

附加气体对电子束控制放电 CO₂ 激光器输出的效应

郑承恩 霍芸生 包智香 殷芝剑

(中国科学院上海光机所)

提 要

实验结果指出,在电子束控制放电的 CO₂/N₂ 激光器中,在一定的放电条件下,加入适量的氢气或水气能显著地提高 10.6 微米激光的输出效率与输出功率。在这种非自持放电条件下,讨论了这些气体对 CO₂ 激光能级的弛豫过程的影响,结果表明,用速率方程描述的简化模型能半定量地解释本文提出的实验结果。

一、引 言

近几年来,关于附加气体对气体放电与激光输出影响的课题颇受人们注意。有关这方面的研究大多数是围绕两个专题进行的:其一,附加气体及放电中出现的各种生成物对放电稳定性的影响;其二,在放电中它们对能级弛豫过程产生的效应,本文就是从这方面出发,研究用氢、水气作附加气体时对非自持放电类型 CO₂ 激光器输出的影响。

研究用氢作附加气体对激光输出特性影响的工作很多(例如[1~3])。用一般预电离类型的横向放电激励大气压(简称 TEA)激光器所作的实验表明^[1~2],氢有抑制放电弧光出现的作用,加入适量的氢气可使器件运转于更高的放电电压,由此产生更大的激光输出。在这些实验结果中,看不出由于氢使 CO₂ 激光下能级弛豫速率加快所引起的激光功率增加现象。我们用电子束控制放电(非自持放电)类型的 CO₂ 激光器所作的实验表明,氢的作用有新的特点,在这种放电

CO₂/N₂ 气体中,加入适量氢气可以显著地提高激光输出能量与效率,它说明了氢在相当程度上参与了有关能级的弛豫过程。

对于附加气体对激光输出特性影响的实验结果进行定量解释需要对气体放电系统作复杂的激光动力学计算。文献[3]对

$$\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{H}_2=1/3/0.08$$

气体在低温条件($\sim 200\text{K}$)作了这种计算,理论与实验结果符合较好。我们在本文引入一个用速率方程描述的简化模型,它避免了大量的运算,同时能对我们的实验结果作出半定量的解释。

二、实验结果

本工作所用器件是热发射电子束控制放电 CO₂ 10.6 微米激光器。电子枪阴极是直热式,用直径 $\phi 0.21$ 毫米、长 5 米的碳化钽钨丝绕制而成;电子束加速电压 180 千伏,是由五级马克斯发生器提供的,其总的电容量为 0.09 微法;高能电子束输出窗口面积

收稿日期:1978年4月10日。

5×73 厘米²; 激光室有效放电体积 3.7 升, 主放电电容 12 微法; 激光输出孔径 ϕ 80 毫米, 光学谐振腔是由间隔 1.3 米的曲率半径为 10 米的镀金铜镜和平板铝片组成, 因长期使用使两镜表面光洁度均有不同程度的损坏; 用炭斗测量激光能量; 激光室气体总压强维持一个大气压; 实验是在室温(\sim 290 K)进行的。

1. 充氢气

我们在两种不同比分的 CO_2/N_2 混合气体情况下, 研究了氢气分压 P_{H_2} 对激光的电转换效率 η 的影响。实验时控制放电条件(这里指主放电电场强度与气压之比 E/P ; 电子枪阴极加热电流与加速电压, 下同)不变。总气压 760 托, 实验结果示于图 1。图中每个点都是一组实验数据的平均值。因为两种气体比分相差不多, 故两组实验点近似用一条曲线描述。由图 1 可见, 当氢分压在 10~50 托时, 效率接近不变, 进一步增加或减小氢的含量, 导致效率的下降。鉴于我们在实验中 E/P 取值不高 ($E/P=4.4$ 伏/厘米·托), 同时谐振腔反射镜镜面光学质量较差, 因此激光效率的所有数据都偏低。

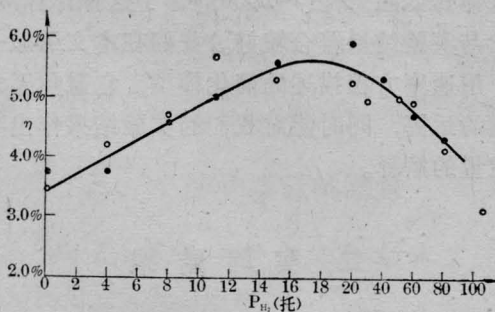


图 1 氢气含量对电子束控制放电激光器效率的影响

图中, 实心圆点为 $\text{CO}_2/\text{N}_2=1/9$; 空心圆点为 $\text{CO}_2/\text{N}_2=1/6$; 总气压 760 托, $E/P=4.4$ 伏/厘米·托。注意图中 $P_{\text{H}_2}=20$ 托左右两边横坐标比例差 10 倍

激光输出能量与氢分压的变化趋势大致与图 1 所示类似。在室温(\sim 290 K), 我们在

$\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{H}_2=1/9/0.25$ (或 $1/6/0.20$) 的气体成份条件下, 比较稳定地获得最大激光输出能量密度 30 焦耳/升·大气压, 相应的 $E/P=5$ 伏/厘米·托。

2. 充水气

图 2 给出了在三种不同的 CO_2/N_2 比份下, 水气分压 $P_{\text{H}_2\text{O}}$ 对激光电转换效率 η 影响的曲线。图中每个点是一组数据的平均值。在我们的结果中, 当

$$\text{CO}_2/\text{N}_2 \approx 1/4$$

时, 倾向于有极值效率, 如图 2 所示。

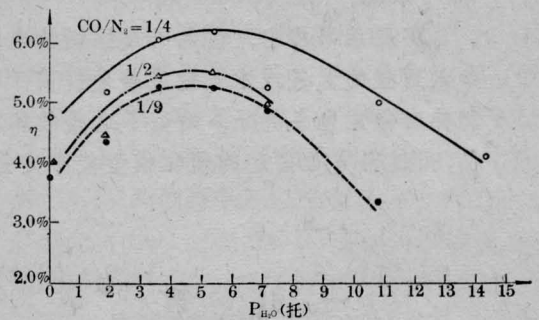


图 2 水气含量对电子束控制放电激光器效率的影响

总气压 760 托, $E/P=4.4$ 伏/厘米·托。图中, 实心圆点及虚线表示 $\text{CO}_2/\text{N}_2=1/9$; 空心圆点及实线表示 $\text{CO}_2/\text{N}_2=1/4$; 三角及点划线表示 $\text{CO}_2/\text{N}_2=1/2$

由图 2 可见, 当水气分压 $P_{\text{H}_2\text{O}}$ 在 3~7 托时, 激光效率近似不变。进一步增加或减小 $P_{\text{H}_2\text{O}}$, 引起效率 η 的下降。

在 $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{H}_2\text{O} \approx 1/9/0.06$ 的气体比份时, 得到输出激光能量密度约 25 焦耳/升·大气压, 相应的 $E/P=5$ 伏/厘米·托。

3. 充氢气与水气

我们在 $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{H}_2=1/9/0.25$ 的气体比份条件下, 作了激光效率 η 随水气分压 $P_{\text{H}_2\text{O}}$ 变化的实验。实验时维持放电条件不变, 典型结果示于图 3。图中每个点都是一组数据的平均值。作为比较, 也画出了 $P_{\text{H}_2}=0$ 的效率曲线。显然, 在含氢气 20 托时, 已观察不到由于水气分压增加所引起的激光效率增加的明显效应。

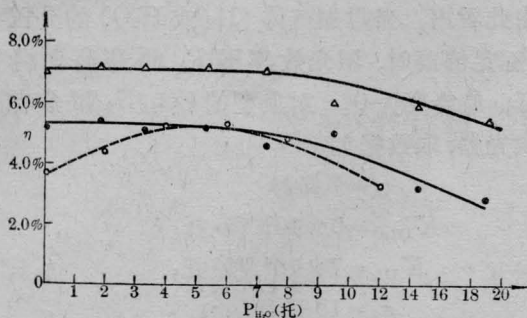


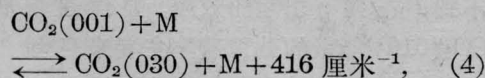
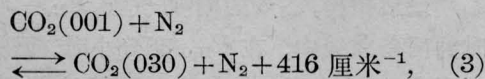
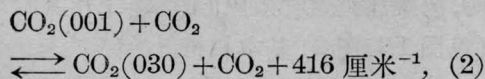
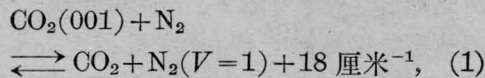
图3 水气含量对电子束控制放电激光器激光效率的影响

总气压 760 托, $\text{CO}_2/\text{N}_2=1/9$ 。图中, 三角表示 $E/P=5.3$ 伏/厘米·托, $P_{\text{H}_2}=20$ 托; 实心圆圈表示 $E/P=4.4$ 伏/厘米·托, $P_{\text{H}_2}=20$ 托; 空心圆圈表示 $E/P=4.4$ 伏/厘米·托, $P_{\text{H}_2}=0$ 。注意图中 $P_{\text{H}_2\text{O}}=10$ 托左右两边横坐标比例不同。

三、速率方程描述

本节引入一个简化的模型对上节实验结果作半定量解释。

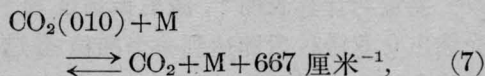
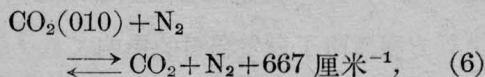
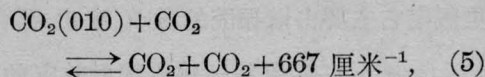
在 $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{M}$ 的放电激光系统中 (M 指附加气体, 如 H_2 、 H_2O 等), 影响 $\text{CO}_2(001)$ 态粒子数密度 n_2 的主要弛豫过程有



分别用 $K_{2\text{CO}_2}$ 、 $K_{2\text{N}_2}$ 、 $K_{2\text{M}}$ 表示反应 (2)~(4) 使 $\text{CO}_2(001)$ 态消激发的速率常数, 反应 (2)~(4) 使 $\text{CO}_2(001)$ 态消激发的速率可写为

$n_2 \left(\frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_{2\text{M}}} \right)$ 或 $n_2 \left(\frac{1}{\tau_{2\text{CO}_2}} + \frac{1}{\tau_{2\text{N}_2}} + \frac{1}{\tau_{2\text{M}}} \right)$, 其中 $\tau_{2\text{CO}_2}^{-1} = P_{\text{CO}_2} \cdot K_{2\text{CO}_2}$, P_{CO_2} 是 CO_2 分压, 其它符号意义类推。

影响激光下能态 $\text{CO}_2(100)$ 数密度 n_1 的弛豫过程主要是对 $\text{CO}_2\nu_2$ 模的 (010) 态的上述弛豫过程所引起,



分别用 $K_{1\text{CO}_2}$ 、 $K_{1\text{N}_2}$ 、 $K_{1\text{M}}$ 表示这三个反应使 $\text{CO}_2(010)$ 态消激发的速率常数, 激光下能态粒子数密度 n_1 的减小速率可近似写为 $n_1 \left(\frac{1}{\tau_{1\text{CO}_2}} + \frac{1}{\tau_{1\text{N}_2}} + \frac{1}{\tau_{1\text{M}}} \right)$ 或 $n_1 \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_{1\text{M}}} \right)$, 同样地 τ^{-1} 可用相应过程的速率常数与气体分压表示。

参照图 4 所示二能级结构示意图, 可写出速率方程如下:

$$\frac{dn_2}{dt} = R_2 - n_2 \left(\frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_{2\text{M}}} \right) - (n_2 - n_1) \frac{I\sigma}{h\nu}, \quad (8)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = R_1 + (n_2 - n_1) \frac{I\sigma}{h\nu} - n_1 \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_{1\text{M}}} \right), \quad (9)$$

$$\frac{dN}{dt} = (n_2 - n_1) \frac{I\sigma}{h\nu} - \gamma N, \quad (10)$$

式中 R_2 是由反应式 (1) 以及电子激发效应引起的 CO_2 激光上能态的体积激发速率; R_1 是电子激发以及各种串级效应引起的激光下能态的体积激发速率; N 是谐振腔内平均光子密度; γN 是光子密度的平均损耗速率, 这

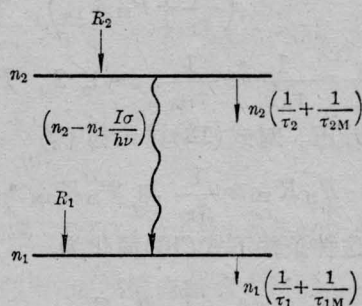


图4 $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-M}$ (附加气体) 放电激光器二级能级结构示意图

里假定它主要由谐振腔的激光输出耦合引起; $(n_2 - n_1) \frac{I\sigma}{h\nu}$ 是描述感应辐射效应的项。

上列方程忽略了自发辐射的影响。

测量与计算表明^[4], 激光振荡过程在激光输出 0.5 微秒后即达到一个准稳态过程, 其脉宽约几个微秒的数量级, 这个过程的激光输出能量占总输出能量的大部分, 因此在研究激光输出能量或效率时, 可以采用稳态近似。由式(8)~(10)可解出为

$$n_2 - n_1 = \frac{R_2 - \gamma N}{\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_{2M}}} - \frac{R_1 + \gamma N}{\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_{1M}}} \quad (11)$$

在电子束控制放电 CO₂/N₂ 系统的典型运转条件下, 一般有 $R_2 \gg R_1$, $\tau_2 > \tau_1$, 因此可忽略含 R_1 的项, 得到

$$\frac{\gamma N}{R_2} = \frac{1 - \frac{(n_2 - n_1)}{R_2} \left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{1}{\tau_{2M}} \right)}{1 + \frac{\left(\frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_{2M}} \right)}{\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_{1M}} \right)}} \quad (12)$$

在谐振腔内光流强度 $I \propto N$ 的近似下, 由(10)式可知 $\Delta n = (n_2 - n_1)$ 与气体成分的各弛豫参数无关, 因此在放电条件与谐振腔条件不变的实验中, 可近似表示激光效率为 $\eta = A \frac{\gamma N}{R_2}$, A 是常数。于是得到

$$\eta/A = \frac{1 - \frac{\Delta n}{R_2} \left(\frac{1}{\tau_2} + P_M K_{2M} \right)}{1 + \frac{\left(\frac{1}{\tau_2} + P_M K_{2M} \right)}{\left(\frac{1}{\tau_1} + P_M K_{1M} \right)}} \quad (13)$$

式中 $\frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_{iCO_2}} + \frac{1}{\tau_{iN_2}}$, $i=1, 2$ 。 P_M 是附加气体分压。对式(13)讨论如下:

$$(i) P_M K_{2M} \gg \frac{1}{\tau_2} \text{ 与 } P_M K_{1M} \gg \frac{1}{\tau_1},$$

在这种条件下式(13)简化为

$$\eta/A = \frac{1 - \frac{\Delta n}{R_2} P_M K_{2M}}{1 + \frac{K_{2M}}{K_{1M}}} \quad (14)$$

由此看出, 当附加气体 (H₂ 或 H₂O) 的分压 P_M 足够高时, 激光效率随 P_M 的升高而降低, 最终变为 0。对典型的 CO₂/N₂/M 放电激光器, 取数据如下^[5]:

$$\tau_1 = 7 \text{ 微秒};$$

$$K_{1H_2O} = 6 \times 10^5 / \text{秒} \cdot \text{托};$$

$$K_{1H_2} = 7 \times 10^4 / \text{秒} \cdot \text{托};$$

$$\tau_2 = 15 \text{ 微秒};$$

$$K_{2H_2O} = 1.6 \times 10^4 / \text{秒} \cdot \text{托};$$

$$K_{2H_2} = 2.4 \times 10^3 / \text{秒} \cdot \text{托}.$$

于是得到当 $P_{H_2} \gg 25$ 托或 $P_{H_2O} \gg 4$ 托时, 即应观察到效率 η 随 P_{H_2} (或 P_{H_2O}) 的增加而减小的效应, 这同图 1 与图 2 所示实验数据基本符合。

$$(ii) P_M K_{2M} \ll \frac{1}{\tau_2},$$

在此条件下, 式(13)化为

$$\eta/A = \frac{1 - \frac{\Delta n}{R_2} \frac{1}{\tau_2}}{1 + \frac{1}{\frac{\tau_2}{\tau_1} + P_M K_{1M} \tau_2}} \quad (17)$$

由此知道, 效率 η 随 P_M 升高而升高。按上述弛豫数据得到当 $P_{H_2} \ll 27$ 托或 $P_{H_2O} \ll 4$ 托时, 应观察到这种效应, 这同本工作实验结果 (见图 1 与图 2) 基本相符。

最后指出, 图 3 的附加气体 $P_{H_2} = 20$ 托时的两条曲线中, 在 P_{H_2O} 充分小时, 已观察不到 P_{H_2O} 对 η 引起的效应, 显然这说明对 CO₂(010) 能级的弛豫速率主要来自氢气的贡献, 进一步增加 P_{H_2O} 所引起的效率的下降, 则主要由于水气对 CO₂(001) 态弛豫速率的增大所致。

四、讨 论

1. 在电子束控制放电高压 CO₂/N₂ 激光器中, 附加大量其它气体可以有效地调整放电气体的电子能量分布函数, 使之对激光上能级获得更有利的激发速率。如本文所

述, 氢气(或水气)很难做到这点, 过高的氢分压势必引起 $\text{CO}_2(001)$ 态消激发过程的加强(例如参见式(15))。相反地, 氦气可比较圆满地起到这种作用。虽然氦气对 $\text{CO}_2(010)$ 的弛豫速率常数约比氢气的小一个数量级^[5], 但是氦气分压的大量增加可以补偿这种不足, 另外氦气对 $\text{CO}_2(001)$ 态的消激发过程比氢弱得多(在室温时, $K_{2\text{He}} \simeq \frac{1}{60} K_{2\text{H}_2}$), 实际上未对氦气分压的上限造成严重限制。从这种考虑出发, 用氦气作附加气体比氢气更有利于获得更高的激光输出效率与能量。初步的实验结果表明, 在同样的放电条件下, $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He}$ 系统的激光效率约是 $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{H}_2$ 系统的一倍半。

2. 在通常的 TEA 激光器中, 典型的放电时间是 1 微秒的数量级, 因此弛豫时间常数比 1 微秒长得多的那些弛豫过程尚来不及对粒子数分布发生重要作用; 在电子束控制放电的一类非自持放电器件中, 放电时间是 10 微秒的数量级, 同前者相比, 可能有更多的弛豫过程或多或少地影响了粒子数反转。由此, 我们的实验结果不一定适用于一般的 TEA 器件。在文献[2]的 TEA 器件中, 未观察到氢气使 $\text{CO}_2(010)$ 态弛豫速率加大而引起的功率增加效应, 其原因或者可能是放电时间太短所致, 或者可能是[2]的 TEA 器件中含有的大量氦气, 掩盖了氢气的

弛豫效应所致。另外, 根据文献[6]的实验结果, 在 TEA 器件中, 只要预电离作用充分强, 降低氢分压不会导致激光输出功率与增益的下降。这倾向于说明: 在 TEA 器件中, 如果说氦有弛豫下能级作用的话, 那么其对粒子数密度反转的贡献也比电子束控制放电情况小得多。

3. 我们在 $E/P=5$ 伏/厘米·托的条件下, 在 $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{H}_2$ 系统中获得最大激光输出能量密度 30 焦耳/升·大气压。若进一步增大 E/P 值或提高电子束流密度, 同时改进谐振腔镜片的光学质量, 有可能获得更高的激光效率或激光输出能量密度。

参 考 文 献

- [1] T. F. Deutsch *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 315 (1972).
- [2] A. L. S. Smith *et al.*, *IEEE J., Quant. Electr.*, **QE-11**, 335(1975).
- [3] D. H. Douglas-Hamilton *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **46**, 3566(1975).
- [4] 例如:
C. Cason *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **23**, 110(1973).
中国科学院上海光机所 503 组, 《激光》, 5 卷, 3 期, 第 8 页(1978).
J. M. Hoffman *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **45**, 1798 (1974).
- [5] R. L. Taylor *et al.*, *Rev. of Modern Phys.*, **41**, 26 (1969).
- [6] Y. NaGayama *et al.*, *Japan J. Appl. Phys.*, **15**, 1611(1976).