

· 物理学教程 ·

夏学江 史斌星 主编

波动与光学

下 册

牟绪成 邓新元 董文达 编著

清华大学出版社

374798

清华大学教材

物理学教程

主编 夏学江 史斌星

波动与光学

(下册)

牟绪程 邓新元 董文达 编著



清华大学出版社

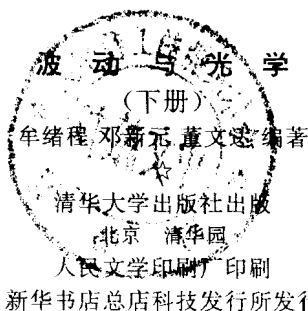
目录 67

内 容 简 介

本书是清华大学《物理学教程》之三,《波动与光学》分卷的下册。共有五章(第五章至第九章):光的干涉、光的衍射、光的偏振、几何光学及近代光学选题简介。其中包括部分选学内容。

本书可作为理工科各专业的大学物理教材,还可以作为科技人员、中学物理教师的参考书和青年读者自学用书。

(京)新登字 158 号



☆
开本: 850×1168 1/32 印张: 16.5 字数: 428 千字

1994 年 2 月第 1 版 1994 年 2 月第 1 次印刷

印数: 0001---3000

ISBN 7-302-01369-1/O · 146

定价: 9.00 元

编 者 的 话

本书是清华大学教材《物理学教程》中《波动与光学》分卷的下册,主要讲波动光学.

上册已有四章,本册从第五章起.第五章、第六章和第七章是基本内容,分别讨论光的干涉、衍射和偏振.为了兼顾应用物理专业普通物理课程教学大纲的要求,加了相对独立的第八章:几何光学.这一章可以提前先讲,也可以不提前,一些工科专业还可以全章略去.关于光学的近代发展及其有关应用的介绍,本书选了傅里叶光学、全息照相、非线性光学这三个题目,都归入第九章.另外,光的吸收、色散、散射的一些内容已放在本卷上册,而光的量子性、激光等则放在《量子物理学》分卷中.

本书也像《波动与光学》上册那样,特别注意阐明基本概念和基本规律.例如,第五章从几种看问题的角度反复说明光的相干性(当然还是在普通物理课程的水平上来讲),第六章对各种情况用惠更斯-菲涅耳原理分析衍射问题,第七章则一直注意分析光的偏振状态及其变化.对于二年级大学生来说,物理课教材主要是为学生提供在课堂之外阅读和钻研的基本材料,课堂讲授当然不必拘泥于教材中的细节顺序和讲法.教师宜根据学生情况、课时数、演示实验的配置等,按自己的风格灵活驾驭教材.除加*号的各小节可以略去外,还有一些小节也可以略去或重新组织.

本书初稿执笔大致分工如下:牟绪程,第五章、第八章;邓新元,第七章、第九章的§ 9.3;董文达,第六章(不含§ 6.2);夏学江,§ 6.2和第九章的§ 9.1与§ 9.2.邬淑婉同志为本书的编写准备了不少图片、资料,在此致谢.

编 者

1993年7月

目 录

第五章 光的干涉	1
§ 5.1 光的干涉概述	1
5.1.1 干涉条件 相干和不相干	2
5.1.2 普通光源发光的简化图象	7
5.1.3 频谱分解和谱线宽度.....	13
5.1.4 干涉条纹及其对比度.....	17
5.1.5 光程和光程差.....	21
§ 5.2 分波阵面的双光束干涉.....	26
5.2.1 杨氏实验.....	27
5.2.2 其他分波阵面的干涉装置.....	32
5.2.3 光的非单色性对干涉条纹对比度的影响.....	36
5.2.4 光源大小对干涉条纹对比度的影响.....	40
§ 5.3 分振幅的双光束干涉.....	50
5.3.1 膜的干涉——双光束近似.....	50
5.3.2 无限远处的等倾条纹.....	53
5.3.3 薄膜表面的等厚条纹.....	58
5.3.4 增透膜 高反射膜.....	67
5.3.5 迈克耳孙干涉仪.....	71
§ 5.4 光场的相干性.....	77
5.4.1 时间相干性.....	78
5.4.2 空间相干性.....	81
§ 5.5 多光束干涉.....	85
5.5.1 平行平面膜的多光束干涉.....	85
5.5.2 法布里-珀罗干涉仪	90

*5.5.3 法布里-珀罗仪器的分辨本领·····	92
习题五·····	95

第六章 光的衍射····· 106

§ 6.1 光的衍射现象和惠更斯-菲涅耳原理·····	106
6.1.1 光的衍射现象·····	107
6.1.2 惠更斯-菲涅耳原理·····	108
6.1.3 菲涅耳衍射与夫琅禾费衍射·····	110
§ 6.2 菲涅耳衍射·····	114
6.2.1 圆孔和圆屏的菲涅耳衍射·····	114
6.2.2 菲涅耳波带片·····	123
6.2.3 矢量图解法 振动曲线·····	129
§ 6.3 夫琅禾费衍射·····	131
6.3.1 实验装置和强度计算公式·····	131
6.3.2 单缝·····	133
6.3.3 矩孔·····	141
6.3.4 圆孔·····	145
6.3.5 光学成像仪器的分辨本领·····	150
§ 6.4 衍射光栅·····	157
6.4.1 多缝的夫琅禾费衍射·····	158
6.4.2 光栅光谱仪·····	167
§ 6.5 X射线在晶体上的衍射 三维光栅·····	178
6.5.1 X射线·····	178
6.5.2 X射线在晶体上的衍射 布喇格定律·····	180
*6.5.3 拍摄X射线衍射照片的三种方法·····	185
习题六·····	189

第七章 光的偏振····· 195

§ 7.1 光的偏振状态·····	196
-------------------	-----

7.1.1	完全偏振光	196
7.1.2	非偏振光(自然光)	202
7.1.3	部分偏振光 偏振度	204
§ 7.2	偏振光的产生	206
7.2.1	起偏和检偏 马吕斯定律	206
7.2.2	二向色性	209
7.2.3	反射、折射引起的偏振	212
7.2.4	光的散射与偏振	216
§ 7.3	光在晶体中的传播 双折射	221
7.3.1	双折射	221
7.3.2	单轴晶体中的波面 惠更斯作图法	226
7.3.3	晶体偏振器件	231
7.3.4	晶体相移器件	235
* 7.3.5	晶体中平面光波的电磁理论简介	239
* 7.3.6	双轴晶体	249
§ 7.4	偏振光的干涉 人为双折射	253
7.4.1	偏振光的干涉	254
* 7.4.2	会聚偏振光的干涉	260
7.4.3	人为双折射	263
§ 7.5	旋光	270
7.5.1	旋光的现象和规律	271
7.5.2	旋光现象的解释	273
7.5.3	法拉第效应——磁致旋光	277
§ 7.6	偏振状态的变化(综述)	280
7.6.1	光束通过波片后偏振状态的变化	281
7.6.2	圆偏振器	284
7.6.3	偏振状态的检定 偏振度的测量	288
* 7.6.4	琼斯矢量和琼斯算法	291
习题七		303

第八章 几何光学	309
§ 8.1 几何光学的基本定律	309
8.1.1 光线和几何光学	309
8.1.2 几何光学三定律和光路的可逆性	312
8.1.3 费马原理	320
§ 8.2 成像	325
8.2.1 物点和像点	326
8.2.2 严格成像和近似成像	330
8.2.3 折射球面傍轴成像	338
8.2.4 反射球面傍轴成像	346
§ 8.3 共轴球面系统傍轴成像	350
8.3.1 傍轴光线追迹的矩阵算法	350
8.3.2 薄透镜	355
8.3.3 共轴球面系统及其基点	363
§ 8.4 成像仪器的基本原理	384
8.4.1 助视仪器	384
8.4.2 摄影和投影仪器	398
8.4.3 光阑	402
* § 8.5 像差	409
8.5.1 单色像差	410
8.5.2 色差	417
§ 8.6 辐射度学和光度学	422
习题八	437
 第九章 近代光学选题简介	 446
§ 9.1 傅里叶光学基本概念摘述	446
9.1.1 单色光波的复振幅空间分布 空间频率 ...	446
9.1.2 光波在光学系统中的传播 光瞳函数	

与透镜的复振幅透射率	452
9.1.3 傅里叶变换 光波空间分布的傅里叶 分析	456
9.1.4 夫琅禾费衍射与衍射屏函数的傅氏变换 ...	463
9.1.5 相干光成像系统与空间滤波	471
§ 9.2 全息照相	477
9.2.1 全息照相及其特点	477
9.2.2 全息照相的原理	482
9.2.3 全息照相的应用	486
§ 9.3 非线性光学	491
9.3.1 光学介质的线性极化与非线性极化	491
9.3.2 二次非线性效应	493
9.3.3 自聚焦与自散焦	501
9.3.4 受激喇曼散射	503
9.3.5 其他非线性光学现象举例	508
习题答案	512

第五章 光的干涉

干涉是波的一种叠加效应. 第四章已讲到, 在满足干涉条件的两列波互相重叠的区域中, 实际波强度不等于两波分别单独存在时的两个强度之和, 这种现象就是干涉. 两波干涉时, 强度通常在一些极大值和极小值之间随地点而变, 在空间形成稳定的强弱分布.

干涉现象是波的特征. 光的波动理论正是在研究光的干涉、衍射、偏振等问题中确立和改进的. 光波的某些特点还导致光的干涉有一些特殊的问题. 要深入了解光波, 应仔细考察光的干涉.

光的干涉有多种多样的实际应用. 在现代科学、技术工作中, 特别在精密测量、光谱学、光学薄膜等方面, 光干涉的原理、方法和仪器起着不可替代的作用.

这一章讨论光干涉的基础理论和各种典型的干涉装置. 在本章我们假定所涉及的光学媒质都表现为线性媒质, 光波遵从叠加原理.

§ 5.1 光的干涉概述

我们日常总是遇到两束或多束光互相交叠而不发生干涉的情形. 另一方面, 诸如肥皂泡上的彩色之类的干涉现象也不难见到. 但是, 典型的和大多数实际应用相联系的干涉现象是在观察平面上呈现出的一系列明暗相间的干涉条纹, 而清晰的干涉条纹须精心安排实验条件才能得到.

什么条件下发生(或者不发生)光的干涉? 干涉条纹是怎样形成的? 这些条纹反映了所用光波的什么性质? 我们在本节先概括

地讨论这些普遍性的问题,并由此说明分析光干涉问题的一般思路和步骤.

5.1.1 干涉条件 相干和不相干

我们所说的“光”,通常指可见光,有时也包括红外线和紫外线.可见光是频率范围约从 $4.0 \times 10^{14} \text{Hz}$ 到 $7.7 \times 10^{14} \text{Hz}$ 的电磁波,相应的真空中波长约从 750nm 到 390nm ^①.可以说光波频率的数量级是 10^{15}Hz ,光波中电场强度 E (称为电矢量,或光矢量)及磁感强度 B 的振动周期的数量级是 10^{-15}s .

测量光的各种探测器,分辨时间(人眼约 $1/20 \text{s}$,光电器件可达 10^{-9}s)远大于光的振动周期,无法反映 E 或 B 的瞬时值.常用探测器对光的响应是按各自的光谱特性直接同光强度相联系的.在第三章曾证明,简谐平面电磁波的强度 I 可表示为坡印廷矢量绝对值的时间平均值, $I = \langle |\mathbf{E} \times \mathbf{H}| \rangle$,这里尖括号表示在远大于振动周期的时间内求平均值.利用 $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$, $B = E/v$,以及在光频段 $H = B/\mu_0$ 等关系,我们得到

$$I = \frac{n}{c\mu_0} \langle E^2 \rangle = nc\epsilon_0 \langle E^2 \rangle. \quad (5.1.1)$$

若在所考虑的频段内可认为折射率 n 与频率无关,则此式对非简谐波也适用.若不是平面波,则因通常在每一观察点附近足够小的区域内可当作平面波,上式同样适用.

设有两束光,其电矢量分别为 E_1 和 E_2 ,二者都是空间位置 P 和时间 t 的函数.按照叠加原理,两光交叠区域中任一点 P 处总的电矢量为 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$. 于是,

$$\begin{aligned} E^2 &= (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \cdot (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) = E_1^2 + E_2^2 + 2\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2, \\ \langle E^2 \rangle &= \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle. \end{aligned} \quad (5.1.2)$$

① 长度单位 nm 读作纳米, $1 \text{nm} = 10^{-9} \text{m}$. 过去在光学中习惯用 $\text{\AA}$ (埃) 作为波长的单位, $1 \text{\AA} = 10^{-10} \text{m}$. 请记住 $1 \text{nm} = 10 \text{\AA}$.

总强度 I 可表示为三项之和,

$$I = nc\epsilon_0 \langle E^2 \rangle = I_1 + I_2 + I_{12}, \quad (5.1.3)$$

其中

$$I_1 = nc\epsilon_0 \langle E_1^2 \rangle, \quad I_2 = nc\epsilon_0 \langle E_2^2 \rangle, \\ I_{12} = 2nc\epsilon_0 \langle E_1 \cdot E_2 \rangle. \quad (5.1.4)$$

I_1, I_2 分别是每一束光单独存在时 P 点的强度, 恒为正值, ($I_1 + I_2$) 即两光强度之和. 第三项 I_{12} 具有强度的量纲, 但不代表某个光强度, 它可正可负. 叠加后出现的交叉项 I_{12} 称为干涉项. (5.1.3) 式连同 (5.1.4) 各式是两光交叠区各点总强度的普遍公式, 对于光波 $E_1(P, t)$ 和 $E_2(P, t)$ 的函数形式没有限制.

是否发生干涉完全由干涉项 I_{12} 决定. 如果 $I_{12} \neq 0$, 因而 $I \neq I_1 + I_2$, 这就是干涉; 如果处处有 $I_{12} = 0$, $I = I_1 + I_2$, 就说这两束光不发生干涉.

在初级理论中, 我们先由几条简明的干涉条件, 把能干涉和不能干涉的情形大致加以区分. 第四章曾给出两列矢量波的干涉条件, 现重述如下: (1) 在叠加处两波振动方向相同 (偏振条件); (2) 两波频率相同 (频率条件); (3) 在叠加处两波的振动有恒定的位相差 (位相条件). 下面针对光波再讨论这些条件.

首先, 设 E_1 和 E_2 代表的光波是线偏振的, 即每一光矢量在给定点有其固定的振动方向^①. 若在叠加处 E_1 和 E_2 互相垂直, 则显然有 $E_1 \cdot E_2 = 0$, $I_{12} = 0$, 不干涉. 换言之, E_1 和 E_2 不垂直是干涉的必要条件. 一般情形下两光的振动方向成某个角度, 可将电矢量作正交分解, 同方向的分量之间才可能干涉. 这些就是“振动方向相同”这一条件所包含的意思.

在本章讨论的问题中, 可认为参与叠加的光振动方向相同, 或

① 任一束光可分解为电矢量互相垂直的两束线偏振光, 而且可以分别研究这两个分量, 如同在第三章讨论菲涅耳公式时把 E 分解为 $E_{\perp}$ 和 $E_{\parallel}$ 那样. 因此, 设光波是线偏振的并不失普遍性.

者只需研究它们互相平行的分量(其原因在分析具体干涉装置时就清楚了). 这样, 计算 $E = E_1 + E_2$ 的问题是同一直线上两振动合成的问题, 可按标量振动的合成来处理. 因此计算光强度时不必考虑光波的矢量性, 把光波当作标量波对待.

以标量波 E_1 、 E_2 表示两束光, 干涉项变为

$$I_{12} = 2nc\epsilon_0 \langle E_1 E_2 \rangle. \quad (5.1.5)$$

用此式计算 I_{12} 应先给出光波函数 $E_1(P, t)$ 和 $E_2(P, t)$, 目前我们只讨论单色光和准单色光.

严格意义上的单色光是指理想的单一频率的光波, 它是无限延续的简谐波. 设有单色光波 $E_1(P, t)$ 和 $E_2(P, t)$, P 点的两个光振动为

$$E_1 = A_1 \cos(2\pi\nu_1 t + \varphi_1), \quad E_2 = A_2 \cos(2\pi\nu_2 t + \varphi_2), \quad (5.1.6)$$

其中振幅 A_1 、 A_2 和初相 φ_1 、 φ_2 都与时间 t 无关, 只是 P 点位置的函数. 利用三角恒等式可得

$$\begin{aligned} E_1 E_2 = & (1/2) A_1 A_2 \cos[2\pi(\nu_2 + \nu_1)t + (\varphi_2 + \varphi_1)] \\ & + (1/2) A_1 A_2 \cos[2\pi(\nu_2 - \nu_1)t + (\varphi_2 - \varphi_1)]. \end{aligned} \quad (5.1.7)$$

不难看出, 若 $\nu_1 \neq \nu_2$, 则上式在通常的观测时间(远大于 $1/|\nu_2 - \nu_1|$)内平均值为零,

$$\langle E_1 E_2 \rangle = 0, \quad I_{12} = 0, \quad (\text{当 } \nu_1 \neq \nu_2). \quad (5.1.8)$$

这表明频率不同的两束单色光不能干涉, 频率相同是干涉的必要条件^①. 若 $\nu_1 = \nu_2$, 则

$$\langle E_1 E_2 \rangle = (1/2) A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (\text{当 } \nu_1 = \nu_2). \quad (5.1.9)$$

干涉项的计算主要归结为求两波在 P 点的位相差 $(\varphi_2 - \varphi_1)$. 实际光波都不是严格的单色光波. 但是, 单色光波作为一种理想化模型, 在一些情况下是实际光波的良好近似, 在另一些情况下也是逐

① 关于两光频率非常接近时的拍现象, 可参看上册 § 1.6.2 和 § 4.3.2.

步分析问题的基础.

在很多实际问题中,观察点 P 处的两个光振动可以表示为

$$\begin{aligned} E_1 &= A_1 \cos[2\pi\nu t + \varphi_1(t)], \\ E_2 &= A_2 \cos[2\pi\nu t + \varphi_2(t)], \end{aligned} \quad (5.1.10)$$

其中 $\varphi_1(t)$ 、 $\varphi_2(t)$ 随时间而变,但变化非常缓慢(与 $\cos 2\pi\nu t$ 相比较而言). 换句话说, $\varphi_1(t)$ 、 $\varphi_2(t)$ 尚无显著改变的每一段时间(比方说 10^{-11}s)都远大于振动周期 $1/\nu$. 这样的 $E_1(P, t)$ 或者 $E_2(P, t)$, 称为**准单色光**^①. 这里的 ν 叫做准单色光的主频率(或中心频率, 或平均频率), 我们简称为频率. 两束同频率的准单色光在 P 点叠加, 仿照(5.1.7)式得乘积 $E_1 E_2$ 为

$$\begin{aligned} E_1 E_2 &= (1/2) A_1 A_2 \cos[4\pi\nu t + \varphi_2(t) + \varphi_1(t)] \\ &\quad + (1/2) A_1 A_2 \cos[\varphi_2(t) - \varphi_1(t)]. \end{aligned} \quad (5.1.11)$$

现已设 E_1 、 E_2 频率相同, 它们的位相差 $\Delta\varphi$ 等于初相差, $\Delta\varphi = \varphi_2(t) - \varphi_1(t)$. 上式长时间平均值为

$$\langle E_1 E_2 \rangle = (1/2) A_1 A_2 \langle \cos \Delta\varphi \rangle. \quad (5.1.12)$$

$$I_{12} = 2nc\epsilon_0 \langle E_1 E_2 \rangle = nc\epsilon_0 A_1 A_2 \langle \cos \Delta\varphi \rangle. \quad (5.1.13)$$

两振动的 $\Delta\varphi$ 在干涉项中起着关键的作用. 以下关于 $\Delta\varphi$ 的两种极端情形特别重要, 它们将贯串后面的讨论.

第一种情形: 相干.

如果 $\Delta\varphi$ 保持恒定, 不随时间而变, 即在给定的 P 点有 $\Delta\varphi = \text{常数}$, 我们就说这两束光(在 P 点附近)是**完全相干的**, 也简称为**相干的**. 相干光的叠加叫做**相干叠加**. 这种情形下, $\cos \Delta\varphi$ 与时间无关, $I_{12} = nc\epsilon_0 A_1 A_2 \cos \Delta\varphi$. 注意到 $I_1 = nc\epsilon_0 (1/2) A_1^2$, $I_2 = nc\epsilon_0 (1/2) A_2^2$, 我们得到

$$I_{12} = 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi. \quad (5.1.14)$$

① 这只是准单色光的一种表示法, 下一小节将说明其实际背景, 再下一小节给出另一种表示法.

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\varphi, \quad (\text{相干叠加}). \quad (5.1.15)$$

第二种情形:不相干.

如果在观测时间内 $\Delta\varphi$ 经历了很多次随机变化, $\Delta\varphi$ 在 0 到 2π 之间无规地以同等机会取各种值, 以致平均值 $\langle \cos \Delta\varphi \rangle = 0$, $\langle E_1 E_2 \rangle = 0$, 我们就说这两束光(在 P 点附近)是**不相干的**, 它们的叠加叫做**不相干叠加**. 这种情形下,

$$I_{12} = 0, \quad I = I_1 + I_2, \quad (\text{不相干叠加}). \quad (5.1.16)$$

在这里, 我们所说的相干、不相干是指两振动的位相关系, 是讲 E_1 、 E_2 在长时间内的相互关联^①. 完全相干表示 $\varphi_1(t)$ 和 $\varphi_2(t)$ 互相“锁定”, 一齐作同样的变化而维持差值 $\Delta\varphi$ 不变. 不相干则表示 $\varphi_1(t)$ 、 $\varphi_2(t)$ 各自独立地随机变化, 彼此毫不相关, 使 $\Delta\varphi$ 也无规地变化. 实际干涉实验的情况往往介于二者之间: E_1 和 E_2 有某种程度的关联, $\langle E_1 E_2 \rangle \neq 0$, 但 $\Delta\varphi$ 又不完全恒定. E_1 、 E_2 之间的这种关系称为**部分相干**.

(5.1.10)式所表示的准单色光 $E_1(t)$ 在 $\varphi_1(t)$ 变化无限缓慢的极限就是理想单色光. 同频率的两束理想单色光显然是相干的. 不同频率的单色光, 位相差 $\Delta\varphi = 2\pi(\nu_2 - \nu_1)t + \varphi_2 - \varphi_1$, 它虽不作随机变化, 但效果和多次随机改变的情形一样, 长时间内 $\langle \cos \Delta\varphi \rangle = 0$, $\langle E_1 E_2 \rangle = 0$, 应按(5.1.16)式计算光强度, 所以也称为不相干的.

干涉, 是指两束光(或多束光)的某种叠加过程及其结果. 不相干的两束光必定不能干涉. 另一方面, 在可当作标量波的前提下考虑同频率准单色光的叠加时, $\Delta\varphi$ 恒定的保证能干涉. 这些是干涉

① 按照汉语的习惯, “相干”可理解为“相互干涉”的意思, 于是常常把干涉条件说成“相干条件”. 为了讨论光学问题时叙述的方便和明确, 并和大多数光学文献的提法相衔接, 我们将不按这种理解使用“相干”一词. 从现在起, 以后讲相干的(coherent)或不相干的(incoherent), 如正文所说, 基本意义是指二振动在位相上相互关联的两种极端情形.

条件“位相差恒定”包含的意思^①。部分相干的两光也可以干涉($I_{12} \neq 0$),这在以后逐步讨论。

至此我们仅从两光在观察区域的叠加讨论了干涉条件,着重说明相干和不相干的意义。进一步的讨论必须追溯到光源。

5.1.2 普通光源发光的简化图象

任何发光的物体都可以作为光源,例如太阳、白炽灯、火焰、电弧、气体放电管等等。1960年以来出现的多种激光器,作为输出激光束的光源,其发光机制和光波性质不同于上述那些“传统的”光源。为了叙述方便,我们把各种非激光光源统称为普通光源^②。

发光的基元过程是光源中原子、分子进行的一种微观过程,要用量子理论才能说明。简单地讲,单个原子的内部能量只能取一系列离散的值——能级。原子的最低能量状态叫基态,其他的叫激发态。原来处于基态的原子受外界激励(如吸收适当频率的光、受别的原子或电子的碰撞等)而获得能量,可以跃迁到激发态。处于激发态(某个能级 $\mathcal{E}_2$)的原子是不稳定的,它可以跃迁到基态或较低激发态(能级 $\mathcal{E}_1$),并且发射一个光子,其能量为 $h\nu = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$, h 是普朗克常数, ν 是表征光子波动性的频率。这样的辐射跃迁过程有两种:自发辐射和受激辐射。激发原子总是要自发地按某种概率或早或迟跃迁到低能级并发射相应能量的光子,这叫自发辐射。激发原子在能量为 $h\nu = \mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$ 的外来光子的“诱导”下,从能级 $\mathcal{E}_2$ 跃迁到较低能级 $\mathcal{E}_1$ 并发射一个和外来光子“相同”的光子(频率、初相、传播方向、偏振状态等相同),这叫受激辐射。这些事情目前只是一提而过,我们大概知道以下几点就行了:(1) 实际光源包含

① 读者可能已经看到,位相差恒定实际上已暗含着“频率相同”这个条件。但因为这条件在一步步分析干涉问题时重要作用,值得明确地加以强调(而不是隐藏在位相条件中),所以我们仍然在干涉条件中单列一条“频率相同”。

② 但某些非激光光源又和这里列举的普通光源不同,例如同步加速器辐射光源(见上册 266 页至 268 页)。它们的性质作为特殊问题来对待。

极大数目的发光原子,光源的光波是这些原子发光的总合.因此我们对实际光波的描述必定是统计性的描述.(2)普通光源都是自发辐射光源,而自发辐射是一种随机过程.如果有大量同种原子在能级 $\mathcal{E}_2$ 、 $\mathcal{E}_1$ 之间进行自发辐射,那么这些光子除了能量相同(频率 ν 相同)之外,其他性质是完全杂乱地随机分布的.(3)激光器输出的激光束是受激辐射产生的.由于激光器中光学谐振腔的作用,对激光束作出贡献的大量发光原子按一定“步调”互相协同地进行受激辐射,因而激光束光波的统计性质和普通光源的光波不同.

现在我们采用易于理解的经典电磁波图象来讨论普通光源的光波.在这种波动图象中,一个原子一次发的光被看作是总能量为 $(\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)$ 的球面光波,它满足频率条件 $\nu = (\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/h$. 一次辐射的持续时间 τ 是有限的. τ 的长短和原子能级、原子所处的环境等有关, τ 不超过 10^{-8}s . 显然,这光波在真空中延伸的长度 $l = c\tau$. 我们把这种具有确定频率 ν 而长度有限的一段光波叫做一个波列^①. 再粗略认为光振动在波列持续时间内是等幅的,则当一个波列通过一固定观察点时,该点的光振动是持续时间为 τ 的片段简谐振动.

普通光源有一定的发光表面(或等效的发光面).如果发光面足够小,或者离观察区足够远,以致在所考虑的问题中可以把它的光波当成从一点发出的球面波,这光源就称为点光源.一个稳定工作的点光源(例如气体放电管的一个微小部分),有很多同样的原子在某两个能级间进行自发辐射,发出同样频率的波列.哪个原子何时被激发而后又辐射,完全是随机现象.这样,观察点附近的光

① 关于原子发光的球面波列模型实际上就是前面多次用过的振荡偶极子模型.这种模型忽视了这份能量只能以“整块”的形式(光子)发射或吸收这一事实.除此之外,经典电磁波图象可以给出很多和量子理论相同的结果(例如正确地给出平均能量等).我们可以采用“波列”作为过渡性的模型,说明大量波列形成的实际光波的性质.