

# 光电子技术基础

杨小丽 编著

GUANGDIANZI JISHU JICHU



北京邮电大学出版社  
<http://www.buptpress.com>

# 光电子技术基础

杨小丽 编著



北京邮电大学出版社

·北京·

## 内 容 简 介

本书系统地介绍了光电子技术的基本原理与应用基础,内容包括激光产生原理及特性、典型的激光器、激光模式选择技术、激光稳频技术、激光调Q和锁模技术、激光调制和扫描技术、激光在光纤中的传播特性、光辐射探测原理及光辐射探测器的性能、光电探测方法以及光电子技术在国民经济、国防等方面的应用等;此外,还对光电子技术的新进展也做了简要介绍。本书着重物理概念的论述,注意理论与应用相结合,内容由浅入深,便于自学。

本书可作为电子科学与技术、光信息科学与技术、非光电子技术、应用物理等专业的本科生的教材及光学专业的研究生教材和教学参考书,也可供高校相关专业师生和有关科技人员参考。

### 图书在版编目(CIP)数据

光电子技术基础/杨小丽编著. —北京:北京邮电大学出版社,2005

ISBN 7-5635-1011-7

I. 光… II. 杨… III. 光电子技术 IV. TN2

中国版本图书馆CIP数据核字(2004)第140240号

---

出版者:北京邮电大学出版社(北京市海淀区西土城路10号)

邮编:100876 (发行部)电话:62282185 传真:62283578

电子信箱:publish@bupt.edu.cn

经 销:各地新华书店

印 刷:北京源海印刷有限责任公司

印 数:1—3 000册

开 本:787mm×1092mm 1/16 印张:20.25 字数:514千字

版 次:2005年2月第1版 2005年2月第1次印刷

---

ISBN 7-5635-1011-7/TN·361

定 价:29.00元

如有印装质量问题请与北京邮电大学出版社发行部联系

# 前 言

光学与电子学相结合的产物——光电子技术,作为一门在人类研究光与物质相互作用的过程中发展起来的新兴学科,已经成为现代信息科学的一个极为重要的组成部分,以光电子技术为基础的光电信息技术是当前最为活跃的高新技术之一。自20世纪60年代激光诞生以来,光电子技术在理论及应用方面都取得了巨大进展,特别是以光纤通信、光学信息处理等为代表的信息技术新领域,从深度和广度上促进了科学技术的发展。本书是为电子科学与技术、光信息科学与技术、光电子技术、应用物理等专业的本科生及光学专业的研究生编写的“光电子技术”课程教材。

本书的作者在电子科技大学多年从事激光技术方面的科研和教学工作,并且本书是在电子科技大学多年的研究生教学和本科生教学的讲义《光电子技术》的基础上,参考、借鉴编者近些年相关最新研究成果所形成,不仅包括光电技术及应用部分,而且对激光技术以及光调制技术也有详细、深入的阐述。本书内容广泛,尽可能反映光电子技术的最新进展,使读者对光电子学领域的研究范围有一个较全面的了解,并形成比较系统的知识结构。同时,本书还比较系统地介绍了光电子技术在国民经济、国防等方面的应用,如光盘技术、激光通信、激光雷达、激光制导、红外跟踪和红外遥感等,并力图反映其中的新进展。

全书共9章,大致可分为三部分:第一部分包含第1~3章,主要介绍辐射的基本概念,以及激光产生的原理与特性、典型的激光器和光束控制技术等;第二部分包含第4~6章,这一部分分别介绍与光信号加载有关的光调制技术及光在光纤中的传输特性;第三部分包含第7~9章,主要介绍光电探测器件、光电探测方法及光电子技术应用。

本书各章节的编排以及章节内容的安排既注重知识之间的有机联系,又考虑各自的独立性,并配有思考题与练习题,以便于读者自学,也便于教师根据不同专业对光电子技术课程的不同要求以及学时数的多寡选取适当的内容课内讲授。

本书在编写过程中得到了电子科技大学研究生院和王秉中教授、王仕璠教授、王俊波教授,以及张力、韩晓玉、张春铃、刘亮元等同志的大力支持和帮助,在此谨向他们表示衷心的感谢!在编写本书时,还参阅了一些文献资料,由于篇幅所限在参考文献中未能全部一一列出,在此对相关作者表示诚挚感谢!

由于编者的水平有限,书中难免有疏漏或不当之处,恳请指正。

编者

2004年12月

# 目 录

<b>第一章 激光基本原理</b> .....	1
1.1 激光的特性 .....	1
1.2 相干性的光子描述 .....	2
1.2.1 光子的基本性质 .....	2
1.2.2 光子的相干性和光子简并度 .....	3
1.3 光的受激辐射基本概念 .....	4
1.3.1 自发辐射和受激辐射 .....	5
1.3.2 受激辐射的相干性 .....	7
1.4 光谱线的宽度 线型函数 .....	7
1.4.1 均匀加宽线型函数 .....	8
1.4.2 非均匀加宽线型函数.....	10
1.5 光的受激辐射放大.....	11
1.5.1 实现光放大的条件.....	11
1.5.2 小信号增益系数.....	11
1.5.3 增益饱和.....	12
1.6 光的自激振荡.....	14
1.6.1 自激振荡概念.....	14
1.6.2 激光振荡条件.....	15
1.7 光学谐振腔.....	15
1.7.1 共轴球面腔的稳定条件.....	16
1.7.2 光学谐振腔的损耗.....	16
1.8 腔模的物理概念.....	17
1.9 高斯光束的基本性质.....	18
1.9.1 基模高斯光束.....	18
1.9.2 基模高斯光束在自由空间的传输规律.....	19
1.9.3 高斯光束的 $q$ 参数及其变换规律.....	20
练习及思考题 .....	23
<b>第二章 激光器</b> .....	24
2.1 气体和液体激光器.....	24
2.1.1 原子气体激光器.....	24
2.1.2 离子气体激光器.....	29
2.1.3 分子气体激光器.....	32
2.1.4 染料激光器.....	39
2.2 固体激光器.....	41
2.2.1 固体激光器概述.....	41

2.2.2	红宝石激光器	42
2.2.3	$\text{Nd}^{3+}$ :YAG 激光器	43
2.2.4	半导体激光泵浦的固体激光器	44
2.2.5	其他固体激光器	47
2.3	半导体激光器	48
2.3.1	半导体的能带结构	49
2.3.2	半导体激光器的工作原理	50
2.3.3	异质结半导体激光器的工作原理	54
2.3.4	量子阱半导体激光器	57
2.4	自由电子激光器	60
	练习与思考题	61
<b>第三章</b>	<b>激光控制技术</b>	<b>63</b>
3.1	激光器的模式选择技术	63
3.1.1	激光器的模式	63
3.1.2	横模选择技术	65
3.1.3	纵模选择技术	68
3.2	激光器的稳频技术	73
3.2.1	简介	73
3.2.2	兰姆凹陷稳频	76
3.2.3	塞曼效应稳频	79
3.2.4	饱和吸收稳频	82
3.2.5	无源腔稳频	84
3.3	Q 调制	84
3.3.1	脉冲激光器的特性	85
3.3.2	调 Q 激光器的基本理论	88
3.3.3	调 Q 技术	94
3.4	激光锁模技术	99
3.4.1	锁模的基本原理	99
3.4.2	锁模的方法	101
3.4.3	单一脉冲的选取及超短脉冲测量技术	110
	练习与思考题	113
<b>第四章</b>	<b>电光调制和扫描技术</b>	<b>115</b>
4.1	光调制的基本概念	115
4.1.1	振幅调制	115
4.1.2	频率调制和相位调制	116
4.1.3	强度调制	116
4.1.4	脉冲调制	117
4.1.5	脉冲编码调制	118
4.2	光波在晶体中的传播	119
4.2.1	极化率张量和介电系数张量	119

4.2.2	光在晶体中的传播特性 .....	120
4.2.3	折射率椭球 .....	122
4.3	电光效应 .....	124
4.3.1	线性电光效应 .....	124
4.3.2	两类典型晶体的线性电光效应 .....	126
4.3.3	电光相位延迟 .....	130
4.4	电光调制 .....	133
4.4.1	电光强度调制 .....	134
4.4.2	横向电光强度调制 .....	136
4.4.3	电光相位调制 .....	136
4.4.4	电光调制器的电学性能 .....	137
4.4.5	电光波导调制器 .....	140
4.5	电光扫描技术 .....	143
4.5.1	电光扫描原理 .....	143
4.5.2	电光数字式扫描 .....	145
	练习与思考题 .....	145
<b>第五章</b>	<b>声光调制和扫描技术</b> .....	<b>147</b>
5.1	弹光效应 .....	147
5.2	声光衍射现象 .....	149
5.2.1	喇曼-奈斯声光衍射 .....	150
5.2.2	布喇格衍射 .....	152
5.2.3	布喇格衍射的理论分析——耦合波理论 .....	155
5.3	声光调制器 .....	157
5.3.1	声光调制器的工作原理 .....	158
5.3.2	声光调制器的调制带宽 .....	159
5.3.3	声光调制器的衍射效率 .....	160
5.4	声光波导调制器 .....	161
5.5	声光扫描 .....	161
5.5.1	声光扫描原理 .....	161
5.5.2	声光扫描器的主要性能参量 .....	162
5.6	磁光调制 .....	164
5.6.1	自然旋光现象 .....	164
5.6.2	法拉第效应 .....	165
5.6.3	磁光调制器 .....	167
5.6.4	磁光隔离器 .....	168
5.7	直接调制 .....	168
5.7.1	半导体激光器直接调制的原理 .....	169
5.7.2	半导体发光二极管的调制特性 .....	170
5.7.3	半导体光源的模拟调制 .....	170
5.7.4	半导体光源的脉冲编码数字调制 .....	171

练习与思考题	171
<b>第六章 光辐射在介质光波导中的传播</b>	173
6.1 光纤中的射线分析	173
6.1.1 光纤结构与分类	173
6.1.2 阶跃型光纤的射线分析	175
6.1.3 渐变折射率光纤的射线分析	179
6.2 光纤衰减和色散特性	181
6.2.1 光纤的衰减	181
6.2.2 光纤色散、带宽和脉冲展宽参量间的关系	183
6.2.3 光纤孤子	186
6.3 光纤耦合技术	188
6.3.1 直接耦合	189
6.3.2 透镜耦合	189
6.3.3 光纤全息耦合	192
6.3.4 光纤的分光与合光装置	192
6.4 半导体激光放大器与光纤放大器	193
6.4.1 半导体激光放大器	193
6.4.2 光纤喇曼放大器	194
6.4.3 掺稀土元素(钕)光纤放大器	195
练习与思考题	196
<b>第七章 光辐射探测器件</b>	198
7.1 光电探测器的物理效应	198
7.1.1 光子效应和光热效应	199
7.1.2 光电转换定律	204
7.2 光电探测器的特性参数	204
7.2.1 灵敏度 $R$	205
7.2.2 量子效率	206
7.2.3 通量阈 $P_{th}$ 和噪声等效功率 NEP	206
7.2.4 归一化探测度 $D^*$	206
7.3 光辐射探测器件中的噪声	207
7.3.1 噪声的功率谱密度	208
7.3.2 一系列随机事件的谱密度函数	209
7.3.3 散粒噪声	210
7.3.4 产生-复合噪声	212
7.3.5 热噪声	213
7.3.6 $1/f$ 噪声	215
7.3.7 温度噪声	215
7.4 光电倍增管	216
7.4.1 半导体光电发射	217
7.4.2 实用的光电阴极	218



7.4.3	负电子亲和势光电阴极 .....	220
7.4.4	光电倍增管的结构和工作原理 .....	222
7.4.5	通道式和微通道板光电倍增管 .....	225
7.5	光电导探测器 .....	225
7.5.1	光电导器件工作特性 .....	226
7.5.2	光电导器件的基本工作电路 .....	230
7.6	光伏探测器 .....	231
7.6.1	两种工作模式 .....	231
7.6.2	光电池 .....	232
7.6.3	光电二极管 .....	233
7.7	热释电探测器 .....	240
7.7.1	热释电现象 .....	241
7.7.2	热释电探测器的工作特性 .....	242
7.7.3	热释电晶体材料 .....	244
7.7.4	热释电探测器的性能 .....	244
7.8	电荷耦合器件 .....	245
7.8.1	电荷耦合器件的基本原理 .....	246
7.8.2	电荷耦合摄像器件的特性参数 .....	247
	练习与思考题 .....	250
<b>第八章</b>	<b>光电探测技术</b> .....	<b>252</b>
8.1	直接探测系统 .....	252
8.1.1	直接探测系统的信噪比性能分析 .....	252
8.1.2	直接探测系统的 NEP 分析 .....	253
8.2	光频外差探测 .....	254
8.2.1	光频外差原理 .....	254
8.2.2	光频外差的基本特性 .....	255
8.2.3	光频外差探测的空间相位条件 .....	258
8.3	信号起伏极限和背景起伏极限 .....	260
8.3.1	信号起伏极限 .....	261
8.3.2	背景起伏极限 .....	261
8.4	噪声对最小可探测功率的限制 .....	263
8.4.1	噪声对直接探测法最小可探测功率的限制 .....	263
8.4.2	噪声对外差探测法最小可探测功率的限制 .....	264
8.5	噪声对脉冲码调制系统误码率的影响 .....	266
8.6	微弱信号的检测 .....	267
8.6.1	窄带滤波法 .....	267
8.6.2	同步累积法 .....	268
8.6.3	锁定接收法 .....	269
8.6.4	取样积分法 .....	271
8.7	红外信息检测 .....	272

---

练习与思考题	274
<b>第九章 光电子技术应用</b>	275
9.1 光盘技术	275
9.1.1 激光唱片	275
9.1.2 激光唱机的组成	277
9.1.3 可擦重写光盘	279
9.2 微光夜视技术	284
9.2.1 微光像增强器	284
9.2.2 微光摄像 CCD 器件	290
9.3 激光通信	291
9.3.1 激光通信的特点	291
9.3.2 激光通信原理	291
9.3.3 3 种激光通信方式	292
9.4 激光雷达	294
9.4.1 激光雷达基本组成	294
9.4.2 激光雷达方程	295
9.4.3 激光雷达的应用	297
9.5 激光制导	297
9.5.1 激光目标指示器	298
9.5.2 激光寻的器	298
9.6 红外跟踪制导	299
9.6.1 红外点源制导系统	299
9.6.2 红外成像制导系统	301
9.7 激光核聚变	302
9.8 等离子体显示	303
9.8.1 气体放电的基本知识	304
9.8.2 交流型等离子体显示板	308
练习与思考题	310
<b>参考文献</b>	312

# 第一章 激光基本原理

本章概述了激光的基本原理,重点讨论了光的相干性和光波模式的联系、光的受激辐射以及光放大和振荡的基本概念。

## 1.1 激光的特性

激光是在一定条件下,光与粒子(原子、分子或离子)系统相互作用而产生的受激辐射,而普通光源是光的自发辐射。激光与普通光源相比有下列特点:

### 1. 单色性好

在普通光源中,单色性最好的是氪灯所发出的光,波长  $\lambda = 605.7 \text{ nm}$ ,谱线宽度  $\Delta\lambda = 0.047 \text{ nm}$ 。由单模稳频氦氖激光器发出的激光,波长  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ,谱线宽度  $\Delta\lambda < 10^{-6} \text{ nm}$ 。

### 2. 方向性好

从激光器发出的激光束,一般都是非常好的平行光束,发散角在毫弧度(mrad)的数量级,具有很好的方向性。而普通光源发出的光是向四面八方辐射的,光线分散在  $4\pi \text{ sr}$ (球面度)的立体角内。

### 3. 亮度高

光源在单位面积上向某一方向单位立体角内发射的光功率,称为光源在这个方向上的强度或亮度。大孔径毫微秒宽度的脉冲激光,其亮度高达  $10^{18} \text{ W/cm}^2 \cdot \text{sr}$ ,而太阳表面的亮度仅有  $2 \times 10^3 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{sr}$ 。高亮度是激光的主要特性之一。

### 4. 相干性好

如果一个光源发出的光,在空间不同点上的相位有相关的关系,这种光称为空间相干光。当它们通过双缝时,在后面的屏幕上产生干涉条纹。如空间某点的光,若在不同的时刻,相位有相关关系,则是时间相干光。激光是很好的空间和时间相干光。

光的时间相干性和单色性密切相关,相干时间  $\tau_c = 1/\Delta\nu$ 。单色性越好,时间相干性也越好。时间相干性可用相干长度来衡量,相干长度  $L_c = c\tau_c$ 。在普通光源中,最好的单色光源氪灯的相干长度仅有几百毫米,而氦氖激光器的激光,其相干长度可达  $100 \text{ km}$ 。光的空间相干性和它的方向性是紧密联系的。光束的发散角越小,空间相干性就越好。激光的方向性好,即意味着其空间相干性就越好。

上述激光束的基本特性,从应用角度可概括为两个方面:一方面,它是定向的强光光束;另一方面,它是单色的相干光束。激光在各个技术领域中的广泛应用都是利用了这两方面的特性。例如:激光通信、激光测距、激光定向、激光雷达、激光切削、激光手术、激光受控热核反应等,主要是利用激光的定向强光光束的特性;而激光全息、激光测长、激光干涉等,主要是利用激光是单色相干光束的特性。当然激光这两方面的特性往往是不能截然分开的,有些应用与

这两方面的特性都有关系。

## 1.2 相干性的光子描述

### 1.2.1 光子的基本性质

光的量子学说(光子说)认为,光是一种以光速  $c$  运动的光子流。光子(电磁场量子)和其他基本粒子一样,具有能量、动量和质量等。它的粒子属性(能量、动量、质量等)和波动属性(频率、波矢、偏振等)之间的联系如下:

(1) 光子的能量  $E$  与光波频率  $\nu$  对应,有如下关系:

$$E = h\nu \quad (1.2.1)$$

式中,  $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ , 称为普朗克常数。

(2) 光子的运动质量  $m$  可表示为

$$m = E/c^2 = h\nu/c^2 \quad (1.2.2)$$

光子的静止质量为 0。

(3) 光子的动量  $\mathbf{P}$  与单色平面光波的波矢  $\mathbf{k}$  对应,有如下关系:

$$\mathbf{P} = m\mathbf{c}\mathbf{n}_0 = \frac{h\nu}{c}\mathbf{n}_0 = \frac{h}{2\pi} \times \frac{2\pi}{\lambda}\mathbf{n}_0 = \hbar\mathbf{k} \quad (1.2.3)$$

式中,  $\hbar = h/2\pi$ ,  $\mathbf{k} = 2\pi/\lambda\mathbf{n}_0$ ,  $\mathbf{n}_0$  为光子运动方向(平面光波传播方向)上的单位矢量。

(4) 光子具有两种可能的独立偏振状态,对应于光波场的两个独立偏振方向。

(5) 光子具有自旋,并且自旋量子数为整数。因此,大量光子的集合,服从玻色-爱因斯坦统计规律。处于同一状态的光子数目是没有限制的,这一点是光子与其他服从费米统计分布的粒子(电子、质子、中子等)的重要区别。

上述基本关系式为康普顿散射实验所证实,并在现代量子电动力学中得到了理论解释。量子电动力学从理论上把光的电磁(波动)理论和光子(微粒)理论在电磁场的量子化描述的基础上统一起来,从而在理论上阐明了光的波粒二象性。在这种描述中,任意电磁场可看作是一系列单色平面电磁波(以波矢  $\mathbf{k}$  为标志)的线性叠加,即一系列电磁波的本征模式的叠加。但每个本征态所具有的能量是量子化的,即可表示为基元能量  $h\nu_l$  的整数倍。本征模式的动量也可表示为基元动量  $\hbar\mathbf{k}_l$  的整数倍。这种具有基元能量  $h\nu_l$  和动量  $\hbar\mathbf{k}_l$  的物质单元就称为属于第  $l$  个本征模式的光子。具有相同能量和动量的光子彼此不可区分,处于同一光子态。每个光子态内的光子数目没有限制。

在自由空间中,具有任意波矢  $\mathbf{k}$  的单色平面波都可以存在。但在一个有边界条件限制的空间  $V$  内,只能存在一系列独立的具有特定波矢  $\mathbf{k}$  的平面单色驻波。这种能够存在于腔内的驻波,称为电磁波的模式或光波模。下面求解空腔  $V$  内的模式数目。设空腔为  $V = \Delta x \Delta y \Delta z$  的立方体,则沿三个坐标轴方向传播的波分别应满足的驻波条件为

$$\Delta x = m \frac{\lambda}{2}, \quad \Delta y = n \frac{\lambda}{2}, \quad \Delta z = q \frac{\lambda}{2}$$

式中  $m, n, q$  为正整数。而波矢  $\mathbf{k}$  的三个分量应满足条件

$$k_x = \frac{\pi}{\Delta x} m, k_y = \frac{\pi}{\Delta y} n, k_z = \frac{\pi}{\Delta z} q \quad (1.2.4)$$

如果在以  $k_x, k_y, k_z$  为坐标轴的直角坐标系中,即在波矢空间中,则每一模式在三个坐标轴方向与相邻模的间隔为

$$\Delta k_x = \frac{\pi}{\Delta x}, \Delta k_y = \frac{\pi}{\Delta y}, \Delta k_z = \frac{\pi}{\Delta z} \quad (1.2.5)$$

因此,每个模式在波矢空间占有一个体积元

$$\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = \frac{\pi^3}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{\pi^3}{V} \quad (1.2.6)$$

现在再从粒子的观点阐明光子状态的概念,用  $x, y, z, P_x, P_y, P_z$  所支撑的六维空间来描述质点的运动状态,这六维空间称为相空间。光子是微观粒子,其运动状态受量子力学测不准关系的制约。在三维运动情况下,测不准关系为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \approx h^3 \quad (1.2.7)$$

故在六维相空间中,一个光子态占有的相空间体积元为  $h^3$ 。这样的相空间体积元称为相格。相格是相空间中用任何实验所能分辨的最小尺度。光子的某一运动状态只能定域在一个相格中,但不能确定它在相格内部的具体位置。宏观上一相格所占有的坐标空间体积为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \approx \frac{h^3}{\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z} \quad (1.2.8)$$

现在证明,光波模等效于光子态。为此,将光波模的波矢空间体积元表示式(1.2.6)改写为在相空间中的形式。考虑到一个光波模是由两列沿相反方向传播的行波组成的驻波,因此,一个光波模在相空间的  $P_x, P_y$  和  $P_z$  轴方向所占的线度为

$$\Delta P_x = 2\hbar \Delta k_x, \Delta P_y = 2\hbar \Delta k_y, \Delta P_z = 2\hbar \Delta k_z \quad (1.2.9)$$

于是,式(1.2.6)在相空间中可改写为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \approx h^3 \quad (1.2.10)$$

可见,一个光波模在相空间中也占有一个相格。因此,一个光波模等效于一个光子态。一个光波模或一个光子态在坐标空间中都占有由式(1.2.8)表示的空间体积。

## 1.2.2 光子的相干性和光子简并度

为了把光子态和光子的相干性两个概念联系起来,下面根据电磁场与光子态的关系,从光波场的相干性开始讨论。

一般情况下,光的相干性可理解为:在不同的空间点上或不同时刻的光波场的某些特性的相关性,例如:光波场相位的相关性。在经典理论中用光波场的相关函数作为相干性的量度。作为相干性的一种粗略描述,常常使用相干体积的概念,即若在空间体积  $V_c$  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。 $V_c$  又可表示为垂直于光传播方向的截面上的相干面积  $A_c$  和沿传播方向的相干长度  $L_c$  的乘积,即

$$V_c = A_c L_c \quad (1.2.11)$$

或

$$V_c = A_c \tau_c c \quad (1.2.12)$$

式中,  $c$  为真空中的光速;  $\tau_c = L_c/c$  是光沿传播方向通过相干长度  $L_c$  所需的时间,称为相干时间。

物理光学中已经表明,光波的相干长度就是光波的波列长度,即

$$L_c = c\Delta t = c/\Delta\nu \quad (1.2.13)$$

式中,  $\Delta t$  为光源中的独立振子(如发光原子)发光持续时间,  $\Delta\nu$  是相应的频带宽度。

物理光学中也证明了在图 1.2.1 中,由线度为  $\Delta x$  的光源照明的  $S_1$  和  $S_2$  两点的光波场具有明显相干性的条件为

$$\frac{\Delta x L_x}{R} \leq \lambda \quad (1.2.14)$$

式中,  $\lambda$  为光源波长。距离光源  $R$  处的相干面积  $A_c$  可表示为

$$A_c = L_x^2 = \left(\frac{R\lambda}{\Delta x}\right)^2 \quad (1.2.15)$$

如果用  $\Delta\theta$  表示  $S_1$ 、 $S_2$  两点对光源的夹角,则式(1.2.14)可改写为

$$(\Delta x)^2 \leq \left(\frac{\lambda}{\Delta\theta}\right)^2 \quad (1.2.16)$$

并且可得到光源的相干体积

$$V_{cs} = (\Delta x)^2 L_c = \left(\frac{\lambda}{\Delta\theta}\right)^2 \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{c^3}{v^2 \Delta\nu (\Delta\theta)^2} \quad (1.2.17)$$

现在再从光子的观点分析图 1.2.1。由于光子具有动量测不准量,由面积  $(\Delta x)^2$  的光源发出的动量  $\mathbf{P}$  仅限于立体角  $\Delta\theta$  内的光子,在  $\Delta\theta$  很小的情况下其各分量为

$$\Delta P_x = \Delta P_y \approx |\mathbf{P}| \Delta\theta = \frac{h\nu}{c} \Delta\theta \quad (1.2.18)$$

因为  $\Delta\theta$  很小,故有  $P_x \approx |\mathbf{P}|$ , 因此

$$\Delta P_x \approx \Delta |\mathbf{P}| = \frac{h}{c} \Delta\nu \quad (1.2.19)$$

如果上述光子处于同一光子态,则光子占有的相格空间体积(即光子的坐标测不准量),可根据式(1.2.8)、(1.2.18)、(1.2.19)表示为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \approx \frac{h^3}{\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z} = \frac{c^3}{v^2 \Delta\nu (\Delta\theta)^2} = V_c \quad (1.2.20)$$

上式表明,相格的空间体积等于相干体积。如果光子属于同一光子态,则它们应该包含在相干体积之内。也就是说,属于同一光子态的光子是相干的,不同光子态的光子是不相干的。

相干光强是描述光的相干性的参量之一。从相干性的光子描述出发,相干光强决定于具有相干性的光子数目或同态光子数目。这种处于同一光子态的光子数,称为光子简并度,用  $\bar{n}$  表示。显然,光子简并度具有以下几种相同的含义:同一光子态的光子数,同一模式内的光子数,处于相干体积内的光子数,处于同一相格内的光子数。

### 1.3 光的受激辐射基本概念

光与物质的共振相互作用,特别是这种相互作用中的受激辐射过程是激光器的物理基础。在普朗克用辐射量子化假设成功地解释了黑体辐射分布规律,以及玻尔提出原子中电子运动

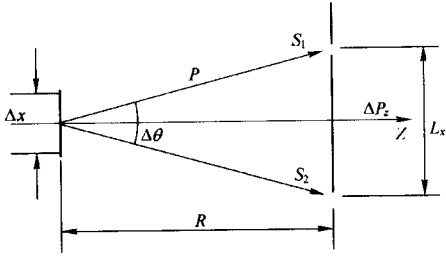


图 1.2.1 杨氏双缝干涉

状态量子化假设的基础上,爱因斯坦从光量子概念出发,重新推导了黑体辐射的普朗克公式,认为光和物质原子的相互作用过程包含原子的自发辐射跃迁、受激辐射跃迁和受激吸收跃迁三种过程。

### 1.3.1 自发辐射和受激辐射

为简化问题,下面只考虑原子的两个能级  $E_2$  和  $E_1$ , 并且有  $E_2 - E_1 = h\nu$ , 单位体积内处于两个能级的原子数分别用  $n_2$  和  $n_1$  表示,如图 1.3.1 所示。

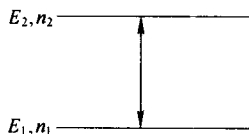


图 1.3.1 二能级原子图

#### 1. 自发辐射

处于高能级  $E_2$  的一个原子自发地向  $E_1$  跃迁,并发射一个能量为  $h\nu$  的光子,这种过程称为自发跃迁,如图 1.3.2(a)所示。由原子自发跃迁发出的光波称为自发辐射。自发跃迁过程用自发跃迁几率  $A_{21}$  描述。 $A_{21}$  定义为单位时间内  $n_2$  个高能态原子中自发跃迁的原子数与  $n_2$  的比值,即:

$$A_{21} = \left( \frac{dn_{21}}{dt} \right)_{sp} \frac{1}{n_2} \quad (1.3.1)$$

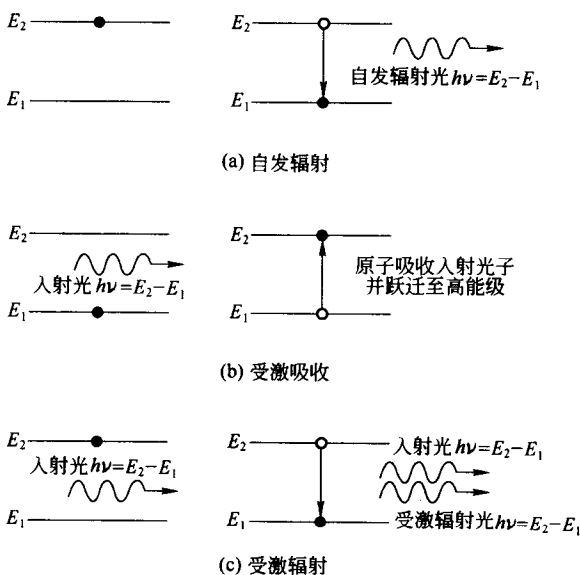


图 1.3.2 原子的自发辐射、受激辐射和受激吸收示意图

式中,  $(dn_{21})_{sp}$  表示由于自发跃迁引起的由  $E_2$  向  $E_1$  跃迁的原子数。自发跃迁是一种只与原子本身性质有关,而与辐射场  $\rho_\nu$  无关的自发过程。因此,  $A_{21}$  只决定于原子本身的性质。由于自发跃迁的存在,单位时间内能级  $E_2$  所减少的粒子数为

$$\frac{dn_2}{dt} = - \left( \frac{dn_{21}}{dt} \right)_{sp}$$

将式(1.3.1)代入上式,则得

$$\frac{dn_2}{dt} = - A_{21} n_2$$

由此式可得

$$n_2(t) = n_{20} e^{-A_{21}t} = n_{20} e^{-t/\tau_s} \quad (1.3.2)$$

式中

$$A_{21} = \frac{1}{\tau_s} \quad (1.3.3)$$

式中,  $\tau_s$  是原子在  $E_2$  能级的平均寿命;  $A_{21}$  也称为自发跃迁爱因斯坦系数, 它只与原子本身性质有关。

## 2. 受激吸收

处于低能态  $E_1$  的一个原子, 在频率为  $\nu$  的辐射场作用下吸收一个能量为  $h\nu$  的光子, 并跃迁至高能态  $E_2$ , 这种过程称为受激吸收, 如图 1.3.2(b) 所示。受激吸收跃迁几率为

$$W_{12} = \left( \frac{dn_{12}}{dt} \right)_{st} \frac{1}{n_1} \quad (1.3.4)$$

式中,  $(dn_{12})_{st}$  表示由于受激跃迁引起的由  $E_1$  向  $E_2$  跃迁的原子数。  $W_{12}$  不仅与原子性质有关, 还与辐射场的单色能量密度  $\rho_\nu$  成正比, 可将这种关系唯一地表示为

$$W_{12} = B_{12} \rho_\nu \quad (1.3.5)$$

式中,  $B_{12}$  为受激吸收跃迁爱因斯坦系数, 它只与原子性质有关。

## 3. 受激辐射

处于高能级  $E_2$  的原子在满足  $\nu = (E_2 - E_1)/h$  的辐射场作用下, 跃迁至低能态  $E_1$  并辐射出一个能量为  $h\nu$  且与入射光子完全相同的光子, 如图 1.3.2(c) 所示。受激辐射跃迁发出的光波称为受激辐射。受激辐射跃迁几率为

$$W_{21} = \left( \frac{dn_{21}}{dt} \right)_{st} \frac{1}{n_2} \quad (1.3.6)$$

$$W_{21} = B_{21} \rho_\nu \quad (1.3.7)$$

式中,  $(dn_{21})_{st}$  表示由于受激跃迁引起的由  $E_2$  向  $E_1$  跃迁的原子数,  $B_{21}$  为受激辐射跃迁爱因斯坦系数, 它只与原子性质有关。

## 4. $A_{21}$ 、 $B_{21}$ 、 $B_{12}$ 的相互关系

为了求得  $A_{21}$ 、 $B_{21}$ 、 $B_{12}$  的相互关系, 现根据上述相互作用物理模型分析空腔黑体的热平衡过程。黑体辐射是黑体温度  $T$  和辐射场频率  $\nu$  的函数, 可用单色能量密度  $\rho_\nu$  描述。  $\rho_\nu$  定义为: 在单位体积内, 频率处于  $\nu$  附近的单位频率间隔中的电磁辐射能量。在热平衡状态下, 黑体辐射分配在腔内每一个模式上的平均能量为

$$E = \frac{h\nu}{e^{k_B T} - 1} \quad (1.3.8)$$

腔内单位体积中频率处于  $\nu$  附近单位频率间隔内的光场模式数为

$$n_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \quad (1.3.9)$$

于是, 黑体辐射的普朗克公式可改写为

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{k_B T} - 1} \quad (1.3.10)$$

式中,  $k_B$  为玻耳兹曼常数,  $k_B = 1.38062 \times 10^{-23}$  J/K。

在热平衡状态, 腔内物质原子数按能级分布应服从玻耳兹曼分布

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{f_2}{f_1} e^{-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} \quad (1.3.11)$$



式中,  $f_1$  和  $f_2$  分别为能级  $E_1$  和  $E_2$  的能级简并度。

在热平衡状态,  $n_2$  (或  $n_1$ ) 应保持不变, 于是有

$$n_2 A_{21} + n_2 B_{21} \rho_\nu = n_1 B_{12} \rho_\nu \quad (1.3.12)$$

联立式(1.3.10)、(1.3.11)和(1.3.12)可得

$$\frac{c^3}{8\pi h \nu^3} (e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1) = \frac{B_{21}}{A_{21}} \left( \frac{B_{12} f_1}{B_{21} f_2} e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1 \right) \quad (1.3.13)$$

上式对所有  $T > 0$  都应成立, 故当  $T \rightarrow \infty$  时, 有

$$B_{12} f_1 = B_{21} f_2 \quad (1.3.14)$$

将式(1.3.14)代入式(1.3.13), 可得

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} = n_\nu h \nu \quad (1.3.15)$$

式(1.3.14)和(1.3.15)就是爱因斯坦系数的基本关系。当上、下能级的统计权重相等 ( $f_1 = f_2$ ) 时, 则

$$B_{12} = B_{21} \quad (1.3.16)$$

即受激吸收的几率和受激辐射的几率相等。

### 1.3.2 受激辐射的相干性

受激辐射与自发辐射的重要区别在于相干性。如前所述, 自发辐射是不受外界辐射场影响的自发过程, 因此, 大量原子的自发辐射场的相位是无规则分布的, 因而是相干的。此外, 自发辐射场的传播方向和偏振方向也是无规则分布的, 也就是说, 自发辐射的能量平均分配在腔内所有模式上。

受激辐射是在外界辐射场控制下的发光过程。在量子电动力学的基础上可以证明: 受激辐射场与人射辐射场具有相同的频率、相位、传播方向和偏振, 因此, 受激辐射场与人射辐射场属于同一模式。或者说, 受激辐射光子与人射光子属于同一光子态, 特别是大量粒子在同一辐射场激励下产生的受激辐射处于同一光场模式或同一光子态, 因而受激辐射是相干的。

## 1.4 光谱线的宽度 线型函数

在上面的讨论中, 认为粒子从高能级向低能级跃迁时发射单一频率的光子, 也就是说发射单色光。实际的辐射并不是单色的而是分布在谱线的中心频率  $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h$  附近一个很小的频率范围内, 叫谱线加宽。为了描述辐射功率  $P(\nu)$  和频率的关系, 引入谱线的线型函数  $g(\nu, \nu_0)$ , 定义为

$$g(\nu, \nu_0) = \frac{P(\nu)}{\int_{-\infty}^{+\infty} P(\nu) d\nu} \quad (1.4.1)$$

式中,  $\nu_0$  表示线型函数的中心频率。线型函数  $g(\nu, \nu_0)$  在  $\nu = \nu_0$  时有最大值, 并在  $\nu = \nu_0 \pm \Delta\nu/2$  时, 下降至最大值的一半, 即

$$g\left(\nu_0 \pm \frac{\Delta\nu}{2}, \nu_0\right) = \frac{g(\nu, \nu_0)}{2}$$