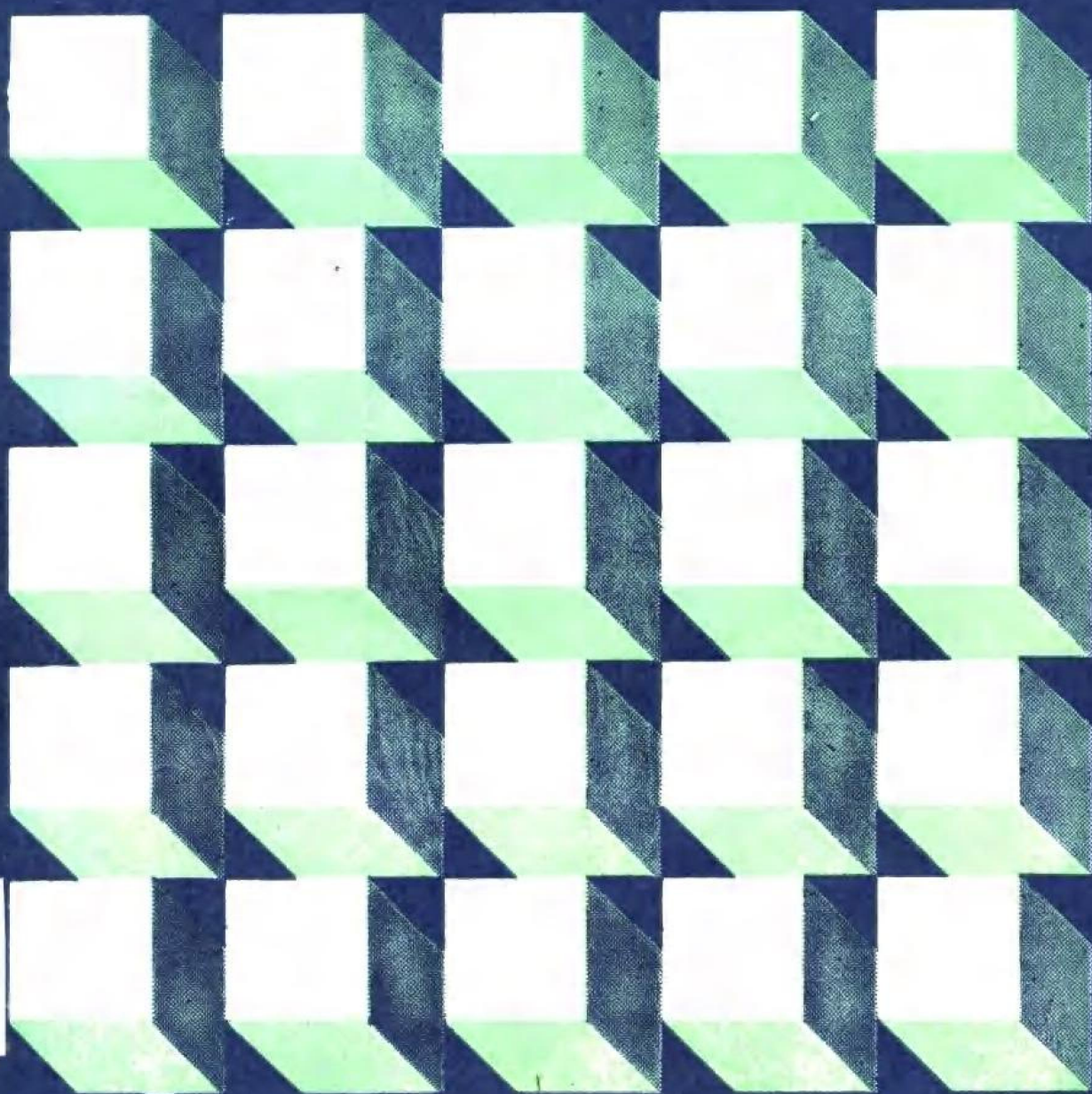


·激光基础

● 陈 天 杰

● 高等教育出版社



内 容 简 介

本书共分八章，前五章讨论激光的特性、激光形成的机制和激光器工作原理，后三章介绍常用的一些激光器，激光技术则结合有关的激光器一起讨论。

本书特点是，对问题的处理着重于用唯象方法，尽量避免繁冗的数学推导，突出了物理图象。可供不设理论物理课程的有关专业作为教材，也可供从事激光研究及应用方面的工作人员参考。

本书责任编辑 曹建庭

激 光 基 础

陈天杰

*

高等教育出版社出版
新华书店北京发行所发行
武汉大学出版社印刷总厂印装

*

开本787×1092 1/16 印张16 75 字数335 000

1987年10月第1版 1987年10月第1次印刷

印数00 001—2 730

书号13010·01333 定价3.55元

前 言

本书作为激光的基础教材，共分八章。前五章讨论激光的特性、激光形成的机制和激光器工作原理，后三章介绍常用的一些激光器件，而激光技术则结合有关的激光器一起讨论。

为了使本书能为那些对量子力学和电动力学等理论物理课程不太熟悉的读者所接受，书中不直接引用量子力学和电动力学的公式和理论推导，而用唯象的方法介绍由量子力学和电动力学推得的结果。在介绍中注意在叙述上保持严肃的科学性和逻辑上的连贯性。多年来的教学实践和部分兄弟院校试用的结果说明这种安排是可行的。

本书在1976年曾以“激光原理”为名由北京大学印刷厂印刷，1981年重印。这次出版又由作者重写了部分章节，并对全书进行了修订，改名“激光基础”。可供不设(或只设很少学时)理论物理课程，而又对激光感兴趣的系科作为教材。对从事激光研究、应用和开发工作的同志提供一本参考书。

在1976年“激光原理”初稿准备过程中，黄乐天、张合义和刘弘度等，为该书编写了部分章节；黄显玲为该书的出版做了大量准备工作。出版后，邹英华在教学实践中对该书提出过不少中肯的修改意见。虽然此次“激光基础”出版前，作者又重写了这些章节，但当年的合作共事仍是一段美好的回忆。作者愿趁本书出版之机，向上述同志致谢。

编 者

一九八六年 于燕东园

目 录

第一章 激光概述	(1)	§ 3.2.2 光谱线的自然增宽	 (73)
§ 1.1 光的基础知识	 (1)	§ 3.2.3 光谱线的碰撞增宽	 (76)
§ 1.1.1 光场的描述	 (1)	§ 3.2.4 光谱线的多普勒增宽	 (77)
§ 1.1.2 光的相干性和模式	 (4)	§ 3.2.5 均匀增宽和非均匀增宽	 (80)
§ 1.1.3 光的吸收和发射	 (11)	第四章 介质对光的增益作用	 (81)
§ 1.2 激光的获得	 (14)	§ 4.1 介质中激发态的粒子数	 (81)
§ 1.3 激光的特性	 (18)	§ 4.2 光在介质中的增益	 (88)
第二章 光学谐振腔	(21)	§ 4.2.1 介质的增益系数	 (88)
§ 2.1 光学谐振腔的稳定条件	 (21)	§ 4.2.2 介质中增益的饱和	 (91)
§ 2.2 激光的纵模	 (26)	第五章 激光器基本工作原理	 (96)
§ 2.3 激光的横模	 (33)	§ 5.1 激光形成的阈值条件	 (96)
§ 2.4 对称共焦腔中的光束特性	 (37)	§ 5.2 连续运转激光器中稳定状态的	
§ 2.4.1 高斯光束(一)	 (37)	建立和工作特性	 (99)
§ 2.4.2 对称共焦腔中的高斯光束	 (41)	§ 5.2.1 均匀增宽谱线稳定态激光	
§ 2.4.3 高斯光束(二)	 (42)	器的工作特性	 (100)
§ 2.5 非共焦腔中的光束特性	 (44)	§ 5.2.2 非均匀增宽谱线稳定态激	
§ 2.5.1 对称型非共焦腔中的光束		光器的工作特性	 (103)
特性	 (44)	§ 5.3 连续运转激光器的输出功率和	
§ 2.5.2 不对称非共焦腔中的光束		最佳透过率	 (104)
特性	 (45)	§ 5.4 脉冲激光器的尖峰脉冲	 (107)
§ 2.6 高斯光束通过薄透镜时的变换		§ 5.5 激光的线宽	 (109)
聚焦和准直	 (47)	§ 5.6 有源谐振腔的纵模频率——	
§ 2.7 衍射损耗	 (55)	频率牵引效应	 (114)
§ 2.8 非稳定腔	 (58)	第六章 固体激光器	(118)
第三章 光的吸收和发射	(64)	§ 6.1 固体激光工作物质	 (119)
§ 3.1 光的自发发射、受激吸收和受		§ 6.2 光源和聚光、冷却系统	 (125)
激发射	 (64)	§ 6.2.1 固体激光器用光源	 (125)
§ 3.1.1 光的自发发射	 (64)	§ 6.2.2 固体激光器的聚光、冷却和	
§ 3.1.2 光的受激吸收和受激发射		滤光系统	 (128)
..... (66)		§ 6.3 阈值和效率	 (130)
§ 3.1.3 自发发射、受激吸收和受		§ 6.4 红宝石激光器	 (133)
激发射的关系	 (68)	§ 6.5 钕玻璃激光器	 (137)
§ 3.2 光谱线的宽度	 (71)	§ 6.6 掺钕钇铝石榴石($\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$)	
§ 3.2.1 光谱线、线型和宽度	 (71)	激光器	 (139)

§ 6.7 调Q技术	(141)		(202)
§ 6.7.1 调Q激光器的速率方程	(142)	§ 7.3 氩离子激光器	(206)
§ 6.7.2 转镜调Q技术	(145)	§ 7.4 氮分子激光器	(211)
§ 6.7.3 声光调Q技术	(148)	§ 7.5 氮镉离子激光器	(213)
§ 6.7.4 染料调Q技术	(150)	§ 7.6 准分子激光器	(215)
§ 6.7.5 电光调Q技术	(152)	第八章 其它激光器	(218)
§ 6.8 倍频技术	(157)	§ 8.1 染料激光器	(218)
§ 6.9 锁模技术	(169)	§ 8.2 半导体激光器	(228)
第七章 气体激光器	(174)	附录A 常用物理常数	(242)
§ 7.1 氦氖激光器	(177)	附录B 常用气体激光谱线表	(243)
§ 7.2 二氧化碳激光器	(193)	附录C 常用激光染料性能	(245)
§ 7.2.1 二氧化碳激光器概述	(193)	附录D 高斯光束	(247)
§ 7.2.2 二氧化碳激光器工作原理	(194)	§ D.1 自由空间中的高斯光束	(247)
§ 7.2.3 二氧化碳激光器输出特性 和设计考虑	(200)	§ D.2 共焦腔中的高斯光束	(250)
§ 7.2.4 其它类型二氧化碳激光器		§ D.3 高斯光束通过薄透镜时的变换	(253)
		索 引	(258)

第一章 激光概述

人类的生存是与光的利用分不开的。但在二十世纪六十年代前，人类所能利用的只是一些相干性很差的普通光源。1960年Maiman制成第一台激光器，为人类提供了一种崭新的相干光源。这种光源所发的激光具有亮度高、相干性好和方向性好等特点。激光的出现使古老的光学又活跃起来。它很快在工业、军事和科技各领域中得到广泛的应用。在激光的推动下，物理学中也发展出来许多新的分支，如非线性光学和激光光谱等。

二十多年来人们已制成许多种类的激光器。目前已获得几千条激光谱线。输出的激光功率有小到毫瓦级的He-Ne激光器，到高至 10^9 瓦的脉冲激光器。激光波长有短到386埃的远紫外激光，以及长至1965.43微米的远红外激光。有连续工作的激光器，也有脉冲工作的激光器。目前可获得的最短的激光脉冲是 8×10^{-15} 秒。但其中许多激光器是为特殊目的而设计的。常用的激光器约十余种；按工作物质分类，大致可分为：

一、气体激光器

主要有He-Ne激光器、CO₂激光器、Ar⁺激光器、He-Cd激光器和准分子激光器等。

二、固体激光器

主要有红宝石激光器、钕玻璃激光器和掺钕钇铝石榴石(Nd:YAG)激光器等。

三、半导体激光器

主要有GaAs激光器、InSb激光器、ZnS激光器和SnTe激光器等。

四、染料激光器

它是一种激光波长连续可调的激光器。选用不同的染料，激光波长的调谐范围在3210—12800埃内。

本章首先介绍关于光的一些基本概念。然后概要地介绍激光的形成和特性，为以后章节的讨论作准备。

§ 1.1 光的基础知识

本节中首先介绍光场的描述。光具有二象性，即光同时具有波动性和微粒性，所以光场的描述也有两种方法——波动描述和量子描述。接着将讨论光的相干性和其模式。在第三小节中将讨论光的吸收和发射。

§ 1.1.1 光场的描述

一、光的经典描述

在经典电磁理论中，光是一种电磁波。它是在空间传播的电磁振动。一个沿 z 方向传播的

线偏振单色（单一频率 ν ）的平面光波，对应着作正弦振动的电场 E 和磁场 B 。它们分别为

$$\begin{aligned} E &= E_0 \cos \left(2 \pi \nu t - \frac{2 \pi}{\lambda} z \right) \\ &= E_0 \cos (\omega t - k z), \end{aligned} \tag{1.1-1}$$

$$B = B_0 \cos (\omega t - k z), \tag{1.1-2}$$

其中 ν 是电磁场振动的频率， $\omega = 2\pi\nu$ 是圆频率， λ 是光在介质中的波长。 λ 和光在真空中的波长 λ_0 的关系为 $\lambda = \lambda_0/\mu$ ，其中 μ 是介质的折射率。 $k/2\pi$ 是单位长度上波的数目，所以称为波数。上述几个量之间的关系是：

$$\lambda_0 \nu = \mu \lambda \nu = c, \quad k = 2\pi/\lambda, \tag{1.1-3}$$

式中 c 是光在真空中传播的速度，它的值被确定*为：

$$c = 299\,792\,458 \text{ 米/秒}.$$

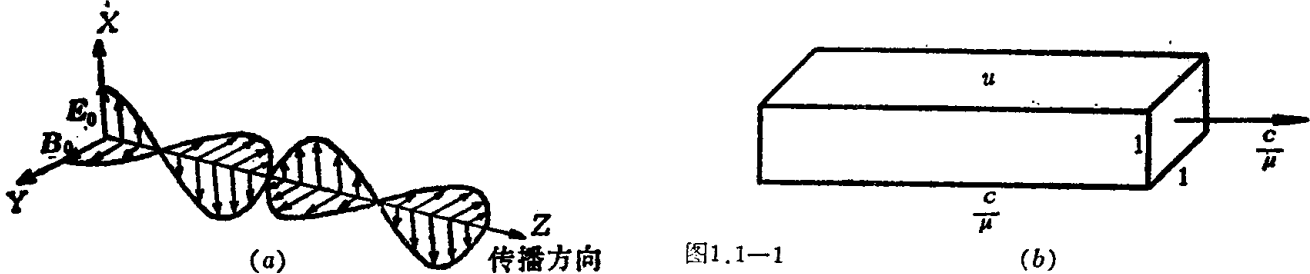
按频率（波长或波数）电磁波可分为：无线电波、微波、光波、 x 射线和 γ 射线等。光波又分为红外、可见和紫外。各波段对应的大致频率列于下表中。

表 1.1-1 电磁波谱

	ν	λ_0	$k/2\pi$
无线电波	$\leq 10^9$ 赫	≥ 300 毫米	≤ 0.033 厘米 ⁻¹
微波	$10^9 \sim 3 \times 10^{11}$ 赫	$300 \sim 1.0$ 毫米	$0.033 \sim 10$ 厘米 ⁻¹
光波	红外光	$3 \times 10^{11} \sim 4 \times 10^{14}$ 赫	$1000 \sim 0.75$ 微米
	可见光	$4 \times 10^{14} \sim 7.5 \times 10^{14}$ 赫	$0.75 \sim 0.40$ 微米
	紫外光	$7.5 \times 10^{14} \sim 10^{16}$ 赫	$0.40 \sim 0.03$ 微米
x 射线	$10^{16} \sim 10^{19}$ 赫	$300 \sim 0.3$ 埃	$3.3 \times 10^5 \sim 3.3 \times 10^8$ 厘米 ⁻¹
γ 射线	$\geq 10^{19}$ 赫	≤ 0.3 埃	$\geq 3.3 \times 10^8$ 厘米 ⁻¹

式（1.1-1）和（1.1-2）中 E_0 和 B_0 分别是电场和磁场的振幅，其方向分别是电场和磁场的振动方向。

电磁波是横波， E_0 和 B_0 的方向互相垂直，且 E_0 和 B_0 都和波的传播方向 z 垂直。 E_0 、 B_0 和 z 构成右手坐标系（见图1.1-1a）。



在已知的各种光学效应中，观察到的主要是电场的作用；所以在以后的讨论中只考虑光波中的电场部分。即以电场 E 的振动方向为光的偏振方向。式（1.1-1）所描述的光称为线偏振光，此时 E 在 E_0 和 z 构成的平面内振动。一般情况下 E 可以分解为

* 根据1983年国际计量大会决议，——编辑注

$$\mathbf{E} = E_x \mathbf{X} + E_y \mathbf{y},$$

其中 E_x 和 E_y 位相相同时,合成的是(1.1—1)式的线偏振光。但当 E_x 和 E_y 有位相差时:

$$\begin{aligned} E_x &= E_{0x} \cos(\omega t - kz), \\ E_y &= E_{0y} \cos(\omega t - kz + \varphi), \end{aligned} \quad (1.1-4)$$

则为椭圆偏振光。因此时在 $x-y$ 平面上, $\mathbf{E}$ 矢量端点的轨迹是一椭圆。当

$$\begin{cases} E_{0x} = E_{0y}, \\ \varphi = \pi/2, \end{cases} \quad (1.1-5)$$

时, $\mathbf{E}$ 端点在 $x-y$ 平面上沿顺时针方向旋转,称为右圆偏振光。但当

$$\begin{cases} E_{0x} = E_{0y} \\ \varphi = -\pi/2 \end{cases} \quad (1.1-6)$$

时, $\mathbf{E}$ 端点是沿逆时针方向旋转圆,称为左圆偏振光。

电磁场具有能量。单位体积中的平均能量称为电磁场的能量密度 ρ 。在国际制(SI)中

$$\rho = \frac{1}{2} \epsilon \epsilon_0 E_0^2. \quad (1.1-7)$$

式中 ϵ 和 ϵ_0 分别是介质和真空的介电常数。

单位时间内通过单位面积的电磁波能量称为光通量密度。由图1.1—1b看到,在单位时间内,图中所画的长方体内的能量将通过其端面。长方体端面面积为一个单位,而长度为光速 c/μ 。所以光通量密度 I 应为:

$$I = \rho c / \mu. \quad (1.1-8)$$

通常称 I 为光强, μ 则为折射率。

二、光的量子描述

从量子论观点看,光场是由一个个光子组成。光子是光的最小单位。物质发光是发射一系列光子。吸收光也就是吸收光子。

每个光子有一定的能量 ϵ 和频率 ν 。它们间的关系为:

$$\epsilon = h\nu. \quad (1.1-9)$$

其中 h 是普朗克常数,其数值为

$$h = 6.62620 \times 10^{-34} \text{ 焦耳} \cdot \text{秒}.$$

光子也有其动量 $\mathbf{p}$ 。 $\mathbf{p}$ 的方向为光子运动的方向(即传播方向)。 $\mathbf{p}$ 的数值为:

$$|\mathbf{p}| = \frac{\epsilon}{c} = \frac{h\nu}{c}. \quad (1.1-10)$$

也可用波矢 $\mathbf{k}$ 来表征光子,它和 $\mathbf{p}$ 的关系为:

$$\mathbf{p} = \frac{h}{2\pi} \mathbf{k} = \hbar \mathbf{k}. \quad (1.1-11)$$

光子有偏振,通常用偏振参量 σ 来表征。如取 $\mathbf{k}$ 的方向为 z 方向,则 σ_+ 和 σ_- 分别表示沿 x 和 y 方向的线偏振光。也可以有圆偏振, σ_+ 和 σ_- 分别表示左和右两种圆偏振光。

对一个光子,只要给定 $\mathbf{k}$ 和 σ ,则它的传播方向、动量、偏振方向和能量都确定了。所以通常用这两个参量来表征光子。

光的电磁场的强弱用光子数密度 n_0 来表示。 n_0 是单位体积中的平均光子数。电磁场能量密度 ρ 和 n_0 的关系为:

$$\rho = n_0 h\nu, \quad (1.1-12)$$

而光强

$$I = \rho c / \mu = n_0 h\nu c / \mu. \quad (1.1-13)$$

§ 1.1.2 光的相干性和模式

一、光的时间相干性

我们从分析迈克耳孙干涉仪着手分析光的时间相干性。

图1.1—2是一台迈克耳孙干涉仪的光路图。其中 M_1 和 M_2 是平面反射镜， M_1 固定不动， M_2 可沿着光传播方向平移。 G 是半透射半反射膜。从光源射来的单色光（暂不考虑其宽度），在 G 上分为反射光束1和透射光束2，二者强度相等。前者射到 M_1 ，经 M_1 反射后透过 G 到达观察屏 P 上；后者射到 M_2 ，经 M_2 反射后再经 G 反射到观察屏 P 上。由于光束1和2是从光源射出的同一束单色光在 G 上分离出来的，因此频率 ν 是相同的，并且最后均沿着同一个方向从 G 射到屏 P 上，结果这两束光1和2将在屏上产生干涉。

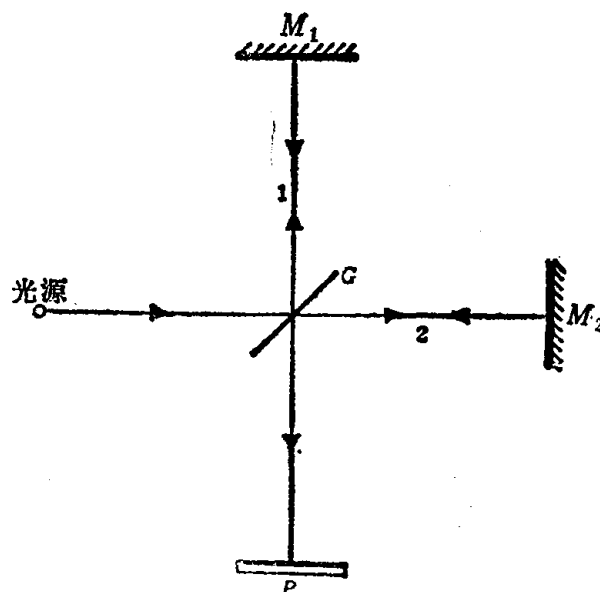


图1.1—2 迈克耳孙干涉仪的光路图

为了便于讨论，假定两束光1和2均为理想的单色平面光波，其电矢量分别为 E_1 和 E_2 ，二者的振幅均等于 A_1 。 E_1 和 E_2 叠加而成的电矢量为 E ，其振幅为 A 。两束光干涉后的强度为 I ， $I \propto A^2$ 。

很容易看出，当 M_1 和 M_2 分别到 G 中心处的距离正好相等时，这两束光（1和2）所走过的光程相等，即两束光的光程差 $\Delta L = 0$ ，它们将同时到达屏 P 中心处。由于两束光位相相同，干涉后的电矢量振幅 $A = 2A_1$ ，干涉后的强度 $I \propto 4A_1^2$ ，达到峰值。

若 M_1 不动， M_2 沿着光传播方向平移一段距离 $l = \frac{\lambda}{4}$ ，这时到达屏 P 中心处的两束光1和2就有了光程差 $\Delta L = \frac{\lambda}{2}$ ，因而这两束光位相相反，干涉后的电矢量振幅 $A = 0$ ，干涉后的强度 I 等于零。

同理，若 M_1 不动， M_2 沿着光传播方向平移距离 $l = \frac{\lambda}{2}$ ，这时到达屏 P 中心处的两束光1和2就有了光程差 $\Delta L = \lambda$ ，两束光干涉后，强度 I 又达到峰值。

由此可以推知，当 M_1 固定不动，而 M_2 沿着光传播方向不断平移，则 M_2 每走过一段距离 $\frac{\lambda}{2}$ 时，屏 P 中心处两束光干涉后的光强度 I 将亮暗交替变化一次。因此可利用上述的迈克耳

孙干涉仪来精密测量物体的长度。

但是，一切光束总不会是完全单色的，总占有一定的波长区间 $\Delta\lambda$ ，图1.1—3中绘出一条光谱线的相对光强度按频率 ν 分布的情况 $g(\nu)$ ， $g(\nu)$ 称为线型函数，表示一条光谱线的形状。曲线下面的总面积一般令其等于1。

即

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu) d\nu = 1.$$

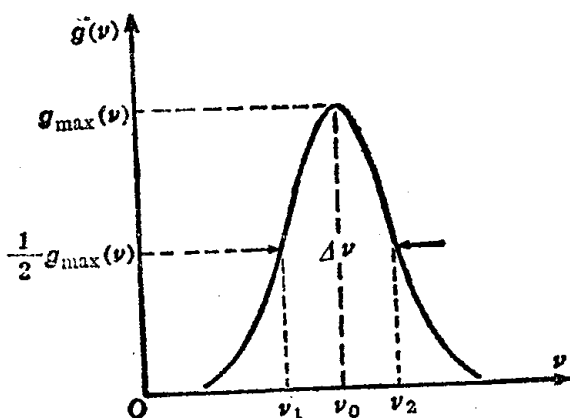


图1.1—3 光谱线的宽度

令 ν_0 为光谱线的中心频率，当 $\nu = \nu_0$ 时， $g(\nu)$ 为极大值，记作 $g_{\max}(\nu)$ 。通常以 $g(\nu) = \frac{1}{2} g_{\max}(\nu)$ 时分别对应的两个频率 ν_2 与 ν_1 之差的绝对值来作为光谱线的频率宽度 $\Delta\nu$ ：即

$$\Delta\nu = |\nu_2 - \nu_1|$$

与这个频率宽度 $\Delta\nu$ 相对应，光谱线也应有一个波长宽度 $\Delta\lambda$ 。 $\Delta\lambda$ 和 $\Delta\nu$ 的关系为

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu}. \quad (1.1-14)$$

宽度 $\Delta\lambda$ 对利用干涉法测量长度会带来什么影响呢？下面将讨论这个问题。

为了简单起见，我们只考虑波长从 $\left(\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ 到 $\left(\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ 这一范围。其中每一个波长的光在屏 P 中心处干涉后的光强度亮暗交替的情况均如上述，但相应于两束光干涉后强度达到峰值的光程差 $\Delta L = m\lambda$ 的数值却因波长而异。

图1.1—4的下方，画出不同波长的光在屏 P 中心处的强度亮暗交替随光程差 ΔL 的变化情况，在图下方的两条曲线分别属于波长 $\left(\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ 和 $\left(\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ 。图1.1—4的上方，画出波长从 $\left(\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ 到 $\left(\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ 这一范围的光，在屏 P 中心处的合成强度随光程差 ΔL 的变化情况（为了简单起见，画图时假设光谱线的形状是宽度为 $\Delta\lambda$ 的矩形，但这并不影响下述结果的普遍性）。

由图1.1—4可以看出，当光程差 ΔL 达到某一个数值 $\Delta L_{\max}$ 时，波长为 $\left(\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ 的第 $(k+1)$ 个强度峰值与波长为 $\left(\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ 的第 k 个强度峰值将重合在一起，从此以后，光程差 ΔL 再增加，而在屏 P 中心处已不再能观察到合成强度亮暗交替的现象了。因此，波长宽度为 $\Delta\lambda$ 的光能够在屏 P 中心处形成合成强度亮暗交替的条件是：

$$\Delta L < \Delta L_{\max} = (k+1) \left(\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2} \right) = k \left(\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2} \right),$$

式中， $\Delta L_{\max}$ 称为最大光程差。

因 $\lambda \gg \Delta\lambda$ ，由上式得出

$$\Delta L_{\max} = \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda}.$$

由此还可以得出,利用迈克耳孙干涉仪测量物体的长度 Z 时,也有一个最大可测长度 $Z_{\max}$,即

$$Z_{\max} = -\frac{\Delta L_{\max}}{2}.$$

例如，氪同位素 $86(\text{Kr}^{86})$ 发出的波长 $\lambda = 6057$ 埃的光谱线，在低温条件下，其宽度 $\Delta\lambda = 0.0017$ 埃。利用这样的氪灯作为迈克耳孙干涉仪的光源，则最大可测长度 $Z_{\max} = 38.5$ 厘米，这与其他普通光源相比，已是最长的了。

现在进一步讨论最大光程差 $\Delta L_{\max}$ 的物理意义。由图1.1—4可以看出，在迈克耳孙干涉仪中，到达屏 P 中心处的两束光1和2的光程差 ΔL 一旦超过了最大光程差 $\Delta L_{\max}$ ，这两束光就不再产生合成强度亮暗交替的干涉现象了，简单地说，这两束光就不再相干了。因此，最大光程差 $\Delta L_{\max}$ 也称为相干长度，记作 L_c 。

由 (1.1—15) 式得出,

$$c\tau_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda},$$

$$\tau_c \cdot \Delta\nu = 1.$$

上式表示, 光谱线的频率宽度 $\Delta\nu$ 越窄, 则相干时间 τ_c 越长。

6

2) 有一光程差 ΔL , 则相当于上述两束光是由同一个光源在两个不同的时刻 t_1 和 t_2 先后发出的。若 $\Delta L < L_c$, 则 $|t_2 - t_1| < \tau_c$; 这两束光是相干的。这就是说, 在迈克耳孙干涉仪中, 由同一个光源在相干时间 τ_c 内不同时刻发出的光, 经过不同的路程到达屏 P 中心处, 将能产生干涉。光的这种相干性, 就称为时间相干性。

通过上面的讨论, 可以看出: 光的相干时间 τ_c 和相干长度 L_c 越长, 即光谱线宽度 $\Delta\nu$ 越窄, 则光的时间相干性越好。

二、光的空间相干性

为了说明光的空间相干性, 下面结合双缝干涉实验来加以分析。

图1.1—5中, 由单色光源照明狭缝 S , 在狭缝 S 右方有两个相互靠得很近的狭缝 S_1 和 S_2 。从狭缝中心计算, S_1 和 S_2 的距离为 d , S 到 S_1 的距离等于 S 到 S_2 的距离这三个狭缝均与图面垂直。由于狭缝足够高, 所以从 S 射出的单色光波, 其波面为圆柱面(图1.1—5中用圆来表示)。这光波到达 S_1 和 S_2 时, 由于光的衍射效应, 将在 S_1 和 S_2 上各产生一子波, 其波面也为圆柱面。这两光波在 S_1 和 S_2 右方的空间内将发生干涉, 在狭缝 S_1S_2 所在平面的右方相距为 D 处放一个观察屏 B , 则在屏上可观察到亮暗交替的干涉条纹, 如图1.1—6所示。

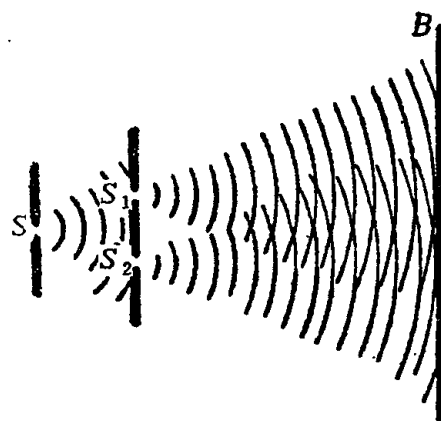


图 1.1—5 双缝干涉实验



图1.1—6 双缝干涉产生的亮暗条纹

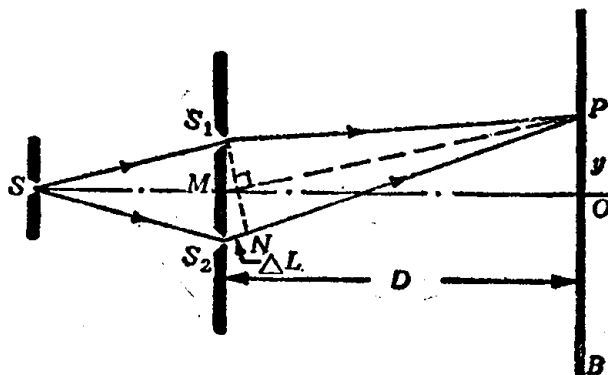


图 1.1—7

下面解释上述的双缝干涉现象。

为了便于讨论, 首先假定狭缝 S 极窄。参看图1.1—7。先看屏中央 O 处。由 S 经 S_1 到达 O 处的光与由 S 经 S_2 到达 O 处的光二者光程相等, 即这两束光在 O 处的光程差 $\Delta L = 0$, 所以这两束光将同时到达 O 处, 二者位相相同, 在 O 处干涉后将形成亮条纹。

再看屏上 P 处, P 与 O 的距离为 y , $y \ll D$ 。如图1.1—7所示,

$$\Delta L : d \simeq y : MP \simeq y : D,$$

其中 $d = S_1S_2$ 。为了简单起见, 把上式改写为等式, 即

$$\Delta L = \frac{d}{D} y.$$

很容易看出, 由 S 经 S_2 到达 P 处的光与由 S 经 S_1 到达 P 处的光在 P 处将发生干涉, 当这两束

光在 P 处的光程差 ΔL 等于 $\frac{\lambda}{2}$ 的奇数倍时,二者位相相反,这两束光在 P 处干涉后将形成暗条纹。反之,如这两束光在 P 处的光程差 ΔL 等于 $\frac{\lambda}{2}$ 的偶数倍时,二者位相相同,这两束光在 P 处干涉后将形成亮条纹。由此得出

$$\left. \begin{aligned} \Delta L &= \frac{d}{D}y = k\lambda, \text{ 亮条纹} \\ \Delta L &= \frac{d}{D}y = \left(k + \frac{1}{2}\right)\lambda, \text{ 暗条纹} \end{aligned} \right\} \quad (1.1-17)$$

式中, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, 这些亮暗条纹通常称为干涉条纹, k 称为干涉条纹的级。

由(1.1-17)式可以算出, 相邻的亮条纹之间的距离为

$$\Delta y = y_{k+1} - y_k = \frac{D}{d}(k+1)\lambda - \frac{D}{d}k\lambda = \frac{D}{d}\lambda.$$

它也等于相邻的暗条纹之间的距离。由于 Δy 与干涉条纹的级 k 无关, 这表明屏上的亮暗条纹是等距离排列的, 如图1.1-6所示。

下面进一步讨论狭缝 S 的宽度对上述双缝干涉现象的影响(用普通光源)。

实际上, 狭缝 S 总是有一定的宽度。令狭缝 S 的宽度为 $2l$ (图1.1-8)。当 $2l$ 逐渐增大时, 可以看到屏上的亮暗条纹逐渐模糊起来。当 $2l$ 增大到一定程度时, 屏上的亮暗条纹将模糊到完全分不清了, 即观察不到干涉现象了。这是为什么呢?

从原则上说, 当狭缝 S 的宽度 $2l$ 较大时, 应分别考虑从狭缝 S 的中央至边缘各处各自射出的光, 每一点发的光分别经 S_2 和 S_1 到达屏上相互干涉而形成一套亮暗条纹。如果各套亮暗条纹相互错开, 则亮暗条纹将由于相互重叠以致变成一片模糊, 即观察不到干涉现象。

下面对这个问题作一些定量的计算。如图1.1-8所示, 分别考虑从狭缝 S 的中央 S_0 处和边缘 S'_0 处各自射出的光。

如前所述, 由 S_0 经 S_2 到达屏上 P 处的光与由 S_0 经 S_1 到达屏上 P 处的光二者的光程差为

$$\Delta L_0 = S_2P - S_1P.$$

但是, 由 S'_0 经 S_2 到达屏上 P 处的光与由 S'_0 经 S_1 到达屏上 P 处的光二者的光程差为

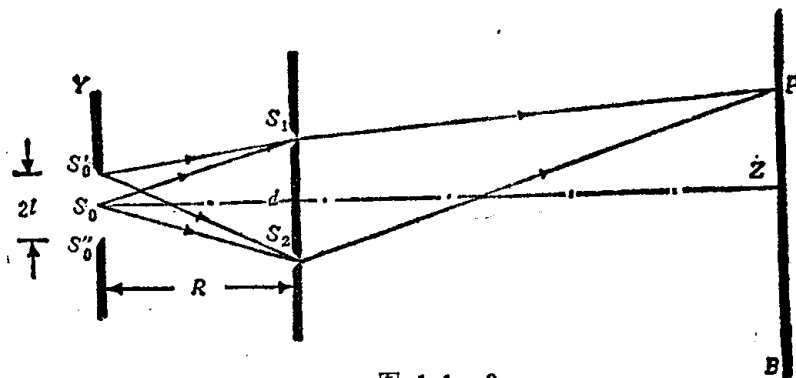


图 1.1-8

$$\begin{aligned} \Delta L'_0 &= S'_0S_2 + S_2P - S'_0S_1 - S_1P \\ &= S'_0S_2 - S'_0S_1 + \Delta L_0. \end{aligned}$$

令狭缝 S 所在平面与狭缝 S_1 和 S_2 所在平面的距离为 R ，又已知狭缝 S 的宽度为 $2l$ ，狭缝 S_1 和 S_2 的距离为 d ，由图1.1—8得出，

$$\overline{S'_0 S_2}^2 = R^2 + \left(\frac{d}{2} + l\right)^2,$$

$$\overline{S'_0 S_1}^2 = R^2 + \left(\frac{d}{2} - l\right)^2,$$

两式相减，得出，

$$\overline{S'_0 S_2}^2 - \overline{S'_0 S_1}^2 = 2ld.$$

另一方面，

$$\begin{aligned}\overline{S'_0 S_2}^2 - \overline{S'_0 S_1}^2 &= (S_0 S_2 + S'_0 S_1)(S'_0 S_2 - S'_0 S_1) \\ &\simeq 2R(S'_0 S_2 - S'_0 S_1),\end{aligned}$$

为了简单起见，把上式改写为等式，由此得出，

$$S'_0 S_2 - S'_0 S_1 = \frac{ld}{R},$$

即

$$\Delta L'_0 = \Delta L_0 + \frac{ld}{R}.$$

如前所述，由 S_0 射出的光分别经 S_2 和 S_1 到达屏上将相互干涉。当这两束光到达屏上某一处 P 的光程差 ΔL_0 为 $\frac{\lambda}{2}$ 的偶数倍时，将形成亮条纹；当 ΔL_0 为 $\frac{\lambda}{2}$ 的奇数倍时，将形成暗条纹。这是一套亮暗条纹。

与此类似，由 S'_0 射出的光分别经 S_2 和 S_1 到达屏上也将相互干涉。当这两束光到达屏上某一处 P 的光程差 $\Delta L'_0 = \Delta L_0 + \frac{ld}{R}$ 为 $\frac{\lambda}{2}$ 的偶数倍时，将形成亮条纹；当 $\Delta L'_0$ 为 $\frac{\lambda}{2}$ 的奇数倍时，将形成暗条纹。由于 $\Delta L'_0$ 比 ΔL_0 多了一恒定的光程差 $\frac{ld}{R}$ ，因此这是一套与前者一样的亮暗条纹，但这两套亮暗条纹相互错开。

很容易看出，当满足下述条件

$$\frac{ld}{R} < \frac{\lambda}{2} \quad (1.1-18)$$

时，这两套亮暗条纹才不致亮暗重叠。与此相反，当狭缝 S 的宽度 $2l$ 增大到 $2l = \frac{\lambda R}{d}$ 时，观察屏上将变成一片模糊，即不再产生干涉现象了。

令两个狭缝 S_1 和 S_2 对狭缝 S 中心 S_0 的张角 $\angle S_1 S_0 S_2 = 2\theta$ ，由于 2θ 很小，因此可近似地认为：

$$2\theta = \frac{d}{R}.$$

把上式代入到(1.1—18)式中去，即可得出

$$2l \cdot 2\theta < \lambda. \quad (1.1-19)$$

上式表示, 在光的波长 λ 一定的情况下若张角 $2\theta = \frac{d}{R}$ 是固定的, 则狭缝 S 的宽度 $2l$ 必须小于 $\frac{\lambda}{2\theta}$, 才能在屏上观察到干涉条纹。反过来说, 若狭缝 S 的宽度 $2l$ 是固定的, 则张角 $2\theta = \frac{d}{R}$ 必须小于 $\frac{\lambda}{2l}$, 才能在屏上观察到干涉条纹。

为了便于计算, 一般把(1.1—19)式改写为

$$2l \cdot 2\theta \leq \lambda. \quad (1.1-19a)$$

上式的等号表示屏上干涉条纹刚刚消失的极限条件。

举一个例子。已知 $\lambda = 0.6$ 微米, $2l = 100$ 微米, 则可算出:

$$2\theta \leq 0.006 \text{ 弧度}.$$

这就是说, 对于波长 $\lambda = 0.6$ 微米的光, 当狭缝 S 的宽度 $2l = 100$ 微米时, 只有在 $2\theta = 0.006$ 弧度范围内传播的光, 才能在屏上产生干涉条纹。

实际上, 狭缝 S 的宽度 $2l$ 和张角 2θ 的数值都是很小的, 这是因为 $2l$ 与 2θ 的乘积不能大于光的波长 λ 的缘故。

通过上面的讨论, 可以看出, 在双缝干涉实验中(如图1.1—8所示), 狭缝 S 的宽度 $2l$ 实际上相当于光源在 Y 方向(即狭缝 S 的宽度方向)的一个线度。在光源的这个线度 $2l$ 内各点所发出的光, 通过两个狭缝 S_1 和 S_2 (可看作图1.1—8平面上两个不同的空间点 S_1 和 S_2), 如果其张角 $2\theta < \frac{\lambda}{2l}$, 则在观察屏上将能产生干涉。光的这种相干性称为空间相干性。

相干面积:

实际上, 前面只限于讨论 YZ 平面上的情况。已知光沿着 Z 方向向前方区域传播, 光源在 Y 方向的线度为 $2l$ 。由光源的这个线度 $2l$ 内各点所发出的波长为 λ 的光, 通过与光源相距为 R 并与 Z 方向垂直的直线上的两点(相当于图1.1—8平面上的 S_1 和 S_2), 如果这两点之间的距离 d 满足

$$d \leq \frac{\lambda R}{2l}$$

时, 则通过这两点的光是相干的(即在观察屏上能产生干涉)。

很容易看出, 如果整套双缝干涉实验装置绕着 Z 轴转90度, 即 Y 方向变为 X 方向, 而 Z 方向不变, 则实验结果完全不变。

由此推知, 在辐射场中, 与面积为 ΔA_s 的光源相距为 R 处, 有一块相干面积 A_c 垂直于光传播方向, 其大小大致为

$$A_c \sim \frac{\lambda^2 R^2}{\Delta A_s}. \quad (1.1-20)$$

上式表示, 由光源面积 ΔA 内各点所发出的波长为 λ 的光, 通过与光源相距为 R 并与光传播方向垂直的平面上的两点, 如果这两点位于由(1.1—20)式定义的相干面积 A_c 内, 则通过这两点的光是相干的。

通过上面的讨论可以看出，光的空间相干性，严格地说，指的是垂直于光传播方向的截面上各点的相干性，且由相干面积 A 来描述的。

三、光子的模式

§1.1.1中已指出：光子可以用 $\mathbf{k}$ 和 σ 来完全表示。两个光子具有相同的 $\mathbf{k}$ 和 σ ，就有相同的能量、动量和偏振方向；也就是两个光子全同。

但从量子力学观点看，对光子 $\mathbf{k}$ 的值的测量总会带有一定量的不确定值。说两个光子的 $\mathbf{k}$ 值绝对相同是无意义的。这个不确定值可以这样来估算：如一个光源在 x 、 y 和 z 方向上的尺度分别为 a 、 b 和 L （图1.1—9）。则该光源发射光子 $\mathbf{k}$ 在 x 、 y 和 z 方向的不确定值分别为：

$$\Delta k_x = \frac{\pi}{a}, \quad \Delta k_y = \frac{\pi}{b}, \quad \Delta k_z = \frac{\pi}{L}.$$

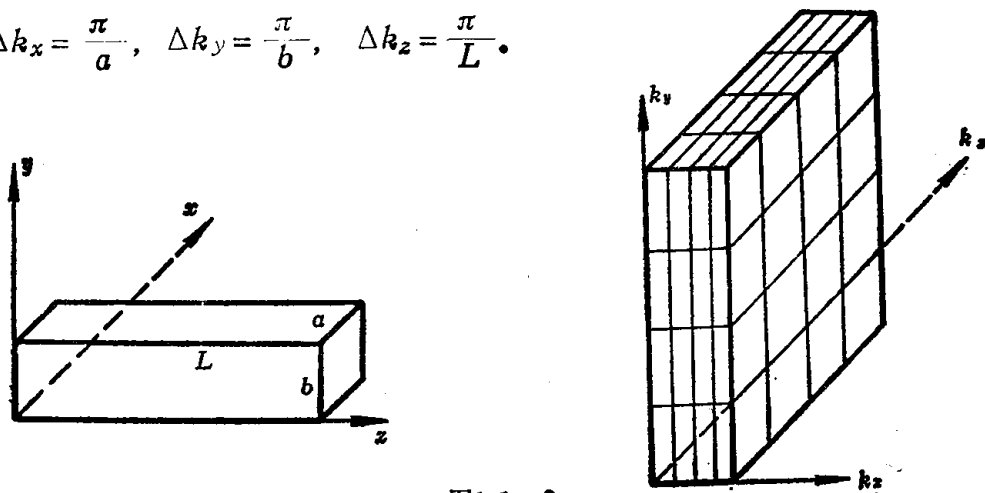


图1.1—9

根据上述 Δk_x 、 Δk_y 和 Δk_z 值可以引进 $\mathbf{k}$ 空间中相格的概念。图1.1—9的 $\mathbf{k}$ 空间可以划分成以 $\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z$ 为基元的小格，称为相格。由于光子 $\mathbf{k}$ 的不确定值分别为 Δk_x 、 Δk_y 和 Δk_z ，所以每个光子应属于一个相格，但无法确定在该相格中的位置。因而光子可以按相格分类。我们认为，属于同一相格，又有相同偏振方向的光子是相同的光子，也称它们为属于同一模式的光子。光源的尺度越大，相格在 $\mathbf{k}$ 空间中的体积越小。

在某一模中的平均光子数称为该模的光子简并度。在普通光源所发的光中，光子在大量可能的模式中散布着。所以光子简并度很低，一般远小于“1”。

§1.1.3 光的吸收和发射

本节扼要介绍原子能级、玻耳兹曼分布、激发态原子寿命、及自发发射和受激发射与受激吸收等概念。其中有些问题在第三、四和五章中将进一步阐述。

能级

原子（分子或离子）具有一系列分立的运动状态。每一种运动状态有其确定的能量值。称分立的、具有不同能量值的运动状态为不同的能级。图1.1—10中画的是能级图。纵坐

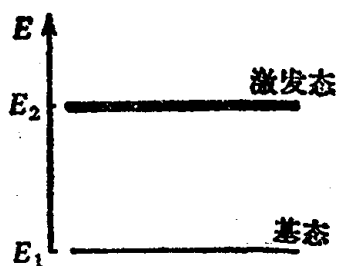


图 1.1—10

标是能量值。能量最低的态称为基态。能量高于基态的称为激发态。

玻耳兹曼分布

原子具有一系列的能级，也就是可以处于这些能级所代表的不同的运动状态。但对于处于热平衡状态的原子系统，其中的原子将按一定的统计规律分布在各能级上。这种统计分布称为玻耳兹曼分布。

设基态 E_1 的能量 $E_1 = 0$ ，原子数密度 N_0 ；则按玻耳兹曼分布律，能量为 E_i 态上的原子数密度 N_i 应为①

$$N_i = N_0 e^{-E_i/kT} \quad (1.1-21)$$

其中 k 是玻耳兹曼常数， T 是绝对温度。

从上述玻耳兹曼分布律可以看出：在热平衡时，

(1) 如有两能级 i 和 j ，且有 $E_j > E_i$ ；则有 $N_j < N_i$ 。即能级越高，粒子数越少。

(2) 在室温下，绝大部分原子处于基态。因为原子的最低激发态能量约为 $E_i = 2 \times 10^{-19}$ 焦耳。而室温下 $kT = 4.2 \times 10^{-21}$ 焦耳。所以有

$$\frac{N_i}{N_0} = 10^{-21}.$$

也就是激发态上出现原子的几率极小。

激发态原子的平均寿命

在热平衡下，绝大部分原子处于基态。在外界激发（辐照、高速电子碰撞、化学反应……等）下，原子会跃迁到高激发态。但处于激发态的原子是不稳定的。它要通过各种途径返回基态。这种途径可以分为：

(1) 辐射跃迁：激发态原子放出光子，跃迁到比原激发态低的能级。设初态为 E_j ，末态为 E_i ；则放出光子的能量 $h\nu = E_j - E_i$ 。

(2) 无辐射跃迁：激发态原子也可以通过不伴随有光子发射的其它途径返回低能级。这种跃迁称为无辐射跃迁。在气体放电管中，激发态原子可以和管壁碰撞而交出能量。在晶体中激发态离子可以和晶格交换能量。

由于激发态的原子不断通过各种途径返回低能级。所以原子处于激发态的时间是有限的。原子在激发态逗留的平均时间称为该激发态（或该能级）上原子的平均寿命。

光的吸收和发射②

原子系统有三种吸收和发射过程——自发发射、受激吸收和受激发射

(1) 自发发射

处于高能级 E_2 的原子会自发地通过辐射一个能量 $\varepsilon = h\nu = (E_2 - E_1)$ 的光子，返回低能级 E_1 （图1.1—11）。原子系统中各个原子的自发发射是各自独立进行的，彼此无关。所以它们发射的光子的传播方向和偏振方向可以各不相同，也就是属于不同的模，它们之间是不相干的。

①本节讨论中暂时略去统计权重因子 g 。详见第三章。

②本节中假定 E_2 和 E_1 能级间的跃迁是允许的。