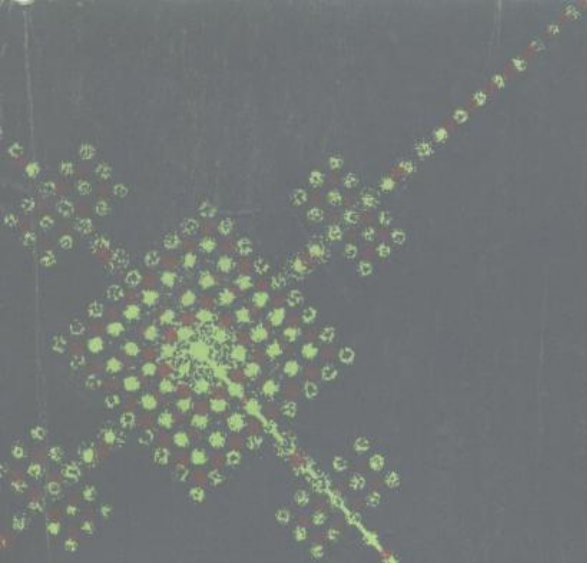




气体激光

上册

上海人民出版社

气 体 激 光

(上 册)

《气体激光》编写组

上海人民出版社

气 体 激 光

(上 册)

《气体激光》编写组

上海人民出版社出版

(上海绍兴路5号)

新华书店上海发行所发行 上海新华印刷厂印刷

开本 787×1092 1/32 印张 8.75 字数 190,000

1975年12月第1版 1975年12月第1次印刷

统一书号: 15171·196 定价: 0.51 元

毛主席语录

列宁为什么说对资产阶级专政，这个问题要搞清楚。这个问题不搞清楚，就会变修正主义。要使全国知道。

自力更生为主，争取外援为辅，破除迷信，独立自主地干工业、干农业，干技术革命和文化革命，打倒奴隶思想，埋葬教条主义，认真学习外国的好经验，也一定研究外国的坏经验——引以为戒，这就是我们的路线。

通过实践而发现真理，又通过实践而证实真理和发展真理。

前 言

激光是正在迅速发展着的一项新兴的科学技术。在我国,特别是无产阶级文化大革命以来,在毛主席的革命路线指引下,广大工农兵群众破除迷信,解放思想,独立自主,自力更生,艰苦奋斗,奋发图强,大搞科学实验,使这门新技术获得了飞跃发展。目前已制成各种类型的激光器,并在工、农业生产、科学研究等方面获得了越来越广泛的应用。从事激光工作的队伍也不断扩大。为适应激光技术蓬勃发展的需要,遵照伟大领袖毛主席关于“要认真总结经验”和“洋为中用”的教导,我们在总结工作的基础上,同时综合国外有关资料,编写成这本《气体激光》,使从事这方面工作的同志阅后对气体激光能有比较系统的了解。

本书主要内容可分为两部分:上册介绍气体激光器的基本原理,着重介绍气体原子和分子建立能级粒子数反转的方法及气体激光器的输出特性;下册以氦-氖激光器、二氧化碳分子激光器和氩离子激光器等典型器件为代表,分别介绍原子、分子、离子激光器的工作原理、器件结构、工作特性以及输

33904

• i •

出特性等方面的知识,并且着重介绍工艺方面的内容。但是,由于气体激光所涉及的内容比较广泛,发展又很迅速,本书内容自然是很不完善的;加上编者政治思想水平和业务水平所限,书中会有不少缺点和错误,恳请读者批评指正。

本书由中国科学院上海光机所编写,主要编写人员有:雷仕湛、黄永楷、袁才来、郑承恩、苏谐隆、傅恩生等同志。书中插图由刘亚淑同志绘制。在编写过程中还得到有关工厂、学校、科研单位的积极支持,提供了不少资料和宝贵的修改意见,对本书的编写工作都有很大的帮助,在此表示感谢。

《气体激光》编写组

目 录

第一章 激光的物理基础	1
§ 1-1 电磁场的模与光量子态	1
§ 1-2 光的相干性	3
§ 1-3 相干体积、相格与模	6
§ 1-4 黑体辐射	8
§ 1-5 自发辐射与受激辐射	10
§ 1-6 辐射的起伏	13
§ 1-7 谱线线型	15
§ 1-8 振荡条件	23
§ 1-9 激光频宽	26
§ 1-10 模牵引效应	27
§ 1-11 锁模	29
第二章 光学共振腔与振荡模	33
§ 2-1 腔的作用	33
§ 2-2 共振腔的模	34
§ 2-3 共振腔的 Q 值	38
§ 2-4 模的空间相干性	41
§ 2-5 处理光腔问题的几种方法	43
§ 2-6 共振腔的基本积分方程	46
§ 2-7 稳定区域图	50
§ 2-8 等价性	51
§ 2-9 平面腔	52

§ 2-10 球面腔	65
§ 2-11 非稳定腔	90
§ 2-12 选模方法	96
第三章 建立粒子数反转的方法	109
§ 3-1 原子能级	109
§ 3-2 分子能级	113
§ 3-3 电子碰撞激发	125
§ 3-4 热激发	150
§ 3-5 化学能激发	167
§ 3-6 核能激发	178
第四章 气体激光器的工作特性	179
§ 4-1 增益和增益饱和效应	179
§ 4-2 输出功率	205
§ 4-3 气体激光器的振荡频率和频率稳定性	213
§ 4-4 激光噪声	233
§ 4-5 方向性及其测量	240

第一章 激光的物理基础

§ 1-1 电磁场的模与光量子态

在物理学中，对辐射场的性质存在着两种不同的观点和两种不同的描述方法。一种看法是从波动的观点出发把辐射场看作是各种不同频率的驻波集合；另一种看法则从粒子的观点出发把辐射场看作是数目不固定的光子气。两种看法都得到相同的结果。这说明光具有波动与粒子相统一的二重性。

模在激光理论中是一个很基本的概念。从波动观点看，模是指电磁波运动的一种类型。众所周知，电磁波的运动规律是由一组麦克斯韦方程式描述的。这组方程的建立是以下面三个简化假定为前提的：1) 所有处在场中的物体是静止的；2) 在场中每一点上描述介质特性的量 ϵ (电介常数)、 μ (磁导率) 和 λ (电导率) 保持不变；3) 在场中没有永久磁体和铁磁介质。在以上假定下，只要给定了边界条件和初始值，麦克斯韦方程组的解就唯一地确定了。即是说，在任意时间 ($t_1 > 0$)、为任意闭合面 S 包围的空间 V 中的任意一点的电磁场，由麦克斯韦方程组唯一地决定，只要给定电磁矢量 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 在这一整个空间区域内在 $t=0$ 的初始值，以及两矢量之一 (例如 $\mathbf{E}$) 从 $t=0$ 到 $t=t_1$ 的一段时间内在 S 面上切向分量的边界值即可。一般说来，满足同样初始条件和边界条件的可以有很多个解，这些解的任一线性组合也同样满足麦克斯

韦方程组。方程组的每一个解就是可能存在于 V 内的一种电磁场分布, 即所谓模(或叫波型)。这种模, 实际上就是存在于 V 内的各种不同频率的驻波。

从粒子观点看, 模代表那种可以相互区分的光子态。概括的说, 对于稳态, 就是按光子的传播方向、频率和偏振来实现这种区分的。

我们知道, 一个微观粒子的运动状态不能同时用它在某一瞬间的准确位置和动量来表征, 它受到测不准关系的制约。一个量子态等效于经典统计物理学中相空间的一个面积元, 根据测不准关系, 它的大小为 $\Delta P_x \Delta x = h$ (P_x 是粒子动量的 x 分量, x 是粒子的坐标, h 是普朗克常数)。这是一维的情形。若考虑的空间是三维空间, 则量子力学中的一个量子态就相当于相空间中的一个体积元, 其大小为 $\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \Delta x \Delta y \Delta z = h^3$ 。此体积元又称相格。

由于微观粒子的全同性(即粒子的质量 m 、电荷 e 和自旋 s 等都相同), 因而要按经典力学那种给每个粒子标号的办法在每一瞬间来鉴别粒子的状态(即确定位置和动量)并不是有效的。在由全同粒子组成的系综中, 只能实现同样粒子交换时的不变态, 而不能说粒子按态的分布。这里有两种情形: 一种是每一量子态的粒子数是没有限制的, 可以有很多粒子同时处于同一量子态; 另一种情形是, 各个粒子不能具有相同的量子态, 每一量子态只能被一个粒子所占有(当然也可以空着), 这就是不相容原理。描述第一类粒子运动规律的是玻色-爱因斯坦统计学; 描述第二类粒子运动规律的是费米-狄拉克统计学。遵从第一种统计学的粒子叫玻色子(如光子、介子等); 遵从第二种统计学的粒子叫费米子(如电子、质子、中子等)。光子是一种玻色子, 在一个量子态上允许有很多个光

子存在,但是具体数目却是不固定的。因为在平衡态时,光子在频率 $\Delta\nu$ 中的分布有脱离平衡的涨落。处于同一量子态上的光子数,我们称为光子的简并度。激光器的最大特点,就在于它有极高的光子简并度,即单色亮度。这正是激光器区别于普通光源的本质所在。

§ 1-2 光的相干性

众所周知,激光除了高单色亮度以外,它的高度相干性也是非常明显的。之所以如此,其根本原因在于激光器的振荡是靠受激辐射提供能量的,而由这种过程所增殖的光子是同位相、同频率、同方向和同偏振的。虽然自发辐射及其它原因(如温度、气压的改变引起的谱线加宽)会给激光器的输出带来噪音,但毕竟还是次要的。而普通热光源则不同,其辐射基本上是由独立的原子或原子团(辐射元)发射的,不同的原子所发出的波列,不论在位相上还是在振幅上都是互不相关的。从而它的亮度也就无法同激光相比。

下面以热光源为对象,分别从杨氏实验和迈克尔逊实验来说明辐射场的空间相干性和时间相干性。

杨氏实验是研究发光面上不同两点在同一时间内发出辐射的相干性,这种相干性叫空间相干性。图 1-1 是这一实验的示意图。令光源的线度为 Δx , F_1Q 和 F_2Q 分别为狭缝 F_1 与 F_2 到观察点 Q 的距离,并且令 $F_1Q = F_2Q$,光源面到狭缝面的距离为 R ,两狭缝之间的距离为 L_x ,而且 $\Delta x \ll R$ 。现在我们在 Q 点来考察 F_1 和 F_2 两处辐射场的相干性。

由于普通光源是由许多独立的辐射元组成的,每个辐射元都向两个狭缝 F_1 , F_2 发射辐射。因而要在 Q 点看到干涉条纹,就必须使光源的大小满足一定的条件。这个条件就是

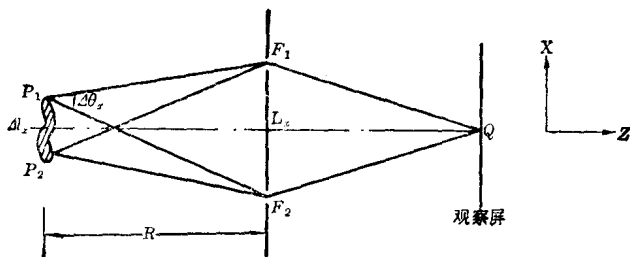


图 1-1 杨氏实验示意图

光源中的某一面积元移到另一面积元时，所引起的程差变化必须小于辐射的波长，由图 1-1 可知，

$$(P_1F_1)^2 = R^2 + \left(\frac{L_x - \Delta l_x}{2} \right)^2$$

$$(P_1F_2)^2 = R^2 + \left(\frac{L_x + \Delta l_x}{2} \right)^2$$

程差的绝对值等于

$$(P_1F_1)^2 - (P_1F_2)^2 = \Delta l_x L_x$$

近似地等于

$$|P_1F_1 - P_1F_2| \approx \frac{\Delta l_x L_x}{2R}$$

在对称位置上程差为 0，若辐射波长是 λ ，则在 F_1 ， F_2 两点的空间相干条件为

$$\frac{\Delta l_x L_x}{2R} \leq \lambda$$

因 $\frac{L_x}{R} \approx \Delta \theta_x$ ，故

$$\frac{1}{2} \Delta l_x \Delta \theta_x \leq \lambda \quad (1-1)$$

$\Delta \theta_x$ 就是相干光辐射的方向角。如果发光体是一个直径等于 Δl 的圆面积，则上式就变成圆孔衍射公式

$$\Delta\theta = 1.22 \frac{\lambda}{\Delta l} \quad (1-2)$$

为了确定光源空间相干性的程度，我们定义一个叫做可见度的无量纲系数 γ ，

$$\gamma = \frac{I_{\text{极大}} - I_{\text{极小}}}{I_{\text{极大}} + I_{\text{极小}}} \quad (1-3)$$

式中 $I_{\text{极大}}$, $I_{\text{极小}}$ 分别为在观察面测得的明暗干涉条纹的强度。

上面是通过杨氏实验说明光辐射的空间相干性，下面我们再通过迈克尔逊干涉仪实验说明光辐射的时间相干性。

用迈克尔逊干涉仪研究光源中同一辐射元在不同时间辐射出的光束之间的相干性叫时间相干性。图 1-2 是这一实验的示意图。从光源 S 发出的光在部分反射镜 M 处分成两路，经过光程不等的两面反射镜反射后汇聚于观察点 Q 。如果两光束的程差小于某一定值 Δd 时，则在 Q 点就能看到干涉条纹，否则就看不到。这一条件也可以表述为：两光路的相对延迟时间必须小于某一定值，即

$$|\Delta t| \leq \frac{\Delta d}{c} = \tau_{\text{相干}} \quad (1-4)$$

式中 Δd 称作光源的相干长度， $\tau_{\text{相干}}$ 叫相干时间， c 为光速。

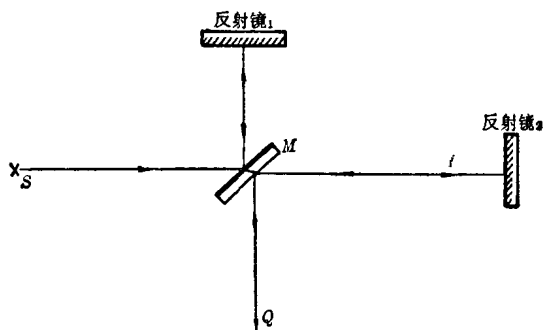


图 1-2 迈克尔逊干涉仪实验示意图

对于这一条件可以这样来理解：因为一般光源不可能是绝对单色的，它总有一定的频宽 $\Delta\nu$ 。在空间某一点上，以频率 ν 和 $\nu + \Delta\nu$ 通过该点的光波，只有当它们在时间 Δt 内的振动次数之差小于 1 的情况下，才能看到干涉条纹。也就是说，只有保持这一条件的光才是有时间相干性的，即

$$(\nu + \Delta\nu) \Delta t - \nu \Delta t \leq 1$$

由此得到

$$\Delta\nu \Delta t \leq 1 \quad (1-5)$$

这一关系实际上就是量子力学中测不准关系的另一表达式。它表明光源的相干时间与光源的频宽 $\Delta\nu$ 成反比。频带愈窄，相干长度就愈长。

§ 1-3 相干体积、相格与模

利用测不准关系求得相格的体积等于

$$\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z \Delta x \Delta y \Delta z = h^3$$

它是相空间中的最小单元。在其中的全部光子均被认为是处于同一种状态。

下面来证明相干体积和一个相格的三度空间体积是相等的：

相干体积为：

$$\Delta V_{\text{相干}} = c \tau_{\text{相干}} A_{\text{相干}}$$

式中 c 为光速， $\tau_{\text{相干}}$ 为相干时间， $A_{\text{相干}}$ 为相干面积。因为相干面积 $A_{\text{相干}} = L_x^2$ ，光源面积 $\Delta A_{\text{光源}} = (\Delta L_x)^2$ ，故得到：

$$\Delta V_{\text{相干}} = \frac{\lambda^2 R^2 c}{\Delta A_{\text{光源}} \Delta \nu} \quad (1-6)$$

现在利用测不准关系来求得一个相格的体积。在间距为 $(\Delta s_x, \Delta s_y, \Delta s_z)$ 的两个观察点 a_1 和 a_2 上进行测量（如图 1-3

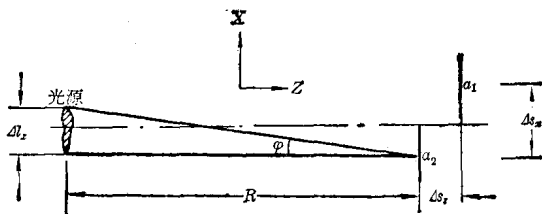


图 1-3 相干体积与相格关系的示意图

所示)。确定光子在其中一个观察点的位置就相当于光子动量 x 分量的测不准量 ΔP_x , 因为 $\phi \approx \frac{\Delta l_x}{R}$

所以
$$\Delta P_x = P_x \phi = \frac{h \Delta l_x}{\lambda R}$$

而光子动量 z 分量的测不准量则为

$$\Delta P_z = \frac{h \Delta \nu}{c}$$

因此, 在观察平面上,

$$\Delta P_x \Delta P_y \Delta P_z = \frac{h^3 \Delta A_{\text{光源}} \Delta \nu}{\lambda^2 R^2 c}$$

利用本节第一个关系式便得到相空间中一个相格在观察点上的体积为

$$\Delta x \Delta y \Delta z = \frac{\lambda^2 R^2 c}{\Delta A_{\text{光源}} \Delta \nu} \quad (1-7)$$

比较 (1-6) 和 (1-7), 可见相干体积和一个相格的空间体积是相等的, 欲使辐射在两个点上相干, 就要求

$$\Delta s_x \Delta s_y \Delta s_z < \Delta x \Delta y \Delta z \quad (1-8)$$

由于模就是一种光的量子态。因而一个模体积就等于一个相干体积。所以, 相干体积、相格和模是一种等价的描述。

§ 1-4 黑 体 辐 射

激光理论中的许多基本概念都可以由黑体辐射的理论导出。实验事实证明，热辐射也是一种电磁波。当它与其相互作用的物质达到热力学平衡时，不管它与物质交换能量的机构如何，辐射场的辐射能量密度及其按频率的分布完全由温度确定而与材料无关。这就是热辐射，或黑体辐射的基本特性。所谓绝对黑体（简称黑体）即发射系数和吸收系数均等于1的辐射体。一个与外界绝热、旁侧开一个小孔的空腔辐射体，就是绝对黑体的一个例子。测量激光能量的炭斗正是根据这一原理制作的。

设在一给定方向传播的平面波为 $\mathbf{A} = A_0 \cos(2\pi \nu t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ 。式中 A_0 为振幅， $\mathbf{k}$ 为波矢（在传播方向的大小等于 $\frac{2\pi}{\lambda}$ ）， $\mathbf{r}$ 为原点到波面上任意一点的矢量。这种波能在自由空间中以任意波长传播，但在—封闭腔内，由于波在器壁上的反射将在腔内形成驻波。驻波的波长由腔的边界条件决定。若考虑边长为 a, b, c 的一个立方体，则在 a, b, c 方向形成驻波的条件分别为：

$$a = l \frac{\lambda}{2}$$

$$b = m \frac{\lambda}{2}$$

$$c = n \frac{\lambda}{2}$$

其中 l, m, n 为正整数， λ 为波长。因此传播矢量 $\mathbf{k}$ 在此三个方向上的可能分量分别为

$$k_{l,m,n} = \frac{2\pi l}{2a}, \quad \frac{2\pi m}{2b}, \quad \frac{2\pi n}{2c}$$

并且每一组 l, m, n 值就对应于一个模(当然还要计及两个相互垂直的偏振)。波矢空间中, 在三个方向上的模之间的距离分别为

$$\Delta k_l = k_{l+1,m,n} - k_{l,m,n} = \frac{2\pi}{2a}$$

$$\Delta k_m = k_{l,m+1,n} - k_{l,m,n} = \frac{2\pi}{2b}$$

$$\Delta k_n = k_{l,m,n+1} - k_{l,m,n} = \frac{2\pi}{2c}$$

这样, 在波矢空间中每个模的体积便等于 $\Delta k_l \Delta k_m \Delta k_n = \frac{(2\pi)^3}{8abc}$
 $= \frac{1}{8} \frac{(2\pi)^3}{V}$, 其中 $V = abc$. 波矢在 $0 \rightarrow k$ (即频率在 $0 \rightarrow \nu$) 之间的模数 N_k , 可由波矢空间总体积 $\frac{4}{3} \pi k^3$ 的 $\frac{1}{8}$ 除以模体积 $\frac{(2\pi)^3}{8V}$, 并将结果乘以 2 而得出 (因为每个波矢 k 可能有两个偏振方向), 结果便是

$$N_k = \frac{k^3}{3\pi^2} V$$

若用频率表示, 即 $k = \frac{2\pi\nu}{c}$, 则上式就变为

$$N_\nu = \frac{8\pi\nu^3}{3c^3} V$$

单位体积单位频率间隔的模密度 $p(\nu)$ 等于

$$p(\nu) = \frac{1}{V} \frac{dN_\nu}{d\nu} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \quad (1-9)$$

单位体积单位频率间隔的黑体辐射密度 $\left(\frac{\text{焦耳}}{\text{米}^3 \cdot \text{赫}}\right) \rho(\nu)$ 等于