



Essentials of 高技术要览 High Technology

激光卷

中国CHINA
科学技术SCIENCE AND
出版社TECHNOLOGY
PRESS

国家科学技术学术著作出版基金资助出版



高技术要览

Essentials of Laser for High Technology

激光卷

中国科学技术出版社

· 北京 ·

图书在版编目(CIP)数据

高技术要览.激光卷/《高技术要览》编委会编. —北京:
中国科学技术出版社, 2003.3

ISBN 7-5046-2658-9

I. 高... II. 高... III. ①高技术-技术发展-概
况-中国 ②激光-技术发展-概况-中国 IV. N12

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2003)第 012247 号

中国科学技术出版社出版
北京市海淀区中关村南大街 16 号 邮政编码: 100081
电话: 62103202 62179148
新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售
北京恒智彩印有限公司印刷

*

开本: 889 毫米×1194 毫米 1/16 印张: 50 字数: 2200 千字
2003 年 10 月第 1 版 2003 年 10 月第 1 次印刷
印数: 1—1500 册 定价: 298.00 元

(凡购买本社的图书, 如有缺页、倒页、
脱页者, 本社发行部负责调换)

序

激光是基本原子、分子受激发射放大而产生的一种相干光辐射。它有极高的亮度,极好的方向性、单色性和相干性。自从1960年第一台激光器面世以来,它推动了光学乃至多方面科学技术及国民经济领域的进步和发展。现在,激光技术已经广泛地应用在工业、农业、医学、信息、军事和科学研究诸多领域。例如:在科学研究方面,除了发展激光物理、非线性光学、激光光谱学等新兴学科以外,还为研究物质结构和微观运动及化学反应机理,提高测试精度等提供了崭新手段。在工业上已广泛地利用激光进行切割、焊接、打孔、热处理等加工工艺;在医学上利用激光束作外科手术刀,用以医治很多疑难病症;在信息产业中的计算机、音视频显示设备等也广泛得到应用;在能源研究方面,正在发展激光核聚变;在环境保护方面,用于环境及污染监测;在军事方面用于制导、测距、致盲和做未来高技术战争中的新武器。因此,各国都在积极地发展激光技术。

1961年,我国的第一台激光器问世。此后,我国激光科学技术得到了很快的发展。例如:自力更生建成了数TW的高功率激光器——神光I号和神光II号,研制出磷酸盐钕玻璃、BBO、KDP等激光晶体;特别是BBO晶体为我国首创,在国际上视为一项重要进展。

需要特别指出在1986年3月5日邓小平同志批准的中国高技术研究与发展计划——“863”计划中,把激光技术列为一个重要的领域,促进了我国高功率激光科学技术的发展。我国X光激光的理论实验研究取得了国际领先的成果;北京自由电子激光装置,成功地达到饱和出光而且成为亚洲第一FEL;氧碘化学激光研究达到了国际先进水平;发展了激光的光束控制技术和自适应光学校正技术;较深入地研究了激光与物质相互作用的物理机制与规律以及激光在物质中传输的特点;激光核聚变试验取得了新的进展。这些研究成果和进展使我国的高功率激光科学技术在国际上占有一席之地。

本书就是在国家高技术激光技术委员会的领导、支持下编著的一部有关激光科学技术的较系统、较全面的著作。其内容包括各种激光器的原理、技术、发展水平、特点等介绍,还包括激光与物质相互作用、激光的传输、非线性光学、激光光束控制与自适应光学校正技术,激光器诊断,激光器应用等内容。各章节的作者都是在激光科学技术第一线工作的专家、教授、学者,大部分是参加国家“863”计划的研究人员。因此本书反映的内容都是作者自己正在从事的研究工作以及国际上本领域的最新进展,而且有一定权威性。文体深入浅出,简明扼要。它既可看做是对我国激光科学技术主要研究工作的总结,也是对激光科技各领域的今后发展的启示。本书的出版,希望能对学习激光科学技术,了解我国在这领域中的进展及今后研究方向,开发激光在国民经济、科学研究和社会生活中的广泛应用有所帮助。

感谢中国科协中国科学技术出版社组织出版这样的著作。

王淦昌
1995年4月22日

前言

《高技术要览—激光卷》(以下简称《激光卷》)的编写,是受到《高技术新材料要览》一书的启发,为满足激光高科技飞速发展的需求,在我国激光科技界老一辈专家的关心、支持和中国科学技术出版社的推动下开始的,本书的编写纳入了国家高技术“863”计划激光领域的“八五”和“九五”计划,从1994年至2001年,花了7年时间完成的。

《激光卷》编写的宗旨是为我国高科技激光领域的发展提供一部重要的参考性工具书。为此,我们力图全面而有重点地反映1960年激光问世以来,激光科学技术的丰富内涵及其应用的巨大发展,使本书具有一个较为完整的论述体系。本书内容的选择意在突出“高、新、要”三字,即水平要高、内容新颖、简明扼要。本书的读者对象主要是大专以上文化水平的在激光科技与工程领域从事科研、教学和经营管理的专业人员,并可供领导机关决策人员参阅。

《激光卷》共分13章。各章标题和负责人是:1.引论,杜祥琬;2.固体激光器,范滇元;3.气体激光器,王乃彦、单玉生;4.半导体激光器,周炳琨、王启明;5.化学激光器,沙国河、周大正;6.自由电子激光,杨震华;7.X光激光,彭翰生、彭惠民;8.非线性光学,叶佩弦;9.激光的探测,胡德明;10.激光的光束控制,马佳光;11.激光在大气与海水中的传输,龚知本;12.激光的热与力学效应,孙承纬;13.激光的应用,梅遂生。全书共约220万字,图900幅。每章含若干节,各节是相对独立的一篇文章,由名称、正文、作者姓名及参考文献组成。全书正文后附有关键词的中英文索引,以便读者检索。参加本书编写工作的共有112人,主要是工作在激光科技与工程领域第一线的造诣较深的专家和学者。全书初稿由杜祥琬、梅遂生、楼祺洪完成了统审。

为《激光卷》的编写,成立了以国家高技术计划激光领域专家组为主体的编委会,并聘请了我国激光界的老一辈专家为顾问,还聘请了几位特约编审,责任编辑在编写过程中与编委会保持密切的联系。我们曾举行了三次编委会,王大珩先生等顾问亲自到会,一起对本书的定位、编写指导思想与编写大纲进行了审议,召开了多次的分章审稿会及综合审稿会,中国科学技术出版社对本书的编写和出版倾注了热情,并做了大量具体工作。本书的编写、审定与出版工作得到了全体作者及有关专家和领导部门的密切配合和大力支持。本书编委会谨向以上各方面的专家和领导表示深切的谢意。

希望本书的出版有助于推动我国激光事业的蓬勃发展和人才成长。我们深感在本书中将激光领域的丰富内容包揽无遗是不可能的,疏漏和错误在所难免,恳请广大读者给予批评指正,以便今后作进一步的修订。

《高技术要览—激光卷》编委会
2000年6月

目 录

序 前 言

1 引 论

- 1·1 激光概述 (1)
- 1·2 激光基础 (6)
- 1·3 激光的应用 (19)

2 固体激光器

- 2·1 固体激光器概论 (21)
- 2·2 高平均功率固体激光器 (28)
- 2·3 超高峰值功率飞秒脉冲激光器 (32)
- 2·4 半导体二极管泵浦的固体激光器(DPL) (39)
- 2·5 可调谐固体激光器 (55)

3 气体激光器

- 3·1 气体激光概述 (69)
- 3·2 激发和反转机理、谱线展宽 (71)
- 3·3 几种常用的气体激光器 (77)
- 3·4 气体激光器的模式 (86)
- 3·5 气体激光光学谐振腔 (98)
- 3·6 气体激光器的单频和稳频技术 (103)
- 3·7 气体流动 CO₂ 激光器 (108)
- 3·8 横向激励大气压 CO₂ 激光器 (113)
- 3·9 放电泵浦准分子激光器 (117)
- 3·10 电子束泵浦高功率氟化氦准分子激光器 (121)
- 3·11 宽频带的高功率 KrF 准分子激光和均匀照射技术 (127)
- 3·12 高亮度 KrF 准分子激光 (131)
- 3·13 新型的准分子激光器 (133)
- 3·14 气体激光器的计算机模拟 (138)

4 半导体激光器

- 4·1 半导体激光器概论 (143)

- 4·2 AlGaAs 系双异质结构激光器 (152)
- 4·3 InP 基长波长激光器 (157)
- 4·4 分布反馈式半导体激光器与分布布拉格反射器式半导体激光器 (162)
- 4·5 红光半导体激光器 (168)
- 4·6 蓝光/蓝绿光半导体激光器 (173)
- 4·7 大功率量子阱激光器 (178)
- 4·8 外腔半导体激光器 (184)
- 4·9 超短脉冲半导体激光器 (190)
- 4·10 半导体双稳态激光器 (194)
- 4·11 垂直腔面发射激光器 (198)
- 4·12 半导体激光放大器 (202)
- 4·13 集成激光器 (207)

5 化学激光器

- 5·1 化学激光器概论 (213)
- 5·2 化学激光的基本原理 (214)
- 5·3 化学激光器的类型 (218)
- 5·4 燃烧驱动 DF/HF 连续波化学激光器 (227)
- 5·5 连续波氧碘化学激光器 (236)
- 5·6 化学激光新体系的探索 (246)

6 自由电子激光

- 6·1 自由电子激光概述 (253)
- 6·2 用于自由电子激光器的电子加速器 (261)
- 6·3 摇摆器 (271)
- 6·4 光学谐振腔 (276)
- 6·5 毫米波自由电子激光 (284)
- 6·6 红远外波段自由电子激光 (290)
- 6·7 中、近红外波段自由电子激光 (293)
- 6·8 紫外波段自由电子激光 (299)
- 6·9 自由电子激光的应用 (308)

7 X 射线激光

- 7·1 X 射线激光概述 (313)

7·2	X射线激光机理	(319)
7·3	X射线激光的理论模拟	(329)
7·4	X射线激光的实验研究	(342)
7·5	X射线激光的应用前景	(361)

8 非线性光学

8·1	非线性光学基础	(369)
8·2	谐波产生及光学参量振荡	(375)
8·3	光学相位共轭与简并四波混合	(385)
8·4	光双稳器件	(392)
8·5	光折变非线性光学	(397)
8·6	有机材料和聚合物的非线性光学	(404)
8·7	半导体多量子阱的非线性光学	(411)
8·8	介电体超晶格的非线性光学效应	(418)
8·9	光纤与光波导中的非线性光学效应	(424)
8·10	产生 VUV/XUV 波段相干光的 非线性光学方法	(430)

9 激光的探测

9·1	概述	(437)
9·2	外光电效应探测器	(441)
9·3	内光电效应探测器工作原理	(442)
9·4	硅探测器	(444)
9·5	锗探测器	(446)
9·6	铟镓砷探测器	(447)
9·7	砷化铟和铋化铟探测器	(449)
9·8	碲镉汞探测器	(452)
9·9	非相干探测	(455)
9·10	相干探测	(459)

10 激光的光束控制

10·1	光束控制	(465)
10·2	激光束变换与发射	(468)
10·3	光电捕获跟踪与瞄准	(473)
10·4	自适应光学	(482)
10·5	激光薄膜	(493)
10·6	其它光束控制方法	(501)

11 激光在大气和海水中的传输

11·1	激光在大气中的折射	(509)
11·2	激光在大气中的吸收	(511)
11·3	激光在大气中的散射	(516)
11·4	湍流大气中激光的传输	(525)

11·5	强激光在大气传输中的非线性效应	(535)
11·6	激光大气传输畸变的校正	(546)
11·7	海水的光学特性	(550)
11·8	激光通过空气—海水界面的传输	(559)
11·9	激光在水体中的传输	(560)
11·10	海水中激光的拉曼散射效应和荧光效应	(567)
11·11	海底反射	(570)

12 激光的热和力学效应

12·1	概述	(573)
12·2	物质对激光的反射和吸收	(575)
12·3	激光对固体材料的热效应	(581)
12·4	激光气化和烧蚀引起的力学效应	(597)
12·5	激光辐照下材料和结构的响应及失效	(610)
12·6	激光对光学材料的破坏	(620)
12·7	激光对光学薄膜的破坏	(629)
12·8	半导体材料和光电探测器器件的激光损伤	(637)

13 激光技术的应用

13·1	激光应用概况	(645)
13·2	激光光谱技术及应用	(650)
13·3	激光与计量基准	(659)
13·4	激光通信	(663)
13·5	激光陀螺与光纤陀螺	(675)
13·6	光存储	(678)
13·7	激光全息术	(685)
13·8	激光制版和印刷	(692)
13·9	激光显示与表演	(697)
13·10	激光条码扫描	(700)
13·11	激光加工	(702)
13·12	激光检测与控制	(710)
13·13	激光聚变	(714)
13·14	激光分离铀同位素	(723)
13·15	激光医学	(724)
13·16	激光雷达与激光测距机	(731)
13·17	激光制导	(739)
13·18	激光引信	(747)
13·19	激光武器	(751)
13·20	激光训练模拟	(758)
13·21	激光的安全防护	(760)

关键词索引	(769)
-------	-------

Index of Key Words	(777)
--------------------	-------

1·1

激光概述

Introduction to Lasers

— 激光的特性

自从 1960 年世界第一台红宝石激光器问世以来,激光作为 20 世纪一项重大发明被世界各国列为几项重点发展的先进技术之一。这期间不但发展了多种多样的激光器,形成了激光物理及技术等专门的新兴学科,而且在国民经济和科学技术研究中得到广泛应用,若干门类已形成了新兴产业,生产前景正处于发展时期。激光唱盘视盘、光纤通信、激光医疗、激光加工、激光全息防伪商标、激光照排等等都已成为大众熟知的名词和产品,甚至用激光束做文化娱乐的点缀光束,科幻小说里的“死光”也正在变为现实。

激光之所以得到迅猛发展,是由于它作为一种新型光源,具有前所未有的性能,可以有效地利用它作为全新的或用高昂方法和手段才能得到的效益和效果,从而促进了生产技术和国民经济、科学技术的发展和进步,不少已具有时代发展的意义。例如,利用激光照排制版,加上电子计算机的程控排版,已经改变了多少年来活字排版的繁冗劳动,成为印刷行业的一大革命。用激光进行发动机汽缸内壁的表面热处理,大大增强了汽缸的耐磨性,延长了汽缸的使用寿命。用激光进行人造卫星测距,能够精确地了解地球的整体形状以至于能测量出地球板块的运动,后者与预测地震有着密切关系,等等。

激光与普通光(这里所说的普通光指日常生活中所见的太阳光,夜间照明用的白炽灯和用电激励气体发光及荧光等)相比,有四大特色:①方向性:普通光源的发光无方向性,而激光的发光可以限制在几个毫弧度立体角甚至更窄小的角度范围,这就使得在照射方向上的照度提高了 $4\pi \times 10^{(3 \times 2)} \approx 10^7$ 倍,即千万倍。②高亮度:激光之所以有强的破坏能力是由于其本征亮度(在光照射方向),这是激光与物质相互作用有非凡效果的决定因素。一般太阳光亮度大约是 $10^3 \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sr})$,而大功率激光器的输出亮度可达 $10^{10} \sim 10^{17} \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{sr})$,即是说可以高出 7 ~ 14 个量级。③单色性:由激光辐射的能量,通常集中在十分窄的光谱波段或频率范围内,一般实验室使用的光谱单色灯,单色性 $\nu/\Delta\nu \approx 10^6$,而激光可高达 $10^{10} \sim 10^{13}$,因此利用现今已有的波长

可调的激光装置可以做成波长分辨率极高的单色仪,可用来测量在不同条件下产生原子和分子光谱的谱线宽度。④高相干性:激光不仅具有高方向性和高单色性的特点,由激光所产生的波列还有高度的整齐的间隔和长度,这导致激光通过光学干涉仪的装置,可以使波列前后,尽管有大的光程差,仍能相干涉。利用普通光谱光源虽然也可得到不模糊的干涉条纹,但干涉程差最好也不会超过半米,而在激光的情形下,理论上是无限制的(取决于激光发射频率的稳定性)。

除此以外,还涉及光子传输的特点,即在普通的光流中,光子密集度(指光子在一定狭窄波长范围内单位体积单位立体角之内,即以普朗克常数 h 作为尺度的相空间单位的密度)是异常疏松的,而激光光流的光子密度极高。前者是 $10^{-3} \sim 10^{-2}$ 量级,而后者可高达 $10^{14} \sim 10^{17}$ 量级,正是这个量值的差别决定着普通光与激光作用于物质的微观效率的差异。可以这样来比喻,用普通光照射物质,犹如蒙蒙细雨落在人脸上,只是使人有点湿润的感觉;而用激光照射,则如成吨的冰雹轰击而来。再以斧头劈木板为例,用普通光照射物质犹如用斧背压在木板上,对木板起不了什么破坏作用,但是如果用冲击的办法,即用斧背击木则可以打出击痕,这种情况就如用同样能量而形成短脉冲的激光,其作用显然会完全不同。如果用斧刃劈木板,木板一下就会破裂,这就如激光集中照射在极窄方向和极小面积上,它的作用也可比喻为斧头敲钉子进入木板。因此,在某种意义上激光对物质的作用,可以称得上是一个“光钉子”,如果激光的频率精确到能够引起原子、分子间能级跃迁的共振,那作用就更大了。

二 激光的发明和产生

追溯激光发明的历史是比较曲折的。物理学家们把产生激光的机理溯源到 1916 年爱因斯坦解释黑体辐射的定律。需要说明的是,理想的黑体辐射,它的光谱辐射分布及辐射绝对值只是温度的函数,而与辐射体的物质成分无关。在黑体辐射中,其原子、分子或其他微观组成,主要是被束缚着的电子,一方面接受辐射电磁场的辐射波而形成能级跃迁,吸收电磁场的辐射能量,同时又由于这被激励至高能级的电子,有两种趋势回跳至低的能态,一种是自然趋势的跃迁,称为自发辐射,一种是由于受到外界与跃迁频率接近的电磁波的影响,形成诱发性跃迁,称为感应跃迁或受激辐射。在电磁场中,感应吸收和受激辐射发生于同类型原子的能级间的几率是相等的,加上自发辐射的跃迁,它和周围的黑体辐射,在一定温度下保持着平衡的关系。爱因

斯坦由此所阐明的能级跃迁与电磁场辐射的关系,由理论并从基本物理定律上指出物质中的粒子因被热作用或其他激励方式,使其中的粒子处于不同的能级分布,从而导出了粒子发光及吸收光的基本规律。

但是,多少年来,这种感应受激辐射未能引起光学界的注意,直到微波波谱学的兴起。无线电电子学家们在研究微波接收器时,发明了利用受激原子的感应辐射,使信号得以放大。当时要求这种装置必须在低温下工作,以便较容易地使处于受激态的粒子数高出处于基态的粒子数。通过入射微波的照射,才能使辐射多于吸收,这个基本条件称为粒子数反转或粒子布居数反转。这一方案,不但成为提高微波接收器灵敏度的有力措施(当时这种放大器称为微波受激辐射放大器,英文缩写为 MASER),并且科学家很容易联想到是否也能用于光学方面;因为光本身也是电磁波,与微波的差别只是频率或波长不同罢了。

在无线电电子学初期发展的过程中,有两个重要的阶段性发展,一个是电磁信号的放大,一个是利用反馈原理使电磁波形成振荡,从而大大提高电磁波的输出,而这种振荡也正是因为有了放大机制才能够实现的。那么,这种电磁发射系统,如何才能光学波段实现呢?这就要求:第一,要有光波辐射的放大机制,即需要能在光波段形成能级跃迁辐射的粒子数反转;第二,要像微波那样组成一个光波的共振腔,让受激辐射促成光波在腔内共振,使光波电磁场的强度增加;第三,要有像微波设施那样,能够将电磁振荡从腔内导出,这样才能成为有用的光源。

可以理解,由这种放大、共振激发出来的光波,将具有与微波类似的性质,即频率的单一性(单色性)、振荡的连续性(相干性)和方向性(这是一般光源所不具备的)。关键问题是在共振腔的辐射场中,受激辐射放大的能量能够超过辐射往返于腔间的损耗,才能从中提取能量。另一个特点是这个共振腔必须有选频的能力,由于光波波长同共振腔的腔长不是同量级的;因此需采用高次振荡腔,这就决定了共振腔需要采取法一珀氏干涉仪的形式。以干涉仪的镜面作为腔镜,只要让一个镜面是半透明的,激光就可以漏射出来成为激光光源。由于我们可以使激光发射方向性变得极窄,只要腔内形成电磁振荡,即使激光输出是毫瓦级,其输出亮度也会是很可观的。

根据以上的解说,概括地说来,一台激光器由三个或四个基本部分组成。①工作物质。它是可以容有受激粒子的载体,固体型如掺铈于氧化铝晶体(红宝石)、掺铈的玻璃体或晶体,或液体型,也可以是能起受激作用的气体离子及其混合物,也可以是半导体 p-n 结对载流子所形成的能级分布等。②能使工作物质引起粒子布居反转的激励源或称泵浦源。它是可以用于固体激光器的光泵浦,进行强光激励,如氙灯;或用于激励气体的放电源;或在半导体注入电流等等。③光学共振腔。④某些大功率激光器中,从振荡射出的激光还要再次经过受激物质得到放大(放大器)。

产生激光的概念,首先是 1958 年美国科学家 H. 汤斯和 A. L. 肖洛提出来的,前苏联科学家普罗霍洛夫和巴索夫也提出了相同的概念。第一次研制出激光器则是在 1960 年由美国休斯公司的 T.H. 梅曼用红宝石作为工作物质实现的。而先后得到诺贝尔奖的却是前者而不是梅曼。

我国第一台激光器是 1961 年 9 月在中国科学院长春光学

精密机械所创制的。所以称为创制,是因为除了基本原理外,在结构上完全出于自己的创造,与梅曼的激光器迥然不同。

起初,科学家把这种装置起了个类似于微波激射放大的名字,把微波改为光波,而称为光激射放大器,英文简称 LASER 来自英语 Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation。我国开始时把它称为光受激发射,后来由钱学森建议改称为“激光”,这是激光名词的由来。在我国台湾方面则按 LASER 的外文发音称为“雷射”。

自此以后,对激光器的探索以及在科学和经济上的应用前景有目共睹。几十年来,在文献上记载的激光器机制及激光器不下千种。以工作物质来分有气体、玻璃、晶体、液体、半导体、化学激发、准分子、自由电子等等;就功能而言有波长可调谐、连续、单脉冲、连续脉冲、超短脉冲、高稳频、强脉冲、参量振荡、倍频、调 Q、锁模、高功率等;就激发机制而论有光泵、气体放电、化学能激励和气体动力等等。波长方面长波段已与微波接壤,有远红外、红外、可见光、紫外,直至最近初见端倪的软 X 射线激光。研究激光物理机制,探索新型激光器,已形成专门的学科,激光物理,或因激光发源于电子技术而称为量子电子学。专业会议可以国际量子电子学会议(简称 IQEC)为代表,每两年举行一次,与会学者每次千人以上。美国与此同时,还召开具有国际吸引力的激光与光电子科学会议(CLEOS)。由此可见激光在国际物理学界及电子学界的繁荣景况。

中国在中国光学学会及中国电子学会的倡议和促进下,也成立了激光专业委员会。自 80 年代起,几乎每年都有专业学术会议,并且从 1980 年开始,在中国召开国际激光会议,在国际上有一定影响。这也说明我国在激光及有关新兴学科上的科研成就有一定的国际地位。有名的 IQEC 国际会议,也曾利用在日本召开大会的机会,在中国上海召开了以激光材料及激光光谱为主题的国际附加会议。

在中国高技术研究发展计划中,激光技术也是重点领域之一。

关于光与物质的相互作用,原本是光学的重要组成部分,也是应用光学的基本依据。然而,传统的光学由于受光场强度的限制,相比于现在的激光来说,对物质的相互作用是微弱的,只起到微扰的作用,因此只能见到它的线性效应,比如光在介质中的传播、光的吸收等等。激光出现之后,由此显现出来的电磁场强可以达到与物质中电子所处的电磁场强度相比,因而激光对物质的相互作用远远超过线性效应的范围,光子的微观作用也更加明显,由此出现了许多新的光学现象,都可以认为是由于非线性效应所引起的,从而出现了一门崭新的学科——非线性光学。最为明显的现象,如电子学技术中熟知的差频、倍频、和频、参量振荡等现象在光频段都实现了,并且得到有效的利用。远不止于此。过去用普通光进行拉曼散射实验,需要曝光几个小时以后才能得出结果,而今用激光进行实验只要一个脉冲就完成了,而且出现了受激拉曼散射(这种散射也具有激光的特性,因此可以成为产生激光的一种机制)。利用非线性效应还可以做成记录材料,例如光折变材料可对光干涉条纹或全息条纹进行立体记录。此外如多光子效应、四波混频及位相共轭成像都在光学研究上得到新的应用。为了充分利用这些非线性光学现象,更进一步促进了非线性光学材料的发展(主要是各种非线性

晶体,近来有机非线性材料也发展起来了);光孤子终于实现了。

随着激光科技的进展而发展起来的另一个具有生命力的学科是激光光谱学。主要有以下几个方面:①利用可调谐的窄带激光辐射对原子、分子进行超高分辨光谱的研究,从而对原子、分子等能级结构有更深入的了解。②利用超短脉冲激光研究原子、分子的受激及受激后的动力学过程。③利用激光使原子、分子进入指定的激发态,从而研究在激发态与物质相互作用的微观机理,这是一个广阔的微观化学领域,已形成激光微观反应动力学。它将有长远的生命力。④利用激光对原子的饱和吸收作为激光稳频的手段,从而把激光作为频率和长度的基准。⑤利用激光对微区激励从而可以进行微区光谱分析,超痕量分析等等。

为使读者略知激光发展过程,以下是简要的大事年记:

- 1916年,爱因斯坦的感应辐射理论;
- 1950年,光泵;
- 1951年,核自旋能级反转;
- 1954年,氨 MASER(微波激射放大器);
- 1958年,引入激光(LASER)的概念;
- 1960年,红宝石激光器;四能级机制;
- 1961年,调Q振荡;He-Ne激光器;
- 1962年,玻璃体激光器;拉曼激光;半导体激光器;
- 1964年,C.H.汤斯(美)、N.G.巴索夫(前苏联)、A.M.普罗霍洛夫(前苏联)因发明微波激射器和激光器获诺贝尔奖;氦离子激光器;染料饱和调Q;锁模激光;CO₂激光器;室温Nd:YAG连续振荡;电子束激励CdS激光器;
- 1965年,HCl化学激光器;光参量振荡器;色心激光器;
- 1966年,有机染料激光器;皮秒脉冲激光器;
- 1967年,激光频率测定;
- 1969年,亚皮秒脉冲;
- 1970年,TEA CO₂激光器(横向激励);Xe准分子激光器;气体动力激光器;室温连续半导体激光器;光激励远红外振荡CH₂F;
- 1971年,环形染料激光器;
- 1972年,波导激光器;
- 1973年,DFB(分布反馈)半导体激光器;
- 1974年,连续色心激光器;
- 1976年,自由电子激光器;
- 1978年,氧碘化学激光器;
- 1980年,光孤子;
- 1981年,N.布洛姆伯根(美籍荷兰人)、A.肖洛(美)因对发展激光光谱学和高分辨率电子光谱学做出贡献获诺贝尔奖;飞秒级脉冲激光;
- 1982年,阵列半导体激光器;
- 1984年,二极管激光器泵浦的固体激光器(DPL);BBO晶体(偏硼酸钡)透紫外非线性晶体(中国人发明);自发辐射X射线放大;
- 1986年,光纤放大器;钛宝石连续波长可调激光器;
- 1989年,LBO(硼酸锂晶体)透紫外非线性晶体(中国人发明);

1991年,DPL达到1kW;

1997年,朱棣文(美籍华人)、W.D.菲利普斯(美)、C.科昂—塔努吉(法)因发明了用激光冷却和俘获原子的方法获诺贝尔奖。

三 新型激光技术的发展

20世纪70年代中期以来,激光科学技术获得飞速发展。60年代出现的各类激光器有了新的提高、改进和应用,并涌现了一批新型的激光器。半导体激光器、高功率固体激光器取得显著进展,出现了自由电子激光器、X射线激光器、准分子激光器等,化学激光器除HF/DF继续发展外,新兴的氧碘化学激光器进展迅速。下面着重介绍几类激光器的新进展情况。

1. 固体激光器和半导体泵浦的固体激光器

世界上首先制成的红宝石激光器就属于固体激光器。这类历史最久的激光器不断获得新的重大进展。

固体激光器是以掺入某些稀土元素的固态电介质材料为工作物质的激光器,按不同的基质,分玻璃激光器和晶体激光器两大类。常见的激光材料有:红宝石(掺铬的刚玉, Cr:Al₂O₃)、钕玻璃(掺钕的磷酸盐玻璃)、掺钕的钇铝石榴石(Nd:YAG)、掺钕的钆铝钇(Nd:YALO)、掺钕的氟化钇锂(Nd:YLF)、掺钕的钒酸钇(Nd:YVO₄)等许多种。其中Nd:YAG和钕玻璃是应用最广的两种。

近十多年来,固体激光在寻求新的波长和可调谐激光器方面的进展引人注目。一方面是开发新的工作物质,如宽波段连续可调谐晶体,其典型的代表是掺钛蓝宝石(Ti:Al₂O₃)激光器,可调谐范围是650~1100nm。它不仅调谐范围宽,而且输出能量大,还能做成超短脉冲激光器;自激活自倍频晶体是基质本身可做工作物质,且具有倍频非线性效应的晶体,其典型代表是硼酸铝钇钕(NYAB),它可以产生0.53μm的绿色激光;掺钕的晶体工作在2μm波段,水分子对它有很强的吸收,在医疗上应用广泛,其典型代表是掺钕、铽的钇铝石榴石(Ho:Tm:YAG)。另一方面,采用非线性光学技术制成谐波发生器,产生二倍频、三倍频……高次谐波,还可利用和频、差频、混频等原理获得多种波长的激光。

固体激光器近年来的另一个重大进展,是半导体激光泵浦的固体激光器的崛起。采用闪光灯作为固体激光的泵浦源,其辐射利用效率低,而且造成工作物质和谐振腔温度升高,发生热变形。而采用与固体工作物质吸收带重合的单色半导体激光器做泵浦源,能量利用效率大为提高,极大地减轻了工作物质热变形,同时,稳定且寿命长的半导体激光器也使得由它泵浦的固体激光器长期输出稳定。把许多个半导体激光器组成阵列,可以获得很高的泵浦功率,这是获得高功率半导体泵浦固体激光的途径。半导体激光器泵浦的光纤放大器和光纤激光器是一类新型的固体激光器,其工作物质为掺杂的光纤,能直接用于光纤通信网,在信息产业中很有用。半导体泵浦的固体激光器的出现是激光发展史上的重要里程碑,它在激光微加工、存储器修复、激光核聚变和军事上都有很大应用潜力。

在激光核聚变和X射线激光研究的需求牵引下,国际上高度重视高性能、高功率钕玻璃激光及其倍频与三倍频技术的发

展。最有代表性的是美国正在建造的、脉冲输出能量 1.8MJ 的国家点火装置(NIF)。现在我国已有神光I、神光II装置、星光装置等。神光II装置的基频光(波长 $1.053\mu\text{m}$)单脉冲输出能量达 6000J,三倍频光(波长 $0.35\mu\text{m}$)可达 3000J,达到国际上中等装置的水平,同时,正在进行神光III的设计,为建立能量更高、性能更好的驱动器做准备。此外,也在进行超短脉冲(脉宽为 ps、fs)、高亮度源的研究,用来进行超快过程和强场物理等前沿研究。

2. 化学激光器的技术进展

1965年,卡斯帕(J. Kasper)和皮门特(G. Pimentel)研制成第一台氯化氢(HCl)化学激光器。其激活介质的粒子数反转是在放热化学反应过程中实现的,即将化学反应释放能量的一部分有选择地激发反应产物(原子或分子)形成粒子数反转。有些化学反应的产物也具有一些亚稳态能级,而且,其中有的被化学反应能激发的粒子数比它的低能级粒子数还高,因而形成了粒子数反转。化学激光都是利用放热化学反应。化学激光的引发方式除了纯化学引发,也可以是光引发、放电引发。1967年,卡姆帕(Kampa)和皮门特利用 UF_6 和 H_2 的混合物,受到闪光光解时产生脉冲 HF 化学激光,其波长为 $2.7\mu\text{m}$ 。不久,多伊奇(Deutsch)用放电激励 H 和各种氟利昂(氟化烃)的混合物得到振动激发态的 HF 分子,并观察到 HF 化学激光。1969年,连续波 HF/DF 化学激光器研制成功。它是由燃烧驱动的,氧化剂和燃料各自喷射入光学腔中,并以超音速混合。由于效率和混合速率的关系很大,因此,一般使用大量的微型喷嘴,以达到均匀快速混合。到 20 世纪 80 年代,连续波 HF/DF 激光器功率已达兆瓦量级。

1978年,美国空军武器实验室首次研制成功氧碘化学激光器,它是目前波长最短的高能化学激光器。氧碘化学激光器是由电子跃迁而不是转动或振动跃迁运转的化学激光器,它是通过原子碘 $\text{I}(^2\text{P}_{1/2}) \rightarrow \text{I}(^2\text{P}_{3/2})$ 的磁偶极跃迁产生受激辐射,获得波长为 $1.315\mu\text{m}$ 的激光输出。氧碘化学激光原子碘的粒子数反转是依靠亚稳态 $\text{O}_2(^1\Delta)$ 氧分子与电子基态的碘原子发生共振碰撞,实现能量转移来维持的。亚稳态氧 $\text{O}_2(^1\Delta)$ 的寿命是 45s,它本身不能产生激光。 $\text{O}_2(^1\Delta)$ 分子是通过 KOH 、 H_2O_2 和 Cl_2 之间的化学反应产生的。

1984年,中国科学工作者,采用光引发机制和放电引发机制,研制成脉冲氧碘化学激光器。光引发机制是采用 $\text{O}_2(^1\Delta) - \text{CH}_3\text{I} - \text{Ar}$ 体系,光敏性碘化物(CH_3I)在闪光灯发出的紫外光的引发下,产生碘原子,碘原子与预混合的 $\text{O}_2(^1\Delta)$ 进行氧碘共振传能,形成激发态 $\text{I}^*(^2\text{P}_{1/2})$ 的粒子数反转,产生脉冲激光输出。放电引发机制是利用低能电子与碘化物发生非弹性碰撞,生成碘原子,而原子碘与亚稳态氧分子 $\text{O}_2(^1\Delta)$ 发生共振传能和激射的链过程,产生脉冲激光输出。进一步采用化学引发,实现了连续氧碘化学激光。

在某些化学激光器中可获得很大的能量,得到高功率激光输出。HF/DF 化学激光技术比较成熟,美国目前激光输出功率已达 2.2MW。氧碘化学激光是第二代化学激光器,它可以脉冲方式或连续方式运转,美国已达到百千瓦的功率水平,中、俄、日、德等国也达到十千瓦级的功率输出,正在开发其应用。也可通过倍频技术将脉冲输出有效地转变为较短波长,目前正在研

究发展中。人们还在探索可见波段的化学激光器。

3. 自由电子激光器的技术进展

自由电子激光器是激光器家族的一支新秀,与一般的激光器不同,其介质就是电子束本身。1970年,美国斯坦福大学梅迪(Madey)开始研究自由电子激光理论,提出了相对论电子束在周期性静磁场作用下,电子周期性的横向运动有可能和光场发生相互作用,使光场得到受激放大,并和伊莱亚斯(Elias)等斯坦福大学的研究小组,于 1976 年首次完成了自由电子激光放大器实验。实验用流强为 74mA,能量为 24MeV 的电子束通过 5.3m 长的双绕螺线管振荡器,在 0.24T 磁场的作用下,周期性横向运动的电子束和同步输入的 $10.6\mu\text{m}$ 的二氧化碳激光(种子源)发生相互作用,使激光得到受激放大,获得 7% 的激光增益。

在某种意义上说,自由电子激光器是加速器技术与激光技术结合的产物。按自由电子的产生方式,可分为感应型自由电子激光器和射型自由电子激光器,基于电子贮存环以及基于静电加速器的自由电子激光器等。由电子感应直线加速器提供的电子束束流强、脉冲时间长,适宜于做放大器型的自由电子激光器(LIA-FEL);电子射型直线加速器产生的电子束,束的流强较低、脉冲时间较短,适宜于做振荡器型的自由电子激光器(RFA-FEL)。

美国斯坦福大学梅迪小组利用超导直线加速器完成了自由电子激光器概念的实验验证,1976 年发表了自由电子激光放大器实验结果,1977 年又首次成功地进行自由电子激光振荡器实验,采用的电子束能量为 43.5MeV,峰值电流为 2.6A,自由电子激光波长为 $3.417\mu\text{m}$,输出功率达 7kW。1984 年前后,美国洛斯·阿拉莫斯实验室建成了一台可调谐的中红外自由电子振荡器装置,激光波长在 $9 \sim 35\mu\text{m}$ 内可调,输出峰值功率为 10MW,光腔内的激光峰值功率最高时近 GW,宏脉冲内平均输出功率约 6kW,能量转换效率约 0.6%,激光光束质量很好,为 1.05 倍衍射极限。1986 年,美国波音公司完成了可见光自由电子激光振荡实验,电子束能量为 120MeV,峰值电流为 100A,能散度为 1%,光束参数积为 $30\text{mm} \cdot \text{mrad}$ 。1987 年获得了波长为 $0.514\mu\text{m}$ 的可见光自由电子激光;1988 年又将激光波长改为 $0.62\mu\text{m}$,并将峰值电流提高到 300A,激光器的输出峰值功率达 40MW,能量转换效率为 1%。近年来,洛斯·阿拉莫斯实验室在中红外自由电子激光装置上努力提高加速器的性能参数,在激光振荡腔内达到 4.4% 的能量转换效率,腔内激光功率达到 8.4GW。

用电子感应直线加速器开展放大器型自由电子激光的研究工作,主要在劳伦斯·利弗莫尔实验室进行。1984 年至 1987 年在 ETA/ELF 装置上获得了毫米波自由电子激光,采用变参数摇摆器,实现最大输出功率的电子能量为 44MeV,用 $10.6\mu\text{m}$ 波长的 CO_2 激光作为种子光源,采用激光电离的离子通道来传输和聚焦电子束流,进入摇摆器的电流为 50~80nA,束亮度 B_N 约 $10^7 \text{A}/(\text{m} \cdot \text{rad})^2$ 。当输入功率为 18kW 时,获得了 30dB 的激光增益。但输入功率为 3.6MW 时,仅得到 10dB 的激光增益。美国 Paladin 试验没有达到预期目标,主要原因可能是电子束流的质量很不理想。

自由电子激光器的研究工作,在美国起步较早,实验基础好,他们的研究工作处于世界领先地位。目前,美国自由电子激

光的研究方向有两个:一是研究发展远红外和更短波长的自由电子激光器,为科学研究、医疗等领域提供一种新的相干光源;另一个发展方向是努力提高激光平均功率,并使装置紧凑化。美国托马斯·杰斐逊实验室已在这个方向上取得重要进展,输出激光的平均功率已达数千瓦。日、欧、中等许多国家也利用自己的条件,积极开展自由电子激光的理论实验研究工作,并取得了一些进展。

4. X 射线激光的技术进展

1984 年 10 月,美国劳伦斯·利弗莫尔实验室,在实验室成功地进行了电子碰撞激发机制的软 X 光激光实验。他们利用诺维特(Novette)钨玻璃激光系统输出的两束激光,经线聚焦后照射爆炸箔靶(箔靶在 150nm 厚的塑料基底上,单面蒸镀上厚 75nm,长 1.1cm 的硒),在线聚焦泵浦激光($0.02\text{cm} \times 1.12\text{cm}$)的作用下,箔靶气化产生类氙—硒等离子体。类氙离子和电子碰撞跃迁到激发态,在 $2p^5 3p$ 能级间形成粒子数反转,产生辐射放大,获得波长为 20.6nm 和 20.9nm 的激光,增益长度积 $GL \approx 6.5$ 。1986 年已将软 X 光激光的峰值功率提高到近 1MW, $GL \approx 16$,接近饱和增益。在类镱—钨离子的电子碰撞激发实验中,获得 X 光激光;1990 年观察到类镱—钨离子 $4d \rightarrow 4p$ 跃迁,获得波长为 4.32nm 的辐射放大, GL 值约为 8;并观察到类镱—金离子 $4d \rightarrow 4p$ 跃迁,波长为 3.6nm 的辐射放大,使 X 光激光的波长成功地跨入“水窗”区(2.3~4.4nm)。

1989 年,中国科学工作者在“神光”装置上,进行了平板靶类氙—锆离子的电子碰撞激发机制实验,观察到 19.6nm, 23.2nm, 23.6nm, 24.7nm 和 28.6nm 五条谱线的放大,增益系数为 $2 \sim 4\text{cm}^{-1}$,最大的 $GL \approx 8$ 。1990 年,采用双靶对接方式实现了类氙—锆离子 $3p \rightarrow 3s$ 的跃迁的高放大,激光波长为 23.6nm,最大的 GL 值达 14.9。1991 年又把增益长度积 GL 提高到 17,接近饱和增益。我国科学工作者利用中等功率的泵浦激光(“神光”装置的激光功率比美国 NOVA 激光装置的功率要低 2 个数量级),将软 X 光最大的峰值功率提高到 1MW。通过行波放大,将 X 光激光的发散角压缩到 mrad。在星光装置上,利用低泵浦能量,获得了单线软 X 光输出。

1984 年,美国普林斯顿大学首先完成离子碰撞复合机制的软 X 光激光实验,利用强磁场约束二氧化碳激光产生的碳等离子体柱,观察到类氢—碳离子的 $n=3$ 到 $n=2$ 的跃迁放大,激光波长为 18.2nm, GL 值约 6.5。碰撞复合机制的基本原理是靶在泵浦源的作用下,形成高剥离度离子和自由电子组成的等离子体,等离子体在快速冷却过程中,离子与自由电子碰撞复合,形成高激发态离子的粒子数反转,实现辐射放大。1990 年,我国科学工作者进行了三体复合机制实验,观察到类锂—铝离子的 $5f \rightarrow 3d$ 跃迁,波长为 10.57nm 的辐射放大。进一步又获得了短至 4.7nm 的 X 光激光。

X 光激光的波长范围在 0.01~30nm 之间,因为波长短,所以要求泵浦功率高,泵浦方式有激光泵浦和核爆泵浦两种。X 光激光和一般激光一样,都是依据放大受激辐射的原理产生激光输出。不同的是,一般激光器均采用具有全反射镜和输出耦合镜组成光学谐振腔,实现光的振荡放大。但是, X 光激光波长短,穿透能力强,制造 X 光激光反射镜困难比较大。近年来,随

着 X 光光学的发展,研制软 X 光激光腔工作取得一些进展。美国利弗莫尔实验室利用多层膜构成 X 射线反射镜和输出耦合镜,对波长为 20nm 附近的软 X 光激光进行了双程和三程放大实验,目前这一技术还处在实验研究阶段。没有光腔的 X 光激光实验,是仅靠单程放大实现激光增益。为产生大的受激辐射,并克服激光工作介质中的吸收,必须保证在工作介质的长度确定后,存在一个产生放大受激辐射粒子数反转的临界度,因而对泵浦功率有一个最低的阈值要求。由于钨玻璃高功率激光技术的发展,为实验室研究 X 光激光提供了所必须的泵浦源。显而易见,由于多层膜 X 射线反射镜的进展,如果 X 光激光谐振腔的研制获得成功,将会降低对泵浦激光阈值功率的要求。

目前, X 光激光在相干性、方向性和亮度等方面与一般激光相比,尽管还有相当大的差距,但是它在基础科学研究、生物医学研究等领域有着广阔的前景。因此, X 光激光技术的实验研究和理论研究工作,受到各国科学界的广泛重视。X 光激光的发展趋势,首先是搞清有关激发机制的各个环节的物理问题,获得足够亮度的 X 光激光,并实现在等离子体物理研究、材料研究等领域的应用。第二是获得“水窗”区附近的高放大,以便利用高亮度的 X 光激光进行生物细胞的全息照相,在生物和生命科学领域开创新纪元。同时探索效率高、体积小、有实际应用价值的台式 X 光激光器。

5. 准分子激光器的技术进展

1974 年,维拉兹科(Velazco)和塞茨耳(D. Setser)首先提出氙的卤化物在紫外区可能发射激光,并在一些氙和卤素原子构成的分子中观察到荧光。1975 年,西利斯(Stu Seales)获得溴化氙(XeBr)的受激辐射。尤因(J. J. Ewing)和布劳(C. Brau)在同一年,观察到氟化氙(XeF)和氟化氪(KrF)的受激辐射,波长分别为 351nm 和 248nm。当时的实验是采用电流密度大于 $100\text{A}/\text{cm}^2$ 的电子束,在小腔体内激励压力约为 $1.01 \times 10^5\text{Pa}$ 的混合气体完成的。稀有气体卤化物准分子激光的总效率为 3%~5%。

准分子是一种处于激发态的分子。它的寿命很短,约为 10^{-13}s ,而且只存在于受激态,基态的准分子很快离解为原子,使低能级自动排空,从而自发地形成粒子数反转。准分子激光就是通过这种分子的电子跃迁产生的。准分子激光器主要有三类:第一类是发射波长在真空紫外区域的稀有气体准分子激光器,例如 Xe_2 (172nm)、 Kr_2 (146nm)、 Ar_2 (126nm)、 Ne_2 (80nm)等准分子激光器;第二类是稀有气体卤化物准分子激光器;第三类是其他准分子激光器,例如稀有气体氧化物(ArO 、 KrO 、 XeO),卤化汞(HgCl 、 HgBr 、 HgI)等多原子准分子激光等。具有高峰值功率的稀有气体卤化物准分子激光器,是紫外激光中发展较快的一种新型激光器。

在 70 年代的后 5 年内,稀有气体卤素化合物准分子激光在提高输出能量和总效率方面,基本上是沿着两个方向开展研究;一方面是用电子束激励大体积的氟化氙激光工作介质,以获得高能量输出,气体工作气压为 $(2.03 \sim 3.04) \times 10^5\text{Pa}$,引出的激光能量可高达几百焦耳到上千焦耳,本征效率约为 10%;另一方面是放电泵浦的氟化氙准分子激光,气体工作气压也在 $(1.01 \sim 3.04) \times 10^5\text{Pa}$ 。由于放电泵浦的体积比较小,所以激光光束的光学品质比较好,可以提供一种较好的“种子”光源。

1983年到1985年,为适应激光惯性约束聚变研究计划的要求,美国洛斯·阿拉莫斯实验室开始建造一台KrF准分子激光装置,设计的输出能量为10kJ,有96路光束。现在已建成48路光束,激光输出能量打到靶上为1kJ。90年代初期,美国海军实验室开始建立“奈克”装置,可产生4~5kJ紫外光输出,脉冲宽度为4ns。它的特点是光束均匀性好,可以用于评价直接驱动激光的性能。由于KrF激光器能产生均匀激光照明,聚变能量增益有可能大于100。同时,英国卢瑟福实验室则采用短脉冲高亮度准分子激光系统,并采用受激光拉曼散射改善准分子激光的光束质量。中国准分子激光器的研究也取得了进展,输出的激光能量达400J以上,同时开展了受激光拉曼散射改善光束质量的工作。

准分子激光器在激光聚变研究、激光医疗、材料加工及研究等领域有广阔的应用前景。

(王大珩 杜祥琬)

1·2

激光基础

Basic Concepts of Lasers

一 自发辐射、受激吸收和受激辐射

光频辐射场和物质的相互作用是激光的物理基础。光的吸收和发射的唯象理论是爱因斯坦在1916~1917年提出的。按照爱因斯坦的理论,辐射场与物质的相互作用包括光的自发辐射、受激吸收和受激辐射三种过程。

1. 自发辐射

考虑构成物质的原子或分子(统称粒子),处于能量分别为 E_1 和 E_2 的两个能级上。即使无外场作用,处于高能级 E_2 的粒子也会自发地向低能级 E_1 跃迁,同时,发出一个能量 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子(h —普朗克常数; ν —频率),这一过程称为自发辐射。自发辐射跃迁几率用爱因斯坦系数 A 描述,定义为单位时间内 n_2 个在能级 E_2 上的粒子中发生自发跃迁的粒子数与 n_2 的比值

$$A = - \left(\frac{dn_2}{dt} \right)_{sp} \frac{1}{n_2}$$

式中, $\left(\frac{dn_2}{dt} \right)_{sp}$ 为自发辐射衰变率。积分得

$$n_2(t) = n_{20} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

n_{20} 为能级 E_2 上的初始粒子数, $\tau = \frac{1}{A}$ 为自发辐射寿命。自发辐射是一种仅与物质本身性质有关而与辐射场无关的跃迁过程。

2. 受激吸收

处于能级 E_1 上的粒子,在频率 $\nu = (E_2 - E_1)/h$ 的辐射场作用下,会因受激作用以一定几率跃迁到高能级 E_2 上。并吸收一个能量为 $h\nu$ 的光子,这一过程称为受激吸收。受激吸收跃

迁几率 W_{12} 用爱因斯坦受激吸收系数 B_{12} 表征

$$W_{12} = - \left(\frac{dn_1}{dt} \right)_a \frac{1}{n_1} = B_{12} \rho_\nu$$

式中, n_1 为在时刻 t 位于能级 E_1 上的粒子数, ρ_ν 为频率 ν 的单位频率间隔内辐射场的能量密度。 W_{12} 与 A 不同,它不仅与物质本身有关,而且还与辐射场有关。

3. 受激辐射

处于能级 E_2 上的粒子,在频率 $\nu = (E_2 - E_1)/h$ 的辐射场作用下,会因受激作用以一定几率跃迁到低能级 E_1 上,同时发射出一个能量为 $h\nu$ 的光子。这一过程称为受激辐射,它是受激吸收的逆过程。受激辐射跃迁几率 W_{21} 为

$$W_{21} = \left(\frac{dn_2}{dt} \right)_s \frac{1}{n_2} = B_{21} \rho_\nu$$

B_{21} 称为爱因斯坦受激辐射系数。

自发辐射与受激辐射的重要区别是,自发辐射产生非相干光子,而受激辐射产生相干光子。受激辐射产生的光子与入射光子属于同一光子态,它们有相同的频率、相位、传播方向和偏振。

4. 爱因斯坦关系式和普朗克公式

利用上述辐射场和物质相互作用物理模型分析黑体辐射热平衡过程,可同时导出爱因斯坦关系式和普朗克公式。

在热平衡条件下, n_1 、 n_2 应满足细致平衡原理

$$n_1 B_{12} \rho_\nu = n_2 B_{21} \rho_\nu + A n_2$$

即

$$\rho_\nu = \frac{A/B_{21}}{\frac{n_1 B_{12}}{n_2 B_{21}} - 1} \quad (1)$$

同时,粒子数按能级分布服从玻尔兹曼公式

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(\frac{E_1 - E_2}{k_B T}\right) = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \quad (2)$$

式中, g_1 、 g_2 为 E_1 、 E_2 能级的简并度, k_B 为玻尔兹曼常数, T 为温度。联立(1)、(2)式,与瑞利—金斯公式相比较,并考虑到 $T \rightarrow \infty$ 时,应有 $\rho_\nu \rightarrow \infty$,由此得

$$B_{12} g_1 = B_{21} g_2 \quad (3)$$

$$\frac{A}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \quad (4)$$

式中, c 为光速。将(3)、(4)式代入(1)式,并考虑到(2)式,就得到普朗克公式

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_B T}\right) - 1} \quad (5)$$

(3)、(4)式称为爱因斯坦关系式,它给出了爱因斯坦三个系数 A 、 B_{21} 和 B_{12} 间的定量关系。特别是,当 $g_1 = g_2$ 时,有 $B_{12} = B_{21} = B$

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$$

应当注意,虽然爱因斯坦关系式是在热平衡条件下推导出来的,但它仅由物质能级跃迁特性决定,因此对于激光系统仍能适用。

二 光的相干性

光的相干性是指光场中不同空间、时间点间辐射的相关性。

在光场中,同一空间位置不同时间辐射的相关性称为时间相干性,而在同一时间,光场中不同空间点间辐射的相关性称为空间相干性。在光学和激光中,相干性是一个基本而又重要的概念,其严格的理论涉及较为复杂的数学描述。本节首先阐述时间相干性和空间相干性,然后对经典相干性理论作概要说明。

1. 时间相干性

光场的时间相干性可用迈克尔逊分振幅干涉实验说明。在图1·2·1中,由光源 S 发出光波 E 经分束镜 M 分成两束光 E_1 和 E_2 ,它们分别被固定镜 M_1 和可动镜 M_2 反射后,经不同的光程到达屏 P 会合,产生干涉。设到达 P 点的二束光波为 $E_1(r_p, t)$ 和 $E_2(r_p, t + \Delta t)$,二光束的光程差 $\Delta L = 2|M_2M - M_1M|$,或者时间差为 $\Delta t = 2|M_2M - M_1M|/c$ (c 为光速),改变 M_2M ,可以改变 ΔL 和 Δt 。能使 $E_1(r_p, t)$ 和 $E_2(r_p, t + \Delta t)$ 相干,即使屏上光波叠加范围内光强重新分布,产生可观察的干涉条纹或其总强度不等于两束光光强之和的 Δt 的最大值称为光场的时间 τ_c 。 τ_c 越大,时间相干性就越好。对严格的单频激光, $\tau_c \rightarrow \infty$,称为完全时间相干。设光源的频带宽度为 $\Delta\nu$,容易证明

$$\tau_c = \frac{1}{\Delta\nu}$$

对应的相干长度 L_c 为

$$L_c = c\tau_c$$

当 $\Delta t < \frac{1}{\Delta\nu}$ (或 $\Delta L < \frac{c}{\Delta\nu}$)时,这二束光是相干的。当 $\Delta t > \frac{1}{\Delta\nu}$ (或 $\Delta L > \frac{c}{\Delta\nu}$)时,这二束光不再相干。因此,时间相干性是一个纵的概念,是光场单色性的量度,频宽越窄,则相干长度越长,时间相干性越好。

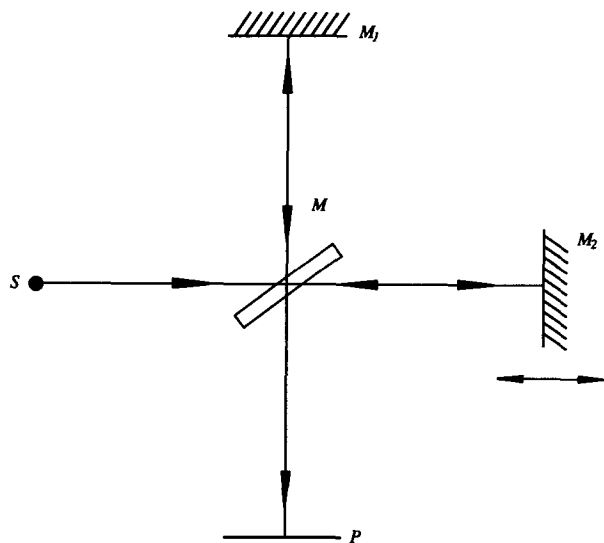


图1·2·1 迈克尔逊干涉实验

2. 空间相干性

利用图1·2·2所示的杨氏双缝干涉实验可演示光场的空间相干性。由光源 S 上二点发出的光 $E_1(r, t)$ 和 $E_2(r + \Delta r, t)$,经与光轴 Z 对称放置二狭缝 S_1 、 S_2 后,产生分波前干涉,在

屏 P 上观察到明暗交替的干涉条纹。可以证明,光源的相干面积 A_c 为

$$A_c = \left(\frac{\lambda}{\Delta\theta}\right)^2$$

式中, λ 为波长, $\Delta\theta$ 为二狭缝对光源 S 的张角。只有从面积小于 A_c 的光源 S 面上的点发出的光波 $E_1(r, t)$ 和 $E_2(r + \Delta r, t)$ 才能保证在张角 $\Delta\theta$ 内的双缝具有相干性。因此,空间相干性是一个横的概念。相干面积越大,则空间相干性越好。

相干体积 V_c 定义为

$$V_c = A_c \cdot L_c = \frac{c^3}{\nu^2 \Delta\nu (\Delta\theta)^2}$$

显然,相干体积等于六维相空间中的一个相格。因此,位于同一相格内的光子,即同态光子是相干的,位于不同相格内的光子则不相干。

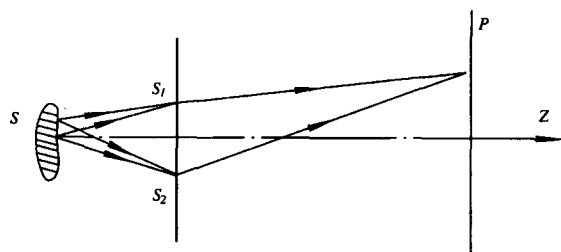


图1·2·2 杨氏双缝干涉实验

3. 部分相干光

部分相干光的经典理论是以光场的统计特性为基础的。在空间一时间域中采用互相干函数 $\Gamma(r_1, r_2, \Delta t)$ 来描述光场的相关性,其定义为

$$\Gamma(r_1, r_2, \Delta t) = \langle V(r_1, t + \Delta t) V^*(r_2, t) \rangle \quad (6)$$

式中, $V(r_1, t + \Delta t)$ 和 $V(r_2, t)$ 分别为光场在空间点 r_1 时刻 $t + \Delta t$ 和在空间点 r_2 时刻 t 的复解析信号,*表示复共轭,<>为对系综平均。设辐射场是各态历经的,对系综平均可用对时间 T 平均代替

$$\langle V(r_1, t + \Delta t) V^*(r_2, t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T V(r_1, t + \Delta t) V^*(r_2, t) dt$$

式中, T 为测量时间(或仪器响应时间)。

在(6)式中令 $r_1 = r_2 = r, \tau = 0$ 得到空间点 r 处的光强

$$I(r) = \langle V(r, t) V^*(r, t) \rangle = \Gamma(r, r, 0)$$

归一化的互相干函数称为复相干度 $\gamma(r_1, r_2, \Delta t)$,即

$$\gamma(r_1, r_2, \Delta t) = \frac{\Gamma(r_1, r_2, \Delta t)}{\sqrt{\Gamma(r_1, r_1, 0)} \sqrt{\Gamma(r_2, r_2, 0)}} = \frac{\Gamma(r_1, r_2, \Delta t)}{\sqrt{I(r_1)} \cdot \sqrt{I(r_2)}}$$

复相干度是光场相干性的量度。它的模 $|\gamma(r_1, r_2, \Delta t)|$ 确定了干涉条纹的可见度。 $0 \leq |\gamma(r_1, r_2, \Delta t)| \leq 1$,当 $|\gamma(r_1, r_2, \Delta t)| = 1$ 时,为完全相干; $|\gamma(r_1, r_2, \Delta t)| = 0$ 时,为完全非相干; $0 < |\gamma(r_1, r_2, \Delta t)| < 1$ 时为部分相干。显然,空间相干性用 $\gamma(r_1, r_2, 0)$ 描述,而时间相干性用 $\gamma(r, r, \Delta t)$ 描述, $\gamma(r, r, \Delta t)$ 称为自相干函数。

沃尔夫(Wolf)等人将部分相干光理论推广到空间-频率域。定义交叉谱密度函数 $W(r_1, r_2, \omega)$ 为互相干函数 $\Gamma(r_1, r_2,$

Δt) 的傅立叶变换

$$W(r_1, r_2, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Gamma(r_1, r_2, \Delta t) \exp(i\omega \Delta t) d\Delta t$$

式中 ω 为圆频率, $\omega = 2\pi\nu$ 。

空间点 r 处的光强 $I(r, \omega)$ 为

$$I(r, \omega) = W(r_1 = r_2 = r, \omega)$$

归一化的交叉谱密度函数称为复谱相干度 $\mu(r_1, r_2, \omega)$

$$\begin{aligned} \mu(r_1, r_2, \omega) &= \frac{W(r_1, r_2, \omega)}{\sqrt{W(r_1, r_1, \omega)} \sqrt{W(r_2, r_2, \omega)}} \\ &= \frac{W(r_1, r_2, \omega)}{\sqrt{I(r_1, \omega)} \sqrt{I(r_2, \omega)}} \end{aligned}$$

与空间—时间域类似, 有 $0 \leq |\mu(r_1, r_2, \omega)| \leq 1$ 。复谱相干度为 1 和 0 时, 分别对应于完全相干光和完全非相干光。一般地, 当 $0 < |\mu(r_1, r_2, \omega)| < 1$ 时, 光场是部分相干的。

关于上述二阶相干经典理论向高阶相干理论的推广和相干性的量子理论, 请参见有关专著。

三 激光产生的条件

本节对产生激光的有关概念进行较为直观的物理分析。

1. 光的受激辐射放大条件

在热平衡状态时, 由(2)式(为简单起见, 设 $g_1 = g_2$), 能级 E_1 、 E_2 上的粒子数分布服从

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp\left[-\frac{(E_2 - E_1)}{K_B T}\right]$$

因 $E_2 > E_1$, 故有 $n_2 < n_1$ 。当频率为 $\nu = (E_2 - E_1)/h$ 的光通过处于热平衡态的物质时, 受激吸收的光子数 $n_1 W_{12}$ 始终大于受激辐射光子数 $n_2 W_{21}$ 。因此, 只能吸收光子而不能实现光放大。

实现受激辐射光放大的条件是通过激励源对合适的工作物质进行泵浦, 将粒子从 E_1 能级抽运到 E_2 能级, 使之满足条件 $n_2 > n_1$, 称为粒子数反转(或集居数反转)。当频率为 $\nu = (E_2 - E_1)/h$ 的光通过粒子数反转无损耗工作物质时, 就能得到 $n_2 W_{21} > n_1 W_{12}$, 即光的受激辐射放大。

2. 激光振荡的阈值条件

当考虑光通过图 1·2·3 中所示有增益和吸收的介质时, 单位长度上光强的增量 $\frac{dI(z)}{dz}$ 为

$$\frac{dI(z)}{dz} = [G - \alpha] I(z)$$

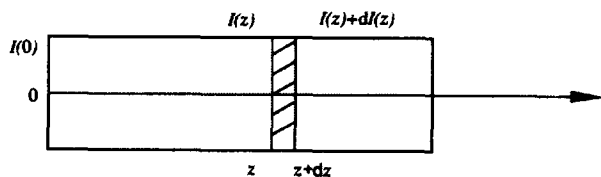


图 1·2·3 光通过增益介质放大的示意图

式中, G, α 分别为介质的增益和损耗系数。一般情况下, G 是入射光强的函数, 当入射光强足够小时, 可认为 G 与入射光强

无关, 称为小信号增益系数, 用 G^0 表示。此时, 积分上式得到

$$I(z) = I(0) \exp[(G^0 - \alpha)z]$$

此式表明, 当 $G^0 > \alpha$ 和小信号工作时, $I(z)$ 随 z 呈指数增加。激光振荡条件, 即任意小的入射光强 $I(0)$ 都能形成确定大小光强的条件为

$$G^0 \geq \alpha$$

其物理意义为: 当激活介质的增益不小于损耗时, 就能产生激光振荡。

$$G^0 = \alpha$$

(7)

称为激光振荡的阈值条件, 此时光强维持在初始值 $I(0)$ 。(7)式有多种写法, 对图 1·2·4 腔长为 L 的激光器, 设构成光学共振腔,

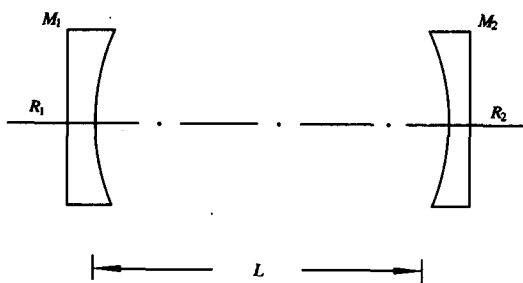


图 1·2·4 简单两镜光学共振腔

也称谐振腔的两个反射镜的反射率分别为 R_1, R_2 , (7)式成为

$$RV \exp(G^0 L) = 1$$

式中

$$R = \sqrt{R_1 R_2} \text{ (二镜平均反射率)}$$

$$V = \exp(-\alpha L) \text{ (损耗因子)}$$

亦可用阈值反转粒子数 Δn_{th} 写为

$$\Delta n_{th} = \frac{\ln RV}{L\sigma} \quad (8)$$

σ 称为介质的受激发射截面。若引入光腔内光子寿命 τ_R

$$\tau_R = -\frac{L}{c \ln RV}$$

则(8)式化为

$$\Delta n_{th} = \frac{1}{\sigma \tau_R} \quad (9)$$

(8)、(9)式为阈值粒子数反转公式, 亦称肖洛—汤斯阈值公式。它说明, 采用受激发射截面大的工作物质, 减小光腔损耗(增加腔内光子寿命)都有利于减小阈值粒子反转, 易于实现激光振荡。

四 激光的模式

光学共振腔内电磁场可能存在的本征态称为激光的模式。按照光子说的观点, 激光的模式就是可区分的光子态。不同的模对应于不同的场分布和共振频率, 模可分为纵模和横模, 激光的横模结构与光束质量有重要关系。

1. 共振条件

现分析均匀平面波在平行平面腔内的往返传输。当光波在腔镜上反射时, 入射波和反射波会发生干涉。为了能在腔内形

成稳定的振荡,要求光波因干涉得到加强。由干涉理论知道,相长干涉的条件是光波在腔内沿轴线方向传输一周(图 1·2·5 的平行平面腔中 $A \rightarrow A' \rightarrow B$)产生的相位差 $\Delta\Phi$ 为 2π 的整数倍(用 q 表示)

$$\Delta\Phi = q \cdot 2\pi$$

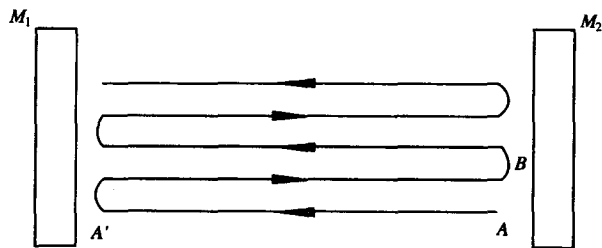


图 1·2·5 平行平面腔

由程差和相差间的著名关系式得到

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_q} \cdot 2L = q \cdot 2\pi$$

于是有

$$L = q \cdot \frac{\lambda_q}{2} \quad (10)$$

或用光波频率表示为

$$\nu_q = \frac{c}{2L}q \quad (11)$$

式中下标为对应于序数 q 的波长或频率。

由此可知,长度为 L 的平行平面腔只对频率或波长满足(11)、(10)式沿轴向传输的光波共振。(11)、(10)式称共振条件。当光波波长(频率)和腔长满足共振条件时,将在腔内形成驻波,这时腔长应为半波长的整数倍。

2. 纵模

平行平面腔中频率满足(11)式沿轴线方向形成的驻波场即为本征模式。通常把由整数 q 所表征的腔内纵向的稳定场分布称为激光的纵模(或轴模), q 称纵模序数。不同的纵模相应于不同的 q 值,对应不同的频率。

腔内两个相邻纵模频率之差 $\Delta\nu_q$ 称为纵模间隔。由(11)式得

$$\Delta\nu_q = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2L} \quad (12)$$

因光腔的尺寸远大于波长,所以纵模数 q 是一个很大的整数,为 $10^4 \sim 10^7$ 量级。例如对 $L = 100\text{cm}$ 的钕玻璃激光器, $\lambda = 1.06\mu\text{m}$, $q \approx 1.9 \times 10^6$ 。

(11)式只是腔内产生稳定振荡时纵模频率必须满足的条件,但在实际激光器中受阈值条件限制,并非所有满足(11)式的频率都能起振。下面我们对非均匀加宽和均匀加宽介质情况进行分析。非均匀加宽介质的多纵模振荡如图 1·2·6 所示。a 为按(11)式,腔内可能振荡的纵模数。为简单起见,只画出 8 个示意;b 为介质的非饱和增益曲线和腔的损耗线;c 表明有 5 个纵模频率的增益超过损耗,这些频率上的振荡光波在增益曲线上烧出 5 个分立的“孔”。每个纵模频率上光波的功率与烧“孔”的

面积成正比。 d 是实际振荡的纵模数,即 5 个。

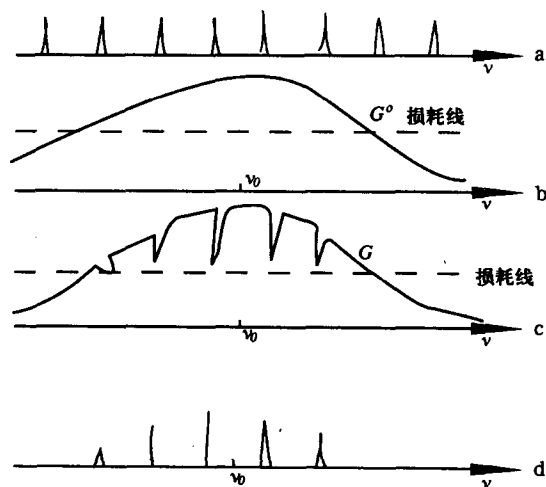


图 1·2·6 非均匀加宽介质的多纵模振荡

对均匀加宽介质,在理想情况下,将因模式竞争最后仅存一个其频率 ν_q 最靠近增益谱线中心频率 ν_0 的纵模振荡。这种情况示于图 1·2·7, a 为按(11)式可振荡的腔纵模频谱;b 为均匀加

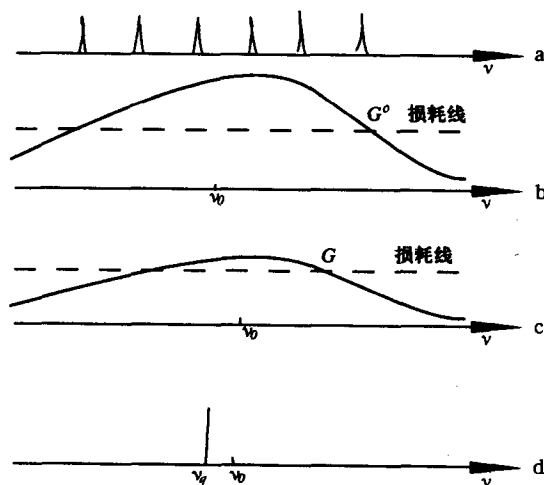


图 1·2·7 均匀加宽介质的模式竞争

宽非饱和增益曲线和腔损耗线。这时有三个频率的纵模在损耗线以上而同时起振,但随着腔内振荡的增强出现增益饱和效应,于是整个增益曲线都往下压,直到在最靠近中心频率 ν_0 的一个纵模频率 ν_q 满足阈值条件,而其它两个频率的振荡则因增益小于损耗而被抑制(见 c),最后形成 d 所示的单纵模振荡。当然,实际情况要复杂得多。例如,由于“空间烧孔”效应也可能引起均匀加宽介质的多纵模振荡。因为当纵模 ν_q 振荡时,由于波节处驻波振荡的场强为零,因此在各节点处并不出现增益饱和,增益饱和只发生在消耗反转粒子数多的驻波波腹及其附近,因此除波节外的其它空间位置,增益仍大于损耗。由于与不同 q 值纵模相对应的驻波场的波腹和波节的空间位置各不相同,满足阈值条件的各个纵模可以各自利用空间不同区域的反转粒子数

而形成多纵模振荡。

因此,无论是在均匀加宽或非均匀加宽介质的激光器中,一般都多纵模振荡。为实现单纵模振荡,应当采用专门的选纵模措施。

应当指出的是,利用平面波在平行平面腔中的往返传输来推导腔的谐振条件和建立纵模的物理图像只是一种近似。事实上,腔内一般不存在均匀平面波。平面波理论的成功之处在于不仅正确指出了腔内存在有频率不同的多纵模振荡的可能性,而且正确地求出了纵模频率间隔的公式(12)。这一公式不仅对平行平面腔,而且对其它类型的光腔,如球面腔,具有相同横向场分布的相邻纵模间隔也是成立的,是光腔理论的重要结果之一。

3. 横模

除了纵向(Z 轴方向)外,腔内电磁场在垂直于其传输方向的横截面内也存在稳定的场分布,称为横模。不同的横模对应于不同的横向稳定光场分布和频率。图1·2·8给出各种横模图形的示例。

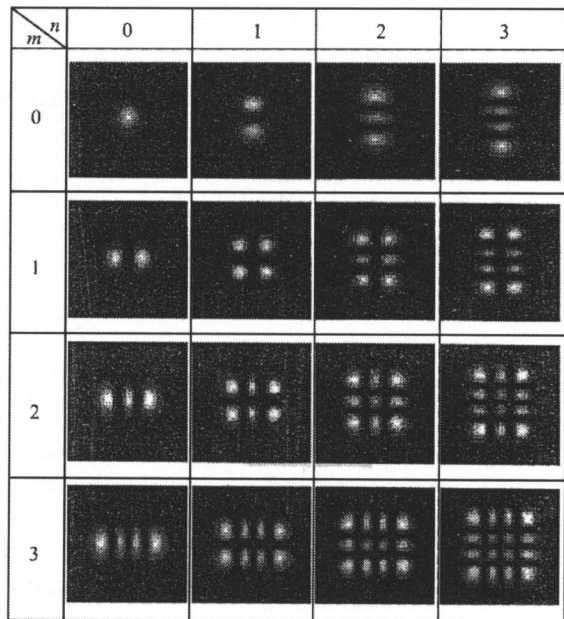


图1·2·8 轴对称(矩形域)情况下的横模图

激光的模式一般用 TEM_{mnq} 来标记,纵模序数 q 通常都不写出来, m, n (旋转对称时习惯上用 p, l)为横模序数, $m = n = 0$,即 TEM_{00} 模称为基模,其它情况为高阶横模。对轴对称情况(TEM_{mn}), m 表示 x 方向暗区数, n 表示 y 方向暗区数。旋转对称(TEM_{pl})时, p 表示径向节线数,即暗环数, l 表示角向节线数,即暗直径数。

横模的形成也与光波在腔内多次往返传输过程有关。由于光腔内增益介质或光学元件的几何尺寸是有限的,当光波在两镜间往返传输时,必然会因有限孔径的衍射产生损耗,在决定腔内激光振荡稳定横向场分布的形成时,衍射将起主要作用。现分析图1·2·9a光波在平行平面腔(横向尺寸为 $2a$)中的传输过程。设在初始时镜面 M_1 上有某一场分布 u_1 ,则光波由镜 M_1

传输到镜 M_2 上产生一个新的场分布 u_2 ,场 u_2 经第二次传输后又将在镜 M_1 上产生一个新的场分布 u_3 。每经过一次传输,光波会因衍射而损耗一部分能量。并且衍射还会引起场分布的变化。因此,经过一次往返传输之后所生成的场 u_3 不仅振幅小于

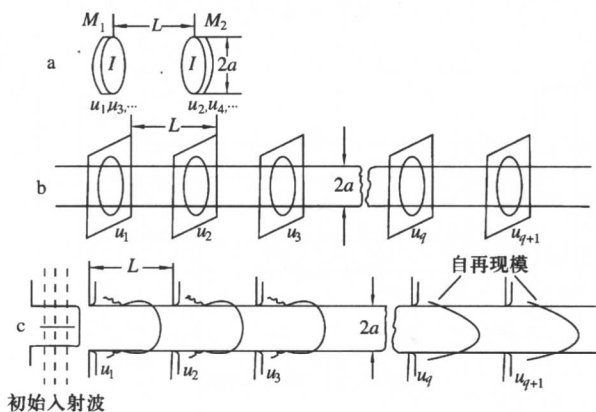


图1·2·9 平行平面腔中自再现模的形成

u_1 ,而且其分布(振幅和相位)也可能与 u_1 不同。但经过足够多次(例如 q 次)的往返传输之后,腔内可形成这样一种稳定场,它的相对分布不再受衍射的影响,即在腔内往返传输一周之后能够再现前一次的场分布。这种稳态场经过一次往返传输后,其变化仅仅是:因为实际存在的损耗,镜面上各点的场振幅按同样的比例衰减,各点相位发生同样大小的滞后。这种在腔反射镜面上经过一次往返传输后能自再现的稳定场分布,就称为横模。

为了形象地说明腔内自再现模的形成,可用光波在光阑传输线中的传输来模拟它在平行平面腔中的往返传输过程[这实际上是福克斯-厉(Fox-Li)数值迭代法的物理思想]。这种光阑传输线见图1·2·9b,它由一系列同轴光阑组成,相邻二个光阑间距离等于腔长 L ,光阑孔径尺寸等于反射镜横向尺寸 $2a$,当模拟对称腔时,所有孔径大小和形状都相同,光波从一个光阑传输到另一个光阑时就等效于在平行平面腔中从一个反射镜面传输到另一个反射镜面的过程。每通过一个光阑时,光发生衍射,见图1·2·9c。设初始时一束均匀平面波入射到传输线的第一个光阑上,由于衍射,在穿过该光阑后,场分布要发生变化,当它到达第二个光阑后,其中心的场振幅比边缘大,这样顺次通过第二个,第三个光阑……每通过一个光阑后光波的振幅和相位都要发生变化。但在通过足够多的光阑之后,镜面上光波的相对振幅和相位分布将不再改变,这种稳态自再现场分布即为激光的横模。

五 线型函数和谱线加宽

在前面分析自发辐射时,对能级 E_1, E_2 的宽度未加考虑,即认为自发辐射是单色的,能量集中在 $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ 单一频率上。但实际上能级都有一定的宽度,会造成光谱线的加宽。光谱的线型函数和谱线加宽对激光器的工作特性有很大影响。本节讨论线型函数的分类和引起谱线加宽的主要机制。