

# 矩形波导 CO<sub>2</sub> 激光器远场强度分布随腔长变化的理论研究

吴行飞, 杨静, 辛建国

(北京理工大学 光电工程系 激光实验室, 北京 100081)

**摘要:** 本文对矩形波导激光谐振腔输出的空间强度分布进行了理论研究, 得出了与实验一致的结果。分析表明, 矩形波导 CO<sub>2</sub> 激光器在一定条件下可以获得类似阵列波导的远场同相相干压窄单峰输出, 输出远场相干强度分布随腔长变化呈现周期性地交替变化等特征。

**关键词:** 光学; CO<sub>2</sub> 激光器; 矩形波导; 激光模式; 阵列波导

**中图分类号:** TN815      **文献标志码:** A      **文章编号:** 1000-1093(2007)05-0543-04

## Analysis of Far Field Intensity Distribution with Resonator Length for a Rectangular Waveguide CO<sub>2</sub> Laser

WU Xing-fei, YANG Jing, XIN Jian-guo

(Department of Optical Engineering, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

**Abstract:** The analysis of the far field spatial intensity distribution of a rectangular waveguide laser was presented which is in good agreement with the experimental results. The analysis results show that the rectangular waveguide CO<sub>2</sub> laser can manifest a far field intensity distribution of coherent spatial suppressed single peak, which is similar to that from a phase coupled waveguide array laser, and its far field intensity distribution changes periodically with the increase of the resonator length.

**Key words:** optics; CO<sub>2</sub> laser; rectangular waveguide; laser mode; waveguide array

在射频大面积放电激励矩形波导 CO<sub>2</sub> 激光器中, 两个铝合金电极和两个陶瓷侧壁构成矩形波导, 其截面在两个方向上具有不同的菲涅耳数, 其中窄边方向菲涅耳数仍保持  $N < 1$ , 而宽边方向的菲涅耳数为几十倍到上百倍 (成为  $N > 1$  甚至  $N \gg 1$ )。在这种矩形波导激光器中, 实验观察到, 输出激光束远场光强分布与现有的波导模理论所描述的远场光强分布有所差异 (实验中, 宽尺寸波导为  $a \times b = 20 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ , 放电区长度  $L = 20 \text{ cm}$ ), 如:

1) 在一定条件下, 可以在远场产生相当尖锐的压窄单峰分布态。而近场表现为一定形状和排列规则的光斑, 激光输出具有广义阵列的形式<sup>[1]</sup>。

2) 激光器输出的远场强度分布随腔长变化呈周期更替规律变化。

上述实验现象是目前的波导模理论无法解释的。

### 1 理论分析

在实际的宽波导 CO<sub>2</sub> 激光器中, 它是由全反镜、半透镜和波导组成, 波导不是无限长, 截面尺寸  $a \times b$  远大于激光波长, 构成反馈系统的全反镜和输出镜与波导口之间有一段距离, 如图 1 所示。因此, 这种实际的波导结构不是真正意义上的波导, 是介于波导与自由空间之间的一种准波导情况, 腔内电磁场的传播与其在自由空间的传播不一样, 它是受限的; 另一方面, 腔镜与波导口之间存在的间距使得电磁场的传播又有自由空间传播的特点。这些特点, 决定了实际的矩形波导激光器的输出特征与传

统理论描述的波导模不一样,因此,也决定了现有的波导激光谐振腔理论在解释现有的实验现象所遇到的困难。

图 1 中,电磁场在波导内传播( $M_1 \rightarrow M_2$  或  $M_2 \rightarrow M_1$ ),一方面有直接衍射,另一方面是通过波导侧壁反射,而电磁场从波导口到腔镜之间的过程( $M_1 \rightarrow M_0$  或  $M_2 \rightarrow M_3$ )则是非受限的自由空间的传播,然后通过腔镜的反射返回波导口。准波导谐振腔存在波导口与腔镜之间的自由空间,决定了准波导谐振腔内的光场模式,利用电磁波传播理论对矩形腔波导激光模式进行了数值计算分析。

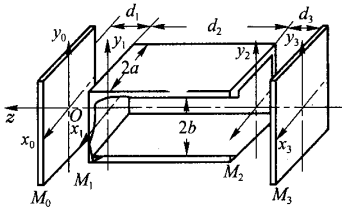


图 1 矩形波导谐振腔示意图

Fig. 1 Diagram of the rectangle waveguide resonator

图 1 的平—平腔准波导谐振腔,腔镜  $M_0$ 、 $M_3$  波导口平面  $M_1$ 、 $M_2$  上光场分别为  $u_0(x_0, y_0)$ 、 $u_3(x_3, y_3)$  和  $u_1(x_1, y_1)$ 、 $u_2(x_2, y_2)$ 。考虑到腔镜尺寸远大于激光的波长,首先,光场  $u_1(x_1, y_1)$  从波导口  $M_1$  沿  $z$  方向衍射,经腔镜  $M_0$  反射,再衍射回  $M_1$ ,可处理成光从波导口  $M_1$  通过  $2d_1$  的距离直接衍射到  $M'_1$  而成为  $u'_1(x'_1, y'_1)$ ;同理,光  $u_2(x_2, y_2)$  从波导口  $M_2$  衍射,经腔镜  $M_3$  反射,再衍射回  $M_2$ ,可处理成光从波导口  $M_2$  通过  $2d_3$  的距离直接衍射到  $M'_2$  而成为  $u'_2(x'_2, y'_2)$ 。为此,光场在腔内的往返传播过程可处理成图 2 所示的衍射过程( $xz$  平面或  $yz$  平面的模型图)。其中  $u_{1q}$ 、 $u'_{1q}$  分别为  $M_1$  处光场  $u_1(x_1, y_1)$ 、 $u'_1(x'_1, y'_1)$  在波导中经过  $q$  次往返传播后的结果,  $u_{2q}$ 、 $u'_{2q}$  分别为  $M_2$  处光场  $u_2(x_2, y_2)$ 、 $u'_2(x'_2, y'_2)$  在波导中经过  $q$  次往返传播后的结果。经过足够多次往返传播后,  $u_{1q}$  和  $u_{1q+1}$  自

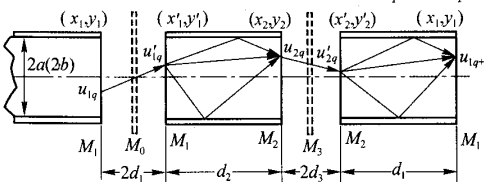


图 2 平—平腔矩形波导内光场衍射过程简化模型图

Fig. 2 Diagram of the simplified model of light wave diffraction process in a plane-parallel resonator waveguide

再本身,即

$$u_{1q+1} = \gamma u_{1q}, \quad (1)$$

式中  $\gamma$  为一与坐标无关的振幅衰减和相位移动的复常数因子。同理有

$$u_{2q+1} = \gamma u_{2q}, \quad (2)$$

这也就是腔内的稳定场或本征方程。考虑到光的偏振, (1)式、(2)式中对应的矢量为

$$\begin{cases} u_{1q}(x_1, y_1) = u_{1qp}(x_1, y_1) + u_{1qs}(x_1, y_1), \\ u_{2q}(x_2, y_2) = u_{2qp}(x_2, y_2) + u_{2qs}(x_2, y_2), \\ u'_{1q}(x'_1, y'_1) = u'_{1qp}(x'_1, y'_1) + u'_{1qs}(x'_1, y'_1), \\ u'_{2q}(x'_2, y'_2) = u'_{2qp}(x'_2, y'_2) + u'_{2qs}(x'_2, y'_2), \end{cases} \quad q=0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

式中:  $u_{1qp}(x_1, y_1)$ 、 $u_{2qp}(x_2, y_2)$ 、 $u'_{1qp}(x'_1, y'_1)$ 、 $u'_{2qp}(x'_2, y'_2)$  和  $u_{1qs}(x_1, y_1)$ 、 $u_{2qs}(x_2, y_2)$ 、 $u'_{1qs}(x'_1, y'_1)$ 、 $u'_{2qs}(x'_2, y'_2)$  分别为相对于铝反射面的光波  $p$  分量和  $s$  分量(对应于陶瓷反射面就是  $s$  分量和  $p$  分量);其对应的标量为

$$\begin{cases} u'_{1qp}(x'_1, y'_1) = \frac{-i}{\lambda} \iint_{2a \times 2b} \frac{e^{-ik\rho_1}}{\rho_1} u_{1qp}(x_1, y_1) dx_1 dy_1, \\ u'_{1qs}(x'_1, y'_1) = \frac{-i}{\lambda} \iint_{2a \times 2b} \frac{e^{-ik\rho_1}}{\rho_1} u_{1qs}(x_1, y_1) dx_1 dy_1, \\ u_{2qp}(x_2, y_2) = \frac{-i}{\lambda} \iint_{2a \times 2b} u'_{1qp}(x'_1, y'_1) \cdot \left( \frac{e^{-ik\rho_{2o}}}{\rho_{2o}} + \left( \frac{e^{-ik\rho_{2A1}}}{\rho_{2A1}} r_{Ap1} + \frac{e^{-ik\rho_{2A2}}}{\rho_{2A2}} r_{Ap2} \right) + \left( \frac{e^{-ik\rho_{2C1}}}{\rho_{2C1}} r_{Cs1} + \frac{e^{-ik\rho_{2C2}}}{\rho_{2C2}} r_{Cs2} \right) \right) dx'_1 dy'_1, \\ u_{2qs}(x_2, y_2) = \frac{-i}{\lambda} \iint_{2a \times 2b} u'_{1qs}(x'_1, y'_1) \cdot \left( \frac{e^{-ik\rho_{2o}}}{\rho_{2o}} + \left( \frac{e^{-ik\rho_{2A1}}}{\rho_{2A1}} r_{As1} + \frac{e^{-ik\rho_{2A2}}}{\rho_{2A2}} r_{As2} \right) + \left( \frac{e^{-ik\rho_{2C1}}}{\rho_{2C1}} r_{Cp1} + \frac{e^{-ik\rho_{2C2}}}{\rho_{2C2}} r_{Cp2} \right) \right) dx'_1 dy'_1, \\ u_{1qp}(x_1, y_1) = \frac{-i}{\lambda} \iint_{2a \times 2b} u'_{2qp}(x'_2, y'_2) \cdot \left( \frac{e^{-ik\rho_{2o}}}{\rho_{2o}} + \left( \frac{e^{-ik\rho_{2A1}}}{\rho_{2A1}} r_{Cp1} + \frac{e^{-ik\rho_{2A2}}}{\rho_{2A2}} r_{Cp2} \right) + \left( \frac{e^{-ik\rho_{2C1}}}{\rho_{2C1}} r_{Cs1} + \frac{e^{-ik\rho_{2C2}}}{\rho_{2C2}} r_{Cs2} \right) \right) dx'_2 dy'_2, \end{cases} \quad q=0, 1, 2, \dots, \quad (4)$$

式中:  $r_{Api}$ 、 $r_{Cpi}$  ( $i=1, 2$ ) 分别为波导金属铝和陶瓷两反射面对光波  $p$  分量的反射系数;而  $r_{Asi}$ 、 $r_{Csi}$  ( $i=1, 2$ ) 则为  $s$  分量的反射系数;其中  $\rho_1$  为光波从  $M_1$  传播到  $M'_1$  时的路径,  $\rho_2$  为光在波导内从  $M_1$

(或图 2 中  $M'_1$ ) 传播到  $M_2$  时的路径,  $\rho_2 = \rho_{20}$ 、 $\rho_{2A1}$ 、 $\rho_{2A2}$ 、 $\rho_{2C1}$ 、 $\rho_{2C2}$ ,  $\rho_{20}$  为光波直接从  $M_1$  传播到  $M_2$  时的路径,  $\rho_{2A1}$ 、 $\rho_{2A2}$  分别为光波在波导中经波导两侧铝表面反射时的路径;同理,光波在波导中经波导两侧陶瓷表面反射时的路径  $\rho_{2C1}$ 、 $\rho_{2C2}$ . 考虑到大角度传播的光波的反射次数较多,损耗很大,对激光模式的贡献很小,因此,本文在计算中,不考虑大角度传播的情况,仅考虑在波导壁作单次反射的光束。

由菲涅尔公式,入射光波的  $p$  分量和  $s$  分量的反射系数为

$$\begin{cases} r_p = \frac{\tan(\theta_i - \theta_r)}{\tan(\theta_i + \theta_r)}, \\ r_s = -\frac{\sin(\theta_i - \theta_r)}{\sin(\theta_i + \theta_r)}. \end{cases} \quad (5)$$

式中:  $\theta_i$  和  $\theta_r$  分别为入射角和折射角。由折射定律

$$\frac{\sin\theta_i}{\sin\theta_r} = \frac{k_r}{k_i} = \sqrt{\frac{\mu_2\epsilon_2}{\mu_1\epsilon_1}} = \sqrt{\mu_r\epsilon_r}, \quad (6)$$

(陶瓷的  $\epsilon_r = 5.5 \sim 200$ ,  $\mu_r \approx 1$ )<sup>[4]</sup> 和  $\theta_i$  就可以算出  $\theta_r$ ,  $r_p$ ,  $r_s$ 。

光波在导电介质界面的反射描述:

$s$  分量的反射系数为

$$r_s = \frac{(n_0 k_o \cos\theta_i - p) - iq}{(n_0 k_o \cos\theta_i + p) + iq} = \rho_{\perp} \exp(-i\phi_{\perp}). \quad (7)$$

式中:  $n_0$  为波导中介质的折射率;  $k_o$  为光在该介质中的传播常数。

良导体中,  $p \approx q \approx \eta_{k_0}$ ; 且  $\eta \approx \sqrt{\sigma_2/(2\omega\epsilon_0)} \gg 1$ , 则

$$\rho_{\perp} \approx \frac{(n_0 \cos\theta_i - \eta)^2 + \eta^2}{(n_0 \cos\theta_i + \eta)^2 + \eta^2} \approx 1 - \gamma \cos\theta_i, \quad (8)$$

$$\tan\phi_{\perp} \approx \frac{2n_0\eta q \cos\theta_i}{(n_0 \cos\theta_i)^2 - 2\eta^2} \approx -\gamma \cos\theta_i, \quad (9)$$

$$\gamma = n_0/\eta \approx \sqrt{2\omega\epsilon_1/\sigma_2} \ll 1.$$

对于良导体,  $p$  分量反射系数为

$$r_p \approx \frac{(\cos\theta_i - \gamma) - i\cos\theta_i}{(\cos\theta_i + \gamma) - i\cos\theta_i} = \rho_{\parallel} \exp(-i\phi_{\parallel}), \quad (10)$$

其中

$$\rho_{\parallel} \approx \frac{(\cos\theta_i - \gamma)^2 + \cos^2\theta_i}{(\cos\theta_i + \gamma)^2 + \cos^2\theta_i}, \quad (11)$$

$$\tan\phi_{\parallel} \approx \frac{2n_0 k_o q \cos\theta_i}{\gamma^2 - 2\cos^2\theta_i}, \quad (12)$$

(5)式~(12)式构成波导侧金属表面和陶瓷表面反射系数计算模块。

## 2 计算结果与实验结果的对比

### 2.1 输出光场的近场具有广义阵列分布特征

图 3(a)(b)为同样参数下的矩形波导 CO<sub>2</sub> 激光器输出近场烧斑沿宽波导方向的实验结果和理论结果。(其中  $2a = 2$  cm,  $2b = 0.1$  cm,  $d_2 = 20$  cm, 腔镜与波导口距离  $d_1 = d_3 = 0.3$  cm; 激光波长  $\lambda = 10.6$   $\mu\text{m}$ ; 陶瓷的介电常数  $\epsilon_r = 5.5$ <sup>[4]</sup>). 图 3(c)为理论计算的近场光强沿  $x$  和  $y$  方向的分布。从图中可以看到,沿  $x$  方向,光波模式分布表现为有多个节点;而在另一菲涅尔数小的 ( $N_y < 1$ )  $y$  方向,只存在低阶模。

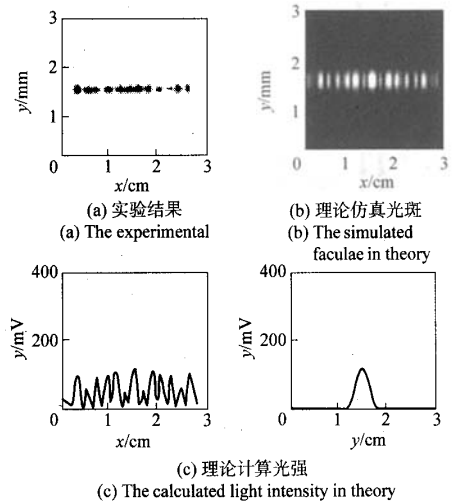


图 3 射频激励宽波导 CO<sub>2</sub> 激光器输出的近场分布

Fig. 3 The near field distribution of the output of a RF excited wide wave guide CO<sub>2</sub> laser

### 2.2 输出光场的远场空间相干强度分布随波导激光谐振腔的腔长变化而出现周期性的变化

实验中发现,通过调节反射镜改变谐振腔长  $L$ ,远场各种分布态随  $L$  的变化按一定规律相互转换,表现为周期性变化过程。该周期的典型的远场空间分布烧斑和模拟计算结果如图 4 所示。图 4(a)和图 5(a)为矩形波导 CO<sub>2</sub> 激光器输出远场烧斑和光强分布;图 4(b)和图 5(b)为理论计算结果。可以看出,随着  $L$  的增加,单峰幅度下降,而单峰两侧生长出两个边峰,中心单峰下降形成三峰分布,随着  $L$  的进一步增加,两侧边峰长高,该三峰逐渐变为一间隔较大的双峰,当  $L$  进一步增加时,双峰间距逐步减小,最后又合为一单峰。当  $L$  再进一步增加时,远场强度分布重新呈现相同的变化。

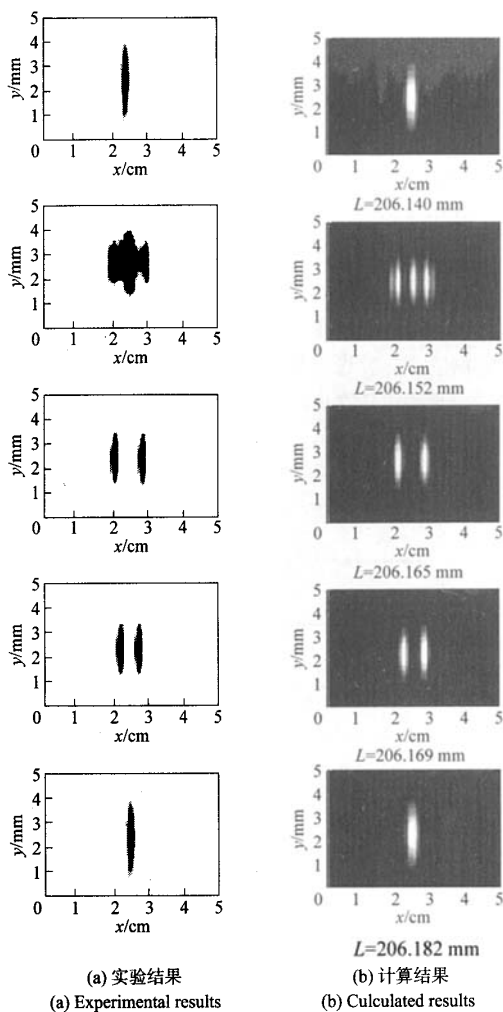


图 4 射频激励宽波导  $\text{CO}_2$  激光器的输出远场分布  
Fig. 4 The far field facula distributions of the output of a RF excited wide waveguide  $\text{CO}_2$  laser

### 3 结束语

本文在实验室的矩形波导  $\text{CO}_2$  激光器实验研究的基础上,对矩形波导  $\text{CO}_2$  激光器输出远场强度分布随  $L$  变化的实验结果进行了理论分析,实验和理论结果显示:在矩形波导  $\text{CO}_2$  激光器中,将波导  $\text{CO}_2$  激光器谐振腔视为准波导,利用了基于衍射积分方程的迭代法,对矩形波导  $\text{CO}_2$  激光器谐振腔输出模式进行了理论计算,得到了与实验一致的结果。矩形波导  $\text{CO}_2$  激光器输出远场可以得到双峰、三峰或多峰的相干强度分布;在一定条件下也可以获得压窄高单峰(这里所述的“一定条件”主要是指激光器谐振腔的长度、激光介质的分布、反射镜的面形精度、波导壁的安装及制造几何精度等多项复杂的综

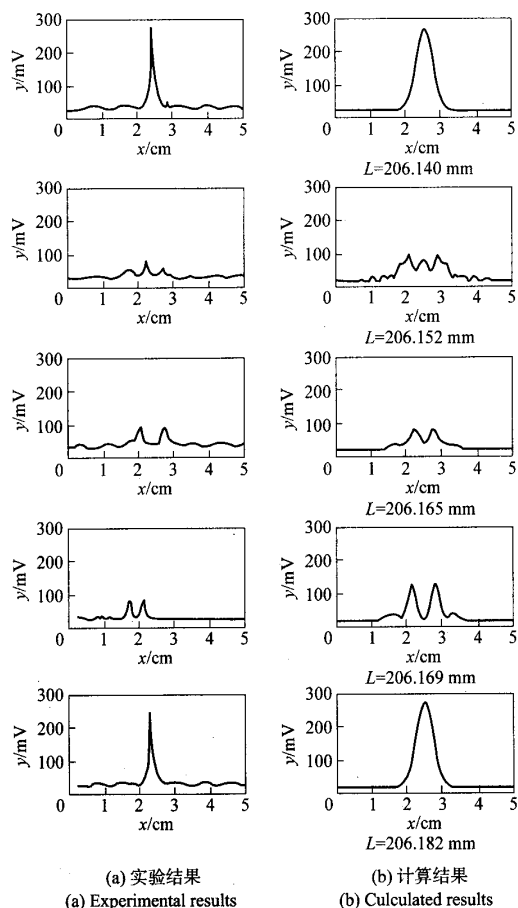


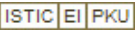
图 5 射频激励宽波导  $\text{CO}_2$  激光器的输出远场光强分布  
Fig. 5 The far field light intensity distributions of the output of a RF excited wide waveguide  $\text{CO}_2$  laser

合因素,在不同的实验条件下,获得单峰的输出时的激光器谐振腔的长度会略有差别),具有类似阵列波导的相干光场输出特征;激光输出远场分布随  $L$  变化呈周期更替规律变化等。而根据传统的波导模理论,激光输出远场是多峰分布,与实验结果相差较大。本文的矩形波导激光谐振腔理论很好地解释了采用矩形波导  $\text{CO}_2$  激光器所获得的实验结果。

### 参考文献 (References)

- [1] XIN Jian-guo, ZANG Er-jun, WEI Guang-hui. RF excited one dimensional limit parameter waveguide array  $\text{CO}_2$  laser[J]. Optical Engineering, 1994, 33(4): 1142 - 1145.
- [2] Onson R E, Tobin M S.  $\text{CO}_2$  waveguide gas laser[J]. Appl Phys Lett, 1972, 20: 508 - 510.
- [3] Hester A N, Abrams R L. Mode losses in hollow-waveguide[J]. Appl Phys Lett, 1972, 21: 576 - 578.
- [4] Kaye G W C, Laby T H. Tables of physical and chemical constants [M]. 6th ed, 世界图书出版公司, 北京公司, 1999: 164 - 165.

# 矩形波导CO2激光器远场强度分布随腔长变化的理论研究

作者: 吴行飞, 杨静, 辛建国, WU Xing-fei, YANG Jing, XIN Jian-guo  
作者单位: 北京理工大学, 光电工程系, 激光实验室, 北京, 100081  
刊名: 兵工学报   
英文刊名: ACTA ARMAMENTARII  
年, 卷(期): 2007, 28 (5)

## 参考文献(4条)

1. XIN Jian-guo; ZANG Er-jun; WEI Guang-hui RF excited one dimensional limit parameter waveguide array CO<sub>2</sub> laser[外文期刊] 1994(04)
2. Onson R E; Tobin M S CO<sub>2</sub> waveguide gas laser[外文期刊] 1972
3. Hester A N; Abrams R L Mode losses in hollow-waveguide[外文期刊] 1972
4. Kaye G W C; Laby T H Tables of physical and chemical constants 1999

## 本文读者也读过(10条)

1. 廖均梅, 李育德, 李忠华, 卢莺, Liao Junmei, Li Yude, Li Zhonghua, Lu Ying 可调谐TEA CO<sub>2</sub>激光器多频输出[期刊论文]-强激光与粒子束2009, 21(10)
2. 张文英, 史彭, 李隆, ZHANG Wen-ying, SHI Peng, LI Long TEM<sub>01</sub>\*模式输出高功率CO<sub>2</sub>激光器红外耦合窗热形变半解析方法[期刊论文]-红外与激光工程2006, 35(z3)
3. 陈钰琦, 左都罗, 程祖海, 李啸, CHEN Yu-qi, ZUO Du-luo, CHENG Zu-hai, LI Xiao TEA CO<sub>2</sub>激光器不同放电电路放电过程的比较[期刊论文]-强激光与粒子束2008, 20(5)
4. 卢彦兆, 王新兵, 董句, 张学玲, LU Yan-zhao, WANG Xin-bing, DONG Ju, ZHANG Xue-ling 双波长可调谐TEA CO<sub>2</sub>激光器的脉冲输出特性[期刊论文]-激光技术2010, 34(1)
5. 刘栓江, 刘伟, 彭玉峰 腔镜热畸变对激光输出特性的影响[期刊论文]-河南师范大学学报(自然科学版)2003, 31(3)
6. 杨旭东, 李淑静, 曹学敏, 王海, YANG Xu-dong, LI Shu-jing, CAO Xue-min, WANG Hai 光栅反馈频率可调谐扩展腔半导体激光器[期刊论文]-激光技术2008, 32(6)
7. 许德富, 李育德, 陈梅, XU De-fu, LI Yu-de, CHEN Mei 双光栅调谐TEA CO<sub>2</sub>激光器输出光脉冲的时空特性研究[期刊论文]-激光与红外2009, 39(1)
8. 郑义军, 谭荣清, 柯常军, 张阔海, 郑光, 吴谨, 王东蕾, 万重怡, ZHENG Yi-jun, TAN Rong-qing, KE Chang-jun, ZHANG Kuo-hai, ZHENG Guang, WU Jin, WANG Dong-lei, WAN Chong-yi 基于调谐TEA CO<sub>2</sub>激光推进的研究[期刊论文]-激光杂志2006, 27(6)
9. 王志敏, 房滔, 叶訢, 徐剑秋, 陈卫标, WANG Zhi-min, FANG Tao, YE Xin, XU Jian-qi, CHEN Wei-biao 硬边非稳腔平面波导激光器的光束特性[期刊论文]-光子学报2007, 36(2)
10. 彭玉峰, 程祖海, 张耀宁, 岳凯文, 丘军林 热变形谐振腔的激光模式理论分析[期刊论文]-强激光与粒子束2000, 12(z1)

本文链接: [http://d.wanfangdata.com.cn/Periodical\\_bgxb200705008.aspx](http://d.wanfangdata.com.cn/Periodical_bgxb200705008.aspx)