

为例,在1965年10月6日至18日专门召开了“大气限制光学传输会议”^[3],会上提出了43篇论文,其中主要是激光传输方面的研究工作。随后在1966年3月15日至18日召开了“美帝光学学会十五周年纪念会”^[4],其中“大气光学”Ⅱ组,激光传输方面的论文占了相当大的比重。最近,在1967年6月,又召开了“1967年电气与电子学工程师协会激光工程和应用会议”^[5],其中第九组是专门的激光传输组,共提出了九篇论文。另外公开发表的文章也日益增多,分布在各种杂志上。研究单位也很多,就美帝而言,主要有:国家标准局波耳德实验室,中央无线电传播实验室,国家大气研究中心,贝耳电话实验室,休斯飞机公司,通用电器公司,北美航空公司(空间和信息系统部电子光学实验室),美帝光学公司,防御分析协会,俄亥俄州立大学,卡罗拉多大学等数十个。

激光在大气中传输的研究,就其实际应用来讲,应包括两个方面,1.研究大气对激光传输的影响,为设计部门和使用部门提供有关的参数和使用条件。2.利用激光测量大气特性例如测量湍流、云高和密度分布等等。而就其研究范围而言,主要应包括

1.激光通过大气所引起的衰减(包括吸收和散射),2.大气湍流(包括大尺度扰动)对激光传输的影响(例如闪烁、光束的随机漂移、发散角变大、相干性的破坏等)。本文中,我们着重介绍激光在大气中传输的衰减情况,同时简单介绍一下大能量大功率激光在大气中传输时可能产生的一些新现象和效应。至于大气湍流对激光传输的影响,则另作介绍。

二、激光在大气传输过程中的衰减

光波在大气传输过程中的衰减主要是由

大气的吸收以及大气分子、霾、雾、云滴、雨滴、灰尘和其它气溶胶粒子的散射而引起的。普通光在大气中的传输衰减服从朗伯定律:

$$\frac{I_{0\lambda}}{I_{\lambda}} = e^{\alpha_{\lambda}L} \quad (1)$$

其中 α_{λ} 为衰减系数, $I_{0\lambda}$ 、 I_{λ} 为发射光和接收光的光强, L 为传输距离。(1)可以改写为:

$$10\log_{10} \frac{I_{0\lambda}}{I_{\lambda}} = 10\log_{10} e^{\alpha_{\lambda}L} \quad (2)$$

(单位为分贝)

一般在测量中利用(2)式来表示衰减情况。

激光传输在大气中衰减的理论计算工作并不多,目前还停留在利用非相干光辐射衰减的计算方法上。有人在理想的情况下,对0.6943微米和3.392微米进行简单计算,并与激光传输衰减的实验结果进行比较,似乎是比较一致的。Carrier等^[6]利用Mie散射理论,选择了八种主要的云模式,分别计算0.488微米、0.694微米、1.06微米、4.0微米、10.6微米各波长的背向散射与衰减,计算结果指出,衰减几乎没有什么差别,而背向散射短波要比长波部分大。Plass^[7]进行了激光辐射沿倾斜路径的吸收的理论探索,给出了各种不同吸收模式在倾斜路径上的吸收的分析表达式,并以图解表示之,但并未作实际的计算。

实际大气中水平方向激光大气衰减的实验测量,国外已有些报导,但波长不多,而且数据也比较零乱。Grub^[8]利用He-Ne激光器(0.6328微米),其输出功率为10毫瓦,高频振荡器的频率调制在1千赫左右。激光器前装上一个10倍的光学望远镜。接收装置是一个直径为60厘米的抛物面镜,它把入射的激光集中到一个光电倍增管上面去。实

验距离为 400 米和 7.5 公里。测量结果：在 400 米传输距离上，辐射强度最大竟可下降 30 分贝以上，这种情况发生在大雪或暴雨之际，直视距离不超过 10 米。该下降时间在整个六周内只占全部传播时间的 0.1%。同时有 10% 的传播时间期间测到的平均值为 5 分贝。对于 7.5 公里传输距离实验，有 20% 时间其平均值为 12 分贝。贝耳实验室也做了 0.6328 微米的衰减测量^[9]，其定性结果和上述类似，在晴天影响很小，雨天衰减可达 30 分贝，雾天和雪天衰减经常超过 80 分贝。日本 Kamiyama^[10] 做了 0.6943 微米红宝石激光的衰减测量，接收装置见图 1，测量距

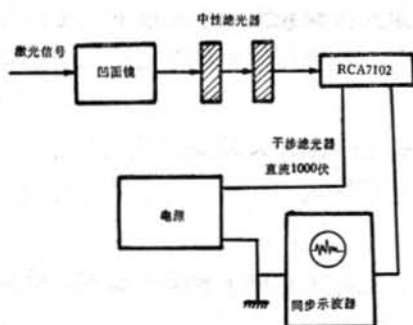


图 1 接收装置方框图。

离为 1.82 公里，观测结果是在晴天情况下，由于大气的吸收作用每公里的衰减损失估计为百分之几。为了探讨激光雷达用于气象的可能性，日本开展了一系列巨脉冲激光在大气中传播的实验，主要是用 Q 突变激光研究大气中悬浮微粒的瑞利散射和 Mie 散射。同时也测量了红宝石激光 0.6943 微米在仙台市内各种气象状态下的衰减率^[11]，其结果如图 2 所示。光束仰角为 0-5°，数据是根据一年观测中，取各种情况的典型结果 2-10 天的平均值。10.6 微米 CO₂ 激光的大气衰减也做了一些测量^[5]，主要是在雾、雪、雨三种条件下进行的，传输距离为 2.6 公里，测量结果在有雾或下雪天都超过 50 分贝，而下雨

天其衰减为 8-10 分贝/英里/小时降水量。

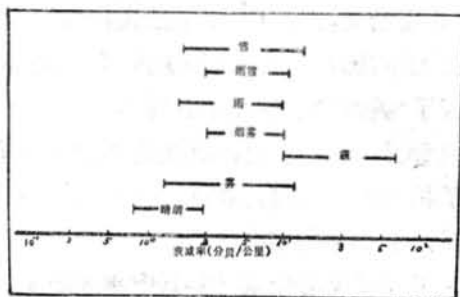


图 2 仙台市内气象状态对激光衰减率的影响。

最近有人^[4]利用三个激光波长 (0.63 微米, 3.5 微米, 10.6 微米) 同时进行测量, 其测量距离为 2.6 公里, 接收器灵敏度相对于晴天而言, 对于 0.63 微米为 65 分贝, 3.5 微米为 45 分贝, 10.6 微米为 60 分贝。其测量结果如下, 在重雾情况下都接收不到。在轻雾与下雨情况下见图 3。值得注意的是在轻雾情况下 10.6 微米衰减远小于 0.63 微米, 而下雨时, 则相反, 但衰减差别不大。同时由图可以看出, 降水量越大衰减也越大, 雪天衰减几乎与波长没有什么关系。1.06 微米激光波长以及激光沿倾斜方向的衰减测量尚未见到报导。

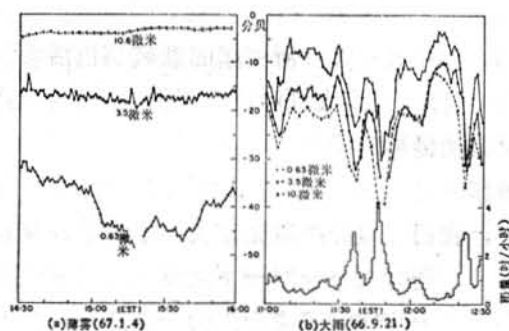


图 3 2.6 公里传输损失的测量, 天气晴朗, 信号电平为 0 分贝。

激光大气衰减的实验测量, 除了直接在实际大气中进行之外, 还可以在实验室中利用多次反射吸收池系统进行模拟。虽然用

这种模拟方法测得的数据与实际大气有一定的距离，但它具有一定的意义，特别是可以分离出大气中各种成分对激光衰减的影响。Long^[12]在实验中模拟高空大气对 1.152276 微米波长进行衰减测量。实验装置见图 4。吸收管借助于三个球面镜组成的光学系统来获得长路径的传输。吸收光管长 50 呎，直径 2 呎。实验采用的路径长度为 0.488 公里，(即 32 个行道管)和 0.976 公里(即 64 个行道管)。图 5 是测到的衰减与水汽分压之间的关系，图 6 是模拟高空情况下测量到的激

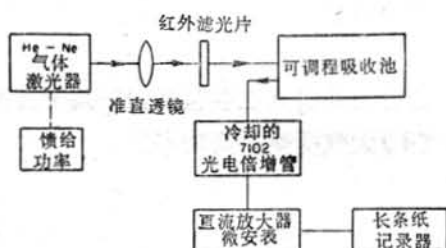


图 4 氦-氖激光吸收实验方框图。

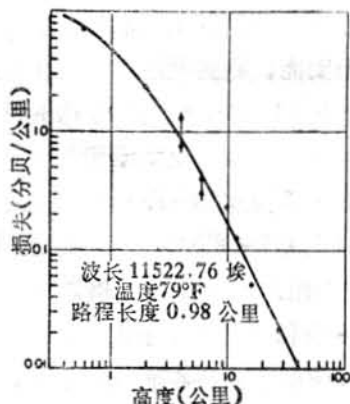
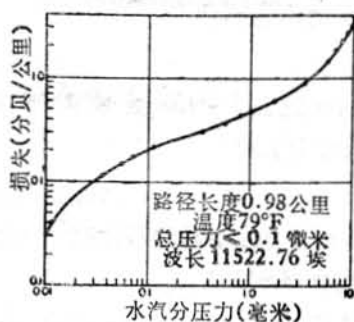


图 5 测得的损失与水汽分压之间的关系。

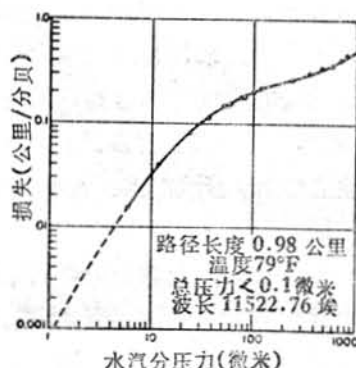


图 6 用模拟的高空大气在 11,523 埃处测量的吸收。

光衰减结果。由图中看出，衰减随高度增大而迅速下降，显然是由于高度增加，大气中的水汽急剧减少的缘故，测得的衰减曲线，作者用三个经验方程式近似表示之，其公式和它们运用距离范围如下：

$$\text{损失(分贝)} = 5.43h^{-0.76} \quad (0.6-1.6 \text{ 公里})$$

$$\text{损失(分贝)} = 6.15h^{-1.46} \quad (1.6-4.0 \text{ 公里})$$

$$\text{损失(分贝)} = 11.93h^{-1.88} \quad (4.0-40 \text{ 公里})$$

对上述方程式积分，得到从 0.6—40 公里的总损失为 12.7 分贝；从 4.0—40 公里的损失为 3.5 分贝。

另外值得指出的是最近美帝采用了一种测量气体对高功率脉冲激光微小吸收的新方法，即声学方法^[3]。其基本原理是当激光通过气室中的气体传播时，气体在体积不变的情形下突然受热，通过受热膨胀所产生的声波脉冲的振幅测量，就可计算气体的吸收。这种方法的灵敏度可达 10^{-9} 厘米⁻¹。通过这种声学技术的使用，不仅能测量气体中微小的吸收系数，并且能分离吸收和散射现象。

激光和非激光的大气衰减有何差别，这

是一个非常重要的问题,因为如果差别不大,我们可以用非激光来代替激光做大气传输测量,而非激光的大气传输研究,无论在理论上或实验上,都已做了许多工作,并有不少综合性的专著,例如文献 13,14 等。正因为如此,近来激光与非激光同时进行测量比较的工作日益增多,大部分测量结果表明,激光和非激光传输的散射和衰减没有较大的区别^[15]。然而也有个别工作利用 0.6328 微米波长在雾中作激光和非激光的测量比较,发现有较大差别,特别是后向散射,激光要比非激光小一个量级,总的散射也要比非激光小两倍。故尚不能得出完全肯定的结论。但不难预料,大能量大功率激光在大气中的传输将可能产生一些前所未见的现象。

归纳上述讨论,似乎可以得到如下几个比较有意义的结论:

(1) 目前已有的激光波长,包括 10.6 微米在内,要穿透云、雾、雨、雪,都是比较困难的。在重雾,大雪、大雨的情况下,即使短距离的激光传输(例如二、三公里)都会产生很大的衰减。

(2) 在下雨或下雪天,衰减对已有激光波长的选择性不大,而对于轻雾甚至中雾,10.6 微米衰减远比短波要小,因此如果在多雾地区利用激光器,10.6 微米较适宜。

(3) 在同等含水量的情况下,雾的衰减最大,雪次之,雨最小。

(4) 激光传输的衰减和背向散射看来不会比相同波长的非激光大,最多相等。

三、大能量大功率激光在大气中传输的一些效应

大能量大功率激光的获得,将导致许多划时代的重大应用,如远程光雷达,宇宙通讯等等,它将开辟强光学这一新领域。然

而大能量大功率激光通过大气时,由于极强的光强与气体的相互作用,会产生一系列非线性效应,甚至会产生气体电离效应,这是值得人们注意的一个新问题。这也是在大气传输问题上大能量大功率激光显著区别于低能量低功率激光(即不足以产生这些新效应时)和普通光之处。随着激光器的能量和功率输出的迅速提高,国外已经开始这方面的研究,但目前主要还是停留在实验室和理论阶段,尚未在实际大气中进行,故本文只简单介绍一下这方面的研究近况:

(1) 高功率激光在大气传输过程中的非线性效应

这方面的研究主要包括如下几个方面:

(i) 大气受热。高功率激光,出现从来没有考虑过的额外受热现象,即碰撞使激光能量转换为分子的振动能,它又转为平移动能,使大气受热。这种大气受热必然导致激光光束自散焦的不稳定。对于这种与大气受热有关的吸收已有半定量的估计。例如曾经有人^[2]研究过在 1.0468 微米附近复合氧 $[O_2]_2$ 吸收激光能量与大气受热的关系。根据经典模型理论, O_2 的电子激发态 Δg 的弛豫时间(即电子激发态的寿命)大于激光脉冲持续时间(~ 1 毫秒),因而供给 O_2 的电子跃迁的激光能量(约占吸收激光能的 5/6)不产生大气加热,其余的 1/6 吸收能量作为 O_2 分子的振动能,在典型的中纬度条件下,其弛豫时间为 10^{-5} — 10^{-4} 秒,小于激光脉冲持续时间。所以这部分能量贡献于激光通道上的大气加热。根据这样一个论证,以前 Kolb 等给出的在 1.0468 埃处的吸收系数 $K(\nu) \sim 1.5 \times 10^{-9}$ 厘米⁻¹ 将减小 6 倍。

(ii) 饱和和电致伸缩效应。这是大功率激光传输中的另外两种非线性效应。研究指出^[3],如果介质是弱吸收、均匀、等温以及

稳定状态, 饱和效应比电致伸缩效应更严重地偏离朗伯定律。

(iii)大气中气体的受激喇曼散射。这也是限制能在大气中透过的功率数值的另一个因素。虽然目前实现的激光器件尚不能提供准直的和非聚焦的光束中产生受激喇曼散射所需要的功率、线宽和立体角散度, 但改善这些参数中任何一个参数于一个数量级, 就可观测出这种现象^[3]。

(2)大气的电击穿对高功率激光传输的影响

电击穿是大功率激光能否在大气中传输的一个决定性因素, 因而目前在这方面的研究日趋深入。所谓大气电击穿是指高功率脉冲激光使大气发生电离。研究指出^[16], 它存在着一个明显的阈值, 当激光功率小于此值时, 不发生气体电离。当超过此阈值条件时, 大气立即电离, 形成高密度等离子体。此阈值与气体压力、聚焦光斑大小、光学功率密

度以及光学功率密度的瞬时变化 (即脉冲波形) 有关。它随着气体压力的增加, 击穿功率 (即阈值) 迅速减小, 但当气压继续增大时, 击穿功率变化不大^[17], 如图 (7)。由于击穿功率与聚焦体积大小成反比关系。实验进一步表明, 似乎各种气体的击穿功率值相同量级, 而且与波长关系不大。见表 (1) 和表 (2)。

表 1 10,600 埃和 6943 埃激光辐射 击穿通量的实验值

	10,600 埃 气压 650 毛		6943 埃 气压 400 毛	离化电势 (伏)
	光束功率	击穿通量	击穿通量	
He	12.2 兆瓦	10.2×10^{29} 光子/厘米 ² 秒	7.0×10^{29}	24.6
Ne	12.5	10.4×10^{29}	6.6×10^{29}	21.6
Ar	5.8	4.8×10^{29}	3.3×10^{29}	15.8
Kr	5.9	4.9×10^{29}	2.8×10^{29}	14.0
Xe	2.6	2.2×10^{29}	—	12.1

表 2 10,600 埃辐射对于某些分子气体击穿通量的实验值

	10,600 埃, 气压 680 毛		离化电势 (伏)
	光束功率	击穿通量	
H ₂	8.1 兆瓦	6.7×10^{29} 光子/厘米 ² 秒	15.6
N ₂	6.6	5.5×10^{29}	15.5
O ₂	8.6	7.2×10^{29}	12.5
CO ₂	7.7	6.4×10^{29}	14.4
CO	5.5	4.6×10^{29}	14.1
NO	2.4	2.0×10^{29}	9.2
C ₂ H ₄	6.3	5.2×10^{29}	12.2
C ₂ H ₆	3.0	2.5×10^{29}	12.8

光子/厘米²·秒

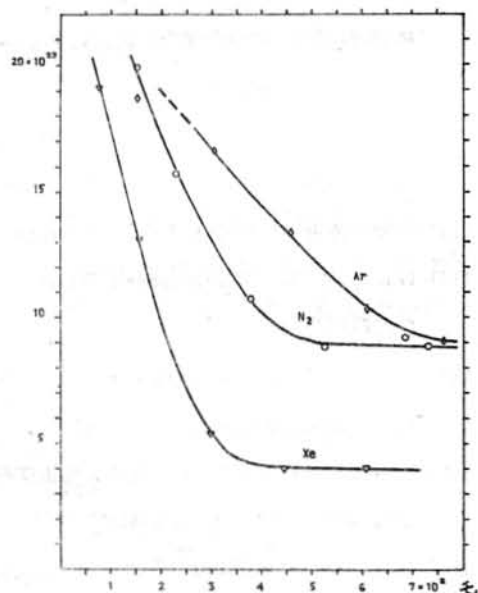


图 7 在 0~700 毛范围内 Ar, Ne 和 Xe 击穿通量密度与气压的依赖关系。

一般说来, 倘若激光光束的截面积足够大, 可忽略其漫射损失, 则持续时间为 10^{-8} - 10^{-7} 秒的兆瓦型脉冲, 当激光功率密度达到 10^{10} 瓦/厘米² 时会引起空气的击穿。但必须指出, 这些数据不能预言持续时间较长的脉冲和连续光束的电击穿现象。目前国外进行

的一些脉冲激光击穿空气实验，都是通过光学系统聚焦脉冲激光来完成的。看来现有的器件水平尚不能直接引起空气击穿。

四、结 束 语

激光大气传输是一门极其重要的国防学科，随着激光技术的迅速发展，现在许多国家已开始了这方面的研究工作，如美帝、苏修、日本、德国、法国、意大利等。几年来也做了不少工作，特别是这两年进展较快。然而，激光大气传输毕竟还是一门十分年青的学科，研究工作才刚刚开始，不论是理论

研究或是实验测量都还处在初始阶段。就大气传输的衰减而言。从公开发表的文章看来，这方面的研究工作还十分粗糙，十分不完整，波长也不多，局限性很大；准确地有效地测量激光大气传输衰减(特别是斜程)的实验方法还欠缺。但随着激光广泛应用的研究，我们不难预言，激光大气传输这门重要而年青的学科将会得到蓬勃发展。

由于我们水平有限，本文整理得很不全面，甚至可能有很多错误的地方，请读者批评指教。

参 考 文 献

- [1] Maiman T. H., *Nature*, **187**, 493 (1960).
- [2] Altshuler s. et. al., “高强度激光在大气中的传播”, AD-634316.
- [3] Arendt J. R. M., “大气限制光学传输会议报告总结”, *Radio Science*, **1**, № 3, 405 (1966).
- [4] *J. O. S. A.*, **57**, № 4, 535 (1966).
- [5] “1967年电气与电子学工程师协会激光工程和应用会议”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-3**, № 6, (1967.6).
- [6] Carrier L. W. et. al., “相干光和非相干光散射的新近实验结果与理论比较”, *Appl. Opt.*, **4**, № 11, 1457 (1965).
- [7] Plass G. N., “激光辐射沿着大气斜程传输的吸收”, *Appl. Opt.*, **5**, № 1, 149 (1966).
- [8] Grub, “激光光束通过大气的传播”, *NTZ*, **19**, № 1, 35 (1966).
- [9] “激光在大气中传输的衰减研究”, *Brit. Commu. & Electr.*, **11**, № 11, 800 (1964).
- [10] Kamiyoma M. et. al., “红宝石激光在空气中的传播”, *Scient. Papers Insti-Phys. & Chem. Res.*, **60**, № 1, 1 (1966).
- [11] 小林番郎等, “巨脉冲激光在大气中的传播”Ⅱ. 第13回応用物理学学会関係連合講演会第21回日本物理学会年会合同講演会講演予稿集, **3**, 2P-D-14, 223 (1966).
- [12] Long R. K., “激光辐射在大气中的吸收”, AD-640138.
- [13] 康德拉捷也夫, “太阳辐射能”, 科学出版社
- [14] Goody R. M., “Atmospheric Radiation”(书)(1964).
- [15] Knestrick G. L., “激光和非激光的大气传播”, *Appl. Opt.*, **6**, № 8, 1420 (1967).
- [16] Tomlinson R. G., “激光传播的大气击穿极限”, *NBS*, **69 D**, № 11, 1431 (1965).
- [17] Bergquet T., “用10,600埃激光辐射做几种气体的击穿实验”, *Arkiv för Fysik*, **31**, № 2, 177(1966).

(本文系编写)