

高等学校试用教材

物理学

下 册

曹 萱 龄 等 编

人民教育出版社

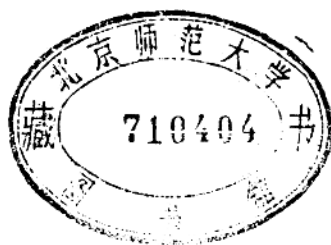
高等学校试用教材

物 理 学

下 册

曹 莹 龄 等 编

711147/23



人民教育出版社

本书是在1963年王谟显改编的《物理学》基础上编写的。分上、中、下三册出版，上册包括力学、振动与波、分子物理和热力学基础，中册包括电磁学，下册包括波动光学基础、量子物理基础和原子核物理。全书采用国际单位制，并附有思考题、习题及习题答案。

本书为适应有些专业在第一学期开设物理课的需要，在数学运用上采取了逐步提高的方法，如在力学中只应用极限、导数等概念；在分子物理和热力学基础中，开始采用微积分推导公式；在电磁学中，要求学生能用微积分解题。

本书可作为工科院校一般专业的试用教材，也可作为其他院校一些专业的参考书。

高等学校试用教材

物 理 学

下 册

曹 萱 龄 等 编

人民教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

上海新华印刷厂印装

开本 850×1168 1/32 印张 8 4/16 字数 198,000

1980年1月第1版 1980年7月第1次印刷

印数 1—31,500

书号 13012·0431 定价 0.73 元

目 录

第五篇 波动光学基础

第一章 光的干涉	2
§ 5-1-1 光的相干性	2
§ 5-1-2 杨氏双缝实验和相干光的获得法	3
§ 5-1-3 光程和光程差	12
§ 5-1-4 薄膜干涉的应用举例	15
§ 5-1-5 劈尖的干涉 牛顿圈	18
§ 5-1-6 干涉仪	23
思考题	29
习题	29
第二章 光的衍射	32
§ 5-2-1 光的衍射现象	32
§ 5-2-2 惠更斯-菲涅耳原理	33
§ 5-2-3 单缝衍射	34
§ 5-2-4 衍射光栅 衍射光谱	39
§ 5-2-5 光学仪器的鉴别率	45
§ 5-2-6 伦琴射线的衍射 布喇格公式	47
§ 5-2-7 全息照相原理	50
思考题	56
习题	56
第三章 光的偏振	59
§ 5-3-1 天然光和偏振光	59
§ 5-3-2 反射和折射时光的偏振	61
§ 5-3-3 光的双折射现象	65
§ 5-3-4 起偏振棱镜和起偏振片	68
§ 5-3-5 振动面的旋转	71
§ 5-3-6 偏振光的干涉	73

思考题	78
习题	79

第六篇 量子物理基础

第一章 波与粒子	81
§ 6-1-1 热辐射 基尔霍夫定律	81
§ 6-1-2 绝对黑体的辐射定律	86
§ 6-1-3 普朗克量子假设	89
§ 6-1-4 光电效应	94
§ 6-1-5 康普顿效应	100
§ 6-1-6 物质的粒子性和波动性 电子衍射	104
思考题	111
习题	112
第二章 原子、分子和固体	115
§ 6-2-1 原子光谱	117
§ 6-2-2 玻尔氢原子理论	121
§ 6-2-3 原子的动量矩和磁矩 电子的自旋	129
§ 6-2-4 量子力学的基本概念	134
§ 6-2-5 原子的电子结构	150
§ 6-2-6 分子和分子光谱	156
§ 6-2-7 固体的能带	163
§ 6-2-8 半导体	171
§ 6-2-9 激光	177
思考题	189
习题	190
第三章 原子核及基本粒子	193
§ 6-3-1 原子核的结构和基本性质	193
§ 6-3-2 放射性与研究放射性的方法	204
§ 6-3-3 人工原子核转变 核反应	213
§ 6-3-4 重核的裂变 轻核的聚变	217
§ 6-3-5 基本粒子的分类	224

§ 6-3-6 基本粒子的相互作用和守恒定律	232
§ 6-3-7 $SU(3)$ 对称性与层子模型	245
思考题	250
习题	251
附录 物理常数表	254
习题答案	255

第五篇 波动光学基础

光是电磁波谱的一个组成部分。可见光通常指的是波长在 4×10^{-7} 米至 7.6×10^{-7} 米之间的电磁波，它是光学所研究的主要对象。本篇主要讲述光在传播过程中所表现出来的干涉、衍射和偏振等波动性质及其基本理论。在干涉部分，着重讲述光的相干性、相干光源的获得和光程差的意义及其计算方法；在衍射部分，着重讲述惠更斯-菲涅耳原理和单缝衍射；在偏振部分，着重讲述天然光和偏振光的性质、偏振光的获得和检验方法。此外还简单地介绍全息照相术及其原理。

第一章 光的干涉

干涉现象是波动过程的基本特征之一。光的波动性可以从光的干涉现象中得到证实。本章将通过杨氏实验、洛埃镜、薄膜干涉等说明干涉的基本原理,以及干涉加强减弱的条件,并简单介绍一些干涉现象的应用。

§5-1-1 光的相干性

在波动学中曾经指出过,只有满足相干条件的相干波才能相互干涉。所谓相干条件就是:

- (1) 两波在相遇点所产生的振动在同一方向。
- (2) 两波具有相同的频率。
- (3) 两波在相遇点有固定的周相差。

对于机械波来说,上述条件比较容易满足。例如,利用两个完全一样的音叉就可以演示干涉现象。但是对于光波来说,即使两个光源的强度、形状、大小等完全相同,例如两个同样的钠光灯,相干条件仍然不可能满足。因为普通光源发出的光波是由彼此独立、互不相关的原子发出的一系列有限长的波列所组成的。不屑说不同原子,就是同一原子先后发出的两个波列之间的周相差也不是固定的,而是随时间作无规则的且迅速的变化,由这种变化引起的光强改变的次数,在观察或测量的时间内几乎是无限多,于是在相遇点只能获得平均的光的强度。它与两个波列在该点单独产生的光强度之和没有区别,因而不产生干涉现象。

既然两个独立光源发出的光波不可能满足相干条件,那么,就

必须设法使两光波来自同一点光源，也就是把一点光源发出的光波设法分为两束。由于这两个光波是从同一光波分离出来的，所以满足相干条件，即振动方向相同，振动频率相同，周相差恒定。各种各样的干涉装置，如杨氏双缝干涉、菲涅耳双镜、洛埃镜、牛顿圈、薄膜干涉和迈克耳孙干涉仪等都是根据上述原则来获得干涉现象的。

各种干涉装置除了使两光波满足相干条件外，还必须保证两光波的光程差（光程的定义为：光的几何路程乘以它在该介质中的折射率）不能太大。因为在某一点考察时，若光程差太大，一光波的波列已通过，而另一光波相应的波列尚未到达，则两相应波列之间没有重叠，故不能产生干涉现象。我们把尚能观察到干涉现象的最大光程差，叫做相干长度。如果光源的单色性越好，则相干长度越长。激光出现以前，最好的单色光源能达到的相干长度约为700毫米；激光出现后，由于激光具有很高的单色性，使相干长度大大增加。如氦氖气体激光器的相干长度可达几十公里。所以，激光是目前最好的相干光源。

§ 5-1-2 杨氏双缝实验和相干光的获得法

杨氏双缝实验 杨氏双缝实验为光的波动说提供了实验基础。在图(5-1-1)中，先让单色光通过光屏A上的针孔 S_0 ，从 S_0 发出的光，因具有波动性而衍射，到达光屏B所开的两针孔 S_1 和 S_2 处。根据惠更斯原理，这两针孔可以看作波源，由于 $S_0S_1 = S_0S_2$ ，则 S_1 和 S_2 可作为周相相同的光源。由光源 S_1 、 S_2 发出的光相遇后，在屏E上产生光的强度有明暗交替的干涉图样。后来，在杨氏实验中，用狭缝代替针孔（仍用单色光源），这样相应地就以圆柱形波阵面代替了球形波阵面，但截面仍如图(5-1-1)所示。

对于双缝所产生的干涉条纹之间的间隔可以根据图(5-1-2)

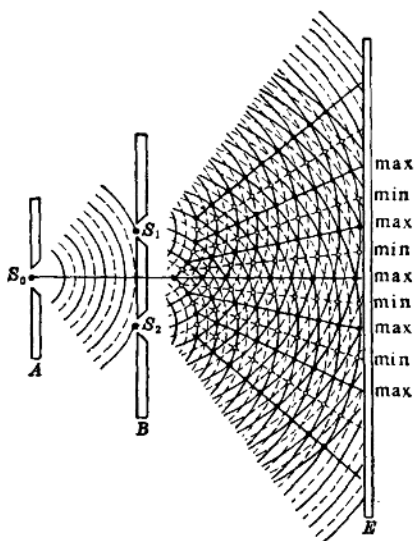


图 5-1-1 杨氏双缝实验

来计算。

根据干涉条件，我们来讨论两相干光源 S_1 和 S_2 在屏 E 上所

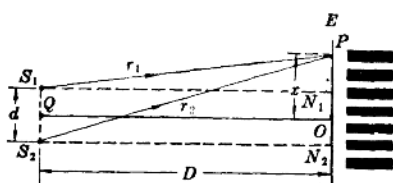


图 5-1-2 杨氏双缝实验干涉条纹计算图

产生的干涉条纹的分布情况。设 S_1 与 S_2 的距离为 d , S_1 或 S_2 到屏 E 的距离为 D 。令 P 为屏 E 上一任意点, r_1 和 r_2 分别为从 S_1 和 S_2 到 P 点的距离, 则由

S_1 和 S_2 发出的光线到达 P 点的波程差:

$$\delta = r_2 - r_1$$

令 N_1 和 N_2 分别为 S_1 和 S_2 在屏 E 上的投影, O 为 N_1 和 N_2 的

中点,并设 $OP = x$,则从三角形 S_1N_1P 及 S_2N_2P 得

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

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

上两式相减,得

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = \delta(r_2 + r_1) = 2dx$$

一般 D 较 d 大得很多,所以 $r_2 + r_1$ 可以看作等于 $2D$,因而得到波程差为

$$\delta = \frac{dx}{D}$$

在波动学中讲过,干涉条件决定于波程差与波长之间的关系。如果令 λ 为光源 S 发出的光波的波长,则当

$$\delta = |r_2 - r_1| = \frac{dx}{D} = k\lambda$$

或 $x = k \frac{D}{d} \lambda \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (5-1-1)$

时,两光波在 P 点干涉相互加强,形成明条纹。在 O 点, $x = 0$, 即 $k = 0$, 因此 O 点出现明条纹,称为中央明条纹。其他与 $k = 1, k = 2, \dots$ 相对应的明条纹称为第一级,第二级……明条纹。

$$\text{如果} \quad \delta = |r_2 - r_1| = \frac{dx}{D} = (2k - 1) \frac{\lambda}{2}$$

或 $x = (2k - 1) \frac{D}{d} \frac{\lambda}{2} \quad k = 1, 2, 3, \dots \quad (5-1-2)$

时,两光波在 P 点干涉相互削弱,形成暗条纹。

在图(5-1-2)中,屏 E 上的明暗相隔的干涉条纹,对 O 点两边是对称的,而且明暗交错地排列着,相邻两明条或相邻两暗条间的距离都是 $\frac{D}{d}\lambda$, 所以是匀排的。

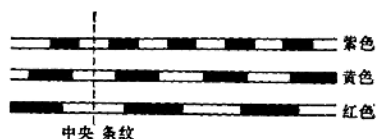


图 5-1-3 几种不同单色光的干涉条纹

在公式(5-1-1)和(5-1-2)中如果 d 、 D 各量已知, 则测定第 k 级干涉条纹到 O 点的距离 x 后, 即可算出单色光的波长。另

外, 由这两公式可见, 用不同的单色光源做实验时, 各明暗条纹间的相互距离也不同。波长愈短的单色光, 例如紫光, 条纹愈密; 波长愈长的单色光, 例如红光, 条纹愈稀 (见图 5-1-3)。由此可见, 如果用白色光做实验, 则屏上只有中央条纹是白色的, 其它条纹, 由于各单色光的明暗条纹的位置不相同 (从图 5-1-3 可以看出), 形成彩色条纹。

例. 已知单色光, 其波长 $\lambda = 6328$ 埃, $D = 1$ 米, 且 $d = 1$ 毫米, 试计算从中心数起第一条明条纹到中心的距离 $x = ?$ (亦即两明条纹间的间隔为多少?)

解: 由

$$x = k \frac{D}{d} \lambda$$

当 $k = 1$ 时,

$$\begin{aligned} x &= k \frac{D}{d} \lambda = 1 \cdot \frac{1 \text{ 米}}{0.001 \text{ 米}} \cdot 6328 \times 10^{-10} \text{ 米} \\ &= 6.328 \times 10^{-4} \text{ 米} = 0.6328 \text{ 毫米} \end{aligned}$$

即第一明条纹到中心的距离 x (也是两明条纹间的间隔) 为 0.6328 毫米。

***空间相干性** 在杨氏双缝实验中, 倘若使用的不是单色光而是普通扩展的非相干光源, 就要在屏 A 上开一狭缝 S_0 , 并在光源前面放一滤波片, 以此获得基本的单色光作为相干的光源来照亮屏 B 上的缝 S_1 和 S_2 (见图 5-1-1)。这样 S_1 和 S_2 就成为两个相干光源, 在屏上出现的便是一组近似直线的明暗相隔的干涉条

纹。

至于狭缝 S_0 的半宽度 r 与两缝 S_1 、 S_2 的距离之间满足怎样的关系,才能产生干涉,这需要先理解一个所谓空间相干性的概念。空间相干性所考虑的是指同一瞬间,在波前上的空间各个不同点的周相有何关系。如果在波前上任意选定的两点之间有恒定的周相差,那么我们称该波具有空间相干性。“恒定”的意思是指在一定的时间内,譬如用眼睛或者用照相可以观察到干涉现象的时间内,两点发出的光波的周相差不变。空间相干性并不一定要求波前是平面的,只要波前的形状不随时间变化就可以了。有了空间相干性的概念后,我们再反过来找出狭缝 S_0 的半宽度 r 与两缝 S_1 、 S_2 的距离之间满足怎样的关系下,才有空间相干性,也就是说,怎样才能使得我们从一非相干光源中获得相干光波。

在杨氏双缝实验中,缝 S_0 上每一点所发的光都是不相干的,但每一束光线分为两部分经过缝 S_1 、 S_2 后就成为相干光。现在我们要来考虑 S_0 的半宽度 r 最大是多少,才能从非相干光源中得到相干光。在图(5-1-4)中, S_1 和 S_2 是相距为 d 的两条缝,它们的位置对称于 S_0O ,因此在 O 点出现的是中央亮条纹,假如使 S_0 沿垂直于 S_0O 的方向向上移动(即图 5-1-1 的光屏

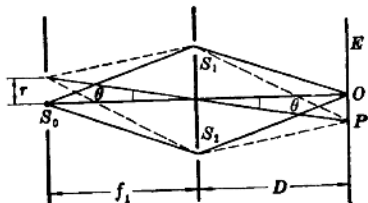


图 5-1-4 光源的宽度

A 上的缝 S_0 的宽度增加),则屏 E 上的中央明条纹将从 O 点向下移到 P 点。如果 S_0 移过的距离 r 恰好使移动 S_0 后的中央明条纹和原来的第一暗条纹的位置重合,也就是说 S_0 移过的距离 r 恰使明条纹移过距离为 $\frac{1}{2} \frac{D}{d} \lambda$ (即两明条的间隔的一半);同样,假

如使 S_0 沿垂直于 S_0O 的方向向下移动 r , 使缝光源 S_0 的宽度增加到恰好等于 $2r$, 则条纹就会完全消失。因此, 这时的缝光源刚好变成非相干光源了。这时对应的 r 值通过图 (5-1-4) 可以计算出来。因为

$$OP = \frac{1}{2} \frac{D}{d} \lambda \quad (a)$$

$$\frac{OP}{D} = \frac{r}{f_1} \quad (b)$$

由式 (a)、(b) 可求得

$$r = 0.5 \frac{f_1}{d} \lambda \quad (c)$$

式中 f_1 为 S_0 与 S_1S_2 之间的距离。这就是说, 缝 S_0 要起到一个相干光源的作用, 其缝宽 $2r$ 必须小于 $\lambda f_1/d$ 。否则就不会产生干涉现象。从这里我们也看到了 r 与 d 之间的关系不能任意给定的。

空间相干性还可用相干面积这个物理量来表示。图 (5-1-4) 中的狭缝光源 S_0 可用图 (5-1-5) 中半径为 r_0 , 平均波长为 $\bar{\lambda}$ 的圆形光源 S 来代替。在缝 S_1 、 S_2 处放一屏 A , 屏到圆形光源中心的距离为 R (它相当于图 5-1-4 中的 f_1), 在屏 A 上画出一直径为 2ρ 的圆形截面, 其中 2ρ 相当于图 (5-1-4) 中 S_1 、 S_2 之间的距离 d 。这样, 把相应的量代入式 (c) 后, 可得

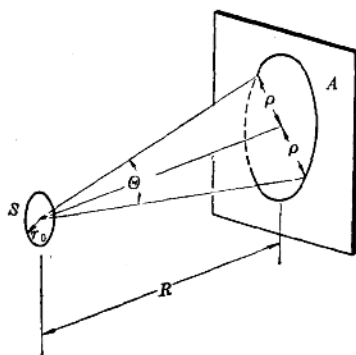


图 5-1-5 相干面积

$$2\rho = 0.50 \frac{\bar{\lambda} R}{r_0}$$

该截面上任意两点作为波源都是相干的波源，这一面积称为相干面积。在相干面积之外的截面上的点都不具备空间相干性。

空间相干性也可以用相干面积对光源的锥角

$$\Theta = \frac{2\rho}{R} = 0.50 \frac{\bar{\lambda}}{r_0}$$

来表式，上式的意思是说在锥角 Θ 内的光线都可以相干，在锥角 Θ 之外的光线不能相干。减小 r_0 ，虽然能增加相干面积（或者说增大了 Θ ），但光通量却减弱了。

在计算氦氖(He-Ne)激光器的相干面积时，可以近似地把激光器看成半径为 w_0 的面光源，该光源辐射出来的激光束的发散锥角 $\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} = 0.317 \frac{\lambda}{w_0}$ 。显然 $\theta < \Theta$ ，这也就是说，激光器所发射出来的激光束，在其传播方向上任意截面内的任何两点都是相干的。所以我们说激光的空间相干性好。

例．菲涅耳双面镜的干涉 在图(5-1-6)中， M_1 和 M_2 是两个平面镜，两镜之间夹角 ε 很小，即 $\varepsilon = 10^{-3}$ 弧度。 S_0 是一个狭缝光源。凡是由 S_0 发出再分别经 M_1 和 M_2 反射后的两条光线都是相干光线。设 S_1 和 S_2 分别是 S_0 在 M_1 和 M_2 中所成的虚像。这样从 S_0 发出

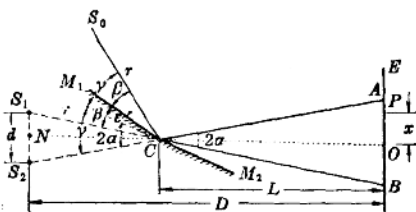


图 5-1-6 计算菲涅耳双面镜中的干涉条纹用图

经 M_1 (或 M_2) 反射出来的光线到达空间任一点所经过的路程，与假定该光线直接从 S_1 (或 S_2) 发出到达同一点所经过的路程相等，于是由 S_1 和 S_2 发出的两部分光在屏 E 上相遇就发生干涉条纹。设单色缝光源 S_0 距两镜交叉处的距离 $r = 0.5$ 米，单色光的

波长 $\lambda = 5 \times 10^{-7}$ 米, 屏 E 与两镜交叉处距离 $L = 1.50$ 米。求: (a) 屏上两明条纹间的距离, (b) 屏上最多可以看到多少条明条纹?

解: (a) 从光源 S_0 发出经 M_1 和 M_2 反射出来的光线在 P 点产生明条纹的条件是

$$\frac{dx}{D} = k\lambda$$

式中 d 是 S_1 和 S_2 间的距离, D 是 S_1 或 S_2 到屏幕的距离。 O 点显然是一个明条纹。距 O 点最近的明条纹可由上式中 $k=1$ 决定之, 即

$$\frac{dx}{D} = \lambda \quad (a)$$

如果求出 d 与 D 的数值, 然后代入上式, 即可求得 $|x|$ 之值, 亦即两明条纹间的距离。

S_1 和 S_2 既然是 S_0 分别在 M_1 和 M_2 中的虚像, 那末根据几何光学, S_0 与 S_1 对 M_1 是对称的, 而 S_0 与 S_2 对 M_2 也是对称的, 因此 $S_0C = S_1C = S_2C = r$ 。从图 (5-1-6) 中可以看出 2α 、 β 、 γ 以及 ε 各个角之间的关系为

$$2\alpha = 2\gamma - 2\beta, \quad \gamma = \beta + \varepsilon$$

解上列两式, 得

$$2\alpha = 2(\beta + \varepsilon) - 2\beta = 2\varepsilon$$

即

$$\alpha = \varepsilon$$

因此得

$$D = NO = NC + CO = r \cos \varepsilon + L$$

$$d = 2r \sin \varepsilon$$

将 d 及 D 代入式 (a) 并解出 $|x|$, 得

$$|x| = \frac{D\lambda}{d} = \frac{\lambda(L + r \cos \varepsilon)}{2r \sin \varepsilon}$$

将 $\lambda = 5 \times 10^{-7}$ 米, $L = 1.50$ 米, $r = 0.50$ 米代入上式, 并注意到因 ε 很小, 故 $\cos \varepsilon \approx 1$, $\sin \varepsilon \approx \varepsilon = 10^{-8}$ 弧度, 得

$$|x| = \frac{5 \times 10^{-7}(1.50 + 0.50)}{2 \times 0.50 \times 10^{-3}} = 10^{-3} \text{ 米} = 1 \text{ 毫米}$$

(b)屏 E 上明条纹可能出现的最多条数决定于自虚光源 S_1 和 S_2 发出的光线在屏上相互重叠的范围。如果延长 S_1C 线到屏上 B 点, 延长 S_2C 线到屏上 A 点, 则在 M_2 足够长的条件下, 可以看出 AB 就是这个范围。从图(5-1-6)得

$$\begin{aligned} AB &= 2AO = 2CO \tan \varepsilon \approx 2CO\varepsilon = 2 \times 1.50 \times 10^{-3} \\ &= 3 \times 10^{-3} \text{ 米} = 3 \text{ 毫米} \end{aligned}$$

由此可见在屏上最多出现三条明条纹。

洛埃镜 洛埃应用从一个光源直接发出的光线与它在一个平面镜上的反射光线来构成相干光线。图 5-1-7 表示的是洛埃镜实验简图。图中 S_1 光源发出的

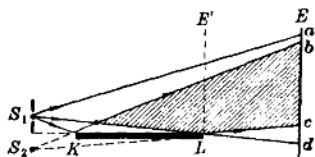


图 5-1-7 洛埃镜实验简图

光线经过狭缝的约束后, 有一部分光线直接射到屏 E 上, 而另一部分经 KL 平面镜反射后也射到屏 E 上。设 S_2 为 S_1 在镜中的虚像, 这样经反射后的光线到达空间任一点所经过的路程, 与假定该光线直接从 S_2 发出是一样的。所以 S_2 可以看成是反射光的光源, 它和 S_1 构成一对相干光源。图 5-1-7 中画有斜线的部分就表示相干光在空间重叠的区域。把屏放在这个区域内时, 显然屏上也会出现明暗相间的干涉条纹。

洛埃镜实验不但同样可以证实光的波动性质, 而且还可以测定光波的波长。

洛埃镜实验的另一重要意义, 是用实验证明了光波由光疏媒质射向光密媒质被反射出来后遭到半波损失这一事实。当屏放到与镜端接触, 即图中 E' 的位置时, 屏上和镜面接触处出现暗条