

高等学校试用教材

激光基础

浙江大学 李士杰 主编
清华大学 姜亚南

GAO DENG XUE
XIAO JIAO CAI

机械工业出版社

目 录

第一章 概论	1
§ 1-1 引言	1
§ 1-2 光量子理论及原子、分子结构初步	4
§ 1-3 激光的形成及其特点	12
习题	16
参考文献	16
第二章 光和物质的相互作用	7
§ 2-1 引言	17
§ 2-2 原子能级间的自发辐射	18
§ 2-3 光的受激辐射和受激吸收	27
§ 2-4 光和物质相互作用的经典理论	30
§ 2-5 粒子数布居速率方程	35
§ 2-6 稳态粒子数反转及饱和效应	37
习题	41
参考文献	41
第三章 光学谐振腔	2
§ 3-1 光学谐振腔概述	42
§ 3-2 共轴球面腔的稳定性	53
§ 3-3 稳定球面镜腔中的模结构	62
§ 3-4 非稳谐振腔	71
§ 3-5 谐振腔的模畸变	76
习题	78
参考文献	80
第四章 激光振荡理论	81
§ 4-1 光在介质中的增益	81
§ 4-2 连续激光器的工作特性	87
§ 4-3 兰姆凹陷	97
§ 4-4 最佳耦合输出	99
§ 4-5 激光线宽和频率牵引	101
§ 4-6 脉冲激光器工作特性	106
§ 4-7 激光振荡半经典理论简介	109
习题	115
参考文献	117
第五章 激光器	118
§ 5-1 气体激光器	119
§ 5-2 固体激光器	128

IV

§ 5-3 有机染料液体激光器	135
§ 5-4 半导体激光器	138
习题	143
参考文献	144
第六章 激光束的特性及变换	145
§ 6-1 一阶相干性	145
§ 6-2 激光模式和相干性	151
§ 6-3 亮度	153
§ 6-4 空间变换——高斯光束通过理想光学系统的传输	154
§ 6-5 高斯光束在类透镜介质中的传播	167
习题	169
参考文献	171
第七章 激光技术	172
§ 7-1 模式选择技术	172
§ 7-2 气体激光器的稳频	176
§ 7-3 电光效应及声光效应	180
§ 7-4 激光调制	189
§ 7-5 激光束偏转技术	196
§ 7-6 Q 开关技术	200
§ 7-7 锁模技术	209
§ 7-8 光倍频技术	214
§ 7-9 激光的放大	223
习题	228
参考文献	229
附录 1 原子态的标记及辐射跃迁选择定则	230
附录 2 物理常数	232
附录 3 激光安全	232

第一章 概 论

激光是 60 年代初期兴起的一项新技术，迄今只有 20 多年的历史，但其应用已经遍及工农业生产、科学和国防等各个领域。激光的出现，标志着人类对光学的掌握和利用进入了一个崭新的阶段。它对科学技术的发展具有重要的作用，在新的技术革命中亦将对生产和社会产生极为深刻的影响。

本章除了概述激光技术发展的历史以及在国民经济及科学技术中的作用外，还将简单介绍有关的光量子理论及原子结构方面的一些基本知识。并借助物理图象来说明激光产生的物理基础及其特点，使读者对激光有一概括的了解。

§ 1-1 引 言

一、激光技术发展的历史回顾

激光的出现，从历史上看，是在电子技术和光学技术发展的推动下产生的。人们很早就知道光波和无线电在本质上都是电磁波，从利用无线电波以来，就不断地探索向高频波段发展。但是，光频电磁辐射始终未能在传统的电子技术上获得突破。人们长期来一直在探索实现光频电磁辐射的新途径、新技术。到本世纪 50 年代，由于现代物理学、特别是原子物理和量子力学以及微波技术的发展，为激光技术奠定了理论和技术基础。1954 年美国的 Townes 和苏联的 Bacon 等人利用分子受激辐射的原理研制成功了微波量子放大器。1958 年美国的 L. Schawlow 等人提出把微波受激辐射放大器(Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation 缩写为 MASER，亦译作“麦塞”)的工作原理引伸到光频波段的可能性及技术途径，称为光受激辐射放大器(Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation 缩写为 LASER，译作“莱塞”)，亦即激光器。

1960 年 5 月美国的 T. H. Maiman 制成了第一台红宝石激光器，同年 12 月 A. Javan 等又首次制成 He-Ne 激光器，第一台 CO₂ 分子激光器也在 1963 年由 K. Patel 实现运行。此后各种激活介质的新激光器相继出现，发展极为迅速。

我国的第一台激光器是 1961 年制成的红宝石激光器，其它各种激光器亦都是在国际上出现后不久即在我国实现。

二、激光在国民经济及科学技术中的作用

激光的出现，以其优异的单色性、高亮度和方向性好的特点对各个科学技术领域产生了巨大影响，使古老的光学又焕发了青春，推动了各学科的发展。激光成了现代最为活跃的前沿学科之一，并开创了一系列新的交叉学科，如激光光谱学、光信息学、非线性光学、激光化学、激光医学等。以激光本身可实现的高功率巨脉冲以及超短脉冲作为手段，又极大地推动了物理学的发展，如受控核聚变、离子体物理及超高速现象的研究等。

我国早在 1977 年就建成了一个用于激光等离子体研究的六路高功率钕玻璃激光系统，现在每路达到峰值功率约 10^{11} W，脉宽 0.1 ns，靶面功率密度达 10^{14} W/cm²。用此装置曾观察

到多路激光对空心玻璃壳微球靶的压缩,在平面靶实验中观察到 2ω 光谱的时间与空间结构特性等。在核工业中正在进行用激光分离铀同位素的研究。

在医学领域中,我国是最早把激光应用于临床的几个国家之一。现已形成了一门新的边缘学科——激光医学。激光作用于人体组织后能产生光化学效应、热效应、压强效应、电磁效应和生物刺激效应,这是激光能治病的基础;机体反作用于入射激光,使通过机体后的激光参数发生一定的改变,这是激光能诊病的根据。例如用激光荧光素法可以早期诊断肿瘤。用激光可作视网膜剥离的凝固手术。用激光手术刀可进行外科手术而不出血,还有用激光作为理疗及针灸的手段等。

此外,激光在基础医学中也有广泛的应用。例如用显微激光刀可以给染色体的单个基因或细胞核施行显微手术,从而人为地控制生物遗传;使用多普勒测速仪测定微循环的血流速度;应用激光显微光谱分析仪来分析单细胞甚至细胞核内元素的含量。用激光信息处理可进行特征图象识别,以识别疾病在细胞等细微组织结构上留下的印记。用激光衍射法可鉴别和研究活组织的某些细微结构。用激光全息术来发现组织的各种畸变。

在生物学及农学上,除了与医学有共同的应用外,尚可利用激光的照射来促进生长和培育新的品种,使之具有更优良的遗传品质。

在国民经济的各个领域内,激光技术也广泛地获得了应用,它促进各方面的生产技术向着深度和广度发展,并日益展示出它的巨大潜力。激光在我国工业上应用得最早的是激光加工。

(1) 打孔 用激光打孔机加工钟表宝石轴承又好又快,已完全取代了原来的研磨工艺。其它如金刚石拉丝模、化纤喷丝头、喷丝板、柴油喷油嘴、气体打火机的气阀杆上气眼的打孔,其打孔精度和生产效率都大大超过了原来的机械加工方法。此外还发展了成象打孔法(对异形孔特别合适)及再聚焦法可打小深孔,孔径小于 0.65mm ,深径比大于40。

(2) 焊接 激光可以把两种性状相差悬殊的金属材料焊接在一起,焊接后性能超过常规焊接工艺。又由于不需要焊料,在焊接过程中不会发生杂质污染。

(3) 切割 激光对材料的切割是用连续或准连续输出的较高功率激光来完成的。激光切割的特点是:切缝窄(可减少材料的损耗),切割边缘质量好,热变形小。尤其适于切割高硬度、高熔点、脆性的材料。不仅可以切割金属,也能切割多种非金属材料,如陶瓷、塑料、橡胶、布料、木板、纸张、胶合板、人造革、有机玻璃等。

(4) 划片 在切割硅片时,有时并不要求一下子完全切断,而只要求沿切割线打出一列小孔,然后加以折断。

(5) 微调 利用激光束在厚膜电路上进行细微刻划,使电阻值在测试系统的监控下逐步达到预定的精确值。也可用来调整陶瓷滤波器的频率和音叉钟振荡器的频率。

(6) 动平衡去重 对陀螺转子在动平衡机上采用闭环自动控制,由测量系统和控制系统共同发出指令控制激光束进行平衡去重,从而实现高精度的动平衡自动化。

(7) 用激光在工件上打标记、雕刻、修复集成电路。

(8) 激光热处理 具有能对零件进行选择性的局部硬化的特点,与普通热处理相比,硬化区硬度高,零件变形小,能源消耗少,无环境污染,有利于自动化生产。

在工业各部门中利用激光技术来进行各种各样的检测也是非常重要的,例如,

(1) 激光测距 由于激光方向性好、单色亮度高,用它作光源的测距仪具有测量速度快、精度高、体积小、测程大等优点。

(2) 激光用于长度计量 我国在 1970 年就研制成功了激光比长仪,用光波波长作基准来直接标定一米线纹标准尺。此后此技术已成为长度精密计量的重要手段而得到更为广泛的应用。此外还在测震、测力、测硬度、测地壳板块间的相对位移等方面得到了应用。在这方面我国已达到了国际水平。

(3) 激光导向与准直 由于采用 He-Ne 激光器这种价廉而又使用方便的激光器件,工作原理也较简单直观,目前它已在采矿、建筑、造船、铁道、军工、军事训练等许多方面得到了日益广泛的应用。

(4) 激光测速、测振 利用多普勒效应的激光测速技术是 1964 年后发展起来的,可用于流场及固体表面运动速度的测量,其优点是:非接触测量、精度高、空间分辨率高、测速范围大、动态响应快并可进行多维测量等。它广泛应用于空气动力学和流体力学研究中,在水利电力、建筑、机械以及科研等部门都有较广泛的应用。

(5) 激光在线检验及控制 随着科技和生产的发展,对产品生产率及质量的要求迅速提高,要求对产品质量检验的速率和精确度有大幅度的提高,利用激光—电子系统来代替一部或大部分人眼检验是一种必然的发展趋势。目前已研制成许多种激光在线检测系统和仪器,例如拉制光纤的在线激光测径控制系统、激光检纸系统等。

激光在信息技术中也正在引起划时代的变革:

(1) 激光通讯 包括大气光通讯、光纤通讯和空间光通讯三种。大气光通讯不需铺设线路、投资省、保密性好,但是易受天气影响,故应用受到限制,适于在海岛间、山头、江河两岸使用。光纤通讯最突出的优点是通信容量大,一根光纤就能传送几百万路电话或两千路电视,光纤不受潮湿和化学腐蚀的影响,不会遭到雷击和工业强电的干扰,保密性也十分良好,更能节省大量的有色金属材料。

(2) 激光信息储存 激光全息图用以储存缩微资料具有极高的存储密度和信噪比,而且存储寿命是永久的。此外已实现了激光的排字制版技术,还有激光唱盘和激光光盘录象机,比磁带录音录象技术的信息密度更高,还原的音象质量更高。目前可擦式激光光盘存储技术日趋成熟,将以更高的存储密度及存取速度进入计算机的应用。

激光在军事上的应用,除了直接用激光束作为辐射武器直接摧毁目标外,更多的是将激光用于武器装备的测控制导,例如激光测距、激光雷达、激光制导的炸弹及火箭,还有用激光陀螺作为核心的惯导系统及武器控制系统等。在军事训练中,应用激光作为射击模拟器具具有逼真、安全、经济、方便等优点而日益受到重视。

三、激光发展的前景

激光技术在各个部门和各个学科领域中的应用发展,将促使激光产品的销售总额日益增长,据国外的统计目前的年增长率达 20% 以上,将逐渐形成一门知识和技术密集的工业。

激光技术的应用也推动着激光作为一门新兴的学科向纵深发展:

(1) 波段的扩展 向紫外、X 射线或更短的波段发展,在近红外及远红外也还要开发更多的谱线。

(2) 可调谐覆盖各波段 要在可调谐激光方面做更多的工作,特别是在可见光范围内。

(3) 功率密度的提高 加大连续功率输出、和使输出脉冲更窄、峰值功率更高, 特别在提高激光的转换效率上要作更大的努力。

为此, 激光本身的发展以及各行业各部门为积极引进和发展激光技术极需大量懂得激光的技术人才。除了培养大量高质量的科技人才外, 普及激光技术的知识亦是不可忽视的。

§ 1-2 光量子理论及原子、分子结构初步

一、黑体辐射及普朗克公式

激光的受激辐射概念是爱因斯坦重新推导黑体辐射普朗克公式中提出来的, 而黑体辐射理论是描述物体处于热平衡状态时吸收和辐射能量的宏观特征及其规律的。

(一) 热辐射

由经典电磁理论可知, 所有波长的电磁辐射都是由物质所含的电荷(电子或离子)的振动而产生的。任何物质在一定的温度下都要辐射(当然也要吸收)能量, 这种现象称为热辐射或温度辐射。物体在热辐射时由于离子、电子的振动及自由电子的运动, 而辐射各种波长的电磁波, 其能量按波长的分布由辐射体的温度决定。

热辐射的一般规律在物理学中都作了讨论。这里只对空腔平衡热辐射, 即黑体辐射规律作一简要的介绍。

(二) 空腔热辐射——绝对黑体的热辐射

任何物体都有吸收电磁辐射的本领, 通常用吸收系数 $\alpha(\lambda, T)$ 来表示, 它定义为物体在温度 T 时, 有波长为 λ 的电磁辐射入射, 被物体吸收的该波长的辐射能与入射的该波长的辐射能之比。

那么什么是绝对黑体呢? 简单地说: 就是投射到该物体面上的各种波长的能量都被完全吸收, 亦即 $\alpha(\lambda, T) = 1$, 这种物体叫绝对黑体, 简称黑体。在自然界中绝对黑体是不存在的, 即使涂黑了的表面虽然对可见光吸收得比较完全, 但对红外和紫外光还会有反射, 例如煤烟虽对可见光能吸收90%以上, 但对红外线的吸收却很小。然而如图 1-1 所示的空腔辐射体却是一种比较理想的绝对黑体。它是一个内部挖有封闭空腔的物体, 在壁上开一个小孔, 当该物体加热到一定温度 T 后, 空腔内表面的热辐射在腔内来回反射形成一个稳定的辐射场。若腔内的辐射能量通过小孔向外辐射, 则可认为小孔的辐射能就是绝对黑体在温度 T 时的辐射; 同样, 当外界的各种波长的辐射射入小孔后, 就进入腔内来回反射而不再逸出腔外, 那么这个小孔面的吸收系数 $\alpha(\lambda, T) \equiv 1$, 即可认为它是一个绝对黑体。

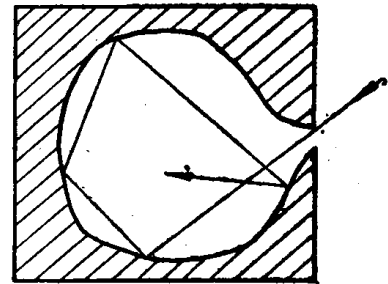


图1-1 空腔辐射体

在实际中, 高温加热炉上的观察小孔向外的辐射就接近绝对黑体的热辐射, 如果保持炉内温度 T 不变, 它就是热平衡状态的黑体热辐射。

(三) 辐射能量密度公式——普朗克公式

在热平衡时, 空腔内有完全确定的辐射场, 通常用单色辐射能量密度 ρ_ν 来描述。 ρ_ν 的定义是: 辐射场中单位体积内, 频率在 ν 附近的单位频率间隔内的辐射能量。如辐射场中在体积元 dV 中, 频率在 $\nu \rightarrow \nu + d\nu$ 之间的辐射能为 dW , 则有

$$\rho_\nu = \frac{dW}{dV d\nu} \quad (1-1)$$

单色辐射能量密度 ρ_ν 的具体表达式不能由经典理论得到, 即经典理论不能解释由实验测得的 ρ_ν 随温度 T 和频率 ν 的分布规律。到 1900 年普朗克提出了量子假设: 即物体在吸收或辐射能量过程中, 能量的变化是不连续的, 物体吸收或辐射的能量只能是某一最小能量单元 ϵ 的整倍数。 ϵ 称为量子, 它和辐射频率之间的关系是 $\epsilon = h\nu$, 其中 h 称为普朗克常数。

在此假设的基础上, 由处理大量粒子的统计理论得到单色辐射能量密度 ρ_ν 与温度 T 及频率 ν 的关系为

$$\rho_\nu = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1-2)$$

式中, h 为玻尔兹曼常数, c 为光速。上式通常称为黑体辐射的单色能量密度的普朗克公式, 它反映了在热平衡条件下, 绝对温度为 T 时, 黑体的电磁辐射在单位体积中不同频率 ν 处单位频率间隔内的能量分布规律。它是 ν 和 T 的函数, 可写成 $\rho_\nu(\nu, T)$ 。图 1-2 中画出了不同温度下 ρ_ν 对频率 ν 的曲线, 与实验所得的结果一致。由图中可看出, 在温度低于 2000 K 时, 能量密度的分布主要集中在 $\nu < 4 \times 10^{14}$ Hz 的红外区域内, 只有在更高的温度下, 能量分布才逐渐移到频率较高的可见光和紫外区域。

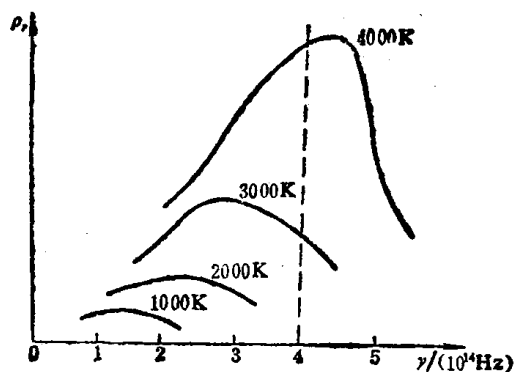


图1-2 单色能量密度的分布

在实验中常以 ρ_λ 来代替 ρ_ν , ρ_λ 表示在热平衡状态空腔中, 单位体积内波长在 λ 附近单位波长间隔内的辐射能, 即

$$\rho_\lambda = \frac{dW}{dV d\lambda} \quad (1-3)$$

由关系式 $\nu = \frac{c}{\lambda}$ 可得

$$\frac{d\nu}{d\lambda} = -\frac{c}{\lambda^2}$$

代入式 (1-2) 及 (1-3) 可得

$$\rho_\lambda = \rho_\nu \frac{d\nu}{d\lambda} = \rho_\nu \cdot \frac{c}{\lambda^2}$$

即

$$\rho_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (1-4)$$

有了单色辐射能量密度的表达式, 就可进一步求出总辐射能量密度 ρ 。显然, 总辐射能量密度 ρ 为辐射场中单位体积中包含的各种频率 (或波长) 的辐射能量之和。

$$\rho = \int_0^\infty \rho_\nu d\nu = \int_0^\infty \rho_\lambda d\lambda \quad (1-5)$$

普朗克的量子假说不仅能圆满地解释热辐射现象，而且奠定了近代物理的量子理论的基础，激光正是量子论的一项重要发展成果。

二、光子论及光的波粒二象性

人类对光的本性的认识是逐步趋于深入和完善的。到 19 世纪末还停留在光是电磁波(波动)的理论上，后来光电效应的发现使光的电磁波理论遇到了困难，促使了光子学说的产生。此时，人们才认识到光既具有波动的性质，又具有粒子性质，即所谓光的波粒二象性。

(一) 金属中的光电效应

1873 年爱尔兰的史密斯首先发现光电效应。1887 年赫芝在进行著名的验证电磁波存在的实验时，偶然发现当接收线路中两个小锌球之一受到紫外线照射时，两球之间的电火花就容易产生。现在我们知道这是由于紫外光照射到锌球上，从锌中释放出电子的缘故，这就是光电效应。后来，里纳德、哈克耳等人利用较完善的实验装置对光电效应进行了系统的研究。

入射光使金属释放出电子，单是这一实验事实，从经典的电磁理论看也是可以预料到的，因为既然光是电磁波，当然会对金属中的电子产生作用。经典电磁理论不能解释的是实验中得到的下列结果：

(1) 每种金属都有一个确定的截止频率 ν_0 ，当入射光的频率低于截止频率 ν_0 时，不论入射光多么强，照射时间多么长，都不能从金属中释放出电子。

(2) 对于频率高于截止频率的入射光，从金属中释放出的电子的最大动能与入射光的强度无关，却与光的频率有关。频率越高，释放出的电子的最大动能就越大。

(3) 对于高于截止频率的入射光，即使入射光非常微弱，一旦照射后也能立即释放出电子，滞后时间不超过 10^{-8} s。

我们知道欲使金属内的自由电子脱离金属表面，需要供给电子一定的能量。刚好使电子脱离金属表面所需要的能量叫逸出功。如果外界供给电子的能量大于逸出功，多余的能量就转变为逸出电子的动能。经典电磁理论把光看作连续分布的电磁波，金属内的电子在电磁波交变电场的作用下发生受迫振动，其振幅与光波本身的振幅成正比。按此看法应得如下结论：不管入射光的频率如何，只要入射光足够强，即可使金属中的电子获得足够的能量，从而克服金属表面的束缚而逸出，入射光越强，逸出的电子的动能就越大，没有截止频率的问题；如果入射光非常微弱，电子不能一下子获得足够的能量逸出金属表面，必须有一段积累能量的时间，入射光越弱，从光照开始到放出电子的时间就越长。这些结论与实验结果完全相悖。

(二) 光子学说

1905 年德国物理学家爱因斯坦在新的实验事实面前、在普朗克量子假说的基础上提出了光子学说。他认为光的能量不是连续的，光是由一粒粒运动着的光子组成的。每个光子具有确定的能量，它只能作为一个整体被吸收或产生。每个光子的能量 E 与光的频率成正比

$$E = h\nu \quad (1-6)$$

式中， h 是普朗克常数 $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ 。

按照光子学说就很容易解释光电效应的实验事实。当穿透金属表面的光子被自由电子所捕获，光子的能量 $h\nu$ 被电子吸收，一部分转变成光电子的动能，还有一部分消耗在离开金属表面时所需的逸出功 W_0 ，因此离开金属表面的电子动能为

$$E_k = h\nu - W_0$$

再令 $W_0 = h\nu_0$, 那么这些电子在离开金属表面时具有的最大动能为

$$E_{\max} = h(\nu - \nu_0) \quad (1-7)$$

这个方程称为爱因斯坦光电效应方程。它清楚地说明了光电子的最大动能与光的频率有关, 而与光的强度无关。因为光强的增加只增加光子流的密度, 因而增加的是光电流, 但并不是增加每个光子的能量。但是, 当光的频率增高时, 每个光子的能量就增加了, 因而释放出来的电子的最大动能也增大了。

当 $\nu = \nu_0$ 时, $E_{\max} = 0$, 这时捕获的光子能量刚好使电子克服金属表面的束缚逸出。如 $\nu < \nu_0$ 就不能产生光电效应, 解释了截止频率的存在。另外, 不管入射光多么微弱, 每个光子的能量是不变的, 凡是能捕获到光子的电子就能立刻离开金属表面, 不需要一个积累能量的过程。

爱因斯坦的光量子学说的建立, 不仅很好地解释了光电效应, 而且也能说明若干其它用波动说无法解释的现象, 如他在1912年与德拜应用光子模型计算了固体比热容, 得出与实验一致的结果。后来的一些涉及到X射线、 γ 射线与物质相互作用的实验现象, 也由此得到了解释。从而确立了光的粒子性, 奠定了近代物理的基础。

(三) 光子的动量

光子总是以光的速度 c 运动。按照相对论的质量能量关系式, 光子也有一定的质量

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2}$$

因此光子具有一定的动量

$$p = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (1-8)$$

(四) 波粒二象性

光既表现出明显的波动性, 又表现出勿容置疑的粒子性, 这就是光的波粒二象性。

为了理解波动性与粒子性之间的联系, 可用照相底片记录光的衍射现象来讨论。根据经典的电磁理论可以准确地预言底片上的强度分布 $I(x, y)$ 与底片上的衍射图样完全一致, 这充分显示了光的波动性。如果入射光极其微弱, 光子几乎是一个一个地入射的, 由于光与底片的相互作用是以光子为单元进行的, 当最初的几个光子打到底片上时, 底片上就出现若干点子, 而不是经典理论所预言的那种衍射图样, 这显示了光的粒子性。就个别光子而言, 我们无法确定它究竟打到什么位置上, 但是, 如果连续观察大量的光子, 就会发现在 $I(x, y)$ 大的位置上, 光子出现的几率大, 而 $I(x, y)$ 小的位置上光子出现的几率小。就大量光子统计平均的分布而言, 与经典电磁理论所预言的光强分布是一致的。因此我们可以把归一化的 $I(x, y)$ 看作在该位置找到光子的几率密度。这样, 光的粒子性在这种统计平均的过程中被淹没, 仅用经典的电磁理论就可以正确地描述光学现象。其实, 波动性与粒子性是光的内在本性在不同方面的表现, 二者既对立又统一。

这种波粒二象性, 用表示光子的能量和动量的两个方程式 (1-6) 及 (1-8) 表现得特别明显。

$$\begin{cases} E = h\nu \\ p = \frac{h}{\lambda} \end{cases}$$

等式的左边表示了光的微粒性质,即光子具有粒子性的能量和动量;等式的右边则表示光的波动性质,即光亦具有电磁波的频率和波长,这两种性质通过普朗克常数 h 定量地联系起来,表明了二者之间的内在联系。

三、原子、分子的结构及能级

研究光的辐射源以及光与物质的相互作用,必须了解物质的结构及能级。现将原子物理学及量子力学中有关的基本概念作一简介。

(一) 玻尔的原子理论

我们知道物质是由原子、分子或离子组成的,而元素的基本构成是原子。1911年卢瑟福提出了电子绕核运动的原子模型,但它无法解释稳定的原子结构和线状光谱现象。1913年玻尔把量子概念应用于原子系统,在卢瑟福的原子模型的基础上提出了关于原子结构的假设,很好地解释了氢原子光谱的实验事实,奠定了原子结构及能级的理论基础。但它还不能解释较复杂一些的原子,直到1925年量子力学建立之后,对原子结构才有了较完善的认识。

玻尔理论的基本假设是:

(1) 电子在原子内并非沿着任意的轨道运动,而是沿着具有一定半径 r 或一定能量 E 的轨道绕转。在一定轨道上运动的电子被称为处在一定的“稳定状态”(即不随时间而改变的状态,简称定态)。电子处在定态的原子并不辐射能量。原子内电子可以有許多定态,其中能量最低的叫基态,其余的叫激发态。

(2) 原子内电子可由某一定态跃迁到另一定态,在此过程中放出或吸收辐射能,其频率 ν 由下式决定

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (1-9)$$

式中, $E_2 > E_1$ 。若 E_1 为始态的能量,则放出辐射能;若 E_2 为终态的能量,则吸收辐射能。

(3) 对于原子内电子的各种可能存在的定态有一限制,即电子的轨道运动的角动量 p_ϕ 必须等于 $\frac{h}{2\pi}$ 的整倍数,或者说 $p_\phi \cdot 2\pi$ (p_ϕ 与角移一周的乘积)必须为 h 的整倍数。

$$p_\phi = \frac{n h}{2\pi}, \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (1-10)$$

上式就是玻尔的量子化条件, n 叫做量子数,不同的量子数代表了不同的能级。

根据玻尔的原子量子理论,索末菲在1915年以后发展了玻尔理论,提出电子在原子核周围的运动状态,可用四个量子数来描写。

1. 主量子数和角量子数 电子绕原子核而旋转,不但可以遵循圆形轨道,也可遵循椭圆形轨道。原子核处于椭圆的一个焦点上,所以电子与原子核之间的距离亦随时间而变化。

这样,电子除了有角速度 $\frac{d\phi}{dt}$ 及角动量 p_ϕ 外,还有径向速度 $\frac{dr}{dt}$ 及径向动量 p_r 。并假设了一个更为普遍的量子化条件:

$$\oint p_i dq_i = n_i h, \quad n_i = 1, 2, 3 \dots \quad (1-11)$$

式中, q_i 叫做广义坐标, p_i 叫做对应于 q_i 的广义动量。

对应于电子沿圆形轨道转动的角动量 p_ϕ , 可得如式 (1-10) 的玻尔的角动量量子化条件。对应于电子的椭圆形轨道运动, 按照式 (1-11) 可得到角动量和径向动量两个量子化条件:

$$\oint p_\phi d\phi = lh, \quad l = 1, 2, 3 \dots \quad (1-12)$$

$$\oint p_r dr = n_r h, \quad n_r = 0, 1, 2 \dots \quad (1-13)$$

上两式中 l 、 n_r 分别叫做角量子数和径量子数, 它们的总和 $l + n_r = n$ 叫做主量子数。

根据数学推导, 可得椭圆形轨道的长半轴 a 与短半轴 b 之比等于主量子数与角量子数之比,

$$\frac{a}{b} = \frac{n_r + l}{l} = \frac{n}{l} \quad (1-14)$$

由此可知电子的椭圆轨道也不是任意的, 其长短轴之比必须符合上述量子化条件, 而且一定是 $l \leq n$ 。就是说主量子数 n 相同的轨道, 其长轴相等而短轴可以不同, 短轴的半径随 l 值的增大而增大, 当 $n = l$ 时, 则 $a = b$, 就是圆形轨道了。

2. 方向量子化和磁量子数 1896年塞曼在实验中观察到有些谱线在强磁场中可分裂为 n 条。表明具有一定量子数 n 和 l 值的电子在磁场中能呈现出有几种微小差别的能级, 需用另一量子数来描述。椭圆形轨道理论是假定各种轨道都处在同一平面上的, 并引出了两个量子数。根据塞曼的实验, 可以认为电子的轨道可在空间沿不同的方向运动。在空间轨道上电子有三个动量, 按量子论, 它们的数值都应是量子化的, 均应符合式 (1-11) 的条件。因此除了有椭圆轨道的两个量子数 l 和 n_r (或 l 和 n) 外, 还有一个和轨道平面与磁场方向间的角度有关的量子数 m , 如下式所示

$$p_z = p_\phi \cos \theta = \frac{mh}{2\pi} \quad (1-15)$$

式中, θ 为轨道平面 (平面法线沿角动量 p_ϕ 方向) 与磁场方向 (沿 z 方向) 间的夹角, p_z 是 p_ϕ 在 z 轴方向上的分量。

由式 (1-12) 及 (1-15) 可得 $\cos \theta = \frac{p_z}{p_\phi} = \frac{m}{l}$ 的关系, 显然有 $|m| \leq l$, $m = 0, \pm 1,$

$\pm 2 \dots$ 。决定空间轨道方向的量子数 m 叫做磁量子数。

3. 光谱线的精细结构和自旋量子数 随着摄谱技术的发展, 进一步观察到每条谱线都是由两条紧邻的单线组成的复线。为了解释这种现象, 1925年乌仑贝克和高斯米特认为原子中的电子除绕核转动外, 电子本身亦有着自旋运动。原子的磁矩不仅由电子绕核的轨道运动而产生, 还由电子本身的自旋运动而产生。

与磁量子数 m 决定角动量 p_ϕ 沿磁场方向的分量相应, 自旋量子数 m_s 决定自旋角动量 $p_{s,z}$ 沿磁场方向的分量 $p_{s,z}$, 其量子化条件为

$$p_{s,z} = \frac{m_s h}{2\pi} \quad (1-16)$$

根据实验已知 $p_{s,z} = \pm \frac{h}{4\pi}$ 。所以电子自旋量子数只有二个, 即 $m_s = \pm \frac{1}{2}$ 。

总之，我们可以用一组量子数 $\ominus$ 来描写一个电子的运动状态，亦即描写原子的能级。

(二) 原子的能级及简并度

只有一个电子的原子，其状态可用该电子的状态来表示，即用其一组量子数 (n, l, m, m_s) 来表征原子的量子态，也就是具有一定能量的状态，叫做原子的能级。两个量子态，当 n 不同时，其能量差别最大，按玻尔理论，因为电子是处在不同的壳层里。当 n 相同而 l 不同时，能量差别要小得多，只是轨道的形状有所不同而已。当 n, l 相同而 m, m_s 不同时，往往具有相同的能量，只有在外磁场存在时，才显示出不同的能量。所以在能级图中，每个能级可以对应于若干个量子态，这种能级叫做简并的，它所对应的量子态数目叫做该能级的简并度，用字母 g 表示。

在具有多个电子的原子中，原子的状态由多个电子的状态决定。每个电子对应一组量子数，而且根据量子力学中的泡利不相容原理，在一个原子中不可能有两个电子具有相同的量子态。这样，如果两个电子的主量子数 n 都等于1，它们的角量子数 l 和磁量子数 m 都只能取0，那么它们的自旋量子数必然相反，一个电子的 $m_s = \frac{1}{2}$ ，另一个电子的 $m_s = -\frac{1}{2}$ 。此外在这个原子中不可能再有主量子数 $n = 1$ 的电子了。因此， $n = 1$ 的电子不可能超过两个。根据同样道理，一个原子中主量子数 $n = 2$ 的电子不可能超过8个。 $n = 3$ 的电子不可能超过18个。一般情况下， $n = N$ 的电子不能超过 $2N^2$ 个。

由于历史原因，角量子数 l 的值0、1、2、3等通常是用小写字母 s, p, d, f 等来代表的。把主量子数放在上述字母之前来表示电子的量子态，例如 $3p$ 表示 $n = 3, l = 1$ ； $2s$ 表示 $n = 2, l = 0$ 。

例如氢原子只有一个电子，所以该电子状态就可代表原子的状态，用大写字母表示的就是原子状态。因此氢原子的 $1S$ 态（即 $n = 1, l = 0, m = 0$ ）有两个不同的自旋状态 $(m_s = \pm \frac{1}{2})$ ，它们具有相同的能级 E_1 ，所以氢 $1S$ 态的简并度 $g_1 = 2$ 。又如氢原子的 $2P$ 态 $(n = 2, l = 1, m = 0, \pm 1, m_s = \pm \frac{1}{2})$ 共有6个不同的电子态，它们具有另一相同的能量 E_2 ，所以氢 $2P$ 态的简并度 $g_2 = 6$ 。

在原子的能级图中，各能级都是用原子态的标记来表示的，对于多电子原子的标记详见附录1。

(三) 分子的结构和能级

分子是由原子相互间的结合力而构成。原子间有不同类型的结合力，称为化学键，现在知道的有离子键、共价键、金属键等。分子的光谱比原子光谱要复杂得多，这是因为它内部运动状态复杂的缘故。分子内部的运动状态（亦即能级）近似地可分三部分来描述：

注 $\ominus$ 由量子力学理论得到的解，同样为四个量子数，结果为：

$$\left. \begin{aligned} n &= 1, 2, 3, \dots \\ l &= 0, 1, 2, \dots, (n-1) \\ m &= 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l \\ m_s &= \pm \frac{1}{2} \end{aligned} \right\}$$

这里的 l 与玻尔理论中的角量子数 l 的值相差1，因为两者的定义有所不同。实际描述能级时都采用量子力学中的定义和结果。

1. 分子的电子运动状态和电子能级 在分子中有两个或两个以上的原子核, 电子就在这样的电场中运动。分子中的电子运动如同原子中的电子运动, 也形成不同的状态, 每一种状态具有一定的能量。分子的电子态能级之差同原子的能级之差相仿, 产生的光谱一般在可见和紫外区域。

2. 构成分子的诸原子之间的振动和振动能级 这也就是原子核连同周围的电子一起的振动, 双原子分子是沿着轴线振动的, 多原子分子的振动就比较复杂, 是多种振动方式的叠加。振动的能量也是量子化的。振动能级的间隔比电子能级的间隔要小。如果只有振动能级的跃迁, 所产生的光谱是在近红外区, 波长是几个微米的数量级。

3. 分子的转动和转动能级 这是分子的整体转动。对双原子分子要考虑的转动是转动轴通过分子质量中心并垂直于分子轴(原子核间的连线)的转动。对多原子分子来说, 其转动就更复杂了。转动能量也是量子化的, 但比前两种能量要小得多, 转动能级的间隔只相当于波长是毫米或厘米的数量级。

四、玻尔兹曼热平衡分布

前面讨论的是单个原子或分子的能级情况。实际上存在的都是大量原子(离子)或分子的系统, 在一定的温度下, 由于原子或分子的热运动, 原子或分子之间相互碰撞, 或者与器壁的碰撞, 不可能所有的粒子都处于最低能量状态——基态。根据统计理论, 可以导出大量粒子所组成的系统在热平衡状态下, 其粒子数按能级的分布是服从玻尔兹曼定律:

$$N_i \propto g_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (1-17)$$

式中, N_i 为处在能级 E_i 上的粒子数, g_i 为能级 E_i 的简并度, k 为玻尔兹曼常数 ($k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$), T 为热平衡时的绝对温度。由式(1-17)可知, 处在基态的粒子数最多, 处于越高的激发态能级的粒子数越少, 如图 1-3 所示。

显然, 分别处于 E_n 和 E_m 能级上的粒子数 N_n 和 N_m 必然满足如下关系式:

$$\frac{N_n/g_n}{N_m/g_m} = e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}} \quad (1-18)$$

可见只要 $T > 0$, $E_n > E_m$, 总有 $\frac{N_n}{g_n} < \frac{N_m}{g_m}$, 即处于高能级的粒子数总是小于处于低能级的粒子数, 这是热平衡情况下的一般规律。在激光器中有激励源时会

出现相反的情况, 即 $\frac{N_n}{g_n} > \frac{N_m}{g_m}$, 这叫做粒子数反转, 此时处在高能级的粒子数大于低能级的粒子数, 这是在非热平衡情况下得到的结果。

五、光的自发辐射、受激辐射和吸收

我们已知原子(离子或分子)辐射光和吸收光的过程是和原子在能级之间的跃迁联系在一起的。光与物质的相互作用有三种不同的基本过程, 即自发辐射、受激辐射及受激吸收(简称吸收)。对于一个包含大量原子的系统, 这三种过程总是同时存在而不可分开的。在不同的情况下, 只是各种过程所占的比例不同而已。如在普通光源中, 自发辐射是主要的,

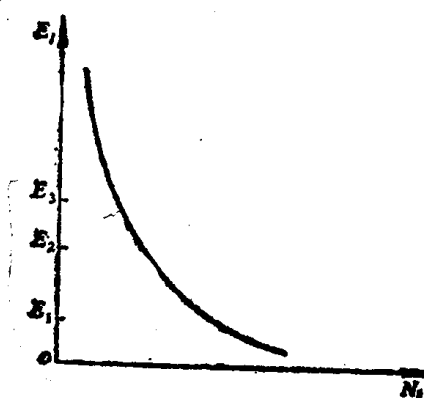


图1-3 玻尔兹曼粒子数分布图

而在激光器工作过程中, 受激辐射起主要作用。

为了讨论简单起见, 我们从大量同类原子组成的系统中, 只取出原子的两个能级 E_2 和 E_1 ($E_2 > E_1$) 来讨论, 它们必须满足辐射跃迁选择定则 (见附录 1)。下面分别介绍这三种过程。

(一) 光的自发辐射

处在高能级 E_2 的原子是不稳定的, 即使没有任何外界的作用, 也将自发地跃迁到低能级 E_1 , 并且发射一个频率为 ν 、能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子。对于大量的处于高能级的原子来说, 它们是各自独立随机地发射一个个能量相同但彼此无关的光子, 这相当于它们各自独立地自发地发射一列列频率相同的光波。各列光波之间没有固定的相位关系, 偏振方向与传播方向也是杂乱的。这种发射称为自发辐射。

(二) 光的受激辐射

处在高能级 E_2 上的原子, 由于受到能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的外来光子的激励而跃迁到低能级 E_1 , 并发射一个与外来光子一模一样的光子, 这个过程称为受激辐射。受激辐射的光与入射光具有相同的频率、位相、偏振方向与传播方向, 即二者具有完全相同的模式, 因而是相干的。

(三) 光的受激吸收

如上节所述, 当处在低能级 E_1 的原子受到能量为 $h\nu = E_2 - E_1$ 的光子作用时, 吸收这种光子而跃迁到高能级 E_2 的过程, 称为受激吸收, 或简称为吸收。

§ 1-3 激光的形成及其特点

根据以上分析可见, 要使受激辐射起主要作用从而产生激光, 必需要有提供放大作用的增益介质和造成粒子数反转条件的激励源, 另外通常还要有一个光学谐振腔, 像电子线路中的正反馈那样, 使光在放大器中反复放大而形成振荡。

一、粒子数反转分布和泵浦过程

前面已经指出, 当光通过介质时, 若入射光的频率与原子系统的两个能级共振, 必然同时存在受激辐射和吸收两种过程。要使介质对光产生放大作用, 必须使受激辐射超过受激吸收, 而两者的几率在同样的光场下分别与上能级粒子数密度 N_2 和下能级粒子数密度 N_1 成正比。因而必须使粒子数分布达到反转状态:

$$N_2 > \frac{g_2}{g_1} N_1 \quad (1-19)$$

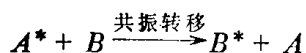
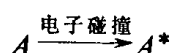
式中 g_2 、 g_1 分别是上、下能级的简并度, 或称统计权重。因此式 (1-19) 是介质能对光产生放大作用的条件, 也是产生激光的前提。

在热平衡状态下, 介质中粒子在各能级上是按玻尔兹曼定律分布的。高能级上的粒子数总比低能级上的少, 而且在室温下绝大多数粒子都处在基态。把粒子从基态激发到高能级以使在某两个能级之间实现粒子数反转的过程称为泵浦。泵浦的方法可以是各种各样的, 常用的列举如下:

1. 光泵浦 用外来光照射介质, 使处在基态 E_0 的粒子吸收外来光子而跃迁到高能级 E_2 , 结果在 E_2 与 E_1 两能级之间实现粒子数反转, 如图 1-4 a 所示。对光泵浦的主要要求是

入射光谱与增益介质的吸收带相匹配,这是固体激光器常用的泵浦方法。

2. 电泵浦 利用气体介质的放电来实现泵浦过程。可以分为两种不同的过程:其一为电子碰撞,气体介质在适当的气压与电流下放电,产生的高速电子通过气体介质时碰撞气体粒子,把它激发到高能级以实现粒子数反转,如图 1-4 b 所示。另一为共振转移,这种过程是在两种激发能相同或相近的原子 A 和 B 以适当比例混合的情况下,通过气体放电先把 A 原子激励到激发态,如果这个激发态是不能通过自发辐射跃迁回基态的亚稳态,但可以与处在基态的 B 原子碰撞,将激发能转移给 B ,使之激励到激发态 E_2 ,从而在 B 原子的两个能级 E_2 及 E_1 之间实现粒子数反转,见图 1-4 c。上述过程可以用式子表示为



式中,星号“*”表示激发态。电泵浦主要用于气体激光器。

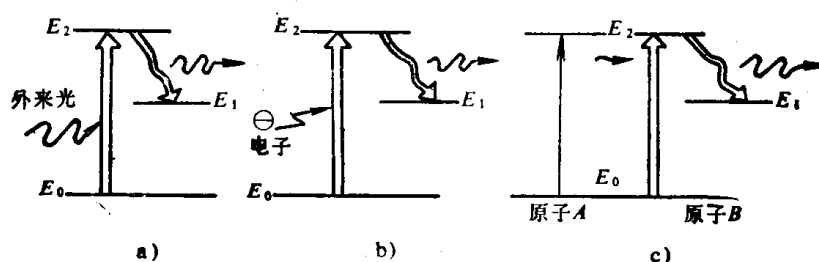
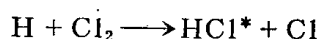
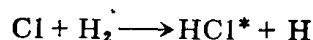
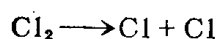


图1-4 增益介质的泵浦过程

a) 光泵浦 b) 电子碰撞 c) 共振转移

3. 化学反应 这是通过化学反应释放出能量来实现粒子数反转的。它不需要外界的能量,而由激光器工作物质本身提供能源。例如用光照射氯气与氢气的混合物就会发生如下的反应



Cl 原子又可以和 H_2 反应,这样循环下去,形成了链式反应,使得处在激发态的 HCl 分子越来越多,实现了粒子数反转。这样制成的激光器叫做化学激光器。

还有其它的泵浦方法,就不一一叙述了。

二、光的受激放大和激光的形成

由上节可知,介质通过激励源的泵浦造成粒子数反转分布,则光在此介质中,受激辐射超过受激吸收及自发辐射,介质对光具有放大作用,这样的介质称为增益介质。

(一) 光在增益介质中的放大

在增益介质中,用 $\Delta N > 0$ 表示粒子数反转,即 $\Delta N = \left(N_2 - \frac{g_2}{g_1} N_1 \right) > 0$ 。令光在入射增益介质处 $z = 0$ 时的光强为 I_0 ,则在增益介质内光强的增量正比于 dz 及 $I(z)$,即 $dI(z) \propto I(z) dz$,或写成 $dI(z) = GI(z) dz$,式中 G 称为介质的增益系数,即 $G = \frac{dI}{I dz}$ 。

第四章中将证明 $G \propto \Delta N$ 。

光通过一定长度 dz 的增益介质后, 光强的相对增长率可写为 $\frac{dI(z)}{I(z)} = Gdz$, 假定 G 与 z 无关, 积分可得

$$I(z) = I_0 e^{Gz} \quad (1-20)$$

由此可见光通过增益介质是以指数规律增强的。一般情况下, 增益系数及增益介质的长度都是有限的, 所以虽有放大仍不能形成激光。

(二) 光在谐振腔中往返形成激光

要形成激光, 通常还必须在增益介质的两端放置由反射镜构成的谐振腔。光在腔内增益介质中往返传播, 每经过一次得到一次放大, 因此谐振腔的存在犹如大大增长了增益介质, 使先得到极度放大, 从而最后形成很亮的激光输出。

另外, 谐振腔对光的模式有选择作用, 即对光的频率、位相、偏振及传播方向有严格的选择, 所以产生的激光除了高亮度外, 还具有单色性、相干性及方向性均好的特点。

三、激光器的基本结构

一般的激光器必须具备三个基本部分: 工作介质、谐振腔和激励能源。

图 1-5 是一种红宝石激光器的基本结构示意图。它的工作介质是一根淡红色的红宝石晶体棒, 晶体的基质是 Al_2O_3 , 掺入重量百分比约 0.05% 的 Cr^{3+} 。晶体棒的几何轴线与晶体光轴一般成 60° 、 72° 或 90° , 棒的两个端面严格平行且与棒轴垂直, 并经高质量的抛光。利用 Cr^{3+} 的能级跃迁产生激光。在工作物质的两端放置一平一凹的两块反射镜构成谐振腔, 其一为全反射镜, 另一为部分反射镜, 激光就从后者 (亦称输出镜) 输出。铬离子是用脉冲氙灯泵浦到上能级的, 因此脉冲氙灯及其电源以及聚光腔就构成红宝石激光器的激励能源。工作时, 先在电容器上充电, 再由触发器给灯管加上一个几万伏的高压脉冲, 在灯管内形成火花放电, 灯管导通将电容器组中的电能释放, 因而氙灯就发出很强的闪光。脉冲氙灯和红宝石晶体棒分别位于椭圆柱面聚光腔的两条焦线上, 使氙灯发出的光完全会聚到红宝石晶体棒上, 聚光腔的内表面一般镀有金属高反射膜。

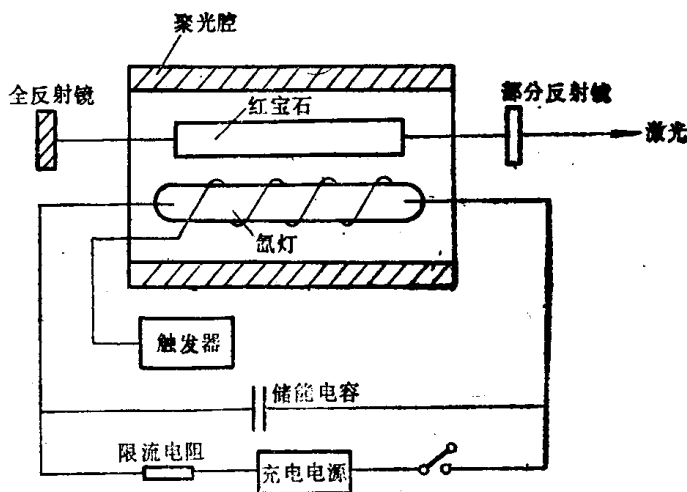


图1-5 红宝石激光器示意图

四、激光束的基本物理特性

(一) 激光的方向性

除了半导体激光器以外, 一般激光器输出的激光束发散角 2θ 的数量级为 10^{-3}rad 。以半顶角为 θ 的圆锥立体角为 $\Omega = \pi\theta^2$, 当 $\theta = 10^{-3} \text{rad}$ 时, $\Omega = \pi \times 10^{-6} \text{Sr}$ 。这就是说, 一般的激光器只向着数量级约为 10^{-6}Sr 的立体角范围内发射激光光束, 这与普通光源朝着空间 4π 立体角发光的情况完全不同。由此可见激光的方向性要比普通光源发出的光要好得多。