

綜 合 評 述

用原子和分子产生相干輻射*

C. H. Townes

从人类第一次看到阳光到现在,所用的光大部分取自象白炽灯杂乱发射的那种自发发射。当然也有许多种其他类型的电磁辐射——如红外线、紫外线和 γ 射线。炽热物体辐射的最大辐射强度,特别是单位频带宽度、单位立体角、单位面积的辐射功率,是受普朗克黑体辐射定律支配的。这个定律给辐射强度一个上限——这个限度随温度的上升而增高,但我们所能得到的温度只有几万度,也许最多只有几百万度而已。

无线电波就不同了。尽管以前麦克斯韦已论证过,支配无线电波的方程式与支配光波的方程式是一样的,但是,不用说,我们对无线电波的许许多多看法就不尽相同。黑体定律产生的无线电波是如此之弱,以致长时期以来,炽热物体的(无线电波)发射从未被探测出来。自赫兹发现无线电波之后,无线电波的广泛应用是由于使用了各种各样的波源——振荡器和放大器,对这些源来说,温度与黑体辐射的概念看来甚至是不合适的。例如,要是用温度来表达现有电子振荡器的辐射强度,一般都在 10^{10} 到 10^{30} °K的范围。

无线电电子学和光学这两个领域,在熟知的量子电子学范围内现在已更紧密地联系在一起,而且相互提供有意义的知识和强有力的技术了。

雷达的发展促进了电子学对科学问题的许多重要应用。1940年后期,我专门从事微波波谱学,研究微波与分子的相互作用。从这些研究中可获得大量关于分子、原子和核结构的知识。由于研究的成功,相干微波振荡器作为一种有效的高分辨本领技术具有决定性的意义。因而,对波谱学或其他目的来说,将它们的工作范围扩展到波长短于电子振荡器已知的限制——这个限制大致是1毫米——是十分重要的。谐波产生和某些专门技术虽然进展较慢,但是很有意义。电子放大器或振荡器的基本问题大抵是:要小心控制其结构,使仪器的个别部分必须要小到振荡波长那样大小。这就使可用的仪器在结构上受到一定限制。由于这种实验上的困难,用于无线电领域的技术和用于较短波长的红外与可见辐射的技术就不得不有所区别。

为什么不运用自然界已为我们建立好的原子和分子振荡器呢?这是一个反复被否定的老问题。黑体辐射定律和热力学理论告诉我们,任意温度下,电磁波和物质相互作用不产生放

* 本文是作者1964年11月4日在瑞典斯德哥尔摩受奖时所作的讲演。

大, 因为在这种温度下*, 辐射不能通过两个物体的相互作用而增强, 否则违反了第二定律。但早在 1917 年, 爱因斯坦就较细致地考查了电磁波与量子力学系统的相互作用, 得到了一些热力学论证。重温他的结论就立刻可以提出一种原子或分子实际能作放大的方法。

根据爱因斯坦的著作, 电磁能与分子团相互作用区域内贮藏的电磁能的变化率为

$$\frac{dI}{dt} = AN_b - BIN_a + B'IN_b \quad (1)$$

其中 N_a 和 N_b 为高低两量子态的分子数, 为简便起见, 我们假定这两个状态是非简并的(即单态)。A、B 为常数, 这样, 第一、二项分别表示自发发射和吸收, 第三项表示由于存在辐射强度 I 而从高能态产生的发射, 因此叫作受激发射。

在平衡的情况下,

$$\frac{dI}{dt} = 0, \quad I = \frac{AN_b}{BN_a - B'N_b}.$$

较简单的热力学推论证明 $B' = B$ 并给出 A/B 的比值。而在任意温度 T 下, 玻耳兹曼定律 $N_b = N_a e^{-W/kT}$ 要求 $N_b < N_a$, 由方程式 1 看出, 如果 $N_b > N_a$, dI/dt 将总是正值, 于是辐射被放大。这个条件当然是分子群不平衡的条件, 从此成功地解除了黑体辐射所加的限制。 $N_b < N_a$ 的条件有时也被描述为粒子数反转, 或叫作负温度^[2], 因为在玻耳兹曼定律中假设一个负的绝对温度即可得出此条件。

原子群两态间的热力学平衡不但需要玻耳兹曼关系 $N_b = N_a e^{-W/kT}$, 而且需要各原子波函数相位乱七八糟。用经典的话来说, 要是每一个原子的电子都振荡, 假定整个群可以描述为温度平衡, 则它们的相位不应该是相关的。爱因斯坦关系(方程式 1)实质上假设了相位是杂乱的。如果不是这样, 甚至在 $N_b < N_a$ 时, 我们也有另外的条件使得原子能放大电磁波, 这代表打破黑体定律和热力学平衡限制的第二种类型, 可以单独地或与第一种类型并用而达到产生放大作用的目的。

热力学理论可以进一步引伸来证明受激发射(或吸收)是跟激发辐射相干的。这就是, 分子系统所放出的能量与激发辐射有相同的场分布和频率, 从而有恒定(可能为零)的相位差。跃迁过程的量子力学计算也能更严密地证明这一点。

1920 年到 1930 年间, 许多物理学家的兴趣集中于原子光谱和分子光谱方面, 受激发射很少受到实验工作者的注意。

其后, 在 1940 年间, 证实受激发射的实验至少是被简略地讨论过, 并受到包括本人在内的若干无线电波谱学家的注意。但他们看来只是较难证实, 而价值不大。兰姆和里瑟福德在 1950 年关于氢的精细结构完美的论文中^[3], 就粒子数反转下的“负吸收”有了特别简短的注释。一年之后, 珀塞尔和庞德^[4]发表了他们明显地证实粒子数反转与受激发射的论文。事实上, 粒子数反转及其对辐射的影响在布洛克^[5]及其他人的共振实验中早就以不大着重的形式证明过。但所有这些效应是如此之弱, 以致任何放大作用都被别的竞争过程产生的损耗所掩盖, 因此直到 1950 年上半年巴索夫和普洛霍洛夫^[6], 韦伯^[7]和戈登, 蔡格与陶恩斯^[8,9]的

* 严格说来是任意正的温度, 负绝对温度将在下面定义。

工作之前，将它们用作极大的问题似乎没有认真地考虑过。

仅通过运用分子或原子共振来产生极短波的相干振荡的可能性的实现引起了本人特别大的兴趣，1951年突然发现的特殊方案^[8]看来能真正提供用分子放大作用实际产生短波的可能性。

激射器的基本原理

振荡的严格要求，正如巴索夫和普洛霍洛夫所提到的，是通过某种共振回路产生正反馈并保证受激分子跃迁交给波的能量增益大于回路的损耗。考虑一个有导电壁的共振微波腔，体积为 V ，品质因数为 Q ，后者是用壁上阻抗引起的损耗功率

$$\bar{E}^2 V \nu / 4Q$$

来定义的，其中 \bar{E}^2 是所考虑的波型中的场强在整个体积内的平均值， ν 为频率。如果将一个激发态的分子放在特定的场强 \bar{E} 处，当场的频率和两个分子态间的共振频率 ν 一致时，把能量传给场的速率为

$$\left(\frac{\bar{E}\mu}{\hbar} \right)^2 \frac{h\nu}{3\Delta\nu},$$

其中 μ 为分子跃迁的偶极子矩阵元， $\Delta\nu$ 是半极大值的分子共振线宽（假定为洛伦兹线形）。若高态有 N_b 个分子，低态有 N_a 个分子，腔内交给场的功率为

$$(N_b - N_a) \left(\frac{\bar{E}\mu}{\hbar} \right)^2 \frac{h\nu}{3\Delta\nu}.$$

如果分子在整个腔内是均匀分布的， \bar{E}^2 必须是整个体积的平均值。因为净功率增益为正，所以

$$(N_b - N_a) \left(\frac{\bar{E}\mu}{\hbar} \right)^2 \frac{h\nu}{3\Delta\nu} \geq \frac{\bar{E}^2 V \nu}{4Q}.$$

这就给出了腔内建立振荡的阈值条件

$$(N_b - N_a) \geq 3hV\Delta\nu / 16\pi^2 Q \mu^2. \quad (2)$$

现在已有许多别的方法推导阈值条件，其中有些十分简单。看来立刻有希望得到那种振荡器的第一个系统包括一束射入谐振腔内的氩分子，如图1所示。所用的跃迁是氩熟知的23,870兆周/秒反转跃迁。带有非均匀电场的“聚集器”总是使处于低态的分子离开电子束，使激发态的分子聚焦在电子束的轴线上，并进入腔内，从而保证了 $N_b \gg N_a$ 。实验工作^[9,10]进行二年半之后，于1954年制成了第一台这种可以运行的系统，戈登在这方面作出了重大的贡献，蔡格在头一年的工作和以前的设计中是一位重要的合作者。我们称呼这一类型的系统为微波激射器，它是英文“微波受激发射放大”的字首缩拼。这种概念已经成功地推广到凡此种种的器件和频率，因此把这个名词加以扩充——即解释作分子受激发射放大也许是有好处的。但在射频区有时被称作射频激射器，因而对光而言称为光激射器是方便的、常用的。激射放大是所谓量子电子学——即是一种特殊量子力学现象起着决定性作用的电子学——这个新领域的关键过程。

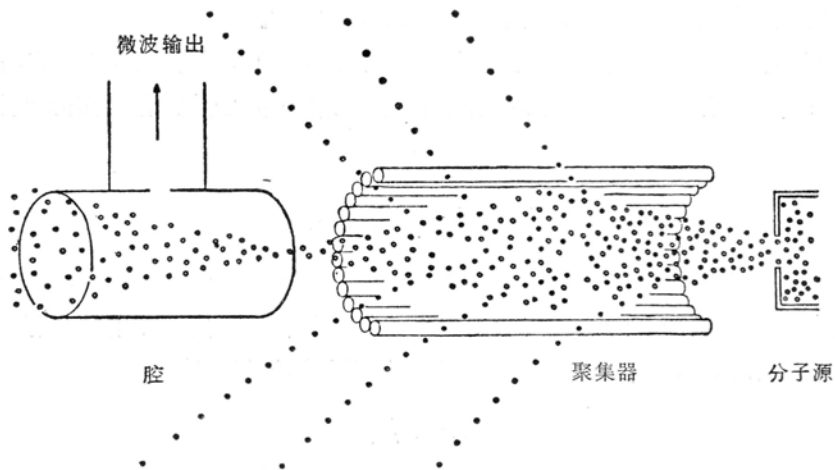


图 1 氨(束型)激光器。分子由源进入聚集器,在那里激发分子(圆圈者)被聚集到腔内,而基态分子(四点者)被排除。大量的被激发分子在腔内建立起一个振荡电磁场,以微波输出的形式发射出去。由于能量交给了场,一些分子通过腔到达终点时重返基态。

众所周知,只需稍加改变,放大器通常可以作为振荡器,反过来也是可以的。但是,只有在激射实验作出之后,我们才制成了这类噪声极低的放大器。噪音低的一般原因可以简述如下。与电子通过真空管放大器运动时不同,分子本身不带电荷,故其运动不产生任何不需要的电磁信号。因此进入谐振腔内的信号仅与腔壁的热辐射所形成的某些热噪音和被激发分子的自发辐射相竞争。自发辐射可以看成由能量 $h\nu$ 的起伏场所激发的。室温下微波腔内 $kT \approx 200 h\nu$, 故腔内的热辐射 kT 比自发发射重要得多。只是由于热辐射的存在才给出背景噪音限制,因为它和信号一样被精确地放大。

由上面的讨论亦表明,如果腔在 0°K , 并且没有外来的噪音随输入信号进到腔中,有限的噪音起伏决定于自发发射,它等价于腔中仅有一个能量量子。实际上可以证明,激射器可以产生测不准原理所允许的最完美的放大。

电磁波的运动和机械谐振子相类似,电场和磁场相当于谐振子的位置与动量。由于量子力学测不准原理,在同时测定波的电场与磁场时产生一种不确定关系,在测定波的总能量与相位时也是这样。因此可以证明,只要电磁波的相位可以用量子力学算符定义,就有一个测不准关系^[11]

$$\Delta n \Delta \phi \geq 1/2, \quad (3)$$

这里 Δn 是波内光子数的不确定量, $\Delta \phi$ 为用弧度测量的相位不确定量。

输出端将输入波的相位和能量作一定再生的任何放大器必然包含有强度的测不准或起伏。例如,考虑一个理想的激射放大器,它由大量激发态分子组成,高态分子与作为信号的起始电磁波相互作用。经过一定时期,电磁波将增大到包含大量的量子,从而其相位与能量可以用经典的方法测量。通过利用最终的电磁波和起始信号间期望的增益或平均的增益和相位关系,激射放大器就能够测量起始信号。

用已建立起的量子力学技巧计算输入波与输出波间的关系表明, 输入波这种量测留下的不确定量正等于测不准原理所需的最小值^[11]。此外, 当电场和磁场的测不准量满足 $(\Delta E)^2 + (\Delta H)^2$ 最小时, 乘积 $\Delta E \Delta H$ 的不确定量也同时有允许的最小值。起始波量子数 n 的不确定量为:

$$\Delta n = \sqrt{n+1},$$

相位则是

$$\Delta \phi = \frac{1}{2\sqrt{n}},$$

故得

$$\Delta n \Delta \phi = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{n+1}}{\sqrt{n}}.$$

只有量子数多到方程式 3 容许的最小值 $\Delta n \Delta \phi \rightarrow \frac{1}{2}$ 的情况时, 相位才有实际意义。无输入信号 ($n=0$) 所出现的背景噪音, 等效于单个量子 ($\Delta n=1$) 的输入信号。

一种不大理想的激射器可以使高低态分子 N_b 、 N_a 完全与输入信号相互作用。在这种情况下起伏增加 $N_b/(N_b-N_a)$ 倍。如果放大器有连续的输入信号, 连续的放大输出, 并且放大的带宽为 $\Delta \nu$, 可以证明^[12]噪音功率输出等于输入信号所产生的输出

$$N = \frac{h\nu \Delta \nu}{1 - \frac{N_a}{N_b}}.$$

习惯上用放大器的噪音温度 T_n 这个词来描述噪音功率 N , 定义 $N = kT_n \Delta \nu$ 。故在激射器 $N_a/N_b \ll 1$ 的情况下, 量子力学所允许的最低噪音温度为

$$T_n = h\nu/k,$$

这等于上面提到的一个量子 ($\Delta n=1$) 最小能量的不确定量。在微波区方程式 4 给出 T_n 约为 1° , 而在激射放大器首创之前, 其他最好的微波放大器噪音起伏约大 1,000 倍。

把理想的激射器比作一个性能完善的光电探测器(例如 γ 射线计数器)是有趣的。 γ 射线计数器可以探测单个光子, 而几乎没有错误信号, 但激射器则总是有大约一个光子的可能错误信号。但这种光电探测器不给出信号相位方面的知识, 而只数出量子个数, 这就是测不准原理允许 $\Delta n \rightarrow 0$ 的原因。不幸的是, 微波区或射频区没有完善的光探测器, 所以激射器是我们在这两种波段内最有效的探测器。

低噪音既使激射器成为一种良好的放大器, 同时也能使之成为性能极佳的单色辐射源, 因为当激射器满足阈值条件并产生振荡时, 低噪音意味着杂散的频率起伏极少。

现在让我们考虑一个由谐振腔内的被激发分子群所组成的激射振荡器, 令跃迁频率为 ν_m , 半最大强度外的半宽度为 $\Delta \nu_m$, 谐振腔效率为 ν_c , 半宽度为 $\Delta \nu_c$ 。若 ν_m 和 ν_c 远小于 $\Delta \nu_m + \Delta \nu_c$, 可以证明振荡在频率^[13]

$$\nu = (\nu_m Q_m + \nu_c Q_c) / (Q_m + Q_c) \quad (5)$$

处发生, 其中品质因数 Q_m 和 Q_c 分别为 $\nu_m/\Delta \nu_m$ 和 $\nu_c/\Delta \nu_c$ 。这样, 如果分子共振比腔更尖锐, 象氨束激射器那样 ($Q_m \gg Q_c$), 则振荡频率为^[10]:

$$\nu = \nu_m + (\nu_c - \nu_m) Q_c / Q_m \quad (6)$$

若腔被调到 $(\nu_c - \nu_m)$ 较小, 则振荡频率十分靠近自然分子频率 ν_m , 基于分子运动得到频率十分恒定的振荡器, 即所谓原子钟。

由于波的杂乱相位起伏产生的噪音起伏, 频率 ν 不能精确地确定或测量。事实上, 激光器本质上象是一台正反馈放大器, 只要有噪音出现, 它都要放大, 从而形成或多或少的稳定振荡。若 Q_m 、 Q_c 高, 且放大器增益很大, 则系统的带宽非常小, 但永不为零, 频率也总不能精确确定。根据方程式 5, 这些相位起伏产生的频率的平均偏差在时间 t 内平均为^[14]:

$$\epsilon = \Delta \nu \left(\frac{W_n}{P t} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

其中

$$\Delta \nu = \Delta \nu_c \Delta \nu_m / (\Delta \nu_c + \Delta \nu_m),$$

P 为振荡器产生的功率, W_n 为起伏源的有效能量。腔处于温度 T 时, 谐振腔频率为 ν , $kT \gg h\nu$, 有效能量来自热噪音, 而且 $W_n = kT$ 。如果噪音起伏来自自发发射, 如象 $kT \ll h\nu$ 那样, 则 $W_n = h\nu$ 。

提一下激光振荡器发射的谱线宽度以及频率确定的精度也是有用的。谱分布的半宽度同样又由噪音起伏所决定, 文献 10、15、16 给出:

$$\delta = \frac{2\pi W_n}{P} (\Delta \nu)^2, \quad (8)$$

其中 $\Delta \nu$, W_n 和 P 跟方程式 7 中的一样。激光振荡器的谱线半宽度 δ 一般都是非常小的, 它提供了该频率迄今最单色的适用的辐射源。

微波激光钟和放大器

尽管氨束型激光器能显示出预料^[17]的低噪音放大, 极窄的带宽使它以及其他分子束类型激光器作为极单色电磁波源比作为放大器更有用。最初的激光器功率输出为 10^{-9} 瓦, 由分子束通过腔的时间的长短决定的共振宽度 $\Delta \nu$ 为 2 千周。因为振荡频率 ν_m 为 23,874 兆周, 相对频宽按方程式 8 得 $\delta/\nu \approx 10^{-14}$ 。在 $t=100$ 秒内, 方程式 7 表明频率可被鉴别到相对精度 $\epsilon/\nu = 2 \times 10^{-14}$, 当然, 随时间增长, 精度正比于 $1/t^{1/2}$ 而增加。

作为恒定频率振荡器或精确的原子钟, 氨激光器有一个附加的问题, 虽然不是根本性的, 但它限制了长期稳定性。这是由于长时间的漂移, 特别是腔的温度漂移, 使 ν_c 变化。由方程式 6 可见, 这些变化“牵引”了 ν 。这类型的变化已经限制了氨激光器的长期稳定性^[18], 其相对变化约为 10^{-11} , 它仍不失为一个相当好的钟。

在 1,420 兆周的氢基态超精细结构跃迁最近已被戈登堡、克累普纳和拉姆齐发展成一种束型激光器。在这种情况下, 腔中被激发原子多次在玻璃壁间跳来跳去, 由此共振宽度达每秒 1 周。现在设计的氢激光器得到的振荡器长期相对变化不大于 10^{-13} 。这种系统看来能产生我们最有效的钟或时间标准。

激光器相当广泛地用作放大器是因为含有顺磁杂质的固体能达到激光器的阈值条件^[20]。对固体或液体内顺磁原子的微波共振已经研究了一段时间, 它们的许多特性已了解得相当清楚。这些共振的宽度随材料和杂质浓度而变, 由几分之一兆周变到几百兆周, 它们的频率依

赖于所加的磁场强度，故它们很容易调节。因此使激射放大器可以选择相当大的带宽范围，并使频率有一个连续范围。

自旋为 $\frac{1}{2}$ 的顺磁原子有两个能级，当放入磁场内时，被分开约 $\nu = 2.8H$ 兆周。这里 H 是以高斯为单位的场，因此很明显，大多数微波频率范围可以被通常的磁场所覆盖。第一个提出的顺磁激射器是在硅和锗晶体内掺有这种类型的杂质原子。在此情况下，两态间的弛豫慢到足以达到充分的粒子数反转^[20]。但是更早以前，布洛姆伯根提出过一种更为简便的方案，即运用顺磁共振的所谓三能级固体激射器^[21]。这个系统允许集居数连续反转，从而连续放大，这比起上述二能级系统更为优越。

由于电子自旋大于 $\frac{1}{2}$ ，有角动量的顺磁原子具有 $2S + 1$ 个能级，当原子处于自由空间时，能级是简并的。但要是原子被镶嵌在固体内，这些能级可被“晶场”分裂，或由于与周围原子的相互作用而分开，而这种分裂往往处于微波区域。那种包括自旋为 $3/2$ 的四能级系统的能级，当系统处于磁场内时，如图 2 所示。如果加上频率为 ν_{13} (能级 1、3 间的跃迁频率)、强度够大的电磁波，则两能级的粒子数会相等或“饱和”。在这种情况下，能级 2 的粒子数与能级 1 的或能级 3 的比率，在稳定条件之下为

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\frac{1}{T_{12}} e^{-\frac{h\nu_{12}}{kT}} + \frac{1}{T_{23}}}{\frac{1}{T_{12}} + \frac{1}{T_{23}} e^{-\frac{h\nu_{23}}{kT}}}$$

这里 T 是掺杂晶体的温度， T_{12} 或 T_{23} 分别为态 1 与态 2 或态 2 与态 3 间的弛豫时间。在 $h\nu_{12} \gg kT$ 与 $h\nu_{23} \gg kT$ 的情况下，即要是发生在极低温或发生在寻常温度而能级分裂为光频的情况下，

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{T_{12}}{T_{23}}$$

当 $h\nu_{12} \ll kT$ 和 $h\nu_{23} \ll kT$ ，这在微波区更为普遍，即

$$\frac{n_2}{n_1} = 1 + \frac{h}{kT} \frac{\frac{\nu_{12}}{T_{12}} - \frac{\nu_{23}}{T_{23}}}{\frac{1}{T_{12}} + \frac{1}{T_{23}}} \quad (9)$$

故若

$$\frac{\nu_{12}}{T_{12}} > \frac{\nu_{23}}{T_{23}}$$

则在能级 2 和能级 1 间有粒子数反转，或者，若

$$\frac{\nu_{12}}{T_{12}} < \frac{\nu_{23}}{T_{23}}$$

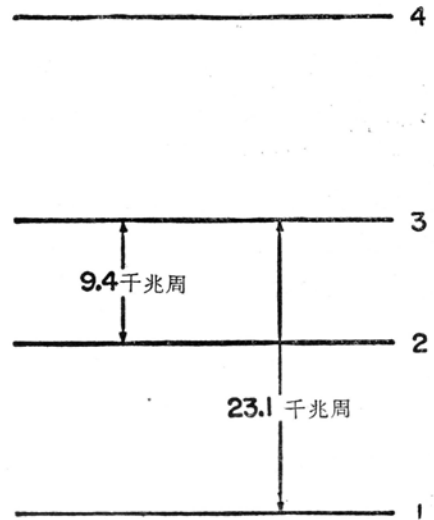


图 2 特殊晶向红宝石 Cr^{3+} 在磁场为 3,900 奥斯特下的能级。在 3 能级激射器的情况下，23.1 千兆周 (2.31×10^9 兆周) 为泵浦场的频率，9.4 千兆周是放大的或振荡的频率。

则在能级 3 与能级 2 间有集居数反转, 这是因为由于抽运辐射使粒子数 n_3 和 n 相等。方程式 9 实际是布洛姆伯根所得的结果^[21], 他也提出过几种有希望的可用顺磁物质。巴索夫和普洛霍洛夫已提出用于分子束系统的较类似的三能级“抽运”方案。

斯科维耳等人运用可水解的晶体内的一种稀土离子, 首先成功地获得了第一台这种类型的顺磁激光器。然而, 不久以后, 另一些如红宝石(Al_2O_3 掺铬)之类更为合用的晶体在一定程度上成了标准, 并提供了有显著灵敏度的放大器, 可用于射电天文学、卫星通讯和宇宙飞船的通讯^[25]。它们大大地改善了射电天文学的潜力, 并已导致了某些新的发现^[26,27]。这些系统要用液氮冷却, 这种技术上的困难今后可以排除。但是另一方面, 它们代表了较方便能用的放大器。

微波激射放大器的建立比较容易。它有低达 1° 或 2°K 的理想噪音温度, 而实验已证实这个指标^[28]。但是这么低的噪音水平是不易测量的, 因为差不多任何量测都涉及接触温度远高于 1°K 的输入输出回路, 它们要辐射一些附加的噪音到放大器中去。根据到目前为止的报道, 运用激射放大器的整个接收系统最低的总噪音温度约为 10°K 。这表示比激射器发明前的微波放大器灵敏度高上百倍。但激射器已促进了其他类型的放大器工作, 某些参量放大器或多或少地用经典的物质特性而不是用量子电子学, 灵敏度现已达上述指标的五倍。

可见光和红外激光器, 即光激光器

尽管曾屡次考察过几种用分子束激光器获得远红外的方案, 但直到 1957 年为止, 还没有直接接触到频率高于电子振荡器所得的相干振荡。激光器的早期目标是什么这个问题之所以被忽视, 部分原因是由于前一阶段, 包括微波振荡器, 低噪音放大器, 以及它们在各种科学实验上的应用所引起的极大兴趣, 分散了对高频可能性的注意。

大约从这个时候开始, 萧洛参加了这方面的工作, 这有助于开辟激射振荡器在远红外、可见光和紫外区——频率比以前合用的相干辐射源高 1 千倍——更快速、更有意义发展的道路。在这个频谱区内, 激光器经常被称作光激光器(光受激发射放大), 它提供了最引人注目的新科学工具和成果。这方面工作的主要现状清楚地表明有满足振荡阈值条件的实际系统存在, 而特殊的谐振腔设计允许在一定特别需要的波型内振荡。所分析的谐振腔简单地由两平行的反射镜组成——即熟知的法布里-珀罗干涉仪, 只是尺寸特殊。

光波的波长很短, 任何宏观的谐振腔结构必然有比波长大得多的尺寸。在这种情况下, 电磁场可以合理地近似认为是直线传播而在腔壁被反射。阈值条件可写为

$$\left(\frac{\mu E}{\hbar}\right)^2 \frac{h\nu(N_b - N_a)}{12\pi\Delta\nu} \geq \frac{E^2}{8\pi} \frac{V}{t}, \quad (10)$$

其中 t 为光在体积为 V 、有反射壁的腔内的衰减时间。如果腔中的光路是任意的, 衰减时间通常可用壁的反射系数 r 、体积 V 、壁的面积 A 和光速 c 来表示:

$$t = \frac{6V}{(1-r)Ac}.$$

故方程式 10 成为^[30]

$$N_b - N_a \geq \frac{\Delta\nu}{\nu} \frac{h(1-r)Ac}{16\pi^2\mu^2V}. \quad (11)$$

可以看出, 如果相对线宽 $\Delta\nu/\nu$ 不随频率变化(例如在多普勒效应的情形下), 则临界条件几乎与频率无关。在讨论的范围内, 反射系数和偶极矩阵元 μ 与频率无关。因此, 要是临界条件适合于某种频率, 也就可能适合于从远红外到紫外的整个区域。

有一个问题, 即比波长大得多的谐振腔内存在许多波型。因此除非振荡波型可以成功地控制, 否则电磁场可以同时在很多波型、很多频率内建立。在频率处于原子的分子共振线宽 $\Delta\nu$ 之中的腔内, 总波型数为

$$p = \frac{8\pi^2 V \nu^2 \Delta\nu}{c^3}.$$

对于体积约为 1 厘米³的腔、频率在可见光区、并具有寻常的原子线宽情况下, 这个数值约为 10^9 。幸而大多数这些波型振荡的可能性都能被消除。

两个小平行反射镜隔开的距离比镜的直径大得多, 使得沿轴向传播的光能前后往返多次。这种光束的衰减时间 t 为 $L/c(1-r)$, 其中 L 为镜距, r 为反射率, 假定衍射损耗可忽略不计, 则阈值条件为

$$N_b - N_a \geq \frac{3\Delta\nu}{8\pi^2\nu} \frac{hc(1-r)}{\mu^2L}.$$

不沿平行于光轴方向传播的光束极快地从反射镜之间的体积内离开。因此偏轴光束阈值条件比轴向光束需要更多的被激发原子, 振荡条件满足后者而不会建立起偏轴光波的能量。

距离为 L , 面积为 D 的两个方的平行平面反射镜之间的电磁波波型的许多特性, 可以近似地描述作具有同样大小的方盒子内的波型特性, 虽然盒子“闭合”侧面的边界条件有所不同。在这个范围内来回传播的近轴光波, 其共振波长是^[30]

$$\lambda = \frac{2L}{q} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{Lr}{Dq} \right)^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{Ls}{Dq} \right)^2 \right], \quad (12)$$

其中 q, r, s 均为整数, $r \ll q, s \ll q$, 更精密地考虑波型问题需要详尽的数字计算^[31]。在严格的轴向上, $r=s=0$, 波型的频率间隔为 $c/2L$ 。如果这个频率比原子线宽大些, 则同一时间只有一个轴向波型能振荡。由于衍射的缘故, 轴向波型也有一个角度宽度, 约为 λ/D , 如果这个数值可以和角度 D/L 相比拟, 则偏轴波型(r 或 $s \neq 0$ 者)的损耗比轴向波型大得多, 因而其振荡受到抑制。

如果其中一面镜为部分透过, 则从轴向波型中透出一些光线, 近似地是平面波而有所衍射所定的角发散度, 大约为 λ/D^* 。

一些经改进的谐振腔设计在光激光器中是流行而且有用的, 特别是基于共焦法布里-珀罗干涉仪谐振腔的设计。但是, 平行平面提供了分隔出一个单独波型最简便的方法。

* 原文误为 λD ——译校者注

虽然 1958 年就提出了很多种看来是有希望的原子系统和激发方法作为光激励器的基础，但要用碱蒸气的光激发来作成可用的振荡器却要很复杂的分析和设计。已经证实那种系统能象所希望的那样产生振荡^[32]；但碱蒸气不再是最有趣味的了，因为当时极少关注的其他系统结果变得显然更有用了。

1960 年梅曼实现了第一台可以工作的光激励器，这是用光激发红宝石铬离子而产生红光的系统。他采用了使铬离子基态和激发态间集居数反转这条看来较为困难的路线。这种技术需要至少将为数极多的基态原子的半数激发，以便得到粒子数反转的可能性。在两个原子态通常是空闲的情况下，所需的总激发数非常少。然而，梅曼运用了由闪光灯发出的极强光脉冲，成功地激发了过半数的铬离子，所用红宝石中铬离子的浓度约为 $1/2,000$ 。这类系统如图 3 所示。因为完全得到了集居数反转，大部分能量贮存在激发的原子态中，结果立刻产生极高能量的激励振荡。红宝石表面用作反射镜。科林等人^[34]很快地证实了对该种振荡器预

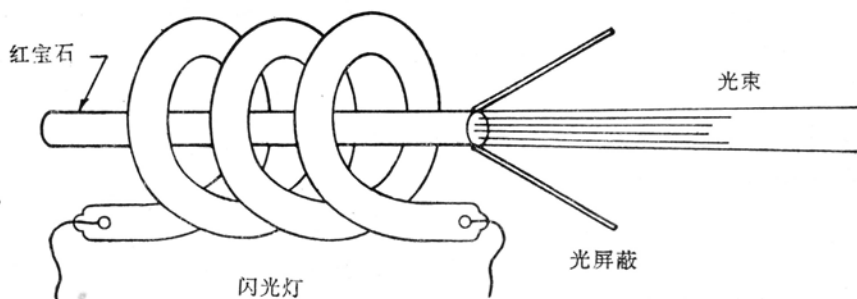


图 3 红宝石(光激励的固体)光激励器示意图。在充气闪光灯被激活时，红宝石圆棒内发生电磁振荡，一些光波以光束形式通过棒的部分反射端发射出来。

测的种种特性。

通常红宝石光激励器只是脉冲工作，因为要达到阈值需要很高的功率，而发射出的红光脉冲，功率水平在 1 千瓦到 100 兆瓦之间。它已经引起了一系列的光激励器，包括各种晶体和玻璃的各种掺杂，以及由近红外至可见光区的各种频率。

红宝石光激励器问世不久，贾文、贝内特和赫里奥特^[35]依照贾文^[36]以前提出的想法——用亚稳态氦通过第二类碰撞激发氖原子获得了激励振荡。这一系统如图 4 所示，只需要在充有低压氦氖混合气体的管内进行气体放电，并在管的两端装上反射镜。它在相当低的功率水平下振荡(约 1 毫瓦)，但比起红宝石系统更接近理想条件，从而成为一种有高纯度、良好方向性的连续红外辐射源。

电离激发气体的技术也引起了一大串光激励器，从各种气体中得到几百种不同的频率，波长范围从十分之几毫米到紫外。对某些系统来说，需要很强的气体放电脉冲。另外一些，特别是在某些稀有气体的红外频率上，则极易振荡，以至我们可能纯属偶然地得到光激励器。很可能某些氖或其他稀有气体电讯号已在红外波长产生了激励振荡，但由于红外线不能通过玻璃管输出而没有注意到。这里的一些振荡频率所代表的原子跃迁以前是没有探测过的，而另外一些跃迁甚至还没有加以鉴定。

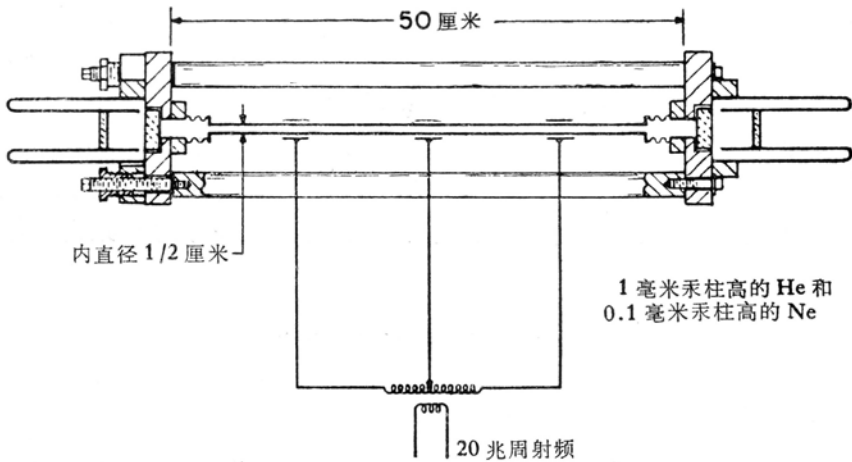


图 4 氦氖(气体放电)光激光器示意图。电激励能建立起稳定的激光振荡, 结果从有反射镜的气体放电的任意一端发射出光束。

另一类光激光器之着手研究是通过发现^[37] 半导体砷化镓 $p-n$ 结流过电流时, 从复合过程中能发射出近红外的光线, 而且效率甚高。霍耳等人^[38]用这种系统首先获得激光振荡, 光平行于结传播, 并在小块砷化镓晶体两表面间来回反射。其他两个实验室类似的工作^[39,40]与他们的结果差不多同时或稍迟一点。这类光激光器如图 5 所示, 具有晶体管一般的大小和价钱。简便地通以电流就可得到振荡, 而有时发出的辐射比输入电能的百分之五十还大——这种效率比其他人造光源都高。

一系列的半导体光激光器迅速地发展起来, 一些是有结的, 而最近有些用外来的电子束激发^[41]。它们的波长由红外 10 微米到可见区的中心。

正常喇曼散射可以看作是虚态的自发发射, 如图 6 所示。根据爱因斯坦关系, 随着有任何这种自发辐射, 必然有受激发射。贾文证明了^[42], 用这种受激发射作喇曼光激光器的原理。它的要求简单, 只要为数够多的分子系统被频率高于某些允许的喇曼跃迁的辐射充分地激发便可。

人们可以认为喇曼激光器(图 6)虚能级的粒子数大于第一个激发态, 所以没有集居数反转。另一方面, 初态, 即基态必须比第一激发态粒子数多些。人们十分自然地将放大过程看成是参量过程, 分子频率是空间的, 或者看成是由于基态与激发态的混合, 其中不同的分子

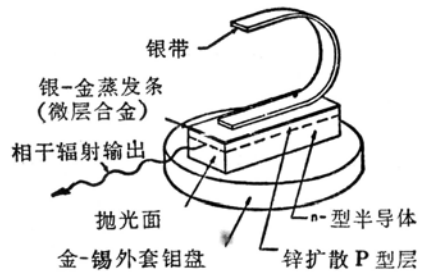


图 5 砷化镓(注入式的、或半导体的)光激光器示意图。在银带与铝盘间加以不大的电压可以产生激光振荡而发射出相干红外辐射。

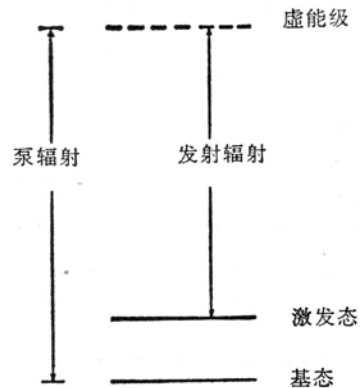


图 6 喇曼激光器的能级。这个系统的性质与三能级激光器相仿, 一个能级是“虚的”, 即场不存在时不是分子所特有的。

是相位相干的。这就是上述黑体辐射定律的第二个缺口。氩束激光器本身证明了没有粒子数反转而放大的情形。当氩分子通过腔体，基态比激发态占优势，它们连续地放大，因为它们的振荡是彼此相位相关的，它们与电磁波有合适的相位。

喇曼激光器首先被伍德伯里和 Ng^[43]实现，是用脉冲光激光器极强的光束激发不同液体分子而得到的。他们现在已有了更多的同类器件，得到的频率与原入射的激光光束相差分子振荡频率的几个整倍数。特休恩^[44]将它们的作用大加扩充，并发表了一系列与之有关的理论性文章。^[42,45]

光激光器现有的性能

各种理论推测的激光性能到底现况如何呢？

首先，让我们看一看现有相干的放大器和振荡器频率范围的普遍扩展情况。在这方面已经增多了几千倍。但还有另外的光谱区域需要这种技术去开拓。最近几年的进展是十分迅速的。红外、可见光和紫外的激光振荡现在都有许多方法得到，而且比较容易。新的激励机理和系统不断涌现。然而还有两个频率区域，这种辐射源很少，甚至没有。其一是亚毫米波区域即远红外。就某种意义上来说，这区域已被微波激光器振荡所跨入或征服。但在该频谱区域内这种技术还是初步的，有关这个频率范围的激光器报道还很不相称。大概以后会在这个区域内进行一些有意义的探索工作，并且发展一种有成效的高分辨本领光谱学。

相干振荡器尚未开拓的另一个领域是无限伸张到近紫外的更短波长，近紫外的第一台这种振荡器现在是实用的。能证明要向更短波长前进存在着较严重的基本限制，因为在一定体积内电磁波波型数随之增加，而自发发射消耗在那些波型内的能量也愈来愈快。

让我们考虑一个有固定体积、固定壁反射率、固定频宽比 $\Delta\nu/\nu$ 的谐振腔。在这种谐振腔内满足阈值条件(方程式 11)要求通过自发发射辐射到系统所有波型的功率随 ν^4 增加^[30]。在可见光区内典型条件下，这种耗散功率仅为几毫瓦，而在 50 埃的软 X 射线区则增大到 10^5 瓦。因而阈值条件极难维持。但是，话又说回来，一旦能维持，则所得的相干 X 射线就有数以千瓦计的功率。因此，似乎有理由希望激光器发展到 1,000 埃以下的波长，但 X 射线区域的激光振荡将是极其困难的。

其次，让我们看看已有的单色性。在氩束激光器的情况下，微波振荡的变化，实验上证明与理论表示相一致(方程式 7)，实验精度在 50% 之内。方法是将两独立的氩束一道拍频，并观察它们相对相位的变化^[46]。相仿的步骤能用于可见光，将两束光一起在光电管内混合并检测拍频。可是，在得到理论上的性能方面的技术困难比氩激光器的情况更多。典型的氩氟光激光器，方程式 8 预计频率扩展约为每秒 10^{-2} 周，即为每秒 3×10^{14} 周的振荡频率的 3×10^{-17} 。

迄今差不多所有可见光或近红外区域振荡的激光器都要求谐振腔的谐振比原子谐振更尖锐，即有更高的 Q 值。从而振荡频率根据腔谐振由方程式 5 预先决定。由方程式 12 得 $\nu = qc/2L$ (其中 q 为某一整数)，可知振荡频率与镜间距离 L 有关。假定辐射频率具有的带宽比为 3×10^{-17} (这是按方程式 8 从基本噪音得到的)，则镜间距离变化不能比这个数字大。镜距 1

米时允许的变动应小于 3×10^{-15} 厘米——这个要求太高了！

如果用圆柱棒维持鏡的距离不变， L 必然还随棒的最低频率伸张模的热激发而变化，这给出一个比通常来自自发发射还大的附加起伏。它产生一个相对运动^[47]

$$2KT/YV,$$

其中 T 为温度， V 为分隔器的体积， Y 为分隔器的杨氏模量。

为了检验激光的单色性，将两台氦氖系统仔细地安装在单独隔音空屋的酒窖中的防震座上，以求尽量减少声学振荡^[47]，两系统的每对鏡子用一些 60 厘米长沉重的殷钢棒隔开。在此情况下，棒的热运动所产生的有限理论起伏对应的相对频率变化为 5×10^{-15} ，或者每秒起伏 2 周。每个光激励器出来的光送到光检测器，并用电学的方法检测拍频。用殷钢分隔器避免了声学扰动或热瞬变过程，在这种良好的条件下，实验表明在几秒的周期内，激光频率变化小于每秒 20 周，或为 10^{-13} 。这是热起伏限制的 10 倍，但相当于检查出两鏡子小到 5×10^{-12} 厘米的运动，这是可以和原子核直径相比拟的长度。总之，只要极其小心细致，人们可以得到更接近理论值的结果。

最窄的原子谱线宽度的数量级是每秒 10^8 周，故所量测的激光比起以前的光源更为单色，约高出 10^6 倍。这类光线传播一万公里后还能与原来的光相干。因此原则上可以在这样长距离上测出精确到 1 个光波长的变化，如果任何光程有这样恒定的值。好几个实验室用激光在几百米的距离上进行了干涉实验工作，这并不需要那样特别消除声学或其他的干扰。

激光的第三个重要特性是方向性，或光束上的空间相干性。如上所述，某些振荡波型应近似地表示为一个截面和鏡子直径 D 差不多的平面波。氦氖激励器较易调整到使这种振荡波型出现，已证明^[35,48]它的光束具有与预计相近的衍射发散度 λ/D 。

激光束的空间相干性或平面性意味着，整个光束可以用显微鏡聚焦到小达 $\lambda/2$ 的区域内，即达显微鏡的分辨本领。同样，它可以通过望远鏡发射出去，光束的角宽度简单地为望远鏡的角度分辨本领所决定，因而远小于激光发射光束的角发散度 λ/D 。理想的光激励器全部能量本来出自单一波型，它可以通过光学系统送入另一波型而不破坏熟知的光学亮度定律。

激励技术所能达到的强度或亮度是它的第四个重要特性。正如开头所指出的，一旦有相干放大的可能性，由于不再受热力学平衡和普朗克定律的限制，强度便没有固定的极限了。仅有的限制是合用的输入能量，散热和所用器件的大小。

要是将氦氖光激励器发射的只有一毫瓦的功率通过一个良好的透鏡聚焦，由于焦点截面约为 $\lambda^2/4$ ，功率密度高达 4×10^5 瓦/厘米²。由于这种光束的单色性，它的等效温度也是相当高的——带宽为每秒 20 周的可见光，约达 10^{19} °K。

脉冲系统，特别是象红宝石光激励器，虽然它们不能完全达到气体系统所能达到的相干极限，但是发出的功率更大。红宝石光激励器在 10^{-3} 秒到 10^{-8} 秒时间内发射十分之几焦耳到几百焦耳，因此功率高达 10^9 瓦以上。辐射等效温度数量级为 10^{23} °K。功率密度的实际极限将受不使光学材料破坏或离化的光强度极限所限制。 10^9 瓦聚焦到直径为 10^{-2} 毫米的光点上，光波中产生的电场强度达 10^9 伏/厘米，这是价电子被维系在原子内的场强大小。因此这种功率能离化和分裂所有的物质。辐射压力也变大，在焦点上约达 10^{12} 达因/厘米² 或 10^6

大气压。

光激励器的一些应用

很明显，激励技术已产生了更为理想的强光，能够预料，它将在各种科学技术领域内得到广泛的应用，原因很简单，即使是现有产生与控制的光，也已得到了相当广泛的应用。大多数应用一直跑在我们前头，来不及处理那些正在开始发展的项目。我们只提一下，光激励器已在下列各技术领域内开始应用：诸如雷达、外科手术、焊接、测量和显微技术。这里用不大的篇幅来讨论一下可见光、红外及紫外激励器预料会有所贡献的三大宽广的科学领域。

看来激励器为测量时间和长度这两个基本量提供了最精确的技术。在短期内，激励振荡器显然能得出最恒定的振荡。在较长时期内，氢激励器似乎也提供了最精确更合用的钟。可见光的激励器的光线使得测量距离有了新的精度。而且看来已有可能改善我们的长度标准。这种新的精度给我们宇宙的一些基本特性提出了一些有意义的实验，并能以更高的精度用于各种物理效应。到目前为止，改善精度以证实洛伦兹变换的实验工作已经做过了^[49,50]。显然改善测量光速的精度也是有希望的，如果我们展望未来，无疑量子电子学技术将会直接测出光的频率而不仅仅是它的波长。先产生射频谐波，放大谐波频率，再进一步发生谐波直到射频区和光频衔接，通过这个方法可以达到上述目的。这样实际上将使测定光速 c 达到我们确定时间和长度的精度。或者，它将消除时间标准与长度标准之间的距离，因为标准时间的 c 倍将确定一个标准长度，它比我们现有的更加精确。

用了激励器，光谱学的本领将显著地增加。特别是这些极单色的光源能够大大地改善光谱学的分辨本领，从而能更细致地考察原子、分子或固体的结构。这方面的成就在红外与远红外区特别引人注目，红外与远红外现有的分辨本领远低于原子或分子的谱线宽度。用光激励器已做过某些高分辨本领的光谱学工作^[51,52]，今后可以指望这一类工作仍然是很有意义的。

光激励器起着重要作用的第三个有趣的方面几乎完全是由于激光的存在才出现的，这方面是迄今最活跃的研究领域。这就是通常所叫的非线性光学^[53,54]，尽管它包括了若干以前没有用这种方法描述过的现象。过去我们惯于讨论光通过特性或多或少是固定的无源光学材料。但是，在现有的强激光束之下，光与光学介质的相互作用相当大，以致介质特性不能再看作是固定的了。介质发生畸变，它的分子产生振动，在它的原子内电子极化对外加场的响应不再是线性的了。现在人们也必须考虑光与光学介质两者的动力学，以及两者运动的相互作用。已观察到的一些新现象是使吸收依赖于强度的多光子吸收^[55,56]、光学介质内的谐波产生和光频混合^[57-60]、激发相干分子振动和受激喇曼效应^[42-45]以及受激布里渊散射^[61,62]。以下仅讨论后两者，部分原因是它们还涉及产生声子的其它类型的激励器。

声子激励器

声波满足的方程式和光的方程式有同一普遍的形式，并表现出许多相同的现象。声波可以引起原子或分子的激发，或者通过自发或受激的发射接受原子或分子的能量。因此，如果找到一个系统，它的分子与声学场充分耦合并得到适当的激发来达到阈值条件的話，人们就

可以预料到会有声波的激射作用。这种系统第一个被提出的涉及到晶体杂质自旋态反转，其方法与固态电磁激射器所用者相似^[63]。一台这种系统已证实能象预料的那样操作^[64]。但是，更普遍可用的技术看来是布里渊散射和与它紧密相关的喇曼散射，后者用以产生放大的不是集居数反转而是相位关系。这种过程亦可看成是参量放大。

光可以被一系列梳状起伏的声波所散射。因波在运动，散射包括多普勒位移。布里渊首先分析出最后的结果是：散射光频率由原来光束的频率 ν_0 位移一定量

$$\nu = 2\nu_0 V/C \sin \frac{\theta}{2} \quad (13)$$

其中 V 和 C 分别为介质内声音与光线的相速度， θ 为散射角。给频率为 ν 的散射声波的能量损耗为 $h\nu$ 。如果光线充分强，它交给声场的能量比它的能量损耗快，从而满足使声能稳定地建立起来的阈值条件。

方程式 13 表示，在 θ 角不很小、声频很高 (10^9 到 10^{10} 周/秒) 的情况下，损耗很大，以致普通光线不能得到显著的放大。但是，每平方厘米几百兆瓦的激光束，通过受激布里渊散射，能产生强度很大的声波^[61,62]——其强度如此之大，以致声能量足以将玻璃或石英弄破。这就得到一种产生和研究极高频声波在几乎是任何透光材料内的特性的方法——以前这种可能性不这样现实。

研究自发发散的布里渊散射已有一定的时间了。但现在光激射器的强单色光使这种技术工作有了更高的精确度^[52]，而且还得到了超声波在材料内传播的有益资料。

受激发射产生的声频不存在固定的极限，虽然方程式 13 指出一种极限，在 $\theta = \pi$ 的情况下为 $2\nu_0 V/C$ ，但在声波的光学分支上，相速度可以极高。事实上，前面简述的受激喇曼散射，或喇曼激射器，代表了声频光学分支的激发，并且产生了相干的分子振荡。因而量子电子学技术能以有趣的新方法产生和探索大部分声学谱和许多电磁畴。

结 束 语

几年之后，这篇简单的报告意思就不大了，除了一些一般性原理和历史事实外，将是过时的和要被取替的了。但幸而它将被以后诱人的进展和改进了的结果所代替。我们可以进一步展望未来十年量子电子学领域的飞跃发展——这个领域的一些新器件和许多意想不到的方面、经改进后的激射器的范围和性能、以及在科学技术中的广泛应用。现在看来，微波激射器和光激射器已成为科学的日常工具，已经显露出许多可能性的探索性工作正不断地被更臻完善、更加系统、更加深入的应用所代替。这就是现阶段量子电子学利用与辐射有关的新方法所得出的实效。

参考文献和附注

- [1] J. R. Pierce, *Phys. Today* **3**, No. 11, 24 (1950).
- [2] N. F. Ramsey, *Phys. Rev.* **103**, 20 (1956).
- [3] W. E. Lamb and R. C. Retherford, *ibid.* **79**, 549 (1950).
- [4] E. M. Purcell and R. V. Pound, *ibid.* **81**, 279 (1951).
- [5] Bloch, Hansen, Packard, *ibid.* **70**, 474 (1946).
- [6] N. G. Basov and A. M. Prokhorov, *J. Exp. Theor. Phys. USSR* **27**, 431 (1954).
- [7] J. Weber, *IEEE (Inst. Electron. Elec. Engrs.) Trans. Electron Devices* **3**, 1 (1953).
- [8] *Columbia Radiation Lab. Quart. Progr. Rep.* (Dec. 1951); C. H. Townes, *J. Inst. Elec. Commun. Eng. Japan* **36**, 650 (1953) (in Japanese).
- [9] Gordon, Zeiger, Townes, *Phys. Rev.* **95**, 282 (1954).
- [10] —, *ibid.* **99**, 1264 (1955).
- [11] R. Serber and C. H. Townes, in *Quantum Electronics*, C. H. Townes, Ed. (Columbia Univ. Press, New York, 1960), p. 233; see also H. Friedburg, *ibid.*, p. 227.
- [12] Shimoda, Takahasi, Townes, *J. Phys. Soc. Japan* **12**, 686 (1957); M. W. Muller, *Phys. Rev.* **106**, 8 (1957); M. W. P. Strandberg, *ibid.*, p. 617; R. V. Pound, *Ann. Phys. (N. Y.)* **1**, 24 (1957).
- [13] C. H. Townes, in *Advances in Quantum Electronics*, J. R. Singer, Ed. (Columbia Univ. Press, New York, 1961), p. 3.
- [14] Shimoda, Wang, Townes, *Phys. Rev.* **102**, 1308 (1956).
- [15] A. L. Schawlow and C. H. Townes, *ibid.* **112**, 1940 (1958).
- [16] A Correction of a factor of 2 to δ given by Gordon, Zeiger, and Townes (10) and Schawlow and Townes (15), is demonstrated by P. Grivet and A. Blaquiere, *Proc. Symp. Optical Masers, Polytechnic Inst. Brooklyn*, 1963.
- [17] Alsop, Giordmaine, Townes, Wang, *Phys. Rev.* **107**, 1450 (1957); J. P. Gordon and L. D. White, *ibid.* p. 1728.
- [18] J. De Prins and P. Kartschoff, in *Proc. Course XVII, Enrico Fermi International School of Physics* (Academic Press, New York, 1962), p. 88.
- [19] Goldenberg, Kleppner, Ramsey, *Phys. Rev. Letters* **5**, 361 (1960); *Phys. Rev.* **123**, 530 (1961).
- [20] Combrisson, Honig, Townes, *Compt. Rend.* **242**, 2451 (1956); Feher, Gordon, Buehler, Gere, Thurmond, *Phys. Rev.* **109**, 221 (1958).
- [21] N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **104**, 324 (1956).
- [22] N. G. Basov and A. M. Prokhorov, *J. Exp. Theor. Phys. USSR* **28**, 249 (1955).
- [23] Scovil, Feher, Seidel, *Phys. Rev.* **105**, 762 (1957).
- [24] Makhov, Kikuchi, Lambe, Terhune, *ibid.* **109**, 1399 (1958).
- [25] A. E. Siegman, *Microwave Solid State Masers* (McGraw-Hill, New York, 1964).
- [26] Alsop, Giordmaine, Mayer, Townes, *Astron. J.* **63**, 301 (1958); *Proc. IEEE (Inst. Electron. Elec. Engrs.)* **47**, 1062 (1959).
- [27] E. Epstein, *Astron. J.* **69**, 490 (1964).

- [28] R. W. DeGrasse and H. E. D. Scovil, *J. Appl. Phys.* **31**, 443 (1960).
- [29] DeGrasse, Hogg, Ohm, Scovil, *ibid.* **30**, 2013 (1959).
- [30] A. L. Schawlow and C. H. Townes, *Phys. Rev.* **112**, 1940 (1958).
- [31] A. G. Fox and T. Li, *Bell System Tech. J.* **40**, 453 (1961).
- [32] Jacobs, Gould, Rabinowitz, *Phys. Rev. Letters* **7**, 415 (1961).
- [33] T. H. Maiman, *Nature* **187**, 493 (1960); Maiman, Hoskins, D'Haenens, Asawa, Evtuhov, *Phys. Rev.* **123**, 1151 (1961).
- [34] Collins, Nelson, Schawlow, Bond, Garrett, Kaiser, *Phys. Rev. Letters* **5**, 303 (1960).
- [35] Javan, Bennett, Herriott, *ibid.* **6**, 106 (1961).
- [36] A. Javan, *ibid.* **3**, 87 (1959).
- [37] R. J. Keyes and T. M. Quist, *Proc. IEEE (Inst. Electron. Elec. Engrs.)* **50**, 1822 (1962).
- [38] Hall, Fenner, Kingsley, Soltys, Carlson, *Phys. Rev. Letters* **9**, 366 (1962).
- [39] Nathan, Dumke, Burns, Dill, Lasher, *Appl. Phys. Letters* **1**, 62 (1962).
- [40] Quist, Rediker, Keyes, Krag, Lax, McWhorter, Zeiger, *ibid.*, p. 91.
- [41] Basov, Bogdankevich, Devyatkov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **155**, 783 (1964); "Proc. Symp. Radiative Recombination in Semiconductors, Paris, 1964" (Dunod, Paris, in press); C. Benoit a la Guillaume and T. M. Debever, *ibid.*
- [42] A. Javan, *J. Phys. Radium* **19**, 806 (1958); *Bull. Am. Phys. Soc.* **3**, 213 (1958); *Proc. Course XXXI, Enrico Fermi International School of Physics* (Academic Press, New York, 1964).
- [43] E. J. Woodbury and W. K. Ng. *Proc. IEEE (Inst. Electron. Elec. Engrs.)* **50**, 2367 (1962); Eckhardt, Hellwarth, McClung, Schwarz, Weiner, Woodbury, *Phys. Rev. Letters* **9**, 455 (1962).
- [44] R. W. Terhune, *Solid State Design* **4**, 38 (1963); Minck, Terhune, Rado, *Appl. Phys. Letters* **3**, 181 (1963); see also B. Stoicheff, *Proc. Course XXXI, Enrico Fermi International School of Physics* (Academic Press, New York, 1964).
- [45] R. W. Hellwarth, *Phys. Rev.* **130**, 1850 (1963); H. J. Zeiger and P. E. Tannenwald, *Quantum Electronics: Proceedings of the 3rd International Congress*, P. Grivet and N. Bloembergen, Eds. (Columbia Univ. Press, New York, 1964), p. 1589; Garmire, Pandarese, Townes, *Phys. Rev. Letters* **11**, 160 (1963).
- [46] E. L. Tolnas, *Bull. Amer. Phys. Soc.* **5**, 342 (1960).
- [47] Jaseja, Javan, Townes, *Phys. Letters* **10**, 165 (1963).
- [48] D. Herriott, *J. Opt. Soc. Amer.* **52**, 31 (1962).
- [49] J. P. Cedarholm and C. H. Townes, *Nature* **184**, 1350 (1959).
- [50] Jaseja, Javan, Murray, Townes, *Phys. Rev.* **133**, A1221 (1964).
- [51] A. Szöke and A. Javan, *Phys. Rev. Letters* **10**, 521 (1963).
- [52] R. Chiao and B. Stoicheff, *J. Opt. Soc. Amer.* **54**, 1286 (1964); Benedek, Lastovka, Fritsch, Greytak, *ibid.*, p. 1284; Masch, Starunov, Fabelinskii, *J. Exp. Theor. Phys. USSR* **47**, 783 (1964).
- [53] C. A. Akhmanov and R. B. Khokhlov, *Problems in Nonlinear Optics, 1962-1963* (Academy of Sciences, USSR, Moscow, 1964).
- [54] N. Bloembergen, in *Nonlinear Optics*, W. Benjamin, Ed. (in preparation).
- [55] I. Abella, *Phys. Rev. Letters* **9**, 453 (1962).
- [56] J. A. Giordmaine and J. A. Howe, *ibid.* **11**, 207 (1963).

- [57] Franken, Hill, Peters, Weinreich, *ibid.* **7**, 118 (1961); P. A. Franken and J. F. Ward, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 23 (1963).
- [58] J. A. Giordmaine, *Phys. Rev. Letters* **8**, 19 (1962); Terhune, Maker, Savage, *Appl. Phys. Letters* **2**, 54 (1963).
- [59] J. Ducuing and N. Bloembergen, *Phys. Rev. Letters* **10**, 474 (1963).
- [60] Armstrong, Bloembergen, Ducuing, Pershan, *Phys. Rev.* **127**, 1918 (1962); N. Bloembergen and P. S. Pershan, *ibid.* **128**, 606 (1962).
- [61] Chiao, Garmire, Townes, *Proc. Course XXXI, Enrico Fermi International School of Physics* (Academic Press, New York, 1964).
- [62] Chiao, Townes, Stoicheff, *Phys. Rev. Letters* **12**, 592 (1964).
- [63] C. H. Townes, in *Quantum Electronics*, C. H. Townes, Ed. (Columbia Univ. Press, New York, 1960), p. 402; C. Kittel, *Phys. Rev. Letters* **6**, 449 (1961).
- [64] E. B. Tucker, *Phys. Rev. Letters* **6**, 547 (1961).
- [65] L. Brillouin, *Ann. Phys. Paris* **17**, 88 (1922); M. Born and K. Wang, *Dynamical Theory of Crystal Lattices* (Oxford Univ. Press, New York, 1964).

原载 *Science*, 1965, **149**, №3686, 831~841(梁培辉译 向立人校)

美国激光技术进展見聞

难波 进

激光是目前发展最为迅速的研究领域之一，美国在这方面相继报道了一些新的课题。

作者在1964年4月23日至5月28日及1965年3月31日至4月25日曾两度访问美国，相隔刚好差不多一年的时间，有机会看到了这一年中美国激光技术日新月异的进展情况。作者访问了美国各地有关研究所、大学及工厂，主要考察了与微型电子学有关的各种技术，其间，同时也对激光技术进行了考察。虽然并不是激光的专门考察，其内容亦不很充分，但是，鉴于这一年来激光技术的发展，作者愿谈一下自己的见闻及感受。

1964年的研究课题

作者在1964年春访问美国期间，听到了关于激光研究的两个新课题，一个是可以产生稳定连续振荡的固体激光工作物质钇铝石榴石($Y_3Al_5O_{12}$ ，简称为YAG，以下同)；另一个是输出功率比普通气体激光器大若干个数量级的氩激光器。这些都已发表在1964年4月至5月的《应用物理通讯》(*Appl. Phys. Lett.*)上，并且事先在学会上作过报告。关于YAG的情况，在以后的访问期间，未能再度看到。然而，在6月中旬归国途中，访问登维尔(Denver)时，在实验天文物理联合研究所看到了氩激光器。该台装置以脉冲方式工作，观察到了很强的绿光输出，现在回忆起来仍记忆犹新。在学会报告之后两个月，该所年青的研究工作者闻讯后，立即开始着手试制，并在当月成功地获得了振荡。