

21 世纪高等学校电子信息类教材
上海市教育委员会高校重点教材建设项目

激光原理及应用

陈家璧 主编

余重秀 张元芳 刘顺洪 彭润玲 编

内 容 简 介

本书分为两部分。第1~5章介绍激光的基本理论,从激光的物理学基础出发,着重阐明物理概念,以及激光输出特性与激光器的参数之间的关系,尽量避免过多的理论计算,以掌握激光器的选择和使用为主要目的;第6~10章介绍激光在计量、加工、医学、信息技术,以及现代科技前沿问题中的应用,重点是介绍各种应用的思路和方法。

本书可以作为高等学校有关光学和光学工程,以及大量应用激光技术的理工科各相关专业的教材,也可以供社会读者阅读与自学。

未经许可,不得以任何方式复制或抄袭本书本部分或全部内容。

版权所有,侵权必究。

图书在版编目(CIP)数据

激光原理及应用/陈家璧主编. —北京:电子工业出版社,2004.8

21世纪高等学校电子信息类教材

ISBN 7-121-00136-5

I. 激... II. 陈... III. 激光理论—高等学校—教材 IV. TN241

中国版本图书馆CIP数据核字(2004)第070266号

责任编辑:韩同平

印 刷:

出版发行:电子工业出版社

北京市海淀区万寿路173信箱 邮编100036

经 销:各地新华书店

开 本:787×1092 1/16 印张:17.5 字数:448千字

印 次:2004年8月第1次印刷

印 数:5000册 定价:22.00元

凡购买电子工业出版社的图书,如有缺损问题,请向购买书店调换;若书店售缺,请与本社发行部联系。联系电话:(010)68279077。质量投诉请发邮件至 zltts@phei.com.cn,盗版侵权举报请发邮件至 dbqq@phei.com.cn。

序

1960年发明激光到现在已经有44年了。44年来激光的理论与应用研究有了极大的发展,而且对人类社会产生了深刻的影响。作为光的受激辐射,激光是一种极好的光源,它首先在测量领域得到了广泛的应用。物理学中最基本的量值——米,改为激光在真空中的波长来定义,使有效数字提高到九位。激光用来测长、测距、测速、测角、测量各种可以转换为光的物理量,发展出一个专门的学科——激光测量学,还使光学测量方法走出实验室成为工程测量的常规手段。激光用于加工,始于激光打孔,很快就推广到切割、焊接、热处理、表面改性与强化,乃至激光快速成型、激光清洗和激光微加工,已经成为高科技产业不可缺少的加工方法。激光医学近30年来的发展和推广,给人类带来了福祉。而激光在信息产业中的大量应用更是信息时代到来的主要原动力之一。可以毫不夸张地说,现代社会的方方面面已经与激光的应用密不可分。

鉴于激光在现代科学技术中的如此重要作用,激光原理和它的各种应用技术已成为各行各业的技术人员教必须掌握的一门高新技术。我国的重点高等院校从20世纪70年代开设激光理论与应用的课程,并开办了若干以激光器制造和应用为培养目标的理工科专业。改革开放以来,推广到一般院校,目前国内高等院校不开设激光原理与应用课程的已很难找到。各重点高校编写的涉及激光原理、技术和应用的有关教材,林林总总不下数十种。但是其中多数激光原理的教材涉及过多的物理原理,超越了大学普通物理的内容,教材只针对重点高校的要求,并不适于培养工程应用型人才的—般院校。相对适用的流传较广的清华大学丁俊华先生的《激光原理及应用》是20世纪80年代初的讲稿,因为激光技术的快速发展,需要补充修订。本书编者在多年为普通高校本科生讲授这门课程的基础上,重新编写《激光原理及应用》,就是为满足一般高等院校学生掌握应用激光技术的教学需要。该书的特点在于着重阐明受激辐射的物理概念,以及激光输出特性与激光器的参数之间的关系,以掌握激光器的选择和使用为主要目的。书中激光应用有关章节都由长期从事该领域教学与科研的专家编写,介绍了近年来的新发展,重点讲各种应用的思路和方法;每章都有适当的思考练习题,可以帮助读者加深理解学到的理论并掌握应用方法,是一本很有特色的教材。相信本书的出版对于激光技术的推广与教学会起到很有益的促进作用。

中国工程院院士
清华大学教授



前 言

激光是 20 世纪人类的重大科技发明之一,它对人类的社会生活产生了广泛而深刻的影响。作为高技术的研究成果,它不仅广泛应用于科学技术研究的各个前沿领域,而且已经在人类生产和生活的许多方面得到了大量的应用,与激光相关的产业已在全球形成了超过千亿美元的年产值。由于各行各业都应用激光进行技术改造和新技术的开发研究,除文科外的几乎所有理工农医类的高等院校都开设了激光技术和应用的课程。

激光技术在短短几十年内就推广应用到现代工业、农业、医学、通信、国防和科学技术的各个方面与它本身的特点是分不开的。激光是光的受激辐射,因而它与自发辐射的普通光源不同,具有极好的方向性、极高的光亮度和相干性。普通光源向四面八方辐射,光线分散到 4π 球面度的立体角内,而激光可以基本沿某一条直线传播,通常发散角限制在 10^{-6} 球面度量级的立体角内。尽管激光输出的能量有一定的限度,但它能够在比普通光源小得多的立体角内和很短的时间内将能量输出,所以它的亮度比普通光源要高上百万倍,甚至于几十亿倍。在激光发明以前最好的相干光源 Kr^{86} 理论上相干长度可以达到 780③mm ,而目前用于长度计量的激光干涉仪的普通稳频氦氖激光器频率稳定度为 10^{-9} ,相干长度就可以达到几十千米。作为长度基准的氦氖激光器的频率稳定度还可以提高 $3\sim 4$ 个数量级,其相干性是普通光源完全不能比拟的。激光的优越性使它在很多场合替代普通光源,而最新的研究进展表明,激光器的高效率有望在照明领域作为节能光源取代一般电光源。

激光的发展史应当追溯到 1917 年,爱因斯坦提出光的受激辐射的概念,预见到受激辐射光放大器诞生,也就是激光产生的可能性。20 世纪 50 年代美国科学家汤斯(Townes)及前苏联科学家普罗克霍洛夫(Prokhorov)等人分别独立发明了一种低噪声微波放大器,即一种在微波波段的受激辐射放大器(Microwave amplification by stimulated emission of radiation),并以其英文的第一个字母缩写命名为 Maser。1958 年美国科学家汤斯(Townes)和肖洛(Schawlow)提出在一定的条件下,可将这种微波受激辐射放大器的原理推广到光波波段,制成受激辐射光放大器(Light amplification by stimulated emission of radiation,缩写为 Laser)。1960 年 7 月美国的梅曼(Maiman)宣布制成了第一台红宝石激光器(Ruby Laser)。1961 年我国科学家邓锡铭、王之江制成我国第一台红宝石激光器,在 1961 年 11 期《科学通报》上发表了相关论文,称其为“光学量子放大器”。其后在我国科学家钱学森的建议下,统一翻译为“激光”或“激光器”。

激光的发光原理是光的受激辐射,使处在激发态的原子受到外来光的激励作用而跃迁到低能级,同时发出一个与外来激励光子完全相同的光子,从而实现光的放大。但是在普通热辐射光源的情况下,受激辐射只占很小的比例,绝大部分的辐射是自发辐射,因此在宏观上并不能够产生光受激放大。欲使受激辐射成为主要的发光过程,需要使发光物质处于激发态的高能级上的粒子多于低能级上的粒子,同时还要使这样的介质中受激辐射占绝对优势。20 世纪上半叶的科学技术发展提供了这样的可能。电子技术的发展提供了激励能源,精密加工技术制造出谐振腔,材料科学的研究提供了各种激光工作介质,在近代高科技的发展支持下,各种激光器陆续诞生。

在激光发明以来的 40 多年间,继红宝石激光器为代表的固体激光器之后,气体激光器、化学激光器、染料激光器、原子激光器、离子激光器、半导体激光器、X 射线激光器和光纤激光器相继问世。各种性能的激光器,如稳频激光器、稳功率激光器、保偏激光器、大功率激光器、稳方向激光器及超短脉冲激光器被研制出来,以满足不同的需求。许多领域应用了激光以后发展出各种不同新产品。例如激光干涉仪、激光测距仪、激光医疗设备、激光打孔机、激光打标机、激光热处理设备、激光防伪商标、激光通信系统、光盘存储器,以至于激光制导武器,等等。尤其是以半导体激光器作为光源的光通信系统的普及性发展表现出激光的强大生命力。

伴随着激光的广泛应用,激光技术也得到了很快的发展和推广。激光的稳频、选频,激光光束的变换,激光光学系统设计方法,激光的强度调制和相位调制,调 Q 技术和锁模技术等都逐渐完善和成熟起来。激光原理和它的各种应用技术已成为各行各业的科学技术人员都必须掌握的一门高新技术。本书就是为理工科(包括农林医学)高等院校学生掌握应用激光技术而开设的激光原理及应用课程而编写的。

本书是在大学普通物理学的基础上编写的。书的前半部分介绍激光原理,从激光的物理学基础出发,着重阐明物理概念,以及激光输出特性与激光器的参数之间的关系,尽量避免过多的理论计算,以掌握激光器的选择和使用为主要目的;后半部分介绍了激光在计量、加工、医学、信息技术,以及现代科技前沿问题中的应用,重点是介绍各种应用的思路和方法。书中每章都配以思考练习题,以期读者通过这些练习能够加深理解学到的理论并掌握应用方法。

作为激光原理及应用课程的必读部分,前 5 章对学习过高等数学与普通物理学的理工科大学本科学生只需要讲授 24 学时,后 5 章可以根据学生的专业不同选择讲授,连同实验可以安排 36 学时或 48 学时。

本书是“上海市教育委员会高校重点教材建设项目”的研究成果,是面向 21 世纪课程教材,由上海理工大学、北京邮电大学、复旦大学、华中科技大学等校教授依据多年的教学和科研经验,并参考国内、外优秀教材编写而成。

为帮助教师使用本教材,编者开发了这本书的电子课件及习题解答,并发布在电子工业出版社的华信教育资源网站上,其网址为 <http://www.hxedu.com.cn>,或直接联系 010-68152204 索取。

本书第 1、2、5 章由编写,第 3、4、10 章由陈家璧编写,第 6 章由彭润玲编写,第 7 章由陈家璧和刘顺洪编写,第 8 章由张元芳编写,第 9 章由余重秀编写。全书由陈家璧统稿。中国工程院院士、清华大学金国藩教授审阅了全书并撰写了序。

特别要说明的是本书的许多论述方法取自清华大学丁俊华教授的教材《激光原理及应用》,本书的编者多年使用该教材更是受益匪浅,在此对丁俊华教授表示深切的敬意。在本书的编写过程中还得到华中科技大学刘建华教授的无私帮助。他的很多建议已反映在书中,在此表示衷心的感谢。此外,在本书的编写过程中,北京邮电大学的于志辉博士、陈卓博士、王星硕士、桑新柱博士,上海复旦大学附属华山医院的方杰博士,上海理工大学董祥美等同学帮助收集资料、撰写初稿、录入、修改、绘图,为本书的编写做了许多具体工作,在此一并表示感谢。

编者

第 1 章 辐射理论概要与激光产生的条件

激光技术是 20 世纪 60 年代初发展起来的一门新兴科学。激光的问世引起了现代光学技术的巨大变革。激光在现代工业、农业、医学、通信、国防、科学研究等各方面的应用迅速扩展。之所以在短期间获得如此大的发展是和它本身的特点分不开的。

激光与普通光源相比较有三个主要特点,即方向性好,相干性好和亮度高,其原因在于激光是光的受激辐射,而普通光源是光的自发辐射。研究激光原理就是要研究光的受激辐射是如何在激光器内产生并占据主导地位而抑制自发辐射的。本章首先从光的辐射原理讲起,讨论与激光的发明和激光技术的发展有关的物理基础及产生激光的条件。

光的辐射既是一种电磁波又是一种粒子流,激光是在人们认识到光有这两种相互对立而又相互联系的性质后才发明的。因此本章从介绍光的波粒二象性开始研究原子的辐射跃迁。激光的产生又是光与物质的相互作用的结果,对光的平衡热辐射和光与物质的相互作用(光的自发辐射、受激辐射、受激吸收)的研究是发明激光的物理基础。光谱线的宽度,线型函数对于激光器的性能和激光技术的发展有重要影响。阐明上述这些基础后,本章最后讨论激光产生的条件。

1.1 光的波粒二象性

光的一个基本性质就是具有波粒二象性。人类对光的认识经历了牛顿的微粒说,惠更斯菲涅耳的波动说,到爱因斯坦的光子说的发展,最后才认识到波动性和粒子性是光的客观属性,波动性和粒子性总是同时存在的。一方面光是电磁波,具有波动的性质,有一定的频率和波长。另一方面光是光子流,光子是具有能量和动量的物质粒子。在一定条件下,可能某一方面的属性比较明显,而当条件改变后,另一方面的属性变得更为明显。例如,光在传播过程中所表现出来的干涉、衍射等现象中其波动性较为明显,这时往往可以把光看作是由一列一列的光波组成的;而当光和实物相互作用时(例如光的吸收、发射、光电效应等),其粒子性较为明显,这时往往又把光看作是由一个一个光子组成的光子流。

1.1.1 光波

光波是一种电磁波,即变化的电场和变化的磁场相互激发,形成变化的电磁场在空间的传播。光波既是电矢量 \vec{E} 的振动和传播,同时又是磁矢量 \vec{B} 的振动和传播。在均匀介质中,电矢量 \vec{E} 的振动方向与磁矢量 \vec{B} 的振动方向互相垂直,且 \vec{E} 、 \vec{B} 均垂直于光的传播方向 \vec{k} 。三者方向上的关系如图 1-1 所示。

实验证明,光对人的眼睛或感光仪器(如照相底板、热电偶)等起作用的主要是电矢量 \vec{E} ,因此,以后着重讨论电矢量 \vec{E} 的振动及传播。习惯上常把电矢量叫作光

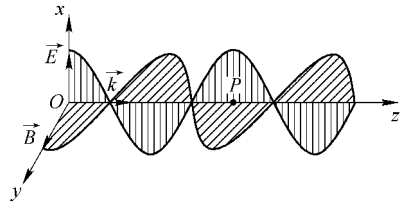


图 1-1 电磁波的传播

矢量。由图 1-1 可知, 光矢量振动方向和传播方向垂直, 因此光波是一种横波。

1. 线偏振光

设光波沿 z 轴方向传播, 则光矢量的振动方向必在与 z 轴垂直的 xOy 平面内。但是, 在 xOy 平面内, 光矢量 \vec{E} 还可能有不同的振动状态。如果光矢量始终只沿一个固定方向振动, 这样的光称为线偏振光(或面偏振光)。普通光源发出的光, 包括许多彼此独立的线偏振成分, 它们的电矢量振动方向都在 xOy 平面内, 各取不同的方位, 这样的光叫作自然光。

根据矢量分解原理, 在 xOy 平面内电矢量 \vec{E} 的任一振动总可以分解成一个沿 x 方向的分振动和一个沿 y 方向的分振动。也就是说, 一般的线偏振光总可以分解为沿 x 和 y 方向振动的相位相同或相反的两个线偏振光。显然这两种线偏振光的电矢量互相垂直且均垂直于传播方向。

2. 光速, 频率和波长三者的关系

电磁波的波长范围非常宽, 按其波长长短顺序, 大体可分为无线电波、红外光、可见光、紫外光、X 射线及 γ 射线, 具体波长划分见图 1-2 电磁波谱。图中表明各区域有所交错, 可见光的波长范围只占整个电磁波谱的一个极小部分。目前通用激光器中常用电磁波在可见光或接近可见光范围, 波长约为 $0.3 \sim 30 \mu\text{m}$ (红外), 其相应频率为 $10^{15} \sim 10^{13} \text{ Hz}$ 。

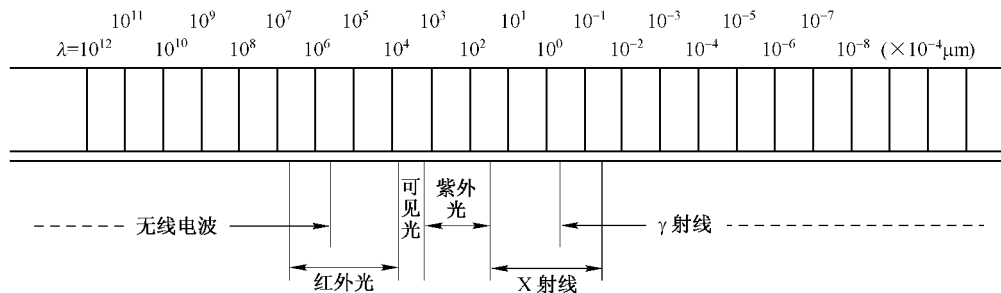


图 1-2 电磁波谱

光在真空中传播的速度 c 是一个重要的物理常数, 实验测得的光速值为

$$c = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s} \approx 3 \times 10^8 \text{ m/s}$$

光的频率就是光矢量每秒振动的次数, 光振动的周期是完成一次振动所需的时间, 频率 ν 和周期 T 的关系互为倒数

$$\nu = 1/T \tag{1-1}$$

光的真空波长指振动状态经历一个周期在真空中向前传播的距离, 用字母 λ_0 表示。所以, 在真空中光速、频率和波长有如下的关系

$$c = \lambda_0 \nu \tag{1-2}$$

实验证明光在各种介质中传播时, 保持其原有频率 ν 不变; 而介质中的光速为

$$v = c/\mu \tag{1-3}$$

式中, μ 为介质的折射率。即介质中的光速各不相同。

由于各种介质的折射率 μ 总是大于 1, 所以 v 总是小于 c 。各种气体的折射率比 1 大得不多, 可粗略地把各种气体的折射率当作 1 看待。由于不同介质的折射率不同, 光速不同, 所以同频率的光在不同介质中的波长 λ 也不同。可以证明光在折射率为 μ 的介质中的波长 λ 是真空中波长 λ_0 的 $1/\mu$ 。介质中光速、频率和波长则有如下的关系

3. 单色平面波

(1) 平面波

在光波场中,光波相位相同的空间各点构成的面叫作波面,也叫作波阵面或等相位面。光波波面是平面的波叫作平面波。例如将一个点光源放置在一个凸透镜的焦点上,则通过透镜后的光波是平面波。离点光源很远处整个波面上的很小一部分也可近似看作平面波。例如太阳发出的光波到达地球表面时,波面的很小一部分可近似看作平面波。

平面波在均匀介质中传播的特点是:波面为彼此平行的平面,且在无吸收介质中传播时,波的振幅保持不变。

(2) 单色平面波

具有单一频率的平面波叫作单色平面波。实际上任何光波,包括激光在内,都不可能是完全单色的,总有一定的频率宽度。如果频率宽度 $\Delta\nu$ 比光波本身频率 ν 小很多,即 $\Delta\nu \ll \nu$ 时,这种波叫作准单色波。 $\Delta\nu$ 越小,单色性越好。实际上的单色波都是准单色波。

下面介绍经过科学抽象的理想单色平面波——简谐波,它是最简单、最重要的一种波。由傅里叶分析可知,任何复杂的波都可以分解为一系列不同频率的简谐波,所以讨论它是有实际意义的。

设真空中的电磁波(见图 1-1)的电矢量 \vec{E} 在坐标原点 O 沿 x 方向作简谐振动,磁矢量 \vec{B} 在坐标原点 O 沿 y 方向作简谐振动,其频率均为 ν ,角频率 $\omega = 2\pi\nu$,起始时刻,即 $t=0$ 时,二者初相位均为零。则 \vec{E} 、 \vec{B} 的振动方程分别为

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega t = \vec{E}_0 \cos 2\pi\nu t \quad (1-5)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 \cos \omega t = \vec{B}_0 \cos 2\pi\nu t \quad (1-6)$$

式中, \vec{E}_0 、 \vec{B}_0 分别为电场矢量和磁场矢量的振幅矢量。由上两式可见,电矢量和磁矢量两者具有相同的频率、相位和相似的简谐振动方程。为简便起见,今后将此二式统一写成标量形式

$$U = U_0 \cos \omega t = U_0 \cos 2\pi\nu t \quad (1-7)$$

U 称作场矢量大小,它代表电矢量 \vec{E} 或磁矢量 \vec{B} 的大小; U_0 为场矢量的振幅。设光波以速度 c 向 z 方向传播,在 z 轴上任选一点 P (见图 1-1),当波源的振动传播到该点时, P 点的振动状态比原点 O 的振动状态落后 $\tau = z/c$,因此 P 点的振动方程为

$$U = U_0 \cos \omega(t - \tau) = U_0 \cos \omega(t - z/c) \quad (1-8)$$

由于 P 点的位置是任意选取的,所以该方程代表了波场中任一点的振动状态,称作简谐波方程,又叫作行波方程,它是时间和空间的二元函数。从上式可知:如果固定空间某点 P ,则上式代表场矢量在该点作时间上的周期振动。如果固定时间 t ,则上式代表场矢量在该时刻随位置不同作空间上的周期变化。如果位置、时间都变化,则上式代表一个行波方程,可以给出不同时刻空间各点的振动状态,从而描绘出波的传播图像。行波方程(式(1-8))也可改写成如下的形式

$$U = U_0 \cos \omega \left(t - \frac{z}{c} \right) = U_0 \cos \left(\frac{2\pi t}{T} - \frac{2\pi z}{\lambda} \right) \quad (1-9)$$

从上式可以看出,光波具有时间周期性和空间周期性。时间周期为 T ,空间周期为 λ ;时间频率为 $1/T$,空间频率为 $1/\lambda$;时间角频率为 $\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T$,空间角频率(或波矢的大小)为

$k = |\vec{k}| = 2\pi/\lambda$, 波矢 \vec{k} 是一个矢量, 方向沿光线传播方向。

简谐波为具有单一频率 ν 的单色波。要成为单色波, 从物理上讲必须是无限长的波列, 也就是说该波列在空间上是无头无尾、无限延伸的。由傅里叶分析可知, 有限长的一段波列不可能是单色的, 它必然有一定的频带宽度。波列越长, 频宽越窄, 越接近单色波。通常原子发光时间约为 10^{-8} s, 形成的波列长度约等于 3 m。对于波长为 $0.5 \mu\text{m}$ 的绿光来讲, 整个波列有 6×10^6 个周期的波形。这是一个很大的量, 但它仍然是有限波列, 有一定的频带宽度。激光由于谐振腔的作用, 可使频宽做得很窄, 接近于单色光, 但仍然有一定的频宽。

(3) 平面波的复数表示法、光强

为了运算方便, 常把平面波公式(式(1-9))写成复数形式。由数学中的欧拉公式

$$e^{i\alpha} = \cos\alpha + i\sin\alpha \quad (1-10)$$

式(1-9)可改写为
$$U = \text{Re}[U_0 e^{i(\omega t - kz)}] \quad (1-11)$$

式中, $\text{Re}[\]$ 表示取 $[\]$ 中的实数部分。为简略起见, 在运算中只要记住最后结果取复数的实数部分, 也可以将“Re”省去, 直接写成

$$U = U_0 e^{i(\omega t - kz)} \quad (1-12a)$$

或
$$U = U_0 \exp[i(\omega t - kz)] \quad (1-12b)$$

上两式就是线偏振单色平面波的复数表示法。注意, $e^{i(\omega t - kz)}$ 中, 虚指数部分表示振动的相位。在很多光学问题中, 常将 $i(\omega t - kz)$ 中的时间变量和空间变量分开考虑, 成为独立的因子。在讨论单色波场中各点扰动的空间分布时, 时间因子 $e^{i\omega t}$ 总是相同的, 常略去不写, 剩下的空间分布因子

$$\tilde{U} = U_0 \exp(-ikz) \quad (1-13a)$$

称为复振幅。复振幅 \tilde{U} 由两部分组成, 其模 U_0 代表振幅在空间的分布, 其辐角 $(-kz)$ 代表相位在空间的分布。复振幅将两个空间分布合成起来, 且和时间变量无关, 体现出很大的优越性。

引入复振幅后, 相应的行波方程(式(1-8))可改写成

$$U = \tilde{U} \exp(i\omega t) \quad (1-13b)$$

在光学中, 光强是一个重要的物理量。它定义为单位时间内通过垂直于光传播方向单位面积的光波能量, 用字母 I 代表, 它的单位是 W/m^2 或 W/cm^2 。光强与光矢量大小的平方成正比, 即 $I \propto U^2$ 。

由于光的频率很高(10^{14} Hz 量级), 用通常的光探测器测量到的只是光强 I 的平均值 \bar{I} , 即

$$\bar{I} \propto \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} U^2 dt = \frac{1}{T} \int_{-1/T}^{1/T} U_0^2 \cos^2(\omega t - kz) dt = \frac{U_0^2}{2} \quad (1-14)$$

即平均光强 \bar{I} 与相应的光矢量振幅的平方成正比。由于实用中主要考虑光的相对强度, 所以上式经常写成: $\bar{I} = U_0^2$, 认为比例系数为 1。记住, 只要测得平均光强 \bar{I} , 就可直接用 I 代替 \bar{I} , 上式可改写成: $I = U_0^2$ 。

(4) 球面波及其复数表示法

光波波面为一系列同心球面的波叫作球面波。例如, 在均匀介质中点光源发出的光, 所形成的波面就是球面。可以证明球面波的振幅随波面半径 r 的增大成反比地减小。故球面简谐波的方程为

$$U = \frac{U_0}{r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad (1-15)$$

式中, r 为光传播到达任一点 P 离波源的距离, U_0 的值等于离波源单位距离处的振幅大小。

球面波的复数表示法为

$$U = \frac{U_0}{r} e^{i(\omega t - kr)} \quad (1-16)$$

1. 1. 2 光子

前面已经指出, 当光和物质作用时, 如果产生原子对光的发射和吸收的话, 那么光的粒子性就表现得较为明显。这时往往把光当作一个一个以光速 c 运动的粒子流看待。光的量子学说(光子说)认为, 光子和其他基本粒子一样, 具有能量 ϵ 和动量 \vec{P} , 它们与光波的频率 ν 、真空中波长 λ_0 之间有如下关系

$$\epsilon = h\nu \quad (1-17)$$

$$\vec{P} = \frac{h\nu}{c} \vec{n}_0 = \frac{h}{\lambda_0} \vec{n}_0 = \frac{h}{2\pi\lambda_0} 2\pi \vec{n}_0 = \frac{h}{2\pi} \vec{k} \quad (1-18)$$

式中, $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, 称作普朗克常数。光子的动量 \vec{P} 是一个矢量, 它的方向就是光子运动的方向, 即光的传播方向 \vec{n}_0 。 ϵ 为每一个光子的能量, 光的能量就是所有光子能量的总和。当光与物质(原子、分子)交换能量时, 光子只能整个地被原子吸收或发射。

式(1-17)和式(1-18)把表征粒子性的能量 ϵ 和动量 \vec{P} 与表征波动性的频率 ν 和波长 λ_0 联系起来, 体现了光的波粒二象性的内在联系。光的频率越高, 光子的能量就越大。红外光与可见光相比, 其频率较低, 故它的光子能量就较小。可见光、紫外光、X 射线、 γ 射线的频率依次增高, 相应的光子能量也逐渐增大。

上述两个基本关系式后来为康普顿(Compton)散射实验所证实(1923年), 并在现代量子电动力学中得到理论解释。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。

1. 2 原子的能级和辐射跃迁

1. 2. 1 原子能级和简并度

物质是由原子、分子或离子组成的, 而原子由带正电的原子核及绕核运动的电子组成。核外电子的负电量与原子核所带正电量相等。电子一方面绕核做轨道运动, 一方面本身做自旋运动。由原子物理学知道, 原子中电子的状态应该由下列四个量子数来确定:

① 主量子数 n : $n = 1, 2, 3, \dots$ 主量子数大体上决定原子中电子的能量值。不同的主量子数表示电子在不同的壳层上运动。

② 辅量子数 l : $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$, 它表征电子有不同的轨道角动量。对于辅量子数 $l = 0, 1, 2, 3$ 等的电子, 依次用 s, p, d, f 字母表示, 习惯上叫它们为 s 电子, p 电子……

③ 磁量子数 m : $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ 。磁量子数可以决定轨道角动量在外磁场方向上的分量。

④ 自旋磁量子数 m_s : $m_s = \pm 1/2$, 它决定电子自旋角动量在外磁场方向上的分量。

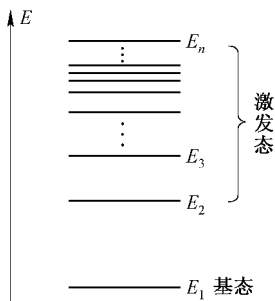


图1-3 原子能级示意图

电子具有的量子数不同,表示电子的运动状态不同。电子在原子系统中运动时,可以处在一系列不同的壳层状态或不同的轨道状态,电子在一系列确定的分立状态运动时,相应地有一系列分立的不连续的能量值,这些能量通常叫作电子(或原子系统)的能级,依次用 $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ 表示,如图1-3所示。

原子处于最低的能级状态称为基态。能量高于基态的其他能级状态叫作激发态。一般来说,处于一定电子态的原子对应某个确定的能级。反过来,某一能级并不一定只对应一个电子态,往往有若干个不同的电子运动状态具有同一能级。也就是说,两个或

两个以上的不同运动状态的电子可以具有相同的能级,这样的能级叫作简并能级。同一能级所对应的不同电子运动状态的数目,叫作简并度,用字母 g 表示。

例如,对氢原子来说,它只有一个核外电子,所以该电子状态就可代表原子的状态。因此氢原子的 $1s$ 态(即 $n=1, l=0, m=0$)有两个不同的电子自旋状态($m_s = \pm 1/2$),它们具有相同的能级 E_1 ,所以氢 $1s$ 态的简并度 $g_1=2$ 。又如氢原子的 $2p$ 态($n=2, l=1, m=0, \pm 1; m_s = \pm 1/2$)共有6个不同的电子状态,它们具有相同能级 E_2 ,所以氢原子的 $2p$ 态的简并度 $g_2=6$,见表1-1。原子的简并能级可由外场或原子中其他电子的场的相互作用来解除,此时原子能级原来相同的不同电子状态分裂成能级稍有不同的电子状态。

表 1-1 氢原子的 $1s, 2p$ 态的简并度

原子状态	n	l	m	m_s	简并度
$1s$	1	0	0	$\uparrow\downarrow$	$g_1=2$
$2p$	2	1	1	$\uparrow\downarrow$	$g_2=6$
			0	$\uparrow\downarrow$	
			-1	$\uparrow\downarrow$	

1.2.2 原子状态的标记

前面讨论的氢原子只有一个外层电子,所以氢的电子态就可代表氢的原子态。对于有 n 个电子的原子如何表示原子的状态呢?这里先介绍原子的电子组态符号,再介绍原子态的标记。

1. 原子的电子组态符号

由原子物理中的泡利不相容原理知道,多电子原子中,不可能有两个或两个以上的电子具有完全相同的量子数;另外,电子充填原子壳层时,遵守最小能量原理,即在正常情况下(无外界激发),电子从最低的能级开始充填,再依次充填能量较高的能级。例如,对于有三个外层电子的锂原子,其基态为两个电子处在 $1s$ 态,一个电子处在 $2s$ 态,用符号 $1s^2 2s$ 表示。这种将原子中各个电子所处的电子态一起标出的符号,称为电子组态符号(简称电子组态)。又如钠原子有11个核外电子,钠原子基态的电子组态为 $1s^2 2s^2 2p^6 3s$ 。钠原子内部的10个电子分别处在第一、第二壳层,构成稳定的闭壳层,通常把核及 $1s^2 2s^2 2p^6$ 的10个电子构成的稳定结构叫作原子实。这样钠原子可看作具有 $+e$ 的原子实及只有一个价电子的类氢原子。钠原子被激发时,往往是价电子被激发到外层轨道,随激发程度不同,这个电子可以跃迁到 $ns, np, nd \dots$ 等轨道上去。 $n \geq 3$ 激发态的钠原子的电子组态可以为 $1s^2 2s^2 2p^6 3p, 1s^2 2s^2 2p^6 3d, 1s^2 2s^2 2p^6 4s \dots$ 为书写简单,也可直接写出价电子的状态 $3p, 3d, 4s \dots$ 而把闭壳层电子组态 $1s^2 2s^2 2p^6$ 省去。

2. 原子态的标记

对于具有多个价电子的原子,考虑到原子中电子的轨道角动量与自旋角动量之间的相互

作用,原子的同一电子组态往往有不同的原子状态,也即有不同的能量。例如,氦原子有两个外层电子,基态的电子组态为 $1s\ 1s$,它对应的原子状态为两个电子均在第一壳层,它们的自旋角动量互相反平行,只有这一个原子状态。如果把氦的一个电子激发到 $2s$ 态,此时氦原子的电子组态为 $1s\ 2s$,它对应有两个原子状态。一个是第一壳层的电子自旋角动量与第二壳层的电子自旋角动量平行,另一个是反平行。为此标记不同的原子态是必要的(对于一个价电子的情况,可以类似于氢原子的讨论)。

各个电子的轨道运动和自旋运动都会产生磁场。因此,对于多个价电子的原子来说,多个电子轨道运动与自旋运动之间或轨道运动与轨道运动、自旋运动与自旋运动之间就有相互作用,使得不同的原子态有不同的能量。它们之间的相互作用有两种方式,一种叫 LS 耦合,一种叫 JJ 耦合。LS 耦合常见于轻元素中,各个电子轨道运动之间的相互作用和各个电子自旋运动之间的相互作用,大于每个电子的轨道运动和自旋运动之间的相互作用。JJ 耦合中,各个电子轨道运动与电子自旋运动之间的相互作用,大于每个电子的轨道运动之间和自旋运动之间的相互作用。有关 LS 耦合和 JJ 耦合的具体讨论可参考一般原子物理学教材。下面仅以 LS 耦合为例对原子状态的标记做一说明。

由于不同的耦合作用,多电子原子的总自旋量子数 S 、总轨道量子数 L 及总角动量子数 J ,按量子化条件,只能形成特定的一系列分立的正整数或半整数(L 为正整数)。通常用 $^{2S+1}L_J$ 符号来标记原子(或能级)状态,称作光谱项。符号中的 L 用大写字母如 S, P, D, F, G, H... 表示,它们分别对应于 $L=0, 1, 2, 3, 4, 5 \dots L$ 左上角的 $2S+1$ 为原子态的多重度,反映了谱项的多重性。当 $L \geq S$ 时,每一个谱项有 $2S+1$ 个不同的 J 值,因此,就代表 $2S+1$ 个不同的能级。对 $S=0$ 的状态, $2S+1=1$,故称之为单重态或多重度为 1。对 $S=1$ 的状态, $2S+1=3$,称之为三重态或多重度为 3。 L 右下角的 J 为原子态的总角动量的量子数。有时为了更完全地描写原子的状态,还在能级符号前写上外层电子的组态符号或其主量子数。

下面仍以氦原子为例,举出几个不同电子组态的原子态。氦原子的基态,它的电子组态为 $1s\ 1s$,由此构成的原子态为 $1s\ 1s\ ^1S_0$ 或 1^1S_0 ,属于氦原子的单重项。又如,对于电子组态为 $1s\ 2s$ 的氦原子激发态,由此构成的原子态有两种情况:①原子态为 $1s\ 2s\ ^3S_1$ 或 2^3S_1 (2 是激发电子的主量子数),属于氦原子的三重项;②原子态为 $1s\ 2s\ ^1S_0$ 或 2^1S_0 ,属于氦原子的单重项。氦原子的部分能级示意图如图 1-4 所示。

分子能级的标注法较原子能级复杂得多,但它们都反映了多电子之间复杂的相互作用及由此产生的分子的各种能量状态。相关的分子能级标注法可参看有关书籍。

最后需要指出的是,原子态的奇态(奇宇称)与偶态(偶宇称)也是一个很重要的概念。所谓原子的奇态就是原子中各电子的轨道辅量子数 l_i 总和是奇数的状态,而总和是偶数的状态叫偶态。研究两原子能级之间能否产生辐射跃迁时,必须考虑原子态的奇偶性。

3. 辐射跃迁选择定则

原子辐射或吸收光子,并不是在任意两个能级之间都能发生跃迁的,能级之间必须满足下述选择定则才能发生原子辐射或吸收光子的跃迁。

(1) 跃迁必须改变奇偶态。即原子发射或吸收光子,只能出现在一个偶态能级到另一个奇态能级,或一个奇态能级到另一个偶态能级之间。

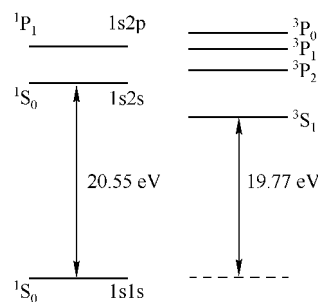


图 1-4 氦原子部分能级示意图

(2) $\Delta J=0, \pm 1 (J=0 \rightarrow J=0 \text{ 除外})$ 。

对于采用 LS 耦合的原子还必须满足下列选择定则：

(3) $\Delta L=0, \pm 1 (L=0 \rightarrow L=0 \text{ 除外})$ 。

(4) $\Delta S=0$, 即跃迁时 S 不能发生改变。

仍以氢原子为例, 基态 1^3S_1 和两个激发态 $2^3S_1, 2^1S_0$ 都属于偶态, 因此这三个能级之间都不满足选择定则(1), 因此氢的 $2^3S_1, 2^1S_0$ 都是亚稳能级。现在已知氢原子处于 2^3S_1 能级的平均寿命约为 10^{-4} s, 处于 2^1S_0 能级的平均寿命约为 5×10^{-6} s。

1.2.3 玻耳兹曼分布

前面讨论的是单个原子的能级情况。在激光器中实际上要处理大量原子的系统。例如, 红宝石激光器中 Cr^{3+} 离子的数密度为 $10^{18} \sim 10^{20} / \text{cm}^3$, 氩-氟激光器中氩原子的数密度大约为 $10^{10} \sim 10^{15} / \text{cm}^3$ 。现在考虑由 n_0 个相同原子(分子或离子)组成的系统, n_0 很大。每个原子都有如图 1-3 所示的能级。由于原子的热运动, 原子间相互碰撞或原子与器壁的碰撞, 因此不可能所有原子都处在基态, 有一定数量的原子激发到不同的激发态(即不同的能级)。 n_0 个原子中处在不同能级的原子数究竟是多少呢?

根据统计规律性, 大量原子所组成的系统在热平衡状态下, 原子数按能级分布服从玻耳兹曼定律

$$n_i \propto g_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (1-19)$$

式中, g_i 为 E_i 能级的简并度; k 为玻耳兹曼常数 ($1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$); T 为热平衡时的热力学温度; n_i 为处在 E_i 能级的原子数。

由玻耳兹曼定律可知, 处在基态的原子数最多, 处于越高的激发能级的原子数越少。显然, 分别处于 E_m 和 E_n 能级上的原子数 n_m 和 n_n 必然满足如下关系式

$$\frac{n_m/g_m}{n_n/g_n} = e^{-\frac{(E_m-E_n)}{kT}} \quad (1-20)$$

下面对式(1-20)进行一些讨论, 为简单起见, 设 $g_m = g_n$ 。

(1) 如果 E_m 和 E_n 之间的能量间隔很小, 满足 $\Delta E = E_m - E_n \ll kT$, 则由式(1-20)可得

$$\frac{n_m}{n_n} = e^{-\frac{(E_m-E_n)}{kT}} \approx 1$$

说明处在 E_m 和 E_n 两能级的粒子数基本相同, 其比值趋于 1。

(2) 如果 $\Delta E = E_m - E_n \gg kT$, 比值 $n_m/n_n \rightarrow 0$, 这表示在热平衡情况下, 只有很少量的原子处于较高的能级, 而绝大多数的原子都处在较低的能级。由式(1-20)还可知, 因 $T > 0$, 若 $E_m > E_n$, 则总有 $n_m/g_m < n_n/g_n$ 。

由上述关系可知, 处于高能态的粒子数总是小于处在低能态的粒子数, 这是热平衡情况的一般规律。后面讨论的激光器中会存在相反的情况。即当 $E_m > E_n$ 时, 有 $n_m/g_m > n_n/g_n$ 。通常把这种情况叫作粒子数反转。此时, 处在高能态的粒子数大于处在低能态的粒子数。这是非热平衡的情况下才可能得到的结果。

1.2.4 辐射跃迁和非辐射跃迁

因为能级低的状态比较稳定, 因此一个处于高能级 E_2 的原子, 总是力图使自己的能量状态过渡到低的能级 E_1 。但是, 并不是从任何一个高能级都可以通过辐射光子而跃迁到低能级

的,只有满足辐射跃迁选择定则时,一个处于高能级 E_2 的原子才可能通过发射一个能量为 $\epsilon=h\nu=E_2-E_1$ 的光子,使它跃迁到低能级 E_1 。相反,只有当满足辐射跃迁选择定则时,一个处于低能级 E_1 的原子才可能吸收一个能量为 $\epsilon=h\nu=E_2-E_1$ 的光子而跃迁到高能级 E_2 。这种因发射或吸收光子从而使原子造成能级间跃迁的现象叫作辐射跃迁。它必须满足辐射跃迁选择定则。

非辐射跃迁表示原子在不同能级跃迁时并不伴随光子的发射或吸收,而是把多余的能量传给了别的原子或吸收别的原子传给它的能量,所以不存在选择定则的限制。对于气体激光器中放电的气体来说,非辐射跃迁的主要机制是通过原子和其他原子或自由电子的碰撞或原子与毛细管壁的碰撞来实现的。固体激光器中,非辐射跃迁的主要机制是激活离子与基质点阵的相互作用,结果使激活离子将自己的激发能量传给晶体点阵,引起点阵的热振动,或者相反。总之,这时能量间的跃迁并不伴随光子的发射和吸收。

1.3 光的受激辐射

光与物质的相互作用,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。受激辐射概念是爱因斯坦于 1917 年首先提出的。在普朗克 1900 年用辐射量子化假设成功地解释了黑体辐射分布规律,以及玻尔在 1913 年提出原子中电子运动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,并在推导中提出了两个极为重要的概念:受激辐射和自发辐射。40 年后,受激辐射概念在激光技术中得到了应用。

1.3.1 黑体热辐射

处于某一温度 T 的物体能够发出和吸收电磁辐射。如果某一物体能够完全吸收任何波长的电磁辐射,则称此物体为绝对黑体,简称黑体。在自然界中绝对黑体是不存在的,没有一种物体能够在任何温度下,把投射来的各种波长的辐射都能完全吸收掉。例如,虽然煤烟可以吸收可见光 90% 以上,但对红外线的吸收却较小。

图 1-5 所示的空腔辐射体是一个比较理想的绝对黑体,因为从外界射入小孔的任何波长的电磁辐射都将在腔内来回反射而不再逸出腔外。从辐射角度看,物体除吸收电磁辐射外,还会发出电磁辐射,这种电磁辐射称为热辐射或温度辐射。当空腔加热到一定温度 T 后,空腔内表面的热辐射在腔内来回反射,形成一个稳定的辐射场。腔内的辐射能量通过小孔向外辐射,所以小孔又是黑体热辐射的光源面。例如,高温加热炉上的观察小孔向外的辐射就是一个黑体热辐射。如果在辐射过程中始终保持温度不变,它就是平衡的黑体热辐射。

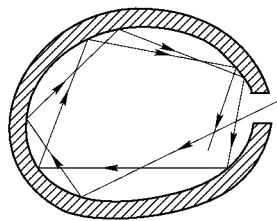


图 1-5 黑体模型

在热平衡时,空腔内有完全确定的辐射场。通常用单色辐射能量密度 ρ_ν 来描述辐射场。单色辐射能量密度 ρ_ν 定义为辐射场中单位体积内,频率在 ν 附近的单位频率间隔中的辐射能量。如辐射场中,体积元为 dV ,频率间隔在 $\nu\sim\nu+d\nu$ 之间,辐射能为 $d\omega$,则由单色辐射能量密度(简称单色能量密度)的定义有

$$\rho_\nu = \frac{d\omega}{d\nu dV} \tag{1-21}$$

为了从理论上解释实验测得的黑体辐射 ρ_ν 随 (T, ν) 的分布规律,19 世纪人们从经典物理学出

发所做的一切努力都以失败告终。1900年普朗克提出了与经典概念完全不同的辐射能量量子化假设,他认为物体在吸收或发射时,能量的变化是不连续的,存在着能量最小单元 ϵ ,称为光子。物体吸收或辐射的能量只能是最小单元 ϵ 的整数倍,即 $\epsilon, 2\epsilon, 3\epsilon, \dots, n\epsilon, \dots, n$ 为整数。 ϵ 和辐射频率之间的关系是 $\epsilon = h\nu$,其中 h 是普朗克常数。在此基础上,由处理大量光子的量子统计理论得到真空中单色辐射能量密度 ρ_ν 与温度 T 及频率 ν 之间的关系为

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1-22)$$

式中, k 为玻耳兹曼常数。上式通常称为普朗克黑体辐射的单色辐射能量密度公式,它反映了在热平衡条件下,热力学温度为 T 时黑体的电磁辐射在单位体积中不同频率 ν 处单位频率间隔内的能量分布规律。它是 ν 和 T 的函数。有了单色能量密度的表达式,就可进一步求出总辐射能量密度 ρ 。显然,总辐射能量密度 ρ 为辐射场中包含的各种频率的辐射能量密度之和,即

$$\rho = \int_0^\infty \rho_\nu d\nu \quad (1-23)$$

1.3.2 光和物质的作用

原子、分子或离子辐射光和吸收光的过程是与原子的能级之间的跃迁联系在一起。光与物质(原子、分子等)的相互作用有三种不同的基本过程,即自发辐射、受激辐射及受激吸收。对一个包含大量原子的系统,这三种过程总是同时存在并紧密联系的。在不同情况下,各个过程所占比例不同,普通光源中自发辐射起主要作用,激光器工作过程中受激辐射起主要作用。

对于由大量同类原子组成的系统,原子能级数目很多,要全部讨论这些能级间的跃迁,问题就很复杂,也无必要。为突出主要矛盾,只考虑与产生激光有关的原子的两个能级 E_2 和 E_1 ($E_2 > E_1$,而且它们满足辐射跃迁选择定则)。这里虽然只讨论两个能级之间的跃迁,使问题大为简化,但并不影响能级之间跃迁规律的普遍性。

1. 自发辐射

在通常情况下,处在高能级 E_2 的原子是不稳定的。在没有外界影响时,它们会自发地从高能级 E_2 向低能级 E_1 跃迁,同时放出能量为 $h\nu$ 的光子,有

$$h\nu = E_2 - E_1$$

这种与外界影响无关的、自发进行的辐射称为自发辐射。

自发辐射的特点是每个发生辐射的原子都可看作是一个独立的发射单元,原子之间毫无联系而且各个原子开始发光的时间参差不齐,所以各列光波频率虽然相同,均为 ν ,但各列光波之间没有固定的相位关系,各有不同的偏振方向,并且各个原子所发的光将向空间各个方向传播。可以说,大量原子自发辐射的过程是杂乱无章的随机过程。所以自发辐射的光是非相干光,图1-6所示为自发辐射的过程。

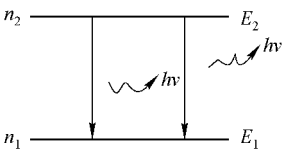


图 1-6 自发辐射

虽然各个原子的发光是彼此独立的,但是对于大量原子统计平均来说,从 E_2 经自发辐射跃迁到 E_1 具有一定的跃迁速率。用 n_2 表示某时刻处在高能级 E_2 上的原子数密度(即单位体积中的原子数),用 $-dn_2$ 表示在 dt 时间间隔内由高能级 E_2 自发跃迁到低能级 E_1 的原子数,则有

$$-dn_2 = A_{21} n_2 dt \quad (1-24)$$

等式左边“ $-$ ”号表示 E_2 能级的粒子数密度减少。比例系数 A_{21} 称为爱因斯坦自发辐射系数,

简称自发辐射系数,它是粒子能级系统的特征参量,即对应每一种粒子中的两个能级就有一个确定的 A_{21} 的值。上式可改写为

$$A_{21} = -\frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dt} \quad (1-25)$$

可见, A_{21} 的物理意义是,单位时间内发生自发辐射的粒子数密度,占处于 E_2 能级总粒子数密度的百分比。也可以说, A_{21} 是每一个处于 E_2 能级的粒子在单位时间内发生自发跃迁的几率。

将式(1-25)重新整理并对等式两边积分得

$$n_2(t) = n_{20} e^{-A_{21}t} \quad (1-26)$$

式中, n_{20} 为 $t=0$ 时,处于能级 E_2 的原子数密度。式(1-26)表明,如无外界能源激发补充,则由于自发辐射,激发态的原子数密度将随时间作指数衰减。由全部原子完成自发辐射跃迁所需时间之和对原子数平均,可以得到自发辐射平均寿命,它等于原子数密度由起始值降到 $1/e$ 所用的时间,用 τ 表示有

$$\tau = 1/A_{21} \quad (1-27)$$

即能级寿命等于自发跃迁几率的倒数。例如,红宝石晶体中,铬离子激光上下能级间自发辐射系数 A_{21} 为 10^2 s^{-1} 量级,这表示它的平均寿命 τ 约为 10^{-2} s 。也即一个粒子约在 10^{-2} s 的时间内发生自发跃迁。

式(1-27)的结论只考虑了从能级 E_2 向能级 E_1 的跃迁。一般来说,自高能级 E_n 可以跃迁到满足辐射跃迁选择定则的不同低能级,见图 1-7。设跃迁到 E_m 的跃迁几率为 A_{nm} ,则激发态的自发辐射平均寿命为

$$\tau = 1/\sum_m A_{nm} \quad (1-28)$$

显然,当自发辐射几率已知时,可求得单位体积内发出的光功率。若一个光子的能量为 $h\nu$,某时刻激发态原子数密度为 n_2 ,则该时刻自发辐射的光功率体密度(单位: W/m^3)为

$$q_{21} = n_2 A_{21} h\nu \quad (1-29)$$

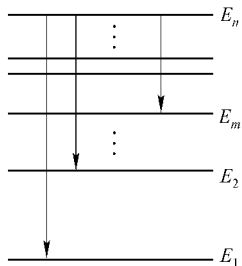


图 1-7 原子能级间的辐射跃迁

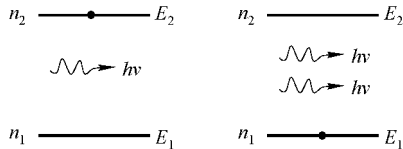


图 1-8 光的受激辐射过程

2. 受激辐射

如果原子系统的两个能级 E_2 和 E_1 满足辐射跃迁选择定则,当受到外来能量 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光照射时,处在 E_2 能级的原子有可能受到外来光的激励作用而跃迁到较低的能级 E_1 上去,同时发射一个与外来光子完全相同的光子,如图 1-8 所示。这种原子的发光过程叫作受激辐射。

受激辐射的特点是:

(1) 只有外来光子的能量 $h\nu = E_2 - E_1$ 时,才能引起受激辐射。

(2) 受激辐射所发出的光子与外来光子的特性完全相同,即频率相同、相位相同、偏振方向相同、传播方向相同。

受激辐射的结果使外来的光强得到放大,即光经受激辐射后,特征完全相同的光子数增加了。必须特别强调指出,受激辐射与自发辐射极为重要的区别在于相干性。自发辐射是原子在不受外界辐射场控制情况下的自发过程,因此,大量原子的自发辐射场的相位是无规则分布的,因而是相不干的。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。受激辐射是在外界辐射场的控制下的发光过程,因而各原子的受激辐射的相位不再是无规则分布,而应具有和外界辐射场相同的相位。在量子电动力学的基础上可以证明:受激辐射光子与入射(激励)光子属于同一光子态;或者说,受激辐射场与入射辐射场具有相同的频率、相位、波矢(传播方向)和偏振,因而是相干的。光的受激辐射过程是产生激光的基本过程。

设外来光的光场单色能量密度为 ρ_ν , 处于能级 E_2 上的原子数密度为 n_2 , 在从 t 到 $t + dt$ 的时间间隔内, 有一 dn_2 个原子由于受激辐射作用, 从能级 E_2 跃迁到 E_1 , 则有

$$-dn_2 = B_{21}n_2\rho_\nu dt \quad (1-30)$$

式中, 负号表示 E_2 能级的粒子数密度 n_2 减少。 B_{21} 是一个比例常数, 它是原子能级系统的特征参量, 它的数值由不同原子的不同能级间跃迁而定, 称为爱因斯坦受激辐射系数, 简称受激辐射系数。令 $W_{21} = B_{21}\rho_\nu$, 则由式(1-30)有

$$W_{21} = B_{21}\rho_\nu = -\frac{1}{n_2} \frac{dn_2}{dt} \quad (1-31)$$

它表示单位时间内, 在外来单色能量密度为 ρ_ν 的光照射下, 由于 E_2 和 E_1 间发生受激跃迁, E_2 能级上减少的粒子数密度占 E_2 能级总粒子数密度 n_2 的百分比, 也即 E_2 能级上每一个粒子单位时间内发生受激辐射的几率。所以将 W_{21} 称作受激辐射跃迁几率。

受激辐射跃迁几率 W_{21} 与自发辐射跃迁几率 A_{21} 不同。自发辐射跃迁几率就是自发辐射系数本身, 而受激辐射的跃迁几率决定于受激辐射系数与外来光单色能量密度的乘积。特别需要注意的是, 当 B_{21} 一定时, 外来光的单色能量密度愈大, 受激辐射几率愈大。这一点是十分重要的。

3. 受激吸收

光的受激吸收是与受激辐射相反的过程。如图 1-9 所示, 处于低能级 E_1 的原子受到一个外来光子(能量 $\epsilon = h\nu = E_2 - E_1$) 的激励作用, 完全吸收该光子的能量而跃迁到高能级 E_2 的过程, 叫作受激吸收。

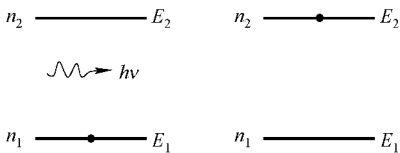


图 1-9 光的受激吸收过程

设低能级 E_1 的粒子数密度为 n_1 , 外来光单色能量密度为 ρ_ν , 则从 t 到 $t + dt$ 的时间内, 由于吸收使高能级 E_2 上粒子数密度的增加为 dn_2 , 于是有

$$dn_2 = B_{12}n_1\rho_\nu dt \quad (1-32)$$

式中, 比例系数 B_{12} 称为爱因斯坦受激吸收系数。它与 A_{21} 、 B_{21} 一样是粒子能级系统的特征参量。如令 $W_{12} = B_{12}\rho_\nu$, 则上式可改写成

$$W_{12} = B_{12}\rho_\nu = \frac{1}{n_1} \frac{dn_2}{dt} \quad (1-33)$$

W_{12} 的物理意义是, 在单色能量密度 ρ_ν 的光照射下, 单位时间内, 由 E_1 能级跃迁到 E_2 能级的粒子数密度(即 E_2 能级上由于吸收而增加的粒子数密度)占 E_1 能级上总粒子数密度的百分比, 也即 E_1 能级上的每一个粒子单位时间内因受激吸收而跃迁到 E_2 能级的几率。所以将 W_{12} 称作受激吸收几率, 它与受激辐射几率一样取决于吸收系数和外来光单色辐射能量密度的乘积。