

# 脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的多频动力学模型

丁长林<sup>1,2)</sup> 万重怡<sup>1)</sup>

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 100049)

(2005 年 4 月 6 日收到, 2005 年 6 月 13 日收到修改稿)

建立了适用于各种气压下 ( $20 \times 133 - 20 \times 10^5$  Pa) 的脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的六温度多频动力学模型, 该模型考虑了增益谱线重叠效应、序列带、热带的影响, 以及非洛伦兹线型效应. 对模型进行数值求解可以预言和解释不同气压下的脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的输出特性, 有助于评价不同的抽运设计和研究可调谐特性, 为设计脉冲 CO<sub>2</sub> 激光系统提供理论支持.

关键词: CO<sub>2</sub> 激光器, 激光动力学, 六温度模型, 增益谱线重叠

PACC: 4255D, 4255, 9240C

## 1. 引言

低气压下, CO<sub>2</sub> 分子的发射谱是分立的, 只能实现线调谐<sup>[1]</sup>; 高压下, 大的碰撞加宽导致转动跃迁的重叠<sup>[2]</sup>, 使得激光可在整个谱带上获得增益, 从而可得到连续调谐的激光输出<sup>[3,4]</sup>. 采用频率连续调谐的 CO<sub>2</sub> 激光器作为 Raman 激光器的抽运源可以在宽阔的频率范围内产生频率连续调谐的 THz 波段的激光<sup>[5]</sup>. 国外不少研究者对高压 CO<sub>2</sub> 激光器的增益谱进行了研究<sup>[6-9]</sup>, 实验测量和理论研究表明, 当气压大于  $10^5$  Pa 时, 不仅需要考虑到增益谱线重叠效应, 序列带、热带的增益对增益谱也有相当大的贡献. 此外, Miller<sup>[10]</sup> 研究高压 CO<sub>2</sub> 激光吸收谱的结果表明, 为了准确地计算高压下 CO<sub>2</sub> 的吸收谱或增益谱, 有必要考虑碰撞引起的相邻谱线间的相互作用, 谱线相互作用效应导致了非洛伦兹线型的形成. 因此, 在研究脉冲 CO<sub>2</sub> 激光动力学过程时, 必须考虑增益谱线重叠效应, 适当考虑序列带、热带的影响, 以及非洛伦兹线型效应.

虽然国外科学家们很早就研究了高压 CO<sub>2</sub> 激光器的增益特性, 但还未曾研究过多频 CO<sub>2</sub> 激光器的动力学过程, 更未考虑在高压谱线重叠情况下的多频动力学过程. 文献中, 已有各种模型描述大气压下脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的单频速率方程<sup>[11,12]</sup>. 这些模型可归结为不同的温度模型, 如四温度<sup>[13-15]</sup>、五

温度<sup>[16-18]</sup>、六温度模型<sup>[19]</sup>等. 四温度和五温度模型可以看作六温度模型的简化形式, 六温度模型比较系统地考虑了激光器工作气体中不同分子能级的能量转移过程. 文献 20 研究了高压 CO<sub>2</sub> 激光器的多频速率方程, 求出了在高压下的激光输出频谱, 但所用的物理模型是四温度模型, 有一定的局限性. 文献 21 利用六温度模型建立了可调谐 TE(A) CO<sub>2</sub> 激光器的速率方程组, 方程中考虑了多跃迁线多纵模振荡, 但是没有考虑增益谱线的重叠, 因而只适用于低于一个大气压的情况.

本文在 Landau-Teller 方程组<sup>[22]</sup>的基础上, 充分考虑了增益谱线重叠效应, 序列带、热带的影响, 以及非洛伦兹线型效应, 建立了适用于各种气压下 ( $20 \times 133 - 20 \times 10^5$  Pa) 的脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的六温度多频动力学模型.

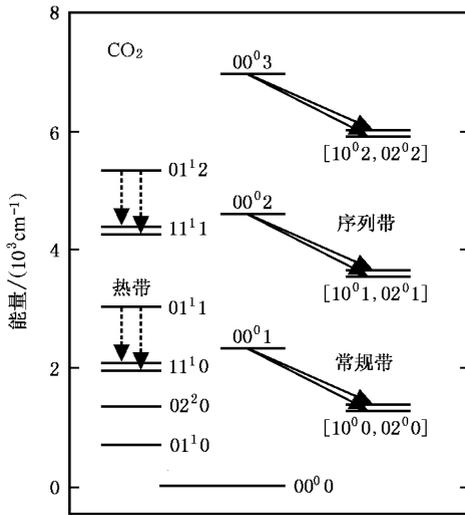
## 2. 脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的六温度多频动力学模型

### 2.1. 受激辐射截面

对于激光动力学过程, 受激辐射截面是一重要参数, 它和粒子数反转的乘积就构成了介质的信号增益. 受激辐射截面的一般表达式为

$$\sigma_{21}(\nu, \nu_0) = \frac{A_{21} c^2}{8\pi\nu_0^2} \cdot (\tilde{g}(\nu, \nu_0)), \quad (1)$$

式中  $A_{21}$  为自发辐射概率,  $\nu$  为辐射频率,  $\nu_0$  为谱线中心频率,  $\tilde{g}(\nu, \nu_0)$  为线型函数.

图1 CO<sub>2</sub>分子的低振动能级图<sup>[8]</sup>

CO<sub>2</sub>激光是由CO<sub>2</sub>分子的基电子态中振动能量小于1eV的振动能级之间的振转跃迁产生的,见图1.考虑增益谱线重叠效应时,计算受激辐射截面需要对所有的振转线的贡献求和,

$$\alpha(\nu) = \sum_j \frac{A_j c^2}{8\pi\nu_j^2} \cdot \tilde{g}(\nu, \nu_j) \cdot f_j, \quad (2)$$

式中  $j$  为转动量子数,

$$f_j = \frac{2hcB}{kT} \cdot (2j+1) \cdot \exp[-F(j) \cdot \frac{hc}{kT}]$$

为转动能级的 Boltzmann 分布因子.

考虑序列带、热带的增益对动力学特性的影响时,受激辐射截面公式中应包含序列带、热带的贡献.序列带或热带与常规带的有效受激辐射截面比等于其增益比.由于序列带在频率上与常规带靠得很近,在很好的近似程度上,序列带(或热带)与常规带的增益比  $G_s/G_r$  (或  $G_h/G_r$ ) 可简单地表示为反转粒子数比乘以振动矩阵元的平方比<sup>[23]</sup>.因而

$$\begin{aligned} G_s/G_r &= 2 \cdot \exp(-h\nu_3/kT_3), \\ G_h/G_r &= \exp(-h\nu_2/kT_2). \end{aligned} \quad (3)$$

综合考虑增益谱线重叠效应,序列带、热带的影 响,以及非洛伦兹线型效应后,上能级受激辐射截面可表达为

$$\begin{aligned} \sigma_a(\nu) &= \frac{hcB}{4\pi kT} (1 + 2 \cdot \exp(-h\nu_3/kT_3) \\ &\quad + \exp(-h\nu_2/kT_2)) \\ &\quad \times \left\{ \sum_{j=\text{even}} \lambda_j^2 (2j-1) A_{Pj} \cdot C_{Pj} \right. \\ &\quad \left. \times \tilde{g}(\nu, \nu_j) \cdot \exp[-F(j-1) \frac{hc}{kT}] \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \sum_{j=\text{even}} \lambda_j^2 (2j+3) A_{Rj} \cdot C_{Rj} \cdot \tilde{g}(\nu, \nu_j) \\ &\quad \times \exp[-F(j+1) \frac{hc}{kT}] \}. \end{aligned} \quad (4)$$

下能级受激辐射截面可表达为

$$\begin{aligned} \sigma_b(\nu) &= \frac{hcB}{4\pi kT} (1 + 2 \cdot \exp(-h\nu_3/kT_3) \\ &\quad + \exp(-h\nu_2/kT_2)) \\ &\quad \times \left\{ \sum_{j=\text{even}} \lambda_j^2 (2j-1) A_{Pj} \cdot C_{Pj} \right. \\ &\quad \times \tilde{g}(\nu, \nu_j) \cdot \exp[-F(j) \frac{hc}{kT}] \\ &\quad + \sum_{j=\text{even}} \lambda_j^2 (2j+3) A_{Rj} \cdot C_{Rj} \cdot \tilde{g}(\nu, \nu_j) \\ &\quad \left. \times \exp[-F(j) \frac{hc}{kT}] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

$$(4)(5) \text{ 式中 } \tilde{g}(\nu, \nu_j) = \frac{\Delta\nu_j}{2\pi} \left[ (\nu - \nu_j)^2 + \left( \frac{\Delta\nu_j}{2} \right)^2 \right]^{-1}$$

为碰撞加宽线型因子,  $F(j) = B_j(j+1) - D_j^2(j+1)^2$  为转动能级  $j$  的波数,  $\lambda_j$  为  $j \pm 1 \rightarrow j$  转动跃迁的中心波长,  $j$  为下能级转动量子数,  $B$  和  $D$  为转动常数,  $h$  为普朗克常数,  $c$  为光速,  $k$  为玻耳兹曼常数,  $T$  为气体温度,  $A_{Pj}$  和  $A_{Rj}$  分别为 P 分支和 R 分支的自发跃迁系数,  $C_{Pj}$  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伦兹线型修正因子,  $\Delta\nu_j$  为谱线碰撞加宽全宽,  $\Delta\nu_j$  与气体温度、压强及气体配比的关系为<sup>[22]</sup>

$$\Delta\nu_j = \sum_i \left[ \frac{N_i Q_i}{\pi} \left( \frac{8kT}{\pi\mu_i} \right)^{1/2} \right], \quad (6)$$

式中  $\mu_i = \frac{M_{\text{CO}_2} \cdot M_i}{M_{\text{CO}_2} + M_i}$  为 CO<sub>2</sub> 分子与气体中某种气体成分碰撞的约化质量,  $M_{\text{CO}_2}$ ,  $M_i$  为分子质量,  $Q_i$  为分子间碰撞截面.

## 2.2. 谐振腔内的自发辐射

线型函数  $\tilde{g}(\nu, \nu_0)$  也可理解为跃迁概率按频率的分布函数.一般地,在总自发辐射系数中,分配在频率  $\nu$  处单位频率内的自发辐射系数  $A_{21}(\nu) = A_{21} \cdot \tilde{g}(\nu, \nu_0)$ .无源腔内自发辐射的谱线宽度  $\Delta\nu = \frac{\gamma}{2\pi}$ ,  $\gamma = -c \cdot \frac{\ln R}{2L}$  为腔内光子弛豫速率.在谐振腔中,只有沿轴向小孔径张角  $\Delta\theta = \frac{1.22\lambda}{D}$  ( $D$  为最小腔镜的直径)内的自发辐射可引起雪崩式的受激放大,其余方

向的很快逸出腔外. 各向同性的自发辐射在腔内的有效部分可估计为  $\frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{2 \cdot \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\Delta\theta} \sin\theta d\theta}{4\pi} = \frac{\Delta\theta^2}{2}$ . 因此在 CO<sub>2</sub> 激光器中, 考虑增益谱线重叠效应, 序列带、热带的影响, 以及非洛伦兹线型效应后, 可获得腔内的自发辐射系数为

$$\begin{aligned}\omega_s(\nu) &= A(\nu) \cdot \Delta\nu \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \\ &= \frac{8\pi}{\lambda^2} \sigma_a(\nu) \cdot \Delta\nu \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \\ &= \frac{2 \cdot 1.22^2 \cdot \gamma}{D^2} \cdot \sigma_a(\nu). \quad (7)\end{aligned}$$

### 2.3. 六温度多频动力学方程组

CO<sub>2</sub> + N<sub>2</sub> + He + CO 的激光混合气有五个振动模式, 分别以不同的有效振动温度来描述. 此外, 由于平动和转动之间的弛豫非常快, 可与振动模式内的热力学弛豫相比较, 因此平动和转动可用一个温度来描述. 图 2 示意地描述了六温度模型的物理过

程. 图中, 实线表示 V-V 跃迁, 短划线表示电子激励, 细点线表示 V-T 能量转移. E<sub>1</sub>, E<sub>2</sub>, E<sub>3</sub>, E<sub>4</sub>, E<sub>5</sub>, E 分别代表单位体积 CO<sub>2</sub> 分子对称模、弯曲模、反对称模、N<sub>2</sub> 分子振动模、CO 分子振动模的能量以及混合气体平动和转动的总能量, 分别由 T<sub>1</sub>, T<sub>2</sub>, T<sub>3</sub>, T<sub>4</sub>, T<sub>5</sub>, T 六个温度描述:

$$\begin{aligned}E_i &= \frac{g_i \cdot N_i \cdot h\nu_i}{\exp\left(\frac{h\nu_i}{kT}\right) - 1} \quad (i = 1-5, g_i \text{ 为模的简并度}), \\ E &= \left(\frac{5}{2} N_{\text{CO}_2} + \frac{5}{2} N_{\text{N}_2} + \frac{3}{2} N_{\text{He}} + \frac{5}{2} N_{\text{CO}}\right) \cdot kT. \quad (8)\end{aligned}$$

并满足 Landau-Teller 方程组, 已经在很多文献中被成功运用<sup>[24-26]</sup>.

将前面分析得到的受激辐射截面应用到 Landau-Teller 方程组, 受激辐射截面和有效自发辐射系数应用到光子数密度变化方程, 就推导出适用于各种气压下的脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的六温度多频动力学方程组:

$$\begin{aligned}\frac{dE_1}{dt} &= N_e(t) \cdot N_{\text{CO}_2} \cdot h\nu_1 \cdot X_1 - \frac{E_1 - E_1^e(T)}{\tau_{10}(T)} - \frac{E_1 - E_1^e(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} + \left(\frac{h\nu_1}{h\nu_3}\right) \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} \\ &+ \left(\frac{h\nu_1}{h\nu_5}\right) \frac{E_5 - E_5^e(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} + h\nu_1 \cdot c \cdot \frac{1}{L} \cdot \sum_i [Q_i \cdot (\sigma_a(\nu_i) \cdot N_{00^0_1} - \sigma_b(\nu_i) \cdot N_{10^0_0})], \quad (9)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{dE_2}{dt} &= N_e(t) \cdot N_{\text{CO}_2} \cdot h\nu_2 \cdot X_2 + \frac{E_1 - E_1^e(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} - \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}(T)} + \left(\frac{h\nu_2}{h\nu_3}\right) \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} \\ &+ \left(\frac{h\nu_2}{h\nu_5}\right) \frac{E_5 - E_5^e(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)}, \quad (10)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\frac{dE_3}{dt} &= N_e(t) \cdot N_{\text{CO}_2} \cdot h\nu_3 \cdot X_3 - \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{E_4 - E_4^e(T_3)}{\tau_{43}(T)} + \left(\frac{h\nu_3}{h\nu_5}\right) \frac{E_5 - E_5^e(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} \\ &- h\nu_3 \cdot c \cdot \frac{1}{L} \cdot \sum_i [Q_i \cdot (\sigma_a(\nu_i) \cdot N_{00^0_1} - \sigma_b(\nu_i) \cdot N_{10^0_0})], \quad (11)\end{aligned}$$

$$\frac{dE_4}{dt} = N_e(t) \cdot N_{\text{N}_2} \cdot h\nu_4 \cdot X_4 - \frac{E_4 - E_4^e(T_3)}{\tau_{43}(T)} + \left(\frac{h\nu_4}{h\nu_5}\right) \frac{E_5 - E_5^e(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)}, \quad (12)$$

$$\frac{dE_5}{dt} = N_e(t) \cdot N_{\text{CO}} \cdot h\nu_5 \cdot X_5 - \frac{E_5 - E_5^e(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} - \frac{E_5 - E_5^e(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} - \frac{E_5 - E_5^e(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)}, \quad (13)$$

$$\begin{aligned}\frac{dE}{dt} &= \frac{E_1 - E_1^e(T)}{\tau_{10}(T)} + \frac{E_2 - E_2^e(T)}{\tau_{20}(T)} + \left(1 - \frac{\nu_1}{\nu_3} - \frac{\nu_2}{\nu_3}\right) \cdot \frac{E_3 - E_3^e(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \left(1 - \frac{\nu_1}{\nu_5} - \frac{\nu_2}{\nu_5}\right) \\ &\times \frac{E_5 - E_5^e(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} + \left(1 - \frac{\nu_4}{\nu_5}\right) \cdot \frac{E_5 - E_5^e(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)} + \left(1 - \frac{\nu_3}{\nu_5}\right) \cdot \frac{E_5 - E_5^e(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)}, \quad (14)\end{aligned}$$

$$\dot{Q}_i = c \cdot \frac{1}{L} \cdot Q_i \cdot (\sigma_a(\nu_i) \cdot N_{00^0_1} - \sigma_b(\nu_i) \cdot N_{10^0_0}) - \gamma_i \cdot Q_i + N_{00^0_1} \cdot \omega_{si}. \quad (15)$$

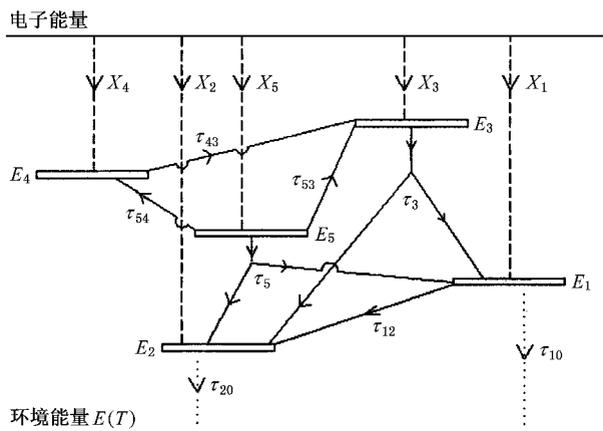


图 2 CO<sub>2</sub>-N<sub>2</sub>-CO 系统的简化能级图<sup>[22]</sup>

上面方程中  $n_{CO_2}$ ,  $n_{N_2}$ ,  $n_{He}$ ,  $n_{CO}$  分别为 CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, He, CO 的粒子数密度,  $N_e(t)$  为电子数密度,  $X_1 - X_5$  为电子振动激励速率,  $\tau_{ij}$  为能级间的振动弛豫速率,  $Q_i$  为激光器内第  $i$  个频率间隔的光子数密度, 其光强  $I_i = Q_i h\nu$ ,  $l$  为放电长度,  $L$  为谐振腔长度,  $N_{00^0_1}$ ,  $N_{10^0_0}$  分别为振动能级  $00^0_1, 10^0_0$  的粒子数密度. 有关参量的数值或表达式可参见文献 [21, 22].

### 3. 数值计算与分析

利用六温度多频动力学方程组, 结合文献中给出的关于 CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO 分子的相关参数和数据<sup>[21-23]</sup>, 就可计算各种气压下脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的输出特性. 这里分别以  $20 \times 133, 10^5, 20 \times 10^5$  Pa 作为低气压、

TEA、高压的代表, 计算普通平凹腔输出激光的脉冲波形和频谱并加以分析. 抽运电子数密度  $N_e(t)$  可根据实际的放电电路和激光混合气条件进行计算<sup>[27]</sup>. 例如, 采用经验公式<sup>[22]</sup>

$$N_e(t) = N_0 \cdot \exp(-t/t_A) \cdot [1 - \exp(-t/t_B)],$$

( $N_0, t_A, t_B$  均为待定常数). (16)

采用 Runge-Kutta 法求解上述成千上万个方程组成的多频动力学方程组. 在进行具体数值计算时, 需首先确定发射谱线的频率范围和频率间隔. 计算的光强方程数 = 频率范围/频率间隔, 应根据具体的实际问题来选择频率范围和频率间隔, 避免计算的方程太多而耗时太长导致死机现象. 求解的结果如图 3—5 所示.

由图 3—5 的计算结果可看出: 激光脉冲波形由低气压 5—7 个极大值变到高气压仅 1 个极大值, 这是由于 CO<sub>2</sub> 与 N<sub>2</sub> 的共振转移速率随着气压的升高而加快从而抑制弛豫振荡的缘故; 激光频谱随着气压的升高由线状谱变到连续谱, 这是由增益谱线重叠效应引起的. 理论计算结果与通常的实验结果是一致的. 低气压下激光脉冲宽度为几十微秒, 大气压下尖峰脉冲宽度为 150ns 左右, 并有 1—2μs 的长拖尾, 高气压下为 80ns 左右且拖尾很短. 高气压下, 压力加宽使得增益谱不再是线性分立的, 相邻振转跃迁线的增益重叠使得两条线间隔中的任一频率处都获得了相当大的增益, 增益谱曲线变化变得平缓, 因而获得了光滑连续的宽带频谱输出. 此外, 脉冲波形不仅与气压有关, 与放电特性也紧密相关, 上述计算时的抽运电子数密度函数  $N_e(t)$  都是根据通常的电容耦合放电来模拟的.

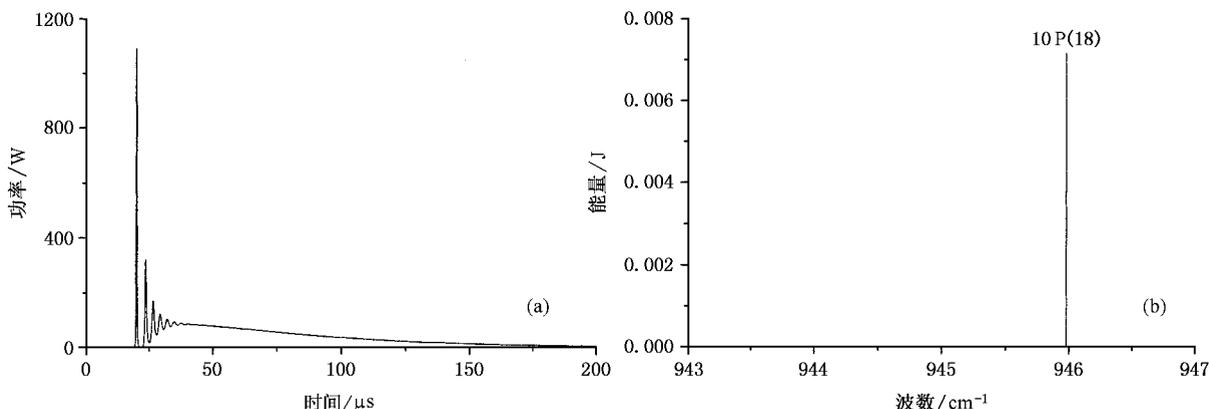


图 3 低气压脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器 ( $P = 20 \times 133$  Pa,  $T = 300$  K,  $CO_2 : N_2 : He : CO = 1 : 1 : 4 : 0.01$ ,  $N_0 = 10^{17}$ ,  $t_A = 5 \times 10^{-5}$ ,  $t_B = 2 \times 10^{-6}$ ,  $R = 0.78$ ,  $l = 50$  cm,  $L = 100$  cm,  $D = 1$  cm) (a) 脉冲波形 (b) 频谱

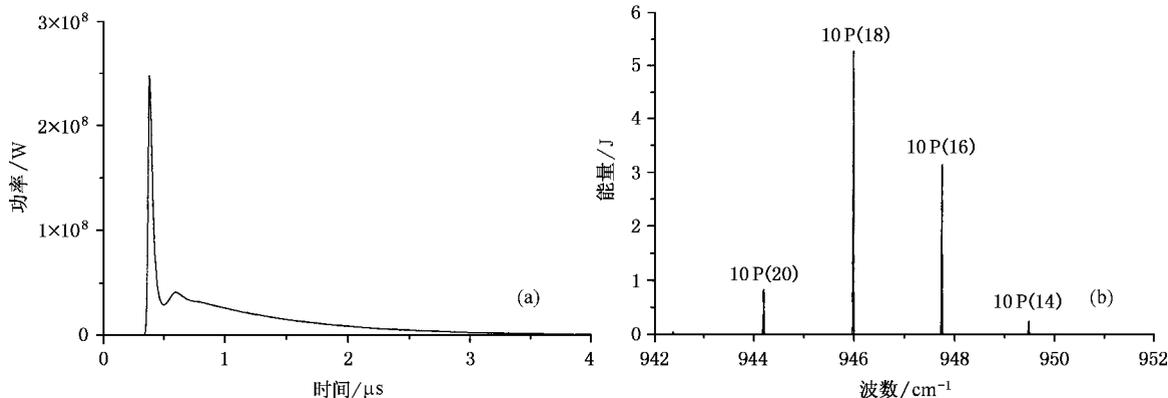


图4 TEA 脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器 ( $P = 10^5$  Pa,  $T = 300$  K,  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{CO} = 1:1:8:0.1$ ,  $N_0 = 10^{20}$ ,  $t_A = 2 \times 10^{-7}$ ,  $t_B = 10^{-7}$ ,  $R = 0.5$ ,  $l = 180$  cm,  $L = 220$  cm,  $D = 5$  cm) a) 脉冲波形 (b) 频谱

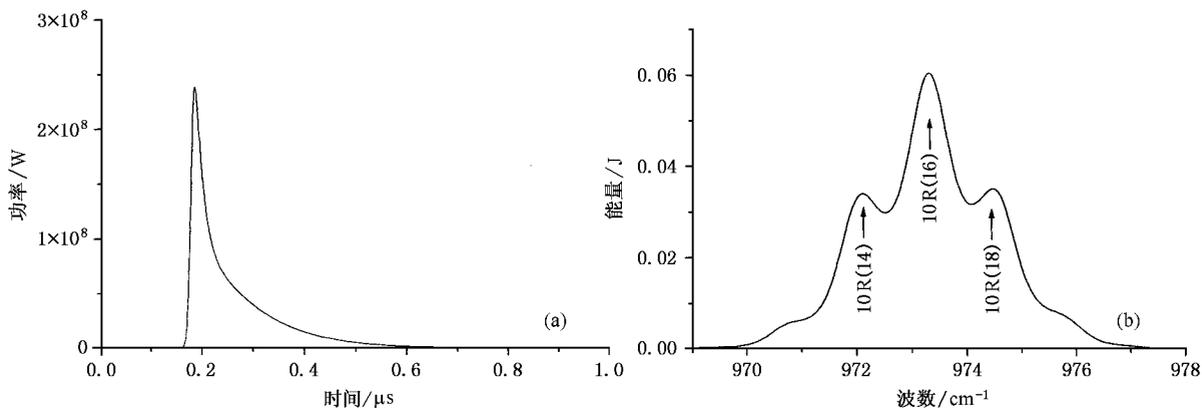


图5 高压脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器 ( $P = 20 \times 10^5$  Pa,  $T = 300$  K,  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}:\text{CO} = 1:1:18:0.2$ ,  $N_0 = 10^{21}$ ,  $t_A = 10^{-7}$ ,  $t_B = 5 \times 10^{-8}$ ,  $R = 0.36$ ,  $l = 100$  cm,  $L = 200$  cm,  $D = 1$  cm) a) 脉冲波形 (b) 频谱

## 4. 结 论

本文在考虑了增益谱线重叠效应、序列带和热带的影响以及非洛伦兹线型效应的基础上,给出了脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器受激辐射截面和腔内的自发辐射

系数的公式,结合 Landau-Teller 方程组建立了适用于各种气压下( $20 \times 133$ — $20 \times 10^5$  Pa)的脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的六温度多频动力学模型.对该模型进行数值求解可以预言和解释不同气压下的脉冲 CO<sub>2</sub> 激光器的输出特性,有助于评价不同的抽运设计和研究可调谐特性,为设计脉冲 CO<sub>2</sub> 激光系统提供理论支持.

- [1] Barbini R, Ghigo A, Palucci A, Ribezzo S 1988 *Optics Communications* **68** 41
- [2] Patel B S, Swarup P 1973 *J. Phys. D* **6** 1670
- [3] Alcock A J, Leopold K, Richardson M C 1973 *Appl. Phys. Lett.* **23** 562
- [4] Wan C Y, Jian Z H, Xia S Q, Liu S M, Wang R Q, Tan J 1978 *Acta Electronica Sinica* **1** 42 (in Chinese) [万重怡、蹇庄华、夏生芹、刘世明、王瑞泉、谭江 1978 电子学报 **1** 42]

- [5] Werling U, Renk K F, Wan C Y 1986 *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **7** 881
- [6] Chang N C, Tavis M T 1974 *IEEE J. Quant. Electron.* **10** 372
- [7] Miller J L, Ross A H M, George E V 1975 *Appl. Phys. Lett.* **26** 523
- [8] Reid J, Siemsen K J 1978 *IEEE J. Quant. Electron.* **14** 217
- [9] Taylor R S, Alcock A J, Sarjeant W J, Leopold K E 1979 *IEEE J. Quant. Electron.* **15** 1131

- [ 10 ] Miller J L 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 3076
- [ 11 ] Cheng C 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 3068 ( in Chinese ) [ 程 成 2003 *物理学报* **52** 3068 ]
- [ 12 ] Hussain B , Tian Z S , Wang Q 2004 *Chin. Phys.* **13** 501
- [ 13 ] Vlases G C , Money W M 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 1840
- [ 14 ] Gilbert J , Lachambre J L , Rheault F , Fortin R 1972 *Canadian Journal of Physics* **50** 2523
- [ 15 ] Cast S J , Cason C 1973 *J. Appl. Phys.* **44** 1631
- [ 16 ] Andrews K J , Dyer P E , James D J 1975 *J. Phys.* E **8** 493
- [ 17 ] Lyon D L 1973 *IEEE J. Quant. Electron.* **9** 139
- [ 18 ] Manes K R , Seguin H J 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 5073
- [ 19 ] Davies A R , Smith K , Thomson R M 1975 *Computer Physics Communications* **10** 117
- [ 20 ] Liu Y H 1993 *MS Thesis Institute of Electronics , Chinese Academy of Sciences* ( in Chinese ) [ 刘艳华 1993 中国科学院电子学研究所硕士学位论文 ]
- [ 21 ] Wu J 2001 *PhD Dissertation Institute of Electronics , Chinese Academy of Sciences* ( in Chinese ) [ 吴 谨 2001 中国科学院电子学研究所博士学位论文 ]
- [ 22 ] Smith K , Thomson R M 1978 *Computer modeling of gas lasers* ( New York : Plenum Press )
- [ 23 ] Wittman W J 1987 *The CO<sub>2</sub> Laser* ( Berlin : Springer-Verlag )
- [ 24 ] Wu J , Wan C Y 2002 *Chinese Journal of Quantum Electronics* **19** 425 ( in Chinese ) [ 吴 谨、万重怡 2002 *量子电子学报* **19** 425 ]
- [ 25 ] Tian Z S , Wang Q , Li Z Q , Wang Y S 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 2369 ( in Chinese ) [ 田兆硕、王 骐、李自勤、王雨三 2001 *物理学报* **50** 2369 ]
- [ 26 ] Soukieh M , Abdul Ghani B , Hammadi M 1998 *Optics & Laser Technology* **30** 451
- [ 27 ] Li X F , Zuo D L , Cheng Z H 2004 *Laser Technology* **28** 476 ( in Chinese ) [ 李小芬、左都罗、程祖海 2004 *激光技术* **28** 476 ]

## Multifrequency dynamical model of pulsed CO<sub>2</sub> lasers

Ding Chang-Lin<sup>1,2)</sup> Wan Chong-Yi<sup>1)</sup>

1) ( *Institute of Electronics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China* )

2) ( *Graduate School of the Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China* )

( Received 6 April 2005 ; revised manuscript received 13 June 2005 )

### Abstract

A six-temperature multifrequency dynamical model of pulsed CO<sub>2</sub> lasers is presented , taking account of the collision-dependent overlap of rotational lines , the effect of hot bands and sequence bands on the gain spectrum , and non-Lorentzian line overlap effect in a wide range of pressures from 20 torr to 20 atm. Theoretical calculations of pulse shape and laser spectrum have good agreement with experimental results. This model should be useful in the understanding of pulsed CO<sub>2</sub> laser dynamics , in the evaluation of alternative pump schemes , and in the investigation of tunable characteristics. Thus it can provide theoretical support for the design of pulsed CO<sub>2</sub> lasers.

**Keywords :** CO<sub>2</sub> laser , laser dynamics , six-temperature model , rotational line overlap

**PACC :** 4255D , 4255 , 9240C