

# 激光振幅与位相涨落对阵列波导 CO<sub>2</sub> 激光器输出光相干性的影响

杨遂东 侯天晋 屈乾华

(西南技术物理研究所, 成都)

**摘要:** 本文利用准单色光的相干理论, 分析了阵列波导CO<sub>2</sub>激光器输出同相态和反相态的原因, 从而解释了相干态的持续时间, 提出了两态的相互竞争现象是因激光器内部各种噪声造成的观点。有关的实验工作正在进行中。

**Effects on the output beam coherence of the array waveguide CO<sub>2</sub> laser due to the fluctuation of the laser amplitude and phase**

Yang Suidong, Hou Tianjing, Qiu Qianhua

(Southwest Institute of Technical Physics)

**Abstract:** The cause of the output state in phase and of opposite phase of the array waveguide CO<sub>2</sub> laser have been analyzed in this paper by utilization of the coherence theory for approximate plane-wave beam, furthermore the elucidation to the lasting time in coherent state has been made, and the view that the physical phenomenon of the state-competition between the state in phase and the state of opposite phase is produced by the noises inside the laser has been presented now. Some relative experiments have been performing in our laboratory.

## 一、实际激光场的表达式

阵列波导CO<sub>2</sub>激光器光场的起伏是由包括自发辐射噪声、热噪声、等离子体噪声和谐振腔扰动等等干扰因素所致。考虑诸因素后, 阵列波导元输出激光EH<sub>11</sub>模式的复数场 $E_i$ 在远场光轴附近可写成<sup>[1]</sup>

$$E_i = E_{i_0}(t) e^{j(\omega_{i_0} t - k_i z)} \quad (1)$$

式中, 下标 $i$ 表示波导元 $i$ ;  $\omega_{i_0}$ 为光频;  $k_i$ 为波矢;  $z$ 为光轴坐标;  $E_{i_0}(t)$ 是在 $(2\pi/\omega_{i_0})$ 内的缓变函数。显然,  $E_{i_0}$ 包含振幅与位相的涨落因素, 是一随机量。

## 二、CO<sub>2</sub>激光器中E<sub>i</sub>的近似表达式

文献[2]报道,在观察到(1×2)阵列波导RF激励CO<sub>2</sub>激光的清晰相干条纹的同时,测到了近100MC的拍频信号。我们认为,在文献[2]的实验条件下,拍频信号是由于E<sub>i0</sub>(t)的变化造成的,只要探测器的响应时间足够短,总能反应出E<sub>i0</sub>(t)的变化;E<sub>i0</sub>(t)中的相位涨落因子造成了同相态和反相态的竞争现象。

本文只研究时间相干性,因此,我们将固定观察平面,给定观察响应时间τ(热释电探测器的响应时间可达10<sup>-9</sup>s)。考虑到CO<sub>2</sub>激光器的输出噪声一般具有洛仑兹线型的特点,我们得到一个E<sub>i</sub>的表达式:

$$E_i = E_{i_0}^c e^{j\omega_{i_0} t} + E_{i_0}^N(t) e^{j\omega_{i_0} t} \quad (2)$$

式中, E<sub>i0</sub><sup>c</sup>表示相干成分的振幅; E<sub>i0</sub><sup>N</sup>(t)为非相干部分的复数振幅,由(3)式决定, E<sub>i0</sub><sup>c</sup> >> |E<sub>i0</sub><sup>N</sup>|。

$$E_{i_0}^N(t) = \ln(\sqrt{2} + 1) \Delta\omega_i e_{i_0}^N a_i e^{j\Delta\omega_i b_i t/2} \quad (3)$$

式中, Δω<sub>i</sub>为噪声带宽; e<sub>i0</sub><sup>N</sup>为峰值振幅; a<sub>i</sub>、b<sub>i</sub>是时间的随机量,且0 ≤ a<sub>i</sub>, b<sub>i</sub> ≤ 1。根据(2)、(3)式化简得E<sub>i</sub>的最后表达式:

$$\left. \begin{aligned} E_i &= E_{i_0}(t) e^{j[\omega_{i_0} t + \psi_i(t)]} \\ E_{i_0}(t) &= \sqrt{(E_{i_0}^c)^2 + |E_{i_0}^N|^2 + 2E_{i_0}^c |E_{i_0}^N| \cos(\Delta\omega_i b_i t/2)} \\ \psi_i(t) &= \arctg \frac{|E_{i_0}^N| \sin(\Delta\omega_i b_i t/2)}{E_{i_0}^c + |E_{i_0}^N| \cos(\Delta\omega_i b_i t/2)} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

显然,在时间τ(τ << 2π/Δω<sub>i</sub>)内测出波导元i的光强为:

$$I_i = \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} |E_i|^2 dt' \approx |E_{i_0}|^2$$

即

$$I_i \approx (E_{i_0}^c)^2 + 2E_{i_0}^c |E_{i_0}^N| \cos(\Delta\omega_i b_i t/2) \quad (5)$$

式中,第二项2E<sub>i0</sub><sup>c</sup> |E<sub>i0</sub><sup>N</sup>| cos(Δω<sub>i</sub> b<sub>i</sub> t/2)表示了激光场的强度起伏。

因此,我们认为文献[2]观察到的“拍频”信号为Ω = Δω<sub>i</sub> b<sub>i</sub> / 2。

## 三、阵列器件的相干性研究

利用(4)式,根据经典的相干理论分析,下面以(1×2)阵列CO<sub>2</sub>激光器的相干性为例来阐明我们的结论。

由电磁场的标量衍射理论,不难求出远场区域光轴上一点的光场为:

$$E = E_1 + E_2 \quad (6)$$

在时间τ内测出的光强为:

$$I = \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} E \cdot E^* dt' = \langle E \cdot E^* \rangle$$

$$\text{即} \quad I = \langle |E_1|^2 \rangle + \langle |E_2|^2 \rangle + 2\text{Re} \langle E_1 \cdot E_2^* \rangle \quad (7)$$

对于处于耦合态的(1×2)阵列器件,激光频率满足条件

$$\Delta\omega_0 = |\omega_{10} - \omega_{20}| \ll \Delta\omega_i b_i \quad (i=1, 2)$$

我们再次应用条件  $\tau \ll 2\pi/\Delta\omega_i$  (物理含义指探测器能响应激光噪声的扰动), 由(6)、(7)式得到重要的(8)式:

$$I = 2I_0 + 4E_0^c E_0^N \cos\Omega t + 2I_0 \cos(\Delta\omega_0 t + \Delta\psi) + f(t) \quad (8)$$

式中, 我们假设两波导元的输出光强都为  $I_0$ ; 相干光的振幅为  $E_0^c$ ; 非相干成分的平均振幅为  $E_0^N$ ;  $\Omega = \Delta\omega_i b_i / 2$  (其中,  $\Delta\omega_1 b_1 \approx \Delta\omega_2 b_2$ );  $\Delta\psi = |\psi_1 - \psi_2|$ ;  $I_0 = (E_0^c)^2$ ;  $f(t)$  是在  $2\pi/\Omega$  内的缓变函数, 在  $\tau$  内近似为常数  $C$ 。下面讨论几种特殊情形。

1. 当  $\Delta\omega_0 = 0$ ,  $\Delta\psi = 2n\pi$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ ) 时

$$I = 4I_0 + 4E_0^c E_0^N \cos\Omega t + C$$

表示光强被调制的同相态。注意到  $I_{\max}$  有可能大于  $4I_0$ , 这点已为许多文献证明。

2. 当  $\Delta\omega_0 = 0$ ,  $\Delta\psi = (2n+1)\pi$  ( $n=0, 1, 2, \dots$ ) 时

$$I = C + 4E_0^c E_0^N \cos\Omega t$$

表示光强被调制的反相态, 调制频率为  $\Omega$ 。

3. 当  $\Delta\omega_0 \neq 0$  或  $\Delta\psi$  随时间变化时, 我们观测到同相态与反相态的“竞争”现象。而且, 某种相干态的持续时间由  $\Delta\omega_0$  和  $\Delta\psi(t)$  确定。

#### 四、总 结

阵列波导  $\text{CO}_2$  激光器的实际输出光由相干成分和非相干成分组成。当波导元输出激光中心频率差  $\Delta\omega_0$  远小于噪声带宽时, 我们就能在一定观察响应时间  $\tau$  内测到相干条纹。如果  $\tau$  小于  $2\pi/\Delta\omega_0$ , 我们就能测到同相态、反相态及其相互间的竞争状态; 如果  $\tau$  小于激光器内部噪声强度变化的周期, 我们则可测到相干光强的起伏信号  $\Omega$ , 即所谓的“拍频”信号。

为了得到较好的相干输出光束, 必须采取频率锁定措施, 使  $\Delta\omega_0 = \omega_{10} - \omega_{20} = 0$ ; 必须提高激光器的信噪比, 使  $E_0^c \gg E_0^N$ , 器件输出为频率相同的理想的多束单色光, 其相干度为 1。

总之, 因为实际激光存在噪声, 输出为准单色光, 光场振幅与位相的涨落必然会影响阵列  $\text{CO}_2$  激光器的耦合状态, 也就使远场的相干条纹发生变化。最后, 我们认为不同的耦合态对应于文献[3]中的稳态场区域的不同点。

#### 参 考 文 献

- [1] Lamb J.R., Theory of two coupled lasers, Phys. Rev.A, 1972, Vol.5, No.2, P.893.
- [2] J.K.Kennedy, L.A.Newman, Coupled high power waveguide laser research, AFOSR.TR., 87-0042.
- [3] H.Mirels, Performance of two coupled lasers, AD-A177185, P.31.

收稿日期: 1990年2月9日。