



普通高等教育“十二五”规划教材

激光传感与测量

Sensing and Measuring with Lasers

焦明星 冯其波 王 鸣 刘 君 编著



科学出版社

普通高等教育“十二五”规划教材

激光传感与测量

焦明星 冯其波 王 鸣 刘 君 编著

科学出版社

北 京



内 容 简 介

本书系统地介绍了激光传感与测量的基础知识、基本原理、常用方法和技术及其典型应用。本书内容共分十章,包括激光基本原理及特性,常用激光技术和激光器,双频激光器和激光传感器,激光干涉测量,激光自混合干涉测量,激光衍射测量,激光全息干涉测量,激光准直测量,激光测距与激光雷达探测,光纤传感与测量。

本书可作为测控技术与仪器、光电信息科学与工程、机电一体化等专业本科生的教材,也可作为仪器科学与技术、光学工程、机械工程、仪器仪表工程等学科和工程领域研究生的教材,还可作为相关教师和科研人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

激光传感与测量/焦明星等编著. —北京:科学出版社, 2014. 6

普通高等教育“十二五”规划教材

ISBN 978-7-03-040664-4

I. ①激… II. ①焦… III. ①激光位移传感器-高等学校-教材 ②激光测量仪-高等学校-教材 IV. ①TH822 ②TH761

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2014)第 102145 号

责任编辑:潘斯斯 / 责任校对:张凤琴

责任印制:阎磊 / 封面设计:迷底书装

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

保定市中华美凯印刷有限公司 印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2014 年 6 月第 一 版 开本: 787×1092 1/16

2014 年 6 月第一次印刷 印张: 23

字数: 603 000

定价: 48.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换)

前 言

1960年7月,世界上第一台激光器——红宝石激光器演示成功。50多年来,激光以其方向性好、亮度高和相干性好的显著特性而获得迅速发展和广泛应用,特别是近20年来,激光在信息传感与测量领域中获得了成功应用,极大地促进了仪器科学与技术和光学工程等学科快速发展,逐步形成了体系完整、特色鲜明的研究方向——激光传感与测量,并在高层次人才培养和科技进步等方面发挥着极其重要的作用。

目前,国内外有关激光传感与测量方面的教材不多。国外最具代表性的教材是意大利Silvano Donati博士编著的*Electro-Optical Instrumentation Sensing and Measuring with Lasers*,该书由西安交通大学赵宏教授等翻译为《光电仪器:激光传感与测量》。在国内,最具代表性的激光测量教材是由天津大学叶声华院士主编的《激光在精密计量中的应用》,另外还有由清华大学金国藩院士和深圳大学李景镇教授主编的《激光测量学》;有关激光传感方面的书籍,主要有清华大学姜亚南教授的专著《环形激光陀螺》和清华大学张书练教授的专著《正交偏振激光原理》。迄今为止,尚未见到由国内专家学者编写的系统介绍激光传感与测量的教材。

本书编写提纲由西安理工大学焦明星教授制订。全书内容共分为十章,第1章介绍激光产生的基本原理及特性;第2章介绍激光传感与测量中常用的激光技术和激光器;第3章介绍双频激光器和激光传感器,其中包括激光陀螺和近年来发展起来的大频差双频激光器;第4~7章依次介绍激光干涉测量、激光自混合干涉测量、激光衍射测量和激光全息干涉测量;第8章和第9章分别介绍激光准直测量和激光测距与激光雷达探测;第10章介绍光纤传感与测量,其中包括光纤陀螺。

本书第1~3章、第6章和第10章主要由焦明星教授编写,其中第2章2.1节和2.2节由西安电子科技大学王石语教授编写,第10章10.2节和10.3节由北京交通大学谢芳教授编写;第4章和第8章由北京交通大学冯其波教授编写;第5章和第7章由南京师范大学王鸣教授编写;第9章由西安理工大学刘君教授编写。全书由焦明星教授统稿,清华大学张书练教授和哈尔滨工业大学谭久彬教授担任主审。

在本书编写过程中,编著者参考了大量文献资料,使本书的结构更加合理,内容更加丰富,在此谨向有关作者表示衷心的感谢。西安理工大学研究生院和教务处为本书出版提供了资金支持,邢俊红、刘芸、郑玲玲、李哲和同聪维等给予了许多帮助,在此一并致谢。

由于编著者水平有限,书中难免存在不妥之处,恳请读者批评指正。

编者

2014年1月26日

目 录

前言

第 1 章 激光基本原理及特性	1
1.1 激光的基本特性	2
1.1.1 激光的方向性	2
1.1.2 激光的亮度	2
1.1.3 激光的相干性	3
1.2 光的受激辐射和光放大	5
1.2.1 原子能级和能级宽度	6
1.2.2 黑体辐射的普朗克公式	7
1.2.3 光与物质的共振相互作用	8
1.2.4 粒子数反转分布与光放大	10
1.2.5 激光介质的增益系数与增益曲线	11
1.3 激光能级系统和激光振荡条件	12
1.3.1 激光能级系统	12
1.3.2 光的自激振荡	13
1.3.3 激光振荡条件	14
1.4 谱线加宽和线型函数	15
1.4.1 概述	15
1.4.2 光谱线加宽类型及机理	17
1.5 光学谐振腔和激光模式	22
1.5.1 光腔的构成和分类	22
1.5.2 共轴球面腔的稳定性条件	23
1.5.3 激光模式	25
1.5.4 光腔的损耗和品质因数	28
1.6 基模高斯光束及其聚焦和准直	30
1.6.1 基模高斯光束及其基本特性	31
1.6.2 薄透镜对基模高斯光束的变换	33
1.6.3 基模高斯光束的聚焦	34
1.6.4 基模高斯光束的准直	36
1.7 激光介质的增益饱和	38
1.7.1 四能级激光系统的速率方程组	38
1.7.2 均匀加宽激光介质的增益饱和	39
1.7.3 非均匀加宽激光介质的增益饱和及烧孔效应	43
1.8 连续波单模激光器的输出功率	45
1.8.1 激光振荡的阈值条件	46
1.8.2 均匀加宽单模激光器的输出功率及最佳透射率	46
1.8.3 非均匀加宽单模激光器的输出功率	48
习题与思考题	49

第 2 章 常用激光技术和激光器	51
2.1 激光调制技术	51
2.1.1 激光调制的基本概念	51
2.1.2 电光调制技术	52
2.1.3 声光调制技术	57
2.1.4 磁光调制技术	62
2.1.5 直接调制技术	63
2.2 激光调 Q 技术	64
2.2.1 调 Q 激光器的振荡阈值	65
2.2.2 调 Q 激光器的工作原理	66
2.2.3 调 Q 方法与技术	66
2.3 激光模式选择技术	70
2.3.1 概述	70
2.3.2 激光横模选择原理、方法与技术	70
2.3.3 激光纵模选择原理、方法与技术	72
2.4 激光频率稳定技术	77
2.4.1 频率稳定性及再现性	77
2.4.2 影响频率稳定性的主要因素及简单稳频措施	78
2.4.3 主动稳频技术	79
2.5 He-Ne 激光器	85
2.5.1 He-Ne 激光器结构及分类	85
2.5.2 He-Ne 激光器工作原理	86
2.5.3 He-Ne 激光器最佳工作条件	88
2.6 全固态激光器	89
2.6.1 概述	89
2.6.2 端面泵浦全固态激光器系统组成	90
2.6.3 常用端面泵浦全固态激光器	92
2.6.4 单频全固态激光器	95
2.7 光纤激光器	99
2.7.1 概述	99
2.7.2 谐振腔结构及特点	101
2.7.3 掺铒光纤的基本特性	102
2.7.4 光纤光栅的基本知识	103
2.7.5 光纤光栅 DBR 和 DFB 掺铒光纤激光器	105
2.7.6 基于饱和吸收体选模原理的单纵模掺铒光纤激光器	106
2.8 半导体激光器	109
2.8.1 半导体与 PN 结的能带结构	109
2.8.2 半导体激光器的工作原理和阈值条件	112
2.8.3 半导体激光器的常用结构	114
2.8.4 半导体激光器的主要工作特性	117
习题与思考题	118
第 3 章 双频激光器和激光传感器	120
3.1 双频激光器概述	120

3.1.1	双频激光器的含义及分类	120
3.1.2	双频激光的产生原理及方法	121
3.2	双纵模激光器和塞曼双频激光器	121
3.2.1	双纵模激光器	121
3.2.2	塞曼双频激光器	122
3.3	基于双折射效应的激光纵模分裂原理及方法	126
3.3.1	双折射效应简介	126
3.3.2	激光纵模分裂现象及其产生原理	129
3.3.3	基于自然双折射效应的 Nd:YAG 激光纵模分裂方法	131
3.4	双折射双频 He-Ne 激光器	135
3.4.1	频差可调谐双折射双频 He-Ne 激光器	135
3.4.2	定常频差双折射双频 He-Ne 激光器	137
3.5	双折射双频固体激光器	138
3.5.1	自然双折射双频 Nd:YAG 激光器	138
3.5.2	电光双折射双频 Nd:YAG 激光器	142
3.5.3	热光双折射双频钕镱玻璃激光器	144
3.5.4	应力双折射双频 Nd:YAG 激光器	146
3.6	双轴和双腔双频激光器	148
3.6.1	可调谐双轴双频 Nd:YAG 激光器	148
3.6.2	THz 频差可调谐双轴双频 Yb: KGW 激光器	150
3.6.3	双腔双频 Nd:YAG 激光器	151
3.6.4	双腔双频 He-Ne 激光器	154
3.7	双频光纤激光器	155
3.7.1	保偏光纤 Bragg 光栅的主要特性	155
3.7.2	饱和吸收体选模双波长单纵模掺铒光纤激光器	157
3.7.3	DBR 型双波长单纵模掺铒光纤激光器	161
3.7.4	应力双折射双频 DBR 光纤激光器	162
3.7.5	可调谐双腔双波长单纵模掺铒光纤激光器	164
3.8	激光传感器	166
3.8.1	激光传感器概述	166
3.8.2	气体激光传感器	167
3.8.3	固体激光传感器	168
3.8.4	光纤激光传感器	170
3.9	激光陀螺	172
3.9.1	Sagnac 效应和环形激光陀螺	173
3.9.2	环形激光陀螺基本结构	174
3.9.3	典型环形激光陀螺	175
3.9.4	环形激光陀螺信号读出方法	179
	习题与思考题	180

第 4 章 激光干涉测量

4.1	光的干涉现象	181
4.1.1	两列光波的叠加及干涉现象	181

4.1.2 光拍现象	185
4.2 激光干涉测量原理与系统	186
4.2.1 激光干涉测量原理	186
4.2.2 迈克耳孙干涉仪	186
4.2.3 马赫-曾德尔干涉仪	188
4.2.4 泰曼-格林干涉仪	191
4.2.5 法布里-珀罗干涉仪	193
4.3 激光外差干涉测量	196
4.3.1 塞曼双频激光干涉仪	197
4.3.2 声光外差式激光干涉仪	199
4.3.3 激光超外差干涉测量	201
4.4 激光合成波干涉测量	202
4.4.1 合成波干涉绝对距离测量原理	202
4.4.2 双频激光合成波纳米测量干涉仪	205
4.5 激光调频波干涉测量	206
4.5.1 调频连续波干涉	206
4.5.2 半导体激光器线性调频连续波绝对距离干涉测量	207
4.5.3 半导体激光器正弦调频连续波纳米测量干涉仪	209
4.6 激光干涉探针测量	209
4.6.1 表面形貌二维评定参数	210
4.6.2 干涉测量方法	212
习题与思考题	215
第5章 激光自混合干涉测量	216
5.1 激光自混合干涉现象及测量系统组成	216
5.1.1 激光自混合干涉现象	216
5.1.2 三镜腔模型及理论分析	216
5.1.3 影响自混合干涉条纹特性的几个参数	218
5.1.4 激光自混合干涉测量系统组成	221
5.2 常用激光器的自混合干涉特性	222
5.2.1 He-Ne 激光器自混合干涉特性	222
5.2.2 Nd:YAG 激光器自混合干涉特性	223
5.2.3 半导体激光器自混合干涉特性	223
5.3 激光自混合干涉绝对距离测量	225
5.3.1 半导体激光器自混合干涉绝对距离测量	225
5.3.2 全固态激光器自混合干涉绝对距离测量	226
5.3.3 光纤激光器自混合干涉绝对距离测量	227
5.4 激光自混合干涉位移和振动测量	229
5.4.1 双折射双频 He-Ne 激光器自混合干涉位移测量	229
5.4.2 半导体激光器自混合干涉位移测量	230
5.4.3 全固态激光器自混合干涉位移和振动测量	233
5.4.4 全光纤半导体激光器自混合干涉位移和振动测量	235
5.5 激光自混合干涉速度测量	236

5.5.1 半导体激光器自混合散斑干涉流体速度测量	236
5.5.2 DFB-LD 自混合散斑干涉速度测量	238
5.5.3 双频 Nd:YAG 激光器自混合干涉速度测量	239
习题与思考题	240
第 6 章 激光衍射测量	241
6.1 光的衍射基本原理	241
6.1.1 菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式及其近似处理	241
6.1.2 巴比涅原理	244
6.2 激光衍射测量原理	244
6.2.1 夫琅禾费衍射	244
6.2.2 激光衍射测量原理	248
6.3 激光衍射测量方法及应用	250
6.3.1 激光衍射间隙测量法及应用	251
6.3.2 激光反射衍射测量法及应用	253
6.3.3 激光衍射分离间隙测量法及应用	254
6.3.4 激光衍射互补测量法及应用	256
6.3.5 激光衍射艾里斑测量法及应用	257
习题与思考题	257
第 7 章 激光全息干涉测量	258
7.1 光学全息术及其基本原理	258
7.1.1 概述	258
7.1.2 全息图的记录和再现	258
7.1.3 全息图的种类	261
7.2 全息干涉测量原理	261
7.2.1 全息干涉测量的特点	261
7.2.2 全息干涉测量原理	261
7.3 全息干涉测量方法	262
7.3.1 二次曝光法	262
7.3.2 单次曝光法	265
7.3.3 时间平均法	266
7.4 激光全息干涉测量的应用	267
7.4.1 全息光栅位移测量	267
7.4.2 长度比较测量	270
7.4.3 光学玻璃均匀性测量	271
习题与思考题	272
第 8 章 激光准直测量	273
8.1 概述	273
8.1.1 激光准直测量基本原理	273
8.1.2 激光准直测量系统组成	279
8.2 激光直线度测量	285
8.2.1 直线度测量概述	285

8.2.2	激光直线度测量	286
8.2.3	直线度测量误差分析	289
8.3	激光多自由度准直测量	291
8.3.1	滚转角测量	292
8.3.2	四自由度同时测量	293
8.3.3	五自由度同时测量	296
8.3.4	六自由度同时测量	297
8.4	激光扫平仪	297
8.4.1	概述	297
8.4.2	激光扫平仪工作原理及系统组成	298
	习题与思考题	300
第9章	激光测距与激光雷达探测	301
9.1	激光测距仪概述	301
9.1.1	激光测距仪的特点及分类	301
9.1.2	激光测距仪的主要技术指标	302
9.1.3	激光测距系统组成	302
9.2	脉冲式激光测距	303
9.2.1	脉冲式激光测距原理	303
9.2.2	时间间隔测量	303
9.2.3	卫星激光测距	304
9.3	相位式激光测距	305
9.3.1	相位式激光测距原理	305
9.3.2	双频率法相位测距原理	305
9.4	激光雷达概述	306
9.4.1	激光雷达大气探测的物理基础	306
9.4.2	激光雷达的分类	307
9.5	激光雷达大气探测原理及方法	308
9.5.1	激光雷达的基本原理	308
9.5.2	激光雷达方程	309
9.5.3	激光雷达方程的解	309
9.6	多普勒激光雷达大气风场探测	312
9.6.1	激光多普勒测风雷达原理及分类	313
9.6.2	相干多普勒测风激光雷达	313
9.6.3	非相干多普勒测风激光雷达	314
9.7	米散射激光雷达及气溶胶探测	317
9.7.1	大气气溶胶	317
9.7.2	米散射激光雷达系统组成	317
9.8	激光雷达大气温度探测	320
9.8.1	瑞利散射激光雷达大气温度探测原理	320
9.8.2	转动拉曼散射激光雷达大气温度探测原理	321
	习题与思考题	323

第 10 章 光纤传感与测量 324

10.1 概述 324

10.1.1 光纤传感与测量原理 324

10.1.2 光纤传感与测量的分类 324

10.1.3 光纤传感与测量的特点 324

10.2 光在波导介质中传输的基本理论 325

10.2.1 平板波导介质中的光波模式 325

10.2.2 光在光纤中的传输规律 327

10.3 光纤传感与测量方法 330

10.3.1 光强调制型光纤传感器 330

10.3.2 相位调制型光纤传感器 332

10.3.3 偏振调制型光纤传感器 336

10.3.4 波长调制型光纤传感器 337

10.4 复用式和分布式光纤传感与测量系统 339

10.4.1 复用式光纤传感与测量系统 339

10.4.2 分布式光纤传感与测量系统 340

10.5 光纤传感与测量的应用 341

10.5.1 压力传感与测量 342

10.5.2 温度传感与测量 346

10.6 光纤陀螺 348

10.6.1 光纤陀螺的工作原理和基本结构 348

10.6.2 开环光纤陀螺 349

10.6.3 闭环光纤陀螺 351

习题与思考题 352

参考文献 353

第 1 章 激光基本原理及特性

本章介绍激光振荡输出的基本原理及有关特性, 主要包括光的受激辐射和光放大、激光能级系统、激光振荡条件、光学谐振腔及振荡模式、高斯光束及其准直、增益饱和与激光输出功率等内容。

世界上第一台激光器——红宝石激光器于 1960 年演示成功, 至今已有 50 多年的历史。激光的成功发明使传统光学技术焕发了新的生命力, 极大地丰富了光学技术的内涵, 标志着现代光学的开端, 并在许多领域得到广泛的应用。

激光的中文名是 1964 年 12 月依据钱学森教授的建议提出的, 英文为 LASER, 它是辐射的受激发射引起的光放大(Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation)的缩写。与普通光源的发光机理(主要是光的自发辐射)不同, 激光主要是光的受激辐射, 因此激光与普通光源相比有三个主要特性, 即亮度高、方向性好和相干性好。

关于激光的定义, 一种通俗、现象性的描述: 激光是一种亮度高、方向性好、相干性好的光频辐射。但这并不是激光的科学定义, 激光的科学定义是用光子简并度来描述的, 即激光是一种具有高光子简并度的光频辐射。为了正确理解激光的这一科学定义, 下面简要介绍光子的基本性质和光子简并度的概念。

光在本质上是由一些具有确定能量和动量的物质微粒——光量子或光子所组成的, 而光子的能量和动量的数值与一定的光的频率或波长相对应, 即光子既是粒子同时又是波。光在与物质相互作用时粒子性明显, 光在传播中则波动性突出。光的这种粒子性和波动性相互对立又并存的性质, 称为光的“波粒二象性”。光的粒子属性(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

$$\epsilon = h\nu \quad (1.0.1)$$

式中, $h = 6.623 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$, 称为普朗克常量。

(2) 光子具有运动质量 m , 并可表示为

$$m = \frac{\epsilon}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} \quad (1.0.2)$$

光子的静止质量为零。

(3) 光子的动量 $\mathbf{P}$ 与单色平面光波的波矢量 $\mathbf{k}$ 对应

$$\mathbf{P} = mc \mathbf{n}_0 = \frac{h\nu}{c} \mathbf{n}_0 = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{n}_0 = \hbar \mathbf{k} \quad (1.0.3)$$

式中, $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.0545887 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$; $\mathbf{n}_0$ 为光子运动方向(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(+1 对应于右旋圆偏振, -1 对应于左旋圆偏振), 故光子是“玻色”子, 即处于相同状态的光子数目是无限制的。

处于同一光子状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，即同一光子状态的光子数、同一模式内的光子数、处于相干体积内的光子数。

1.1 激光的基本特性

1.1.1 激光的方向性

激光的方向性常用光束发散角或光束立体角来衡量。光束发散角是平面角，如图 1.1.1 所示；光束立体角是空间角，如图 1.1.2 所示。

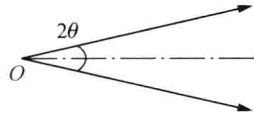


图 1.1.1 光束发散角

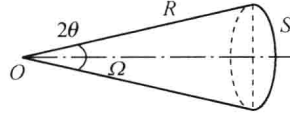


图 1.1.2 光束立体角

球冠曲面 S 对球心 O 所张的空间角即为立体角 Ω ，可由下式表示

$$\Omega = \frac{S}{R^2} \quad (1.1.1)$$

式中， R 为球半径；立体角 Ω 的单位为球面度 (sr)。可见，整个球面对球心所张的立体角 $\Omega = 4\pi \text{sr}$ 。

光束发散角和光束立体角都描述光束在传播过程中的发散程度，光束发散角或立体角越小，光束方向性越好。例如，灯泡向四面八方辐射光能，其立体角 $\Omega = 4\pi \text{sr}$ 。

激光的发散角 2θ 很小，一般为 mrad 数量级，这时式 (1.1.1) 可以近似表达成如下形式

$$\Omega \approx \pi\theta^2 \quad (1.1.2)$$

若取 $2\theta = 2 \text{mrad}$ ，则由式 (1.1.2) 可以求得 $\Omega = \pi \times 10^{-6} \text{sr}$ ，即激光器仅向着 $\pi \times 10^{-6} \text{sr}$ 的空间发射光能量或光功率。激光的方向性极好，这是其他任何光源发射的光所无法比拟的，它所能达到的最小光束发散角受到激光通过输出孔径时的衍射极限角的限制，即最小光束发散角为

$$\theta_m = \frac{1.22\lambda}{2a} \approx \frac{\lambda}{2a} \quad (1.1.3)$$

式中， $2a$ 为激光谐振腔的输出孔径。

不同类型激光器的光束方向性差别很大，这主要与激光介质的类型及其均匀性、光腔类型及其激光腔长、激励方式以及激光器的工作状态等因素有关。气体激光器由于其介质具有良好的均匀性，并且激光腔长一般较长，所以具有最好的方向性，通常可达到几毫弧度数量级，其中 He-Ne 激光器的发散角甚至可达到 $3 \times 10^{-4} \text{rad}$ ，这已经十分接近其衍射极限角度；固体激光器的方向性较差，一般在 10^{-2}rad 数量级，其主要原因在于激光介质的光学非均匀性、较短的激光腔长和激励的非均匀性等；半导体激光器的方向性最差，一般在 $(5 \sim 10) \times 10^{-2} \text{rad}$ 数量级。

1.1.2 激光的亮度

光源的亮度 B 定义为单位面积光源表面向该面法向单位立体角内发射的光功率，即

$$B = \frac{P}{S \cdot \Omega} \quad (1.1.4)$$

式中, S 为发光面积; Ω 为立体角; P 为光功率。亮度 B 的单位为 $\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{sr})$ 。由于光功率是单位时间内发射的能量, 所以光源的亮度也可以理解为单位时间内单位面积光源表面向其法向单位立体角发射的光能量, 即

$$B = \frac{E}{S \cdot \Omega \cdot t} \quad (1.1.5)$$

式中, E 为光能量。由式(1.1.4)和式(1.1.5)可以看出, 减小光源的光束立体角 Ω 可以提高光源的亮度; 同样, 缩短光辐射的时间 t 也可以提高光源的亮度。激光的立体角 $\Omega \approx \pi \times 10^{-6} \text{sr}$, 比普通光源的光束立体角 ($\sim 4\pi \text{sr}$) 小百万倍, 因此, 即使两者在单位面积上的辐射功率相当, 激光的亮度也比普通光源的亮度高上百万倍。采用锁模技术和脉宽压缩技术, 可将激光脉宽压缩到 fs ($1\text{fs} = 10^{-15} \text{s}$) 量级, 目前的锁模激光器可以发出光脉冲宽度为 10fs 的超短光脉冲, 激光亮度进一步提高。

总之, 激光能量在空间和时间上高度集中, 才使得激光具有普通光源所达不到的高亮度。

1.1.3 激光的相干性

1. 激光的时间相干性

光源的时间相干性是指光源上同一发光元在不同时刻所发出的光波在空间同一位置处的相互关联性。观察光源时间相干性的典型实验装置是迈克耳孙(Michelson)干涉仪, 其光路如图 1.1.3 所示, 光源 S 发出的光波经分光镜 B 分成两路, 分别经参考镜 M_1 和测量镜 M_2 反射, 然后又经分光镜 B 透射和反射, 先后到达观察屏上的 P 点相遇。当参考臂和测量臂的光程差为波长的整数倍时, 两光波产生相长干涉, P 点处最亮; 当两臂光程差为半波长的奇数倍时产生相消干涉, P 点最暗。如果光源发出的光波是绝对的单色光, 那么无论两臂光程差多大, 干涉效应都将始终存在。然而, 绝对的单色光源是不存在的, 因此上述干涉效应只是在有限的光程差范围内才能明显出现, 当光程差大于某一量值干涉现象将会消失。通常把能够产生干涉效应的这一极限光程差称为光源的相干长度。相干长度取决于光源的单色性, 可以表示为

$$L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (1.1.6)$$

式中, c 为真空中的光速; λ 为光源的波长; $\Delta\lambda$ 和 $\Delta\nu$ 分别为光谱线的波长宽度和频率宽度。光在真空中行进的长度等于相干长度时所用的时间即为相干时间, 可以表示为

$$\tau_c = \frac{L_c}{c} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (1.1.7)$$

由式(1.1.6)和式(1.1.7)可以看出, 若光谱线的线宽或 $\Delta\nu$ 越窄, 即光源的单色性越好, 则光源的相干长度就越长, 相干时间也就越长, 也即光源的时间相干性越好。

在激光发明之前, 曾经用作长度参考基准的氪灯(Kr^{86})光谱线具有很好的单色性, 它在 605.7nm 波长处的线宽 $\Delta\lambda \approx 4.7 \times 10^{-7} \mu\text{m}$, 根据式(1.1.6)可以计算出相应的相干长度 $L_c \approx 780.579 \text{mm}$ 。在激光传感与测量领域中常用的基横模单纵模 632.8nm 稳频 He-Ne 激光器, 其光谱线宽度 $\Delta\lambda \leq 10^{-11} \sim 10^{-12} \mu\text{m}$, 相干长度达几十千米以上, 由此可见, 与普通光源相

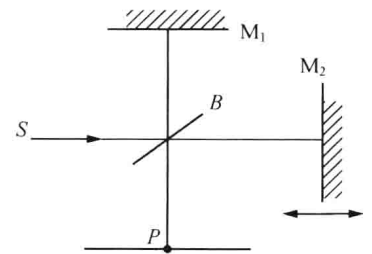


图 1.1.3 迈克耳孙干涉仪光路

比，激光具有极其优良的时间相干性。

理论分析证明，一个稳频的基横模单纵模激光器发出的激光接近于理想的单色平面光波，即完全相干光。

2. 激光的空间相干性

空间相干性是指光源上不同发光点在同一时刻所发光波的相关性，通常用相干面积来度量，相干面积越大，光源的空间相干性就越好。观察光源空间相干性的典型系统是杨氏双缝实验装置，其实验光路如图 1.1.4 所示，衍射板上的双缝 S_1 和 S_2 的间距为 a ，扩展光源(线光源) S 的线度为 d ，它与衍射板的距离为 L 。如果 S 是普通光源，其上不同发光点都向狭缝 S_1 和 S_2 发射无确定相位关系的光波，即它们是非相干的，例如，光源中心点 S_0 发出的在 S_1 处的子波与光源边缘点 S' 发出的在 S_2 处的子波之间是非相干的。但是，光源 S 上同一发光点发出的在 S_1 和 S_2 处的子波却是相干的，它们在观察屏 B 上可以形成干涉条纹； S_1 和 S_2 处无数对来自同一发光点的子波都能在观察屏 B 上形成各自的干涉条纹，而观察屏 B 上的总光场分布则是这些干涉条纹非相干叠加的结果。如果这些干涉条纹叠加后仍能形成明显的明暗相间的干涉场，那么就说明 S_1 和 S_2 处的来自各同发光点的子波场之间具有明显的相干性，这种相干性就是空间相干性。

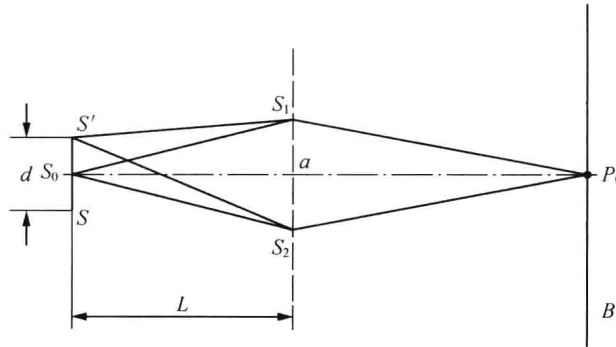


图 1.1.4 杨氏双缝实验光路

为简单起见，现考察观察屏 B 上中心点 P_0 处的干涉情况。从线光源 S 的边缘点 S' 发出的在 S_1 和 S_2 处的子波在 P_0 点处产生干涉的条件可以表示为

$$\overline{S'S_2} - \overline{S'S_1} \ll \lambda \quad (1.1.8)$$

即从发光点 S' 到两狭缝 S_1 、 S_2 的光程差远远小于光波波长。该干涉条件可以近似表示为

$$\overline{S'S_2} - \overline{S'S_1} \leq \frac{\lambda}{2} \quad (1.1.9)$$

根据图 1.1.4 所示几何关系，可得

$$\overline{S'S_2^2} = L^2 + \left(\frac{a+d}{2}\right)^2 \quad (1.1.10a)$$

$$\overline{S'S_1^2} = L^2 + \left(\frac{a-d}{2}\right)^2 \quad (1.1.10b)$$

两式相减，可得

$$\overline{S'S_2^2} - \overline{S'S_1^2} = (\overline{S'S_2} + \overline{S'S_1}) \cdot (\overline{S'S_2} - \overline{S'S_1}) = ad \quad (1.1.11)$$

由于 $a \ll L$ ，所以 $\overline{S'S_1} \approx \overline{S'S_2} \approx L$ ， $\overline{S'S_1} + \overline{S'S_2} \approx 2L$ ，代入式(1.1.11)可得

$$\overline{S'S_2} - \overline{S'S_1} = \frac{ad}{2L} \quad (1.1.12)$$

将式(1.1.12)代入式(1.1.9)，可得相干条件为

$$\frac{ad}{L} \leq \lambda \quad (1.1.13)$$

在光源线度 d 和距离 L 确定的情况下，只有双缝间距 d 满足式(1.1.13)才能产生干涉，相应的最大双缝间距称为空间相干长度，即

$$a_c = \frac{\lambda L}{d} \quad (1.1.14)$$

如果普通光源不是线光源，而是线度分别为 d_x 和 d_y 的长方形光源，相应的空间相干长度可以表示为

$$a_{cx} = \frac{\lambda L}{d_x}, \quad a_{cy} = \frac{\lambda L}{d_y} \quad (1.1.15)$$

通常用相干面积来衡量空间相干性的好坏，空间相干面积越大，空间相干性就越好。由式(1.1.15)可以得到相干面积的表达式，即

$$A_c = a_{cx} \cdot a_{cy} = \frac{\lambda^2 L^2}{d_x d_y} = \frac{\lambda^2 L^2}{A_s} \quad (1.1.16)$$

式中， $A_s = d_x d_y$ 为光源面积。由式(1.1.16)可以看出，在距离光源 L 处的横截面内存在一个相干面积，光源在该面积内的子波是可以相干的，即通过相干面积内的两点的光是相干的，而光源在该面积之外的子波是不相干的，相干面积越大，普通光源的空间相干性就越好。但是，减小光源的发光面积往往会降低发光强度，结果导致相干光强减弱，从而限制了普通光源在光学相干技术中的应用。

激光光源上不同发光点所发出的光波之间存在一定的相位关系，因此激光束在整个横截面内都是空间相干的，易于达到平方米的相干面积。

综合考虑光源的时间相干性和空间相干性，可以引出相干体积的概念，它是相干面积与相干长度的乘积，即

$$V_c = A_c \cdot L_c = \frac{\lambda^2 L^2}{A_s} \cdot \frac{c}{\Delta\nu} \quad (1.1.17)$$

由式(1.1.17)可以看出，光源面积越小，频率越单一，相干体积越大。在相干体积内，由一点的振动状态可以预计其他点的振动状态。不在同一相干体积内的两点的光是不相干的。

1.2 光的受激辐射和光放大

激光产生的物理基础是光与物质的共振相互作用，即光波电磁场与物质粒子(原子、分子、离子等)之间的共振相互作用，主要包括自发辐射、受激辐射和受激吸收这三个过程。普朗克(Max Planck)于1900年采用辐射量子化假设成功地解释了黑体辐射分布规律，玻尔(Niele Bohr)于1913年提出了原子中电子运动状态的量子化假设，在普朗克和玻尔相关工作的基础上，爱因斯坦于1917年从光量子概念出发重新推导了黑体辐射的普朗克公式，并在推导过程中提出了受激辐射和自发辐射这两个极为重要的概念。1958年，美国的汤斯(Charles H. Townes)和肖洛(Arthur L. Schawlow)才论证了激光运转的物理条件，1960年7月，美国休斯公司实验室的梅曼(Theodore H. Maiman)成功演示了世界上第一台红宝石固

体激光器，受激辐射概念在激光技术中得到了应用。

1.2.1 原子能级和能级宽度

1. 原子能级

物质由原子、分子或离子组成，原子由带正电的原子核及绕核运动的电子组成，核外电子的负电量与原子核所带正电量相等。电子一方面绕原子核作轨道运动，另一方面其本身作自旋运动。当核外电子的运动状态发生变化时，原子的能量状态也将发生变化。根据量子理论，原子的这种能量变化并不是连续的，而是量子化的。原子这些量子化的能量级别称为原子的能级。在构成物质的一个原子系统中，能量最低的能级称为基能级或基态，能量值高于基态的能级统称为激发能级或激发态。在玻尔理论中，这些能级与电子轨道相对应；但在量子力学中，轨道实际上是不存在的，因此原子的能级应该是原子中核外电子分布概率最大时原子所具有的那些量子化能量值。由原子物理学可以知道，原子中电子的运动状态可以用主量子数、角量子数、磁量子数和自旋量子数这四个量子数来描述，电子取不同的量子数，表示电子具有不同的运动状态，相应的原子也处于不同的量子化能量状态(简称量子态)。当原子的两个或更多个量子态具有相同的能量时，这些量子态所对应的能级称为简并能级，具有相同能量的量子态的数目称为该能级的简并度。

当原子在两个能级之间跃迁时，可以产生光的辐射或吸收(分子和离子也可产生这种现象)。但是，并不是任意两个能级之间都可以产生辐射跃迁，只有当两个能级满足辐射跃迁选择定则时，才有可能产生辐射跃迁。这时，原子系统吸收或辐射的光子频率由玻尔频率条件确定，即

$$\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (1.2.1)$$

式中， E_2 和 E_1 分别为上能级和下能级的能量值； $h=6.623 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ 为普朗克常量。当原子从一个能级以无辐射跃迁的形式跃迁到另一个能级时，能量将转换为热而传递给其他原子。

2. 能级寿命及宽度

原子在某个能级上停留的平均时间称为该能级的寿命。激发态的寿命一般都很短，通常为 $10^{-8} \sim 10^{-7} \text{s}$ 。但也存在着寿命达毫秒量级以上的激发态，这些激发态能级正好是辐射跃迁选择定则中规定的不允许向低能级进行辐射跃迁的那些能级，实际上受禁跃迁也有发生，只是少于允许的跃迁而已，通常把这种寿命较长的激发态称为亚稳态。亚稳态能级对激光的产生起着很重要的作用。

同一激发态上大量原子具有的能量并不完全相等，这些原子按照能量不同呈统计分布规律，如图1.2.1所示。分布在激发态中心能量值处的粒子数最多，随着相对中心能量值偏离量的增加，分布的粒子数也随之减少。通常将粒子数减少到中心能量值粒子数(即最多粒子数 N_m)的一半时所对应的能量间隔 ΔE 定义为该能级的自然宽度。

能级的宽度 ΔE 和能级的平均寿命 τ 遵从量子力学测不准原理，即

$$\Delta E \cdot \tau \geq \frac{h}{2\pi} \quad (1.2.2)$$

式中， $h=6.623 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$ 为普朗克常量。可以看出，能级的宽度 ΔE 与能级的平均寿命 τ 成反比。能级的自然宽度取决于粒子在该能级上的平均寿命，能级平均寿命越长，能级的自