

大学物理学

第三册

吴佑实 陈敏章 欧名付 主编

南京大学出版社

前 言

本书根据《高等工业学校物理课程基本要求》(1987年高等教育出版社)并参照高等师范院校和综合大学非物理专业《普通物理学教学大纲》(1980年人民教育出版社)编写而成。全书共分三册,第一册包括力学和分子物理及热力学,第二册为电磁学,第三册为光学和近代物理学。

大学物理是理工科各专业的一门重要基础课。在编写本书时,我们既重视教材的科学性、系统性、先进性,也重视其可读性,力求深入浅出、语言精练畅达;既重视知识的传授,也重视能力的培养,力求在讲清楚基本概念、基本规律的基础上,注意讲清楚分析问题的思路和方法,既重视便于教师的讲授,也重视有利于学生的学习,力求符合认识过程和思维规律。

本书采用国际单位制(SI),对于某些物理量的其它常用单位,仅给出它与相应的国际单位的换算关系。各章均配有习题,编排于各章的末尾,其答案一律附于各分册的最后。

本书的编写工作是在高文渊主持下进行的,参加本书编写的同志均长期从事于大学物理学的教学,书中自然反映了他们的部分教学经验。但由于我们的水平有限,时间仓促,谬误之处在所难免,敬请读者批评和指正,并深表谢意。

编 者

1990年元月

第三册 目 录

第四篇 波动光学

第一章 光的干涉	2
§ 1 杨氏双缝实验 双镜 洛埃镜.....	2
§ 2 光的相干性.....	10
§ 3 光程和光程差.....	15
§ 4 薄膜干涉.....	22
§ 5 劈尖干涉 牛顿环.....	30
§ 6 迈克耳孙干涉仪.....	38
习题	43
第二章 光的衍射	51
§ 1 光的衍射现象 惠更斯-菲涅耳原理.....	51
§ 2 单缝衍射.....	54
§ 3 圆孔衍射 光学仪器的分辨率.....	60
§ 4 衍射光栅.....	65
习题	71
第三章 光的偏振	75
§ 1 光的横波性 自然光和偏振光.....	75
§ 2 偏振片的起偏和检偏 马吕斯定律.....	79
§ 3 反射和折射时光的偏振.....	82
§ 4 光的双折射现象.....	84
§ 5 旋光现象.....	90
习题	92

第五篇 近代物理基础

第四章 狭义相对论	95
§ 1 伽利略变换式和经典时空理论.....	95
§ 2 爱因斯坦假设和洛伦兹变换.....	99
§ 3 狭义相对论的时空相对性.....	104
§ 4 相对论动力学基础.....	110
习题	114
第五章 光的量子性	117
§ 1 黑体的热辐射.....	117
§ 2 普朗克黑体辐射公式.....	122
§ 3 光电效应.....	126
§ 4 康普顿效应.....	132
习题	137
第六章 原子的量子理论	139
§ 1 原子光谱的实验规律.....	139
§ 2 波耳氢原子理论.....	143
§ 3 德布罗意假设与电子衍射.....	150
§ 4 测不准关系.....	156
§ 5 量子力学简介.....	158
§ 6 氢原子 四个量子数.....	168
§ 7 多电子原子系统.....	178
§ 8 原子光谱.....	184
§ 9 激光.....	185
习题	193
第七章 固体的能带结构	196
§ 1 晶体的基本特征.....	196

§ 2	晶体的能带论.....	202
§ 8	半导体.....	211
§ 4	电子气 导电性.....	218
§ 5	超导电性.....	221
习题		228
习题答案		229

第四篇 波动光学

光学是物理学中发展较早的一个分支。以光的直线传播性质为基础，研究光在透明介质中传播问题的光学称作几何光学。从光的本性出发，研究、分析各种光现象的光学称作物理光学。当光在真空或媒质中传播时，光主要显示出波动性（电磁波动）特征；而当光与物质相互作用时，光又主要表现出粒子性特征。因此，就光的本性来说，光具有波、粒二象性。物理光学通常分为波动光学和量子光学，分别从光的波动性和粒子性两个侧面揭示光的本性。波动光学主要内容有光的干涉、衍射和偏振。关于量子光学，将在第五篇中介绍。

十九世纪初，通过光的干涉、衍射和偏振实验，证明了光具有波动性，并且是横波。十九世纪中期，法拉第、麦克斯韦、赫兹等证实了光是电磁波。通过对电磁波谱的讨论，我们知道可见光是波长在 $4000\text{Å} \sim 7600\text{Å}$ 之间的电磁波。大量实验事实指出：在光的电磁波中，产生感光作用与生理作用的是电场强度矢量 E ，因此常将 E 称为光矢量， E 的振动称为光振动。

第一章 光的干涉

§ 1 杨氏双缝实验 双缝 洛埃镜

杨氏双缝实验

杨氏双缝实验是人类最早把光的波动说建立在牢固的实验基础之上的典型实验，杨氏根据他的实验数据，第一次推算出光的波长这一重要物理量。

如图1-1-1所示，由光源 S 发出的光照射在单缝 S_0 上（ S_0 相当于缝光源）。在 S_0 前面放置两个相距很近的平行狭缝 S_1 和 S_2 ，它们与 S_0 平行且等距。按惠更斯原理， S_1 、 S_2 是两个新的光源，由它们发出的光波在空间相遇，应产生干涉现象。若在 S_1 和 S_2 前放一屏幕 EE' ，屏幕上将出现一系列稳定的、明暗相间的条纹（称为干涉条纹）。实验结果是

1、用单一颜色的光源（称作单色光源）作实验时，干涉条纹对称地分布于 P_0 点（ P_0 点与 S_1 及 S_2 等距离）两侧。 P_0 处的条纹是明条纹，称作中央明条纹。从 P_0 往两侧明暗相间，相邻明条纹（或暗条纹）中心距离彼此相等，如图1-1-2(a)所示；

2、用不同颜色的单色光源作实验时，相邻明条纹（或暗条纹）中心距离不同，紫色光条纹较密，红色光条纹较稀，如图1-1-2(b)所示；

3、如用白光作实验，在屏幕上只有中央条纹是白色

的，在中央条纹两侧，形成对称的由紫而红的彩色条纹。

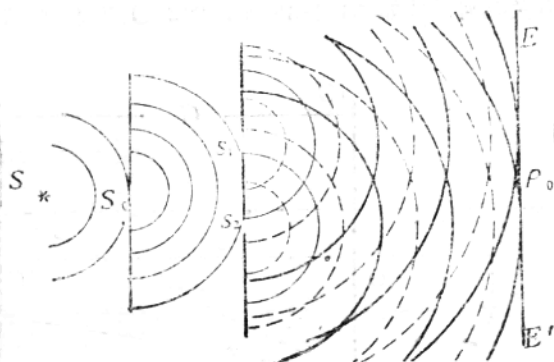
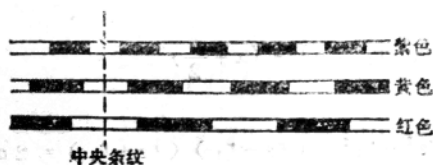


图 1-1-1



(a) 单色光



(b) 几种不同的单色光

图 1-1-2

下面以波动理论分析杨氏双缝实验结果。设双缝实验装置及有关几何尺寸如图1-1-3所示，图中 O_1 为 S_1 和 S_2 的中

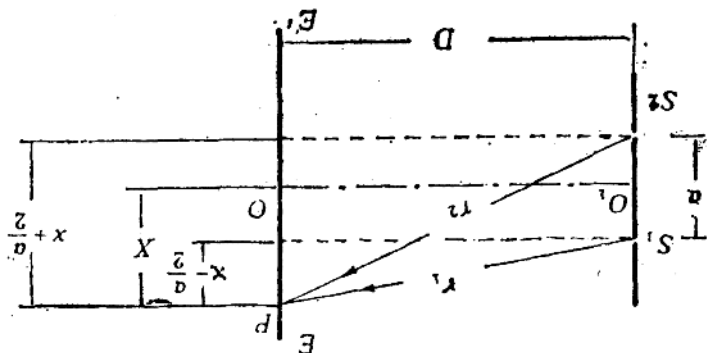


图 1-1-3

点， O 为屏幕上正对 O_1 的点。在屏幕上任取一点 P ，它到 O 点的距离为 x ，到狭缝 S_1 、 S_2 的距离分别为 r_1 、 r_2 。则由 S_1 、 S_2 发出的光到达 P 点的波程差 $\delta = r_2 - r_1$ ，且有如下关系

$$r_1^2 = D^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2$$

$$r_2^2 = D^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2$$

所以

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = 2ax$$

在双缝实验装置中 $a \ll D$ ，且干涉条纹仅出现在 $x \ll D$ 区域（原因见本章§2），故可认为 $r_1 + r_2 \approx 2D$ ，代入上式可得

$$\delta = r_2 - r_1 = \frac{ax}{D}$$

从波动理论可知，若入射光的波长为 λ ，则当

$$\delta = \frac{ax}{D} = \begin{cases} \pm k\lambda & \text{加强} \\ \pm (2k+1)\frac{\lambda}{2} & \text{减弱} \end{cases}$$

或

$$x = \begin{cases} \pm \frac{D}{a} k \lambda & \text{明纹中心} \quad (1-1-1) \\ \pm \frac{D}{2} (2k+1) \frac{\lambda}{2} & \text{暗纹中心} \quad (1-1-2) \end{cases}$$

上面诸式中 $k = 0, 1, 2, \dots$

取 (1-1-1) 式中 $k = 0$ ，它相当于图1-1-3中屏上 O 点的位置，即中央明条纹中心。分别取 $k = 1, 2, 3, \dots$ 得到第一级，第二级，第三级，…明条纹中心位置的 x 值分别为 $\pm \frac{D}{a} \lambda, \pm \frac{D}{a} 2\lambda, \pm \frac{D}{a} 3\lambda, \dots$ ，同样，取 (1-1-2) 式中的 $k = 0, 1, 2, \dots$ 就可得到相应的各级暗条纹中心位置的 x 值分别为 $\pm \frac{D}{2a} \lambda, \pm \frac{3D}{2a} \lambda, \pm \frac{5D}{2a} \lambda, \dots$ 。这里 x 值的正、负号表明明、暗条纹是对称地分布于中央明文两侧。比较明、暗条纹中心位置 x 值的大小可知，自中央明纹往两侧明、暗条纹是相间的。很明显，相邻明条纹（或暗条纹）中心间距为

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \frac{D}{a} \lambda \quad (1-1-3)$$

由此可知，对于单色光源（ λ 一定），条纹呈等间距分布，因紫色光波长比红色光波长短，因此紫色光条纹比红色光条纹密；白色光源是发出各种波长（ $4000\text{\AA} \sim 7600\text{\AA}$ ）光波的

光源，由(1-1-1)式可知，对于任一波长的光，在 $x=0$ 处都符合加强的条件，因此当用白色光源作实验时，中央明条纹仍为白色。至于其它明纹为由紫到红的彩色条纹，则可由(1-1-3)式说明。

菲涅耳双镜实验

1818年，菲涅耳成功地进行了双镜实验。双镜实验装置及光路如图1-1-4所示。图中 M_1 和 M_2 是两个平面反射镜，它们的交线为 C ，夹角为 e （一般很小），来自狭缝光源 S_0 的光波经 M_1 和 M_2 反射后在图中阴影部分重叠而产生干涉。事实上，两束相干光波可看作是来自实光源 S_0 。在反射镜 M_1 和 M_2 中的虚像 S_1 和 S_2 发出的，即虚光源 S_1 和 S_2 相当于双缝实验中的狭缝 S_1 和 S_2 （见图1-1-3）。因此，

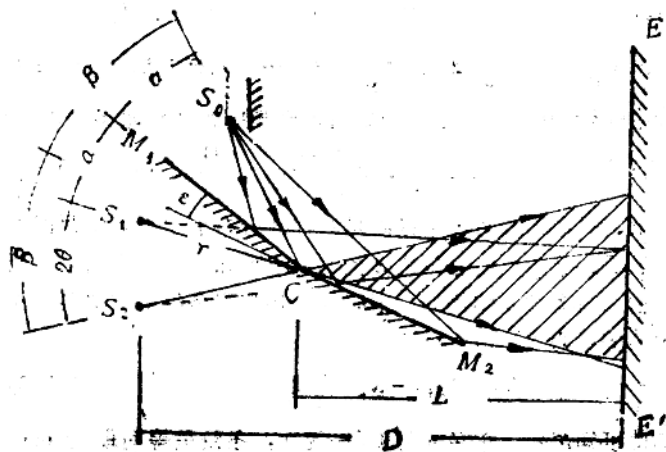


图 1-1-4

若将屏 EE' 与 S_1 、 S_2 联线平行地放置，在屏上看到的干涉条纹分布就会与双缝干涉条纹类似。设 $S_0C=S_1C=S_2C=r$ ，根据图上所示尺寸有

$$2\beta = 2\alpha + 2\theta, \quad \beta = \alpha + \theta$$

由上面两式可得

$$\theta = \epsilon$$

因此 S_1 、 S_2 缝距

$$a = 2r \sin \epsilon$$

缝到屏幕 EE' 的垂直距离

$$D = L + r \cos \epsilon$$

由(1-1-3)式可得屏幕上相邻明条纹(或暗条纹)中心距离为

$$\Delta x = \frac{D}{a} \lambda = \frac{r \cos \epsilon + L}{2r \sin \epsilon} \lambda$$

洛埃镜

洛埃镜实验不但能显示光的干涉现象，而且还能显示光由光疏媒质(折射率较小的媒质)射向光密媒质(折射率较大的媒质)反射回来时的位相变化。洛埃镜实验装置及光路如图1-1-5所示。 S_0 是一狭缝光源， M 是平面反射镜。直接来自光源 S_0 的光波和掠入射(入射角接近90度)到平面镜 M 再反射的光波在图中阴影部份重叠而产生干涉。若在图示位置放一屏幕 EE' ，则在屏上可看到明暗相间的干涉条纹。显然，在洛埃镜实验中，实光源 S_0 和虚光源 S' (S_0 在 M 中的像)构成一对相干光源。

若将屏幕移到图中 PP' 位置上，这时屏幕和镜面接触于 L ，从 S_0 、 S' 发出的光的路程相等，似乎在接触处应出现明纹，但是实验事实指出，在 L 处为一暗纹。这表明，直接射

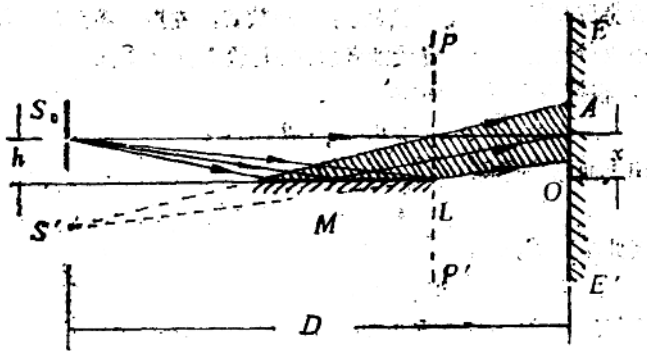


图 1-1-5

到屏幕上的光与由镜面反射出来的光在 L 处的位相相反，即位相差为 π 。由于入射光不可能有位相的变化，所以只能认为光从空气射向玻璃发生反射时，反射光有量值为 π 的位相突变。由波动理论可知，位相差 π 相当于波多走（或少走）了半个波长的距离，所以，通常把这种现象叫做“半波损失”。洛埃镜实验中显示出的半波损失这一事实已为电磁波理论所肯定。今后，在考虑类似的反射光束（光从光疏媒质射到光密媒质界面反射的光束）的波程时应计入由此而引起的附加波程。

根据图1-1-5所标定的几何尺寸，并考虑反射光在平面镜 M 上反射时的附加波程。显然，到达屏上 A 点处的两束光的波程差为

$$\delta = \frac{2hx}{D} + \frac{\lambda}{2}$$

例题 在双缝干涉实验中，用钠光灯作光源（ $\lambda = 5893 \text{ \AA}$ ），屏幕与双缝的距离 $D = 500 \text{ mm}$ 。问

1、当双缝间距 $a = 10\text{mm}$ 时，相邻明纹间距为多大？

2、若相邻明条纹间距至少为 0.065mm 时，才能用眼直接分辨，这时双缝间距 a 的最大值是多少？

3、若换用氢放电管作光源，双缝间距 $a = 2.5\text{mm}$ 时能否用眼直接将 $\lambda_1 = 6562\text{\AA}$ 、 $\lambda_2 = 4101\text{\AA}$ 的光的第一级明纹分辨出来？

【解】由式(1-1-3)可知相邻明纹间距为

$$\Delta x = \frac{D\lambda}{a}$$

1、以 $a = 10\text{mm}$ ， $\lambda = 5893\text{\AA} = 5.893 \times 10^{-4}\text{mm}$
 $D = 500\text{mm}$ ，代入上式即得相邻明纹间距为

$$\Delta x = \frac{500 \times 5.893 \times 10^{-4}}{10} = 0.03\text{mm}$$

2、据题意有

$$\Delta x = \frac{D\lambda}{a} \geq 0.065$$

即

$$a \leq \frac{D\lambda}{0.065} = \frac{500 \times 5.893 \times 10^{-4}}{0.065} = 4.5\text{mm}$$

得

$$a_{\text{max}} = 4.5\text{mm}$$

可见，情况1因 a 过大，以至各级干涉条纹靠得太近而无法用眼直接分辨。

3、由式(1-1-1)，第一级明纹位置为

$$x = \frac{D\lambda}{a}$$

因此，波长为 λ_1 、 λ_2 的单色光第一级明纹位置分别为

$$x_1 = \frac{D\lambda_1}{a}, \quad x_2 = \frac{D\lambda_2}{a}$$

它们之间的间距为

$$\Delta x = x_1 - x_2 = \frac{D}{a}(\lambda_1 - \lambda_2)$$

代入有关数据得

$$\begin{aligned} \Delta x &= \frac{500}{2.5}(6.562 - 4.101) \times 10^{-6} \\ &= 0.05 \text{ mm} < 0.065 \text{ mm} \end{aligned}$$

因此不能用眼直接将 λ_1 、 λ_2 波长光的第一级明纹分辨出来。

§ 2 光的相干性

上节介绍的几种干涉装置的共同特点是，相干的两束光波都是来自同一光源的同一部份（狭缝 S_0 部份）。可以说，对于普通光源来说，这是获得相干光的唯一办法。

波动具有迭加性。讨论机械波时，我们就曾指出：由两个频率相同，振动方向相同，位相相同或位相差恒定的波源所发出的两列波，在两波相遇的空间区域将呈现稳定的干涉现象，使得有些点的振动始终加强，有些点的振动始终减弱或完全抵消。

机械波或无线电波的波源的振动可以连续地进行，由它们激发出的波是连续不断的。这时，只要两个波源的频率相同，振动方向相同，则相干波的另一个条件——位相差恒定就一定成立。因此，这些波的相干条件比较容易满足，观察它们的干涉现象比较方便。

对于光波，上述波的相干条件却不那么容易得到满足。

例如，我们可以在黑暗的房间内放置两个频率相同的钠黄光源，并使它们发出的光波光矢量振动方向相同（使用起偏器，见第三章），但是，在两个光源发出的光的迭加区域却观察不到光振动在一些地方始终加强，在另一些地方始终减弱的干涉现象。这表明，两个独立光源即使频率相同，光矢量振动方向相同，也不能保证位相差恒定而构成相干光源。这一事实是由光源发光本质的复杂性引起的。

两个独立光源的非相干性

光波是由光源中原子或分子的运动状态发生变化，即由高能级向低能级跃迁时辐射出来的。原子或分子的能级跃迁几乎是在霎间完成的（平均时间大约为 $10^{-10} \sim 10^{-8}$ 秒），由此而辐射的光波实际上是很短的一个波列。图1-2-1是单个原子或分子发出的一个波列的示意图。

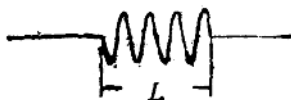
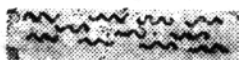


图 1-2-1

单个原子或分子发出一个波列之后，总要停留一段时间才能再发射第二个波列。因此，单个原子或分子辐射的光波是一段段长度有限、彼此不相连的波列。这些波列的频率即使相同，但振动方向和位相却不一定相同；光源内的原子或分子是大量的，每一霎间都会有大量的波列辐射出来，而且各个原子或分子辐射是偶然的，彼此间没有联系，因此霎间辐射的大量波列，即使它们的频率相同，振动方向和位相也不一定相同。据此可知，普通单色光源发出的光波实际上是大量的、断断续续的、振动方向和位相毫无联系的波列的集合。图1-2-2是光波与无线电波的示意图，（a）图中还未将各波列振动方向不同的情况画出。对比可见，二者的差别是明显的。



(a) 光波



(b) 无线电波

图 1-2-2

如图1-2-3所示, 设 S 和 S' 是均匀媒质中的两个独立光源或同一光源中的两个不同部份。它们各自独立地辐射出一系列波列, 这些波列相遇于 P 处。现以 P 为圆心作一系列圆弧 (图中虚线所示), 则处于同一圆弧上的波列将同时到达 P 点。因此 P 点处的光振动是这些波列传到 P 点时的迭加。如前所述, 由于波列之间没有固定的位相关系, 这样, 先后通过 P 点的各对波列之间 (如波列 W_1 和 W_1' 与波列 W_2 和

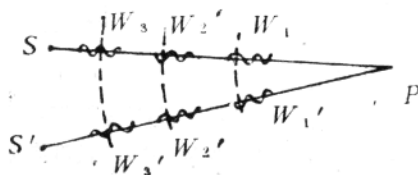


图 1-2-3

$W_2', \dots$) 在 P 点引起的分振动位相差的取值是完全随机的, 不可能保持恒定。这就说明两个独立光源或同一光源不同部份, 即使它们发出的光波频率、振动方向相同, 也不构成相干光源。

获得相干光的方法

图1-2-4是洛埃镜实验装置示意图。图中每对波列 (如 W_1 和 W_1' , W_2 和 W_2' ...) 都是光源 S 点同一时刻辐射出来