

磁约束放电 CO 激光模型的研究

王 涛 陈清明

(华中科技大学激光技术国家重点实验室 武汉 430074)

提要 建立了磁约束放电 CO 激光的模型。在该模型下分析、计算了 CO 气体放电系统电子的能量分布函数; CO 分子的电子碰撞激发速率, CO 分子各振动态的布居数分布和对应的小信号激光增益系数。研究表明, 由于磁场的加入, 在对应 CO 分子振动态电子碰撞激发截面的能量范围内电子数有较大的增加。CO 分子的电子碰撞激发速率提高。CO 分子各振动能级均获得更大的布居数和激光小信号增益。

关键词 CO 激光, 磁约束, 布居数, 小信号增益, 激发速率

1 引 言

由于 CO 激光量子转换效率高, 波长适于光纤传输, 在光谱分析、激光化学方面具有广泛的应用前景, 近年来许多学者竞相开展研究^[1~3]。但目前的研究 CO 激光放电系统的各种激发速率、微观输运过程时均采用单一的电场放电模型。为了进一步提高与电场有关的激发速率, 改善激光小信号增益和激光输出, 本文引入了磁约束放电 CO 激光模型。该模型的研究表明在磁场和电场共同作用下 CO 气体放电系统电子能量分布曲线向低能区域移动, 电子对 CO 分子的碰撞激发速率得以提高, CO 分子振动态布居数和激光小信号增益均有不同程度的增加。

2 磁约束 CO 气体放电中电子能量分布

假设一个简单的物理模型, 在气体放电区设置与电场正交的磁场, 如图 1 所示。由于外加横向磁场的引入, 电子的加速项由 $(e/m)\vec{E}$ 变成了 $(e/m)(\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B})$, 电子的运动方式发生了变化。对不同方向上电子的扩散方式产生了不同程度的影响, 从而使电子的扩散运动不再是各向同性的。为简化分析, 在假设碰撞频率与能量无关的情况下, 可以把磁场的影响归结为对电场强度值的修正, 即通过有效电场来反映磁场对电场的影响。

事实上, 如果我们假设等离子体是弱电离的, 而且电子和中性粒子的弹性碰撞占重要地位, 在直流放电条件下电导率在 $\vec{B} \times (\vec{E} \times \vec{B})$ 方向上的实部为

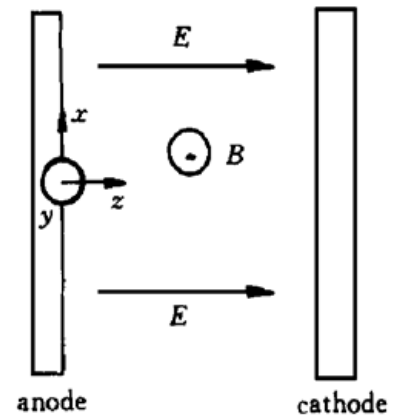


图 1 磁约束放电模型

Fig. 1 Model of magnetically confined discharge

$$\text{Re}(\sigma_{\perp}) = \frac{ne^2}{m\nu_m} \cdot \frac{1}{1 + \omega_c^2/\nu_m^2} \tag{1}$$

ν_m 和 ω_c 分别是电子碰撞频率和电子在磁场中的回旋频率, $\omega_c = (eB/m)$ 。单位体积内电子从电场中获得的能量就可以表示为

$$\vec{J} \cdot \vec{E} = \text{Re}(\sigma_{\perp}) E^2 = \frac{ne^2}{m\nu_m} \cdot \frac{E^2}{1 + \omega_c^2/\nu_m^2} = \sigma_0 E_{\text{eff}}^2 \tag{2}$$

其中 $\sigma_0 = ne^2/m\nu_m$ 是没有磁场作用时直流放电情况下的电导率。当磁场为零时, $\omega_c = 0$, 电子从电场获得的能量变为 $\frac{ne^2}{m\nu_m} E^2$ 。而磁场不为零时, 电子从电场获得的能量则为 $\sigma_0 \frac{E^2}{1 + \omega_c^2/\nu_m^2}$ 。磁场加入产生了一个等效的电场 $E_{\text{eff}} = E(1 + \omega_c^2/\nu_m^2)^{-1/2}$ 。由于横向磁场的作用, 电子受到垂直于电磁场方向的力, 在电场方向的运动减弱, 因而从电场中获得的能量减少, 其有效电场降为无磁场时的 $(1 + \omega_c^2/\nu_m^2)^{-1/2}$ 。在弱电离情况下, CO 分子激光器中电子能量较低, 不同于离子激光器。在低能量区间德拉维意斯坦 (Druyvesteyn) 分布与玻尔兹曼分布吻合较好。为简化讨论用德拉维意斯坦分布来表示电子的能量分布, 其电场采用有效电场。不同磁场下的电子能量分布见图 2。可以看到在磁场的作用下, 电子能量分布曲线向低能方向移动, 电子平均能量降低。同时分布曲线变窄, 电子能量分布趋向集中。通过选择不同的磁场大小便能获得不同的电子能量分布。在 1.5~ 2.5 eV 之间 CO 分子具有最大的振动态电子碰撞激发截面, 通过调节磁场使该能量区域的电子数比无磁场时的电子数有较大的提高, 获得较大的电子激发速率, 提高 CO 分子布居数和 CO 激光小信号增益。

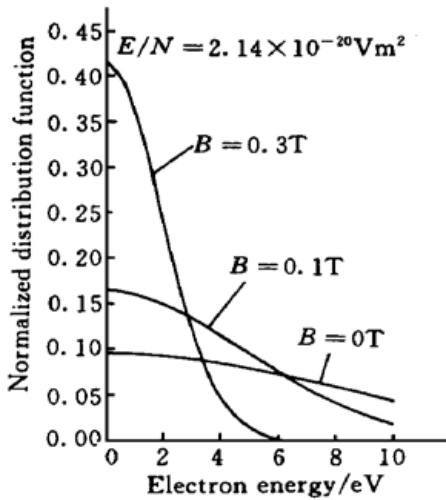


图 2 在磁场 $B = 0.0$ Tesla, $B = 0.1$ Tesla 和 $B = 0.3$ Tesla 的条件下 CO-He 混合气体(532 ~ 3990 Pa) 放电系统的电子能量分布

Fig. 2 Electron energy distribution function for a CO-He (532~ 3990 Pa) laser mixture with magnetic field $B = 0.0$ Tesla, $B = 0.1$ Tesla and $B = 0.3$ Tesla

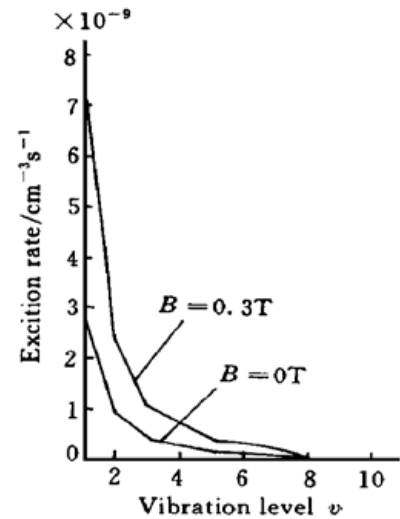


图 3 在磁场 $B = 0.3$ Tesla 和 $B = 0.0$ Tesla 的条件下 CO 分子从基态激发到第 v 振动能级的电子碰撞激发系数

Fig. 3 Electron excitation rates of CO molecules from ground-state $v = 0$ to vibrational level v under magnetic fields $B = 0.3$ Tesla and $B = 0.0$ Tesla

3 磁约束放电对电子激发速率的影响

电子对振动态 CO 分子的激发速率为^[4]

$$K_{v \rightarrow w} = (2/m)^{1/2} \int_0^{\infty} du f(u) \epsilon^{1/2} \sigma_{v \rightarrow w}(u) \quad (3)$$

u 为电子能量, $f(u)$ 为磁场作用下电子能量分布函数。 $\sigma_{v \rightarrow w}(u)$ 为电子将 v 振动态 CO 分子碰撞到 w 振动态的碰撞截面。在 CO 激光放电模型中, 考虑的是 CO 分子被电子从基态激发到低振动态($v = 1 \sim 10$) 和从低振动态消激发到基态。忽略掉 CO 分子激发初态为非基态的激发过程, 在较高的振动能级这种假设也成立^[5]。因而可以认为从基态的激发过程能够代表电子碰撞产生的 CO 分子激发主要过程。

图 3 给出了有磁场和无磁场情况下由(2)式计算出的 CO 分子电子碰撞激发速率。由于磁场的作用, 在对应最大 CO 分子振动态电子激发截面区域电子数有较大提高, 引起 CO 分子各能级电子激发速率增加。

4 CO 分子振动能级布居数分布和小信号激光增益

在求解 CO 分子振动能级布居数的过程中, 我们假设: 1) 将 CO 分子振动量子态处理为莫尔斯非简谐振子。2) 考虑两种气体 CO 和 He, 它们的转动和平动温度均为 T , 温度的空间分布是均匀的。3) 影响振动态布居数分布主要是 CO 分子与电子及 He 原子间的非弹性碰撞, 只考虑单量子过程 $\Delta v = \pm 1$ 。4) 各种气体的密度和 CO 分子各振动态上布居数对于时间和空间是不变的, 即考虑稳态下的 CO 分子振动态布居数分布。

利用以上的结论和假设, 通过下面的方程组可以求得稳态下的第 v 振动态 CO 分子数

$$\begin{aligned} dN_v/dt = 0 = & P_{v+1,v} \bar{N} \{ N_{v+1} - \exp[-(E_{v+1} - E_v)/kT] N_v \} - \\ & P_{v,v-1} \bar{N} \{ N_v - \exp[-(E_v - E_{v-1})/kT] N_{v-1} \} + \\ & \sum_{w=1}^{v^*} P_{v+1,v}^{w-1,w} \{ N_{v+1} N_{w-1} - \exp[-(E_{v+1} + E_{w-1} - E_v - E_w)/kT] N_v N_w \} - \\ & \sum_{w=0}^{v^*-1} P_{v,v-1}^{w,w+1} \{ N_v N_w - \exp[-(E_v + E_w - E_{v-1} - E_{w+1})/kT] N_{v-1} N_{w+1} \} + \\ & n_e \sum_{w=0}^{v^*} T_{wv} \{ N_w - \exp[-(E_w - E_v)/kT_e] N_v \} + \\ & A_{v+1} N_{v+1} - A_{v,v-1} N_v, \quad v = 0, 1, 2, \dots, v^* \end{aligned} \quad (4)$$

N_v 为 CO 分子第 v 振动态的分子数密度; v^* 为莫尔斯非简谐振子的最高振动态; E_v 为 CO 分子第 v 振动态的能量; 在 $(0, v^*)$ 区间之外所有系数为零。 $P_{v,v-1} \bar{N} = P_{v,v-1} N + Q_{v,v-1} M$ 为 CO 分子被其他分子碰撞从 v 振动态激发跃迁升到 $v-1$ 振动态的速率, 其中 $P_{v,v-1} N$ 为被其他 CO 分子激发的速率。 $Q_{v,v-1} M$ 为被 He 原子激发的速率, N, M 分别为 CO 和 He 气体密度。 $P_{v,v-1}^{w,w+1} N_w$ 是指振动态 w 的 CO 分子跃迁到 $w+1$ 态时, v 态的 CO 分子跃迁到 $v-1$ 态的速率, N_w 为 w 振动态的 CO 分子数密度。 $n_e T_{wv}$ 是指由于电子碰撞, CO 分子从 w 振动态跃迁到 $v-1$ 振动态的速率。 $A_{v,v-1}$ 指 CO 分子自发辐射从 v 振动态跃迁到 $v-1$ 振动态的速率。

我们计算了在有、无磁场两种情况下, CO 分子各振动态的布居数分布, 见图 4。在低能级区域($v = 0 \sim 10$), 布居数下降很快, 它主要取决于自发辐射和电子激发过程。在中部区域($v = 10 \sim 30$), 布居数随振动能级数的增加变化十分缓慢, 出现平台, 它主要取决于 CO 分子的 $v-v$ 激发过程。在超过平台区域, 布居数下降很快, 它取决于 $v-T$ 激发过程和自发辐射过程。

由于磁场的加入, CO 分子的电子激发速率上升 ($v = 0 \sim 10$), 造成该区域各能级布居数

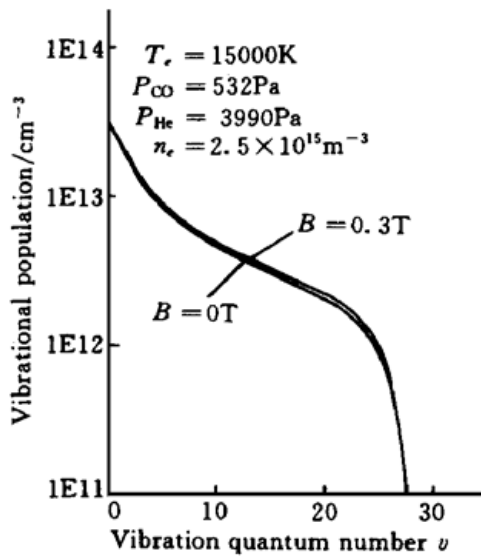


图 4 CO 分子布居数与振动能级的关系:
磁场的影响

Fig. 4 CO state populations versus vibrational
quantum number: effect of magnetic field

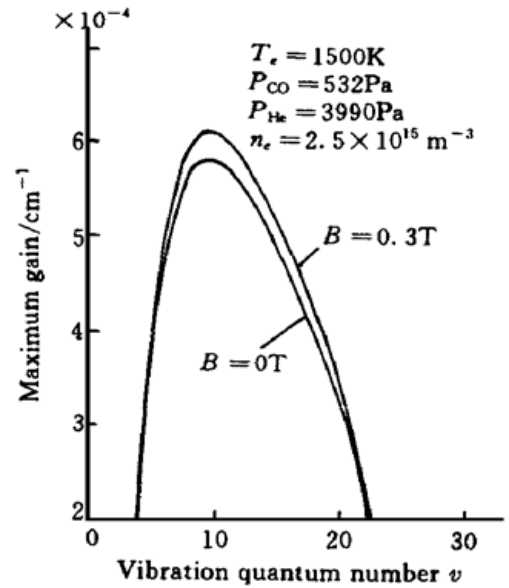


图 5 振动能级间 ($v \rightarrow v - 1$) 最大小信号激光
增益: 磁场的影响

Fig. 5 Maximum small-signal gain occurring
between vibrational bands ($v \rightarrow v - 1$)
versus vibrational quantum number: effect
of magnetic field

上升。同时由于 $v-v$ 激发过程的作用,使得较低能级的 CO 分子激发到较高能级。各个能级上的 CO 分子布居数较无磁场时的 CO 分子布居数均有提高。

假设 CO 和 He 气体是以 Doppler 加宽为主,单 P 支 CO 小信号激光增益系数为^[5]

$$\alpha_{J,v'J+1} = \frac{8\pi^3 C^4 |R_{v,v'}|^2}{3kT(2\pi kT/M)^{1/2}(J+1)} \times \{B_v N_v \exp[-F_v(J)hc/kT] - B_{v'} N_{v'} \exp[-F_{v'}(J+1)hc/kT]\} \quad (5)$$

这里增益对应的是 CO 分子从 (v, J) 能级跃迁到 $(v', J+1)$ 能级,式中的

$$\begin{aligned} F_v(J) &= B_v J(J+1) - D_v J^2(J+1)^2 \\ B_v &= B_e - \alpha \left[v + \frac{1}{2} \right] + \gamma_e \left[v + \frac{1}{2} \right]^2 \\ D_v &= D_e + \beta_e \left[v + \frac{1}{2} \right] \end{aligned} \quad (6)$$

其中, $D_e, B_e, \alpha, \beta_e$ 和 γ_e (cm^{-1}) 是 CO 分子振转常数。

图 5 示出在电子密度为 $2.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$, 气体温度为 175 K 的条件下,各振动能级间 ($v \rightarrow v - 1$) 的小信号激光增益,可以看到由于有磁场的布居数较无磁场的布居数均有提高,因而造成各振动态,特别是振动能级 7 到 15 区间有磁约束的 CO 小信号增益比没有磁约束的 CO 小信号增益具有较大的值。

5 总 结

本文引入了磁约束放电 CO 激光模型。通过增加与电场正交的磁场来约束电子运动,调节

电子的能量分布。在此基础上, 1) 计算并讨论了电子对 CO 分子的碰撞激发速率, 明显地看到磁场使基态的 CO 分子激发到 1~ 10 振动态的激发速率都有提高。2) 研究了磁场对 CO 分子振动态布居数分布的影响, 磁场增加了 CO 分子各振动能级的布居数。3) 研究表明在产生激光的各能级间(对应布居数分布的平台区 $v = 7 \sim 15$) 获得了更大的 CO 小信号激光增益。

参 考 文 献

- 1 Jianguo Xin, Wang Zhang, Wentao Jiao. Radio frequency discharge excited diffusively cooled kilowatt carbon monoxide slab waveguide laser with a three mirror resonator. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, **75**(10): 1369~ 1370
- 2 A. V. Lavrov, G. N. Volchkova *et al.*. Numerical modeling of power and spectral characteristics of subsonic discharge CO laser. *SPIE*, 1996, **2714**: 119
- 3 Yu. B. Konev, I. V. Kochetov *et al.*. A kinetic model of multi-quantum vibrational exchange in CO. *J. Phys.*, 1994, **27**: 2054~ 2059
- 4 P. W. Milonni, A. H. Paxton. Model for the unstable-resonator carbon monoxide electric discharge laser. *J. Appl. Phys.*, 1978, **49**(3): 1012~ 1027
- 5 Rich Joseph W.. Kinetic modeling of the high-power carbon monoxide laser. *J. Appl. Phys.*, 1971, **42**(7): 2719~ 2730

Investigation of the Model of Magnetically Confined Discharge CO Laser

Wang Tao Chen Qingming

(State Key Lab. of Laser Tech., Huazhong Univ. of Sci. and Tech., Wuhan 430074)

Abstract A model of magnetically confined discharge carbon monoxide laser is presented in this paper. Electron energy distribution function and the influence of the magnetic field on electron impact excitation rates are discussed. The vibrational-state populations of CO molecules and small-signal gain with magnetic field are calculated. The electron density in the energy region corresponding to the maximum electron impact excitation cross sections of CO molecules increases greatly due to magnetic field being added. The electron impact excitation rates, the vibrational-state populations and the laser small-signal gain increase.

Key words CO laser, magnetically confinement, populations, small-signal gain, excitation rate