

激光医学

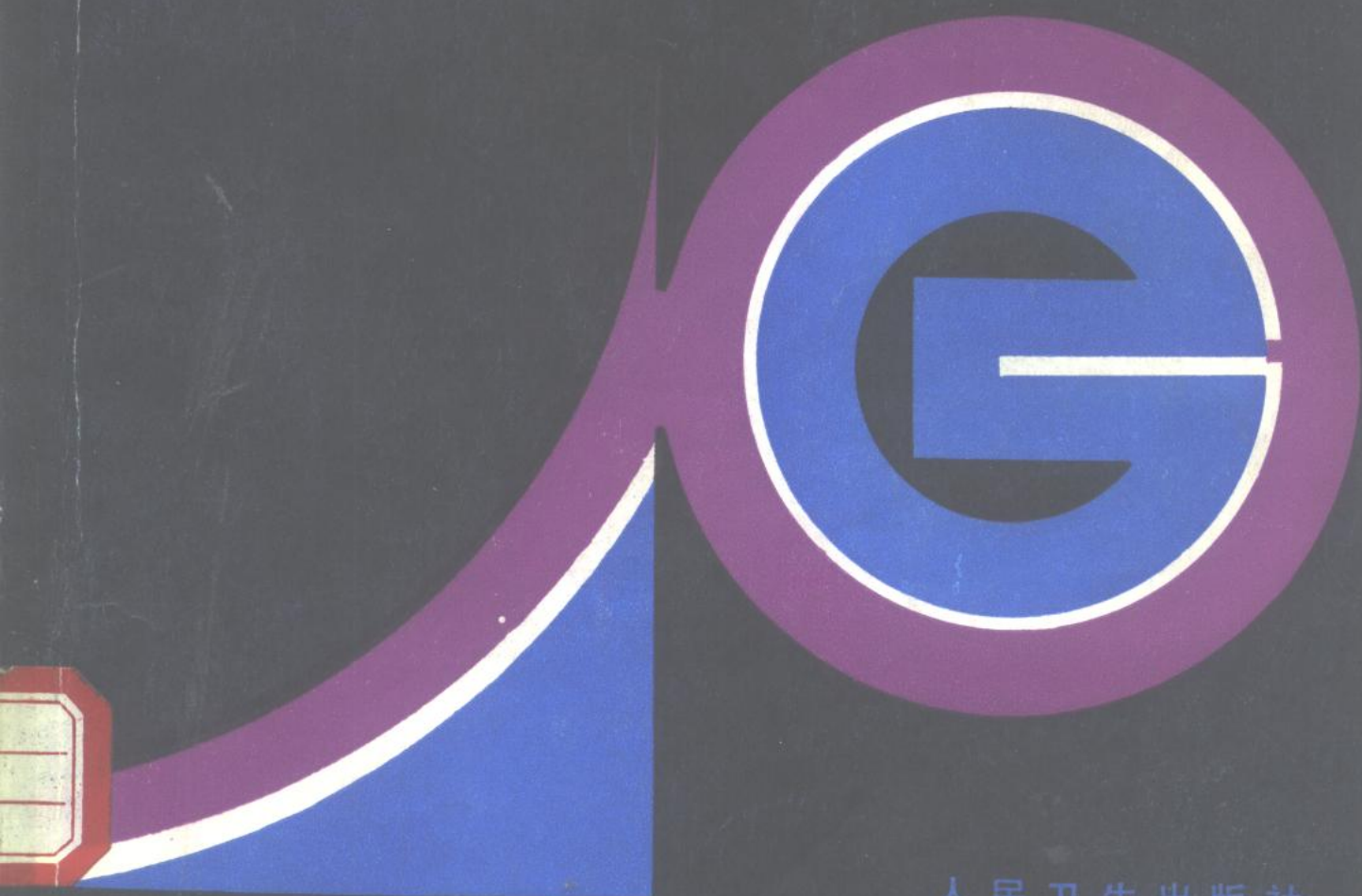
基础

与

JIGUANG YIXUE
JICHU YU LINCHUANG

临床

北京光学学会
激光医用专业委员会 编译



人民卫生出版社

R312

80609

569X 0.1

激光医学基础与临床

北京光学学会

激光医用专业委员会 编译

编委：邹 进 陈 迹 仇新全
郭中和 王维均 朱 平
刘 军 耿文学

激光医学基础与临床

人 民 卫 生 出 版 社

激光医学基础与临床

北京光学学会
激光医用专业委员会 编译

人民卫生出版社出版
(北京市崇文区天坛西里 10 号)

人民卫生出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

787×1092毫米16开本 14印张 4插页 320千字
1989年5月第1版 1989年5月第1版第1次印刷
印数: 00,001—2,045

ISBN 7-117-00569-6/R·570 定价: 13.05元

〔科技新书目 192—165〕

编译者的话

我们编译此书的目的在于，为广大医务工作者和科技人员提供激光应用于医学上的参考文献并推广其先进技术，为人民健康做出贡献。

本书主要译自日本东京大学教授渥美和彦等人所著的《激光医学基础与临床》一书，并根据国内外有关资料做了补充，增添了一些国内有关激光医疗方面的新成果，力争使这本书内容丰富和实用。

激光医学是介于物理学与医学两者之间的边缘科学。鉴于编译时间限制，书中未能把当今有关激光医学应用的最新进展全部包括进来。在本书的编译工作中，得到了北京市科委激光办公室，北京光学学会有关同志的支持，北京卫生学校李俐同志参加了本书的校对工作，在本书的插图整理上杨育春和张新建两同志也做了不少工作，在此我们向这些同志表示深深地感谢。全书最后由邹进、陈迹、朱平、刘军同志统稿、定稿。

编译者

一九八七年二月十日

目 录

第一章 激光医学总论	1
第一节 激光的基本原理与特性	1
一、激光的基本原理	1
二、激光的特性	7
第二节 激光器概述	11
一、气体激光器	12
二、固体激光器	15
三、液体激光器	19
四、半导体激光器	20
第三节 激光对生物的作用机理	25
一、生物组织的光学特性	25
二、连续输出的强激光对生物体的作用	29
三、脉冲激光对生物体的作用	31
四、弱(小功率)激光对生物体的作用	33
五、激光荧光微辐射	37
六、流动细胞测量术	42
七、激光微束照射	46
八、光敏作用的基础研究	57
第四节 医用激光的进展	62
一、激光在医学中的应用	63
二、激光医学早期研究概况	64
三、激光医学会的动向	64
四、应用激光医学的学科	65
五、激光医学的未来	66
第二章 激光在诊断与检查中的应用	70
第一节 激光视觉检查法	70
一、激光干涉条纹视力检查	70
二、视觉空间频率的特性测定	72
第二节 激光散斑和全息术在眼科的应用	75
一、激光散斑的移动原理	75
二、自动屈光测定仪的研制	77
三、全息照像在眼科诊断上的应用	78
四、眼球的全息照像	80
五、全息照像在眼科的应用	81
第三节 医用全息干涉术	82
一、全息术的原理	83
二、全息照像装置	84
三、生物体的全息照像系统	87

四、评述·····	87
第四节 听觉器官的振动分析法·····	89
一、全息干涉法对听觉器官的振动分析·····	89
二、评述·····	91
第五节 医用超声波全息术·····	92
一、超声全息术乳腺照像法·····	93
二、超声全息术在其它领域中的应用·····	95
三、利用激光的其它超声波全息术·····	95
四、结束语·····	97
第六节 激光多普勒效应测量血流·····	98
一、基本原理·····	98
二、激光多普勒测速计·····	100
三、用于血流的测定·····	103
第三章 激光在治疗上的应用·····	110
第一节 眼科激光凝固疗法·····	110
一、原理及其特性·····	110
二、光凝固装置·····	112
三、激光治疗的实践·····	112
第二节 CO ₂ 激光手术刀装置·····	113
一、CO ₂ 激光手术刀装置的结构·····	113
二、激光发射管及其附属装置·····	114
三、导光路与操纵系统·····	115
四、激光刀头和刀柄·····	116
五、CO ₂ 激光手术刀装置的现状与展望·····	117
六、存在的问题·····	117
第三节 CO ₂ 激光手术的生物物理学·····	122
一、激光切割的生物物理学·····	123
二、激光止血的生物物理学·····	132
第四节 各种医用激光装置·····	135
一、激光与生物体的相互作用·····	136
二、各种激光器的特性·····	137
第五节 激光在耳鼻喉科的应用·····	141
一、基础研究·····	141
二、临床应用·····	145
第六节 激光在妇科的应用·····	147
一、CO ₂ 激光在妇科的应用·····	147
二、CO ₂ 激光对组织的破坏·····	148
三、CO ₂ 激光刀·····	149
四、CO ₂ 激光刀的使用效果·····	149
第七节 激光在泌尿科的应用·····	150
一、激光刀的应用·····	151
二、激光内窥镜的应用·····	151

三、激光对尿路结石的破坏·····	153
四、激光在泌尿科其它方面的应用·····	153
五、激光在直肠外科的应用·····	154
第八节 激光神经外科·····	155
一、脑外科应用CO ₂ 激光刀的发展·····	155
二、CO ₂ 激光的生物效应·····	156
三、CO ₂ 激光刀的手术技巧和临床效果·····	157
四、安全问题·····	158
五、展望·····	158
第九节 激光在脑外科的应用·····	158
一、Cr ³⁺ -Al ₂ O ₃ 激光照射对脑的影响·····	158
二、利用光动力学作用的激光治疗·····	159
三、CO ₂ 激光刀脑手术·····	160
四、Ar ⁺ 激光刀、Nd-YAG激光刀在脑外科的应用·····	162
第十节 激光内窥镜·····	163
一、历史·····	163
二、现状·····	165
三、检查·····	168
四、治疗·····	170
第十一节 激光在口腔科的应用·····	175
一、用激光清除龋齿腐质·····	176
二、激光对龋齿的预防·····	176
三、口腔颌面部各种肿瘤的治疗·····	178
四、激光在口腔理工学及口腔矫形学等方面的应用·····	179
五、激光医学应用于口腔其他方面的研究·····	180
第十二节 激光整形外科·····	181
一、Cr ³⁺ -Al ₂ O ₃ (Rb)激光治疗·····	182
二、Ar ⁺ 激光治疗——单纯性血管瘤的治疗·····	186
三、CO ₂ 激光治疗·····	189
第四章 激光的危害与安全管理·····	195
第一节 激光的危害与安全管理·····	195
一、激光照射容许量和防护方法·····	195
二、医用激光的安全管理·····	197
三、激光外科和安全措施·····	200
四、CO ₂ 激光刀的使用方法和安全措施·····	203
五、激光防护镜和眼的安全·····	204
六、激光安全学和医用激光的未来·····	205
第二节 安全管理标准和激光防护设备·····	206
一、安全管理标准·····	207
二、激光防护设备·····	211

第一章 激光医学总论

第一节 激光的基本原理与特性

“激光器”过去曾称为“莱塞”，那是英文 Laser 的译音。Laser 是 Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation 的字头缩写，意思是“受激辐射所产生的光放大”，所以，也有人称为“光激射器”。由于钱学森同志的建议，于1964年始，中国国内统称为“激光器”。目前西方国家大多写成 Laser，苏联写成 Лазер，日本写成 レーザ；我国香港、澳门地区还有时写成“雷射器”。激光发现的历史背景，是无线电技术的进步。激光器发明以前，美国人 汤斯 (C. H. Townes) 于1954年发明了“脉塞”，即微波激射器。首先利用氨分子谱线成功地发射了微波。“脉塞”就是英文 Maser 的译音。微波波段的脉塞发展到光波段就是莱塞，即激光。

光与无线电波一样，都是电磁波，只是光波的频率比一般无线电波的频率高的多，所以，波长也就短的多。

普通光与激光的区别在于：白炽灯和各种电灯等普通光源所发出的光，其振幅、频率、相位都是无规律的，随着时间和空间的不同都会有所差异；而激光这种电磁波与一般无线电波一样，相位一致、波长一定（基本），是一束单色性好、方向性强的光束。我们把普通光称为自发发射光，把激光称为受激发射光。从本质上讲，激光与普通光的区别在于它具有异常高的光子简并度，所谓光子简并度就是指处于同一量子状态的光子数量。以往的普通光源，包括太阳在内，它们的光子简并度一般都不大于 10^{-3} ，即平均 1000 个量子状态中才有 1 个光子，分布很稀薄；而激光束的光子简并度可达 10^{17} ，即在 1 个量子状态里有 10^{17} 个光子。由于激光的光子简并度很高，就使它在发射的方向性、亮度、单色性、相干性等方面具有其它光源无法比拟的优异性能，从而开辟了一般经典光学所没有的非常广泛的用途。

一、激光的基本原理

原子和分子具有吸收光和发射光的现象，其中包括光的吸收，自发发射和受激发射。实际上这三种情况是不可分割的，是同时存在的。这些现象就是产生激光的基础。下面着重叙述原子（分子）和光（电磁波）的相互作用，激光的产生和激光器的原理。

（一）光的吸收与发射：原子、分子等物质构成的粒子体系与光的相互作用，包括由于原子、分子对光的吸收和从原子、分子中发射出光。发射光分为自发发射和受激发射两种。这些相互间的作用，服从玻尔条件。

我们首先研究在原子内部能态分布中的两个能级，分别为 E_1 、 E_2 （其中 $E_1 < E_2$ ），也就是 E_1 为低能级， E_2 为高能级。当原子开始处于低能级的 E_1 状态时，吸收了某些光的能量后，就会跃迁到高能级的 E_2 状态。原子处于高能级的 E_2 状态时，称为激发状态，这些原子称为激发原子。原子中能由低能级 E_1 跃迁到高能级 E_2 者有一个几率，称为迁移几率。原子处于激发状态所存在的时间，即寿命，一般非常短，大约为 $10^{-7} \sim 10^{-9}$ 秒，

即时又跃迁回低能级 E_1 。能级间的能量差与相应光的频率 ν 有一定的关系。当处于高能级 E_2 的原子跃迁到低能级 E_1 时，就要释放出能量，如果以光能的形式辐射出来时，发射光的频率服从玻尔条件。

玻尔条件确定了能级间的能量差与光的频率间有一个固定的关系，如式(1)所示。

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h} = \frac{\Delta E}{h} \dots\dots\dots(1)$$

式中 h 为普朗克常数

$$h \approx 6.6 \times 10^{-34} \text{焦} \cdot \text{秒} \text{ (J} \cdot \text{s)}$$

ν_{21} 为处于高能级 E_2 的原子跃迁至低能级 E_1 时所发射出的光的频率，单位为赫兹 (Hz)。

E_2 、 E_1 的单位应该用焦 (J) 表示；另一种常用的能量单位是电子伏特 (eV)，它是以一个电子在 1 伏的电压下加速所获得的能量来定义的，1 电子伏特 = 1.60×10^{-19} 焦。

另外，光的频率和波长是相互对应的，即：

$$\lambda = \frac{C}{\nu}$$

式中 ν 为频率，单位为赫兹； C 为光速，在真空中约为 3×10^8 米/秒； λ 为波长，单位为米，本文中均用微米 (10^{-6} 米) 作单位，波长单位还可以用埃 (Å) 来表示，1 埃 = 10^{-4} 微米。

可以根据式(1)求出光的波长 (λ) 与能级间能量差 (ΔE) 之间的关系，通过一些简单的换算，即可得到式(2)。

$$\begin{aligned} \Delta E \text{ (电子伏特)} &= h\nu_{21} = \frac{Ch}{\lambda_{21}} \approx 12400 \times \frac{1}{\lambda_{21} \text{ (埃)}} \\ \lambda_{21} \text{ (埃)} &\approx 12400 \times \frac{1}{\Delta E \text{ (电子伏特)}} \dots\dots\dots(2) \end{aligned}$$

如果能级间的能量差是 1 电子伏特，其对应光波的波长就是 12400 埃。例如 He-Ne (氦-氖) 激光器发射的激光为 6328 埃，其相应的能级间的能量差 $\Delta E \approx 1.96$ 电子伏特，也就是说只有在两个能级间 (从高能级向低能级跃迁) 的能量差为 1.96 电子伏特时，才能产生波长为 6328 埃的光。

(二) 自发发射：被外来的能量激发到高能级的原子 (或分子) 是不稳定的，一般只能停留很短的时间，即自发地向低能级跃迁，并释放出能量。发射光的频率服从式(1)所列关系。这种在没有外界影响的情况下自动发射出光的现象称为自发发射。这时，发射出的光的相位和方向都是杂乱无章的。一般的白炽灯、荧光灯等光源发射出的光，大部分是自发发射光。

自发发射的产生几率 A 可由下式决定。

$$A = \frac{16\pi^3 \nu^3 \mu^2}{\epsilon_0 h C^3} \dots\dots\dots(3)$$

式中， C 为光速， ϵ_0 为真空中的介电常数， μ 为原子的电矩矩阵元。一般情况下，被

激发到高能级的原子寿命，用A的倒数表示。在可见光 ($\nu \approx 10^{15}$ 赫兹) 的情况下，A值为 $10^7 \sim 10^9 \frac{1}{\text{秒}}$ ，则激发原子的自然寿命 ($\frac{1}{A}$) 为 $10^{-7} \sim 10^{-9}$ 秒。激发原子在非常短的时间内就自发发射出光并跃迁到低能级状态。

从式(3)可以看出，自发发射的几率与频率 ν 的3次方成正比。比可见光波长长的微波等，由于频率低，所以，A值非常小，几乎不会产生自发发射现象。

(三) 受激发射：高能级的原子自发地向低能级跃迁，就会产生自发辐射光；此外，如果处于高能级的原子受到频率满足 $E_2 - E_1 = h\nu_{2,1}$ 的光入射时，在入射光的诱导下，高能级原子就会有一部分跃迁至低能级并发射出与入射光同频率和同相位的光。这种情况发射的光称为受激发射光，这种过程称为受激发射。激光的产生就是根据这个道理。吸收、自发发射和受激发射的示意如图1所示。

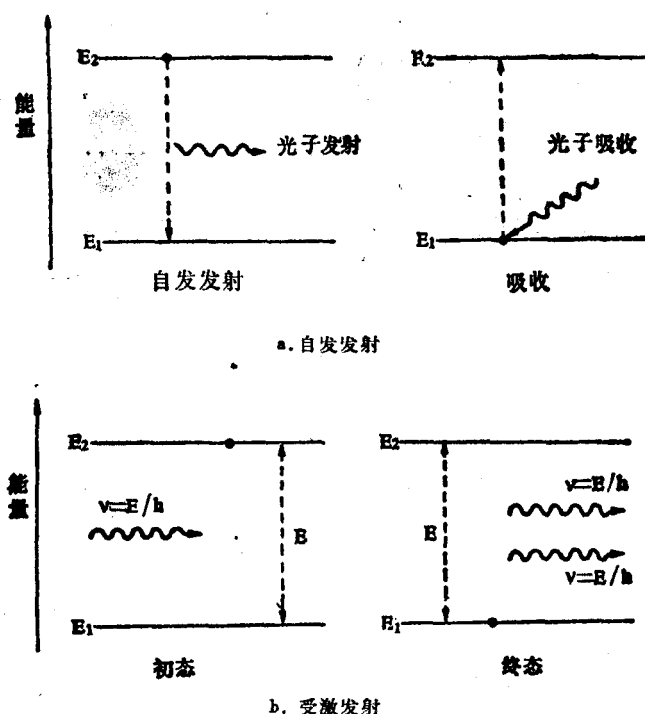


图1 光的自发发射与受激发射

吸收与发射的迁移几率分别用 $S_{a,1}$ 和 $S_{e,1}$ 表示，其方程如下式(4)、(5)所示。

$$S_{a,1} = An_0 \dots \dots \dots (4)$$

$$S_{e,1} = A(n_0 + 1) \dots \dots \dots (5)$$

式中 n_0 为光的中心频率 ν_0 的光子数；A为自发发射的几率，如(3)式所示

发射的迁移几率 $S_{e,1} = A(n_0 + 1) = An_0 + A$ ，式中第2项即为A。在没有入射光的情况下， $n_0 = 0$ ，意味着发射出的光只有自发发射光，即 $S_{e,1} = A$ 。式(5)很明确地表示了自发发射与受激发射的关系，第一项 An_0 表示由入射光诱导而引起发射的几率，与吸收光的几率 $S_{a,1}$ 相同；当 $n_0 = 1$ 时，即受激发射与自发发射具有相同的几率，而与频率无关；

如果 $n_0 \ll 1$ 时, 说明发射光中自发发射占优势。能量密度按 $\varphi(\nu)$ 分布的光中, 原子在两个能级间的跃迁符合 $h\nu$ 能量差的发射光几率如式(6)所示, 吸收光几率如式(7)所示。

$$\text{发射光 } \text{emi} \longrightarrow A + B\varphi(\nu) \dots\dots\dots (6)$$

$$\text{吸收光 } \text{abs} \longrightarrow B'\varphi(\nu) \dots\dots\dots (7)$$

$$\text{式中 } \varphi(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3 n}{C^3} \dots\dots\dots (8)$$

$$B = B_{21}, B' = B_{12}$$

A 为式(8)中所决定的自发发射几率; B、B' 分别为受激发射和吸收几率。A、B 和 B' 称为爱因斯坦 (Einstein) 的 A 系数和 B 系数。

把(8)式中的 $\varphi(\nu)$ 代入式(6)和式(7)中, 即得:

$$A + B\varphi(\nu) = A + \frac{8\pi h\nu^3}{C^3} \cdot B \cdot n \dots\dots\dots (9)$$

$$B'\varphi(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{C^3} \cdot B' \cdot n \dots\dots\dots (10)$$

用式(9)、式(10)和式(4)、式(5)相对应, 就可以求出下列的关系:

$$A = \frac{8\pi h\nu^3 B}{C^3} = \frac{8\pi h\nu^3 B'}{C^3} \dots\dots\dots (11)$$

从而得出

$$B = B' \dots\dots\dots (12)$$

也就是说, 受激发射和吸收的几率是相等的。

$$\frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{C^3} \dots\dots\dots (13)$$

式(13)表示了自发发射和受激发射的几率之比, 把式(3)代入后, 即可得到:

$$B = \frac{2\pi^2 \mu^2}{\epsilon_0 h^2} \dots\dots\dots (14)$$

由式(13)可以看出自发发射与受激发射几率的比 (A/B) 与 ν^3 成正比。光的波长愈短, 也就是频率愈高, 受激发射光所占的比例比自发发射光所占的比例愈小的多。

(四) 反转分布: 大量的原子处于热平衡状态时, 其中具有高能级 (E_2) 的原子数 (N_2) 与低能级 (E_1) 的原子数 (N_1) 之比, 服从玻尔兹曼公式:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\{-(E_2 - E_1)/kT\} \dots\dots\dots (15)$$

式中 k 为玻尔兹曼常数 ($\approx 1.38 \times 10^{-23}$ 焦/开); T 为绝对温度。

图2a 所示的热平衡状态, 是 $N_1 > N_2$ 的情况, 即处于吸收光的原子数 N_1 多于受激发射的原子数 N_2 。由于受激发射与吸收的几率是相等的, 所以, 显示出吸收的特点, 吸收作用的大小与 $N_1 - N_2$ 成正比, 如式(10)所示, Γ_{12} 为吸收系数。

$$\Gamma_{12} \propto (N_1 - N_2) > 0 \dots \dots \dots (16)$$

如果 $\Gamma_{12} < 0$ 时,即吸收系数为负,这时在总原子数中,处于高能级的原子数就大于处于低能级的原子数,这种原子中对应的能量分布情况称为粒子数反转分布。也就是服从 $E_2 > E_1$, $N_2 > N_1$ 的条件。

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\{-(E_2 - E_1)/kT\} > 1 \dots \dots \dots (17)$$

为了满足式(17)的条件,就要使 $T < 0$ 。假设处于负的绝对温度状态时,就会形成粒子数反转分布,但是,并非全部的原子中能级分布都处于反转状态,而是如图2b所示,只是在局部的能级间发生了反转的情况。在这种状态下,当光从实现了粒子数反转的介质中通过时,就会产生放大的作用,如图3所示。

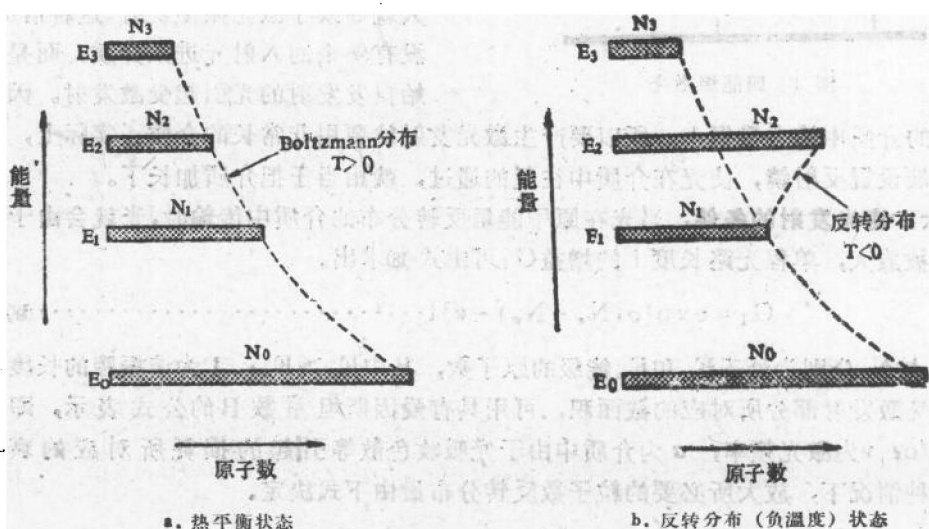


图2 原子的能量分布

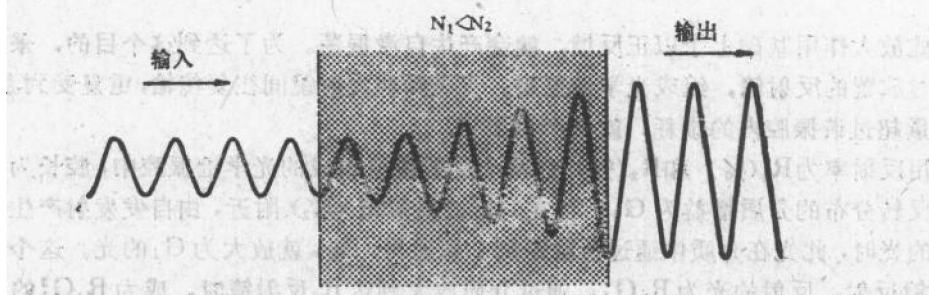


图3 反转分布介质中的光放大

(五) 激光的作用: 要产生受激发射为主要作用的原子体系,就必须要用一定的方法产生 $N_2 > N_1$ 的状态(粒子数反转分布状态)。产生这种状态的方法,可以利用三个或四个能级间的跃迁,即三能级法或四能级法。图4所示就是利用四能级法产生激光的例子,能级①和能级②间的能量差大约等于 kT (或者是比 kT 小时,即为三能级法)。首先把处于基态0的原子激发到高能级的③状态。激发的方法,对于气体激光器大多用放

电的方法；对于固体激光器大多用外光源照射的方法。当原子被激发到高能级的③状态后，又会向较低的能级跃迁，在气体中通过原子间的碰撞，在固体中与晶格的碰撞，

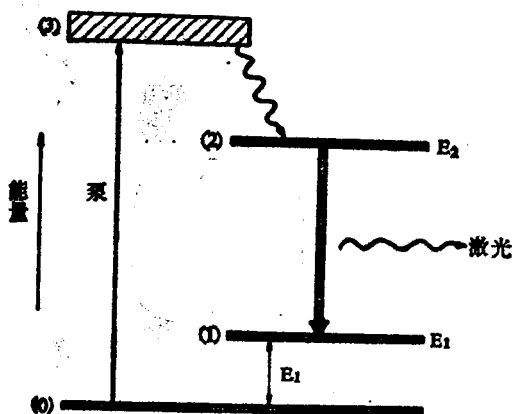


图4 四能级激光

就会以热的形式放射出一部分能量，原子从高能级的③状态衰减到次高能级的②状态，原子由③到②的迁移几率很大。原子处于能级①状态的寿命比处于能级②状态的寿命要短，这样能级②与能级①间形成粒子数反转分布的状态。

在粒子数反转分布状态的介质中有适当的光通过时，就会产生与通过光成比例的受激发射光，这样所进行的光放大就导致了激光振荡发射。这种情况下，没有外来的入射光进入介质，而是由开始自发发射的光引起受激发射。因为单

位长度的介质中放大量很小，所以要产生激光发射就要用非常长的介质。实际上，在介质的两端设置反射镜，使光在介质中往复的通过，就相当于把介质加长了。

(六) 激光发射的条件：当光在原子能量反转分布的介质中传输时，光就会由于受激发射而被放大，单程光路长度 l 的增益 G_1 可由式(18)求出。

$$G_1 = \exp\{\sigma(N_a - N_m) - \alpha\}l \dots\dots\dots (18)$$

N_a 与 N_m 分别为处于 E_a 和 E_m 能级的原子数，其中 $E_a > E_m$ ； l 为谐振腔的长度； σ 为产生受激发射部分所对应的截面积，可用具有爱因斯坦系数 B 的公式表示，即 $\sigma = h\nu B_{ma}/c$ ； ν 为激光频率； α 为介质中由于光吸收色散等引起的损耗所对应的衰减系数。这种情况下，放大所必要的粒子数反转分布量由下式决定。

$$N_a - N_m > \frac{\alpha}{\sigma} \dots\dots\dots (19)$$

在此放大作用基础上予以正反馈，就会产生自激振荡。为了达到这个目的，采用了两块相对放置的反射镜，组成光学谐振腔。光在两块反射镜间往复传输，重复受到激发。增益的量超过谐振腔内的损耗，就会产生激光。

在用反射率为 $R_1(\%)$ 和 $R_2(\%)$ 的两块反射镜所组成的光学谐振腔中，腔长为 l ，粒子数反转分布的介质增益为 G_1 。当在一端的反射镜 (R_2) 附近，由自发发射产生了强度为 1 的光时，此光在介质中通过传输距离 l 到达另一端，就放大为 G_1 的光。这个光由 R_1 反射镜反射，反射的光为 $R_1 G_1$ ，通过介质放大到达 R_2 反射镜时，成为 $R_1 G_1^2$ 的光，再由 R_2 反射镜反射回来为 $R_1 R_2 G_1^2$ 的光。如果这个光比最初的光强度为 1 的光要大一些的话，那么，由于这样过程的反复，就能导致发射激光 (图 5)。激光发射条件为 $R_1 R_2 G_1^2 = 1$ ，按式(19)的关系代入后得到下式。

$$R_1 R_2 \exp 2\{\sigma(N_a - N_m) - \alpha\}l = 1 \dots\dots\dots (20)$$

一端的反射镜应为全反射镜，其反射率为 100%；另一端的反射镜为半反半透镜，

反射率为 R ，透过率即为 $(1-R)$ ，激光就会从这块镜片中发射出来。设 $R_1 = 1$ ， $R_2 = R$ 时，把式(20)用对数表示，则得到下式。

$$2\sigma(N_a - N_m)l = 2\alpha l - \log R \dots\dots\dots (21)$$

等式右边第一项为介质中的损耗，第二项为向谐振腔外溢出的光量，这两项的代数和与等式左边所表示的介质中的增益相平衡。左边 $N_a - N_m$ 为激光发射阈值条件所要求的粒子数反转分布量。 σ 和 R 愈大，所要求的粒子数反转分布阈值量愈小。

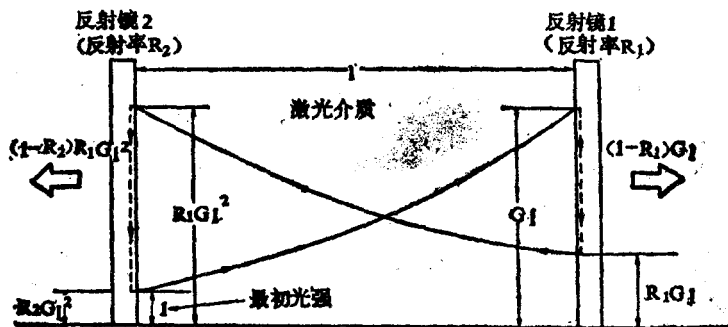


图5 激光发射的条件

二、激光的特性

激光具有单色性纯、方向性强、能量密度大、相干性好的特征，是普通光所不具备的。一般气体激光器发射激光的单色性很纯，固体激光器脉冲工作峰值功率甚高。

(一) 相干性：由普通光源得到的光，都是自发发射光。每个发光原子都是一个独立的发光体，相互间并无关系，杂乱无章。就是从每一个原子中发出的光，相位也没有明确的关系。自发发射光的寿命大约为 10^{-8} 秒（光程差约0.1米）。普通光是集聚了在空间和时间上相位都是零乱而没有规律的各种光。这样的光只能进行光的强度调制，而不能象无线电波那样采用频率调制、相位调制和复调等技术。

激光在原理上讲是通过发光面整体发射出单位时间同一相位的光，与普通光相比，就能很容易做到光波间的干涉。这些光的相位间具有一定的规律性关系；这种情况称为具有相干的光；相干的程度称为相干性。相干性有下述两种类型：从不同的地点发出的光所具有的相干性质称为空间相干性；不同时间发出的光所具有的相干性质称为时间相干性。激光是时间相干性和空间相干性皆佳的光。图6示出了受激发射光与自发发射光

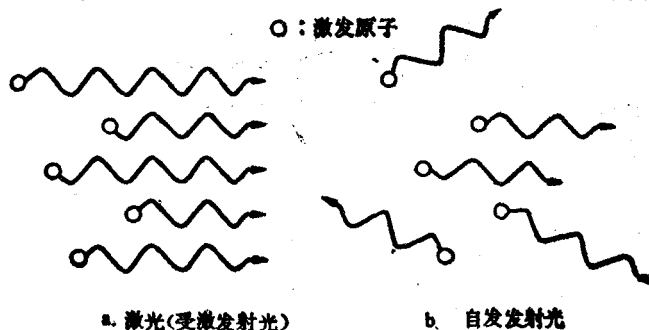


图6 受激发射光与自发发射光

的区别。

对相干性的定量评价可用相干长度 L_c ；以光速 C 传输 L_c 的距离所用的时间 τ 称为相干时间。相干长度 L_c 与相干时间 τ 的关系可用下式表示，式中的 $\Delta\nu$ 为发光谱线的半宽值， $\Delta\nu$ 与谱线的波长宽度 $\Delta\lambda$ 相对应，关系如式(22)、(23)所示。

$$L_c = C \cdot \tau = \frac{C}{\Delta\nu} = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \dots\dots\dots (22)$$

$$\Delta\nu = \frac{1}{\tau} = \frac{C}{\lambda^2} \Delta\lambda \dots\dots\dots (23)$$

(二) 单色性：激光是在具有粒子数反转分布的介质中由自发发射的光诱导受激而产生的，具有一定的波长宽度（范围）。在前一小节中所述的相干时间 τ ，即意味着具有同一相位的发光时间（寿命）， τ 愈长则具有相干的光程差愈长，也就是相干性好的激光 τ 就大，由式(22)可知，这时的光谱半宽值（波长宽度）也就愈窄，所以单色性就很纯。发射光的相干时间与谱线半宽值间的关系如图7所示。

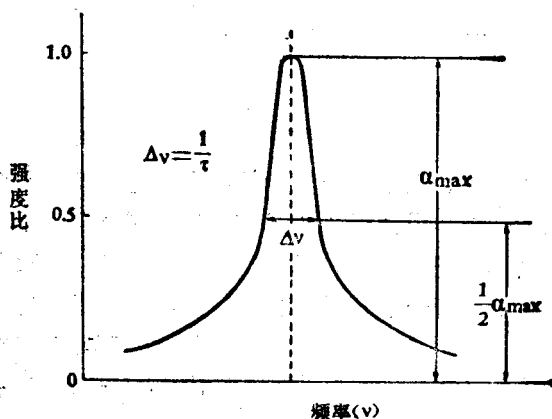


图7 谱线线宽与寿命

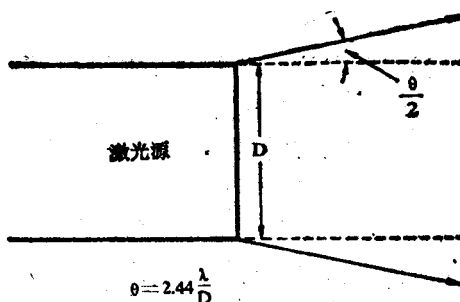


图8 平行平面镜型谐振腔激光发散角

综上所述，激光的特征之一就是由时间相干性决定了光的单色性。

一般气体激光器发射激光的谱线宽度很窄，半宽值小到 $1 \sim 10^3$ 赫兹，与光的频率 $10^{14} \sim 10^{16}$ 赫兹相比是十分微小的，所以，波长的单一性也就是单色性很好。

固体激光器发射的激光谱线宽度（半宽值）较大，一般为 $10^8 \sim 10^{11}$ 赫兹，所以，固体激光器发射激光的单色性比气体激光器差。

(三) 方向性：激光的方向性用激光束的发散角来评价。发散角由于振荡模式的不同而异。在此将讨论最广泛使用的平行平面镜型谐振腔和共焦点型谐振腔的基本模式情况。

1. 平行平面镜型谐振腔：在发射面上两点或对面发射出的激光以及不同的激光都会产生干涉现象。由于空间的相干性，在空间的波阵面上聚集。由于衍射效应光束就会发散。设发散角为 θ ，它与波长 λ 及光束的直径 D 有下列关系（见图8）：

$$\theta = 2.44 \frac{\lambda}{D} \text{ (弧度)} \dots\dots\dots (24)$$

例如，直径 0.01 米的 $\text{Cr}^{3+}-\text{Al}_2\text{O}_3$ （红宝石棒）做的激光器，从全端面发射出同一

相位的激光(波长 $6943\text{\AA}$)时,求出 θ 角约为 10^{-4} 弧度。但实际上 $\text{Cr}^{3+}-\text{Al}_2\text{O}_3$ 激光器所发射激光的发散角为 $10^{-2}\sim 10^{-3}$ 弧度,比理论计算值要大些。这是由于 $\text{Cr}^{3+}-\text{Al}_2\text{O}_3$ 晶体的不均匀性等原因造成的,在 $\text{Cr}^{3+}-\text{Al}_2\text{O}_3$ 的轴向局部可分别发射光,从而产生了与棒轴不平行的横模式激光。

气体激光器发射激光束的发散角约为 $10^{-3}\sim 10^{-4}$ 弧度。

这样的激光束照射到月球表面时(月球距离地球 3.8×10^8 公里),光斑直径不超过 3×10^3 米,如果把太阳光作为平行光线,从地球上看来其视角大约为 10^{-2} 弧度,可见激光的方向性是很好的。

2. 共焦点型谐振腔:它是凹面反射镜腔的一种,两凹面镜的焦点在腔内重合,在基模(TEM_{00})的情况下,设中心轴的坐标为 Z ,横截面($x-y$ 面)上激光的振幅 a 近似按高斯形曲线分布,即:

$$a = a_0 \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \dots\dots\dots (25)$$

式中

$$w^2 = \frac{L\lambda}{2\pi} \left\{ 1 + \left(\frac{2Z}{L} \right)^2 \right\} \dots\dots\dots (26)$$

a_0 为中心轴上的激光振幅, L 为谐振腔的长度。

$x-y$ 面上激光的强度(相当于振幅的平方),以中心轴上的光最强。取相应等于中心点光强 $\frac{1}{2}$ 处的径向距离为 R_z (半径), R_z 可用下式求出。

$$R_z = w \sqrt{\frac{\ln 2}{2}} \dots\dots\dots (27)$$

激光的发散角为:当 $Z \rightarrow \infty$ 时,光束直径 $2R_z$ 被到谐振腔的距离 Z 相除,取极限值,如下式所示(图9):

$$\begin{aligned} \theta &= \lim_{Z \rightarrow \infty} 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{2}} \cdot \frac{w}{Z} \\ &= 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda}{L}} = 0.94 \sqrt{\frac{\lambda}{L}} \text{ (弧度)} \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

例如,长2米的 CO_2 激光器,发射波长 $\lambda = 10.6$ 微米的激光,其发散角约为 2×10^{-3} 弧度。

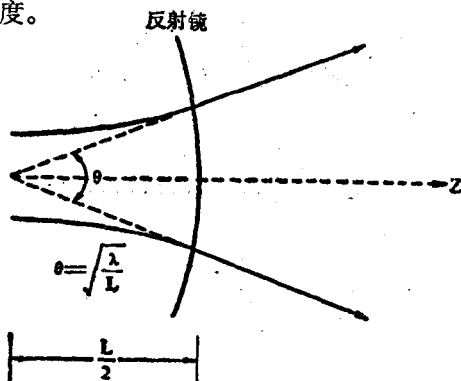


图9 共焦点型谐振腔发射激光的发散角

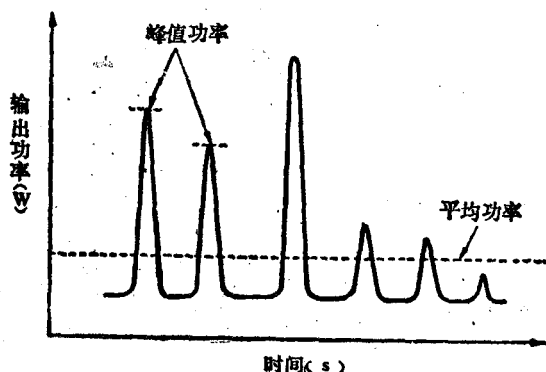


图10 脉冲激光的峰值功率与平均功率

(四) 高亮度 (高能量密度):

1. 输出能量和功率: 原子体系在粒子数反转分布时, 过剩的激发原子数 $N = N_2 - N_1$, 也就是处于高能级 (E_2) 的原子数 (N_2) 与低能级 (E_1) 的原子数 (N_1) 之差。设激光发射所必要的最少激发原子数为 N_{th} , 则单位体积中输出的激光能量 E 可由下式求出。

$$E = (N - N_{th}) h\nu \dots\dots\dots (29)$$

E 也可以用能量比的关系来表示, 如下式所示。

$$E = \eta(E_{ex} - E_{th}) \dots\dots\dots (30)$$

式中, E_{ex} 为输入的激发能量, E_{th} 为发射激光所必需的最低输入能量 (阈值), η 为比例常数。一般固体激光器的 η 约为 $10^{-1} \sim 10^{-3}$, 气体激光器的 η 约为 10^{-3} (CO_2 激光器为 10^{-1} 左右)。

激光发射的时间很短, 比激发原子由自发发射而跃迁到低能级的时间还短, 比自发发射的寿命也短。因此, 单位体积内的最小功率 (P_{min}) 等于输出能量除以自发发射的寿命 ($1/A$), 如下式所示。

$$P_{min} = (N - N_{th}) h\nu \cdot A \dots\dots\dots (31)$$

P_{min} 值就是谐振腔内的原子所输出的功率, 从反射率为 R 的半反半透镜输出的激光功率则为 $P_{min}(1-R)$ 。式(31)中的 N_{th} 随反射镜反射率的减小而需要增大, 所以想用减小反射率来增大输出功率是受到一定限制的。

脉冲工作的固体激光器一般峰值功率可达数十千瓦, 连续工作的气体激光器输出功率较小, 约几毫瓦, 连续工作并输出功率大的有固体的 Nd-YAG (掺钕钇铝石榴石) 激光器和气体的 CO_2 激光器, 前者一般为数百瓦, 后者医用的约数十瓦 (工业用大功率的数十千瓦); 半导体激光器的输出功率里, 脉冲工作的峰值功率为数百瓦, 连续工作的为数十毫瓦。

太阳光好似平行光线, 向地面照射的功率密度约为 10^3瓦/米^2 (晴天)。而 Nd-YAG 激光器, 如果钇铝石榴石棒的直径为 5 毫米时, 其输出功率约 200 瓦, 那么, 功率密度约等于 10^7瓦/米^2 , 比太阳光的功率密度大了一万倍, 可算作大功率输出的平行光。

所谓脉冲工作激光器的峰值功率与平均功率的定义是: 峰值功率为 1 个脉冲的峰值处相应的功率, 而平均功率为激光输出的能量除以总的时间 (断续时间)。其关系如图 10 所示

2. 电磁场强度: 光就是一种电磁波, 它单位面积的能量 (即能量密度) 为 Wd , 与电场强度 (振幅) a 的关系如下式所示。

$$Wd = \frac{1}{2} \epsilon_0 a^2 \dots\dots\dots (32)$$

式中 ϵ_0 为真空中的介电常数。

把激光束集中在一个很短的脉冲时间内发射, 就能得到很大的峰值功率密度, 一般很容易达到 10^{14}瓦/米^2 , 从而可以求出电场强度大约为 $3 \times 10^8 \text{伏/米}$ 。

耿文学 编译