

# 连续注入式 TEA CO<sub>2</sub> 激光器允许失谐频率特性分析

叶东来 林太基  
(中国科学院长春光机所)

## Characteristics analysis of permissible detuning-frequency in a CW injection TEA CO<sub>2</sub> laser

Ye Donglai, Lin Taiji  
(Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Changchun)

提要: 本文在对 Lachambre 等人的理论模型进行修改的基础上, 定量分析了连续注入式 TEA CO<sub>2</sub> 激光器允许失谐频率区的非对称性及激光参数变化的影响; 计算结果表明自由电子等离子体效应是引起允许失谐区中心频率产生移动的主要原因。

关键词: 注入式 TEA CO<sub>2</sub> 激光器

### 一、前言

由于 TEA CO<sub>2</sub> 激光器从时间上来说是非稳态运转, 受放电时腔内自由电子数密度变化、增益反常色散及激光热效应的影响, TEA 腔体的共振频率发生移动<sup>[1,2]</sup>。对于连续注入式 TEA CO<sub>2</sub> 激光器, 能否实现单频输出取决于注入源激光信号频率与 TEA 腔频失谐量的大小<sup>[3]</sup>。因为主 TEA CO<sub>2</sub> 激光器的腔频随时间变化, 引起频率失谐量也随时间变化, 影响了注入效果, 导致允许失谐频率区中心产生移动<sup>[3,4]</sup>。要实现稳定的 TEA CO<sub>2</sub> 激光器单频输出, 要求使连续注入信号频率与邻近 TEA 腔频之差保持在允许失谐范围内, 因此有必要对允许失谐频率区中心产生移动这一问题进行研究。本文在修改 Lachambre 等人提出的理论模型的基础上, 对这一问题进行了定量分析讨论。

### 二、理论模型

#### 1. 粒子数速率方程

TEA CO<sub>2</sub> 激光器由于激活介质的增益开关作用, 输出为尖峰脉冲。本文采用与 Lachambre 等人相似的四能级结构及参数来描述激光能级粒子数的变化<sup>[3]</sup>, 但对泵浦项要进一步简化。

电子碰撞泵浦速率可表示为<sup>[5]</sup>:

$$W_i = \delta_i N_e(t) N_i \quad (1)$$

$N_e(t)$  为放电时的电子数密度;  $N_i$  为基态分子数密度;  $\delta_i$  为有效电子激发系数。根据实验条件取:

$$\delta_a = \delta_b = 0.4, \delta_c = 3.5 \times 10^{-9} \quad (2)$$

假设电子数密度随时间的变化规律为

$$N_e(t) = N_{e0} t e^{-t/t_p} \quad (3)$$

$t_p$  为前沿上升时间。在室温则有:

$$\begin{cases} W_a = W_b = 9.1 \times 10^{10} N_{e0} t e^{-t/t_p} x y p_0 / 760 \\ W_c = 2.27 \times 10^{11} N_{e0} t e^{-t/t_p} y p_0 / 760 \end{cases} \quad (4)$$

$W_a, W_b, W_c$  分别为 CO<sub>2</sub> 分子激光下上能级及 N<sub>2</sub> 分子共振能级的电子泵浦速率;  $x, y$  分别为 CO<sub>2</sub> 及 N<sub>2</sub> 在混合气体中所占的分压比;  $p_0$  为混合气体总气压 (单位为托)。

#### 2. 光场方程

有注入时, 对于一般直腔, 注入光相应腔场的变化, 可表示为<sup>[3]</sup>:

$$\begin{cases} dE_i(t)/dt = m(t) E_i(t) + m(t) E_0(t) / (e^{2\tau m(t)} - 1) \\ m(t) = -1/2T_0 + c\alpha(t)/2L + j2\pi\Delta(t) \end{cases} \quad (5)$$

$\Delta(t)$  为  $t$  时刻注入场频率与邻近腔频的失谐量, 其余各参量意义见[3]。

只考虑主脉冲的情况, 不考虑激光热效应的影响<sup>[1,2]</sup>, 并根据具体情况对 Lachambre 等人的注入光腔场方程进行修改。设在开始时注入信号频率与邻近腔频的失谐量为  $df$ 。

对于 CWCO<sub>2</sub> 激光注入源, 仅需考虑自由电子等离子体效应引起的腔频移动, 则有

$$\Delta(t) = df - \frac{e^2 l}{2\pi m \nu L n} N_e(t) \quad (\text{c.g.s. 制}) \quad (6)$$

$m$  为自由电子质量;  $e$  为电子电量;  $\nu$  为激光频率;  $n$  为气体折射率。

对于波导 CWCO<sub>2</sub> 激光注入源, 则还要考虑增益反常色散效应的影响, 有

$$\Delta t = df - \frac{e^2 l}{2\pi m \nu L n} N_e(t) + \frac{a(t)cl}{2\pi \Delta \nu L} (\nu - \nu_s) \quad (7)$$

$\Delta \nu$  为 TEACO<sub>2</sub> 激光增益谱线带宽 ( $\Delta \nu = 4\text{GHz/atm}$ ),  $\nu_s$  为激光自然跃迁频率。

自发辐射腔场方程及其它关系式同[1]。

### 三、理论计算结果及讨论

在增益建立过程中, 噪音信号和注入信号同时在腔内来回放大, 两种场相互竞争。一般来说, 注入信号比噪音信号大得多, 但由于它在腔内来回放大后要产生相移, 不再与注入信号同相位, 影响了注入信号相应腔场的增益, 哪种场先达到饱和取决于注入信号的强度、失谐频率及激光器的运转参数。

我们采用 IBMPC/XT 型计算机对上述简化模型进行数值计算, 计算参数取值如下: 受激辐射截面:  $\sigma = 5.8 \times 10^{-20} \text{cm}^2$ ; 光速:  $c = 3.0 \times 10^{10} \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$ ; 空腔功率透过率:  $T = 90\%$ ; 输出镜透过率:  $R = 60\%$ ; 激活介质长度:  $l = 50.0 \text{cm}$ ; 腔长:  $L = 170.0 \text{cm}$ ; 增益:  $\alpha_{\max} = 2.5\% \text{cm}^{-1}$ ; 前沿上升时间:  $t_p = 100 \text{ns}$ ; 混合气体比例: CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He = 1:1:8; 总气压:  $p_0 = 600 \text{Torr}$ ; 注入光强:  $I_0 = 0.01 \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ ; 自发辐射强度:  $\psi_N = 10^{-11} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 。当讨论腔参数变化时, 只改变相应的腔参数, 其它参数不变。

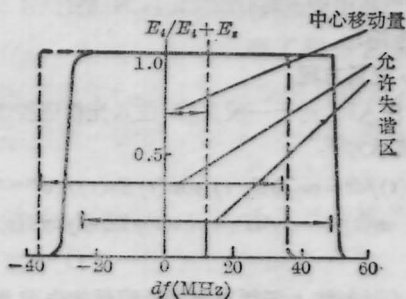


图1 注入光相应腔场强度随初始失谐频率的变化关系

CWCO<sub>2</sub> 激光器作为注入源时, 我们计算了考虑自由电子等离子体效应和不考虑(计算时去掉(6)式右侧末项)该效应时的允许失谐频率区, 结果如图1所示。图中实线表示考虑等离子体效应的计算结果, 虚线表示不考虑该效应的结果,  $E_1$ 、 $E_2$  分别表示脉冲峰值处注入光相应腔场强度和自发辐射腔场强度。

可以看出, 不考虑自由电子等离子体效应影响时, 允许失谐频率区中心在  $df=0$  处; 考虑该效应影响后, 允许失谐频率区中心向高频端移动, 移动量为 13 MHz。不考虑自由电子等离子体效应影响时, 该模型对于注入频率与腔频相对值(或正或负)来说是对称的, 因此允许失谐频率区中心在  $df=0$  处; 考虑自由电子等离子体效应后, 该模型是非对称的。中心频率向高频端移动是因为激光器开始放电后, 大量自由电子的存在使激活介质折射率减小<sup>[1,2]</sup>, 腔频向高频方向移动。当注入信号频率高于邻近初始腔频时, 放电后频率失谐量减小(指注入信号频率为允许失谐频率区高频端处的频率), 有利于实现有效注入, 这时的失谐量可比不考虑这一效应时的失谐量大; 当注入信号频率低于邻近初始腔频时, 情况正好相反, 因此允许失谐频率区中心向高频方向移动。

另外, 从图1还可看出, 不考虑等离子体效应影响时, 允许失谐频率区为 68 MHz; 而考虑这一效应后, 计算结果为 74 MHz。这一扩展说明等离子体效应对注入效果有一定的影响, 有助于提高注入式 TEACO<sub>2</sub> 激光器的稳定性。N. R. Heckenberg 等人曾假设 TEACO<sub>2</sub> 激光腔频以  $1.0 \times 10^{14} \text{Hz} \cdot \text{s}^{-1}$  的速率向高频方向移动, 以解释他们观察到的允许失谐频率区的扩展现象<sup>[7]</sup>。

改变激光器腔参数和泵浦强度, 自由运转时激光脉冲出现的时间也随之变化。激光脉冲出现的时间越早, 注入时允许失谐频率区中心移动量越大。中心移动量随输出镜反射率  $R$ 、腔长  $L$  及增益  $\alpha_{\max}$  的变化分别示于图2、图3和图4。

对于波导 CWCO<sub>2</sub> 激光注入源, 还需要考虑增益反常色散效应的影响(参见(7)式)。在计算中取

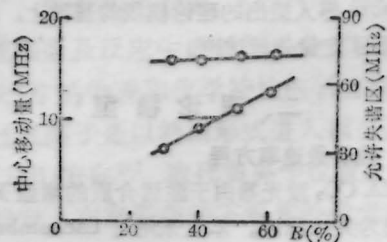


图2 中心移动量及允许失谐区随反射率  $R$  的变化关系

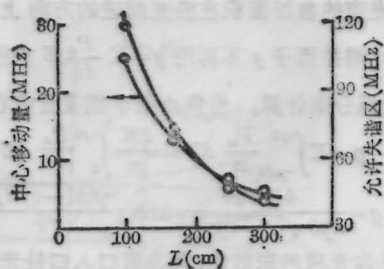


图3 随腔长  $L$  的变化关系

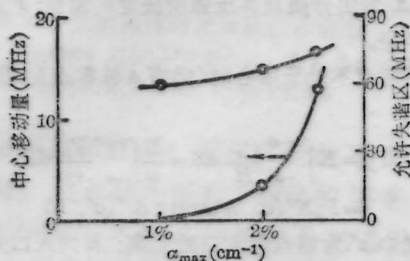


图4 随增益  $\alpha_{\max}$  的变化关系

$\nu - \nu_s = 100$  MHz, 结果表明增益反常色散效应对中心移动的影响很小, 小于 0.2 MHz, 同自由电子等离子体效应的影响比起来可以忽略。所以说, 对于连续注入式 TEACO<sub>2</sub> 激光器, 允许失谐频率区中心产生移动主要是自由电子等离子体效应的影响。

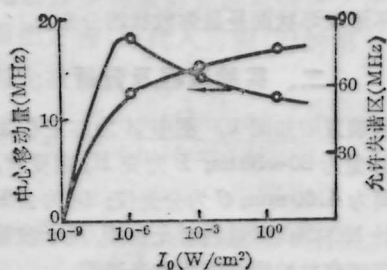


图5 随注入光强  $I_0$  的变化关系

在注入式 TEACO<sub>2</sub> 激光实验中, 很多人观察到允许失谐频率区中心向高频方向移动<sup>[3,4]</sup>。图 2、图 3、图 4 的计算结果同他们的实验测量结果符合得较好。

### 参 考 文 献

- 1 D. V. Willetts *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **45**, 51 (1982)
- 2 D. V. Willetts *et al.*, *Appl. Phys. B*, **33**, 91 (1984)
- 3 J. L. Lachambre *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, **12**, 756 (1976)
- 4 P. Cassard *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 197 (1984)
- 5 O. P. Judd, *J. Appl. Phys.*, **45**, 4573 (1974)

(收稿日期: 1989 年 1 月 11 日)

## 受激喇曼散射光环形成的观察

王月珠 王 骥 马祖光

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所)

### Observation of spot pattern of SRS in H<sub>2</sub>

Wang Yueshu, Wang Qi, Ma Zuguang

(Institute of Optoelectronics, Harbin Institute of Technology, Harbin)

**提要:** 观察并分析了 H<sub>2</sub> 中受激喇曼散射光斑图形。光斑的分布形状与焦点处功率密度有关, 并且与总体转换效率有关。

**关键词:** H<sub>2</sub>, 受激喇曼散射, 光环

### 一、引 言

在受激喇曼散射实验研究方面, 报道过很多关于散射能量、效率、脉宽等研究文章, 本实验则注重

观察了受激喇曼散射光斑的图形, 分析光环的形成条件及其规律性。认为环状光斑的形成与焦点处功率密度有关, 并且与散射过程的总体转换效率有关, 即与总增益体积有关。通常受激喇曼散射光斑呈环