

高等学校教学用书

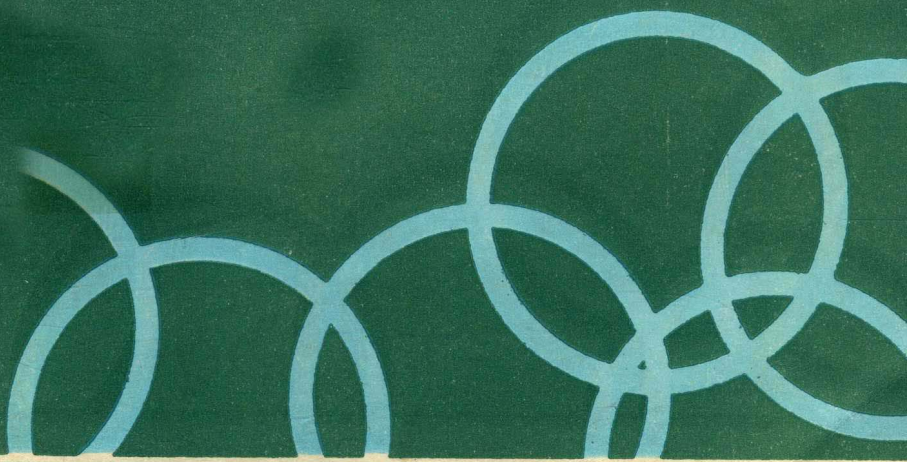
下册

大学物理

DAXUE WULI

王戊辰 主编

中国矿业大学出版社



内 容 简 介

大学物理

下 册

王戊辰 主 编

中国矿业大学出版社

（京）110000

7-51051-426-7

0.30 元

0.30

内 容 简 介

本书是根据高等工业学校“大学物理课程教学基本要求”，本着循序渐进、突出重点、便于教和学的原则编写而成的。

全书共分上、中、下三册。上册包括力学、机械振动和机械波、分子物理学和热力学；中册包括电磁学；下册包括光学和近代物理基础。

本书为煤炭系统高等工科院校教学用书，也可作为其它院校有关专业的参考书。

责任编辑 何其华

高等学校教学参考用书

大学物理 (下册)

王戊辰 主编

中国矿业大学出版社出版发行

新华书店经销 中国矿业大学印刷厂印刷

开本850×1168毫米 1/32印张8.375字数269千字

1991年4月第一版 1991年4月第一次印刷

印数：1—14000册

ISBN 7-81021-456-X

0·20

定价：3.35元

序

本课程是高等工科院校的一门重要基础课，其目的在于使学生较系统地掌握物质运动的基本规律，培养学生运用基本规律对一般问题进行理论分析和计算的能力。

本书共三册是由煤炭系统各高校联合编写的，参加编写的院校有：阜新矿业学院、黑龙江矿业学院、河北煤炭建筑学院、山西矿业学院、西安矿业学院、中国矿业大学、山东矿业学院、淮南矿业学院、中国煤矿经济学院、焦作矿业学院和湘潭矿业学院。

在本书的编写中，我们本着吸收各校丰富的教学经验，努力体现《大学物理课程教学基本要求》的原则，做到既要便于教师教又要便于学生学；力求概念明确、文字通顺、说理清楚；注意控制篇幅，并适当增加应用知识；做到习题与原理的紧密配合，并有适当的阶梯。

限于水平和时间仓促，本书定有不少缺点和错误，衷心希望读者提出宝贵意见和建议。

参加本分册编写工作的有王戊辰、李茂萱、叶能昶、康山林、胡传镛、李徽、黄国新、谭剑青、章利生、郑传明，由王戊辰主编。全书插图由刘德兰同志描绘在此表示感谢。

编 者

1990年8月

目 录

第五篇 波动光学

第二十章 光的干涉	(2)
§ 20-1 光波 相干光波的获得	(2)
§ 20-2 干涉图样的分析	(9)
§ 20-3 半波损失 光程	(13)
§ 20-4 薄膜干涉	(20)
§ 20-5 劈尖干涉 牛顿环	(26)
§ 20-6 迈克耳孙干涉仪	(32)
思考题	(35)
习题	(37)
第二十一章 光的衍射	(41)
§ 21-1 惠更斯—菲涅耳原理	(41)
§ 21-2 单缝夫琅和费衍射	(45)
§ 21-3 衍射光栅	(54)
§ 21-4* 光学仪器的分辨率	(60)
§ 21-5 伦琴射线的衍射	(64)
思考题	(68)
习题	(70)
第二十二章 光的偏振	(74)
§ 22-1 自然光和偏振光	(74)
§ 22-2 偏振片的起偏和检偏作用	(78)
马吕斯定律	(78)

§ 22-3 反射光和折射光的偏振 布儒斯特定律.....	(81)
§ 22-4 光的双折射.....	(85)
§ 22-5* 偏振光的干涉.....	(94)
§ 22-6* 人为双折射.....	(98)
§ 22-7* 旋光现象.....	(101)
思考题.....	(102)
习题.....	(102)

第六篇 近代物理

第二十三章 狭义相对论	(107)
§ 23-1 狭义相对论产生的历史背景.....	(108)
§ 23-2 狭义相对论的基本假设 洛仑兹变换.....	(115)
§ 23-3 长度和时间的相对性.....	(128)
§ 23-4 狭义相对论动力学主要结论.....	(136)
思考题.....	(145)
习题.....	(146)
第二十四章 量子物理的实验基础	
物质的波粒二象性	(150)
§ 24-1 热辐射定律 普朗克量子假设.....	(150)
§ 24-2 光电效应.....	(163)
§ 24-3 康普顿效应.....	(171)
§ 24-4 德布罗意假设 物质的波粒二象性.....	(177)
思考题.....	(190)
习题.....	(192)
第二十五章 原子的量子理论	(194)
§ 25-1 氢原子光谱的规律性.....	(194)
§ 25-2 玻尔理论与氢原子的能级.....	(198)

§ 25-3 薛定谔方程 一维无限深势阱.....	(215)
§ 25-4* 量子力学关于原子结构理论的 主要结论.....	(224)
思考题.....	(231)
习题.....	(232)
第二十六章* 固体的能带 半导体简介.....	(233)
§ 26-1 固体的能带结构.....	(233)
§ 26-2 本征半导体和杂质半导体.....	(235)
§ 26-3 半导体p-n结.....	(237)
§ 26-4 半导体的光电热电效应.....	(241)
思考题.....	(242)
习题.....	(243)
第二十七章* 激光.....	(244)
§ 27-1 光的吸收 自发辐射和受激辐射.....	(245)
§ 27-2 激光的产生.....	(248)
§ 27-3 激光器.....	(253)
§ 27-4 激光的应用.....	(256)
思考题.....	(260)

第五篇 波动光学

光学和天文学、力学一样是最早发展起来的一门学科。我国先秦时代的《墨经》中，就有关于几何光学知识的系统记载。然而光学的进一步发展却经历了漫长的岁月，直到17世纪上半叶，才弄清光的几何性质。

17世纪下半叶，人们对光的本性开始进行认真的科学探讨。当时存在两派学说：以牛顿为代表的光的微粒学说和以惠更斯为代表的光的波动学说。微粒学说认为光是沿直线飞行的粒子流，它能自然地解释光的直线传播性质，对光的反射和折射也能做出一定的说明，但对牛顿所发现的“牛顿环”这种光的干涉现象却不能阐明。由于微粒说的直观性和牛顿的巨大威望，在17、18世纪中，微粒说一直在光学中占据优势。光的波动说最初认为光是在一种特殊弹性媒质中传播的机械波，它也能解释光的反射和折射现象。到19世纪初，光的波动学说得到进一步发展，成功地解释了光的干涉和衍射现象，而这些现象正是光的微粒说无法说明的。到19世纪60年代麦克斯韦建立了电磁场的理论后，确认光是一种电磁现象，光波是一种电磁波，这时，光的波动学说才得到公认。

很有意思的是往往存在这样一种情况，在巨大成功的背后却隐藏着新的危机。当时大多数物理学家都陶醉在经典物理学的辉煌成就中，但是一系列新的实验事实却使经典物理学遇到了“灾难”。对经典物理学的革命性突破导致物理学的进一步发展。这些进展之一就是对本性的认识又前进了一步。光到底是什么？现代科学表明，光是十分复杂的客体。光在某些方面的行为

象是经典概念中的“波动”，另一些方面的行为又象经典概念中的“粒子”，也就是说光表现出了“波、粒二象性”。

光学这门学科可以概括地划分为几何光学、波动光学和近代光学三部分。本篇仅讨论波动光学的基本问题，即光的干涉、光的衍射和光的偏振等基本规律。

第二十章 光的干涉

雨后在柏油路面上常常见到一些油膜，它们闪烁着五彩缤纷的图样；儿童们喜欢吹肥皂泡，美丽的肥皂泡不断变换着色彩。这些都是常见的一种叫做干涉的现象。干涉现象不能用光的直线传播性质来解释，只能用代表光的电磁本性的波动理论来说明。

当两个或多个光波在空间相遇时，在一定条件下，其相遇空间出现有些地方光的强度（光强）始终加强、有些地方光的强度始终减弱的光强的稳定分布，这种现象叫做光的干涉。我们要知道的是：干涉现象是如何产生的？光的干涉中光强的分布规律是怎样的？它有什么应用？

§ 20-1 光波 相干光波的获得

光波 现在知道，无线电波、光波、 X 射线和 γ 射线都是电磁波。如果我们按照波长或频率把这些电磁波排列起来（如图20-1所示），称为电磁波谱。其中可见光是指人眼可以感觉到各种颜色的光波，只占电磁波谱图上很小一部分，其波长在 $4000 \text{ \AA} - 7600 \text{ \AA}$ （ $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$ ）之间，图20-1的下图是可见光颜色按波长的分布。实际上颜色随波长连续改变，图中各种颜色的分界线带有人为约定的性质。

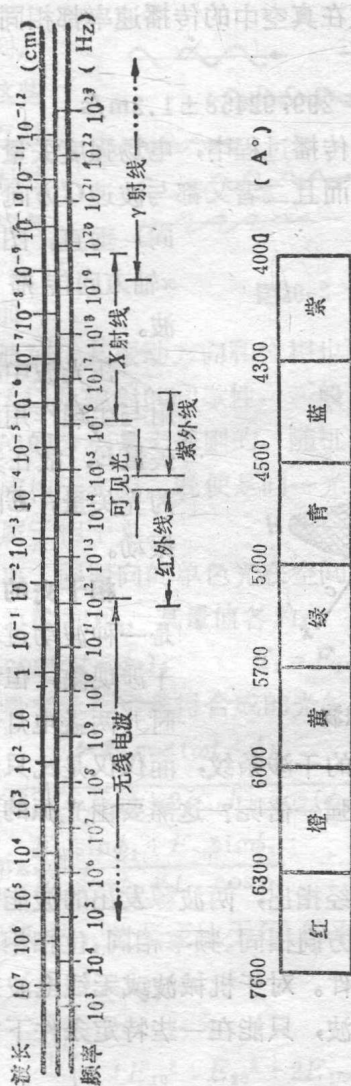


图20-1 电磁波谱 可见光颜色按波长分布

任何波长的电磁波在真空中的传播速率都相同，一般用 C 表示，其数值为

$$C = 299792458 \pm 1.2 \text{ m/s}$$

电磁波是横波，在传播过程中，电场强度矢量 E 与磁场强度矢量 H 处处相互垂直，而且二者又都与波速 C 方向（波的传播方向）垂直。图20-2所示为沿 x 轴方向传播的平面电磁波。

在光波中，产生感光作用与生理作用的是电场强度矢量 E ，故在光学中把 E 称为光矢量， E 的振动称为光振动。

相干光的获得 光既然是一种波动过程，应能产生干涉现象，但是当教室中同时开两盏电灯时，为什么桌面上没有出现明暗相间的干涉条纹，而仅仅是比只开一盏灯时照亮桌面的强度均匀地增强一倍呢？这需要由光源的发光机理来说明。

在机械波一章中曾经指出，两波源发出的波能够呈现干涉的必要条件是它们的振动方向相同、频率相同、位相相同或位相差恒定，这称为波的相干条件。对于机械波或无线电波来说，相干条件较易满足，而对于光波，只能在一些特定条件下才能观察到干涉现象。

光波是由光源中原子或分子运动状态发生变化（跃迁）时产生的。每个原子或分子每一次跃迁发出的光波持续时间约为 10^{-8}s ，这样的光波只是短短的一列，叫做光波列，光束中含有

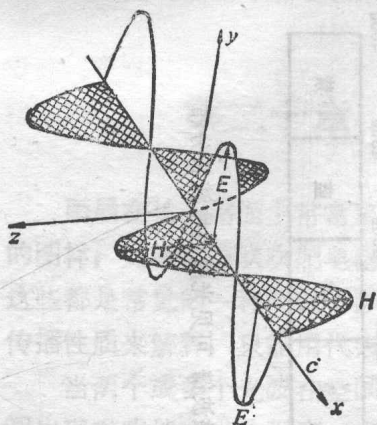


图20-2 平面电磁波

极大数量的光波列，如图20-3所示。这些光波列彼此间相互独立，各个波列的振动方向、振动位相都各不相同。即使是同一个原子所发出的前一个

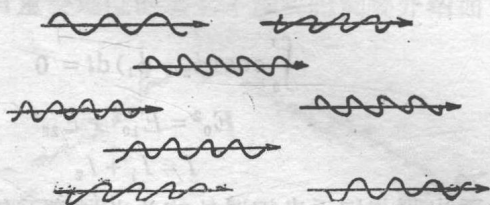


图20-3 光波列

一个波列和后一个波列，其振动方向和位相也不一定相同。由于原子和分子数量巨大以及辐射的间歇性，一般光源发光时，光波列的振动方向和相位的分布是无规则的、随机的。所以两个独立的光源一般不能构成相干光源。即使是同一光源上的两个发光点所发出的光，也不属于相干光。

设两个同频率、同振向的单色光在空间某处相遇，它们在该处的光矢量分别为 E_1 和 E_2 ，其量值各为：

$$E_1 = E_{10} \cos(\omega t - \phi_1); \quad E_2 = E_{20} \cos(\omega t - \phi_2)$$

用振动的旋转矢量表示法可求得合成的光矢量 E 的量值为

$$E = E_0 \cos(\omega t - \phi)$$

式中 $E_0 = \sqrt{E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20}\cos(\phi_2 - \phi_1)}$

$$\phi = \arctg \frac{E_{10}\sin\phi_1 + E_{20}\sin\phi_2}{E_{10}\cos\phi_1 + E_{20}\cos\phi_2}$$

在观察的时间间隔 τ 内，光强正比于 E^2_0 的平均值，即

$$\begin{aligned} I \propto E^2_0 &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau E_0^2 dt \\ &= \frac{1}{\tau} \int_0^\tau [E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20}\cos(\phi_2 - \phi_1)] dt \\ &= E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos(\phi_2 - \phi_1) dt \end{aligned}$$

由于原子或分子发光的随机性，两光波间的相位差瞬息万变，所

以

$$\int_0^T \cos(\phi_2 - \phi_1) dt = 0$$

$$E_0^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2$$

即

$$I = I_1 + I_2$$

由此看出两非相干光相遇处的总光强等于各光强的简单叠加。

然而，对相干光来说，在两束光有恒定相位差时，其合成光强为

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi_2 - \phi_1)$$

这是两相干光的相干叠加。随相遇空间的不同， $(\phi_2 - \phi_1)$ 不相同，光强会有某种程度的起伏，显示出光的干涉效应。但若在相遇处 E_{10} 和 E_{20} 相差甚大，则 I_1 与 I_2 也相差甚大，这种随空间而改变的光强起伏实际上将很不明显。所以，要观察到明显的干涉现象，相遇处两光矢量的振幅要接近相等，这一点可作为产生干涉的一个补充条件。设 $I_1 \approx I_2$ ，则上式可近似写为

$$I = 2I_1 [1 + \cos \Delta\phi] = 4I_1 \cos^2 \frac{\Delta\phi}{2} \quad (20-1)$$

式中 $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ ，当 $\Delta\phi = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots$ 时， $I = 4I_1$ ，光强有最大值；当 $\Delta\phi = \pm \pi, \pm 3\pi, \dots$ 时， $I = 0$ ，光强为零。在这种情况下，在空间相遇的两光波的干涉条纹明暗对比最大。

若用某种方法把来自同一光源的光束分成两个分光束，令其通过各自的光路之后再在空间某点相遇，在相遇点处，两分光束中属于同一原子发射的分光波列显然是相干的。由不同原子发射并被分出的各对分波列到达相遇点处时又有相同的位相差或时间差（它们的光路相同），这样在相遇点两分光束就能产生出一定的光强分布，如图20-4所示。所以，获得相干光的一般方法是从同一光源中分出两束光，在各自通过不同的光路后，再令它们相遇，这两束光一定是相干光。作为获得相干光的实例，现将几个

在光学发展历史上占有重要地位的著名干涉实验简要介绍如下。

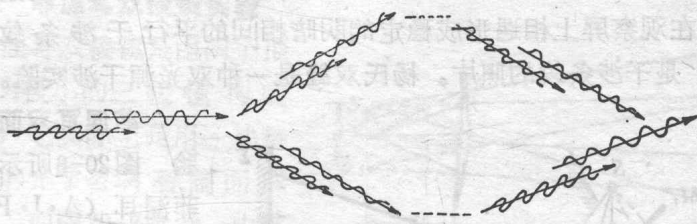
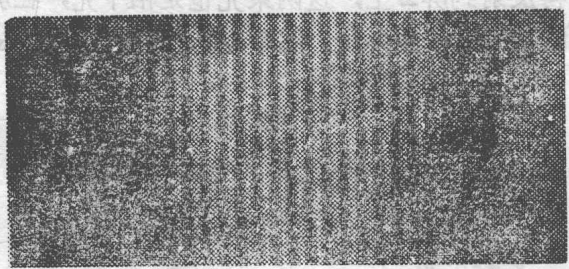
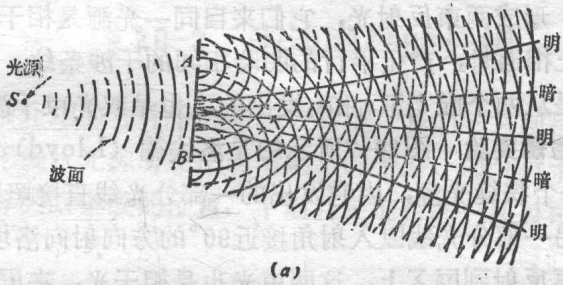


图20-4 获得相干光的一般方法

杨氏双缝实验 早在1801年杨氏 (T · Young) 双缝 实验就成功地实现了光的干涉。如图 20-5所示,其中图(a)中的s是一个能发出单色柱面光波的线状光源。它实际上是一个被照亮的狭缝。这个柱面光波又落在两个平行的、相距很近的狭缝A和B上。在



(b)

图20-5 杨氏双缝实验

狭缝位置对称时，到达两个狭缝的两部分光波同相位。这样的两个狭缝就构成了两个相干的次级线状光源，它们发出的两组柱面光波在观察屏上相遇形成稳定的明暗相间的平行干涉条纹。图(b)是干涉条纹的照片。杨氏双缝是一种双光源干涉实验。

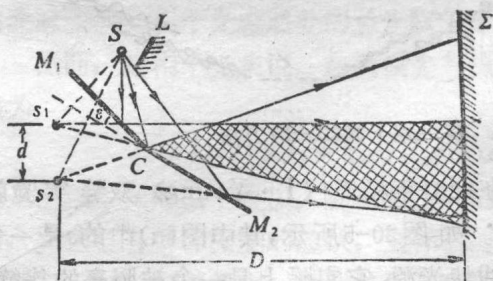


图20-6 菲涅耳双面镜实验

菲涅耳双面镜实验

图20-6所示的是菲涅耳 (A.J. Fresnel) 双面镜实验。菲涅耳双面镜是由两个彼此倾斜一个很小角度 ϵ 的反射镜构成的。由狭缝光源 s 发出的光照射在两个

反射面上，形成两束反射光，它们来自同一光源是相干光，当它们在屏 Σ 上相遇时，产生平行的明暗相间的干涉条纹。这两束光可以看作是从两个虚光源 s_1 和 s_2 发出的，也是双光束干涉。

洛埃德镜实验 图20-7所示的是洛埃德 (Lloyd) 镜实验。图中 s_1 是一个狭缝光源，由它发出的一部分光线直接照射到观察屏 Σ 上，另一部分光线以入射角接近 90° 的方向射向洛埃德镜(平面镜)、再反射到屏 Σ 上，这两束光也是相干光，在屏 Σ 上产生平行的明暗相间的干涉条纹。图中 s_2 是 s_1 的虚像， s_1 与 s_2 构成两个

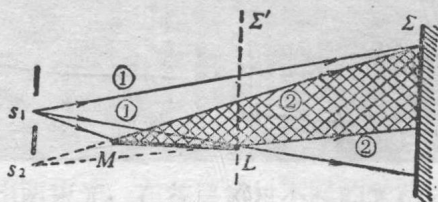


图20-7 洛埃德镜实验

相干光源。

菲涅耳双棱镜实验

菲涅耳双棱镜是由两个顶角 A 极小的三棱镜构成的，它实际上是用一块整体的光学玻璃磨制而成的。如图20-8所示，由狭缝光源 S_0 发出的光束通过

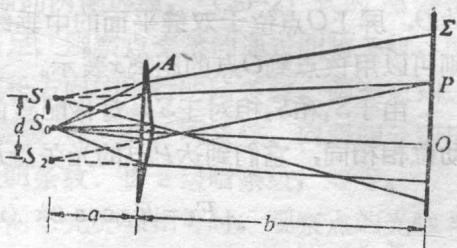


图20-8 菲涅耳双棱镜实验

双棱镜后形成两束折射光，两束折射光是相干光，在相交的空间内发生干涉并在观察屏 Σ 上形成与缝 S_0 平行的一组平行干涉条纹，两束折射光可以看做是由虚光源 S_1 和 S_2 发出的， S_1 和 S_2 是相干光源。

§ 20-2 干涉图样的分析

上节介绍的各种干涉实验装置中，它们的共同特点是都相当于两相干线状光源所发出的两束光的干涉，为分析干涉条纹的性质，计算明暗条纹的位置，下面将要进行的一切讨论对各个实验

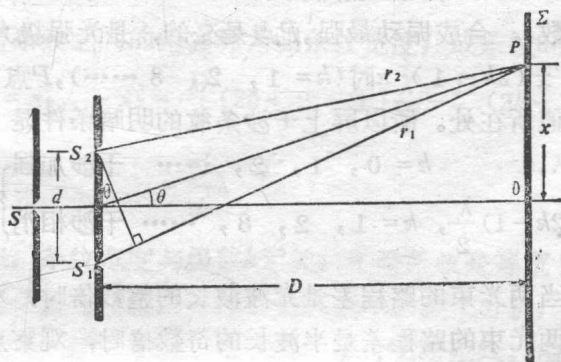


图20-9 杨氏双缝实验的计算

装置都是适用的。为具体起见，现仅举杨氏双缝实验进行讨论。

参看图20-9，设双缝间的距离为 d ，双缝到观察屏 Σ 的距离为 D ，屏上 O 点位于双缝平面的中垂线上，屏上任一点 P 的位置则可以用该点到 O 点的距离 x 表示。

由于 S_1 和 S_2 相对于 S 是对称配置的，两相干光源 S_1 和 S_2 的振动位相相同，它们到达 P 点的光矢量 E_1 和 E_2 应为：

$$E_1 = E_{10} \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{r_1}{\lambda} \right)$$

$$E_2 = E_{20} \cos 2\pi \left(\nu t - \frac{r_2}{\lambda} \right)$$

式中 E_{10} 和 E_{20} 是两束光传到 P 点的光矢量的振幅， r_1 和 r_2 是两光源 S_1 和 S_2 到达 P 点的距离， λ 是照射光的波长， ν 是光波频率。

在 P 点的两个光振动的位相差为：

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{r_2}{\lambda} - 2\pi \frac{r_1}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} (r_2 - r_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta$$

$r_2 - r_1$ 是两光波到达 P 点的路程差，常用符号 δ 表示，当实验装置满足 $d \ll D$ 的条件时（这是必要的），有

$$\delta = r_2 - r_1 = d \sin \theta \cong d \tan \theta$$

根据式(20-1)，当 P 点满足 $\Delta\phi = \pm 2k\pi$ 时($k = 0, 1, 2, \dots$ 等整数)，合成振动最强， P 点是亮的，是光强极大值所在处；当 $\Delta\phi = \pm (2k - 1)\pi$ 时($k = 1, 2, 3, \dots$)， P 点是暗的，是光强极小值所在处。所以屏上干涉条纹的明暗条件是

$$\left. \begin{aligned} \delta &= \pm k\lambda, & k &= 0, 1, 2, \dots \quad \text{干涉加强} \\ \delta &= \pm (2k - 1) \frac{\lambda}{2}, & k &= 1, 2, 3, \dots \quad \text{干涉相消} \end{aligned} \right\} \quad (20-2)$$

上式表明，当两光束的路程差是光波波长的整数倍时，观察点干涉加强；当两光束的路程差是半波长的奇数倍时，观察点干涉相消。