

文章编号: 0258-7025(2006)Supplement-0078-05

高压 CO₂ 激光器的脉冲瞬态特性

丁长林^{1,2}, 万重怡¹

(¹中国科学院电子学研究所, 北京 100080)
(²中国科学院研究生院, 北京 100039)

摘要 理论上研究了高压 CO₂ 激光器的脉冲瞬态特性。脉冲放电 CO₂ 激光器的动力学机制采用六温度多频动力学模型来描述, 该模型充分考虑了增益谱线重叠效应, 序列带、热带的影响, 以及非洛仑兹线型效应。通过数值计算, 给出了不同气压下激光形成时间及脉冲宽度和比注入能量或激光输出能量的关系, 并与在 400 kPa, 600 kPa, 800 kPa, 1000 kPa 气压下的实验结果进行了比较, 吻合很好。结果表明, 250 mJ 到 1000 mJ 激光输出能量的变化会引起 120 ns 到 35 ns 脉宽及 1000 ns 到 400 ns 形成时间的变化, 为设计特定应用的高气压 CO₂ 激光器提供了理论依据。

关键词 激光技术; 高压 CO₂ 激光器; 多频动力学模型; 脉冲瞬态特性; 增益重叠

中图分类号 TN248.2⁺2 **文献标识码** A

Pulse Characteristics of High-Pressure CO₂ Lasers

DING Chang-lin^{1,2}, WAN Chong-yi¹

(¹ Institute of Electronics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)
(² Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

Abstract Output pulse characteristics of high-pressure CO₂ lasers are theoretically investigated. The dynamical mechanism of pulsed electric discharge CO₂ lasers is described by means of six-temperature multifrequency dynamical model, which takes into account the effects of the collision-dependent overlap of rotational lines, hot bands, and sequence bands on the gain spectrum, and non-Lorentzian line overlap. The calculations present the influence of specific input energy or output laser energy on laser build-up time and pulse width at different pressures. Theoretical results are consistent with experimental measurements at 400 kPa, 600 kPa, 800 kPa and 1000 kPa, respectively. The pulse width decreases from 120 ns to 35 ns and laser build-up time from 1000 ns to 400 ns, as output laser energy increases from 250 mJ to 1000 mJ. These data are helpful for the design of high-pressure pulsed CO₂-N₂-He-CO system.

Key words laser technique; high-pressure CO₂ laser; multifrequency dynamical model; pulse characteristics; rotational line overlap

1 引 言

横向激励高压脉冲 CO₂ 激光器是从横向激励大气压 (TEA) CO₂ 激光器发展而来的。它引起人们的重视, 是由于能产生高功率密度、高能量密度、超短脉冲输出, 并能在 9~11 μm 的宽谱带上连续调谐^[1]。可以应用于许多研究领域, 其中包括红外多光子激励、激光光谱学、差分吸收雷达、激光分离同位素和超快过程的研究, 还可作为很强的抽运源, 用于产生太赫兹波段的连续调谐激光辐射^[2]。

对高压 CO₂ 激光器的研究主要包括激励方式、小信号增益、放电参量和连续调谐特性等方面^[3~5], 但是应用理论模型解释高压 CO₂ 激光器动

力学过程的报道却很少见。已有很多理论模型用来描述横向激励大气压 CO₂ 激光器的动力学过程^[6], 如四温度、五温度和六温度模型。四温度和五温度模型实际上是六温度模型的特殊形式。但是这些单频模型并不能直接用来描述高压 CO₂ 激光器的动力学过程, 必须考虑压力加宽的影响。R. S. Taylor 等^[7]从理论和实验上对横向激励的紫外预电离高压脉冲 CO₂ 激光器的增益特性作出的深入研究表明, 大气压和低气压下 CO₂ 的分立谱线在高压下由于压力加宽而互相重叠。在气压高于 800 kPa 时激光可在 9~11 μm 整个谱带上获得增益, 而且必须正确地考虑到序列带、热带的影响和非洛仑兹线型重叠

作者简介: 丁长林(1981—), 男, 安徽芜湖人, 中国科学院电子学研究所博士研究生, 主要从事激光技术和激光物理研究。

E-mail: clding@mails.gucas.ac.cn

效应,才能准确地获得高压 CO₂ 激光器增益谱的计算结果,因而在高压 CO₂ 激光器的动力学模型里必须考虑到这些因素。

本文研究了高压 CO₂ 激光器的脉冲瞬态特性。激光动力学过程由六温度多频动力学模型^[8]描述。方程中的受激辐射项是对常规带、序列带和热带的贡献求和,并适当地考虑了非洛伦兹线型重叠效应。

2 高压脉冲 CO₂ 激光器的动力学模型

尽管发生在脉冲 CO₂ 激光器中的碰撞激发和弛

豫过程非常复杂,六温度模型中的 Landau-Teller 方程组^[9]已经能够比较全面地反映激光器工作气体中不同分子能级间的能量转移过程,它描述了单位体积 CO₂ 分子对称模、弯曲模、反对称模和 N₂ 分子振动模及 CO 分子振动模的能量以及混合气体平动和转动的总能量 $E_1, E_2, E_3, E_4, E_5, E$ 随时间的变化。高压脉冲 CO₂ 激光器中,某一激光频率处的增益不再是单一振转谱线的贡献,而是多条相邻振转谱线相互叠加和作用的结果,自由振荡的没有选择特性的谐振腔就会获得多频的输出。综合考虑这些因素,在 Landau-Teller 方程组的基础上,可得到一组描述高压脉冲 CO₂ 激光器的多频激光过程的方程^[8]

$$\frac{dE_1}{dt} = N_e(t)N_{\text{CO}_2}h\nu_1 X_1 - \frac{E_1 - E_1^e(T)}{\tau_{10}(T)} - \frac{E_1 - E_1^e(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} + \frac{h\nu_1}{h\nu_3} \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{h\nu_1}{h\nu_5} \frac{E_5 - E_5^e(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} + h\nu_1 c \frac{1}{L} \sum_i \{Q_i[\sigma_a(\nu_i)N_{001} - \sigma_b(\nu_i)N_{100}]\}, \quad (1)$$

$$\frac{dE_2}{dt} = N_e(t)N_{\text{CO}_2}h\nu_2 X_2 + \frac{E_1 - E_1^e(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} - \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}(T)} + \frac{h\nu_2}{h\nu_3} \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{h\nu_2}{h\nu_5} \frac{E_5 - E_5^e(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)}, \quad (2)$$

$$\frac{dE_3}{dt} = N_e(t)N_{\text{CO}_2}h\nu_3 X_3 - \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{E_4 - E_4^e(T_3)}{\tau_{43}(T)} + \frac{h\nu_3}{h\nu_5} \frac{E_5 - E_5^e(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} - h\nu_3 c \frac{1}{L} \sum_i \{Q_i[\sigma_a(\nu_i)N_{001} - \sigma_b(\nu_i)N_{100}]\}, \quad (3)$$

$$\frac{dE_4}{dt} = N_e(t)N_{\text{N}_2}h\nu_4 X_4 - \frac{E_4 - E_4^e(T_3)}{\tau_{43}(T)} + \frac{h\nu_4}{h\nu_5} \frac{E_5 - E_5^e(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)}, \quad (4)$$

$$\frac{dE_5}{dt} = N_e(t)N_{\text{CO}}h\nu_5 X_5 - \frac{E_5 - E_5^e(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} - \frac{E_5 - E_5^e(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} - \frac{E_5 - E_5^e(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)}, \quad (5)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E_1 - E_1^e(T)}{\tau_{10}(T)} + \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}(T)} + \left(1 - \frac{\nu_1}{\nu_3} - \frac{\nu_2}{\nu_3}\right) \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \left(1 - \frac{\nu_1}{\nu_5} - \frac{\nu_2}{\nu_5}\right) \frac{E_5 - E_5^e(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} + \left(1 - \frac{\nu_4}{\nu_5}\right) \frac{E_5 - E_5^e(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)} + \left(1 - \frac{\nu_3}{\nu_5}\right) \frac{E_5 - E_5^e(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)}, \quad (6)$$

$$\dot{Q}_i = c \frac{l}{L} Q_i[\sigma_a(\nu_i)N_{001} - \sigma_b(\nu_i)N_{100}] - \gamma_i Q_i + N_{001} \omega_{si}, \quad (7)$$

其中,上能级受激辐射截面

$$\sigma_a(\nu_i) = \frac{hcB}{4\pi kT} \left[1 + 2\exp\left(-\frac{h\nu_3}{kT_3}\right) + \exp\left(-\frac{h\nu_2}{kT_2}\right)\right] \left\{ \sum_{j=\text{even}} \lambda_j^2 (2j-1) A_{P_j} C_{P_j} \tilde{g}(\nu_i, \nu_j) \times \exp\left[-F(j-1) \frac{hc}{kT}\right] + \sum_{j=\text{even}} \lambda_j^2 (2j+3) A_{R_j} C_{R_j} \tilde{g}(\nu_i, \nu_j) \exp\left[-F(j+1) \frac{hc}{kT}\right] \right\}, \quad (8)$$

下能级受激辐射截面

$$\sigma_b(\nu_i) = \frac{hcB}{4\pi kT} \left[1 + 2\exp\left(-\frac{h\nu_3}{kT_3}\right) + \exp\left(-\frac{h\nu_2}{kT_2}\right)\right] \left\{ \sum_{j=\text{even}} \lambda_j^2 (2j-1) A_{P_j} C_{P_j} \tilde{g}(\nu_i, \nu_j) \times \exp\left[-F(j) \frac{hc}{kT}\right] + \sum_{j=\text{even}} \lambda_j^2 (2j+3) A_{R_j} C_{R_j} \tilde{g}(\nu_i, \nu_j) \exp\left[-F(j) \frac{hc}{kT}\right] \right\}. \quad (9)$$

(8)式和(9)式中的前两个指数项分别反映的是序列带和热带的增益对受激辐射截面的贡献, C_{Pj} 和 C_{Rj} 分别为 P 分支和 R 分支由谱线相互作用而引起的非洛仑兹线型修正因子, A_{Pj} 和 A_{Rj} 分别为 P 分支和 R 分支振转谱线的自发辐射系数。 N_{001} , N_{100} 分别为上下振动能级 $00^01, 10^00$ 的粒子数密度。方程(7)描述的是激光器内第 i 个模内的光子数密度 Q_i 的变化。 γ_i 为第 i 个模内的光子在腔内的衰减时间的倒数, 与腔的损耗有关, 包括输出耦合镜的透射损耗、腔内的衍射和吸收等损耗, 本文中只考虑输出耦合镜的透射损耗, 即 $\gamma_i = -c \cdot \frac{\ln R(i)}{2L}$ 。受激辐射过程的启动是由自发辐射项 $N_{001} \cdot \omega_{si}$ 引起的, ω_{si} 为腔内的自发辐射系数, 即频率落在第 i 个模附近无源腔谱线宽度 $\Delta\nu = \gamma_i / (2\pi)$ 内、传播方向在与谐振腔轴线夹角为衍射极限的立体角范围内的自发辐射部分

$$\omega_{si} = A(\nu_i) \cdot \Delta\nu \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{8\pi}{\lambda^2} \sigma_a(\nu) \cdot \frac{\gamma_i}{2\pi} \times \frac{(1.22\lambda/D)^2/2}{4\pi} = \frac{2 \times 1.22^2 \times \gamma}{D^2} \cdot \sigma_a(\nu), \quad (10)$$

D 为最小腔镜的直径。(1)~(7) 方程组中的其余物理参量和物理常数的含义及表达式或数值在文献[6,8] 中已详尽地给出。

第 i 个模内的激光输出能量为

$$E_\nu = -\frac{A}{2} \cdot F \cdot \ln R \cdot \frac{1-R-K_{\text{loss}}}{1-R} \cdot h \cdot c \cdot \nu \times \int Q_i dt, \quad (11)$$

式中 F 为填充因子, 等于增益长度 l 与谐振腔长度 L 之比, A, R 分别为输出耦合镜的横截面面积和反射率, K_{loss} 为除输出耦合镜的透射损耗之外的一切损耗(包括腔镜的衍射、吸收等损耗), 计算时假定 $K_{\text{loss}} = 0$, h 为普朗克常数, c 为光速, ν 为激光频率。右边的积分在输出激光脉冲的持续时间内进行。激光输出能量 E_ν 与激光频率 ν 之间的函数曲线就是激光器的输出频谱。

数值计算的初始条件如下

$$E_i(t=0) = \frac{g_i N_i h \nu_i}{\exp[h\nu_i/(kT)] - 1},$$

($i = 1 \sim 5, g_i$ 为简并度),

$$E = \left(\frac{5}{2} N_{\text{CO}_2} + \frac{5}{2} N_{\text{N}_2} + \frac{3}{2} N_{\text{He}} + \frac{5}{2} N_{\text{CO}} \right) kT,$$

$$Q_i(t=0) = 5 \times 10^8 (\text{m}^{-3}),$$

$$T(t=0) = 300 \text{ K}.$$

3 结果与分析

3.1 数值计算

方程(1)~(7)属于非线性常微分方程组, 选用 Runge-Kutta 数值计算方法, 利用计算机软件 Microsoft Visual Basic 6.0 编写了数值计算程序。研究的紫外预电离高压横向受激 CO_2 激光器^[10] 的放电长度为 80 cm, 放电截面为 $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$, 谐振腔由曲率半径为 8 m 的镀金全反镜和反射率为 36% 的楔形输出耦合镜组成, 谐振腔长度为 200 cm。充气混合比为 $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 0.5 : 10.5$ (分压比), 气压最高为 1000 kPa。

抽运电子数密度函数 $N_e(t)$ 和实验中的放电电路、激光混合气体组成、气压等有关, 求解相当复杂, 通常可由放电电流来估计, 数值计算时采用的经验公式为

$$N_e(t) = N_0 \times \exp\left(\frac{-t}{5.0 \times 10^{-8}}\right) \times \left[1 - \exp\left(\frac{-t}{1.0 \times 10^{-7}}\right)\right],$$

5.0×10^{-8} 和 1.0×10^{-7} 这两个电子脉冲形状常数是 根据实验放电电路来估计的, 常数 N_0 的大小取决于比注入能量的多少。比注入能量的实验值为 $CU^2/(2PV)$, C 为储能电容的电容量, U 为放电电压, P 为气压, V 为增益体积; 其理论值可表达为混合气体放电中电子转移到 CO_2, N_2 和 CO 各振动能级的能量密度 $\bar{w} [\times 10^{-2} \text{ J}/(\text{L} \cdot \text{kPa})]$ 与效率 η 之商, η 与放电 E/N 值有关^[11], 实验中, $\eta \approx 30\%$, 电子转移到各振动能级的能量密度 \bar{w} 可从方程(1)~(5)得到

$$\bar{w} = [(h\nu_1 \cdot X_1 + h\nu_2 \cdot X_2 + h\nu_3 \cdot X_3) \cdot N_{\text{CO}_2} + h\nu_4 \cdot X_4 \cdot N_{\text{N}_2} + h\nu_5 \cdot X_5 \cdot N_{\text{CO}}] / P \cdot \int N_e(t) dt,$$

右边的积分在放电抽运的持续时间内进行。

图 1 给出了 1000 kPa 下典型的输出激光脉冲波形和频谱。可以看出, 激光脉冲波形没有拖尾, 这是因为 N_2 通过共振转移过程激发 CO_2 分子 00^01 能级的速率随气压变化比线性增长还快, 在高气压下共振转移速率大大增加了, 增益开关之后振动激发的 N_2 剩余很少, 在 CO_2 分子 00^01 能级上积累的粒子不能形成足够的增益以产生第二个光脉冲。激光在 $10R(14), 10R(16)$ 和 $10R(18)$ 三条谱线上同时发射, 而且均有一定的谱线宽度, 不再像横向激励大气压情况下的单谱线多纵模工作, 1000 kPa 时, 相邻振转谱线已有相当部分重叠在一起, 增益随频率

变化变得平缓,导致无频率选择特性谐振腔的多谱线宽频带的输出。低于 800 kPa 时,10P(18)线的

增益最高,计算结果表明,激光器工作在 10P(18)线和其相邻谱线。

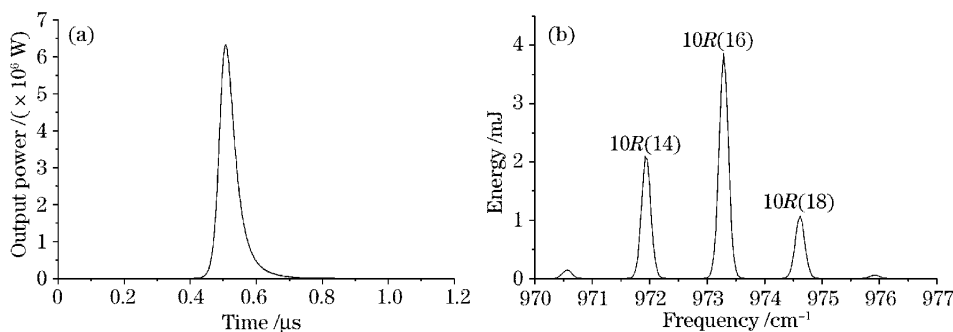


图 1 1000 kPa 下的激光脉冲波形(a)和激光频谱(b)

Fig. 1 (a) Laser pulse shape at 1000 kPa, (b) laser energy spectrum at 1000 kPa

3.2 脉冲瞬态特性

为了探索比注入能量对激光脉冲瞬态特性的影响,同时验证多频动力学模型的适用性,研究了激光形成时间和脉冲宽度随比注入能量或脉冲激光输出能量的变化关系(激光形成时间定义为从放电开始到激光输出达到峰值的 1/10 时所经历的时间),结果如图 2 所示。曲线为理论模拟结果,数据点为实验测量的结果,理论模拟结果和实验测量结果很好地吻合。

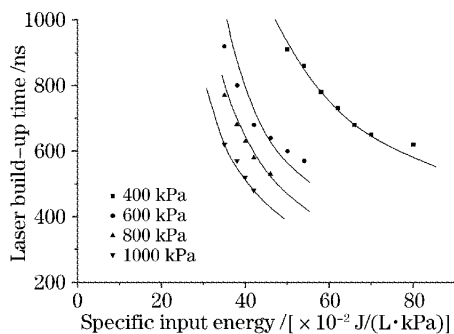


图 2 激光形成时间和比注入能量及气压的关系曲线

Fig. 2 Laser build-up time as a function of specific input energy at different pressures

图 2 给出了不同气压下激光形成时间随比注入能量的变化曲线。激光形成时间随比注入能量的增加单调下降,从 1000 ns 降到了 400 ns 左右。下降趋势不断变缓,且气压越高,下降越快。图 3 中,激光脉冲宽度随脉冲激光输出能量的增加也单调下降,当激光输出能量从 100 mJ 增加到 400 mJ 时,脉宽从 120 ns 降到了 60 ns。另外,脉宽在 400~1000 kPa 范围内随气压没有明显的改变,这是放电电路没有改变的缘故。激光形成时间和脉宽随激励的增高而降低都是因为峰值小信号增益的增加,光子的放大过程加快了。

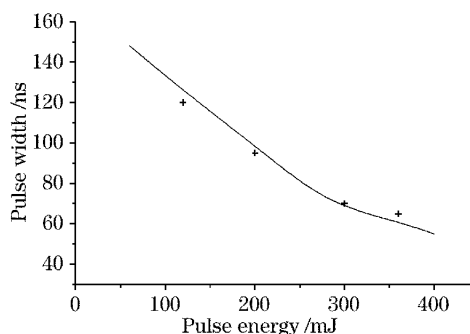


图 3 1000 kPa 下激光脉宽和激光输出能量的关系曲线

Fig. 3 Pulse width as a function of output energy at 1000 kPa

图 2 和图 3 是无光栅调谐激光器的理论模拟和实验测量结果。对带有内腔扩束镜的 1000 kPa 光栅调谐激光器的研究结果如图 4,图 5 所示。图 4 是 9P(20)线和 9R(20)线的激光形成时间随激光输出能量的变化关系,当激光输出能量增加到 1000 mJ 时,激光形成时间不到 400 ns,且 R 支的要高于 P 支的,在能量较高时,两支趋于一致。图 5 给出了 10P(20)

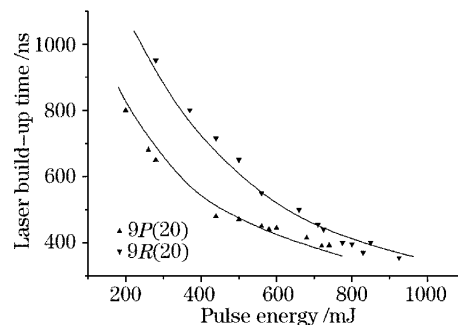


图 4 9P(20)和 9R(20)激光形成时间随激光输出能量变化的关系曲线

Fig. 4 Laser build-up time as a function of output energy for 9P(20) and 9R(20) lines

线和 10R(20) 线的激光脉宽和激光输出能量的关系。当激光输出能量从 250 mJ 增加到 1000 mJ 时,脉宽从 120 ns 降到了 35 ns 左右,两支比较接近。

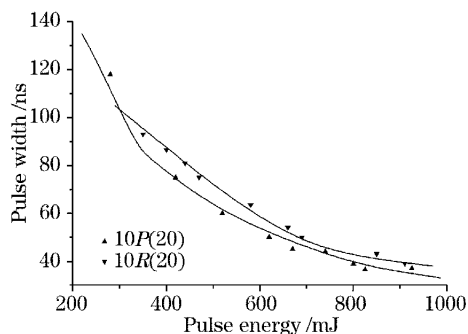


图 5 10P(20)和 10R(20)激光脉宽和激光输出能量的关系曲线

Fig. 5 Pulse width as a function of output energy for 10P(20) and 10R(20) lines

4 结 论

通过对高压 CO₂ 激光器的脉冲瞬态特性的研究,得到了激光形成时间和脉冲宽度随比注入能量或激光输出能量的增加而减小的关系。这对于研制连续调谐的高功率窄脉冲 CO₂ 激光器具有指导意义。当激光脉冲能量较高时(~1 J),激光形成时间不到 400 ns,脉冲宽度只有 35 ns 左右,可以获得几十兆瓦的峰值功率,表明高压 CO₂ 激光器可以作为很强的抽运源,用于产生太赫兹波段的连续调谐激光辐射。理论模拟结果和实验测量结果很好地吻合,证明所使用的六温度多频动力学模型可以用来分析高压 CO₂ 激光器的动力学特性。这为设计高压 CO₂ 激光系统提供了理论依据。

致谢 感谢赵春峰博士对实验工作的帮助。

参 考 文 献

- 1 Wan Chongyi, Jian Zhuanghua, Xia Shengqin *et al.*. An ultraviolet photopreionized high-pressure tunable CO₂ laser [J]. *Acta Electronica Sinica*, 1978, **1**(1): 42~48
万重怡, 蹇庄华, 夏生芹 等. 紫外预电离高压可调谐 CO₂ 激光器 [J]. *电子学报*, 1978, **1**(1): 42~48
- 2 U. Werling, K. F. Renk, C. Y. Wan. Tuning characteristics of a high pressure CO₂ laser pumped CH₃F Raman laser [J]. *International J. Infrared and Millimeter Waves*, 1986, **7**(6): 881~889
- 3 A. Romann, M. W. Sigrist. Continuously tunable frequency doubled CO₂ laser-based photoacoustic spectrometer for trace gas detection [C]. *SPIE*, 2002, **4618**: 121~127
- 4 V. V. Apollonov, K. Kh. Kazakov, N. V. Pletnyev *et al.*. Picosecond terawatt CO₂ laser system "Picasso-2" [C]. *SPIE*, 2003, **5120**: 291~296
- 5 B. S. Alexandrov, A. V. Arsenjev, M. A. Azarov *et al.*. Increase of efficiency of optical pumping of a broadband CO₂ laser amplifier as a result of the use of a multicomponent active medium [C]. *SPIE*, 2003, **5120**: 551~556
- 6 Wu Jin. Theoretical investigation on the tuning characteristics of high power TE(A) CO₂ lasers [D]. Ph. D. Dissertation of Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, 2001
吴 谨. 高功率 TE(A) CO₂ 激光器的调谐理论研究 [D]. 中国科学院电子学研究所博士学位论文, 2001
- 7 R. S. Taylor, A. J. Alcock, W. J. Sarjeant *et al.*. Electrical and gain characteristics of a multiatmosphere UV-preionized CO₂ laser [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1979, **QE-15**(10): 1131~1140
- 8 Ding Changlin, Wan Chongyi. Multifrequency dynamical model of pulsed CO₂ lasers [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(3): (to be published)
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): (待发表)
- 9 K. Smith, R. M. Thomson. *Computer Modeling of Gas Lasers* [M]. New York: Plenum Press, 1978
- 10 Zhao Chunfeng. Investigation on the pulse characteristics of high-pressure CO₂ lasers [D]. MS Thesis of Institute of Electronics, Chinese Academy of Sciences, 1987
赵春峰. 高压 CO₂ 激光脉冲瞬态特性研究 [D]. 中国科学院电子学研究所硕士学位论文, 1987
- 11 J. J. Lowke, A. V. Phelps, B. W. Irwin. Predicted electron transport coefficients and operating characteristics of CO₂-N₂-He laser mixtures [J]. *J. Appl. Phys.*, 1973, **44**(10): 4664~4671