

高压力电离气体激光器

Н. П. 巴索夫等

激光器最主要的特性是功率、效率和辐射相干性。许多实验室中都在研究能够得到激光器最大参数的方案和激励方法。最近几年在这方面获得了显著成就。特别是已建造了效率达40%的 CO_2 气体电激光器。气动激光器方面已经得到了60吨量级的辐射功率，正在制造功率1兆瓦的激光器。之所以能够取得这样高水平的功率，是由于热气体在快速膨胀时产生分子振动能级粒子数反转的想法得到了实现。这一方法由巴索夫(Н. П. Басов)和奥拉叶夫斯基(А. Н. Ораевский)于1962年提出，其根据是气体在快速冷却时原则上能够获得粒子数反转。1964年谢茨伯格(А. Герцберг)等研究了气体从喷管流出而遭受冷却时引起粒子数反转的可能性。1966年科纽霍夫(В. К. Конюхов)，普罗霍罗夫(А. М. Прохоров)，巴索夫，奥拉叶夫斯基，谢格洛夫(В. А. Щеглов)提出了用 CO_2 和 N_2 的混合气体通过喷管使之冷却以作工质。所有这些研究终于导致1968年建造了具有上述创记录的辐射功率的 CO_2 气动激光器。但是这种激光器的根本缺点在于其效率较低，理论上不能超过3%〔目前，在激活介质体积能量为 10^{-1} 焦耳/升时实际上只得到0.5%的效率——格里(Е. Герри)和佩耶(А. Пайер)，1971〕。此外，工作气体是超声速气流这一气动激光器的特点，导致气流中产生湍流，使激活介质的光学均匀性降低，从而使辐射相干性降低(光的发散度为

~ 32~

0.01弧度量级)。

在最近一年半中,由于採用了法国研究工作者迪芒森(Р. Думаншин)和罗卡-塞拉(Д. Рокка-Серра)于1961年提出的横向放电法,CO₂气体放电激光器的功率达到了20瓦,其发散度比气动激光器的要小得多。在很小的装置上只要将工作气体压力由一般气体放电激光器中的几十分之一大气压增加到一个大气压,就能得到这样大的功率。大家知道,当压力大于几十分之一大气压时,要在气体中产生电激励,会因丝状放电而遭到重大的困难,因而在横向放电激光器中採用了大量彼此独立的,沿光腔轴线排列的局部放电。这不可避免地会导致激活介质光学均匀性的降低,辐射方向性的恶化,以及由于增加体积和继续增加压力而限制功率增加的可能性。

本文叙述了一种新型气体激光器,它的工作压力达几十个大气压,激活区体积原则上不受限制。利用如CO₂和N₂的混合物之类的分子气体时,这种激光器的理论效率可达40%。作为这种激光器的基础的方法,是由苏联科学院列别捷夫物理研究所量子无线电物理实验室在研究用电子束激励激光器时提出的。大家知道,用快速电子以及一般地用高能粒子直接激励气体,会导致非常低的效率,高能粒子只是在激励凝缩气体和固体时才是高效率的。

本方法的实质在于使自外源来的电离辐射作用引起稠密气体介质的导电性,从而能使通过气体的电流的全部能量实际上都转变为分子振动

能。在气体放电激光器中放电电子起着双重作用：一方面它们本身使气体导电，另一方面它们撞击中性原子，使中性原子直接电离，从而使这些原子导电。我们把这两种作用区分开了，因此能够避免气体电激励方法的一系列致命缺点，尤其是能使效率达到极限值成为可能，并使很大体积的压缩气体能够获得均匀激励（不发生丝状放电）。

电离激光器的激励图案

如图 1 所示。电离粒子（例如电子、 γ 射线或核裂片）流在穿过气体时一路上产生大量电子和离子，气体密度愈大，所产生的电子和离子愈多。这样产生的电子在电场作用下于气体中运动，当

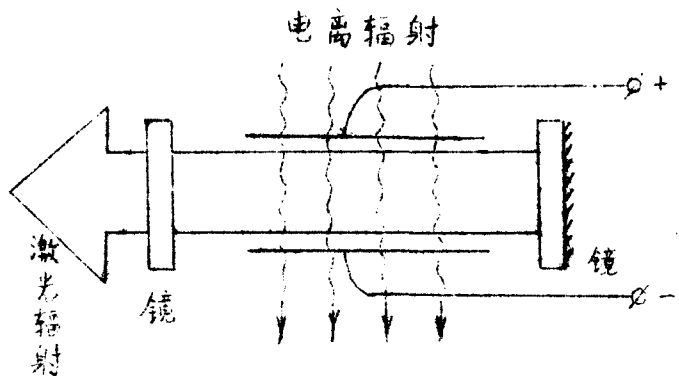


图 1 CO_2 电离激光器的激励图案

它们和气体分子碰撞时就激发分子的振动。在某些气体例如氩或一氧化碳的分子中，这种机制成为从导电电子获得能量的基本渠道。

在讨论激励激光能级的机制之前，我们先讨论一下所研究系统中电流通过时的重要物理过程。

有一种意见认为，在这种系统中电流实际上由离子成分的迁移率决定。叶列茨基（А. В. Елецкий）和斯米尔诺夫（Е. М. Смирнов）（1970）研究了在电离气体中获得较大电流的困难后，

认为发生这种现象的原因是：一旦电子在电场作用下离开了负的电场电极，就形成了屏蔽外电场的空间电荷；在这些条件下电流急剧下降，其值由离子成分的迁移率决定。在这些学者采用的电荷转移模型范围内，要建造电离激光器实际上是不可能的。但是正如 本文作者们的工作（1970，1971）所指出，又由科瓦尔楚克（Б. М. Ковальчук）、克列姆涅夫（В. В. Кремнев）和梅夏茨（Г. А. Месяц）（1970）所证实的，系统中能够通过大量电流，但是为此需要一定的条件，就是气体的电离度要足够高。电子密度应该高于某一定值，该值由气体性质、压力和电极间距离所决定。原来，在气体的电离度高时，在电子不多的近阴极层中电场大大超过电离的阈值。由于唐森增殖作用使电子—离子对的浓度增加，结果在近阴极层中离子的电导率，等于系统的其余体积中电子的电导率。这是可能的，因为整个说来，在上述条件下气体内中性原子的浓度超过电子的浓度许多量级。这样，气体的近阴极层实际上起了不受限制的电子发射体的作用。发射量自动维持在由气体基本体积的电导率所给定的水平上。这时近阴极层的厚度非常小。

近阴极层厚度 d 和阴极电势降 φ 依赖于电场强度 E 与压力 P 的计算结果列于下表中。

($P = 13$ 大气压)

电子浓度	$n_e = 5 \cdot 10^{14} \text{厘米}^{-3}$			$n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{厘米}^{-3}$		
E/p , 伏/厘米·托	5	10	15	5	10	15
E/p , 伏/厘米·托 阴极层	450	615	740	79	92	101
d , 厘米	$2 \cdot 10^{-4}$	$1.36 \cdot 10^{-4}$	$1.1 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$
φ , 伏	450	420	410	3500	2330	1870

基本体积中电子浓度由 $5 \cdot 10^{14} \text{厘米}^{-3}$ 减小到 $2 \cdot 10^{12} \text{厘米}^{-3}$ 时, 阴极电势降的值大大增加。电子浓度为 10^{11}厘米^{-3} 时, 该值达到 16 千伏, 并能和电极的电压相比拟。在这种情况下电流急剧下降。在用电子束使氩电离的实验中, 我们得到电极间的电流密度为 1000安/厘米^2 ; 这时电流同电极材料及接通电压的极性无关。

必须指出, 在激励红外区辐射的分子气体时, 电场应足够小, 以避免电子的自发增殖。否则电极间的气体空间将形成雪崩流, 电流增加, 对激光器的激励来说这种系统是低效能的; 雪崩流中的电子浓度太大, 以致引起激光辐射电子的制动吸收大大增加, 并因迅速建立热平衡而使粒子数反转减小。

图 2 是 CO_2 激光器的工作能级图。在电子非弹性碰撞的作用下, N_2 分子由下能级 $v = 0$ 跃迁到上能级 $v = 1$ 。振动激励的氮分子寿

~ 36 ~

寿命很长，这些分子交出其振动能的唯一机制实质上是和 CO_2 分子碰撞。 CO_2 的 00^01 能级和 N_2 的 $v=1$ 能级实际上是重合的，因此未受激励的 CO_2 分子和激励了的 N_2 分子相碰撞时，激励作用将以很大的几率传给 CO_2 分子。由 00^01 能级至 10^00 和 02^00 能级的辐射跃迁便造成激光辐射。

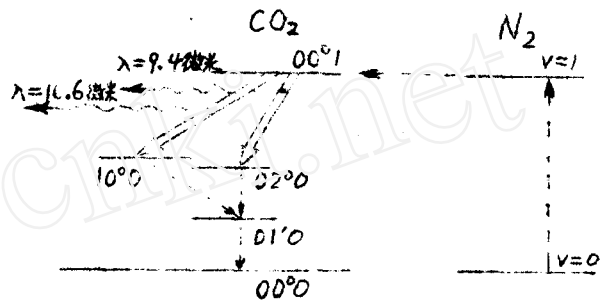


图2 CO_2 激光器中二氧化碳和氮的分子能级图

射。继而在 CO_2 分子和 N_2 分子的碰撞过程中由 10^00 和 02^00 能级经 01^00 能级的激励便非常快地传给平动自由度。这样，大约相当于 60% 氮分子激发能能量转变为分子热运动，而其余的 40% 则可能转变为相干辐射。

我们看一下辐射功率和气体压力的关系。氮分子的激励速度与电子浓度 n_e 、分子浓度 N 、按电子速度 v 平均的氮分子振动能级激励截面 σ 成正比。在准定常状态下，上激光能级的激励速度和氮分子的激励速度相同，因为如上所述，交出氮分子振动能的唯一渠道是同 CO_2 分子相碰撞。上激光能级辐射衰变时单位体积的辐射功率等于辐射量子能量和上激光能级激励速度的乘积。对于不依赖于气体压力的电子浓度与分

浓度之比，辐射功率与压力的平方成正比。

图3给出 CO_2 激光器1升激活介质的辐射功率与压力关系的计算值。下面两个点相应于一般低压 CO_2 气体放电激光器的实验数据，上面两个点相应于本文所得数据。很明显，单位体积激活介质的辐射功率增长了一百万倍，在 10^4 托压力下达到10兆瓦/厘米³的重级。

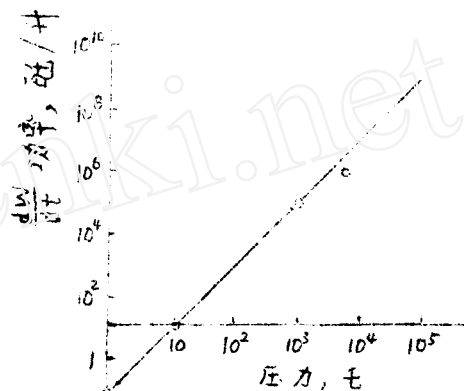


图3 CO_2 激光器单位体积激活介质辐射功率与工作气体压力的关系
实线—理论计算值，小圆圈—实验值

实验设备如图4所示。由具有冷阴极的线性电子加速器射出电子束自上方通过薄片进入腔体，薄片用以隔开加速器真空部分和充满工作气体部分。加速器由我们实验室制造，充电装置是苏联科学院西伯利亚分院核物理研究所制造的加速器ЭЛНТ-1。电子束的最大参数相应于脉冲电流约6000

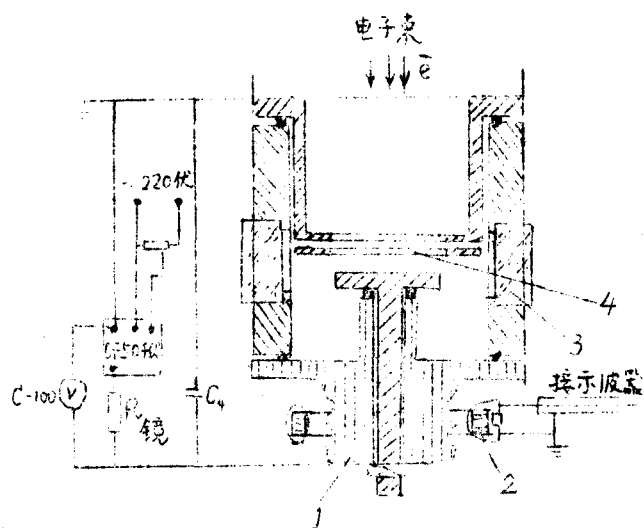


图4 实验设备示意图

- 1—绝缘器 2—罗戈斯基箍
- 3—镜片 4—金属薄片

安，脉冲时间 10^{-8} 秒，加速电压为 1 兆伏。在我们的实验室中，加到激光器电极上的最大电压达到 50 千伏。激光器的供电电容 C 在 1000—30000 毫微法范围内波动。研究了 CO_2 、 N_2 、 He 、 H_2O 这些气体不同成分的振荡。发现在高压下最佳的成分之一为 $CO_2 + N_2$ 的简单混合气体，不要 H_2 和水蒸汽。加进 He 以后振荡阈值降低（见图 5），但这时辐射功率下降。

实验进行到压力达 25 个大气压，该值由薄片的机械强度规定。但毫无疑问，振荡还能在更高的压力下获得。从 1 厘米介质中测得的最大相干辐射能量由镜片光学稳定性决定，在效率为 10% 和压力量级为 10 个大气压时可超过 0.1 焦耳/厘米²。

1971 年在英国古尔召开的激光等离子体会议上，报导了美国洛斯阿拉莫斯研究中

心也正积极开展这方面的工作。那里获得了几个大气压下的振荡，在最近期间准备运行能量 10^4 焦耳，脉冲功率 10^{13} 瓦的 CO_2 激光器。

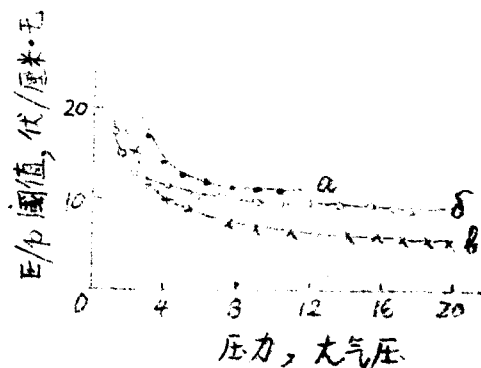


图 5 电场阈值依赖于 $CO_2 : N_2 : He$ 不同成分混合气体压力的关系
 a—1: 3: 0; δ —1: 1: 0
 b—1: 2: 5

我们的工作中采用了^由电子加速器的特点决定的短脉冲电离。这远非最佳的工作状态。在脉冲时间短的情况下 ($\tau \sim 10^{-8}$ 秒), 消耗在气体电离上的电子束能量占电激励能量的 1%。随着电离脉冲的延长, 相应地激励时间也延长, 消耗在气体电离上的能量减少, 当电离脉冲时间 $\sim 10^{-5}$ 秒时, 该能量占电能的 10^{-3} 。计算指出, 如果过渡到非常长的脉冲或连续状态时, 电离能量所占的比例可减小至 10^{-4} 。改善激光器的几何形状能够大大提高效率, 有可能达到极限值 ($\sim 40\%$)。

我们的实验是在体积不大的激光器上进行的。用大体积激光器进行实验肯定是很意义的, 按计算, 建造这种大体积的激光器不会遭到任何原则性的困难。

设计这类激光器时用几个功率放大器的^级振荡器比较合适。这时在最后一级中工作气体在大气压下可以不要光学窗和镜。

为了激励大体积的激光器, 用量级为 10^6 伏的高电压和量级为 1 兆电子伏的高电子束能量比较有利。由于此方法没有使用放电, 激励是均匀进行的, 因此看来可以期望有好的辐射相干性和小的光线发散度。

让我们再注意一下高压力分子气体激光器的一个特点。在压力高于 10 个大气压时, 转一振跃迁能级的碰撞加宽导致能级的重叠。这样就可以平滑地改变激光器的振荡频率。在采用非谐振动的分子例如 CO 时, 频率改变可能在很多振动能级范围内进行, 其区域可达自中心频率起的 30% 或更高。建造这种能平滑改变频率的高效率大功率激光器, 开辟

~ 40 ~

了有选择性地促进化学反应和分离同位素的巨大可能性，还能扩大分子光谱的研究范围。

高压下的增益线加宽还能建立时间的量级为增益线宽倒数（ 10^{-11} 秒）的超短光脉冲。这类脉冲能应用于加热等离子体至热核温度的试验中。

本文所述电离激励方法也用于激励分子中的电子跃迁。在这方面最有前途的气体之一是氙。我们的研究表明，在量级为10个大气压下压缩的和凝结的氙中，激励了^的电子态衰变时，形成不稳定的双原子分子，其辐射光谱在真空紫外区。由于氙分子基态的不稳定性，粒子数反转就能在比较低的激励密度下获得。这种激光器的效率预计可达50%。目前已得到研究气体氙激光器的初步实验结果。

最后强调一下，气体激光器的高压力下电离激励方法比起其他已知的激励方法来，其优点在于可能在一个系统中得到极限效率，辐射的方向性好，建造大体积激活介质的激光器时没有原则性的困难。

译自：Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев,
А. Ф. Сучков, Электроионизационные
газовые лазеры высокого давления, Вестник
АН СССР, 1972, №. 3, стр. 12-18

(顾小芸译)

~ 41 ~