

激 光 (第 九 集)
(科技专题参考资料)

中国科学技术情报研究所重庆分所 编 辑

科学技术文献出版社重庆分社 出 版
重庆市市中区胜利路 91 号

四川省新华书店重庆发行所 发 行
重 庆 印 制 第 一 厂 印 刷

开本: 787×1092毫米1/16 印张: 8.75 字数: 23万

1976年4月 第1版 1976年4月第1次印刷

印 数: 4600

统一书号: 15176·115 定价: 0.90元

目 录

高气压脉冲分子激光器	(1)
紫外激光物理学综述	(45)
脉冲分子氮激光器的理论	(77)
N_2 的 $C^3\Pi_u$ —— $B^3\Pi_g$ (0,0) 受激跃迁的高分辨率研究.....	(83)
高能电子束激发的分子氮中超辐射激光作用的参量研究	(86)
横向激励的氮激光器的时间分辨分析	(93)
同轴氮激光器发射特性实验研究	(101)
可靠的重复脉冲大功率氮激光器	(110)
简单的大功率高效率氮紫外激光器	(117)
高功率脉冲氮激光器设计中的一些考虑	(123)
一种简单的大功率氮激光器	(129)
千兆赫可调谐波导 CO_2 激光器.....	(133)
CO_2 同位素混合气的连续波高气压可调谐 CO_2 激光器.....	(136)

高压脉冲分子激光器*

摘要: 本文综述高压脉冲分子激光器的新近进展。文中涉及的内容有横向激励大气压激光器、电子束激光器和运用Blumlein激励技术的激光器的一些实验结果。讨论了高压脉冲 CO_2 激光器的动力学模型、参量特性和均匀放电的特征。还讨论了脉冲起始的化学激光器、极高气压激光器以及高重复率横向激励大气压激光器的新近结果。文中最后描述了对这些器件的输出进行控制和利用而作的努力。列出了广泛的参考文献目录。

目 录

- I. 引言
- II. 历史发展
- III. 激励技术
 - A. 横向激励大气压激光器
 - B. 电子束激光器
 - 1) 电子束控制的激光器
 - 2) 电子束泵浦的激光器
 - C. 利用 Blumlein 脉冲发生器的激光器
- IV. 高压脉冲 CO_2 激光器
 - A. 动力学模型
 - 1) N_2 和 CO_2 的振动能级
 - 2) 激励
 - 3) 弛豫
 - 4) 速率方程
 - B. 参量特性
 - 1) 预料特性
 - 2) 实际特性
 - C. 高压放电
 - 1) 电子束控制的放电
 - 2) 自持放电
- V. 新型高压脉冲激光器
 - A. 新型横向激励的和起始的激光器
 - 1) 新型横向激励的激光器
 - 2) 脉冲起始的化学激光器
 - B. 甚高压激光器
 - C. 高重复速率横向激励大气压激

光器

- VI. 输出的控制和探测
 - A. 频率控制
 - 1) 纵模控制
 - 2) 不稳定谐振腔
 - B. 短脉冲的产生
 - C. 探测
 - 1) 高频探测器
 - 2) 超短脉冲的探测
 - 3) 脉冲能量的探测
- VII. 有关的研究领域
 - A. 脉冲气动激光器
 - B. 激光感生的气体击穿
 - C. 激光产生氘和氚的聚变
- VIII. 结论

I 引 言

脉冲大气压激光器^{[197], [66]}是 CO_2 激光器研究中取得的一项巨大的新进展^[477],^{[473], [474]}。这些相当简单的器件能够产生几兆瓦的脉冲输出, 对早期低气压气体激光器^{[477], [473], [474], [34], [35], [214], [366], [239], [632]}的特性带来了明显的改进。高压脉冲分子激光器目前能够产生和固体激光器^{[160], [159], [511], [119], [493], [117]}相比拟的峰值功率, 并且其运转的电效率较高^{[466], [41], [119], [584]},

* Obert, R. Wood, II: High-Pressure Pulsed Molecular Lasers, «Proceedings of The IEEE», 62, №3, pp. 355—397 潘承志译

[47][10], [117], [508], [357]。在这篇关于高压脉冲分子激光器发展技术现状的综述论文中, 我们指出这些进展是由于把脉冲和横向激励技术结合起来而能在高压下运转而得到的。

对于一个特定的激光体积来说, 其输出脉冲能量依赖于所存在的受激的分子数, 因此, 也依赖于气压。脉宽在很大程度上由受激分子的弛豫时间确定。因为在较高的气压下, 弛豫时间变得更短, 所以脉宽也依赖于气压。因而, 峰值功率正比于气压的平方。于是, 当一个较小的激光器运转在较高的气压下时, 能够获得峰值功率较高和脉冲宽度较短的较大能量脉冲。

在气压高的气体中实现均匀激励, 不是一件轻而易举的事。当在普遍的低气压辉光放电中升高气压时, 放电特性就要改变, 并且约在50托时, 辉光收缩成电弧。对于分子气体激光器的有效激励来说, 弧光放电是不合适的。

第一个强大的高压系统是1969年末和1970年初由法国^[197]和加拿大^[66]的科学家所报导的横向激励大气压(以下简称为TEA)CO₂气体激光器。这两个研究团体独立地研制成功了能在高压CO₂-N₂-He混合气中维持相当大体积辉光放电的技术。在取得这一项进展之前, 或是不采用横向激励而实现高运转气压^{[80], [554], [303], [447]}, 或是在低气压下采用横向激励^{[599], [391], [255], [553], [392], [295], [243], [545]}, 或者把两者结合在一个系统中, 但理想的全部可能效用并不明显^{[391], [255], [553], [392]}。在1968年研制成功的超高电压纵向激励脉冲CO₂激光器^[303]表明, 它比以前的脉冲CO₂激光器有了显著的进展。然而, 这种激励技术不能按大小、运转气压或混合气进行简单的按比例换算缩放^{[182], [183]}, 需要解决关键才能取得新的进展。TEA CO₂激光器的研制成功^{[68], [196]}, 不仅出现了一类比以前的气体激光器运转得更好的激光器, 而且还导致了对于气体激光器、

激光器激励技术, 甚至对气体放电物理的了解方面的巨大进展。

至今, 依据脉冲高压概念制造出来的最成功的激光器具有以下一些特性: 大带宽(这使得制作波长可连续调谐的激光器并产生超短脉冲成为可能)、高峰值功率输出、大脉冲能量、高效率、低的制作和运转成本, 并且输出的波长可复盖从真空紫外到远红外区。在不久的将来, 这些激光器将在科学和技术中发挥重要的作用。预料中的科学应用领域有: 1) 光谱学和快速弛豫速率的测量; 2) 非线性光学; 3) 等离子体物理(包括等离子体加热和诊断); 4) 制作真空紫外和X射线波长的激光振荡器。在工业、国防和其它领域中的运用有: 1) 光学测距和雷达; 2) 化学反应控制; 3) 同位素分离; 4) 集成电路制造; 5) 切割和焊接; 6) 超重元素的制备; 7) 空间推进器, 以及8) 激光产生氘和氚的聚变。

在本文的第Ⅱ节描述导致目前技术发展现状的主要历史进展。第Ⅲ节论述激励技术, 列举应用脉冲高压概念的几个最好的例子。这当中包括对于TEA激光器、电子束泵浦激光器以及利用Blumlein激励的激光器的一些实验结果。第Ⅳ节利用CO₂系统作为例子, 论述为了解以下各节中讨论的器件所必须的有关物理问题。这一节的内容包括对动力学模型、参量特性以及高压下均匀放电的特性的讨论。第Ⅴ节致力于论述处于研制阶段初期的高压脉冲激光系统, 其中包括对脉冲起始的化学激光器、甚高压激光器以及高重复率TEA激光器的论述。在第Ⅵ节介绍对于输出控制、短脉冲产生以及探测方面所作的努力。第Ⅶ节扼要描述与高压脉冲激光器无关但却受它强烈影响的几个领域。第Ⅷ节是结论。最后列出详细的参考文献目录。

Ⅱ 历史发展

在CO₂气体的10.6微米上运转的连续波

激光器, 首先由 Patel 等人于 1964 年宣布^{[477], [473], [474]}。他的第一篇报告还描述了脉冲放电运转, 然而, 只发现输出功率仅有稍许增加^[474]。其后不久, 就提出了将 N_2 和 He 加入到混合气中观察到有利作用的解释^{[388], [475], [432], [478]}。自此之后, CO_2 激光器一直受到很大的注意, 因为它们比任何其它的激光器^[167] 能以较高的效率输出较大的连续功率。

普通 CO_2 激光器的激活媒质是电激励的 CO_2 、 N_2 和 He 的混合气。增益机理的简单说明示于图 1。激光作用发生在 CO_2 电子基态的一条振转跃迁上^{[477], [474]}。 N_2 的 $v=1$ 能级与 CO_2 的上激光能级 v_3 很接近, 在这两个能级之间发生快速的能量交换^{[388], [475]}。被电子碰撞而激励的 N_2 的能级是亚稳态, 因此, 对于 CO_2 的 v_3 能级的有效选择激励, 提供了一个储能的“容器”。此外, 还发生 CO_2 被电子碰撞而直接产生激励的情况^{[474], [641], [642], [572]}。下激光能级通过 v_2 衰变到基态, 而且该能级的去集聚速率可成为激光器中限制速率的过程^{[641], [642], [632], [573]}。因为 v_2 能级处的位置很接近于基态, 所以必须使气体保持在低温, 以防止该能级被热激励而集聚^[87]。混合气中加入 He 气, 有助于使气体冷却 (因为 He 的热导率高), 而且, 可增快下激光能级的弛豫速率。

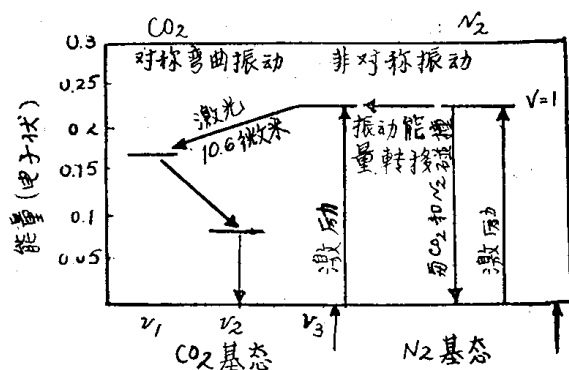


图1. 说明导致 10.6 微米波长上增益机理的 CO_2 与 N_2 的简化振动能级图。
(资料来源: Foster^[236])。

CO_2 激光器发明后一年, Leonard 在压

力为 20 千的 N_2 气中利用脉冲横向激励技术, 在 3371 埃上获得了 200 千瓦的脉冲^[391]。后来, Wilson 将横向激励技术与 N_2 激光器中的超声速流动技术结合在一起, 可以进行高重复速率的运转^[637]。1967 年, Shipman 利用提供行波横向激励的 Blumlein 脉冲发生器, 由 N_2 气中获得 3371 埃上的 2.5 兆瓦脉冲, 而由 Ne 气中获得 5401 埃上的 190 千瓦脉冲。

与 N_2 激光器横向激励的这些进展相并行, 采用脉冲放电激励的 CO_2 激光器继续得到进一步发展^{[34], [35], [214], [239], [632], [138], [128], [129], [353], [15]}。然而, 一直到 1968 年, Hill 利用超高电压纵向脉冲放电, 才从气压高达 60 千的 CO_2 气中获得 10.6 微米上 5 焦耳 200 千瓦的脉冲^[303]。这项改进约比以前的结果提高了 2 个数量级, 它是利用高电压 (10^6 伏)、快上升时间 (< 5 微秒) 电脉冲, 来激励稍高气压 (60 千) 下的 CO_2 激光器的直接结果。

为了满足短放电时间的要求, 并降低对极高外加电压的要求, 当法国和加拿大的科学家把脉冲横向激励技术用于 CO_2 - N_2 -He 系统时, 取得了最重要的进展^[197, 66]。高压 (450 千) 脉冲 CO_2 激光器首先由 Dumanchin 和 Rocca-Serra^[197] 于 1969 年 11 月所报导, 而大气压运转则首先由 Beaulien^[66] 于 1970 年 6 月所报导。现在把这些横向激励大气压激光器称之为“TEA”激光器。

目前, 包括电子^[197, 381, 220, 218, 160, 219, 660, 501, 502]、重粒子^[21, 247, 507, 598, 23, 280, 246]和紫外辐射在内的多种预电离方法, 已用于 TEA 型激光器中, 以获得更大体积的气体放电, 从而获得更大的能量。所谓预电离, 是指在放电起始之前, 使带电粒子出现在气体容积内。这些电荷有助于产生空间高度均匀的大体积辉光放电。若放电方案中包含有来自第三电极的辅助放电致助, 而使放电体积预电离的, 则依据这种放电方案的高气压脉冲分子激光器称之为“双放电”TEA 激光器^[197, 381]。在新近的具体装置中, 放电的

建立被控制得直到在放电体积中具有最佳的电离度(由辅助弧光放电的紫外辐射来产生)。Richardson 等人^[511]所研制的这种 CO₂ 激光系统,能在10.6微米上产生输出能量达300焦耳的脉冲,峰值功率在几兆瓦范围内,且总能量提取效率接近10%。

利用电子束预电离,也已在高压下完成了稳定的均匀放电^[220, 42, 44, 159, 218, 160, 219, 41, 249, 417, 152, 151]。这项技术是利用高能(100~200千电子伏)电子束来电离气体的。所加的电场使产生的电荷加速,并提供激光分子的电激励。在没有电子束时,放电是非自持的。在这种“电子束控制的放电”中,电离源和激光媒质的激励过程是分开的,以免产生气体电击穿和形成电弧等问题,并可通过调节气体电场而使放电参量最佳。

在 Fenstermacher 等人^[218]所研制的电子束控制的 CO₂ 放大器中,产生电离用的电子束由脉冲二极管产生。所产生的电子通过将含有电子枪的真空室和 CO₂-N₂-He 混合气分开的金属箔而得到加速。在通过多栅阴极结构后,这些电子在激光混合气中提供所需要的电离。在最近 Daugherty 等人^[160, 158, 159]所描述的最大的这类系统中,电子束控制的放电是在1个大气压的40升 CO₂-N₂-He 混合气中产生的。当作为激光振荡器来运转时,该系统产生的多模输出脉冲能量为2000焦耳,脉宽为40微秒。

利用脉冲横向激励,已在近30种气体中实现了高压激光作用^[648, 649]。与此同时,已观察到从0.11微米到337微米的500多个波长^[624, 335]。正如所预料的那样,在大多数情况下,增高工作气压,使性能有了很大的改善,脉冲能量、峰值功率及最大可允许的重复速率,都得到了增加。

在振转跃迁上工作的气体分子激光器情况下,由于气压增高,能得到的最后一个优点是,在甚高的气压(即远大于1个大气压)下,分立的振-转谱线可望展宽,并重迭成连续的发射带。于是,这样一个激光器能够

在一个很宽的频谱范围内连续调谐,或进行锁模以产生微微秒(10^{-12} 秒)脉冲。虽然,连续可调谐性和超短脉冲产生的目标尚未完全实现,但是,脉冲 CO₂-N₂-He 激光器现在已在高达50个大气压的气压下运转^[39, 40, 41],并已证实,在振-转跃迁之间的频率间隔上的很大部分,可实现连续调谐。

III 激励技术

在这一节论述激励技术,介绍一些将脉冲高压概念应用于分子气体激光器的最近的和最好的例子。随着 TEA CO₂ 激光器于1970年研制成功之后,激励技术已从早期原始的用针和电阻的列阵来限制电流的方法,进展到更为成熟的双放电法和电子束法。这些过渡阶段,固然是有意义的,在有些情况下也是很有用的,然而,为使讨论清晰,我们将这一节的讨论限于双放电激光器、电子束控制的和泵浦的激光器,以及用 Blumlein 脉冲发生器激励的激光器。

A. 横向激励大气压激光器

在第 I 节讨论 TEA CO₂ 激光器的发展^[197]时指出,把以前的工作分为 Leonard^[391, 392]和其它人的低气压气体的横向电激励^[391, 392]以及 Hill^[303]和其它人的高压气体的超高压轴向脉冲激励两类,TEA 激光器是它们的继续发展。大多数早期的 TEA CO₂ 激光器都采用 Beaulieu 所研制的激励技术,是将很短的高压脉冲加到横向放电电极结构上^[66, 67, 69]。电极系统由一根长的管状阳极和1000欧的碳质电阻列阵构成,两者间距为几厘米。每个电阻器的一条引线作为分立的阴极。电阻器的其余引线都连在一起,构成一个共同的负端。当脉宽足够短、上升时间很快的电脉冲加到该电极结构上,有很高的过压时,就产生阵两式或刷状放电,由每个电阻阴极上同时发出一个锥形散开的放电,故受激体积成为重迭放电的线性

阵列, 如图 2 所示。

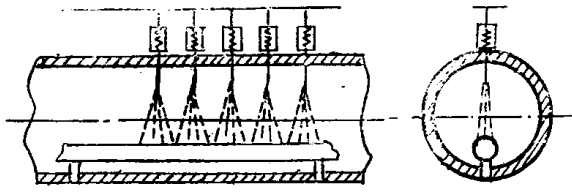


图2. 早期的横向放电电极结构(Beaulieu^[66]发明)

如前所述, 大气压辉光放电是固有地不稳定的, 很容易变成窄的局部弧光放电。Beaulieu 所采用的简单激励方法是通过使放电持续期短于电弧形成时间, 而避免了这个问题。阴极电阻器阵列限制放电电流, 并使放电均匀地散开在放电区域上。继后, 采用了许多技术以获得沿激光腔长度上分布的多个横向放电^[232, 384, 568, 231, 344, 555, 233, 524, 85, 234, 70, 115, 71, 343, 116, 454]; 许多技术导致了空间均匀性和效率的改进。这些技术是: 利用电感器^[517]、电容器^[568, 344, 520]、尖形针^[384, 385, 588]、螺杆^[568]来代替电阻阴极, 而阳极则采用板、棒、杆、铜圆片、针、线刷、指形平头钉以及其它的物体, 放得离开阴极阵列; 采用多排阴极代替原来的单排阴极; 采用绕激光器轴的螺旋形电极分布^[232, 233, 440, 462, 495]等。去掉电阻器, 由于减小了 I^2R 损耗, 而使效率得以改善^[568, 344]。利用电极阵列来增大放电体积, 并改善了放电的均匀性。

已在一些系统中研究了光辐射被分立的放电所造成的散射和衍射^[232, 458, 233, 461, 457]。主要的作用是由于放电柱的温升所引起的, 这导致折射率的降低^[68, 457, 458]。在螺旋形电极结构的 TEA 激光器中, 这种效应构成了一个长焦距的发散透镜^[232, 233, 461]。分立电极 TEA 器件的性能在 Beaulieu^[68]和其它作者^[95, 635, 236]的综述文章中作了概述。

与早期分立电极横向放电器件进展相并行, Dumanchin 等人^[194-196]、Laflamme^[381]、Lamberton 和 Pearson^[382]及其它人^[171, 460, 200, 587]引进了预电离的概念, 并利

用特殊成形的电极, 以增大大气压均匀放电的范围。Dumanchin 等人^[194-196]和 Laflamme^[381]利用触发放电, 以在主放电建立之前, 在阴极附近产生一均匀电离层。这种系统称之为“双放电”系统。阳极通常是一实体电极, 其边缘成形得近似为 Rogowski 分布(见 IV-C 节), 以免场集中^[529]。阴极结构通常由放得紧靠栅网^[481]、栅丝^[381]或条形^[196]阴极的一个触发电极(或多个触发电极)组成。阴极和触发电极之间用介质层隔开, 在使用触发丝的情况下, 则另用绝缘管隔开^[196]。当经过仔细成形的电脉冲加到该电极结构上时, 发生了如下过程: 在把具有慢的初始斜率(≥ 2 微秒)的高压脉冲加到电极结构上时, 在阴极和触发电极之间开始电晕放电, 并在阴极附近^[81]建立起一薄层电子气, 并被束缚住。当电压停止上升时, 该电子气进入激光体积内使放电阻抗迅速改变^[81], 这时就形成主放电。发现一旦预电离电荷耗尽, 随之就出现电弧。为了得到最佳的性能, 或者必须把主放电电流脉冲持续期保持得短于电弧放电的建立时间, 或者必须在主电流脉冲达到峰值之后不久, 就使高压降到低于击穿电压。利用后一种技术, 辉光放电的持续期能够延长, 因而泵浦时间也能够延长,

从而使 1 个大气压 $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ 混合气情况下的激光效率高达 24%^[466]。

Lamberton 和 Pearson^[382, 481]以及其它人^[171, 430, 169, 270, 33, 124, 547, 285]研制了一种略有不同的技术, 是利用紫外辐射来引起实体阴极的光电发射, 从而在相当大的体积中起始均匀放电。在这种情况下, 放电发生在形状呈 Rogowski 分布的两个相同的实体电极之间, 故命名为“双 Rogowski” TEA 激光器^[274]。一根细触发丝放得平行于电极并偏于一侧, 通过耦合电容器连结到阴极上去。当高压脉冲加到主电极上去之后, 线的场致发射在线和阳极之间感应起一层很弱的放电。该放电的能量受耦合电容的限制, 它产

生了触发主电极之间的辉光放电所需要的紫外辐射。因为紫外辐射的持续期短,强度低,所以主放电的时间限于几百毫微秒。利用石墨阴极在大气压的 $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ 混合气中工作的一个类似器件,在总放电体积约为 $\frac{1}{3}$ 升时,已能给出的输出能量密度约为 50 焦耳/升,效率为 15%^[548]。

Richardson 等人^[509-511]和其它人研制的第三种略微不同的双放电技术,利用了辅助的多弧放电产生的紫外辐射所造成的体积予电离。现在我们来详细地讨论一下这个系统,因为它既是双放电 TEA CO_2 激光器的代表,对它的描述又将进一步弄清予电离的作用。Richardson 等人^[511]所采用的电极结构示于图 3。主放电发生在实体铝电极所组成的阴极和紧张在一个绝缘模子上的细不锈钢丝网所组成的阳极之间。两个电极的中心部分是平坦的,边缘成形得呈近似 Rogowski 分布,而端头成形得避免产生与栅网电极端头相关的场集中,主放电由充电至 55 千伏的两级马克斯 (Marx) 发生器供电,电路图示于图 4。这个电路装置允许在主放电起始之前,有对主气体体积产生予电离的时间。予电离电极 (见图 3) 由放在栅网后面并与之靠得很近的 6 排分立的点电极阵列 (每排有 100 个点电极) 组成。每个针列容性地耦合到马克斯发生器上。从电气上说,激励电路的作用如下:

1) 在火花隙被外触发后,马克斯发生器组着火,在点电极和栅网之间建立起电压,使点电极产生电晕放电。

2) 随着电压的升高,电晕放电变成电弧,提供了主放电体积所需要的予电离源。

3) 在达到最佳电离度之后,第三火花隙着火 (SG_3),于是在放电体积之间发生主电流脉冲。

利用条纹照相机对放电在电气上和光学上作了时析研究,以便确定放电随时间演变的情况^[509-511]。观察到,在点电极和栅网阳极之间的电晕放电,与电流的初始尖峰是

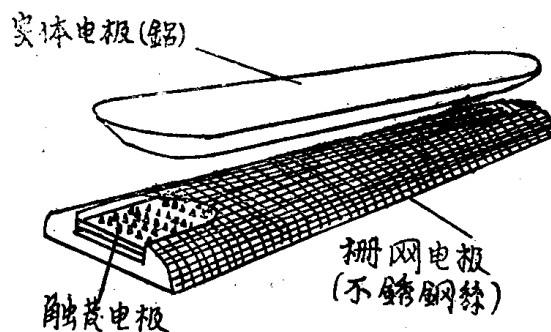


图 3 双放电 TEA CO_2 激光器的电极组件 (资料来源: Richardson 等人^[511])

同时发生的。在 50~60 毫微秒之后,这个区域的发光度突然增大,这是由于所加电压快速上升,形成了多个电弧。电弧放电的出现是和栅网电极和阴极之间的气体体积部分予电离是同时发生的,这种电离几乎扩展到整个阳极-阴极区,建立得极快 (<10 毫微秒)。短波长紫外辐射的体积光致电离与这些结果是一致的,虽然其它效应 (如阴极上的光电发射) 也可能起着某种较小的作用。在予电离产生后,接着火花隙 SG_3 突然着火,于是主电压脉冲加到阳-阴极上。在初始体积予电离之后,主放电可延迟 400 毫微秒之多,但不形成电弧的最大可允许的输入能量减少。

这样一只双放电 TEA CO_2 激光器,具有的总激励体积为 18.6 升,以 3:2:5 的 $\text{CO}_2\text{:N}_2\text{:He}$ 混合气进行流动,其输出特性为:总输入能量约 3900 焦耳,10.6 微米波长的最大

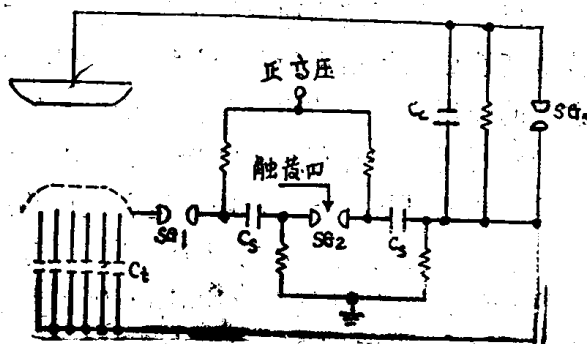


图 4 双放电 TEA CO_2 激光器的马克斯发生器组的激励电路简图 (资料来源: Richardson 等人^[511])。Cs—贮能电容 0.1 微法; Ct—触发电容, 160 微微法; Cc—阴极电容, 100 微微法; SG_{1-3} —充压 N_2 火花隙。

输出能量约为300焦耳，转换效率约8%，平均增益约4.3%/厘米，最大输出功率>3千兆瓦，输出脉宽约50毫微秒（初脉冲）和1~2微秒（脉冲尾部）。

很明显，由紫外辐射产生的体积光致电离需要作深入的研究（见Ⅳ-C节）。可运用更强的持续紫外予电离，以及较低的E/N值（电场与数密度之比），以产生更有效的激励（见Ⅳ-A节）。

B 电子束激光器

在60年代中期，就已经了解到电子束既可用于改善现有激光器的性能^[599, 73, 601]，也可将激光作用扩展到光谱的紫外部分^[38, 433]。但是，直到1970年和1971年，电子束泵浦的分子氙缔合激光器^[50]和电子束控制的放电大气压 w_2 激光器问世之前^[220, 160, 219, 42, 44]，这些思想的重要性一直未能认识到。1971年第一台电子束起始的HF化学激光器^[284, 468]研制成功，并利用电子束控制的放电，把CO₂中的激光作用推广到25个大气压^[42]，自此之后，这方面的发展是很迅速的。最近，利用电子束取得了两项进展，一项是在许多气体中产生了真空紫外激光^[311, 312, 356, 314, 254]，波长趋近1100埃^[312, 313]；另一项是由CO₂产生了10.6微米波长上的非常大的脉冲能量（~2000焦耳/脉冲）^[159, 160]。

除少数例外，可把电子束激光器划分为两个不同的类型。第一类主要用于大气压CO₂激光器中，用开关电子束的方法来控制放电中的电离程度，而大部分功率是由单独的一个直流电源提供的。在第二类中，大功率电子束产生的短脉冲是唯一的提供功率的来源。真空紫外氢激光器^[311, 312]就是一例。还存在一些中间的状况，在这种状况下，电子束用来产生予电离，但对放电没有其它的控制作用^[185, 249, 417]。E/N比是如此之大，以致电子倍增过程最终控制了由电子束所提供的电离。主能源必须切断，否则放电将变

为不希望产生的弧光放电。关于在受控放电和自持放电之间差别的详细讨论，见Ⅳ-C节。

1) 电子束控制的激光器 电子束控制的放电(EBCD)这一概念，早在1965年就已经出现了^[484]。首先将这个概念用来产生气体激光器的均匀放电，是在1971年；现在，已将这个概念用于几种不同物理结构的分子系统中。

这种放电运用高能（100~200千电子伏）电子束来电离气体。跨接在气体上的电场使产生的电荷加速，并用来对激光分子施行电激励。在无电子束时，放电是非自持的。从外部提供电离种源，就可把放电中的电荷产生与电场或输运过程分隔开来。在电激励CO₂激光系统中，当电场所产生的电子速度分布对于将CO₂泵浦到它的上激光能级是最佳时（最佳的 $E/N = 1 \sim 2 \times 10^{-16}$ 伏·厘米²），它并不能提供足够的电离来泵浦分子，抵御弛豫过程的竞争效应。在电子束控制的放电(EBCD)中，将电离源与激励源分开，避免了自持击穿以及形成电弧的问题，而且通过调节气体电场，可使电子速度分布和分子泵浦效率都达到最佳。

Fenstermacher等人^[217, 584]提出的电子束控制的CO₂激光放大器的剖面图示于图5。起电离作用的电子束由一支有限发射的脉冲热阴极二极管枪产生，此枪置于图5左边所示的真空室中。该枪在800厘米²面积上产生的电子流密度为0.2安/厘米²。13万电子伏的电子受到加速，而通过将真空室与CO₂-N₂-He激光混合气分开的厚度为0.002吋的钛箔。在通过多栅阴极结构之后，这些电子产生电离。当把3-6伏/厘米·毫的固定电场加到阴极和阳极之间的气体上时（示于图5的右边），就导致气体电流密度为3~7安/厘米²。所得到的E/N值为 1.7×10^{-16} 伏·厘米²。

图6示出该放大器在1个大气压的1:1:3=CO₂:N₂:He混合气下工作时，电子枪电

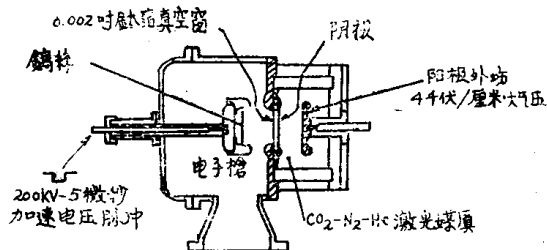


图5. 电子束控制的CO₂激光放大器的剖面图
(资料来源: Fenstermacher等人^[217])

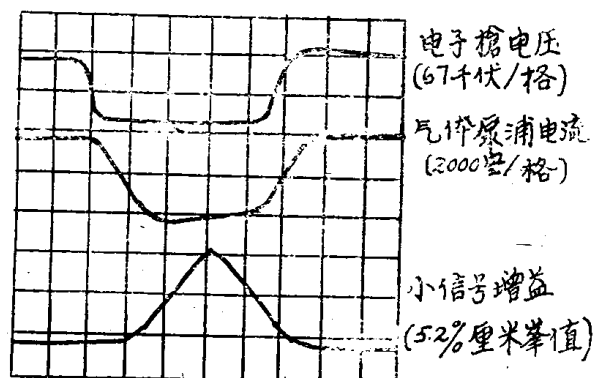


图6. 电子束控制的CO₂放大器的电子枪电压、气体泵浦电流和小信号增益随时间变化的情况 (资料来源: Fenstermacher等人^[217])。电压和电流增大的方向向下, 时间坐标: 2微秒/格。

压、泵浦电流和小信号增益随时间演变的情况^[584]。用电子束脉冲控制泵浦放电电流是很明显的。还应当指出, 在图6中, 小信号增益恰在泵浦終了之前达到其峰值。不仅在该系统中运转良好, 而且其参量可以在很大的范围内变化^[217, 389], 如图7所示。当120焦耳/升的泵浦能在电场为3.2千伏/厘米下加进580毫的CO₂:N₂:He=1:1:3混合气中时, 在10.4微米的CO₂带的P(20)谱线上的小信号增益为4.6%/厘米。

正如Daugherty^[157-160]所描述的那样, 最大的这类系统业已产生惊人的结果。在这类“电离器—维持器”激光器中, 通过在4000厘米²面积上注入13万电子伏, 在40升的1个大气压的1:2:3的CO₂:N₂:He混合气中产生了电子束控制的放电, 电子束提供的电子数密度约10¹²厘米⁻³。当泵浦放电场维持在5—6千伏/厘米·大气压时, 得到的小信号增益约4%/厘米。当作为一个振荡器来

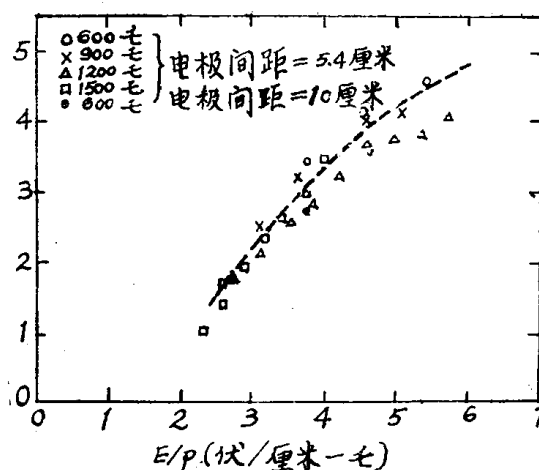


图7. 在1:1:3的CO₂:N₂:He混合气中, 最大的小信号增益随两电极间的各种气压而变化的情况 (资料来源: Fenstermacher等人^[217])。

工作时, 激光器的多模输出脉冲能量为2000焦耳/脉冲, 相应的单位体积输出能量为50焦耳/升, 而基模输出脉冲能量为1200焦耳/脉冲 (是用不稳定腔实现的, 见Ⅵ—A节), 相应的单位体积输出能量为30焦耳/升, 峰值功率为50兆瓦, 脉宽50微秒^[157, 158], 图8示出了脉冲波形。

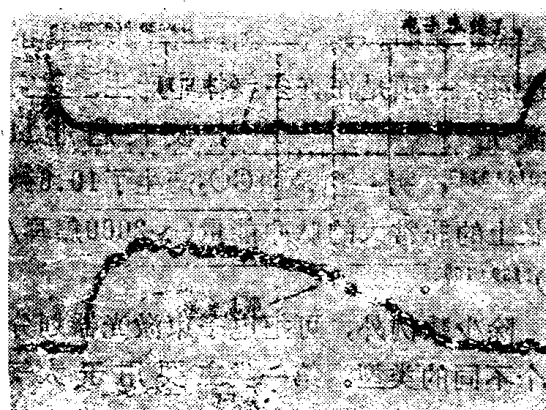


图8. 电子束控制的大气压CO₂激光器的输出脉冲波形 (资料来源: Daugherty^[157])。

同样的激励技术已被推广到CO^[119, 322, 117, 323, 508]、N₂和H₂^[443]系统中。无疑, 不久还将用到其它的分子气体系统中去。业已发现, 电子束控制的激光器有一些限制。这些限制是: 1) 气体放电电流的上限(<1500安)由所产生的磁场确定^[157]; 2) 由于气体发热, 在没有快速气体循环的情况下, 有

一个最大可允许的电流脉冲持续期(约100微秒)^[157]; 3)由于发热,使得把电子束真空室与激光气体室分开的箔损坏^[157]。迄今, Daugherty的激光器是已报导的任何分子激光器中^[157-159]脉冲能量最高的(2000焦耳/脉冲)。这种脉冲产生的大气光击穿示于图9,显示了该成就的某种前景。



图9. 40升电子束控制放电的大气压 CO_2 激光器的输出,经聚焦后产生的空气击穿的图片(据 Daugherty^[157])。

2) 电子束泵浦的激光器: 在短波长下实现受激发射,变得更为困难,因为需要的泵浦功率随频率的五次方增加,而且,对于给定的粒子数反转情况来说,大的发射带宽又使净增益减小。由于缺少能够将粒子迅速泵浦到较高能级上去的选择性有效能源,而使这些困难更加重了。迄今为止,完成较短波长下的受激发射的大多数有希望的方法,是用高功率毫微秒脉冲放电来激励气体^[553, 308, 629, 309, 628, 310, 624, 626, 627](见Ⅲ-C节)。现在,采用电子束泵浦的方法,已得到迄今所观察到的某些最短激光波长——接近1100埃^[312, 313]。

电子束泵浦气体激光器早在1964年就得到了证实^[599]。差不多也在这个时候,提出了用激励惰性气体来实现真空紫外激光作用^[38]。然而,在早期对于可见光和红外区域的实验研究中,仅使性能略微有所改善,

但其代价却是使系统大大复杂化了。最近在电子束泵浦的真空紫外激光器方面取得的进展,是列别捷夫物理研究所的巴索夫等人对于压缩的惰性气体所做的工作的产物^[50, 49]。

自首次报导利用电子束泵浦在真空紫外获得受激发射后不久,已在 H_2 、 N_2 、 Ne 、 Ar 、 Kr 、气态 Xe 和液态 Xe 中,观察到了激光作用。下面,我们就来扼要地讨论一下两个有代表性的系统: H_2 中韦尔纳带上从1161~1240埃的激光作用和1722埃附近的分子氙激光器。

在电子束泵浦的气体激光器中,高能初电子、二次电子和级联电子感应起电子基态和激发态之间的跃迁^[312]。由于振动量子的振幅大,所以,在室温情况下只有基态中的最低振动能级 $u''=0$ 被占据^[64, 14, 13, 12]。由于弗兰克-库登原理适用于电子激励,并因为 H_2 中位能曲线是彼移置的,所以 $\text{B}^1\Sigma^+_u$ 和 $\text{C}^1\Pi_u$ 态的 $u'=1, 2, 3$ 和4的振动能级要比电子基态的各上振动能级,受到更有效的激励^[64, 14, 13, 12]。在图10中,泵浦跃迁用向上的虚箭头示于 H_2 的位能图上^[312]。在自发发射使电子基态的上振动能级集聚之前,非常高功率的毫微秒电子脉冲能够产生很大的反转密度。在图10中,用向下的实箭头表示的跃迁上获得了增益。

图11示出了 Hogson^[312]用来产生1100埃附近 H_2 韦尔纳带上受激发射的装置示意图。高压脉冲加在许多刻蚀的钨针和厚0.001吋的钛阳极之间。由于场致发射,电子被拉出阴极,并在真空中加速到达阳极。它们通过阳极并对于激励和电离氢气是有效的。一个约1万高斯的脉冲磁场,将电子约束向漂移管长度下的一个小截面积。电子束器件在3毫微秒脉冲中发射出约40万电子伏的电子,电流约 10^4 安。

利用电子束泵浦技术,业已产生从1161埃到3371埃的许多紫外波长的激光。在 N_2 中, Potterson已在3371埃上产生了脉宽为6毫微秒的脉冲,峰值功率为24兆瓦^[479];

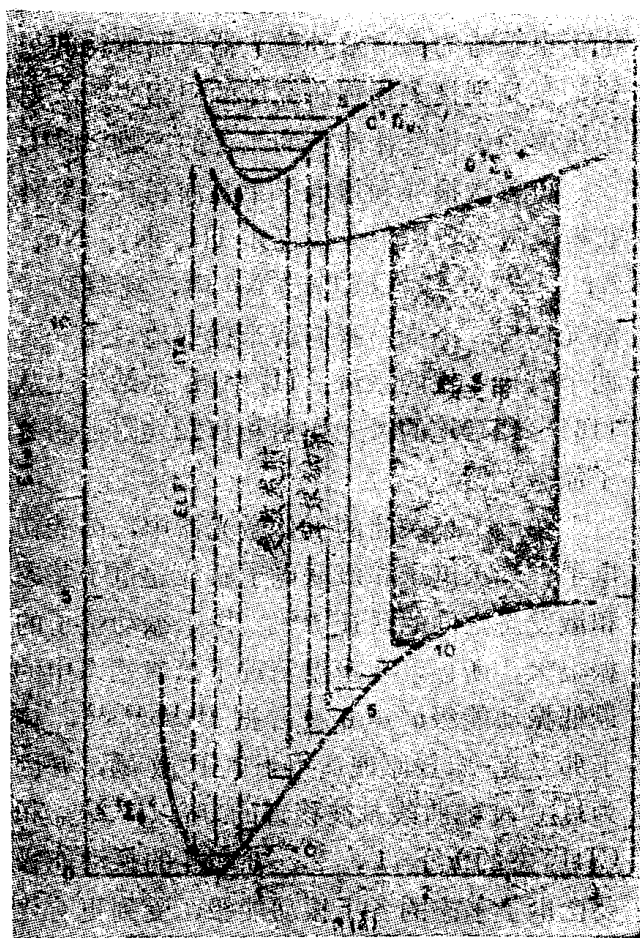


图10. H_2 的 $X^1\Sigma_g^+$, $B^1\Sigma_u^+$ 和 $C^1\Pi_u$ 态的位能曲线 (资料来源: Hodgson 和 Dseytuot^[312])。

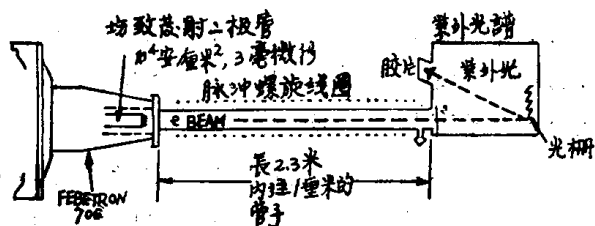


图11. 电子束泵浦的真空紫外激光器 (资料来源: Hodgson 和 Dreyfus^[312])

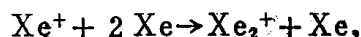
而在 H_2 中, 已观察到 1161 埃上的最大功率密度为 500 瓦/厘米²^[312]。输出功率不是很高, 因为大部分电子在它们离开气体之前仅损失它们的能量中可忽略不计的一小部分。当增高气压以增加被吸收的能量时, 电子束的不稳定性显著起来, 且激光功率下跌^[312, 188, 189]。要获得较高的输出功率, 将取决于这些不稳定性的消除。以 H_2 为代表的这类激光器的另一项限制是由于 H_2 分子的对称性引起的, 在振动能级之间的辐射跃迁是被禁止

的, 且电子基态的上振动能级的寿命, 由与其它分子的碰撞来确定^[64]。这样长的寿命将使这种激光器很难予连续运转, 甚至可以限制所能获得的脉冲重复速率。

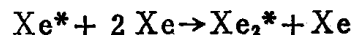
真空紫外激光器的最重要进展之一是巴索夫等人于 1970 年在液氙中 1760 埃附近观察到的受激发射^[50]。很清楚地认识到, 向排斥能态辐射的双原子分子可制成吸引人的激光系统^[321], 因为基态的不稳定性意味着下激光能级的寿命短, 因而, 这些系统与前述 H_2 系统相比, 在高重复速率或连续波运转方面, 具有明显的优点。于是, 在实验上对某些气体、液体和固体系统作了尝试^[393, 111, 43, 465, 292, 505], 不过, 只取得有限的成效。

1964 年巴索夫提出用电子束激励的压缩惰性气体 (Xe , Kr , Ar , He 和 Ne), 能以高效率在 10~25 电子伏范围内呈现受激发射^[38, 433]。在电子束泵浦的高气压气态 Xe 和液态 Xe 中的激励机理和发光机理, 可参考图 12 予以了解^[438]。认为所发生的过程如下^[433, 59, 119]。首先, 通过过程

$e^- + Xe \rightarrow Xe^* + e^-$ 和 $e^- + Xe \rightarrow Xe^+ + Ze^-$, 将电子能量变换为基态 Xe 原子的激励⁽⁺⁾和电离⁽⁺⁾。离子和基态原子碰撞通过过程



在 10 个大气压下约 10^{-10} 秒内, 形成分子离子。电子和这些分子离子的结合复合, 迅速产生附加的激发原子态。受激的双原子分子 Xe_2^+ 的形成是三体过程



的结果, 在 10 个大气压的 Xe 气中, 约在 0.2 毫微秒内发生这个过程。为简单起见, 这些接连发生的步骤用图 12 中向上的箭头表示。其次, 在约 10^{-12} 秒的时间内, 快速弛豫到受激双原子分子的局部基态^[49]。然后, 由于 Xe_2^* 分子从激发态跃迁到基态所引起的局部激发 (或称为激发子——excimer) 的闪光离解接着发生^[356, 314, 254], 如图 12 中的向下箭头所示。最后, 当不稳定的分子基态分开时, 液态或高压气体返回到它的非激发态。

受激发射。^[433,50,49]

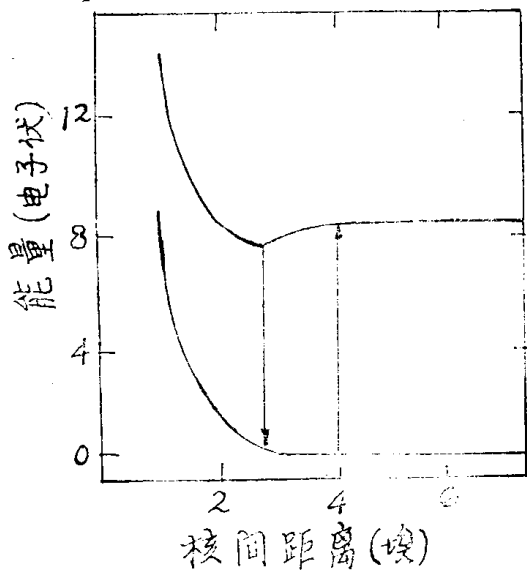


图12. 在两个Xe原子相互作用中, 位能随核间距的变化关系。

在高压Xe和液态Xe中, 有许多过程使得难于实现受激发射。比如: 自发发射的速率高、发光谱线很宽、由于发射辐射使激发光子光电离^[254,622], 以及产生在激发电子态中振动能级的激励。尽管如此, 一些作者仍在液态Xe^[50,49]和很高气压(200磅/吋²)的Xe中, 证明观察到了受激发射(光谱变窄)^[356,314,254]。在最近的报告中, 在高压Xe的1722埃(及高压氙的1457埃)上的辐射的相干受激发射, 业已得到肯定的证实。^[254,314]。在示于图13的Hoff等人的实验中^[314], 把和内发射镜及限制模式的光兰结合在一起的高气压气体盒, 装到发射1.5兆电子伏电子的40毫微秒脉冲的电子束发生器上。在直径为2厘米的孔径上, 束电流为1万安培。在1722埃附近所发射的辐射, 呈现强的谱线变窄(160埃——15埃), 空间相干性相应于衍射极限的数倍, 具有尖锐的振荡阈值(见图14), 输出能量约5毫焦耳, 脉宽约5~30毫微秒。虽然, 观察到的反转效率小于1%, 但认为最终能达到的效率高达50%^[41]。当把同样的技术用于其它惰性气体时, 可以允许在高压气体或压缩的Ne和He中, 在短于600埃的波长上产生

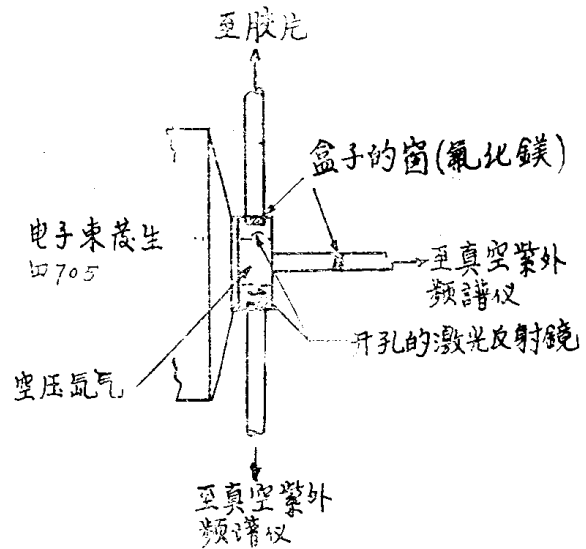


图13 电子束泵浦的真空紫外分子氙激光器 (资料来源: Hoff等人^[314])

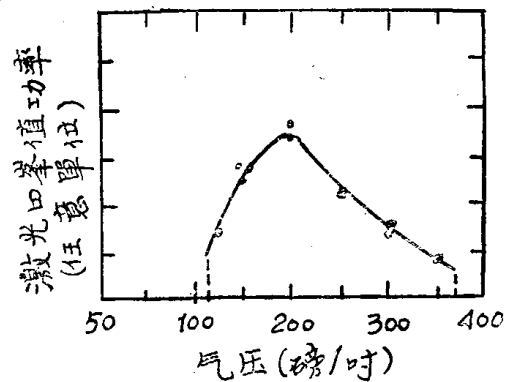


图14 电子束泵浦的分子氙激光器在1722 埃上的输出功率与气压的关系 (资料来源: Hoff等人^[314])。

C. 利用 Blumlein 脉冲发生器的激光器

在第Ⅱ节, 曾提到Leonard^[391]和Shipman^[533]在N₂和Ne激光器上利用大功率超短脉冲放电进行激励所作的实验工作。几乎在这项工作的同时, Bazhulin等人^[64]和Ali与Kolb^[14]在理论上预言了在1100埃附近的H₂的韦尔纳带中的真空紫外激光作用。然而, 一直到1970年末才第一次制作成功分子氢的真空紫外激光器^[308,629]。值得惊奇的是, 早期的工作与现在导致的这项有高度价值的结果之间, 却可不需要新的技术进

展。

用具有平行平板窄条排列和放电通道的 Blumlein 电路, 来产生在真空紫外波长上大的反转所需要的大功率快速脉冲放电。这种 Blumlein 脉冲发生器较早些时被 Shipman 用来泵浦分子氮和氖激光器, 如图 15 所示。^[553] Hodgson^[308] 和 Waynant 等人^[629] 用氢制作了一个较小型式的这类器件, 产生了几十万安培的激励电流(电压约 100 千伏), 上升时间约 2.5 毫微秒。激光气体被约束在电极之间的一个尺寸为 $0.3 \times 1.2 \times 100$ 厘米长的通道中。用来使一条传输线短路的固体介质开关相继着火, 以产生激励波, 开始时激励波在一端到达气体, 随后以等于气体中光速的相速通过通道^[629]。这样, 气体被行波在光速下激励, 并且反转的粒子数以同样的速率被受激发射所扫除, 从而主要从一端开始产生光输出。因为增益是如此之高, 以致无需要光腔。Blumlein 脉冲发生器具有好几个意义重大的特点, 因为它的传输线的几何结构, 形成了上升得非常快的激励电流脉冲; 并且, 由于两传输线装置并联充电而串联放电, 故电压倍加, 使得放电电压很高。

在 H_2 、 D_2 、 HD 、 Ne 、 N_2 、 C 和 CO 中, 利用 Blumlein 脉冲发生器进行激励获得激光作用业已报导, 它们的波长范围从 1161 埃到 5401 埃^[391, 392, 553, 308, 310, 624, 629, 271, 273, 149]。

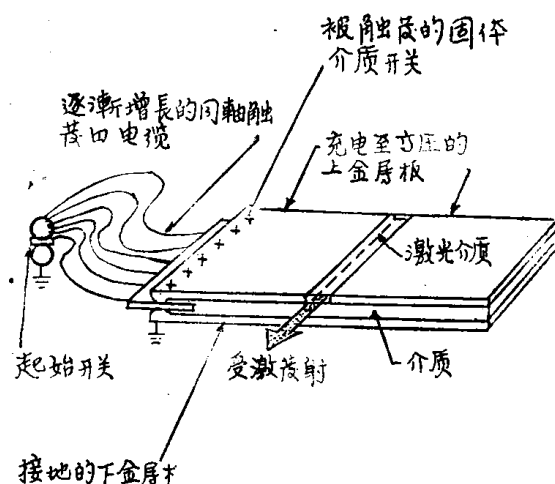


图15 Blumlein脉冲发生器示意图 (资料来源: Shipman^[553])

表 1 列出了一些已报导的波长和峰值功率这些激光器在光化学, 光解和光电离研究中, 可望获得广泛的应用。遗憾的是, 在 H_2 中 Blumlein 脉冲发生器不能将足够多的分子激励到 $C^1\pi_u$ 态上去, 但已指出在韦尔纳带系统上, 该能态具有大得多的增益^[624-626]。此外, 在目前的器件中, 固体介质开关在每次脉冲后就自行损坏, 从而把运转限制在很低的重叠频率下。为了得到一个可靠的实验室仪器, 仍需要作相当多的研制工作。在 > 1000 埃的波长范围内, 这种 Blumlein 脉冲发生器激励技术对于寻找其它系统中的激光作用也是有用的。但是, 看来为了扩展到更高功率和更短的波长上去, 电子束泵浦技术似乎更为方便。

表 1. 已经观察到的用 Blumlein 脉冲发生器激励的气体激光器

激 光 气 体	波 长 范 围 (埃)	峰 值 功 率	参 考 文 献
H_2 (韦尔纳带)	1161—1230	5 千瓦 [624]	[624]—[626]
H_2 (赖曼带)	1567—1613	100 千瓦 [629]	[308], [629], [309]
HD	1520—1615	数据未报导	[309]
D_2	1568—1614	1 兆瓦 [628]	[628]
C	1548—1551	1 千瓦 [627]	[627]
CO	1810—1970	6 瓦 [310]	[309], [310]
N_2	3371	50 兆瓦 [273]	[391], [553]
Ne	5401	190 千瓦 [553]	[553], [392], [149]

IV 高压脉冲CO₂激光器

在这一节中, 论述高压 CO₂-N₂-He 混合气中产生 10.6 微米的增益和激光作用中所包含的物理机理。还介绍这一复杂系统中关于对多少获得成功的许多动力学模型 (包括各种激励和弛豫过程)、对参量特性以及产生均匀放电 (电子束控制的放电和自持放电) 等方面的讨论。

A、动力学模型

为了精确地预示脉冲高压横向激励 CO₂ 激光器的性能, 需要知道以下三方面的详细数据: 1) 脉冲放电中, 能量如何由电子转移给 CO₂ 和 N₂ 的振动方式; 2) 由于和气体碰撞, 该振动能量如何弛豫; 3) 10.6 微米的辐射与 CO₂ 的反转粒子数如何相互作用。这一节介绍关于高压脉冲 CO₂ 激光器的有关能级、激励过程和弛豫过程的讨论, 以及速率方程的分析。

1) N₂ 和 CO₂ 的振动能级 图 16 示出了 N₂ 和 CO₂ 的电子基态中一些重要的低振动能级^[608]。H₂ 是相同核的双原子分子, 因此, 在这种状况下无偶极矩。因此, 辐射的振转跃迁是被禁止的^[298]。这一点和如下事实 [即在室温下, N₂ 的最低振动激励态 ($v=1$) 处于基态以上 $10kT$ 处] 结合在一起, 意味着氮的受激振动能级是长寿命的, 可达好几毫秒。

这一点与 CO₂ 不同, CO₂ 是一个线性对称的三原子分子。该分子有三种正常的振动方式^[150]: 对称伸长振动方式, ν_1 , 二重简并的弯曲振动方式 ν_2 和非对称的伸长振动方式 ν_3 。振动能级用三个数字来表示, 并写成 (n_1, n_2, n_3) , 每个数字表示每个振动方式的振动量子数, 它们与特定的能级有关。分子能同时以一个以上的振动方式振动, 并且每个振动方式中能够具有多于 1 个的振动能量量子。为了清楚起见, 在图 16 中并未示出与

每个振动能级相关联的转动能级组。

处在 2949.3 厘米⁻¹ 上的 CO₂ 上激光能级 ($00^0 1$), 位于 N₂ 的 $v=1$ 能级之上 18.6 厘米⁻¹ 处。还应指出, CO₂ 的高 ν_3 能级和 N₂ 的相应振动能级紧密地相吻合。CO₂ 的 10.4 微米带和 9.4 微米带的下激光能级 ($10^0 0$) 和 ($02^0 0$), 分别处在 1388.3 和 1285.5 厘米⁻¹ 处。这两个能级处于费米共振中, 因此, n_1 和 n_2 不是相当的量子数^[17]。最近, 已用混合态更精确地表示分别处于 1388.3 和 1285.5 厘米⁻¹ 处的 ($10^0 0, 02^0 0$)_I 和 ($10^0 0, 02^0 0$)_{II}^[17]。CO₂ 的最低弯曲振动方式 ($01^1 0$) 处于 667.3 厘

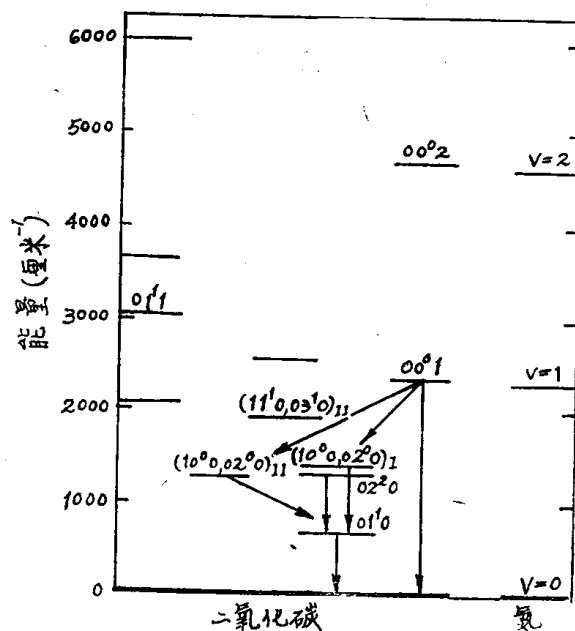


图 16 CO₂ 和 N₂ 的部分振动能级图 (基电子态)

米⁻¹。由于对称性, 呈现激光作用的 CO₂ 振-转带, 即 10.4 微米附近的 ($00^0 1$) $\rightarrow$ ($10^0 0, 02^0 0$)_I 和 9.4 微米附近的 ($00^0 1$) $\rightarrow$ ($10^0 0, 02^0 0$)_{II}, 由一个 R 支 ($\Delta J = +1$) 和一个 P 支 ($\Delta J = -1$) 组成, 它们具有交替的谱线消失。这里 J 是转动量子数。CO₂ 的 10.4 微米带的一些振转跃迁图示于图 17。关于分子振转带的更详细讨论, 可参看 Herzberg 所著的书^[297]。

2) 激励过程 通过和电子的非弹性碰撞^[641, 642, 572] 以及通过由振动激励的 N₂ 的谐振能量转换^[388, 475], 而将能量给予 CO₂ 分子。这一节介绍输入的电功率转移给 N₂ 和

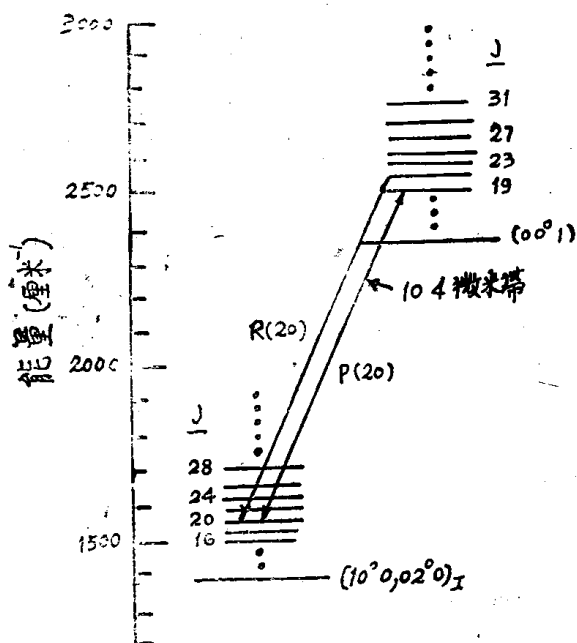


图17 在CO₂的10.4微米带中的某些振-转跃迁。

CO₂的各振动方式的百分数，以及在N₂的 $v=1$ 能级和 CO₂ 的 (00⁰0) 能级之间的谐振能量转换的定量数据资料。

为了确定输入功率转移给各振动方式的分布，需要知道电子密度 n_e ，电子能量分布 $f(u)$ ，平均电子能量 $\bar{u}$ ，以及N₂、CO₂和 He 的电子激励截面。由于在这些参数中，有些参数在实验上难于测量，故为定量地预示激光器的性能，要大大地依赖于计算值。利用波尔兹曼方程和Holstein公式^[316]，Nighan 已对各种实验上有意义的放电情况进行了电子分布函数的数字计算^[445]。运用算得的该分布函数和测得的截面，Nighan 已确定了转移给N₂和CO₂的电子激励、电离和振动激励的百分功率随所加电场与总粒子密度之比 E/N 而变化的关系。计算中假定，空间是均匀的，忽略了由于弹性碰撞以及导致转动激励的碰撞所引起的能量损耗，并假定所有的分子都处在它们的能量基态上。在 TEA CO₂ 激光器中，由于放电参量随时间变化，但与电子-中性粒子的非弹性碰撞速率相比，这要慢一些，所以 Nighan 的稳态计算能够适用于高气压脉冲放电所取的每一个成功的 E/N 值情况。

对于高气压激光放电中的平均电子能量 ($\bar{u} \leq 5$ 电子伏) 来说，与 He 相关的主要碰撞过程是弹性散射过程。在 He 中，所有的非弹性过程具有非常高的阈值能量 (>20 电子伏) 和小的截面，因此，功率损耗可以忽略。然而，对于N₂和CO₂来说，则不是这种情况。

利用高分辨力的电子束技术，业已判明并鉴定了N₂和CO₂的振动激励和电子激励，以及许多非弹性过程的全部重要的截面。Schulz报导了对应于头8个N₂ 振动能级激励的电子截面^[541-543]。Engelhardt, Phelps和Risk已经给出5个N₂ 电子能级的激励截面以及由基态的电子碰撞电离截面^[208]。当电子能量接近1.5电子伏时，N₂的 $v=1$ 能级的截面迅速地上升到约 10^{-16} 厘米² 左右；在4~5电子伏范围内下降几个数量级之前，呈现有重要的结构。虽然N₂的 $v=2 \sim 8$ 能级的截面绝对大小较小，但性能相同。在1~4电子伏范围内，这些截面的谐振特性业已通过一种暂时的负离子状态，归结为振动激励。正如所期望的，这种截面的谐振对于电子能量分布具有明显的影响。

许多人测量了CO₂的振动激励和电子激励的电子截面^[286, 78, 22, 577]，Hake和Phelps^[286]已报导了CO₂的最低弯曲振动方式(01¹0)的激励截面以及非对称伸长振动方式(00⁰1)，(00⁰2)和(00⁰3)的激励截面。此外，他们还报导了电子激励和电子碰撞电离的截面。Boness和Shulz^[78]，Andrick, Danner和Erhardt^[22]的新近工作已进一步澄清了CO₂中的低能量测量，指出，3电子伏附近的非弹性过程表现了几个低弯曲振动方式和对称伸长振动方式的复合激励性质。和在N₂中一样，在3—5电子伏范围内，截面的谐振性质表明，这些振动方式的振动激励是通过暂时形成负离子态而发生的^[140]。已经确定^[445]CO₂ (01¹0) 能级的直接激励截面(0.1电子伏左右处的 3×10^{-16} 厘米²) 和 CO₂ (00⁰1) 能级的直接激励截面(阈值处为 $1.5 \times$

10^{-16} 厘米²)。

利用这些已测得的截面, Nighan 对几种混合气和宽范围内的 E/N 值, 用数字法求解了波尔兹曼方程。Nighan 得到的比较重要的结果之一是, 计算得出的分布函数显然是非麦克斯韦型的, 其高能电子不足^[445]。这是因为振动激励的截面大, 使分布函数的高能部分截去了。虽然尚无简单而有效的方法来测量放电中的电子能量分布^[138, 112, 139, 49], 但业已用探针法和微波法确定了平均电子能量值^[608]。在低气压 (1~20 托) 下, 发现平均电子能量在 0.75~3 电子伏范围内^[445]。计算得出的平均电子能量值 $\bar{u}$ ($\bar{u}$ 定义为 $\bar{u} = \frac{2}{3} \int_0^\infty n^{2/3} f(u) du$) 随参量 E/N 的变化关系示于图 18^[445]。

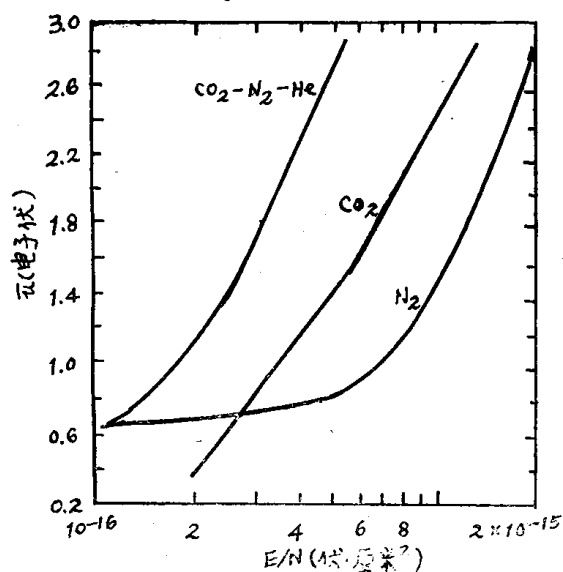


图18 N_2 , CO_2 和 CO_2-N_2-He 混合气中平均电子能量 $\bar{u}$ 随 E/N 的变化关系。

Nighan 根据以净速率 (即通过产生振动激励和电子激励的碰撞, 电子与分子交换能量的速率) 由电场中产生能量储存平衡的方程, 计算了电子功率转换给各个振动过程和电子过程的百分数随混合气和 E/N 的变化关系。他对于 N_2 和 CO_2 的计算结果示于图 19 和图 20。在 N_2 中, E/N 值约为 10^{-15} 伏·厘米² 时, 电子-分子的能量交换近似地在振

动激励和电子激励之间平分。 CO_2 的情况则略微复杂一些, 这是由于其低能量的能级较多的缘故。Nighan^[445] 分两部分对 CO_2 中耦合着的对称伸长振动方式和弯曲振动方式的振动激励进行了处理, “直接” 部分系指基于 Hake 和 Phelps 的 (01¹0) 截面进行的计算; “间接” 部分系指利用上述的在 3~5 电子伏范围内的谐振截面所作的计算。正如所看到的, 当 E/N 值为 10^{-16} 伏·厘米² 的几倍时, 相当大量的功率能转换给 (01¹0) 能级和复合的弯曲振动方式与对称伸长振动方式, 从而转换给下激光能级。下激光能级的这种巨大激励对于脉冲高压 CO_2 激光器中通常观察到的长增益-建立时间是有部分影响的。本节后一部分将更详细地谈到这一点。

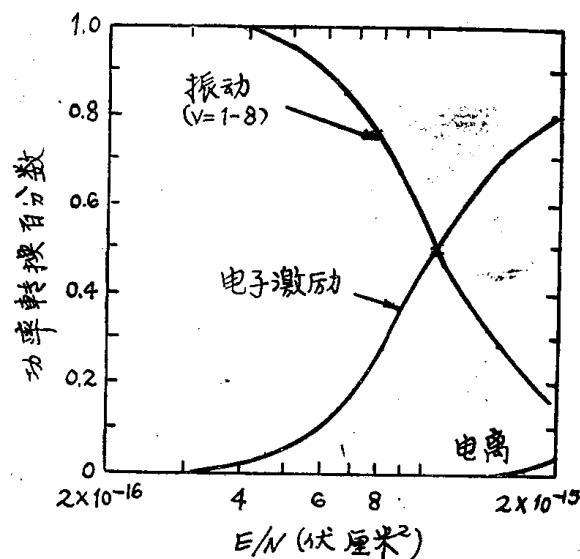


图19 N_2 中功率转换百分数 (资料来源: Nighan^[445])

在高气压脉冲 CO_2 激光器中, 典型的 E/N 值在 $2-8 \times 10^{-16}$ 伏·厘米² 范围内^[513], 最大的数值是指高过电压的双 Rogowski 激光器, 最小的数值是指 Dumanchin 和 Lafflamme 的更有效的双放电激光器、以及 Fenstermacher、Daugherty 和 Basov 等人的电子束激光器。估计的电子密度峰值 n_e 从 2×10^{12} 厘米⁻³ 到 2×10^{13} 厘米⁻³, 比低气压连续波 CO_2 激光器中得到的大两个数量级以