

## 第 14 章现代光学系统

随着光学技术的不断发展，新的光源(激光)和接收器件(r)c}的出现，产生了许多新的光学系统，本章介绍几种现代光学系统。

### 14.1 激光

20 世纪初爱因斯坦根据量子理论曾预言可能出现一种新的光束。1960 年世界上第一台红宝石激光器问世，我国也于 1961 年成功地研制了红宝石激光器和氦氖激光器，所以中国激光研究起步并不算晚。

#### 1. 激光

##### 1) 激光的特点

激光与普通光源不同，它具有亮度高，方向性、单色性和相干性好等特性，这些特性是普通光源发出的光所达不到的。

(均激光的方向性以及高亮度。

任何一个光源总是有一个发光面，并通过发光面向外发光，如日光灯，它的发光面是涂有荧光物质的玻璃管，而接电源的两个端面并不向外发光。由于光线是直线传播的，因此可用发光面上的每一点向发光方向画出的直线来代表该点发出的光线，并称两光线之间的最大夹角为该光源发出光的发散角  $2B$ ，如图 14-1(a)所示。图中  $CAA'$  与  $OE$  之间的夹角最大，故日光灯的发散角  $2B = 180^\circ$ 。而激光器则不同，由于它的发光面仅仅是一个端面  $h$  的一个圆光斑(以氦氖激光器为例，其光斑半径仅为十分之一毫米)，所以激光器通过这一光斑向外发出的光的发散角  $2B = 0.18^\circ$  如图 14-1(b)仅为毫弧度数量级。

图 14-1 发散角图

(a)  $2B = 180^\circ$ ; (b)  $2B = 0.18^\circ$

激光束是在空间传播的圆锥光束，如图 14-2 所示。可用立体角表示光束发射的情况。

面积为  $S$  的一块球面对  $Q$  点所张的立体角为  $\Omega$ ，等于这块面积  $S$  与球半径  $R$  的平方之比，即

$$\Omega = \frac{S}{R^2}$$

而当  $\theta$  角很小时，其立体角为

$$\Omega = \pi \theta^2$$

$$\theta^2 = \frac{\Omega}{\pi}$$

$$\theta = \sqrt{\frac{\Omega}{\pi}}$$

当  $\theta = 10^{-3} \text{rad}$ ， $r = 10^{-3} \text{m}$ ——这就是说，一般的激光器只向着数量级约为  $10^{-6} \text{sr}$  的立体角范围内输出激光光束。由此可见，激光的方向性比普通光源发出的光好得多。

一个发光面积为  $dS$  的光源，在时间  $d\tau$  内向着法线方向上的立体角  $d\Omega$  范围内发射的辐射能

量为  $dE$ ，则光源表面在该方向上的亮度  $L$  为

$$L = \frac{dE}{dS d\tau d\Omega}$$

$dSd, \} d\}$

(14-1)

$L$  为单位面积的光源表面在其法线方向上的单位立体角范围内传输出的辐射功率。从式(14-1)可以看出,在其他条件不变的情况下,光束的立体角  $d\Omega$  越小,亮度越高;发光时间  $d\tau$  越

短,亮度也就越高。而一般的激光光束的立体角可小至  $10^{-6}$  数量级,比普通光源发出的立体角

小百万倍,因此,即使两者在单位面积上的辐射功率相差不大,激光的亮度也比普通光源高上百

万倍;并且激光的发光时间很短(如红宝石激光器发一次激光的时间约为  $10^{-4}$  s),所以光输出功

率可以很高。

总之,正是由于激光能量在空间和时间上的高度集中,才使得激光具有普通光所达不到的高

亮度。

[2]激光的单色性和时间相干性。

①激光的单色性。同一种原子从、个高能级  $E_2$  跃迁到另一个低能级  $E_1$ , 总要发出一条频率

为  $\nu$  的光谱线。其频率为

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

$$\nu = \frac{1}{h} L$$

式中:  $h = 6.626 \times 10^{-34}$  为普朗克常数。

实际上,光谱线的频率并不是单一的,总有一定的频率宽度  $d\nu$ ,这是由于原子的激发态总有

一定的能级宽度以及其他原因引起的。在图 1-1 中,曲线  $Y$  表示一条光谱线内光的相对强度按频率,分布的情况。 $f(\nu)$  称为光谱线的线型函数。不同的光谱线可以有不同形式的  $f(\nu)$

0

若令  $\nu_0$  为光谱线的中心频率,当  $\nu \rightarrow \nu_0$  时,  $f(\nu)$  为极大值,则将  $f(\nu) = 0.5 f(\nu_0)$  时所对应的两

个频率,  $\nu_1$  与  $\nu_2$  之差的绝对值作为光谱线的频率宽度  $\Delta\nu$ , 即

$$\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$$

与频率宽度相对应,光谱线也有一个波长宽度  $\Delta\lambda$ , 并且  $\Delta\lambda$  与  $\Delta\nu$  有如下的关系:

$$\Delta\lambda$$

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\nu^2} \Delta\nu$$

$$\Delta\nu$$

由此可见,对于一条光谱线来说,若已知  $\Delta\lambda$ 。则可求出  $\Delta\nu$ , 反之亦然。

一般地说,宽度  $\Delta\lambda$  与  $\Delta\nu$ , 越窄,光的单色性就越好。例如,在普通光源中,同位素  $^{85}\text{Rb}$  灯发

出的波长  $\lambda = 780$  nm 的光谱线,在低温条件下,其宽度  $\Delta\lambda = 0.001$  nm 而单模稳频氦氖激光器发

出的波长  $\lambda = 632.8$  nm 的激光,其  $\Delta\lambda = 10^{-7}$  nm

②激光的时间相干性。以第 2 章讲过的迈克尔逊干涉仪为例,由光源射来的单色光,在分光

镜上分为两束光  $a$  和  $b$ , 这两束光经过不同的路径最后在屏上发生干涉。而反射镜每移动

屏尸中心处两束光干涉后的光强度  $I$  将亮、暗交替变化一次，其光程差为  $2L$  (K 为亮暗交替的次数)。我们知道，包括激光在内的一切光束都不会是完全单色的，总有一定的波长宽度  $\Delta\lambda$ ，最短的波长为  $(\lambda - \Delta\lambda)$ ，最长的波长为  $(\lambda + \Delta\lambda)$ 。在这一范围内，每一波长的光在屏尸中心处干涉后的合成光强度亮、暗交替的情况均如上所述，但合成强度达到峰值的光程差  $L$  的数值却因波长不同而有所不同。当光程差达到某一数值  $\Delta L$  时，波长为  $(\lambda - \Delta\lambda)$  的第  $K+1$  个强度峰值与波长为  $(\lambda + \Delta\lambda)$  的第  $K$  个强度峰值将重合在一起，至此以后，光程差再增加，则屏 P 中心处已不能再观察到亮、暗交替的现象，如图 14-4 所示。因此波长宽度  $\Delta\lambda$  的光

能够在屏 P 中心处形成合成强度亮、暗交替的条件是

$$2L \leq \Delta L = \frac{L}{\Delta\lambda} \Delta\lambda$$

式中  $\Delta L_{\max}$  为相干的最大光程差。

$$\Delta L_{\max} = 2L$$

相干长度

$$L_c = \frac{2L}{\Delta\lambda}$$

由式 (14-2) 可以看出，当光谱线的波长  $\lambda$  一定时，其波长宽度  $\Delta\lambda$  越窄，可相干的最大光程差  $\Delta L$  也越长。我们称可相干的最大光程差  $\Delta L$  为相干长度，记为  $L_c$ 。则光通过相干长度所需的时间称为相干时间，记为  $\tau_c$ 。并有  $\tau_c = L_c / c$ ，把  $\tau_c = L_c / c$  代入式 (14-2) 中，可得

$$L_c = \frac{2L}{\Delta\lambda} = \frac{2L}{\lambda} \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{2L}{\lambda} \frac{1}{\frac{\Delta\lambda}{\lambda}} = \frac{2L}{\lambda} \frac{1}{\Delta\lambda/\lambda}$$

相干长度

$$L_c = \frac{2L}{\lambda} \frac{1}{\Delta\lambda/\lambda}$$

图 14-3 光谱的线型函数

因  $\Delta\lambda/\lambda$  故由上式可得

图 1-4 相干长度

才二之

选分

人 Z

$$L_c = \frac{2L}{\lambda} \frac{1}{\Delta\lambda/\lambda}$$

$$(14-2)$$

由式 (14-2) 可以看出，当光谱线的波长  $\lambda$  一定时，其波长宽度  $\Delta\lambda$  越窄，可相干的最大光程差  $\Delta L$  也越长。我们称可相干的最大光程差  $\Delta L$  为相干长度，记为  $L_c$ 。则光通过相干长度所需的时间称为相干时间，记为  $\tau_c$ 。并有  $\tau_c = L_c / c$ ，把  $\tau_c = L_c / c$  代入式 (14-2) 中，可得

把  $\tau_c = L_c / c$  代入式 (14-2) 中，可得

$$c) \{=\text{瓦}$$

又因为  $\Delta \nu = \frac{1}{\Delta t}$ ,  $\Delta \nu = \frac{1}{\Delta t}$ , 所以可得

$$\Delta \nu = \frac{1}{\Delta t} \quad (14-3)$$

上式表示光谱线的频率宽度  $\Delta \nu$  越窄, 相干时间  $\Delta t$  越长。

通过上面的讨论可以看出, 在迈克尔逊干涉中, 由同一光源在相干时间  $\Delta t$  内不同时刻发出

的光, 经过不同的路程到达屏 P 中心处将能产生干涉, 光的这种相干性就称为时间相干性。

可见, 光的相干长度越长, 光的时间相干性越好。例如, 以 He-Ne 作光源的干涉仪, 理论上其可相干的

最大光程差  $\Delta L_{\max}$  但利用氦氖激光器作光源, 其可相干的最大光程差可达几十千米, 所以激光的时间相干性比普通光源所发出的光好得多。

(3) 激光的空间相干性。

所谓空间相干性系指同一时间, 由空间不同点发出的光波的相干性。

在第 2 章杨氏双缝干涉实验中, 采用狭缝作为线光源, 当光源的宽度  $2b$  内各点所发出的光

通过空间不同的点 S<sub>1</sub> 和 S<sub>2</sub> 时, 若其张角  $\theta < \frac{\lambda}{2b}$ , 则将会在观察屏上发生干涉, 这就是空间

相干性。

若用单模激光器作为单色光源进行杨氏实验, 则可用激光直接照明 p 和 s<sub>1</sub> 不必再使用狭

缝。由于这种激光光束在其截面不同点上有确定的位相关系, 因此可产生干涉条纹。即激光光

束的相干性是很好的。

## 2. 光学谐振腔

光学谐振腔是一种 F-P 干涉仪。腔内为驻波场, 腔外为行波场。它的作用是使激光在腔内

反复传播以达到一定的增益系数, 最后达到增益饱和发出稳定的激光。

光学谐振腔不仅是产生激光的重要条件, 而且是直接影响激光器工作特性和激光输出特性

的极其重要的因素, 例如激光器的输出功率、频率特性、光强分布特性、光束发散角的大小等, 都

与谐振腔的结构有着极其密切的关系。

### 1) 光学谐振腔的稳定条件

激光器中常用的光学谐振腔主要有平行平面腔、凹面反射镜腔、平面凹面腔, 如图 14-5 所

示。而就其结构的稳定性而言, 光学谐振腔又可以分为稳定谐振腔和非稳定谐振腔, 如图 14-6

所示。

1) 阴,

}

}

扮资亏一 i }-}

a}

图 14-5 激光器中常用的光学谐振腔

对于腔长为  $l$ ，反射镜曲率半径分别为  $R_1$  和  $R_2$  的谐振腔，其稳定条件为

$$0 < (1 - \frac{l}{R_1})(1 - \frac{l}{R_2}) < 1 \quad (14-5)$$

若令

$$g_1 = 1 - \frac{l}{R_1}, \quad g_2 = 1 - \frac{l}{R_2}$$

则稳定条件就变为

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (14-6)$$

为了直观起见，常用稳定图图 14-7 表示稳定条件。令  $W$  为横坐标， $g_2$  为纵坐标，则

图 14-7 是图中的双曲线。图中无斜线区和坐标原点是满足稳定条件的稳定区，斜线处是非稳定区。对于每一种腔，均可算出一组  $W, g_2$  值，相应地在图上可以找到一点。如落在稳定区就是稳定腔，落在非稳定区则是非稳定腔。图中双曲线和横坐标 (原点除外) 代表稳定性较差的腔，只有某些傍轴光线能在腔内来回反射而不逸出腔外。

图 14-6 激光器中光学谐振腔图 14-7 稳定图条件

## 2) 激光的纵模和横模

### (1) 激光的纵模。

光波也是种电磁波，每一种光都是具有一定频率的电磁振荡，当谐振腔满足稳定条件时，在谐振腔内就构成一种稳定的电磁振荡。这种电磁振荡与谐振腔参数及振荡模式之间有着密切的联系，如图 14-8 所示为一平行平面腔，对于沿轴线方向传播的光束，由于两平面反射镜镜面的反射而形成干涉，其谐振条件为

$$2nL = m\lambda \quad (14-7)$$

式中： $n$  为激光介质的折射率； $L$  为谐振腔长度； $\lambda$  为振荡波长； $m$  为正整数。也就是说不是任一波长的光都能在谐振腔内形成稳定的振荡，只有谐振腔的光学长度等于半波长整数倍的那些光

波才能形成稳定的振荡。把式 (14-7) 写成频率的形式为

$$\nu = \frac{mc}{2nL} m$$

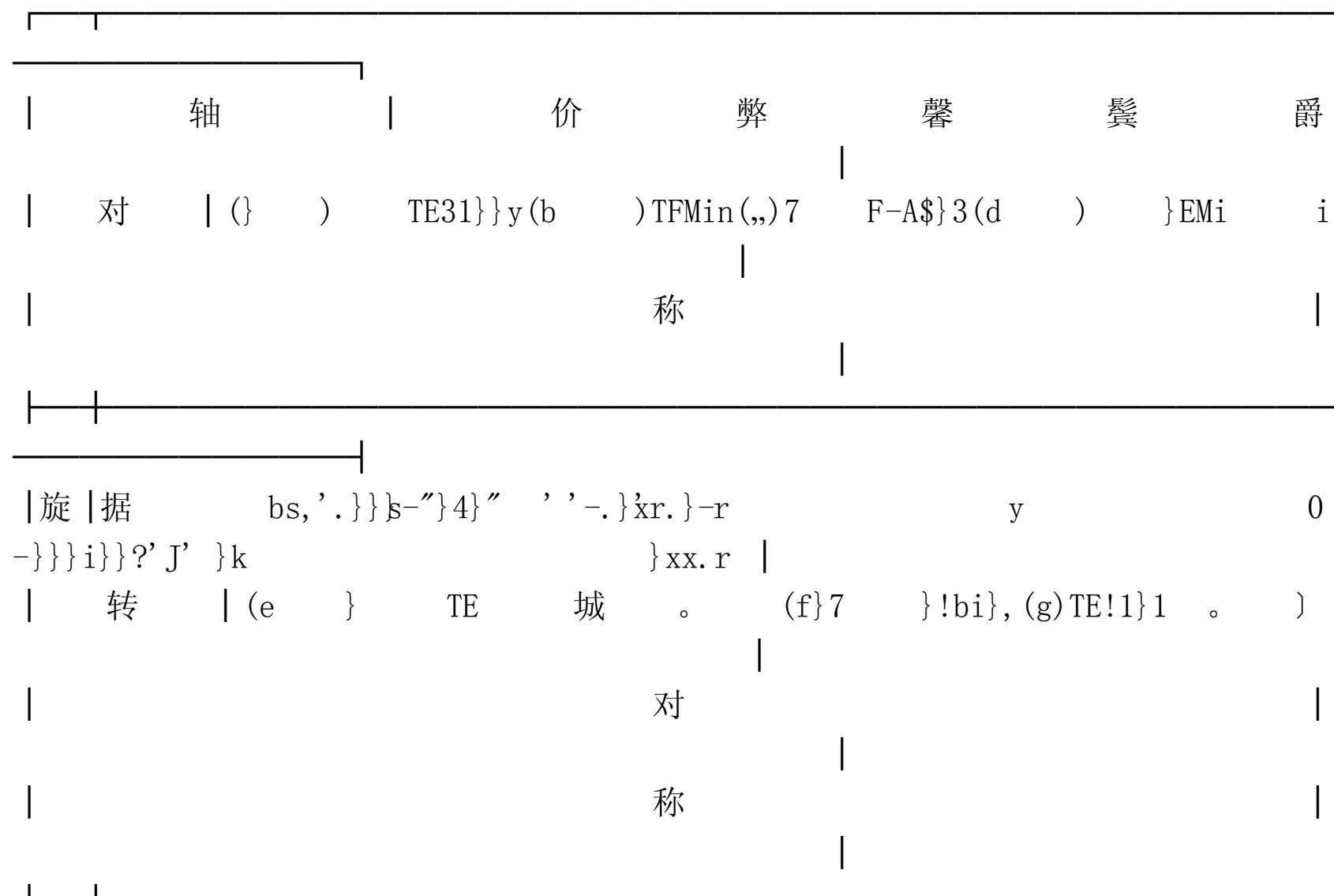
式中： $c$  为真空中的光速。

由于  $q$  可以取任意正整数，所以原则上谐振腔内有一无限多个谐振频率，每一种谐振频率的振荡代表一种振荡方式，称为一个“模式”。对于上述沿轴向传播的振动，称为“轴向模式”，简称“纵模”。而实际上由于每一种激活介质都有一个特定的光谱曲线，且由于谐振腔存在着透射、衍射及散射等各种损耗，所以只有那些落在增益曲线范围内，并且增益大于损耗的那些频率才能形成激光。可见，激光器输出激光的频率并不是无限多个，而是由激活介质的光谱特性和谐振腔频率特性共同决定的，在这里谐振腔起了一种频率选择器的作用，正是由于这种作用，才使激光具有良好的单色性。

### (2) 激光的横模。

在使用激光器的过程中，可以观察到激光输出的强弱和光斑形状，除了对称的圆形光斑以外，有时还会出现一些形状更为复杂的光斑，如图 14-9 所示。激光的纵模也就是对应于谐振腔中纵向不同的稳定的光场分布，而光场在横向不同的稳定分布，则通常称为不同的横模。图 14-9 就是各种横模的图形。

激光的模式一般用  $J_m^q$  来标记，其中  $q$  为纵模序数， $m$  为横模序数。图 14-9 中 (a) 所画的图形称为基模，记作  $TE_{00}^1$ ，而其他的横模称为高阶 (序) 横模。角标代表光强分布



### 14-8 平行平面腔图 14-9 各种横模图形

在 x 方向上的极小值的数目，n 代表光强分布在 Y 方向上的极小值的数目。

通常激活介质的横截面是圆形的，所以横模图形应是旋转对称的。但却常出现轴对称横模，这是由于激活介质的不均匀性，或谐振腔内插入元件(如布儒斯特窗)破坏了腔的旋转对称性的缘故。

横模与纵模之间是有联系的。纵模和横模各从一个侧面反映了谐振腔内稳定的光场分布，只有同时用纵模和横模两个概念才能全面反映腔内的光场分布。另外，不同的纵模和不同的横模都各自对应不同的光场分布和频率，但不同的纵模光场分布之间差异甚小，不能用肉眼观察到，所以人们只能从频率的差异对之加以区分；而不同的横模，由于其光场分布差异甚大，可以很容易的从光斑图形加以区分，但应注意不同的横模之间也有频率的差异。

#### 3)激光器分类

按激光物质分类，激光器有：固体激光器、液体激光器、气体激光器和半导体激光器，其中半导体激光器最有发展前途。它的优点是发光效率高、体积小。不足之处是因发光面尺寸小，窄的方向不是 y，m 宽的方向也只有几微米，衍射角大，且两个方向发散角不等，如  $300 \times 120 \mu\text{m}$  如何压缩发散角和光束整形是半导体激光器亟待解决的问题。

#### 3.高斯光束

在凹面镜所构成的稳定的谐振腔中产生的激光束既不是均匀平面光波，也不是均匀球面光波，而是一种结构比较特殊的高斯光束，如图 14-10 所示。高斯光束沿 z 轴方向传播的。

图 14-10 特殊的高斯光束  
电矢量 E 的复振幅表达式为

$E =$

$E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)}\right] \exp\left[-ikz - i\left(\frac{\pi}{2} - \arctan\frac{z}{R(z)}\right)\right]$

$(14-8)$

振幅部分

位相部分

式中： $r$  是光轴(z轴)上某点的光斑半径，它是 z 的函数

$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}$

$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$

$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z}\right)^2\right]$

式中： $w_0$  是光轴(z轴)上某点的光斑半径，它是 z 的函数

$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda R}{\pi}}$

$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda R}{\pi}}$

$L \sqrt{z^2 + z_R^2}$

(14-9)

。是  $z=0$  处的光斑半径，称为“束腰”，它是高斯光束的一个特征参量。

$R(x)$  是  $z$  处波阵面的曲率半径，也是  $x$  的函数

$$R(x) = \frac{z^2 + z_0^2}{2xz}$$

， $z_0$  为束腰半径。

(14-10)

功函数是与  $z$  有关的位相因子

$$\phi(z) = \frac{\pi}{\lambda} \int_0^z \frac{dx}{R(x)}$$

。

(14-11)

下面对式 (14-8) 进行分析。

(1) 当  $z=0$  时，将式 (14-10) 代入式 (14-8)，可得

公式

$$E(x, 0) = E_0 \exp\left[-\frac{x^2}{z_0^2}\right]$$

$$\exp\left\{i\left[\frac{\pi}{\lambda} \int_0^z \frac{dx}{R(x)}\right]\right\}$$

(14-12)

所以有

并由式 (14-11) 可知，当  $z=0$  时， $\phi(z)=0$ 。若令

$$\phi(z) = \frac{\pi}{\lambda} \int_0^z \frac{dx}{R(x)} \quad (14-13)$$

$z = z_0 + i\eta$ ，并将各相应值代入式 (14-8)，

便得到  $z=0$  处的电矢量  $E$  的复振幅表达式为

式 (14-12) 变为

$$E(x, 0) = E_0 \exp\left[-\frac{x^2}{z_0^2}\right] \exp\left\{i\left[\frac{\pi}{\lambda} \int_0^z \frac{dx}{R(x)}\right]\right\}$$

式 (14-13) 变为

(14-14)

从上式可见，①当  $z=0$  时，位相部分消失，此时的波阵面是等相面；②振幅部分是一个指数表达式，称之为高斯函数，并将振幅的这种分布称为高斯分布。

曲线，由图可知当  $P=0$  即光斑中心处振幅的值最大，为

$$A = A_0 \exp\left[-\frac{x^2}{z_0^2}\right]$$

而当

图 14-11 为  $z=0$  处  $E$  的分布

式 (14-12) 变为

$$E(x, 0) = E_0 \exp\left[-\frac{x^2}{z_0^2}\right]$$

式 (14-13) 变为

$$E(x, 0) = E_0 \exp\left[-\frac{x^2}{z_0^2}\right]$$

此时电矢量下降到极大值的  $1/e$ 。若  $P$  继续增大，则  $E$  值继续下降而逐渐趋向于零。可见光斑中心最亮，向外逐渐减弱，且无清晰的轮廓。故通常以电矢量振幅下降到中心值的  $1/e$  倍处的光斑半径  $w_0$  作为光斑大小的量度，称为束腰。

从上面分析看到，高斯光束在  $z=0$  处的波阵面是一平面，这一点与平面波相同，但其光强分布是一种特殊的高斯分布。这

图 14-11  $z=0$  处打

分布曲线图



一点不同于均匀平面波。正是由于这一差别，决定了它向z方向传播时不再保持平面波的特性，而以高斯球面波的特殊形式传播。

(2)当  $x = z > 0$  时，电矢量 E 的复振幅表达式为

194

$E =$

$E_0 \exp\{$

$i\pi z / \lambda$

$-\frac{\pi}{2} \left( \frac{z}{R} \right)^2$

$\} \exp\{i\pi (y^2 + z^2) / \lambda R\}$

$\} \exp\{i\pi z / \lambda$

$\} \exp\{i\pi (y^2 + z^2) / \lambda R$

$\} \exp\{i\pi z / \lambda$

$\} \exp\{i\pi (y^2 + z^2) / \lambda R$

①位相部分表示此时的高斯光束的波阵面是一球面，其曲率半径为  $R(z)$

$R(z) = z \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z_0}{z} \right)^2 \right]^{1/2}$

$\lambda z_0$

$\lambda z_0$

(14-16)

即波阵面的曲率半径  $R(z)$  ( $x, z > 0$ )，且  $R$  随  $z$  而异。这意味着波阵面的球面的曲率中心不位于

原点处，并随  $z$  的变化而不断变化，如图 X4-12 所示。

②振幅部分与  $x = 0$  处相仿，仍为中心最强，同时按高斯函数形式向外逐渐减弱。

③光束的发散角用  $\theta$  表示，如图 14-13 所示。

图 14-12 高斯光束

(3)当  $z = -x_0$  时的情况与  $z = x_0$

图 14-1

情况相似，它的振幅分布与

光束发散角

$x_0$  处完全一致，只是

$R(z = -x_0) = -R(z = x_0)$ ，且在  $z = x_0$  处为一向  $x$  方向传播的发散球面波，而在  $z = -x_0$  处，则是向  $-x$  方向传

播的会聚球面波，两者曲率半径的绝对值相等。

综上所述，式(14-15)表示高斯光束是从  $z < 0$  处沿  $z$  方向传播的会聚球面波，当它到达  $z =$

$0$  处变成一个平面波，当继续传播时又变成一个发散球面波，而光束各处  $t$  的光强分布均为高斯

分布。

1.4 激光光束探讨

从预见激光可能出现到研制成激光器这段过程，科学工作者采用的是理论物理的方法。但

是激光器问世以后，由于它的强度高，很易观察到光束的走向，即光强空间分布的包络线， $J$  的高

相干性又使人们很易观察到衍射光斑，后来采用的研究多是运用实验物理方法，即根据观察

到的

光斑形状，假定复振幅，将其代入波动方程(亥姆霍兹方程)，若成立，则认为是波动方程的特解，

得出的结论是不严谨的，尚有待深入探讨。

}”问题

(1)激光谐振腔内是驻波场，有波腹和波节，腔外是行波场，用统一的所谓高斯光束复振幅

表达式式(14-15)显然是没有道理的。

(2)激光谐振腔是法一泊干涉仪的一种，它的特点是光束干涉。一般的法一泊干涉仪因

口径大，衍射现象不明显，激光谐振腔则不然，口径很小，衍射不可忽略，且激光在腔内往返传播，

每次均发生衍射，衍射后多光束在接收屏上干涉叠加(激光相干性强，如单模氦氖激光相干长度

几十千米)，所以腔外激光束是多光束衍射干涉的结果，可惜的是现有的激光书中只分析了多次

衍射，而没有考虑多光束干涉。

(3)激光光束口径远小于谐振腔反射镜通光口径(一般为1/5)，原因为何，尚未有人对此做出合理地解释。

(4)一个理想的激光理论上只能单横模(基模)输出，可以说同一厂家生产的同一型号的激光器，有的是单横模，有的是多横模，原因何在?根据多横模的光强分布假定复振幅，代人波动方

程，认为其是波动方程的解，这种处理方法严谨吗?

(5)高斯光束的特点是截面光强分布中心强，随着口径的增大，逐渐变小，而且光强为中心

1/e时忽略了，如按此，爱里斑也是所谓的高斯光束了。光强中心  $I_0/I_e = 1/2.15$  忽略吗?

眼睛和光电器件对这样的相对强度肯定有响应。

}”所谓的束腰是什么概念?它是所谓高斯光束特有的吗?由光学系统像面附近光强分布可知，任何理想光学系统像面处为爱里斑，爱里斑半径  $r_a =$

$1.22 \lambda f$

刀

$r$ ，对于望远系统焦面处  $r =$

$1.22 \lambda f$ ，任何激光器均可视为 F 数很大的望远系统，如腔长  $L = 100 \text{ m}$ ，反射镜通光口径  $D =$

$2 \text{ m}$  的氦氖激光器的共焦腔，其在谐振腔中点的爱里斑半径  $r_Q = 193 \text{ mm}$  由于衍射是普遍存

在的，任何望远系统均存在束腰，它不是激光光束的专利。

2.探讨

所谓的高斯光束复振幅表达式中有一按二次方衰减。其实正如第 3 章所述，只要发生衍射

复振幅就是不均匀的，复振幅表达式中有一衰减系数  $D$ 。比如圆孔衍射，中心点  $I_0/I = 1$  几何

阴影区边界  $(P = Ma) \cdots D = 0.5$ 。根据多光束干涉及衍射，则腔外复振幅为

$E = E_0 e^{-\alpha z}$

$\alpha = \alpha_0 + j\beta$

迅速

衰减

$E = E_0 e^{-\alpha z} e^{j(\omega t - \beta z)}$

式中:

$\alpha_0$  为反射镜透射系数;  $R$  为反射镜反射系数;  $D$  为衍射时振幅衰减系数。

按式(3-1)计算, 即

$$P = P_0 (1 - R)^2 e^{-2\alpha_0 L}$$

矛盾: 兰土一\一一 2}R +}, 厂:。 了\_了, ,, 卫三、, 了、 :\_

$E = D \cdot A \cdot e^{-\alpha z} e^{j(\omega t - \beta z)}$

$R + LL - \dots, - rL - \dots, \dots, M \text{ 饭}, \dots, \text{气}$

卫)飞

}iJ

(1)-17)

腔外复振幅为

$E = E_0 e^{-\alpha z}$

$1_n 2. \dots z, \dots; s$

, =一一 卫,, 一一

$E, .$

$1 - D \} Re is$

式中:  $T = i$  为透过率;  $R = \rho$  为反射率。

根据谐振条件,  $e^{j\beta L} = 1$ , 故

$2T = 2$

彩=一石, 1

(14-18)

一 D ZR

光强为

$I = E^2$

下面以腔长  $L = 5(10\text{mm})$ , 反射镜口径  $D = 2\text{mm}$ ,  $h = 0$  强规划为 1, 按式(14-19)求得腔外  $z = 0$  处, 和 7, 图 i)-16 所示。

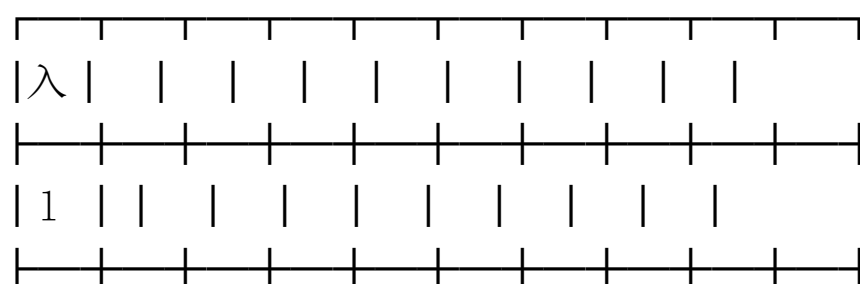
(14-19)

63.8 }., 的平面谐振腔为例, 将中心光  $Sm$  处的光强分布曲线, 如图]14-1}

1 9 R 产 65 月叶, ,, 乙 10

00 汁八 八 月 八 U 八 甘 n 八 口

P -



以上内容仅为本文档的试下载部分，为可阅读页数的一半内容。如要下载或阅读全文，请访问：<https://d.book118.com/006235151025011002>