吕百达 编著

固体激光器件

GUTI JIGUANG QIJIAN

北京邮电大学出版社
·北 京·

需要全本请访问 www.ertongbook.com

内 容 提 要

本书深入系统地阐述了固体激光器的基础知识和前沿进展。主要内容包括：固体激光器的工作机理和特性，常用和新型固体激光工作物质，固体激光器的光泵浦系统和光泵浦热效应，固体激光谐振腔，可调谐固体激光器，高功率固体激光器和二极管泵浦固体激光器。全书不仅是对作者本人在这一领域长期从事科研、教学经验和成果的系统总结，而且全面反映了国内外在这一领域中的最新研究成果和发展趋势。

本书可作为高等院校光学、光学工程、物理电子学等专业高年级本科生和研究生的教材，也可供在相应领域工作的科技人员作为参考书使用。

图书在版编目（CIP）数据

固体激光器件/吕百达编著. —北京：北京邮电大学出版社，2002.1
ISBN 7-5635-0577-6

Ⅰ.激… Ⅱ.吕… Ⅲ.固体激光器件 Ⅳ.TN248.1

中国版本图书馆 CIP 数据核字（2001）第 073255 号

书　　名：固体激光器件
编　　著：吕百达
责任编辑：郑　捷
出 版 者：北京邮电大学出版社（北京市海淀区西土城路 10 号）
　　邮编：100876　电话：62282185　62283578
　　网址：http://www.buptpress.com
经　　销：各地新华书店
印　　刷：北京源海印刷厂
印　　数：3 000 册
开　　本：787 mm×1 092 mm　1/16　印张：15.75　字数：400 千字
版　　次：2002 年 1 月第 1 版　2002 年 1 月第 1 次印刷
书　　号：ISBN 7-5635-0577-6/O·31
定　　价：31.00 元

序

由美国休斯公司的T.H.Maiman博士于1960年7月研制成功的世界上第一台激光器是以红宝石为工作物质的固体激光器。此后，激光技术得到了飞速的发展，它对国民经济、国防建设、科学技术及日常生活产生了深远的影响。四十年来固体激光器在单元器件、关键技术和产品开发等方面发展迅速，在国民经济建设和国防军事上都获得了广泛应用。特别是近年来以二极管泵浦固体激光器的发展和应用为主要标志，固体激光显示出可持续发展的强劲势头。

作为全国高校光电子技术专业教学指导委员会的专家，我有机会审阅了吕百达教授编著的《固体激光器件》一书，并提出了建议。吕百达教授以其长期在科研和教学第一线的工作为基础，在本书中系统深入地阐述了固体激光器的基础知识和前沿进展。全书内容涵盖面广，物理概念清晰，理论与实验并重，组织材料由浅入深，易于阅读。其中，“固体激光器的光泵浦热效应”、“固体激光谐振腔”、“高功率固体激光器”和“二极管泵浦固体激光器”等章中都融入了吕百达教授在德国师从著名激光科学家H.Weber教授，从事固体激光器和光学谐振腔专题研究以及近年来参加国家高技术激光技术有关主题科研工作的丰硕研究成果，并反映了国内外在固体激光领域中的最新成果和发展趋势，由此形成了本书的主要特色。我认为，本书既是高校光学、光学工程、物理电子学及电子科学与技术等专业高年级本科生和研究生很好的教材，又是一本高水平的、对激光科技工作者有参考价值的学术著作，特此推荐出版。

中国科学院院士、天津大学教授

姚建铨

2001.3.19

前　言

众所周知，在各类激光器件中固体激光器是历史最久、发展最快和应用范围最广的激光器件之一。由斯普林格出版社（Springer-Verlag）出版的 W.Koechner 博士的名著——《固体激光工程》（Solid-State Laser Engineering）——自 1976 年第一版以来，至今已增修、再版五次（1976，1988，1992，1996，1999 年），充分反映了这一领域的迅速发展和知识的不断更新。

本书是以编著者自 20 世纪 80 年代初期以来在四川大学等校对光学、光电子技术专业高年级本科生和研究生讲授“激光器件与技术”和“固体激光工程”课程所用讲义为基础写成的。书中力求较为全面和系统地阐述固体激光器的基础知识和前沿进展，包括：固体激光器的机理和工作特性，常用和新型固体激光工作物质，固体激光器的光泵浦系统和光泵浦热效应，固体激光谐振腔，可调谐固体激光器，高功率固体激光器和二极管泵浦固体激光器。与“固体激光工程”相比较，本书有以下特点：（1）作为教材使用，从教学需要出发，注意了由浅入深组织材料，并考虑了我国高校相关专业课程设置的现状，写入了从“激光原理”到“固体激光器件”课程学习中需要补充的基础知识。这也是对编著者长期从事光学和激光专业课程教学经验的系统总结。（2）对 20 世纪 80 年代以来反映固体激光器主流发展方向的二极管泵浦固体激光器、高功率固体激光器和可调谐固体激光器的内容大为增加。（3）编著者本人在固体激光领域长期从事科研工作的成果和体会在全书每章中都有反映。其中，特别是第 4 章、第 5 章、第 7 章和第 8 章中反映了编著者在德国工作和 20 世纪 80 年代末期以来致力于国家高技术激光技术主题和惯性约束聚变主题一些专项科研工作的研究成果。

本书按电子工业部《1996～2000 年全国电子信息类专业教材编审出版规划》的大纲编写。天津大学姚建铨院士担任主审，并提出修改意见，谨此致谢。自 1980 年以来，本书编著者曾多次去德国工作，在从事固体激光器和光学谐振腔的专题研究中得到柏林技术大学光学研究所 H.Weber 教授和 H.J.Eichler 教授的大力支持和热情帮助。书中亦写入了这两位教授领导的研究组在固体激光领域所取得的具有代表性的研究成果。在编写过程中，还广为参考了这一领域的中外著作和论文。每章末列出了主要参考文献，供进一步学习参考之用。特

此，对 H.Weber 教授和 H.J.Eichler 教授以及这些文献的作者们（恕不在此一一列出）表示衷心的感谢！本书由江西师范大学基金资助出版。在出版过程中，得到江西师范大学邹道文教授、刘三秋教授和陶向阳教授的多方帮助，在此一并致谢！

受限于编著者的学识水平，书中谬误之处难免，恳请广大读者批评指正，不胜感谢！

吕百达

2001 年 3 月于南昌

需要全本请访问 www.ertongbook.com

目　录

序 …… 1

前言 …… 1

绪论 …… 1

参考文献 …… 4

第一章　固体激光器的机理和工作特性

§1.1　基本概念 …… 5

§1.2　固体激光振荡器 …… 14

§1.3　固体激光放大器 …… 17

§1.4　固体激光器的光束质量 …… 27

§1.5　固体激光器的效率 …… 31

§1.6　固体激光器的工作特性 …… 33

参考文献 …… 37

第二章　固体激光工作物质

§2.1　概述 …… 38

§2.2　红宝石 …… 40

§2.3　掺钕钇铝石榴石 …… 43

§2.4　钕玻璃 …… 47

§2.5　其它掺钕激光工作物质 …… 50

§2.6　掺铒激光工作物质 …… 54

§2.7　掺钴氟化镁和掺铬氟化锂锶铝 …… 55

参考文献 …… 58

第三章　固体激光器的光泵浦系统

§3.1　惰性气体放电灯 …… 59

§3.2　激光二极管 …… 68

§3.3　聚光腔 …… 77

§3.4　二极管激光泵浦耦合技术 …… 84

参考文献 …… 91

第四章 固体激光器的光泵浦热效应

§4.1 概述 …… 92
§4.2 连续工作棒状固体激光器的热效应 …… 93
§4.3 脉冲工作棒状固体激光器的热效应 …… 99
§4.4 板条固体激光器的热效应 …… 106
§4.5 补偿热效应的措施 …… 108
参考文献 …… 112

第五章 固体激光谐振腔

§5.1 热透镜腔和基模动态稳定腔 …… 114
§5.2 多棒串接腔和热致应力双折射补偿技术 …… 123
§5.3 像散补偿折叠腔 …… 133
§5.4 负支实共焦非稳腔：自滤波和自成像非稳腔 …… 135
§5.5 各类棱镜腔 …… 138
§5.6 共轴和离轴非稳腔 …… 142
§5.7 非轴对称像散腔 …… 145
§5.8 非均匀反射镜腔 …… 153
§5.9 受激布里渊散射相位共轭腔 …… 158
§5.10 可调望远镜和自适应镜动态稳定腔 …… 164
参考文献 …… 167

第六章 可调谐固体激光器

§6.1 掺钛蓝宝石激光器 …… 171
§6.2 掺铬铝酸铍激光器 …… 174
§6.3 色心激光器 …… 176
参考文献 …… 179

第七章 高功率固体激光器

§7.1 用于工业材料加工的高功率固体激光器 …… 180
§7.2 惯性约束聚变高功率固体激光驱动器 …… 192
§7.3 太瓦和拍瓦级超短脉冲高亮度源 …… 199
参考文献 …… 201

第八章 二极管泵浦固体激光器

§8.1 单频和可调谐二极管泵浦固体激光器 …… 203
§8.2 二极管泵浦调 Q、倍频和锁模固体激光器 …… 212
§8.3 中小功率二极管泵浦固体激光器 …… 219
§8.4 高功率二极管泵浦固体激光器 …… 225
§8.5 二极管泵浦固体激光器输出功率的定标 …… 236
参考文献 …… 241

绪　论

通常把以固体材料作为工作物质的激光器称为固体激光器。例如，红宝石激光器、掺钕离子（Nd^{3+}）的钇铝石榴石（Nd:YAG）激光器、掺钕离子（Nd^{3+}）的玻璃激光器和掺钛离子（Ti^{3+}）的蓝宝石（简称钛宝石）激光器等。作为20世纪重大科技成就之一的激光是以1960年世界上第一台红宝石激光器的发明为标志的。40年来，固体激光器的发展大致经历了以下几个阶段：

1. 60年代的迅速发展时期

红宝石（1960年）、钕玻璃（1961年）和Nd:YAG（1964年）激光器在这一时期相继研制成功。固体激光单元器件和振荡、放大、调Q、锁模和选模等技术和应用都获得了迅速发展。

2. 70年代的相对缓慢发展时期

70年代，气体和染料等激光器发展迅速，相比之下，固体激光器的发展显得较为缓慢。但这一时期在新的固体激光材料开发、单元技术研究和应用开拓等方面，仍取得不少有意义的成果。

3. 80年代的复苏时期

进入80年代以后，以高功率固体激光器、可调谐固体激光器和高效率固体激光器，特别是以二极管泵浦固体激光器的迅速发展为标志，固体激光器进入了被称为“复苏”的新的发展时期。

4. 90年代的持续发展时期

在90年代，固体激光器保持了持续发展的势头，并不断开拓重要应用领域。其中，以高功率固体激光器和二极管泵浦固体激光器及其应用研究的新进展尤为引人注目。被称为具有“里程碑”意义的事件之一是美国劳仑兹—利弗莫尔国家实验室于1992年研制成功的千瓦级高功率二极管泵浦Nd:YAG激光器，其体积仅有葡萄柚般大小。另一事件是1994年美国能源部宣布批准实施“国家点火设施”（National Ignition Facility，简写为NIF）计划，并在劳仑兹—利弗莫尔国家实验室建成的单束元装置（Beamlet）上全面考核了NIF将使用的关键技术和元器件性能。拟于21世纪初建成的NIF是一个集成多种当代先进固体激光技术的巨型高能量（1.8 MJ）、高功率（500 TW）、192束的闪光灯泵浦钕玻璃固体激光装置，将用于核聚变，实现点火。

迄今，已实现激光振荡的固体激光工作物质有数百种之多，激光谱线数千条。固体激光器具有输出能量大、峰值功率高、器件结构紧凑、便于光纤耦合、比CO_2气体激光器波长

短、使用寿命长和单元技术成熟等优点。其主要缺点是常规惰性气体放电灯泵浦固体激光器效率低、热效应严重，限制了输出功率的进一步提高和光束质量的改善。

固体激光器在工业激光材料加工、激光医学、激光化学、科学研究与发展以及国防军事等方面获得广泛的应用。已用于激光打孔、焊接、切割、微调、划片、打标、热处理、手术刀、医学诊断、激光雷达、全息摄影、激光存储、激光测污和环境监控、遥感、水下探测、激光光谱分析、激光测距、目标指示、制导、致眩和惯性约束聚变（Inertial Confinement Fusion，简写为 ICF）等，形成了相当广阔的世界固体激光市场。

在固体激光和相关领域未来的发展中若干值得重视的研究课题和发展方向有：

• 新的固体激光工作物质和非线性光学材料

材料是基础和先导。虽然Nd:YAG、钕玻璃和钛宝石等激光工作物质的发明在固体激光器的发展中起了重要作用，但针对实际应用的新要求，不断探索和研制出新的高效率、高功率、可调谐激光工作物质，以及高效率、高质量的非线性光学材料仍是当务之急。例如，近年来研制成功的长寿命、高储能、大尺寸的掺镱氟磷酸锶（$Yb^{3+}:Sr_5(PO_4)_3F$）是用于高功率二极管泵浦较好的激光工作物质。

• 可调谐固体激光器

以掺铬铝酸铍（$Cr^{3+}:BeAl_2O_3$）和钛宝石为代表的室温可调谐固体激光晶体的出现标志着固体激光器难于调频的概念已成为历史。而且，钛宝石激光器的可调谐范围宽达 500 nm，其综合性能远比染料激光器为优。可调谐固体激光器在高分辨激光光谱学、激光化学、激光医学和军事方面有良好的应用前景。

• 工业应用的高功率固体激光器

在激光的民用市场中，工业材料加工占有重要地位。发展高功率、高光束质量的固体激光加工机，并进一步提高其性能价格比，以增强与 CO_2 激光加工机的竞争力，仍是固体激光科技人员面临的艰巨任务。

• ICF 固体激光驱动器

自 60 年代初期一些有远见卓识的科学家提出 ICF 的概念和用激光驱动实现 ICF 和惯性聚变能（Inertial Fusion Energy，简写为 IFE）电厂的设想以来，钕玻璃固体激光驱动器技术已有了长足的进展。然而，实验室可控核聚变对驱动器提出了多种非常苛刻的要求。例如，极高的能量、功率指标，灵活的光束整形能力，多束激光的能量、功率平衡，极高的信噪比，光束匀滑化和靶面均匀辐照，以及精确的瞄准功能等等。对 IFE 电厂，还要求驱动器高效率、重复频率工作。随着研究工作向工程化的推进，人们认识到这远比最初设想的要困难得多，需要历经数代人持之以恒的艰苦奋斗，才有可能最终实现利用聚变能的长远目标。

• 二极管泵浦固体激光器

使用二极管泵浦可有效地克服常规固体激光器效率低、热效应严重的主要缺点，使得在一个结构紧凑、性能稳定的全固体化器件上同时实现高功率、高光束质量、高效率、高稳定性和长寿命工作成为可能，是固体激光器一个有生命力的发展方向，在工业材料加工、IFE 电厂驱动器、军事和其它方面都有广泛应用。在二极管泵浦固体激光中值得深入研究的课题包括：适于二极管泵浦的固体激光工作物质及其几何构型，泵浦和冷却方式，热效应和有效散热措施，高功率二极管阵列，新型光腔和放大系统等。

• 非线性光学效应

自 1961 年 Franken 将红宝石激光（波长 6 943 Å）通过石英晶体，得到 3 471 Å 的倍频光以来，采用非线性光学方法实现固体激光的频率变换，利用非线性光学相位共轭效应补偿波前畸变，以及光参量振荡和放大技术等一直是固体激光领域的热门研究课题。值得指出的是，最近利用超短、超强固体激光与惰性气体介质的相互作用产生的高次谐波已成功地进入了“水窗”波段，在活生物细胞和亚细胞结构的显微成像等方面有重要的科学研究价值和实际应用意义。

• 超短脉冲高亮度源和强场物理

近年来，采用啁啾脉冲放大（Chirped Pulse Amplification，简写为 CPA）和光参量啁啾脉冲放大（Optical Parametric CPA，简写为 OPCPA)等技术，在钛宝石和钕玻璃激光振荡—放大混合系统中已获得了超短（脉宽为皮秒和飞秒量级）、超强(功率为太瓦和拍瓦量级）激光脉冲，经光学系统聚焦后，焦点上功率密度高达 $10^{18}\sim10^{21}\ \mathrm{W\cdot cm^{-2}}$，从而打开了一个崭新的学科领域——强场物理的大门。利用超短、超强激光，可以在实验室中创造出超高功率密度、超强电场、超强磁场、超高密度辐射场、超高光压、超高电子加速度和超高温度等极端物理条件，开展相对论等离子体非线性光学、电子加速器、高次谐波产生、实验天体物理学、非线性量子电动力学以及 ICF 快点火等前沿科学的理论和实验研究工作。可以预期，在强场物理某些研究中一旦取得重大突破，将对未来科学技术的发展产生深远的影响。

历经 40 年的沧桑岁月，固体激光已走出了一条可持续发展的道路。在前进道路上，取得了若干具有里程碑意义的重要研究成果，发展前景光明。面对新世纪的机遇和挑战，固体激光科学家和工程师们任重而道远。

参考文献

1. Y.R.Shen, The Principles of Nonlinear Optics, New York, John Wiley & Sons, Inc., 1984.
2. H.Weber, Die Zukunft des Festkörperlasers, Wiss.Magazin, 1986, 9: 17.
3. 邓锡铭，范滇元. 高功率激光与“神光”装置. 国外激光，1991，5：7.
4. 吕百达. 面对21世纪机遇与挑战的高功率固体激光. 物理，1996，25 (8)：465.
5. C.P.J.Barty, T.Guo et al., Generation of 18-fs, multiterawatt pulses by regenerative pulse shaping and chirped-pulse amplification, Opt.Lett, 1996, 21 (9): 668.
6. M.D.Perry, D.Pennington et al., Petawatt laser pulses, Opt.Lett., 1999, 24 (3): 160.
7. H.J.Eichler, A.Haase, et al., Solid state lasers with phase conjugation approaching the kW-range, SPIE, 1998, 3264: 9.
8. 贺贤土. 超短脉冲超强激光与物质相互作用. 西安：第五届全国激光科学技术青年学术交流会特邀报告，1999.
9. J.Zhang, Physics of the extreme on a tabletop, 西安：第五届全国激光科学技术青年学术交流会特邀报告，1999.

需要全本请访问 www.ertongbook.com

第一章　固体激光器的机理和工作特性

本章首先讨论固体激光振荡器和固体激光放大器的工作机理和特性。对后面章节中常用的一些重要概念，如固体激光器的效率、工作特性和激光光束质量等也作了介绍。本章内容是学习全书的基础。

§1.1　基本概念

一、爱因斯坦光的吸收和发射的理论

光频辐射场和构成物质的原子、分子（本书统称粒子）系统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。按照这一理论，辐射场和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。

为简单起见，仅考虑粒子能量分别为 E_1 和 E_2 的两个能级。即使无外场作用，位于高能级 E_2 的粒子也会自发地向低能级 E_1 跃迁，同时发出一个能量为

$$h\nu = E_2 - E_1 \tag{1.1-1}$$

的光子，式中，h 为普朗克常数，$h = 6.626 \times 10^{-34}\ \mathrm{J \cdot s}$，$\nu$ 为频率。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，定义为单位时间内能级 E_2 上的粒子中发生自发跃迁的粒子数与该能级总粒子数 n_2 的比值，即

$$A = -\left(\frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{SP}} \frac{1}{n_2} \tag{1.1-2}$$

式中，$\left(\frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}t}\right)_{\mathrm{SP}}$ 为自发辐射衰变率，由积分式(1.1-2)得

$$n_2(t) = n_{20}\exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{1.1-3}$$

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。

处于能级 E_1 上的粒子，在频率为式（1.1-1）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

$$W_{12} = -\left(\frac{\mathrm{d}n_1}{\mathrm{d}t}\right)_{St}\frac{1}{n_1} = B_{12}\rho_\nu \tag{1.1-4}$$

式中，n_1 为时刻 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。受激吸收跃迁几率与自发辐射跃迁几率不同，它不仅与物质本身有关，而且还与辐射场的 ρ_ν 成正比。

处于能级 E_2 上的粒子，在频率 ν 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

$$W_{21} = -\left(\frac{\mathrm{d}n_2}{\mathrm{d}t}\right)_{St}\frac{1}{n_2} = B_{21}\rho_\nu \tag{1.1-5}$$

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。

在热平衡条件下，n_1，n_2应满足细致平衡原理

$$n_1B_{12}\rho_\nu = n_2B_{21}\rho_\nu + An_2 \tag{1.1-6}$$

粒子数按能级分布服从波尔兹曼公式

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1}\exp\left(\frac{E_1 - E_2}{k_BT}\right) \tag{1.1-7}$$

式中，g_1，g_2 分别为能级 E_1 和 E_2 的简并度，k_B 为波尔兹曼常数，$k_B = 1.380\ 62 \times 10^{-23}\ \mathrm{J\cdot K^{-1}}$，$T$ 为温度。

联立式（1.1-1）、（1.1-6）和（1.1-7），并考虑到 $T\to\infty$时，应有 $\rho_\nu\to\infty$，得

$$B_{21}g_2 = B_{12}g_1 \tag{1.1-8}$$

$$\frac{A}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \tag{1.1-9}$$

式中，c 为光速。将式（1.1-8）、（1.1-9）代入式（1.1-6），就得到普朗克公式

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\cdot\frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_BT}\right) - 1} \tag{1.1-10}$$

式（1.1-8）、（1.1-9）称为爱因斯坦关系式，它给出了爱因斯坦三个系数 A，B_{12}和 B_{21}之间的定量关系。特别是，当 $g_1 = g_2$ 时，有

$$B_{12} = B_{21} = B \tag{1.1-11}$$

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \tag{1.1-12}$$

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，因此对激光系统仍能适用。

二、激光放大和振荡条件

1 光的受激辐射放大条件

在热平衡状态时，由式（1.1-7）（为简单起见，设 $g_1=g_2$）知，因 $E_2>E_1$，故有 $n_2<n_1$。当频率 ν 为式（1.1-1）的光通过处于热平衡态的物质时，受激吸收的光子数 n_1W_{12} 始终大于受激辐射的光子数 n_2W_{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，将粒子从能级 E_1 抽运到能级 E_2，使之满足条件 $n_2>n_1$，称为粒子数反转（亦称集居数反转）。当频率 ν 为式（1.1-1）的光通过粒子数反转无损耗的工作物质时，就能得到 $n_2W_{21}>n_1W_{12}$，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 1-1 中所示有增益和吸收的介质时，单位长度上光强的增量 $\frac{\mathrm{d}I(z)}{\mathrm{d}z}$ 为

$$\frac{\mathrm{d}I(z)}{\mathrm{d}z}=(g-\alpha_0)I(z) \tag{1.1-13}$$

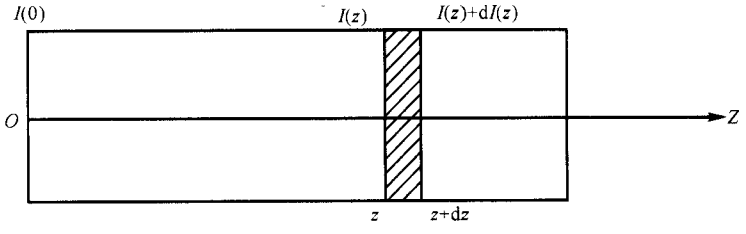


图 1-1　光通过增益介质放大的示意图

式中，g，α_0 分别称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，由积分式（1.1-13）得

$$I(z)=I(0)\exp[(g_0-\alpha_0)z] \tag{1.1-14}$$

式（1.1-14）表明，当 $g_0>\alpha_0$ 和小信号工作时，$I(z)$ 随在介质中传输距离 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

$$g_0\geqslant\alpha_0 \tag{1.1-15}$$

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。而

$$g_0=\alpha_0 \tag{1.1-16}$$

称为激光振荡的阈值条件。式（1.1-16）有多种写法。对腔长为 L 的激光器，设构成光学谐振腔的两个反射镜的反射率分别为 R_1，R_2，单程损耗因子 V 为

$$V = \exp(-\alpha_0 L) \tag{1.1-17}$$

则式（1.1-16）可写为

$$R_1 R_2 V^2 \exp(2g_0 L) = 1 \tag{1.1-18}$$

亦可用阈值反转粒子数密度 Δn_{th} 表示为

$$\Delta n_{th} = -\frac{\ln(\sqrt{R}V)}{\sigma L} \tag{1.1-19}$$

σ 称为介质的受激发射截面，$R = R_1 R_2$。

引入腔内光子寿命 τ_R

$$\tau_R = -\frac{L}{c\ln(\sqrt{R}V)} \tag{1.1-20}$$

则式（1.1-19）化为

$$\Delta n_{th} = \frac{1}{c\sigma\tau_R} \tag{1.1-21}$$

式（1.1-19）、（1.1-21）称为阈值反转粒子数密度公式。它说明，采用受激发射截面大的工作介质、减小光腔损耗（增加腔内光子寿命）都有利于减小阈值粒子数反转，易于实现激光振荡。

三、激光的模式

光学谐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 谐振条件

现在分析均匀平面波在图 1-2 所示由平面镜 M_1，M_2 构成平行平面腔中的往返传输。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，要求光波因干涉而得到加强。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 中 A→A′→B）产生的相位差 $\Delta\varphi$ 为 2π 的整数倍（用 q 表示）

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

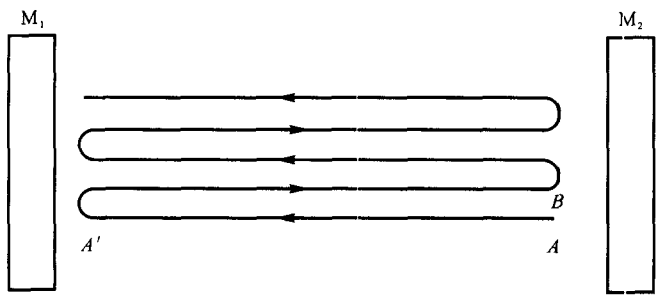


图 1-2 平行平面腔

对应光波频率 ν_q 为

$$\nu_q = \frac{c}{2L}q \tag{1.1-22}$$

式中，L 为平行平面腔腔长，下标 q 与序数对应。式（1.1-22）称谐振条件，它表明长为 L 的平行平面腔只对频率满足该式沿轴向传输的光共振。此时，腔内形成驻波，腔长等于半波长的整数倍。

2 纵 模

平行平面腔中频率满足式（1.1-22）沿轴线方向形成的驻波场即为它的本征模式。通常把由整数 q 所表征的腔内纵向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。由式（1.1-22）得

$$\Delta\nu_q = \nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2L} \tag{1.1-23}$$

因为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。

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 1-3 给出轴对称（矩形域）和旋转对称（圆形域）情况下横模图形的示例。

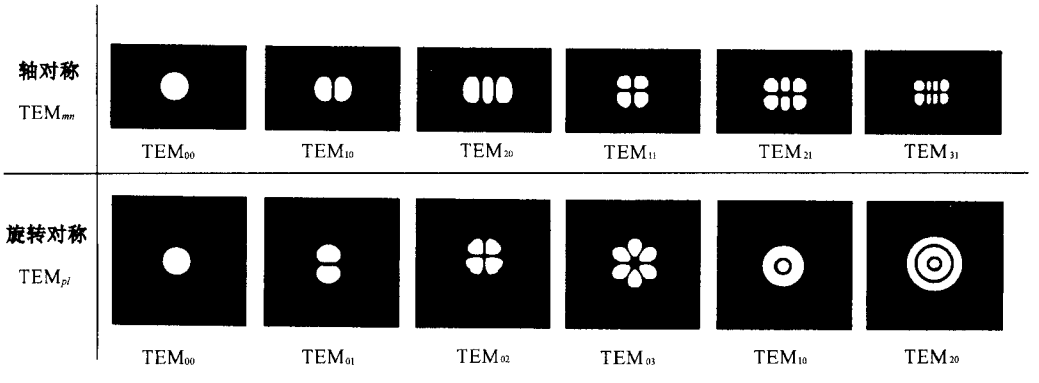


图 1-3　横模图

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。

四、线型函数和谱线加宽

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 $\nu=\frac{E_2-E_1}{h}$ 的单一频率上；但实际上能级都有一定的宽度，会造成谱线的加宽。

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。

1. 均匀加宽

(1) 自然加宽

因固有的自发辐射跃迁引起粒子在能级上的有限寿命而造成的谱线加宽称为自然加宽。由经典辐射场理论推导出自然加宽的线型函数为

$$g_N(\nu,\nu_0)=\frac{\frac{\Delta\nu_N}{2\pi}}{(\nu-\nu_0)^2+\left(\frac{\Delta\nu_N}{2}\right)^2} \tag{1.1-24}$$

式中

$$\Delta\nu_N=\frac{1}{2\pi\tau} \tag{1.1-25}$$

为自然加宽的线宽，它等于自然加宽线型函数上最大值的 1/2 点之间的宽度（半值全宽度，FWHM)。

(2) 碰撞加宽

大量粒子间的无规频繁碰撞引起消相或相位弛豫，由此造成的谱线加宽称为碰撞加宽。碰撞加宽的线型函数和碰撞线宽分别为

$$g_L(\nu,\nu_0)=\frac{\frac{\Delta\nu_L}{2\pi}}{(\nu-\nu_0)^2+\left(\frac{\Delta\nu_L}{2}\right)^2} \tag{1.1-26}$$

$$\Delta\nu_L=\frac{1}{2\pi\tau_L} \tag{1.1-27}$$

式中，τ_L 为平均碰撞时间。

由式（1.1-24）和（1.1-26）知，自然加宽和碰撞加宽都用洛仑兹（Lorentz）线型函数来表征。它们的共同特点是：每一个发光粒子对谱线内任一频率都有贡献，引起谱线加宽的物理因素对同一能级上所有粒子都是相同的。

对常见的固体激光器，如红宝石和Nd:YAG（掺钕钇铝石榴石），自然加宽和碰撞加宽引起的加宽都很小，晶格热振动是引起均匀加宽的主要因素。

2. 非均匀加宽

处于无规热运动的发光粒子，因多普勒效应，使其表观频率发生移动，造成整个粒子群的频率响应加宽，称为多普勒加宽。多普勒加宽线型函数

$$g_D(\nu,\nu_0)=\frac{2}{\Delta\nu_D}\left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}}\exp\left\{-\left[\frac{4\ln 2(\nu-\nu_0)^2}{\Delta\nu_D^2}\right]\right\} \tag{1.1-28}$$

具有高斯函数的形式，线宽为

$$\Delta\nu_D=2\nu_0\left(\frac{2K_BT}{mc^2}\ln 2\right)^{\frac{1}{2}} \tag{1.1-29}$$

式中，m 为粒子质量。多普勒加宽属于非均匀加宽，其主要特点是：每一发光粒子只对谱

需要全本请访问 www.ertongbook.com