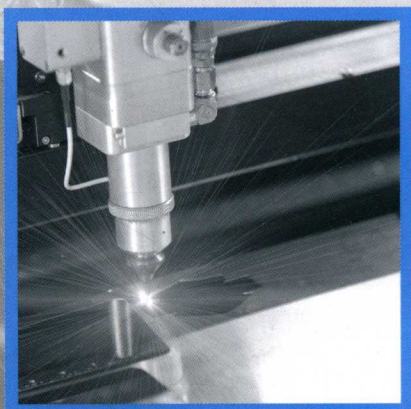


JIGUANG ZHINENG ZHIZAO JISHU



# 激光智能制造技术

雷仕湛 闫海生 张群莉 编著

 复旦大学出版社

非外借

# 激光智能制造技术

雷仕湛 闫海生 张群莉 编著



 復旦大學 出版社

图书在版编目(CIP)数据

激光智能制造技术/雷仕湛,闫海生,张群莉编著. —上海:复旦大学出版社,2018.6  
ISBN 978-7-309-13687-6

I. 激… II. ①雷…②闫…③张… III. 激光加工-智能制造系统 IV. TG665

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2018)第 097741 号

激光智能制造技术

雷仕湛 闫海生 张群莉 编著  
责任编辑/张志军

复旦大学出版社有限公司出版发行

上海市国权路 579 号 邮编:200433

网址: fupnet@fudanpress.com http://www.fudanpress.com

门市零售: 86-21-65642857 团体订购: 86-21-65118853

外埠邮购: 86-21-65109143 出版部电话: 86-21-65642845

大丰市科星印刷有限责任公司

开本 787 × 1092 1/16 印张 28.25 字数 482 千

2018 年 6 月第 1 版第 1 次印刷

ISBN 978-7-309-13687-6/T · 625

定价: 58.00 元

---

如有印装质量问题, 请向复旦大学出版社有限公司出版部调换。

版权所有 侵权必究

激光制造是基于1960年发明的激光器开发的一种新型制造技术,一种具有巨大发展潜力的绿色制造技术。经过几十年的开拓发展,先后开发了一系列制造新技术、新工艺,包括激光机械加工新技术(如激光打孔技术、激光切割技术、激光焊接技术等)、激光成型制造技术、激光表面强化技术、激光表面清洗和修复技术以及激光再制造技术等,已经广泛应用于国防工业生产、能源工业生产、机械工业生产、航空航天业生产、科学仪器制造业生产以及医疗卫生器材生产,大大地提高了生产技术和生产效率,取得了很好的经济效益和社会效益,受到了社会广泛关注和好评。

近年来,随着机器人技术和人工智能技术的发展,激光制造技术植入这两种技术,提升到了一个新台阶,进一步提高了激光制造技术水平、机械工业生产效率与产品质量,并大幅度降低生产成本,提高市场应变能力,成为一种新型的先进智能制造技术。

本书对各种激光加工制造技术、激光再制造技术和激光智能制造技术作了比较全面、具体的介绍,介绍了它们的工作原理、特点、工作系统、优化工艺和主要应用,帮助读者了解、研究和应用这门新技术。

激光智能制造技术是面向市场、面向客户,涵盖设计、制造和生产管理整个生产过程的集成制造技术。随着生产发展,这门新技术也在不断发展,期待将来再版并补充。

中国科学院上海光学精密机械研究所

中国科学院院士

林尊琪

激光智能制造技术是激光技术植入机器人技术和人工智能技术而开拓的新型制造技术,是一种具有巨大发展潜力的绿色制造技术,可大幅度提高制造技术水平,获得很大经济效益和社会效益,受到社会广泛关注。为配合激光智能制造技术的发展,我们编写了这本书。

在编写过程中得到了许多科学工作者和生产技术人员的支持和帮助。中国科学院上海光学精密机械研究所的苏宝熔、屈炜、沈力,上海交通大学的邓琦林,上海海事大学的孙士斌,同济大学工程与产业研究院李景全等对本书内容选择提出了宝贵意见和建议;浙江工业大学的姚建华为本书提供了有价值资料,中国科学院上海光学精密机械研究所的王晓峰、薛慧彬等为本书提供了有价值的图片资料,并对一些图片进行了加工处理;复旦大学出版社对本书的出版提供了很多帮助和支持,在此我们向他们表示衷心感谢!同时也特别感谢中国科学院上海光机所的林尊琪院士为本书作序。

随着生产发展,激光智能制造技术也在不断发展,不断涌现新技术,我们期待将来有机会再版并补充这些新内容。

# 目录 Contents

## 第一章 激光和激光器

001

- 1-1 激光特性 / 001
  - 一、高亮度 / 001
  - 二、光源的单色性、相干性 / 005
- 1-2 激光器组成基本要素 / 007
  - 一、工作物质 / 007
  - 二、光学共振腔 / 022
  - 三、泵浦装置 / 028
- 1-3 常用激光器 / 037
  - 一、激光器的工作方式 / 037
  - 二、连续输出 YAG: Nd<sup>3+</sup> 晶体激光器 / 046
  - 三、钕玻璃激光器 / 051
  - 四、氦-氖气体激光器 / 054
  - 五、二氧化碳(CO<sub>2</sub>)分子激光器 / 058
  - 六、氟化氪(KrF\*)准分子激光器 / 069
  - 七、半导体激光二极管 / 071
  - 八、半导体量子阱激光器 / 080
  - 九、光纤激光器 / 084
  - 十、飞秒激光器 / 092
- 1-4 激光参数测量 / 099
  - 一、激光波长测量 / 100
  - 二、激光能量测量 / 105
  - 三、激光脉冲宽度测量 / 110
  - 四、激光脉冲波前畸变测量和诊断 / 114
  - 五、激光束光强空间分布测量 / 115
  - 六、M<sup>2</sup> 因子测量 / 119



- 1-5 激光器安全级别 / 120
  - 一、激光产品安全分级国际标准 / 121
  - 二、激光产品安全分级中国标准 / 124

## 第二章 激光加工技术

126

- 2-1 激光机械加工 / 126
  - 一、激光打孔 / 126
  - 二、激光切割 / 133
  - 三、激光焊接 / 153
- 2-2 激光成型 / 179
  - 一、激光熔化烧结快速成型 / 179
  - 二、激光固化快速成型 / 198
  - 三、激光冲击成型 / 209
- 2-3 激光表面处理 / 220
  - 一、激光表面强化 / 220
  - 二、激光表面淬火 / 220
  - 三、激光表面熔凝 / 228
  - 四、激光表面熔敷技术 / 235
  - 五、激光表面合金化 / 245
  - 六、激光表面金属非晶化 / 253
  - 七、激光冲击表面强化 / 259
  - 八、激光表面清洗 / 266
  - 九、激光修复 / 272
- 2-4 飞秒激光加工 / 278
  - 一、主要特点 / 278
  - 二、微孔加工 / 281
  - 三、微切割加工 / 294
- 2-5 激光安全防护 / 301
  - 一、激光对人体的损伤 / 301
  - 二、激光安全防护 / 312

## 第三章 激光智能制造技术

319

- 3-1 系统和技术 / 319

- 一、系统组成 / 319
- 二、信息采集 / 320
- 三、信息处理 / 321
- 四、智能机器人 / 324
- 五、激光束控制 / 335
- 六、同步控制 / 352
- 3-2 激光加工机器人加工系统 / 355
  - 一、优越性 / 355
  - 二、系统组成和工作原理 / 357
  - 三、激光加工机器人切割 / 360
  - 四、激光加工机器人焊接 / 371
  - 五、激光加工机器人再制造 / 383

## 第四章 激光再制造技术

390

- 4-1 激光再制造基本原理及特征 / 390
  - 一、概述 / 390
  - 二、再制造基本原理 / 393
- 4-2 激光再制造工艺技术 / 395
  - 一、激光再制造专用材料 / 395
  - 二、激光再制造基本工艺技术 / 398
  - 三、再制造质量控制技术 / 413
- 4-3 激光再制造装备 / 418
  - 一、固定式激光再制造装备 / 418
  - 二、可移动式现场激光再制造装备 / 421
  - 三、其他激光再制造装备 / 422
- 4-4 激光再制造典型案例 / 422
  - 一、汽轮机叶片的激光再制造 / 422
  - 二、汽轮机转子的现场激光再制造 / 424
  - 三、注塑机螺杆激光再制造 / 427

## 参考资料

432

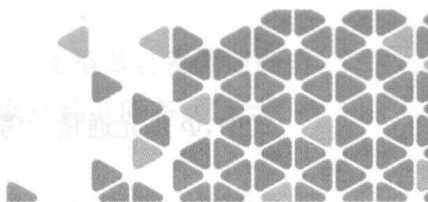
## 作者介绍

440



# 第一章

## 激光和激光器



激光器是1960年问世的特种光源,有特别高的亮度和特别好的单色性,具有巨大的应用潜力。

### 1-1 激光特性

#### 一 高亮度

##### (一) 光源的亮度

在光辐射测量中,常用的几何量是立体角。任一光源发射的光能量都是辐射在它周围的一定空间内,与平面角度相似,把整个空间以某一点为中心划分成若干立体角。假定 $\Delta A$ 是半径为 $R$ 的球面的一部分, $\Delta A$ 的边缘各点和球心 $O$ 连线所包围的那部分空间叫做立体角,数值为部分球面面积 $\Delta A$ 与 $R$ 平方之比,即

$$\Omega = \Delta A/R^2. \quad (1-1-1)$$

对于一个给定顶点 $O$ 和一个随意方向的微小面积 $dS$ ,它们对应的立体角 $d\Omega$ 为

$$d\Omega = \frac{dS \cos \theta}{R^2}, \quad (1-1-2)$$

式中, $\theta$ 为 $dS$ 与投影面积的夹角, $R$ 为 $O$ 到 $dS$ 中心的距离。光源的亮度就定义为光源单位发光面积上,向某一个方向的单位立体角内发射的光通量,其物理表达式是



$$L = d^2\Phi/[d\Omega \cdot dS \cdot \cos\theta]。 \quad (1-1-3)$$

式中,  $\Phi$  是光通量。考虑到光通量与发光功率  $P$  的关系, 即

$$P = d\Phi/d\Omega。 \quad (1-1-4)$$

光源的亮度又可以写为

$$L = dP/[dS \cdot \cos\theta], \quad (1-1-5)$$

即在给定方向上的光亮度也就是该方向上单位投影面积上的发光强度。沿与发光面垂直方向的亮度, 可以简化为

$$L = P/S\Omega。 \quad (1-1-6)$$

这样定义的亮度通常又称为定向亮度, 单位为  $\text{W}/\text{cm}^2 \cdot \text{sr}$ , 在照明工程中亮度的单位是熙提(sb)。几种常见光源的亮度, 见表 1-1-1。

表 1-1-1 几种常见光源的亮度

光源	亮度/sb	光源	亮度/sb
蜡烛	大约 0.5	超高压汞灯	大约 120 000
电灯	大约 470	太阳	大约 165 000
碳弧	大约 9 000	高压脉冲氙灯	大约 1 000 000

现代工业生产对设备的精密程度要求越来越高, 对零件机械加工的精密程度也提出更高要求。用透镜会聚起来的光点尺寸可以非常小, 用光束做加工的工具, 显然会获得比较高的加工精密程度; 光束加工时与材料是非机械性接触, “工具”不会出现机械磨损, 既能保证加工尺寸一致性, 也能够保证加工工具寿命, 比起普通机械加工会有许多优越性。但是, 首要条件是有亮度非常高的光源。

## (二) 提高光源亮度

由(1-1-6)式可以看到, 加大发光功率可以提高光源的亮度, 但潜力有限, 受光源的尺寸和输入电功率的限制, 当尺寸增大, 发光面积也同步增大, 而这也限制了光源的亮度。此外, 按照拉格朗日定理, 利用任何光学成像系统, 在光源及光学系统周围具有相同折射率介质的情况下, 都不可能获得大于光源本身的亮度。因此, 要大幅度提高光源的亮度, 采取通常的办法效果不大。

如果全部光辐射能量沿某个方向很小的角度发射, 就可以大幅度地提高亮度。比如, 光辐射能量集中在 1% 度内, 那么光源在这个方向的亮度就会获得亿倍的提高。普通光源之所以是往四面八方发光, 而不是只朝一个方向发光, 根本

原因是光源内各发光原子的发光行为没有受到制约,它们主要是做自发辐射跃迁。假如它们的发光行为是受到制约的,同步地从高能态跃迁到低能态,经受激发射过程,情况就会发生重大改变。

爱因斯坦在 1917 年发表的“关于辐射的量子理论”的论文中指出,物质的原子吸收外来的能量后会,从基态或者较低能态跃迁到激发态,这个过程称为激发,或者受激吸收跃迁;在激发态的原子可以自行回到较低能量的能态或者基态,并发射光子,这个过程称为自发发射跃迁,发射的光辐射称自发辐射;在激发态的原子也可以在别的光子诱导下,返回较低的能态或者基态,并发射光子,这个过程称为受激辐射跃迁,发射的光辐射称为受激辐射,如图 1-1-1 所示。

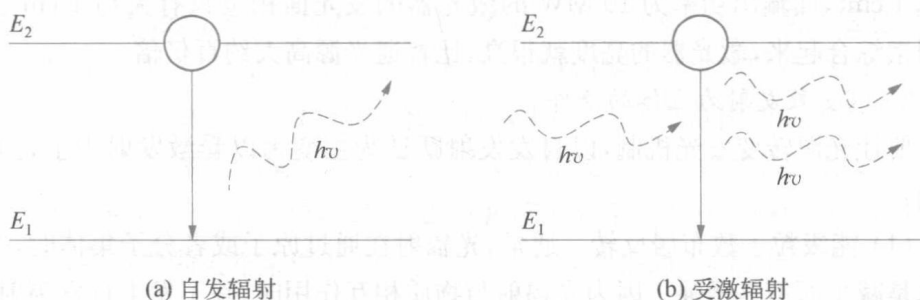


图 1-1-1 自发辐射跃迁和受激发射跃迁

受激辐射的频率、传播方向都与诱导其发生跃迁的光子相同。显然,如果每个处于激发态的“成员”都做受激辐射跃迁,便等于实现了众多原子、分子的联合发射行动,此时的光源便可以朝一个方向输出光辐射,输出几乎是一束平行光束,即(1-1-6)式中的发散角  $\Omega \approx 0$ 。显然,这种光源的亮度将大幅度提高。光束的发散角为  $3 \times 10^{-4}$  rad,其亮度就比相同光功率的普通光源高 4 亿倍。

### (三) 激光器的亮度

激光器正是以受激发射为主的光源,它的亮度非常高。

#### 1. 激光器的亮度

普通固体激光器的亮度是  $10^7 \sim 10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> · sr,采用 Q 突变技术的激光器亮度更高,一般是  $10^{12} \sim 10^{17}$  W/cm<sup>2</sup> · sr。为了更全面评价光源的特性,引入单色定向亮度概念,它定义为光源单位发光面积、向单位立体角发射在单位频率宽度的光功率:

$$L_s = L/\Delta\nu, \quad (1-1-7)$$

式中,  $L_s$  是单色定向亮度,  $L$  是定向亮度,  $\Delta\nu$  是光源的发光频率范围,即光谱频率宽度(W/cm<sup>2</sup> · sr · Hz)。太阳在波长 500 nm 附近的单色定向亮度  $L_s$  大约为



$2.6 \times 10^{-12} \text{ W/cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{Hz}$ 。太阳光的单色定向亮度之所以这般低,是因为有限的发光功率分布在空间各个方向和广阔的光频率范围。一般固体激光器的单色定向亮度是  $10 \sim 10^3 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{Hz}$ ,是太阳的 10 万亿倍到千万亿倍;采用 Q 突变技术的固体激光器的单色定向亮度一般是  $10^4 \sim 10^7 \text{ W/cm}^2 \cdot \text{sr} \cdot \text{Hz}$ ,是太阳的亿亿倍到千亿万倍!

激光极高亮度是来源于受激发射的特性。激光的发散角极小,一般只有  $0.001 \text{ rad}$ ,接近平行光束。单就这个因素,与相同光功率的普通光源相比,激光器的亮度就提高  $4\pi/(10^{-3})^2 = 1.26 \times 10^7$  倍。

其次,光源的亮度也与它的发光面积有关,激光器的发光面积很小,一般只有  $0.1 \text{ cm}^2$ ,而输出功率为  $10 \text{ MW}$  的激光器的发光面积也只有大约  $1 \text{ cm}^2$ 。两个因素综合起来,激光器的亮度就很高,比普通光源高大约百亿倍。

## 2. 以受激发射为主体的条件

要让光源转变发光机制,以自发发射跃迁为主变为以受激发射为主是有条件的:

(1) 能级粒子数布居反转 通常,光辐射在通过原子或者分子集体时,其能量总是减少而不是增强。因为光辐射与物质相互作用时,除了发生自发辐射、受激辐射这两个过程之外,还同时发生第三种过程,即受激吸收过程:原子、分子吸收通过的光辐射能量,从基态或者能量较低的能态跃迁到高能态。根据爱因斯坦的辐射理论,原子、分子发生受激发射和受激吸收的几率是相同的,如果处于高能态的粒子数比在低能态或者基态的数量多,这种状态称为能级粒子数布居反转,那么光辐射通过粒子系统时发生受激发射过程将胜过受激吸收过程,光辐射便被放大。

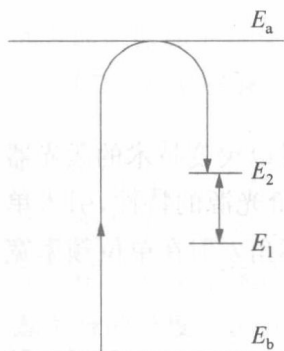


图 1-1-2 建立原子能级粒子数分布反转

图 1-1-2 所示是原子的 4 个能级,其中  $E_b$  是基态,其余 3 个是激发态, $E_1$ 、 $E_2$  和  $E_a$  分别代表它们所处能态的能量,  $E_a > E_2 > E_1$ 。外来的能量把原子从基态  $E_b$  激发到能级  $E_a$ ,然后从这个能级转移到能级  $E_2$ 。假如能级  $E_a$  与能级  $E_b$  之间的光学跃迁概率很大,使得能级  $E_a$  获得很高的激发速率;又假定能级  $E_a$  向能级  $E_2$  的弛豫速率比能级  $E_a$  向能级  $E_b$  的弛豫速率大,能级  $E_2$  与能级  $E_1$  之间的光学跃迁几率比较小(即能级  $E_2$  是亚稳态),保证在能级  $E_2$  的原子数量有比较高的增长速率,那么在能级  $E_2$  与能级  $E_1$  之间便可以实现能级粒子数布居反转状态。

(2) 能级粒子数布居反转密度达到一定数值(即阈值条件) 能级粒子数布居反转是光源实现以受激发射为主的必要条件,但还不是充分条件,还要求能级粒子数布居反转密度达到一定数额。光谱谱线是洛伦兹线型的原子系统,要求的粒子数反转密度数值为

$$\Delta n \geq [h(1-\alpha)Ac/16\pi^2\mu^2](\Delta\nu/\nu)。 \quad (1-1-8)$$

光谱线是多普勒效应展宽的原子系统,要求的粒子数反转密度数值为

$$\Delta n \geq [h(1-\alpha)A/16\pi^2\mu^2](2kT/\pi m)^{1/2}, \quad (1-1-9)$$

式中, $\alpha$  是共振腔壁面的反射系数, $A$  是共振腔的壁面积, $\mu$  是原子偶极子跃迁矩阵元, $m$  是原子、分子的质量, $T$  是温度。式(1-1-9)显示一个重要信息,要求的粒子数反转密度值  $\Delta n$  与光波频率无关,这就解除了先前担心因为光学波段光频率高导致要求的粒子数布居反转密度值太高,以致难以做到。实际上,通常的原子、分子系统要求的能级粒子数布居反转密度值并不是很高。比如原子的质量  $m$  是 100 原子质量单位,偶极子跃迁矩阵元  $\mu$  是  $5 \times 10^{-18}$  静电单位,温度  $T$  是 400 K,在通常的工作条件下,根据(1-1-9)式算得的  $\Delta n$  值大约是  $5 \times 10^{18}$ 。

## 二 光源的单色性、相干性

### (一) 单色性

视觉是光辐射刺激眼睛视神经产生的,我们感觉到不同颜色,那是不同波长的光辐射对视网膜上视质细胞作用不同的反映,比如波长在  $0.75 \sim 0.63 \mu\text{m}$  的光波引起红色的感觉, $0.60 \sim 0.57 \mu\text{m}$  的光波引起黄色感觉, $0.45 \sim 0.43 \mu\text{m}$  的光波引起紫色感觉等。发射引起单种颜色感觉的光辐射光源,通常称单色光源。从理论上说,每个波长的光波对应于某单种颜色感觉,但实际上由于各种原因,不大可能获得发射单一光波长(或者单一频率)的光源,发射的光辐射总是包含一个波长范围,这个波长范围(或者频率范围)称为光谱线宽度,包含的光波波长范围越小,光谱线宽度越窄,产生的颜色也就越纯。在激光器出现之前,单色性比较好的光源主要有氦灯、氖灯、氩灯,其中以同位素氦-86 气体放电灯的单色性最好,有单色性之冠的美称。

### (二) 相干性

相干性表示光源发射的单一频率光波相位之间的固定关系,光辐射的传输特性、聚焦特性以及单色性都与它有密切关系。相干性的具体表现是光束叠加时会产生干涉现象。物理学上通常将相干性分时间相干性和空间相干性,时间

相干性表示在空间某点的两列光波的时间关联性。原子被激发到激发态之后停留的时间很短(一般  $10^{-7} \sim 10^{-8}$  s),每个原子是脉冲式发射光辐射,而且发射的光脉冲宽度很窄。在激发态的原子完成发射光辐射后失去能量,返回能量较低的能态或者基态,等待一定时间之后被再次被激发到激发态,进行下一次发射。各次发射的光波的相位不可能保持相同,因而它们到达空间同一个地点时的相位不同,相位差随时间而变化。假如在某个时段内它们的相位差平均值很小,达到 1 rad,那么它们叠加时可以产生干涉现象,即认为它们还是相干的,这段时间便称为相干时间,在数值上可以由光辐射的光谱线宽度计算。假定光辐射的光谱线宽度是  $\Delta\nu$ ,那么该光辐射的相干时间为

$$\tau = 1/\Delta\nu. \quad (1-1-10)$$

或者以光辐射包含波长范围  $\Delta\lambda$  表示,相干时间为

$$\tau = \lambda^2/(\Delta\lambda c), \quad (1-1-11)$$

式中, $c$  是光波在真空中的传播速度。相干时间长的光辐射,光谱线宽度窄,或者说单色性好。迈克尔逊干涉仪显示的是光源在不同时刻发射的光束产生的干涉条纹,可以显示光源的时间相干性。

空间相干性表示某一时刻通过空间两点的光波的关联性。包含波长范围  $\Delta\lambda$ 、在空间距离  $\Delta L$  两点的光波,相位差平均值为  $(\Delta\lambda/\lambda^2)\Delta L$ 。如果此相位差平均值很小,达到 1 rad,那么这两个光波相叠加时可以产生干涉现象,相应的空间距离  $\Delta L$  称为空间相干长度,相干长度长的光辐射单色性也好。杨氏干涉实验显示的是光源上不同发光点在同一时刻发射的光辐射产生的干涉条纹,是研究光的空间相干性的装置。

### (三) 干涉条纹

假定两束光强度分别为  $I_1$  和  $I_2$  的光束在空间叠合并产生干涉,则产生的干涉条纹可见度(反衬度)为

$$\gamma = 2\xi_{12}(\tau)(I_1 I_2)^{1/2}/(I_1 + I_2), \quad (1-1-12)$$

式中, $\xi_{12}(\tau)$ 是两光束的相干度, $\tau$ 是两光束到达干涉场的时间差。如果两束光的强度相同,干涉条纹的可见度也就是光辐射的相干度。所以,相干性好才能得清晰的干涉条纹。图 1-1-3 所示是光学干涉条纹,其中右图是用单色性好的光源得到的干涉图,左图单色性较差。

如果单色性不好,光辐射中包含波长范围为  $\Delta\lambda$ ,那么,它们将各自形成一组干涉条纹。如果波长  $\lambda + \Delta\lambda$  的第  $j$  级干涉条纹与波长  $\lambda$  的第  $j + 1$  级干涉条纹重

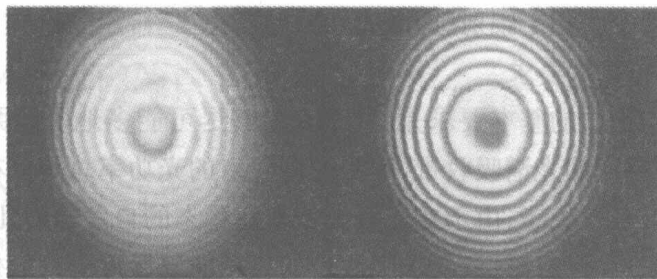


图 1-1-3 不同单色性光源得到的干涉图

叠,得到的干涉图将模糊不清。

#### (四) 激光的单色性和相干性

激发态原子做自发辐射跃迁时,每一个在激发态的原子都是彼此独立地发射光辐射,相位彼此之间没有关联,相干性很差;每个激发态原子发射的光波频率也不相同,因此,光源的单色性也不会好。如果光源的发光过程是以受激跃迁过程为主,各个在激发态的原子同步发射,并且是朝一个方向发射相同的波长,显然,单色性和相干性都很好。激光器正是以受激发射过程为主的光源。

光谱线宽度  $\Delta\lambda$  是衡量光辐射单色性的物理量, $\Delta\lambda$  小的光单色性和相干性好。太阳光辐射的波长分布范围很广阔,可见光波段在  $0.76\sim 0.4\ \mu\text{m}$  之间,对应的颜色是从红色到紫色的各种颜色。氩-86 气体放电灯的红光谱线宽度  $\Delta\lambda$  是  $4.7\times 10^{-4}\ \text{nm}$ ,激光的谱线宽度  $\Delta\lambda$  比它更窄,可由下面式子计算,即

$$\Delta\lambda \approx 8\pi h\lambda (\Delta\nu_c)^2 / P, \quad (1-1-13)$$

式中, $P$  是激光器输出的激光功率, $\Delta\nu_c$  是共振腔频率宽度, $\lambda$  是光波长, $h$  是普朗克常数。采用频率宽度  $\Delta\nu_c$  为  $1\ \text{MHz}$  的共振腔,对于激光波长  $\lambda$  为  $1\ \mu\text{m}$ 、激光功率  $P$  为  $1\ \text{mW}$  的激光,激光光谱线宽度  $\Delta\lambda$  大约是  $10^{-12}\ \text{nm}$ ,亦即大约为氩-86 灯的亿分之一。

## 1-2 激光器组成基本要素

不管是什么类型的激光器,基本上都由 3 大部分组成,即激光工作物质、激光泵浦源和激光共振腔。

### 一 工作物质

工作物质是用来在其特定能级间实现粒子数反转并产生受激发射跃迁,把

外来激发能量转变为相干辐射(即激光)的物质。

### (一) 作用和基本要求

对激光工作物质的基本要求是：首先，能够尽可能多地吸收泵浦光源所发出的光功率，即有宽的光谱吸收带，因为光源发射的光功率总是分布在较宽的光谱带；其次，要求有亚稳态，由于在光频区域非亚稳态的自发辐射几率很高，高能态粒子数不易积累增加；第三，要求吸收带的原子能以尽可能高的效率转移到亚稳态，很少通过自发辐射回到基态。为了易于在两个能级间形成粒子数布居反转状态，最好在基态和亚稳态之间具有另外一个底部能级，由亚稳态到此能级的跃迁几率和到基态的几率相近。由于在常温或低温时底部能级的粒子数远小于基态粒子数，亚稳态与底部能级间的粒子数布居反转状态很容易形成。上面叙述中，实际上假定所述能级都是最靠近基态的，尽可能减少其他的跃迁可能性。此外，还要求工作物质光学性质均匀，光学透明性良好，物理和化学性质稳定等。

### (二) 常用激光工作物质

可以产生受激发射的工作物质非常多，主要有：固体工作物质包括晶体和玻璃，气体工作物质包括原子气体、分子气体和电离化气体，半导体工作物质，有机和液体工作物质，自由电子束等。产生的激光波长范围从大约 200 nm 的紫外区开始，遍及整个可见区(0.4~0.7 μm)和红外区(>0.7 μm)，直至几百微米的远红外区，与无线电波谱范围内的亚毫米波段相连。

#### 1. 红宝石激光晶体

红宝石晶体是在刚玉中掺进少量铬离子( $\text{Cr}^{+3}$ )做成的，在绿色区有一条宽吸收带，称为 Y 带，中心波长 0.55 μm，带宽大约 100 nm；在紫外区也有一个吸收带，称为 U 带，中心波长 0.42 μm，带宽也大约 100 nm。用对应吸收带波长的光辐射激发时，晶体发射出几条深红色的窄带谱线(波长大约 700 nm)和两条最强的谱线  $R_1$  线(波长 694.3 nm)和  $R_2$  线(波长 692.8 nm)，后面这两个辐射波长对应的跃迁终态是基态。在通常状态下，基态的原子数量总是较多的，故与基态之间建立能级粒子数反转状态十分困难。但是，在满足一些基本要求时似乎还是有可能的。

图 1-2-1 所示是红宝石晶体的 3 个能级，即能级  $E_3$ ( ${}^4F_1$  和  ${}^4F_2$ )、 $E_2$ ( ${}^2E$ ) 和  $E_1$ ( ${}^4A_2$ )，能量间隔比热运动能量  $kT$  大(这里  $k$  是波尔兹曼常数， $T$  是温度)。其中  $E_1$  是基态，能级  $E_2$  的平均寿命为  $5 \times 10^{-3}$  s，属于亚稳态。记这 3 个能级的粒子数分别为  $N_3$ 、 $N_2$ 、 $N_1$ ，它们随时间的变化规律由下面的方程描述：



$$dN_3/dt = W_{13}N_1 - (W_{32} + A_{31} + S_{32})N_3, \quad (1-2-1)$$

$$dN_2/dt = W_{12}N_1 - (A_{21} + W_{21})N_2 + S_{32}N_3, \quad (1-2-2)$$

$$N_3 + N_2 + N_1 = N_0. \quad (1-2-3)$$

式中的  $W_{ij}$  是在频率  $\nu_{ij}$  的光辐射作用下粒子从能级  $i$  向能级  $j$  做受激辐射跃迁的几率,  $A_{ij}$  是粒子从能级  $i$  向能级  $j$  做自发辐射跃迁几率,  $S_{32}$  是粒子从能级 3 向能级 2 的弛豫速率。在达到稳定时,  $dN_3/dt = dN_2/dt = 0$ , 则有

$$N_2/N_1 = [W_{13}(S_{32}/W_{31} + A_{31} + S_{32}) + W_{12}]/(W_{21} + W_{21}). \quad (1-2-4)$$

考虑到弛豫速率  $S_{32}$  比能级  $E_3$  向能级  $E_1$  的自发辐射跃迁几率  $A_{31}$  大得多, 也比从能级  $E_2$  向能级  $E_1$  的自发辐射跃迁几率  $A_{21}$  大得多, 即  $S_{32} \gg A_{31}, A_{21}$ , 上面式子可以简化为

$$N_2/N_1 \cong \{W_{13} + W_{12}\}/(A_{21} + W_{21}), \quad (1-2-5)$$

或者写成

$$(N_2 - N_1)/N_0 \cong (W_{13} - A_{21})/(W_{13} + A_{12} + 2W_{12}). \quad (1-2-6)$$

显然, 如果  $W_{13} > A_{21}$ , 就可以在能级  $E_2$  与能级  $E_1$  之间建立粒子数布居反转状态, 这个条件并不苛刻。假定红宝石晶体是用黑体光源对其各向同性地照射, 晶体尺寸在光学上很薄, 整个体积获得均匀的照射光辐射密度, 而且受激辐射吸收跃迁几率  $W_{13}$  与自发辐射跃迁几率  $A_{31}$  之间的关系为

$$W_{13} = A_{31}/(e^{h\nu/kT} - 1), \quad (1-2-7)$$

自发辐射跃迁  $A_{31}$  大约是  $3 \times 10^5/s$ , 只要照射红宝石晶体的黑体光源温度

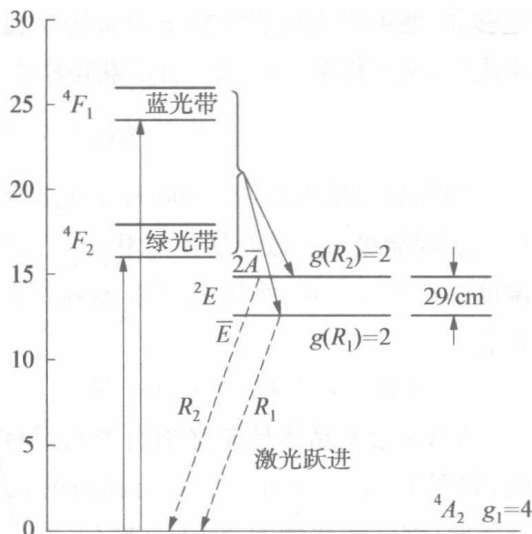


图 1-2-1 红宝石激光晶体与激光跃迁有关的 3 个能级