

图1 电容器结构示意图

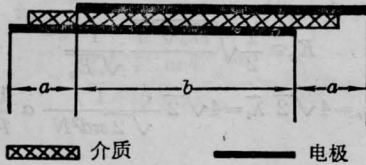


图2 电感分析示意图

亨,而损耗小于 10^{-3} , 比容大于 20 微微法/厘米³。

我们采用上述电容器, 研制了用于 TEACO₂ 激光器的马科斯高压发生器, 如图 3 所示。外形尺寸 (包括底座) 是: 35×37×8.5 厘米³。它由三个如图 1 所示的电容器及两个火花隙组成, 中间一个容量为 0.07 微法的电容器单独组成一级, 两边容量分别为 0.035 微法的电容器并联组成另一级。电容器的电极和火花隙的电极紧密相连, 电极之间彼此又是电容器型的结构, 它们即是马科斯组的引线, 又是电容器的极板。在电容器与火花隙的相互连接中, 没有另外使用其它导线。所以, 制作的马科斯高压发生器, 除了具有结构紧凑的特点之外, 更主要的是从整体来看, 它没有引入附加电感, 几乎是一个无感的全电容性的整体。

经过测试, 我们研制的马科斯高压发生器的指

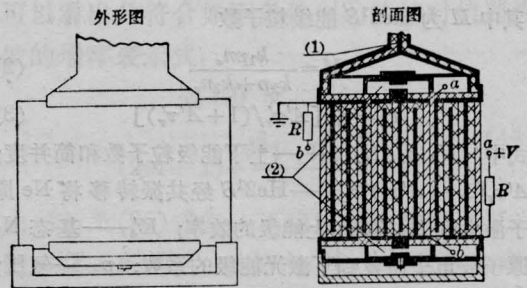


图3 马科斯高压发生器结构示意图

(1) — 传输线; (2) — 火花隙;
a-a, b-b 分别连接

标为:

- 总容量: 0.035 微法
- 工作电压: >55 千伏
- 总电感量: <60 毫微亨
- 损耗因数 $\text{tg } \delta$: 20 赫时 $<10^{-3}$
- 重复频率: >40 次/秒

对于马科斯高压发生器到激光器的引线, 若采用如图 3 中 (1) 所示的那样, 用三条宽铜箔, 中间由绝缘介质隔开的传输线结构的引线, 那么在所有电路的回路中将几乎不产生电感, 这对于脉冲工作的 TEACO₂ 激光器来说, 将是十分有利的。

实验证明, 使用我们制作的马科斯高压发生器, 比采用一般的马科斯高压发生器, 可使激光器的效率提高 4% 以上。

(中国科学院物理研究所 吕惠宾 周岳亮
崔大复 陈正豪 1981 年 2 月 2 日收稿)

He-Ne 放电小信号增益的电子饱和效应及其径向分布

Abstract: The expression of small signal gain as a function of electron density is given. With this expression, the distribution and saturation of the gain in a cross section of the discharge tube can be quantitatively calculated.

在 He-Ne 放电管管心附近, 增益随放电电流增大出现饱和的现象, 早已为许多研究者报导。1963 年, White 和 Gordon 研究了 He-Ne 放电的一系列谱线, 从粒子数反转机制出发, 对实验结果进行了

理论解释, 并得出了能级粒子数反转的表达式^[1,2]:

$$\Delta N = N_3 - \frac{g_3}{g_2} N_2 = \frac{M}{A' \tau_r [1 + (A' \tau_r)^{-1}] - k_4 p_{\text{Ne}} n_0} \quad (1)$$

其中 M 为 $\text{He}2^1S$ 能级粒子数

$$M = \frac{k_1 p n_e}{k_2 p + k_3 n_e} \quad (2)$$

$$k_2 = \tau_r^{-1} [A' \tau_r' / (1 + A' \tau_r')] \quad (3)$$

式中: N_3, g_3, N_2, g_2 ——上下能级粒子数和简并度; $A' \tau_r' [1 + (A' \tau_r')^{-1}]$ —— $\text{He}2^1S$ 经共振转移将 Ne 原子激发到 $\text{Ne}(3S_2)$ 上能级的效率; K_4 ——基态 Ne 原子被电子激发到下激光能级的系数; p ——气压; n_e ——电子密度; k_1 —— $\text{He}1S_0$ 被电子激发到 $\text{He}2^1S$ 的系数; k_2 —— $\text{He}(2^1S)$ 共振转移消激发系数; k_3 —— $\text{He}(2^1S)$ 电子碰撞消激发系数。

将有关数据代入整理:

$$\Delta N \cong \left(\frac{0.2 p_{\text{Ne}}}{1 + p_{\text{He}}} \right) \cdot \left(\frac{k_1 n_e p}{k_2 p + k_3 n_e} \right) - k_4 n_e p \quad (4)$$

上述分析的条件是放电管处于最佳充气状态:

$$\begin{cases} pD \sim 2.9 \sim 3.6 \quad (\text{托} \cdot \text{毫米}) \\ p_{\text{He}} : p_{\text{Ne}} \sim 7:1 \sim 5:1 \end{cases}$$

式中 D 为放电管直径。小信号增益系数为:

$$g = \frac{n}{c} \cdot B_{32} \cdot h \nu \cdot f(\nu) \cdot (\Delta N) = \beta \cdot (\Delta N) \quad (5)$$

式中: n ——折射率; B_{32} ——受激发射系数; h ——普朗克常数; ν ——频率; $f(\nu)$ ——谱线线型函数。

将(4)代入(5),并记:

$$c_1 = 10^{-7} \beta k_1; \quad c_2 = 5 \times 10^{-7} k_3; \quad c_3 = \beta k_4,$$

于是:

$$g \cong \frac{c_1 n_e}{1 + c_2 \left(\frac{1 + p_{\text{He}}}{p \cdot p_{\text{Ne}}} \right) n_e} - c_3 p n_e \quad (6)$$

当考虑管轴线附近的情况时,电子密度 n_e 与放电电流 I 成正比,此时,(6)式可写作:

$$g_0 = \frac{\alpha_1 I}{1 + \alpha_2 I} - \alpha_3 I \quad (7)$$

式中的 $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ 在确定的放电管中是常数,并可通过实验确定^[3] ($\lambda = 0.6328$ 微米, $pD = 3.6$ 托·毫米, $D = 6$ 毫米, $p_{\text{He}} : p_{\text{Ne}} = 7:1$)

$$g_0 = \left(\frac{0.594I}{1 + 0.04I} - 0.0572I \right) \times 10^{-2} (\text{米}^{-1}) \quad (8)$$

式中, I 的单位为毫安。

有关气体放电的研究证明,在放电正柱区,电子密度沿管径向按零阶贝塞尔函数分布:

$$n_{e(r)} = n_{e0} J_0 \left(\frac{2.4}{R} \cdot r \right) \text{厘米}^{-3} \quad (9)$$

式中, r ——径向坐标; R ——管半径。

在整个管截面内,平均电子密度

$$\bar{n}_e = \frac{1}{\pi R^2} \int n_e dS \cong \frac{1}{2.3} n_{e0} \quad (10)$$

而在放电正柱区,放电电流近似为:

$$I \cong \pi R^2 \bar{n}_e e K_e E_z \cong \frac{\pi R^2 K_e e E_z n_{e0}}{2.3} \quad (11)$$

式中 e ——电子电荷; K_e ——电子迁移率; E_z ——纵向电场强度。

(11)式中电场强度基本不随电流变化,且有经验公式:

$$E_z \cong \frac{9}{D} \quad (\text{伏/厘米}) \quad (12)$$

至于 K_e , 可由朗之万公式经变换得到^[4]:

$$K_e \cong \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e \bar{\lambda}_e \sqrt{\Delta}}{m}} \frac{1}{\sqrt{E_z}}$$

$$\bar{\lambda}_e = 4\sqrt{2} \bar{\lambda}_i = 4\sqrt{2} \frac{1}{\sqrt{2\pi d^2 N}} \alpha \frac{1}{p}$$

式中, $\bar{\lambda}_e, \bar{\lambda}_i$ 分别为电子、离子平均自由程; $\Delta = 2 \frac{m}{M}$; m, M 分别为电子、原子质量; d ——原子直径; N ——原子密度。经计算得到:

$$K_e \cong 4.6 \times 10^5 \cdot \frac{1}{p} (\text{厘米} \cdot \text{托/伏} \cdot \text{秒}) \quad (13)$$

将(12)、(13)式代入(11):

$$n_{e0} \cong 4.42 \times 10^9 \cdot \frac{p}{D} I (\text{厘米}^{-3}) \quad (14)$$

式中单位分别为 p ——托; D ——厘米; I ——毫安。再将上式代入(6)

$$g_0 = \frac{c_1 \left(4.42 \times 10^9 \frac{p}{D} I \right)}{1 + \left(\frac{1 + p_{\text{He}}}{p \cdot p_{\text{Ne}}} \right) c_2 \left(4.42 \times 10^9 \frac{p}{D} I \right)} - c_3 p \left(4.42 \times 10^9 \frac{p}{D} I \right)$$

最后将(8)式放电条件代入上式并与(8)式比较, 得到: ($\lambda = 0.6328$ 微米, $pD = 2.9 \sim 3.6$ 托·毫米, $p_{\text{He}} : p_{\text{Ne}} \sim 7:1 \sim 5:1$)

$$g = \left[\frac{1.34 \times 10^{-10} \times n_e}{1 + 2.67 \times 10^{-13} \left(\frac{1 + p_{\text{He}}}{p \cdot p_{\text{Ne}}} \right) n_e} - 2.17 \times 10^{-11} p n_e \right] \times 10^{-2} (\text{米}^{-1}) \quad (15)$$

利用(14)、(15)计算 $r=0$, $pD=3.6$, 托·毫米 $p_{\text{He}} : p_{\text{Ne}} = 7:1$, $D=6$ 毫米的 $g-I$ 曲线(见图1)。

图1表明,计算结果与实验相当接近,而且偏差的趋向是,在饱和之前计算的 g 比实验上升快,饱和以后 g 的计算值又比实验值下降得快。这是由于实验时,测量的并不是管轴线上的 g_0 , 而是一个小区域的平均值 \bar{g} 。在增益饱和前管心附近的增益分布是凸的 ($\bar{g} < g_0$); 而饱和后分布变凹 ($\bar{g} > g_0$), 因而出现图1所示趋向的偏差。

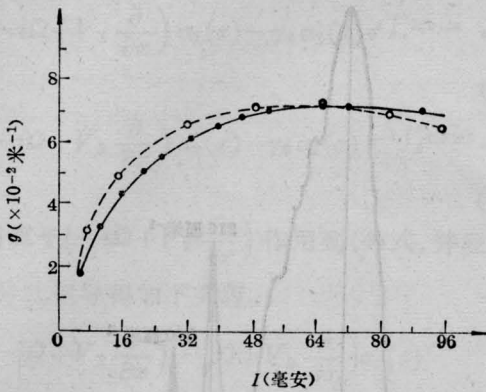


图1 $g-I$ 曲线

图中虚线为计算曲线,实线为实验曲线

下面是用式(14)、(9)、(15)计算一个小功率激光增益分布的实例。放电条件为

$$l=0.16 \text{ 米};$$

$$D=0.14 \text{ 厘米};$$

$$pD=3.0 \text{ 托} \cdot \text{毫米};$$

$$p_{\text{He}}:p_{\text{Ne}}=7:1。$$

计算结果示于图2。

用完全相同的方法,可以得到 $\lambda=3.39$ 微米的公式($pD=2.9\sim 3.6$ 托·毫米, $p_{\text{He}}:p_{\text{Ne}}=7:1\sim 5:1$):

$$g = \left[\frac{4.842 \times 10^{-10} \times n_0}{1 + 0.00362 \times 10^{-10} \left(\frac{1 + p_{\text{He}}}{p \cdot p_{\text{Ne}}} \right) n_0} - 0.732 \times 10^{-10} p n_0 \right] \times 10^{-2} \text{ 米}^{-1} \quad (16)$$

作者感谢清华大学张培林老师的帮助。

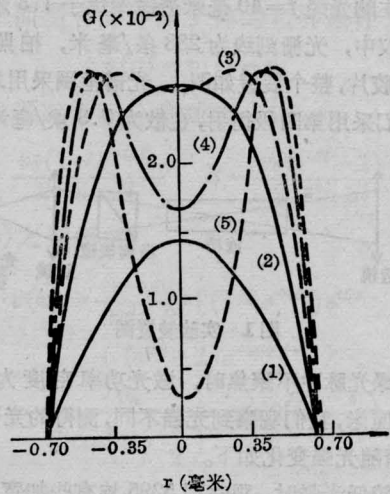


图2 $G-r$ 计算曲线

图中各曲线放电电流分别是:

(1)—2毫安; (2)—6毫安; (3)—10毫安;

(4)—15毫安; (5)—20毫安

参 考 文 献

- [1] E. Gordon; *Appl. Phys. Lett.*, 1963, **3**, 197.
- [2] A. White; *Appl. Phys. Lett.*, 1963, **3**, 199.
- [3] E. Labuda; "Microwave determination of average electron energy and density in He-Ne plasma", Ph. D. Dissertation polytechnic institute of brooklyn(1967).
- [4] 福力斯;《普通物理学》,第二卷第一分册,人民教育出版社。

(中国计量科学研究院 李天初

1981年3月23日收稿)

CS₂ 在超短脉冲作用下的喇曼猝灭

Abstract: Raman quenching in CS₂ under the action of ultrashort light pulses have been investigated experimentally. It is considered that quenching at the medium laser intensity is caused by dissociation of CS₂ into carbon and sulphur, and quecning at high laser intensity is the result of broadening in self-phase modulation.

CS₂在超短脉冲作用下,会产生喇曼猝灭^[1,2],至于产生猝灭的机制,我们将根据实验加以讨论。

实验采用钨玻璃锁模激光器,为获得单横模输出,腔内加 $\phi 2$ 毫米的小孔光阑,振荡器在稍微高于阈值运转,输出光方向性为0.5毫弧度。脉冲宽度测量采用双光子荧光方法,测得脉冲宽度为5微微

秒。

为了获得较强功率输出,我们将锁模脉冲序列通过两级 $\phi 20 \times 500$ 毫米的钨玻璃棒进行放大,输出的脉冲序列经过KDP晶体倍频,变为5295埃的绿光脉冲序列。绿光脉冲序列总能量约0.1焦耳。经 $f=400$ 毫米透镜聚焦于装CS₂10厘米长的样品盒