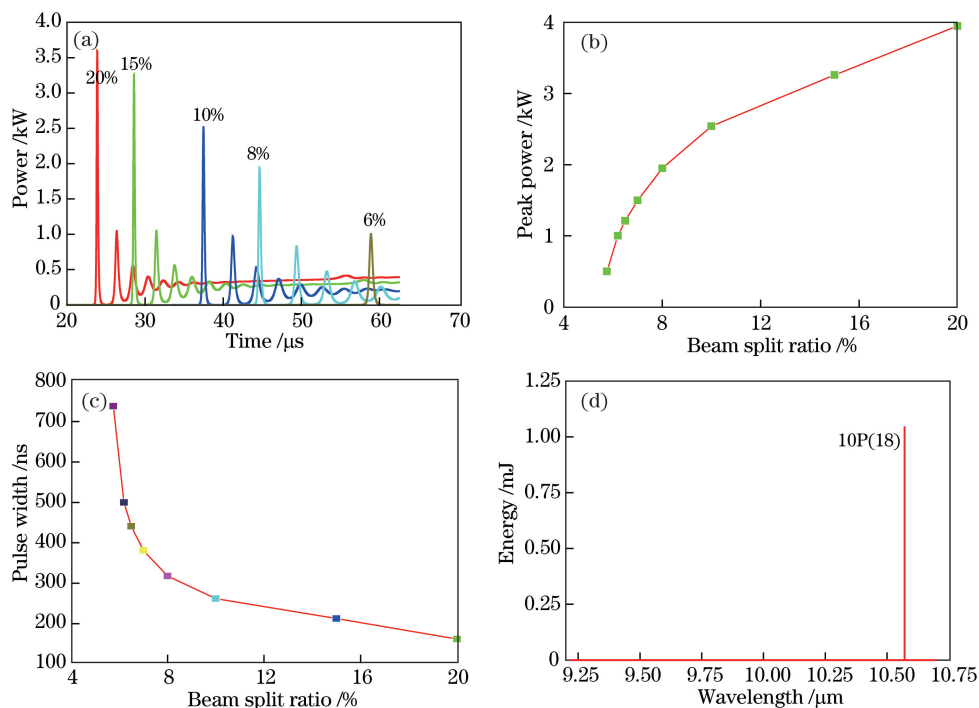


图 4 不同分光比时调 Q CO₂ 激光功率放大器的激光输出计算结果。(a)不同分光比时的激光脉冲波形；
(b)激光峰值功率；(c)激光脉冲宽度；(d)分光比为 6% 时的激光光谱

Fig. 4 Calculated results of laser output of Q-switched CO₂ laser power amplifier with different beam split ratios.

(a) Laser pulse waveforms with different beam split ratios; (b) laser peak power;
(c) laser pulse width; (d) laser spectra with beam split ratio of 6%

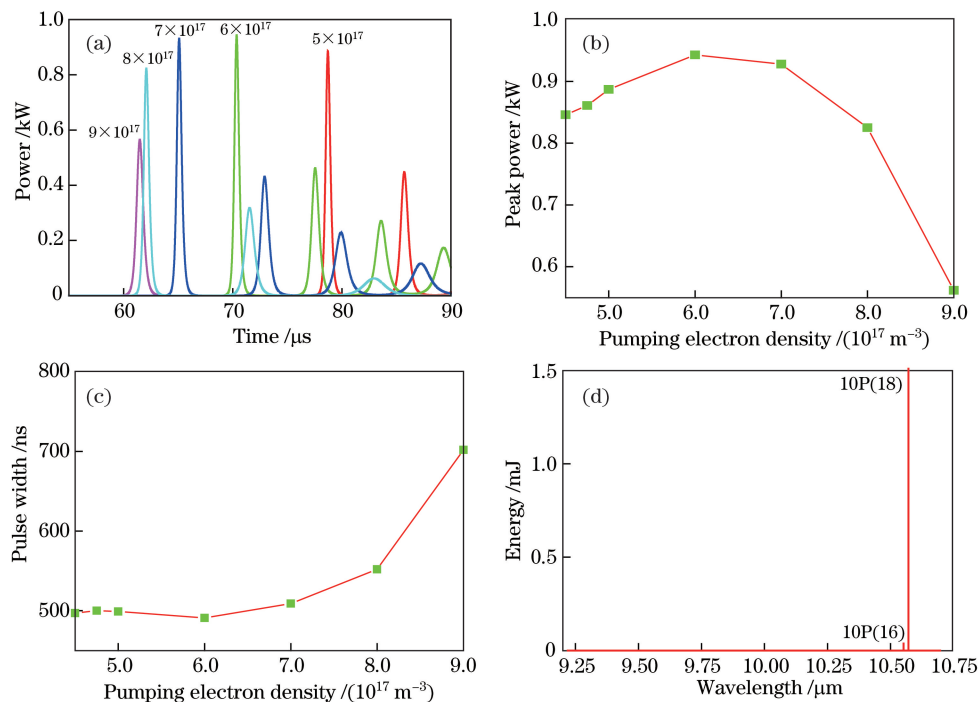


图 5 分光比为 6% 时不同抽运电子数密度对调 Q CO₂ 激光功率放大器激光输出计算结果的影响。(a)不同抽运电子数密度时的激光脉冲波形；(b)激光峰值功率；(c)激光脉冲宽度；(d)抽运电子数密度为 $6 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ 时的激光光谱

Fig. 5 Effects of different pumping electron densities on calculated results of laser output of Q-switched CO₂ laser power amplifier with same beam split ratio of 6%.

(a) Laser pulse waveforms with different pumping electron densities; (b) laser peak power; (c) laser pulse width; (d) laser spectra with pumping electron density of $6 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$

5 结 论

利用 CO₂激光器中的六温度模型理论,建立了调 Q CO₂激光功率放大器运转的动力学方程,并对其输出特性进行了计算,获得了输出激光脉冲波形、脉冲峰值功率、脉冲宽度等参数与分光比、抽运电子数密度等参数之间的关系。研究表明,该调 Q 脉冲 CO₂激光功率放大器具有采用普通半导体调 Q 元件(AOM 或 EOM)实现高功率调 Q 激光输出的功能,为进一步研制调 Q CO₂激光功率放大器提供了理论分析手段和参考数据。

参 考 文 献

- [1] Weingarten C, Uluz E, Schmickler A, *et al.* Glass processing with pulsed CO₂ laser radiation[J]. *Applied Optics*, 2017, 56(4): 777-783.
- [2] Meyer B J, Staupendahl G, Müller F A, *et al.* Sensitive ablation of brittle materials with pulsed CO₂ laser radiation[J]. *Journal of Laser Application*, 2016, 28(1): 012002.
- [3] Wlodarczyk K L, Weston N J, Ardron M, *et al.* Direct CO₂ laser-based generation of holographic structures on the surface of glass[J]. *Optics Express*, 2016, 24(2): 1447-1462.
- [4] Kiyko V. Powerful pulsed self-seeding CO₂ laser: 9307052[P]. 2016-02-08.
- [5] Piltingsrud H V. CO₂ laser for lidar applications, producing two narrowly spaced independently wavelength-selectable Q-switched output pulses[J]. *Applied Optics*, 1991, 30(27): 3952-3963.
- [6] Xie J J, Pan Q K, Li D J, *et al.* Theoretical calculation and experimental study of acousto-optically Q-switched CO₂ laser[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2011, 38(2): 0202004.
谢冀江, 潘其坤, 李殿军, 等. 声光调 Q CO₂激光器的理论计算和实验研究[J]. *中国激光*, 2011, 38(2): 0202004.
- [7] Smith K, Thomson R M. *Computer modeling of gas lasers*[M]. Boston: Springer, 1978: 25-78.
- [8] Soukieh M, Ghani B A, Hammadi M. Mathematical modeling of CO₂ TEA laser[J]. *Optics & Laser Technology*, 1999, 30(8): 451-457.
- [9] Wu J, Ke C J, Wang D L, *et al.* Mathematical modeling of tunable TEA CO₂ lasers[J]. *Optics & Laser Technology*, 2007, 39(5): 1033-1039.
- [10] Ding C L, Wan C Y. Multifrequency dynamical model of pulsed CO₂ lasers[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, 55(3): 1165-1170.
丁长林, 万重怡. 脉冲 CO₂激光器的多频动力学模型[J]. *物理学报*, 2006, 55(3): 1165-1170.
- [11] Midorikawa K, Wakabayashi K, Nakamura K, *et al.* Discharge parameters of a high-pressure, ultraviolet-preionized, transversely excited CO₂ laser[J]. *Journal of Applied Physics*, 1982, 53(5): 3410-3417.
- [12] Tou T Y, Beak K W, Chen Y H. One-dimensional modeling of TEA CO₂ lasers[J]. *Optics & Laser Technology*, 1996, 28(3): 183-186.
- [13] Bahrapour A, Ganjovi A A. Theoretical analysis of electrical transient behavior in TEA CO₂ laser with dielectric corona pre-ionization[J]. *Journal of Physics D*, 2003, 36(20): 2487-2497.
- [14] Galeev R S, Safiulline R K. Numerical simulation of the processes in fast flow gas discharge CO₂ lasers[C]. *SPIE*, 2004, 5483: 214-223.
- [15] Lowke J J, Phelps A V, Irwin B W. Predicted electron transport coefficients and operating characteristics of CO₂-N₂-He laser mixtures[J]. *Journal of Applied Physics*, 1973, 44(10): 4664-4671.
- [16] Kumar M, Khare J, Nath A K. Numerical solution of Boltzmann transport equation for TEA CO₂ laser having nitrogen-lean gas mixtures to predict laser characteristics and gas lifetime[J]. *Optics & Laser Technology*, 2007, 39(1): 86-93.
- [17] Thomson R M, Smith K, Davis A R. Boltz: A code to solve the transport equation for electron distributions and then calculate transport coefficients and vibrational excitation rates in gases with applied fields[J]. *Computer Physics Communications*, 1976, 11(3): 369-383.
- [18] Wu J. Theoretical mode on calculating grating tuned TEA CO₂ laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, 24(4): 472-476.
吴谨. 光栅调谐 TEA CO₂激光器理论计算模型[J]. *光学学报*, 2004, 24(4): 472-476.