5:1
/40

物 理 光 学 札 记

G. B. 派仑脱　B. J. 汤普逊 著

北京工业学院光学教研室 译

内 容 简 介

本书概要地介绍了近代物理光学的基础知识，主要从光是波动的观点出发，讨论了象的形成和分辨问题. 内容包括惠更斯原理、傅里叶变换和衍射、用脉冲响应和传递函数讨论象的形成和分辨、部分相干理论、相干光中的成象和分辨等. 本书可供光学专业的科技人员和高等学校师生参考.

G. B. Parrent B. J. Thompson

PHYSICAL OPTICS NOTEBOOK

Society of Photo-optical Instrumentation Engineers, California, 1971

物 理 光 学 札 记

G. B. 派仑脱 B. J. 汤普逊 著

北京工业学院光学教研室 译

*

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1980年 7 月第 一 版 开本：787×1092 1/32

1980年 7 月第一次印刷 印张：5

印数：0001—8,500 字数：111,000

统一书号：13031·1294

本社书号：1797·13—3

定价： 0.65 元

译 者 的 话

全息照相、光学传递函数和光学信息处理等近代光学技术，是从六十年代迅速发展起来的. 它们的理论基础傅里叶光学和相干光学(相干成象理论)，也日益为人们所重视.

早在 1963—1967 年，本书作者在杂志上以《物理光学札记》专栏形式连续发表文章，从波动观点出发，概述了傅里叶光学和相干光学的基本内容. 后来作者把这些文章编辑成书出版，旨在为科研人员学习近代光学提供基础理论读物.

本书力求用一些大家所熟知的光学实验来讲清有关的物理概念，避免过多的数学推导，并且结合象的形成过程，对脉冲响应、傅里叶变换、传递函数、部分相干性和阿贝成象理论等内容都作了简明扼要的介绍，对读者了解近代光学技术的理论基础有一定参考价值. 为此，我们把它译成中文出版.

原书中有一些明显错误之处，译文已作改正，一般未作说明. 译文中不当或错误之处，请读者批评指正. 本书由北京工业学院光学教研室范少卿同志翻译，于美文、张炳勋、赵达尊等同志校订.

前　　言

撰写《物理光学札记》的打算，是在读到 Herman Schepler 在《SPIE》（摄影光学仪器工程师协会）学报上发表了《摄影光学札记》之后产生的．那时，我正专心为波士顿东北大学编写一些光学方面的教材，后来按照这个计划编写了一个研究教程，是为取得电气工程系光学硕士资格使用的．与此同时，我们在波士顿从事光学工作的几个人与 Bolt Beraneck 和 Newman 合作，在他们的《高级研究大纲》中开设了一个《现代光学教程》．通过这些工作，我了解到我们打算提出的许多材料在文献中是不容易找到的．这样，编写《物理光学札记》的打算就成为一个吸引人的而且有价值的尝试了．

由 George Parrent 博士和我合编的这个《物理光学札记》从 1964 年到 1967 年在《SPIE》学报上连载．

应《SPIE》学报的要求，我将这些文章编辑成现在这个小册子．

我以十分愉快的心情感谢本书另一作者、我过去的同事 George Parrent 的努力，感谢《SPIE》学报的执行秘书 Hank Sander 及其前任 Jack Carr 的热情帮助，最后还要感谢《SPIE》学报编辑部，他们从来不嫌稿件交得太迟，不厌其烦地催促作者及时完成这一著作．

B. J. 汤普逊

1968 年 10 月

目　　录

1. 惠更斯原理

引　　言

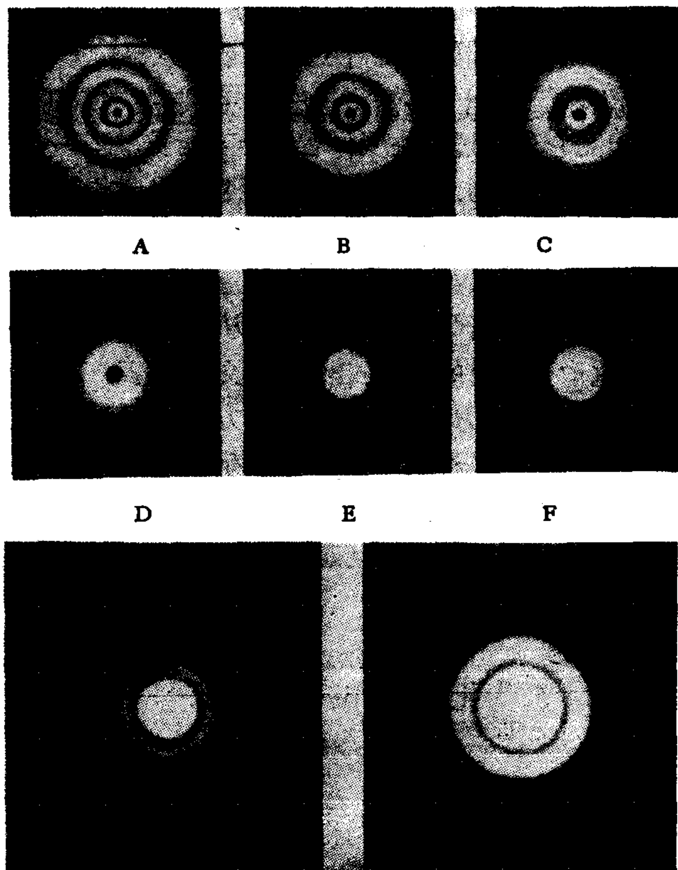
这是一组文章中的第一篇，这些文章的目的是介绍成象的物理光学方面的问题. 鉴于这组文章的宗旨，就不能受原始著作的限制. 而且，虽然将给出适当的教科书和论文作参考文献，但是它们不过反映了作者的个人偏爱，并不一定是基本的或者是最全面的. 长期以来，讲授物理光学的习惯是，引入几个不同的近似模型，而每个模型又都以某种含糊不清的方式和波动方程联系起来. 它暗中假定了，读者在将来的讨论中将会学习到他所学的方法和波动方程之间的真实关系. 本组文章采取了相反的观点. 最难的文章是第一篇，在这篇文章里，用亥姆霍兹方程（即单色波动方程）表述了基本的标量衍射问题，叙述了将这一表述简化为夫琅和费积分和菲涅耳积分所需的近似条件. 这一方法的主要优点在于，一旦获得了基本的解，后面所有的问题都可用这两个积分之一去解决.

把光当作一种波动

对于理解物理光学来说，最基础的当然是把光看作是波动这一概念. 在本篇中，我们将从数学上研究一些显示光的波动性质的最简单情况. 例如考虑一束光通过不透明屏上一个小孔的情况. 光线光学对于这种情况的描述所导出的结论

是，在与第一个屏有一定距离的第二个屏上，观察到的光斑大小简单地比例于孔的大小.

这当然是一种过分的简化. 实际上，人们发现对于相当大(在这里故意含糊其词)的孔，这种正比定律能很好地成立，但是对于较小的孔却全然不再适用. 事实上，如果仔细考察被照明区域到未被照明区域的过渡，即使对于较大的孔，几何学的预言也不成立. 而且，若开孔做得较小，观察到的光斑



A B C D E F G H

图 1.1

就随孔的直径减小而实际上增大，图 1.1 说明了这一点．这个图展示了记录在一个平面上的一系列强度分布照片，这个平面位于由准单色平行光照明的一系列光孔后面的 30 厘米处．放大率是 23 倍，图中还列出了每个光孔的大小（单位毫米）．照片和光孔（A）和 A 一一对应，等等． 显然，简单的几何学判断是很不恰当的．本文的目的是求得这里图示的那些现象的数学描述．

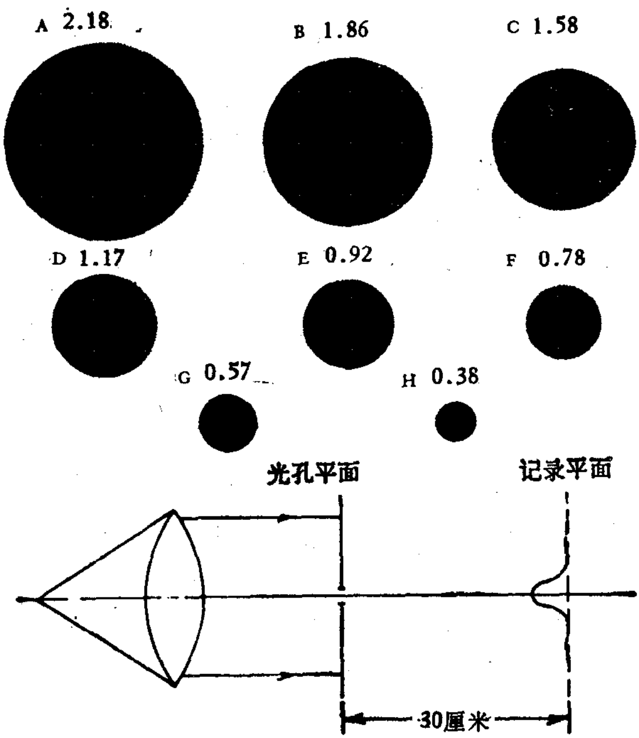


图 1.1

考虑到光是一种电磁扰动，并且按照很容易由麦克斯韦方程组导出的矢量波方程传播，所以从基础物理的观点看来，光的波动性质是基本的．虽然这样研究问题在哲理上是可取的，但它所需数学的复杂程度已超出了诸如本书这组文章的范围．对这方面感兴趣的读者可从 Stratton 那里找到很值得一读的论述[1]． 对于我们的目的，这里将采取更为实用的观点． 作为一种经验事实，大量的光学现象可以按照光是标量单色波的假定予以精确地描述． 在稍后的讨论中，需要突出强调这个假定。到那时再这样做将更为合适。

波 的 传 播

衍射的基本问题只不过是确定波从一个面传播到另一个面的方式．所以，我们将考虑波动方程的解． 标量波动方程的最普遍形式可以写成

$$\nabla^2 V(\mathbf{x},\ t) = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 V(\mathbf{x}, t)}{\partial t^2}\text{1)},$$

式中 $V(\mathbf{x},\ t)$ 是光扰动． 对单色波来说，$V(\mathbf{x},\ t)$ 可分解成下列形式：

$$V(\mathbf{x}, t) = \psi(\mathbf{x})e^{i2\pi\nu t},$$

式中 ν 是波的频率，而 $\psi(\mathbf{x})$ 描述了扰动振幅和位相的空间变化． 将这个单色形式代入一般波动方程中，消去与时间有关的部分，可以看到扰动的空间部分满足亥姆霍兹方程

$$\nabla^2\psi + \left(\frac{2\pi\nu}{c}\right)^2\psi = 0.$$

因此，我们在前几篇文章将讨论这个方程的解． 此方程可写

1) 本书中作者用 $\mathbf{x}$ 表示空间坐标矢量，与通常的 $\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$ 相当.——译注

成更方便的形式：

$$\nabla^2\psi + k^2\psi = 0, \tag{1.1}$$

式中 ψ 是波扰动，∇ 是微分算符，k 是波数 $\frac{2\pi}{\lambda}$（λ是波长）.

利用格林定理（例如可参看 O'Neill 的文章[2]），方程(1.1)可以精确求解．然而，目前我们将满足于一个强调此问题物理意义的近似解．同精确解的关系将在以后的文章中讨论．这里将考虑解的惠更斯原理表达式，亦即我们的解可由下述原理导出：一个几何点光源将产生一个向所有方向均匀发散的球面波．为了从这个特解建立通解，我们注意到亥姆霍兹方程是线性的，因此解的叠加是容许的．其次我们只需要这样的论点：一个任意波形可以认为是点源的一个集合，点源的强度由该点上波的振幅给出．在空间任一点的光场只不过是各球面波的总和．这个论点，虽则在物理上是可取的，但忽略了波有一个优势方向的事实．我们可以通过引入一个计及这些优势方向的倾斜因子来修正这个表达式．

以上论述在数学上可表示如下：一个球面波由方程

$$\psi_{sp} = \frac{e^{-ikr}}{r} \tag{1.2}$$

描述，式中 r 是点光源到观察点的距离．这样，如果一光孔平面上的扰动用波函数 $\psi(\boldsymbol{\xi})$ 表示（这里 $\boldsymbol{\xi}$ 是光孔平面上的位置矢量），那末，对于屏后一点 $\mathbf{x}$ 处的光场，由惠更斯原理导出的表示式（参看图 1.2）为

$$\psi(\mathbf{x}) = \int_{\text{孔}} \psi(\boldsymbol{\xi})\Lambda(\mathbf{x},\boldsymbol{\xi})\frac{e^{-ikr(\mathbf{x},\boldsymbol{\xi})}}{r(\mathbf{x},\boldsymbol{\xi})}d\boldsymbol{\xi}. \tag{1.3}$$

这就是说，(1.3)式只是表示：从孔上每一点 $\boldsymbol{\xi}$ 发射出一个振幅为 $\psi(\boldsymbol{\xi})$ 的球面波；$\Lambda(\mathbf{x},\boldsymbol{\xi})$ 是上面提到的倾斜因子．这个因子的确切形式在本篇是不重要的，而在后面的文章中，当它变得重要时再予以考虑．目前我们只需注意，如

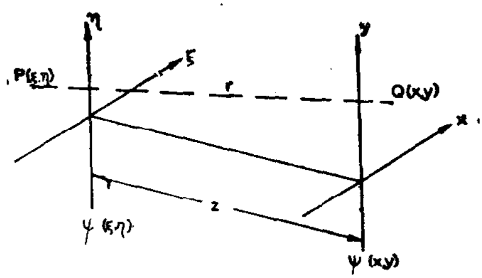


图 1.2

果把 $\mathbf{x}$ 和 $\boldsymbol{\xi}$ 限制在光轴（即垂直于光孔平面并通过光孔中心的直线）邻近适当小的范围内，$\Lambda(\mathbf{x},\boldsymbol{\xi})$基本上是常数．这样，在对观察点作这种限制的条件下，解取如下形式：

$$\psi(\mathbf{x}) = K\int\psi(\boldsymbol{\xi})\,\frac{e^{-ikr(\mathbf{x},\boldsymbol{\xi})}}{r(\mathbf{x},\boldsymbol{\xi})}\,d\boldsymbol{\xi}. \tag{1.4}$$

本篇余下部分是对不同形状的光孔求（1.4）式的解[1]．首先我们注意函数 $r(\mathbf{x},\boldsymbol{\xi})$ 在（1.4）式中两处出现．在分母上的 r 仅仅影响波的振幅，如果象上面指出的那样去限制 $\mathbf{x}$ 和 $\boldsymbol{\xi}$，此 r 可当作一个慢变化函数．然而，指数上的 r，要乘以 $2\pi/\lambda$，因而影响到辐射的位相．因此，虽然略去了 r 的变化对振幅的影响，但我们必须保留指数上 r 的变化．于是，（1.4）式进一步简化为

$$\psi(\mathbf{x}) = \frac{K}{z}\int\psi(\boldsymbol{\xi})e^{-ikr(\mathbf{x},\boldsymbol{\xi})}d\boldsymbol{\xi}. \tag{1.5}$$

如果我们在光孔上用笛卡儿坐标 ξ 和 η 表示，观察面上用 x 和 y 表示，并用 z 表示平面间的距离（参看图 1.2），可以应用毕达哥拉斯定理写出

$$\begin{aligned} r(\mathbf{x},\boldsymbol{\xi}) &= [(x-\xi)^2+(y-\eta)^2+z^2]^{1/2} \\ &= R\left[1+\frac{\xi^2+\eta^2-2(\xi x+\eta y)}{R^2}\right]^{1/2}, \end{aligned} \tag{1.6}$$

1）原文是这样，实际上，下文只是简化（1.4）式，在第二篇中才讨论了各种孔形．——译者

式中 $R=(x^2+y^2+z^2)^{1/2}$. 现在我们将只考虑距离较大的情况,因而(1.6)式可以展开为一个二项式级数,并取它的头两项作近似值. 这样

$$r(\mathbf{x},\boldsymbol{\xi})\simeq R+\frac{\xi^2+\eta^2}{2R}-\frac{\xi x+\eta y}{R}. \tag{1.7}$$

这个近似式表示了大多数我们感兴趣的光学现象的特征. 例外情况(也就是(1.7)式不成立的那类情况)将在后面的文章中讨论. 基于(1.7)式, 习惯上根据式中最后两项的相对大小将衍射问题分类. 这样, 对那些 $\xi^2+\eta^2/2R$ 项可以消去或可以忽略的情形, 我们定为夫琅和费衍射或远场衍射;而对那些 $\xi^2+\eta^2/2R$ 项不能忽略的情形,定为菲涅耳衍射(例如,参看图 1.1A 到 F). $\xi^2+\eta^2/2R$ 项可以用下述两种方法中的任一种消去.

(1) 远场近似

当 R 增大到

$$\frac{k(\xi^2+\eta^2)_{\max}}{2R}\ll 1, \tag{1.8}$$

则 $\xi^2+\eta^2/2R$ 项就可消去.

这种情况称为远域近似的远场, 它在微波频率范围特别重要,而在很多物理光学场合,包括针孔照相机设计中,它也值得注意,因为应该满足的正是这个条件. 应用这个条件与(1.7)式和(1.5)式, 并注意 $z^2\gg x^2+y^2$, 我们得到描述这个场的公式:

$$\phi(x,y)=\frac{Ke^{-ikz}}{z}\iint\phi(\xi,\eta)e^{\frac{2\pi i}{\lambda z}(\xi x+\eta y)}\,d\xi d\eta. \tag{1.9}$$

图 1.1 中 G 和 H 是这种情况的例子.

(2) 夫琅和费条件

在 (ξ,η) 平面上放一透镜并观察透镜焦点处形成的衍

射花样，即可实现这个条件．为了研究这种近似，必须从物理光学的观点考察透镜的作用．这样，根据定义，透镜是一个将平面波前转变成半径是 f 的球面波前的装置．图 1.3 即说明这个概念．图中 P 是进入透镜的平面波；s 是从透镜中出来的球面波；ρ 是 s 上任一点弧高(即到中心轴距离)；x 是从 ρ 的垂足到波前的矢距．利用毕达哥拉斯定理，我们有

$$(f-x)^2+\rho^2=f^2,$$

或

$$2xf=\rho^2+x^2.$$

对于近轴光学，x 很小，x^2 与之比较可以忽略．这样，

$$x=\frac{\rho^2}{2f}, \tag{1.10}$$

(1.10) 式叫做弧矢近似．因此，由透镜产生的位相变化为

$$\phi=kx=k\,\frac{\xi^2+\eta^2}{2f}. \tag{1.11}$$

位于 (ξ,η) 平面的透镜产生一附加项 $e^{ik(\xi^2+\eta^2)/2f}$．这一项抵销了 (1.7) 式中出现的 $(\xi^2+\eta^2)$ 项．这样，在焦平面上点 (x,y) 的光场由

$$\psi(x,y)=\frac{Ke^{-ikf}}{f}\iint\psi(\xi,\eta)e^{-\frac{2\pi i}{\lambda f}(\xi x+\eta y)}\,d\xi d\eta \tag{1.12}$$

给出．

应该看到，如果将 f 换以 z，(1.12) 式等同于 (1.9) 式．这些公式说明，在远场或透镜焦平面上的光场是衍射孔上光

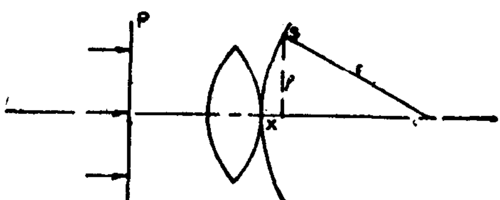


图 1.3

场的傅里叶变换。它们构成了夫琅和费衍射理论的基本公式，是本篇的主要结果。用这个积分来确定衍射花样的问题将在后面的文章中进一步讨论。那时，将给出在实验上实现这些条件的方法和照片说明。

参 考 文 献

[1] Stratton, J. A., Electromagnetic Theory, 1941 (McGraw Hill).

[2] O'Neill, E. L., Introduction to Statistical Optics, 1963 (Addison-Wesley).