

激光原理与激光技术

北京工业大学出版社

俞宽新 江铁良 赵启大 编著



激光原理与激光技术

俞宽新
江铁良 编著
赵启大

北京工业大学出版社

内 容 简 介

本书共分三部分：论述了光和物质相互作用的基本物理过程和速率方程理论，在此基础上分析了连续激光器的工作特性；介绍了谐振腔的几何理论与衍射理论基础，平行平面腔、对称共焦腔和一般稳定球面腔的模式特征，论述了高斯光束的传输规律；介绍了调Q与锁模脉冲技术，选频、选模、稳频等激光器技术。本书结构安排合理，语言精炼，论述准确，每章后附有适量习题，可供教学时选用。

本书适合于高等院校应用物理专业本科生使用，也可供从事光电子技术研究的科研人员和工程技术人员参考。

激光原理与激光技术

俞宽新 江铁良 赵启大 编著

※

北京工业大学出版社出版发行

各地新华书店经销

徐水宏远印刷厂印刷

※

1998年3月第1版 1998年3月第1次印刷

850mm×1168mm 32开本 9.375印张 233千字

印数：1~15,000册

ISBN7-5639-0626-6/T·62

定价：12.00元

前 言

本书根据高等工业院校应用物理专业“激光原理与激光技术”的教学大纲编写，总学时 72 学时，共分三部分。第一部分（第一章～第四章）讲授激光振荡理论，第二部分（第五章～第八章）讲授光学谐振腔理论，第三部分（第九章～第十一章）讲授几种激光器的腔内技术。

光与物质的相互作用是激光振荡的物理基础，第一章～第四章的重点放在阐明光和物质相互作用的基本物理过程和主要理论分析方法——速率方程理论上，在此基础上分析了连续激光器的工作特性。

光学谐振腔是激光器的重要组成部分，第五章～第八章介绍了谐振腔的几何理论与衍射理论基础，并介绍了平行平面腔、对称共焦腔和一般稳定球面腔的模式特征，讨论了高斯光束的传输规律。

脉冲技术是提高激光功率与能量的重要技术，第九章、第十章介绍了调 Q 与锁模两种最重要的脉冲技术。第十一章介绍了选频、选模、稳频等几种激光器技术，这些技术对提高激光的光束质量具有重要意义。

本书采用 SI 国际单位制，每章后附有少量习题，可供学生练习用。

本书可作为高等工业院校应用物理专业本科生“激光原理与激光技术”课程的教材，也可供从事光电子技术研究的科研人员和工程技术人员参考。

本教材第一章 §1.1～§1.6、第二章～第四章、第六章～第八章

由俞宽新编写；第九章～第十一章由江铁良编写；第一章§1.7及第五章由赵启大编写。

限于编者水平，书中难免会有一些错误和不妥之处，恳请读者不吝指正。

编 者

1997年1月

目 录

第一章 激光基本原理	(1)
§ 1.1 光源相干性	(1)
§ 1.2 光波模式与光子态	(5)
§ 1.3 自发辐射、受激辐射与受激吸收	(12)
§ 1.4 激光基本知识	(18)
§ 1.5 激光器举例	(23)
§ 1.6 激光特性	(33)
§ 1.7 光学谐振腔的基本知识	(36)
习题一	(49)
第二章 辐射场与物质的相互作用	(51)
§ 2.1 激光器的几种理论	(51)
§ 2.2 谱线加宽与线型函数	(53)
§ 2.3 均匀加宽	(57)
§ 2.4 非均匀加宽	(61)
§ 2.5 综合加宽	(66)
§ 2.6 速率方程	(67)
习题二	(74)
第三章 介质对光的增益	(76)
§ 3.1 小信号反转粒子数	(76)
§ 3.2 小信号增益系数	(78)
§ 3.3 大信号反转粒子数	(82)
§ 3.4 大信号增益系数	(90)
§ 3.5 发射截面与吸收截面	(99)

习题三	(101)
第四章 连续激光器的稳态工作特性	(103)
§ 4.1 激光形成的阈值条件	(103)
§ 4.2 模式竞争	(109)
§ 4.3 连续激光器的输出功率	(115)
§ 4.4 激光器的线宽极限	(121)
§ 4.5 频率牵引现象	(125)
习题四	(136)
第五章 光学谐振腔的基本理论	(139)
§ 5.1 光学变换矩阵	(139)
§ 5.2 光学谐振腔的稳定性条件	(144)
§ 5.3 谐振腔的衍射理论基础	(157)
§ 5.4 自再现模的积分方程	(160)
习题五	(166)
第六章 平行平面腔	(167)
§ 6.1 条形与方形镜平行平面腔	(167)
§ 6.2 圆形镜平行平面腔	(177)
第七章 稳定球面腔	(182)
§ 7.1 方形镜对称共焦腔	(182)
§ 7.2 圆形镜对称共焦腔	(196)
§ 7.3 一般稳定球面腔	(202)
习题七	(208)
第八章 高斯光束	(210)
§ 8.1 高斯光束的基本性质	(210)
§ 8.2 高斯光束 q 参数的传输规律	(214)
§ 8.3 高斯光束的聚焦与准直	(218)
§ 8.4 高斯模的匹配	(227)
习题八	(230)

第九章 调 Q 技术	(232)
§ 9.1 概述	(232)
§ 9.2 调 Q 激光器的速率方程	(235)
§ 9.3 转镜调 Q 技术	(241)
§ 9.4 电光调 Q 和声光调 Q	(250)
§ 9.5 染料调 Q 技术	(255)
第十章 锁模技术	(258)
§ 10.1 锁模技术的基本原理	(258)
§ 10.2 锁模装置	(265)
§ 10.3 超短脉冲的测量	(268)
第十一章 选频、选模和稳频技术	(271)
§ 11.1 激光频率的选择	(271)
§ 11.2 纵模的选择	(274)
§ 11.3 横模的选择	(278)
§ 11.4 稳频技术	(285)

第一章 激光基本原理

本章概述激光器的基本工作原理，包括光的相干性、光的自发辐射、受激辐射与受激吸收的概念，激光器的结构、工作原理以及激光的特性等。另外，为了便于第二章~第四章的学习，本章最后一节简单介绍了有关光学谐振腔的知识，包括谐振腔模式的概念、谐振腔的损耗、无源腔本征模式线宽以及非涅耳数等内容。

§ 1.1 光源相干性

激光器区别于普通光源的最重要的一条是它的良好相干性，为了理解激光的这一本质特性，我们先来讨论有关一般光源的相干性的概念。光源相干性分时间相干性与空间相干性。

一、时间相干性

光源的时间相干性描述的是某一个空间点在不同的时刻光波场之间的相干性。用相干时间 t_c 定量描述，它定义为光传播方向上某点处，可以使得两个不同时刻的光波场之间有相干性的最大时间间隔。这个时间间隔实际上就是光源所发出的有限长波列的持续时间。可以将光传播方向上任一点的光场振动随时间变化的规律写为

$$E(t) = \begin{cases} E_0 e^{i2\pi\nu_0 t}, & 0 < t < t_c \\ 0, & \text{其它} \end{cases} \quad (1-1-1)$$

式中： ν_0 ——光振动的频率。

对上式进行付里叶变换，然后再求它的模平方，便可得到此光源的光强随频率变化的函数关系即光源频谱为

$$I(\nu) = |F[E(t)]|^2 = \left| \int_0^{t_c} E_0 e^{i2\pi\nu_0 t} e^{-i2\pi\nu t} dt \right|^2 \quad (1-1-2)$$

忽略常数比例因子后，可以算出：

$$I(\nu) = \text{sinc}^2[\pi(\nu - \nu_0)t_c] \quad (1-1-3)$$

式中 $\text{sinc}x$ 称辛格函数，定义为 $\text{sinc}x = \sin x/x$ 。由 (1-1-3) 式画

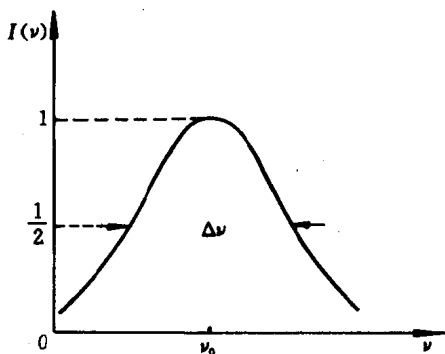


图 1-1-1 光波列频谱曲线

出的频谱曲线如图 1-1-1 所示。通常定义光强下降到最大值一半的两个频率间隔为光源的频谱线宽 $\Delta\nu$ ，由 sinc 函数的定义，不难求出

$$\Delta\nu = \frac{1}{t_c} \quad (1-1-4)$$

该式说明，光源的时间相干性实际上描述了光源的单色性能。单色性能越好，即频谱线宽越窄，光源的时间相干性就越好，相干时间越长。

二、空间相干性

光源的空间相干性描述的是某一时刻不同空间点处的光波场之间的相干性。按所研究的空间点的位置的不同，又有纵向空间相干性与横向空间相干性之分。

(一) 纵向空间相干性

光源的纵向空间相干性可以用相干长度 L_c 来描述。它定义为可以使光传播方向上两个不同点处的光波场具有相干性的最大空间间隔。这个空间间隔实际上就是光源所发出的光波列长度，显然它与相干时间 t_c 有如下关系：

$$L_c = t_c \cdot c \quad (1-1-5)$$

式中： c ——光速。

将 (1-1-4) 式代入上式，有

$$L_c = \frac{c}{\Delta\nu} \quad (1-1-6)$$

该式说明，光源的相干时间 t_c 与相干长度 L_c 的实质是一样的，它们都反映了光源的单色性能的好坏。

(二) 横向空间相干性

光源的横向空间相干性通常用相干面积 A_c 来描述，它定义为可以使得在垂直于光传播方向的平面上任两个不同地点处光波场具有相干性的最大面积。为推导相干面积的计算公式，我们来考察图 1-1-2 中所示的杨氏双缝实验。为了使观察屏中心 O 点处能看到干涉条纹，要求宽度为 $2a$ 的光源上下端点 S_1 与 S_2 分别通过二缝 P_1 与 P_2 到达 O 点的光程差之差不得大于光波长 λ ，用式子表示即为：

$$(S_1P_2 - S_1P_1) - (S_2P_2 - S_2P_1) \leq \lambda \quad (1-1-7)$$

设光源到双缝的距离为 D ，二缝间距为 $2b$ ，若 $D \gg a + b$ ，可以证明：

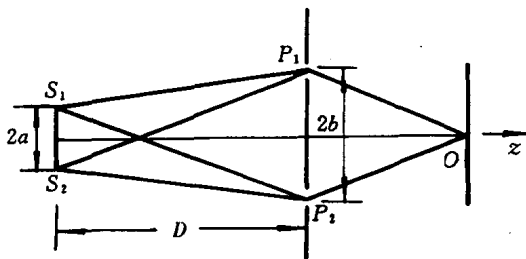


图 1-1-2 杨氏双缝实验示意图

$$S_1P_2 = S_2P_1 = [D^2 + (b + a)^2]^{\frac{1}{2}} = D + \frac{(b + a)^2}{2D} \quad (1-1-8)$$

$$S_1P_1 = S_2P_2 = [D^2 + (b - a)^2]^{\frac{1}{2}} = D + \frac{(b - a)^2}{2D} \quad (1-1-9)$$

将 (1-1-8) 式与 (1-1-9) 式代入 (1-1-7) 式, 并令 $A_c = (2b)^2$, $A_s = (2a)^2$, 可得到:

$$A_c \cdot A_s \leq \lambda^2 D^2 \quad (1-1-10)$$

A_c 可视为光源的面积。此式表明, 当光源面积给定时, 在距离光源为 D 处并与光传播方向垂直的平面内, 光场具有相干性的各空间点限制在面积为 $\lambda^2 D^2 / A_s$ 的范围内。该面积就是相干面积。换句话说, 为了使相干面积 A_c 范围内各点的光场具有相干性, 要求光源面积不得超过 $\lambda^2 D^2 / A_c$ 。因此又可称 A_s 为光源的相干面积。

(三) 综合空间相干性

为了综合描述纵向及横向的空间相干性, 可把相干长度 L_c 分别乘到光源面积 A_s 与相干面积 A_c 上, 则

$$V_s = L_c A_s \quad (1-1-11)$$

$$V_c = L_c A_c \quad (1-1-12)$$

由 (1-1-10) 式可以得到 V_c 与 V_s 满足关系:

$$V_c V_s \leq L_c^2 \lambda^2 D^2 \quad (1-1-13)$$

此式说明, 光源面积 A_s 及光谱线宽 $\Delta\nu$ 给定后, 在距光源为 D 处, 光场具有相干性的各空间点应限制在体积为

$$V_c = \frac{c\lambda^2 D^2}{A_s \Delta\nu} \quad (1-1-14)$$

的范围内。此体积称相干体积。或者说, 为了使处在相干体积 V_c 范围内的各点光场具有相干性, 要求光源体积不能超过

$$V_s = \frac{c\lambda^2 D^2}{A_c \Delta\nu} \quad (1-1-15)$$

这一体积又可称为光源的相干体积。从 (1-1-14) 式可以看出, 相干体积是光源单色性与光源线度的综合反映。

§ 1.2 光波模式与光子态

近代物理的量子电动力学从理论上把光的电磁理论 (即波动说) 与光子理论 (即微粒说) 在电磁场的量子化描述的基础上统一了起来, 从而阐明了光的波粒二象性。本节分别讨论激光工作原理中与这两种理论相对应的光波模式与光子态的概念, 以及这两个概念与光相干性之间的关系。

一、光波模式

按照经典的电磁理论, 电磁波的运动规律由麦克斯韦 (C. Maxwell) 方程组决定, 单色平面波是该方程的一个特解, 它的通解可表示为一系列的单色平面波的线性叠加。在自由空间里, 具

有任意波矢 k 的单色平面波都可以存在，但在一个有边界条件限制的空间如激光器的光学谐振腔内，只可能存在一系列独立的具有特定光波矢的单色平面驻波。这种可以存在于谐振腔内，并以波矢 k 为标志的单色平面驻波称为光波模式。不同波矢的单色平面驻波为不同的光波模式。考虑到每一个电磁波有两种独立的偏振状态，故每一个波矢对应两个具有不同偏振方向的光波模式。下边我们来求解一个体积为 $V = \Delta x \Delta y \Delta z$ 的立方体空腔中可以独立存在的光波模式数。该空腔示意图如图 1-2-1 所示，由驻波条件可

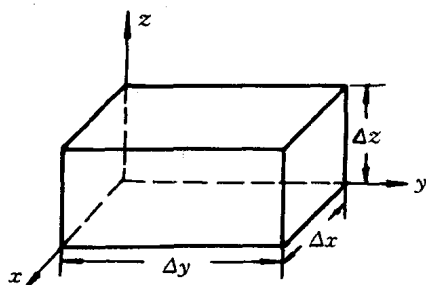


图 1-2-1 立方体空腔

知，存在于此立方体空腔内的光波模式的波矢量必须满足下列条件：

$$\left. \begin{aligned} k_x \Delta x &= m\pi \\ k_y \Delta y &= n\pi \\ k_z \Delta z &= q\pi \end{aligned} \right\} \quad (1-2-1)$$

其中 m 、 n 、 q 都为正整数。每一组不同的 m 、 n 、 q 数值的组合便对应了一个光波矢，或两个不同偏振态的光波模式。在以 k_x 、 k_y 、 k_z 为坐标轴的波矢量空间坐标系的第一卦限内，每一个点代表一个允许存在的光波矢，如图 1-2-2 所示。由 (1-2-1) 式可知，在

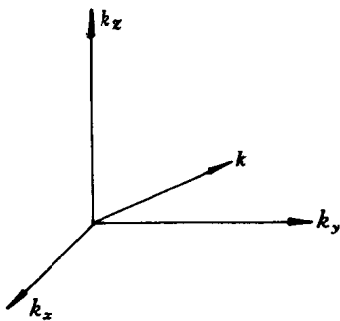


图 1-2-2 波矢空间

波矢空间中，相邻两个光波矢对应点之间的间隔沿三个坐标轴方向的分量分别为：

$$\left. \begin{aligned} \Delta k_x &= \frac{\pi}{\Delta x} \\ \Delta k_y &= \frac{\pi}{\Delta y} \\ \Delta k_z &= \frac{\pi}{\Delta z} \end{aligned} \right\}$$

(1-2-2)

因此，每个光波矢在波矢空间中所占有的体积元为：

$$\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z = \frac{\pi^3}{\Delta x \Delta y \Delta z} = \frac{\pi^3}{V} \quad (1-2-3)$$

在波矢空间中，数值大小处在 $k \sim k + dk$ 范围内的波矢量 k 对应点都在以原点为球心、以 k 为半径、以 dk 为厚度的薄球壳内。考虑到波矢量驻波条件决定了它的三个分量只能取正值，因此，可以存在于体积为 V 的空腔内的光波矢在波矢空间中所占体积是该球壳体积的 $1/8$ ，即 $\frac{1}{2} \pi k^2 dk$ 。用它除以每个光波矢在波矢空间的体积元 (1-2-3) 式，可得出在体积为 V 的空腔内、波矢量数值处于 $k \sim k + dk$ 范围内的光波矢量数为：

$$H = \frac{k^2 dk}{2\pi^2} V \quad (1-2-4)$$

由于 $k = 2\pi/\lambda = 2\pi\nu/c$ ， $dk = 2\pi d\nu/c$ ，可以算出在 V 体积空腔内、频率处于 $\nu \sim \nu + d\nu$ 范围内的光波矢量数为：

$$H = \frac{4\pi\nu^2 d\nu}{c^3} V \quad (1-2-5)$$

因为光波模式数是光波矢量数的二倍，故最后得到存在于体积为

V 的空腔内、频率为 $\nu \sim \nu + d\nu$ 范围内的光波模式数为：

$$M = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} V \quad (1-2-6)$$

二、光子态

按照光的量子学说，光是一种以光速 c 运动的光子流。光子具有以下基本性质：

(1) 光子与其它基本粒子一样，具有能量、动量与质量。光子的这些粒子属性与光的波动属性紧密相连，这可以由光子的能量、动量、质量的计算公式反映出来：

$$E = h\nu \quad (1-2-7)$$

$$P = \frac{h}{2\pi} \mathbf{k} \quad (1-2-8)$$

$$m = \frac{h\nu}{c^2} \quad (1-2-9)$$

式中： ν ——光频率；

\mathbf{k} ——光波矢；

h ——普郎克常数。

(2) 光子具有两种可能的独立偏振状态，对应于光波场的两个独立偏振方向。

(3) 光子服从玻色—爱因斯坦统计分布，也就是说，处于同一状态的光子数没有限制。

经典质点的运动状态完全由空间坐标 (x, y, z) 和动量 (p_x, p_y, p_z) 确定，光子的运动状态则遵守量子力学中的测不准关系：

$$\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = h^3 \quad (1-2-10)$$

这说明，在由 x, y, z, p_x, p_y, p_z 六个坐标所支撑的六维相空间

中，相同状态的光子都处在同一个六维体积元 $\Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z$ 中，称之为相格，它的大小就等于 h^3 。光子的某一运动状态只能定域在一个相格中，而不能确定它在相格内部的对对应位置。也就是说，同一相格中的光子是无法区分的，它们属于同一光子态。

现在，我们来证明光波模式与光子态两个概念之间的等价性。为简单起见，我们先不考虑光波模式与光子态的偏振状态。由光子动量与光波矢量的关系式 (1-2-8) 知，每个波矢量在相空间中沿 p_x 、 p_y 、 p_z 轴方向的线度为：

$$\begin{aligned}\Delta p_x &= \frac{h}{2\pi} \Delta k_x \\ \Delta p_y &= \frac{h}{2\pi} \Delta k_y \\ \Delta p_z &= \frac{h}{2\pi} \Delta k_z\end{aligned}\tag{1-2-11}$$

因为每个光波模式都是由两个沿反方向传播的行波组成的驻波，这两个行波的波矢量大小相等、方向相反。因此，每个光波模式在 p_x 、 p_y 、 p_z 轴上的线度是 (1-2-11) 式的二倍，故

$$\left. \begin{aligned}\Delta p_x &= \frac{h}{\pi} \Delta k_x \\ \Delta p_y &= \frac{h}{\pi} \Delta k_y \\ \Delta p_z &= \frac{h}{\pi} \Delta k_z\end{aligned}\right\}\tag{1-2-12}$$

由上式有：

$$\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = \frac{h^3}{\pi^3} \Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z\tag{1-2-13}$$