

可稳频投入使用和可长期连续工作的优点。普通石英玻璃双频激光器在预热 20 分钟以后亦可投入稳频使用,但如果要求长时期连续工作,则需要有较长的预热时间。

参 考 资 料

- [1] 《清华北大理工学报》,1975, 2, No 4, 53~63。
 [2] 法国专利 7106236。
 [3] M. Abramowitz, I. A. Stegun et al.: Handbook of Mathematical Functions, National Bureau of Standards, Washington D. C. 297~330(1964)。

- [4] F. Petru, Z. Veselá: *Opto-electronics*, 1972, 4, 1~20。
 [5] M. L. Skonick, T. G. Polanyi, I. Tobias: *Phys. Lett.*, 1965, 19, 386~387。
 [6] W. J. Thomlinson, R. L. Fork; *Phys. Rev.*, 1967, 164, 466~483。
 [7] M. Sargent III, W. E. Lamb Jr., R. L. Fork; *Phys. Rev.*, 1967, 164, 436~449; 450~465。
 [8] P. W. Smith; *IEEE J. Quant. Elect.*, 1966, QE-2, 77~79。
 [9] 赵克功,《计量工作》,1977, No 3, 2~5。
 [10] 中国计量科学研究院量子室激光组,《物理》, 1976, 5, No 6, 334~335。

热阴极电子束控制的 CO₂ 放电激光器特性的研究

中国科学院上海光机所 503 组

提 要

研究了热阴极电子束控制的 3.7 升 CO₂ 放电激光器在一个大气压下运转的放电特性与输出特性。实验指出,当放电能量密度达到 400 焦耳/升·大气压以上时,输出能量出现饱和,实验得到最大激光能量密度 68 焦耳/升·大气压。

一、设计原理

用电子束控制气体放电是近年来发展起来的一种新技术,它是使高压大体积发生均匀放电的有效方法。它的一个主要优点是通过对电子束注入到激光介质中去,把放电载流子的形成过程和使这些载流子有效地获得激发激光上能级所必须的能量过程分离开来。因为放电处于非自持状态,故通过改变工作气体的组分、气压及放电电压,可以把大部分放电能量转化为激光的上能态有关的一些振动模。设放电等离子体是准中性的,则放电功率密度可表示为:

$$W = E \cdot J = \left(\frac{E}{P}\right) \cdot P n_e e V_d \quad (1)$$

式中 E 、 J 分别是放电电场强度与放电电流密度; P 是放电气体总电压; e 是电子电荷; V_d 是电子漂移速度,它是气体成分与 E/P 的函数; n_e 是电子密度。在导出 n_e 的表示式时,我们将只考虑放电气体中的两体复合效应,不考虑在放电电场作用下电子繁生放电的贡献,因为放电的非自持性说明电子由繁生放电产生的速率小于高能电子束引起的放电速率。若放电是稳态的,则

$$n_e = \sqrt{\frac{S}{\alpha}} = \sqrt{\frac{j_e N_1 P}{\alpha e}} \quad (2)$$

式中 α 是电子与正离子的复合系数; S 是高

能电子束在工作气体中单位时间单位体积内产生的电子-离子对数目; j_0 是注入工作气体中的高能电子束流密度; N_1 是在一个大气压时每个高能电子在单位程长上产生的电子-离子对数目, 它可近似表示为

$$N_1 = \xi \frac{E_1}{\Delta \varepsilon} \quad (3)$$

式中 $\Delta \varepsilon$ 是工作气体的平均电离电位, ξ 是小于 1 的系数, E_1 是工作气体在一个大气压时, 高能电子每经过单位程长所消耗的能量, 即其阻止本领。设放电时间是 Δt , 并注意到放电处于稳态的假设, 根据式(1)与(2), 则输入气体的电能密度可表示为

$$\begin{aligned} \varepsilon_D &= \int_0^{\Delta t} E(t) \cdot J(t) dt \\ &\approx \left[V_a \sqrt{\frac{eN_1}{\alpha}} \right] \left(\frac{E}{P} \right) P^{3/2} \sqrt{j_0} \Delta t \quad (4) \end{aligned}$$

可以证明^[2], 电子的漂移速度 V_a 可近似表示为

$$V_a \approx \frac{eRT}{\sigma_M C_e \mu} \cdot \frac{M}{m_e} \cdot \frac{E}{P} \quad (5)$$

式中 R 是气体的普通常数; T 是气体温度; M 是气体分子或原子的平均质量; μ 是气体平均分子量; C_e 是电子的热速度; σ_M 是电子与分子碰撞的平均动量损耗截面; m_e 是电子质量。

把式(5)代入式(4)得

$$\begin{aligned} \varepsilon_D &\approx \left[\frac{eRT}{\sigma_M C_e \mu} \frac{M}{m_e} \sqrt{\frac{eN_1}{\alpha}} \right] \\ &\times \left(\frac{E}{P} \right)^2 P^{3/2} \sqrt{j_0} \Delta t \quad (6) \end{aligned}$$

式右边方括号中的量随 $\frac{E}{P}$ 的升高而缓慢地下降, 因在一定的 $\frac{E}{P}$ 范围, 对于一定的电子束流密度 j_0 来说, 放电能量密度随 $\left(\frac{E}{P}\right)^2$ 近似成正比; 而在维持 $\frac{E}{P}$ 一定时, ε_D 和气压的 $\frac{3}{2}$ 次方以及电子束流密度的平方根成正比。在一定的气压与温度下, 过高的电子束

流密度引起了过高的 $\frac{n_0}{N}$, N 是中性分子与原子的密度, 它也使激光下能态的激发速率变得显著起来, 这也是不利的。

根据式(4), 对高能电子束流密度作下述估计。设电能到光能的转化效率 $\eta=10\%$, 为获得 50 焦耳/升·大气压的激光输出, 需要在放电期间把大约 500 焦耳/升·大气压的能量均匀输入到气体中去。设放电时间 $\Delta t=10$ 微秒, 对于 CO_2 、 N_2 与 He 的混合气体来说, 取参数^[3]

$$\begin{aligned} V_a &= (2 \sim 6) \times 10^6 \text{ 厘米/秒,} \\ N_1 &= 20 \sim 100 \text{ 对/厘米} \cdot \text{大气压,} \\ \alpha &= 2 \times 10^{-7} \text{ 厘米}^3/\text{秒,} \\ \frac{E}{P} &= 6 \text{ 伏/厘米} \cdot \text{托,} \end{aligned}$$

由此算得需 $j_0 \approx 10^2$ 毫安/厘米²。但是, 这种估算并不准确, 它仅提供了数量级的概念。

二、实验装置

图 1 是本实验所用的电子束控制放电 CO_2 高气压激光器的简图, 图 2 是此装置的外形照片, 图 3 是控制线路系统的方框图。

下边分几个部分介绍。

1. 电子枪

主要由电子枪阴极、真空室、电源三部分组成。

(1) 阴极: 由直径 0.2 毫米的碳化钨钨丝组成, 钨丝形状如图 4 和图 1 所示。它是用直径 0.3 毫米的钨丝做成的钩子, 把它挂在 40 厘米 \times 5 厘米的石英板上。整个阴极由两个这样的单元组成, 钨丝总长约 6.5 米, 其总发射电流约 50 安培。

(2) 真空室: 由机械泵与油扩散泵组成的真空机组维持电子枪真空室达 10^{-6} 托。整个真空室用不锈钢做成, 组合处用真空橡皮圈密封或焊接。电子枪室与激光室之间用厚 0.013 毫米(或 0.02 毫米)的钛箔分隔开, 作

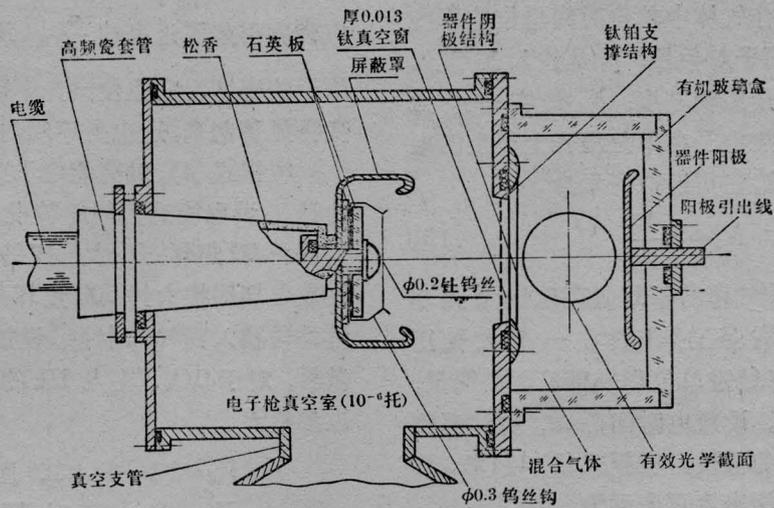


图1 电子束控制 CO₂ 放电激光器截面示意图(不按比例)

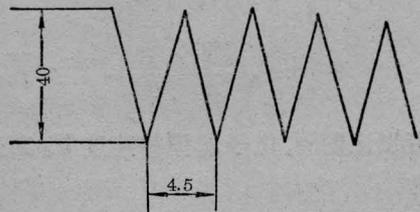


图4 阴极灯丝排列图

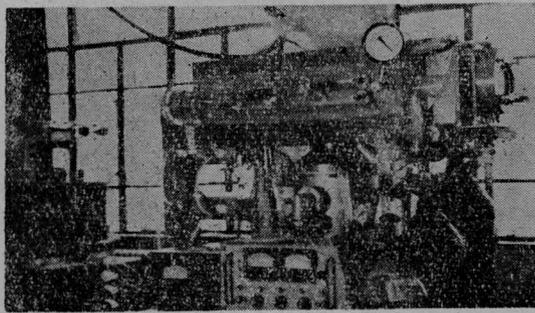


图2 电子束控制 CO₂ 放电激光器装置外形



图5 电子枪阴极电源外形照片, 马克斯发生器位于图右方架子上; 图左方是阴极加热电源, 图左下方是高压隔离变压器, 其上是阴极灯丝变压器与整流设备

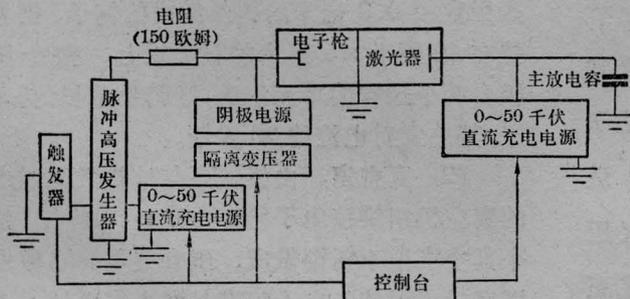


图3 线路方框图

为电子束窗口。紧贴钛箔有“梳齿”形的金属支撑架,钛箔与其支撑架构成电子枪的阳极,它离阴极面为8厘米。

(3) 电源: 共两套电源。其一是阴极加热电源; 其二是高能电子加速电源, 即脉冲输出-150千伏~-200千伏的五级马克斯发生器, 每级容量0.45微法, 耐压50千伏。图5是阴极电源外形照片。

2. 激光放电室

用有机玻璃做成, 如图1所示。放电阴极由排列成“梳齿”形的直径1.5毫米、间距1厘米的铜丝组成。铜丝轴向与光轴垂直, 阳极面离钛箔面1厘米。电子束钛箔窗口由两个组成, 每个面积是 37×5 厘米², 两个窗口间的间距为3厘米。放电室阳极由面积 9×80 厘米²的不锈钢板组成, 边缘弄圆, 但未按严格面型加工。阴阳极间距9厘米, 有效放电长度是74厘米。

3. 谐振腔

用内腔结构, 全反射端用镀金玻璃镜或镀金黄铜镜, 凹曲面半径10米。输出端用锗片, 全光斑输出, 厚度4毫米, 两镜间距1.3米, 有效通光孔径 $\phi 80$ 毫米, 有效激光体积3.7升。

4. 放电电源

四只电容并联, 每只容量3微法, 耐压50千伏。

工作时各部分动作顺序如下(图3); 对主放电电容 C 与马克斯发生器各级电容充电, 电子枪阴极预热, 触发马克斯发生器, 这时电子束注入激光放电室并引起电容 C 通过工作气体放电, 然后灯丝电源自动切断, 同时一切高压电容自动短路放电。

三、实验结果

1. 放电特性

研究了电子束控制气体放电的一些参量之间的关系。如式(6)所示, 在 E/P 与 j_e 一

定的条件下, 对确定的工作气体来说, 放电输入能量密度与气压的 $3/2$ 次方成线性关系。C. Cason 等人在1~3气压范围内的实验未获此关系的证实^[4], 而得到输入电能与气压近似成线性关系的结果。我们在小于一个大气压的范围内(180~720托)做了这方面的实验, 实验结果示于图6。实验中维持电子枪的工作条件不变, 即灯丝加热电流3.6安培; 马克斯发生器电压200千伏, 总容量0.45微法/5只; 电子枪室真空度高于 5×10^{-6} 托; 维持放电室内气体比分不变, 即 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$; 保持气体 $E/P = 4.8$ 伏/厘米·托(相当于3.6千伏/厘米·大气压)。图6结果表明, 五个实验点近似落于直线上, 且其斜率约是 $3/2$ 。这说明在小于一个大气压范围内, 输入放电能量大致和 $P^{3/2}$ 成正比。图6中还给出激光效率(定义为激光能量同位于光学孔径截面内的放电能量之比)与总气压的关系。

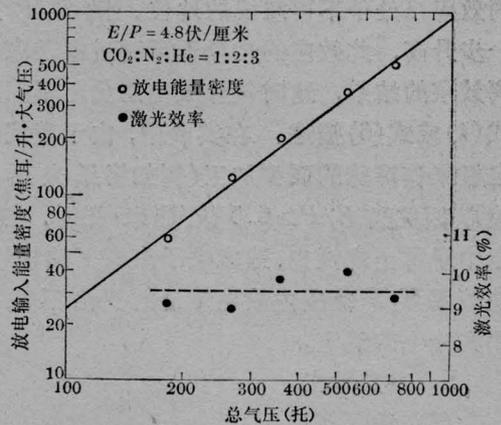


图6 放电输入能量密度及其激光效率与工作气压的关系

图7给出在几组不同的气体比分下, 每个大气压的放电输入能量密度 $\bar{\epsilon}_D = \epsilon_D/P$ 对 E/P 的变化关系。实验中同样维持电子枪工作条件不变。由图7可看出, 图示曲线都可用

$$\bar{\epsilon}_D = A(E/P)^2 + B$$

来近似表示, 式中 A 、 B 是对应于每条曲线

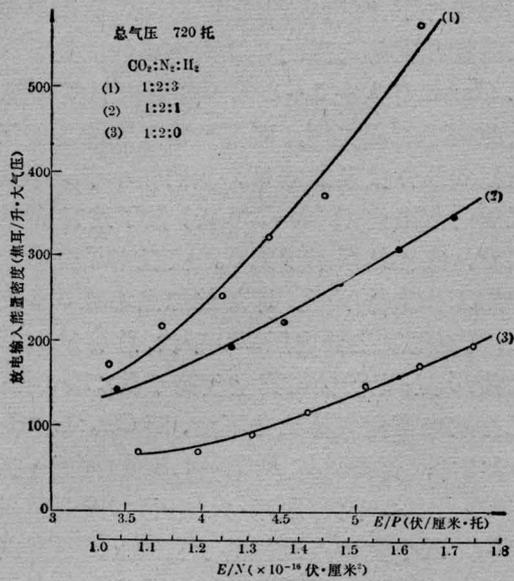


图7 放电输入能量与 E/P (或 E/N) 的关系

分别取不同数值的常数。这可与式(6)对比。

在较高的 E/P 范围内,放电能量密度与 E/P 的关系受到下述过程的制约:汤姆逊电离效应已处于不可忽视的地位。随 E/P 进一步升高,此效应的结果逐渐超过电子束电离效应的结果,这时气体放电能量已不能用式(4)或式(6)描述。在实验中,由于我们的电极未作特殊的面型加工(例如洛果夫斯基型),因此当 $E/P > 6.5$ 伏/厘米·托时,在放电中经常出现弧光,造成电子束窗箔的损坏,使较高 E/P 范围内放电能量的变化不能得到实验上的确定。

2. 激光输出

(1) 激光能量

观察到激光输出能量随放电输入能量的增加而逐渐出现饱和的现象。这种情况可能是由于 $\text{CO}_2(010)$ 能级的阻塞效应引起的。在图8中给出了在室温条件($\sim 290\text{K}$)时的实验结果。实验时维持 $E/P = 5.3$ 伏/厘米·托(约4千伏/厘米·大气压);总气压720托; $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:2:3$ 。显而易见,当放电输入能量密度小于400焦耳/升·大气压时,激光能量与放电能量大致成线性关系,进一步增

加放电能量,激光效率逐渐下降,而激光能量密度逐渐出现饱和,此时器件激光输出约170焦耳(约50焦耳/升·大气压)。这些实验结果是用一块两个光学面已被激光部分烧蚀的锗单晶片作窗口获得的,此锗片两面靠中心部分呈毛玻璃状,在 $\phi 20$ 毫米范围内较严重,向外呈扩散状。

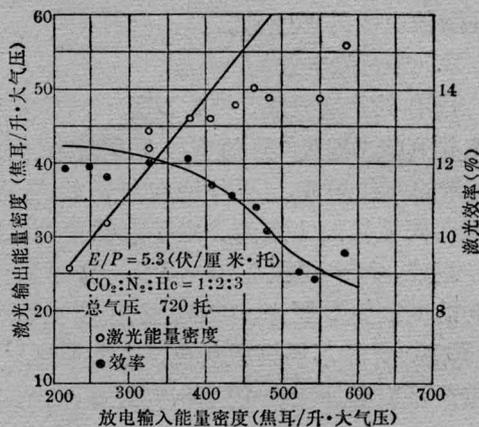


图8 激光输出能量密度及其效率和放电输入能量密度的关系

若使用光学加工质量较好的锗单晶片(厚度4毫米)作窗口,在 $\phi 80$ 毫米的孔径上能获得240焦耳的输出(即68焦耳/升·大气压),实验所用 $E/P = (6.1 \sim 6.4)$ 伏/厘米·托,马克斯发生器容量加倍,其它条件同上。在这样的输出水平上,锗片很易损坏。

图9给出激光输出能量稳定性的统计图。纵坐标是指输出激光能量落在横坐标所示

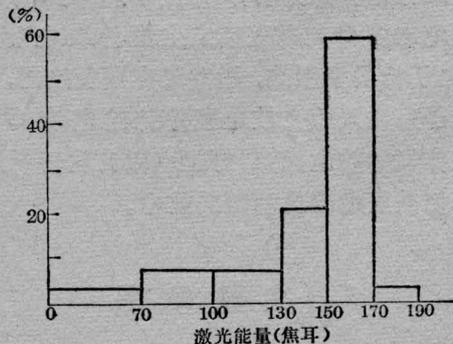


图9 激光输出能量稳定性统计图,纵坐标系指输出激光能量落在横坐标所示能量范围的运转次数与总次数之比。统计总次数29次

示能量范围内的运转次数与总次数之比, 统计总次数 29 次。由图可见, 能量在 130~170 焦耳范围内的次数占运转总次数的 80%。实验所用的窗口锗片与图 8 相同。

激光能量是用口径 $\phi 110$ 毫米的炭斗作接收器测量的。把四层不同规格的金属丝网固定在一起加在炭斗前作衰减器, 其透射率用本器件直接进行标定。

(2) 激光功率

测量了激光能量在 100~200 焦耳范围内的输出激光波形, 图 10 是一张典型的示波器照片。实验所用的 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{H}_2=1:2:3$, 总气压是 720 托; $E/P=5.4$ 伏/厘米·托; 激光输出能量为 150 焦耳。接收器是通光孔径 $\phi 25$ 毫米的光子牵引探测器, 其输出阻抗为 50 欧姆; 示波器型号 SS-1101, 测量时进入探测器的能量 40 焦耳。图中第一个尖峰是增益开关引起的, 其半宽度约小于 0.5 微秒, 峰值功率大于 60 兆瓦, 次级最大的平均功率约 30 兆瓦, 激光波形全宽度约 8 微秒。测量表明, 当激光能量增加到约 200 焦耳时, 波形

全宽度约 10 微秒。

(3) 激光方向性

使用 $R=10$ 米镀金铜反射镜和全光斑输出的平板锗单晶作窗口组成了稳定谐振

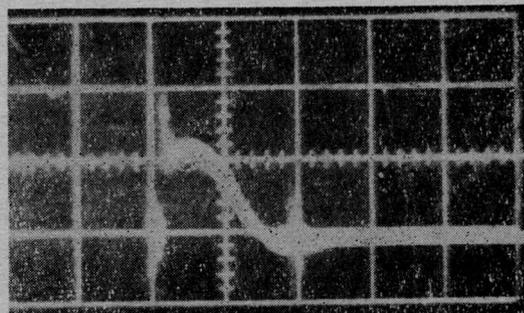


图 10 激光输出功率波形 横轴 5 微秒/大格; 纵轴 0.2 伏/大格, 器件气压 720 托; 比分 $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:3$; 输出能量水平 150 焦耳; $E/P=5.4$ 伏/厘米·托。

腔, 腔间距 1.3 米。用 $R=3$ 米反射镜的焦面光斑法测得激光束全宽度是 20~25 毫弧度。束宽较大的主要原因估计是高阶模振荡引起的。

普通直管氙灯泵浦的有机染料激光器

四川大学物理系光学教研室

提 要

用普通直管氙灯及普通高压脉冲电容器构成泵浦回路, 研究了有机染料若丹明 6G、若丹明 B 在乙醇溶液中的激光振荡。实验中着重于研究影响激光效率及能量输出的基本因素, 并作了相应的分析。

一、引 言

在目前的有机染料溶液激光器研究工作中, 用闪光灯去激发是其一条重要的泵浦途径。随着研究工作的深入, 闪光灯泵浦的染

料激光器正从难向易发展, 而且有可能做成高能的调频激光器^[1~3]。关于这类器件的特殊性及前景问题, 我们已作专门分析^[4], 并对其有关的一些问题进行了初步的实验研究。

在这类器件的初期研制工作中, 为克服