



# 激光原理与 激光器件

杨齐民 钟丽云 吕晓旭 编著



 云南大学出版社

本书受云南省教育厅高校学术著作出版基金资助

# 激光原理与激光器件

杨齐民 钟丽云 吕晓旭 编著

云南大学出版社

图书在版编目(CIP)数据

激光原理与激光器件/杨齐民,钟丽云,吕晓旭编著. - 昆明:云南大学出版社,2002

ISBN 7-81068-517-1

I. 激... II. ①杨...②钟...③吕... III. ①激光理论②激光器 IV. NT24

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2002)第 106830 号

书 名:激光原理与激光器件

著 者:杨齐民 钟丽云 吕晓旭

责任编辑:朱光辉

封面设计:金 梅

出版发行:云南大学出版社

E-mail: yupress @ sina.com

地 址:昆明市一二·一大街云南大学英华园(邮编:650091)

电 话:发行部(0871)5031071

印 装:云南大学出版社印刷厂

开 本:787mm × 1092mm 1/16

印 张:15

字 数:365 千字

版 次:2003 年 2 月第 1 版 2003 年 2 月第 1 次印刷

印 数:0001 - 1000

书 号:ISBN 7-81068-517-1/TN·5

定 价:38.00 元

## 前 言

本书是在作者多年来一直讲授“激光原理及器件”，并长期从事激光技术及其密切相关的研究工作基础上编写而成。全书共分为十四章，全面介绍了激光受激发射的基本原理、谐振腔理论、激光束的物理性质，并以较大的篇幅介绍了一些常用的激光技术和器件。

作者在第一章中首先对激光的主要物理概念做了简要的概括和描述，力图使读者建立一个激光的初步概念，另外对受激发射的物理本质作了一些描述，以便读者对激光的机理有一个初步的物理图像，对后续各章节的学习也是有益的。第二章讨论了光和物质的相互作用，针对光子系统和粒子系统两个研究对象都具有的大量性、量子性和非平衡过程三个特点，以唯象理论的速率方程为线索进行讲述，并将其从第三章贯穿到第六章。在此基础上，分别介绍了调 $Q$ 、锁模技术和激光放大器。第七章主要讲述倍频技术，重点论述了各种相位匹配理论和技术。第八、第九和第十章主要讲述与谐振腔有关的主要理论，重点论述了一些常见谐振腔中的波函数、高斯光束及其传播规律和常见激光器谐振腔的设计方法。第十一、十二、十三、十四章分别对固体激光器、气体激光器、半导体激光器以及一些其他激光器作了简要的介绍，重点是工作物质的能级结构、典型激光器的结构及特点，为读者设计和使用激光器打下一定基础。每章末附有习题，供读者练习选用。

本书第一、二、三、六、七章由杨齐民编写；第四、九、十二、十四章由吕晓旭编写；第五、八、十、十一章由钟丽云编写；第十三章由吕晓旭、钟丽云和杨齐民共同编写。由于编者水平有限，书中难免还存在一些缺点和错误，殷切希望广大读者指正。

最后，作者感谢云南省教育厅高校学术著作出版基金委员会对本书出版的资助。

杨齐民 钟丽云 吕晓旭  
二〇〇二年三月于昆明

# 目 录

第一章 激光的基本概念 .....	( 1 )
1-1 激光振荡器 .....	( 1 )
1-2 激活介质的本质 .....	( 3 )
1-3 激光器振荡的阈值条件 .....	( 5 )
1-4 谐振腔的模式 .....	( 7 )
1-5 腔内纵模的频谱线宽 .....	( 9 )
1-6 谐振腔的一次选模作用 .....	( 11 )
1-7 光束的统计性质 .....	( 13 )
1-8 光束的时间相干性 .....	( 15 )
1-9 光束的空间相干性 .....	( 18 )
习 题 .....	( 20 )
第二章 光和物质相互作用 .....	( 22 )
2-1 概 论 .....	( 22 )
2-2 非相干辐射的经典理论 .....	( 24 )
2-3 谱线的加宽 .....	( 27 )
2-4 荧光与非平衡辐射 .....	( 30 )
2-5 平衡辐射与黑体辐射 .....	( 33 )
2-6 吸收和受激辐射的经典理论 .....	( 36 )
2-7 物质对光的色散 .....	( 41 )
2-8 物质对光的宏观散射现象 .....	( 42 )
2-9 非线性光学简介 .....	( 44 )
习 题 .....	( 46 )
第三章 激光器的基本理论 .....	( 48 )
3-1 四能级激光系统的速率方程 .....	( 48 )
3-2 四能级连续激光器的增益 .....	( 50 )
3-3 四能级连续激光器的腔内激光光强 .....	( 53 )
3-4 三能级连续激光器 .....	( 56 )
3-5 连续激光器的输出功率 .....	( 58 )
3-6 连续激光器的张弛振荡 .....	( 62 )
3-7 脉冲激光器 .....	( 63 )
3-8 多模激光器 .....	( 67 )
3-9 频率牵引效应 .....	( 69 )

3-10 单纵模激光器的极限线宽	(71)
习 题	(74)
<b>第四章 调 Q 激光器</b>	<b>(75)</b>
4-1 调 Q 的基本过程	(75)
4-2 调 Q 激光器的速率方程	(76)
4-3 调 Q 激光器的基本参数	(77)
4-4 转镜调 Q	(80)
4-5 晶体光学简介	(81)
4-6 电光 Q 开关	(84)
4-7 连续激光器的调 Q	(87)
4-8 染料调 Q	(90)
4-9 腔倒空技术	(91)
习 题	(92)
<b>第五章 锁模激光器</b>	<b>(94)</b>
5-1 腔内纵模的各种组合	(94)
5-2 锁模激光器的简单原理	(96)
5-3 锁相脉冲的基本参量	(97)
5-4 主动锁模	(98)
5-5 被动锁模	(99)
5-6 超短脉冲的测量	(100)
5-7 超短脉冲的压缩	(101)
习 题	(102)
<b>第六章 激光放大器</b>	<b>(103)</b>
6-1 激光放大器概述	(103)
6-2 激光放大器的速率方程	(103)
6-3 矩形输入脉冲激光放大器	(106)
6-4 稳态激光放大器	(109)
6-5 放大器的带宽	(110)
6-6 放大器的畸变	(111)
6-7 驻入式激光放大器	(112)
6-8 光纤激光放大器	(112)
习 题	(113)
<b>第七章 倍频技术</b>	<b>(114)</b>
7-1 二阶非线性极化	(114)
7-2 非线性振子模型	(115)

---

7-3 非线性晶体 .....	(116)
7-4 非线性介质中光波的传播方程 .....	(120)
7-5 二次谐波的产生 .....	(121)
7-6 相位匹配条件 .....	(124)
7-7 有效非线性系数 .....	(125)
7-8 相位失配的讨论 .....	(128)
7-9 温度相位匹配 .....	(129)
7-10 腔内倍频 .....	(130)
习 题 .....	(132)
<b>第八章 高斯光束 .....</b>	<b>(133)</b>
8-1 高斯光束 .....	(133)
8-2 高阶高斯光束 .....	(136)
8-3 高斯光束的发散角 .....	(137)
8-4 用传播圆研究高斯光束的传播 .....	(138)
8-5 高斯光束通过透镜和不同介质的传播 .....	(140)
8-6 光线的传播矩阵 .....	(141)
8-7 高斯光束的传播( $A, B, C, D$ 定理) .....	(143)
8-8 一般成像系统对高斯光束的变换 .....	(144)
8-9 高斯光束的聚焦与扩束 .....	(146)
习 题 .....	(148)
<b>第九章 光学谐振腔 .....</b>	<b>(150)</b>
9-1 光学谐振腔的几何理论 .....	(150)
9-2 共轴球面腔的分类 .....	(151)
9-3 矩形平行平面腔 .....	(152)
9-4 圆形平行平面腔 .....	(155)
9-5 矩形对称共焦腔 .....	(156)
9-6 圆形镜对称共焦腔 .....	(157)
9-7 一般稳定球面腔 .....	(159)
9-8 中小功率激光器的谐振腔设计 .....	(161)
9-9 非稳腔 .....	(162)
习 题 .....	(165)
<b>第十章 光腔工程 .....</b>	<b>(167)</b>
10-1 含有偏振元件的腔 .....	(167)
10-2 法布里-珀洛干涉仪 .....	(170)
10-3 光栅和闪耀光栅 .....	(173)
10-4 含有色散元件的腔 .....	(176)

10-5	腔镜倾斜所带来的影响	(178)
10-6	单纵模运转	(179)
10-7	激光器的频率稳定	(181)
	习 题	(183)
<b>第十一章 固体激光器</b>		<b>(184)</b>
11-1	固体激光器的泵浦系统	(184)
11-2	固体激光器的电源	(186)
11-3	Nd-YAG 固体激光器	(188)
11-4	钕玻璃固体激光器	(190)
11-5	红宝石固体激光器	(192)
11-6	可调谐固体激光器	(193)
11-7	用半导体激光器泵浦的固体激光器	(194)
	习 题	(195)
<b>第十二章 气体激光器</b>		<b>(197)</b>
12-1	氦-氖激光器	(197)
12-2	氩离子激光器	(198)
12-3	二氧化碳激光器	(200)
12-4	氮分子激光器	(202)
12-5	其它气体激光器	(203)
	习 题	(204)
<b>第十三章 半导体激光器</b>		<b>(205)</b>
13-1	半导体的化学键与晶体结构	(205)
13-2	晶体中的电子能带与费米面	(206)
13-3	晶体的布里渊区与电子的能带结构	(208)
13-4	半导体的分类与它们的光学性质	(211)
13-5	半导体的费米面	(213)
13-6	半导体整流二极管和发光二极管	(215)
13-7	半导体同质结激光二极管	(217)
13-8	异质结激光器	(219)
13-9	板条式半导体激光器与分布反馈谐振腔	(220)
13-10	半导体量子阱激光器与表面发射激光器	(222)
13-11	半导体激光器的能带工程	(223)
	习 题	(224)
<b>第十四章 其它激光器</b>		<b>(225)</b>
14-1	有机染料的能级和发光	(225)



## 目 录

---

14-2 染料的速率方程 .....	(225)
14-3 染料激光器 .....	(227)
14-4 自由电子激光器 .....	(227)
14-5 二氧化碳气体动力激光器 .....	(228)
14-6 化学激光器 .....	(229)
习 题 .....	(230)

# 第一章 激光的基本概念

## 引言

激光的英文原名是“Laser”，它是由 Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation 的头一个字母所组成。通常我们说激光这个词，往往有两方面的含义：一方面是指激光束本身。从光学的角度来看，当然激光也是光，它具有传统的光学现象，不过它表现得更为突出和非凡，之所以如此，是由于它是量子相干的，区别于普通的光波；从电子学的角度来看，激光是微波向光波段延伸的结果，它们共同的特点是都是相干电磁波，可以说凡是微波所具有的物理现象，都可以在激光中找到它所对应的现象，但由于光波的波长短，单光子能量高，因而它显示出更加奇特和有用的价值。激光的出现导致了光电子学的产生。人们仿照微波电子学把研究激光物理现象的学科，称为光波电子学，或简称光电子学。电子学的基本理论是以经典电磁学即宏观电动力学为基础的，而激光的基本理论是建立在微观电动力学和量子力学基础上，所以光电子学又被称为量子电子学。

激光的另一个含义是指激光器(即激光振荡器)，它是产生激光束的装置，是一个被称为相干光源的特殊光源。激光物理是研究激光的产生、传播和与物质相互作用过程中的物理现象，它应用物理学中最基本的原理和方法，以及经典力学、量子力学和统计的原理和方法研究上述问题。

本书是学习激光的基础教材，重点讲述激光产生的物理过程，以及实验装置的工作原理。本章将从实验和与无线电波对比的角度，先定性介绍激光的主要概念，避免初学者感到陌生的概念太多，或被数学的汪洋大海所淹没。

### 1-1 激光振荡器

学习激光的基本原理首先应弄清楚两个问题：①激光是怎样产生的？②激光束是什么？我们先来弄清楚第一个问题。我们知道任何无线电波的振荡器，都可由三个部件组成：①放大器，②反馈回路，[能源，如图 1.1-1 所示。其中放大器可由晶体管构成，反馈回路就是 LC 共振回路，它有一共振频率

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (1.1-1)$$

只有当信号的频率为  $\nu_0$  时，回路对它的损耗才最小，它才能得图 1.1-1 电磁波振荡器的构成到放大器的反复放大而振荡。而其它频率的信号则被衰减掉，它具有选频和反馈两个作用，能源是向放大器提供能量，放大器才能工作。

激光器就是光波振荡器，所以它也同样由三个部分组成。第一部分是光波放大器，它被

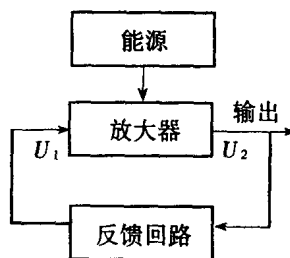


图 1.1-1 电磁波振荡器的构成

称为激光工作物质,当它处于激活状态时,就对光具有放大作用。第二部分叫做谐振腔,它主要对腔内的光波进行选模,也就是说在腔内不是任何频率和沿任何方向传播的光波都能存在,必须是满足某些特殊条件的光波才能存在;谐振腔的另外一个功能是具有反馈作用,腔的两个反射镜使光束反射来回多次通过激活介质被反复放大,这就是反馈作用。对低增益的器件,这种反馈作用是非常必要的。第三部分是泵浦系统,它提供能量给激光工作物质,使工作物质能处于激活状态。

图 1.1 - 2 为一典型的固体激光器。其激光工作物质被称为激光棒,它可以是掺铬离子的红宝石,掺钕离子的钇铝石榴石(简称 YAG) 和掺钕离子的玻璃棒等。这里的铬离子和钕离子是真正能对光起放大作用的,称为激活离子,而红宝石和 YAG 等称为基质材料,仅起着容纳激活离子的作用。光学谐振腔指的是两个反射镜之间包围的空间。这个空间不是封闭的,故称为开放式谐振腔,激光器通常使用的都是开放式谐振腔。

固体激光器常见的泵浦系统,由泵浦灯和椭圆柱面的聚光腔构成,如图 1.1 - 3 所示,泵

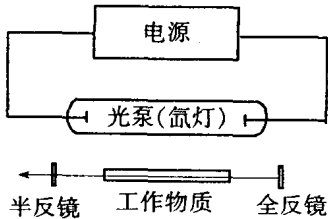


图 1.1 - 2 固体激光器的主要部件

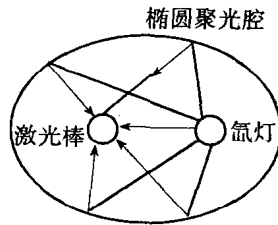


图 1.1 - 3 椭圆聚光腔

浦灯发出的光对激活离子提供能量,使激活离子处于激活状态,聚光腔内壁镀金膜使反射率高达 96% 以上,以减少光的损失。为确保泵浦灯发出的光更有效地会聚到激光棒上,因而把激光棒和泵浦灯分别安放在聚光腔椭圆柱面的两个焦点上。

图 1.1 - 4 所示为一典型的 He - Ne 激光器。其激光工作物质是按一定比例在硬质玻璃或石英玻璃管内充入氦、氖气体(总气压只有几个托)。其中氖原子是真正的激活离子,氦原子是一种辅助气体,谐振腔仍然是由两块镀了介质膜的反射镜组成的开放式谐振腔。泵浦是通过一对电极使玻璃毛细管中的气体产生放电,在放电过程中,具有一定动能的自由电子和处于激发态的其它原子和氖原子碰撞,使氖原子获得能量而处于激活状态,就能对光产生放大作用。毛细管外的气体不进行放电,它们是为了延长激光器的使用寿命而储存起来的。

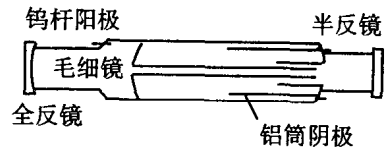


图 1.1 - 4 He - Ne 激光器的结构

图 1.1 - 5 所示为一典型的染料激光器。激光工作物质为有机染料溶液,如溶于酒精的若丹明 6G。染料溶液盛于玻璃容器(染料盒)内。谐振腔也是由两面镀了介质膜的反射镜所组成的开放式谐振腔。这里泵浦笨身就利用其它的激光器来进行的,如氮分子激光器、氩离子激光器或倍频后的 YAG 激光器等。

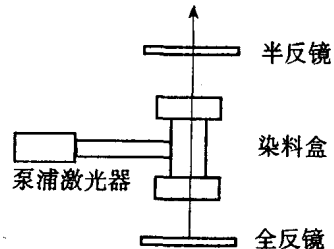


图 1.1 - 5 染料激光器的结构

## 1 - 2 激活介质的本质

为了弄清楚处于激活状态的介质为什么能对光有放大作用,就须弄清光和物质的相互作用。在只考虑单光子与原子、分子的相互作用的一级近似下,光与原子、分子(离子)主要有三种相互作用,即光的吸收、受激发射和自发辐射,如图 1.2 - 1 所示。现分别对它们进行简单介绍。

**吸收:**只考虑二能级的原子和分子系统。设原子系统的两个能级分别为  $E_1$  和  $E_2$ 。设初始时刻有一个原子处于能级  $E_1$ ,有能量为  $h\nu$  的光子入射( $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ )。当其能量等于原子高低能级之差  $E_2 - E_1$  时,原子就可能受激吸收一个光子,跃迁到高能级  $E_2$ 。设跃迁几率为  $W_{12}$ ,它与入射光子浓度和能量成正比

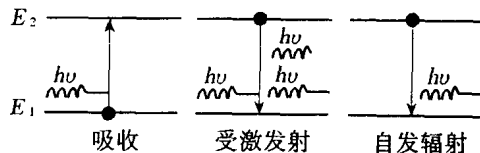


图 1.2 - 1 光和物质相互作用的三种主要过程

$$W_{12} = B_{12}\phi \cdot h\nu \quad (1 - 2 - 1)$$

式中  $\phi$  为入射光子浓度,  $h\nu$  为单个人射光子的能量,  $B_{12}$  为吸收爱因斯坦系数。如果处于低能级的粒子不止一个,而是一大群,我们可以假设其浓度为  $n_1$ ,那么,单位时间内由于吸收光子而跃迁到高能级去的粒子数为

$$\frac{\Delta n_1}{\Delta t} = W_{12}n_1 = B_{12}\phi \cdot h\nu \cdot n_1 \quad (1 - 2 - 2)$$

而单位时间内由于粒子吸收而减少的光子数为

$$-\frac{\Delta\phi}{\Delta t} = \frac{\Delta n_1}{\Delta t} = B_{12}\phi \cdot h\nu \cdot n_1 \quad (1 - 2 - 3)$$

**受激发射:**初始时刻有一个原子处于高能级  $E_2$ ,后来有频率为  $\nu = \nu_0$  的光子入射。原子受激发射出一个新的光子,它与原入射光子在频率、传播方向和偏振方向上都相同。开始入射一个光子,现变为两个光子,即被放大了。仿照(1 - 2 - 2)式,可得到单位时间内,由于受激发射而跃迁到低能级去的粒子数为

$$\frac{\Delta n_2}{\Delta t} = W_{21}n_2 = B_{21}\phi \cdot h\nu \cdot n_2 \quad (1 - 2 - 4)$$

式中  $n_2$  为处于高能级  $E_2$  的粒子浓度,  $W_{21}$  为受激发射跃迁几率,  $B_{21}$  为受激发射爱因斯坦系数。而单位时间内由于受激发射而增加的光子数为

$$\frac{\Delta\phi}{\Delta t} = \frac{dn_2}{dt} = B_{21}\phi \cdot h\nu \cdot n_2 \quad (1 - 2 - 5)$$

**光的自发辐射:**初始时刻有一个原子处于高能级  $E_2$ ,此后没有外来光子入射。由于原子在高能级是不稳定的,故它也会由高能级自发跃迁到低能级  $E_1$ ,而辐射出一个频率为  $\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h}$  的光子。其跃迁几率  $A_{21}$  与能级  $E_2$  的自发辐射寿命  $\tau_{21}$  成反比。

$$A_{21} = \frac{1}{\tau_{21}} \quad (1 - 2 - 6)$$

单位时间内由于自发辐射而跃迁到低能级去的粒子数为

$$\frac{\Delta n_2}{\Delta t} = A_{21}n_2 \quad (1 - 2 - 7)$$

而单位时间内由于自发辐射而增加的光子数为

$$\frac{\Delta\phi}{\Delta t} = \frac{\Delta n_2}{\Delta t} = A_{21} n_2 \quad (1-2-8)$$

爱因斯坦最早从热力学的角度,证明了

$$B_{21} = B_{12} \quad (1-2-9)$$

在一般情况下,物质中包含有大量的原子,有的处于低能级,有的处于高能级。当光束通过介质时,吸收、受激发射和自发辐射都会同时发生。那么,不难得到单位时间内总的光子浓度变化为

$$\frac{\Delta\phi}{\Delta t} = B_{21}\phi \cdot h\nu(n_2 - n_1) + A_{21}n_2 \quad (1-2-10)$$

式中第一项是受激发射扣除了吸收后,对光子产生的净贡献。第二项是自发辐射对光子产生的贡献。在激光器工作时第二项远比第一项小得多,故通常可以略去。

现在我们定义高能级的粒子数反转浓度为

$$N = n_2 - n_1 \quad (1-2-11)$$

则由(1-2-10)可知,只要高能级的粒子浓度大于低能级的粒子浓度,这时  $N > 0$ , 则  $\frac{\Delta\phi}{\Delta t} > 0$ , 也就是光通过介质后,其光强要增加。这是因为受激发射在宏观上占了优势的结果。反之,若高能级的粒子浓度小于低能级的粒子浓度,这时  $N < 0$ , 则  $\frac{\Delta\phi}{\Delta t} < 0$ , 也就是光通过介质后,其光强要减少。这是因为吸收在宏观上占了优势的结果。

那么,原子处于能级  $E_i$  上的浓度  $n_i$ , 究竟怎样确定呢?我们先来研究热平衡时的情况。由统计物理我们知道,当介质(原子系统)处于热平衡时,处于能级  $E_i$  上的浓度  $n_i$ , 应满足玻尔兹曼分布

$$n_i = \frac{n}{\theta} g_i \exp(-E_i/KT) \quad (1-2-12)$$

式中  $n$  为介质中原子的总浓度。 $\theta$  为原子的配分函数,  $g_i$  为能级  $E_i$  的简并度(能量相同的状态数),  $K = 1.38062 \times 10^{-23} \text{J}/^\circ\text{C}$ , 称为玻尔兹曼常数,  $T$  为腔的平衡温度。由(1-2-12)式得

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp[-(E_2 - E_1)/KT] \quad (1-2-13)$$

先讨论  $g_1 = g_2$  的简单情况,由于  $E_2 > E_1$ , 故由上式可得

$$n_2 < n_1 \quad (1-2-14)$$

可得  $N < 0$ , 这表明,当物质系统处于热平衡态时,粒子数反转浓度总是小于1,在宏观上介质总表现为对光的吸收。在自然界中的大多数物体通常都处于热平衡或近似热平衡的情况下,故它们对光总是表现为吸收。

当  $g_2 \neq g_1$  时,由(1-2-13)可得

$$\frac{n_2}{g_2} < \frac{n_1}{g_1}$$

现重新定义能级  $E_2$  的粒子数反转浓度为

$$N = n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \quad (1-2-15)$$

可得到和上面一样的结论。

要实现粒子数反转,必须由外界提供能量,使低能级的粒子被抽运(泵浦)到高能级去。提供能量的方式(泵浦方法)是很多的。例如:利用氙灯、氪灯(泵浦灯)或其它激光器照射工作物质的原子使它们跃迁到激光高能级去,形成粒子数反转,这称为光泵浦;利用气体放电产生自由电子,再去碰撞工作物质的原子,使它们跃迁到激光高能级去,形成粒子数反转,这称为碰撞泵浦;利用化学反应,使反应后的工作物质原子处于激光高能级,形成粒子数反转,这称为化学泵浦;利用气体动力学方法,先把工作物质的原子加热到高温,然后利用拉瓦尔喷管迅速冷却,由于激光高能级的原子较激光低能级的原子寿命较长,冷却较慢,故形成粒子数反转,这称为热动力泵浦。

当介质在泵浦的作用下,实现了粒子数反转,我们就称介质处于激活状态。这时它在宏观上就表现为对光具有放大能力。

从热力学的角度来看,处于粒子数反转的原子系统,是远离热平衡的系统。这时原子系统的能量分布函数  $n_i(E_i)$ ,与热平衡时的分布函数(玻尔兹曼分布)相差甚远。它要由非平衡统计的基本方程式,即几率密度运动方程式求解得出。这个方程通常是非线性的,不能用微扰方法求解。

### 1-3 激光器振荡的阈值条件

一个振荡器要满足什么样的条件才能起振,这个条件就叫振荡器的阈值条件。由图 1.1-1 所示的无线电振荡器阈值条件,就是通过谐振回路损失的能量,应正好等于由放大器获得的能量。对激光器来说也面临同样的问题。

实验表明对激光器来说,当工作物质有了增益时,激光器不一定能振荡,只有增益超过某一数值(阈值增益)时,激光器才能开始振荡。为了定量测量或计算阈值增益,我们得找到它的数学表达式。

如图 1.3-1 所示,设谐振腔内镜 A 处有一光束,设其光强为  $I_1$ ,当它通过长为  $l$ ,并装有介质的腔后,到达输出镜 B 时的光强为  $I_2$ ,如果介质没有激活,则它表现为吸收,这时按光学中的朗伯吸收定理,  $I_1$  和  $I_2$  的关系为

$$I_2 = I_1 e^{-k(\nu) \cdot l}$$

这里的  $k(\nu)$  是介质单位长度的吸收系数。如果介质是激活的,那么它将有增益,用单位长度的增益系数  $\gamma(\nu)$  代替  $-k(\nu)$ ,则上式变为

$$I_2 = I_1 e^{\gamma(\nu) \cdot l}$$

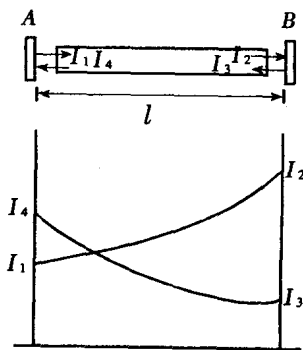


图 1.3-1 激光振荡的建立过程

当我们考虑到,腔内除了激活介质提供增益外,腔内还应存在其它的损耗。这些损耗主要由三部分组成:①衍射损耗,即光束由于衍射发散而离开了腔的部分;②散射损耗,即由于腔内存在的各种光学不均匀性,而使光束产生散射,而离开腔的部分;③杂质吸收损耗,腔内存在的其它非激活的杂质原子,它们可能对光发生吸收,而使光束损耗。为了描述上述三种损耗,我们引入腔内单位长度的损耗系数  $\alpha_0(\nu)$ ,则  $I_1$  和  $I_2$  的关系可写为

$$I_2 = I_1 e^{[\gamma(v) - \alpha_0(v)] \cdot l} \quad (1-3-1)$$

光束到达镜  $B$  后,将反射回腔内,设镜  $B$  处的反射光强为  $I_3$ ,则

$$I_3 = R_2 I_2 \quad (1-3-2)$$

式中  $R_2$  为镜  $B$  的反射率,此处,略去镜  $B$  的各种损耗。

光束再次穿过腔回到了镜  $A$  处,设其光强为  $I_4$ ,则

$$I_4 = I_3 e^{[\gamma(v) - \alpha_0(v)] \cdot l} \quad (1-3-3)$$

光束在镜  $A$  处反射后,设其光强为  $I_5$ ,则

$$I_5 = R_1 I_4 \quad (1-3-4)$$

式中  $R_1$  为镜  $A$  的反射率(通常  $R_1 \rightarrow 1$ ,而  $0 < R_2 < 1$ ),综合上述四式可得

$$I_5 = R_1 R_2 I_1 e^{2l \cdot [\gamma(v) - \alpha_0(v)]} \quad (1-3-5)$$

令  $R_1 R_2 = R$ ,上式两边取对数得

$$\ln \frac{I_5}{I_1} = \ln R + 2l[\gamma(v) - \alpha_0(v)] \quad (1-3-6)$$

当腔内的激光振荡时,  $I_5 \geq I_1$ ,否则光在腔内将自行衰减,无法振荡。此时,由(1-3-6)得

$$\gamma(v) = \alpha_0(v) - \frac{1}{2l} \ln R \quad (1-3-7)$$

定义腔内单位长度的总损耗系数为

$$\alpha(v) = \alpha_0(v) - \frac{1}{2l} \ln R \quad (1-3-8)$$

其中第一项为腔内损耗,第二项为输出损耗,它描述光束透过输出镜的损失部分,它实际上就是激光输出,(1-3-8)式表明腔的总损耗等于输出损耗与腔内损耗之和。

把(1-3-7)式改写为

$$\gamma(v) = \alpha(v) \quad (1-3-9)$$

(1-3-7)式和(1-3-9)式称为激光器的阈值条件,当增益等于损耗时,腔内的激光保持为常数,这是振荡得以维持的起码条件(阈值条件)。当增益小于损耗时,腔内光强将很快衰减到零,无法振荡。当增益大于损耗时,腔内光强将逐渐增加,振荡越来越强,但光强不会增至无限大。这是由于随着光强的增加,增益将逐渐减少,这称为增益饱和和效应。

从能量守恒的角度也很容易理解阈值条件。在谐振腔内,由于受激辐射能产生的能量(激光能量),一部分将损耗在腔内,一部分将逸出腔外(作为激光输出)。如果腔内单位时间内产生的激光能量刚好与单位时间内损耗的能量相等,那么,腔内的激光能量将保持为初始值,振荡能够维持下去。如果腔内单位时间内产生的激光能量小于单位时间内损耗的能量,那么腔内激光能量将逐渐减少至零,振荡无法维持下去。如果腔内单位时间内产生的激光能量大于单位时间损耗的能量,那么腔内激光能量将逐渐增加,振荡将加强。但增加是有限的,因为单位时间内所能提供的泵浦能量总是有限的。泵浦能量耗尽之时,受激辐射能量就无法增加。

定义激光器的阈值增益为

$$\gamma_{th}(v) = \alpha(v) \quad (1-3-10)$$

则阈值条件(1-3-9)式可以改写为

$$\gamma(v) = \gamma_{th}(v) \quad (1-3-11)$$

即腔振荡的起码条件是,腔的增益等于腔的阈值增益。

应当注意的是,腔的阈值增益是一个常数,它就等于腔的损耗,而腔的增益却是一个变量。以后我们将证明,它正比于腔内激活粒子的反转浓度,即  $\gamma(v) \propto N$

### 1 - 4 谐振腔的模式

在三维自由空间中光波的运动方程式,可写为

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{A} \cos(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega \cdot t) \quad (1-4-1)$$

称为自由空间中的波函数,它描述着光场随时空周期性的变化,不同的波函数是用不同的波矢量和频率来区分的。不同的波函数代表波的不同运动状态,我们把它称为波的一个运动模式(此后简称模式)。显然不同的波矢量和频率确定不同的模式,由于色散关系  $\lambda v = c$ ,使得我们可以用在三维波矢量空间(即  $\vec{k}_x, \vec{k}_y, \vec{k}_z$  构成的空间)中的一个点来描述波的一个模式(运动状态),显然它比三维坐标空间更为简便。自由空间中由于  $\vec{k}$  可以连续取值,故光波的运动状态是连续分布的行波。为把(1-4-1)式的解分为时间和空间两个独立部分,我们假设其解可以写为

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(x, y, z) \cdot \vec{E}(t) \quad (1-4-2)$$

在图 1.4-1 所示的矩形开放式驻波腔内,我们只考虑波函数的空间分布

$$E(x, y, z) = E(x, y)E(z) \quad (1-4-3)$$

纵模:  $E(z)$  是光场沿腔  $z$  轴方向的分布,  $k_z$  是  $\vec{k}$  在  $z$  轴的分量,可以证明它是一个如图 1.4-2 所示的驻波,用正弦函数可表示为

$$E(z) = A_0 \sin(k_z \cdot z) \quad (1-4-4)$$

此驻波的波长与腔长  $l$  的关系应满足

$$l = q \frac{\lambda_z}{2} \quad q = 1, 2, 3, \dots$$

由此得知波矢只能取一些不连续的值

$$k_z = q \frac{\pi}{l} \quad q = 1, 2, 3, \dots$$

即驻波腔内光波的状态是分离的。

每给定一个  $q$ , 就确定了一个  $k_z$ , 也就确定了一个纵向波函数, 即一个纵模。我们把  $q$  叫做纵模指标, 或者就用  $q$  来命名纵模, 例如第  $q$  个纵模, 第  $q+1$  个纵模等。由于纵向波函数是驻波,  $q$  实际上是腔内驻波的波腹数,  $q=1$  时表示腔内只有一个波腹,  $q=1000$  时, 表示腔内有 1000 个波腹, 如图 1.4-2 所示。利用下式可算出腔内每一个谐振纵模的频率

$$v \approx \left(\frac{c}{2\eta}\right) \cdot \left(\frac{q}{l}\right) \quad q = 1, 2, 3, \dots \quad (1-4-5)$$

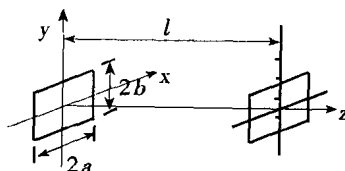


图 1.4-1 矩形截面光学谐振腔

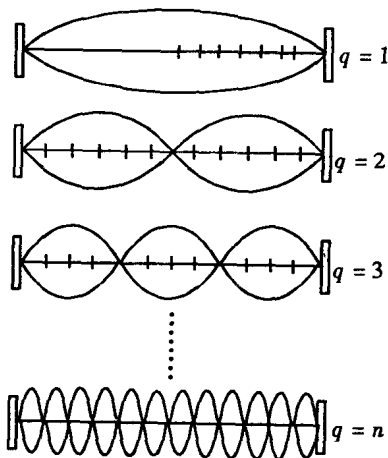


图 1.4-2 纵模的光场分布



它是一个很大的数字,而  $LC$  振荡器只有一个,这是完全不同的。

对于开放式光学谐振腔来说,由于  $l \gg a, b$ , 且  $q \gg m, n$ , 故有  $\lambda_z \rightarrow \lambda$ , 即纵模的波长就是腔内光波的波长,或纵模的频率就是腔内光波的频率。以频率为横坐标,绘出腔内允许存在的纵模数是一个很大的数字,如图 1.4-3 所示。

**横模:** 下面我们来研究光场在  $z$  轴横截面(即  $x-y$  平面)上的光场分布。显然,在开放式光学谐振腔外光场应为零,就是在边界上也应为零。故腔中的光场也应是驻波,即在  $x-y$  两个方向上,都得满足如下驻波条件

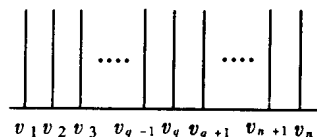


图 1.4-3 腔内允许存在的纵模

$$2a = n \frac{\lambda_x}{2}$$

$$2b = m \frac{\lambda_y}{2}$$

式中  $2a$  为  $x$  方向腔的尺寸(腔宽),  $2b$  为  $y$  方向腔的尺寸(腔高), 而  $\lambda_x$  和  $\lambda_y$  为波长在  $x-y$  两个方向上的投影。由上式也可得

$$k_x = n \frac{1}{2a} \quad n = 0, 1, 2, 3$$

$$k_y = m \frac{1}{2b} \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

式中  $k_x$  和  $k_y$  分别为  $\vec{k}$  矢量在  $x-y$  两个方向上的分量; 上式表明  $k_x, k_y$  不能任意连续取值, 只能取分立值, 这是边界条件导致的必然结果。

每给定一组  $(n, m)$ , 就确定一组  $(k_x, k_y)$ , 即就确定了一个横向波函数, 即一个横模。我们把  $n, m$  叫做横模指标, 实际上它们是二维驻波的驻波节线数, 如图 1.4-4 所示。需要说明的是: 由于腔边沿存在严重的衍射损耗, 我们不能再用正弦函数来描述横向驻波, 而必须改用如图 1.4-4 所示的高斯函数来描述横向驻波的分布, 高斯函数较正弦函数陡峭得多。

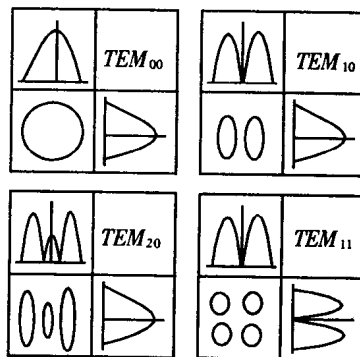


图 1.4-4 几个低阶横模的光场分布与光斑图

通常横模就是用横模指标  $n, m$  来命名的, 一般记作  $TEM_{nm}$ , 最低阶的几个横模记作  $TEM_{00}, TEM_{01}, TEM_{10}, TEM_{11}, TEM_{20}, TEM_{02}, TEM_{22}$  等等。在图中还绘出了光束横截面上的光强分布  $I(x, y) = |E(x, y)|^2$  (即光斑图), 它们可以通过实验观察到, 例如:  $TEM_{00}$  就是一中心亮, 边缘弱的圆形光斑, 它在  $x-y$  方向都没有节线,  $TEM_{10}$  是两个分离的长椭圆斑构成的光斑, 它在  $x$  方向有一节线, 在  $y$  方向没有节线。

对于每给出一组横模指标  $n, m$  的值, 还能算出该光束在  $x$  方向的发散角  $\theta_n$

$$\theta_n = \sqrt{n+1} \theta_{0x} \tag{1-4-6}$$

式中

$$\theta_{0x} = \frac{\lambda}{2a} \tag{1-4-7}$$

是基模在  $x$  方向的衍射发散角, 同理该光束在  $y$  方向的发散角  $\theta_m$