

第 1 章 光辐射与激光器

为了衡量光源和光电探测器的性能，需要对光辐射进行定量描述，因此，本章先介绍热辐射的基本定律，然后介绍辐射度学和光度学的一些基本知识，最后介绍激光的基本原理、典型的激光器及其应用。

1.1 光 辐 射

1.1.1 电磁波谱

光的电磁理论认为，光波是一种电磁波。由麦克斯韦电磁场理论，若在空间某区域有变化电场 $\mathbf{E}$ （或变化磁场 $\mathbf{H}$ ），在邻近区域将产生变化的磁场 $\mathbf{H}$ （或变化电场 $\mathbf{E}$ ）。这种变化的电场和变化的磁场不断地交替产生，如图 1.1 所示，由近及远以有限的速度在空间传播，就形成了电磁波。电磁波具有以下性质。

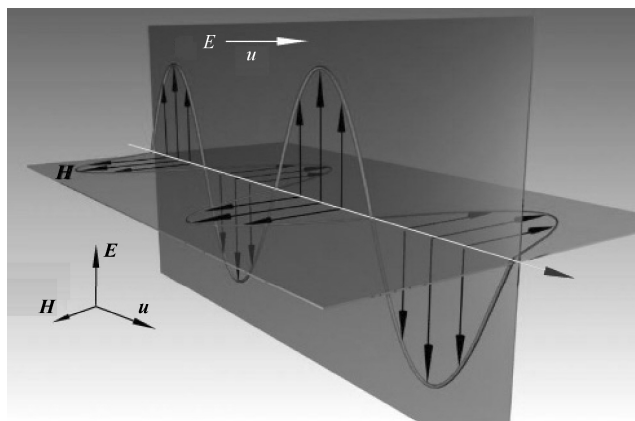


图 1.1 电磁波传播

- (1) 电场 $\mathbf{E}$ 、磁场 $\mathbf{H}$ 和波的传播方向 $\mathbf{k}$ 两两相互垂直，并满足右手螺旋定则。
- (2) 沿给定方向传播的电磁波具有偏振。
- (3) 空间各点电场 $\mathbf{E}$ 、磁场 $\mathbf{H}$ 都做周期性变化，而且相位相同。
- (4) 空间各点上的电场 $\mathbf{E}$ 、磁场 $\mathbf{H}$ 在量值上满足关系式 $\sqrt{\epsilon}E = \sqrt{\mu}H$ 。
- (5) 电磁波在介质中的传播速度为 $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$ ，真空中传播的速度为 $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$ 。

从无线电波到光波，从 X 射线到 γ 射线，都属于电磁波的范畴。按照频率或波长的顺序把这些电磁波排列成图表，称为电磁波谱，如图 1.2 所示，光辐射仅占电波谱的一极小波段。图中还给出了各种波长范围（波段）。

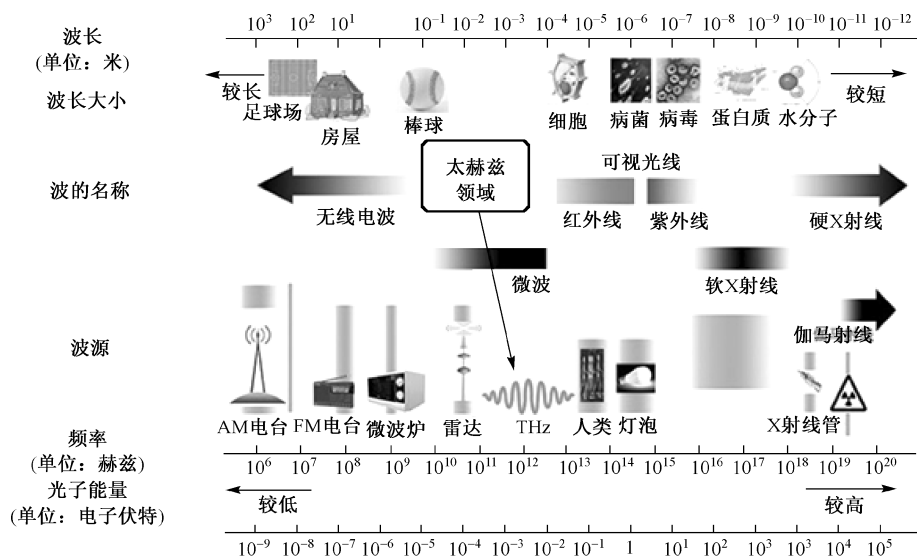


图 1.2 电磁波谱

光具有电磁波的一切特性，一般光波的形式有：平面波、球面波和柱面波。平面波波动的复数表达式为

$$E(r, t) = E_0 e^{-i(\omega t - k \cdot r)}, \quad H(r, t) = H_0 e^{-i(\omega t - k \cdot r)}$$

式中， E_0 和 H_0 分别为光波的电场强度和磁场强度复振幅， k 为光波的波矢量，其大小（成为波数）为 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ，方向为光波的传播方向。

【例 1.1】 计算由 $E = (-2i + 2\sqrt{3}j)e^{i(\sqrt{3}x + y + 6 \times 10^8 t)}$ 表示的平面光波电矢量的振动方向、传播方向、相位速度、振幅、频率和波长。

解： 振动方向： $\tan \theta = \frac{2\sqrt{3}}{-2} = -\sqrt{3}$ ，故沿 j 轴偏离 $-i$ 轴 30° 方向

传播方向：波矢 $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y = \sqrt{3}\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y$ ，故沿 $-y$ 轴偏离 $-x$ 轴 30° 方向

相位速度： $v = \frac{\omega}{k} = \frac{6 \times 10^8}{\sqrt{1 + (\sqrt{3})^2}} = 3 \times 10^8 \text{ (m/s)}$

振幅： $A = \sqrt{(-2)^2 + (2\sqrt{3})^2} = 4$

频率： $f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{3 \times 10^8}{\pi} \text{ (Hz)}$

波长： $\lambda = \frac{2\pi}{k} = \pi \text{ (m)}$

1.1.2 光辐射

光辐射是以电磁波形式或粒子（光子）形式传播的能量，这种传播的能量可以被光学元件反射、成像或色散。光辐射的波长在 $10\text{nm} \sim 1\text{mm}$ ，或频率在 $3 \times 10^{16} \sim 3 \times 10^{11} \text{ Hz}$ 范围内。按辐射波长及人眼的生理视觉效应光辐射可分为紫外辐射、可见光和红外辐射。通常在可见光到紫外波段波长用 nm 表示、在红外波段波长用 μm 表示，波数的单位用 cm^{-1} 表示。

紫外辐射波长范围在 $1\sim 380\text{nm}$ ，是人视觉不能感受到的电磁波。紫外辐射又细分为近紫外、远紫外和极远紫外。由于极远紫外在空气中几乎被完全吸收，只能在真空中传播，所以又称为真空紫外辐射。

可见光波长范围在 $380\sim 760\text{nm}$ ，是人视觉能感受到“光亮”的电磁波。在可见光范围内，人眼的主观感觉依波长从长到短表现为红色、橙色、黄色、绿色、青色、蓝色和紫色。

红外辐射波长范围在 $0.76\sim 1000\mu\text{m}$ 。通常分为近红外、中红外和远红外。

1.1.3 热辐射的基本定律

任何 0K 以上温度的物体都会发射各种波长的电磁波，这种由于物体中的分子、原子受到热激发而发射电磁波的现象称为热辐射。热辐射具有连续的辐射谱，波长自远红外区到紫外区，并且辐射能按波长的分布主要取决于物体的温度。本节介绍热辐射的一些基本定律。

(1) 单色吸收比和单色反射比

描述物体辐射规律的物理量是辐射出射度和单色辐射出射度，它们之间的关系为：

$$M_{\gamma}(T) = \int_0^{\infty} M_{\gamma\lambda}(T) d\lambda$$

任何物体向周围发射电磁波的同时，也吸收周围物体发射的辐射能。当辐射从外界入射到不透明的物体表面上时，一部分能量被吸收，另一部分能量从表面反射（如果物体是透明的，则还有一部分能量透射）。

被物体吸收的能量与入射的能量之比称为该物体的吸收比。在波长 λ 到 $\lambda + d\lambda$ 范围内的吸收比称为单色吸收比，用 $\alpha_{\lambda}(T)$ 表示。

反射的能量与入射的能量之比称为该物体的反射比。在波长 λ 到 $\lambda + d\lambda$ 范围内相应的反射比称为单色反射比，用 $\rho_{\lambda}(T)$ 表示。对于不透明的物体，单色吸收比和单色反射比之和等于 1，即

$$\alpha_{\lambda}(T) + \rho_{\lambda}(T) = 1 \quad (1.1)$$

若物体在任何温度下，对任何波长的辐射能的吸收比都等于 1，即 $\alpha_{\lambda}(T) \equiv 1$ ，则称该物体为绝对黑体（简称黑体）。

(2) 基尔霍夫辐射定律

1869 年，基尔霍夫从理论上提出了关于物体辐射出射度与吸收比内在联系的重要定律：在同样的温度下，各种不同物体对相同波长的单色辐射出射度与单色吸收比之比值都相等，并等于该温度下黑体对同一波长的单色辐射出射度。即

$$\frac{M_{\nu\lambda 1}(T)}{\alpha_{\nu\lambda 1}(T)} = \dots = M_{\nu\lambda b}(T) \quad (1.2)$$

式中， $M_{\nu\lambda b}$ 为黑体的单色辐射出射度。

(3) 普朗克公式

黑体处于温度 T 时，在波长 λ 处的单色辐射出射度由普朗克公式给出

$$M_{\nu\lambda b}(T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda k_B T} - 1)} \quad (1.3)$$

式中, h 为普朗克常数, c 为真空中的光速, k_B 为玻耳兹曼常数。

令 $C_1 = 2\pi hc^2$, $C_2 = hc/k_B$, 则写为

$$M_{\nu\lambda b}(T) = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{C_2/\lambda T} - 1} \quad (1.4)$$

$$C_1 = (3.741832 \pm 0.000020) \times 10^{-12} \text{ W} \cdot \text{cm}^2 \quad (\text{第一辐射常数})$$

$$C_2 = (1.438786 \pm 0.000045) \times 10^4 \mu\text{m} \cdot \text{K} \quad (\text{第二辐射常数})$$

图 1.3 所示为不同温度条件下黑体的单色辐射出射度（辐射亮度）随波长的变化曲线。

对应任一温度, 单色辐射出射度随波长连续变化, 且只有一个峰值, 对应不同温度的曲线不相交。因而温度能唯一确定单色辐射出射度的光谱分布和辐射出射度（即曲线下的面积）。色辐射出射度的峰值随温度的升高向短波方向移动。单色辐射出射度和辐射出射度均随温度的升高而增大。

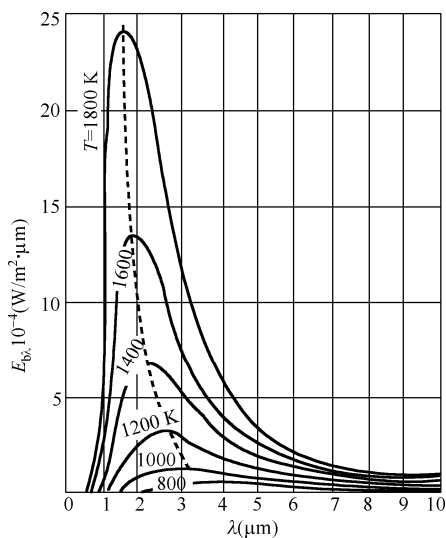


图 1.3 黑体辐射单色辐射出射度的波长分布

(4) 瑞利-琼斯公式

当 λT 很大时, $e^{C_2/\lambda T} \approx 1 + \frac{C_2}{\lambda T}$, 可得到适合于长波长区的瑞利-琼斯公式

$$M_{\nu\lambda b}(T) = \frac{C_1}{C_2} T \lambda^{-4} \quad (1.5)$$

在 $\lambda T > 7.7 \times 10^5 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ 时, 瑞利-琼斯公式与普朗克公式的误差小于 1%。

(5) 维恩位移

当 λT 很小时, $e^{C_2/\lambda T} - 1 \approx e^{C_2/\lambda T}$, 可得到适合于短波长区的维恩公式

$$M_{\nu\lambda b}(T) = C_1 \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T} \quad (1.6)$$

在 $\lambda T < 2698 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ 区域内, 维恩公式与普朗克公式的误差小于 1%。

单色辐射出射度最大值对应的波长 λ_m

$$\lambda_m T = 2897.9(\mu\text{m} \cdot \text{K})$$

这就是著名的维恩位移定律。

(1.7)

(6) 斯忒藩-玻耳兹曼

$$M_{\text{vb}}(T) = \sigma T^4 \quad (1.8)$$

其中 $\sigma = 5.670 \times 10^{-8} (\text{J/m}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{K}^4)$ 为斯忒藩-玻耳兹曼常数。斯忒藩-玻耳兹曼定律表明黑体的辐射出射度只与黑体的温度有关，而与黑体的其他性质无关。

【例 1.2】 设钨丝灯的灯丝温度为 2800K，试求可见光波段内灯丝辐射能占其总辐射能的百分比（视灯丝为黑体）。

解：可见光波段为 $0.38 \sim 0.76 \mu\text{m}$ ，取 $\lambda_1 = 0.38 \mu\text{m}$ ， $\lambda_2 = 0.76 \mu\text{m}$ ，对黑体辐射公式在整个波长范围内积分，便得到该钨丝灯在温度 T 时总的辐射出射度（即斯忒藩-玻耳兹曼定律： $M_{\text{eb}} = \int_0^\infty M_{\text{e}\lambda b}(T) d\lambda = \sigma T^4$ ），同理在可见光范围内积分，便得到可见光的辐射出射度 $M_{\text{e}(\lambda_1-\lambda_2)b}$ 。所求百分比：

$$\eta = \frac{M_{\text{e}(\lambda_1-\lambda_2)b}}{M_{\text{eb}}} = \frac{\sigma T^4}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{\text{e}\lambda b}(T) d\lambda} \times 100\% = 8.81\%$$

在钨丝灯发出的辐射能中，可见光只占 8.81%，其余属于不可见的红外辐射，并转化为热能，散失到周围环境中，钨丝灯作为光源其利用效率是很低的。

1.2 辐射度量与光度量

为了对光辐射进行定量描述，需要引入计量光辐射的物理量。而对于光辐射的探测和计量，存在着辐射度单位和光度单位两套不同的体系。

在辐射度单位体系中，辐通量（又称为辐射功率）或者辐射能是基本量，是只与辐射客体有关的量。其基本单位是瓦特（W）或者焦耳（J）。辐射度学适用于整个电磁波段。

在光度单位体系中，是一套反映视觉亮暗特性的光辐射计量单位，被选作基本量的不是光通量而是发光强度，其基本单位是坎德拉。光度学只适用于可见光波段。在光度学研究中有基于两个基本假设：一是光沿光线方向进行的能量流，遵守能量守恒定律，即光束在单位时间内通过任一截面的能量为常数；二是光源既可以是一个实际的发光体，也可以是光源自身的像或者是一个自身并不发光，但被另一光源照明的物体表面。光度量是光辐射能为平均人眼接受所引起的视觉刺激大小的度量。

以上两类单位体系中的物理量在物理概念上是不同的，但所用的物理符号是一一对应的。为了区别起见，在对应的物理量符号标角标“e”表示辐射度物理量，角标“v”表示光度物理量。下面重点介绍辐射度单位体系中的物理量。光度单位体系中的物理量可对比理解。

1.2.1 辐射度量

(1) 辐射能（量）

辐射能是以辐射形式发射或传输的电磁波（主要指紫外、可见光和红外辐射）能量。辐射能一般用符号 Q_e 表示，其单位是焦耳（J）。

(2) 辐射通量

辐射通量定义为单位时间内流过的辐射能量 Φ_e ，又称为辐射功率，表示为

$$\Phi_e = \frac{dQ_e}{dt} \quad (1.9)$$

单位为瓦特（W）或焦耳/秒（J/s）。

(3) 辐射出射度

辐射出射度定义为辐射体单位面积向半空间发射的辐射通量 M_e ，是用来反映物体辐射能力的物理量，表示为

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dS} \quad (1.10)$$

单位为 W/m^2 。

(4) 辐射强度

辐射强度定义为点辐射源在给定方向上发射的在单位立体角内的辐射通量 I_e ，如图 1.4 所示，即

$$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega} \quad (1.11)$$

单位为瓦特·球面度⁻¹（ $\text{W} \cdot \text{sr}^{-1}$ ）。

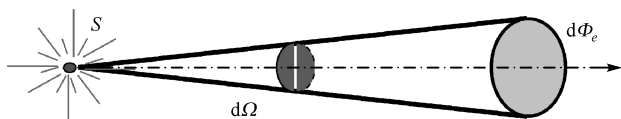


图 1.4 辐射强度示意图

由辐射强度的定义可知，如果一个置于各向同性均匀介质中的点辐射体向所有方向发射的总辐射通量是 Φ_e ，则该点辐射体在各个方向的辐射强度 I_e 是常量，有

$$I_e = \frac{\Phi_e}{4\pi} \quad (1.12)$$

(5) 辐射亮度

辐射亮度定义为面辐射源在某一给定方向上的辐射通量 L_e ，如图 1.5 所示，表示为

$$L_e = \frac{dI_e}{dS \cos \theta} = \frac{d^2 \Phi_e}{d\Omega dS \cos \theta} \quad (1.13)$$

式中， θ 是给定方向和辐射源面元法线间的夹角，单位为瓦特/球面度·米²（ $\text{W}/\text{sr} \cdot \text{m}^2$ ）。

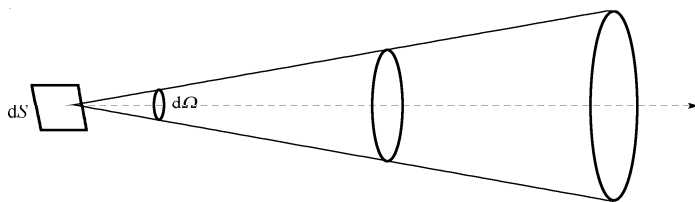


图 1.5 辐射亮度示意图

显然，一般辐射体的辐射强度与空间方向有关。

但是有些辐射体的辐射强度在空间方向上的分布满足

$$dI_e = dI_{e0} \cos \theta \quad (1.14)$$

式中， I_{e0} 是面元 dS 沿其法线方向的辐射强度。符合式 (1.13) 规律的辐射体称为余弦辐射体或朗伯体。式 (1.14) 代入式 (1.13) 得到余弦辐射体的辐射亮度为

$$L_e = \frac{dI_{e0}}{dS} L_{e0} \quad (1.15)$$

可见余弦辐射体的辐射亮度是均匀的，与方向角 θ 无关。余弦辐射体的辐射出射度为

$$M_e = \frac{d\Phi_e}{dS} = L_{e0} \pi \quad (1.16)$$

(6) 辐射照度

在辐射接收面上的辐照度 E_e 定义为照射在面元 dA 上的辐射通量 $d\Phi_e$ 与该面元的面积 dA 之比。即

$$E_e = \frac{d\Phi_e}{dA} \quad (1.17)$$

单位为 W/m^2 。

(7) 单色辐射度量

对于单色光辐射，同样采用上述物理量表示，只不过均定义为单位波长间隔内对应的辐射度量，并且对所有辐射量 X 来说单色辐射度量与辐射度量之间均满足

$$X_e = \int_0^\infty X_{e,\lambda} d\lambda \quad (1.18)$$

1.2.2 光度量

人眼的视觉细胞对不同频率的辐射有不同响应，故用辐射度单位描述的光辐射不能正确反映人的亮暗感觉。光度单位体系是反映视觉亮暗特性的光辐射计量单位，在光频区域光度学的物理量可以用与辐射度学的基本物理量 Q_e 、 Φ_e 、 I_e 、 M_e 、 L_e 、 E_e 对应 Q_v 、 Φ_v 、 I_v 、 M_v 、 L_v 、 E_v 来表示，其定义为一一对应。

(1) 光视效能

描述了某一波长的单色光辐射通量产生多少相应的单色光通量，即光视效能 K_λ 定义为同一波长下测得的光通量与辐射通量之比，即

$$K_{\lambda} = \frac{\Phi_{v\lambda}}{\Phi_{e\lambda}} \quad (1.19)$$

单位是流明/瓦特(lm/W)。通过对标准光度观察者的实验测定,在辐射频率 $540 \times 10^{12} \text{Hz}$ (波长 555nm) 处, K_{λ} 有最大值,其数值为 $K_m = 683 \text{lm/W}$ 。单色光视效率是 K_{λ} 用 K_m 归一化的结果,其定义为

$$V_{\lambda} = \frac{K_{\lambda}}{K_m} = \frac{1}{K_m} \frac{\Phi_{v\lambda}}{\Phi_{e\lambda}} \quad (1.20)$$

图 1.6 所示为明视觉 V_{λ} (日间视觉) 和暗视觉 V'_{λ} (夜间视觉) 条件下单色视觉效率曲线,其中在两种视觉下,人眼分别由两类不同视觉细胞起作用。

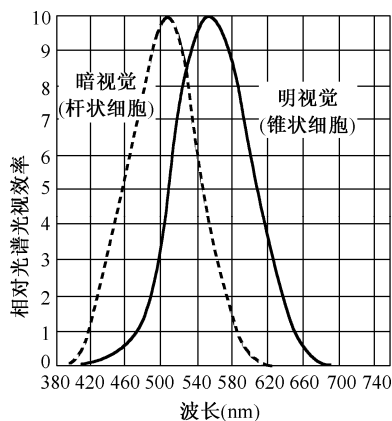


图 1.6 光谱光视效率曲线

(2) 光通量

表示光辐射通量对人眼引起的视觉强度

$$\Phi_v = K_m \int \Phi_e(\lambda) V(\lambda) d\lambda \quad (1.21)$$

单位为流明(lm),也是一个客观量,光源发出可见光的效率。

(3) 发光强度

在给定方向上的单位立体角内光源发出的光通量

$$I_v = \frac{d\Phi_v}{d\Omega} \quad (1.22)$$

单位为坎德拉(cd),发光强度描述光源在某一方向发光的强弱程度

考虑了光源发光的方向性。由此式可得光通量的另一积分式

$$\Phi_v = \int I_v d\Omega \quad (1.23)$$

对各向同性光源由式(1.23)可得

$$\Phi_v = 4\pi I \quad (1.24)$$

式中, I 为常数。

(4) 光照度

投射到单位面积上的光通量

$$E_v = \frac{d\Phi_v}{dS} \quad (1.25)$$

单位为勒克斯 (lx), $1\text{lx}=1\text{lm}/\text{m}^2$ 。由此可以推出, 照度的距离反比定律。

由

$$I_v = \frac{d\Phi_v}{d\Omega} = \frac{d\Phi_v}{dS/R^2}$$

可得

$$E_v = \frac{d\Phi_v}{dS} = \frac{I_v}{R^2} \quad (1.26)$$

这一结果表明, 一个均匀点光源在一点的光照度与该光源的发光强度成正比, 与距离平方成反比。

若被照平面法线与光投射方向成 θ 角, 则式 (1.26) 变为

$$E_v = \frac{I_v}{R^2} \cos \theta \quad (1.27)$$

(5) 光亮度

光源单位面积上的发光强度 (光源在指定方向单位面积上的发光能力)

$$L_v = \frac{dI_v}{dS} \quad (1.28)$$

单位为坎德拉/平方米 (cd/m^2)。如果平面法线与观察方向成 θ 角, 如图 1.7 所示。

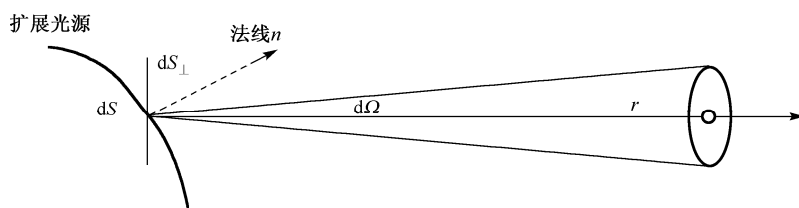


图 1.7 法线与观察方向成 θ 角的关系

式 (1.28) 为

$$L_v = \frac{dI_v}{dS \cos \theta}$$

由

$$I_v = \frac{d\Phi_v}{d\Omega}$$

进一步得到

$$L_v = \frac{d^2\Phi_v}{d\Omega dS \cos \theta} \quad (1.29)$$

人眼睛感知的是光源的亮度大小, 不是发光强度的强弱。表 1.1 是常见物体的亮度。

表 1.1 常见物体的亮度

光源名称	亮度（尼提）
地球上看到的太阳	1.5×10^9
地球大气层外看到的太阳	1.9×10^9
普通碳弧的喷头口	1.5×10^8
超高压球状水银灯	1.2×10^9
钨丝白炽灯	$(0.5 \sim 1.5) \times 10^7$
乙炔焰	8×10^4
太阳照射下的洁净雪面	3×10^4
距太阳 75° 角的晴朗天空	0.15×10^4

【例 1.3】一氦氖激光器发出 10mW 的波长为 632.8nm 的激光束，发散角为 1mrad，发散角 θ 与立体角的关系为 $\Omega = \pi\theta^2$ ，若波长 632.8nm 光波的光谱光效率 $V_\lambda = 0.24$ ，试求：（1）此激光束的光通量和发光强度；（2）若此激光输出光束的截面的直径为 1mm，求其光亮度；（3）以这样的激光束照射在 10m 处的白色屏幕上的光照度。

解：（1）光通量 $\Phi_v(\lambda) = K_m \cdot V_\lambda \cdot \Phi_e(\lambda) = 683 \times 0.24 \times 0.01 = 1.63 \text{lm}$

相应的立体角 $\Omega = \pi\theta^2 = 3.14 \times 0.001^2 = 3.14 \times 10^{-6} \text{Sr}$

发光强度 $I_v = \frac{\Phi_v}{\Omega} = \frac{1.63}{3.14 \times 10^{-6}} = 5.22 \times 10^5 \text{cd}$

（2）由于激光束的方向与光束输出截面 dA 的法线相一致，故

$$L_v = \frac{dI_v}{dA \cos \theta} = \frac{I_v}{\pi r^2} = \frac{5.22 \times 10^5}{3.14 \times (0.5 \times 10^{-3})^2} = 6.64 \times 10^{11} \text{cd} \cdot \text{m}^{-2}$$

（3）激光在屏幕上照射的面积

$$S = r^2 \Omega = 10^2 \times 3.14 \times 10^{-6} = 3.14 \times 10^{-4} \text{m}^2$$

$$E_v = \frac{\Phi_v}{A} = \frac{1.63}{3.14 \times 10^{-4}} = 5.22 \times 10^3 \text{lx}$$

1.2.3 光度量和辐射度量的关系

图 1.8 中所示为光度量和辐射度量的关系，图中阴影部分为 $V(\lambda)\Phi_e(\lambda)$ 曲线，是 $V(\lambda)$ 和 $\Phi_e(\lambda)$ 曲线在同一波长处两值的乘积。纵坐标比例尺为

$$m_{\Phi_v} = K_m m_{\Phi_e}$$

式中， m_{Φ_v} 是光通量的比例尺， m_{Φ_e} 是辐通量的比例尺。由此

$$\Phi_v = K_m \int_0^\infty V(\lambda) \Phi_e(\lambda) d\lambda = m_{\Phi_e} K_m \int_0^\infty V(\lambda) \phi_e(\lambda) d\lambda = m_{\Phi_v} \int_0^\infty V(\lambda) \phi_e(\lambda) d\lambda = m_{\Phi_v} \phi_v$$

式中， $\Phi_e(\lambda) = m_{\Phi_e} \phi_e(\lambda)$ ， $\Phi_v = m_{\Phi_v} \phi_v$ 。

在图 1.8 中， $\Phi_e(\lambda)$ 曲线和 $\Phi_e(\lambda)V(\lambda)$ 曲线与横坐标轴所包容的面积比为

$$V = \frac{\int_0^\infty V(\lambda) \Phi_e(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \Phi_e(\lambda) d\lambda}$$

则

$$K = \frac{\Phi_v}{\Phi_e} = \frac{K_m \int_0^\infty V(\lambda) \Phi_e(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty \Phi_e(\lambda) d\lambda}$$

式中, K 的意义是光源发出的辐通量可产生多少能对目视引起刺激的光通量。

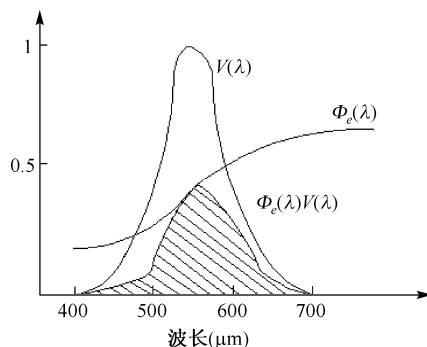


图 1.8 光度量和辐射度量的关系

1.3 激光基本原理

激光是 20 世纪最主要的科学成就之一。它的诞生是近代光学、光电子学及光子学诞生和发展的里程碑, 它标志着人类对光子的掌握和利用进入了一个崭新的阶段。本节着重介绍光子的基本性质及激光产生的物理基础。

1.3.1 光子的基本性质

光的光子说认为, 光是一种以光速运动的光子流。因此, 光既是粒子又是波, 具有波粒二象性。光子具有以下基本性质:

(1) 光子与其他粒子一样具有能量、动量和质量, 光子的这些粒子属性与光子的波动属性紧密相连, 可以由下列公式反映出来:

$$E = h\gamma, \quad \mathbf{P} = \frac{h}{2\pi} \mathbf{k}, \quad m = \frac{h\gamma}{c^2}$$

这里, γ 表示光频率; $\mathbf{k}$ 表示光波矢; h 表示普朗克常量, $h=6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{S}$ 。

(2) 光子具有两个独立的偏振态, 对应于光波场的两个独立偏振方向。

(3) 光子有自旋, 且自旋量子数为整数, 大量光子的集合服从玻色-爱因斯坦分布。

光的粒子性与波动性是统一的。利用量子电动力学的理论, 可以将电磁理论和光子理论在电磁场量子化的基础上统一起来。任意电磁场可以看作一系列单色平面波的线性叠加或一系列电磁波本征模式的叠加。每个本征态所具有的能量是量子化的, 具有基元能量和基元动量的物质单元即属于同一本征模式的光子。具有相同动量和相同能量的光子彼此不可区分, 应属于同一模式 (或状态)。处于同一模式或同一状态的腔内的光子数目是有限制的。

从波动性来讲, 光波模式属于麦氏方程的解, 其中特解就是单色平面波, 通解就是一系列单色平面波的叠加。自由空间中的电磁波就是任意波矢的平面波均可以存在。受边界条件限制空间的电磁波, 是一系列独立的具有特定波矢的平面单色驻波, 即只允许驻波光模式存在。而光波模式就是能存在于腔内的以波矢为标志的电磁波模式, 不同模式以波矢区分, 同一波矢又由于对应两个独立的偏振态, 则同一波矢对应两个不同偏振方向的光波模式。

从粒子性来讲, 光子态是经典力学中粒子运动状态的描述, 用六维相空间的一个点, 即广义笛卡儿坐标 (x, y, z, p_x, p_y, p_z) 的精确描述。而光子运动状态的描述, 受测不准关系的限制, 其坐标和动量不能同时准确测定, 即

$$\Delta x \Delta p_x = h$$

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = h^3$$

光波模式与光子状态的关系是等效的, 即一个光波模式是一个光子态, 在波矢空间中占据一个体积, 称之为相格。相格占有的坐标空间体积为

$$\Delta x \Delta y \Delta z = h^3 / \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z$$

一个光子态在六维相空间中占据一个相格, 一个相格或一个光子态内的光子不可区分。

【例 1.4】 设光子能量和动量之间的关系为 $\varepsilon = cp$, 试求平衡辐射时体积为 V 的空腔中, 光子能量在 $\varepsilon \sim \varepsilon + d\varepsilon$ 范围内的状态数。

解: 根据量子统计的观点, 可以把空腔内的辐射场看成是光子理想气体, 光子的能量动量关系为 $\varepsilon = cp$ 。

在体积 V 内, 动量大小在 $p \sim p + dp$ 范围内的自由粒子的微观态数为: $\frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp$ 。考虑到光子的自旋量子数为 1, 自旋在动量方向的投影可取 $\pm \hbar$ 两个可能值, 相当于右旋和左旋的圆偏振光。因此, 在体积 V 内, 动量大小在 $p \sim p + dp$ 范围内的光子的量子态数为 $\frac{8\pi V}{h^3} p^2 dp$ 。

最后, 利用光子的能量动量关系 $\varepsilon = cp$ 可得, 平衡辐射时体积为 V 的空腔中, 光子能量在 $\varepsilon \sim \varepsilon + d\varepsilon$ 范围内的状态数为

$$N(\varepsilon)d\varepsilon = \frac{8\pi V}{h^3 c^3} \varepsilon^2 d\varepsilon$$

1.3.2 激光产生的物理基础

1. 光子的相干性与简并度

光的相干性就是指在不同的空间点、不同的时刻, 光波场的某些特性之间的相关性, 如光波场的相位。它们之间的相关性好即该光的相干性好。基于光波场是时间和空间的函数, 光的相干性有时间相干性和空间相干性之分。下面介绍几个光相干性的概念:

(1) 时间相干性就是波场中同一点、不同时刻, 光波场特性的相关性, 此相干性来源于原子发光的间断性。

(2) 空间相干性就是波场中不同点、在同一时刻, 光波场特性的相关性, 此相干性来

源于光源中不同原子发光的独立性。

(3) 相干体积 V_c 就是若在空间体积 V_c 内各点的光波场都具有明显的相干性, 则 V_c 称为相干体积。

(4) 相格空间体积就是一个光波模或光子态占有的空间体积, 也可以是光源的相干体积。

属于同一光子态的光子是相干的, 应包含在相干体积内, 相格空间体积等于光源的相干体积。相同光子态或光波模式的光子是相干的, 不同光子态或不同光波模式的光子是不相干的。

光子简并度就是处于同一光子状态的光子数目, 相干光强与光子简并度的关系: 相干光强的大小取决于光子简并度的大小, 光子简并度越大, 则相干光强越大。光子简并度可以认为是同态光子数, 或者是同一光波模式内的光子数, 或者是同一相干体积内的光子数, 还可以是同一相格内的光子数。

2. 激光发射的基本过程

(1) 辐射的吸收与发射

众所周知, 物质是由原子构成的, 原子是由带正电的核与绕核运动的电子所构成的。在微观世界中电子绕核运动能量不能有任意值, 只能取某些固定值, 为了表达电子的能量状态, 通常用符号 E 来表示, 在一般条件下, 电子都处于原子中最低态的能量值, 称为基态 E_0 , 当电子离开基态至能量提升状态时称为激发态 (E_e), 电子由基态至激发态, 或由激发态返回基态时, 一般伴随有电磁辐射过程, 这些辐射可以是可见光、红外线或紫外线, 依赖于二态之间的能量差。与电磁波频率相应的光子能量值为

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (1.30)$$

式中, E_2 、 E_1 表示二能级的能量值, ν 为电磁辐射频率, h 为固定值, 称为普郎克常量。

光子是辐射能量的最小单位, 一般来讲只有正好符合二能级差的光子才能引起光子与电子间的相互作用, 产生电子在不同能级间的跃迁。这些作用过程可分为三种, 可用图 1.9 加以说明。

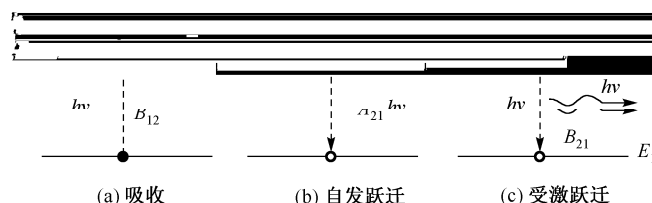


图 1.9 二能级间光的吸收与发射

图中 A_{21} 、 B_{12} 、 B_{21} 代表跃迁概率系数, 其中 A_{21} 为自发跃迁概率, B_{21} 为受激跃迁概率, B_{12} 为吸收概率。在外场作用下, 若外场光场强度为 ρ , 则总吸收概率与发射概率为

$$\text{吸收} = N_1 B_{12} \rho = N_1 B_{12} n h \nu$$

式中, n 为光子密度。

$$\text{发射} = N_2 B_{21} \rho + N_2 A_{21}$$

式中, N_2 、 N_1 为上下能级的粒子数浓度。在平衡条件下 N_2 、 N_1 的比例符合玻耳兹曼分布, 即

$$N_2 / N_1 = \exp[-(E_2 - E_1) / kT]$$

式中, k 为玻耳兹曼常数, T 为绝对温度。所以吸收总是大于发射, 观察到的只是吸收过程和自发发射, 光能只会减少。

(2) 粒子数分布反转

为了获得通过介质的光, 光场能量获得增加, 一般要使相应于入射光子的能级的粒子数分布反转, 即高能态的粒子数大于低能态的粒子数, 不符合正常温度的平衡统计分布, 这从简单二个系统中较难加以考虑。如果考虑有三个或四个以上能级的系统, 在某一特定能级间粒子分布反转是可以达到的。为了说明形成分布反转的能级状态, 这里只选了一个具有四能级系统的例子, 如图 1.9 所示。

图 1.10(a) 描述的正常温度的粒子数分布, 为粒子数占有随能量增加呈指数减少。图 1.9(b) 中 E_0 的基态粒子数大于激发态的粒子数, 当基态粒子吸收能量被激发至高激发态 E_3 , 由 E_3 很快弛豫至 E_2 态, 粒子在 E_2 态积累, E_2 态粒子数可大于 E_1 态粒子数, 即 $n_2 > n_1$, 在 E_1 、 E_2 态之间形成粒子分布反转, 当 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子, 通过这样的介质时, 由于 $n_2 A_{21} + n_2 B_{21} > n_1 B_{12} \rho$ 表现出能量的增加, 从而获得增益放大。光通过该介质时如用指数函数描述, 则 $I = I_0 e^{kx}$, 其中 I_0 为入射光强, I 为出射光强, k 为放大系数, 当 k 为负值, 即通常介质, 表现为吸收, 因之, 具有光放大作用的介质, 称为负吸收介质, 光通过这种介质, 光子强度获得增加。只要泵的速率足够大, E_1 与 E_0 之间的弛豫足够快, 该过程可以持续不断地进行, 以保持 E_2 与 E_1 间的持续反转分布。以 N_d : YAG 激光介质为例, $\tau_{21} = 0.5\text{ms}$, $\tau_{10} \approx 30\text{ms}$, 可以足够达到要求。其中 τ_{21} 代表 E_2 至 E_1 态的寿命, τ_{10} 代表 E_1 至 E_0 态的寿命, 是自发跃迁概率的倒数。

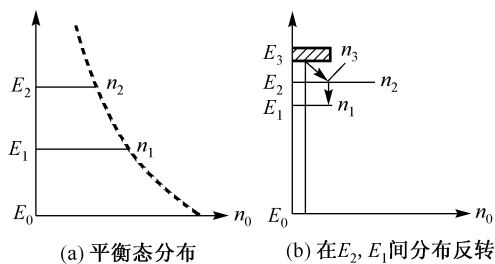


图 1.10 两能级上粒子分布

(3) 光学谐振腔

光通过粒子数分布反转的介质获得了光增益或放大, 通常有限长度的介质单程增益很低, 为了获得足够的放大, 需要依赖在介质的两端放置一对相互平行的反射镜, 光在反射镜间可以来回多次通过, 相当于无限制地延长了粒子数反转的介质, 能够维持光线多次反射的平行反射镜组, 称光学谐振腔。构成反射镜组可以是一对平行平面, 也可以是一对球面, 或泛共焦球面, 即二球面的焦距不一定相同, 焦点不一定重合, 图 1.11 是谐振腔的作用的说明。

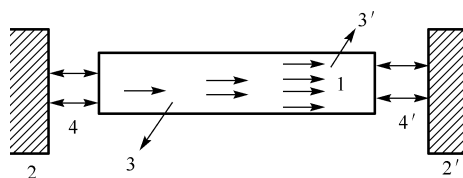


图 1.11 平行平面光学谐振腔

图中 1 代表具有粒子分布反转的激活介质，2、2' 代表平行平面反射镜对，通常其平行度要保持几个弧度秒以内，3、3' 代表不沿轴向传播的光线，很快成为散射光，4、4' 代表沿介质轴向传输并垂直于光腔二端面反射镜，来回多次反射的光束，当反射镜之一的透射率不为零时会有光输出，通常即为激光。

对反射镜对的相互配置有一定限制，依赖于两个镜面的曲率半径和间距大小，光线在反射镜间来回反射或称光振荡，可以是稳定的或不稳定的，一般设计的激光谐振腔，需要满足稳定条件。若令两个镜面的曲率半径为 r_1 及 r_2 ，镜间距离为 e ，光学谐振腔稳定的条件为

$$0 \leq \left(1 - \frac{e}{r_1}\right) \left(1 - \frac{e}{r_2}\right) \leq 1 \quad (1.31)$$

对平面平行腔， $r_1 = r_2 = \infty$ 是属极限情况。对低增益的激光介质，谐振腔镜面的反射率要求很高，通常反射镜面镀多层介质膜，其反射率可达 99.9% 以上，对红外及紫外器件，也可直接镀金属，如镀金、镀银，对高增益、大功率器件也有用非稳腔结构，反射镜的输出端不镀膜，甚至镀减反膜，此外行波腔等其他类型结构的应用，也在特定器件中使用。

(4) 激光器振荡的阈值条件

通常由于介质的吸收、散射，晶体的不完整性。反射镜的透过率不为零等因素，激活介质的腔内损耗必然存在。为了形成激光，光在粒子数反转介质中来回传播，其每次的行程的增益必须克服或大于损耗，才能使振荡持续。当振荡中光放大的增益等于光损耗的条件，称为振荡的阈值，一旦介质的增益超出阈值增益，光强的增长将非常激烈。假定激光介质的增益与损耗的条件是均匀分布，则光在谐振腔中来回一次的增益 G 为

$$G = \frac{\text{终态的辐照度}}{\text{初态的辐照度}} = R_1 R_2 e^{2(k-r)L}$$

式中， R_1 、 R_2 是二端镜面的反射率， L 为激活介质的长度， k 为增益系数， r 为损耗系数。当 $G = 1$ 时为振荡的阈值条件，对二能级间光束传输的小信号增益系数 k 为

$$k = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) B_{21} \frac{h\nu_{21} n}{C} \quad (1.32)$$

式中， N_2 、 N_1 为 E_2 及 E_1 态的粒子数密度， g_2 、 g_1 是二态能级的简并度， n 为介质的折射率， C 为真空光速。对应阈值 k_{th} 的粒子数密度差

$$N_{th} = N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \quad (1.33)$$

与此相应 $k_{th} = r + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right)$ 。

当 $k \geq k_{th}$ 激光可持续产生振荡并产生输出, 原则上已知 R_1 、 R_2 、 L 及体积损耗系数 r , 可估算出所需粒子数密度的反转值。

(5) 激励条件

为了使激光介质形成粒子数反转, 必须有外加的激励手段, 依赖于激光介质的类型, 其激励方式是很不相同的。通常对晶体激光介质, 只能用光泵激励, 要选择光泵辐射的光谱与介质相应的吸收光谱相匹配, 为了光泵的激励效率, 外加的聚光系统也是必不可少的。光泵的光源可选择高压氙灯、氟灯、汞灯, 有连续与脉冲的工作方式, 其形式有直管形、共轴式, 或螺旋形等, 一般选用市售商品便于更换。近年来, 更有用二极管激光器作为晶体的激励光源, 因为二极管激光器体积小, 效率高, 发光效率常达 60%~70%, 与上能级吸收能更有效匹配。是较理想的全固化小型泵源, 半导体激光器的多片集成, 连续输出功率已达千瓦级, 本身既是很好的激光器, 又可做成很好的泵源。聚光系统, 通常用椭圆聚光镜; 圆柱聚光镜、漫反射聚光器等增加有效耦合入射泵的光能。为了供给光泵的能量, 尚需有相应的电源, 依赖于连续或脉冲输出, 电源的电压、线路多有不同组合。对重复脉冲及连续激光器、介质、光泵及反射聚光系统, 都要有效的冷却, 以确保多余的热量很快散发, 否则由于激光介质的升温, 不仅会影响激光输出的质量和稳定性, 甚至会使激光器振荡停止。为了估算所需泵光的功率, 可以解光泵粒子分布的速率方程组, 对前述四能级系统, 在阈值条件下, 单位体积介质所需的泵功率 P_{th} , 会有

$$P_{th} = \frac{E_3 8\pi v_0^2 k_{th} \Delta v n^2}{c^2} \quad (1.34)$$

该方程中只考虑了均匀展宽线型对光泵功率的需要, 其中 v_0 是中心发射频率, Δv 是线宽, n 为介质的折射率, 该方程没有涉及装置的几何耦合效率、光源光谱效率、电光转换效率等因素。红宝石激光器是三能级系统, 光泵需要激励至少基态 1/2 的粒子于激发态, 因而泵的阈值功率是较高的。

【例 1.5】 设一对激光能级为 E_2 和 E_1 ($g_2 = g_1$), 相应的频率为 ν (波长为 λ), 各能级上的粒子数为 n_2 和 n_1 。求 (1) 当 $\nu = 3000\text{MHz}$, $T = 300\text{K}$ 时, $n_2/n_1 = ?$ (2) 当 $\lambda = 1\mu\text{m}$, $T = 300\text{K}$ 时, $n_2/n_1 = ?$ (3) 当 $\lambda = 1\mu\text{m}$, $n_2/n_1 = 0.1$ 时, 温度 $T = ?$

解: (1) 根据已知条件得到

$$\begin{aligned} \frac{n_2}{n_1} &= \frac{g_2}{g_1} \exp \left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T} \right) = \exp \left(-\frac{h\nu}{k_B T} \right) \\ &= \exp \left(-\frac{6.626 \times 10^{-34} \times 3000 \times 10^6}{1.38 \times 10^{-23} \times 300} \right) = 0.999 \end{aligned}$$

(2) 根据频率与波长的关系, 进一步得到

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{hc}{k_B T \lambda}\right) = \exp\left(-\frac{6.626 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{1.38 \times 10^{-23} \times 300 \times 1 \times 10^{-6}}\right) = 1.43 \times 10^{-21}$$

(3) 对 (2) 进行对数处理, 得到

$$\ln\left(\frac{n_2}{n_1}\right) = -\frac{hc}{k_B T \lambda}$$

$$\ln 0.1 = -\frac{6.626 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^8}{1.38 \times 10^{-23} \times T \times 1 \times 10^{-6}}$$

$$T = 6626 \text{ K}$$

1.4 典型激光器及其应用

激光器的基本结构包括激光工作物质、泵浦和光学谐振腔。其中, 激光工作物质提供形成激光的能级结构体系, 是激光产生的内因; 泵浦提供形成激光的能量激励, 是激光形成的外因; 光学谐振腔为激光器反馈放大机构, 使受激发射的强度、方向性、单色性进一步提高。

自 1960 年第一台红宝石激光器问世以来, 相继制造出了许多种激光器, 下面简单介绍几种典型的激光器, 着重介绍其工作原理及应用。

1.4.1 激光器的种类

1. 按工作物质分类

根据工作物质物态的不同可把所有的激光器分为以下几大类。

① 固体激光器: 通过把能够产生受激辐射作用的金属离子掺入晶体或玻璃基质中构成发光中心而制成。

② 气体激光器: 根据气体中真正产生受激发射作用之工作粒子性质的不同, 而进一步区分为原子气体激光器、离子气体激光器、分子气体激光器、准分子气体激光器等。

③ 液体激光器: 一类是有机荧光染料溶液, 另一类是含有稀土金属离子的无机化合物溶液, 其中金属离子 (如 Nd) 起工作粒子作用, 而无机化合物液体 (如 SeOCl) 则起基质的作用。

④ 半导体激光器: 通过一定的激励方式 (电注入、光泵或高能电子束注入), 在半导体物质的能带之间或能带与杂质能级之间, 激发非平衡载流子而实现粒子数反转, 从而产生光的受激发射作用。

⑤ 自由电子激光器: 工作物质为在空间周期变化磁场中高速运动的定向自由电子束, 只要改变自由电子束的速度就可以产生可调谐的相干电磁辐射。

2. 按激励方式分类

① 光泵式激光器: 以光泵方式激励的激光器, 包括几乎是全部的固体激光器和液体激光器, 以及少数气体激光器和半导体激光器。

② 电激励式激光器: 大部分气体激光器均是采用气体放电 (直流放电、交流放电、脉

冲放电、电子束注入) 方式进行激励的。而一般常见的半导体激光器多是采用结电流注入方式进行激励的。某些半导体激光器亦可采用高能电子束注入方式激励。

③ 化学激光器: 利用化学反应释放的能量对工作物质进行激励的激光器。希望产生的化学反应可分别采用光照引发、放电引发、化学引发。

④ 核泵浦激光器: 指专门利用小型核裂变反应所释放出的能量来激励工作物质的一类特种激光器, 如核泵浦氦氖激光器等。

3. 按运转方式分类

① 连续激光器: 工作物质的激励和相应的激光显示, 可以在一段较长的时间范围内以连续方式持续进行。由于连续运转过程中往往不可避免地产生器件的过热效应, 因此多数需采取适当的冷却措施。

② 单次脉冲激光器: 工作物质的激励和相应的激光发射, 从时间上来说均是一个单次脉冲过程, 一般的固体激光器、液体激光器以及某些特殊的气体激光器, 均采用此方式运转。

③ 重复脉冲激光器: 其显示为一系列的重复激光脉冲, 器件可相应以重复脉冲的方式激励, 或以连续方式进行激励但以一定方式调制激光振荡过程, 以获得重复脉冲激光显示。

④ 调激光器: 采用一定的技术以获得较高显示功率的脉冲激光器, 其工作原理是在工作物质的粒子数反转状态形成后并不使其产生激光振荡(开关处于关闭状态), 待粒子数积累到足够高的程度后, 突然瞬时打开开关, 从而可在较短的时间内形成十分强的激光振荡和高功率脉冲激光显示。

⑤ 锁模激光器: 采用锁模技术的特殊类型激光器, 其工作特点是由共振腔内不同纵向模式之间有确定的相位关系, 可获得一系列在时间上来看是等间隔的激光超短脉冲序列, 若进一步采用特殊的快速光开关技术, 还可以从上述脉冲序列中选择出单一的超短激光脉冲(见激光锁模技术)。

⑥ 单模和稳频激光器: 单模激光器是指在采用一定的限模技术后, 处于单横模或单纵模状态运转的激光器。稳频激光器是指采用一定的自动控制措施使激光器显示波长或频率稳定在一定精度范围内的特殊激光器件, 在某些情况下, 还可以制成既是单模运转又具有频率自动稳定控制能力的特种激光器件(见激光稳频技术)。

⑦ 可调谐激光器: 激光器的显示波长是固定不变的, 但采用特殊的调谐技术后, 使得某些激光器的显示激光波长, 可在一定的范围内连续可控地发生变化, 这一类激光器称为可调谐激光器。

4. 按显示波段范围分类

① 远红外激光器: 显示波长范围处于 25~1000 微米之间, 某些分子气体激光器及自由电子激光器的激光显示即落入这一区域。

② 中红外激光器: 指显示激光波长处于中红外区(2.5~25 微米)的激光器件, 代表为 CO 分子气体激光器(10.6 微米)、CO 分子气体激光器(5~6 微米)。

③ 近红外激光器: 指显示激光波长处于近红外区(0.75~2.5 微米)的激光器件, 代表为掺钕固体激光器(1.06 微米)、CaAs 半导体二极管激光器(约 0.8 微米)和某些气体