

光电子学原理与应用

王雨三 张中华 林殿阳 编著

哈尔滨工业大学出版社

内 容 简 介

本书讲述光的放大与振荡的基本原理(即激光的基本原理)以及某些应用技术。具体内容为:光的放大与振荡、光学谐振腔、典型激光器、激光特性的控制与改善、光纤技术、电子显示技术、光存储技术、光电子技术的其他应用以及光信号的探测等内容。

本书可作为高等工科院校电子科学与技术专业光电子学原理课程的教材,也可作为其他电子类专业的选修课教材。

图书在版编目(CIP)数据

光电子学原理与应用/王雨三等编著. —哈尔滨:
哈尔滨工业大学出版社, 2002. 8

ISBN 7 - 5603 - 1766 - 9

I . 光… II . 王… III . 光电子学 IV . TN201

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2002)第 043835 号

出版发行 哈尔滨工业大学出版社
社 址 哈尔滨市南岗区教化街 21 号 邮编 150006
传 真 0451 - 86414749
印 刷 哈尔滨市龙华印刷厂
开 本 787 × 1092 1/16 印张 22 字数 505 千字
版 次 2002 年 8 月第 1 版 2004 年 2 月第 2 次印刷
书 号 ISBN 7 - 5603 - 1766 - 9/TN·64
印 数 1 001 - 3 000
定 价 28.00 元

前 言

本书系按高等学校电子科学与技术专业培养计划中“光电子学原理与应用”课程的教学大纲编写,讲述光的放大与振荡的基本原理以及某些应用技术。

光电子学是1960年第一台激光器问世后迅速兴起的一门学科,它是光学和电子学相结合形成的产物,是电子学发展的高级阶段。

光电子学研究的是光频电磁场与物质的相互作用规律。由光电子学形成的光电子技术实质上是电子技术在光频段上的延续与扩展。对光频实现振荡与放大就形成了光的受激发射——激光。激光具有普通光所无法比拟的优点,激光技术已成为光电子领域中的一个重要组成部分。

对于工科电子类大学生来说,不仅要掌握电子学知识,还应该掌握光频段电子学的知识,即光电子学。由于光电子技术具有频谱宽、信息容量大、传输速度快、抗干扰能力强等特点,它已应用到国民经济的各个部门,有些应用是电子技术所不能替代的。

本书共十章。第一章讲述一些与学习本课程有关的基础知识,主要有光与原子相互作用的形式,光波的模式与光谱线的加宽;第二至第五章讲述光的振荡与放大的基本原理(即激光的基本原理),以及有关激光器与激光技术的基本知识;第六至第九章讲述光电子技术的若干应用,包括光纤技术、显示技术、光存储技术以及其他的一些应用;最后一章对光信号的探测作了介绍。每章末附有习题与思考题,供学生选用。

具有大学物理学基础知识的读者,可以阅读本书。

本书的第一至第四章、第六章由王雨三编写,第五、第七、第八章由张中华编写,第九、第十章由林殿阳编写,王雨三统编全稿,哈尔滨工业大学高惠德教授担任主审。在编写过程中得到了哈尔滨工业大学电子科学与技术系、光电子技术教研室领导和同志们的大力支持,在此谨向他们表示衷心的感谢。

由于编者水平有限,书中难免有疏漏或不当之处,恳请指正。

编 者

2001年6月

目 录

第一章 基础知识	(1)
1.1 光的波粒二象性	(1)
1.2 光波的模式	(5)
1.3 原子能级与发光	(7)
1.4 原子的自发发射、受激吸收与受激发射	(9)
1.5 光谱线的加宽	(13)
习题与思考题	(19)
参考文献	(20)
第二章 光放大与振荡——激光器原理	(21)
2.1 粒子数反转与光放大	(21)
2.2 光学谐振腔	(23)
2.3 激光器基本结构与激光形成过程	(27)
2.4 激光的特性	(31)
2.5 激光器速率方程	(39)
2.6 介质的增益系数	(43)
2.7 激光振荡阈值条件	(47)
2.8 连续运转激光器的输出功率	(50)
2.9 脉冲激光器的输出特性	(53)
习题与思考题	(55)
参考文献	(56)
第三章 光学谐振腔	(57)
3.1 光学谐振腔的构成和分类	(57)
3.2 光学谐振腔的损耗	(60)
3.3 谐振腔中模式的分析方法	(64)
3.4 平行平面腔中的模	(67)
3.5 稳定共轴球面腔中的模	(70)
3.6 平方媒质中的高斯光束	(79)
3.7 非稳腔的模	(80)
3.8 波导激光谐振腔的模	(85)
3.9 高斯光束的传输与透镜变换	(90)
3.10 光线传播矩阵与 ABCD 定律	(94)

3.11 高斯光束的自再现变换与稳定球面腔	(101)
3.12 高斯光束的聚焦与准直	(102)
3.13 高斯模的匹配	(105)
习题与思考题	(107)
参考文献	(110)
第四章 典型激光器	(111)
4.1 固体激光器	(111)
4.2 气体激光器	(115)
4.3 染料激光器	(125)
4.4 半导体激光器	(128)
习题与思考题	(143)
参考文献	(145)
第五章 激光器特性的控制与改善	(146)
5.1 激光选模技术	(146)
5.2 激光稳频技术	(153)
5.3 激光 Q 开关技术	(157)
5.4 激光锁模技术	(163)
5.5 激光放大技术	(169)
习题与思考题	(171)
参考文献	(172)
第六章 光纤技术	(173)
6.1 光纤结构与分类	(173)
6.2 光纤传光原理	(175)
6.3 光纤的损耗和色散	(182)
6.4 光纤的连接与光耦合	(192)
6.5 光纤的应用	(199)
习题与思考题	(218)
参考文献	(220)
第七章 电子显示技术	(221)
7.1 阴极射线管(CRT)	(221)
7.2 液晶显示(LCD)	(231)
7.3 等离子体显示	(242)
7.4 电致发光显示	(250)
习题与思考题	(258)
参考文献	(259)
第八章 光存储技术	(260)
8.1 关于信息的基本概念	(260)

8.2	光存储的一般特点	(262)
8.3	光盘存储	(263)
8.4	可擦重写光盘	(268)
8.5	光全息存储	(274)
8.6	其他光存储技术(简介)	(287)
	习题与思考题	(294)
	参考文献	(294)
第九章	光电子技术的其他应用	(295)
9.1	激光干涉计量	(295)
9.2	激光测距、雷达	(301)
9.3	激光工业加工	(306)
9.4	激光制导	(309)
9.5	激光通信	(311)
9.6	激光引发核聚变	(315)
9.7	激光武器	(316)
	习题与思考题	(317)
	参考文献	(317)
第十章	光信号的探测	(318)
10.1	光探测器的物理基础	(318)
10.2	光探测器的特性参数和噪声	(321)
10.3	常用光探测器	(325)
10.4	直接探测	(331)
10.5	光外差探测	(332)
	习题与思考题	(334)
	参考文献	(335)
	习题参考答案	(336)
附录 1	常用物理常量表	(341)
附录 2	国际单位制词头	(342)

第一章 基础知识

本章主要讲述对光的本质的认识,光波的模式,原子发光的概念,光谱线的宽度等内容。

1.1 光的波粒二象性

人们每天都要接触光,对光是非常熟悉的,但要问光究竟是什么?认识它,人类却花了漫长的时间,直到近代才有了比较清楚的认识,当然这种认识还有待继续深化。

远古时代,人类对于光的现象,就积累了很多的知识。到17世纪,有关光的本性问题,形成了两种不同的学说,这就是以牛顿(Newton)为代表的微粒说和以惠更斯(Huygens)为代表的波动说。

微粒说认为,光是由发光体发出的光粒子(微粒)流所组成,最大的微粒在到达人眼时,引起红光的感觉,而最小的微粒到达人眼时,引起紫光的感觉。微粒说能解释光的直进、反射、折射等现象。关于折射现象,实验发现,当光线从光疏媒质进入光密媒质时,例如从空气到水,光线是折向法线的。微粒说在解释这一事实时,需要假设水中的光速大于空气中的光速。

波动说认为,光是一种波动,是由机械振动的传播而引起的一种波动。

两种学说都能解释光的反射和折射现象,但波动说在解释折射现象时,需要假设光在水中的速度比在空气中的速度为小。由于当时不能从实验上测定光速,所以分不出微粒说和波动说的优劣。

19世纪,人们发现光有干涉、衍射、偏振等现象,波动说可以解释,而微粒说则无能为力。1850年,佛科(Foucault)用实验方法测出光在水中的速度,证明 $v_{\text{水}} < v_{\text{空气}}$,从而有力地支持了波动说。

对于波动说,有一个问题无法解决,即传播光波的媒质是什么?按照力学理论,机械波是由弹性媒质中的机械振动的传播形成的,而且理论证明,横波在固体媒质中的传播速度为

$$v = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (1.1-1)$$

式中 G 为媒质的切变弹性模量, ρ 是媒质的密度。光波是横波,如果把光波也看成是连续媒质中某种机械的弹性振动的传播,由于光波充满整个空间,而且光速极大,这就要求我们必须臆造一种媒质,叫作“以太”,来传播光波。以太必须是充满宇宙的,而且它的密

度极小,切变弹性模量又要很大,比钢还要大很多。显然,这种神秘的媒质是很难想像的,这给波动说带来了不可克服的困难。

19世纪60年代,英国人麦克斯韦(Maxwell)在总结前人和他自己对电磁现象研究成果的基础上,提出了电磁场理论,并归纳为一组被称为麦克斯韦方程组的电磁场运动方程。电磁场理论认为,光是一定频率范围内的电磁波。可见光的频率在 $3.9 \times 10^{14} \sim 7.5 \times 10^{14}$ Hz 范围内,对应的波长为 $0.76 \sim 0.40 \mu\text{m}$ 。

在有介质存在的普遍情况下,麦克斯韦方程组的微分形式为

$$\begin{cases} \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \end{cases} \quad (1.1-2)$$

式中 \mathbf{E} 为电场强度矢量; \mathbf{B} 为磁感应强度矢量; \mathbf{H} 为磁场强度矢量; \mathbf{D} 为电位移矢量; ρ 为自由电荷密度; \mathbf{j} 为介质内自由电流密度矢量。

方程(1.1-2)的前两个方程分别表示了电场和磁场的性质:静电场是有源场,磁场为涡旋场;后两个方程表明电场和磁场之间的变化关系。

在已知电荷和电流分布的情况下,要从麦克斯韦方程组得到确定解,还需由物质方程给予补充。物质方程是介质在电磁场作用下发生传导、极化和磁化现象的数学表达式

$$\begin{cases} \mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \\ \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M} \\ \mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \end{cases} \quad (1.1-3)$$

式中 \mathbf{P} 为介质的电极化强度; \mathbf{M} 为介质的磁化强度; ϵ_0 为真空中的介电常数; μ_0 为真空中的磁导率; σ 为电导率。

利用方程(1.1-2)和(1.1-3),可以讨论在各种情况下的电磁场的性质。在某些情况下,上述方程可以简化。例如对于均匀各向同性介质,且 $\rho = 0, \sigma = 0$,则可得到

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1-4)$$

这是电磁波(光波)在非磁性的、各向同性的极化介质中传播的波动方程式,式中 c 为真空中的光速

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (1.1-5)$$

又如,在式(1.1-4)中令 $\mathbf{P} = 0$,并设

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, y, z) e^{-i\omega t} \quad (1.1-6)$$

则可得到

$$\nabla^2 \mathbf{E}(x, y, z) + \eta^2 k^2 \mathbf{E}(x, y, z) = 0 \quad (1.1-7)$$

$$\eta = \sqrt{1 + \chi} \quad (1.1-8)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1.1-9)$$

式中 η 为复数折射率; χ 为介质的线性极化系数; k 为波矢量。在真空中, $\eta = 1$, (1.1-7) 式变为

$$\nabla^2 \mathbf{E}(x, y, z) + k^2 \mathbf{E}(x, y, z) = 0 \quad (1.1-10)$$

式(1.1-7)和(1.1-10)都称为赫姆霍茨(Helmholtz)方程。这个方程和波动方程是等价的。对于空间变数与时间变数可分离的波函数,其空间部分应满足这个方程。

应用光的电磁场理论,基本上能比较圆满地解释光的反射、折射、干涉、衍射、偏振、双折射等与光的传播特性有关的一系列重要现象。光的电磁波理论还预见了一些新的现象,例如光压的存在,并且这一预见得到了实验的证实。但到19世纪末和本世纪初,当人们试图解释涉及到光与物质相互作用现象(如黑体辐射、原子的线状光谱、光电效应等)的规律时,光的电磁理论却遇到了新的本质上的困难,因此光的电磁理论也不能全面反映光的本性。

1900年,普朗克(Planck)提出电磁场辐射源体系能量量子化的创新假设,并在此基础上导出在形式上与实验规律相符合的黑体辐射定律。1905年,爱因斯坦(Einstein)发展了普朗克的量子化假设,在一种全新的意义上,提出了光子学说。这个学说的要点如下:

1. 光是由一群以光速 c 运动的光量子(简称光子)所组成。
2. 每个光子都具有一定的能量,光子的能量与光波的频率有如下的关系

$$\epsilon = h\nu \quad (1.1-11)$$

式中 ν 为光的频率,单位为 Hz; h 为普朗克常数, $h = 6.626 \times 10^{-34}$ J.s, 因此波长为 $0.76\mu\text{m}$ 的红光光子能量为 2.6×10^{-19} J (1.6eV), 而波长为 $0.4\mu\text{m}$ 的紫光光子能量为 5.0×10^{-19} J (3.1eV), 所以可见光光子能量在 1.6 到 3.1eV 之间。

3. 每个光子都具有一定的质量 m , 且

$$m = \frac{\epsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{c\lambda} \quad (1.1-12)$$

式中 λ 为光的波长。例如波长等于 $0.5\mu\text{m}$ 的绿光光子质量为 4.4×10^{-36} kg。

附带说明一下,光子虽有质量,却没有静止质量,因为按照相对论,物质的质量 m 和它的运动速度 v (相对于观察者或参考坐标系而言)之间存在着下列关系

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (1.1-13)$$

式中 m_0 是静止质量。对于光子, $v = c$, 而 m 是有确定数值的,这必须要求光子的静止质量 m_0 为零。

4. 光子具有动量 p , 它等于质量 m 和速度 c 的乘积, 即

$$p = mc = \frac{h\nu}{c^2} \cdot c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$$

或

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{mc} \quad (1.1-14)$$

这个式子把表征光子微粒性的物理量 p 同表征光的波动性的物理量 λ 联系起来。

5. 光子具有自旋,并且自旋的量子数为整数,所以光子的集合服从玻色-爱因斯坦统计规律。

光子学说可以解释光的发射以及光和物质的相互作用现象。

应当指出,单独用经典的波或粒子概念之一去描述光,都不足以解释它的全部现象,必须说光具有“波粒二象性”。光是微粒性和波动性的统一体,但矛盾的主次方面在不同条件下可以相互转化。当光在发射过程中,微粒性比较突出,是矛盾的主要方面,因此关于光的发射过程的诸现象,如原子光谱、黑体辐射等要从微粒观点来解释。但光发出以后在空间传播过程中,矛盾的主要方面转化了,波动性变得比较突出,所以关于光在传播过程中的一些现象,如干涉、衍射、偏振等,要从波动角度去解释。当光被实物吸收(如光电效应、吸收光谱等)或与实物相互作用(如康普顿效应、综合散射光谱等)时,矛盾的主要方面又向微粒性转化,因而这类现象又要用微粒观点来解释。现在所说的微粒和波动,已经不是牛顿微粒说中的微粒,也不是惠更斯所理解的波动。现在是微粒中渗透着波动性,波动中渗透着微粒性,它们所包含的意义比原先的微粒和波动深刻得多。

电磁波波长的长短,也影响矛盾主要方面的转化。波长较长(即能量较小),如红外线、无线电波等,波动性比较突出;波长较短(即能量较大的),如 γ 射线、X 射线,其微粒性比较突出。

实际上不仅光具有波粒二象性,一切微观客体(如电子、质子、中子等)都具有明显的波粒二象性。1923~1924 年间,法国物理学家德布罗意(De Broglie)指出,“二象性”不仅仅只是一个光学现象,而是具有一般性的意义。他说:“整个世纪以来,在光学上,比起波动的研究方法,是过于忽略了粒子的研究方法;在实物理论上,是否发生了相反的错误呢?是不是我们把粒子的图象想得太多,而过分忽略了波的图象?”德布罗意从上述思想出发,假定波粒二象性对实物微粒也成立的话,则也应有如(1.1-14)式所示的关系式。式中 m 为微粒的质量, c 应改为 v ,它表示微粒的运动速度。这个假说已为电子衍射实验所证实。

对于实物微粒来说,在微粒性中渗透着波动性,这一波动性能否被观察到,与这一微粒的德布罗意波长及微粒直径的相对大小有关。如果 $\lambda > d$ (微粒直径),则波动性显著,可被观察出来;如果 $\lambda \ll d$,则波动性不显著,不能被观察出来,此时可用经典力学来处理。例如,对于电子, $d \approx 10^{-13} \text{m}$,若它以速度 $v = 10^6 \text{m/s}$ 运行,它的德布罗意波长为 $7 \times 10^{-10} \text{m}$, $\lambda \gg d$,所以这样的电子波动性显著;对于枪弹, $d \approx 10^{-2} \text{m}$,一个质量为 $1 \times 10^{-2} \text{kg}$ 的枪弹,以 $v = 1000 \text{m/s}$ 的速度运动时,它的德布罗意波长为 $\lambda = 6 \times 10^{-35} \text{m}$, $\lambda \ll d$,波动性极不显著。可见,宏观物体的德布罗意波长远小于它的线性尺寸,波动性几乎没有,可用经典力学来处理。

在光与物质相互作用的全量子理论中(即对光场与物质均用量子力学理论描写,且把它们用统一的哈密顿算符表示),光的波粒二象性被统一起来。

在本书后面的内容中,将遇到各种激光器。至今,激光器发射的波长已从远红外到软 X 射线,覆盖了 6 个数量级。各波段范围大致可划分如下:

远红外(Far infrared) $10 \sim 1000 \mu\text{m}$;

中红外(Middle infrared) $1\sim 10\mu\text{m}$;
 近红外(Near infrared) $0.7\sim 1\mu\text{m}$;
 可见(Visible) $0.4\sim 0.7\mu\text{m}$;
 紫外(Ultraviolet, 缩写 UV) $0.2\sim 0.4\mu\text{m}$ 或 $200\sim 400\text{nm}$;
 真空紫外(Vacuum ultraviolet, 缩写 VUV) $0.1\sim 0.2\mu\text{m}$, 或 $100\sim 200\text{nm}$;
 极紫外(Extreme ultraviolet, 缩写 EUV 或 XUV) $10\sim 100\text{nm}$;
 软 X-射线(Soft X-rays, 缩写 SXR) $1\sim 20\sim 30\text{nm}$ (有些与 EUV 重叠)。

1.2 光波的模式

在激光理论中,光波模式是一个重要的概念。由于光具有波粒二象性,所以描写光的模式有两种方式,一种是从波动观点出发,称为光波的模式,另一种是从光子的观点出发,称为光子的状态。光波的模式和光子的状态是等效的概念。

按照波动理论,光场由麦克斯韦方程描写。在给定条件下求解麦克斯韦方程,就得到一系列的解,每个解就表示光场的一种分布,也就是光波的一种模式,或称一种波型。如果电磁场被约束在有限的空间范围内,则描写该电磁场的麦克斯韦方程的解不是连续的,而是取一系列分立的值。

考察一如图 1.2.1 所示的矩形金属空腔,边长为 Δx 、 Δy 、 Δz ,腔内充满折射率为 1 的均匀各向同性理想电介质,且不存在自由电荷。设腔内电场 E 如(1.1-6)式所示,式中 $E(x, y, z)$ 满足赫姆霍茨方程(1.1-10)式。场的边界条件是在腔壁上,电场强度的切向分量为零,即

$$\begin{aligned} E_x = E_z = 0 & \text{ 在 } y=0 \text{ 和 } y=\Delta y \text{ 两平面上} \\ E_y = E_z = 0 & \text{ 在 } x=0 \text{ 和 } x=\Delta x \text{ 两平面上} \\ E_x = E_y = 0 & \text{ 在 } z=0 \text{ 和 } z=\Delta z \text{ 两平面上} \end{aligned} \quad (1.2-1)$$

用分离变数法,可求解方程(1.1-10)和(1.2-1),结果如下

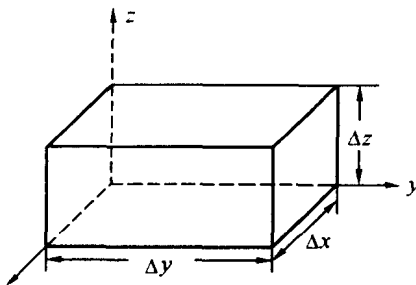


图 1.2.1 矩形金属空腔

$$\left. \begin{aligned} E_x &= A_1 \cos k_x x \sin k_y y \sin k_z z \\ E_y &= A_2 \sin k_x x \cos k_y y \sin k_z z \\ E_z &= A_3 \sin k_x x \sin k_y y \cos k_z z \end{aligned} \right\} \quad (1.2-2)$$

$$\left. \begin{aligned} k_x &= \frac{m\pi}{\Delta x}, k_y = \frac{n\pi}{\Delta y}, k_z = \frac{q\pi}{\Delta z} \\ m, n, q &= 0, 1, 2, \dots \end{aligned} \right\} \quad (1.2-3)$$

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \quad (1.2-4)$$

$$A_1 k_x + A_2 k_y + A_3 k_z = 0 \quad (1.2-5)$$

由上述解中可以看出,由于 m 、 n 、 q 的取值是不连续的,所以 E_x 、 E_y 、 E_z 的取值也是不连续的,是分立的。一组 m 、 n 、 q 就对应一组 E_x 、 E_y 、 E_z ,也就对应电磁场的一种模式

(包括两个偏振)。

如果在以 K_x 、 K_y 、 K_z 为轴的直角坐标系中,即在波矢空间中表示光波模,则每个模对应波矢空间的一点,如图 1.2-2 所示。每个模式在三个坐标轴方向与相邻模的间隔为

$$\Delta k_x = \frac{\pi}{\Delta x}, \Delta k_y = \frac{\pi}{\Delta y}, \Delta k_z = \frac{\pi}{\Delta z} \quad (1.2-6)$$

因此,每个模式在波矢空间占有一个体积元

$$\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = \frac{\pi^3}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{\pi^3}{V} \quad (1.2-7)$$

下面计算在体积 $V = \Delta x \Delta y \Delta z$ 的空腔内,处在频率 ν 附近 $d\nu$ 内的模式数。在 k 空间内,波矢绝对值处于 $|K| \sim |K| + d|K|$ 区间的体积为 $(1/8)4\pi |K|^2 d|K|$, 在此体积内的模式数为 $(1/8)4\pi |K|^2 d|K| V/\pi^3$ 。将 $|K| = 2\pi/\lambda = 2\pi\nu/c$ 代入,考虑到对应同一 k 有两种不同的偏振,上述模式数再乘以 2,就得到

$$\rho = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} V d\nu \quad (1.2-8)$$

式中 $8\pi\nu^2/c^3$ 表示单位体积单位频率间隔内的模式数,称为模密度。

如果从粒子的观点出发,光子的运动状态可以由它们的动量、坐标和偏振来表征。在经典力学中,可以用坐标 x 、 y 、 z 和动量 p_x 、 p_y 、 p_z 所组成的六维空间来描述质点的运动状态。这种六维空间称为相空间,相空间内的一点表示质点的一个运动状态。但是,光子的运动状态不能用相空间内的一点来表示,因为光子是微观粒子,它的动量与坐标之间存在着测不准关系

$$\left. \begin{aligned} \Delta p_x \Delta x &\approx h \\ \Delta p_y \Delta y &\approx h \\ \Delta p_z \Delta z &\approx h \end{aligned} \right\} \quad (1.2-9)$$

在三维运动情况下,测不准关系为

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z \approx h^3 \quad (1.2-10)$$

故在六维相空间中,一个光子态对应的相空间体积元为 h^3 ,称它为相格。相格是相空间中用任何实验所能分辨的最小尺度,在相格内的各点,物理上是不能分开的,因而属于同一状态。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对应该位置。

从(1.2-10)式还可得出,光子在以动量 p_x 、 p_y 、 p_z 组成的动量空间内,它的一种运动状态占据的动量空间体积元为

$$\delta p = \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = \frac{h^3}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{h^3}{V} \quad (1.2-11)$$

式中 $\Delta x \Delta y \Delta z$ 为一个相格所占有的坐标空间体积。

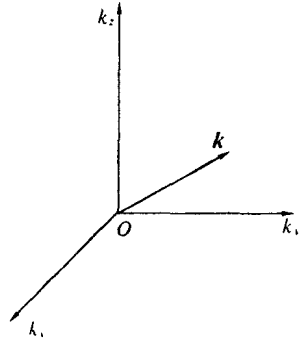


图 1.2.2 波矢空间

类似于前面求模式数的方法,计算光子在动量空间中,在半径为 $|p|$,厚度为 $d|p|$ 的球壳内可能有的光子状态数,再考虑到偏振,同样可以得到式(1.2-8)。

可以证明,在给定的体积内,可能存在的光波模式数目等于光子的运动状态数目,一种光波的模式对应于光子的一种量子状态。属于一种模式的诸光子,都有相同的量子状态,模式即表示可以相互区分的光子的量子状态。在体积 V 内出现的光子群,是分布在可以区分的量子状态之内的,或者说是分布在若干种不同的模式之内的。从相干性的角度来看,属于同一状态的光子或同一模式的光波是相干的,不同状态的光子或不同模式的光波是不相干的。

上述讨论说明,光的模式和光子的量子状态在概念上是等价的。光波模式概念在讨论激光器的工作过程和理解激光的基本性质时是很重要的。

1.3 原子能级与发光

一、原子的能级与发光

物质由大量的原子组成,原子包含有带正电的原子核和带负电的电子,电子围绕原子核运动。原子核所占体积很小,其半径约在 $10^{-15} \sim 10^{-14}$ m 范围,而原子的半径约在 10^{-10} m 的数量级。原子核的质量比电子质量大得多,例如氢原子核的质量是电子质量的1836倍,所以电子和原子核的相对运动可近似地看做只是电子绕原子核的运动,或者说是电子在原子核的库仑场中运动。

原子的能量由电子的动能和它在核场中的电势能构成。由于原子是微观粒子,它的运动受量子力学规律支配,最突出的特性就是量子化特性。例如,电子的运行轨道是量子化的,即电子只能在一系列一定大小的、彼此分隔的轨道上运动,在轨道之外的空间是无法“立足”的。它的角动量也是量子化的。因此,原子的能量也是不连续的,是量子化的。例如结构最简单的氢原子,按玻尔(N.Bohr)理论,电子绕原子核作圆周运动,它运动的各轨道半径为

$$r_n = \frac{n^2 \epsilon_0 h^2}{\pi m e^2} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (1.3-1)$$

相应于各轨道的氢原子能量为

$$E_n = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r_n} = -\frac{m e^4}{8\epsilon_0^2 n^2 h^2} \quad (1.3-2)$$

式中 m 为电子质量, e 为电子的电荷, h 为普朗克常数, ϵ_0 为真空的介电常数,它们的数值为

$$m = 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$$

$$e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$$

$$\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$$

将 m 、 e 、 ϵ_0 、 h 的数值代入(1.3-1)、(1.3-2)两式,得到

$$r_n = a_1 n^2 \quad (1.3-3)$$

$$a_1 = 0.529 \times 10^{-10} \text{ m} \quad (1.3-4)$$

$$E_n = -\frac{2.18 \times 10^{-18}}{n^2} \text{ J} = -\frac{13.6}{n^2} \text{ eV} \quad (1.3-5)$$

式中 $a_1 = r_1$ 为最近原子核的轨道半径,称为第一玻尔轨道半径。电子轨道半径与 n (称为量子数)的平方成正比,其值是量子化的;原子的能量也是量子化的。这种量子化的能量值称为原子能级(简称能级)。

从公式(1.3-2)式看出,原子的能量值是负的,这是由于把 $r \rightarrow \infty$ 时的势能定为零的结果。原子的能量随 n 的增加而增大, n 越大,表明电子离核越远,原子能量也越大。电子在第一轨道亦即最内层轨道($n=1$)时,能量最小,这种状态称为基态。量子数 $n > 1$ 的各个状态,其能量大于基态能量,称为激发态。当 $n \rightarrow \infty$ 时, $E_n = 0$,表明电子已离核足够远,它已不再受原子核的吸引了,这时电子就称为自由电子。

原子系统只能具有一系列的不连续的能量状态,电子虽然作加速运动但不辐射电磁能量。这些状态称为原子系统的稳定状态(简称定态),相应的能量分别为 $E_1, E_2, E_3 \dots$ ($E_1 < E_2 < E_3 \dots$)。只有当原子从一个具有较大能量 E_n 稳定状态跃迁到另一个较低能量 E_k 的稳定状态时,原子才发射单色光,频率由下式决定

$$\nu_{nk} = \frac{E_n - E_k}{h} \quad (1.3-6)$$

式中 h 为普朗克常数。

原子各定态的能量值,也叫做它的能级。可以将原子的各个能级表示为能级图的形式,如图 1.3-1 就是氢原子的能级图。能级图中,纵坐标表示能量 E (或用波数 $\tilde{\nu}$, 单位长度内含有的波数,能量和波数之间的关系为 $E_2 - E_1 = h\nu = hc\tilde{\nu}$),横线表示能级。当原子由一个能级跃迁到另一能级时,就产生一条谱线,在图中用两能级之间的矢线表示。在实际应用中,有时也将基态作为能量的零点。对于氢原子,如将基态作为能量零点,公式(1.3-5)可以写成如下形式

$$E_n = 13.6 \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \text{ eV} \quad (1.3-7)$$

二、原子数目按能级的分布

前面所说的原子的各个能级,是指这个原子可能具有的能级。在某一时刻,一个原子只能处于某一个能级。但是,我们观察的现象总是数目巨大的原子,对于某一个原子,它可能具有这个能级或那个能级,而对于大量

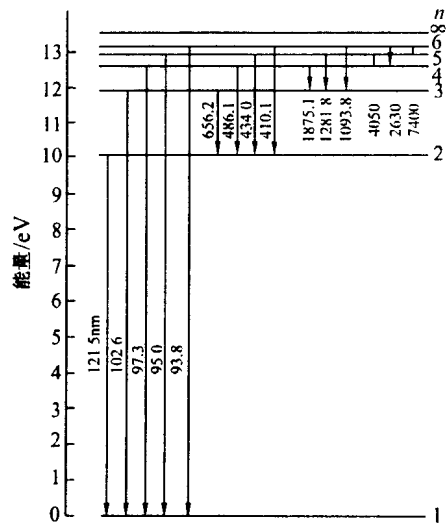


图 1.3.1 氢原子的能级图

的原子来讲,实验和理论都证明,在热平衡状态时,处于每个能级上原子的数目却是一定的。假设原子有 n 个能级,每个能级的能量用 E_i 表示, $i=1,2\cdots n$; g_i 表示第 i 个能级的统计权重,则处于第 i 个能级的原子数为

$$N_i = A g_i e^{-E_i/kT} \quad (1.3-8)$$

式中 k 为玻尔兹曼常数, $k=1.38 \times 10^{-23}$ J/K, A 为常数。如果原子的总数为 N ,则可由 $\sum_{i=1}^n N_i = N$, 求出常数

$$A = \frac{N_0}{\sum_{i=1}^n g_i e^{-E_i/kT}} \quad (1.3-9)$$

由(1.3-8)式,可求得在热平衡状态时,处于两个能级上原子数目的比为

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-(E_i - E_j)/kT} \quad (1.3-10)$$

从上式看出,如果 $E_i > E_j$,则必有 $\frac{N_i}{g_i} > \frac{N_j}{g_j}$,就是说,在热平衡状态下,低能级上每个简并能级的平均原子数总是大于高能级上每个简并能级的平均原子数。以氢原子为例,它的基态能量和第一激发态的能量利用式(1.3-5)可计算出 $E_1 = -13.6$ eV, $E_2 = -3.4$ eV,令 $g_1 = g_2 = 1$,在温度 $T=300$ K时,由式(1.3-10)可计算出

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-(E_2 - E_1)/kT} = e^{-10.2/0.026} \approx e^{-392} \approx 10^{-170}$$

可见,在常温热平衡状态下,气体中几乎全部原子处于基态,这种分布是原子在能级上的正常分布。

1.4 原子的自发发射、受激吸收与受激发射

光与物质相互作用是按照三个过程进行的,即原子的自发发射、受激吸收和受激发射。

一、原子的自发发射

为了简单起见,讨论中只考虑与辐射直接相关的两个能级。设 E_1 、 E_2 表示两个能级的能量,并且 $E_2 > E_1$ 。当原子被激发到高能态 E_2 上去以后,它处在高能态上是不稳定的,总是力图使自己处于最低的能量状态 E_1 ,这与物体重心越高越不稳定,重心越低越稳定是相似的。处于高能态上的原子,即使没有任何外界作用的情况下,也有可能从高能态 E_2 跃迁到低能态 E_1 ,并放出能量。这种辐射释放能量的方式有两种:一种是以热运动的形式将能量释放出来,称为无辐射跃迁;另一种是以光的形式释放出来,称为自发辐射跃迁。所以自发辐射跃迁是在没有任何外界作用情况下完全由原子能级本身矛盾所导致的跃迁。自发辐射跃迁所产生的光子能量 $h\nu_{21}$ 满足条件

$$h\nu_{21} = E_2 - E_1 \quad (1.4-1)$$

式中 ν_{21} 表示原子从高能态 E_2 跃迁到低能态 E_1 所发射光的频率。图 1.4.1 左右两个图

分别表示一个激发态原子自发辐射前和自发辐射后的情况。

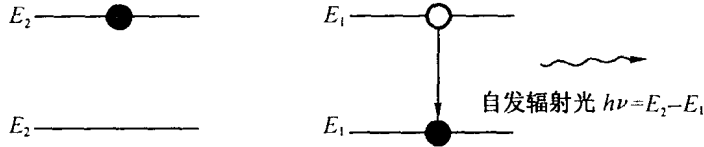


图 1.4.1 原子的自发辐射

自发发射过程是原子以随机的方式无规地独立地从高能态跃迁到低能态的过程。大量原子自发跃迁产生的辐射称为荧光。在大量发光原子中,不同原子所发射的荧光之间的位相、频率、偏振态以及传播方向都是随机的,因而是非相干的。

设在时刻 t , 能级 E_2 上单位体积中的原子数目(称为原子数密度)为 n_2 , 经过 dt 时间, 由于自发发射, 原子数目要减少, 其变化为 dn_2 , 显然

$$dn_2 = -A_{21} n_2 dt \quad (1.4-2)$$

其中负号表示 n_2 随时间的增加而减少。式中比例系数 A_{21} 表示单位时间内, 能级 E_2 上的粒子数发生自发发射的百分数, 称为自发发射系数, 它是粒子能级系统的特征参量。 A_{21} 也可以理解为原子在单位时间, 由能级 E_2 自发跃迁到能级 E_1 的几率。 A_{21} 的单位为 s^{-1} 。

将式(1.4-2)对时间积分, 可以得到 n_2 随时间的变化规律

$$N_2(t) = n_{20} e^{-A_{21}t} = n_{20} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.4-3)$$

式中 n_{20} 为 $t=0$ 时上能级的原子数密度; τ 为自发发射几率 A_{21} 的倒数

$$\tau = \frac{1}{A_{21}} \quad (1.4-4)$$

当 $t = \tau$ 时, $n_2(\tau) = n_{20}/e$, 称 τ 为激发态的平均寿命, 表征处于能级 E_2 的一个原子在自发跃迁之前停留在该能级的平均时间, 或称为由 $E_2 \rightarrow E_1$ 跃迁的自发发射寿命, 它在数值上等于高能级 E_2 上的原子数减少到它的初始值 $1/e$ 所需的时间。

A_{21} 表征所涉及的原子的这对能级的特征, 因此, 对多重能级, 即两个能级之一或全是简并的情况, A_{21} 的值要考虑所涉及的那对能级的所有的态。 A_{21} 的大小主要受原子跃迁的选择定则的制约, 符合电偶极跃迁选择定则者, A_{21} 之值较大, 否则很小, 乃至零。例如, 对于禁戒跃迁, $A_{21} = 0$ ($\tau \rightarrow \infty$)。通常, 原子系统中, 符合选择定则的两个能级之间的自发跃迁几率 A_{21} 约为 $10^7 \sim 10^8 s^{-1}$ 量级, 即 τ 为 $10^{-7} \sim 10^{-8} s$ 。若 τ 为 $10^{-3} s$ 或者更长, 则称这种能级为亚稳能级。亚稳能级在激光理论中占有重要地位, 它能集聚较多的激发能。一般说来, 激光跃迁的高能级为亚稳能级。

利用式(1.4-3), 可以得到自发辐射光的强度与时间的关系式

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau} \quad (1.4-5)$$

式中 I_0 为 $t=0$ 时刻的光强。

二、原子的受激吸收

当原子受到外来的能量为 $h\nu$ 的光子照射时, 如果外来光子的能量正好等于两个能

级的能量间隔,即 $h\nu = E_2 - E_1$,则处于低能级 E_1 上的原子将吸收这个光子而使自己跃迁到高能级 E_2 上去,这种过程称为原子的受激吸收过程,如图 1.4.2 所示。

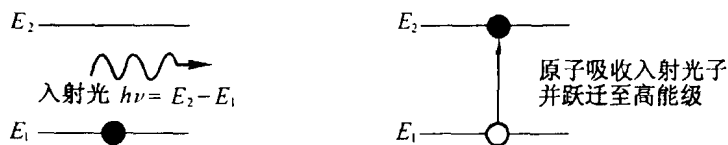


图 1.4.2 原子的受激吸收

受激吸收过程的特点是,这个过程不是自发产生的,而必须有外来光子的作用。对于这种外来的光子,其能量要等于两个能级的能量间隔,至于方向、位相等方面均无任何限制。

设在时刻 t , 能级 E_1 上的原子数密度为 n_1 , 经过 dt 时间, 由于受激吸收, 能级 E_1 的原子数目要减少, 其变化为 dn_1 。这个变化除了与 n_1 、 dt 有关之外, 还应与外来辐射场(即外来光子)有关, 写成等式, 应有

$$dn_1 = -B_{12}\rho_\nu n_1 dt \quad (1.4-6)$$

$$W_{12} = B_{12}\rho_\nu \quad (1.4-7)$$

式中 ρ_ν 为外来辐射场的辐射能量密度, 它表示在空腔的单位体积内, 频率在 ν 附近, 单位频率间隔内的辐射能量, 单位为 [焦耳·米⁻³·秒]。普朗克用量子理论推导出 ρ_ν 的具体形式为

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1.4-8)$$

式中 k 为玻耳兹曼常数, T 为绝对温度。式(1.4-6)中的 B_{12} 称为受激吸收系数, 它是能级系统的特征参量。式(1.4-7)中 W_{12} 表示受激吸收跃迁几率, 它与入射场的 ρ_ν 成正比。

三、原子的受激发射

爱因斯坦于 1916 年首先提出受激发射的概念。当原子体系受到外来的能量为 $h\nu$ 的光子照射时, 如果 $h\nu = E_2 - E_1$, 则处于高能级 E_2 上的原子会因外来的这个光子的作用而从高能级 E_2 跃迁到低能级 E_1 上去, 这时原子将辐射一个和外来光子完全一样的光子, 这个过程叫受激发射, 如图 1.4.3 所示。

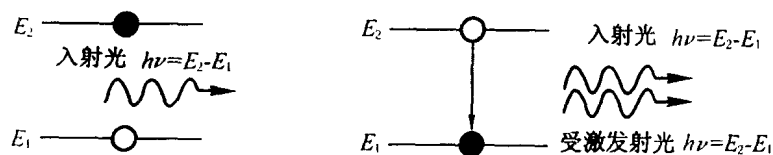


图 1.4.3 原子的受激发射