

綜 合 評 述

光 激 射 器

A. L. 蕭 洛

这些新光源发出的强烈、单色的相干光
表现出很多异常的性质

在过去几年内，已可获得具有高强度和高光谱纯度的新光源。这些新光源属于利用受激发射的分子振荡器和放大器这一大类。它们的工作原理以称作激光器的微波放大器和振荡器为基础。因此，把激光器一词作为公用的基词，而在适当的场合下冠以红外、光或紫外之类的形容词以资区别是适当的。但是，几乎所有工作于红外、可见光和紫外波段的激光器都利用波型选择技术来取得高度平行的辐射束，因此通常将这些激光器统称为光激光器。

目前已有大量关于光激光器的文献，且其数目还在急速增加，其中包括几本书^[1]和相当大数量的评述性文章^[2]。有一家文摘服务社正大量出版光激光器以及关系密切的题目的文摘卡，其速度每年一千张以上^[3]。显然不可能概述或者罗列目前光激光器研究的全貌，也不可能在本文中追述这一领域发生和发展的复杂历史。因此，我只预备简要描述光激光器的一般结构以及它们产生的辐射的特殊性质。这种辐射在某些方面与普通光的差异高达很多个数量级。因此，它与物质的相互作用也与普通光大不相同。我想讨论这些相互作用的某些情况，以便阐明激光可能付诸应用的新奇途径。特殊的应用也可能加以讨论，但仅当它们有助于说明这些现象时才引用。

普通光源，无论是钨丝灯、火焰、气体放电管乃至太阳，从本质上讲都是热体。那就是说，它们具备某种激励单个电子、原子或分子的能源。处于受激态的原子能以自发辐射一个光量子的方式交出这份激发能，从而跃迁至低激发态。它可能再次处于受激态，并重新发出辐射。任何光源都含有数量庞大的原子，每个原子的受激以及辐射都是独立进行的。此外，这些原子以不同的频率范围或甚至以连续光谱的形式发出辐射。

因此，任何普通光源的光都是个别原子光波的混杂。由于各原子的动作完全独立，因此光源不同部分光的位相之间彼此无关。来自光源各个部分的光都向所有的方向传播。与这种情况相比，沿单一方向传播的平面波却具有空间相干性。这些波前是具有不变位相的平面，并与传播方向垂直。假如这个平面波通过一面会聚透镜，它仍然是相干的，但波前却变成中

心在焦点上的球面。

在离普通光源一段距离处安置一个小孔，便能得到近似的平面波。只有沿选定方向传播的波才能通过这个孔。这种方法以隔断多数光线来取得一定程度的空间相干性。采用较光源本身大很多的透镜或反射镜后，便能将较多的光线纳入定向光束中。这便是探照灯所采用的办法。它将辐射能量扩展为宽光束以取得平行性，因此能量密度比光源附近小。同样，令普通光源的光通过窄带滤波片也能得到较高的单色性。处于滤波片通带之外的光必须滤掉，因此，单色性的取得是以牺牲强度为代价的。

但在射频区域，我们惯于使用电子振荡器，它的输出几乎具有完全单一的频率。振荡器的输出具有高度的时间相干性，输出的各波峰以不变的间隔互相跟随。普通光源非常缺乏这种时间相干性，其波的周期和位相变动非常迅速。

由光激励器得到的光具有高度的空间和时间相干性。尽管光源中的原子可能相距几千个以至几百万个波长，仍能强迫各个原子同步辐射以取得激射作用。这种同步由辐射的受激发射完成。只要有原子处于受激态，受激发射便可能发生。适当频率的辐射（相应于这一能态到某一较低能态之间的跃迁）能够激起同样频率的辐射。因此，受激原子向低能级跃迁，并将其能量交与光波。而且，受激发射产生于入射波频率处，并以适当的位相增强入射波。因此，如果介质只包含受激原子，则当光波通过该介质时，便得到加强。这种过程是真正的负吸收。此外，如果介质没有明显的散射缺陷，则当光波增强时不会改变形状，也不会损失其相干性。

另一方面，如果有原子处于低能态，它们便能从光波中吸收能量。这种吸收与受激发射所产生的放大相竞争。每当低能态的原子数目超过高能态时，吸收便占优势。这便是绝大多数物质在绝大多数情况下的表现，即光的吸收是主要的，而受激发射微不足道。

对处于热平衡的物质，不管温度如何，低能态的原子数总较多，而高能态的原子数愈来愈少。因此，热平衡中的物质能自发地发射光，也可以吸收光，但从未表现出由受激发射所引起的放大。然而，从光源的本质来看，它们并不处于真正的热平衡，因为它们通过辐射不断地损失能量，同时又由电学或化学能源中得到补偿。多数光源距离产生放大作用的热平衡状态并不太远，但现在已经明了，依靠气体放电的受激发射来得到放大却有意想不到的容易。粗略地讲，当放电较强烈时，情况距平衡更远，同时放大作用更强，发出的波长更多。目前已经在红外、可见光和紫外波段中的很多波长上产生了受激发射所引起的放大。气体、液体、玻璃以及晶体材料都使用过。虽然如此，但吸收毕竟仍属主要，而受激发射不过是一些特殊情形。欲发现新的激光材料以及其工作条件，就要进一步发挥灵巧，并对原子物理学作更深的探索。

虽然这种放大介质能维持光波的相干性，但要产生真正的相干光，还需要另外一些东西。为了将这些受激原子构成一台相干振荡器，可将它们封入某种共振器中。这样，虽然共振器可能让某些光线漏出，但其中一部分仍被保留，它进一步激起相同位相的辐射。因此，位相便逐次保留，而独立无关的受激原子经激发后，便产生相干波。这便是陶恩斯以及巴索夫和普鲁霍洛夫于1950年初分别独立提出的微波激射振荡器的原理。与任何其它的振荡器相似，

微波激射振荡器也以噪声或自发发射的某些无规脉冲开始。这个起始脉冲被放大，并将其中的一部分保留于共振器中，以便控制以后整个振荡的位相。

微波波段的共振器通常是一个盒状物，其线度可与波长相比，即有几个厘米。这种腔体共振器可设计得只容一种振荡波型保留在其中。在光学波段时，波长约短一万倍，所用共振器的线度远大于波长。然而，仍有可能这样建造共振器，使其只有利于一种特殊波型的振荡，而对这种大共振器中可能发生的很多种波型都不利。最常用的装置由两面彼此相向的小反射镜构成，镜间的距离远大于它们的直径。两面镜子所夹的空间中含有工作物质(图1)。这种

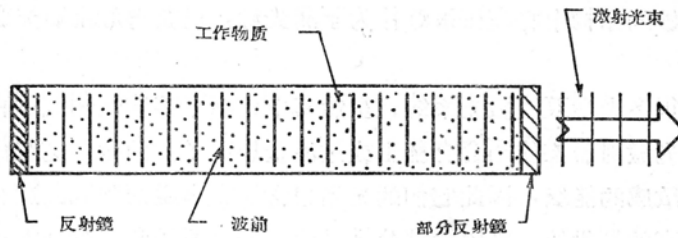


图1 简单光激射器的基本结构

装置只对沿自身的轴或非常接近轴的方向传播的波才是很好的共振器。传播方向与轴斜交的其他波未经反射或只反射几次之后便离开系统，因此不能在工作物质中逗留足够长的时间以得到相当程度的放大。两块端面反射镜可为平面或稍呈凹面。它们都是部分透明的，因此部分光线经一面或两面镜子射出。这种光以方向性极佳的光束形式射出，因此具有非常高的空间相干性。由于受激原子的发射远较通常的自发发射快，因此这种光束也相当强。此外，由于共振器中始终保留一部分波，故受激发射的位相仍旧与它相同。因此，这种输出具有时间相干性，且非常接近于单色。实际上，光激射器常常在几个不同波长上同时产生相干输出(虽然在需要时尚可采取进一步措施来减少这些波长的数目)。但无论怎样，光激射器输出中的频率数目总比自发发射的数目小很多。

因此，可望从光激射器得到较普通光源更强、更为平行、更为单色的光束，事实的确如此。当平行性是主要要求时，可以造出这样的光激射器，其光束的发散性仅为输出孔径不可避免的衍射所引起的。一些光激射器能连续工作，制出的装置具有高至 $1/10^{13}$ 的短期稳定性以及 $1/10^9$ 的长期再现性。另外一些则具有很高的峰值功率——在短脉冲中高至 10^9 瓦。有些光激射器的效率相当高，能将输入电能的25%转换成相干光能量。光激射器已能产生短至紫外(0.34微米)和长至远红外(337微米)的波长，但并不包括这两个极限之间的所有波长。加上辅助装置之后，甚至已在远紫外区得到相干光脉冲，同时也得到相干微波。有些光激射器能在自身频率的1%大小的频率范围(即大于每秒 10^{13} 周的频率范围)内进行调制。

但本文所考虑的是所有的光激射器，没有一种光激射器能具备所有这些性质。因此，我们可扼要的考查几类光激射器，以便查明由每一类能获得或可望获得哪些性质。本文的目的在于给出某些准则，去确定哪一类光激射器才有可能适合于特定的科学应用。然而，单在光学泵浦的固体光激射器这一类里就存在着各种各样的性质。其中的一些有巨大的功率输出，而另外一些则刚好达到振荡阈值。因此，要想知道是否能找到具有给定波长、功率输出和谱

线纯度的适当的光激光器，仍有必要作更详尽的研究。

光学泵浦光激光器

由于光学泵浦光激光器的性质能最简便地加以计算，因此最先对它进行分析^[4,5]。梅曼于1960年制成的第一台光激光器便属于这种类型^[6]。这种装置使用淡红宝石——含有约0.05%氧化铬的氧化铝晶体。红宝石中的铬离子有很宽的吸收带，因此能吸收很宽一段波带上的光去产生受激离子。要达到工作阈值需要相当高的光强，泵浦光源通常是一个脉冲闪光气体放电灯。在巧妙的结构中将高压汞灯作为泵浦光源，已获得红宝石光激光器的连续输出^[7]。

目前已经知道很多光学泵浦激光系统。虽然其中包括了某些使用气体和液体的系统，但绝大多数光学泵浦光激光器都使用含有稀土或过渡金属离子的固体。这些离子至少具有几个对于环境波动不太敏感的能级，因此它们的光谱包含了相当锐而强的、适合于激光应用的谱线。泵浦能量由很亮的灯供给，其中一部分被吸收，它将原子激励到高能级。大多数有用的材料可以吸收泵浦光的许多谱带，将原子激发至发射能级以上的能级中。在这些高能级中的原子非常迅速的将其过剩能量交与固体，并集聚在一个或数个发生光发射的能态上。

至少已有13种不同的离子用于光激光器，其中一些还用于几种不同的基质材料中。输出的波长主要由离子决定，但多少也随基质晶体、浓度和温度这些因素改变。在一些材料中，已在几种波长上取得激光作用。因此，室温下的淡红宝石(Al_2O_3 中掺有约0.05%的 Cr_2O_3)取得了6,943埃的波长。将晶体冷却到液氮温度时，输出波长移至6,934埃^[8]。提高铬的浓度时，输出能分别或同时在这个波长以及7,009或7,041埃得到^[5,9]。

在这些材料中，以红宝石的研究与使用最多。掺钕玻璃也被广泛地研究。这两种材料多半都用来产生高功率脉冲。已经作成了相当大尺寸的红宝石和掺钕玻璃光激光器，两者都能在约1毫秒的时间内产生高达1,000焦耳左右的脉冲输出。

上述两种材料都已用于连续工作，虽然其它一些材料需要的阈值泵浦功率较低。掺钕钨酸钙晶体最先获得持续的连续室温激光作用^[10]。

如果需要的仅仅是短脉冲高强度的光束，则着眼于固体、特别是钕玻璃或红宝石是很自然而且实际的。小型脉冲红宝石光激光器的典型输出功率可能有几千瓦的数量级，但当使用特别强的闪光灯时，已得到高达200千瓦的输出^[11]。采用黑耳沃思首先提出的“Q开关”或“Q突变”技术能够获得更高的峰值功率^[12]。使用这种方法时，至少要使一面反射镜与激光棒分离，这样便能在棒和镜之间插入一个光闸。当泵浦灯开始闪光时，光闸便关闭，因此光不能反射回棒。共振腔被有效地破坏，其品质因数发生突变。因此，甚至当泵浦灯已在高能态集聚了相当多的过剩粒子时，激光振荡还不能开始。这一步完成后，光闸迅速启开，而共振腔的Q值得以复原。故所得的放大比足以开始激光振荡所需的能量多许多，储存的能量在一个几毫微秒长的巨脉冲中放出。使用各种Q开关技术，获得了从10到100兆瓦范围内的一些峰值功率。目前用作Q开关的装置有光电闸、迅速旋转的反射镜或反射棱镜以及变色吸收体。

令装有 Q 开关的振荡器的输出通过一个行波激光放大器后，还可以获得更高的峰值功率^[13]。欲得可观的放大，必须注意避免可能在放大器中引起无关振荡的反射。目前报导的最高功率有 10^9 瓦的数量级。功率的主要限制是激光材料中的疵瑕。在这种高功率水平下，最轻微的吸收也可能导致破坏性的局部变热。然而，高一个乃至数个数量级的峰值功率似乎仍有可能达到。

气体放电光激励器

杰文、本奈特和黑里欧特^[14]制造的第一台气体光激励器在 1 微米附近的几个波长上产生了约 1 毫瓦的连续输出。它使用氩氦混合气体。如杰文所预示^[15]，亚稳氩原子与氦原子碰撞，并有所选择地将它们激发至几个特殊能级上，这些能级的激发能恰好接近于亚稳氩原子的激发能。将受激氦原子激发，使之向低能级跃迁时，便发生激光作用，激励过程对低能态并不十分有利，因此它们比较空虚。

以后的研究表明，氩氦混合气体能在很多波长上产生相干激光输出，其中包括几条可见光^[16]。一般的光谱波段能用多层介质反射镜进行选择，这种反射镜只对那一波段才表现出高反射率。有时，附近几个波长也能发生激光作用。在这种情况下，可用置于气体放电管和一块端面镜之间的色散棱镜对一种波长进行选择^[17]。氩氦混合气体最强的可见激光谱线在 6,328 埃。目前已广泛使用在这一波长上连续工作的光激励器，其功率约为 1 毫瓦。

甚至当光激励器在一根单一谱线上振荡时，其输出也可能不是由单一波长构成的。振荡常常在几个不同光频上同时发生，这些频率相当靠近，以致全落在这条谱线的宽度以内。这些频率由反射镜系统的共振频率精确确定。据很多标准测定，这样的输出非常接近于单色。但单波型振荡可用更复杂的反射镜系统加以选择。假如激光工作物质在每单位长度上有足够高的增益，则使用很短的光激励器便能在谱线宽度内得到单一的波型。仔细地调节反射镜间距，便能精确地在谱线中心频率上得到单一波长振荡；显然，这种调节也可能自动进行。已经得到在几秒钟内 $1/10^{12}$ 数量级的稳定性和 $1/10^9$ 以上的可重调性^[18]。

虽然对氩-氦气体放电光激励器的研究比任何另一种都更彻底，但对很多气体和混合气体的激光作用也作过观察。已查明若干种选择激励机理。从可见蓝色波段到 100 微米以外的区域中已获得连续激光作用。采用脉冲方式激励时，获得的波长已由紫外区的 0.3 微米左右^[19]延伸至远红外区的 337 微米处^[20]。欲在整个亚毫米波段得到强而相干性更高的光源的经典问题似乎很有希望由气体放电光激励器加以解决。

由于气体的原子密度较小，因此它们在单位体积中储存的激励能量就不可能象优良固体那样多。故气体大半不能产生如固体那样高的峰值脉冲功率。已报导了几十瓦的气体放电峰值功率。稍高的功率也有可能获得。

气体和固体光激励器通常产生毫瓦大小的连续功率输出，而且两种类型都已达到 1 瓦以上的功率输出。看来似乎可以立刻从电离气体放电的受激离子的激光辐射得到 10 到 100 瓦的连续功率输出。目前，高功率气体光激励器可同时发出几种波长。

与固体和液体光激励器相比，气体光激励器的最大优点在于几乎具有理想均匀的工作物

质。因此，它们不仅有很高的单色性，而且也有很好的平行度。甚至第一台气体光激光器的光束发散度就已经近于理论极小值。

半导体光激光器

到目前为止，光学泵浦固体光激光器和气体放电光激光器的效率都比较低，在最佳情况下为百分之几，而一般都小于百分之一。虽然这些装置的效率限制并非根本的，而且最终总可以克服，但半导体光激光器^[21]却已表现出约百分之几十的效率。

在半导体中，已被激励至导带的电子能返回价带与空穴复合。约等于间隙能量的激励能量能以光量子的形式辐射。在砷化镓和铟化镓等竖直间隙半导体中，这种辐射复合很容易发生。在这些材料中，复合辐射的发射能由适当频率的光激发出。

为了得到足够的放大去补偿并超过损失，产生激光振荡，就必须在某一区域中准备大量的电子和空穴，以使它们能因激励而复合。当作成一个 $p-n$ 结并在其中通以强的正向电流时，便能作到这一点。这样，电子就由 n 区被拖至 p 区，而空穴则移至 n 区。强烈的复合在结平面两边几微米的距离内发生。共振器反射镜垂直于结平面。通常可将半导体晶体的两个表面抛光、甚至劈开作为镜子。其他的各面可打毛，以防止反射。

结区内的功率密度可能很高。但多数半导体光激光器的有用结区通常都很小，因此总功率输出受到相当的限制。已报导过 100 瓦数量级的峰值功率和高至 6 瓦的连续功率。改变某些材料中结区附近的掺杂，可增加结平面附近有效区域的厚度。最近，已在厚达几百微米的整个铟化镓层中获得激光作用^[22]。此外，用外加高能电子进行轰击时，也可能激励足够的半导体厚度^[23]。电子能量愈高，穿透和激励的深度愈大。但如果电子束的能量大于 100,000 或 200,000 电子伏特，它们就会很快地损坏半导体。

目前的半导体光激光器远比其它类型的光激光器有效。它们还能以改变温度或压力、或附加外磁场来进行一定程度的调谐。此外，输出波长取决于半导体的间隙能量，因此改变半导体的组合材料时，波长便能在相当大的范围内变动。

激光的性质

激光以其高度的空间和时间相干性以及高强度而异于普通光。目前，由气体放电光激光器最容易获得高相干性，而由光学泵浦固体光激光器最容易获得高强度。

使用空间相干的光源时，来自波前上任一部分的光都能与来自任何其它部分的光进行增强或相消的干涉。当两列波以相反的位相到达时，相互抵消，而以相同的位相到达时，相互加强。两列波的位相关系取决于光波经过的程长，程长改变一个半波长时，位相关系由同相变到反相。

多年来，一直用普通光源的干涉量度技术进行灵敏而精确的长度测量。但常常为了取得必要的相干性而牺牲光的强度。因此，光激光器特别适合于作大多数干涉量度技术的光源^[24]。特别值得指出的是，它们大有可能代替作为基本和精密的长度标准的其它光源。

由于激光的相干性，甚至就表面上看，它也有别于普通光^[25]。被激光照明的物体的外

貌具有明显的粒状结构(图2)。当观察者轻轻移动他的眼睛时,物体呈现闪耀,好象亮点在附近移动。这种现象的产生是由于击中物体表面的激光光束是一列相干的、近于平面的波。被粗糙表面散射出的光的波形很不规则,但仍是相干的。由于眼睛的分辨能力有限,到达视网膜上任何一点的光都是物体上直径为很多个波长的一个小点上发出的子波的总和。这些子

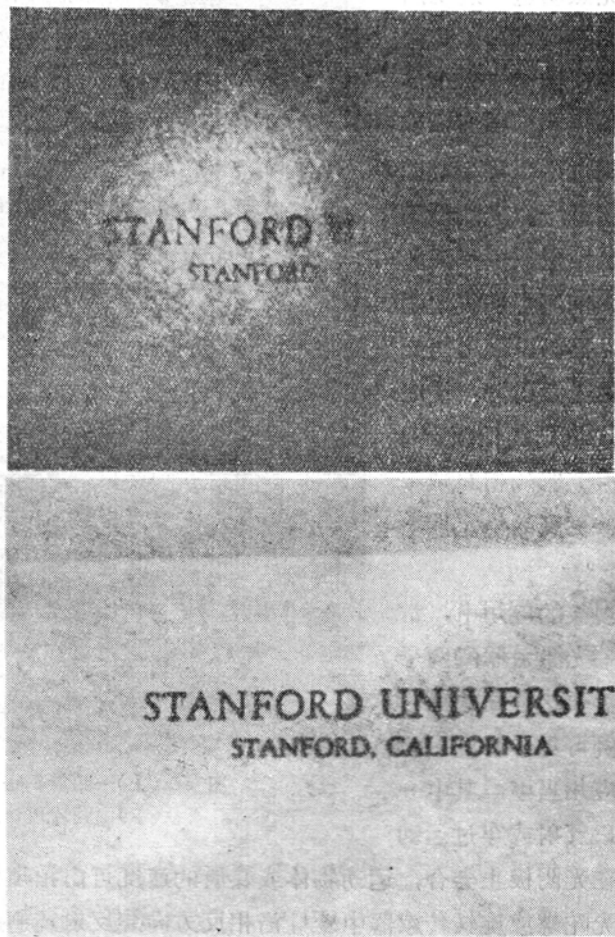


图2 (上)一张印有字体的纸受气体激光射器 6,328 埃相干光照射的情况
(下)同一张纸受普通光照射的情况

波可能以相同或相反的位相相加,因而形成亮和暗的部分。如果眼睛轻轻移动,就有不同的部分落在视网膜的那一点上,因而强度可能剧烈增高或降低,就好像物体在闪耀。另一方面,如果物体移动足够快,则强度的波动得到平均,因而颗粒性消失。这种现象能说明,相干光的干涉效应有多容易发生,有时甚至在不需要的时候也会出现。有时,以搅乱位相的方法来避免不需要的干涉效应非常有效。

相干激光最有希望的干涉应用之一是进行针孔摄影(holography)或无透镜摄影^[26]。如果能在物体和眼睛之间的任何平面上放置一块照相底片板,并于某一瞬间记录下光在底片平面上各处的振幅和位相,则能得到构成图象的足够的信息。然而,照相过程记录的仅仅是强度

而不是位相。但若以适当的相干光源同时照明底片和物体，则也有可能获得位相的信息。已经发表过几篇有关这种技术的文章，其中一篇附有一张针孔照象底片，以适当的相干光照明这一透明图案时，便能重现物体的三维影象。(图3)

光激光器的时间相干性使其有可能在两列不同光波之间构成拍。需要作的整个工作是将这两束光重迭，并令其照到一个灵敏的光电探测器上。光的频率很高——每秒 10^{14} 周的数量级——因此两列光波频率的微小差别便引起很大的绝对频差。虽然如此，但仍发现可能充分稳定两台独立的气体光激光器，使之在声频区产生低于 10,000 周的拍频^[18]。这要求在观察时两台振荡器的相对频率能稳定在 $1/10^{10}$ 以内。更高的稳定性也可能获得。

在多数利用拍频现象的应用中，常用它们来获得来自同一光激光器的两个频率之差；这时就不需要这样高的绝对频率稳定度。这种实例可见于将同一激光光束劈为两部分的应用当中，其中一部分由一运动物体加以反射或穿过运动的媒质。然后两光束在光阴极上会合，运动物体或媒质的速度可由拍频推出。

同样，在环状激光陀螺或旋转传感器中^[27]，沿相反方向绕反射镜回路传播的两束光得到比较。光束在回路的某处通过激光放大器。持续的光振荡以两种波型发生，它们分别对应于顺时针和反时针循环。如果陀螺稳定，这两种波型的光束就有相同的频率。如果有转动，则沿旋转方向传播的光束的频率就比另一光束低。由这两束光之间的拍频就能确定旋转速度。

光束强度较高而又近于单色的气体光激光器几乎是理想的喇曼和布里渊散射光源。可使狭窄的光束穿过透明样品几次或很多次。某些散射光的频率向上或向下移动，其大小相当于分子内部的振动频率。典型的喇曼移动有几百厘米⁻¹的数量级，因此并不需要激光光源有极高的单色性。但是，在以往不能用于喇曼光谱学的一些波长上，光激光器倒是强的光源^[28]。当研究绿、蓝和紫外区的不透明物质时，这可能很有用。此外，激光光具有方向性并能偏振，因此便于研究定向喇曼散射和偏振。

布里渊散射中的光频移动起因于波长较长和频率低的“声学”振动所引起的散射，其值有

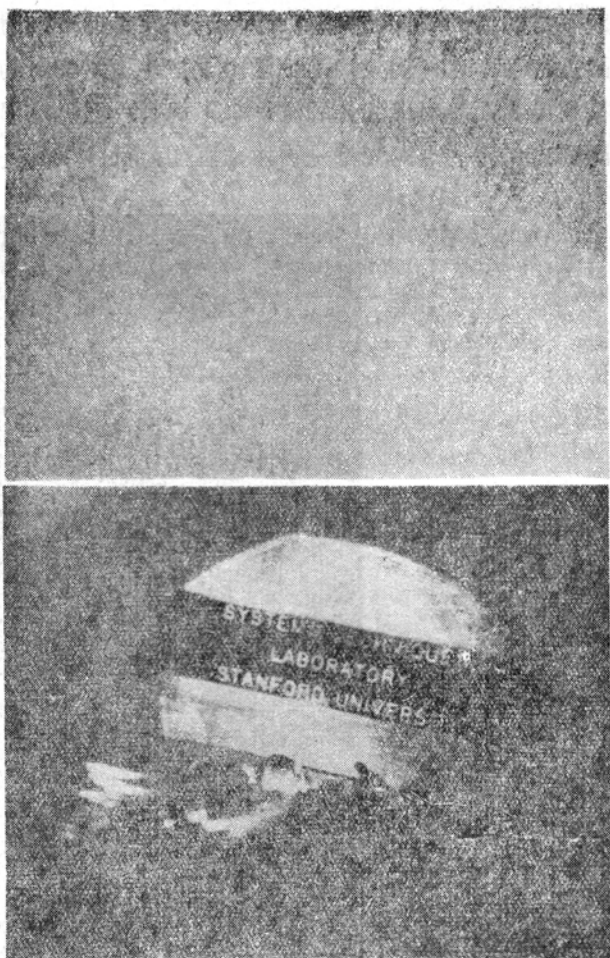


图3 (上)一张针孔底片
(下)由底片重新构成的图象

10^{10} 周的数量级(不是 10^{12} 到 10^{13} 周的典型的喇曼频移)。这些微小的布里渊频移要求光源近于单色,因此气体光激射器特别适合^[29]。

由巨脉冲光激射器可能获得的高强度来看,光束不再只是探查已存在于样品中的振动的手段。强的激光能激起各种振动,并在某些频率上引起很强的散射。我想在考查了与高强度激射光有关的一些简单现象之后,再讨论这些效应。

巨脉冲光激射器产生的功率密度的确很高。而且,由于输出光束的平行性很高,因此可聚焦在一个小点上。在理想情况下,能将单波型激射光束聚焦在直径近于光波长(约 10^{-4} 厘米)的点上。甚至平行度不太理想的高功率激射光束也可能聚焦在面积约为 10^{-6} 厘米² 的点上。这一点上的功率密度可能达每平方厘米 10^{15} 瓦左右。在光频下,这就相当于约每厘米 3×10^8 伏特的电场和与之关联的约 10^6 高斯的磁场。在低频或零频时,不可能得到这样高的电场,因为电极的冷发射限制了可能获得的场强。光学频率下的最高场强可在焦点上产生,焦点距任何表面都可能很远。

在这样高的功率密度和场强下可能得到一些什么结果呢?首先,那怕是最小的光激射器,在聚焦之后,都能引起极快和极强的温度升高。甚至最普通的红宝石或钕玻璃光激射器也能产生 1,000 瓦左右的输出功率(例如在 5×10^{-4} 秒内放出 $\frac{1}{2}$ 焦耳)。其光束的散度为 0.01 弧度或更小,很容易将这个光束聚焦在面积为 10^{-3} 平方厘米的点上。因此,这种小型光激射器在焦点上产生的功率密度为每平方厘米 10^6 瓦。

如果靶子是一个生物样品,则其上的一个小面积很容易烧焦。这样,光激射器已以这种方式用于眼睛视网膜的外科手术,视网膜通常可以看到,但无法接近。眼睛的角膜和眼球并不会受影响,因为光脉冲并不聚焦于其上且其透明物质只吸收非常少的光线之故。但眼睛的透镜结构本身却将光线聚焦在视网膜上。

如果靶子是很不透明的物质(如石墨),则光线被厚度小于 10^{-5} 厘米的表面层吸收。这样,层内的功率密度便在每立方厘米 10^{11} 瓦以上。如果光激射器输出由一系列短脉冲(10^{-7} 到 10^{-6} 秒)组成(这是最普通的情况),则当每次脉冲作用期间,功率密度可能提高好几倍。这样,靶子的表面层温度就急速上升。靶的一部分几乎立刻汽化,喷出蒸汽,而且蒸汽往往非常明亮。可对明亮蒸汽的光谱拍照;这就有可能对靶上的极小面积进行光谱化学分析。如果喷汽本身不够亮,则可令其通过火花电极。这时光激射器的作用不过是蒸发靶子样品,光谱的激励则靠电火花进行^[30]。在激射光束冲击的点上,留下一个小孔。如果需要的话,可在薄样品上打出直径小至 1 微米的小孔(图 4)。

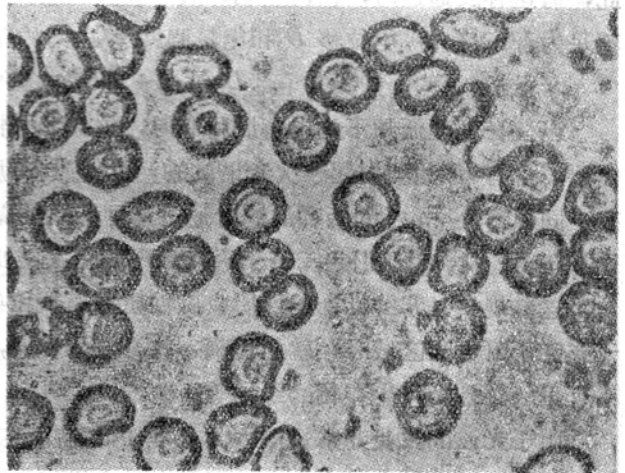


图 4 激光显微镜在红血球上打出小孔。
血球的直径约为 7 微米。

在大约每平方厘米 0.1 到 10 兆瓦这样的功率水平下，所引起的效应基本上可理解为靶子温度的迅速升高。然而，温度升高如此迅速，以致能产生一些新奇的结果。这样，一束激射闪光便能蒸发掉纸面上的打字带墨水中的碳粒颜料，而不会显著的影响下面的纸张。在约 2 瓦功率下曝光 $\frac{1}{2}$ 毫秒，足以去掉一个打印的字体(图 5)。至于墨水中的液体，虽然很容易挥发，但由于并不吸收激射光，因而仍然可能留在纸中。在紫外光照射下，有时还能看到字迹。

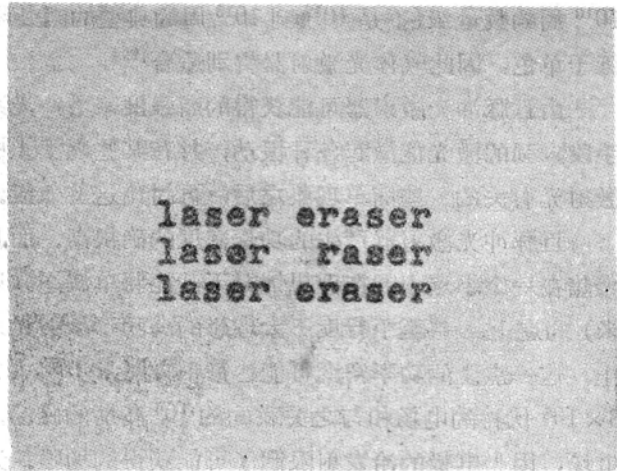


图 5 激光除迹。以 1 焦耳的激光脉冲除去第二排上一个字母中的颜料。

在研究激光照射下靶的电子发射现象时，又发现了其它一些非常意外的热效应。继强光照射后不到 1 微秒之内，观察到大量的电子发射。这些效应主要仍然是激光对表面加热所引起的，其温升速度为每秒 10^{10} 度（开氏）！

此外，还有一些重要效应是由这种温升间接引起的。当蒸汽喷出时，传给靶子一个剧烈的反冲，在其中引起强声波甚至冲击波。这些波在生物样品中的产生以及由此而引起的效果已经受到注意^[32]。

如果激光通过一种真正透明的媒质，则吸收很微，因而温升也很小。然而，高功率激射光所引起的某些最重要的效应却完全没有热的性质。高功率激射光相应地具有强电场。最强的普通光源的电场强度小于每厘米 1 伏特，而在光频下，聚焦激射光却能产生每厘米 100 到 1 百万伏特的电场。这些场强当然不如结合原子的电场那样高，但其本身却是相当高的。因此，有这种波通过时，任何透明媒质所表现出的性质都异于低场强作用下的性质。这一现象不足为奇。这样，电位移 D 和电场强度 E 之间的普通关系 $D = \epsilon E$ 应换为

$$D = \epsilon_1 E + \epsilon_2 E^2 + \epsilon_3 E^3 + \dots$$

以往在处理低频下的电解质材料时，这类非线性关系已很熟悉，但对光频区域尚未感到需要。含有 E^2 的项引起二次光谐波的产生，它具有原来光线的两倍频率或半个波长。如果具有不同频率 ν_1 和 ν_2 的两种波同时通过这种非线性媒质，则会产生和频 $\nu_1 + \nu_2$ 与差频 $\nu_1 - \nu_2$ 。同样，含有 E^3 的项引起三倍于输入频率的三次谐波以及各种各样的混频现象。^[33,34]

这些现象是非线性介电性质或磁性质在声频和射频区中的熟知的结果。但是，当频率处于或近于可见光区域时，就能看到一些奇特的现象，例如当红光通过晶体时变为紫外光，或不可见的红外光产生夺目的绿光等。

由于光波的波长非常短，因此几乎任何能用的非线性媒质的大小都比波长大千倍。那就是说，谐波不是在一个点上、而是在整个媒质中产生。在大多数透明物质中，高频波的传播远较低频波慢。因此，谐波就要与产生它的基波失步。由晶体不同部分发出的谐波可能以

相反的位相达到晶体的边缘，因而可能相互抵消。结果，只有晶体的一小部分才是产生光谱波的有效区域。

但已经发现，若能以刚好正确的方向使用晶体，则谐波与基波可能同步。谐波的偏振可能与基波不同，并且后一偏振可能与具有不同偏振的谐波频率有相同速度，这种事实已得到应用^[35]。谨慎的使用这种位相匹配技术，已经发现产生谐波的效率高达 25%。光的强度愈高，谐波产生的情况愈好，因此有可能获得功率为 1 兆瓦的短谐波脉冲。

由量子力学观点来看，二次谐波的产生是双光子过程的一个例子。那就是说，在足够高的功率密度下，两个光子可以同时与一个原子作用^[36]。因此，通常的量子条件 $E = h\nu$ 能以 $E = h\nu_1 + h\nu_2$ 代替，或当 $\nu_1 = \nu_2$ 时，则以 $E = 2h\nu$ 代替。一些物质对基波是透明的，但却能吸收二次谐波。因此，能吸收同时到达的两个光子，并产生与谐波频率单个光子相同的激励。例如，对于低光强表现透明的媒质便能吸收光激光器发出的高强度红光。这两个光子产生荧光，而在平常为了获得这种荧光，就需要用紫外光子激励。此外，在高光强下，双量子吸收现象更强。

这种过程中的吸收系数正比于光强。因此，二硫化碳对于普通红光非常透明，但当以 1 兆瓦的聚焦脉冲激光束照射时，功率的 $\frac{2}{3}$ 便被吸收^[37]。这足以在焦点附近产生局部的沸腾，而普通的线性吸收只产生 2°C 以下的温升。在这个特殊实验里，焦点上的功率密度约为每平方厘米 3×10^9 瓦；精确的数值取决于光激光器的功率、光束的平行度以及聚焦透镜的焦距。双量子吸收的大小还与物质的特性有关。很多材料的吸收都比二硫化碳小，但另外一些却比它大。

还值得指出的是，当两个量子具有不同频率时，可能产生双量子吸收。唯一不可缺少的要求是：两个频率相加成吸收带的频率。只需要一种波具有很高的强度。因此，在碘化钾晶体中，聚焦红宝石激光束就使紫外区中宽广波段上的二次量子吸收成为可能^[38]。这种感生吸收能为光谱学提供有用的新资料，因为在双量子吸收中能够达到的那些能级就是宇称性与基态相同的那些能级。对于普通的单量子吸收，仅当两能级有不同的宇称性时，才发生强的电偶极子跃迁。因此，双量子吸收便有可能揭示用普通吸收实验很难发现的能级情况。

当双量子过程的吸收系数随量子通量线性地增加时，另一些与功率有关的损失也可能在一个突然的界线上出现。其中最主要的是相干喇曼效应。在普通的非相干喇曼散射中，近于单色的光射在媒质上，其中很小一部分被散射，并伴有波长的改变。喇曼散射光与入射光的频率差与散射媒质的某种内在运动量有关。最通常的内在运动是振动，但转动和电子的喇曼移动也可能发生。在低温时，产生喇曼移动的谱线的频率常常比激励光的低；换言之，

$$\nu_{\text{喇曼}} = \nu_0 - \nu_{\text{内}}$$

(斯托克斯线)。温度足够高时， KT (玻耳兹曼常数与绝对温度的乘积) 至少可与 $h\nu_{\text{内}}$ 相比，这时可观察到反斯托克斯喇曼频率 $\nu = \nu_0 + \nu_{\text{内}}$ 。不管移动的性质如何，喇曼频移光的强度总很低。

当激励光达到每平方厘米几兆瓦的数量级时，喇曼散射光的强度大大增加。这时，媒质变得能在斯托克斯频率 $\nu_0 - \nu_{\text{内}}$ 上产生放大作用。因此，如果将一块在这些条件下受激的媒

质放在两面平行的端面反射镜之间，则相干激光振荡能在一个或多个斯托克斯频率上发生。每一个斯托克斯频率或波长有自己的激光振荡阈，当那个频率上的增益超过共振器损失的时候。当超过该阈值时，具有斯托克斯波长的强相干光束经一块或两块端面镜射出。当在光激光器的红宝石棒和端面镜之间安置装有硝基苯的盒子作为光电 Q 开关时，首次观察到在这种斯托克斯频率上的相干振荡。光激光器反射镜也用作斯托克斯频移激光振荡的反射镜，放大作用在硝基苯盒中产生^[39]。但喇曼散射介质也可以盛在单独的盒内^[40]。

当高功率激光光束通过适当的媒质时，甚至在沒有反射镜的情况下，也能产生极强的喇曼辐射。斯托克斯和反斯托克斯线都能产生^[34,41,42]。不仅能够产生一级斯托克斯线 $\nu_0 - \nu_{\text{内}}$ 和反斯托克斯线 $\nu_0 + \nu_{\text{内}}$ ，而且还有 $\nu_0 \pm 2\nu_{\text{内}}$ 、 $\nu_0 \pm 3\nu_{\text{内}}$ 等等。这样就会产生很多新频率，而频率转换效率可能超过 20%。如果某些发生喇曼频移光的频率处在媒质的吸收带内，则将被吸收。这就提供了另一种依靠媒质吸收高强度光的机理。即使材料对于原有低功率激光的波长很透明，但吸收仍能发生。

这样，谐波的发生和喇曼效应都能从使媒质表现透明的光得到可吸收的光。这意味着，在高的激光功率下，吸收可能远比功率密度增加得快。这就能使温度迅速升高。而且，由于某些发生频移的光处在紫外区，因此通常需用紫外线的光化学效应也能借强的红光产生。其中也包括离子和自由基的产生^[43]。

当高功率激光光通过任何媒质时，表征其特性的强电场就在媒质上施加一个强的机械力。这就是电致伸缩力，它与光频电场的平方成正比。在各向同性媒质中，这种电致伸缩力是压缩力，在其它媒质中，情况也大致相同。而且，由于它正比于电场的平方，所以当电场反转时不会改变符号。也就是说，在媒质上有一个正比于光强的平均压缩力。很容易估计出，这个力有每千瓦 1 达因的数量级。因此，每平方厘米 10^8 瓦的光通量能引起数量级为 10^5 达因/厘米² ≈ 100 克/厘米² 的电致伸缩压力。

如果光强改变，电致伸缩压力也跟着改变。这样，如果频率为 ν_1 和 ν_2 的两束光同时通过媒质，它们会构成拍，而在一个点上的瞬时强度将以差频 $\nu_1 - \nu_2$ 上下波动。因此，媒质上就存在一种具有这种差频的电致伸缩力，它能在媒质或个别分子中激起振动。如果该力的频率与分子振动频率相当，则分子振动能激起相当大的振幅，因而产生很强的喇曼散射。在强的频率 ν_1 激励下，喇曼散射能产生的频率不止 ν_2 ，这样，振动的激励就格外猛烈。这是观察受激喇曼散射过程的一种方法。

此外，如果频差 $\nu_1 - \nu_2$ 所在的范围是声波能在媒质中进行传播的频率范围，则电致伸缩力可能产生强的声波。在声波能够传播的任何频率上，都可能由光波产生声波。甚至远在微波区以上，也有这种情况^[42]。

能产生很强的高频声波的一种过程便是受激布里渊散射。布里渊散射是光在物质中受到热声波反射的过程。由于这些波以声速 ν 传播，故反射光的频率移动量为 $2\nu/C$ ，其中 C 为光速。通常布里渊散射光的强度很低。但当使用高功率激光光时，散射光与入射光的迭合产生了以差频振动的电致伸缩力。因此，已经存在的声波便能大大增强，这就引起了进一步的

光散射。

已在固体和液体中观察到激光光的受激布里渊散射。固体中伴随发生的声波可能有这样大的振幅，以致能粉碎晶体^[44]。这不仅是高功率光激光器借以毁坏固体的机理，而且是产生高强度高频声波的机理。同样，光波型振动也能由受激喇曼过程产生。这种强烈的振动可能对物质有深远的影响，但对它们的研究才刚刚开始。

結 論

目前，光激光器占据的波段由紫外区的 0.3 微米伸延到远红外区的 337 微米(0.34毫米)。虽然不能在这一范围内的每一个波长上得到相干光，但有用的波长数目却有好几百。

已报导过 10^9 瓦以上的峰值功率，但时间只有几个毫微秒。到目前为止，峰值脉冲能量大约为 1,000 焦耳。连续运转的光激光器——固体、半导体或气体——的输出多半在毫瓦范围内，只有通过特别的努力才能超过 1 瓦。

由气体或光学泵浦的固体光激光器产生高能量或连续高功率输出的根本问题在于这些装置的效率很低。仅当能量总值不太大时，才经得起输入能量的巨大损耗。即使抛开电能损失问题不谈，迅速除去优质光学系统的大量热能的问题也足够严重。

某些半导体光激光器有相当高的效率。但它们多半为结型装置，其工作区域很小。因此，很高的功率密度只能产生不大的总功率。或许有可能在效率较高的大体积中获得半导体主体的作用。但从光激光器取得持续的高功率，似乎需要彻底改变这种装置。

我并不打算详细讨论光激光器在各个领域中的科学技术应用。我讨论了几种应用，目的不过在于说明激光光的某些特殊性质。现在，种类繁多的光激光器商品已经问世，其实用价值正由各个部门加以探索。幸运的是已经出现了一些评述这些特殊论题的文章。但很明显，融汇这些崭新的激光性质需要相当长的时间。例如，在生物学者能满有把握的预知激光光的各种效应、选择并容易地使用光激光器之前，还需要付出很大的努力。同时，还有大量的新现象等待研究。

参 考 文 献 与 注 释

- [1] B. A. Lengyel, *Lasers* (Wiley, New York, 1962); G. J. Troup, *Masers and Lasers* (Methuen, London; Wiley, New York, 1963); O. S. Heavens, *Optical Masers* (Methuen, London; Wiley, New York, 1963); G. Birnbaum, *Optical Masers (Advan. Electron. Electron Phys., Suppl. 2)* (Academic Press, New York, 1964); H. A. Klein, *Masers and Lasers* (Lippincott, New York, 1963); J. M. Carroll, *The Story of the Laser* (Dutton, New York, 1964); M. Brotherton, *Masers and Lasers* (McGraw-Hill, New York, 1964).
- [2] A useful guide to this literature is H. W. Moos, "Resource letter MOP-1 on masers (microwave through optical) and on optical pumping," *Am. J. Phys.* 32, No. 8, 1 (1964).
- [3] *Laser Abstracts* (Lowry-Cocroft Abstracts, Evanston, Ill.).
- [4] A. L. Schawlow and C. H. Townes, *Phys. Rev.* 112, 1940 (1958).
- [5] A. L. Schawlow in *Quantum Electronics*, C. H. Townes, Ed. (Columbia Univ. Press, New York, 1960), p. 553.

- [6] T. H. Maiman, *Nature* **187**, 493 (1960); *British Commun. Electron.* **7**, 674 (1960).
- [7] D. F. Nelson and W. S. Boyle, *Appl. Opt.* **1**, 181 (1962); V. Evtuhov and J. K. Neeland, *Appl. Phys. Letters* **6**, 75 (1965).
- [8] I. D. Abella and H. Z. Cummins, *J. Appl. Phys.* **32**, 1177 (1961).
- [9] A. L. Schawlow and G. E. Devlin, *Phys. Rev. Letters* **6**, 96 (1961); I. Wieder and L. R. Sarles, *ibid.*, p. 95.
- [10] L. F. Johnson, G. D. Boyd, K. Nassan, R. R. Soden, *Phys. Rev.* **126**, 1406 (1962).
- [11] J. L. Emmett and R. W. Hellwarth, *Bull. Am. Phys. Soc.* **7**, 615 (1962).
- [12] R. W. Hellwarth, in *Advances in Quantum Electronics*. J. R. Singer, Ed. (Columbia Univ. Press, New York, 1961), p. 334; R. J. Collins and P. Kisliuk, *J. Appl. Phys.* **33**, 2009 (1962); F. J. McClung and R. W. Hellwarth, *Proc. Inst. Elec. Electron. Engrs.* **51**, 46 (1963).
- [13] P. P. Kisliuk and W. S. Boyle, *Proc. I.R.E. Inst. Radio Engrs.* **49**, 1635 (1961); J. E. Geusic and H. E. D. Scovil, in *Quantum Electronics: Proceedings of the 3rd International Conference*, P. Grivet and N. Bloembergen, Eds. (Dunod, Paris; Columbia Univ. Press, New York, 1964), p. 1211; J. Jacobs, D. Holmes, L. Hatkin, F. A. Brand, *ibid.*, p. 1071.
- [14] A. Javan, W. R. Bennett, Jr., D. R. Herriott, *Phys. Rev. Letters* **6**, 106 (1961).
- [15] A. Javan, *ibid.* **3**, 87 (1959); —, in *Quantum Electronics*, C. H. Townes, Ed. (Columbia Univ. Press, New York, 1960), p. 564.
- [16] Gaseous lasers have been reviewed by W. R. Bennett, Jr., in *Appl. Opt. Suppl. on Optical Masers* (1962), p. 24; A. D. White and J. D. Rigden, *Proc. I. R. E. Inst. Radio Engrs.* **50**, 1697 (1962).
- [17] A. Bloom, *Appl. Phys. Letters* **2**, 101 (1963).
- [18] T. S. Jaseja, A. Javan, C. H. Townes, *Phys. Rev. Letters* **10**, 165 (1963).
- [19] H. G. Heard, *Nature* **200**, 667 (1963).
- [20] C. K. N. Patel, W. L. Faust, R. A. McFarlane, C. G. B. Garrett, *Proc. Inst. Elec. Electron. Engrs.* **52**, 713 (1964); H. A. Gebbie, N. W. B. Stone, F. D. Findlay, *Nature* **202**, 685 (1964); W. J. Witteman and R. Bleekrode, *Phys. Letters* **13**, 126 (1964).
- [21] R. H. Rediker, *Solid State Design* **5**, No. 8, 9 (1963); T. M. Quist, *Intern. Sci. Technol.* **3**, No. 26, 80 (1964); R. H. Rediker, *Phys. Today* **18**, 42 (Feb. 1965); B. Lax, *Science* **141** 1247 (1963).
- [22] I. Melngailis, R. J. Phelan, R. H. Rediker, *Appl. Phys. Letters* **5**, 99 (1964).
- [23] N. G. Basov, O. V. Bogdankevich, A. G. Devyatkov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **155**, 783; (1964) [*Soviet Phys. "Doklady" (English Transl.)* **9**, 288 (1964)]; C. Benoit á la Guillaume and J.- M. Debever, paper presented at Symposium on Radiative Recombination in Semiconductors, Paris, (1964); C. E. Hurwitz and R. J. Keyes, *Appl. Phys. Letters* **5**, 139 (1964); C. Benoit á la Guillaume and J.- M. Debever, *Compt. Rend.* **259**, 2200 (1964).
- [24] H. W. Moos, G. P. Imbusch, L. F. Mollenauer, A. L. Schawlow, *Appl. Opt.* **2**, 817 (1963); A. G. McNish, *Science* **146**, 177 (1964); K. D. Mielenz, H. D. Cook, K. E. Gilliland, R. B. Stephens, *ibid.*, p. 1672.
- [25] J. D. Rigden and E. I. Gordon, *Proc. I.R.E. Inst. Radio Engrs.* **50**, 2367 (1962); B. M. Oliver, *ibid.* **51**, 220 (1963); C. C. Cutler, *Intern. Sci. Technol.* **2**, No. 21, 54 (1963).
- ✓ [26] E. N. Leith and J. Upatnieks, *J. Opt. Soc. Am.* **53**, 1377 (1963); —, *ibid.* **54**, 1295 (1964); G. W.

- Stroke and D. G. Falconer, *Phys. Letters* **13**, 306 (1964).
- [27] A. H. Rosenthal, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 1143 (1962); W. M. Macek and D. T. M. Davis, *Appl. Phys. Letters* **2**, 67 (1963).
- [28] S. P. S. Porto and D. L. Wood, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 251 (1962); R. C. Leite and S. P. S. Porto, *ibid.* **54**, 981 (1964).
- [29] G. B. Benedek, J. B. Lastovka, K. Fritsch, T. Greytak, *ibid.* **54**, 1284 (1964); R. Y. Chiao and B. P. Stoicheff, *ibid.*, p. 1286.
- [30] R. C. Rosan, M. K. Healy, W. F. McNary, Jr., *Science* **142**, 236 (1963).
- [31] D. Lichtman and J. F. Ready, *Phys. Rev. Letters* **10**, 342 (1963); J. F. Ready, *J. Appl. Phys.* **36**, 462 (1965).
- [32] S. Fine, E. Klein, R. E. Scott, *Spectrum* **1**, No. 4, 81 (1964); P. Desvignes, L. Amar, M. Bruma, M. Velghe, *Compt. Rend.* **259**, 1588 (1964).
- [33] P. A. Franken and J. F. Ward, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 23 (1963); N. Bloembergen, *Non-Linear Optics* (Benjamin, New York, 1965); P. S. Pershan, in *Progress in Optics*, E. Wolf, Ed. (North Holland, Amsterdam, 1964).
- [34] R. W. Terhune, *Solid State Design* **4**, No. 11, 38 (1962).
- [35] J. A. Giordmaine, *Phys. Rev. Letters* **8**, 19 (1962); P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenoff, C. M. Savage, *ibid.*, p. 21.
- [36] W. Kaiser and C. G. B. Garrett, *ibid.* **7**, 229 (1961); I. D. Abella, *ibid.* **9**, 453 (1962), p. 453.
- [37] J. A. Giordmaine and J. A. Howe, *ibid.* **11**, 207 (1963).
- [38] J. J. Hopfield, J. M. Worlock, K. Park, *ibid.*, p. 414.
- [39] E. J. Woodbury and W. K. Ng, *Proc. I.R.E. (Inst. Radio Engrs.)* **50**, 2367 (1962); G. Eckhardt, R. W. Hellwarth, F. J. McClung, S. E. Schwarz, D. Wiener, E. J. Woodbury, *Phys. Rev. Letters* **9**, 455 (1962).
- [40] H. Takuma and D. A. Jennings, *Appl. Phys. Letters* **4**, 185 (1964).
- [41] R. W. Minck, R. W. Terhune, W. G. Rado, *ibid.* **3**, 181 (1963); B. P. Stoicheff, *Phys. Letters* **7**, 186 (1963).
- [42] R. Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes, lecture presented at Enrico Fermi International Summer School of Physics, 1963 (Academic Press, New York, in press).
- [43] V. E. Derr, E. Klein, S. Fine, *Appl. Opt.* **3**, 786 (1964).
- [44] R. Y. Chiao, C. H. Townes, B. P. Stoicheff, *Phys. Rev. Letters* **12**, 592 (1964); R. G. Brewer and K. E. Rieckhoff, *ibid.* **13**, 334 a (1964); H. Takuma and D. A. Jennings, *Appl. Phys. Letters* **5**, 239 (1964).

譯自 *Science*, 1965, **149**, №3679, 13~22 (顏紹知譯 王克武校)