

[法] M. 弗朗松 著

光 学

像的形成和处理

科学出版社

光 学

像的形成和处理

〔法〕M. 弗朗松 著

北京工业学院光学教研室 译

科 学 出 版 社

1 9 7 9

内 容 简 介

本书介绍光振动、干涉、衍射、相干性以及偏振等波动光学的基本概念,并着重介绍了傅里叶变换在波动光学中的应用。对空间滤波、全息术、干涉计量和光学信息处理等波动光学现代应用问题,也有专门章节讨论。最后一章,简单介绍非线性光学。

本书可作为高等院校物理光学课程的教学参考书,也可供有关人员作为傅里叶光学的入门参考读物。

M. Françon

OPTIQUE

formation et traitement des images

Masson et Cie, 1972

光 学

像的形成和处理

[法] M. 弗朗松 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

*

1979 年 5 月第 一 版 开本: 787×1092 1/32

1979 年 5 月第一次印刷 印张: 6

印数: 0001—47,550 字数: 130,000

统一书号: 13031·989

本社书号: 1394·13—3

定 价: 0.60 元

译 者 的 话

近二十年来,波动光学的一个重要发展,就是逐步形成了一个新的光学分支——傅里叶光学。1972年出版的M. 弗朗松的这本书就是力求按照傅里叶光学的观点,阐明波动光学的基本问题。作者在这本书里,对光振动、干涉和衍射等基本概念,都直接用傅里叶变换来表达和处理。因此,这本书在观点和方法上具有一定的特色,并为从经典波动光学向傅里叶光学的过渡,提供了较为系统、较为充实的准备。

六十年代以来,全息术和光学信息处理,作为傅里叶光学的实际应用,发展颇为迅速,而且被引进了越来越多的科学技术部门。因此,了解和熟悉这方面的发展,已经成为日益广泛的要求。作者在书中介绍的这部分内容,对初学者来说,可以起到入门的作用,对在这方面从事教学和科研工作的人员来说,也有参考借鉴的价值。

这本书写得比较简明,物理图象比较清晰,然而也有不足之处,例如某些地方写得不够严谨,对相干理论和光学仪器传递函数的介绍也稍嫌简单。但是,总的说来,该书还是一本与波动光学传统写法有所不同,而能够更好地反映现代水平的光学参考书。遵照毛主席关于“洋为中用”的教导,我们将该书译出,供有关人员参考。

原书中的错误和不妥之处,凡是发现的,都已根据具体情况,或直接订正,或在脚注中说明。本书由刘培森同志翻译,赵达尊、于美文同志校订,北京语言学院沈晓楠同志协助作了文字校订。由于译者水平所限,错误和不当之处难免,请读者指正。

1978年6月

前 言

二十年来,信息论和通信理论给光学以巨大影响. 如果说在通信系统中,信息一般具有时间性质,那么在光学里就应当说它具有空间性质,这是因为它涉及了像是怎样由光学仪器形成和传递的问题. 现象的类似导致实际上相同的数学表达方式,即以傅里叶分析为基础的表达方式.

把傅里叶变换引入光学,在形式和内容上都已成为光学重大发展的起点. 傅里叶光学是物理光学的现代面貌;它也叫做相干光学,而相干性、全息术、光学滤波、信息的处理和存储,是它的基本范畴. 自然,这些发展都建立在已经由傅里叶变换表达的干涉和衍射的基础上. 例如,两个点光源的干涉条纹(杨氏条纹),由两个狄拉克分布的傅里叶变换表示. 又例如,光栅可看作是狄拉克梳,而其衍射图形可看作是该狄拉克梳的傅里叶变换. 后者是另一个狄拉克梳,这样,我们就可以直接得到光栅的谱.

在大学物理教学中,无论怎样看待光学,看来总是希望以既精确又简单的形式,介绍这些基础知识及最新发展. 所以在本书中,我们力求使物理光学具有现代面貌,而略微偏离传统的介绍方式. 但是,新问题的出现,会引起教材的某些变动. 我们认为由麦克斯韦方程组推得的电磁理论,可在电磁学课程的基本定理之后介绍. 所以,我们只限于从传播方程着手引入光振动的概念.

正是根据上述意见,拟定了本书的大纲. 前四章讨论干涉和衍射,接着叙述简化的部分相干理论,以便加深对前述现

象的理解。第六章讨论偏振，特别是偏振光的干涉。也许有人认为，这一章在矿物学课程中讲授更为合适。然而，很难设想物理学家能忽略其应用极为广泛乃至涉及非线性光学的偏振现象。不过这一章比以往还是压缩了。第七章我们借助于光学仪器对空间频率的滤波作用，解释了像的形成；这种滤波是建立在传递函数概念基础上的。但是，像的形成可由在下一章讨论的全息术，以极不相同的方式去设想。对计算机介入全息图制作过程的情况，也有所介绍。第九章讲的是干涉计量学，而全息术在那里起着重要作用，这是因为只有利用全息术，我们才能够使不同时刻记录的光波发生干涉。第十章介绍信息的光学处理，研究了滤波、图像识别、两个图像之间的差别的检测，信息存储以及由计算机进行像的处理。最后一章讨论用激光得到的几个特殊现象。

在这样整体地介绍光学的时候，我们并未力求把多少有些相近而属于不同领域的问题集中在一起讨论。以往的经验表明，在物理学不同分支中，并行研究具有同样性质的现象时，只能在对这些现象有足够认识的基础上才有所裨益。我们认为，本书面对的学生并未达到这一程度，因此，我们保留了传统的介绍方式，而希望读者在读完本书之后，继续更加深入地研究这门瑰丽的科学——光学。

M. 弗朗松

1971 年 3 月于巴黎

符 号

我们认为,有必要首先明确本书使用的基本符号和图式的意义.在研究无穷远衍射(夫琅和费衍射)现象时,产生衍射的光阑位于 $C\eta\zeta$ 平面内(图1). 衍射现象在物镜 O 的

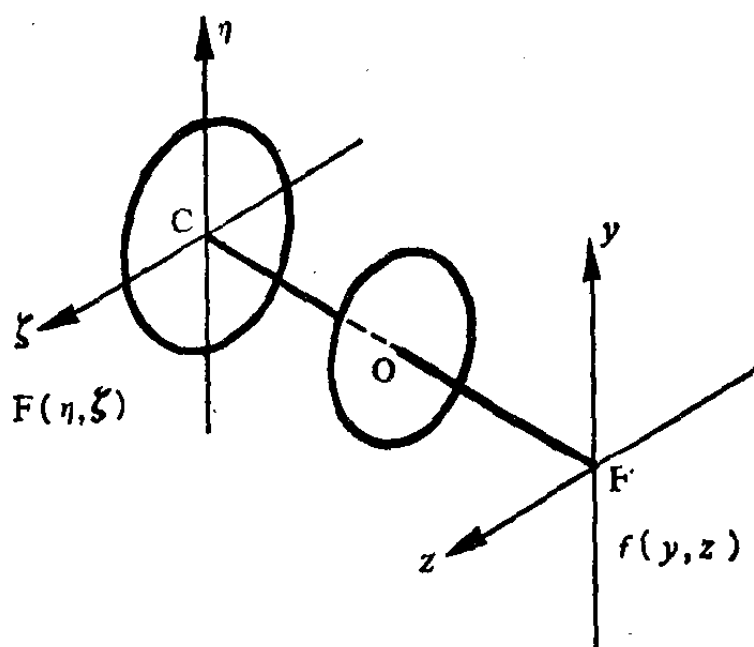


图 1

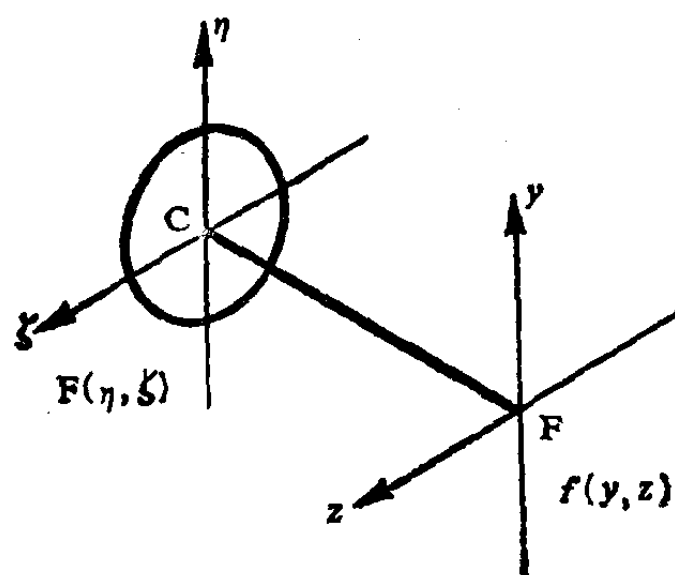


图 2

焦平面 Fyz 内观察。由于光阑总是用平行光照明，所以平面 Fyz 就是点光源像所在平面。我们经常研究发生在这个平面内的情况，而很少考察光源平面。因此，我们宁可选取符号 y, z ，而不用传统的符号 y', z' 。光阑平面上的振幅分布由函数 $F(\eta, \zeta)$ 表示。衍射现象所在平面(傅里叶平面)内的振幅分布由函数 $f(y, z)$ 表示， $f(y, z)$ 是 $F(\eta, \zeta)$ 的傅里叶变换。

对菲涅耳衍射，我们采用同样的符号和图式，但取消透镜 O (图 2)。

如果我们考察一非相干物，及其由一物镜形成的像，则物平面由 $F_0 y_0 z_0$ 坐标系标记。同前面一样，像平面仍由 Fyz 坐标系标记 (图 3)。

相干照明下的物平面与夫琅和费衍射中的光阑作用相

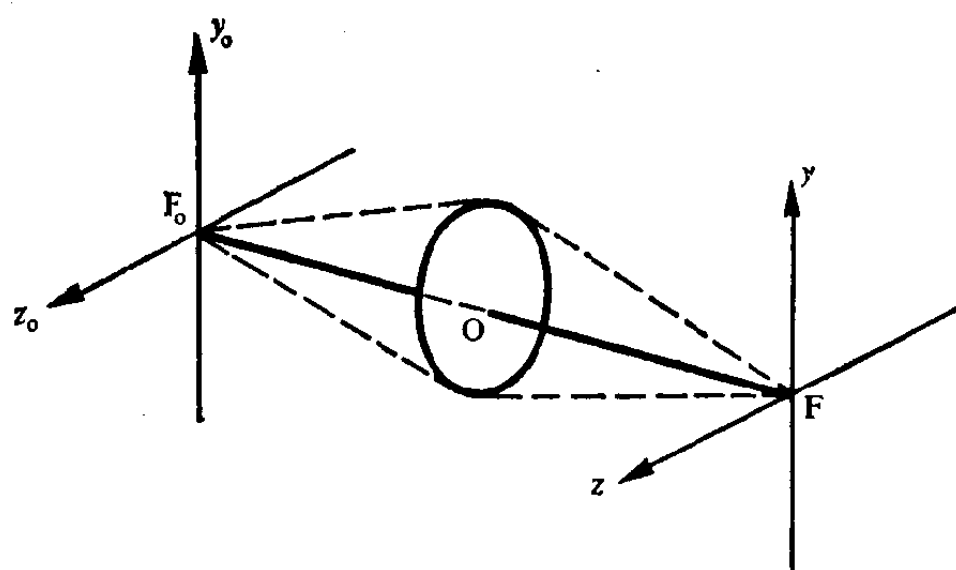
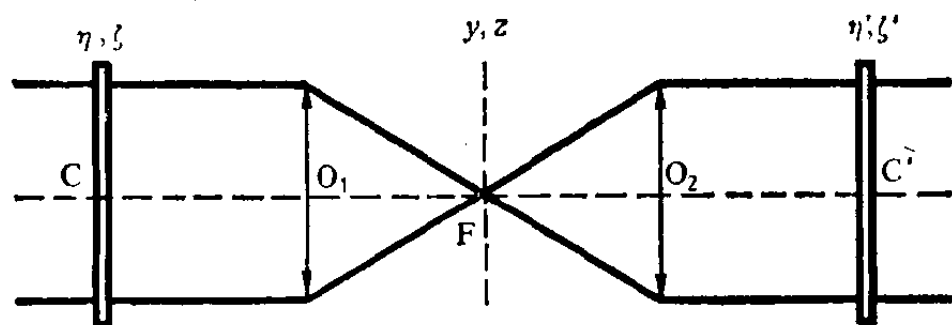


图 3



傅里叶平面

图 4

同。因此，它用 $C\eta\zeta$ 坐标系标记，而傅里叶平面则用 Fyz 坐标系标记（图4）。在个别情况下，有时需要考察 $C\eta\zeta$ 平面的共轭面，该共轭面由 $C'\eta'\zeta'$ 坐标系标记。

在全息学中，记录和重现时的全息图平面，由 $C\eta\zeta$ 坐标系标记。可是，对傅里叶全息图，所用符号为 Fyz 。实际上，这个全息图经常用于光学滤波装置的傅里叶平面。

简言之，我们将用以下符号：

1. 无穷远衍射（夫琅和费衍射）

产生衍射的光阑平面： $C\eta\zeta$ 坐标系。

该平面内振幅分布： $F(\eta, \zeta)$ 。

傅里叶平面： Fyz 坐标系。

傅里叶平面内振幅分布： $f(y, z)$ 。

该平面内强度分布： $I = ff^*$ 。

2. 有限距离衍射（菲涅耳衍射）

产生衍射的光阑平面： $C\eta\zeta$ 坐标系。

该平面内振幅分布： $F(\eta, \zeta)$ 。

观察衍射的平面： Fyz 坐标系。

该平面内振幅分布： $f(y, z)$

该平面内强度分布： $I = ff^*$ 。

3. 非相干照明下平面物体的像

物平面： $F_0y_0z_0$ 坐标系。

物的几何像的强度分布： $O(y, z)$ 。

像平面： Fyz 坐标系。

物的实际像的强度分布： $E(y, z)$ 。

4. 相干照明下平面物体的像

物平面： $C\eta\zeta$ 坐标系。

该平面内振幅分布： $F(\eta, \zeta)$ 。

傅里叶平面： Fyz 坐标系。

该平面内振幅分布: $f(y, z)$.

该平面内强度分布: $I = ff^*$.

5. 全息术和光学滤波

记录或重现时全息图平面: $C\eta\zeta$ 坐标系.

全息图平面内的振幅: $F(\eta, \zeta)$.

傅里叶全息图平面: Fyz 坐标系.

傅里叶全息图平面内的振幅: $f(y, z)$.

为了简化在研究衍射现象时经常用到的公式, 我们令

$$\frac{\sin x}{x} = \text{sinc } x.$$

第一章 光 振 动

1.1 单色光振动. 时间相干性

按照电磁理论,光是由电场和磁场并行传播而形成的.各种实验表明,在光的传播空间内,光振动可用电场的振动来表示.

考察各向同性电介质,电场 $\mathbf{E}$ 在其中的传播速度等于 v . 根据麦克斯韦方程组,我们可以建立传播方程:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad (1.1)$$

式中 ∇^2 是拉普拉斯算符, t 为时间. 在我们即将研究的现象中,光振动可以看作标量,我们用函数 U 表示,而把 (1.1) 式写成

$$\nabla^2 U = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}. \quad (1.2)$$

对于由一个点光源发出的、半径为 r 的球面波来说,该方程的解是

$$U = \frac{a}{r} \cos(\omega t - \varphi), \quad (1.3)$$

式中 a 为常量, a/r 为波的振幅,它与到点光源的距离 r 的倒数成比例地衰减. 因子 ω 为角频率, φ 为位相. 如果 U 只与三个坐标中的一个有关,则得到一平面波,而传播方程的解为

$$U = a \cos(\omega t - \varphi), \quad (1.4)$$

式中 a 为波的恒定振幅.

图 1.1 表明位相 φ 的物理意义. 横坐标为 x 的 M 点处,

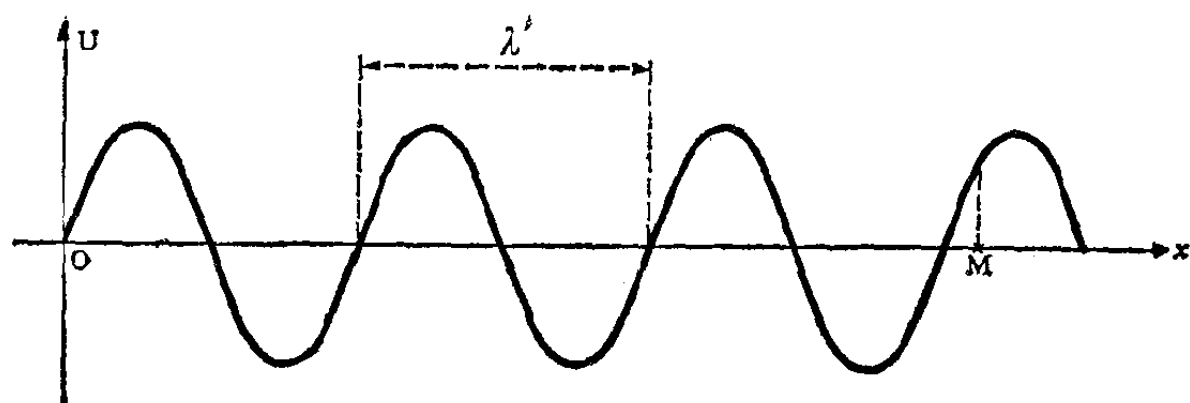


图 1.1

在 t 时刻振动的位相，就是原点处在 $t - \frac{x}{v}$ 时刻的位相。

如果 T 为周期， $\lambda' = vT$ 为光在某种介质内传播时的波长，则对平面波来说，有

$$\begin{aligned} U &= a \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) = a \cos \left(\omega t - \frac{2\pi x}{vT} \right) \\ &= a \cos(\omega t - \varphi). \end{aligned} \quad (1.5)$$

其中

$$\varphi = \frac{2\pi x}{\lambda'}. \quad (1.6)$$

令 $n = c/v$ 为介质的折射率 ($c =$ 真空中的光速)，从而 $\lambda = n\lambda'$ 为真空中的波长，于是有

$$U = a \cos \left(\omega t - \frac{2\pi nx}{\lambda} \right). \quad (1.7)$$

距离 x 与折射率 n 的乘积 nx 为 O 与 M 之间的光程。为方便起见，采用以下形式的复数符号：

$$U = a [\cos(\omega t - \varphi) + j \sin(\omega t - \varphi)] = a e^{j(\omega t - \varphi)},$$

$$j = \sqrt{-1}, \quad (1.8)$$

式中因子 $e^{j\omega t}$ 表明光的波动性，在所有计算中都作为一个因子。所以，可把它略去，而将振动简单地表示成

$$ae^{-i\varphi} \text{ (平面波) 或 } \frac{a}{r}e^{-i\varphi} \text{ (球面波)}. \quad (1.9)$$

使用复数符号很方便,这是因为如果对 U 的运算是线性的,我们就能用复函数计算.物理量是计算给出的最后表达式的实部.实际振幅是复振幅的模,从而振动的强度正比于复振幅模的平方.于是,有

$$I = U \cdot U^*. \quad (1.10)$$

一个能发出象我们刚刚考察过的单色振动,即无限持续振动的光源,是一个时间相干光源.这是一个理论上的极限情况,实际并不存在.实际上,光源发出的都是有限持续的振动.振动持续时间 τ 叫做相干时间,它的长度 $c\tau$ (c = 光速)叫做相干长度.对单色性最好的传统光源来说,相干长度的数量级为 60 厘米.激光器的相干长度可达若干公里.

1.2 点光源. 空间相干性

实际的光源总具有有限的大小,但在光学里特别重要的是点光源的情形.我们可以从一个圆函数着手定义点光源,该函数在半径为 ε 的圆内为常量,而在其余各处为零.点光源是半径 ε 趋于零,上述常量反比于圆面积的圆光源的极限.我们还可以把点光源比拟成狄拉克分布或 δ 函数(附录 A, §11).

在一切可将所用光源当作点光源看待的实验里,我们说存在空间相干性.这就是激光器的情形:所出现的一切情况,就象在物镜的焦点处有一点光源.发出的光束实际上是一圆柱体,而垂直截面上所有的点,都处在同一波面上,所以它们位相相同,且完全相干.

1.3 点光源在与之相距为 D 的平面内形成的振幅

考察 $C\eta\zeta$ 平面内的点光源 M , 其坐标为 η 和 ζ (图 1.2). 它照明位于与之相距 D 处的平面 Fyz . 我们要计算 M 在 Fyz 平面上任一点 P 处形成的振幅. 按照 (1.9) 式, 该振幅可写为

$$\frac{1}{\overline{MP}} e^{-ik \cdot \overline{MP}}, \quad \left(\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \overline{MP} = k \cdot \overline{MP} \right). \quad (1.11)$$

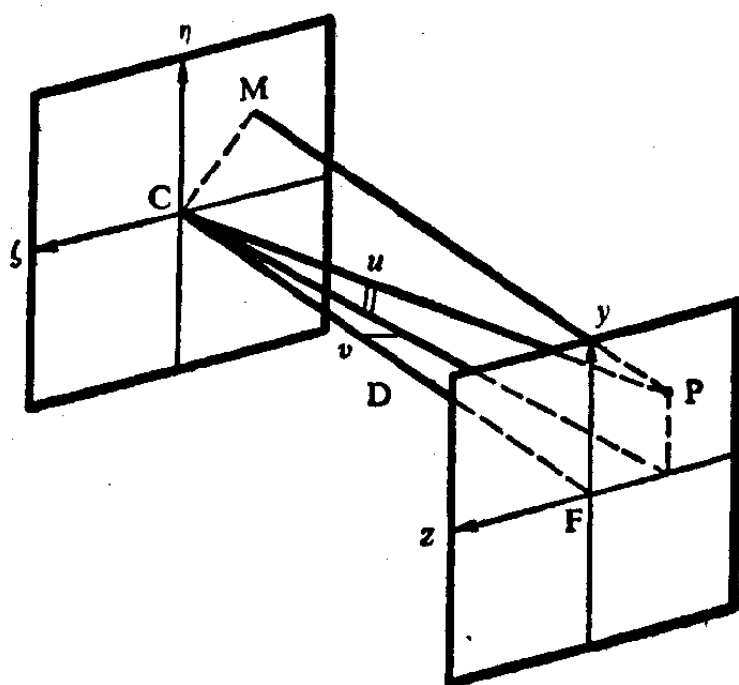


图 1.2

这是因为 M 发出一球面波, 其振幅按距离的倒数衰减. 假定 CM 和 FP 相对于 D 很小, 计算 MP :

$$\begin{aligned} \overline{MP} &= \sqrt{D^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2} \\ &\simeq D + \frac{(y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}{2D}, \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$\overline{MP} \simeq D + \frac{y^2 + z^2}{2D} + \frac{\eta^2 + \zeta^2}{2D} - \frac{y\eta + z\zeta}{D}. \quad (1.13)$$

这些项表示几个距离,它们在图 1.3 中更容易看清. 图 1.3 是一个简化图,其中假定 C, M, F 和 P 位在同一平面. 以下的几条线对图 1.2 和 1.3 同样适用. 作两个球面,其一中心为 C ,半径为 CF ; 另一中心为 P ,半径为 PM . 前者截 MP 于 P' ,后者截 CP 于 A . 如果 H 为由 M 向 CP 所作垂线的垂足,则很容易看到,在所假定的近似条件下,有

$$\overline{AH} = \frac{\eta^2 + \zeta^2}{2D}, \quad \overline{PP'} = \frac{y^2 + z^2}{2D}. \quad (1.14)$$

设 $\mathbf{q}$ 为 CP 上的单位矢量,则 CM 在 CP 上的投影 CH 由下面的标积给出:

$$\overline{CH} = \mathbf{q} \cdot \mathbf{CM} = \frac{y\eta + z\zeta}{D}. \quad (1.15)$$

在本书以后章节中,我们都假定 P 总是离开得足够远,以致 A 和 H 实际上可不必区分:

$$\overline{MP} \simeq D + \frac{y^2 + z^2}{2D} - \frac{y\eta + z\zeta}{D}, \quad (1.16)$$

$$\overline{MP'} \simeq D - \frac{y\eta + z\zeta}{D}. \quad (1.17)$$

令 $u = y/D$ 和 $v = z/D$, 按 (1.11) 式 M 在 P 点形成的振幅为

$$\frac{e^{-jk \cdot D}}{D} \cdot e^{-jk(y^2+z^2)/2D} \cdot e^{jk(u\eta+v\zeta)}, \quad (1.18)$$

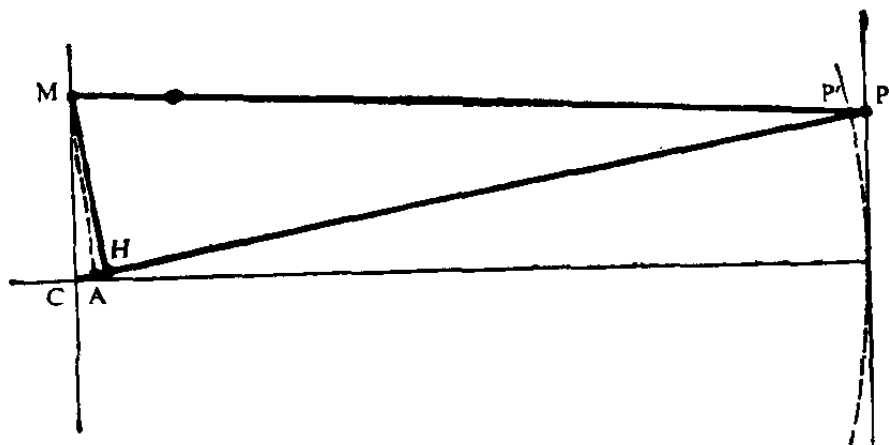


图 1.3

这是因为分母 MP 能用 D 代替。另外, 如果略去常数因子 $e^{-ik \cdot D}/D$, 则 M 在 P' 点形成的振幅可写成

$$e^{ik(u\eta+v\xi)}. \quad (1.19)$$

然而, 如果我们把 δ 函数从 C 移到 M , 它的傅里叶变换(附录 A, §11) 则由下式给出:

$$e^{i2\pi(\mu\eta+v\xi)}. \quad (1.20)$$

取 $\mu = u/\lambda$ 和 $v = v/\lambda$, 我们看到, (1.19) 式与 δ 函数的傅里叶变换相同。所以, 不是在 Fyz 平面上, 而是在中心为 C 、半径为 CF 的球面上, 由点光源 M 发出的振幅, 与 δ 函数的傅里叶变换相同。

1.4 点光源在透镜焦平面内形成的振幅

让我们研究点光源 M 在物镜 O 的焦平面上任一点 P 处产生的振幅(图 1.4)。与图 1.4 相联系的图 1.5 是如同图 1.3 那样的简化图。但是, P 点当然可以在由 C, M, F 三个点决定的平面以外。按照 § 1.3, 除一个常数外, M 在 P 点产生的振幅为 $e^{-ik \cdot (MIP)}$, 其中括弧表示光程。作一中心在 C' 并与焦平面 Fyz 相切于 F 的球面 Σ 。 C' 点是 C 的像, 从而如果 d 为

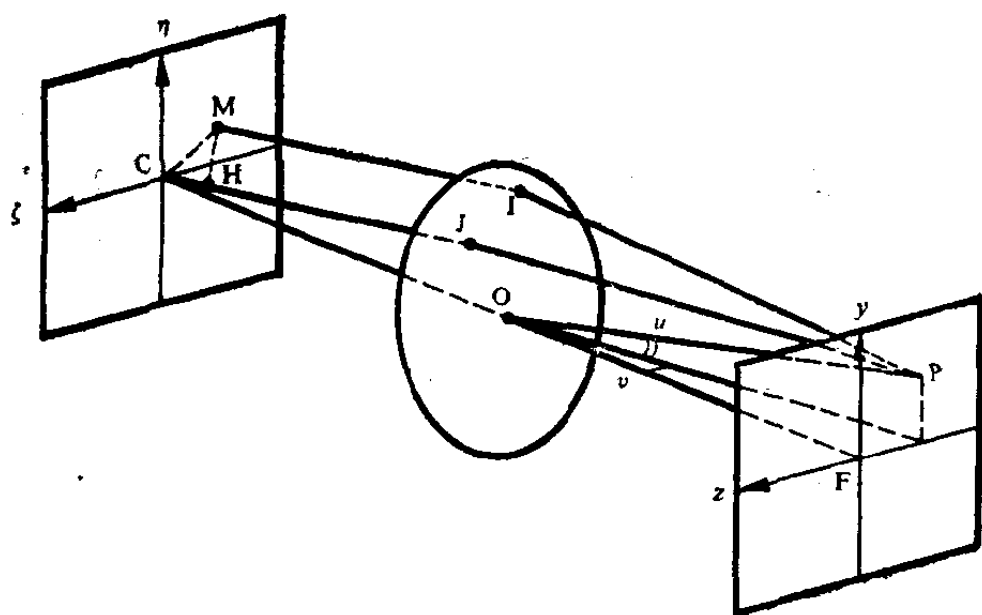


图 1.4

由 C 到 O 的距离, 则几何光学的基本定律表明 $\overline{FC'} = f^2/(d-f)$, 其中 f 为物镜 O 的焦距. 引 CJ 平行于 MI , 这两条光线交于 P 点. 光线 JP 交球面 Σ 于 P' , P' 到 P 的距离由下式

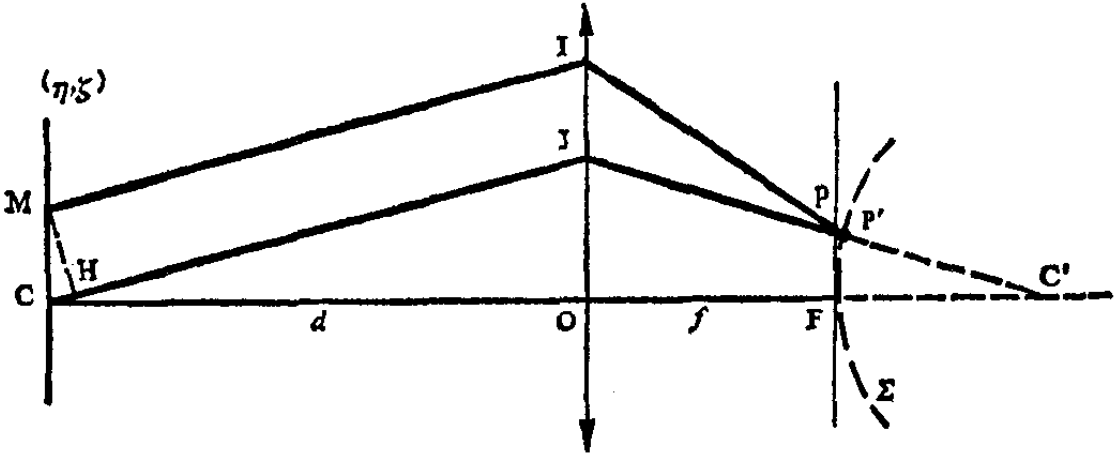


图 1.5

给出:

$$\overline{PP'} = \frac{y^2 + z^2}{2R}, \quad R = \frac{f^2}{d-f}. \quad (1.21)$$

根据马吕定律可以写出

$$(MIP) = (HJP) = (HJP') - \overline{PP'}. \quad (1.22)$$

但是

$$(HJP') = (CJP') - \overline{CH}, \quad (1.23)$$

并且

$$(CJP') = (COF) = m = \text{常数}, \quad (1.24)$$

将 (1.23) 和 (1.24) 式代入 (1.22) 式, 得到

$$(MIP) = m - \overline{PP'} - \overline{CH}. \quad (1.25)$$

根据 (1.15) 和 (1.21) 式, 并略去常数因子 $e^{-ik \cdot m}$, M 在 P 点产生的振幅可写成

$$e^{ik(y^2+z^2)/2R} \cdot e^{ik(u\eta+v\zeta)}. \quad (1.26)$$

因为 $(MIP') = m - \overline{CH} = m - (u\eta + v\zeta)$, 略去同一常数因子 $e^{-ik \cdot m}$, M 在 P' 点产生的振幅可写成

$$e^{ik(u\eta+v\zeta)}. \quad (1.27)$$