

激光生物学作用机制

刘普和 刘国刚 编著

科学出版社

41
PE

激光生物学作用机制

刘普和 刘国刚 编著

科学出版社

1989

内 容 简 介

激光的生物学作用既决定于激光参量,又决定于受辐照生物体的性质。所以本书前三章的内容是激光器、激光特性和生物体的物理性质,后五章则分别介绍激光的五种生物学作用机制:热的、光化的、机械的、电磁场的和生物刺激的作用机制。本书的着眼点是为激光诊治、防护提供理论根据。

可供激光医学和生物学工作者,医务人员,以及激光医学专业的师生参考。

激光生物学作用机制

刘普和 刘国刚 编著

责任编辑 马素卿

科学出版社出版

北京东黄城根北街16号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1989年5月第 一 版 开本:787×1092 1/16

1989年5月第一次印刷 印张:17 1/2

印数:0001-3,000 字数:399,000

ISBN 7-03-000847-2/Q·134

定 价: 9.30 元

前 言

激光医学工作的开展,在我国已有近 20 年的历史,在临床应用上取得了一定成绩,这是应该充分肯定的。但同时不能不注意到,这些实践只是在经验指导下进行的,并无理论根据。这种摸索前进的工作方法,不仅会延缓激光医学中许多问题的解决,而且使激光医疗应用停留在感性认识阶段。

例如,在激光医疗应用中,为什么用激光治疗这种疾病有效,而治疗另一种疾病则无效?为什么某种病用一种激光治疗有效,而用另一种则无效?甚至用同一种激光治同一种疾病,有时有效,有时无效?其次,还有一个最适治疗方案的问题,如低水平激光刺激和抑制的分界在哪儿?完整组织和受伤组织对激光的响应是否一样?是连续激光还是脉冲激光有效一些?是一次照射还是将剂量分多次照射有效一些?

所有这些问题不是单凭经验就能很好回答的,因为它们的回答牵涉到激光对生物大分子、细胞、组织作用的根本性研究,据此才能把感性认识提高到理性认识,以指导激光诊治和防护实践。因此,大力开展激光生物学作用机制这一基础研究在我国尤感迫切。本书的编写是希望在这方面起点抛砖引玉的作用。

谈到激光和生物体的相互作用,“相互作用”并不具备物理学上“甲作用于乙和乙作用于甲”的含义。它只是说激光对于生物体的作用,不仅决定于激光的参量,而且决定于受辐照生物体的性质。所以本书前三章的内容是激光器、激光特性和生物体的物理性质。后五章则分别介绍激光的五种生物学作用机制:热的、光化的、机械的、电磁场的和生物刺激的作用机制。关于前四种作用机制,大家并无不同意见。关于生物刺激作用,则意见纷纭,莫衷一是。为了客观地报道实验结果,也是为了提供学术上的争鸣,本书将对这一作用尽可能地提供各种意见和实验。至于材料分配,如激光热化反应之类的内容,既可放在热作用一章,也可放在光化作用一章,到底放在何处,则主观随意性多。

我们编写这本书,虽然主观上尽了自己的最大努力,但限于学术水平,错误之处难免,希读者不吝指教。本书插图全部由同济医科大学曾仁端副教授描绘,特此致谢。

编著者

1986 年 9 月

目 录

前言	i
第一章 激光基础和激光器	1
第一节 光放大器	1
第二节 受激态的泵浦	7
第三节 光共振腔	11
第四节 固体激光器	16
第五节 气体原子激光器	22
第六节 气体离子激光器	24
第七节 气体分子激光器	28
第八节 染料激光器	37
第九节 化学激光器	43
第十节 半导体激光器	45
第十一节 频率的变换	48
第十二节 脉冲激光系统	52
第十三节 导光系统	56
第二章 激光特性	59
第一节 单色性	59
第二节 相干性	64
第三节 方向性	69
第四节 亮度	73
第五节 电场强度	77
第三章 生物体的物理性质	78
第一节 皮肤结构	78
第二节 皮肤光学	80
第三节 皮肤热学	90
第四节 人眼结构	97
第五节 人眼光学	101
第六节 人眼热学	113
第七节 生物组织光学性质	118
第八节 生物组织热学现象	121
第九节 人脑的光学性质	124
第四章 激光热作用	127
第一节 热传导的基本定律	127
第二节 激光汽化	136

第三节	激光切割	139
第四节	激光热损害的深度	141
第五节	激光热凝癌细胞	145
第六节	CO ₂ 激光热敷	151
第七节	视网膜损伤的热平衡模型	152
第八节	人眼热损伤模型	153
第九节	强光源引起的视网膜温升	158
第十节	生物组织温升的无量纲模型	165
第十一节	激光热化反应	172
第五章	激光光化作用	178
第一节	绪言	178
第二节	光化学原理和定律	179
第三节	激光分离同位素	182
第四节	多光子红外激光光化学	192
第五节	激光光化反应	200
第六节	激光快速光化过程	205
第七节	激光化学提纯	209
第八节	激光异构作用	213
第九节	激光多聚作用	215
第十节	激光催化作用	216
第十一节	激光敏化作用	217
第六章	激光的机械作用	221
第一节	光压	221
第二节	表面汽化时的反冲压	222
第三节	体内汽化时的膨胀压	225
第四节	体膨胀引起的声波	227
第五节	表面瞬时加热所生的弹性波	231
第六节	综合作用	235
第七章	激光强电磁场作用	237
第一节	电致伸缩	237
第二节	受激布里渊散射和特超声	238
第三节	自聚焦和自陷获	242
第四节	电击穿	243
第五节	等离子体的产生	246
第六节	激光的其他强电磁场效应	249
第八章	激光生物刺激作用	251
第一节	对生物分子的作用	251
第二节	对细胞的作用	253
第三节	对细菌和微生物的作用	253

第四节	He-Ne 激光在治疗上的应用	254
第五节	He-Ne 激光刺激实验规律	259
第六节	He-Ne 激光治疗的适应症和禁忌症	260
第七节	He-Ne 激光治疗方案的选择	261
第八节	He-Ne 激光治疗作用机制	261
第九节	关于 He-Ne 激光治疗的几个问题	265
参考文献		269

第一章 激光基础和激光器

本章将先说明激光器三个组成部分：放大器、泵浦和共振腔。然后讨论某些激光器工作原理、附件及其基本参量,并列出了常用激光器的参量,为使用者选用激光器提供根据。

第一节 光 放 大 器

设构成物质的原子(或分子)的二能级为 E_1 和 E_2 ,二能级的能量, $E_2 > E_1$,如图 1-1 所示。

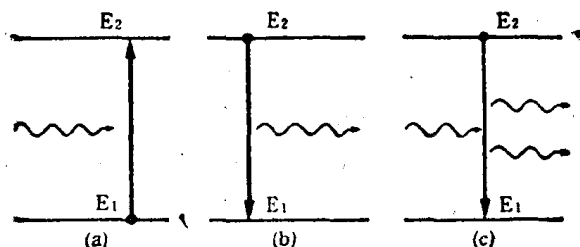


图 1-1 光和物质三种基本作用示意图

一、波耳兹曼分布

令能级 1 和 2 上每单位体积的原子数分别为 N_1 和 N_2 , g_1 和 g_2 分别是它们的简并度,即具有同一能级的状态数。在热平衡而又无辐射场时,则这二能级相对粒子(指原子、

表 1-1 各波段二能级间的相对粒子数

波 段	波 长	频率 (ν)	$\Delta E(J)$	碰撞数*
无线电波	5m	6×10^7	4×10^{-26}	1—10
微波	5mm	6×10^{10}	4×10^{-23}	10^2 — 10^3
红外线	$5\mu m$	6×10^{13}	4×10^{-20}	10^3 — 10^4
可见光	500nm	6×10^{14}	4×10^{-19}	10^4 — 10^5

N_2/N_1				
波 段	4K	77K	298K	1000K
无线电波	0.9993	1	1	1
微波	0.48	0.96	0.99	1
紫外线	0	4.5×10^{-17}	6.0×10^{-9}	0.05
可见光	0	0	5.7×10^{-15}	2.5×10^{-13}

* 碰撞数指将量子能转化为热平衡的碰撞数。

分子或离子)数可由波耳兹曼分布给出.

$$N_2/N_1 = (g_2/g_1) \exp - \left(\frac{E_2 - E_1}{kT} \right) \quad (1-1)$$

式中 k 是波耳兹曼常数, 其值为 $1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$, T 是绝对温度. 由式 (1-1) 可见, 能量差越大, 温度越低, 则粒子几乎全部处于 1 能级. 表 1-1 定性地给出典型能级差在不同温度时的相对粒子数, 用上式计算时, 假设 $g_1 = g_2$. 就无线电波和微波来说, 温度要很低才能显著减少高能级的粒子数. 反之, 就可见光来说, 即使是高温, 处于高能级的粒子数也是非常有限的. 当 $N_2 \rightarrow 0$ 时, 1 叫基态, 2 叫受激态. 当有一个粒子处于能级 2 时, 它将受到极强的热力学推力, 使之回到基态. 下面将讨论这样一个系统.

二、受激吸收

一般情况下, 原子处于基态 1, 当它受到光的作用, 就有可能跃迁到受激态 2, 跃迁所需要的能量来自光子, 光子就不存在了, 光变弱, 这个过程叫受激吸收[图 1-1(a)].

该过程的范围受控于下述两个因素:

1) 光子的频率应满足下式

$$h\nu = E_2 - E_1 = \Delta E \quad (1-2)$$

式中 h 是普朗克常数 ($6.62 \times 10^{-34} \text{J} \cdot \text{s}$). 其他频率不行, 除非是双光子吸收.

2) 控制吸收范围的第二个因素具有动力学的特性, 亦即光子接触原子的几率和相互作用产生受激态的概率, 这可用下式表示

$$dW_{12}/dt = B_{12}P(\nu)N_1 \quad (1-3a)$$

或

$$dP(\nu)/dt = -B_{12}P(\nu)N_1 \quad (1-3b)$$

式中 W_{12} 是 $E_1 \rightarrow E_2$ 迁移密度 (m^{-3}), $P(\nu)$ 是频率为 ν 的光子密度, B_{12} 是爱因斯坦吸收系数, 前一式说明迁移率, 后一式说明吸收率, 二者都和光子密度 $P(\nu)$ 及原子密度 N_1 的乘积成正比, 后一式的负号是因为 $dP(\nu)/dt$ 是吸收率. B_{12} 正比于 $E_1 \rightarrow E_2$ 迁移的量子力学几率, 其量纲是 m^3/s .

利用关系式 $dx/dt = c$, 并注意 B_{12}/c 的单位为 m^2 , 设为吸收截面 σ_{12} , 就可将式 (1-3b) 改写为

$$dP(\nu)/P(\nu) = -\sigma_{12}N_1dx \quad (1-4)$$

积分得

$$P(\nu, x) = P(\nu, 0) \exp(-\sigma_{12}N_1x) \quad (1-5)$$

式中 $P(\nu, 0)$ 是 $x=0$ 的光子密度. 将光子密度 (m^{-3}) 用下式改为光子通量密度 $I(\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$

$$I = P(\nu, x)c \quad (1-6)$$

得

$$I(\nu, x) = I(\nu, 0) \exp(-\sigma_{12}N_1x) \quad (1-7)$$

三、自发辐射

若 N_2/N_1 的值大于根据式 (1-1) 所得计算值, 就有一种热力学的推力, 试图使所有处于受激态的粒子都返回基态. 在没有辐射场时, 返回基态有以下两个途径.

1) 不牵涉到光子, 这叫暗反应。这是多数分子失去能量的主要方式, 可能是把能量分配给其他能级组, 也可能通过碰撞物质骨架而转移能量, 净结果是物质变热, 温度上升。

2) 以光子的形式放出能量 [图 1-1(b)], 受激态回到基态, 这叫自发辐射。不计暗反应, 自发辐射具有下述动力学形式

$$dW_{12}/dt = A_{21}N_2 \quad (1-8a)$$

或
$$dP(\nu)/dt = A_{21}N_2 \quad (1-8b)$$

式中 A_{21} 是 $E_2 \rightarrow E_1$ 跃迁自发辐射系数, dW_{12}/dt 是迁移速率, $dP(\nu)/dt$ 是辐射光子速率, A_{21} 正比于 $E_2 \rightarrow E_1$ 的跃迁几率, 单位为 $\text{秒}^{-1}(\text{s}^{-1})$ 。

因为每辐射一个光子等于 N_2 粒子少了一个, 所以上式可写为

$$dN_2/dt = -A_{21}N_2 \quad (1-9)$$

积分得
$$N_2(t) = N_2(0) \exp(-A_{21} \cdot t) \quad (1-10)$$

式中 $N_2(0)$ 是 $t = 0$ 时较高能级单位体积粒子数。由上式可见, A_{21} 是内禀寿命 τ_2^0 的倒数。

若考虑第一、二级暗反应, 则式(1-9)应改写为

$$dN_2/dt = -(A_{21} + d_{21} + d_q N_0)N_2 \quad (1-11)$$

式中 d_{21} 是自发暗反应的速率常数, N_0 是单位体积中猝灭受激态的粒子数, d_q 是猝灭常数。若 $N_0 > N_2$, 则上式可简化为

$$dN_2/dt = -(A_{21} + D_{21})N_2 \quad (1-12)$$

式中 $D_{21} = d_{21} + d_q N_0$, 对上式积分得

$$N_2(t) = N_2(0) \exp[-(A_{21} + D_{21})t] \quad (1-13)$$

式 $(A_{21} + D_{21})$ 是量得受激态寿命 τ_2 的倒数。至此可指出自发辐射的量子产额 ϕ_{21}

$$\phi_{21} = \tau_2/\tau_2^0 = A_{21}/(A_{21} + D_{21}) \quad (1-14)$$

四、受 激 辐 射

前已说明, 电磁辐射和基态相互作用时可以产生受激态, 同样地, 电磁辐射和受激态相互作用时, 可使受激态回到基态并放出一个光子, 这叫受激辐射 [图 1-1(c)]。该光子是入射光子激励系统产生的, 这就是激光器的原理。激光器的英文全称是 light amplification by the stimulated emission of radiation。取主要字的第一个字母连成为 Laser。和式(1-3)一样, 可写

$$dW_{21}/dt = B_{21}P(\nu)N_2 \quad (1-15a)$$

或
$$dP(\nu)/dt = B_{21}P(\nu)N_2 \quad (1-15b)$$

B_{21} 是受激辐射系数, 正比于 $E_2 \rightarrow E_1$ 的跃迁几率, 在数值上

$$B_{12} = B_{21} \quad (1-16)$$

这意味着当光通过物质时, 可像图 1-1(a) 那样被吸收, 也可像图 1-1(c) 那样受激辐射。两个过程的机会均等, 各占 50%。

用对吸收过程求解的类似步骤可得出

$$P(\nu, x) = P(\nu, 0) \exp(\sigma_n N_2 x) \quad (1-17)$$

这式在形式上和比尔定律类似,不同的是此式表明光通过标本后光信号得到放大。

自发辐射的产生具有统计学的特征。每一系统独立发射,各系统发出的波场,在幅值和位相上彼此毫无关系,这种辐射是不相干的。反之,受激辐射是相干的。因辐射光子和入射光子同位相(时间相干性)和同方向(空间相干性)。

在此有两点值得注意:

- 1) 相干性并不意味着两个波的频率必须相同,因事实上基波与谐波是相干的。
- 2) 不相干的自发辐射,可通过限制孔径或法布里-珀罗干涉仪使之变成相干的。但这些方法使光能损失很多,而在受激辐射中,这些特性是自主产生的。

五、二能级系统的动力学图像

由上式可见,二能级系统和电磁辐射的相互作用是复杂的动力学事件。为了简化,设 $D_{21} = 0$, 根据式(1-3)、(1-8)和(1-15),光子密度的总变化率可写作

$$dP(\nu)/dt = -B_{12}P(\nu)N_1 + A_{21}N_2 + B_{21}P(\nu)N_1 \quad (1-18)$$

右式中前一个途径消去光子,后二个途径产生光子。

若要一个光放大器的效率高,受激辐射就应是 N_2 粒子回到 N_1 的主要途径,这意味着

$$B_{21}P(\nu) \gg A_{21} \quad (1-19)$$

通过系数 A 和 B 的下述关系,可求出满足上式的 $P(\nu)$ 值

$$A_{21} = (8\pi\nu^3/c^3)B_{21} = (8\pi/\lambda^3)B_{21} \quad (1-20)$$

若 $\lambda = (8\pi)^{1/3}m$ (即 2.9m), 则 $A_{21} = B_{21}$, 所以对于微波和无线电波, $P(\nu)$ 不用太大, 式(1-19)就可得到满足。

但光子频率大,自发辐射将占主要地位,因为式(1-20)中出现了 ν^3 。设波长为 500nm (即 $\nu = 6 \times 10^{14}Hz$), 代入式(1-20)得 $A_{21} = 2.01 \times 10^{29}B_{21}$, 这相应于强度 6.03×10^{28} 光子/($m^2 \cdot s$), 或辐照度 $2.40 \times 10^{10}W/m^2 = 2.4 \times 10^6 W/cm^2$ 。结果是 $P(\nu)$ 极大才能满足式(1-19), 也就是才能克服自发辐射所带来的损失。

若将暗反应也包括进去, $P(\nu)$ 还要大。联合式(1-14)和(1-20)可得

$$A_{21} + D_{21} = (1/\phi_n)(8\pi/\lambda^3)B_{21} \quad (1-21)$$

这表示 $P(\nu)$ 应增加 $(1/\phi_n)$ 倍。 ϕ_n 是量子产额,显然产额接近 1 时的光放大器最好。

控制光放大器工作的另一种重要事实是吸收系数和受激辐射系数的关系

$$B_{12} = B_{21}$$

为了讨论此关系的影响,设 $P(\nu)B_{21} \gg A_{21} + D_{21}$, 由式(1-18)得

$$dP(\nu)/dt = -B_{12}P(\nu)N_1 + B_{21}P(\nu)N_2 \quad (1-22)$$

$$\text{或} \quad dP(\nu)/P(\nu) = -\sigma_{12}(N_1 - N_2)dx \quad (1-23)$$

$$\text{积分得} \quad P(\nu, x) = P(\nu, 0) \exp[-\sigma_{12}(N_1 - N_2)dx] \quad (1-24)$$

由上式可见,若 $N_1 > N_2$, 则是吸光过程。反之,若 $N_2 > N_1$ (这种情况叫粒子数反转), 则发生了光放大。若 $N_1 = N_2$, 则系统透明,光通过系统时既不衰减也不放大。

六、损耗问题

图 1-2 示一块粒子数反转的物质,入射光子密度为 $P(\nu, 0)$, 在物质内放大后,出射光子密度为 $P(\nu, L)$ 。若光和物质相互作用时,没有其他损耗,而且 $B_{21}P(\nu) > (A_{21} + D_{21})$, 则式 (1-24) 可描述光放大器的增益 $[P(\nu, x)/P(\nu, 0)]$ 。

遗憾的是,实际光放大器大约有两类损耗,一类和物块的长度有关,一类是“非同式”传播因素。前者包括吸收和散射,可用衰减系数 γ_A 描述 (m^{-1})。后者包括反射和与长度无关的任何损耗,可用透射率的乘积表示,于是上图所示的总增益可用下式表示

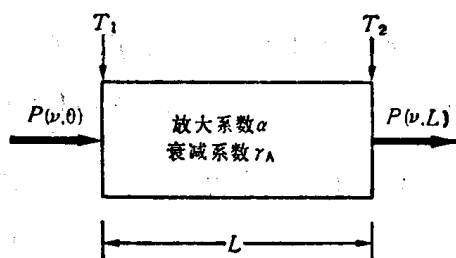


图 1-2 光放大器示意图

$$P(\nu, L)/P(\nu, 0) = T_1 T_2 \exp(-\gamma_A L) \exp(\alpha L) \quad (1-25)$$

式中 $\alpha = \sigma_{21}(N_2 - N_1)$, 是单位长度的增益, $\exp(-\gamma_A L)$ 代表和长度有关的损耗, 而 $T_1 T_2$ 代表和长度无关的(透射)损耗。但可用下式使之和长度发生关系, 即定义

$$\gamma_R = -\frac{1}{L} \ln T_1 T_2 \quad (1-26)$$

再定义 $\gamma = \gamma_A + \gamma_R$, 式(1-26)可改写为

$$P(\nu, L)/P(\nu, 0) = \exp[(\alpha - \gamma)L] \quad (1-27)$$

对净放大的要求有二: 一是存在着粒子数反转, 这样 α 才会取正值。二是放大系数 α 大于衰减系数 γ 。对于给定 α 值, 放大器越长, $T_1 T_2$ 的值越小。反之, 若 $\gamma_A > \alpha$, 则不管粒子数已反转的介质有多长, 都不会放大。

显然, 对于无损耗的系统, 放大的条件是 $\sigma_{21}(N_2 - N_1) > 0$, 即

$$N_2 > N_1 \quad (1-28)$$

对于有损耗的系统, 放大的条件是 $\sigma_{21}(N_2 - N_1) > \gamma$, 即

$$N_2 > N_1 + \gamma/\sigma_{21} \quad (1-29)$$

和式(1-28)比较, 这意味着受激态的密度还要增大 γ/σ_{21} 。

设二级放大器有一个长为 0.1m 的盒, 其中盛有 10^{-4}mol 染料 ($N_0 = N_1 + N_2 = 6 \times 10^{22}\text{m}^{-3}$), 摩尔吸收率为 10^4 ($\sigma_{21} = 3.8 \times 10^{-21}\text{m}^2$), 每端空气-盒界面的反射损耗为 4.1%。再设该系统和长度有关的损耗只包括水的吸收, 其值为 10^{-2}m^{-1} 。所以 $\gamma = \gamma_A + \gamma_R = 0.01 + 0.82 = 0.83$, $\gamma/\sigma = 2.2 \times 10^{20}$, 这大约比无损耗时所要求的大了 1%。但是如果盒长变为原长度的 1/10, 即 0.01m, 其他不变, 则 $\gamma = 0.01 + 8.2$, $\gamma/\sigma = 2.2 \times 10^{21}$, 则反转密度应增加 10%。反之, 若盒长 1m, 则反转密度只需增加 0.1%。可见“非同式”传播因素的效应随放大器的增长而下降。

七、跃迁带宽

由式(1-2) $E_2 - E_1 = h\nu$, 应得一个频率的辐射, 即跃迁线宽应无限窄。即使没有

多普勒频移之类的线加宽机制和碰撞去位相，测不准原则确定跃迁谱线也应有宽度。若受激态的内禀寿命为 τ_i^0 ，则

$$E_i - E_1 = \Delta E = h/2\pi\tau_i^0 \quad (1-30)$$

将 $E = h\nu$ 微分后代入上式得自然线宽 Γ^0

$$\Gamma^0 \equiv \Delta\nu = 1/2\pi\tau_i^0 \quad (1-31)$$

Γ^0 是半幅值自然线宽。由于粒子由 E_i 指数地衰减到基态 E_1 ，自然线形应是洛伦兹分布，

即
$$g(\nu) = \left(\frac{1}{\pi}\right) \left\{ \frac{\Gamma^0}{2} \left/ \left[(\nu - \nu_i)^2 + \left(\frac{\Gamma^0}{2}\right)^2 \right] \right. \right\} \quad (1-32)$$

式中 ν_0 是线中心频率，因为 $g(\nu)$ 的单位为秒 (s)， $g(\nu)d\nu$ 就为无量纲，结果是

$$\int_{-\infty}^{+\infty} g(\nu)d\nu = 1$$

和

$$\int_{-\infty}^{+\infty} A_{ii}g(\nu)d\nu = A_{ii} \quad (1-33)$$

上式意味着线宽并未改变跃迁概率，而是将频率展开到和线形相符。

尽管爱因斯坦的 B 系数有相关的线形，但不同于 A 系数， B 在 $d\nu \rightarrow 0$ 时有一极限值。在吸收和受激辐射时，带宽的特性由光子密度承担，于是式 (1-15a) 取下述形式，

$$dW_{ii}/dt = B_{ii}P'(\nu)N_i \quad (1-34)$$

式中 dW_{ii}/dt 是单位时间单位体积中发生的跃迁数， $P'(\nu)$ 是单位带宽中的光子密度 (单位 $m^{-3} \cdot s$)， B_{ii} 是相应系数 (单位 $m^3 \cdot s^{-2}$)。

带宽也要求改变系数 A 和 B 的关系 [式 (1-19)]

$$A_{ii} = (8\pi\nu^2/c^2)B'_{ii} \quad (1-35)$$

括号内项不再是光子密度，而是单位体积中的模密度。

用上述发展，可求出截面最大值，用 $1/\tau_i^0$ 代上式的 A_{ii} ，并求 B'_{ii} ，得

$$B'_{ii} = c^3/8\pi\nu^2\tau_i^0 \quad (1-36)$$

设带宽为 Γ^0 ，将 B'_{ii} 换为 B_{ii} ，即 $B_{ii} = \Gamma^0 B'_{ii}$

$$B_{ii} = c^3/8\pi\nu^2\Gamma^0\tau_i^0 \quad (1-37)$$

最后将 B_{ii} 换 σ_{ii} 并简化得

$$\sigma_{ii} = (\lambda^2/4)(2\pi\Gamma^0\tau_i^0)^{-1} \quad (1-38)$$

对于自然线宽和寿命，因最后一个括号内的值为 1 [式 (1-31)]，所以 $\sigma_{ii} = \lambda^2/4$ ，这是在洛伦兹曲线峰处的最大截面。表 1-2 示截面的计算值和实验值，二者相符还好。

表 1-2 截面理论值和实验值的比较

跃 迁	$\Gamma(\text{Hz})$	$\tau(\text{s})$	$2\pi\Gamma\tau$	计算值 (m^2)	实验值 (m^2)
自然, 600nm	—	—	1	9×10^{-16}	—
原子气体, 600nm	10^9	10^{-8}	63	14×10^{-16}	8×10^{-16}
有机染料, 600nm	5×10^{12}	5×10^{-9}	1.9×10^6	4.7×10^{-20}	3.8×10^{-20}
红宝石, 694nm	4×10^{11}	5×10^{-3}	7.5×10^9	1.6×10^{-23}	2×10^{-24}

八、饱和增益

在上述讨论增益中,曾假定 $P(\nu) < N_2 - N_1$, 满足这个条件的增益叫做未饱和的. 但在有时在光放大过程中,光子密度大到使所有 $(N_2 - N_1)$ 态都转化为光子,此时 $\Delta P(\nu)$, 每单位长度放大器的 $P(\nu)$ 增量是恒量. 此后百分增加就渐近地趋于零,增益则达到了饱和.

第二节 受激态的泵浦

一、三能级系统的光泵浦

在讨论二能级系统时,如果开始时全部粒子都在基态 E_1 , 当有适合的光入射时,粒子将跃迁到 E_2 能级,当有 $1/2$ 粒子跃迁到 E_2 态时,由于吸收和受激辐射的概率相等,二能态的粒子数不再变化. 即 N_2 不会大于 N_1 , 也就是光泵浦不会建立粒子数反转.

在多能级系统中就没有这个问题,现用图 1-3 所示系统加以说明. 强光源可提供大的光子密度,频率 $\nu_p = (E_3 - E_1)/h$. 这个过程叫泵浦,因它把系统由基态提升到 E_3 态. 然后必须提供一种办法使系统能够从 E_3 迅速弛豫到 E_2 , 一般是通过内转换和(或)振动弛豫做到这一点的. 这种系统能发激光. 激光频率 $\nu_L = (E_2 - E_1)/h$, E_2 叫激光上能级, E_1 叫下能级. 简言之,正因为 $\nu_p \approx \nu_L$, 此三能级才可能接受光泵浦.

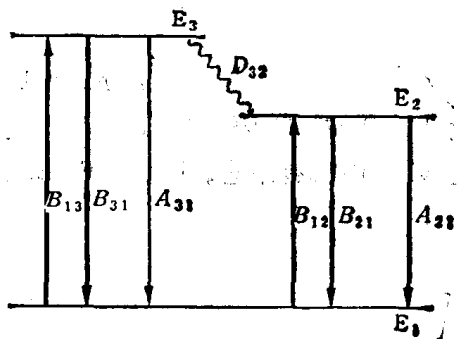


图 1-3 三能级示意图

使图 1-3 所示三能级系统产生粒子数反转的必要条件是

$$E_1 \xrightleftharpoons[\text{快}]{\text{快}} E_3 \xrightarrow[\text{极快}]{\text{极快}} E_2 \xrightarrow[\text{慢}]{\text{慢}} E_1$$

具体说下述关系式必须得到满足,

$$A_{21}N_2 < D_{32}N_3 \quad (1-39)$$

使系统粒子集聚于 E_2 . 其次

$$A_{31} < D_{32} \quad (1-40)$$

保证被泵浦到 E_3 的大部分粒子将跃降到 E_2 , 而不是跃迁基态 E_1 . 最后

$$A_{31}N_3 < B_{13}P(\nu_p)N_1[D_{32}/(A_{31} + D_{32})] \quad (1-41)$$

以保证 E_2 的自发辐射率小于 E_3 的输入率.

上述三个条件的总要求是 $N_3 \sim 0$. 如果是这样的话, $N_2 > \frac{1}{2} N_0$ 才能得到粒子数反转. 除非有一个效率极高泵浦或 E_2 有较长寿命, 不然上述 N_2 的条件是难于满足的. 例如设三能级总粒子数 $N_0 = 6 \times 10^{22} \text{m}^{-3}$. 则产生粒子数反转阈所要求的泵浦率, 是每 E_2 粒

子寿命 $3 \times 10^{-8} \text{s}$ 。若 ν_p 使 10^{18} 光子具有 1J 能量, 则每 E_2 粒子寿命有 $3 \times 10^4 \text{J/m}^2$ 的照射量。若 E_2 寿命为 10^{-8}s , 则所要求的泵浦功率密度为 $3 \times 10^{12} \text{W/m}^2 = 3 \times 10^8 \text{W/cm}^2$ 。但若寿命长到 10^{-3}s , 则要求 $3 \times 10^3 \text{W/cm}^2$, 气体闪光灯可提供这么大的功率密度。

以红宝石激光器为例, E_3 是 $\sim 16\,000 \sim 20\,000 \text{cm}^{-1}$, E_2 是 $14\,405 \pm 5 \text{cm}^{-1}$, $A_{31} = 330 \text{s}^{-1}$, $D_{32} = 2 \times 10^7 \text{s}^{-1}$, $A_{21} \approx 2 \times 10^3 \text{s}^{-1}$, 这些值满足式(1-39)到(1-41)的要求。因 E_2 寿命为 $3 \times 10^{-3} \text{s}$, 所以可用闪光灯泵浦。

二、四能级系统的光泵浦

三能级法的主要缺点是, 必须把多于总数一半的粒子泵浦到 E_2 能级, 才能建立粒子数反转。用图 1-4 所示的四能级法就可克服这一缺点。在没有受激辐射时, 建立粒子数反转的必要条件是

$$E_1 \xrightleftharpoons[\text{快}]{\text{快}} E_4 \xrightarrow{\text{极快}} E_3 \xrightarrow{\text{慢}} E_2 \xrightarrow{\text{极快}} E_1$$

和前述一样, 下述诸式应能成立。

$$A_{21}N_1 < D_{43}N_4$$

$$A_{41} < D_{43}$$

$$A_{21}N_1 < B_{14}P(\nu_p)N_1[D_{43}/(A_{41} + D_{43})] \quad (1-42)$$

此外, $D_{21}N_1$ 应极快, 在 $E_3 \rightarrow E_2$ 发出激光时, 从 E_2 到 E_1 的弛豫应快到使 $N_2 \sim 0$, 结果是 N_3 的任何有限值, 都能使 E_3-E_2 间建立粒子数反转。

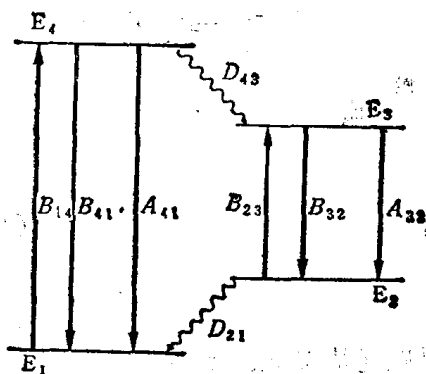


图 1-4 四能级示意图

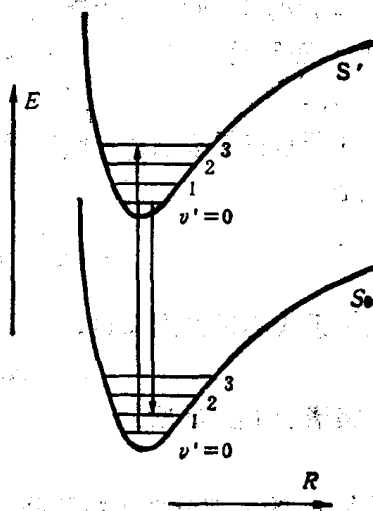


图 1-5 有机染料能级示意图

四能级法的困难是减少 $E_3 \rightarrow E_1$ 的自发辐射和减少 E_2 的热增员。Nd-YAG 激光器属于四能级的, E_4 约 $17\,000 \text{cm}^{-1}$, E_3 是 $9\,434 \pm 4 \text{cm}^{-1}$, 其寿命约为 0.5ms 。激光器连续工作时对 N_3 要求不高(因 $N_2 \sim 0$), 所以几百瓦的泵浦功率就够了。

另一个也许是最好的四能级系统是染料激光器, 图 1-5 示有机染料四能级示意图。

泵浦可以是任何频率的频带,只要其能量大于 $S'(v' = 0)$ 相对 $S(v = 0)$ 的能量差。一受激,分子就很快地 ($<10^{-12}s$) 弛豫到 $S'(v' = 0)$ 级,激光可通过几种跃迁发出,如上能级是 $S'(v' = 0)$,下能级是 $S(v = 1)$,如图所示。下能级也可以是 $S(v = 2)$ 等等。下能级是 $S(v = 0)$ 可能性较小,因它实际是三能级,需要较大的粒子数反转。由于 S' 态的寿命短,所以效率高,但产生粒子数反转,则要求泵浦极快(光通量大)。

三、气体放电泵浦

原子气体系统似乎是较好的激光器,因其截面较大 ($1.4 \times 10^{-15}m^2$)。可惜跃迁都极窄,只有 10^9Hz 级。这排除用光泵浦作为产生粒子数反转的常用手段。于是常用强放电产生受激态。

气体在强电场作用下将发生电离,电子和正离子在电场作用下沿反向移动,在移动中获得动能,此能量可通过非弹性碰撞变为电子受激态,过程相当复杂,下面简述主要机制。

1. 电子碰撞产生激励

在电子碰撞产生激励的过程中,平移的能量大的电子,在和原子碰撞时,将转移能量给原子,如果转移的电子能量等于或大于原子某一跃迁能,原子就跃迁到受激态,反应如下,



上式是在气体中产生粒子数反转最通用的方法,因为电子激励概率和电子能量分布的关系不大。He, Ne, Ar, Kr 和 Xe 红外激光器都属这类泵浦。

放电管所要求的电压不难计算。已知使 He 原子激励到 2^1s 态要 20.5eV ($165\,000\,cm^{-1}$)。把电子激励到这一能级的碰撞截面是 $2 \times 10^{-20}m^2$,气压为 0.5 Torr¹⁾,原子数为 $1.8 \times 10^{22}m^{-3}$,由此二值可计得作用距离为 $2.8 \times 10^{-3}m$,即每 2.8mm 应加 20.5V 电压。设管长 30cm,应加电压为 2.2kV。

2. 共振能量转移产生激励

在共振能量转移产生激励的过程中,激光物质由两种气体混合。其中一种易于通过放电碰撞而受激,此受激原子将能量传给第二种气体,使之产生粒子数反转。即



这反应的可能性小,除非满足下述两个条件:(a) ΔE 应小到 kJ 级,不然原子之一会吸收 ΔE 而突然改变其平移速度;(b) A^* 应是亚稳态,即寿命较长,使之能把能量保持足够长的时间,以便把能量转移到 B。尽管 ΔE 的条件严格,但和光泵浦所遇到的问题比还是小一些。A 的最佳选择是 He,因它易于电离,碰撞截面大,而且有好几个亚稳态能级。大家熟知的倒是 He-Ne 激光器, A 是 He, B 是 Ne,

3. 电离碰撞产生激励

电子碰撞同时产生电离和激励,此时 A 被直接激励到电离受激态 $(A^+)^*$,反应如下:

1) 1Torr=133.332Pa.

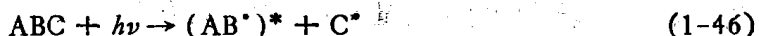


属于此类的有 Ar^+ 和 Kr^+ 离子激光器, 可惜的是实际激励机制极其复杂, 如 Ar^+ 激光器近阈值时, 其输出功率正比于放电电流的 6 次方, 但高增益时正比于 4 次方。这意味着 6 次不同的电子碰撞才能产生所要求的激励。

四、化学反应泵浦

在放热化学反应中, 所放出能量可以以电子能、振动能或转动能的形式出现。由于在能量交换的瞬间, 分子不易被加速, 放热越多, 通过高频量子过程移走多余能量的可能性就越大。由表 1-1 可见, 发生转动激励只要 $2cm^{-1}$ 能量, 振动激励要 $2000cm^{-1}$ 能量, 电子激励约需 $20000cm^{-1}$ 的能量, 因为 $120J/mol$ 相应于 $10cm^{-1}$ 。多次化学反应所释放的能量相应于几个振动跃迁。尽管化学发光代表受激电子态的化学集居, 但粒子数反转很少发生, 因效率低。在许多反应中, 大概会产生转动能级的粒子数反转, 但反转难于维持, 因只要几次碰撞就可达到转动-平移平衡。振动激励没有这种困难, 因只需要中等能量, 分子得碰撞几千次才会出现振动平衡。

现先描述单分子光化反应型的激光器。即



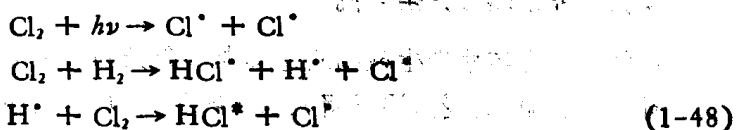
此时, 辐射建立了离解态, 最后会产生一处于辐射受激态的成分。由于过程是单分子的, 而辐射的脉冲宽度窄, 从而可能建立粒子数反转, 如 $NOCl$ 产生受激 NO , OSC 产生受激 CO , 二者都辐射红外线, 能量 $1000-2000cm^{-1}$ 。

第二类是双分子光化反应, 一般式是



此时离解先于高能化学键的形成。自由基应相当稳定, AC^* 的寿命应长到能建立反转。如 CS_2 和 O_2 混合物的光解, 得到受激态 CO 。

第三类是链式反应。虽然用光脉冲和电子流能很快起动, 但只在确定反应中产生受激态, 如 H_2-Cl_2 混合气的光解



从 v_{2-1} 的跃迁可得到几条 P 支激光线。

五、半导体中的泵浦

图 1-6(a) 示未加电压时, 半导体 pn 结能级示意图。虚线 F 是物质的费密能级, 此能级可认为是已满能级和未满能级的重心。在未掺杂的受主物质中, 它处在禁带中。就 n 型半导体来说, 掺杂物的电子比受主多, 所以, 费密能级在导带之中, p 型半导体的情况相反, 费密能级在价带。当两个不同物质相互接触并处于热力学平衡时, 它们会交换足够电子, 使二者的费密能级相等, 如图 1-6(a) 所示。

如果给 pn 结加正向偏压, 即 P 型的电位为正, n 型的为负。能源能将费密能级分开,