

# 双波长氦-氖激光器

郁 曾 期

(复旦大学光学系)

## 提 要

研制了一台能同时输出 0.63 微米和 1.15 微米激光的双波长氦-氖激光器。0.63 微米激光功率能够达到 1 毫瓦。实验探索了气体的成分、气压和放电电流等参量对激光振荡的影响规律。气体条件和放电电流用来控制激光波长的选择。激光谐振腔反射镜对这两个波长都是高反射率的。反射镜固定在比较稳定的外壳上,使得温度波动对光束方向的影响比较小。这种同轴的双波长激光器可用于高精度的激光准直。

从氦-氖激光跃迁的能级图(图 1),我们清楚地看到 0.63 微米和 1.15 微米这二个激光跃迁及其激励过程<sup>[3]</sup>。在氦-氖气体放电时,氦原子由电子激励,从基态跃迁到  $2^1S_0$  和  $2^3S_1$  这两个亚稳状态。亚稳态的氦原子与基态的氖原子相互作用,通过共振转移过程,使氖原子激励。氖原子在  $3S_2$  能态和  $2P_4$  能态上的粒子数反转对 0.63 微米激光辐射有贡献; $2S_2$  和  $2P_4$  能态上的粒子数反转则贡献于 1.15 微米激光辐射。这两个激光跃迁有共同的下能级  $2P_4$ ,存在着竞争效应。如果气体放电的电子温度比较高,氦原子被激

励到  $2^1S_0$  状态的几率就比较大。其结果是,氖的  $3S_2-2P_4$  粒子数反转占优势。从  $3S_2$  到  $2P_4$  的激光跃迁(辐射波长是 0.63 微米),使下能级  $2P_4$  的粒子数增大,结果破坏了  $2S_2-2P_4$  的粒子数反转,从而削弱了 1.15 微米的辐射。降低气体压强,或者减少混合气体中氖的含量,都有利于提高电子温度<sup>[4,5]</sup>。反之,降低电子温度,则有利于 1.15 微米激光跃迁而抑制 0.63 微米跃迁。如果气体条件合适,两个波长能同时振荡。当然,激光谐振腔的反射镜要对这两个波长同时具有足够高的反射率。综上所述,选择气体成分和压力,可以控制这两个波长的激光振荡:或是两个波长同时振荡,或是其中之一占优势。

## 实 验 结 果

依据上述原理,我们试制了 0.63 微米-1.15 微米双波长氦-氖激光器,并且探索了改善激光光束方向稳定性的途径。

我们的目的是制作一台用于激光水准仪

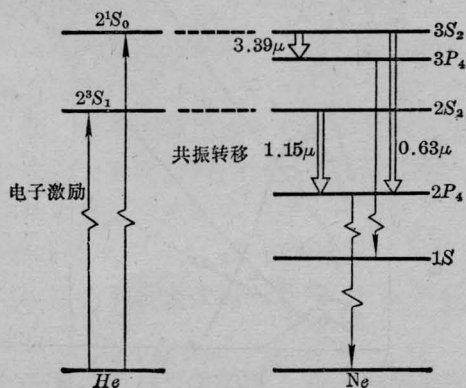


图 1

收稿日期· 1978年6月9日。

的双波长激光器<sup>[2]</sup>。参考常见的0.63微米氦-氖激光器, 选取放电毛细管直径1.2毫米, 毛细管长180毫米, 激光谐振腔是平凹腔, 腔长270毫米, 凹面镜曲率半径1米。这样做, 可以保证激光横向模式为基模, 其光斑呈圆斑形。激光功率和光束发散角以及激光器的外形尺寸都比较适当。

双波长激光器激光谐振腔的一对反射镜是专门研制的。它对于0.63微米和1.15微米都有很高的反射率。反射镜用光学玻璃作基板, 镀硫化锌-氟化镁多层介质膜, 构成双波长的干涉反射镜。膜层作了特殊的设计, 使这两个波长同时获得足够高的反射率。

由于双波长激光在同一个激光器内获得, 这两条激光谱线又有内在联系, 因此它们和激活介质的关系有其特殊性。我们作了下列实验研究。

### 1. 激光功率与气体成分、压强的关系

在同一个放电管内, 按一定的比例注入氦-氖混合气体。改变总气压, 记录两个波长的激光功率随放电电流变化的规律, 结果示于图2。实验中用同一对双波长反射镜。

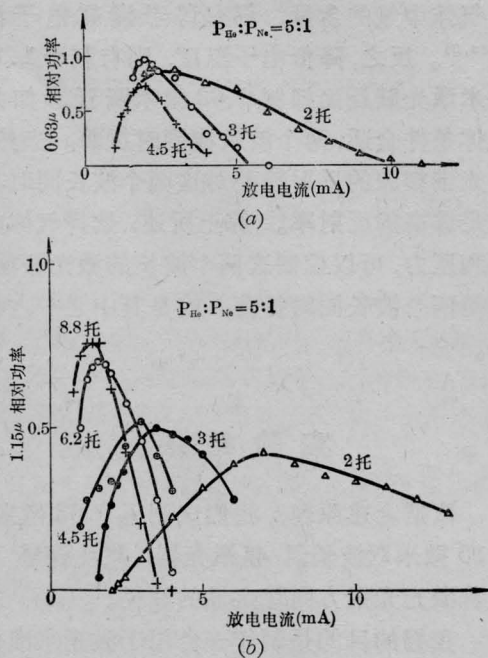


图 2

由图2, 我们得出下列结论: 一是, 气压影响激光功率。相对于激光最强的气压随不同的波长而异。例如, 氦氖气压比为5:1时, 总气压在3托附近, 0.63微米激光最强; 而使1.15微米激光达到最强的气压明显地高于8.8托。这是因为气压越高, 放电气体的电子温度越低。电子温度较低时, 1.15微米激光上能级能够得到比较有效的激励。对于0.63微米激光上能级的激励来说, 相应的电子温度比较高, 所以, 0.63微米激光最强所对应的气压就比较低。

第二个结论是, 气压越低, 最强激光对应的放电电流越大。并且, 两个波长对应的最佳电流也随着气压降低差别越来越大。这反映了这样的事实: 要达到同样的电子温度, 气压越低, 对应的放电电流越大。而且在气压比较低时, 电流对电子温度的影响比较小。

氦氖气体组分也影响着这两个波长的激光功率。适当的配比能保证激光功率比较大。我们在3:1到13:1的氦氖比例范围内作了对比试验, 见图3。比较实验结果, 选取5:1到7:1比较合适。

由上述实验, 我们看到, 控制氦氖气体的压强和组分可以有效地调节这两个激光波长

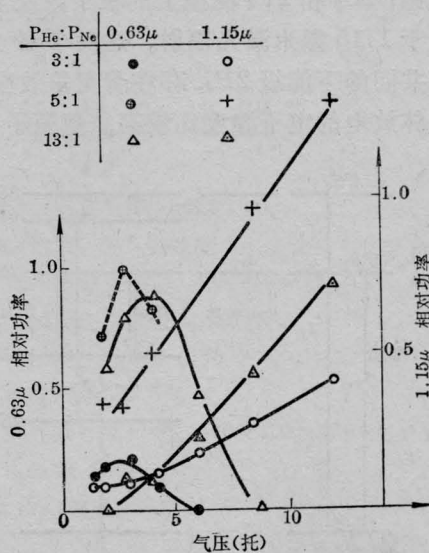


图 3

的相对功率。

## 2. 激光功率与放电电流的关系

对于一定的气体组分和压强，测量激光功率随放电电流的变化。同样的放电管，配上双波长高反射率的镜子得到的结果和配上单波长高反射率的镜子不同。在图4中分别用实线和虚线表示配用双波长反射镜和单波长反射镜这两种不同的情况。

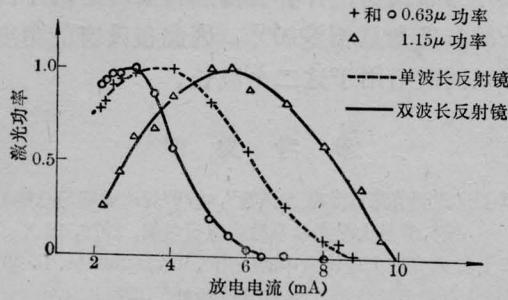


图 4

从实验可以看出：在一定的气体成分和压力下，调节放电电流可以控制激光波长。放电电流比较小，0.63 微米激光比较强；增大放电电流，1.15 微米激光占优势，甚至抑制 0.63 微米，得到单一的 1.15 微米激光。在中等大小的放电电流下，两个波长的激光同时存在。调节气体的成分和压力，则可以控制这一效应的强弱。

对比双波长和单波长这两组实验曲线，明显地看到，由于 1.15 微米激光振荡，抑制了 0.63 微米激光。这是竞争效应的缘故。

## 3. 输出反射镜的选择

为了获得尽量大的激光输出，激光输出反射镜的膜层要有适当的透过率。双波长激光器要兼顾两个波长，因此选择膜层比较复杂。不仅改变膜层层数来调节反射率，还要微调干涉反射的中心波长来控制这两个波长上反射率的比例。我们用同一个激光放电管，一端固定安装一块镀有十五层硫化锌-氟化镁的双波长高反射膜，另一端是可以替换的输出镜。干涉反射膜都是“3HL”系列。放电毛细管  $\phi 1.2$  毫米，180 毫米长，腔长 270

毫米。放电管内充氦氖混合气 3 托，氦氖比例 5:1。实验结果列于下表：

输出镜干涉膜层数	13	11	9	11
输出镜在红光波段的中心波长	6040 埃 (在红外段, 比较对准 1.15 微米)			比较对准 0.63 微米
0.63 微米激光输出功率(毫瓦)	0.80	1.2	0.60	0.65
1.15 微米激光输出功率(相对值)	23	50	112	27

调整膜层层数及其中心波长，可以寻找对这两个波长的最佳输出镜的参数。或根据对两个波长的功率要求，选用合适的输出镜。例如，我们选用“中心波长”在 6040 埃的十一层反射膜，能保证 0.63 微米激光输出最强，达到 1.2 毫瓦。

## 4. 光束方向稳定性的改进

激光器做成半外腔型(见图5)。放电管仍用玻璃制成，激光谐振腔反射镜安装在石英外套上。光束方向稳定性得到显著改善。

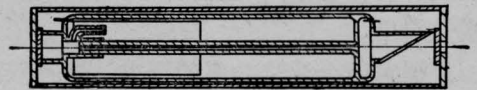


图 5

在实验室内测量激光光束方向的漂移。依次在距离激光器出光端口 30 厘米和 40 厘米的位置上，放置一个二象限硅光电池。光电池平衡指零的位置用千分表读出，以此指示激光束的位置。在相同的环境条件下，每一个激光器都在这远近不同的距离上，分别连续测量三至五小时。每次开始的一小时内，光束移动比较剧烈，以后就逐渐稳定。我们取一个半小时以后的数据来计算。按数理统计方法，求得以下结果：

普通的长 270 毫米的全内腔氦-氖激光器，用硬玻璃制成。在实验室环境里，光束方向漂移为每小时  $10^{-4}$  弧度。

用石英外套支承反射镜的半外腔结构的激光器，在同样的条件下，光束方向漂移为每小时  $2 \times 10^{-5}$  弧度。

实验得到了预期的结果,证实了普通的玻璃全内腔气体激光器光束漂移的一项重要原因是谐振腔镜片支架的热形变。用低膨胀系数的材料来支承反射镜,或者使温度分布稳定,都有利于改善光束方向稳定性。用膨胀系数更小的微晶玻璃作谐振腔的支架,制成内腔型激光器,安装在望远镜放大倍数为40倍的水准仪上,光束射出仪器的方向漂移不大于 $10^{-7}$ 弧度<sup>[1]</sup>。

## 结 语

氦-氖气体激光器的三条主要激光谱线是0.63微米、1.15微米和3.39微米,它们对应的跃迁分别是 $3S_2-2P_4$ ,  $2S_2-2P_4$ 和 $3S_2-3P_4$ 。用气体放电的方法很容易在这些能级上实现粒子数反转。如果激光谐振腔反射镜的反射率对波长有选择性,就得到单一波长的激光<sup>[6]</sup>。如果反射镜同时对其中两个波长具有高反射率,就有可能同时得到双波长激光输出。

根据对两个波长功率的要求,选择双波长激光器的反射镜透过率。我们还可以相应地改变放电气体的参数,调节这两条谱线的增益。0.63微米和1.15微米这两个激光的上能级不同,改变放电激励的电子温度,就能

控制这两条谱线的相对功率。这就是说,在选择最佳配合时,既要改变干涉反射镜的膜层,又要调节气体的成分和压力。反复选择,才能获得一组合适的配合。

由于这种双波长激光器与一般的氦-氖激光器有共同的本质,因此,氦-氖激光器的种种稳定措施都能借鉴。

半外腔型的双波长激光器,如果用熔石英作为布氏窗,计算得出熔石英对这两个波长的布氏角只相差 $10^{[7]}$ ,因此布氏窗的角度可以同时适用于这两个波长。

## 参 考 文 献

- [1] “激光光束稳定装置试验”,《“73”级毕业实习总结汇编》,复旦大学光学系激光教研组编,1976.12。
- [2] “激光在大地测量中的应用”,Прилепин М. Г. 著,浙江大学光学系译,科学出版社,1976.4。
- [3] J. D. Rigden, A. D. White; “Quantum Electronics” Proceedings of the Third International Congress, 1964, 1, part 2, p. 499.
- [4] E. F. Labuda, E. I. Gordon; *J. Appl. Phys.*, 1964, 25, No. 5, 1647.
- [5] “气体混合物的光谱分析”,1958,何乃宽译自 О. П. Бочкова, Е. Я. Шрейдер, “Спектральный анализ газовых смесей”。
- [6] “小型红外氦-氖激光器”,《复旦学报(自然科学版)》,1976, No. 3~4(合刊), 27。
- [7] “红外光学材料手册”,E. M. 沃伦科娃等著,北京玻璃研究所技术情报组译,“国外红外与激光技术”编辑组出版,1973年,天津。

(上接第63页)

2. 在内外坩埚漏嘴满足式(8-1)、(8-2)的流量要求以后,坩埚部分的有效截面和液面的起始高度也按式(4-18)、(4-19)互相匹配,这样,尽管液面高度在拉丝过程中不断下降,坩埚内玻璃液呈变流型层流状态,芯皮比仍可保持于一定值,但折射率分布常数总要随着不断减小,这在这种工艺条件下是不可避免的。

## 参 考 文 献

- [1] 石守勇:“自聚焦型光波导纤维的结构及其讯息传输速率的理论分析”,《物构所通讯》,1977年第1期,38页。
- [2] K. Koizumi et al.; *Appl. Opt.*, 1974, 13, No. 2, 255.
- [3] Экспресс информации, “Стекло керамика и огнеупоры” 1974, СКО21.