

文章编号: 0253-2239(2004)04-472-5

光栅调谐 TEA CO₂ 激光器理论计算模型

吴 谨

(中国科学院电子学研究所, 北京 100080)

摘要: 基于六温度模型速率方程理论,建立了系统计算光栅调谐 TEA CO₂ 激光器动力学特性的理论模型。利用该模型举例计算了光栅调谐 TEA CO₂ 激光器的各种输出特性。计算中,激光器的增益体积为 0.9 L,闪耀光栅的光栅常数为 120 line/mm,闪耀角为 30°,激光混合气体气压为 61.3 kPa,温度为 300 K,采用光栅零级作为耦合输出。计算给出了如下结果:1) 光栅分别调谐于 9R(20),9P(20),10R(20)或 10P(20)线时,激光器的输出脉冲能量;2) 光栅调谐于 10P(20)线时,激光输出谱线的精细纵模结构和输出激光脉冲波形;3) 激光输出脉冲能量和输出波长随光栅入射角的变化;4) 光栅输入失调时,激光输出波长的精细纵模结构。这些计算结果与熟知的实验结论一致。

关键词: 激光物理; TEA CO₂ 激光器; 可调谐; 六温度模型速率方程

中图分类号: TN248.2⁺2 文献标识码: A

Theoretical Mode on Calculating Grating Tuned TEA CO₂ Laser

Wu Jin

(Institute of Electronics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

(Received 27 January 2003; revised 18 April 2003)

Abstract: Based on the theory of six-temperature model rate equation a theoretical model on calculating the kinetic characteristics of a grating-tuned TEA CO₂ laser is given. As an illustration, the output characteristics of a grating-tuned TEA CO₂ laser is calculated out by this theory. In the calculation, a grating with a blazing angle 30° and 120 grooves per millimeter is used. The laser is assumed to be of an active volume 0.9 liter and total gas pressure 61.3 kPa under temperature 300 K. By numerical calculation, the following results are obtained: 1) the laser output pulse energy at each of the four vibration-rotational lines 9R(20), 9P(20), 10R(20), or 10P(20); 2) The fine longitudinal modes of the output wavelength and the output laser pulse profile at 10P(20) line; 3) The relationship between the output laser pulse energy/laser wavelength with the incident angle on the grating; 4) The relationship between the fine longitudinal modes of the output laser wavelength with the incident angle near 10P(20) line. The calculated results are in good agreement with the well-known experimental conclusion.

Key words: laser physics; TEA CO₂ laser; tunability; six-temperature model rate equations

1 引 言

在可调谐横向受激大气压二氧化碳气体激光器 (TEA CO₂ 激光器) 中,光栅是广泛应用的频率选择元件。常用的光栅常数为 80 line/mm, 100 line/mm 或 120 line/mm。从发表的文献来看,还没有人用理

论模型来系统计算这种可调谐激光器的动力学特性。事实上,理论计算无疑是非常重要的,对于设计和制造这类激光器具有指导意义。本文将尝试建立理论计算模型,以方便系统计算光栅调谐 TEA CO₂ 激光器的各种输出特性。

2 理论计算模型

建立研究光栅调谐 TEA CO₂ 激光器的理论计算模型要解决两个问题:一个是光栅的衍射效率;另

E-mail: jwu909@263.net

收稿日期:2003-01-27;收到修改稿日期:2003-04-18

一个是建立可调谐 TEA CO₂ 激光器速率方程。

2.1 光栅的衍射效率的计算

在光栅调谐 TEA CO₂ 激光器中,尽管有多种多样的变化,但其谐振腔的基本结构,一般是由一块凹球面反射镜与一块平面反射光栅(闪耀光栅)构成,利用光栅的自准直衍射实现激光振荡,从部分透

射的球面反射镜或光栅的零级耦合输出激光^[1]。如果将光栅看作一个平面反射镜,光栅的自准直级的衍射效率就是该平面镜的反射率。闪耀光栅的基本结构如下图 1 所示。图中, d 为光栅常数, a 为反射面线度, θ_b 为光栅闪耀角。当激光以入射角 θ_i 入射光栅时,经简单推导,可得到衍射光强的角分布为

$$I(\theta_d) = \frac{\sin^2 \left\{ \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\lambda} [a \sin(\theta_i - \theta_b) + a \sin(\theta_d - \theta_b)] \right\} \sin^2 \left[\frac{1}{2} N \frac{2\pi}{\lambda} (d \sin \theta_i + d \sin \theta_d) \right]}{\left\{ \frac{1}{2} \frac{2\pi}{\lambda} [a \sin(\theta_i - \theta_b) + a \sin(\theta_d - \theta_b)] \right\}^2 \sin^2 \left[\frac{1}{2} \frac{2\pi}{\lambda} (d \sin \theta_i + d \sin \theta_d) \right]}, \quad (1)$$

式中 N 为光栅刻槽总数。

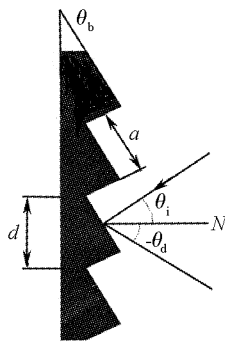


Fig. 1 Schematic of a blazed grating

在脉冲 TEA CO₂ 激光器中,一般要求光栅常数 d 和激光振荡波长 λ 满足如下关系:

$$0.5\lambda < d < 1.5\lambda, \quad (2)$$

这样衍射光只有一级和零级出现。采用一级衍射作为自准直衍射时,激光波长满足光栅方程

$$2d \sin \theta_d = \lambda, \quad (3)$$

这种衍射称为利特罗(Littrow)衍射,衍射角(等于入射角)称为利特罗角。

根据(1)式,对应某个衍射级的衍射效率可写为

$$\eta(\theta_d) = \int I(\theta_d) d\theta_d \Big/ \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I(\theta_d) d\theta_d, \quad (4)$$

式中积分限的取值范围是有限制的,基本限制是谐振腔的最小限模元件尺寸。依据光栅自准直条件的限制,可以用主极强的半角宽度来限定,对于衍射角 θ_{d0} , (4)式中积分限的取值范围为

$$\theta_{d0} - \frac{\lambda}{Nd \cos \theta_{d0}} \leq \theta_d \leq \theta_{d0} + \frac{\lambda}{Nd \cos \theta_{d0}}. \quad (5)$$

实际工作中,常常只使用光栅刻槽面一个局部。因此,(5)式中的光栅刻槽数 N 应根据下式计算

$$N = D_{\min}/d, \quad (6)$$

式中 D_{\min} 取为谐振腔最小限模元件的尺寸, d 为光栅常数。

由此,对于光栅谐振腔来说,可以把光栅看成一个平面镜,其反射率即光栅的衍射效率,它与入射角、衍射角、波长及光栅常数等都有关系,可根据(1)式、(4)式、(5)式和(6)式计算。实际工作中,如果知道光栅常数及其在某一波长的衍射效率,可以根据(1)式、(4)式和(5)式“构造”一个光栅,使之可以用于理论分析。假设一个光栅的数据如表 1 所列,用它构造可调谐 TEA CO₂ 激光谐振腔,采用一级利特罗衍射作为谐振腔的自准直耦合反馈,当分别调谐于 9R(20)、9P(20)、10R(20)和 10P(20)谱线时,相应的衍射效率经计算如下图 2 所示(假设光栅刻槽总数 $N=5000$)。

Table 1 Data of blazed grating

Grooves per /mm	d^{-1}	120
Nominal blazed angle	θ_b	30°
Reflection width per groove	a	0.95d

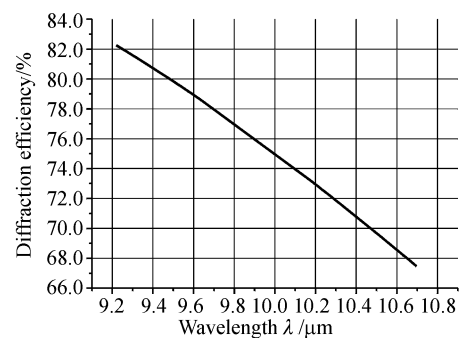


Fig. 2 Grating diffraction efficiency versus wavelength

2.2 可调谐 TEA CO₂ 激光器速率方程

在文献[2]所提供的六温度模型速率方程的基础上,我们导出了用于描述可调谐 TEA CO₂ 激光器动力学过程的六温度模型速率方程组^[3,4]如下:

$$\begin{aligned} \frac{dE_2}{dt} = & N_e(t) N_{\text{CO}_2} h\nu_2 X_2 - \frac{E_2 - E_2^{\text{eq}}(T)}{\tau_{20}(T)} + \frac{E_1 - E_1^{\text{eq}}(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} + \\ & \left(\frac{h\nu_2}{h\nu_3} \right) \frac{E_3 - E_3^{\text{eq}}(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \left(\frac{h\nu_2}{h\nu_5} \right) \frac{E_5 - E_5^{\text{eq}}(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\frac{dE_4}{dt} = N_e(t) N_{\text{N}_2} h\nu_4 X_4 - \frac{E_4 - E_4^{\text{eq}}(T_3)}{\tau_{43}(T)} + \left(\frac{h\nu_4}{h\nu_5} \right) \frac{E_5 - E_5^{\text{eq}}(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)}, \quad (8)$$

$$\frac{dE_5}{dt} = N_e(t) N_{\text{CO}} h\nu_5 X_5 - \frac{E_5 - E_5^{\text{eq}}(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} - \frac{E_5 - E_5^{\text{eq}}(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} - \frac{E_5 - E_5^{\text{eq}}(T, T_4)}{\tau_{54}(T, T_4)}, \quad (9)$$

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

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dt} = & N_e(t) N_{\text{CO}_2} h\nu_1 X_1 - \frac{E_1 - E_1^{\text{eq}}(T)}{\tau_{10}(T)} - \frac{E_1 - E_1^{\text{eq}}(T_2)}{\tau_{12}(T_2)} + \\ & \left(\frac{h\nu_1}{h\nu_3} \right) \frac{E_3 - E_3^{\text{eq}}(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \left(\frac{h\nu_1}{h\nu_5} \right) \frac{E_5 - E_5^{\text{eq}}(T, T_1, T_2)}{\tau_5(T, T_1, T_2)} + \\ & h\nu_1 F \left\{ \sum_J \sum_i \Delta N_{10\text{P}}(J) \frac{(\lambda_i)^2}{8\pi\tau_{\text{sp}}^{(10\text{P})}(J)} f[\nu_i, \nu_0^{(10\text{P})}(J)] \frac{I(\nu_i)}{h\nu_i} \right\} + \\ & h\nu_1 F \left\{ \sum_J \sum_j \Delta N_{10\text{R}}(J) \frac{(\lambda_j)^2}{8\pi\tau_{\text{sp}}^{(10\text{R})}(J)} f[\nu_j, \nu_0^{(10\text{R})}(J)] \frac{I(\nu_j)}{h\nu_j} \right\} + \\ & h\nu_1 F \left\{ \sum_J \sum_k \Delta N_{9\text{P}}(J) \frac{(\lambda_k)^2}{8\pi\tau_{\text{sp}}^{(9\text{P})}(J)} f[\nu_k, \nu_0^{(9\text{P})}(J)] \frac{I(\nu_k)}{h\nu_k} \right\} + \\ & h\nu_1 F \left\{ \sum_J \sum_l \Delta N_{9\text{R}}(J) \frac{(\lambda_l)^2}{8\pi\tau_{\text{sp}}^{(9\text{R})}(J)} f[\nu_l, \nu_0^{(9\text{R})}(J)] \frac{I(\nu_l)}{h\nu_l} \right\}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{dE_3}{dt} = & N_e(t) N_{\text{CO}_2} h\nu_3 X_3 - \frac{E_3 - E_3^{\text{eq}}(T, T_1, T_2)}{\tau_3(T, T_1, T_2)} + \frac{E_4 - E_4^{\text{eq}}(T_3)}{\tau_{43}(T)} + \left(\frac{h\nu_3}{h\nu_5} \right) \frac{E_5 - E_5^{\text{eq}}(T, T_3)}{\tau_{53}(T, T_3)} - \\ & h\nu_3 F \sum_J \sum_i \Delta N_{10\text{P}}(J) \frac{(\lambda_i)^2}{8\pi\tau_{\text{sp}}^{(10\text{P})}(J)} \frac{1}{h\nu_i} f[\nu_i, \nu_0^{(10\text{P})}(J)] I(\nu_i) - \\ & h\nu_3 F \sum_J \sum_j \Delta N_{10\text{R}}(J) \frac{(\lambda_j)^2}{8\pi\tau_{\text{sp}}^{(10\text{R})}(J)} \frac{1}{h\nu_j} f[\nu_j, \nu_0^{(10\text{R})}(J)] I(\nu_j) - \\ & h\nu_3 F \sum_J \sum_k \Delta N_{9\text{P}}(J) \frac{(\lambda_k)^2}{8\pi\tau_{\text{sp}}^{(9\text{P})}(J)} \frac{1}{h\nu_k} f[\nu_k, \nu_0^{(9\text{P})}(J)] I(\nu_k) - \\ & h\nu_3 F \sum_J \sum_l \Delta N_{9\text{R}}(J) \frac{(\lambda_l)^2}{8\pi\tau_{\text{sp}}^{(9\text{R})}(J)} \frac{1}{h\nu_l} f[\nu_l, \nu_0^{(9\text{R})}(J)] I(\nu_l), \end{aligned} \quad (12)$$

谐振腔内激光光强的表达式为

$$\frac{dI(\nu_i)}{dt} = -\frac{I(\nu_i)}{\tau_c(\nu_i)} + ch\nu_i \left\{ \frac{F\Delta N_a(J)(\lambda_i)^2 I(\nu_i)}{8\pi h\nu_i \tau_{\text{sp}}^a(J)} f[\nu_i, \nu_0^a(J)] \right\} + ch\nu_i [N_{001} P_a(J) S(\nu_i)], \quad (13)$$

($a = 10\text{P}, 10\text{R}, 9\text{P}, 9\text{R}$)

(7)式~(13)式中各参量的物理意义及表达式(或数值)可从文献[2,3,5]中查到。(7)式~(13)式构成了可调谐 TEA CO₂ 激光器速率方程,可以用于描述各种可调谐 TEA CO₂ 激光器的输出特性。光栅的衍射效率隐含于方程(13)中。

3 理论计算

3.1 初始输入参量

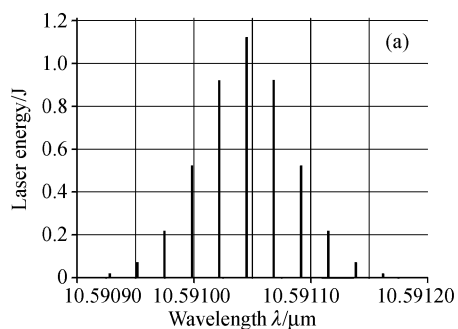
1) 激光器结构参量:假设电极有效放电长度为 100 cm,电极间距为 3.0 cm,放电宽度为 3.0 cm,即增益体积为 100 cm×3.0 cm×3.0 cm。激光器谐振腔采用 $R=20\text{ m}$ 的凹面全反镜和平面闪耀光栅组成。光栅的参量如表 1 所列。光栅零级衍射作为耦合输出。谐振腔长度 2.4 m。并且假设放电电极是谐振腔的最小限模元件,即谐振腔反射镜较小者的面积为 9.0 cm^2 。忽略其他损耗。

2) 激光混合气总气压 61.3 kPa,其中 CO₂ 和 N₂ 均为 9.8 kPa,He 为 39.3 kPa,CO 为 2.4 kPa。

3) 采用紫外预电离和放电抽运。电子数密度函数 $N_e(t)$ 和具体的放电电路、激光混合气体组成、气压等有关,求解比较复杂^[3],计算采用如下经验公式:

$$N_e(t) = 3.0 \times 10^{19} \exp\left(-\frac{t}{0.5 \times 10^{-6}}\right) \times \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{1.0 \times 10^{-6}}\right)\right], \quad (14)$$

4) 对于 10P 和 10R、9P 和 9R 四个支,每个支考虑以 $J=20$ (激光下能级)为中心的 11 条振-转跃迁谱线($J=10\sim 30$),四支共 44 条振-转谱线,每条谱线取 31 个纵模,四支总共有 1364 个激光频率。



5) 每条振-转谱线中心频率、自发辐射寿命、均匀加宽宽度、各能级转动常数等数据来自文献[5]。

6) 设初始气体温度为 300 K,微分方程所需的其他初始条件按照文献[6]所提供的方法选择。

3.2 计算结果

1) 光栅调谐 TEA CO₂ 激光器的调谐特性

当调节光栅转台角度,使之分别调谐于 9R(20)、9P(20)、10R(20) 或 10P(20) 线中心频率时,激光器的输出光谱如图 3、图 4 所示。图 4(a) 为图 3 中调谐于 10P(20) 线中心频率时激光器输出光谱的精细纵模结构。计算结果表明: i) 光栅是一种性能良好的波长选择元件。当调整光栅转台角度,使某一波长满足得特罗条件时,只有该波长的激光才能获得振荡输出。ii) 图 4(a) 表明,这种可调谐激光器不是单纵模输出。iii) 9R(20) 线或 9P(20) 线的激光输出脉冲能量比 10R(20) 线或 10P(20) 线的大。这与我们所采用光栅的衍射特性有关。图 4(b) 为图 3 中调谐于 10P(20) 线中心频率时激光器输出光脉冲波形,这正是我们熟悉的 TEA CO₂ 激光器输出光脉冲波形。

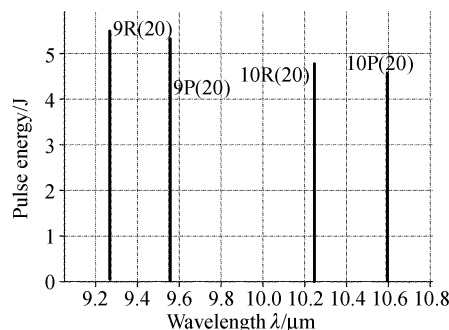


Fig. 3 Laser output energies at four transition lines

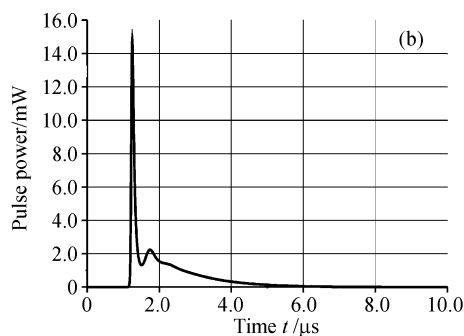


Fig. 4 (a) Fine longitudinal modes of 10P(20) in Fig. 3; (b) Laser pulse profile of 10P(20) in Fig. 3

2) 光栅失调时激光器的调谐特性

图 5 计算了光栅入射角从 39.36° 变化到 39.54° 时,激光器的输出波长和能量的变化。从图 5(a) 可

以看出,光栅输入失调时,激光器仍然具有良好的波长选择特性,没有出现多个波长同时输出的情况;但是随着光栅输入失调角的变大,激光输出能量下降

[见图 5(b)].

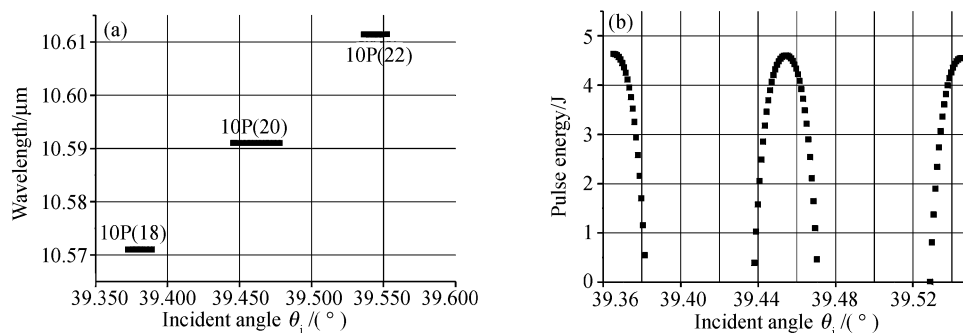


Fig. 5 (a) Output spectra versus incident angle; (b) Output pulse energy versus incident angle

实际上,当光栅输入失调时,由于各振转谱线存在均匀加宽,偏离中心频率的纵模波长将满足得特罗自准直条件,获得较大激光输出。图 6 计算了光栅上入射角为 39.46773° 时激光器输出波长精细纵模结构。与光栅没有输入失调时的图 4 相比,在图 6 中,获得最大激光输出的纵模波长偏离了中心波长。从图 6 还可以看出,由于光栅失调,精细纵模光谱线的分布不是左右对称的。

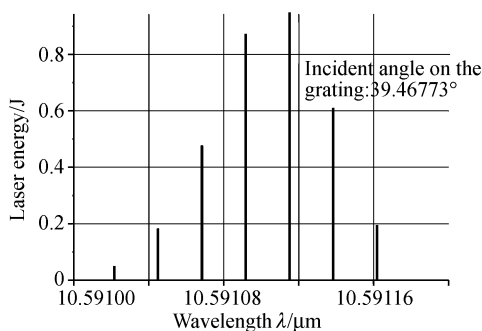


Fig. 6 Fine longitudinal modes of 10P(20) line at a certain incident angle

结论 我们建立了光栅调谐 TEA CO₂ 激光器理论计算模型。利用该模型,举例计算了不同波长下的光栅调谐 TEA CO₂ 激光器的输出脉冲能量和激光

脉冲波形;也计算光栅失调情形下激光器的各种输出特性。理论计算结果表明,光栅是一种良好的波长选择元件,光栅调谐 TEA CO₂ 激光器的输出光谱为多纵模结构;当光栅失调时,精细纵模光谱的分布是不均匀的。该理论模型的建立,对于光栅调谐 TEA CO₂ 激光器工程设计具有指导意义。理论的计算能使工程设计能减少盲目性,提高工作效率。

参 考 文 献

- 1 Hard T M. Laser wavelength selection and output coupling by a grating. *Appl. Opt.*, 1970, **9**(8):1825~1830
- 2 Smith K, Thomson R M. *Computer Modeling of Gas Lasers*. New York: Plenum Press, 1978. 1~78
- 3 Wu Jin. *Theoretical Investigation on the Tuning Characteristics of High Power TE(A) CO₂ Lasers* [高功率 TE(A) CO₂ 激光器的调谐理论研究][Ph. D. Dissertation], Institute of Electronics, The Chinese Academy of Sciences, July, 2001 (in Chinese)
- 4 Wu Jin, Wan Chongyi. Rate equations for tunable TEA CO₂ lasers. *Chin. J. Quant. Electron.*, 2002, **19**(5): 425~430 (in Chinese)
- 5 Witteman W J. *The CO₂ Laser*. New York: Springer-Verlag, 1987. 22~60
- 6 Soukieh M, Ghani B A, Hammadi M. Mathematical modeling of CO₂ TEA laser. *Opt. & Laser Technol.*, 1998, **30**(8):451~457