

文章编号: 1001-4322(2002)04-0511-05

超声速氧碘化学激光的性能分析

胡利民, 高 智

(中国科学院 力学研究所 LHD 实验室, 北京 100080)

摘 要: 通过对超声速氧碘化学激光(CO₂L)的功率和效率计算, 导出了适合于均匀和非均匀加宽效应同时起作用和非均匀加宽效应占优的情况, 以及考虑频移效应的速率方程(RE)模型, 得到了温度、压力、碘浓度以及频移对CO₂L的功率和效率的影响。

关键词: CO₂L; 均匀加宽; 非均匀加宽; 速率模型

中图分类号: TN 248.5

文献标识码: A

预测激光的功率和效率是CO₂L性能分析的一个主要内容, 文献[1, 2]在计算低压非均匀加宽CO₂L的功率和效率时采用了均匀加宽模型, 大大简化了问题的处理。但均匀加宽近似不能预测谱线型, 也难以正确描述均匀和非均匀加宽效应同时起作用以及频移不为零的情况。超声速CO₂L光腔内的气压为133.3~1333Pa^[3], 加宽参数在0.026~0.26范围内, 此时存在非均匀加宽效应占优以及均匀和非均匀加宽同时起作用的情况; 激光振荡谱线的中心频率随碘密度而变化^[4], 因此频移可能不为零。基于以上的考虑, 本文推导出适合于处理均匀和非均匀加宽同时起作用和非均匀加宽效应占优情况的速率方程(RE)模型, 及其在非均匀加宽下的近似简化模型, 得到了温度、压力以及频移等因素对CO₂L的功率和效率的影响。

1 CO₂L 基本关系的推导

假定含碘的激光介质和储能介质在进入光腔前已进行了充分的混合, 光腔内温度、压力不变且均匀分布^[1, 2]。碘分子在进入光腔前已全部分解。即有

$$n_1 + n_2 = n \quad (1)$$

式中: n_1, n_2 分别为基态和激发态碘原子(或称上下能级)的布居数; n 上下能级碘原子浓度之和。处于O₂(¹Σ)态的氧非常少, 也可以忽略。由于气流运动速度很高而光腔的长度很短, 气流通过光腔的渡越时间远小于激发态氧淬灭的特征时间, 因此可近似地忽略淬灭作用的影响。经过以上的简化, 光腔中起主要作用的反应系统简化为



式中: k_f, k_r 分别为正、逆反应的速率常数; $k_f = 2.3 \times 10^{-8}/T$, T 为气流的温度; 平衡常数 $K_e = k_f/k_r = 0.75e^{401.4/T}$, I^*, I 为上下能级碘原子。增益关系为^[5, 6]

$$g = \sigma \mathcal{Q}(\nu, \omega) (n_2 - \alpha n_1) \quad (3)$$

式中: g 为增益系数; α 是与能级简并度有关的常数; σ 为与压力相关的受激发射截面积; ν, ω 分别为辐射频率及线形中心的频率; \mathcal{Q} 为Voigt线形函数^[5, 6]。

$$\mathcal{Q}(\nu, \omega) = \frac{\eta}{\sqrt{\pi}} + \frac{e^{-\xi^2}}{\eta + (\xi - t)^2} \quad (4)$$

式中: η 为加宽参数, $\eta = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D} \sqrt{\ln 2}$; ξ 为频移参数, $\xi = \frac{2(\nu - \omega)}{\Delta\nu_D} \sqrt{\ln 2}$, $\Delta\nu_D, \Delta\nu_L$ 分别为Lorentz和Doppler加宽的线形半高处的宽度。由(1)~(3)式得

$$n_1 = (n - g/\sigma\mathcal{Q})/(1 + \alpha), n_2 = (n + g/\sigma\mathcal{Q})/(1 + \alpha) \quad (5)$$

上下能级布居数变化的速率方程为

收稿日期: 2001-09-26; 修订日期: 2001-12-16

基金项目: 国家自然科学基金项目(10032050); LHD 创新项目。

作者简介: 胡利民(1973-), 女, 湖南省双峰县人, 力学所计算流体力学专业在读博士。E-mail: musec@sina.com。

$$\left. \begin{aligned} u \partial n_2 / \partial x &= r n_1 - k_p n_2 - \sigma \mathcal{R}(v, \omega) (n_2 - \alpha n_1) I / h \nu \\ u \partial n_1 / \partial x &= r n_1 + k_p n_2 + \sigma \mathcal{R}(v, \omega) (n_2 - \alpha n_1) I / h \nu \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

式中: k_p 和 r 分别为上能级的去活化碰撞速率和泵浦速率; u 为气流沿流向的速度; I 为光强, h 和 ν 分别为 Prank 常数和激光的频率。其中: $r = k_{in\Delta}$, $k_p = k_{in\Sigma}$; n_Δ , n_Σ 分别为 $O_2(^1\Delta)$, $O_2(^3\Sigma)$ 的布居数。由式(3), (5)和(6)式, 可得

$$u \frac{\partial g}{\partial x} + [(r + k_p) + (1 + \alpha) \frac{\sigma \mathcal{R}(v, \omega) I}{h \nu}] g = (r - \alpha k_p) \sigma \mathcal{R}(v, \omega) n \quad (7)$$

对 Fabry-Perot 谐振腔, 根据增益等于损耗, 腔镜损耗不随流向距离 x 而改变的等增益近似^[5, 6], 有

$$g = g_{th}, \quad \frac{dg_{th}}{dt} = 0 \quad (8)$$

对 CO L, $\alpha = 1/2$ 。由(7)式, 当光频与 Doppler 线形中心频率一致, 即频移 $\xi = 0$ 的情况由(7)式和(8)式导出如下关系式

$$g = K \sigma n \frac{\eta \sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \eta_{exp}(\eta)}{1 + I / \eta \sqrt{\pi} \operatorname{erfc} \eta_{exp}(\eta)} \quad (9)$$

式中: K 为书写方便而引入的量, $K = (k_{in\Delta} - \alpha k_{in\Sigma}) / (k_{in\Delta} + k_{in\Sigma})$; $K \sigma n \sqrt{\pi} = g_0$, 为小信号增益系数; I 为光强, $\tilde{I} = 2h\nu k_r [O_2] [(K_e - 1)Y + 1] / 3\sigma$ 为饱和光强 (其中 Y 为单重态氧的产率, $Y = n_\Delta / [O_2]$; $[O_2] = n_\Delta + n_\Sigma$, 为氧分子浓度)。当 $\eta \gg 1$, 即均匀加宽占优 (高压极限) 时, 展开误差函数, (9)式近似化为

$$g = \frac{K \sigma n}{1 + I / \tilde{I}} \quad (10)$$

当 $\eta \ll 1$, 即非均匀加宽占优时, (9)式近似为

$$g = \frac{\eta \sqrt{\pi} (K \sigma n)}{1 + I / \eta \sqrt{\pi}} \quad (11)$$

2 CO L 的功率和效率计算

激光器的输出功率 P 为^[1, 2]

$$P = P_{av} \eta_{ext} \quad (12)$$

$$\eta_{ext} = \eta_{ext} \eta_{tr} \quad (13)$$

其中 P_{av} 为可能输出的最大功率; η_{tr} 为光腔反射镜的效率, 由光腔的类型、吸收率和透射率等决定, 近似与介质类型及流动无关, 为已知量; η_{ext} 为介质效率, 与激光介质的利用率有关; η_{ext} 为整个腔镜与介质系统的效率, 本文中提取效率或效率均指 η_{ex} 。对 CO L^[1, 2], 有

$$P_{av} = h\nu [Y_i - Y_{th}] Q N_A \quad (14)$$

$$\eta_{ext} = \frac{Y_i - Y_e}{Y_i - Y_{th}} \quad (15)$$

式中: Y_i , Y_e 分别表示光腔入口及出口处产率 Y 的值; $Y_{th} = (1/2K_e + 1)$ 为阈值产率; Q 为氧的流量 (mol/s); N_A 为阿佛加德罗常数。下面由增益的表达式进一步推导介质效率。

如前所述, 我们忽略光腔中激发态碘的淬灭, 认为碘分子已完全分解, 因此单重态氧损失的能量全部转化为激光的光能^[1, 2]

$$u \frac{dn_\Delta}{dx} = - \frac{gI}{h\nu} \quad (16)$$

对 Fabry-Perot 谐振腔和恒增益近似^[5, 6], g 沿 x 方向为定值。由于实际运转的 CO L 压力较低且此时有较为简单的表达式, 下面讨论非均匀加宽情况。由(11), (16)式并利用入口边界条件 $Y|_{x=0} = Y_i$, 得 (p, q 为书写方便而引入的变量)

$$\left. \begin{aligned} Y &= [Y_i - \frac{q}{p} \exp(-px)] + \frac{q}{p}, \\ p &= \frac{2k_r}{3\eta \sqrt{\pi} \sigma u} \left[\frac{\eta \sqrt{\pi} \sigma n}{2} (2K_e + 1) - (K_e - 1)g \right] Y, \quad q = \frac{2k_r}{3\eta \sqrt{\pi} \sigma u} \left(\frac{\eta \sqrt{\pi} \sigma n}{2} + g \right) \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

将 Doppler 受激发射截面积 $\sigma (= \sigma_0 \sqrt{\pi})^{[3]}$ 代入 (17) 式, 可求得产率 Y 的分布与文献 [1] 完全相同。若考虑同时存在均匀和非均匀加宽效应, 或考虑频移的作用时, 均匀和非均匀加宽近似简化公式不适用, 则必须数值求解 (9), (16) 式和入口边界条件 $Y|_{x=0} = Y_0$ 组成的联立方程组才能求出 Y 的分布进而求得效率和功率。

3 分析与讨论

下面将部分推导结果与 RotoCOIL 实验结果 [7] 作一比较。反射镜的提取效率利用文献 [2, 7] 中表达式

$$\eta_{\text{extr}} = \frac{1 - R_{\text{out}} - S_{\text{out}}}{(1 - R_{\text{out}} - S_{\text{out}})(1 + \delta) + S_{\text{out}} + (R_{\text{out}}/R_{\text{max}})^{1/2}(1 - R_{\text{max}})} \quad (18)$$

其中 R_{out} (可变) 为耦合输出镜的反射率, $R_{\text{max}} (= 0.995)$ 为高反射率光学镜, $S_{\text{out}} = 0.004$ 为耦合输出镜的散射率, $\delta = 0.13$ 为衍射损失率。阈值增益与 $R_{\text{out}}, R_{\text{max}}$ 相关, $g = \ln(R_{\text{out}}R_{\text{max}}/2L)$, L 为增益介质长度。 P_{av} 由式 (14) 给出。光腔内的气流条件由对该 RotoCOIL 实验的计算给出 [8], 各量为: 温度 T 为 167K, 入口压力 p 约为 $4 \times 133.3 \text{ Pa}$, 小信号增益 $g_0 = 0.68 \text{ m}^{-1}$, $Y_0 = 0.42$, 氧的流量 $Q = 1.395 \text{ mol/s}$, 稀释比约为 $[\text{He}]: [\text{O}_2] = 4:1$, I 和 O_2 的流量比为 $[\text{I}]/[\text{O}_2] = 0.0158$, $u = 84 \text{ m/s}$ [11]。对实验的模拟计算本文中近似取 $\eta = 0.08$ 。

图 1 为实验数据与本文模型结果的比较。由图可知, 两者大体相符, 理论结果稍高于实验值。这是由于没有考虑到光腔横截面积随流向距离增加因而气压降低, 以及没有考虑水的淬灭作用等因素的缘故。由图可知, 本文的结果与文献 [1] 的理论相符合, 文献 [1] 是利用均匀加宽模型处理非均匀加宽效应占优的问题, 因此该理论只适用于低压的情况; 本文虽然也是从均匀加宽假设出发, 但利用了 Voigt 线型, 压力值能够在较宽广的范围内变化, 因而也能够处理均匀和非均匀加宽效应同时起作用的情况。

下面讨论压力、温度和频移对激光器功率、效率等的影响, 所作的计算均以实验为基础, 即讨论的量及与之相关的变量参照实验值范围给出, 而其他量则取实验值。图 2 为对不同 η 值, 激光和储能介质流量不变的情况下, 本文模型与文献 [1] 效率的比较, 当阈值增益较小时, 对不同 η 值, 本文模型与文献 [1] 差别均较小; 随阈值增益升高, 两者差别逐渐增大。当 $\eta = 0.05$, g_{th}/g_0 (g_{th} 为阈值增益) 处于 $0.2 \sim 0.6$ 范围时, 本文模型效率与文献 [1] 效率值的相对差别为 $1\% \sim 5.5\%$; $\eta = 0.1$ 和 0.2 时, 同一阈值范围内两模型的相对差别分别为 $1\% \sim 11\%$ 和 $2\% \sim 25\%$ 。因此, 当 $\eta = 0.1$ (压力 $p = 4 \times 133.3 \text{ Pa}$) 时, 有必要同时考虑均匀和非均匀加宽效应。

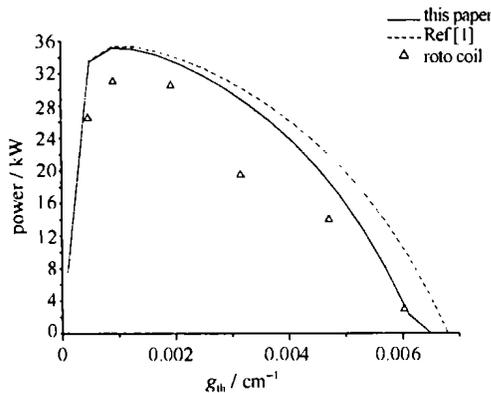


Fig 1 Comparison of theoretical powers with Roto COIL experimental ones

图 1 理论功率与 RotoCOIL 实验功率的比较

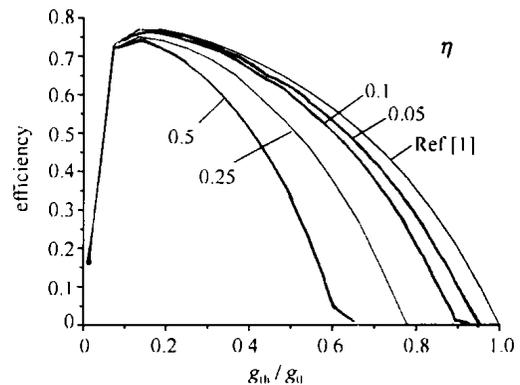


Fig 2 Comparison of efficiencies of Ref [1] and present theory for different η values

图 2 不同 η 值下, 本文所得效率与文献 [1] 比较

图 3 (a, b) 为激光介质各成分配比不变而总流量变化时 (变化规律为 $\eta = g_0 = 10, Q = 1.395 \sim 0.0068$, g_0 和 Q 的单位分别为 cm^{-1} 和 mol/s), 功率和效率随阈值增益 g_{th} 的变化曲线。随小信号增益提高, 功率和效率均有显著的增加。因此提高小信号增益, 尽可能提高 I 原子的浓度对功效的提高是很有好处的。

图 4 为压力等量不变时, 效率随温度 T 的变化。随温度降低, 不仅效率升高, 而且温度的降低还会导致 P_{av} 和受激发射截面积增加, 因此在激发态氧流量不变的情况下, 输出功率仍有显著的增加。可见降低温度对提高激光器的效率, 意义重大。另外, 随温度降低, 效率较高的阈值增益的范围扩大, 因此提高膨胀马赫数很有好处。

前已指出, 激光振荡谱线的中心频率随碘密度而变化, 显然, 随温度, 压力也会有变化, 因此光频与线形中心频率并不总是重合而是经常存在一定的频移。图 5 给出了不同频移下功率随阈值增益的变化曲线, 随频移增

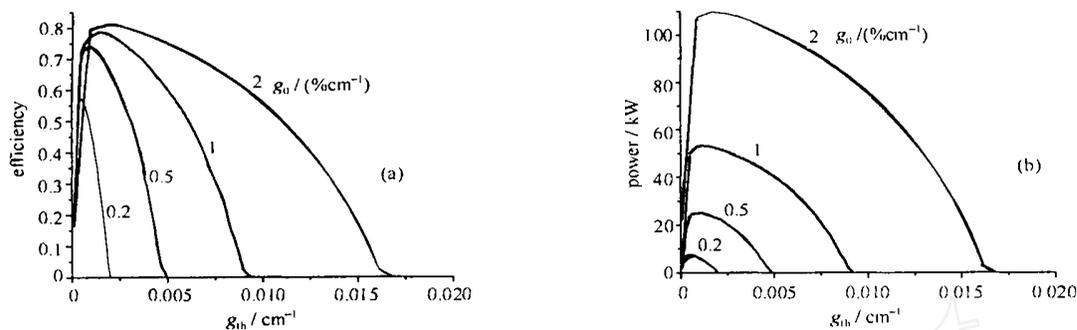


Fig. 3 Variations of efficiencies (a) and powers (b) with g_{th} for different g_0

图3 不同 g_0 下效率(a)和输出功率(b)随 g_{th} 的变化

加,效率降低。当频移达到1时,随阈值增益的增加,效率急剧降为零。

4 结论

由本文的推导和结果可得出以下的结论: (1) CO L 的功率和效率与光腔内气流的压力有关,压力升高,功率和效率降低;频移增大,功率和效率降低;降低温度可使功率和效率得到显著提高;尽可能增加碘原子的浓度同样能够大大提高功率和效率; (2) 对 CO L 的功率和效率计算,当加宽参数大于 0.1,即压力大于 533Pa 时,均匀加宽效应的影响不可忽略,此时应当使用能够同时考虑均匀和非均匀加宽效应的模型。

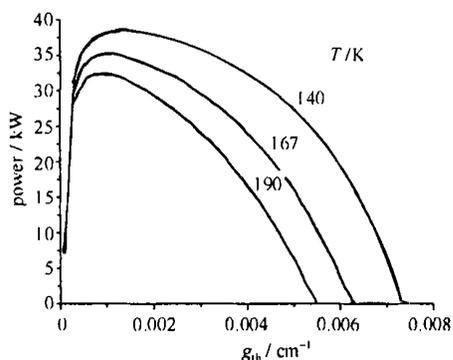


Fig. 4 Variations of power with g_{th} for different T

图4 不同温度下的功率随 g_{th} 的变化

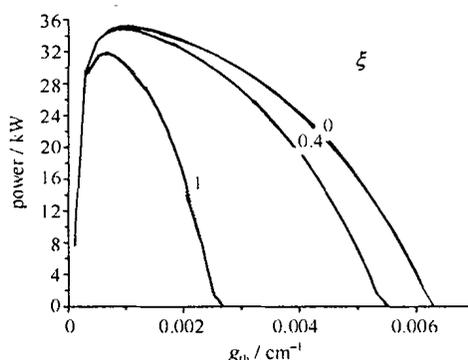


Fig. 5 Variations of power with g_{th} for different ξ

图5 不同频移下的功率随 g_{th} 的变化

参考文献:

- [1] Hager GD, et al A simplified analytic model for gain saturation and power extraction in the flowing chemical oxygen-iodine laser[J]. *IEEE Journal of quantum electronics*, 1996, **32**(9):.
- [2] Bamashenko B D, Rosenwaks S. A analysis of the optical extraction efficiency in gas-flow lasers with different types of resonators[J]. *Applied Optics*, 1996, **35**(36): 7091—7101.
- [3] 庄琦, 桑凤亭, 周大正. 短波长化学激光[M]. 北京: 国防工业出版社, 1997. (Zhang Q, Sang F T, Zhou D Z Short wave chemical laser. Beijing: the National Defence Industry Press, 1977)
- [4] 李守先, 张本爱. 碘密度对 CO L 激光频率的影响[J]. 强激光与粒子束, 1999, **11**(3): 262—266 (Li S X, Zhang B A. The effects of iodine density on CO L central transition frequencies *High power laser and particle beams*, 1999, **11**(3): 262—266)
- [5] Gross R W F, Bott J F. Handbook of chemical lasers[M]. John Wiley, New York, 1976
- [6] 高智. 气流与化学激光中的碰撞和非均匀加宽效应-理论分析模型[J]. 物理学报, 1981, **12**(12): 1592—1602 (Gao Z Collisional and inhomogeneous broadening effects in gas-flow and chemical lasers-the theoretical models *ACTA Physics, SINIA*, 1981, **12**(12): 1592—1602)
- [7] Hon J F, Plummer D N, Crowell P G. A heuristic method for evaluation CO L performance[A]. *A IAA -25th Plasma dynamics and Laser Conf [C]* Colorado Springs CO. 1994 2422
- [8] Buggln R C, Shamroth S, Lampson A I, et al Three-dimensional(3-D) Navier-Stokes analysis of the mixing and power extraction in a supersonic chemical oxygen-iodine laser(CO II) with transverse I₂ injection[A]. *A IAA 25th Plasma dynamics and Laser Conf [C]* Colorado Springs, CO. 1994 2435

Performance modeling of supersonic chemical oxygen-iodine laser (COIL)

HU Limin, GAO Zhi

*(Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics,
the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)*

Abstract For supersonic COIL, a rate equation (RE) model is deduced, this model can deal with the cases of homogenous and inhomogenous broadening being of equal importance and the case of inhomogenous broadening effect being predominating. The effects of temperature, pressure, iodine density and frequency-shift factor on the power and efficiency of COIL are presented.

Key words: chemical oxygen-iodine laser (COIL); homogenous broadening; inhomogenous broadening; rate equation (RE) mode