

高等学校试用教材

激光在精密计量中的应用

天津大学叶声华 主编

机械工业出版社

高等学校试用教材

激光在精密计量中的应用

天津大学叶声华 主编



机械工业出版社

激光在精密计量中的应用

天津大学 叶声华 主编

*

机械工业出版社出版(北京阜成门外百万庄南街一号)

(北京市书刊出版业营业许可证出字第 117 号)

外文印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行·新华书店经售

*

开本 $787 \times 1092 \frac{1}{16}$ · 印张 14 · 字数 337 千字

1980 年 7 月北京第一版 · 1982 年 3 月北京第二次印刷

印数 3,901—7,600 · 定价 1.45 元

*

统一书号: 15033 · 4870

前 言

本教材是根据 1978 年第一机械工业部高等院校对口专业座谈会确定的教学计划,以及精密计量仪器专业教材会议拟订的教学大纲编写的。激光技术日益渗透到各类测量中,并逐步形成一门新的学科。因此,为了提高学生的基础理论和专业知识水平,了解近代科学技术成就,较系统地掌握激光的基本原理、激光计量的有关问题,设置本门课程是完全必要的。

全书共六章:第一章激光基本原理;第二章激光器件和稳频技术;第三章激光干涉计量;第四章激光衍射测量;第五章激光全息干涉计量;第六章激光准直测量。

本书可作为高等院校精密计量仪器专业试用教材,也可供从事计量工作的工程技术人员参考。

本书由天津大学叶声华(第一、二章)、冯克猷(第三、五、六章)、蒋诚志(第四章)三同志共同编写,叶声华同志负责主编。由中国计量科学研究院长度室杨自本同志主审,陈跃煌、胡国珩、廖复中、王启增、王益民等同志参加了审稿。在编写过程中还得到有关同志的大力支持,在此一并表示感谢。

1979 年 11 月

目 录

前 言

第一章 激光基本原理	1
§ 1-1 激光的新颖特点	1
一、激光的方向性以及高亮度	1
二、激光的单色性和时间相干性	2
三、激光的空间相干性	5
§ 1-2 光和物质的相互作用	7
一、光的自发发射	8
二、光的受激吸收	9
三、光的受激发射	9
四、自发发射、受激吸收和受激发射的关系	10
五、激活介质	12
六、谐振腔的共振作用与激光的形成	14
§ 1-3 光谱线的宽度	16
一、光谱线的自然加宽	16
二、光谱线的碰撞加宽	18
三、光谱线的多普勒加宽	19
四、均匀加宽和非均匀加宽	22
§ 1-4 光学谐振腔	23
一、光学谐振腔的稳定条件	23
二、激光的纵模和横模	26
三、高斯光束	29
四、高斯光束的变换	33
§ 1-5 介质对光的增益作用	38
一、介质的增益系数	38
二、激光形成的阈值条件	40
三、增益饱和	42
四、激光器的频率特性	47
第二章 激光器件和稳频技术	52
§ 2-1 氦氖激光器	52
一、氦氖激光器的结构	52
二、氦氖激光器的工作原理	58
三、放电条件对激光输出功率的影响	60
四、氦氖激光谱线之间的竞争效应	63
§ 2-2 环形激光器	64
一、基本原理	64
二、四频环形激光	68
§ 2-3 稳频技术	70

一、频率的稳定度和再现性	70
二、频率变化的原因和简单的稳频措施	71
三、兰姆下陷法	73
四、饱和吸收法	77
五、塞曼效应法	79
六、干涉腔法	81
第三章 激光干涉计量	83
§ 3-1 干涉测长的基本原理	83
一、前言	83
二、激光干涉仪的特点	84
三、激光干涉测长的基本公式及几种典型布局	85
§ 3-2 干涉系统主要元件的选择	90
一、高斯光束与光学系统	90
二、分光器	92
三、反射器	94
四、移相器	97
§ 3-3 激光干涉在测长中的应用举例	101
一、激光比长仪	101
二、双频激光干涉仪	105
三、激光小角度干涉仪	108
四、激光点光源干涉法	109
§ 3-4 空气折射率的测量	113
一、利用经验公式计算空气折射率	113
二、用瑞利干涉仪测量空气折射率	114
三、利用激光干涉仪测量空气折射率	115
四、利用雅满(Jamin)干涉仪测量折射率	116
第四章 激光衍射测量	119
§ 4-1 衍射原理	119
一、菲涅耳衍射和夫琅和费衍射	119
二、菲涅耳半波带和波带板	123
三、夫琅和费单缝衍射	127
§ 4-2 单缝衍射的应用	130
一、狭缝测量时的形位布置	131
二、各种狭缝形位的计算公式	132
三、应用举例	135
四、测量精度和量程	139
§ 4-3 微小直径的测量	140
一、互补定理	140
二、细线直径测量的计算公式	141
三、细线直径测量	141
四、薄带宽度的测量	149
五、微孔孔径的测量	151
§ 4-4 激光测径的其他方法	155

一、扫描法	155
二、投影放大法	160
三、能量比较法	161
四、向后散射干涉法	162
五、向前散射干涉法	166
第五章 激光全息干涉计量	170
§ 5-1 全息照相的基本原理	170
一、以平面波作参考波	171
二、以球面波作参考波	174
三、用复杂波前的光波作参考波	178
§ 5-2 体积全息图	178
一、体积全息图与平面全息图的区别	178
二、体积全息图的记录	179
三、体积全息图的再现	181
§ 5-3 全息照相的实验技术	183
一、全息照相对光源的要求	183
二、全息照相系统	183
三、全息照相的记录介质	184
§ 5-4 全息干涉计量	185
一、实时法	185
二、二次曝光法	187
三、时间平均法	189
四、全息干涉等高轮廓线的产生	189
§ 5-5 全息干涉计量应用举例	190
一、内孔精密测量	190
二、表面光洁度测量	193
三、用全息照相测量发动机活塞的热变形	194
四、用全息法检验光学玻璃的均匀性	197
五、全息干涉测量机床走刀架的倾斜	198
§ 5-6 激光斑点干涉计量	199
一、利用斑点干涉测量表面光洁度	199
二、用激光散射测量圆柱内孔质量	200
第六章 激光准直测量	202
§ 6-1 激光准直原理	202
§ 6-2 激光准直仪的几个组成部分	204
一、准直仪用的激光器	204
二、光学系统	206
三、光电探测器及运算电路	208
§ 6-3 准直光束的折射和抖动	210
一、光束折射	210
二、光束的抖动	211
§ 6-4 激光准直测量的应用举例	211
一、不直度的测量	212
二、不同轴度的测量	212
三、用激光准直系统制导镗直孔	213
四、多自由度的准直	214

第一章 激光基本原理

激光器是六十年代初期出现的一种新型光源，激光就是从激光器发射出的光，激光(La-ser)这个词是英语 Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation 的字头缩写，意思是辐射的受激发射光放大。本章将首先介绍激光的基本特性，然后介绍激光原理的几个主要部分：光和物质的相互作用；光谱线的宽度；光学谐振腔以及介质的增益作用等。

§1-1 激光的新颖特点

激光与普通光源不同，它具有亮度高，方向性、单色性和相干性好等特性，这些特性是普通光源发出的光所达不到的，现分述于后。

一、激光的方向性以及高亮度

任何一个光源总是有一个发光面，并通过发光面向外发光，如日光灯，它的发光面是涂有荧光物质的玻璃管，而接电源的二个端面并不向外发光，如图 1-1 a 所示。光线是直线传播的，因此可用发光面上的每一点向发光方向画出的直线来代表该点发出的光线。显然，这样的光线可以画无穷多，在无穷多的光线中，两光线之间的最大夹角称为该光源发出光的发散角 2θ 。如图 1-1 a 中 OA 与 OE 之间的夹角最大，为 180° 。所以日光灯发出的光的发散角 $2\theta = 180^\circ$ ，而激光器则不同，它的发光面仅仅是一个端面上的一个圆光斑，如一般的氦氖激光器，这一光斑的半径仅十分之几毫米。其次，激光器通过这一光斑向外发出的光，其发散角 2θ 约 0.18° ，仅为毫弧度数量级。

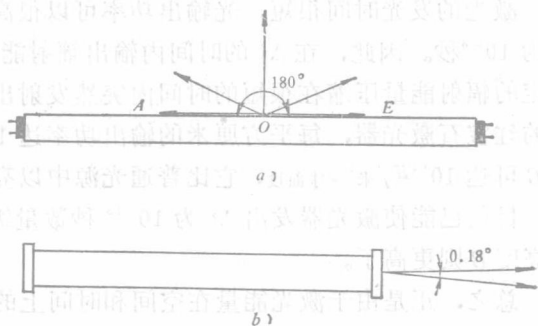


图 1-1
a) 日光灯管上每一点在 180° 内发光
b) 激光器能定向发光

激光束是在空间传播的圆锥光束，如图 1-2 所示。可用立体角表示光束发射的情况。

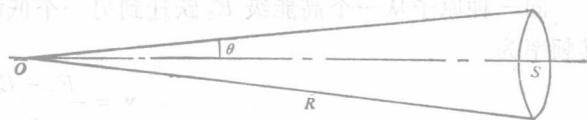


图 1-2

面积为 S 的一块球面对 O 点所张的立体角 ω ，等于这块面积 S 与球半径 R 的平方之比。即

$$\omega = \frac{S}{R^2}$$

而当 θ 角很小时，其立体角为

$$\omega = \frac{\pi (\theta R)^2}{R^2} = \pi \theta^2$$

当 $\theta = 10^{-3}$ 弧度时, $\omega = \pi \times 10^{-6}$ 。

这就是说,一般的激光器只向着数量级约为 10^{-6} 的立体角范围内输出激光光束。这与普通光源朝着空间各个可能的方向发光的情况很不相同。由此可见,激光的方向性比普通光源发出的光好得多。

一个发光面积为 ΔS 的光源,在时间 Δt 内向着法线方向上的立体角 $\Delta\omega$ 范围内发射的辐射能量为 ΔE ,则光源表面在该方向上的亮度 B 等于:

$$B = \frac{\Delta E}{\Delta S \Delta\omega \Delta t} \quad (1-1)$$

上式表示, B 等于单位面积的光源表面在其法线方向上的单位立体角范围内传输出的辐射功率。单位是瓦/米²·球面度。

应该指出,这里所讲的亮度 B 与人眼对不同波长的感光灵敏度无关。因此亮度很高的红外激光虽然看不见,但可切割金属。

由式(1-1)可以看出,在其他条件不变的情况下,光束的立体角 $\Delta\omega$ 越小,亮度 B 越高;发光时间 Δt 越短,亮度 B 也就越高。

一般的激光光束的立体角 $\Delta\omega$ 可小至 10^{-6} 的数量级,而普通光源发光的立体角要比前者大百万倍上下。因此,即使两者在单位面积上的辐射功率相差不大,激光的亮度也比普通光的亮度高上百万倍。

激光的发光时间很短,光输出功率可以很高。例如,红宝石激光器发一次激光的时间 Δt 约为 10^{-4} 秒。因此,在 Δt 的时间内输出辐射能量 1 焦耳,其功率可高达 10^4 瓦。若进一步把一定的辐射能量压缩在很短的时间内突然发射出去,还能大大提高输出功率。例如,一台调 Q 的红宝石激光器,每平方厘米的输出功率达 10^9 瓦,发散角 2θ 约为几个毫弧度,则其亮度 B 可达 10^{14} 瓦/米²·球面度,它比普通光源中以亮度著称的高压脉冲氙灯的亮度还要高几十亿倍。目前已能使激光器发出 Δt 为 10^{-13} 秒数量级的超短脉冲,峰值功率已超过 17×10^{12} 瓦,其亮度 B 则更高了。

总之,正是由于激光能量在空间和时间上的高度集中,才使得激光具有普通光所达不到的亮度。

二、激光的单色性和时间相干性

(一) 激光的单色性

同一种原子从一个高能级 E_2 跃迁到另一个低能级 E_1 总要发出一条频率为 ν 的光谱线,其频率为

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

式中 h 为普朗克常数, $h = 6.62620 \times 10^{-34}$ 焦耳·秒。实际上,光谱线的频率并不是单一的,总有一定的频率宽度 $\Delta\nu$,这是由于原子的激发态总有一定的能级宽度以及其他种种原因引起的。

在图 1-3 中,曲线 $f(\nu)$ 表示一条光谱线内光的相对强度按频率 ν 分布的情况。 $f(\nu)$ 称为光谱线的线型函数。不同的光谱线可以有不同形式的 $f(\nu)$ 。

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

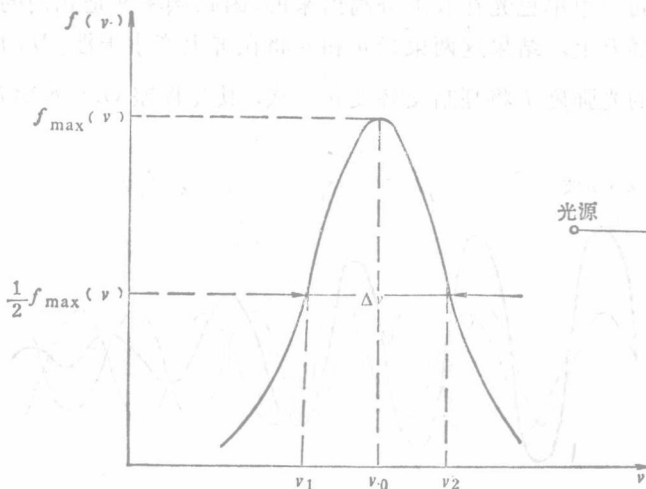


图 1-3

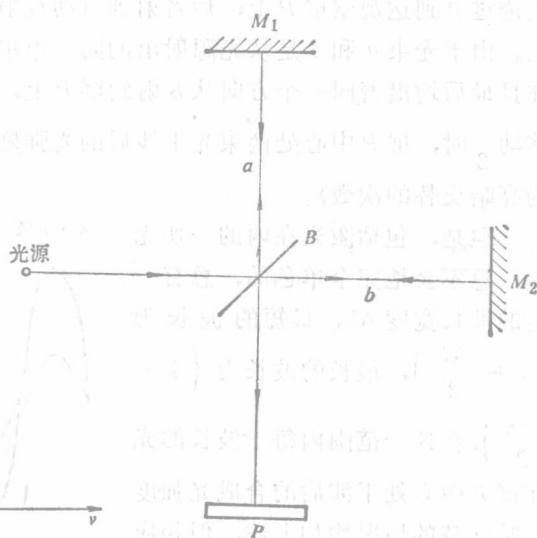


图 1-4

M_1, M_2 —反射镜 P —观察屏 B —分光镜

$$\Delta v = |v_2 - v_1|$$

与这个频率宽度相对应，光谱线也有一个波长宽度 $\Delta\lambda$ 。利用微商计算，可求出 $\Delta\lambda$ 和 Δv 的关系。

已知

$$\lambda = \frac{c}{v}$$

$$d\lambda = -\frac{c}{v^2} dv$$

即

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = -\frac{dv}{v}$$

上式的负号表示频率 v 增加时波长 λ 将减小，即 $d\lambda$ 和 dv 的符号相反，二者取绝对值：

$$\frac{|d\lambda|}{\lambda} = \frac{|dv|}{v}$$

因 $\Delta v \ll v$, $\Delta\lambda \ll \lambda$, 并且 Δv 和 $\Delta\lambda$ 均为正值，所以可用 Δv 和 $\Delta\lambda$ 分别代替上式中的 $|dv|$ 和 $|d\lambda|$, 结果得出：

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta v}{v} \quad (1-2)$$

由此可见，对于一条光谱线来说，若已知 Δv , 则可由上式求出 $\Delta\lambda$, 反之亦然。

一般地说，宽度 Δv 和 $\Delta\lambda$ 越窄，光的单色性就越好。例如，在普通光源中，同位素 ^{86}Kr 灯发出的波长 $\lambda = 6057$ 埃的光谱线。在低温条件下，其宽度 $\Delta\lambda = 0.0047$ 埃。而单模稳频氦氖激光器发出的波长 $\lambda = 6328$ 埃的激光，其 $\Delta\lambda < 10^{-7}$ 埃。

(二) 激光的时间相干性

在迈克耳逊干涉仪中(见图 1-4)，从光源射来的单色光(暂不考虑其宽度)，在分光镜 B 上分为反射光束 a 和透射光束 b , 二者强度相等。前者射到固定反射镜 M_1 , 经 M_1 反射后再

次透过 B 到达观察屏 P 上；后者射到可动反射镜 M_2 ，经 M_2 反射后再经 B 反射到观察屏 P 上。由于光束 a 和 b 是从光源射出的同一束单色光在 B 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 B 射到屏 P 上，结果这两束光 a 和 b 将在屏上产生干涉。 M_2 每移动 $\frac{\lambda}{2}$ 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，其光程差 $\Delta L = K\lambda$ (K 为亮暗交替的次数)。

但是，包括激光在内的一切光束，总不会是完全单色的，总有一定的波长宽度 $\Delta\lambda$ ，最短的波长为 $\left(\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ ，最长的波长为 $\left(\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}\right)$ ，在这一范围内每一波长的光在屏 P 中心处干涉后的合成光强度亮暗交替的情况均如上述，但相应于两束光干涉后合成强度达到峰值的光程差 $\Delta L = K\lambda$ 的数值却因不同波长而异。

当光程差 ΔL 达到某一数值 $\Delta L_{\max}$ 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，如图 1-5 所示。因此波长宽度 $\Delta\lambda$ 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 $\Delta L_{\max}$ 称为可相干的最大光程差。因 $\lambda \gg \Delta\lambda$ ，由上式得出

$$K = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$$

$$\Delta L_{\max} = K\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1-3)$$

从上式可以看出，光谱线的波长 λ 一定时，其波长宽度 $\Delta\lambda$ 越窄，可相干的最大光程差 $\Delta L_{\max}$ 也越长。

例如， ^{86}Kr 作光源的干涉仪，理论上其可相干的最大光程差 $\Delta L_{\max} = 77$ 厘米。这与其他非受激发射的普通光源相比已是最长的了。但利用氦氖激光器作光源，则可相干的最大光程差可达几十公里。

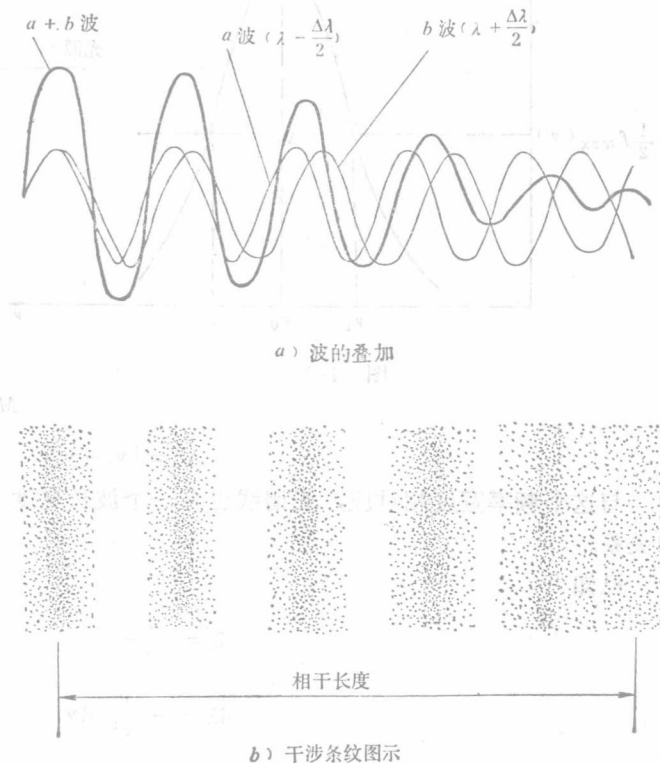


图 1-5

可相干的最大光程差 $\Delta L_{\max}$ 也叫相干长度, 记作 L_c , 光通过相干长度所需的时间称为相干时间, 记作 τ_c 。即 $\tau_c = L_c/c$ 。

由式(1-3)得出

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

又因为 $\Delta\lambda/\lambda = \Delta\nu/\nu$, $\lambda\nu = c$, 所以

$$\tau_c \cdot \Delta\nu = 1 \quad (1-4)$$

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

通过上面的讨论可以看出, 在迈克尔逊干涉仪中, 如果到达 P 中心处的两束光 a 和 b 有一个光程差 ΔL , 则相当于上述两束光是由同一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。即在迈克尔逊干涉仪中, 由同一光源在相干时间 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。

还可以看出, 光的相干长度 L_c 越长, 即光谱线宽度 $\Delta\nu$ 越窄, 则光的时间相干性越好。所以激光的时间相干性比普通光源所发出的光好得多。

三、激光的空间相干性

空间相干性系指同一时间, 由空间不同点发出的光波的相干性。例如, 从一面积为 ΔA 的光源发出的, 并通过与光源相距 R 且与传播方向垂直的面上相距不超过 d 的两点的光, 在空间再度会合时, 如能发生干涉, 则称空间这两点的光具有空间相干性。

图 1-6 为杨氏双缝干涉实验。设狭缝很窄(不考虑线度), 由 S 经 S_1 和 S_2 到达屏上 P 点的光间的光程差

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

其中 $d = S_1S_2$, 很容易看出, 当 ΔL

为 $\frac{\lambda}{2}$ 的偶数倍时出现亮条纹, 当 ΔL 为 $\frac{\lambda}{2}$ 的奇数倍时出现暗条纹, 即

$$\left. \begin{aligned} \Delta L = \frac{d}{D} y = K\lambda, & \text{亮条纹} \\ \Delta L = \frac{d}{D} y = \left(K + \frac{1}{2}\right)\lambda, & \text{暗条纹} \end{aligned} \right\} \quad (1-5)$$

式中 $K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 称为干涉条纹的级。

由式(1-5)可以算出, 相邻的亮条纹(或暗条纹)之间的距离为

$$\Delta y = y_{K+1} - y_K = \frac{D}{d} (K+1)\lambda - \frac{D}{d} K\lambda = \frac{D}{d} \lambda \quad (1-6)$$

由于 Δy 与干涉条纹的级 K 无关, 这表明条纹是等距排列的。

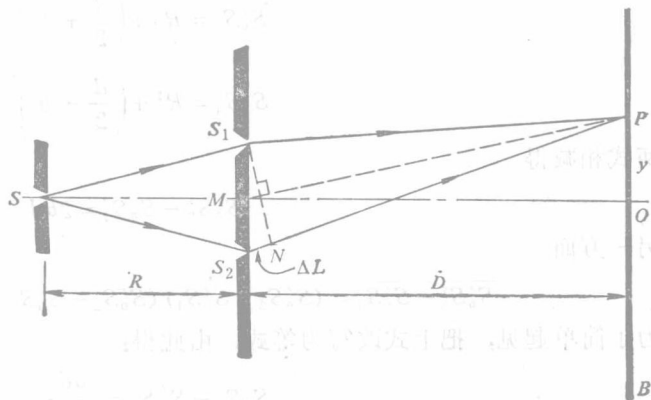


图 1-6

实际的狭缝 S 总有一定的宽度, 设为 $2b$ (如图 1-7)。当 $2b$ 较小时干涉条纹是清晰的, 但当 $2b$ 增大到一定程度时, 应分别考虑 S 的中央至边缘各处各自射出的光, 其中每一束光分别经 S_2 和 S_1 到达屏上相互干涉而形成的一套亮暗条纹。如果各套亮暗条纹相互错开以致相互重叠, 则观察不到干涉现象。

如图 1-7 可知, 由 S_0 发出的光经 S_2 与 S_1 到达 P 点的光程差为

$$\Delta L_0 = S_2P - S_1P$$

但是, 由 S'_0 发出的光经 S_2 与 S_1 到达 P 点的光程差为

$$\Delta L'_0 = S'_0S_2 + S_2P - S'_0S_1 - S_1P = S'_0S_2 - S'_0S_1 + \Delta L_0$$

令 S 所在平面与 S_1 和 S_2 所在平面之间的距离为 R , S_1 与 S_2 的距离为 d , 则从图 1-7 可得

$$\overline{S'_0S_2} = R^2 + \left(\frac{d}{2} + b\right)^2$$

$$\overline{S'_0S_1} = R^2 + \left(\frac{d}{2} - b\right)^2$$

两式相减得

$$\overline{S'_0S_2} - \overline{S'_0S_1} = 2bd$$

另一方面

$$\overline{S'_0S_2} - \overline{S'_0S_1} = (S'_0S_2 + S'_0S_1)(S'_0S_2 - S'_0S_1) \approx 2R(S'_0S_2 - S'_0S_1)$$

为了简单起见, 把上式改写为等式, 由此得:

$$S'_0S_2 - S'_0S_1 = \frac{bd}{R}$$

即

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

由此看出, 由 S'_0 发出的光分别经 S_2 和 S_1 到达 P 点的光程差 $\Delta L'_0 = \Delta L_0 + \frac{bd}{R}$, 它比 ΔL_0 多了一个恒定的光程差 $\frac{bd}{R}$, 因此这是一套与前者一样的亮暗条纹, 但这两套条纹是相互错开的。

很容易看出, 当满足下列条件

$$\frac{bd}{R} < \frac{\lambda}{2} \quad (1-7)$$

时, 这两套亮暗条纹才不致亮暗重合。换言之, 当 $2b \geq \frac{\lambda R}{d}$ 时, 条纹模糊, 不再产生干涉。

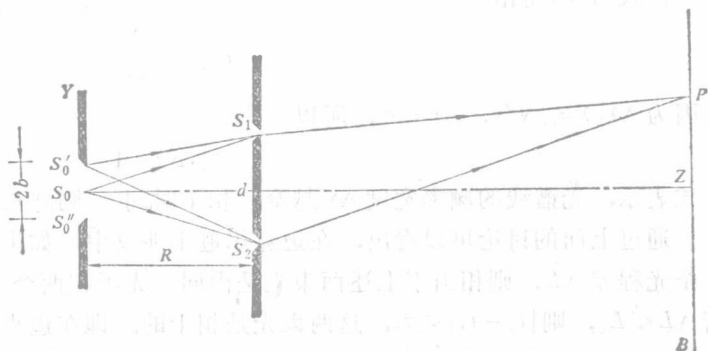


图 1-7

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

$$2\theta = \frac{d}{R} \quad (1-8)$$

把式 (1-8) 代入式 (1-7) 即得

$$2b \cdot 2\theta < \lambda \quad (1-9)$$

上式表明, 在波长一定的情况下, 若 $2\theta = \frac{d}{R}$ 固定, 则狭缝宽度 $2b$ 必须小于 $\frac{\lambda}{2\theta}$, 才能在屏上观察到干涉条纹。

由上可以看出, 在双缝干涉实验中, 狭缝的宽度 $2b$ 实际上相当于光源在狭缝宽度方向的一个线度。在光源的这个线度 $2b$ 内各点所发的光, 通过空间不同的点 S_1 和 S_2 , 如果其张角 $2\theta < \frac{\lambda}{2b}$, 则在观察屏上产生干涉, 这就是空间相干性。

如果用单模激光器作为单色光源, 进行上述实验, 则可取消前面那个用来限制光源线度的狭缝 S 。而使激光束直接射到 S_1 和 S_2 上。由于这种激光光束在其截面不同点上有确定的位相关系, 因此可产生干涉条纹。即单模激光光束的空间相干性是很好的。

如果整个实验装置绕 Z 轴转 90° , 实验结果也完全不变。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

$$A_c \approx \frac{\lambda^2 R^2}{\Delta A_s} \quad (1-10)$$

通过相干面积 A_c 内的两点的光是相干的, 由此可以看出, 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的空间相干性, 是由相干面积 A_c 来描述的。

§ 1-2 光和物质的相互作用

物质是由原子、离子或分子等微观粒子组成的。原子 (离子、分子类同) 内部的电子可以通过与外界交换能量而从一种运动状态改变为另一种运动状态, 对于每一种运动状态来说, 原子具有确定的内部能量值, 每一个内部能量值称为一个能级。习惯上将能量值大的能级称为高能级, 能量值小的称为低能级。如图 1-8 所示, 原子的最低能级称为基态, 即图中能级 E_1 。比基态高的其他能级均称为激发态 E_2 。当光射入介质时, 对激光器来说也就是射入工作物质时, 光就和工作物质中的原子、分子、离子 (统称粒子) 发生相互作用。其结果, 光子可能被粒子吸收, 粒子吸收光能后从低能级跃迁到高能级, 称为光的受激吸收 (或简称吸收)。被激发到高能级的粒子可以自发地从高能级跃迁到低能级并放出光子, 这个过程称自发发射。也可以在入射光子的作用下粒子从高能级跃迁到低能级, 称为受激发射。对于大量粒子来说, 将同时存在光的自发发射、受激吸收和受激发射。

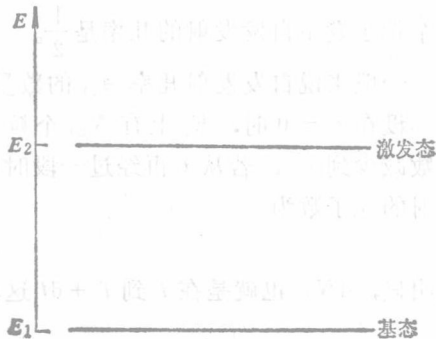


图 1-8

粒子在改变能级状态而发射或吸收光子的过程中都必须遵守一定的规则，也就是辐射跃迁选择定则。大量实验结果指出，只有当表征两个粒子状态的两组量子数中，同一种量子数间的差值各自满足一定的规则时，这两个状态间的光学跃迁才有可能，从而产生相应的谱线。理论也证明，两个不符合选择定则的状态，它们之间一般不能发生跃迁，或者跃迁的可能性很小，相应的谱线也就不会产生或者很弱。

一、光的自发发射

如粒子的两个能级 E_2 和 E_1 满足辐射跃迁选择定则，则处于高能级 E_2 的粒子，总是会自发地跃迁到低能级 E_1 ，并且发射一个频率为 ν ，能量为

$$\mathcal{E} = h\nu = E_2 - E_1 \quad (1-11)$$

的光子。对于大量的处于高能级的粒子而言，它们是各自独立地分别自发发射一个一个能量 ϵ 相同，但彼此无关的光子。这相当于它们各自独立地分别自发发射一系列频率为

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1-12)$$

的光波，但各列光波之间没有固定的位相关系，可以有不同的偏振方向，并且每个粒子所发的光将沿所有可能的方向传播。这个过程称为光的自发发射。对于某一个粒子来说，它在 E_2 能级停留多长时间，什么时候发生自发发射完全是偶然的，不确定的，但对大量粒子来说，它是服从统计规律的。如有一系统，高能级 E_2 上的粒子数为 N_2 ，在 dt 时间内，由高能级 E_2 自发跃迁到低能级的粒子数为 dN_{21} ，则有

$$dN_{21} = A_{21} N_2 dt \quad (1-13)$$

其中，比例系数 A_{21} 称为自发发射系数。它是粒子能级系统的特征参量。即对每一种粒子中的两个能级就有一个确定的 A_{21} 值。 A_{21} 也称为爱因斯坦自发发射系数。

$$A_{21} = \frac{dN_{21}}{N_2 dt} \quad (1-14)$$

从式(1-14)可以看出 A_{21} 的物理意义： A_{21} 是单位时间内发生自发发射的粒子数在处于高能级 E_2 的粒子数中所占的比例。亦即每一个处于 E_2 能级的粒子在单位时间内发生自发发射的几率。例如某一原子两能级间的自发发射系数为 $A_{21} = 0.5 \times 10^8$ /秒，即在 10^{-8} 秒时间内，处于 E_2 上的粒子将有一半通过自发发射回到低能级 E_1 ，也就是在 10^{-8} 秒内， E_2 能级上的每一个粒子发生自发发射的几率是 $\frac{1}{2}$ 。

一般来说自发发射几率 A_{21} 的数量级大约为 $10^7 \sim 10^8$ /秒。

设在 $t = 0$ 时， E_2 上有 N_{20} 个粒子，经过一段时间 t 以后，由于自发发射， E_2 上的粒子数减少到 N_2 ，若从 t 再经过一段时间 dt ，也就是从 t 到 $t + dt$ ，由式(1-13)可知，自发发射的粒子数为

$$dN_{21} = A_{21} N_2 dt$$

很明显， dN_{21} 也就是在 t 到 $t + dt$ 这段时间内能级 E_2 上粒子的减少数。所以有

$$dN_{21} = -dN_2$$

代入上式则有

$$-dN_2 = A_{21} N_2 dt$$

两边积分则得

$$N_2 = N_{20} e^{-A_{21}t} \quad (1-15)$$

式(1-15)说明由于自发发射, E_2 能级上的粒子数按指数减少, 减少的快慢由自发发射几率 A_{21} 决定。

根据式(1-15)可以求出能级 E_2 的平均寿命为

$$\tau = \frac{1}{A_{21}} \quad (1-16)$$

由式(1-16)可见, 自发发射几率大, 单位时间离开 E_2 能级的粒子数多, E_2 的平均寿命就短。

二、光的受激吸收

前已指出, 如粒子的两个能级 E_2 和 E_1 满足辐射跃迁选择定则, 则处于低能级 E_1 的粒子受到光能量恰好为 $\mathcal{E} = h\nu = E_2 - E_1$ 的光子照射时, 粒子会与这种入射光发生相互作用, 吸收这种光子, 而跃迁到高能级 E_2 , 这个过程称为光的受激吸收, 或简称为吸收。

设粒子的能级 E_2 和 E_1 满足辐射跃迁选择定则, N_1 为低能级 E_1 上的粒子数。如有频率为 ν 满足 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光入射, 其单色辐射能量密度为 ρ_ν (即辐射场内, 单位体积中, 频率在 ν 附近的单位频率间隔中的辐射能量)。则在 dt 时间内从 E_1 能级吸收入射光子而跃迁到 E_2 能级的粒子数 dN_{12} 为

$$dN_{12} = B_{12}\rho_\nu N_1 dt \quad (1-17)$$

其中比例系数 B_{12} 称为受激吸收系数, 它与 A_{21} 一样是粒子能级系统的特征参量, 即对每一种粒子中的两个能级有一个确定的 B_{12} 值。 B_{12} 也称为爱因斯坦受激吸收系数。

设 $W_{12} = B_{12}\rho_\nu$, 则可将式(1-17)改为

$$W_{12} = B_{12}\rho_\nu = \frac{dN_{12}}{N_1 dt} \quad (1-18)$$

从式(1-18)看出, W_{12} 是在单色辐射能量密度为 ρ_ν 的光照射下, 在单位时间内产生受激吸收的粒子数在 E_1 能级的粒子数中所占的比例, 也可以看作在 E_1 能级的每一个粒子在单位时间内发生受激吸收的几率。 W_{12} 称为受激吸收的跃迁几率。值得注意的是自发发射几率 A_{21} 对每一个能级系统是一常数, 而受激吸收跃迁几率 W_{12} 并非常数, 它与入射光强有关, 只有受激吸收系数 B_{12} 对每一能级系统是常数。

三、光的受激发射

如粒子系统的两个能级 E_2 和 E_1 满足辐射跃迁的选择定则, 当处于高能级 E_2 的粒子受到光子能量为 $\mathcal{E} = h\nu = E_2 - E_1$ 的光照射时, 粒子会由于与这种入射光的相互作用, 发射与入射光子一模一样的光子, 而跃迁到低能级 E_1 , 也就是受激发射的光与入射光二者的频率都是

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$$

还有相同的偏振方向和传播方向, 并且它们是相干的。这个过程称为光的受激发射。

如高能级 E_2 上粒子数为 N_2 , 入射光的单色能量密度为 ρ_ν , 则 dt 时间内从高能级受激发射回到低能级 E_1 的粒子数 dN_{21} 为

$$dN_{21} = B_{21}N_2\rho_\nu dt \quad (1-19)$$

B_{21} 称为受激发射系数。它是粒子能级系统的特征参量。也称为爱因斯坦受激发射系数。

设 $W_{21} = B_{21}\rho_\nu$, 则有

$$W_{21} = B_{21}\rho_{\nu} = -\frac{dN_{21}}{N_2 dt} \quad (1-20)$$

即 W_{21} 是单位时间内, 在单色能量密度为 ρ_{ν} 的光照射下, 由于受激发射跃迁到低能级 E_1 的粒子数在 E_2 能级总粒子数中所占的比例, 也是 E_2 能级上每一个粒子在单位时间内发生受激发射的几率。所以 W_{21} 称为受激发射跃迁几率。它和 W_{12} 一样与 ρ_{ν} 成正比, 而不再象自发发射几率 A_{21} 那样对每一确定的能级系统是一常数。

四、自发发射、受激吸收和受激发射的关系

(一) A_{21} 、 B_{12} 和 B_{21} 三个系数的关系

爱因斯坦系数 A_{21} 、 B_{12} 和 B_{21} 的大小决定于粒子内部的性质, 并且这三个系数有着内在的联系。据爱因斯坦假设它们之间的关系如下

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad (1-21)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu_{21}^3}{c^3} B_{21} \quad (1-22)$$

式中 c 为光速, g_1 和 g_2 分别为能级 E_1 和 E_2 的统计权重(或称简并度)。它表示一个能级 E 是由 g 个不同的能态重合在一起组成的, 亦即原子的 g 种不同的运动状态都具有相同的内部能量值 E 。

在折射率 n 与 1 相差较大的介质中, 光速为 $\frac{c}{n}$, 式(1-22)成为

$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu_{21}^3 n^3}{c^3} B_{21} \quad (1-23)$$

(二) 自发发射和受激发射强度之比

一个粒子系统中只要上能级 E_2 有粒子存在时, 就有自发发射。而这种自发发射的光子对另外的粒子就是外来光子, 会引起它的受激发射(也有受激吸收)。故从原则上讲自发发射的同时, 总伴有受激发射的发生。由于受激发射与辐射场的单色辐射能量密度 ρ_{ν} 成正比, 而自发发射与之无关, 所以二者之比例随辐射场之强弱而有很大差别。在实际系统中往往是一种过程占绝对优势, 所以在分析时一般只考虑占优势的那种过程。

根据式(1-20)受激发射几率

$$W_{21} = \rho_{\nu} B_{21}$$

可知, 受激发射几率由受激发射系数 B_{21} 与外界辐射场单色能量密度 ρ_{ν} 两项决定, 只要增加频率为 ν 处的单色能量密度 ρ_{ν} 就可以增加 W_{21} 。

将爱因斯坦关系

$$A_{21} = \frac{8\pi h \nu^3 n^3}{c^3} B_{21}$$

代入上式, 就可以得到 W_{21} 与 A_{21} 之间的关系

$$W_{21} = \rho_{\nu} \frac{c^3}{8\pi h \nu^3 n^3} A_{21} \quad (1-24)$$

若令

$$\delta = \rho_{\nu} \frac{c^3}{8\pi h \nu^3 n^3}$$

则有

$$W_{21} = \delta A_{21}$$