

关于 BeO 氩离子激光器性能、结构 和工作条件中几个问题的讨论

刘 皇 风

(郑州大学物理系)

氧化铍是一种导热率高(0.525卡/厘米·度)、热冲击性能好、结构致密的绝缘材料。用 BeO 作放电等离子体约束材料的氩离子激光器,它的放电管内壁温度低(在典型的工作条件下,约为 350~390 K),气体清除速率低(~0.12 微毫升/小时),溅射小,激光器增益大,寿命长,输出噪音小。在常用的瓦级输出的氩离子激光器中,BeO 放电管激光器占有突出地位。

关于 BeO 氩离子激光器的工作条件和性能,已有了详细的研究^[1~5],但是,也还存在一些有待继续探索的理论和实践问题。本文就有关 BeO 氩离子激光器性能、结构和工作条件中的几个问题,进行一些粗略的讨论。

一、增益和充入气压

BeO 氩离子激光器的充入气压一般约为 0.7 托,是石英和石墨结构的 2~3 倍。BeO 结构的工作气压为什么要高?它为什么能获得较大的增益?

工作在非饱和区的 ArII 激光器,其增益与放电电流 I 的平方成正比。当 I 增大时,相应于输出功率最大的最佳充入气压 $P_{最佳}$ 亦随之增大,以维持某一特定谱线所要求的最佳电子温度。此外,在一些 BeO 放电管中,当放电电流增大时,常常出现不稳定的等离子体振荡,限制了低气压时工作电流的提高。为了充分发挥 BeO 热导率高,能承受大

的功率输入的特点,必须适当地提高充入气压,以抑制大电流时等离子体振荡的出现,使激光器处于最佳工作条件,提高增益和输出功率。

BeO 高的热导率降低了放电气体的温度,使得等离子体内部气体密度比石英或石墨结构中的高。这也是造成增益大的一个因素,因为在典型条件下,氩离子激光器的增益正比于放电管半径和归一化气体密度的积。

Conder 等人^[7]根据关系式 $\rho_g = T_w \rho_w / T_g$ (ρ_g, T_g 为放电管中心的密度和温度, ρ_w, T_w 为管壁附近的密度和温度),得出管壁温度越低,放电气体的密度就越低的结论。他们认为,由于 BeO 管壁温度比石英低,所以,BeO 结构中放电气体密度也比石英结构的低,必须提高充入气压,以维持必要的放电气体密度,保证有足够的增益。这个结论以下述假设为前提,即:对于不同的放电管约束材料, ρ_w / T_g 值相同。实际上,对于相同的充入气压和放电条件,由于 BeO 放电管内壁温度低,相应地, ρ_w 大, T_g 小,故 BeO 结构的 ρ_w / T_g 值比石英结构的高。就是说,当管壁材料的热导率改变时, T_w 和 ρ_w / T_g 对于放电气体密度的影响方向是相反的。在氩离子激光器中,处于室温的非放电区域的体积比放电区域的体积大得多,可以忽略放电区域内温度变化对气压的影响,并假设各处的气压相同^[6]。设 ρ_0 和 T_0 为非放电区的气体密

收稿日期: 1978年6月6日。

度和温度,则有

$$\rho_g = \frac{T_c \rho_c}{T_g}$$

X射线吸收测量^[7]证明,离子激光器中放电气体密度大致遵从由简单的气体定律导出的这个关系。由于BeO放电管内气体温度比石英和石墨结构的温度低,相应地,在同样的充入气压下,BeO管内等离子体的气体密度也要比石英和石墨结构的高。考虑到BeO结构的充入气压高(一般约为0.7托,是石英和石墨结构的2~3倍),等离子体内的气体密度还要更高些。

二、气体清除速率

BeO放电管内气体密度高带来的另一结果是气体分子的平均自由程短,减轻了离子对管壁的轰击,使气体清除速率降低。

在BeO放电管内壁附近分子的平均自由程 λ_w 与石英(或石墨)内壁附近的平均自由程 λ'_w 之比为

$$\lambda_w/\lambda'_w = T_w P'_c / T'_w P_c$$

式中, T_w 、 T'_w 分别为BeO管内壁和石英管(或石墨)内壁附近的温度。 P_c 和 P'_c 分别为两种结构的充入气压。取 $T_w=380\text{K}$, $T'_w=900\text{K}$ (石英), $P_c=0.7$ 托, $P'_c=0.2$ 托,则得 $\lambda_w/\lambda'_w \sim 0.13$ 。

管壁附近平均自由程越短,离子轰击放电约束材料引起的腐蚀就越轻,离子被埋入放电约束材料的晶格内引起气体被清除的速率也越低。这对于延长放电管寿命,减少窗片污染都是有意义的。实验测得,在典型工作条件下,石英放电管的气体清除速率约为20微毫升/小时,BeO放电管仅为0.12微毫升/小时。BeO氩离子激光器一次充气可工作1000小时以上,功率变化小于10%^[1]。

三、激光器输出功率的限制因素

限制氩离子激光器输出功率的因素大致

有三类:

1. 反转利用系数

设激活介质能级反转密度为 Δn^0 ,在全饱和条件下,单位体积激活介质能提交的最大功率为^[8]

$$P_{\text{最大}} = \frac{h\nu}{\tau} \Delta n^0$$

式中, $\tau = [(r_a - r_{ab})(g_a/g_b) + r_b]/r_a r_b$, r_a 、 r_b 是激光上、下能级的总的衰变几率, r_{ab} 是激光上、下能级之间的跃迁几率。 g_a 、 g_b 为统计权重。激光器的输出功率为

$$P = k P_{\text{最大}}$$

k 是反转利用系数,由谐振腔的参量、光谱特性、洛仑兹线宽和多普勒线宽等决定。

在激光器工作过程中,布儒斯特窗、谐振腔反射镜的污染,反射镜镀膜在强光作用下光学品质的退化,谐振腔结构不善等,都会使反转利用系数降低,造成激光器输出功率的限制。实验表明,如果激光器放电管加工工艺、环境条件,或者谐振腔的结构设计等处理不当,反射镜镀膜质量不良等,都可以使激光器输出功率在短时间内成几倍地下降,缩短激光器寿命。为此,必须对放电管进行整体除气,使管内达到超净的要求。激光器的制作、安装和使用都要在清洁的环境条件下进行。

谐振腔设计要尽量使得腔的模体积与激活体积匹配,耦合输出与增益匹配,以提高反转的利用率。如果腔内辐射流密度很大,可按照比例定则,对于一定的 PR 值,适当减小 P 增大 R ,以减小反射镜上的辐射流密度。

2. 增益饱和

随着工作电流和气压的增加,氩离子激光器的输出到达极大后又下降,这种增益饱和的出现条件,是由激活介质固有特性规定的某些过程所决定的。例如,离子基态与激光下能级之间的共振辐射俘获^[9,10],电子碰撞退激发^[11]等,它们规定了Ar II激光器的最大允许输出功率。在辐射俘获发生作用的情

况下, 离子激光器的增益为

$$g_0 = K_1 J^2 \left(1 - \frac{K_3 P J R^2}{\Delta \nu_d} \right)$$

K_1 、 K_3 是与能级特性 (如爱因斯坦系数, 激发截面等) 有关的系数。 J 是放电电流密度, $\Delta \nu_d$ 是离子吸收真空紫外跃迁的多普勒线宽。式中第二项即共振辐射俘获的修正项, 它与 PR 、 JR 之积成正比。也就是说, 共振辐射俘获发生作用的条件是大孔径、高压下的大电流放电。改变 PR 和 JR 值, 都可以控制辐射俘获的发生和深度。

3. 放电不稳定性和等离子体振荡

在离子激光器中, 当固定放电电流、减小气压到一定值时, 或者, 固定气压增大放电电流到一定值时, 往往出现剧烈的等离子体振荡。当气压固定时, 在临近振荡发生前, 激光器输出功率不再随电流增加 (图 1), 随即振荡发生, 功率急剧下降。和氩离子激光器相比较, 氦离子激光器放电更容易出现不稳定。出现这种不稳定性振荡的主要原因在于激光器的结构, 特别是放电管阳极和阴极端分别到阳极和阴极的过渡区的结构。抑制等离子体振荡的出现, 扩大激光器稳定工作的区域, 是氦离子激光器获得高功率输出的一个重要条件。用 BeO 陶瓷作放电约束材料, 由于结构工艺上的一些特殊要求, 设计时, 尤其要注意这个问题。

一些作者^[4, 8]测定了离子激光器中出现

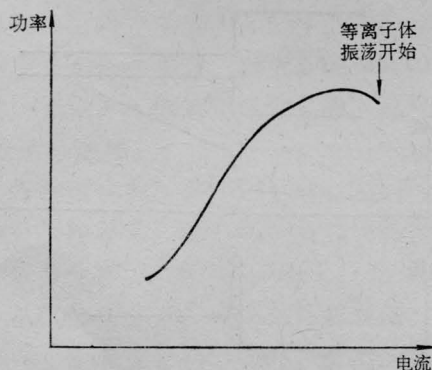


图 1 等离子体振荡发生前, 激光器输出功率随放电电流的变化

等离子体振荡的临界压力 $P_{\text{临}}$ 与放电电流密度的关系 (见图 2)。文献 [8] 是用内径 12 毫米的分段钨结构的 Ar 离子激光器测定的。桥本·章等人^[4]的结果是对 BeO 结构测得的。对于 Ar、Kr 气体, 桥本·章等测得稳定的工作区域为

$$P > \alpha j.$$

α 值见表 1。作为比较, 图 2 还同时画出了 Ar 离子激光器的最佳工作气压与电流密度的关系曲线。

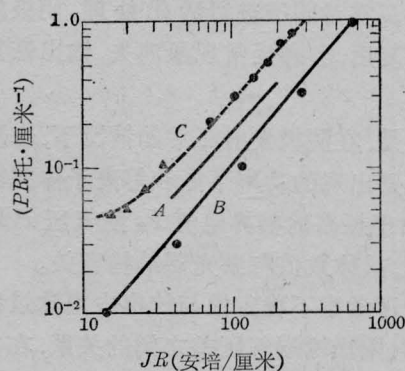


图 2 氦离子激光器的最佳充气气压、出现等离子体振荡的临界气压与电流密度的关系 (A) $P_{\text{临}}R - jR$ 。4 毫米孔径的 BeO 放电管, $B = 650$ 高斯。(B) $P_{\text{临}}R - jR$ 。12 毫米孔径的分段钨结构。(C) $P_{\text{最佳}}R - jR$ 。“ \blacktriangle ”—7 毫米孔径石英管; “ \bullet ”—12 毫米孔径分段阳极氧化铝结构

表 1 α 值

气体种类	α	
	无 磁 场	有磁场 (650 高斯)
Kr	$(1.3 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	$(1.7 \pm 0.3) \times 10^{-3}$
Ar	$(0.4 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-3}$

桥本·章等人把观察到的等离子体振荡归结为放电电流的磁压力和电子动力学压力, 定性地解释了观察到的 $P_{\text{临}}$ 与 I 间的线性关系。但是, 实际上因个别激光器的结构和工艺不同, 起振条件变化很大, 这是磁压力和电子动力学压力所不能解释的。我们在试制 BeO—金属结构氦离子激光器过程中发现, 当增大电流功率不再增加时, 如果继续减

小限流电阻, 我们总是观察到放电等离子体性质的一系列反常的变化, 如: 放电电流减小, 阴极-阳极电位降升高, 等离子体呈现大的反常负阻特性; 阳极区、阴极区放电光谱颜色变红; 灯丝电流摆动; 放电冲出阳极和阴极区进入旁通管等等。这些现象表明, 产生放电不稳定性的原因是复杂的。例如, 如果阴-阳极间电位降升高的同时, 在阴极上还出现移动性的白炽光斑, 表明阴极发射不足, 阴极附近缺乏足够的“电子云”来阻止离子对阴极的轰击。在对阴极进行活化处理, 阴极发射能力恢复后, 各种反常现象消失, 输出恢复正常。

但是, 在阴极发射正常的情况下, 也观察到有规则出现的功率下降和等离子体振荡现象。出现振荡的临界电流 I_{cr} 随气压 P 增大而增加, 具体数值与激光器结构有关。

为了考察不稳定性与放电中电泳过程造成的阴、阳极两端气压差之间的关系, 在实验中, 我们大幅度地改变旁通管(内径 6 毫米)的长度, 一直到将旁通管长度缩短到毛细管长度的 1.8 倍, 并且, 在阴极和阳极端各增设一个半公升的气柜, 均未观察到起振条件有任何明显的变化的。它表明, 等离子体振荡不是由电泳过程引起。我们知道, 对于粘滞性气流, 气体的传导性随 $T^{-7/4}$ 变化。BeO 管内气体的温度较低, 使它本身(至少在靠近管壁部分区域)也构成一个较好的回气通道。因此, 在有适当的外回气道的情况下, BeO 氩离子激光器中气体的轴向抽运问题, 不应象石英或石墨结构那样严重。

实验发现, 未经整体除气的放电管, 在放电过程中排出的杂质气体, 不仅会使阴极中毒, 增加激活介质的损耗, 沾污窗片, 对产生等离子体振荡也有不良影响。但是, 毛细管两端向电极过渡区域的结构, 特别是阴极过渡区的结构, 对起振条件影响最大。当有轴向磁场存在时, 在毛细管两端的磁性材料(如可伐)由于带电粒子的轰击而急剧升温。带

电粒子在磁场作用下向磁性材料集中, 对于维持放电的稳定性是不利的。在毛细管阴极端, 我们试验了三种结构: (1) 由一细长的紫铜管过渡到阴极外壳; (2) 将紫铜管改用紫铜锥体代替; (3) 将紫铜锥体改为氧化铍陶瓷锥体。表 2 列出了三种结构的起振电流 I_r 随气压 P 的变化的测量结果。从表 2 可见, 结构 2 出现放电不稳定比结构 1 晚, 结构 3 更晚。激光器的输出功率明显地随着等离子体振荡被抑制的程度而增加。这些结果表明, 在毛细管阴极端和阴极之间, 一个结构适当的过渡区域的存在, 对于扩展稳定的放电区域, 是十分重要的。

表 2 起振电流 I_r 与气压 P 的关系

P (托)		0.33	0.40	0.47	0.53	0.60	0.67
I_r (安培)	结构1	22	29	34		38	39
	结构2	31	37		42.5	46	
	结构3	>35	>40				

在离子激光器出现等离子体振荡的条件下, Halsted 等人^[12]在观察到激光强度发生频率在 150~220 千赫范围内的调制的同时, 还观察到侧向自发辐射的相似的调制, 并且, 后一调制在阴极和阳极过渡区最强。这直接显示了阴极过渡区对产生等离子体振荡的重要作用。看来, 产生等离子体振荡的主要原因在于过渡区内有双重电位鞘形成。设在放电毛细管阴极端放电突然扩展, 如图 3 所示。

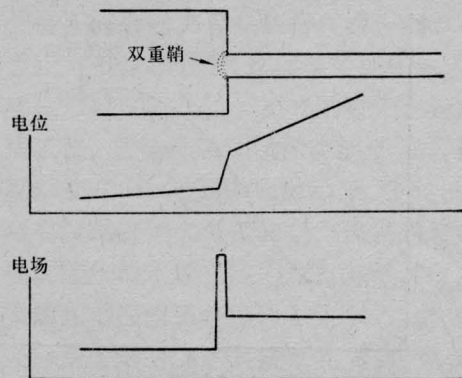


图 3 在阴极过渡区, 电位和电场强度分布的示意图

端面两侧无规电子流正比于 $n_e T_e^{1/2}$ 。由于毛细管内的电子密度大，为了平衡两侧通过端面的无规电子流，在端面外侧必须有一个高度足够的电位鞘存在。定向电流的存在，使阴极端电位鞘的高度增加，阳极端减小。当电子通过这个强电场的电位鞘区域时，它的能量剧增，电离速率提高，附近管壁电位鞘高度也加大。这些不仅使这个区域的热耗和溅射损伤增大，而且也容易产生离子波，引起等离子体振荡。

关于氩离子激光器阴极过渡区的结构，阴、阳极的位置及其对于放电不稳定性的影响，已有若干报导^[6,8,12~14]。关于过渡区域的形状，有人提出以从直线到指数形式的扩展为好。总的说来，理论的了解是很不充分的。具体结构的设计，主要还是凭经验。

参 考 文 献

[1] P. C. Conder *et al.*; *Radio & Electron. Engineer*, 1970, **39**, No. 2, 97~103.

[2] A. Ferrario *et al.*; *Rev. Sci. Instr.*, 1972, 1216.
 [3] British Patent, No. (11) 1240031.
 [4] 桥本·章等, 昭和 45 年电气器学会连合大会讲演论文集(分册 2), 1565.
 [5] *Laser Focus*, 1970, **6**, No. 8, 17~25.
 [6] G. Herziger *et al.*; *Z. Phys.*, 1968, **215**, 437~465.
 [7] W. B. Bridges *et al.*; *Proc. of IEEE*, 1971, **59**, No. 5, 724~737.
 [8] C. P. Wang *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1972, **43**, No. 12, 5068.
 [9] P. K. Cheo *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1965, **6**, 177.
 [10] J. Boscher *et al.*; *Appl. Phys.*, 1974, **5**, 203~210.
 [11] T. Fujimoto; *Jap. J. Pppl. Phys.*, 1972, **11**, 1501.
 [12] A. S. Halsted *et al.*; "Gaseous ion laser research", Hughes Res. Lab., Malibu, Calif., Tech., Rep. AFAL-TR-68-227, July 1968; DDC accession no AD-841-834.
 [13] I. Gorog *et al.*; *RCA Rev.*, 1967, **27**, No. 1, 38.
 [14] Roy Paananen, *Appl. Phys. Lett.*, 1966, **9**, No. 1, 34~35.

CO₂ 激光器照射柞蚕卵初见成效

为了大力发展蚕业生产，我们进行了激光在蚕业生产上应用的研究。1975 年以来，我们多次为蚕业研究单位和生产单位进行 CO₂、He-Ne 等激光器照射柞蚕卵的实验，发现柞蚕卵能够较强地吸收 CO₂ 激光(波长为 10.6 微米)。要进一步摸索出 CO₂ 激光对柞蚕卵刺激增产的准确剂量，我们对春蚕卵和秋蚕卵作了照射实验，春秋两季皆用“青黄 1 号”原种，各小区蚕卵(包括对照)用同时交配、同时拆对、同时产卵的雌蛾，取 48 小时内所产的卵，在出蚕前 5 天左右照射，每小区照射蚕卵 1000 粒。激光辐照功率密度为 0.642 瓦/厘米²，照射时间：青蚕卵分别为 3、5、10、15 分钟；秋蚕卵分别为 0.5、1、3、4 分

钟。并在庄河县光明山公社北关大队蚕场放养，对照和经过照射的柞蚕均以正常户外放养法进行饲养。实验结果：春蚕卵以低剂量照射能提高茧层量，3 分钟为好，当时间超过 10、15 分钟时，因剂量过高，对柞蚕生长发育有了抑制作用，各项指标都有所下降；而秋蚕卵照射 0.5~5 分钟都表现出有刺激增产的效果。照射 1 分钟的柞蚕卵表现最好。结茧率高于对照 12%；丝增长了，茧层量提高了 22%；茧也增大了，千粒茧重增加了 1.8 斤。

(沈阳农学院 曹玉瑞
庄河县北关大队 郭殿荣 郭仕裕)