

科技专题参考资料

激光

(3)

(内部发行)

中国科学技术情报研究所重庆分所

1972年5月

科技专题参考资料

激 光 (3)

中国科学技术情报研究所重庆分所编辑
中国科学技术情报研究所重庆分所出版
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

1972年6月出版 定价: 0.80元 (内部发行)

毛 主 席 语 录

人民，只有人民，才是创造世界历史的动力。

目 录

1. 激光器..... (1)
2. 连续运转的氩离子激光器..... (25)
3. 注入式激光器..... (54)
4. 激光束和共振腔..... (80)
5. 气体动力激光器..... (95)

激 光 器*

导 言

早在1953到1954年间,美国的Weber、Townes和苏联的Басов、Прохоров各自独立地提出了受激发射用于微波放大的原理。自从制成了这种微波激射器(微波量子放大器)时起,就推测到把这种原理扩展到光学区域进行放大和振荡的可能性。1958年Townes和Schawlow阐述了在固态和气态物质中激光运转所需的一般物理条件。1960年美国的Maiman成功地做出了第一台红宝石激光器。

关于在气体中获得负吸收态的问题,也早有大量的推测和考虑。1959年,贝尔实验室的Javan和Sander对电子激励和激发转移作为产生负吸收态的方法而探索过它的效率。此项研究工作的结果,导致了1960年Javan成功地制成了第一台氦-氖激光器。

此后10年多的时间里,对于用来产生激光的工作物质、激励方法、激光装置及其应用的研究有了迅速的发展。本文只就激光器的基本工作原理作简单介绍。

由于激光作用是同构成物质的原子系统的能态、以及辐射同原子系统的相互作用紧密相关的,因此本文首先简要介绍一下物质的能态和辐射的发射、吸收、放大等概念。在此基础上介绍激光器的基本工作原理,最后对于各种激光器的梗概加以叙述。

辐射的发射、吸收和放大

解释辐射的发射、吸收和放大现象较为彻底的理论属于量子电动力学范围,在这里不作讨论。本节中,我们采用较简单的讨论方式,即用经典量子力学处理原子系统,而辐射仍用经典理论中的电磁波来描述。

1. 物质的能量状态

原子、离子和分子等原子系统可存在于一定的稳定状态,每一个稳定状态对应一定的能量值,态以量子数表征。这些能量值就是我们熟知的原子系统的能级。当两个或更多个态有同样的能量时,这些态所对应的能级称为简并的,而具有相同能量的“态”的数

目称为能级的统计数重。稳定状态之间可以发生跃迁,伴随着能量的发射或吸收,能量或传给其它系统,或得自其它系统。如果是辐射跃迁,则系统吸收或发射的辐射频率由波尔频率条件规定:

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (1)$$

式中, E_2 和 E_1 是发生跃迁的态的能量; h 是普朗克常数; ν 是辐射频率。

在一个原子系统中,能量最低的能级称之为基能级(或者基态),其它任何能级称之为激发能级(或者激发态)。处于基能级的原子只能吸收辐射。在讨论中,为了方便,我们按能量增加的顺序将能级编号,以下角表示,例如 $E_1, E_2, \dots, E_m, E_n$ 等,称之为能级1、能级2, ……能级 m 、能级 n 等。

对于已知的大数目 N_0 个原子,在绝对温度 T 的热平衡条件下,这些粒子(原子)在不同能态间的分布遵从玻尔兹曼定律;在态 j 的粒子数目将是:

$$N_j = \frac{N_0 \exp(-E_j/kT)}{\sum_i \exp(-E_i/kT)} \quad (2)$$

式中, T 是绝对温度, k 是玻尔兹曼常数, E_j 是态 j 的能量。同一能级的一切态的粒子数相同,所以在能级 n 上的粒子数目是 $N_n = g_n N'_n$; 其中 N'_n 代表能级 n 的每一个态的粒子数, g_n 代表能级 n 的统计权重。根据公式(2)可知:

$$\frac{N_n}{g_n} = \frac{N_0 \exp(-E_n/kT)}{\sum_i \exp(-E_i/kT)} \quad (3)$$

$$\frac{N_m}{g_m} = \frac{N_0 \exp(-E_m/kT)}{\sum_i \exp(-E_i/kT)} \quad (4)$$

因而可推出能级 n 和 m 的粒子数由下式联系着:

$$\frac{N_n}{g_n} = \frac{N_m}{g_m} \exp\left(-\frac{E_n - E_m}{kT}\right) \quad (5)$$

在绝对零度,一切粒子都在基态。在任何温度的热平衡条件下,要求能量较低的态的粒子数比能量较高态的粒子数更密。图1示出粒子随能量的分布。

* 本文根据《Naval Engineers Journal》, 1967, Vol. 79, №2, 179—188的“Lasers Theory”和《分光研究》, 1970, Vol. 19, №5, 268—294的“レーザ—概説”等文章编译而成。

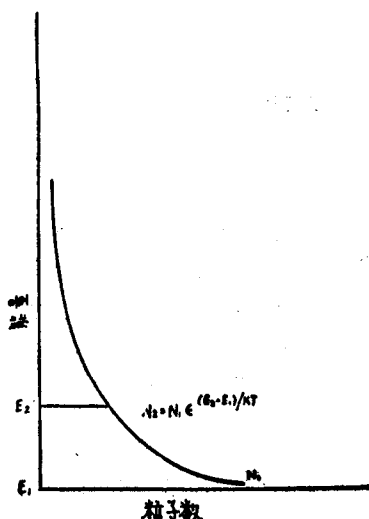


图1 在恒定温度下原子系统内的粒子数随能量的分布

但当原子系统吸收了辐射后，处于较低能态的粒子也可跃迁到较高的能态，它在高能态又是不稳定的，可自发地或因受激而跃迁回低能态。

2. 跃迁几率和亚稳态

当原子系统的粒子不在基能级时，无需任何外来的原因，就可发射辐射而跃迁到较低能级，称之为自发跃迁，这就是自发辐射现象。

在单位时间内，能级 n 的一个粒子自发地衰变到较低能级 m 的几率称之为自发跃迁几率，以 A_{nm} 代表。这个量是这对有关能级的特性。如果一个大集合原子系统， N_n 是处于第 n 个能级上的粒子数目，则从能级 n 到能级 m 的跃迁的总数近似为每秒 $N_n A_{nm}$ ，而以频率 $\nu_{nm} = (E_n - E_m)/h$ 辐射的功率是 $N_n(E_n - E_m)A_{nm}$ 。自发辐射以随机相位从该系统的原子集合中发出，而这样的辐射是非相干的。

在不同能级之间，跃迁不仅可以自发地发生，也可在适当频率的电磁辐射刺激下发生，叫做受激（或感应）跃迁，这就是所谓受激辐射现象。假定这种情况的跃迁几率是 B_{nm} 。那么原子系统在单位时间内从能级 n 衰变到较低能级 m 的总几率是：

$$P_{nm} = A_{nm} + B_{nm}\rho(\omega_{nm}) \quad (6)$$

式中 $\rho(\omega_{nm})$ 是引起受激辐射的合适频率的辐射场密度。

在适当频率的辐射存在时，原子系统还可以从较低能级跃迁到较高能级，于是呈现吸收现象。吸收几率是

$$P_{mn} = B_{mn}\rho(\omega_{nm}) \quad (7)$$

在有外界辐射存在时，原子系统发射的辐射由两

部分组成。强度正比于 A_{nm} 的那部分是自发辐射；它的相位与外辐射无关。强度正比于 $B_{nm}\rho(\omega_{nm})$ 的另一部分则是受激辐射，它的相位与刺激它的外辐射是相同的。

A_{nm} 和 B_{nm} 之间的关系是量子力学中的爱因斯坦关系式，通常写为：

$$B_{nm} = B_{mn} \quad A_{nm} = \frac{B_{nm} 8\pi h \nu^3}{C^3} \quad (8)$$

式中 C 是真空中光速。这些方程只适用于真空中的非简并能级。如果能级是简并的。第一关系式取如下形式¹⁾：

$$g_n B_{nm} = g_m B_{mn} \quad (9)$$

式中 g_n 和 g_m 分别为能级 n 和 m 的统计权重。第二关系式不受统计权重的影响。在折射率 η 和 1 相差较大的固体中，第二关系式取如下形式：

$$A_{nm} = \frac{8\pi h \nu^3 \eta^3}{C^3} B_{nm} \quad (10)$$

在平衡状态下：

$$B_{mn} N_m \rho(\omega_{nm}) = A_{nm} N_n + B_{nm} N_n \rho(\omega_{nm}) \quad (11)$$

现在来研究一下由于一光束的辐射吸收，原子系统集合的平衡被破坏的情况。假定 E_n 大于 E_m ，从能级 n 向下跃迁到能级 m 的粒子数每秒是 $(A_{nm} + B_{nm}\rho(\omega_{nm}))N_n$ ，由能级 m 向上跃迁到能级 n 的粒子数每秒是 $B_{mn}N_m\rho(\omega_{nm})$ 。当 N_n 小于 N_m 时，入射光束每秒的净损失为：

$$(N_m - N_n) B_{mn} \rho(\omega_{nm}) \quad (12)$$

个光子，自发辐射的 $A_{nm}N_n$ 个光子将以散射辐射出现，对放大不起作用。因一个光束通过物体，如果低能态比高能态有更多的粒子占有数，则射束的强度总会有所损失；对这种材料，可说成是具有正的吸收系数。

如果设法造成这样一种状态：在高能级 n 上的粒子数大于低能级 m 上的粒子数，即 N_n 大于 N_m ，时该系统就处于不平衡态，它将产生自发辐射，也可作为放大器来放大合适频率 $\nu = \frac{E_n - E_m}{h}$ 的辐射。

这种放大是发射超过吸收的结果。同样频率的自发辐射将表现为放大器的噪声。

粒子被激发到较高能级后则要向较低能级跃迁。粒子能在某一能级停留的平均时间，称之为该能级的平均寿命，通常用 τ 来表示。一个能级的寿命只同这一能级的跃迁几率联系着。可以推导出，某一过程的跃迁几率的倒数就是它的平均寿命。粒子处在较高能态的寿命是非常短的，一般为 10^{-8} 秒左右。由于原子、离子以及分子内部结构的特殊性，各个能级的寿命也是不一样的，有的长些，有的短些。

跃迁几率 A_{nm} 和 B_{nm} 中只有少数显著地不为零, 换句话说, 普通只有某一些选择跃迁能发生, 其它跃迁几率为零或近乎为零, 规定那些跃迁是允许的, 即那些跃迁几率不为零的规律称为选择定则。跃迁几率为零或接近零的跃迁称之为“禁戒”的。当然实际当中不象数学形式那样严格; 禁戒跃迁有时也会发生, 但比那些允许跃迁少得多。由于选择定则, 粒子可以跃迁到某个激发态, 而从那儿返回基态却是困难的。所有向较低能态跃迁在统计上是“禁戒”的那种态称之为亚稳态。一个粒子进入这样的态时, 停留在那里的时间通常比在一般激发态停留的时间长的多。因而, 我们说亚稳态具有长的寿命。应该指出, 亚稳态的存在对于激光作用是很重要的, 例如红宝石的激光作用就发生在亚稳态和基态之间。

3. 自发辐射和受激辐射

一个原子系统总是力图使自己的能量状态处于最低值。如果能量正好等于 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光射到能量为 E_1 状态的粒子上, 则此粒子就会向能量为 E_2 的状态跃迁。入射光失去能量, 显然失去的能量给了被作用的粒子, 谓之发生了光的吸收(图2)。粒子被激发到 E_2 后就打破了平衡分布, 必然要跃迁到较低能级去, 以达到新的平衡。这种在完全没有外界作用下粒子向低能态的跃迁就是自发跃迁, 伴随这种跃迁的光发射称之为自发辐射。粒子这种从激励状态的跃迁完全是随机发生的, 是与外界条件无关的一种统计现象。这种过程人们无法控制。

与此相反, 如用这样的光射到已处于激励态的粒子上: 入射光的频率和粒子从此激励态跃迁而放射出的光的频率相同的话, 该粒子就受到刺激, 在和入射光相同的方向上发射出与入射光同位相、同频率、同偏

振的光。这就称之为受激辐射(图3)。

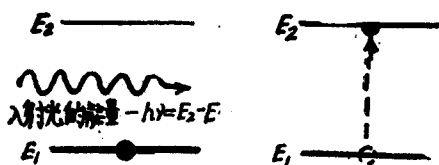


图2 光的吸收

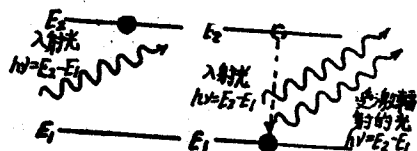


图3 光的受激辐射

这种过程的严格说明, 必须依靠量子力学中的辐射理论⁽⁴⁾, 而在经典理论中, 这是通过对作为振子的原子和光场的相互作用的计算, 通过关于振子和波动间能量的授受和相位关系的讨论来说明的⁽⁵⁾。

假定将振子相对平衡位置的位移取作 x , 角频率为 ω_0 , 则其运动方程为:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_0^2 x \quad (14)$$

如给定光的电场形式为:

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t + \alpha) \quad (15)$$

则受此电场影响的振子的运动由如下微分方程给定:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x + \frac{eE_0}{m} \cos(\omega t + \alpha) = 0 \quad (16)$$

式中, e 是电子电荷, m 表示电子的质量。设在时间 $t=0$ 时光的电场作用在作自由振动的电子上, 如对此情况来求(16)的解, 则得出:

$$x = A \sin(\omega_0 t + \varphi) + \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \times (\cos(\omega t + \alpha) + \frac{\omega}{\omega_0} \sin \alpha \sin \omega_0 t - \cos \alpha \cos \omega_0 t) \quad (17)$$

这里 A 是振子的振幅、 φ 表示位相。其次, 以 P 代表振子由光的电场所吸收的功率, 则

$$P = \frac{dx}{dt} \cdot eE(t) = \frac{dx}{dt} eE_0 \cos(\omega t + \alpha) \quad (18)$$

如果 P 是正的, 就说明振子吸收能量, 要是负的则恰好相反, 也就是说振子把能量给了光的电磁场。换言之, 如 P 是负的, 则振子发射出光。令所做的功为 dW , 则 $P = \frac{dW}{dt}$, 利用(17)求振子一个周期 $T = 2\pi/\omega$ 内所做的功, 而且只就 $\omega = \omega_0$, 亦即振子的固有振动和光的电场分量的振动形成共振时的情况来考虑, 则

$$W = \pi \mu m E_0 \cos(\alpha - \varphi) \quad (19)$$

式中 μm 表示偶极矩 eA 。于是, 当光的电场的位相 α 和振子的位相 φ 相同时, $W > 0$ 。当光的电场位相 α 和振子的位相相反时, 亦即 $\alpha = \varphi + \pi$ 时, $\cos(\alpha - \varphi) = \cos \pi = -1$, 于是 $W < 0$ 。此时振子是相对电场来做功的。换句话说, 振子发射出光。

为易于了解以上的关系, 用图4来形象描述。

(a) 振子从波动接受能量的情况

(b) 振子把能量给予波动的情况

图4 振子和波动之间能量的转移

图4(a)表示能量由波动转移给振子, 振子的振

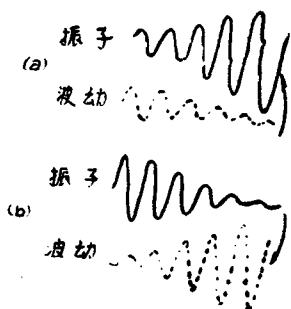


图4 振子和波动之间能量的转移

幅增大。这相当于吸收光的情况。(b)表示能量由振子转移给波动, 振子的振幅减小, 这相当于发射光的情况。

在一原子系统中, 如果受激辐射的光子不断增加, 以至大大超过自发辐射, 则原子系统中各发光中心相互关联的一面就取得了支配地位。所以说受激辐射是形成激光器作用的重要基础。

激光器的工作原理¹⁻³⁾

激光器是利用辐射的受激发射来放大光的。在一原子系统中光的吸收和受激辐射这两个过程总是同时存在的。究竟哪一个过程取得支配地位, 这主要是由粒子按能量的分布状态所决定的。激光作用的建立就是从这一基本考虑出发的。

1. 粒子数的反转分布和负吸收

当材料处于热平衡时, 各能级间的粒子分布遵从玻尔兹曼规律。对于绝对温度的任何正值, 只要 $E_2 > E_1$ 则下式成立:

$$\frac{N_1}{g_1} > \frac{N_2}{g_2} \quad (20)$$

但在外来能量的激励下, 有可能使处在高能级的粒子数大于处在低能级的粒子数。在这种状态下, 如果有

一束光子通过此材料, 而光子能量恰好等于这两个能级相对应的能量差, 这时受激辐射就可以占主导地位, 使输出光能量超过入射的光能量。因此要实现光的放大作用, 必须设法使系统处于不平衡状态, 即在高能级上的粒子数要大于低能级上的粒子数:

$$\frac{N_1}{g_1} < \frac{N_2}{g_2} \quad (21)$$

此时, 要使玻尔兹曼分布(5)在形式上也成立, 必须 $T < 0$ 。粒子数分布满足(21)式的条件的状态, 称之为反转分布状态, 或负温度状态。

应该指出, 负温度这个概念只能用于一对能级, 并且它是将玻尔兹曼公式用于非热平衡系统的一对能级而获得的, 温度在这关系中已没有它的习惯意义了; 其含意不外乎 $E_2 > E_1$, $N_2 > N_1$ 。

为实现激光作用, 必须首先建立反转分布(或负温度)状态。为此, 必须用光来照射激光工作物质, 或者用电能、热能来进行激励。这种操作过程称为抽运(或泵浦)。

2. 吸收系数和增益系数

当频率为 ν , 强度为 I_ν 的光通过厚度为 X 的物质层后, 其强度

$$I_\nu = I_{\nu 0} \exp\{-K_\nu X\} \quad (22)$$

K_ν 是频率为 ν 时的吸收系数, $k_\nu > 0$ 。(22)式成立时, 则

$$k_\nu = -\frac{1}{dx} \cdot \frac{dI_\nu}{I_\nu} \quad (23)$$

与此相应, 当强度为 I_ν 的光通过处于反转分布状态的物质时, 则其强度增大为 $I_\nu + dI_\nu$ 。此时, 引入与 k_ν 相应的 g_ν , 则得到:

$$g_\nu = \frac{1}{dx} \cdot \frac{dI_\nu}{I_\nu} \quad (24)$$

g_ν 称之为增益系数。增益系数和吸收系数同样可用各种量来表示。如果谱线轮廓是多普勒形的, 则谱线中心处的增益系数³⁾成为

$$g(\nu_0) = \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \cdot \frac{A_{21}}{4\pi} \cdot \frac{\lambda_0^2}{\Delta\nu_D} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \quad (25)$$

如果谱线轮廓是罗伦兹形的, 谱线中心的增益系数成为

$$g(\nu_0) = \frac{2}{\pi \Delta\nu} \cdot \frac{\lambda_0^2 A_{21}}{8\pi} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \quad (26)$$

由(25)和(26)可以看出, 罗伦兹形的 $\Delta\nu$, 如用 $\Delta\nu/\sqrt{\pi \ln 2}$ 来取代时, 就变成成为多普勒形了。 A_{21} 是自发辐射的跃迁几率。

3. 激光器的共振腔和振荡条件

要想产生激光作用, 单只有光的放大作用是不行的, 还必须产生振荡。为此, 如图5所示, 在激光物质的两端, 装置反射镜, 被放大的光被反射镜反射而重新返回到激光物质的方向上进一步被放大, 接着被另一端的反射镜反射并发生同样的放大, 这样来回往

返多次。起这种作用的反射镜叫作激光器的共振腔。

上述光的放大过程由于反射镜和其它原因而引起光的衍射、吸收和散射等，如果能补偿这些作用造成的损失，则可实现振荡状态，而发生激光。为产生激光振荡，就要使光学共振腔内的激光物质产生反转分布，其结果会引起光的放大作用，利用这种放大作用而感应出的功率如果等于或者大于共振腔中损失的功率，就发生振荡。当建立起振荡后，由于增益的饱和特性使这两种功率相等时，则成为稳定振荡状态。这种关系是与电路中的振荡相应的。对频率为 ν 的

光而言，令每单位长的光强度增加，即增益系数为 $g(\nu)$ 时，最初强度为 1 的光在 l 长度上则增加成 $g(\nu)l$ 。光通过共振腔的反射镜时，如果把由于衍射、吸收、散射等造成的损失略而不计，则透过损失为 $(1-r)$ 。 r 是反射镜的反射率。于是振荡条件由下式给定：

$$g(\nu)l \geq 1 - r \quad (27)$$

$g(\nu)$ 所给定的增益系数，不论谱线轮廓是罗伦兹形还是多普勒形，只要经过适当的置换可以同样地处理（上文已有叙述），因此在这里我们只就多普勒形的情况来求 (27) 式的振荡条件，则得出

$$\sqrt{\frac{\ln 2}{16\pi^3}} \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) \lambda^2 \frac{A_{21}}{\Delta\nu_D} \geq \frac{1+r}{l} \quad (28)$$

或者³⁾

$$N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \geq \sqrt{\frac{16\pi^3}{\ln 2}} \Delta\nu_D (1-r) \frac{1}{l\lambda A_{21}} \quad (29)$$

由此关系可见，为易于振荡，(29) 式的左边应尽可能大，右边应尽可能小。也就是激光物质的长度 l 、镜的反射率 r 、高能级 2 上的原子数 N_2 、跃迁几率 A_{21} 等应尽可能地大，波长 λ 应尽可能地长，而线宽 $\Delta\nu_D$ 以及低能级 1 上的原子数 N_1 应尽可能小，这样就易于振荡。为实现激光作用，对于各种激光器要采用合适有选择地激励高能级，使 N_2 尽可能增大，而处于低能级的原子数 N_1 却不增大。要引起激光振荡，有一个阈值。

图 5 示出了表示激光作用原理的模型图。被抽运的激光物质中的某原子自发辐射而放射出光子，如此光子正好与光轴平行发射的话，如图所示，受激辐射光子来回反射引起连锁反应而被放大，当超过损失则建立起振荡。偏离光轴方向的光则跑出外部而成为一种损失。产生受激辐射，如前所述，只限于和入射光

具有特定相位关系的原子，因此，从这些原子辐射出来的受激辐射光也和入射光取相同的相位，并以很好的方向性沿轴向射出。

由于受激辐射光被增强，在反射镜的作用下折了回去，光在光轴方向连锁增强，如图中所示。偏离光轴方向的光则溢出外部而损失。

激光振荡的种类：激光振荡如果在时间上是连续发生，则称为连续振荡，如果是脉冲式的发生则称为脉冲振荡。

下面将要讲到的固体激光器的脉冲振荡，通常是用持续时间约 1—2 毫秒的闪光灯抽运来激励的。虽然振荡是在大致这么短的时间内产生，但一般是很多不规则的尖峰振荡。

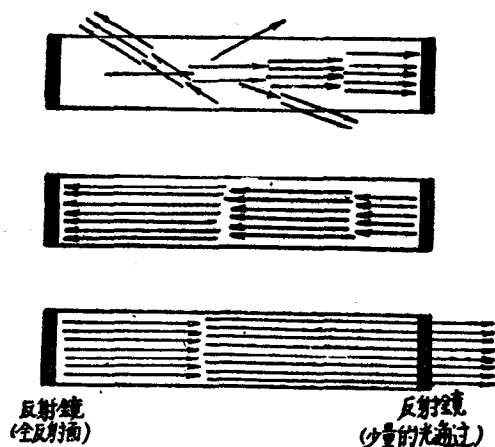
Q 开关脉冲或巨脉冲：

如果在抽运激光物质期间，瞬时地形成光学共振腔（即在激光器中加这样一个操作过程：使共振腔的 Q 值由零急骤增大），则未产生受激辐射而保持在激励状态的很多原子就一下子跃迁到低能级，瞬时地产生激光振荡。这时，反转分布的程度要比通常振荡时的大，脉冲宽度变窄，峰值输出显著增大。这种方法称之为 Q 开关法，用这种方法获得的脉冲称之为 Q 开关脉冲或巨脉冲。后文还要对此作较为严格的叙述。

4. 光学共振腔的特性

光学共振腔的性质对激光的特性有很大影响。它是决定激光装置性能的基本要素之一。光学共振腔的形式很多，关于它的理论研究也进展很深了。图 6 示出各种光学共振腔的略图⁶⁾

光学共振腔的光损失中，衍射损失依赖于共振腔的大小和配置。图 7 示出了 $a^2/\lambda d \equiv N$ （即夫累涅耳



5 激光振荡模型图

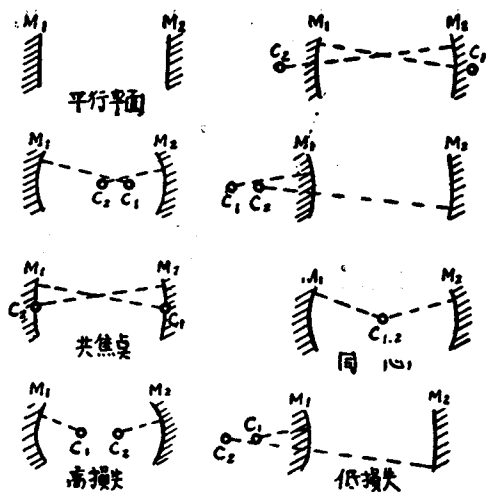


图6 光学共振腔的各种结构

数)和衍射损失的关系¹⁾。式中 a 是镜的半径, α 是镜间的间距, λ 是波长。夫累涅耳数相同的情况下, 共焦点(凹面)共振腔的衍射损失比平面共振腔小得多。

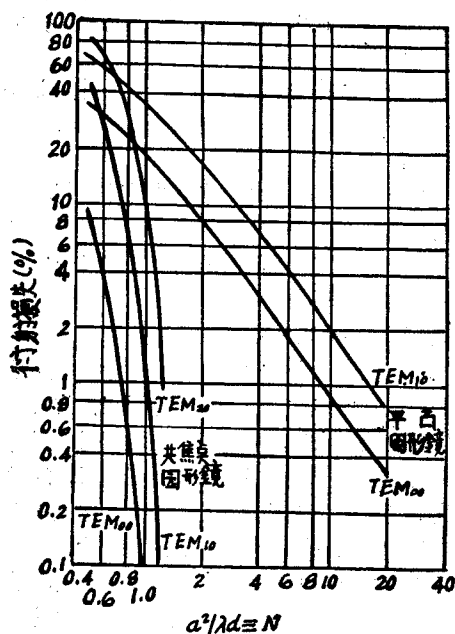


图7 光学共振腔的绕射损失和夫累涅耳数的关系稳定度简图²⁾

振荡的稳定或不稳定以至不发生都取决于光学共振腔曲率半径以及腔的间隔的选择。在构成激光装置

时, 必须选择共振腔, 使满足稳定条件。令反射镜的曲率半径为 b_1, b_2 , 镜的间隔为 d , 且使 $g_1 = 1 - \frac{d}{b_1}$,

$g_2 = 1 - \frac{d}{b_2}$ 时, 可取 g_1, d_2 为坐标轴, 表示稳定和

不稳定的区域, 如图8所示。斜线部分是高损失的不稳定区域。图8中还把共振腔的各种配置表示在它们各自对应的位置上。

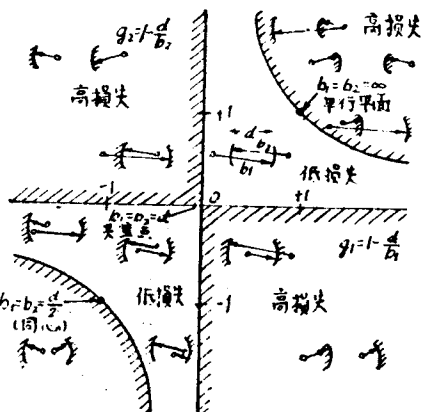


图8 激光共振腔的稳定性图

激光输出的取出:

激光输出的取出办法普通是将光学共振腔一端的反射镜的反射率稍微降低一些, 使少量的光透过反射镜而取出。

由振荡条件(29)式知, 反射镜的反射率越高越好, 因此应使不取出输出的那个镜面在所论波长上有接近100%的反射率。

根据上述理由, 输出取出端的镜反射率(或透过率)应具有给出最大输出的最佳值。多数情况下的最佳透过率, 普通是在给定的激励条件下, 通过实验来决定的。

最佳条件也可在理论上求出。其中的一个例子叙述如下³⁾。反射镜上的损失主要由透射、散射和吸收造成。如果这些损失的比例分别为 T, L (T 代表透射损失, L 代表散射和吸收损失), 则全损失 $f = L + T$ 。所以经透射到外面去的输出是振荡所得的总输出乘以 $T/L + T = T/f$ 。如果通过激光物质一次的增益为 G 时, 在稳定振荡的状态下, 此增益损失 f , 也就是说增益减小到 $(G - f)$ 。输出应与此值成比例, 因此, 取到外面的输出是:

$$P \approx C(G - f) \cdot \frac{T}{f} = C(G - L - T) \cdot \frac{T}{L + T} \quad (30)$$

求解 $dp/dT=0$, 得到最佳透射率 T 最佳:

$$T_{\text{最佳}} = \sqrt{GL} - L \quad (31)$$

如 G 和 L 已定, 则可由(31)求出 T 最佳。图 9 示出就氙离子激光器的两根振荡线求得的反射镜透射率(%)和输出(毫瓦)的关系, 并同实验结果做了比较。(31)式是对增益曲线形状为均匀情况的表达式, 但即使是非均匀情况也同样可以计算。

图 9 中实线表示实验结果, 虚线表示计算值⁶⁾。

5. 模图形、点尺寸, 模体积^(10,11)

激光束的垂直截面上, 光强度的分布具有特定的形状。这种形状称之为模图形。图10是模图形的一示例。这种强度分布可从理论上求出。把激光器的长度方向取为 Z 轴, 共振腔的中央取为原点。如用整数 m 、

$$E_{mn}^{(x)}(z) = E_0 \frac{W_0}{W} H_m\left(\sqrt{2} \frac{X}{W}\right) \times H_n\left(\sqrt{2} \frac{Y}{W}\right) \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{W^2}\right) \quad (32)$$

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2}{z_0}\right)^2} \quad (33)$$

$$Z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda} \quad (34)$$

而 H_m , H_n 分别是阶数为 m 和 n 的厄密(Hermite)多项式。这样, 电场的振幅分布可表达成高斯函数和厄密多项式的积。光的强度与振幅的平方成正比, 因而在图11中示出了相应于不同 m 值的高斯函数和厄密多项式积的平方, 以便同图10相比较。由 m, n 给定的那种图形, 称之为横模, 可用 TEM_{mn} 表示。最低的横模 TEM_{00} 称之为基模。

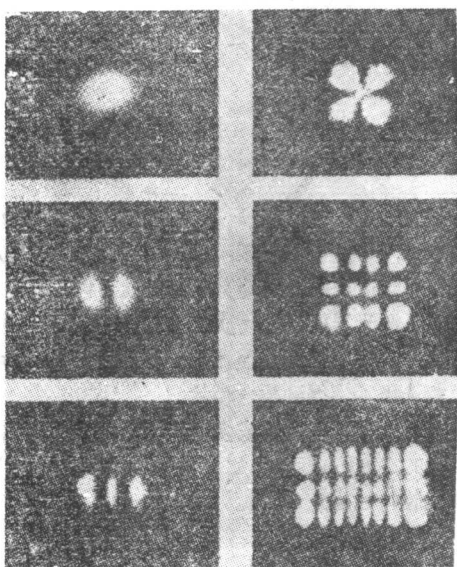


图10 激光的模图形

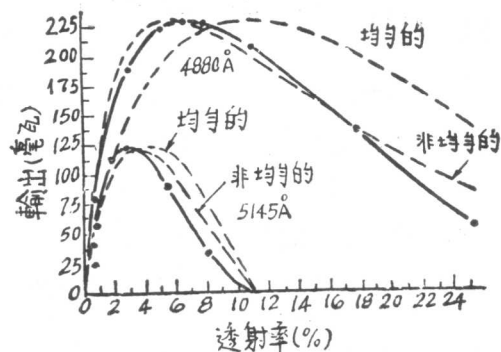


图 9 输出和反射镜透射率的关系(氙离子激光器的一例)

n 表示模的阶数, 则电场振幅的 x 分量由下式给出

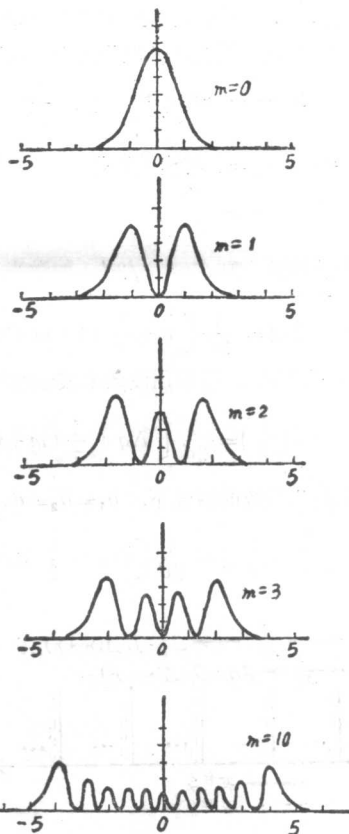


图11 厄密多项式和 Gaussian 函数积的平方。它们同图10横模图形的光强分布相对应

点尺寸、模体积:

为表示激光束的大小, 通常使用点尺寸 W , 这个量。它是 TEM_{00} 模的电场强度为轴上强度 $1/e$

的点离轴的距离。对于共焦系统，如果间距为 d ，波长为 λ ，则镜面上的点尺寸 W_s 由下式给定：

$$W_s = \sqrt{\frac{\lambda d}{\pi}} \quad (35)$$

$\pi W_s^2 d$ 量是共振腔内振荡射束的体积，激光输出大体与它成正比。这个量称之为模体积。

6. 激光振荡的频率特性¹²⁾

激光的单色性好是它的一个特点。但是普通的激光一般其单色性并不总是好的。这是因为，象图12示出的那样，在一个如一般光源所发出的线光谱宽度内，具有大致间隔相等排列的很多个纵模在振荡，而这些振荡模的间隔是由光学共振腔的特性所决定的。由于振荡谱线的宽度比起光学共振腔的纵模间隔一般要大些，故有可能在这样的谱线宽度内，只使与共振

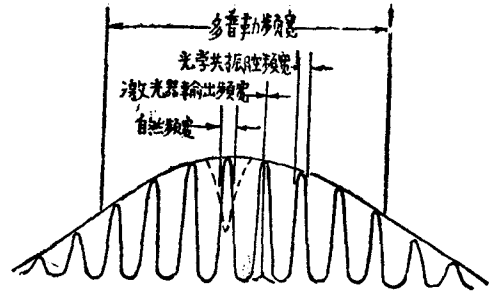


图12 激光的光谱

频率相当的频率振荡。

由相应激光器轴向的共振条件所决定的振动形式是纵模，这是激光的重要特性之一

平行平面共振腔的共振条件¹¹⁾是：

$$\left(-\frac{2}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{q}{d}\right)^2 + \left(\frac{r}{2a}\right)^2 + \left(\frac{s}{2a}\right)^2 \quad (36)$$

其中假定 q, r, s 是整数。 $2a$ 表示正方形反射镜的边长。 $q \gg r, s$ 。

于是，纵模间隔用波数来表示的话，由下式给定

$$\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) \approx \frac{1}{2d} \left[\Delta q + \frac{1}{16} \left(\frac{\lambda d}{a^2} \right) \times \{ 2r \Delta r + (\Delta r)^2 + 2s \Delta s + (\Delta s)^2 \} \right] \quad (37)$$

$\Delta r = \Delta s = 0, \Delta q = 1$ 的模间隔是：

$$\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) = \frac{1}{2d} \quad (38)$$

用频率表示的话，则 $\Delta\nu = c/2d$ ，如激光工作物质的

折射率为 n ，则 $\Delta\nu = c/2nd$ 。 $\Delta r, \Delta s \neq 0$ 时，伴随 r, s 的变化，模在它的附近出现。

一般，在凹面共振腔的情况下，如曲率半径为 b_1, b_2 ，间隔为 d ，则共振条件为⁹⁾：

$$1/\lambda = \frac{1}{2d} \left[q + \frac{1}{\pi} (1+m+n) \cos^{-1} \sqrt{\left(1 - \frac{d}{b_1}\right) \left(1 - \frac{d}{b_2}\right)} \right] \quad (39)$$

q, m, n 是整数，所以用波数来表示模间隔，则

$$\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) = \frac{1}{2d} \left[\Delta q + \frac{1}{\pi} (m+n) \cos^{-1} \sqrt{\left(1 - \frac{d}{b_1}\right) \left(1 - \frac{d}{b_2}\right)} \right] \quad (40)$$

特别，在共焦系统的情况下， $b_1 = b_2 = d$ ，故

$$\Delta\left(\frac{1}{\lambda}\right) = \frac{1}{2d} \left[\Delta q + \frac{1}{2} \Delta(m+n) \right] = \frac{1}{4d} (2\Delta q + \Delta(m+n)) \quad (41)$$

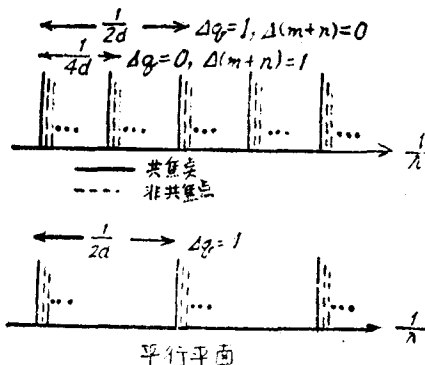


图13 激光模的谱

根据上述结果，将纵模用图表示，则如图13¹³⁾。

本来，为获得单一频率，减小共振腔的间隔 b ，使纵模间隔比谱线的多普勒宽度宽些就可以。但减小 d ，则缩短了激光器的工作物质，必然会减小输出。因此，可加大 d ，使之多模振荡，然后用适当的方法进行模式选择，使得到单一模式。

单一纵模的振荡线或多模情况下的各个振荡线宽是很窄的，如图12所示，如果振荡线的中心频率为 ν_0 ，由共振腔特性决定的线宽为 $\Delta\nu_c$ ，则

$$\Delta\nu_c = \frac{C(1-r)}{d} \quad (42)$$

C 是光速， r 是镜的反射率， d 是共振腔的间隔。振荡

时的线宽由下列式给定²⁾

$$\Delta\nu = \frac{4\pi(\Delta\nu_c)^2}{P} \cdot \frac{N_2}{N_2 - N_1} \pi\nu_0 \quad (43)$$

式中 P 是振荡输出, N_1 、 N_2 分别为低能级和高频能级上的原子数。 $\pi = h/2\pi$, h 是普朗克常数。与通常的光源相反, 越要以大的输出来进行振荡, $\Delta\nu$ 就越小。

各种激光器

1. 总 述

对于激光器可从各种不同的角度来分类, 本文根据激光物质的状态, 按气体、固体、液体、半导体激

光器来简要叙述。近10年当中发现的激光物质的种类是很多的, 随之而获得的相干辐射波长, 由短波侧0.24微米的紫外, 到可见光、近红外, 再由红外到远红外(亚毫米波), (如图14)。

从实用观点来看, 在这些波长中, 要选择振荡容易、输出大、其装置便于使用、与稳定性和寿命有关的可靠性要高的波长。因此, 从实用方面引人注目的波长还是相当有限的。虽然与反转分布发生机理有关的光谱学方面, 感兴趣的内容很多, 但是, 本文只就从实用观点来看是重要的一些方面, 对各种激光器作一介绍。

下面表示激光器的分类及其主要例子:

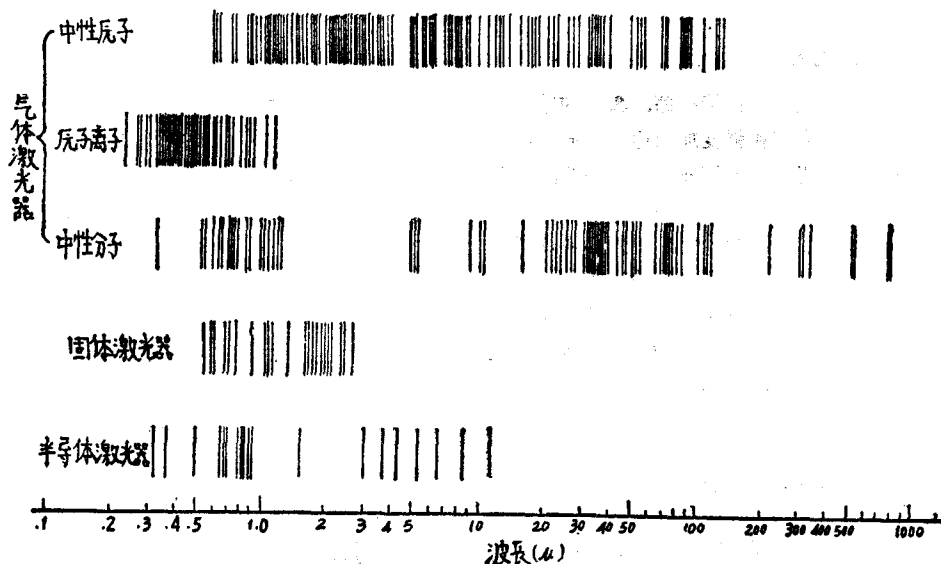


图14 各种激光器的振荡波长

- 气体激光器 {
 - 中性原子激光器: $He-Ne$ 激光器
 - 离子激光器: Ar 离子激光器, 氦离子激光器
 - 分子激光器: CO_2 激光器, HCN 激光器, H_2O 激光器
- 固体激光器 {
 - 晶体激光器: 红宝石激光器, YAG 激光器
 - 非晶体激光器: 钕 (Nd) 玻璃激光器 (玻璃激光器, 塑料激光器)
- 液体激光器 {
 - 无机液体激光器: 二氯化硒激光器
 - 有机液体激光器: 有机螯合物激光器, 有机染料激光器。
- 半导体激光器 {
 - p-n结激光器: $GaAs$ 、 $GaSb$ 激光器
 - 电子束激励激光器: CdS 、 ZnS 激光器
 - 光激励半导体激光器: $GaAs$ 、 $PbTe$ 激光器

下面介绍一下激光输出的现状。对大部分的应用来说, 希望输出大。激光振荡是脉冲式的, 还是连续的, 其输出的表达方法也不同。对于脉冲振荡, 通常峰值输出用瓦特 (W) 表示, 或者用焦耳 (J) 表示

一个脉冲具有的能量。功率小的用毫瓦 (mW) 表示, 大一些的用瓦 (W) 表示, 再大则用千瓦 (KW)、兆瓦 (MW)、千兆瓦 (GW , $10^9 W$)、兆兆瓦 (TW , $10^{12} W$) 表示之。激光的输出与年骤增。图15表示各

种激光器输出增大的趋势。

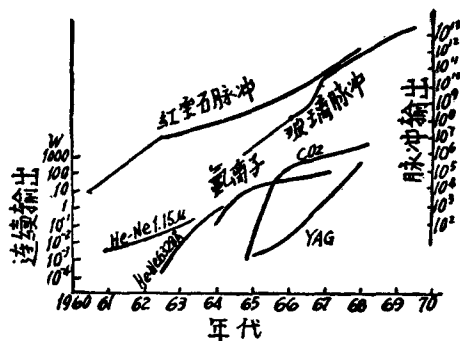


图15 各种激光器输出增大的趋势

2. 气体激光器

气体激光器中多数可以连续振荡，激光的单色性好，特别是把它们的频率和强度加以稳定后适于作精密测量。虽然这种激光器的振荡波长范围很宽，但在实用上比较重要的还只限于少数几种。

一般地说来，要实现连续振荡，首先必须获得恒定的反转分布。典型的气体激光系统是在象图16所示的能级之间建立的。 F 、 R 分别表示能级2和1的生成速率和弛豫速率（如图17所示， A_{21} 代表激光跃迁几率。各能级原子数为 N_1 、 N_2 的恒定状态下，如下关系式成立：

$$\begin{cases} \frac{dN_2}{dt} = F_2 - N_2 R_2 = 0 \\ \frac{dN_1}{dt} = F_1 - N_1 R_1 + N_2 A_{21} = 0 \end{cases}$$

所以
$$N_2 = \frac{F_2}{R_2}$$

$$N_1 = \frac{1}{R_1} \left[F_1 + \frac{F_2}{R_2} A_{21} \right]$$

由（4）式知，实现反转分布的条件是：

$$N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 > 0$$

因此
$$\frac{F_2}{R_2} > \frac{g_2}{g_1} \frac{1}{R_1} \left(F_1 + \frac{F_2}{R_2} A_{21} \right)$$

亦即⁽¹⁴⁾
$$R_1 > \frac{g_2}{g_1} \left(A_{21} + \frac{F_1}{F_2} R_2 \right)$$

一般，存在着妨碍反转分布发生的激励过程，因此，实际上不但要使此关系式成立，还必须保持一定的余量。

在气体激光器中，为实现反转分布，利用如表 I

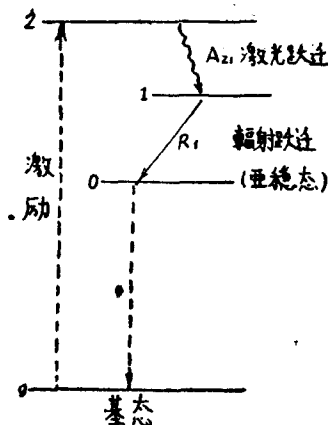


图16 典型的气体激光器系统

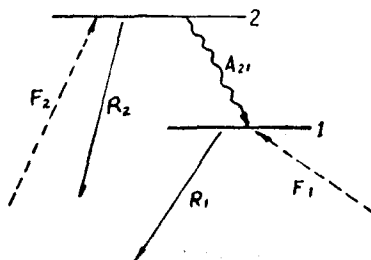


图17 各种激励和弛豫过程

所示的各种过程。表 I 中还表出了主要气体激光器的概况。图18—21中示出与这些激光器有关的能级图。

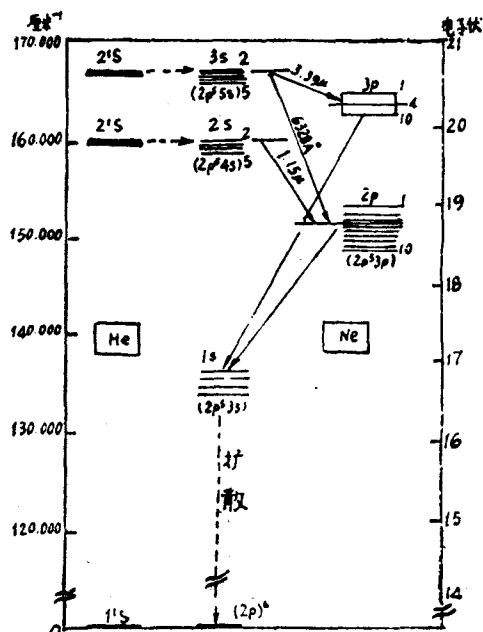


图18 He-He激光器中He和Ne的能级图

表 1

主要气体激光器概况

激光器种类	主振荡线的波长	跃迁	反转分布发生机构	备 注	文献
He-Ne 激光器	6328 Å 11523 Å 33913 Å	Ne I $3S_2-2P_4$ Ne I $2S_2-2P_4$ Ne I $3S_2-3P_4$	通过原子和原子的碰撞实现能量转移。He 的热稳态能量转移给处于基态的 Ne 原子而将它选择激励到高能级	最早实现的气体激光器。各特性易于控制, 输出约 100 毫瓦	16) 17) 18)
氩离子激光器	4880 Å 5145 Å	Ar II $4P^2D_{3/2}^0-4S^2P_{3/2}$ Ar II $4P^2D_{1/2}^0-4S^2P_{3/2}$	电子碰撞。 有一种提法是: 连续振荡时是电子的多次碰撞, 脉冲振荡时阶段性的激励, 但还是有其它很多提法。	利用大电流密度放电, 可获得几瓦到 10 瓦的可见光。虽然效率不高, 但作为大输出的青、绿激光, 在这样一个重要的可见光波段, 约有 10 根振荡线。	17) 19) 20)
氪离子激光器	6471 Å	Kr II $5P^4F_{5/2}^0-5S^2P_{3/2}$	电子碰撞	是重要的高输出红光激光器	17) 20)
He-Cd 离子激光器	4416 Å 3250 Å	Cd II $5S^2D_{5/2}-5P^2P_{3/2}^0$ Cd II $5S^2D_{3/2}-5P^2P_{3/2}^0$	通过原子-原子碰撞实现能量转移, 并伴随有彭宁效应。 $H_e^+ + Cd \rightarrow Hc + (C_d^+)' + e^- + \text{动能}$	是一种高效率的青激光和紫外激光器	21)
CO ₂ 气体激光器 (CO ₂ -N ₂ -He 混合气体)	10.6 微米	CO ₂ $0^0 1-10^0 0$	通过分子-分子碰撞实现能量转移, 即 $N_2^*(U=1)$ 和基态 CO ₂ 相碰撞实现能量转移。	是一种高效率 (3%) 大输出 (数瓦—几十瓦) 激光器, 振荡波长恰好落在大气窗内。可使用 Q 开关。	18) 22)
氮激光器	3371 Å	N ₂ C [∞] Πu-B [∞] Πg (第二个正带) 的 (0,0) 带	电子碰撞。 得不到恒定的反转分布, 脉冲振荡。	是一种脉冲激光器。可得到 200 仟瓦以上的高峰值输出。脉冲重复率高。	23)
HCN 激光器	337 微米 311 微米	HCN $11^0(J=10) \rightarrow D4^0(J=9)$ HCN $11^0(J=11) \rightarrow D4^0(J=10)$	电子碰撞	是光波和电磁波边界上的重要激光振荡线。	24)
ICN 激光器	714 微米		电子碰撞	1) 同上。 2) 是至今已知的激光最长波长	25)

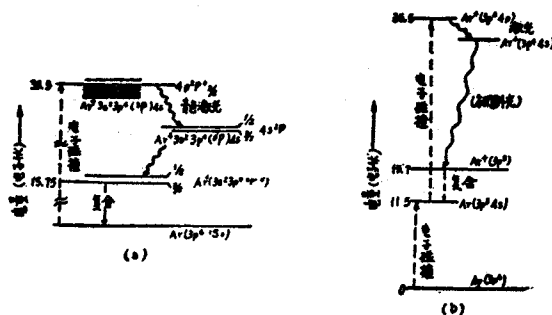


图19 氩离子激光器中反转分布发生机构
a. 脉冲振荡情况 b. 连续振荡情况

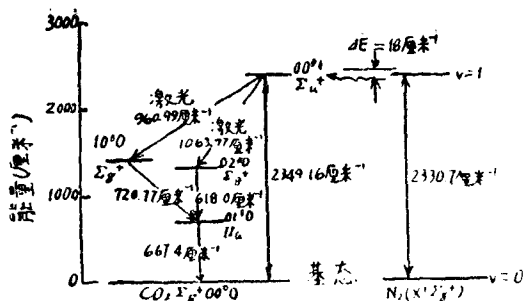


图20 在 CO_2 - N_2 激光器中 N_2 和 CO_2 的能级图*

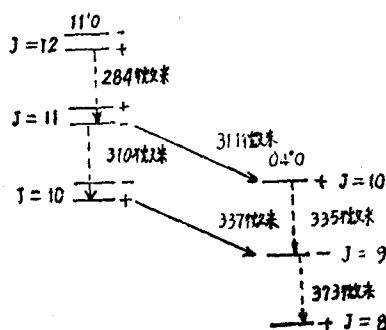


图21 与 HCN 分子激光器的337微米、311微米及其附近的振荡线有关的能级图

图22示出外反射镜型气体激光器装置的一个例子。

在外反射镜激光器中，放电管的端面窗安装成布儒斯特角，采用这种布儒斯特窗¹⁵⁾的场合很多(图23)。这时，在图23中，电矢量与纸面垂直的偏振光被窗反射，而电矢量与纸面平行的偏振成分则通过窗而无反射损失，根据受激辐射的性质，激光振荡全是以偏振光的成分发生的。在装有布儒斯特窗的激光器中，振荡光成为线偏振光。

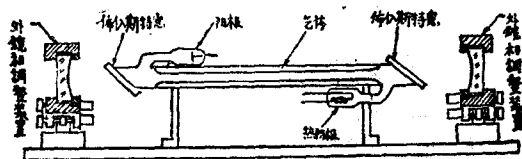


图22 外反射镜气体激光器装置的一例(He - Ne 激光器)

在离子激光器中，在原子离子的谱线上发生激光振荡。为产生原子离子起见，需要大的电流密度。虽然也利用所谓电容器放电来进行脉冲激励，但在实用

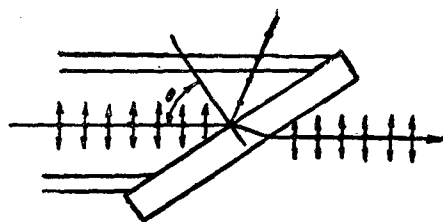


图23 布儒斯特窗

上，利用直流大电流放电的连续振荡离子激光器较为重要。因为要流过高达数十安培的大电流，放电细管段需要用耐热材料。为达到良好的水冷效果，热传导性也要好，通常使用氧化铍(BeO)耐热材料、氮化硼(BN)、石墨、以及高熔点合金。图24示出一种高输出(Ar II 5145 Å、4880 Å, Kr II 6471 Å 各谱线上最高达6-7瓦)离子激光器用的放电管略图²⁰⁾。放电的细管段是用氧孔铍材料制成的。由于电场作用使离子移动而产生压力差，为防止由此引起的不稳定性，故装有旁路装置，一般的离子激光器中都装有这种装置。

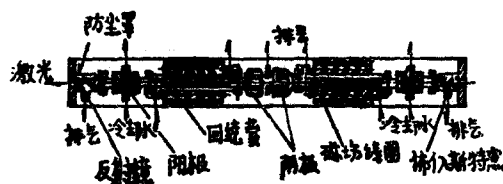


图24 高输出离子激光器装置用的放电管简图

气体激光器中模的选择和频率稳定:

要想充分利用激光优越的相干性和指向性，必须先把激光束变成单一的横模或纵模，而且，为了高精度的测量，还必须使频率稳定。

横向模的选择是在共振腔中装入可变光阑，利用最低阶横模 TEM_{00} (基模) 具有最小绕射损失的特点，而能够只将该基模取出来。

将共振腔的间隔缩短可得到单一的频率，但输出必然变小。多模激光器中的纵模选择普通使用复合共振腔。如图25所示，共振腔一端装三个反射镜，其中

- 如象 CO_2 这样的线性三原子分子的三个标准振动的振动数为 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 。其中 ν_2 表示形变振动。与 ν_1 、 ν_2 、 ν_3 相应的振动量子数分别以 v_1 、 v_2 、 v_3 表示，假定以 l 表示与形变振动 ν_2 有关的角动量，则 $l = v_2$ ， $v_2 - 2, v_2 - 4, \dots, 1$ (奇数)，或 0 (偶数)。用这些量子数来表示其能态，则写成如 $\nu_1 \nu_2' \nu_3$ 。

M_2 是半透镜, M_1 、 M_3 、 M_4 镜的反射率为100%, 输出经 M_2 反射后而取出。由 M_2 、 M_3 、 M_4 组成的模式选择器具有如图(c)所示的反射特性, 因此它对于具有如(b)那种振荡特性的激光, 就具有选出其中一个纵模(d)的作用²⁶⁾。这种方式的变形²⁶⁾以及其它纵模选择法²¹⁻²³⁾也有过报导。

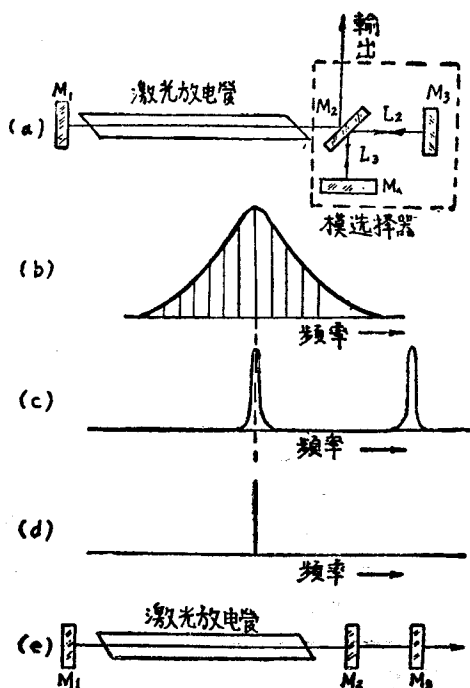


图25 使用三个反射镜的模式选择器

- 用虚线围起来的部分是模式选择器
- 未经模式选择情况下的纵模
- 模式选择器的反射特性
- 输出的频率特性 (以(b)和(c)的频率乘积形式给出)
- (a)的模式选择器的变形

这样, 在纵模选择 (即单频化) 的基础上, 就可进行频率的稳定。图26示出了使用三个反射镜时的稳频之一例。使用这种方法, 对于 $He-Ne$ 激光器而言, 输出为10毫瓦到几十毫瓦, 则频率稳定度可达 $\Delta\nu/\nu = 2 \times 10^{-9}$ 量级。利用同样的技术来稳定输出为几百毫瓦以上的离子激光器的频率, 也是可行的。

锁模激光器²⁰⁻²²⁾

在以多纵模振荡的普通激光器中, 由于各模间的相互作用使振荡频率不断地变动以至噪声很大。

在连续振荡激光器中, 如果装在共振腔内的调制器按等于纵模间隔的频率 $c/2d$ 来进行调制, 则各纵模频率及相位被固定, 而输出就成为规则排列的高重复率脉冲序列。此时, 脉冲重复率为 $c/2d$, 脉宽 $\Delta\tau$

$= 1/\Delta\nu$, $\Delta\nu$ 是单元谱线宽度 (参看图27)。

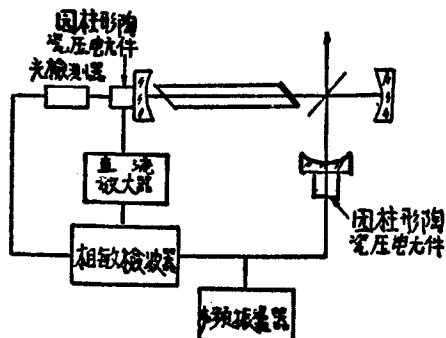


图26 多模激光器频率稳定的例子

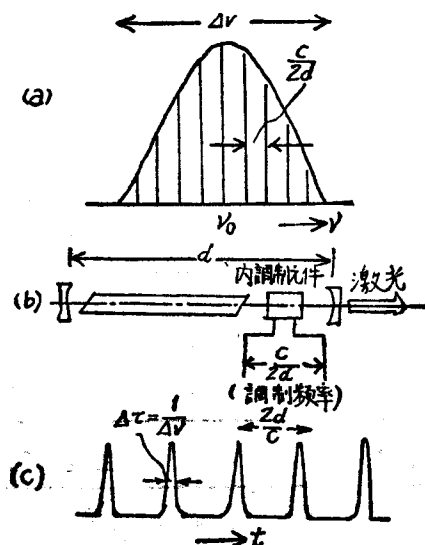


图27 锁模激光器及由它所产生的高重复率脉冲序列

3. 固体激光器

固体激光器大致可分为晶体和非晶体激光器。晶体激光器是把各种激活离子分别掺入适当的母体结晶中作为激光材料。非晶体固体激光器是以合适的玻璃或塑料作为母体, 掺入激活离子而成为激光材料。

固体激光器全采用光抽运。固体激光器一般是脉冲振荡, 其特点是可得到大的峰值输出, 但 YAG 激光器却能以高效率、高输出连续振荡, 因而是一种很重要的激光器。虽然红宝石激光器也可以连续振荡, 但在目前, 效率和输出都还很低。

玻璃激光器可得到均匀性很好的大的棒形材料, 这对进行光放大而达到高输出等目的来说是十分有利的。

主要的固体激光器概况示于表 3

图28示出了红宝石中与激光作用有关的 Cr^{3+} 离子

表 2

气体激光器的各种特性

激光器种类		He—Ne			氩 离 子		CO ₂
特 性		0.633 微米	1.15 微米	3.39 微米	0.488 微米	0.515 微米	10.6微米
单 色 性	纵 多 模	1020 兆 赫	552 兆 赫	186 兆 赫	2100 兆 赫	2100 兆 赫	36兆赫
	纵 单 模 (假定稳定度为 10 ⁻³ 时)	4.74 兆 赫	2.60 兆 赫	0.885 兆赫	6.14 兆 赫	5.83 兆 赫	0.283 兆赫
干 涉 性	相 干 性 长 度 (纵 多 模)	29 厘 米	54 厘 米	161 厘 米	14 厘 米	14 厘 米	8.34米
	相 干 性 长 度 (假定纵单模稳 定度为10 ⁻³)	63 米	115 米	339 米	49 米	52 米	1060 米
指 向 性		10 ⁻⁴ ~10 ⁻³ 弧度			10 ⁻⁴ ~10 ⁻³ 弧度		10 ⁻³ 弧度
输 出	成 品	1~100 毫瓦			0.1~10 瓦		1瓦~1仟瓦
	试 验 品	~1 瓦			~100 瓦		~10仟瓦
效 率 (%)		0.01~0.1			0.001~0.05		1~30

表 3

主要固体激光器的概要

激光器 种 类	基体(结晶 或 玻 璃)	激活物质	主振荡线的 波 长	跃 迁	备 注	文献
红宝石 激光器	Al ₂ O ₃	Cr ³⁺ (0.05%)	6943 Å	² E($\bar{E}$)→ ⁴ A ₂	典型的三能级激光器。通常用氙闪光灯抽运,发射激光脉冲。可以使用Q开关,也可连续运转	33) 34)
YAG 激光器	YAG (钇铝石 榴 石)	N ³⁺ _d	1.06 微米 1.35 微米 0.914 微米	⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2} ⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{13/2} (弱线) ⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{9/2}	典型的四能级激光器。可在室温下连续运转。效率高输出大。利用二次谐波可变换到可见光区,这在应用上更有价值。	35) 36)
钨酸钙 激光器	CaWO ₄	N ³⁺ _d	1.06 微米	(弱线) ⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2}	四能级激光器,在室温下可连续运转也可脉冲工作。	35)
玻 璃 激光器	K—Ba— Si玻璃及 其它光学 玻璃	N ³⁺ _d	1.06 微米	⁴ F _{3/2} → ⁴ I _{11/2}	四能级激光器。脉冲振荡。可使用Q开关。用匀质光学玻璃棒得到的激光束发射角很小。用大的玻璃棒可得到高输出脉冲激光器。利用锁模技术适于产生微微秒脉冲。缺点是热传导性较差。	37) 38)

的能级系统。由基态 $4F_2$ 到 $4F_1$ 、 $4F_1$ 态的跃迁,分别相应于在绿,紫波段的强吸收。由基态向 $2F_2$ 、 $2E$ 态的跃迁较弱,但可导至由 $4F_1$ 、 $4F_2$ 向 $2E$ 的迅速无辐射跃迁。因此,如用强烈发射绿色和紫色光的灯来抽运,则 $2E$ 态就被选择激励,并同 $4A_2$ 态之间构成反转

分布。

红宝石激光器是一种典型的三能级激光系统。下面予以定量的研究³³⁾。图29示出了这三个能级以及与其有关的各个量。以 A 代表自发辐射的跃迁几率, W 表示受激辐射的跃迁几率, S 表示无辐射跃迁几率。