

孙柏忠编

WULI GUANGXUE

物理光学

(下 册)

华中理工大学出版社

物理光学

(下册)

孙柏忠 编

华中理工大学出版社

内 容 提 要

本书包括, 物理光学教材的传统内容和近代物理光学内容, 即: 光的电磁理论, 光在介质交界面上的反射和透射, 分子光学, 干涉理论及应用, 衍射理论及应用, 傅里叶光学和信息处理, 全息照相, 晶体光学, 物理光学中的若干现象及应用。共九章, 分两册。一至五章为上册, 六至九章为下册。这册内容为: 傅里叶光学和信息处理, 全息照相, 晶体光学, 物理光学中的若干现象及应用。

本书可供, 光学仪器、应用光学、光学等专业以及相近专业作教材。可供科技工作者参考。

物 理 光 学

(下册)

孙柏忠 编

责任编辑 常江南

*

华中理工大学出版社出版发行
(武昌喻家山)

新华书店湖北发行所经销

湖南省新华印刷二厂印刷

*

开本: 850×1168 1/32 印张: 8.875 字数: 212 000

1989年4月第1版 1989年4月第1次印刷

印数: 1-1 000

ISBN 7-5609-0286-3/O·40

定价: 1.80元

目 录

第六章 傅里叶光学和信息处理	(1)
§ 6.1 空间频率及其物理意义	(1)
§ 6.1.1 空间频率	(1)
§ 6.1.2 空间频谱和角频及其物理意义	(4)
§ 6.2 透镜的傅里叶变换性质	(7)
§ 6.2.1 透镜的位相延迟作用	(7)
§ 6.2.2 薄透镜的傅里叶变换性质	(10)
§ 6.2.3 光瞳函数的影响	(18)
§ 6.3 阿贝-波特实验及泽尼克相衬法	(19)
§ 6.3.1 阿贝理论	(19)
§ 6.3.2 阿贝-波特实验	(23)
§ 6.3.3 泽尼克相衬法	(27)
§ 6.4 成像系统的空间频谱分析	(30)
§ 6.4.1 相干成像系统	(30)
§ 6.4.2 相干成像系统举例	(39)
§ 6.4.3 非相干成像系统	(42)
§ 6.4.4 像差的影响	(48)
§ 6.5 光学信息处理	(49)
§ 6.5.1 空间滤波	(49)
§ 6.5.2 自相关图像识别	(51)
§ 6.5.3 图像相减	(53)
习题六	(56)
题解	(60)
第七章 全息照相	(72)
§ 7.1 基本概念	(72)
§ 7.2 全息图的分类	(77)
§ 7.3 全息图的理论分析	(81)

§ 7.3.1 菲涅耳全息图	(81)
§ 7.3.2 傅里叶全息图	(88)
§ 7.4 全息照相的应用	(91)
§ 7.4.1 全息显微术	(91)
§ 7.4.2 全息干涉术	(92)
§ 7.4.3 通过像差介质成像	(96)
§ 7.4.4 全息空间滤波片	(97)
习题七	(102)
题解	(104)
第八章 晶体光学	(109)
§ 8.1 晶体的一般物理性质	(109)
§ 8.1.1 晶体结构的周期性	(109)
§ 8.1.2 晶体结构的对称性	(110)
§ 8.1.3 晶体的物理性质	(111)
§ 8.2 光在各向异性介质中的传播	(117)
§ 8.2.1 位相速度和光线速度	(117)
§ 8.2.2 光波在晶体中传播的菲涅耳公式	(121)
§ 8.2.3 几何表示法	(123)
§ 8.3 单轴晶体和双轴晶体的光学性质	(129)
§ 8.3.1 晶体的光学分类	(129)
§ 8.3.2 光波在单轴晶体中的传播	(133)
§ 8.3.3 光波在双轴晶体中的传播	(136)
§ 8.4 双折射和锥形折射	(138)
§ 8.4.1 双折射	(138)
§ 8.4.2 锥形折射	(142)
§ 8.5 偏振光的产生和分析	(145)
§ 8.5.1 波片	(145)
§ 8.5.2 产生偏振光的方法	(148)
§ 8.5.3 检测偏振状态的方法	(149)
§ 8.5.4 表示偏振光的琼斯(Jones)矩阵法	(153)
§ 8.6 偏振光的干涉	(161)

§ 8.6.1	在平行光照明条件下晶片的干涉	(161)
§ 8.6.2	在会聚光照明条件下晶片的干涉	(164)
§ 8.6.3	单轴晶片在会聚光下的干涉图	(166)
§ 8.6.4	双轴晶片在会聚光下的干涉图	(169)
§ 8.7	外力作用下的双折射现象	(171)
§ 8.7.1	应力双折射	(171)
§ 8.7.2	声光效应	(174)
§ 8.7.3	电光效应	(176)
§ 8.8	旋光现象和法拉第效应	(183)
§ 8.8.1	旋光现象	(183)
§ 8.8.2	法拉第效应	(188)
习题八		(189)
题解		(196)
第九章	物理光学中的若干现象及应用	(206)
§ 9.1	莫尔现象及其应用	(206)
§ 9.1.1	莫尔现象	(206)
§ 9.1.2	莫尔条纹测量技术	(210)
§ 9.1.3	干涉图的变换及其应用	(211)
§ 9.1.4	用莫尔条纹解释光的干涉及其有关的现象	(219)
§ 9.2	塔耳波特效应	(222)
§ 9.2.1	用平面波产生的塔耳波特效应	(222)
§ 9.2.2	用球面波产生的塔耳波特效应	(225)
§ 9.3	光拍现象及应用	(228)
§ 9.3.1	光拍现象	(228)
§ 9.3.2	激光都普勒测速系统	(230)
§ 9.3.3	利用光拍测量长度	(233)
§ 9.3.4	用光拍测量角速度	(235)
§ 9.4	激光散斑现象及应用	(236)
§ 9.4.1	散斑现象	(236)
§ 9.4.2	散斑干涉仪的原理	(238)
§ 9.4.3	几种散斑干涉仪	(241)

§ 9.5 非线性光学效应.....	(245)
§ 9.5.1 非线性极化效应.....	(245)
§ 9.5.2 二次谐波的产生.....	(247)
§ 9.5.3 位相匹配条件.....	(249)
习题九	(251)
题解	(254)
附录	(257)
A. 二维傅里叶变换定义和定理.....	(257)
B. 七个晶系所属的点群及对称元素.....	(269)
参考文献.....	(277)

第六章 傅里叶光学和信息处理

把通讯理论和傅里叶频谱分析的方法引入光学中，便形成了傅里叶光学。当光源与空间频谱面是一对共轭平面时，且物面放在透镜的前焦平面上，透镜具有二维傅里叶变换的性质；当物面离开透镜前焦平面时，透镜具有夫琅和费变换的性质；当空间频谱面偏离光源的共轭面时，透镜具有菲涅耳变换的性质。

傅里叶光学中，很重要的领域是成像系统的空间频谱分析。在空间域中，相干成像系统的成像过程是： $U_i = U_o \otimes h_c$ ，非相干成像系统的成像过程是： $I_{ic} = I_o \otimes h_{ic}$ ；在空间频率域中，相干成像系统的频谱分析为： $\mathcal{U}_i = \mathcal{U}_o H_i$ ，非相干成像系统的频谱分析为： $\mathcal{I}_i = \mathcal{I}_o \mathcal{H}$ 。注意相干成像系统的出瞳必须与频谱面重合，而非相干成像系统不必这样作。傅里叶光学中，另一个重要的领域是光学信息处理，本章介绍的自相关图像识别和图像相减只是光学信息处理的一部分内容。

§ 6.1 空间频率及其物理意义

§ 6.1.1 空间频率

在第五章里，我们将空间频率作为一种符号（见(5.2-17)式）引入衍射积分式中，并且用傅里叶变换的方法处理夫琅和费衍射问题。读者可能已经形成了这样的印象，即衍射角越大，空间频率越高。本节从空间频率的定义开始，比较严格地阐述空间频率及其物理意义。

频率本来是时间领域里的一个概念，所谓频率是指随时间作简谐振动的物理量，其振动的周期之倒数就是时间频率，或称之频率，本书中提到的频率都指时间频率。物理量按频率或波长的

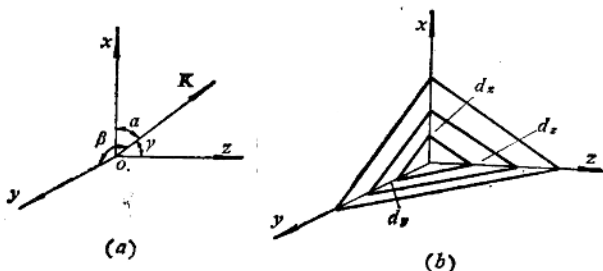
分布叫做谱，如：电磁辐射的能量随波长的变化叫电磁波谱，光的能量随波长的变化叫光谱，等等。

现在把时间领域中的频率概念引申到空间领域里。一个随空间坐标作简谐振动的物理量，其波动周期的倒数叫做空间频率。物理量按空间频率的分布叫做空间频谱。

例如，在空间任意方向上传播的平面波可以写成(见(1.3-12)式)

$$E(x, y, z) = A \exp \left[i 2 \pi \left(\frac{\cos \alpha}{\lambda_0} x + \frac{\cos \beta}{\lambda_0} y + \frac{\cos \gamma}{\lambda_0} z \right) \right], \quad (6.1-1)$$

式中， A 表示振幅， $\cos \alpha$ 、 $\cos \beta$ 和 $\cos \gamma$ 表示波矢量 K 的方向余弦，见图6-1(a)。这个平面波的等位相面方程为



6-1 平面波的方向余弦和等位相面

$$2\pi \left(\frac{\cos \alpha}{\lambda_0} x + \frac{\cos \beta}{\lambda_0} y + \frac{\cos \gamma}{\lambda_0} z \right) = C (\equiv \text{常数}), \quad (6.1-2)$$

C 取不同的值表示不同的等位相面，图6-1(b)表示 $C = 2\pi, 4\pi$ 和 6π 三个等位相面(波阵面)。

下面将导出，在 x 、 y 和 z 方向上波动的周期。令 $y = z = 0$ ，由方程(6.1-2)得

$$x = \frac{C}{2\pi} \frac{\lambda_0}{\cos\alpha} \quad (6.1-3)$$

由于波动是以 2π 为周期的，所以当 C 改变 2π 时， x 的改变量就是 x 方向上的周期，用 d_x 表示它，则由(6.1-3)式得

$$d_x = \frac{\lambda_0}{\cos\alpha} \quad (6.1-4)$$

同样，用 d_y 、 d_z 分别表示 y 和 z 方向的周期，可以推导出

$$d_y = \frac{\lambda_0}{\cos\beta} \quad (6.1-5)$$

$$d_z = \frac{\lambda_0}{\cos\gamma} \quad (6.1-6)$$

我们用 u 、 v 和 w 分别表示 x 、 y 、和 z 方向上的空间频率；根据定义，空间频率等于空间周期的倒数，则由(6.1-4)式至(6.1-6)式得到

$$u \equiv \frac{1}{d_x} = \frac{\cos\alpha}{\lambda_0} \quad (6.1-7)$$

$$v \equiv \frac{1}{d_y} = \frac{\cos\beta}{\lambda_0} \quad (6.1-8)$$

$$w \equiv \frac{1}{d_z} = \frac{\cos\gamma}{\lambda_0} \quad (6.1-9)$$

由于 $\cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma = 1$ ，所以

$$u^2 + v^2 + w^2 = \frac{1}{\lambda_0^2} \quad (6.1-10)$$

$1/\lambda_0$ 表示沿着光波的传播方向（即 K_0 方向）上的空间频率，称它为纵向空间频率。这样，(6.1-7)式、(6.1-8)式和(6.1-9)式的物理意义可以表述为：空间频率 u 、 v 和 w 分别是光波的纵向空间频率在 x 、 y 和 z 轴方向上的投影。而(6.1-10)式的物理意义是：空间频率 u 、 v 和 w 的平方和恒等于光波纵向空间频率的平方。由(6.1-10)式看出，在三维空间中，只有两个空间频率是独立的变量。显然，在二维空间中，只有一个空间频率是独立的变量。而且，空间频率 u 和 v 不仅是角度的函数，也是波长的函数。

将(6.1-7)式、(6.1-8)式和(6.1-10)式代入(6.1-1)式中,可以写出

$$E(u, v) = A \exp \left\{ i 2 \pi \left[u x + v y + \sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} - u^2 - v^2} \times z \right] \right\}. \quad (6.1-11)$$

由此可见,在三维空间中,已知一对空间频率 u 和 v ,平面波的传播方向就确定了。反之,沿某一方向传播的平面波,也对应于一对空间频率。由此推断出,在二维空间中,只需要一个空间频率,便可以确定平面波的传播方向。反之亦然。

§ 6.1.2 空间频谱和角谱及其物理意义

根据二维傅里叶变换的理论,在平面 xy 上,任意的复振幅 $U(x, y)$ 的空间频谱(即傅里叶谱) $\mathcal{U}(u, v)$ 都可以写成为

$$\mathcal{U}(u, v) = \iint_{-\infty}^{\infty} U(x, y) \exp[-i 2 \pi (u x + v y)] dx dy, \quad (6.1-12)$$

而根据傅里叶逆变换定理,又可以将空间复振幅 $U(x, y)$ 写成为

$$U(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{U}(u, v) \exp[i 2 \pi (u x + v y)] dx dy. \quad (6.1-13)$$

这一对积分的积分核,即傅里叶空间分量,各自表示一列平面波,其方向余弦为: $\cos \alpha = \lambda_0 u$, $\cos \beta = \lambda_0 v$, $\cos \gamma = \sqrt{1 - \lambda_0^2 (u^2 + v^2)}$ 。这样,空间频谱表示傅里叶空间分量(即平面波)加权的叠加;而权函数就是空间复振幅。反过来,空间复振幅则是傅里叶空间分量(平面波)的加权的叠加,其权函数便是空间频谱。

对于某个波长来说,空间频率 u 和 v 只是角度的函数,因而,空间频谱 $\mathcal{U}(u, v)$ 也只是角度的函数,用 $A \left(\frac{\cos \alpha}{\lambda_0}, \frac{\cos \beta}{\lambda_0} \right)$ 表示,

即

$$A\left(\frac{\cos\alpha}{\lambda_0}, \frac{\cos\beta}{\lambda_0}\right) = \iint_{-\infty}^{\infty} U(x, y) \exp\left[-i2\pi\left(\frac{\cos\alpha}{\lambda_0}x + \frac{\cos\beta}{\lambda_0}y\right)\right] dx dy, \quad (6.1-14)$$

$A(\cos\alpha/\lambda_0, \cos\beta/\lambda_0)$ 称做空间角谱或角谱。

空间频谱和角谱有相同之处，但又有区别。当光是单色（波长一定）时，空间频谱与角谱无区别，而称做角谱更确切。当光是多色或者是白光时，对于一对空间频率来说，不同的波长，表示沿不同方向传播的平面波。因此，对于不同的波长，它们的空间频谱可以是完全相同的，而它们的角谱却是不同的。这时，空间频谱与角谱有区别。

例1. 单缝衍射（见§5.3.1）的角谱分布。用单色平面波照射宽度为 a 的单缝，其复振幅为(5.3-4)式；而它的空间频谱为(5.3-6)式。使用傅里叶逆变换，可以把单缝的复振幅分布写成

$$U(x_1) = \int_{-\infty}^{\infty} a \operatorname{sinc}[a(u - u_0)] \exp(i2\pi u x_1) du, \quad (6.1-15)$$

式中，因子 $\exp(i2\pi u x_1)$ 表示沿 $\sin\theta_m = \lambda_0 u$ 方向上传播的平面波， θ_m 表示衍射角。因此，(6.1-15)式右端的积分表示沿不同衍射角方向上传播的平面波的加权的叠加，权函数便是这些平面波的振幅，即

$$A\left(\frac{\sin\theta_m}{\lambda_0}\right) = a \operatorname{sinc}\left[a\left(\frac{\sin\theta_m}{\lambda_0} - \frac{\sin\theta_0}{\lambda_0}\right)\right]. \quad (6.1-16)$$

这就是单缝衍射的角谱，见图5-12。

例2. 光栅衍射的空间频谱、角谱和光谱。用双色平行光正入射照明光栅。光栅衍射的空间频谱为

$$\mathcal{Z}(u) = \operatorname{sinc}(au) \left[\frac{\sin\pi Ncu}{\pi du} \right] \quad (6.1-17)$$

此处, a 表示缝宽, d 表示光栅常数, 而 N 表示光栅刻线总数。当空间频率

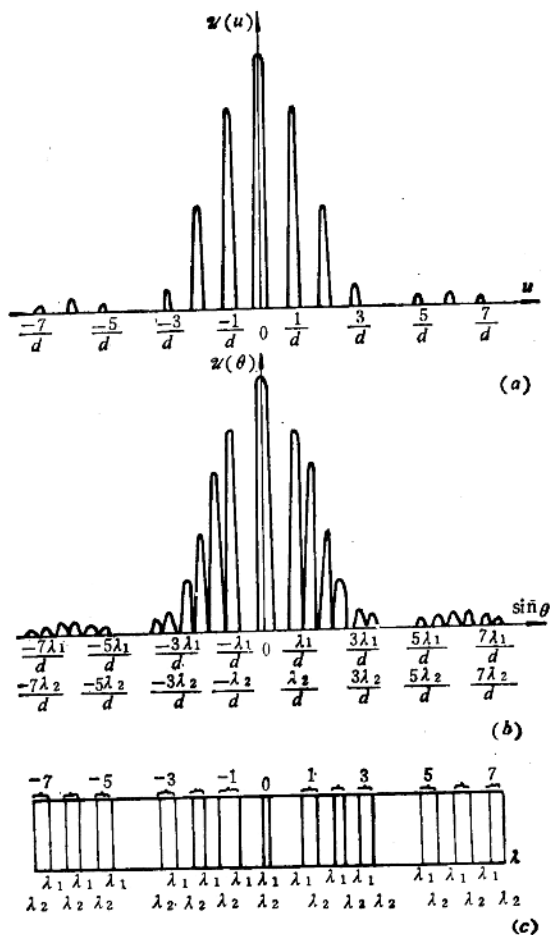


图6-2 光栅衍射的空间频谱、角谱和光谱

$$u = \frac{m}{d} (m = 0, \pm 1, \pm 2 \cdots) \quad (6.1-18)$$

时, 形成各级空间频谱, 如图6-2(a)所示。

用 λ_1 和 λ_2 分别表示双色光的波长, 则它们的角谱分别为

$$A_1 \left(\frac{\sin \theta}{\lambda_1} \right) = \text{sinc} \left(\frac{a \sin \theta}{\lambda_1} \right) \left[\frac{\sin(\pi N d \sin \theta / \lambda_1)}{\pi d \sin \theta / \lambda_1} \right], \quad (6.1-19)$$

$$A_2 \left(\frac{\sin \theta}{\lambda_2} \right) = \text{sinc} \left(\frac{a \sin \theta}{\lambda_2} \right) \left[\frac{\sin(\pi N d \sin \theta / \lambda_2)}{\pi d \sin \theta / \lambda_2} \right]. \quad (6.1-20)$$

当衍射角满足

$$\sin \theta_m = m \frac{\lambda_1}{d},$$

时, 形成单色分量 λ_1 的各级角谱, 而当

$$\sin \theta_m = m \frac{\lambda_2}{d}$$

时, 形成另一个单色分量 λ_2 的各级角谱, 如图6-2(b)所示。各级空间频谱(零级除外, 它是消色差条纹)中, 都包含两条光谱线, 见图6-2(c), 而光谱线的强度正比于角谱模数的平方。

从衍射的意义上来说, 空间频谱(即傅里叶空间频谱)是夫琅和费衍射按空间频率分布的衍射图, 而角谱则是, 某个单色分量按衍射角分布的衍射图。那么光谱则可以说是, 各级空间谱中的所有单色分量的衍射图。因此, 空间频谱、角谱、光谱的概念及其物理意义是不难理解的, 而它们之间的差别也是明显的。

§ 6.2 透镜的傅里叶变换性质

§ 6.2.1 透镜的位相延迟作用

透镜不仅是成像系统的重要元件, 也是傅里叶变换和光学信

息处理的重要元件之一。在第五章里，已经从物理概念上阐述了透镜能实现夫琅和费衍射；根据夫琅和费衍射和傅里叶变换的联系，已知透镜具有二维傅里叶变换的本领。这里将详细证明之。本节先研究透镜的位相延迟作用。

假设透镜没有像差，一个消像差透镜能把一个理想的球面波变换成另一个理想的球面波。依据这一物理事实来讨论透镜的位相延迟作用。

见图6-3，它表示一般的光学成像系统，我们分析一个单色点源的成像过程。将点源放在 x_1oy_1 平面上的坐标原点 o 处，它产生发散的球面波。设 x_1oy_1 平面至透镜 L 的区域满足菲涅耳近似，则可以把在透镜 L 之前且紧贴着透镜的平面上的这个球面波复振幅分布写成为

$$U_L(x_2, y_2) = A \exp \left[i \frac{K}{2d_0} (x_2^2 + y_2^2) \right], \quad (6.2-1)$$

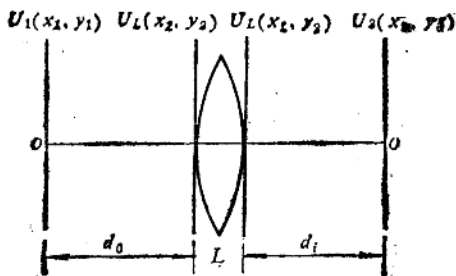


图6-3 一般的光学成像系统

其中， $A = a \exp(iKd_0)/d_0$ (a 是常数)。假设 L 是薄透镜，所谓薄透镜，就是任意一条光线的入射高度与出射高度相等。这样在 L 之后紧贴着 L 的平面上的复振幅可以用 $U'_L(x_2, y_2)$ 表示。定义薄透镜的复振幅透射率

$$t_L(x_2, y_2) = \frac{U'_L(x_2, y_2)}{U_L(x_2, y_2)}. \quad (6.2-2)$$

由于球面波经过透镜之后，仍然是球面波，所以可以将 $U'_L(x_2, y_2)$ 写成

$$U'_L(x_2, y_2) = A \exp \left[-i \frac{K}{2d_i} (x_2^2 + y_2^2) \right], \quad (6.2-3)$$

指数因子出现负号，这是因为，我们已经用(6.2-1)式表示发散的球面波，因此必须用(6.2-3)式表示会聚的球面波。将(6.2-1)式和(6.2-3)式代入(6.2-2)式，得

$$t_L(x_2, y_2) = \exp \left[-i \frac{K}{2} \left(\frac{1}{d_0} + \frac{1}{d_i} \right) (x_2^2 + y_2^2) \right]. \quad (6.2-4)$$

利用透镜定律(高斯成像公式)

$$\frac{1}{d_0} + \frac{1}{d_i} = \frac{1}{f}, \quad (6.2-5)$$

可以把(6.2-4)式改写成

$$t_L(x_2, y_2) = \exp \left[-i \frac{K}{2f} (x_2^2 + y_2^2) \right]. \quad (6.2-6)$$

此式对于正、负透镜都适用，对于正透镜，焦距 $f > 0$ ；而对于负透镜， $f < 0$ 。将(6.2-6)式代入(6.2-2)式，得到

$$U'_L(x_2, y_2) = U_L(x_2, y_2) \exp \left[-i \frac{K}{2f} (x_2^2 + y_2^2) \right]. \quad (6.2-7)$$

可见，薄透镜的输出(U'_L)与输入(U_L)相比较，只是产生一个位相延迟，即

$$\phi_L(x_2, y_2) = - \frac{K}{2f} (x_2^2 + y_2^2). \quad (6.2-8)$$

这就是薄透镜的位相延迟因子，即透镜的作用是产生位相延迟。称(6.2-6)式为透镜的位相变换式，透镜对输入复振幅的变换，

便是用 $t_L(x_2, y_2)$ 乘以输入复振幅。

透镜的位相变换的物理意义很清楚，由于 $\phi_L(x_2, y_2)$ 表示半径为 f 的球面波的旁轴近似，因此，正透镜 ($f > 0$) 将使平面波变换成为向透镜后焦平面会聚的球面波；而负透镜则将平面波变换成发散的球面波（因为 $f < 0$ ），它的虚焦点刚好在透镜的前焦平面上。

以上是考虑了一种理想的情况，即透镜的孔径无限大，而且没有任何像差的存在。实际上，透镜的孔径总是有限的。我们用 $p(x_2, y_2)$ 表示透镜的孔径函数或出瞳函数，即

$$p(x_2, y_2) = \begin{cases} 1 & (\text{在孔径内}) \\ 0 & (\text{在孔径外}) \end{cases}, \quad (6.2-9)$$

可以将透镜的变换式(6.2-6)改写成为

$$t_L(x_2, y_2) = p(x_2, y_2) \exp \left[-i \frac{K}{2f} (x_2^2 + y_2^2) \right]. \quad (6.2-10)$$

再把透镜的残留像差考虑进去，用 $W(x_2, y_2)$ 表示出瞳面上的波像差，可以定义一个广义的出瞳函数：

$$\tilde{p}(x_2, y_2) = \begin{cases} e^{iW(x_2, y_2)} & (\text{在孔径内}) \\ 0 & (\text{在孔径外}) \end{cases}, \quad (6.2-11)$$

这样，(6.2-10)式仍然适用于有像差的透镜。

§ 6.2.2 薄透镜的傅里叶变换性质

为了研究透镜的傅里叶变换的性质，我们将推导出，输入平面 (x_1, y_1) 与输出平面 (x_3, y_3) 上的复振幅分布之间的关系，见图 6-3。用 $e(x_1, y_1)$ 表示照明光波在输入平面上的振幅分布，用 $t_0(x_1, y_1)$ 表示物体的振幅透射函数，可以把输入平面上的振幅分布写成

$$U_1(x_1, y_1) = e(x_1, y_1) t_0(x_1, y_1). \quad (6.2-12)$$

设物平面至透镜的区域满足菲涅耳近似，可以把透镜的输入振幅