

激光

在计量测试技术中的应用

迟桂纯 周肇飞 周卫东

成都科技大学出版社

APPLIED LASER IN MEASVRING TECHNOLOGY

前 言

本书是为高等学校精密仪器专业本科高年级和研究生的选修课程而编写的。目的是希望通过对本教材的学习，能对激光的基本原理及其在精密计量测试中的应用技术有一定深度的了解，并能运用这些知识分析激光应用中的某些问题和为今后能解决一些实际应用技术问题打下基础。同时它也可作为本领域内广大科研工作者的参考书。

本书的大部分内容是根据编著者多年来教授《激光技术及其应用》、《激光干涉技术》的讲稿，以及近年来的科研成果修改整理而成。其主要内容包括激光的基本原理、激光器及稳频技术、激光干涉计量技术、双频激光干涉仪、纳米级激光干涉轮廓测量技术、激光在表面粗糙度中的应用等，旨在简明扼要地介绍激光的基本原理及其主要应用技术，让读者了解激光在精密检测中的最新应用技术。

本书共分五章，由迟桂纯、周肇飞、周卫东共同编写。在编写本书过程中得到本室教师及研究生龙勇、吴燕华、谢颖刚等的热情帮助，在此表示衷心的感谢。

由于本书编著者水平有限，故不妥之处在所难免，恳望读者指正。

编著者

1993年12月于成都科技大学

目 录

前言

第一章 激光基本原理

- 1.1 激光的发展 (1)
- 1.2 激光的特点 (3)
- 1.3 光和物质的相互作用 (11)
- 1.4 光谱线的宽度 (26)
- 1.5 光学谐振腔 (37)
- 1.6 介质对光的增益作用 (68)

第二章 激光器和稳频技术

- 2.1 氦氖激光器 (91)
- 2.2 半导体激光器 (97)
- 2.3 稳频技术 (105)

第三章 激光干涉计量技术

- 3.1 干涉测长的基本原理 (131)
- 3.2 干涉系统主要元件的选择 (140)
- 3.3 激光干涉测量系统 (155)
- 3.4 空气折射率的测量 (190)
- 3.5 应用实例 (200)

第四章 激光轮廓测量技术

- 4.1 偏振干涉仪 (269)
- 4.2 同轴式干涉轮廓仪 (276)
- 4.3 纳米级检测技术 (286)
- 4.4 纳米级定位技术 (296)

第五章 激光在表面粗糙度测量中的应用

- 5.1 激光散斑技术在表面粗糙度测量中的应用 ... (303)
- 5.2 激光散射在表面粗糙度中的应用 (316)
- 5.3 激光全息及其在测量表面粗糙度中的应用 ... (330)

第一章 激光基本原理

1.1 激光的发展

1917年爱因斯坦(A·Einstein)在他的“关于辐射的量子力学”论文中,为了说明黑体辐射现象,从理论上预言了存在着原子受激辐射光(即激光)的可能性。1928年拉登堡(R·Ladenburg)和克普夫曼(H·Kopferman)在实验上观察到气体放电时由受激辐射造成的负色散效应,从而证实了爱因斯坦的预言。但是直到本世纪五十年代,人们才知道可以通过粒子反转分布状态的原子、分子系统,将受激辐射突出出来。最早在实验上实现粒子数反转分布的是普赛尔(E·M·Purcell)和庞德(R·V·Pound),他们在1950年观察到核自旋反转的反转分布。1951年法卜利坎特(Ф·А·Фабрикант)在专利中提出用粒子数反转分布的物质,实现放大电磁辐射的设想。从历史上来说,真正将原子的受激辐射突出出来的,首先是在微波波段。1954年人们研制成功了微波量子放大器(Microwave Amplification by stimulated Emission of Radiation,简称 Maser),并由此形成了一门新兴的学科——量子电子学。1958年肖洛(A·L·Schawlow)和汤斯(C·H·Townes)以及普洛霍洛夫(A·М·Прохоров)提出了将微波量子放大器的原理推广到光波段的建议。1960年美国休斯研究室的梅曼(T·H·Maiman)按照他们的建议在实验中研制成功了世界上第一台激光器(Light Amplification by stimulated Emission of Radiation,简称 Laser)——红宝石激光器。

至此，一门新的科学技术——量子电子学中的激光技术，就以科学史上罕见的高速度向前发展着。

在本世纪六十年代初，几乎每一个月在激光方面都有重大的发明和突破。红宝石激光器问世之后，1961年研制成功了氦-氖混合气体连续激光器，1961年提出了Q调制技术，同年有人在实验中以克尔盒做Q开关，制成了第一台调Q激光器，在这一年还制成了钽玻璃激光器。到1962年，美国的三个研究小组几乎同时分别公布了关于砷化镓半导体激光器运转的报导。仅1961—1962年间，世界各国发表的激光方面的论文达200篇以上。1963年建立了激光器的半经典理论，对激光器的频率特性和功率特性进行了比较完善的探讨。1964年研制成功了氦离子激光器、二氧化碳激光器、化学激光器以及掺钕的钇铝石榴石激光器。1965年实现了铌酸锂光学参量振荡器。同年，人们借助于半经典理论预言了锁模效应的存在。1966年研制成功固体锁模激光器，获得了超短激光脉冲，同年还研制成染料激光器。1970年首次研制成准分子激光器。1977年，人们研制成红外短波段的自由电子激光器。

进入七十年代，有关激光本身的三种基本理论——经典、半经典和量子理论，都已基本形成。

我国在1961年研制出了红宝石激光器，接着，其它一系列的激光器也都相继研制成功。所以在激光的发展上，几乎同国外同时起步。经过二十多年的努力，已经逐步形成了一个完整的激光研究、生产和教学的体系。一些常用的激光器已经能够成批生产。激光在国民经济各个领域和国防上的应用日益广泛。

由于激光具有高的单色亮度(高的光子简并度)、好的单

色性和相干性以及定向性,所以激光一经问世,就受到了几乎所有各门科学技术的重视,都在考虑在解决激光出现以前所不易或不能解决的问题上,激光所能提供的全新的技术。迄今,激光在核聚变、加工、热处理、光通讯、测距、计量测试等方面已经得到广泛的应用。激光的可调谐性和超短脉冲的获得,对于研究需要高的时间分辨、高空间分辨、高能量分辨的物质结构和微观运动问题提供了全新的技术途径。此外,激光的出现还推动或带动了一批近代光学学科以及边缘学科的建立和发展。例如非线性光学、量子光学、全息术、激光化学、激光生物学等。综上所述,激光科学技术到现阶段已发展为相当广阔的学科并具有相当广阔的应用领域。

目前激光已进入它的第四个十年,激光仍以以往的迅猛势头向前发展,激光的应用领域已逐步遍及到国民经济及人们日常生活的各个领域。全世界激光产品销售额以 20% 的速度增长。当前激光正向着如下方面发展:

扩展波段,向紫外、X 射线和远红外波段发展;

进一步提高激光的发射功率密度;

寻求性能更好的同步辐射光源;

不断地扩大激光的应用领域和新兴边缘学科的发展。

1.2 激光的特点

激光与普通光源相比,它具有亮度高、方向性好、单色性及相干性好等特点。这些特点是其它光源所不具备的。

1.2.1 激光的方向性及高亮度

激光的方向性可用发散角的大小来表征。所谓发散角即两条光线之间的最大夹角,一般用 2θ 表示。如图 1.1 所示。普

通光源如日光灯的发散角 $2\theta=180^\circ$ ，而激光，如 He-Ne 激光器的发散角 $2\theta=0.18^\circ=3.1\times 10^{-3}\text{rad}$ ，仅为毫弧度数量级。

激光在空间传播的是圆锥光束。如图 1.2 所示。可用立体角表示光束的发散情况。

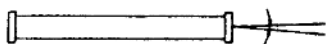


图 1.1

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



图 1.2

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

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,在其它条件不变的情况下,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^{-8} 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^{-6} 秒。因此,在 Δt 的时间内输出辐射能量 1 焦耳,其功率可以高达 10^6 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 10^8 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高亮度。

1.2.2 激光的单色性和时间相干性

1.2.2.1 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。

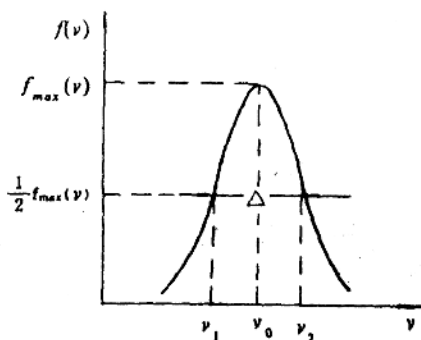


图 1.3

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分布的情况。 $f(\nu)$ 称为光谱线的线性函数。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 和 ν_1 之差的绝对值作为光谱线的频率宽度 $\Delta\nu$, 即

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

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

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu} \quad (1.2)$$

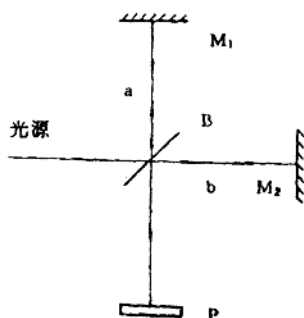


图 1.4

由此可见,对一条光谱线来说,若已知 $\Delta\nu$,则可由上式可求出 $\Delta\lambda$,反之亦然。

一般来说,宽度 $\Delta\nu$ 和 $\Delta\lambda$ 越窄,光的单色性就越好。例如,在普通光源中,同位素 Kr^{86} 灯发出的波长 $\lambda=0.6057\mu\text{m}$ 的光谱线。在低温条件下,其宽度 $\Delta\lambda=4.7\times 10^{-7}\mu\text{m}$ 。而单模稳频氮氛激光器发出的波长 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$ 的激光,其 $\Delta\lambda<10^{-11}\mu\text{m}$ 。

1.2.2.2 激光的时间相干性

在迈克尔逊干涉仪中(见图 1.4), M_2 每移动 $\lambda/2$ 时,屏 P 中心处两束光干涉后的光强 I 将明暗交替变化一次,其光程差 $\Delta l=k\lambda$ 。

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 $(\lambda-\frac{\Delta\lambda}{2})$,最长的波长

为 $(\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2})$ ，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 $\Delta l = k\lambda$ 的数值却因波长而异。

当光程差 Δl 达到某一数值 $\Delta l_{\max}$ 时，波长为 $(\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2})$ 的第 $(k+1)$ 个强度峰值与波长为 $(\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2})$ 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

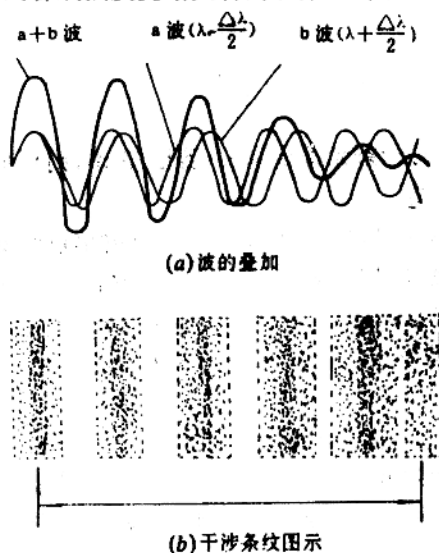


图 1.5

波长宽度 $\Delta\lambda$ 的光能在屏 P 中心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, K_2Cr_{21} 作光源的干涉仪, 理论上其相干的最大光程差 $\Delta l_{\max} = 77$ 厘米。这与其他非受激发射的普通光源相比已是最大的了。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。

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。

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 $|t_1 - t_2| < \tau_c$, 这两束光是相干的。由同一光源在相干时间 τ_c 内不同时刻发出的光, 经过不同的路程达到屏 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。

1.2.3 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_s 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。

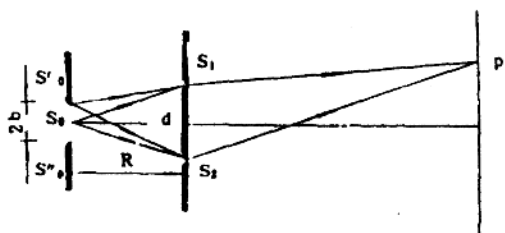


图 1.6

设狭缝的宽度为 b , s_1, s_2 的距离为 a , s_0 至 s_1, s_2 的距离为 d , s_1, s_2 对 s_0 的张角即干涉孔径角为 ω 。

由于狭缝有一定宽度 b ,因此由 s'_0 发出的光,经 s_1, s_2 到达 P 的光程差与由 s_0 发出的光,到达 P 的光程差相比,多出一个附加光程差 $\Delta_{\text{附加}}$,据计算有

$$\Delta_{\text{附加}} = \frac{a}{\omega b} < \frac{\lambda}{4} \quad (1.5)$$

上式可改写为

$$b < \frac{\lambda}{4\omega}$$

在双缝干涉实验中,狭缝宽度 b 相当于光源在狭缝宽度方向的一个宽度。在光源的这个宽度 b 内各点所发的光,通过空间不同的点 s_1, s_2 , 如果干涉孔以角 $\omega < \frac{\lambda}{4b}$, 则在屏上产生干涉。这就是空间相干性。

如果用单模激光器做光源,因激光光束在其截面上不同点有确定的相位关系,因此可产生干涉条纹,即单模激光光束的空间相干性很好。

1.3 光和物质的相互作用

1.3.1 原子结构

物质是由原子、分子或离子组成的,统称为粒子。原子是由带正电的原子核及绕核运动的电子组成。电子一方面绕核作轨道运动,另一方面作自旋运动。量子物理表明,电子在原子系统中运动时,可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离状态运动时,相应有一系列分离的不连续的能量值。能量大的能级称为高能级,小的称为低能级。最低的能级称为基态。高于基态的其它能级称激发态,见图 1.7。

一般处于一定电子状态的原子对应某一定的能级,而某一能级并不一定只对应一个电子状态。电子状态与能级不具备一一对应关系。这就是说电子可以有两个或两个以上的不同的运动状态而具有相同的能级。这样的能级叫简并能级。同一能级对应的不同电子状态的数目叫简并度 g 。

如 H 氢原子的 $1s$ 态 ($n=1, \tau=0, m=0, s=\pm 1/2$) $g=2$,

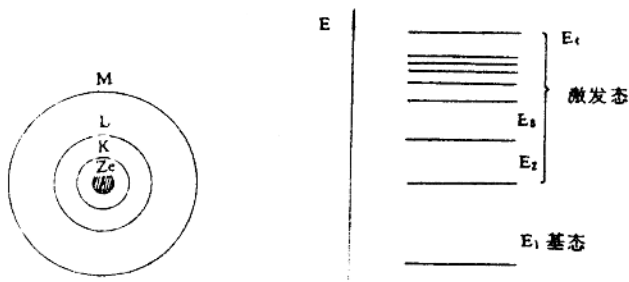


图 1.7

而 $2P$ 态 ($n=2, \tau=1, m=0, s=\pm 1/2$) $g=6$.

电子状态由下列四个量子数来确定(量子力学理论)。

(1)主量子数 $n, n=1, 2, 3, \dots$ 。表示不同的电子壳层。用 K, L, M, N, O, P 表示。

(2)辅量子数 τ , 亦称轨道角动量量子数, $\tau=0, 1, \dots, (n-1)$ 。表示不同的电子亚层。用 s, p, d, f, g, h 表示。

(3)磁量子数 $m, m=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm p$ 。表示不同的电子轨道。

(4)自旋量子数 $s, s=\pm 1/2$ 。表示电子具备有两个不同的自旋方向。

上述的磁量子数和自旋量子数又称为能级的精细结构。

表示电子状态的符号很多, 能级图中常用帕邪(pashen)符号表示。如 He-Ne Laser 中, $0.6328\mu\text{m}$ 谱线对应 $3s_2 \rightarrow 2p_4$, 符号表示辅量子数, s, p 对应于 $0, 1$, 第一位数字表示该能级在由低向高排列的激发态中所处的顺序, 右下标代表该能级

在精细结构中的排列序号。

1.3.2 光的自发辐射

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变为另一种状态。粒子在改变能量状态而发射或吸收光子的过程必须遵守辐射跃迁选择定则。实验表明,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满足一定规则时,这两个状态间的光学跃迁才有可能,从而产生相应的谱线。

原子处于高能级是不稳定的,如粒子的两个能级 E_2, E_1 满足辐射跃迁选择定则,则处于高能级 E_2 的粒子,总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

$$\epsilon = h\nu = E_2 - E_1 \quad (1.6)$$

的光子。对于大量的粒子而言,它们各自独立地自发辐射一个能量相同、频率相同,但彼此无关的光子,即各光子之间:(1)没有固定的相位关系;(2)偏振方向不同;(3)传播方向不同。

就某一粒子来说,它在 E_2 能级上停留多长时间,何时发生自发辐射完全是偶然的。但对大量的粒子而言,则服从统计规律。如有一系统,高能级 E_2 上的粒子数为 N_2 ,在 dt 时间内,由 E_2 自发跃迁到低能级的粒子数为 dN_{21} ,则有

$$dN_{21} = A_{21}N_2dt \quad (1.7)$$

式中 A_{21} 为自发辐射系数,也称爱因斯坦自发辐射系数,它是离子能级的特征参量,且

$$A_{21} = \frac{dN_{21}}{N_2dt} \quad (1.8)$$

从上式可知 A_{21} 的物理意义: A_{21} 是单位时间内自发辐射的粒