



哈尔滨师范大学优秀教材出版基金资助项目

激光原理及应用

励强华 张梅恒 赵玉田 编著

东北林业大学出版社

激光原理及应用

励强华 张梅恒 赵玉田 编著

东北林业大学出版社

图书在版编目 (CIP) 数据

激光原理及应用/励强华, 张梅恒, 赵玉田编著. —哈尔滨: 东北林业大学出版社, 2007.8

ISBN 978-7-81131-065-8

I. 激… II. ①励… ②张… ③赵… III. 激光—基本知识 IV. TN24

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2007) 第 132267 号

责任编辑: 付 佳

封面设计: 彭 宇



NEFUP

激光原理及应用

Jiguang Yuanli Ji Yingyong

励强华 张梅恒 赵玉田 编著

东北林业大学出版社出版发行

(哈尔滨市和兴路26号)

哈尔滨驿飞印务有限公司印装

开本787×960 1/16 印张11.25 字数199千字

2007年8月第1版 2007年8月第1次印刷

印数1—1 000册

ISBN 978-7-81131-065-8

TN·6 定价: 22.00元

前 言

激光原理及应用技术已经成为大多数高校理工科学生必修的课程之一。本教材是在编者讲授的激光原理课的讲义基础上,参考国内外优秀教材编写成的。

本书前三章讲授激光的基本理论,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的参数之间的关系,尽量避免过多过深的理论计算。第四章简要讲述了激光的输出特性及激光控制技术;第五章介绍主要激光器的构造和输出特性;第六章至第九章讲授了激光在工业及精密测量领域、医学领域、军事及信息领域、现代高科技领域中的应用。

本教材可作为物理类专业和相关理工科专业本科生选修课教材,也可作为非激光专业研究生的基础课用书以及科技人员的参考用书。前五章参考学时为 36 学时,后四章可作为选讲内容,参考学时为 12 学时。

本教材绪论和前三章由哈尔滨师范大学励强华编写,第四章至第九章由牡丹江师范学院张梅恒编写,哈尔滨师范大学赵玉田为全书绘制插图和选配习题,最后由励强华做全书统审。由于编者水平有限,难免出现错误,望广大读者批评指正。

本教材为哈尔滨师范大学资助出版项目。

编著者
2007 年 5 月

目 录

0 绪 论	(1)
1 辐射理论概要	(4)
1.1 光波、光子的基本性质	(4)
1.2 原子能级、波尔兹曼分布、简并度	(8)
1.3 平衡热辐射场的辐射能量密度	(10)
1.4 光和物质的作用、爱因斯坦关系式	(12)
1.5 光谱线的线型和宽度	(16)
思考练习题.....	(27)
2 连续激光器的原理	(29)
2.1 激光的形成, 激光器的基本结构	(29)
2.2 激光器的模式	(34)
2.3 速率方程组、粒子数反转分布	(38)
2.4 均匀增宽型介质的增益系数与增益饱和	(40)
2.5 非均匀增宽型介质的增益系数和增益饱和	(43)
2.6 激光器的损耗与阈值条件	(46)
思考练习题.....	(48)
3 光学谐振腔及腔内的光束特性	(51)
3.1 光学谐振腔	(51)
3.2 共轴球面腔的稳定性条件	(51)
3.3 光学谐振腔的衍射理论概述和共焦腔中的场分布	(57)
3.4 高斯光束、共焦腔的光束传播特性	(62)
3.5 稳定球面腔中的光束传播特性	(64)
3.6 高斯光束的 q 参数及通过薄透镜时的参量变换	(66)
3.7 高斯光束的聚焦和准直	(70)
思考练习题.....	(72)
4 激光器的输出特性与激光控制	(75)
4.1 激光器的输出功率	(75)
4.2 激光器输出的选频	(77)
4.3 激光器的稳频	(80)

2 激光原理及应用

4.4	激光的线宽极限	(84)
4.5	调Q技术、锁模技术	(85)
	思考练习题	(93)
5	典型激光器	(95)
5.1	固体激光器	(95)
5.2	气体激光器	(98)
5.3	半导体激光器	(106)
5.4	光纤激光器	(113)
5.5	其他激光器简介	(116)
	思考练习题	(118)
6	激光在工业加工与精密测量中的应用	(120)
6.1	激光在工业领域的应用	(120)
6.2	激光在精密测量中的应用	(124)
	思考练习题	(133)
7	激光在医学领域中的应用	(135)
7.1	激光眼科	(135)
7.2	激光外科	(136)
7.3	激光口腔科	(136)
7.4	激光耳鼻喉科	(137)
7.5	激光皮肤科	(138)
7.6	光动力疗法	(138)
7.7	激光辐射血液疗法	(139)
7.8	激光针灸	(139)
	思考练习题	(140)
8	激光在军事领域与信息技术中的应用	(141)
8.1	激光在军事领域的应用	(141)
8.2	激光在信息处理的应用	(144)
	思考练习题	(155)
9	激光在通信领域与科技前沿中的应用	(157)
9.1	激光在通信领域的应用	(157)
9.2	激光在科技领域的作用	(159)
	思考练习题	(171)
	参考文献	(172)

0 绪 论

激光是 20 世纪人类的重大科技发明之一，世界上第一个激光器的成功研制距今已近 40 年了。40 年来，激光一直是科学研究前沿领域的热门课题，而且成熟的激光技术应用已经遍及现代工业、农业、医学、通信、军事和社会发展的许多领域。

激光发展的理论源头普遍认为是 1917 年，爱因斯坦（Albert Einstein）在量子理论的基础上提出了一个崭新的概念：在物质与辐射场的相互作用中，构成物质的原子或分子可以在光子的激励下产生光子的受激发射或吸收。这一新思想预示着光子在一定的条件下可以实现协同发射，并且实现光放大（Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation—LASER）。后来理论物理学家又证明：受激发射光子（波）和激励光子（波）具有相同的频率、方向、相位和偏振，这些都为激光的出现（一种光波振荡器）奠定了理论基础。在随后的几十年里，科学家不断发展和完善激光理论，同时，科学的发展和生产生活中迫切需要“纯”的单色光作为相干光源，需要更为集中的强光作为切割和攻击的工具，这一切都促使激光迅速诞生。美国的汤斯（Charles H. Townes）、前苏联的巴索夫（Nikolai G. Basov）和普洛霍洛夫（Aleksander M. Prokhorov）创造性地继承和发展了爱因斯坦的理论，提出了利用原子、分子的受激辐射来放大电磁波的新概念，并于 1954 年第一次实现了氨分子微波量子振荡器（MASER）。由此诞生了一个新的学科：量子电子学。它抛弃了利用自由电子与电磁场的相互作用实现电磁波的放大和振荡的传统概念，开辟了利用原子（分子）中的束缚电子与电磁场的相互作用来放大电磁波的新路。1958 年，汤斯和他的年轻合作者肖洛（Arthur L. Schawlow）提出了应用法布里—珀罗腔实现激光振荡器的新思想，并指出可以将这种结构的微波放大器推广到可见光波段。1960 年，美国休斯公司实验室的一位从事红宝石荧光研究的年轻人梅曼（Theodore H. Maiman）应用汤斯和肖洛提出的结构研制出世界第一台红宝石固态激光器。继而，全世界许多研究小组很快地重复了他的实验。实验证实激光（受激辐射光）确实具有理论预期的，完全不同于普通光（自发辐射光）的性质：单色性、方向性和相干性。这些独特性质加上由此而来的超高亮度、超短脉冲等性质使它已经而且必将深刻地影响当代科学、技术、经济和社会的发展及变革。我国科

学家邓锡铭和王之江于1960年制成了我国的第一台红宝石激光器，开创了我国激光发展的历史。世界上许多科学家由于在激光领域的贡献而获得诺贝尔奖。1997年，朱棣文(Steven Chu)、菲利普(William D. Phillips)和塔罗季(Claude Cohen-Tannoudji)由于利用激光冷却和钳制原子的研究成果而共获诺贝尔奖。

40年来，激光的发明不仅导致了一部典型的学科交叉的创造发明史，而且生动地体现了人的知识和技术创新活动是如何推动经济、社会的发展从而造福人类的物质与精神生活的。首先是具有不同学科和技术背景的一批发明家接二连三地发明了各种不同类型的激光器和激光控制技术。例如半导体(GaAs, InP等)激光器、固体(Nd:YAG等)激光器、气体原子(He-Ne等)激光器、气体离子(Ar⁺等)激光器、气体CO₂分子激光器、气体准分子(XeCl₂, KrF等)激光器、金属蒸汽(Cu等)激光器、可调谐染料及钛宝石激光器、激光二极管泵浦(全固化)激光器、光纤放大器和激光器、光学参量振荡及放大器、超短脉冲激光器、自由电子激光器、极紫外及X射线激光器等。与此同时，各种科学和技术领域纷纷应用激光并形成了一系列新的交叉学科和应用技术领域、包括信息光电子技术、激光医疗与光子生物学、激光加工、激光检测与计量、激光全息技术、激光光谱分析技术、非线性光学、超快光子学、激光化学、量子光学、激光(测污)雷达、激光制导、激光分离同位素、激光可控核聚变、激光武器等。

展望未来，激光在科学发展与技术应用两方面都还有巨大的机遇、挑战和创新的空间。在技术应用方面：以半导体量子阱激光器和光纤器件为基础的信息光电子技术将继续成为未来信息技术的基础之一，20世纪60年代末到70年代初，克雷歇尔(H. Kressel)和阿尔菲洛夫(Z. I. Alferov)等提出了双异质结半导体激光器新构思并成功地实现了半导体激光器的室温连续工作；高锟(Chals Gao)提出了基于光学全反射原理的光导纤维的创新概念，开创了光导纤维通信的新纪元。随后，由康宁公司开发出光通信的实用产品。这两大技术思想突破，加上后来在此基础上出现的半导体量子阱光电子器件和光纤放大器等重大发明，促使光子和电子迅速结合并蓬勃发展为今天的信息光电子技术和产业。光子以其极高的信息传输速率和容量，极快的信息处理速率，优越的信息并行处理与互联能力和巨大的信息存储能力补充了电子的不足并相互交叉融合，有力地促进了信息技术的发展。宽带光纤传输将组成全球信息基础设施的骨干网络，光纤接入网也将作为信息高速公路的神经末梢进入楼房或家庭，为人们提供高清晰度电视、远程教育、远程医疗等质高价廉的信息服务；光盘、全息以至更新型的信息存储技术将为此提

供丰富的信息资源；光子技术将和微电子技术、微机械技术交叉融合形成微光机电技术。激光医疗与光子生物学在 21 世纪的发展前景和重要性绝不亚于信息光电子技术，激光和光纤（传像光纤和传能光纤）技术可能帮助找到攻克心血管病、癌症等危害人类的疾病的新方法，包括基于激光的诊断、手术和治疗。激光光谱分析和激光雷达技术将对环境保护和污染检测提供有力的手段。工业激光加工与计量将和工业机器人结合，为未来的制造业提供先进的、精密的、灵巧的特殊加工与测量手段。光纤传感技术和材料工程的交叉正在创造未来的灵巧结构材料（Smart Structure），它能感知并自动控制自己的应力、温度等状态，从而为未来的飞机、桥梁、水坝等结构提供安全的保障。

激光科学以及与激光密切相关的光子学成为新兴的发展学科。在强光和物质相互作用方面，理论研究和激光技术的研究日益深入，非线性和非经典（即量子）光学和技术看来将在未来世纪中扮演越来越重要的角色。自激光器发明以来，已发现了大量的非线性光学效应，特别是各种频率变换和非线性散射效应的研究促进了新的激光器和激光光谱分析技术的发展。展望未来，光与物质的非线性相互作用效应及其在各种非线性光子器件中的应用研究仍将是光子学的重要研究方向之一。例如光纤通信中的光纤非线性效应，光孤子的形成与传输以及未来全光通信网中的光子交换器件等。应当指出的是，许多重要的非线性光学效应是与超短激光脉冲技术或超快光子学的发展密切相关的。人们通过各种激光锁模技术和光脉冲压缩等技术，已经可以获得峰值功率达太瓦（TW， 10^{12} W）级的飞秒（fs， 10^{-15} s）激光脉冲，从而导致非线性光学领域一系列新效应、新方法、新应用的出现。例如，高次谐波及飞秒软 X 波段相干辐射的产生；由太瓦级飞秒激光脉冲经聚焦后产生的极高场强（大于原子内库仑场强）所引起的超快、超强激光物理现象；飞秒激光还为研究和探测物理、化学和生命科学中的超快过程提供了一种时间分辨率高达 10^{-15} s 的光探针。仅从以上几个重要方面已经可以看出，激光的未来发展确实充满着巨大的机遇、挑战和创新空间。

1 辐射理论概要

光波的基本性质是光的波粒二象性。一方面光是电磁波，具有波动性质。另一方面光是粒子流，具有能量和动量的实物粒子。本章具体介绍光子的基本性质、光的平衡热辐射、光与物质的相互作用（光的自发辐射、受激辐射、受激吸收）、光谱线的宽度、线型函数以及光源的相干性等一些必备的基础知识。

1.1 光波、光子的基本性质

1.1.1 光波的基本性质

光是一种电磁波，按经典波动理论，根据光波波面，又将光波分为单色平面波、球面波、高斯光波等。

平面单色波是麦克斯韦方程的一种特解，它表示为

$$E(r, t) = E_0 e^{i(\omega t - k \cdot r)}$$

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。因此，单色平面波只是理想的状态。如果以平面波的频率宽度来衡量平面波的单色性，则频率宽度越小，单色性越好。

1.1.2 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）密切联系，并可归纳如下：

(1) 光子的能量 ϵ 与光波频率 ν 对应

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

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

(2) 光子具有运动质量 m ，并可表示为

$$m = \frac{\epsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (1.2)$$

光子的静止质量为零。

(3) 光子的动量 P 与单色平面光波的波矢 k 对应

$$P = mc n_0 = \frac{h\nu}{c} n_0 = \left(\frac{h}{2\pi}\right) \frac{2\pi}{\lambda} n_0 = \hbar k \quad (1.3)$$

式中： n_0 ——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。

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（它们以波矢 k_l 为标志）的线性叠加，或一系列电磁波的本征模式（或本征状态）的叠加。但每个本征模式所具有的能量是量子化的，即可表为基元能量 $h\nu$ 的整数倍。本征模式的动量也可表为基元动量 $\hbar k_l$ 的整数倍。这种具有基元能量 $h\nu$ 和基元动量的物质单元就称为属于第 l 个本征模式（或状态）的光子。具有相同能量和动量的光子彼此间不可区分，因而处于同一模式（或状态）。每个模式内的光子数目是没有限制的。

1.1.3 光子的相干性

为了把光子态和光子的相干性两个概念联系起来，下面对光源的相干性进行讨论。

在一般情况下，光的相干性理解为：在不同的空间点上、在不同的时刻的光波场的某些特性（例如光波场的相位）的相关性。在相干性的经典理论中引入光场的相干函数作为相干性的度量。但是，作为相干性的一种粗略描述，常常使用相干体积的概念。如果在空间体积 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

$$V_c = A_c L_c \quad (1.4)$$

式 (1.4) 也可表示为另一种形式：

$$V_c = A_c \tau_c c \quad (1.5)$$

式中： c ——光速；

$\tau_c = L_c/c$ ——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。

普通光源发光是大量独立振子（例如发光原子）的自发辐射。每个振子发出的光波是由持续一段时间 Δt 或在空间占有长度 $c\Delta t$ 的波列所组成，如图 1-1 所示。不同振子发出的光波的相位是随机变化的。对于原子谱线来说， Δt 即为原子的激发态寿命（ $\Delta t = 10^{-8}$ s）。对波列进行频谱分析，就得到它的频带宽度

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{\Delta t}$$

式中： Δt ——光源单色性的量度。

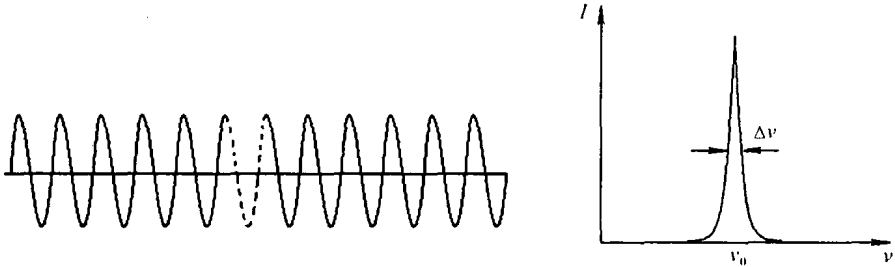


图 1-1 单个原子发出的光波列及其频谱

物理光学中已经阐明，光波的相干长度就是光波的波列长度，即

$$L_c = c\Delta t = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (1.6)$$

于是，相干时间 τ_c 与光源频带宽度 $\Delta\nu$ 的关系为

$$\tau_c = \Delta t = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.7)$$

式 (1.7) 说明，光源单色性越好，则相干时间越长。

物理光学中曾经证明：在图 1-2 中，由线度为 Δx 的光源 A 照明的 S_1 和 S_2 两点的光波场具有明显空间相干性的条件为

$$\frac{\Delta x \Delta L}{R} \leq \lambda \quad (1.8)$$

式中： λ ——光源波长。

距离光源 R 处的相干面积 A_c 可表示为

$$A_c = (\Delta L)^2 = \left(\frac{R\lambda}{\Delta x} \right)^2 \quad (1.9)$$

如果用 $\Delta\theta$ 表示两缝间距对光源的张角，则式 (1.8) 可写为

$$(\Delta x)^2 \leq \left(\frac{\lambda}{\Delta\theta}\right)^2 \quad (1.10)$$

式 (1.10) 的物理意义是：如果要求传播方向（或波矢 K ）限于张角 $\Delta\theta$ 之内的光波是相干的，则光源的面积必须小于 $(\lambda/\Delta\theta)^2$ 。因此， $(\lambda/\Delta\theta)^2$ 就是光源的相干面积。或者说，只有从面积小于 $(\lambda/\Delta\theta)^2$ 的光源面上发出的光波才能保证张角在 $\Delta\theta$ 之内的双缝具有相干性（见图 1-2）。根据相干体积定义，可得光源的相干体积为

$$V_{cs} = \left(\frac{\lambda}{\Delta\theta}\right)^2 \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{c^3}{v^2 \Delta\nu (\Delta\theta)^2} \quad (1.11)$$

式 (1.11) 可同样理解为：如要求传播方向限于 $\Delta\theta$ 之内并具有频带宽度 $\Delta\nu$ 的光波相干，则光源应局限在空间体积 V_{cs} 之内。

现在再从光子观点分析图 1-2。由面积为 $(\Delta x)^2$ 的光源发出动量 P 限于立体角 $\Delta\theta$ 内的光子，因此光子具有动量测不准量，在 $\Delta\theta$ 很小的情况下其各分量为

$$\Delta P_x = \Delta P_y \approx |P| \Delta\theta = \frac{h\nu}{c} \Delta\theta \quad (1.12)$$

因为 $\Delta\theta$ 很小，故有

$$P_z \approx |P|$$

$$\Delta P_z \approx \Delta |P| = \frac{h}{c} \Delta\nu \quad (1.13)$$

如果具有上述动量测不准量的光子处于同一相格之内，即处于一个光子态，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 (1.11)、式 (1.12) 及式 (1.13) 求得

$$\Delta x \Delta y \Delta z = \frac{h^3}{\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z} = \frac{c^3}{v^2 \Delta\nu (\Delta\theta)^2} = V_{cs} \quad (1.14)$$

式 (1.14) 表明，相格的空间体积和相干体积相等。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。

综上所述，可得下述关于相干性的重要结论：

(1) 相格空间体积以及一个光波模或光子态占有的空间体积都等于相干体积；

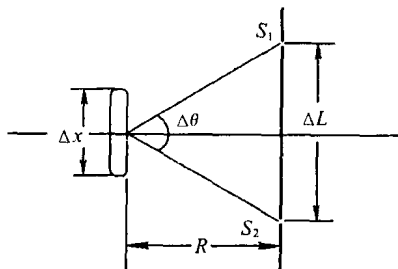


图 1-2 空间相干性

(2) 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。

1.2 原子能级、波尔兹曼分布、简并度

1.2.1 原子的能级

根据量子理论，原子是由带正电的原子核和核外电子组成，核外电子的运动状态是量子化的，电子在原子系统中运动时，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，相应有一系列分立的不连续的能量值。这些能量通常被叫做电子（或原子系统）的能级。依次用 E_1 、 E_2 、 E_3 ...表示，如图（1-3）。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做激发态。一般来说，处于一定电子态的原子对应一定的能级。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，电子可以有两个或两个以上的不同运动状态具有相同的能级。这样的能级叫做简并能级。同一能级所对应的不同电子运动状态的数目，叫做简并度，用字母 f 表示。

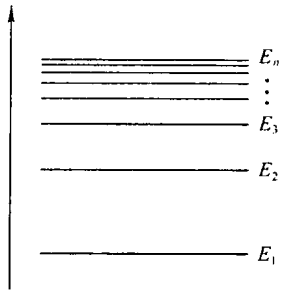


图 1-3 原子能级示意图

根据原子理论，单个原子每一个能级可能容纳的电子数是一定的。而最外层电子在吸收一定的能量后可以跃迁到高能级上，电子在高低能级的跃迁是能量变化的重要过程。

1.2.2 波尔兹曼分布

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^+ 离子的数密度在 $10^{15} \sim 10^{20}$ 个/ cm^3 。氦-氖激光器中氖原子的数密度为 $10^{10} \sim 10^{15}$ 个/ 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 的数目很大，每个原子都有如图 1-3 的能级。由于原子热运动，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（有不同的能级）。 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波尔兹曼定律：

$$n_i \propto f_i e^{\frac{E_i}{KT}} \quad (1.15)$$

式中： f_i ——能级 E_i 的简并度；

K ——波尔兹曼常数 ($K = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$)；

T ——热平衡时的绝对温度；

n_i ——处在 E_i 能级的原子数。

由波尔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。

如图 1-4 所示。

显然，分别处于 E_2 和 E_1 能级上的原子数 n_2 和 n_1 必然满足如下关系式：

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{f_2}{f_1} e^{\frac{E_2 - E_1}{KT}} \quad (1.16)$$

下面对公式 (1.16) 进行一些讨论，为简单起见，设 $f_2 = f_1$ 。

(1) 如果 E_2 和 E_1 之间的能量间隔很小，满足 $\Delta E = E_2 - E_1 \ll KT$ ，则由公式 (1.16) 可得

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{\frac{E_2 - E_1}{KT}} \approx 1 \quad (1.17)$$

表示处在 E_2 和 E_1 能级的粒子数基本相同，其比值趋于 1。

(2) 如果 $\Delta E = E_2 - E_1 \gg KT$ ，比值 $n_2/n_1 \approx 0$ ，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。由公式 (1.16) 还可知，因 $T > 0$ ，若 $E_2 > E_1$ 总有 $n_2 < n_1$ 。

我们把上述关系说成为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 $E_2 > E_1$ 时，有 $n_2 > n_1$ ，我们通常把这种情况叫做粒子数反转。此时，处在高能态的粒子数大于处在低能态的粒子数。这是在非热平衡的情况下得到的结果。

1.2.3 辐射跃迁和非辐射跃迁

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 ，因为能级低的状态比较稳定。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，只有在满足辐射跃迁选择定则时，一个

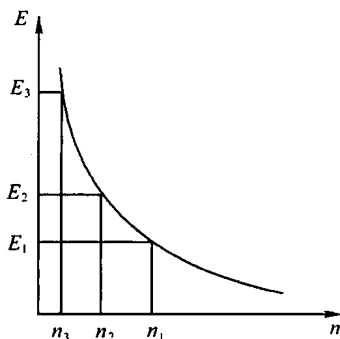


图 1-4 原子粒子数按能量的波尔兹曼分布

处于高能级 E_2 的原子可能通过发射一个能量为 $\epsilon = h\nu = E_2 - E_1$ 的光子而使它跃迁到低能级 E_1 。对于与此相反的过程，也只有满足辐射跃迁选择定则时，一个处于低能级的原子才有可能吸收一个能量为 $\epsilon = h\nu = E_2 - E_1$ 的外来光子而使该原子跃迁到高能级 E_2 。这种发射或吸收光子从而使原子造成能级间跃迁的现象叫做辐射跃迁。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是由原子和原子（或自由电子）的碰撞或原子与毛细管壁的碰撞来实现的。

在固体激光器中，非辐射跃迁的主要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。

1.2.4 光子简并度

一个好的相干光源，应具有尽可能高的相干光强、足够大的相干面积和足够长的相干时间。对普通光源来说，增大相干面积、相干时间和增大相干光强是矛盾的。正是由于普通光源在相干特性方面的局限性，导致光相干技术发展的缓慢。例如光全息技术，它的原理早在 1948 年就被提出，但在激光出现之前一直没有实际应用，其原因就在于此。而激光器却是一种把光强和相干性两者统一起来的强相干光源。

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的数目或同态光子的数目。这种处于同一光子态的光子数称为光子简并度。显然，光子简并度具有以下几种相同的含义：同态光子数、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 平衡热辐射场的辐射能量密度

受激辐射概念是爱因斯坦首先提出的（1917 年）。在普朗克（Max Planck）于 1900 年用辐射量子化假设成功地解释了黑体辐射分布规律，以及波尔（Niels Bohr）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 黑体辐射的普朗克公式

我们知道，处于某一温度 T 的物体能够发出和吸收电磁辐射。如果某一物质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。如图 1-5 所示的空腔辐射体就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。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。普通光源就可以是一种热辐射光源。

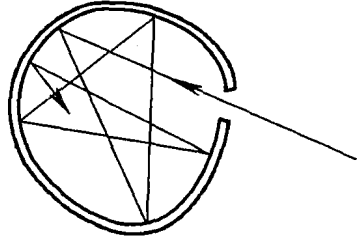


图 1-5 绝对黑体示意图

如果图 1-5 所示的黑体处于某一温度 T 的热平衡情况下，则它所吸收的辐射能量应等于发出的辐射能量，即黑体与辐射场之间应处于能量（热）平衡状态。显然，这种平衡必然导致空腔内存在完全确定的辐射场。这种辐射场称为黑体辐射或平衡辐射。

黑体辐射是黑体温度 T 和辐射场频率 ν 的函数，并用单色能量密度 ρ_ν 描述。 ρ_ν 定义为：在单位体积内，频率处于 ν 附近的单位频率间隔中的电磁辐射能量，其量纲为 $\text{J} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}$ 。

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，人们从经典物理学出发所做的一切努力都归于失败。后来，普朗克提出了与经典概念完全不相容的辐射能量量子化假设，并在此基础上成功地得到了与实验相符的黑体辐射普朗克公式。这一公式可表述为：在温度 T 的热平衡情况下，黑体辐射分配到腔内每个模式上的平均能量为

$$E = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.18)$$

为了求得腔内模式数目，可利用式 (1.8)。显然，腔内单位体积中频率处于 ν 附近单位频率间隔内的光波模式数 n_ν 为

$$n_\nu = \frac{P}{Vd\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}$$

于是，黑体辐射普朗克公式为

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.19)$$

式中： K ——波尔兹曼常数，其数值为 $K = 1.38062 \times 10^{-23} \text{ J/C}$ 。